



*Основана в 1724 году*

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРЯМОМУ ПРЕОБРАЗОВАНИЮ ЭНЕРГИИ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ**

# **XXIII Международное Собрание по магнитоплазменной аэродинамике**

**Тезисы**

**Москва  
Апрель 23-25,  
2024**

**Организовано ОИВТ РАН**

UDK 533.6.011:(533.95:537.84)

Тезисы XXIII Международного Совещания по  
магнитоплазменной аэродинамике, Москва, ОИВТ РАН, 2024,  
182 стр.

**Программа**  
**XXIII Международное Собрание по магнитоплазменной**  
**аэродинамике**  
 Апрель 23-25, 2024

<b>Апрель 23 (Вторник)</b>	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-10:10	Открытие, В.А. Битюрин
10:10-11:10	<b>СЕССИЯ 1. ПЛЕНАРНАЯ</b> Председатель В.А. Битюрин
10:10-10:40	1.1 Источники сверхвысокочастотного и рентгеновского излучений в протяженных высоковольтных разрядах, <u>Е.В. Паркевич</u> , А.И. Хирьянова, И.С. Байдин, К.В. Шпаков, А.А. Родионов, Я.К. Болотов, В.А. Рябов, А.В. Огинов (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия), приглашенный доклад
10:40-11:10	1.2 Газодинамические эффекты при воспламенении и горении газообразных горючих, А.Д. Киверин (ОИВТ РАН, Москва, Россия), приглашенный доклад
11:10-11:40	<b>Перерыв</b>
11:40-13:00	<b>СЕССИЯ 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ - 1</b> Председатель А.А. Фирсов
11:40-12:00	2.1 Электронные кинетические коэффициенты для моделирования разрядов в смесях воздуха с парами воды, <u>Н.Л. Александров</u> <sup>1,2</sup> , И.В. Кочетов <sup>3,4</sup> ( <sup>1</sup> МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., <sup>2</sup> ОИВТ РАН, <sup>3</sup> ТРИНИТИ, <sup>4</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)
12:00-12:20	2.2 Сравнение приближений локального поля и локальной энергии при моделировании наносекундного поверхностного барьерного разряда в воздухе, Соловьев В.Р., Караваева Н.И., Лисицын Д.А. (МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., Россия)
12:20-12:40	2.3 Численное моделирование динамики образования СВЧ-разряда с безискровой лазерной инициацией, <u>М.Е. Ренев</u> , Ю.В. Добров, Р.С. Хоронжук, И.Ч. Машек, В.А. Лашков (СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия)
12:40-13:00	2.4 Экспериментальное исследование СВЧ разряда создаваемого инициатором в высокоскоростных потоках, <u>К.Н. Корнев</u> , С.А. Двинин, А.А. Логунов, О.С. Сурконт, Т.Р. Абушаев, А.Л. Вольнец (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)
13:00-14:00	<b>Перерыв</b>

14:00-16:00	<b>СЕССИЯ 3. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ, В ТОМ ЧИСЛЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ</b> СОПРЕДСЕДАТЕЛИ А.Д. Киверин и Е.А. Филимонова
14:00-14:20	<b>3.1 Эффекты кинетики химических реакций при распространении плоского ламинарного пламени в бедных водородно-воздушных смесях,</b> Г.Л. Агафонов, Э.К. Андержанов, А.С. Бетев, С.П. Медведев, <u>А.М. Тереза</u> , С.В. Хомик, Т.Т. Черепанова (ФИЦ ХФ РАН, Москва, Россия)
14:20-14:40	<b>3.2 Экспериментальное исследование горения сверхзвуковой струи этилено-воздушной смеси в присутствии электрического разряда,</b> Р.С. Трошкин, Л.С. Волков, Я.В. Мирошников, Д.А. Тарасов, А. А. Фирсов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
14:40-15:00	<b>3.3 Численное исследование динамики спорадических волн горения в прямоугольных каналах и их перехода к сферическому пламени,</b> <u>Е.В. Серещенко</u> , В.В. Губернов, С.С. Минаев (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)
15:00-15:20	<b>3.4 Механизмы воспламенения стехиометрической воздушно-топливной смеси импульсно-периодическим межострийным разрядом,</b> <u>В.А. Битюрин</u> , А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, П.П. Иванов, Е.А. Филимонова (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
15:20-15:40	<b>3.5 Эффективное сочетание различных механизмов подвода энергии для активации топливно-воздушной смеси,</b> Е.А. Филимонова, <u>А.С. Добровольская</u> , В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
15:40-16:00	<b>3.6 Спонтанное ускорение медленной волны горения и переход горения в детонацию в канале,</b> А.Д. Киверин, И.С. Яковенко, А.В. Ярков (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
16:00-16:30	<b>Перерыв</b>
16:30-17:50	<b>СЕССИЯ 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ - 2</b> Председатель Н.Л. Александров
16:30-16:50	<b>4.1 Генерация сильноионизованной плазмы в наносекундных газовых разрядах</b> <u>Е.В. Паркевич</u> , А.И. Хирьянова, И.А. Козин, Д.В. Толбухин, К.В. Шпаков (Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)
16:50-17:10	<b>4.2 Влияние полярности электродов на газодинамику плазмы капиллярного разряда.</b> <u>А.С. Пашина</u> , А.И. Климов, П.Н. Казанский (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
17:10-17:30	<b>4.3 Роль объемных и поверхностных эффектов в барьерной короне атмосферного давления,</b> <u>И. Селивонин</u> <sup>1</sup> , С. Кувардин <sup>1,2</sup> , И. Моралев <sup>1</sup> ( <sup>1</sup> ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup> МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., Россия)
17.30-17.50	<b>4.4 Параметры приэлектродной плазмы ранней стадии импульсного наносекундного искрового разряда,</b> <u>И.А. Козин</u> , Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, К.В. Шпаков (Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)
11.00-18.00	<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ</b>

## Апрель 24 (Среда)

09:45-10:00	On-line connection
10:00-11:00	<b>СЕССИЯ 5. ПЛАЗМО-ХИМИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ</b> Председатель И.В. Селивонин
10:00-10:20	<b>5.1 Нарботка радикалов в метаногазовых смесях при одновременном воздействии электрического поля и электронного пучка, <u>Д.В. Терешонок</u><sup>1</sup>, Н.Л. Александров, Н.Ю. Бабаева<sup>1</sup>, Г.В. Найдис<sup>1</sup>, В.П. Коновалов<sup>1</sup>, В.А. Панов<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., Россия)</b>
10:20-10:40	<b>5.2 Синтез графина при конверсии смеси Ar-CH<sub>4</sub>, инициированной в плазмотроне постоянного тока, <u>М.Б. Шавелкина</u>, Е.А. Филимонова, П.П. Иванов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
10:40-11:00	<b>5.3 Конверсия смеси Ar/CH<sub>4</sub>, инициированная в дуговом плазмотроне, <u>Е.А. Филимонова</u>, М.Б. Шавелкина, П.П. Иванов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
11:00-11:30	<b>Перерыв</b>
11:30-12:50	<b>Сессия 6. ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА - 1</b> Председатель П.Ю. Георгиевский
11:30-11:50	<b>6.1 Управление пульсациями давления в сдвиговом слое прямоугольной каверне с помощью ДБР актуатора с использованием обратных связей, П.Н. Казанский (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
11:50-12:10	<b>6.2 Локализация субмикросекундного разряда в высокоскоростном газодинамическом потоке, <u>Д.И. Долбня</u>, И.А. Знаменская (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)</b>
12:10-12:30	<b>6.3 Переход из режима «тихого» оптического разряда к оптическому пробою, <u>В.Н. Андросенко</u>, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов (ИППМ им. А.Ю. Ишлинского РАН)</b>
12:30-12:50	<b>6.4 Моделирование развития конвективной неустойчивости при импульсном тепловыделении в области инъекции поперечной струи в сверхзвуковой поток, <u>Л.С. Волков</u><sup>1,2</sup>, А.А. Фирсов<sup>2</sup> (<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия) (online)</b>
12:50-14:00	<b>Перерыв</b>

14:00-15:50	<b>Сессия 7. ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА -2</b> <b>Председатель Г.А. Фараносов</b>
14:00-14:30	<b>7.1 О проблеме возбуждения волн неустойчивости с помощью ВЧ ДБР в сверхзвуковых струях, В.Ф. Копьев<sup>1</sup>, О.П. Бычков<sup>1</sup>, В.А. Копьев<sup>1</sup>, Г.А. Фараносов<sup>1</sup>, С.А. Чернышев<sup>1</sup>, И.В. Моралев<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Моск. обл., <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия), приглашенный доклад</b>
14:30-14:50	<b>7.2 Затягивание перехода к турбулентности в пограничном слое на стреловидном крыле с помощью многоканального плазменного актуатора в составе системы с обратной связью, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, А.А.Абдуллаев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>2</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Моск. обл, Россия)</b>
14:50-15:10	<b>7.3 Особенности сверхзвукового обтекания тел при мгновенном энерговыделении в набегающем потоке, П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин, О.Г. Сутырин (НИИМех МГУ, Москва, Россия)</b>
15:10-15:30	<b>7.4 Разработка методов расчета перемежаемости при ламинарно-турбулентном переходе, вызванным неустойчивостью поперечного течения, посредством статистического анализа панорамных измерений PIV, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, А.А. Абдуллаев<sup>1</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Моск. обл., Россия)</b>
15.30-15:50	<b>7.5 Двустадийный процесс выделения тепловой энергии в гетерогенном плазмоидном вихревом реакторе, А.И. Климов, П.Н. Казанский (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
15:50-16:20	<b>Перерыв</b>
16:20-18:00	<b>СЕССИЯ 8. СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ - 1</b> <b>Председатель И.А. Моралев</b>
16:20 -16:40	<b>8.1 О влиянии пылевых частиц на коррозионные процессы в радиационной плазме, В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, К.Э. Галева, А.Н. Кириченко, А.А. Некрасов, А.В. Угодчикова, Н.И. Трушкин, А.В. Филиппов, Ю.В. Черепанова, В.Е. Черковец (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, Россия)</b>
16:40-17:00	<b>8.2 Термохимическая модификация топливных гранул плазмой ВЧИ разряда при атмосферном давлении, М.А. Шавелкин<sup>1</sup>, С.Д. Федорович<sup>1</sup>, М.Б. Шавелкина<sup>2</sup>, Д.И. Кавыркин<sup>1,2</sup>, Ю.М. Фалева<sup>2</sup> (<sup>1</sup>НИУ «МЭИ», <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
17:00-17:20	<b>8.3 Магнитоплазменное формирование и ускорение компактных торов (FRC), Я. Болотов<sup>1</sup>, И. Байдин<sup>3</sup>, Х. Смазнова<sup>2,3</sup>, А. Мозговой<sup>3</sup>, А. Огинов<sup>3</sup> (<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., <sup>2</sup>ВШЭ, <sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)</b>
17:20-17:40	<b>8.4 Верификация метода сглаженных частиц на некоторых задачах с вязкостью, А.В. Иванов, С.А. Медин (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
17.40-18.00	<b>8.5 О синтезе протон - бор в осциллирующей плазме наносекундного вакуумного разряда, Ю.К.Куриленков<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, <sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)</b>
11.00-18.00	<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ</b>
18.00	<b>ФУРШЕТ</b>

<b>Апрель 25 (Четверг)</b>	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-11:20	<b>СЕССИЯ 9. СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ-2</b> Председатель А.С. Добровольская
10:00-10:20	9.1 Совместная обработка раковых клеток струей холодной атмосферной плазмы (импульсное напряжение) и наночастицами золота усиливает цитотоксический противораковый эффект, <u>И. Швейгерт</u> <sup>1</sup> , М. Бирюков <sup>1,2</sup> , А. Полякова <sup>1,2</sup> , Н. Крячкова <sup>1,2</sup> , О. Коваль <sup>1,2</sup> , Е. Горбунова <sup>1,2</sup> , А. Епанчинцева <sup>2</sup> , И. Пышная <sup>2</sup> , Е. Милахина <sup>1,3</sup> , П. Гугин <sup>3</sup> , Д. Закревский <sup>1,2</sup> ( <sup>1</sup> ИТПМ СО РАН, <sup>2</sup> ИХБФМ СО РАН, <sup>3</sup> ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН Новосибирск, Россия) (online)
10:20-10:40	9.2 Эффективность окислительного действия нетермальной плазмы в сравнении с гамма-излучением, <u>В.А. Харламов</u> , И.М. Меджидов, Д.В. Басырова, С.А. Горбатов, Т.В. Чиж, Д.И. Петрухина, Н.В. Глущенко (ФГБУ «ВНИИРАЭ НИЦ «Курчатовский институт», Обнинск, Калужская обл., Россия) (online)
10:40-11:00	9.3 Связь оценки коэффициента диффузии фотонов с критерием локализации света Иоффе-Регеля-Мотта, А.В. Галактионов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
11:00-11:20	9.4 Аналитическая теория явлений переноса, <u>Б.М. Бураханов</u> , В.А. Битюрин (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
11:20-11:50	<b>Перерыв</b>
11:50-13:10	<b>СЕССИЯ 10. СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ- 3</b> Председатель В.А. Битюрин
11:50-12:10	10.1 Магнитоплазменная аэродинамика в свете экспериментальных достижений XXI века, М.Я. Иванов (НИИМех МГУ, Москва, Россия)
12:10-12:30	10.2 Быстрое охлаждение потока гетерогенной плазмы на выходе вихревого плазменного реактора, А.И. Климов, В.С. <u>Темирбулатов</u> , В.М. Чепелев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
12:30-12:50	10.3 Обтекание кругового цилиндра с магнито-плазменным актуатором, <u>Д.С. Мунхоз</u> <sup>1</sup> , И. Климов <sup>1</sup> , В.А. Битюрин <sup>1</sup> , И.А. Моралев <sup>1</sup> , Л.Б. Поляков <sup>1</sup> , <u>И.П. Завершинский</u> <sup>3</sup> , П.Н. Казанский <sup>1</sup> , Н.Е. Молевич <sup>2,3</sup> , Д.П. Порфирьев <sup>2,3</sup> , С.С. Сугак <sup>3</sup> , Б.Н. Толкунов <sup>1</sup> ( <sup>1</sup> ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup> Физический институт РАН (филиал), Самара, Россия, <sup>3</sup> СНГУ Самара, Россия)
12:50-13:10	10.4 TBD
13:10	<b>ЗАКРЫТИЕ</b>

POSTER SESSION 11

**11.1 Кинетика и параметры плазмы в пристеночной области капиллярного разряда.**  
О.В. Коршунов, А.С. Пащина, В.Ф. Чиннов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.2 Нестационарный электрический разряд в газокпельном потоке,** А.С. Савельев  
(ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.3 Экспериментальное исследование процесса генерации перекиси водорода в импульсном электрическом разряде в потоке жидкости,** Н.К.Белов<sup>1</sup>, П.Н.Казанский<sup>1</sup>, Д.Д. Медведев<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, <sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)

**11.4 Применение микроволновой плазмы для синтеза микро структурированных оксидных материалов,** С.Н. Антипов, М.Х. Гаджиев, М.В. Ильичев, А.С. Тюфтяев, Д.И. Юсупов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.5 Концентрация атомов в сильно ионизованной неоднородной плазме гелия,** О.В.Коршунов<sup>1</sup>, Д.И. Кавыршин<sup>1,2</sup>, В.Ф. Чиннов<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, <sup>2</sup>НИУ «МЭИ», Москва, Россия)

**11.6 Экспериментальное исследование параметров плазмы в области ее взаимодействия с поверхностью прототипа элемента первой стенки термоядерного реактора,** Е.А. Муравьева<sup>1</sup>, Д.И. Кавыршин<sup>1,2</sup>, В.П. Будаев<sup>1</sup>, С.Д. Федорович<sup>1</sup>, В.Ф. Чиннов<sup>1,2</sup>, К.В. Чан<sup>1</sup>, А.С. Мязин<sup>1</sup> (<sup>1</sup>НИУ «МЭИ», <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.7 Моделирование горения сверхзвуковой струи метано-воздушной смеси в присутствии электрического разряда во FlowVision,** Д.А. Тарасов<sup>1,2</sup>, А.А. Фирсов<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>МФТИ, Долгопрудный, Моск. обл., Россия)

**11.8 Метод аппроксимирующих операторов,** А.В. Галактионов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.9 Подавление волн неустойчивости в стохастически возбужденной турбулентной струе в режиме упреждающего управления,** И.А. Моралев<sup>1</sup>, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, О.П. Бычков<sup>2</sup>, (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Моск. обл., Россия)

**11.10 Наносекундный разряд при больших перенапряжениях,** В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров, Т.Н. Кузнецова (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.11 О согласовании процессов, происходящих при взаимодействии плазменного актуатора с воздухом,** В.М. Бочарников, В.В. Володин, В.В. Голуб, А.Е. Ельянов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.12 Электрический пробой в импульсном электрическом поле в двухфазной системе вода-масло,** Ю.М. Куликов, В.А. Панов, А.С. Савельев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

**11.13 Влияние электрического разряда на поведение двухфазной системы вода-масло,** Ю.М. Куликов, В.А. Панов, А.С. Савельев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)



## 1.1 Источники сверхвысокочастотного и рентгеновского излучений в протяженных высоковольтных разрядах

*Е.В. Паркевич\**, *А.И. Хирьянова*, *И.С. Байдин*, *К.В. Шпаков*,  
*А.А. Родионов*, *Я.К. Болотов*, *В.А. Рябов*, *А.В. Огинов*

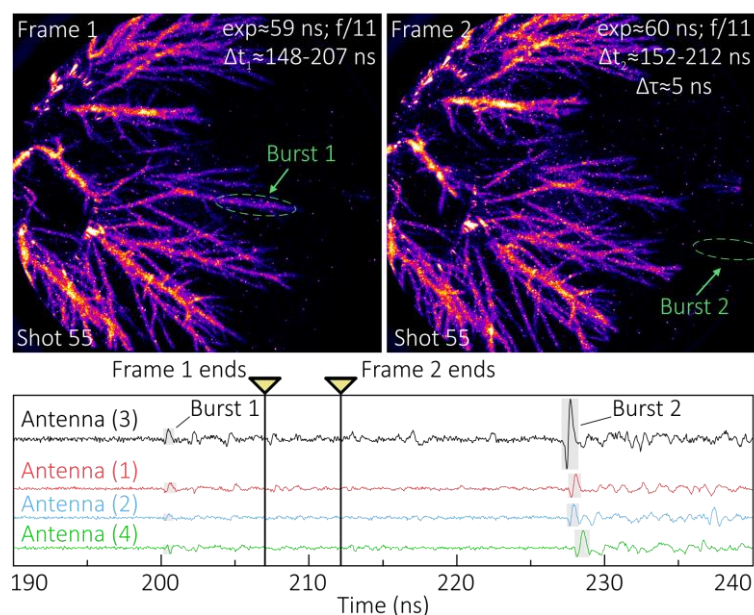
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

\* parkevich@phystech.edu

Согласно устоявшимся представлениям источники сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения (на частотах  $>1$  ГГц) в протяженных электрических разрядах связаны с областями пространства, в которых происходят лобовые соударения стримеров противоположной полярности. Предполагается, что процесс столкновения стримеров на временах короче 1 нс сопровождается высокочастотными колебаниями тока в плазме большой амплитуды, способных породить эмиссию СВЧ-излучения. Учитывая, что в области соударения стримеров электрическое поле существенно увеличивается, предполагается также, что такие кратковременные процессы могут сопровождаться еще генерацией жесткого рентгеновского излучения. Данные предположения нашли множество подтверждений в теоретических работах, однако еще ни разу не были проверены на практике. Естественной трудностью в получении экспериментальной информации в рамках данной проблемы является общая сложность реализации комплексных экспериментов и необходимость разработки специальных средств диагностики эмиссий СВЧ- и рентгеновского излучений при возможности локализации процессов их генерации во времени и в пространстве.

Значительного успеха в этом направлении удалось добиться нашей научной группе благодаря разработанному уникальному диагностическому стенду по имитации искусственных молний в полуметровых промежутках при напряжениях порядка 1 МВ. Ключевые результаты были опубликованы в серии работ [1,2]. В частности была детально изучена временная корреляция между высокочастотным (ВЧ-, 10–100 МГц), СВЧ- (1–6 ГГц) и рентгеновским (с энергиями фотонов более 10 кэВ) излучениями, сопровождающими развитие высоковольтного разряда. Было обнаружено, что генерация рентгеновского и СВЧ-излучения наблюдается, начиная примерно с момента возникновения предымпульса тока через разрядный промежуток, регистрируемого перед его пробоем. Эмиссии данных типов излучений постепенно затухают по мере наступления пробоя промежутка и после него не наблюдаются в принципе. Спектр СВЧ-излучения представлен частотами до 6 ГГц, при этом наибольшая спектральная мощность достигается в пределах 1–2 ГГц. Мощность радиоизлучения резко падает на частотах ниже 1 ГГц и возрастает ближе к 150 МГц, при этом наибольшая спектральная мощность ВЧ-излучения достигается в диапазоне 60–90 МГц. Было установлено, что ВЧ-излучение может возникать до появления предымпульса тока на ранней коронно-стримерной стадии

развития разряда и до начала генерации СВЧ-излучения. В данном случае ВЧ-излучение наблюдается в виде 100-нс импульсов, интенсивность которых существенно возрастает синхронно с началом генерации СВЧ-излучения.



*Рисунок 1. Изображения структур разряда и локализованных областей генерации СВЧ-излучения в одиночном выстреле.*

С помощью системы радиорегистрации на основе четырех сверхширокополосных антенн удалось с сантиметровой точностью локализовать источники СВЧ-излучения в разряде, см. Рис. 1. Подавляющее большинство источников оказалось сосредоточено в приэлектродных областях разряда. Сам момент начала генерации СВЧ-излучения оказался не связан с такими процессами, как соударение встречных стримеров или замыкание распространяющего стримера на противоположный металлический электрод. Аналогично, эмиссия рентгеновского излучения наблюдалась исключительно в стадии развития разряда, когда в разрядном промежутке уже сформировалась сложная система плазменных каналов после многократного распространения, размножения и соударений первичных стримеров. Соответствующие выводы были подтверждены статистическими наблюдениями и результатами фотосъёмки разрядных структур с наносекундным разрешением. Общий анализ временной корреляции между жестким рентгеновским, ВЧ- и СВЧ-излучениями, а также полученные экспериментальные данные качественно меняют современные представления о возможных коллективных механизмах генерации сверхвысокочастотных и рентгеновских излучений в высоковольтном разряде.

Работа поддержана грантом Российского научного Фонда № 23-19-00524.

1. E.V. Parkevich et al. Natural sources of intense ultra-high-frequency radiation in high-voltage atmospheric discharges. *Physical Review E*. – 2023. – Vol. 108. – No 2. – p. 025201.

2. E.V. Parkevich et al. Temporal correlation between hard x rays and radio emissions in the MHz and GHz frequency ranges generated by a laboratory high-voltage discharge. Journal of Applied Physics. – 2023. – Vol. 134. – No 15. – p. 153303.

## Sources of ultra-high frequency and X-ray radiations in extended high-voltage discharges

*E.V. Parkevich\**, *A.I. Khirianova*, *I.S. Baidin*, *K.V. Shpakov*,  
*A.A. Rodionov*, *Ya.K. Bolotov*, *V.A. Ryabov*, *A.V. Oginov*

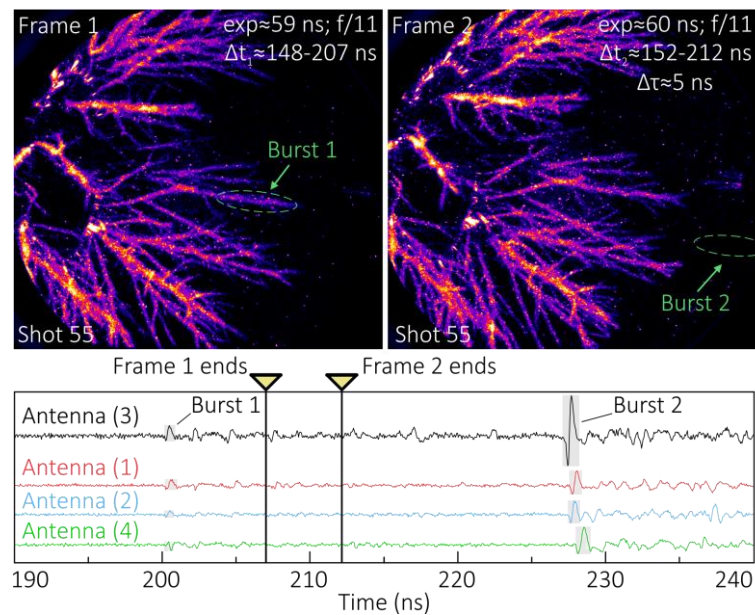
P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, 119991, Moscow, Russia

\* parkevich@phystech.edu

According to the established concepts, sources of ultra-high frequency (UHF-) radiation (at frequencies  $>1$  GHz) in extended electrical discharges are associated with the space regions wherein head-on collisions of opposite-polarity streamers occur. It is assumed that the process of the streamer collision on time scales shorter than 1 ns is accompanied by high-frequency current oscillations of high amplitude in the plasma, which are capable of generating the UHF-radiation. Considering that the electric field in the streamer collision region increases significantly, it is also assumed that such short-term processes can also be accompanied by the generation of hard X-rays. These assumptions have found many confirmations in theoretical studies, but have never been tested in practice. A natural difficulty in obtaining experimental information within the framework of this problem is the general complexity of implementing complex experiments and the need to develop special tools for diagnosing UHF- and X-ray emissions with the possibility of localizing their generation processes in time and space.

Our research group has achieved significant success in this direction thanks to the developed unique diagnostic setup for simulating artificial lightning in half-meter gaps at voltages of the order of 1 MV. Key results were published in a series of studies [1,2]. In particular, the temporal correlation between highfrequency (HF, 10–100 MHz), UHF- (1–6 GHz), and X-ray (with photon energies more than 10 keV) radiations accompanying the development of a high-voltage discharge was studied in detail. It was discovered that the generation of X-ray and UHF- radiations is observed starting approximately from the moment of the appearance of a current prepulse through the discharge gap, which is recorded before its breakdown. Emissions of these types of electromagnetic radiation gradually decayed as the breakdown of the gap occurs and after it, they are not observed in principle. The spectrum of UHF-radiation is represented by frequencies up to 6 GHz, with the highest spectral power achieved within 1–2 GHz. The power of UHF-radiation drops sharply at frequencies below 1 GHz and increases closer to 150 MHz, with the highest spectral power of HF-Radiation being achieved in the range of 60–90 MHz. It was found that HF-radiation could occur before the appearance of a current prepulse at the early corona-streamer stage of the discharge development and before the instant, the generation of UHF-radiation begins. In the case at hand, HF-radiation is

observed in the form of 100-ns pulses, the intensity of which increases significantly synchronously with the beginning of the UHF-emission generation.



**Figure 1.** Images of the discharge structures and localized areas of the UHF-emission generation in a single shot.

Using a radio registration system based on four ultra-wideband antennas, it was possible to localize microwave radiation sources in the discharge with centimeter accuracy, see Fig. 1. The vast majority of sources turned out to be concentrated in the near-electrode regions of the discharge. The very moment of the beginning of the generation of UHF-radiation turned out to be unrelated to the processes such as the collision of counter streamers or the shorting of the propagating streamer to the opposite metal electrode. Similarly, the X-ray emission was observed exclusively at the stage of the discharge development, when a complex system of plasma channels had already formed in the discharge gap after propagation, reproduction and collisions of multiple primary streamers. The corresponding conclusions were confirmed by the statistical observations and the results of photographing discharge structures with a nanosecond resolution. The general analysis of the temporal correlation between hard X-ray, HF-, and UHF-radiations, as well as the experimental data obtained, qualitatively change the modern ideas about possible collective mechanisms, which are responsible for the generation of such kinds of the electromagnetic emission in a high-voltage discharge.

The study was supported by the Russian Science Foundation grant No 23-19-00524.

1. E.V. Parkevich et al. Natural sources of intense ultra-high-frequency radiation in high-voltage atmospheric discharges. *Physical Review E*. – 2023. – Vol. 108. – No 2. – p. 025201.
2. E.V. Parkevich et al. Temporal correlation between hard x rays and radio emissions in the MHz and GHz frequency ranges generated by a laboratory high-voltage discharge. *Journal of Applied Physics*. – 2023. – Vol. 134. – No 15. – p. 153303.

## 2.1 Электронные кинетические коэффициенты для моделирования разрядов в смесях воздуха с парами воды

Александров Н.Л.<sup>1,2\*</sup>, Кочетов И.В.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Моск. обл., Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия

<sup>4</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*nick\_aleksandrov@mail.ru

С помощью численного решения уравнения Больцмана выполнен расчет скорости дрейфа электронов, коэффициентов их продольной и поперечной диффузии, а также коэффициентов ионизации и диссоциативного прилипания в слабоионизованных смесях воздуха с парами воды в широком диапазоне приведенных электрических полей (1-650 Тд, 1 Тд =  $10^{-17}$  В см<sup>2</sup>) и мольных долей H<sub>2</sub>O (0 – 1). Выполнено сравнение результатов расчета с новыми экспериментальными данными [1], и получено хорошее согласие между ними. Показано, что для всех коэффициентов и средней энергии электронов их зависимость от состава газа меняется с ростом электрического поля: при малых приведенных полях  $E/N$  ( $N$  – концентрация нейтральных частиц) увеличение содержания H<sub>2</sub>O в смесях приводит к уменьшению коэффициентов переноса и средней энергии электронов, в то время как при больших значениях  $E/N$  наблюдается обратная тенденция. Кроме того, для скорости дрейфа и коэффициента диссоциативного прилипания электронов существуют электрические поля, при которых значения этих коэффициентов в газовых смесях могут быть больше коэффициентов в сухом воздухе или в парах воды. Дано качественное объяснение полученным зависимостям.

Расчет коэффициента тройного прилипания электронов к молекулам O<sub>2</sub> также дает согласие с экспериментом [1] в рассматриваемом диапазоне параметров. При этом эффективный коэффициент тройного прилипания снижается с ростом  $E/N$  и увеличивается с ростом содержания H<sub>2</sub>O в смеси. При добавлении 50% H<sub>2</sub>O коэффициент тройного прилипания практически не зависит от  $E/N$ , хотя средняя энергия электронов при этом меняется в несколько раз.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30062).

1. de Urquijo J., Gonzalez-Magana O., Basurto E., Juarez A.M., J. Phys. D: Appl. Phys. 57, 125205 (2024).

# Electron kinetic coefficients for discharge modeling in air-water vapor mixtures

*Aleksandrov N.L.<sup>1,2\*</sup>, Kochetov I.V.<sup>3,4</sup>*

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudniy, Mosc. Region, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>3</sup>TRINITI, Troitsk, Moscow, Russia

<sup>4</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

\*nick\_aleksandrov@mail.ru

Using a numerical solution of the Boltzmann equation, we calculated the electron drift velocity, the longitudinal and transverse diffusion coefficients, and the ionization and dissociative attachment coefficients in weakly-ionized mixtures of air with water vapor in a wide range of reduced electric field (1 - 650 Td, 1 Td =  $10^{-17}$  V cm<sup>2</sup>) and mole fraction (0 - 1) of H<sub>2</sub>O. Calculated results were compared with new experimental data [1] and good agreement between them was obtained. It was shown that for all coefficients and mean electron energy, their dependence on gas mixture composition changes with increasing electric field: at low reduced electric fields  $E/N$  ( $N$  is the gas number density) the increase in the mole fraction of H<sub>2</sub>O in the mixtures leads to a decrease in the transport coefficients and mean electron energy, whereas there is an opposite trend at high values of  $E/N$ . In addition, for the drift velocity and dissociative electron attachment coefficient, there are electric fields at which these coefficients in the mixtures can be higher than the coefficients in dry air and in water vapor. A qualitative explanation of the obtained dependences of the coefficients on  $E/N$  and H<sub>2</sub>O content was given.

Calculated coefficients of three-body electron attachment to O<sub>2</sub> molecules also agreed well with measurements [1] for the parameters under study. Here, the effective three-body attachment coefficient decreases with increasing field  $E/N$  and increases when the fraction of H<sub>2</sub>O in the mixture grows. When 50% H<sub>2</sub>O is added to air, the three-body attachment coefficient turns out to be almost independent of  $E/N$ , although the mean electron energy changes by several times in this case.

The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation (Project No. 21-79-30062).

1. de Urquijo J., Gonzalez-Magana O., Basurto E., Juarez A.M., J. Phys. D: Appl. Phys. 57, 125205 (2024).



## 2.2 Сравнение приближений локального поля и локальной энергии при моделировании наносекундного поверхностного барьерного разряда в воздухе

*В.Р. Соловьев\*, Н.И. Караваева, Д.А. Лисицын*

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

\*vic\_sol@mail.ru

Наблюдаемый в азоте и азот-кислородных смесях [1-5] эффект филаментации поверхностного барьерного разряда (ПБР), возбуждаемого импульсом напряжения длительностью 20-50 нс до сих пор остается не объясненным.

Для азота в работе [6] на базе 2D приближения развития ПБР был предложен механизм, позволяющий смоделировать развитие начальной фазы похожего на описанное явления в случае импульса напряжения положительной полярности, а в работе [7] было проверено, может ли этот механизм объяснить явление филаментации в азоте и воздухе при отрицательной полярности импульса напряжения. Начальный этап численного моделирования в [7] был успешным: вблизи электрода аналогично случаю с положительной полярностью напряжения у поверхности диэлектрика было получено формирование узкого слоя плазмы с концентрацией, нарастающей до  $3 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$ . Однако дальнейшее развитие этого слоя и разряда в целом не имело ничего общего с наблюдаемым в эксперименте [5], для условий которого был выполнен расчет. Было высказано предположение, что причиной неудачи было использование приближения локального поля (Local Field Approximation – LFA) для описания процессов ионизации и возбуждения электронных термов молекулы азота. Альтернативой этому приближению является приближение локальной энергии (Local Energy Approximation – LEA), учитывающее пространственный перенос энергии электронов.

Чтобы проверить, насколько сильно изменяет результат использование приближения локальной энергии LEA вместо приближения локального поля LFA в данной работе обоими методами выполнены тестовые расчеты по развитию ПБР, возбуждаемого ступенчатым импульсом отрицательной полярности  $V = -8 \text{кВ}$  в воздухе атмосферного давления, когда согласно эксперименту [8] никакой филаментации не наблюдалось. А для проверки принципиальной возможности моделирования «филаментации» выполнены тестовые расчеты уже только в приближении локальной энергии LEA для ступенчатого импульса  $V = -15 \text{кВ}$  в азоте при давлении 6 атм для условий эксперимента [1,5], где филаментация наблюдалась при напряжениях выше 32-35кВ.

Показано, что при атмосферном давлении и напряжении  $V = -8 \text{кВ}$  по динамике развития разряда в целом приближение локальной энергии дает результаты, близкие результатам приближения локального поля. Это относится

и к структуре катодного слоя, и к распределению поля на фронте разряда, и к скорости развития разряда.

Существенное отличие от результатов приближения локального поля наблюдается в параметрах приповерхностного слоя разряда. Учет пространственного переноса энергии электронов приводит к сужению толщины этого слоя и повышению плотности электронов у поверхности. Эта поправка становится более значимой при более высоких напряжениях и плотностях газа  $N$ ; в расчете для азота при  $V=-15\text{кВ}$ ,  $N/N_0=6$  она позволила смоделировать похожий на наблюдаемый в эксперименте эффект филаментации разряда отрицательной полярности;  $N_0$  – нормальная плотность газа.

Работа поддержана грантом РФФ № 22-29-00084.

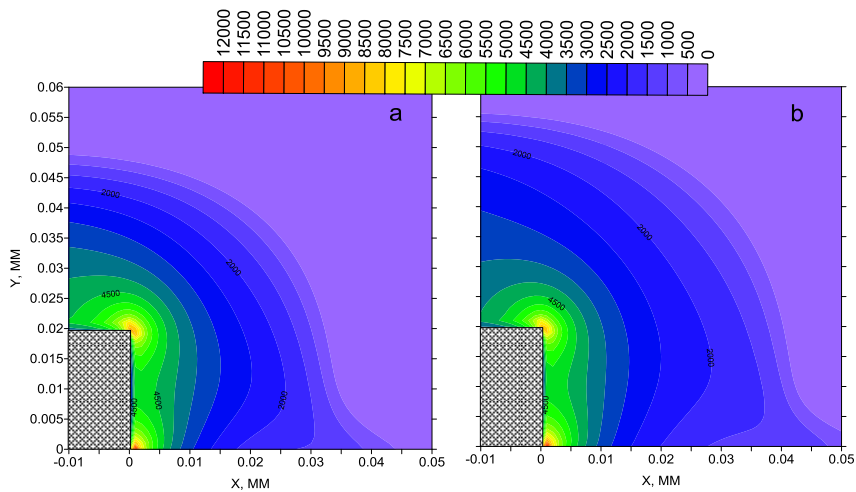


Рисунок 1. Распределение приведенного электрического поля  $E/N$  (Тд) вблизи катода в момент времени  $t = 0.6\text{нс}$  в LFA (a) и LEA (b) приближениях; воздух,  $V=-8\text{кВ}$ ,  $N/N_0=1$ .

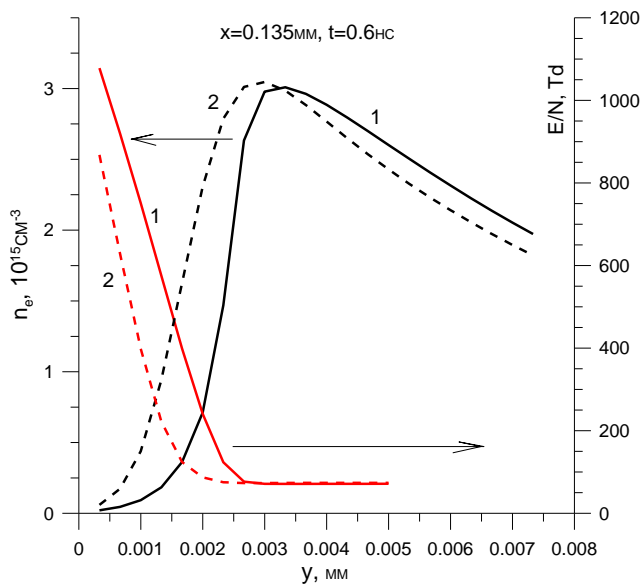


Рисунок 2. Профили приведенного электрического поля  $E/N$  и концентрации электронов в сечении разряда  $x=0.135\text{мм}$  в момент времени  $t = 0.6\text{нс}$  в LFA (1) и LEA (2) приближениях; воздух,  $V=-8\text{кВ}$ ,  $N/N_0=1$ .



1. Stepanyan S A, Starikovskiy A Yu, Popov N A and Starikovskaia S M 2014 Plasma Sources Sci. Technol. **23** 045003
2. Shcherbanev S A, Khomenko A Yu, Stepanyan S A, Popov N A, Starikovskaia S M 2017 Plasma Sources Sci. Technol. **26** 02LT01
3. Ding Ch, Khomenko A Yu, Shcherbanev S A and Starikovskaia S M 2019 Plasma Sources Sci. Technol. **28** 085005
4. Shcherbanev S A, Ding Ch, Starikovskaia S M and Popov N A 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 065013
5. Ding Ch, Jean A, Popov N A Starikovskaia S M 2022 Plasma Sources Sci. Technol. **31** 045013
6. Соловьев В Р ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 2022 **48** 552
7. Solov'ev V R, Lisitsyn D A, Karavaeva N I 2024 Plasma Phys. Reports **50** 110-120.
8. Soloviev V R, Anokhin E M, Aleksandrov N L 2020 PSST **29** 035006

## **Comparison of local field and local energy approximations for nanosecond dielectric surface barrier discharge simulation in air**

*V.R. Soloviev\*, N.I. Karavaeva, D.A. Lisitsin*

Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

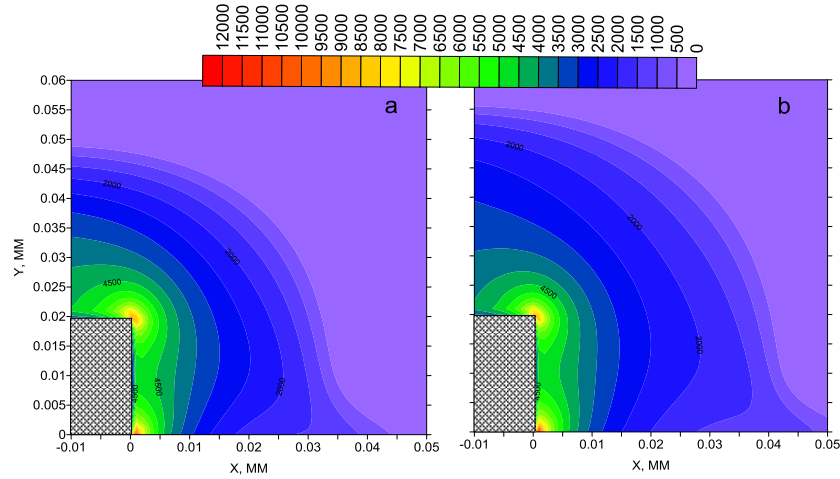
\*vic\_sol@mail.ru

Experimentally observed in N<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> mixtures [1-5] filamentation effect of the surface dielectric barrier discharge (SDBD), driven by 20-50 ns voltage pulse remains unexplained till now.

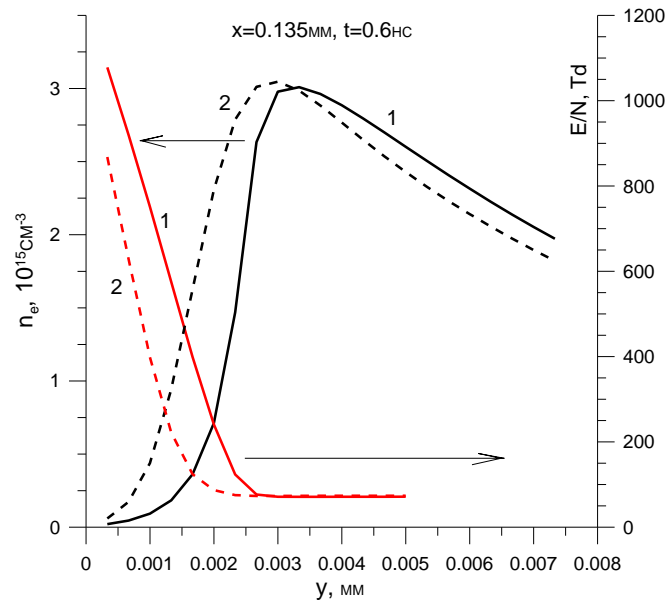
The mechanism of initial phase modeling for the process mimicking the filamentation in N<sub>2</sub> in the case of positive polarity voltage pulse has been proposed in [6] on the basis of 2D simulation of SDBD evolution; and in [7] it was checked whether or not this mechanism could explain filamentation process in N<sub>2</sub> and air in the case of negative polarity voltage pulse. The initial stage of numerical simulation in [7] was successful: similar to the case of positive voltage pulse, the formation of a narrow plasma layer with a density up to  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  was observed near the dielectric surface. However, further evolution of the layer and of the discharge in a whole did not have any common with experimental observations [5]. It was supposed, that the reason of the failure was the usage of Local Field Approximation (LFA) for a description of rate constants of the ionization and excitation processes. The alternative approach is the Local Energy Approximation (LEA), accounting for the spatial transport of the electron energy.

This work is aimed to check how significant is the difference in the results in the cases of using LEA and LFA approximations for simulation a SDBD driven by steplike negative polarity voltage pulse  $V = -8 \text{kV}$  in atmospheric pressure air, when there is no filamentation according to experiment [8]. For checking a principal possibility of the filamentation modeling in N<sub>2</sub>, the test runs were fulfilled for

steplike pulse  $V=-15\text{kV}$  for 6 atm for conditions of experiment [1,5], where filamentation was observed at  $V>32-35\text{kV}$  in the case of negative voltage pulse.



**Figure 1.** Reduced electric field  $E/N$  (Td) distribution near the cathode at  $t = 0.6\text{ns}$  in LFA (a) and LEA (b); air,  $V=-8\text{kV}$ ,  $N/N_0=1$ .



**Figure 2.** Reduced electric field  $E/N$  and electron density profiles at the discharge cross section  $x=0.135\text{mm}$  at  $t = 0.6\text{ns}$  in LFA (1) and LEA (2); air,  $V=-8\text{kV}$ ,  $N/N_0=1$ .

It is shown, that in atmospheric pressure air at  $V=-8\text{kV}$  the LEA gives the results close to LFA for the whole discharge dynamics. This refers to the cathode layer structure, to the  $E$ -field distribution at the discharge front, and to the discharge velocity. A notable difference is observed in the parameters of the near-surface layer. This difference becomes more significant for greater voltages and gas densities  $N$ ; in the runs for  $\text{N}_2$  at  $V=-15\text{kV}$ ,  $N/N_0=6$  the effect mimicking the filamentation was simulated;  $N_0$  – is a normal gas density.

This work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 22-29-00084, <https://rscf.ru/project/22-29-00084/>).

1. Stepanyan S A, Starikovskiy A Yu, Popov N A and Starikovskaia S M 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 045003
2. Shcherbanev S A, Khomenko A Yu, Stepanyan S A, Popov N A, Starikovskaia S M 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 02LT01
3. Ding Ch, Khomenko A Yu, Shcherbanev S A and Starikovskaia S M 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 085005
4. Shcherbanev S A, Ding Ch, Starikovskaia S M and Popov N A 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 065013
5. Ding Ch, Jean A, Popov N A Starikovskaia S M 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 045013
6. Soloviev V R *Plasma Physics Report* 2022 **48** 669
7. Solov'ev V R, Lisitsyn D A, Karavaeva N I 2024 *Plasma Phys. Reports* **50** 110
8. Soloviev V R, Anokhin E M, Aleksandrov N L 2020 *PSST* **29** 035006



## 2.3 Численное Моделирование Динамики Образования СВЧ-Разряда с Безыскровой Лазерной Инициацией

*М.Е. Ренев\**, Ю.В. Добров, Р.С. Хоронжук, И.Ч. Машек, В.А. Лашков  
Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия  
\*renevme@mail.ru

Актуальна разработка плазменных методов энерговложения в среду для задач снижения сопротивления сверхзвукового обтекания. Один из способов осуществления этого – использование СВЧ-разряда. Малые концентрации затравочных электронов приводят к задержке образования, пропускам СВЧ-разряда с возможным смещением в пространстве. Применение разряда ограничено низкими давлениями. При необходимости поднять порог зажигания нужно квадратично увеличить мощность излучения. Можно избавиться от этих свойств разряда – использование ионизирующего лазерного излучения. В работах [1–3] использовали лазерные искры с целью создать плотностную неоднородность и получали изменение порога в 2 раза спустя 10 мкс. В работе [4] мощный лазерный луч без искры изменяет положение разрядов, ускоряет образование надкритических разрядов.

В данной работе представлены Результаты численного исследования образования подкритического СВЧ разряда на высокоионизированном лазерном следе сфокусированного лазерного излучения. Лазерный след прогревается в СВЧ-излучении, изменяя порог зажигания в воздухе с 50 до 80 Торр (амплитуда электрической напряженности СВЧ 2,2 кВ/см). Представлены оценки энерговложения в плазму, время зажигания. Проведена экспериментальная валидация этих оценок.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00241).

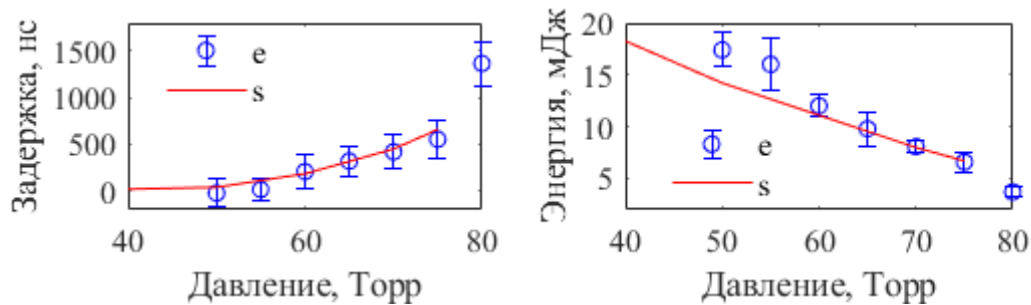


Рисунок 1. Задержка образования иницированного подкритического СВЧ-разряда (слева) и оценки энерговложения в плазму (справа) для различных давлений: эксперимент (e) и моделирование (s).

1. Afanas'ev S.A., Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F. Laser spark initiated microwave discharge // *Tech. Phys. Lett.* 2010. Vol. 36, № 7. P. 672–674.
2. Afanas'ev S.A. et al. Effect of gasdynamic processes on structure and threshold of laser spark initiated microwave discharge // *Tech. Phys. Lett.* 2011. Vol. 37, № 8. P. 710–713.
3. Khoronzhuk R.S. et al. Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow // *J. Plasma Phys.* 2015. Vol. 81, № 3. P. 905810307.
4. Kolesnichenko Y., Khmara D., Afanas'ev S. Optimization of Laser-Pulse-Controlled MW Energy Deposition // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.

## Numerical Modeling of Formation Dynamics of Microwave Discharge with Sparkless Laser Initiation

*M.E. Renev\**, *Yu.V. Dobrov*, *R.S. Khoronzhuk*, *I.Ch Mashek.*,  
*V.A. Lashkov*

Saint-Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

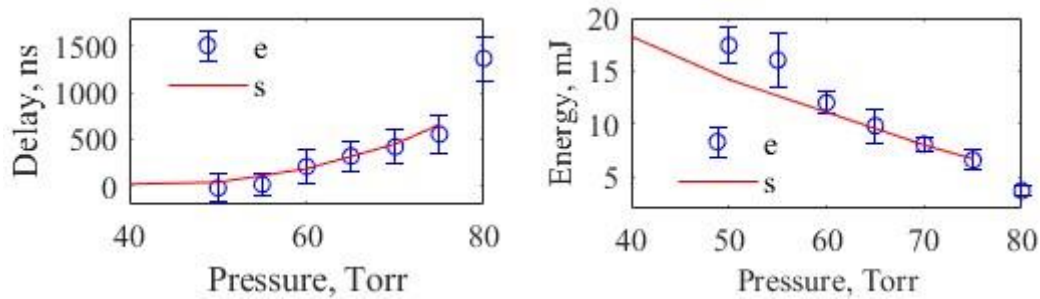
\*renevme@mail.ru

The development of plasma methods for energy deposition in gas for the purpose of reducing the drag of supersonic flow is relevant. One way to do this is to use a microwave discharge. Low concentrations of seed electrons lead to a delay in formation, misfires of microwave discharge with a possible displacement in space. The use of the discharge is limited to low pressures. If necessary, raise the ignition threshold, you need to quadratically increase the radiation power. Ionizing laser radiation makes it possible to get rid of these discharge properties. In [1–3], laser sparks were used to create a density inhomogeneity and a 2-fold change in the threshold was obtained after 10  $\mu$ s. In [4], a powerful laser beam without a spark changes the position of the discharges and accelerates the formation of supercritical discharges.

This paper presents the results of a numerical study of the formation of a

subcritical microwave discharge on a highly ionized laser trace of focused laser radiation. The laser trace is heated in microwave radiation, changing the ignition threshold in air from 50 to 80 Torr (microwave electric intensity amplitude 2.2 kV/cm). Estimates of energy input into plasma and ignition time are presented. Experimental validation of these estimates was carried out.

The study was supported by the Russian Science Foundation (project No. 23-19-00241).



**Figure 1.** Delay in the formation of an initiated subcritical microwave discharge (left) and estimates of energy input into the plasma (right) for various pressures: experiment (e) and simulation (s).

1. Afanas'ev S.A., Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F. Laser spark initiated microwave discharge // *Tech. Phys. Lett.* 2010. Vol. 36, № 7. P. 672–674.
2. Afanas'ev S.A. et al. Effect of gasdynamic processes on structure and threshold of laser spark initiated microwave discharge // *Tech. Phys. Lett.* 2011. Vol. 37, № 8. P. 710–713.
3. Khoronzhuk R.S. et al. Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow // *J. Plasma Phys.* 2015. Vol. 81, № 3. P. 905810307.
4. Kolesnichenko Y., Khmara D., Afanas'ev S. Optimization of Laser-Pulse-Controlled MW Energy Deposition // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.

▲▲▲

## 2.4 Экспериментальное исследование СВЧ разряда создаваемого инициатором в высокоскоростных потоках

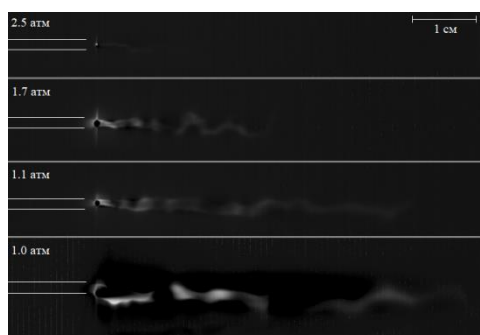
***К.Н. Корнев\****, С.А. Двинин, А.А. Логунов, О.С. Сурконт,  
Т.Р. Абушаев, А.Л. Вольнец

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия  
\*singuliarnost@yandex.ru

Разряды в высокоскоростных газовых потоках исследуются на протяжении последних десятилетий в рамках задач плазменной аэродинамики [1]. Актуальность проводимых исследований определяется необходимостью определения механизмов воздействия плазмы разрядов на высокоскоростные потоки с целью повышения эффективности их применения.

Экспериментально изучен подкритический СВЧ разряд, инициируемый на остриях полуволновой металлической антенны, помещаемой в высокоскоростные 150–250 м/с воздушные и пропан-воздушные потоки. Разряд создавался с помощью магнетронного источника с частотой 2.45 ГГц, рассчитанного для работы на мощностях до 5 кВт в непрерывном режиме. Аэродинамический канал с потоком и инициатором в нем помещался в волновод перпендикулярно широкой стенке, образуя конфигурацию СВЧ-плазмотрона [2]. Структура СВЧ разряда регистрировалась с помощью скоростной видеосъемки. Оптический спектр в видимой и ближней УФ области регистрировался спектрометром OceanOptics. При анализе спектров определялись основные параметры плазмы разряда: концентрация и температура электронов, температура газа и температура его колебательного возбуждения. С помощью диодных детекторов СВЧ мощности измерялись мощности падающей, отраженной и прошедшей за разряд волн.

С помощью высокоскоростной видеосъемки разряда определены диаметр и длина плазменного канала стационарного разряда как функции скорости и давления в потоке (рис. 1). Зависимости диаметра и длины разряда от давления объясняются различными значениями приведенного поля  $E/N$ . Определена концентрация электронов  $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , согласующаяся с [3], колебательная и вращательная температуры газа  $T_v \sim 8500 \text{ К}$ ,  $T_e \sim T_r \sim 5500 \text{ К}$ . Экспериментально показана возможность использования такого СВЧ разряда для воспламенения топливно-воздушных смесей в камерах сгорания прямоточных двигателей: на спектрах при инъекции пропана наблюдаются интенсивные молекулярные полосы  $\text{OH}(A-X)$  и  $\text{CH}(A-X)$ , а также  $\text{CN}(B-X)$ . При этом не наблюдаются полосы Свана  $\text{C}_2$  и образование сажи. Существенно снижается интенсивность линий атомарного кислорода  $\text{O}$  (777.4 нм), что объясняется участием его в реакциях окисления пропана.



**Рисунок 1.** Сборка кадров видеосъемки СВЧ разряда при различных давлениях в потоке. Экспозиция кадров 2 мкс. Скорость воздушного потока 200 м/с, направлен слева направо. Вектор напряженности поля  $E$  параллелен потоку.

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233.

1. Leonov, S.B. // Energies 2018, 11, 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>
2. Yu A Lebedev 2015 Plasma Sources Sci. Technol. 24 053001 DOI 10.1088/0963-0252/24/5/053001
3. В.В. Злобин, А.А. Кузовников, В.М. Шибков, ВМУ. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

## **Experimental study of microwave discharge created by initiator in high-speed flows**

*K.N. Kornev\*, S.A. Dvinin, A.A. Logunov, O.S. Surkont, T.R. Abushaev, A.L. Volynets*

Lomonosov MSU, Moscow, Russia

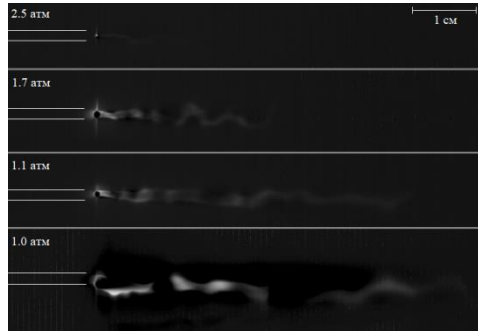
\*singuliarnost@yandex.ru

Discharges in high-speed gas flows have been studied over the last decades within the framework of plasma aerodynamics problems [1]. The relevance of the research is determined by the needs of determining the mechanisms of the discharge plasma impact on high-speed flows in order to improve their application efficiency.

The subcritical microwave discharge initiated at the tips of a half-wave metal antenna was placed in high-speed 150-250 m/s air and propane-air flows and has been studied experimentally. The discharge was generated using a 2.45 GHz magnetron source designed to operate at powers up to 5 kW in continuous mode. The aerodynamic channel with the flow and initiator inside it was placed in a waveguide perpendicular to its wide wall, forming a microwave plasmatron [2]. The structure of the microwave discharge was recorded using high-speed video imaging. The optical spectrum in the visible and near-UV region was recorded by OceanOptics spectrometer. When analyzing the spectra, the main discharge plasma parameters were determined: the electrons concentration and temperature, the gas temperature, and the temperature of gas vibrational excitation. The diode detectors of microwave power were used to measure the powers of incident, reflected, and transmitted waves.

The diameter and length of the plasma channel in a stationary discharge as a function of velocity and pressure in the flow were determined using high-speed video imaging of the discharge (Fig. 1). The dependences of the discharge diameter and length on pressure are explained by different values of the reduced field  $E/N$ . The electron concentration  $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ , in agreement with [3], vibrational and rotational gas temperatures  $T_v \approx 8500 \text{K}$ ,  $T_e \approx T_r \approx 5500 \text{K}$  were obtained. The possibility of using the microwave discharge for fuel-air mixtures ignition in combustion chambers of direct-flow engines has been experimentally demonstrated. Intense molecular bands OH(A-X) and CH(A-X), as well as CN(B-X) are observed in the spectra during propane injection in the main air flow. The Swann C<sub>2</sub> bands and soot formation are

not observed. The intensity of the atomic oxygen lines O (777.4 nm) is significantly reduced, which is explained by its participation in propane oxidation reactions.



**Figure 1.** Composite image of microwave discharge at different pressures in the flow. Frame exposure is  $2\mu\text{s}$ . The air flow velocity is 200m/s, directed from left to right. The field strength vector  $E$  is parallel to the flow.

Konstantin Kornev is a grantee of the Theoretical Physics and Mathematics Advancement Foundation “BASIS” and thanks it for its financial support. The work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 23-22-00233) <https://rscf.ru/project/23-22-00233/>

1. Leonov, S.B. // *Energies* 2018, 11, 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>
2. Yu A Lebedev 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* 24 053001 DOI 10.1088/0963-0252/24/5/053001
3. В.В. Злобин, А.А. Кузовников, В.М. Шибков, ВМУ. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1



### 3.1 Эффекты кинетики химических реакций при распространении плоского ламинарного пламени в бедных водородно-воздушных смесях

*Г.Л. Агафонов, Э.К. Андержанов, А.С. Бетев, С.П. Медведев,  
А.М. Тереза\*, С.В. Хомик, Т.Т. Черепанова*

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова, Российской академии наук, Москва, Россия

\*email: tereza@chph.ras.ru

Проблемы пожаровзрывобезопасности промышленных объектов, на которых образуются бедные водородно-воздушные смеси, требуют изучения всех аспектов распространения пламени в реальных условиях. Одной из задач в данном направлении является изучение взаимодействия химической кинетики с диффузией и теплопередачей [1]. В представленной работе проведено численное моделирование распространения плоского пламени в смесях с 12%, 15 и 20% водорода в воздухе при нормальных условиях. Использовались три детальных кинетических механизма (ДКМ), отличающихся по составу элементарных реакций. Установлено, что для всех трех ДКМ наблюдается одинаковая инверсия влияния химической кинетики на тепловыделение. В каждом случае существует единственная плоскость, в которой локальная чувствительность текущей температуры к изменению кинетики реакций меняет знак на противоположный. Характер такой инверсии меняется с увеличением отношения топливо/окислитель. Дано предварительное объяснение наблюдаемого влияния детальной кинетики реакций на тепловыделение.

1. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

### Effects of Chemical Reaction Kinetics in Plane Laminar Flame Propagation in Lean Hydrogen–Air Mixtures

*G.L. Agafonov, E.K. Anderzhanov, A.S. Betev, S.P. Medvedev,  
A.M. Tereza\*, S.V. Khomik, and T.T. Cherepanova*

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

\*email: tereza@chph.ras.ru

Problems in fire and explosion safety of industrial facilities where lean

hydrogen–air mixtures can be formed require the study of all aspects of flame propagation in typical conditions. One of the tasks to be addressed is to study the interaction of chemical kinetics with diffusion and heat transfer [1]. In the present work, numerical simulations have been performed of plane laminar flame propagation in mixtures with 12%, 15%, and 20% H<sub>2</sub> in air under standard conditions. Three detailed kinetic mechanisms (DKMs) have been employed, differing in the set of elementary reaction steps. It is found that a similar inversion of the influence of chemical kinetics on heat release is observed for all three DKMs. In each case, there exists a unique plane across which the local sensitivity of current temperature to a change in reaction kinetics reverses its sign. The character of the inversion varies with increasing fuel/oxidizer ratio. A tentative explanation is given for the observed inversion of the influence of detailed reaction kinetics on heat release.

1. D.A. Frank-Kamenetskii, *Diffusion and Heat Transfer in Chemical Kinetics*, N.Y.: Plenum, 1969.



### **3.2 Экспериментальное исследование горения сверхзвуковой струи этилено-воздушной смеси в присутствии электрического разряда**

*Р.С. Трошкин, Л.С. Волков, Я.В. Мирошников, Д.А. Тарасов,  
А.А. Фирсов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

В работе представлены данные о подготовке экспериментов по плазменно-стимулированному горению сверхзвуковой струи этилено-воздушной смеси в сверхзвуковом воздушном потоке в присутствии электрического разряда постоянного тока. Выполнены первые эксперименты по плазменно-стимулированному горению при такой постановке задачи, ведется параметрическое исследование влияния расхода топлива и тока электрического разряда на интенсивность горения и время воспламенения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-79-10408.



### 3.3 Численное исследование динамики спорадических волн горения в прямоугольных каналах и их перехода к сферическому пламени

*Е.В. Серещенко\**, В.В. Губернов, С.С. Минаев

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

\*s\_evgeniy@yahoo.com

Настоящая работа посвящена численному исследованию динамики распространения спорадических волн горения состоящих из множества отдельных очагов пламени в прямых каналах в рамках трехмерной диффузионно-тепловой модели. В результате численного моделирования получены зависимости скорости распространения спорадической волны горения, остаточной концентрации топлива и числа очагов пламени от размеров канала, массового расхода топлива и радиационных теплопотерь.

Установлено, что при распространении спорадической волны горения в достаточно узком адиабатическом канале возникают режимы, когда в результате хаотического расщепления фронта реакции на несколько очагов горения "выживает" только один из них. При этом форма "выжившего" очага горения становится почти сферической, в отличие от чашеобразного пламени в спорадической волне горения, т.е. становится похожей на дрейфующий шарик пламени. В этом случае химическая реакция протекает по всему периметру сферы, несколько усиливаясь в направлении движения шарика пламени, так как концентрация топлива в этой области выше. В результате численного моделирования было установлено, что при изменении режима распространения волны горения от спорадической к уединенному шарiku пламени, скорость распространения волны горения падает от близкой к адиабатической ( $\sim U_b$ ) до  $0,1 - 0,2 U_b$ , т.е. в 5-10 раз. Все это свидетельствует о том, что в данном режиме динамика распространения пламени определяется в основном диффузией. Исследование влияния радиационных теплопотерь на динамику шарика пламени показало, что, в отличие от спорадической волны горения, одиночное дрейфующее шаровидное пламя может существовать в более широком диапазоне изменения параметра радиационных теплопотерь, что также предсказывается теорией. В то же время радиус шарика пламени несколько уменьшается при увеличении радиационных тепловых потерь.

При рассмотрении шарообразного пламени отдельно, при увеличении размера канала, численно исследовано асимптотическое поведение распределения концентрации топлива и его температуры вдоль оси симметрии, чтобы определить, является ли этот режим распространения волны горения классическим представлением о шарике пламени.

# Numerical study of the dynamics of sporadic combustion waves in rectangular channels and their transition to a spherical flame

*E.V. Sereshchenko\**, V.V. Gubernov, S.S. Minaev

P.N. Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

\*s\_evgeniy@yahoo.com

The present study is devoted to a numerical study of the propagation dynamics of sporadic combustion waves consisting of a set of individual flame spots in straight channels within the framework of a three-dimensional reaction-diffusion model. As a result of numerical modeling, the dependences of the propagation velocity of a sporadic combustion wave, residual fuel concentration, and the number of flame spots on the channel size, mass flow rate, and radiative heat losses  $h$  are obtained.

It was found that when a sporadic combustion wave propagates in a sufficiently narrow adiabatic channel, modes arise when, as a result of chaotic splitting of the reaction front into several combustion spots, only one of them "survives". In this case, the shape of the "surviving" combustion spot becomes almost spherical, in contrast to the cup-like flame in a sporadic combustion wave, i.e., it becomes similar to a drifting flame ball. In this case, the chemical reaction proceeds along the entire perimeter of the sphere, somewhat intensifying in the direction of the ball-like flame movement, since the fuel concentration in this region is higher. As a result of numerical modeling, it was found that when the mode of propagation of the combustion wave changes from sporadic to single ball-like flame, the combustion wave propagation velocity drops from close to adiabatic ( $\sim U_b$ ) to 0.1 - 0.2  $U_b$ , i.e. 5-10 times.

All this indicates that in this regime the dynamics of flame propagation is determined mainly by diffusion, similar to the way it is realized in flame balls. The study of the influence of radiation heat losses on the dynamics of the ball-like flame has shown that, unlike a sporadic combustion wave, a single drifting ball-like flame can exist in a wider range of changes in the radiation heat loss parameter, which is also predicted by theory. At the same time, the radius of the ball-like flame slightly decreases as the radiative heat loss increases.

Considering ball-like flame separately, by increasing the channel size, the asymptotic behavior of the fuel concentration distribution and its temperature along the symmetry axis is numerically investigated to determine whether this mode of combustion wave propagation is a classical representation of a flame ball.

▲▲▲

### 3.4 Механизмы воспламенения стехиометрической воздушно-топливной смеси импульсно-периодическим межострийным разрядом

*В.А. Битюрин\*, А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, П.П. Иванов, Е.А. Филимонова*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*valentin.bityurin@gmail.com

Устойчивое воспламенение воздушно-топливных смесей (ВТС) является важнейшим технологическим требованием для всех типов силовых установок, использующих энергию топлива. Как правило, в термодинамическом цикле должен присутствовать элемент активации исходной воздушно-топливной смеси, который предопределяет неизбежность перехода смеси (рабочего тела) из исходного метастабильного состояния в равновесное высокотемпературное, в котором рабочее тело может совершить полезную работу. Важен, кроме того, и временной интервал этапа активации. Естественное требование эффективности активации предполагает оценку необходимых энергетических затрат. В практических устройствах протекание термодинамического цикла извлечения полезной работы элементарного «заряда» воздушно-топливной смеси происходят в сложных пространственно-временных условиях. В этом случае процесс воспламенения не синхронизирован по различным точкам рабочего объема. Поэтому для количественного описания требуется привлечение сложных пространственно-временных моделей, которые и обеспечивают требуемые характеристики каждый раз для конкретных граничных и начальных граничных условий.

Ключевыми элементами технологии использования ВТС являются (1) воспламенение и (2) стабилизация горения. В качестве первого чаще всего применяются те или иные виды электрического разряда, например, искровой разряд в свече зажигания двигателя внутреннего сгорания. В последнее время для решения как первой, так и второй технологических задач рассматриваются импульсные разряды наносекундного диапазона, анализу физико-химических характеристик которых в ВТС посвящено большое количество литературы (см., например, [1-4] и ссылки там). В работе [1] представлен анализ статических состояний ВТС как функции приведенного электрического поля, а также распределения вкладываемой энергии по различным степеням свободы. Данная работа, примыкающая к нашим исследованиям [5,6] посвящена анализу эволюции химического состава ВТС от начала активации до достижения стационарного состояния продуктов сгорания. Наиболее последовательно такого сорта анализ выполнен нами в локальном приближении при использовании модели однородной адиабатической ячейки, что позволило сформулировать основные механизмы и их временную последовательность [7]. В данной работе обсуждаются первые результаты моделирования термохимических и плазмохимических процессов при воздействии импульсно-

периодического осесимметричного разряда в межострийном промежутке. Как и ожидалось, возникновение неоднородности воздействия актуализирует газодинамические и диффузионные процессы переноса определяющих характеристик, что кардинально меняет пространственно-временную эволюцию рабочей смеси.

1. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. V. 48. P. 21.
2. Starikovskiy A. and Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // Progress in Energy and Combustion Science. 2013. V.39. № 1. P. 61.
3. Boumehdi M.A., Stepanyan S.A., Desgroux P., Vanhove G., Starikovskaia S.M. Ignition of methane- and n-butane-containing mixtures at high pressures by pulsed nanosecond discharge // Combustion and Flame. 2015. V. 162. P. 1336.
4. Cathey C.D., Tang T., Shiraishi T., Urushihara T., Kuthi A., Gundersen M. A. Nanosecond plasma ignition for improved performance of an internal combustion engine // IEEE Trans. on Plasma Science. 2007. V. 35. P. 1664.
5. Filimonova E., Bocharov A., Bityurin V. Influence of a non-equilibrium discharge impact on the low temperature combustion stage in the HCCI engine // Fuel. 2018. V. 228. C. 309.
6. V A Bityurin, A N Bocharov, A S Dobrovolskaya, T N Kuznetsova, N A Popov and E A Filimonova. Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012032. DOI:10.1088/1742-6596/2100/1/012032.
7. В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, П.П. Иванов, Т.Н. Кузнецова, Е.А. Филимонова «Анализ механизмов воспламенения стехиометрической топливно-воздушной смеси» // Теплофизика Высоких Температур ПРИНЯТО В ПЕЧАТЬ

## **Mechanisms of ignition of a stoichiometric air-fuel mixture by a pulse-periodic pin-to-pin discharge**

***V.A. Bityurin\**, A.N. Bocharov, A.S. Dobrovolskaya, P.P. Ivanov,  
E.A. Filimonova**

JIHT RAS, Moscow, Russia

\*valentin.bityurin@gmail.com

Stable ignition of air-fuel mixtures is the most important technological requirement for all types of power plants that use fuel energy. As a rule, in the thermodynamic cycle there should be an element of activation of the initial air-fuel mixture, which determines the inevitability of the working fluid transition from the initial metastable state to an equilibrium high-temperature state in which the working fluid can perform useful work. In addition, the time interval of the activation stage is also important. A natural requirement for activation efficiency involves estimating the required energy costs. In practical devices, the

thermodynamic cycle of extracting the useful work of an elementary “charge” of the air-fuel mixture occurs in complex spatiotemporal conditions. In this case, the ignition process is not synchronized at various points in the working volume. Therefore, a quantitative description requires the use of complex spatiotemporal models, which provide the required characteristics for specific boundary and initial conditions.

The key technological elements for using air-fuel mixtures are (1) ignition and (2) combustion stabilization. Some types of electrical discharge are often used for the ignition, for example, a spark discharge in the plugs of an internal combustion engine. Recently, to solve both technological problems, pulsed nanosecond discharges have been considered, a large amount of literature has been devoted to the analysis of their physicochemical characteristics in air-fuel mixtures (see, for example, [1-4] and references there). Work [1] presents an analysis of the static states of a fuel air-mixture as a function of the reduced electric field, as well as the distribution of the input energy over various degrees of freedom. This work, continuing our research [5,6], is devoted to the analysis of the evolution of the chemical composition of fuel-air mixture from the beginning of activation to the reaching of the stationary state of combustion products. The consistent analysis of this process was carried out [7] in a local approximation using the model of a homogeneous adiabatic cell, which made it possible to formulate the main kinetic mechanisms. This paper discusses the first results of modeling thermochemical and plasma-chemical processes under the influence of a pulse-periodic axisymmetric discharge in the inter-tip gap. As expected, the emergence of spatial heterogeneity actualizes gas-dynamic and diffusion processes, which radically changes the spatio-temporal evolution of the working mixture.

1. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: dynamics and chemistry // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. V. 48. P. 21.
2. Starikovskiy A. and Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // Progress in Energy and Combustion Science. 2013. V.39. № 1. P. 61.
3. Boumehdi M.A., Stepanyan S.A., Desgroux P., Vanhove G., Starikovskaia S.M. Ignition of methane- and n-butane-containing mixtures at high pressures by pulsed nanosecond discharge // Combustion and Flame. 2015. V. 162. P. 1336.
4. Cathey C.D., Tang T., Shiraishi T., Urushihara T., Kuthi A., Gundersen M. A. Nanosecond plasma ignition for improved performance of an internal combustion engine // IEEE Trans. on Plasma Science. 2007. V. 35. P. 1664.
5. Filimonova E., Bocharov A., Bityurin V. Influence of a non-equilibrium discharge impact on the low temperature combustion stage in the HCCI engine // Fuel. 2018. V. 228. C. 309.
6. V A Bityurin, A N Bocharov, A S Dobrovolskaya, T N Kuznetsova, N A Popov and E A Filimonova. Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012032. DOI:10.1088/1742-6596/2100/1/012032.
7. В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, П.П. Иванов, Т.Н. Кузнецова, Е.А. Филимонова «Анализ механизмов воспламенения стехиометрической

топливно-воздушной смеси» // Теплофизика Высоких Температур ПРИНЯТО В ПЕЧАТЬ



### 3.5 Эффективное сочетание различных механизмов подвода энергии для активации топливно-воздушной смеси

*Е.А. Филимонова, А.С. Добровольская\*, В.А. Битюрин А.Н. Бочаров*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*dobrovolskaya.anastasia@gmail.com

Важным требованием при разработке современных силовых установок является устойчивое воспламенение и стабильные условия горения топливно-воздушных смесей. Как правило, в термодинамическом цикле должен присутствовать элемент активации исходной топливно-воздушной смеси, который предопределяет переход смеси из исходного состояния в равновесное высокотемпературное, в котором рабочее тело может совершить полезную работу. Эффективность такой активации оценивается с учётом необходимых энергетических и временных затрат.

В настоящее время в качестве перспективного метода стимулирования воспламенения и горения обеднённых топливно-воздушных смесей рассматривается применение неравновесной плазмы газовых разрядов, в том числе импульсно-периодических [1]. При этом исследователями часто не рассматривается вопрос эффективности создания химической неравновесности при помощи плазмы по сравнению с другими способами активации топливно-воздушной смеси, приводящей к ускорению воспламенения, также как и влияние неравновесной плазмы на более поздние стадии горения – распространение волны горения от активированной разрядом зоны и самовоспламенение необработанной части топливно-воздушной смеси.

Авторами был проведён сравнительный анализ процесса воспламенения [2] после активации топливно-воздушной смеси различными способами, и было показано, что воздействие разряда, с точки зрения обеспечения необходимых значений времени задержки воспламенения, эквивалентно некоторой комбинации химической активации (идеализированный случай, когда весь энерговклад тратится на создание активных частиц) и нагрева. Расчёт был выполнен в нульмерной постановке, чтобы исключить влияние пространственных процессов. Показано, что ключевыми параметрами, влияющими на время индукции, являются как суммарный удельный энерговклад, так и некоторая характерная (средняя или максимальная) мощность. При этом суммарный энерговклад, необходимый для воспламенения холодной смеси за несколько миллисекунд должен быть достаточно большим (несколько МДж/м<sup>3</sup>) независимо от способа подведения



энергии. Вкладывать такое количество энергии исключительно при помощи разряда неэффективно, но можно использовать разряд, создающий неравновесную плазму, как управляющее воздействие на фоне вложения значительной части энергии за счёт внешнего подвода тепла (например, за счёт сжатия поршнем в двигателе).

В такой постановке было исследовано [3] влияние высокочастотного коронного разряда на все стадии горения в компрессионном двигателе: воспламенение активированной зоны, распространение волны горения и переход к самовоспламенению перед её фронтом. Показано, что инициация высокочастотным коронным разрядом может быть эффективным способом для реализации оптимальных характеристик двигателя. При этом, при помощи вариации параметров разряда (время включения разряда, удельный энергозатрат, геометрические характеристики разрядной зоны) можно прямо влиять на время воспламенения обработанной разрядом области камеры сгорания, и опосредовано – необработанной части, приводя к ее самовоспламенению. Эффективность влияния на переход к самовоспламенению падает с уменьшением коэффициента избытка топлива.

Таким образом, для достижения желаемого сценария горения топливно-воздушной смеси, требуется оптимальное сочетание внешнего подвода энергии (например, сжатие поршнем) и управляющего электроразрядного воздействия.

1. Y. Ju, W. Sun «Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry» // *Prog Energy Comb Sci* **48** (2015), p. 21 – 83
2. В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, П.П. Иванов, Т.Н. Кузнецова, Е.А. Филимонова «Анализ механизмов воспламенения стехиометрической топливно-воздушной смеси» // *Теплофизика Высоких Температур* ПРИНЯТО В ПЕЧАТЬ
3. A.S. Dobrovolskaya, E.A. Filimonova, A.N. Bocharov «Numerical study of controlling a lean mixture autoignition in the hybrid HCCI engine using high frequency corona discharges» // *Fuel* **354** (2023), 129349

## Effective combination of various energy input mechanisms for the activation of the fuel-air mixture

*E.A. Filimonova, A.S. Dobrovolskaya\*, V.A. Bityurin, A.N. Bocharov*

JIHT RAS, Moscow, Russia

\*dobrovolskaya.anastasia@gmail.com

An important requirement in the development of modern power plants and engines is stable ignition and combustion of fuel-air mixtures. As a rule, in the thermodynamic cycle it is necessary to include an element of activation of the initial fuel-air mixture, which predetermines the transition of the mixture from the initial state to an equilibrium high-temperature state in which the mixture can perform useful work. The effectiveness of that impact is assessed considering the required energy and time costs.

Currently, the use of nonequilibrium plasma gas discharges, including pulse-periodic ones, is considered as a promising method for stimulating the ignition and combustion of lean fuel-air mixtures [1]. At the same time, researchers often do not address the issue of the effectiveness of creating chemical nonequilibrium with plasma in comparison with other methods of “activating” the fuel-air mixture, leading to acceleration of ignition, as well as the influence of the nonequilibrium plasma on the later stages of combustion: the propagation of combustion waves from the activated discharge zone and self-ignition of the untreated part of the fuel-air mixture.

The authors carried out a comparative analysis of the ignition process [2] after activating the fuel-air mixture in various ways, and it was shown that the impact of the discharge on the induction time, is equivalent to combination of heating and chemical activation (the idealized case when the entire energy input is spent on the creation of active particles). The calculation was performed in a zero-dimensional formulation to exclude the influence of spatial processes. It is shown that the key parameters affecting the induction time are both the total specific energy input and some characteristic (average or maximum) power. In this case, the total energy input used to ignite cold mixtures in a few milliseconds must be quite large (several MJ/m<sup>3</sup>) regardless of the path of energy supply. It is ineffective to put in such amount of energy solely with the help of a discharge, but it is possible to use a discharge that creates nonequilibrium plasma as a control action against the background of a significant part energy input due to external heat supply (for example, due to compression by a piston in an engine).

In this formulation, the influence of a high-frequency corona discharge on all stages of combustion in a compression engine was studied [3]: on the ignition of the activated zone, propagation of the combustion wave and the transition to self-ignition ahead the wave front. It has been shown that initiation by high-frequency corona discharge can be an effective way to achieve optimal engine performance. In this case, by changing the discharge parameters (discharge initiation time, specific energy input, and geometric characteristics of the discharge zone), it is possible to directly influence the ignition time of discharge-treated area of the combustion chamber, and indirectly influence the untreated part, leading to its self-ignition. The efficiency of the transition to self-ignition decreases with decreasing fuel excess ratio.

Thus, to achieve the desired combustion scenario of the fuel-air mixture, an optimal combination of external energy supply (for example, piston compression) and control electric discharge action is required.

1. Y. Ju, W. Sun «Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry» // *Prog Energy Comb Sci* **48** (2015), p. 21 – 83
2. V.A. Bityurin, A.N. Bocharov, A.S. Dobrovolskaya, P.P. Ivanov, T.N. Kuznetsova, E.A. Filimonova «Analysis of ignition mechanisms of a stoichiometric fuel-air mixture» // *High Temperatures* IN PRESS
3. A.S. Dobrovolskaya, E.A. Filimonova, A.N. Bocharov «Numerical study of controlling a lean mixture autoignition in the hybrid HCCI engine using high frequency corona discharges» // *Fuel* **354** (2023), 129349



### 3.6 Спонтанное ускорение медленной волны горения и переход горения в детонацию в канале

*Киверин А.Д.\* , Яковенко И.С., Ярков А.В.*  
Объединенный Институт Высоких Температур РАН  
\*alexeykiverin@ihed.ras.ru

В работе на примере горения ацетилен-кислородной смеси численно изучено явление спонтанного ускорения пламени с последующим переходом в детонацию при реализации первоначально медленного режима распространения пламени в узком канале. Продемонстрировано, что определяющую роль в развитии процесса играют вихревые структуры, формируемые на масштабах пограничного слоя. Эволюция этих вихревых структур во многом определяется взаимодействием с волнами сжатия и ударными волнами, генерируемыми в процессе распространения пламени в канале от источника воспламенения, расположенного у закрытого торца. По мере удаления фронта пламени от закрытого торца канала волны сжатия, распространяющиеся по продуктам горения, формируют ударные волны, воздействие которых на вихревые структуры ведет к интенсификации последних. В свою очередь, интенсификация вихревых течений определяет дополнительное растяжение и ускорение пламени в области пограничного слоя, что может стать причиной спонтанного ускорения пламени, ранее распространяющегося с относительно низкой скоростью. На последующей стадии развития процесса дополнительное ускорение пламени приводит к генерации ударных волн, воздействие которых на среду перед фронтом горения может стать причиной локального самовоспламенения смеси в предпламенной зоне. При реализации такого сценария максимальное локальное значение температуры достигается в области взаимодействия ударной волны и пограничного слоя, что определяет локализацию очага самовоспламенения в пристеночной области аналогично тому, как это происходит при инициировании воспламенения газовых смесей в ударных трубах [1]. Описанный механизм с инициированием самовоспламенения в предпламенной зоне, в свою очередь, в ряде случаев является причиной инициирования детонации (перехода горения в детонацию). Однако, такой сценарий перехода к детонации является возможным только в определенном диапазоне составов и начального термодинамического состояния смеси [2]. За пределами этого диапазона переход горения в детонацию происходит непосредственно на фронте ускоряющегося фронта пламени по механизму, впервые описанному в [3].

1. Kiverin, A. D., & Yakovenko, I. S. (2019). *Combustion and Flame*, 204, 227-236.
2. Kiverin, A. D., Yakovenko I. S. (2020). *Combust. Sci. Technol.* 192 (1):112-129
3. Иванов, М. Ф., Киверин, А. Д., Либерман, М. А., Фортов, В. Е. (2010). Доклады Академии наук Т. 434, No. 6, 756-759.

## Spontaneous acceleration of the slow combustion wave and transition to detonation in channel

*A. Kiverin\*, I. Yakovenko, A. Yarkov*

JIHT RAS, Moscow, Russia

\*alexeykiverin@ihed.ras.ru

The work studies numerically the phenomenon of spontaneous flame acceleration and subsequent transition to detonation in the process of slow flame propagation in a narrow channel filled with acetylene-oxygen mixture. It is shown that a leading role in the studied process belongs to the vortical structures formed on the scales of the boundary layer. The evolution of those vortices is defined by the interaction with compression and shock waves generated as a result of flame propagation through the channel out from the closed-end wall. As soon as the flame propagates far from the closed-end wall, the compression waves traveling through the combustion products form shock waves, which affect the vortices, causing their intensification. In turn, intensified vortical flows define additional stretching and acceleration of the flame in the region of the boundary layer. As a result, the flame propagating at a relatively low speed can be accelerated significantly. Such spontaneous acceleration of the flame gives rise to relatively strong shock waves, which effect on the medium could lead to the local ignition of the mixture ahead of the flame front. The most probable location for the mixture ignition is in the boundary layer region, where the shock wave – boundary layer interaction results in local temperature rise as it takes place in shock tubes [1]. The described event of mixture self-ignition ahead of the flame front, in turn, could lead to the detonation onset (so the transition to detonation occurs). However, such a scenario of transition to detonation can be realized only in a certain range of mixture composition and its initial thermodynamic state [2]. Outside that range, the transition to detonation takes place directly at the front of accelerated flame via the mechanism proposed in [3].

1. Kiverin, A. D., & Yakovenko, I. S. (2019). *Combustion and Flame*, 204, 227-236.
2. Kiverin, A. D., Yakovenko I. S. (2020). *Combust. Sci. Technol.* 192 (1):112-129
3. Ivanov, M. F., Kiverin, A. D., Liberman, M. A., Fortov, V. E. (2010). *Doklady Physics*, V. 55, No. 10, pp. 480-484

## 4.1 Генерация сильноионизованной плазмы в наносекундных газовых разрядах

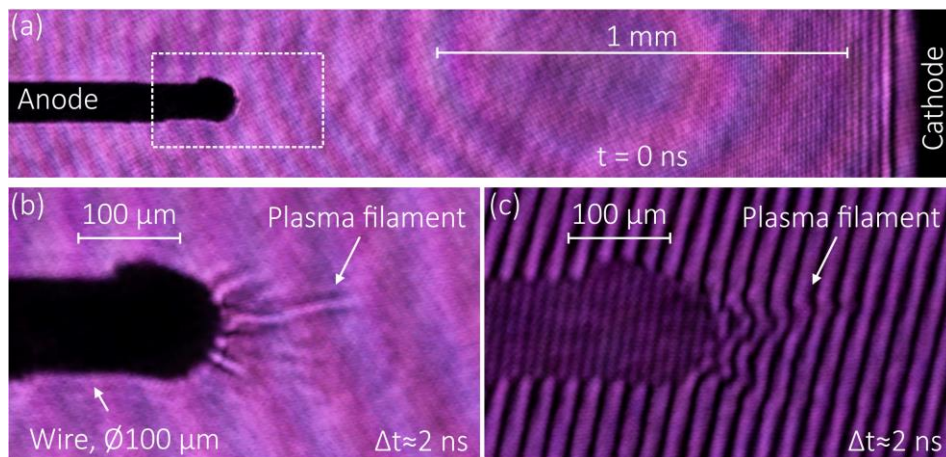
*Е.В. Паркевич\*, А.И. Хирьянова, И.А. Козин,  
Д.В. Толбухин, К.В. Шпаков*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

\* parkevich@phystech.edu

Известно, что формирование импульсных наносекундных газовых разрядов может сопровождаться наработкой плазмы, близкой к состоянию полностью ионизованной термализованной плазмы. Электронная плотность такой плазмы, например, в воздухе при нормальных условиях может достигать  $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и выше за времена, соизмеримые с 1 нс и короче, при характерных температурах электронов порядка единиц электрон-вольт. Механизмы кинетики разрядных процессов, приводящих к наработке плазмы со столь высокой степенью ионизации на коротких временах, на сегодняшний день являются предметом интенсивных исследований многих научных групп. Существенная проблема здесь заключается в отсутствии различных экспериментальных и теоретических данных о динамике параметров плазмы (в частности, её микроструктуры) на субнаносекундных временах в микромасштабах разряда в зависимости от стадии его развития и ключевых условий формирования. В то же время, как указывают эксперименты, без взрывных процессов генерации первичной сильноионизованной плазмы на поверхности электродов спровоцировать наработку плазмы высокой степени ионизации во всём разрядном промежутке невозможно на коротких временах. Например, в зависимости от мощности энерговыделения на поверхности электродов и состояния их поверхности возможна генерация сильноионизованной ( $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) как прикатодной, так и прианодной плазм. При этом момент перехода импульсного наносекундного разряда в сильноточный режим (сопровождающегося пробоем разрядного промежутка) с субнаносекундной точностью может совпадать с моментом появления такой плазмы в форме микронных катодных и анодных пятен. Возникшая на электродах первичная сильноионизованная плазма за время, соизмеримое с 1 нс, может давать старт развитию фронтов мощной ионизации, прокладывающих пути развития последующих искровых каналов с характерным диаметром в несколько сотен микрон. Важно отметить, что наработка плазмы высокой степени ионизации в разрядном промежутке неизбежно сопровождается развитием различных неустойчивостей, оказывающих существенное влияние на весь процесс формирования разряда. В сравнительно недавних исследованиях было обнаружено, что фронты ионизации, распространяющиеся от областей первоначального взрыва на катоде и аноде, неустойчивы и сопровождаются их дроблением на нитевидные плазменные каналы диаметром порядка 10–50 мкм, см. Рис. 1. В совокупности

данное явление приводит к тому, что внутри развивающихся результирующих искровых каналов диаметром в несколько сотен микрон формируется сложная нитевидная структура микроканалов, количество которых может достигать нескольких десятков и более. К сожалению, причины возникновения микроструктуры электрической искры до сих пор не известны в виду естественного недостатка экспериментальных данных, вызванного чрезвычайной сложностью диагностики данного явления. В связи с этим представляется важным проведение специализированных поисковых исследований, нацеленных на раскрытие ключевых особенностей развития микроструктуры искры в самые ранние этапы её эволюции в микромасштабах разряда.



**Рисунок 1.** Развитие микроканалов сильноионизованной плазмы с вершины острейного анода.

В данной работе мы сообщаем о новых экспериментальных данных, полученных в рамках исследований генерации сильноионизованной плазмы в импульсном наносекундном разряде в атмосферном воздухе. Рассматривалась, как ранняя стадия развития разряда – в момент появления микронных катодных и анодных пятен сильноионизованной плазмы, так и пост-стадия – в виде результирующего искрового канала в промежутке, состоящего из множества микроканалов. Обнаружена сложная структура в прикатодной плазме в области первичного взрыва, от которого распространяется полусферическая волна ионизации с частичным выбросом вещества электрода. Показано, что данная волна неустойчива, и уже вблизи катода на её фронте создаются условия для появления первых микроканалов. Установлено, что в составе генерируемой первичной прикатодной плазмы присутствует заметная порция вещества катода. Обнаружен пороговый эффект в формировании микроканалов электрической искры при варьировании энергозложения в разрядный промежуток.

Работа проведена при частичной поддержке гранта Российского научного фонда № 19-79-30086.

1. Parkevich E. V. et al. Parameters of electric spark microchannels in the near-anode region of the discharge. Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2023. – Vol. 50(Suppl 11). – pp. S1283-S1286.

2. Parkevich E.V., Khirianova A.I. On the Possible Threshold Character of the Spark Microstructure Formation. Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2022. – Vol. 49. – pp. 302-306.

## Generation of highly-ionized plasma in nanosecond gas discharges

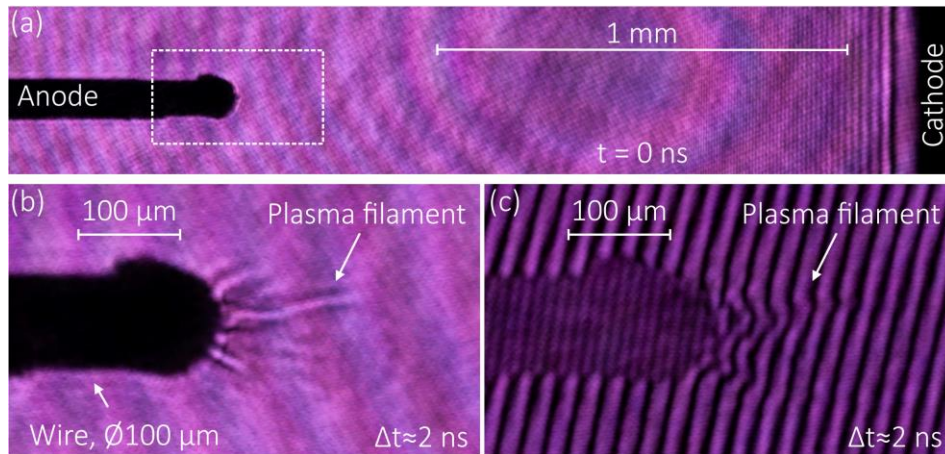
*E.V. Parkevich\**, *A.I. Khiryanova*, *I.A. Kozin*,  
*D.V. Tolbukhin*, *K.V. Shpakov*

P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, 119991, Moscow, Russia

\* parkevich@phystech.edu

It is known that the formation of pulsed nanosecond gas discharges can be accompanied by the production of plasma close to the state of fully-ionized thermolyzed plasma. The electron density of such a plasma, e.g., in air under normal conditions can reach  $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and higher on time scales of about 1 ns and shorter, with characteristic electron temperatures being of the order of several electron volts. The mechanisms of the kinetics of the discharge processes resulting in the production of plasma with such a high degree of ionization during short time intervals are currently the subject of intensive research by many scientific groups. A significant problem here is the lack of various experimental and theoretical data on the dynamics of plasma parameters (in particular, its microstructure) at subnanosecond temporal and micron-sized spatial scales of the discharge depending on the stage of its development and the key conditions of the formation. At the same time, as experiments indicate, without explosive processes related to the generation of primary highly-ionized plasma on the surface of the electrodes, it is impossible to provoke the production of plasma with a high degree of ionization throughout the entire discharge gap for short times. For example, depending on the power of the energy release in the electrode regions and the state of their surface, the generation of highly ionized ( $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) both near-cathode and near-anode plasmas is possible. In this case, the moment of transition of a pulsed nanosecond discharge into a high-current mode (accompanied by the discharge gap breakdown) with subnanosecond accuracy can coincide with the moment of the appearance of such plasma in the form of micron-sized cathode and anode spots. The primary highly-ionized plasma, which appears on the electrodes on time scales of about 1 ns, can give rise to the development of powerful ionization fronts paving the ways for the development of subsequent spark channels, with characteristic diameters being of the order of several hundred microns. It is important to note that the production of plasma with a high degree of ionization in the discharge gap is inevitably accompanied by the development of various instabilities, which have a significant impact on the entire process of the discharge formation. In relatively recent studies, it was discovered that ionization fronts propagating from the areas of the initial explosion on the cathode and anode are unstable and accompanied by their fragmentation into filamentary plasma channels with a diameter of about 10–50  $\mu\text{m}$ ,

see Fig. 1. In general this phenomenon entails the formation of a complex thread-like structure of microchannels, the number of which can reach several tens or more, inside the developing resultant spark channels with a diameter of several hundred microns. Unfortunately, the reasons for the appearance of the microstructure of an electric spark are still unknown due to the natural lack of experimental data that is caused by the extreme complexity of diagnosing this phenomenon. In this regard, it seems important to carry out specialized exploratory studies aimed at revealing the key features of the development of the spark microstructure in the earliest stages of its evolution on micron-sized scales of the discharge.



**Figure 1.** Development of microchannels of highly ionized plasma from the tip of the point anode.

In this study we report novel experimental data obtained as part of studies of the generation of highly-ionized plasma in a pulsed nanosecond discharge in atmospheric air. We considered both the early stage of the discharge development - at the moment of the appearance of micron-sized cathode and anode spots of highly-ionized plasma, and the post-stage - in the form of a resultant spark channel in the gap consisting of many microchannels. A complex structure was discovered in the near-cathode plasma in the region of the primary explosion, from which a hemispherical ionization wave propagates with partial ejection of the electrode substance. It is shown that this wave is unstable, and already near the cathode the conditions for the appearance of the first microchannels are created on the wave front. It is established that the generated primary near-cathode plasma contains a noticeable portion of the cathode material. A threshold effect was discovered in the formation of electric spark microchannels when varying the energy input into the discharge gap.

The study was partially supported by the Russian Science Foundation grant No 19-79-30086.

1. Parkevich E. V. et al. Parameters of electric spark microchannels in the near-anode region of the discharge. Bulletin of the Lebedev Physics Institute. - 2023. - Vol. 50(Suppl 11). - pp. S1283-S1286.
2. Parkevich E.V., Khirianova A.I. On the Possible Threshold Character of the Spark Microstructure Formation. Bulletin of the Lebedev Physics Institute. - 2022. - Vol. 49. - pp. 302-306.

▲▲▲



## 4.2 Влияние полярности электродов на газодинамику плазмы капиллярного разряда

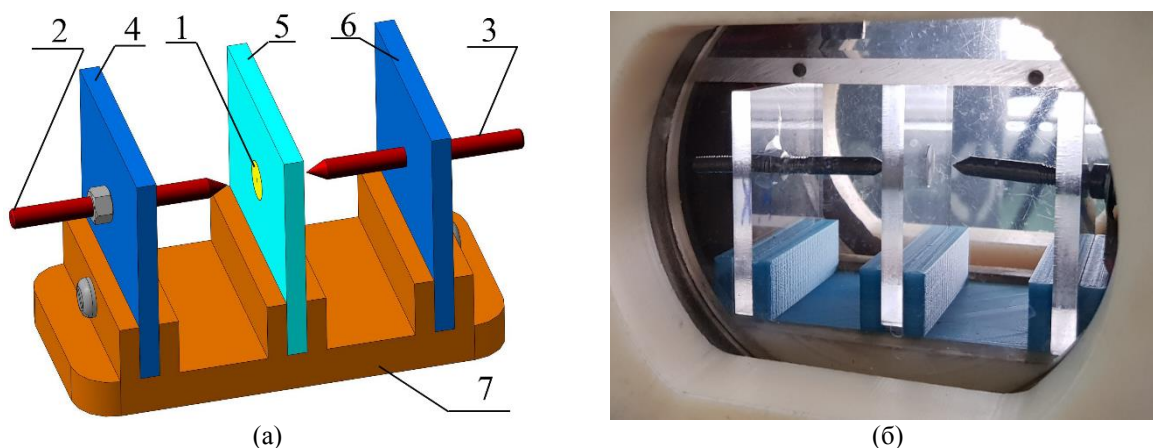
*А.С. Пащина\*, А.И. Климов, П.Н. Казанский*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fgrach@mail.ru

Несмотря на большой объем экспериментальных и теоретических исследований, проведенных начиная с 50-х годов прошлого века, вопрос о влиянии полярности электродов капиллярного разряда на газодинамику течения плазмы остался неизученным. На эту проблему обратили внимание в ходе исследований разряда в открытом с обоих концов капилляре [1–4], в результате которых была обнаружена асимметрия структуры течения и параметров катодо- и анодо направленной плазменных струй. Особенно сильная асимметрия наблюдалась в экстремальных режимах разряда (величина разрядного тока более 10 кА) в относительно коротких капиллярах (отношение длины к диаметру менее  $l/d < 1$ ), в которых обнаружено более чем двукратное превышение скорости катодо направленной струи (180 км/с) по сравнению с анодо направленной (70 км/с) [1]. Природа данного явления, однако, осталась невыясненной.

Исследования разряда в открытом капилляре показали, что асимметрия плазменных струй наблюдается и при более низких параметрах разряда. Принципиальная схема и фото капиллярного разрядника представлены на рисунке 1.

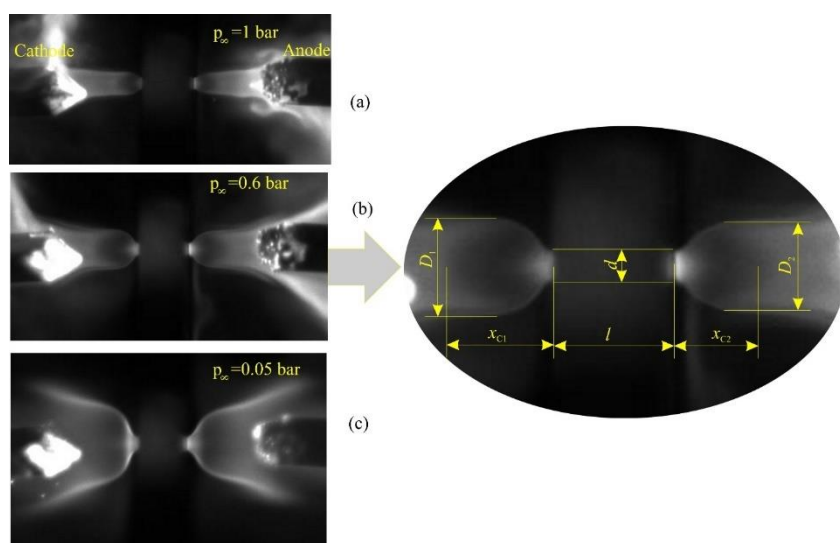


**Рисунок 1.** (а) Конструктивная схема разрядника и (б) общий вид установки.  
1 – диэлектрическая вставка, 2, 3 – электроды, 4-6 – стойки, 7 – монтажная плита.

Основными элементами разрядника являются: диэлектрическая вставка 1 с отверстием, представляющим собой капилляр, и два электрода (поз. 2 и 3), расположенные вдоль оси капилляра на одинаковом расстоянии его торцов. Длина капилляра составляет  $l=5$  мм, а его начальный диаметр –  $d=1$  мм. Материал капилляра – полиэтилен, материал электродов – никель. Разрядник устанавливался внутри вакуумной камеры, в которой предусматривалась

возможность откачки и заполнения рабочим газом (воздух, аргон) в диапазоне давлений 0.005-1 bar. Источником питания разряда является емкостной накопитель [5], обеспечивающий формирование разрядного импульса со следующими параметрами: длительность  $\tau=1$  ms, энергия  $Q=80-150$  J, амплитуда разрядного тока – 300-500 A.

При указанных энергозатратах в разряд давление на срезе капилляра превышает давление в окружающей атмосфере. Так что на выходе из капилляра в течение большей части разрядного импульса реализуется сверхзвуковое течение плазменных струй с характерной для недорасширенного режима ударно-волновой структурой начального участка (рисунок 2). Причем, размеры ударно-волновых структур плазменных струй, истекающих в сторону катода и анода, различны. Это различие, едва заметное при высоких давлениях окружающей атмосферы (рисунок 2(а)-(б)), становится отчетливым при низких давлениях (рисунок 2(в)). В частности, поперечный размер, а также расстояние от среза капилляра до диска Маха всегда больше у катодонаправленной струи. Измерив это расстояние, можно оценить давление на торцах капилляра с помощью известной эмпирической зависимости [6,7]:  $\frac{x_c}{d} = 0.69 \sqrt{\frac{\gamma p_a}{p_\infty}}$ . Здесь  $x_c$  – расстояние от среза капилляра до диска Маха,  $d$  – диаметр капилляра,  $\gamma \approx 1.3$  – эффективный показатель адиабаты,  $p_a$  – давление на срезе капилляра,  $p_\infty$  – давление окружающей атмосферы. Согласно оценкам, давление на срезе капилляра со стороны катода всегда превышает давление со стороны анода,  $p_{cathode} > p_{anode}$ . В зависимости от параметров разряда и давления окружающей атмосферы, разность давлений между катодным и анодным торцами капилляра достигает  $\Delta p_a = p_{cathode} - p_{anode} = 1-3$  bar, или в относительных единицах  $\frac{p_{cathode} - p_{anode}}{p_{cathode} + p_{anode}} = 0.05 - 0.2$ . Дисбаланс импульса плазменных струй, измеренный методом баллистического маятника, приводит к близким оценкам.



**Рисунок 2.** Кадры скоростной видеорегистрации капиллярного разряда при различных давлениях аргона. Камера Photron FASTCAM Nova S9. Длительность экспозиции - 500 ns.

Анализ полученных результатов позволяет предположить, что наблюдаемый дисбаланс давлений связан с джоулевым тепловыделением, различающимся для катодо- и анодонаправленного потока. Электрическое поле разряда складывается из «внешнего»  $E_{ext} = \frac{j}{\sigma}$ , благодаря которому течет ток,

и поля поляризации [8], которое внутри капилляра обусловлено присутствием градиента концентрации заряженных частиц:  $E \approx \frac{j}{\sigma} - \frac{kT_e}{e} \frac{vn}{n} = E_{ext} \pm |E_{pol}|$ . Концентрация частиц между зоной торможения ( $M_0=0$ ) и критическим сечением ( $M_0=1$ ) снижается в  $\frac{n_0}{n_1} = (1 + \gamma)^{1/\gamma} \approx 1.89$  раз ( $\gamma=1.3$ ), сильнее всего убывая вблизи выхода капилляра [9]. В зависимости от направления внешнего поля, падение плотности зарядов приводит либо к увеличению, либо снижению суммарной напряженности  $E$ . Поэтому, при  $j=\text{const}$ , джоулево тепловыделение  $jE$  в катодо- и анодонаправленном потоках отличается в  $\frac{E_{cathode}}{E_{anode}} = \frac{E_{ext} + |E_{pol}|}{E_{ext} - |E_{pol}|}$  раз. В условиях эксперимента это отношение составляет  $\frac{E_{cathode}}{E_{anode}} \approx 1.1$ , что примерно соответствует наблюдаемой экспериментально относительной разности давлений между торцами открытого капилляра.

1. Демидов М.И., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. О неустойчивости капиллярного разряда с испаряющейся стенкой // Теплофизика высоких температур. 1971. Т. 9. № 5. С. 890–895.
2. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Влияние скорости испарения материала стенки на свойства плазмы капиллярного разряда // Теплофизика высоких температур. 1974. Т. 12. № 1. С. 5–9.
3. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Исследование самосжатого разряда с осевым продувом токового канала плазмой // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 9. С. 2011–2014.
4. Белов С.Н., Жилин А.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. Магнитогазодинамический режим сильнооточного капиллярного разряда // Теплофизика высоких температур. 1978. Т. 16. № 3. С. 473–481.
5. Pashchina A.S., Efimov A. V. Study of demixing in C-F plasma produced in a capillary discharge // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. № 11. P. 113502.
6. Lewis C.H., Carlson D.J. Normal Shock Location in Underexpanded Gas and Gas-Particle Jets // AIAA J. 1964. V. 2. № 4. P. 776–777.
7. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Ленинград: Машиностроение, 1985. 264 с.
8. Raizer Y.P. Gas Discharge Physics. 1st ed. / ed. Allen J.E. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. 449 p.
9. Belov S.N. Axial distribution of plasma parameters in a capillary discharge with a vaporizing wall // J. Appl. Spectrosc. 1978. V. 28. № 4. P. 412–417.

## Influence of electrode polarity on the gas dynamics of capillary discharge plasma

***A.S. Pashchina\***, A.I. Klimov, P.N. Kazansky*

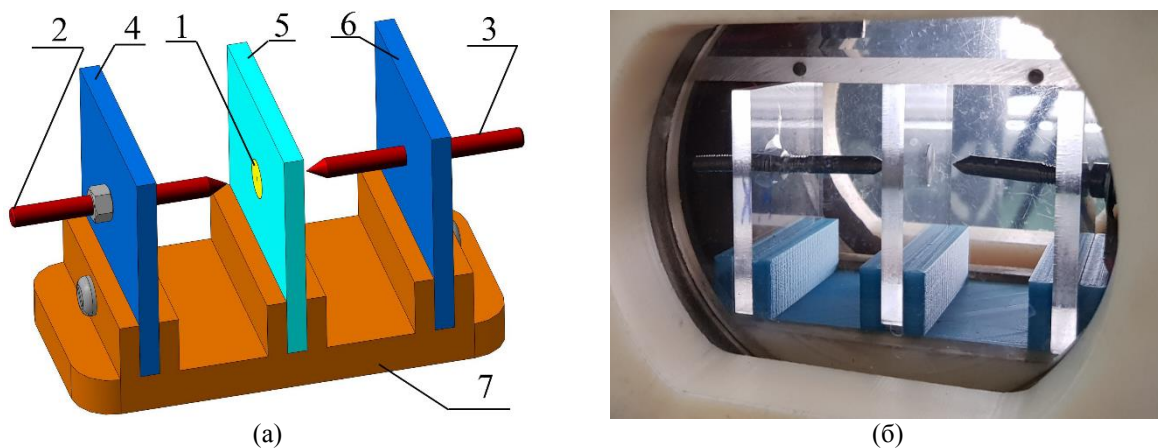
Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

\*fgkach@mail.ru

Despite numerous experimental and theoretical studies conducted since the 50s of the 20th century, the question of the influence of the polarity of capillary

discharge electrodes on the gas dynamics of the plasma flow remains unstudied. This problem was noticed during studies of a discharge in a capillary open at both ends [1–4], as a result of which an asymmetry in the flow structure and parameters of cathode- and anode-directed plasma jets was discovered. A particularly strong asymmetry was observed at extreme discharge parameters (at discharge current more than 10 kA) in relatively short capillaries (length-to-diameter ratio less than  $l/d < 1$ ), in which a more than twofold increase in the speed of the cathode-directed jet (180 km/s) compared with anode-directed jet (70 km/s) was found [1]. The nature of this phenomenon, however, remained unclear.

Studies of a discharge in an open capillary have shown that the asymmetry of plasma jets is also observed at lower discharge parameters. The schematic diagram and photo of the capillary spark gap are presented in Figure 1.

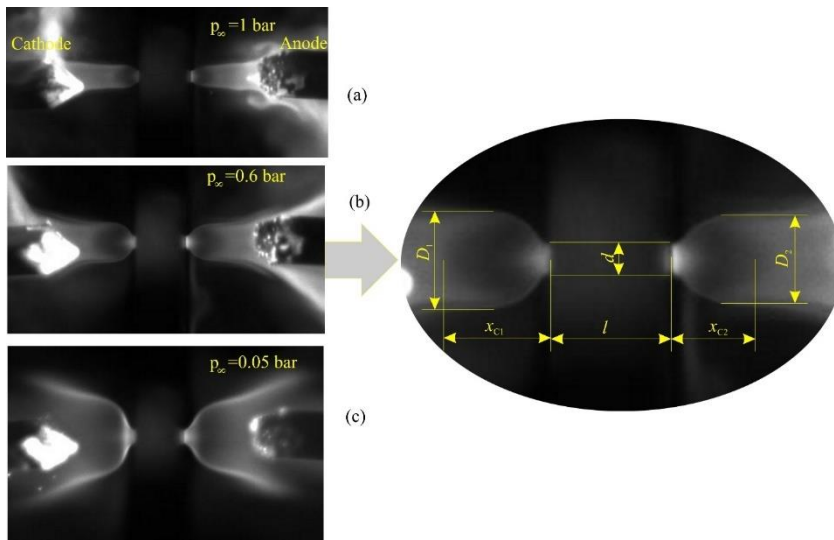


**Figure 1.** (a) The schematic diagram of the capillary spark gap and (b) general view of the experimental setup. 1 – dielectric insert, 2, 3 – electrodes, 4–6 – dielectric holders, 7 – installation base.

The main elements of the spark gap are: a dielectric insert 1 with a hole, which is a capillary, and two electrodes (2 and 3), located along the capillary axis at the same distance from its ends. The length of the capillary is  $l=5$  mm, and its initial diameter is  $d=1$  mm. The capillary material is polyethylene, the electrode material is nickel. The capillary spark gap was installed inside a vacuum chamber, which provided a pumping out and filling with working gas (air, argon) in the pressure range 0.005–1 bar. The discharge power source is a capacitive storage device [5], which ensures the formation of a discharge pulse with the following parameters: duration  $\tau=1$  ms, energy  $Q=80$ –150 J, peak discharge current – 300–500 A.

At the indicated energy inputs into the discharge, the pressure at the capillary outlet exceeds the pressure in the surrounding atmosphere. Thus, supersonic plasma jets with a shock wave structure that is typical for the underexpanded mode flow out from both ends of the capillary during most period of the discharge pulse (Figure 2). Moreover, the dimensions of the shock wave structures of the plasma jets flowing towards the cathode and anode are different. This difference, barely noticeable at high pressures of the surrounding atmosphere (Figure 2(a)–(b)), becomes pronounced at low pressures (Figure 2(c)). In particular, the transverse size, as well as the distance from the capillary edge to the Mach disk, is always greater for a cathode-directed jet. By measuring this distance, one can estimate the pressure at the capillary outlet using

the well-known empirical relationship [6,7]:  $\frac{x_c}{d} = 0.69 \sqrt{\frac{\gamma p_a}{p_\infty}}$ . Here  $x_c$  is the distance between the capillary edge and Mach disc,  $d$  is the capillary diameter,  $\gamma \approx 1.3$  is the effective adiabatic index,  $p_a$  is the pressure at the capillary outlet,  $p_\infty$  is the ambient gas pressure. According to estimates, the pressure at the cathode end of the capillary always exceeds the pressure at the anode end,  $p_{cathode} > p_{anode}$ . Depending on the discharge parameters and the ambient gas pressure, the pressure difference between the cathode and anode ends of the capillary reaches  $\Delta p_a = p_{cathode} - p_{anode} = 1-3$  bar, or in relative units  $\frac{p_{cathode} - p_{anode}}{p_{cathode} + p_{anode}} = 0.05 - 0.2$ . The imbalance of the momentum of plasma jets, measured by the ballistic pendulum method, leads to similar estimates.



**Figure 2.** Photographs of plasma jets flowing from a capillary into an argon atmosphere at various pressures, captured by a high-speed camera Photron FASTCAM Nova S9. Camera shutter speed - 500 ns.

Analysis of the obtained results suggests that the observed pressure imbalance is associated with Joule heat release, which differs for the cathode- and anode-directed flow. The electric field of the discharge consists of the “external” field  $E_{ext} = \frac{j}{\sigma}$ , responsible for the flow of the discharge current, and the polarization field [8], which inside the capillary is caused by the presence of a concentration gradient of charged particles:  $E \approx \frac{j}{\sigma} - \frac{kT_e}{e} \frac{\nabla n}{n} = E_{ext} \pm |E_{pol}|$ . The concentration of particles between the stagnation zone ( $M_0=0$ ) and the critical section ( $M_a=1$ ) decreases by  $\frac{n_0}{n_a} = (1 + \gamma)^{1/\gamma} \approx 1.89$  times ( $\gamma=1.3$ ), decreasing sharply near the capillary exit [9]. Depending on the direction of the external field, a drop in charge density leads to either an increase or decrease in the total intensity  $E$ . Therefore, at  $j=const$ , the Joule heat release  $jE$  in the cathode- and anode-directed flows differs by  $\frac{E_{cathode}}{E_{anode}} = \frac{E_{ext} + |E_{pol}|}{E_{ext} - |E_{pol}|}$  times. Under experimental conditions, this ratio is  $\frac{E_{cathode}}{E_{anode}} \approx 1.1$ , which approximately corresponds to the experimentally observed relative pressure difference between the ends of an open capillary.

1. Demidov M.I., Ogurtsova N.N., Podmoshensky I.V., Shelemina V.M. On the instability of a capillary discharge with an evaporating wall // *Teplofiz. Vys. Temp.* 1971. V. 9. № 5. P. 890–895. [In Russian].
2. Ogurtsova N.N., Podmoshensky I.V., Shelemina V.M Influence of the evaporation rate of the wall material on the properties of capillary discharge plasma // *Teplofiz. Vys.*

- Temp. 1974. V. 12. № 1. P. 5–9. [In Russian].
3. Ogurtsova N.N., Podmoshensky I.V., Shelemina V.M Study of a self-compressed discharge with axial plasma blowing of the current channel // Sov. Tech. Phys. 1975. V. 45. № 9. P. 2011–2014. [In Russian].
  4. Belov S.N., Zhilin A.N., Ogurtsova N.N., Podmoshensky I.V. Magnetogasdynamic regime of high-current capillary discharge // Teplofiz. Vys. Temp. 1978. V. 16. № 3. P. 473–481. [In Russian].
  5. Pashchina A.S., Efimov A. V. Study of demixing in C-F plasma produced in a capillary discharge // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. № 11. P. 113502.
  6. Lewis C.H., Carlson D.J. Normal Shock Location in Underexpanded Gas and Gas-Particle Jets // AIAA J. 1964. V. 2. № 4. P. 776–777.
  7. Lukyanov G.A. Supersonic plasma jets. Leningrad: Mashinostroyeniye, 1985. 264 p. [In Russian].
  8. Raizer Y.P. Gas Discharge Physics. 1st ed. / ed. Allen J.E. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. 449 p.
  9. Belov S.N. Axial distribution of plasma parameters in a capillary discharge with a vaporizing wall // J. Appl. Spectrosc. 1978. Vol. 28, № 4. P. 412–417.



### **4.3 Роль объемных и поверхностных эффектов в барьерной короне атмосферного давления**

***И. Селивонин<sup>1\*</sup>, С. Кувардин<sup>1,2</sup>, И. Моралев<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский Физико Технический Институт, Долгопрудный, Россия

\*inock691@ya.ru

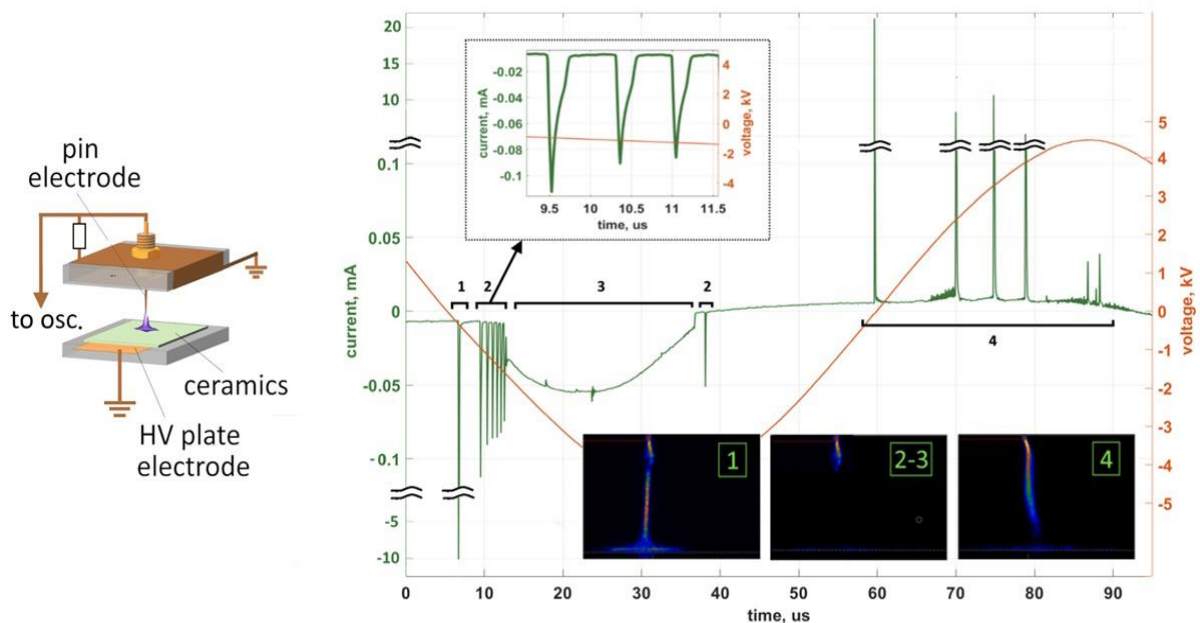
Барьерная корона представляет собой частный случай барьерного разряда, инициируемого в конфигурации металлическая игла – диэлектрическая поверхность. Это слаботочный тип разряда высокого давления, который может быть использован в качестве источника низкотемпературной плазмы в различных приложениях: обработка биологических объектов, генерация озона, управлением поджигом и горением и т.д. [1]

Диэлектрический барьер в такой конфигурации работает как балластная нагрузка, ограничивая ток разряда и не позволяя замыкаться промежутку между электродами. При этом экранировка приложенного к электродам потенциала зарядом, образующимся в объеме разрядного промежутка и на поверхности диэлектрического барьера, приводит к организации «самопульсирующего» режима горения разряда, характеризующегося наличием токовых импульсов с миллиамперными амплитудами и частотами  $10^3 - 10^8$  Гц.

Каждому токовому импульсу соответствует индивидуальный микрозаряд (МР). Таким образом, БР существует в форме множества индивидуальных микрозарядов со сложной самоорганизацией, обусловленных эффектами

памяти (плотность заряда поверхности барьера, концентрации заряженных и возбужденных частиц в газоразрядном объеме, нагрев газа). В ряде работ было показано [2], что развитие барьерной короны качественно во многом схоже с развитием классического коронного разряда, которое определяется динамикой объемного ионного заряда у катода. Предположительно, режимы горения и параметры барьерной короны определяются совокупностью объемных эффектов накопления и динамики заряда в газоразрядном зазоре и поверхностных эффектов зарядки барьера. Причем вклад того или иного механизма на данный момент не определен.

Целью данной является исследование режимов горения переменной барьерной короны в воздухе атмосферного давления и определение роли объемных и поверхностных зарядовых механизмов. Острие с радиусом кривизны 50 мкм изготавливалось из медной проволоки, диэлектрическим барьером служила алундовая керамика толщиной 0,5 мм с  $\epsilon = 10$ . Расстояние от острия до поверхности барьера варьировалось в пределах 0 – 3 мм. К электродам прикладывалось синусоидальное напряжение с амплитудой 1 – 7 кВ с частотой 8 кГц. Ток разряда измерялся с помощью кастомного малоиндуктивного токового шунта [3,4], подключенного к двум каналам осциллографа (LeCroy HDO6104AR с полосой пропускания 1 ГГц и вертикальным разрешением 12 бит) через сплиттер, согласованный по волновому сопротивлению 50 Ом. Параллельно с электрическими измерениями велась съемка разряда на ICCD камеру (Andor iStar 720) с экспозициями порядка 100 нс. На рисунке 1 показаны осциллограммы приложенного напряжения и тока разряда, а также изображения МР, соответствующие различным токовым импульсам.



*Рисунок 1. Осциллограммы питающего напряжения и тока разряда (слева) и соответствующие различным импульсам изображения микрозарядов (справа).*

В результате работы было показано, что на медном электроде разряд существует в основных 4 режимах, характеризующихся наличием импульсов

Тричела, тлеющей формой разряда с непрерывным током, катодонаправленного стримера, стартующего с острия и стартующего с заряженной поверхности барьера. При уменьшении расстояния импульсы Тричела пропадают, а малых величинах зазора (менее 0.2 мм) разряд переходит в поверхностную форму, что характеризуется значительным увеличением величины переносимого импульсом заряда и снижением частоты следования микроразрядов.

Распределения величин переносимого в МР заряда показывают, что независимо от величины разрядного зазора существует 2 типа микроразрядов с существенно различающимися параметрами, что в точности соответствует полученным ранее данным для поверхностного БР [4]. На основе этих результатов можно сделать вывод, что импульсы 1 типа (малая величина переносимого заряда, не зависящая от фазы приложенного напряжения) соответствуют импульсам Тричела и определяются динамикой объемного заряда у острия. Импульсы 2 типа (большая величина переносимого заряда, зависимость параметров от фазы приложенного напряжения) соответствуют пробоем промежутка между острием и диэлектрической поверхностью, динамика которого главным образом определяется зарядкой барьера.

1. Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W // *J. PHYS IV Fr.* 7 (1997) P4-47
2. Xia Q. et al. 2018 // *Phys. Plasmas* 25 (2018) 023506
3. Synek P et al. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 27 (2018) 045008
4. Selivonin I. V. and Moralev I. A. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 30 (2021) 035005

## **The role of volumetric and surface effects in the atmospheric pressure barrier corona discharge**

***I. Selivonin<sup>1\*</sup>, S. Kuvardin<sup>1,2</sup>, I. Moralev<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

\*inock691@ya.ru

The barrier corona is a special case of a barrier discharge (BD) initiated in the configuration of a metal pin - a dielectric surface. This is a low-current, high-pressure type of discharge that can be used as a source of low-temperature plasma in various applications: processing of biological objects, ozone generation, ignition and combustion control, etc [1].

The dielectric barrier in this configuration represents a ballast load, limiting the discharge current and preventing the gap between the electrodes from shorting. In this configuration, the potential applied to the electrodes is shielded by the charge formed in the volume of the discharge gap and on the surface of the dielectric barrier. This leads to the organization of a "self-pulsing" discharge regime, characterized by the presence of current pulses with a micro- and milliampere amplitude and a frequency of  $10^3 - 10^8$  Hz.



Each current pulse corresponds to an individual microdischarge (MD). Thus, BD exists in the form of many MDs with complex self-organization, caused by memory effects (charge density of the barrier surface, concentration of charged and excited particles in the gas-discharge volume, gas heating). It has been shown in a number of works [2] that the development of a barrier corona is qualitatively in many ways similar to the development of a classical corona discharge, which is determined by the dynamics of the volumetric ion charge at the cathode. Presumably, operation modes and parameters of the barrier corona are determined by a combination of volumetric effects of charge accumulation and dynamics in the gas-discharge gap and surface effects of barrier charging. Moreover, the contribution of one or another mechanism is not currently determined.

The aim of this work is to study the regimes of an alternative barrier corona in air at atmospheric pressure and to determine the role of volumetric and surface charge mechanisms.

A pin with a radius of curvature of 50  $\mu\text{m}$  was made of copper wire, aluminum ceramic 0.5 mm thick with  $\epsilon = 10$  used as a dielectric barrier. The distance from the pin to the barrier surface varied within 0 – 3 mm. A sinusoidal voltage with an amplitude of 1–7 kV and a frequency of 8 kHz was applied to the electrodes. The discharge current was measured using a custom low-inductance current shunt [3,4] connected to two channels of an oscilloscope (Lecroy HDO6104AR with a bandwidth of 1 GHz and a vertical resolution of 12 bits) through a splitter matched by a characteristic impedance of 50  $\Omega$ . In parallel with electrical measurements, the discharge was imaged with an ICCD camera (Andor iStar DH720) with exposures of about 100 ns. Figure 1 shows the waveforms of supply voltage and discharge current and images of ICCD images of different types of MDs.

As a result of the work, it was shown that the discharge on the copper electrode exists in the main 4 modes, characterized by the presence of Trichel pulses, a glowing discharge with a continuous current, a cathode-directed streamer starting from the pin and from the charged surface of the barrier. As the distance decreases, the Trichel pulses disappear, and at small gaps (less than 0.2 mm) the discharge develops in a surface form, which is characterized by a significant increase in the value of the charge transferred by the pulse and a decrease in the repetition rate of microdischarges.

The distributions of the values of MDs transferred charge show that regardless of the discharge gap there are 2 types of microdischarges with significantly different parameters which exactly corresponds to the previously obtained data for surface DBD [4]. Based on these results, we can conclude that type 1 pulses (a small value of transferred charge, independent of the phase of the applied voltage) correspond to Trichel pulses and are determined by the dynamics of the space charge at the tip. Type 2 pulses (large amount of transferred charge, dependence of parameters on the phase of the applied voltage) correspond to the breakdown of the gap between the tip and the dielectric surface, the dynamics of which are mainly determined by the charging of the barrier.

**Figure 1.** Waveforms of the supply voltage and discharge current (left) and the corresponding ICCD images of microdischarges (right).

▲▲▲

## 4.4 Параметры приэлектродной плазмы ранней стадии импульсного наносекундного искрового разряда

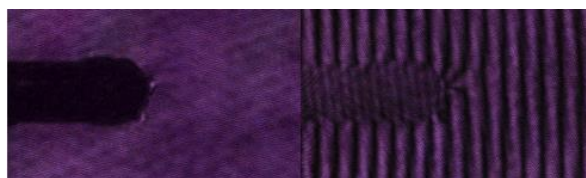
И.А. Козин<sup>1,2\*</sup>, Е.В. Паркевич<sup>1</sup>, А.И. Хирьянова<sup>1</sup>, К.В. Шпаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Российский университет дружбы народов им. П. Лумумбы, Москва, Россия

\*1032201754@pfur.ru

Известно, что на завершающем этапе искрового разряда его объемное горение не является устойчивым и, как следствие, контрагирует - объемный разряд «сжимается» в высокопроводящие токовые каналы, триггером формирования которых являются катодные и анодные пятна, позволяющих на коротких временах наработать первичную сильноионизованную плазму. В работе [1] показано, что появление данной плазмы, дающей старт развитию фронтов мощной ионизации, прокладывающих пути развития искровых каналов с характерным диаметром в несколько сотен микрон, с субнаносекундной точностью совпадает с моментом перехода импульсного наносекундного разряда в сильноточный режим. Было также установлено [2], что упомянутые выше фронты неустойчивы - в процессе распространения происходит их дробление на нитевидные плазменные каналы диаметром порядка 10-50 мкм. Этот, по существу, субпроцесс более общего процесса контракции, получивший название мелкомасштабной искровой филаментации, по предположению обусловлен неустойчивостью в плазме катодных и анодных пятен, поэтому целью данной работы являлось исследование параметров приэлектродной плазмы в моменты до или во время начала формирования микроструктуры. С помощью интерферометрии на длине волны 1064 нм был установлен факт высокой электронной плотности приэлектродной плазмы (порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Характерные размеры катодного и анодного пятен составили порядка 10 микрон, а задержка между моментами их инициирования составила наносекунды - оба пятна появляются практически одновременно, что не имеет однозначной трактовки и требует проведения отдельных исследований механизма образования анодных пятен. Работа поддержана грантом РФФ №23-19-00524.



*Рисунок 1. Теневое изображение ранней стадии разряда в прикатодной области и соответствующая ему интерферограмма. Видна область катодного пятна с расширяющейся от него приэлектродной плазмой.*

1. Parkevich E.V. and others. Extremely fast formation of anode spots in an atmospheric discharge points to a fundamental ultrafast breakdown mechanism // Plasma Sources Science and Technology. 2019. Vol. 28, № 12.

2. Almazova K.I. and others. Microstructure of a Spark Discharge in Air in a Point-Plane Gap // Tech. Phys. 2018. Vol. 63, №6, P. 801–805.

## Parameters of electrode area plasma at an early stage of a pulsed nanosecond spark discharge

***L.A. Kozin<sup>1,2\*</sup>, E.V. Parkevich<sup>1</sup>, A.I. Khirianova<sup>1</sup>, K.V. Shpakov<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>P. N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Peoples' Friendship University of Russia named after P. Lumumba

\*1032201754@pfur.ru

It is known that at the final stage of spark discharge its volumetric combustion does not appear to be stable and, as a result, undergoes contraction - volumetric discharge «compresses» into high-conducting current channels, the trigger of which is cathode and anode spots, which are the consequence of explosive processes on the electrode surface and which allow to obtain in short time the primary highly ionized plasma. In the work [1] it is shown that the appearance of this plasma, giving a start to the development of fronts of powerful ionization, paving the way for the development of spark channels with a characteristic diameter of several hundred microns, with the subnanosecond accuracy coincides with the moment of transition of pulse nanosecond discharge into high current mode. It was also established [2] that the above-mentioned fronts are unstable - in the process of propagation, they split up into thread-like plasma channels with a diameter of about 10-50  $\mu\text{m}$ . This sub-process of contraction, called spark filamentation, is assumed to be due to the instability in plasma cathode and anode spots. Therefore, the goal of this work was to establish the parameters of the preelectrode plasma in the moments before or at the time of the beginning of the microstructure formation. A fact of high electron density of preelectrode plasma ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) was established by interferometry at a wavelength of 1064 nm. The characteristic sizes of cathode and anode spots were about 10 microns, and the delay between the moments of their initiation was a nanosecond - both spots appear almost simultaneously, which is not unambiguous and requires separate studies of anode spots in order to establish the mechanism of their formation. The work is supported by the RSCF 23-19-00524 grant.

**Figure 1.** Shadow image of the early stage of discharge in the cathode area and corresponding interferogram. The cathode spot is visible with the preelectrode plasma expanding from it.

1. Parkevich E.V. and others. Extremely fast formation of anode spots in an atmospheric discharge points to a fundamental ultrafast breakdown mechanism // Plasma Sources Science and Technology. 2019. Vol. 28, № 12.
2. Almazova K.I. and others. Microstructure of a Spark Discharge in Air in a Point-Plane Gap // Tech. Phys. 2018. Vol. 63, №6, P. 801–805.

## 5.1 Нарботка радикалов в метаногазовых смесях при одновременном воздействии электрического поля и электронного пучка

*Д.В. Терешонок<sup>1\*</sup>, Н.Л. Александров<sup>2</sup>, Н.Ю. Бабаева<sup>1</sup>, Г.В. Найдис<sup>1</sup>, В.П. Коновалов<sup>1</sup>, В.А. Панов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

\*tereshonokd@gmail.com

В настоящее время исследования в области низкотемпературной плазмы (НТП) представляют не только научный, но и практический интерес, так как НТП широко используется в различных приложениях, таких как плазменная аэродинамика, плазменная медицина, плазменно-стимулированное горение, упрочнение твердой поверхности и тд. Кроме того, одним из перспективных направлений применения НТП является риформинг топлива, где решаются вопросы не только уменьшения времени воспламенения, но также исследуются проблемы энергоэффективности и сокращения выбросов вредных веществ в атмосферу [1 – 3].

Стоит отметить, что параллельно с использованием различных типов электрических разрядов для конверсии и пиролиза также рассматривается воздействие электронного пучка [4, 5], что обусловлено большой энергией электронов, способствующих образованию атомарных радикалов и относительно большой степени ионизации.

В работе представлены результаты моделирования по наработке радикалов в смесях метана, азота и кислорода в разных пропорциях при одновременном воздействии постоянного электрического поля и электронного пучка. На основе решения кинетического уравнения Больцмана определены цены образования различных компонент и скорости наработки заряженных частиц под действием электронного пучка. Выполнен расчетно-теоретический анализ кинетических процессов в исследуемых смесях и найдены стационарные значения концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-30062) и АО «ТВЭЛ» (Отдел исследований и разработок неядерной промышленности) в качестве индустриального партнера.

1. Tu X and Whitehead J C Plasma-catalytic dry reforming of methane in an atmospheric dielectric barrier discharge: understanding the synergistic effect at low temperature // Appl. Catal. B. 2012. V. 125. P. 439 – 48. 10.
2. Gao Y, Zhang S, Sun H, Wang R, Tu X and Shao T Highly efficient conversion of methane using microsecond and nanosecond pulsed spark discharges // Appl. Energy 2018. V. 226. P. 534–45. 11.

3. Sun J and Chen Q Kinetic roles of vibrational excitation in RF plasma assisted methane pyrolysis // J. Energy Chem. 2019. V. 39. P. 188 – 97.
4. Dmitrii L Kuznetsov, Viktor V Uvarin and Igor E Filatov Plasma chemical conversion of methane by pulsed electron beams and non-self-sustained discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 435203.
5. Alexander V. Ponomarev Direct conversion of methane to heavier gaseous alkanes using an electron beam // Chemical Engineering Journal Advances. 2023. V. 15. P. 100513.

## **The generation of radicals in methane-gas mixtures under simultaneous influence of an electric field and electron beam**

***D.V. Tereshonok<sup>1\*</sup>, N.L. Alexandrov<sup>2</sup>, N.Yu. Babaeva<sup>1</sup>, G.V. Naidis<sup>1</sup>,  
V.P. Konovalov<sup>1</sup>, V.A. Panov<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

\*tereshonokd@gmail.com

Currently, research in the field of low-temperature plasma (LTP) presents both scientific and practical interest, as LTP is widely utilized in various applications such as plasma aerodynamics, plasma medicine, plasma-assisted combustion, solid surface hardening, etc. Moreover, one of the promising directions for LTP application is fuel reforming, where issues not only of reducing ignition time are addressed but also problems of energy efficiency and reduction of harmful emissions into the atmosphere are explored [1 – 3].

It is noteworthy that alongside the use of various types of electrical discharges for conversion and pyrolysis, the impact of an electron beam is also considered [4, 5], due to the high energy of electrons conducive to the formation of atomic radicals and a relatively high degree of ionization.

This work presents the results of modeling the generation of radicals in mixtures of methane, nitrogen, and oxygen in various proportions under the simultaneous influence of a constant electric field and an electron beam. Based on the solution of the kinetic Boltzmann equation, the generation costs of different components and the rates of generation of charged particles under the action of an electron beam have been determined. A computational-theoretical analysis of kinetic processes in the studied mixtures was performed, and stationary values of the concentrations of electrons, positive, and negative ions were found.

The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-79-30062) and TVEL JSC (Nonnuclear Industry R&D Department) as an industrial partner.

1. Tu X and Whitehead J C Plasma-catalytic dry reforming of methane in an atmospheric dielectric barrier discharge: understanding the synergistic effect at low temperature // Appl. Catal. B. 2012. V. 125. P. 439 – 48. 10.

2. Gao Y, Zhang S, Sun H, Wang R, Tu X and Shao T Highly efficient conversion of methane using microsecond and nanosecond pulsed spark discharges // Appl. Energy 2018. V. 226. P. 534–45. 11.
3. Sun J and Chen Q Kinetic roles of vibrational excitation in RF plasma assisted methane pyrolysis // J. Energy Chem. 2019. V. 39. P. 188 – 97.
4. Dmitrii L Kuznetsov, Viktor V Uvarin and Igor E Filatov Plasma chemical conversion of methane by pulsed electron beams and non-self-sustained discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 435203.
5. Alexander V. Ponomarev Direct conversion of methane to heavier gaseous alkanes using an electron beam // Chemical Engineering Journal Advances. 2023. V. 15. P. 100513.



## 5.2 Синтез графена при конверсии смеси Ar-CH<sub>4</sub>, инициированной в плазмотроне постоянного тока

М.Б. Шавелкина\*, Е.А. Филимонова, П.П. Иванов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*mshavelkina@gmail.com

В настоящее время метан используется в основном в энергетических целях, а пропан-бутановая фракция применяется в качестве бытового топлива, а также, как горючее для автотранспорта. Однако при разложении этих газов в плазменных условиях получают широкий спектр углеродных наноструктур с разнообразными свойствами. Распространенным способом синтеза наноалмазных пленок или графеновых слоев на подложках является конверсия метана в плазме аргона с добавкой водорода [1]. При конверсии метана в потоке плазменной струи аргона с соотношением в смеси 1:10 при давлении 350 Торр нами был синтезирован мульти-графен без использования подложки и добавки водорода [2]. Условия для синтеза создавались в плазмохимическом реакторе на основе плазмотрона постоянного тока мощностью до 45 кВт. Полученные наноструктуры имели форму хлопьев, поскольку нуклеация и рост протекали в объеме потока. Такой же формой обладал мульти-графен, полученный при разложении пропан-бутановой смеси в плазме гелия при давлении в реакторе 350-500 Торр. Наноструктуры отличались присутствием в разных соотношениях примесных атомов, что приводит к разной степени несовершенства структуры, что подтверждается анализом спектров комбинационного рассеяния света, разными латеральными размерами и электронными свойствами. В работе [2] было показано, что свойства графеновых структур зависят от состава газовой фазы в плазменной струе. При плазмохимическом пиролизе углеводородов основным условием формирования газовой среды для образования газовых предшественников конденсированного углерода является время нахождения компонентов газовой фазы при высоких температурах. На основе созданной модели реактора для смесей Ar/CH<sub>4</sub> и He/(C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>+C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) установлено, что характер снижения

температур в плазменном потоке для каждой смеси из источника углерода и плазмообразующего газа различен. Это приводит к разному составу газовой фазы. Анализ газовой фазы был проведен с помощью моделирования химической кинетики процесса пиролиза смесей. Продукты плазменной конверсии  $H_2$  и  $C_2H_2$ , полученные экспериментально и путем моделирования, имели близкие массовы доли.

1. Guo X., You Y., Bao A., Jia P., Xiong J., Li J. Recent Progress of Nanodiamond Film in Controllable Fabrication and Field Emission Properties. 2023 Nanomaterials. 13 (3) 577.
2. Shavelkina M. B., Ivanov P. P., Bocharov A. N., Amirov R. Kh. Distinctive features of graphene synthesized in a plasma stream created by a DC plasma torch 2020 Materials, 13 1728

## Synthesis of graphene during the conversion of an Ar-CH<sub>4</sub> mixture initiated in a DC plasma torch

*M.B. Shavelkina\*, E.A. Filimonova, P.P. Ivanov*

Joint Institute of High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*email: mshavelkina@gmail.com

Currently, methane is used mainly for energy purposes, and the propane-butane fraction is used as household fuel, as well as fuel for vehicles. However, when these gases decompose under plasma conditions, a wide range of carbon nanostructures with diverse properties are obtained. A common method for synthesizing nanodiamond films or graphene layers on substrates is the conversion of methane in argon plasma with the addition of hydrogen [1]. By converting methane in a flow of an argon plasma jet with a mixture ratio of 1:10 at a pressure of 350 Torr, we synthesized multi-graphene without the use of a substrate or the addition of hydrogen [2]. The conditions for synthesis were created in a plasma-chemical reactor based on a direct current plasma torch with a power of up to 45 kW. The resulting nanostructures had the shape of flakes, since nucleation and growth occurred within the flow volume. Multi-graphene, obtained by decomposing a propane-butane mixture in helium plasma at a reactor pressure of 350-500 Torr, had the same shape. The nanostructures differed in the presence of impurity atoms in different proportions, which leads to different degrees of imperfection of the structure, which is confirmed by the analysis of Raman spectra, different lateral sizes and electronic properties. It was shown in [2] that the properties of graphene structures depend on the composition of the gas phase in the plasma jet. In plasma-chemical pyrolysis of hydrocarbons, the main condition for the formation of a gas environment for the formation of gas precursors of condensed carbon is the residence time of the gas phase components at high temperatures. Based on the created reactor model for Ar/CH<sub>4</sub> and He/(C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>+C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) mixtures, it was established that the nature of the temperature decrease in the plasma flow for each mixture of carbon source and plasma-forming gas is different. This leads to different composition of the gas phase. Gas phase analysis was carried out by modeling the chemical kinetics of the pyrolysis

process of mixtures. The plasma conversion products  $H_2$  and  $C_2H_2$ , obtained experimentally and by modeling, had similar mass fractions.

1. Guo X, You Y, Bao A, Jia P, Xiong J, Li J. Recent Progress of Nanodiamond Film in Controllable Fabrication and Field Emission Properties. 2023 Nanomaterials. 13 (3) 577.
2. Shavelkina M. B., Ivanov P. P., Bocharov A. N , Amirov R. Kh. Distinctive features of graphene synthesized in a plasma stream created by a DC plasma torch 2020 Materials, 13 1728

▲▲▲

### 5.3 Конверсия смеси $Ar/CH_4$ , инициированная в дуговом плазмотроне

*Е.А. Филимонова\*, М.Б. Шавелкина, П.П. Иванов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*helfil@mail.ru

Экспериментально установлено влияние начального состава плазмообразующей смеси на свойства графена при его синтезе в плазменном потоке, генерируемым электродуговым плазмотроном [1-3]. При конверсии смеси, состоящий из несущего газа (аргон, азот, гелий) и углеводорода (источник углерода) формируется лист графена с разными латеральными размерами, разной кристаллической структурой и количеством примесей. При достижении определенного состава газофазных компонентов за счет плазмохимических реакций, образуются газовые предшественники, которые обуславливают свойства графеновых структур.

Используя традиционную смесь ( $Ar/CH_4$ ) для синтеза алмазоподобных пленок, с помощью плазмотрона постоянного тока без дополнительного введения водорода, был синтезирован графен с высокой степенью кристалличности. В случае конверсии пропан-бутановой смеси в плазме гелия был получен более деформированный графен значительно меньших размеров [1,3].

Целью данной работы было определение газового состава в плазменной струе плазмотрона постоянного тока, используя химическую кинетику для получения зависимости газофазных промежуточных продуктов от типа смеси и профиля температуры – скорости охлаждения плазменной струи, и выявление ведущих реакций в эволюции газового состава, включая реакции с заряженными частицами и возбужденными атомами. В этой задаче сравнение было проведено для смесей  $Ar/CH_4$  и  $He/(C_3H_8+C_4H_{10})$ , помимо состава эти смеси имели разные профили температуры из-за разной скорости охлаждения струи и времени ее пролета. Начальный состав смеси на выходе из плазмотрона определялся в приближении локального термодинамического равновесия. Расход аргона был 3.5 г/с и метана - 0.3 г/с; гелия – 0.7 г/с и пропана с бутаном - 0.1 г/с.



Необходимо было сравнить состав конечных и промежуточных продуктов, полученных в результате кинетического подхода и в рамках термодинамически равновесного подхода, поскольку существуют температурные ограничения на использование последнего. Такое сравнение было выполнено для смеси Ar/CH<sub>4</sub>.

Метод расчета для смеси Ar/CH<sub>4</sub> был такой же, как и в предыдущих работах авторов для смесей N<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> [2] и He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> [3]. За время пролета струи - 170 мс, температура вдоль струи изменялась с 10000 К на срезе сопла до 880 К в месте сбора материала, причем за первые 0.5 мс происходило резкое охлаждение смеси с 10000 К до 4000 К, далее температура плавно снижалась до 880 К. Для смеси He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> время пролета было 1 секунда, однако, момент с T~4000 К наступал к 380-й мс.

Результаты для смеси Ar/CH<sub>4</sub> представлены в сравнении с полученными ранее результатами для смеси He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>. Это позволило подтвердить сделанные в [3] выводы о роли радикала C<sub>2</sub>H в образовании перенасыщенного пара C<sub>2</sub> в области T=2500-3500 К, который вызывает осаждение твердого углерода, несмотря на различие профилей температур. Было показано, что скорость охлаждения плазменной струи играет важную роль для ускорения образования зародышей C<sub>2</sub> - предшественников образования твердого углерода, в результате остается значительно больше времени для роста твердых наночастиц. Этот вывод качественно согласуется с экспериментом.

Сравнение состава конечных и промежуточных (вдоль струи) продуктов при пиролизе CH<sub>4</sub> в аргоне, рассчитанных с использованием кинетического подхода, и в предположении локального термодинамического равновесия показало, что термодинамический подход не применим в области температур ниже 3000 К.

## Conversion of Ar/CH<sub>4</sub> mixture initiated in plasma torch

*E.A. Filimonova\*, M.B. Shavelkina, P.P. Ivanov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

\*helfil@mail.ru

The influence of the initial composition of the plasma-forming mixture on the properties of graphene during its synthesis in a plasma flow generated by a plasma torch has been experimentally established [1-3]. During the conversion of a mixture consisting of a carrier gas (argon, nitrogen, helium) and a hydrocarbon (carbon source), a graphene sheet with different lateral dimensions, different crystalline structures and amounts of impurities is produced. When a certain composition of gas-phase components is achieved due to plasma-chemical reactions, gaseous precursors are formed, which determine the properties of graphene structures.

Using a traditional mixture (Ar/CH<sub>4</sub>) for the synthesis of diamond-like films, graphene with a high degree of crystallinity was synthesized using a direct current plasma torch without additional introduction of hydrogen. In the case of a propane-

butane mixture conversion in helium plasma, more deformed graphene with significantly smaller dimensions was obtained [1,3].

The purpose of this work was to determine the gas composition in the plasma jet of a plasma torch, using chemical kinetics to obtain the dependence of gas-phase intermediate products on the type of mixture and the temperature profile - the cooling rate of the plasma jet, and to identify the leading reactions in the evolution of the gas composition, including reactions with charged particles and excited atoms. The initial composition of the mixture outlet of plasma torch was determined in the approximation of local thermodynamic equilibrium. In this problem, a comparison was made for Ar/CH<sub>4</sub> and He/(C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>+C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) mixtures; in addition to composition, these mixtures had different temperature profiles due to different jet cooling rates and time of flight. The argon consumption was 3.5 g/s and methane - 0.3 g/s; helium - 0.7 g/s and propane with butane - 0.1 g/s. Also, it was necessary to compare the composition of the final and intermediate products obtained as a result of the kinetic approach and within the framework of the thermodynamic equilibrium approach, since there are temperature limitations on the use of the latter. This comparison was made for the Ar/CH<sub>4</sub> mixture.

The calculation method for the Ar/CH<sub>4</sub> mixture was the same as in the authors' previous works for the N<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> [2] and He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> [3] mixtures. During the flight of the jet of 170 ms, the temperature along the jet changed from 10000 K at the nozzle exit to 880 K at the place where the material was collected, and during the first 0.5 ms, the mixture cooled sharply from 10000 K to 4000 K, then the temperature gradually decreased to 880 K. For the He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> mixture, the time of flight was 1 second, however, the moment of  $T \sim 4000$  K occurred at 380 ms.

The results for the Ar/CH<sub>4</sub> mixture are presented in comparison with previously obtained results for the He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> mixture. This made it possible to confirm the conclusions from [3] about the role of the C<sub>2</sub>H radical in the formation of supersaturated C<sub>2</sub> vapor in the region  $T = 2500-3500$  K, which causes the deposition of solid carbon, despite the difference in temperature profiles. It has been shown that the cooling rate of the plasma jet plays an important role in accelerating the formation of C<sub>2</sub> nuclei - precursors to the formation of solid carbon, leaving significantly more time for the growth of solid nanoparticles. This conclusion is in qualitative agreement with experiment.

A comparison of the composition of the final and intermediate (along the jet) products during the pyrolysis of CH<sub>4</sub> in argon, calculated using the kinetic approach and assuming local thermodynamic equilibrium, showed that the thermodynamic approach is not applicable in the temperature range below 3000 K.

1. Shavelkina M.B., Ivanov P.P., Amirov R.H. and Bocharov A.N. Multichannel nature of synthesis of carbon nanostructures in low-temperature plasma. *Plasma Phys. Rep.* **47** (10) (2021) 1003-1009.
2. Shavelkina M.B., Filimonova E.A., Amirov R.Kh. and Isakaev E.Kh. Methane/nitrogen plasma-assisted synthesis of graphene and carbon nanotubes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** (2018) 294005.
3. Shavelkina M.B., Filimonova E.A. and Amirov R.Kh. Effect of helium/propane-butane atmosphere on the synthesis of graphene in plasma jet system. *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** (2020) 025024.

## 6.1 Управление пульсациями давления в сдвиговом слое прямоугольной каверне с помощью ДБР актуатора с использованием обратных связей

*П.Н. Казанский*

ОИВТ РАН, Москва, Россия

fokkoo@yandex.ru

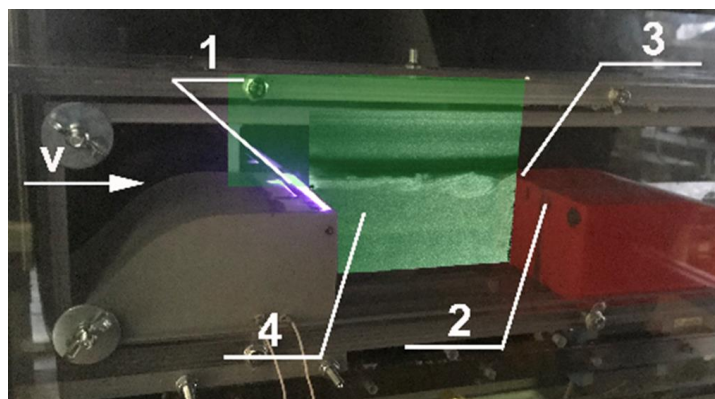
Управление пульсациями давления в полостях и кавернах актуально в широком спектре прикладных задач, таких как модернизация сложных научных установок [1], специальных военных изделий [2], газотранспортных магистралей [3], экологических [4] и других сферах [5]. Генерация мелкомасштабных вихрей в пограничном слое развивается в крупномасштабные вихревые структуры в сдвиговом слое. Такие структуры избирательно усиливаются при движении вниз по потоку и коллапсируют на задней стенке каверны. Это приводит к генерации акустических волн, распространяющихся вверх по потоку. Акустические волны инициализируют усиление генерации начальных возмущений, сходящихся с передней кромки, на собственной частоте, тем самым замыкая петлю естественной обратной связи. Таким образом, естественная обратная связь течения иницирует автоколебания на наборе частот, мод Росситера [6]. Активное управление потоком каверны подразумевает воздействие на основные цепи естественного механизма обратной связи.

Активное управление пульсациями давления осуществлялась широким спектром актуаторов, таких как жидкостные генераторы [7], стационарные и нестационарные струи [8], синтетические струи [9], пьезоклапана [10] и плазменные актуаторы, в том числе с использованием диэлектрического барьерного разряда (ДБР) [11]. В задачах подавления акустического резонанса каверны плазменные актуаторы применялись как в дозвуковом [12] так и в сверхзвуковом [13] потоке. Однако, информацию об использовании контура обратной связи для управления пульсациями давления в каверне с помощью плазменных актуаторов найти не удалось.

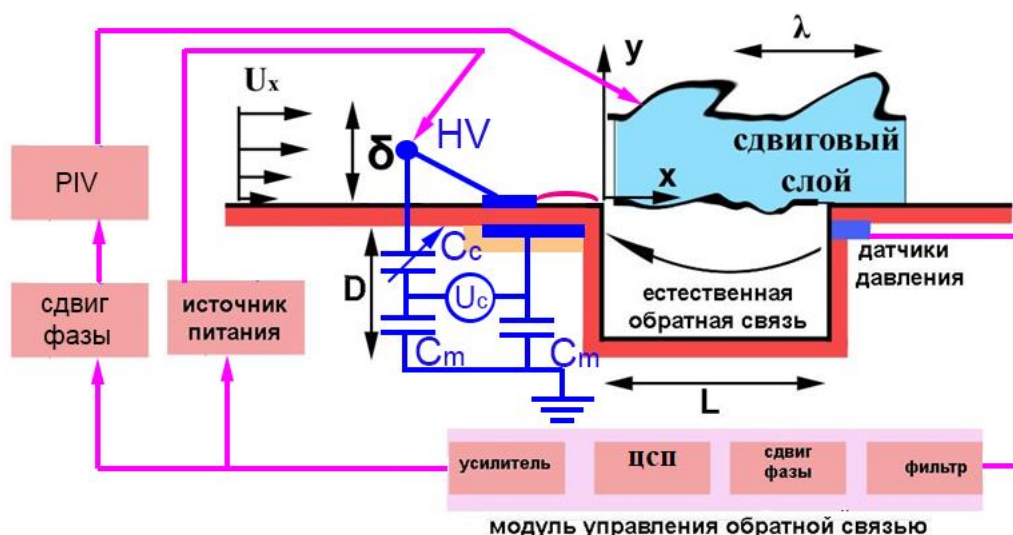
Целью настоящей работы была демонстрация возможности управления пульсациями давления в каверне с помощью ДБР-актуатора, установленного на передней кромке, с использованием обратных связей. Для подавления развитых крупномасштабных структур в сдвиговом слое представлялось важным генерация вынужденных возмущений вблизи передней кромки в противофазе естественным стохастическим возмущениям так, чтобы их сумма амплитуд была минимальна.

Для реализации управления пульсациями давления на поверхности модели вблизи передней кромки зажигался ДБР разряд с амплитудой напряжения до 20кВ, несущей частотой ~350 кГц рис. 1. Типичный энерговыход составлял 50Вт/м, что соответствовало средней энергии в импульсе ~ 15мДж. Система управления содержала обратную связь и состояла из следующих

основных узлов: датчик давления, вычислительный модуль, источник питания и плазменный актуатор. Вычислительный модуль был реализован на базе LCARD E14-440D, интегрирующего в себе АЦП, ЦАП и цифровой сигнальный процессор (DSP) с тактовой частотой 48 МГц. Обработка сигнала производилась в реальном времени цифровым сигнальным процессором. Обработанный сигнал подавался через ЦАП в качестве сигнала модуляции напряжения на разряде. Данный сигнал так же запускал синхронизацию системы PIV. Таким образом была реализована фазовая синхронизация измерения поля скоростей потока рис. 2.



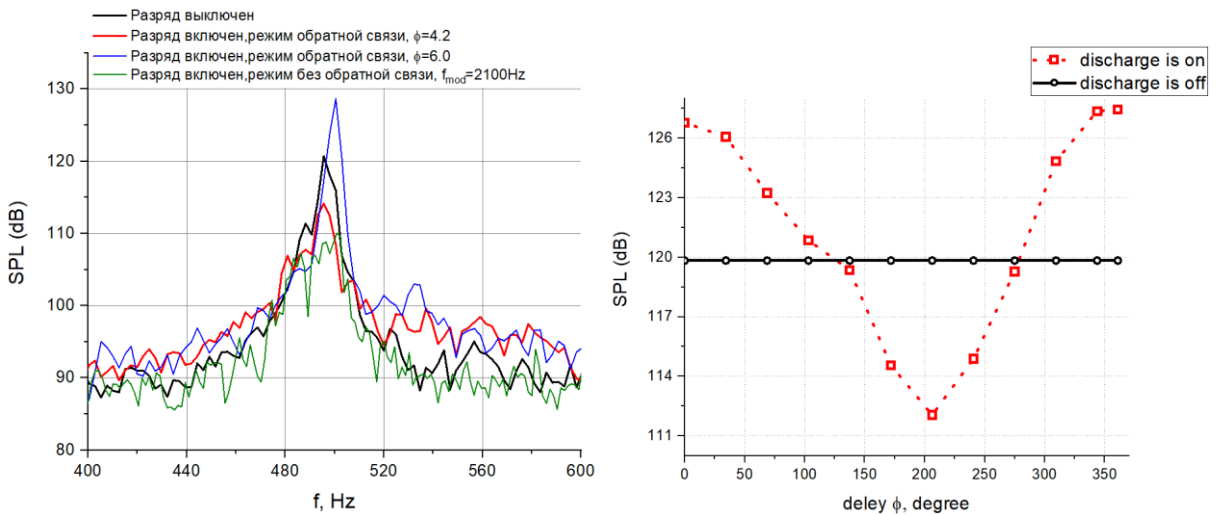
**Рисунок 1.** Схема экспериментальной установки. 1- ДБР актуатор, 2- микрофон, 3 - подвижная вставка каверны, 4 - лазерный нож системы PIV.



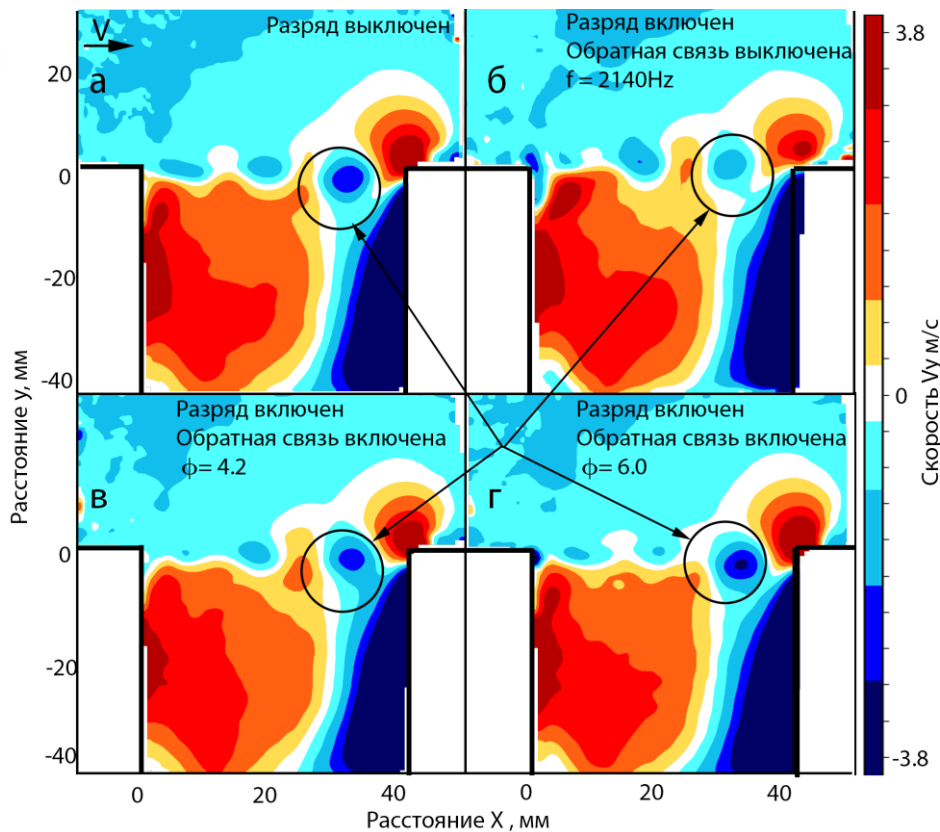
**Рисунок 2.** Принципиальная схема управления пульсаций давления с использованием системы обратной связи.

Характерный спектр пульсаций давления представлен на рис 3а. Варьирование сдвига фазы разряда относительно опорного сигнала на микрофоне позволяет как раскачать колебательный контур ( $\varphi=6$  рад), так и подавить колебания на резонансной частоте ( $\varphi=4.2$  рад). Зависимость максимальной амплитуды пульсаций давления от времени задержки позволяет

судить, что снижение пульсаций давления происходят лишь в узком диапазоне  $\phi$  от 0.3 до 0.8 п.



**Рисунок 3.** Спектр пульсаций давления в камере в отсутствии разряда и при работе актуатора на разных режимах раскачки или подавления резонанса. (слева). Зависимость максимальной амплитуды пульсаций давления от сдвига по фазе зажигания актуатора. (справа).



**Рисунок 4.** Поле скоростей в сдвиговом слое камере в отсутствии разряда (а), режиме подавления пульсаций с выключенной обратной связью(б), режиме подавления пульсаций с включенной обратной связью(в), режиме раскачки пульсаций с включенной обратной связью(г).

Визуализация поля течения с фазовой задержкой позволяет детально проанализировать эволюцию развития возмущений в сдвиговом слое. На рисунке 4 представлена картина невозмущенного поля течения и двух режимом подаления и раскачки возмущения, а также режим подавления пульсаций без использования обратной связи. Спектр давления соответствует величине когерентных структур в сдвиговом слое каверны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда грант №22-29-00353.

1. Srinivasan GR. Acoustics and unsteady flow of telescope cavity in an airplane. AIAA J Aircr 2000;37(2):274–81.
2. Cattafesta, L. N., Shukla, D., Garg, S., and Ross, J. A., “Development of an Adaptive Weapons-Bay Suppression System,” AIAA Paper 1999-1901, May 1999.
3. Bruggeman JC, Hirschberg A, van Dongen MEH, Wijnands APJ. Self-sustained aeroacoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches. J Sound Vibr 1991;150:371–93.
4. Kook H, Mongeau L, Brown DV, Zorea S. Analysis of the interior pressure oscillations induced by flow over vehicle openings. Noise Control Eng J 1997; 45:223–34.
5. Roshko, A., “Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout,” N.A.C.A. Tech. Note 3488, August, 1955.
6. Rossiter J.E., “Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds”. Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966.
7. Heller HH, Bliss DB. The physical mechanisms of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA 75-491, March 1975.
8. D. ROCKWELL Review – Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities.
9. Louis Cattafesta // Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Oscillations.
10. Rossiter J.E., “Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds”. Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966.
11. P.N. Kazansky // Closed-Loop Cavity Shear Layer Control Using Plasma Dielectric Barrier Discharge Actuators // Aerospace, 2023, volume 10, no. 888.
12. Sammie Chan, Xin Zhang, Steve Gabriel, "Attenuation of Low-Speed Flow-Induced Cavity Tones Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 45, No. 7, July 2007.
13. N. Webb, M. Samimy, “Control of Supersonic Cavity Flow Using Plasma Actuators”, AIAA Journal, Vol. 55, No 10, 2017.

## **Flow Control in a Rectangular Shallow Cavity Using a DBD Discharge Using Feedback**

*P.N. Kazanskiy<sup>1</sup>, I.A. Moralev<sup>1</sup>.*

<sup>1</sup>JIHT RAS

\*fokkoo@yandex.ru

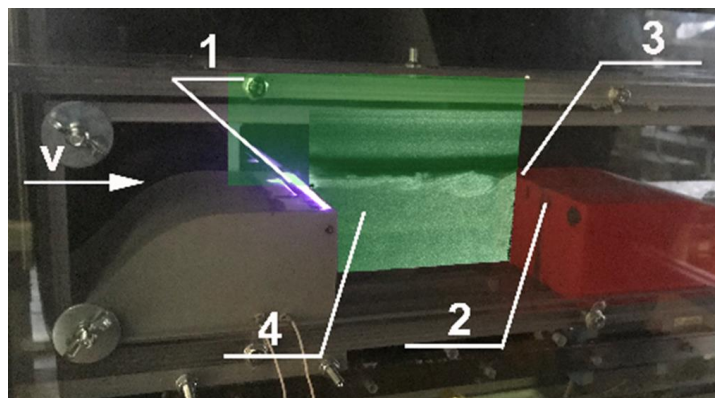
The cavity flow control plays significant impact in various scientific [1], military [2], gas transport [3], environmental [4] and other goals [5]. The natural

feedback of the flow initiates self-oscillations at a set of frequencies so-called Rossiter modes [6]. The generation of small-scale vortices in the boundary layer leads to the initialization of the vortex structures of shear layer. As one moves downstream, such structures are selectively enhanced. The interaction of the increased vortex structures with the cavity trailing edge leads to the generation of acoustic waves that propagate upstream. The influence of acoustic waves on the vortex shedding from the leading edge closes a natural loop. The impact on the main chains of the natural feedback mechanism underlies the active control of the cavern flow.

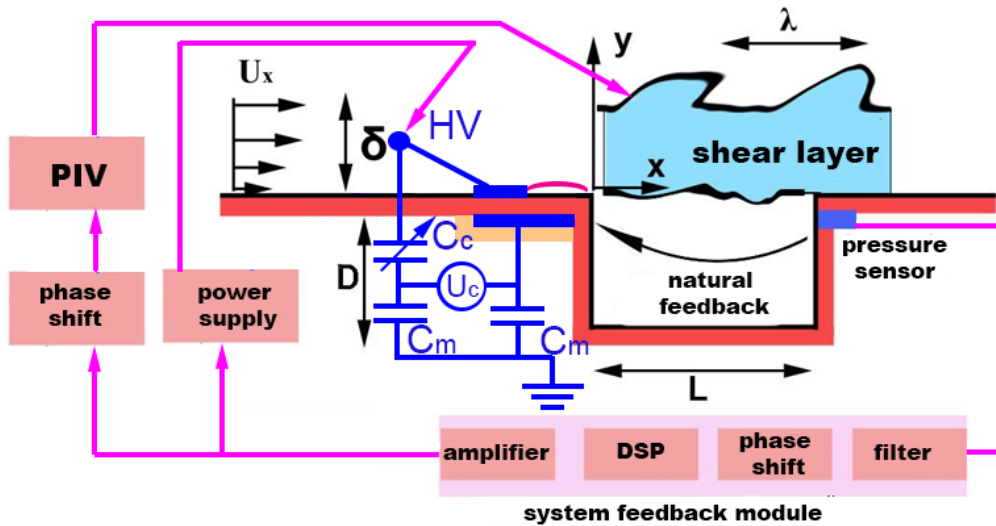
In general, nearly the same types of actuators were used for cavity flow control as it was done for other typical aerodynamic models. The main papers describes mechanisms of, piezo valves [7], stationary and non-stationary jets [8], synthetic jets [9], liquid generators [10] and plasma actuators, including one based on dielectric barrier discharge [11]. Plasma actuators were used in subsonic [12] and supersonic [13] cavity flow control. At the same time, cavity close loop flow control by plasma actuators seems to be innovative.

The purpose of this work was close-loop cavity flow control by means of DBD plasma actuator. The close-loop system was supposed to be with unknown incoming signal of an automatic one-dimensional quasi-stationary control. It seemed important to introduce forced perturbations in the boundary layer in antiphase to natural stochastic perturbations so that the sum of the amplitudes of both perturbations vanishes.

A discharge at frequency of  $\sim 350$  kHz was ignited on the model surface fig.1. The maximum voltage amplitude was up to 20 kV. The characteristic energy input was 70 W/m at an average pulse energy of 15 mJ. The closed loop of the cavity acoustic resonance control system was used, which includes: a pressure sensor, a computing module, a power source, and a plasma actuator. The computing module was implemented on the basis of LCARD E14-440D, which integrates an ADC, a DAC and a digital signal processor (DSP). The processed signal was fed through the DAC as a voltage modulation signal on the discharge. The same signal was given to start the PIV system. It made it possible to implement phase synchronization of the measurement of the flow velocity field fig. 2.



**Picture. 1.** Scheme. 1 - DBD plasma working section, 2 - microphone, 3 - movable cavity insert, 4 - laser knife.



Picture. 2. Schematic diagram of pressure pulsation control using a feedback system.

The characteristic spectrum of pressure fluctuations is shown in fig. 3a. Variation of the phase shift of the discharge relative to the reference signal on the microphone allows both to swing the oscillatory circuit ( $\varphi=6$  rad) and to suppress oscillations at the resonant frequency ( $\varphi=4.2$  rad). The dependence of the maximum amplitude of pressure fluctuations on the delay time makes it possible to judge that a decrease in pressure fluctuations occurs only in a narrow range of  $\varphi$  from  $0.3$  to  $0.8 \pi$ .

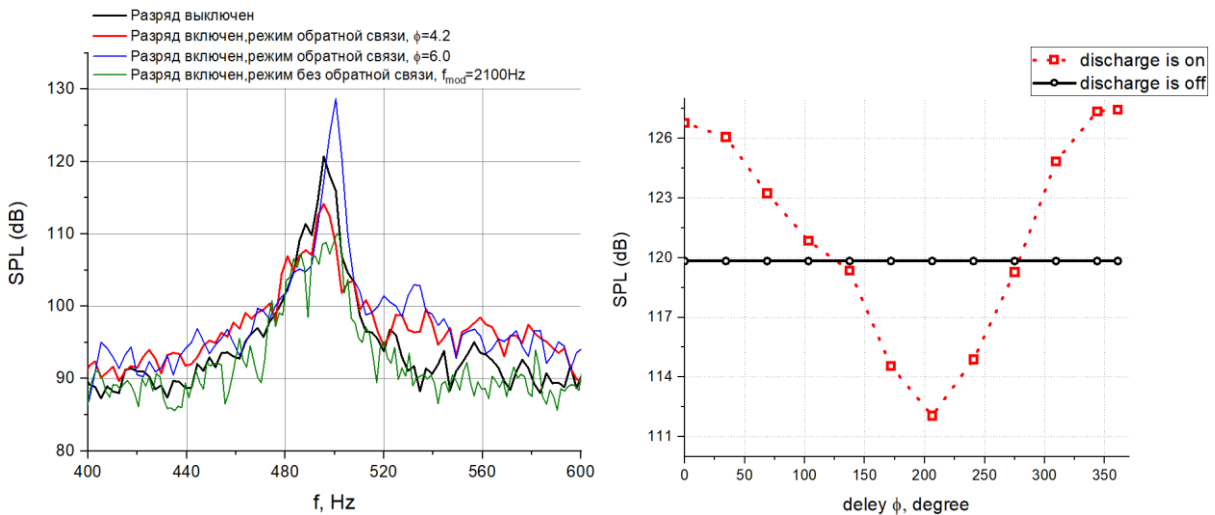
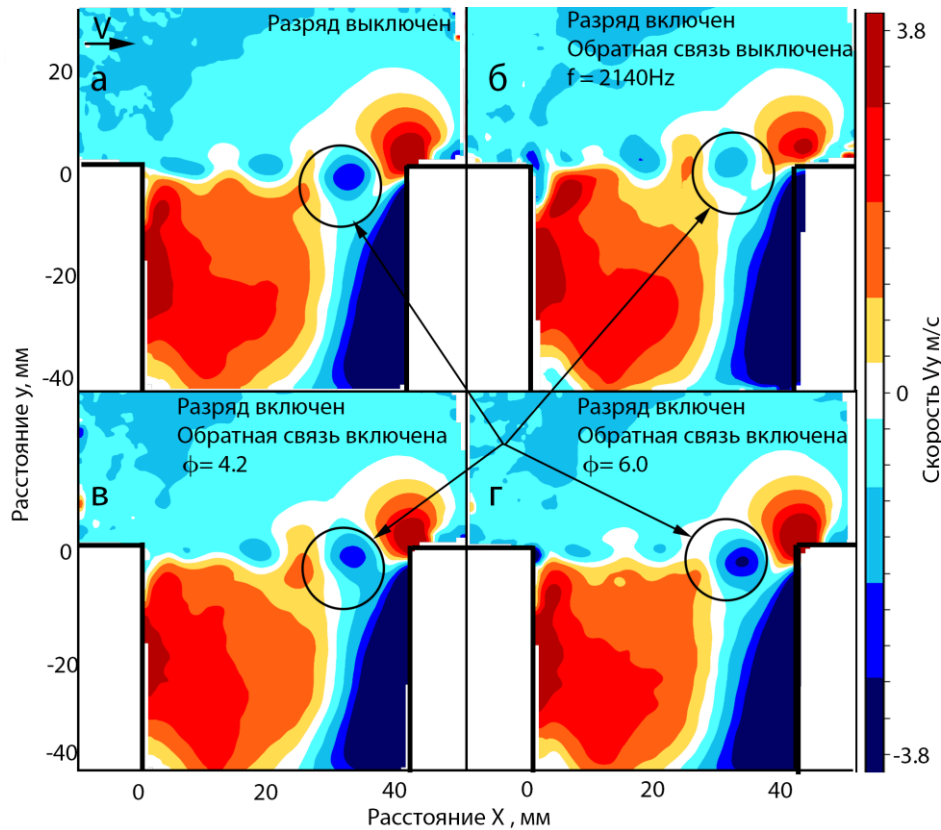


Figure 3. Spectrum of pressure pulsations in the cavity in the absence of a discharge and when the actuator is operating in different modes of buildup or resonance suppression. (left). Dependence of the maximum amplitude of pressure pulsations on the ignition delay time of the actuator. (on right).





**Figure 4.** Cavity shear layer in reference case (a); pressure pulsation suppression mode close-loop off (б) and on (в); pressure pulsation buildup mode (г).

1. Srinivasan GR. Acoustics and unsteady flow of telescope cavity in an airplane. AIAA J Aircr 2000;37(2):274–81.
2. Cattafesta, L. N., Shukla, D., Garg, S., and Ross, J. A., "Development of an Adaptive Weapons-Bay Suppression System," AIAA Paper 1999-1901, May 1999.
3. Bruggeman JC, Hirschberg A, van Dongen MEH, Wijnands APJ. Self-sustained aeroacoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches. J Sound Vibr 1991;150:371–93.
4. Kook H, Mongeau L, Brown DV, Zorea S. Analysis of the interior pressure oscillations induced by flow over vehicle openings. Noise Control Eng J 1997; 45:223–34.
5. Roshko, A., "Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout," N.A.C.A. Tech. Note 3488, August, 1955.
6. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966.
7. Heller HH, Bliss DB. The physical mechanisms of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA 75-491, March 1975.
8. D. ROCKWELL Review – Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities.
9. Louis Cattafesta // Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Oscillations.
10. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966.
11. P.N. Kazansky // Closed-Loop Cavity Shear Layer Control Using Plasma Dielectric Barrier Discharge Actuators // Aerospace, 2023, volume 10, no. 888.
12. Sammie Chan, Xin Zhang, Steve Gabriel, "Attenuation of Low-Speed Flow-Induced Cavity Tones Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 45, No. 7, July 2007.

13. N. Webb, M. Samimy, "Control of Supersonic Cavity Flow Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 55, No 10, 2017.

▲▲▲

## 6.2 Локализация субмикросекундного разряда в высокоскоростном газодинамическом потоке

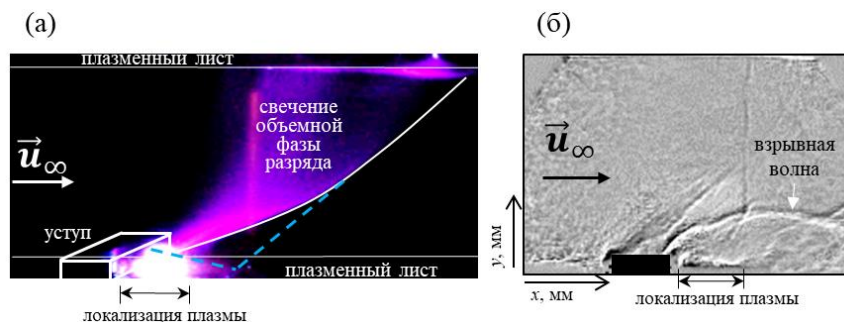
*Долбня Д.И.\*, Знаменская И.А.*

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

\*tatarenkova.darya@yandex.ru

Большой потенциал в управлении высокоскоростными потоками газа, реализуемыми, в частности, во внутренних течениях, существует при создании областей энерговклада, которые могут быть получены с помощью сверхбыстрого локального нагрева среды импульсным разрядом. Локальный нагрев эффективен как на малых дозвуковых, так и на сверхзвуковых скоростях, он позволяет управлять ударными волнами, включая их взаимодействие с пограничным слоем; а также является одним из перспективных способов улучшения зажигания и сгорания топлива в трактах двигателей высокоскоростных летательных аппаратов [1, 2]. Так, энергоподвод, осуществленный посредством наносекундного разряда, применялся для зажигания в импульсном детонационном двигателе, в результате чего зажигание становилось более эффективным [3].

В работе приводятся результаты экспериментального исследования локализации субмикросекундного объемного разряда в газодинамическом потоке при различной скорости (200 – 900) м/с. Разряд инициируется в разрядном промежутке камеры, встроенной в канал ударной трубы без изменения внутреннего сечения 24 мм × 48 мм, в которой на нижней стенке установлено препятствие. Импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов ионизируется на участке потока за ударной волной протяженностью 100 мм в межэлектродной области разрядной секции за время 0,2 – 0,3 мкс.



**Рисунок 1.** Реализация импульсного объемного разряда в сверхзвуковом потоке: а – интегральное свечение (2 мкс), б – теневой снимок послеразрядного течения с взрывной волной (6 мкс).

В результате исследований были выделены основные режимы локализации импульсного объемного разряда, инициированного в высокоскоростном потоке в газодинамическом канале с препятствием. Изменение области самолокализации импульсного разряда связана, в первую очередь, с изменением условий обтекания препятствия (скорости набегающего течения и соответствующей структурой газодинамического обтекания), – от дозвукового до сверхзвукового режима. Наносекундное однократное вложение энергии за уступом, реализуемое, в частности, в сверхзвуковом режиме, обеспечивает формирование одиночной взрывной волны (см. Рисунок 1). Сильное влияние импульсного разряда на газодинамический поток связано, главным образом, с мгновенным нагревом, который определяется такими характеристиками, как удельный энерговклад в среду и быстрота передачи энергии от разряда в тепло. Быстрое повышение, соответственно, давления приводит к образованию ударной волны из-за мгновенного нагрева газа.

1. Feng R., Huang Y., Zhu J. et al. Ignition and combustion enhancement in a cavity-based supersonic combustor by a multichannel gliding arc plasma // *Exp Therm Fluid Sci.* 2021. 120. 110248.
2. Bulat M., Bulat P., Denissenko P. et al. Plasma-assisted ignition and combustion of lean and rich air/fuel mixtures in low and high-speed flows // *Acta Astr.* 2020. 176. 700-709.
3. Lefkowitz J. K., Ju Y., Stevens C. A. et al. The Effects of Repetitively Pulsed Nanosecond Discharges on Ignition Time in a Pulsed Detonation Engine // *49th AIAA Joint Propulsion Conference.* - American Institute of Aeronautics, Astronautics, 07. 2013.

## **Localization of a submicrosecond discharge in a high-speed gas-dynamic stream**

***Dolbnya D.I.\***, Znamenskaya I.A.*

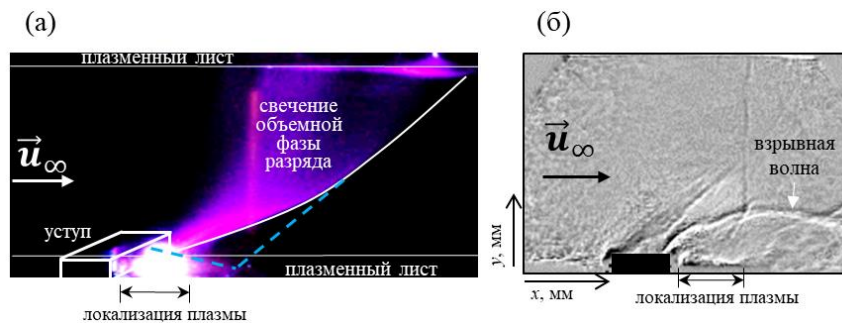
Lomonosov MSU, Faculty of Physics, Moscow, Russia

\* [tatarenkova.darya@yandex.ru](mailto:tatarenkova.darya@yandex.ru)

Great potential in controlling high-speed gas flows, realized, in particular, in internal flows, exists when creating areas of energy input that can be obtained using ultra-fast local heating of the medium by a pulsed discharge. Local heating is effective both at low subsonic and supersonic speeds; it makes it possible to control shock waves, including their interaction with the boundary layer; and is also one of the promising ways to improve the ignition and combustion of fuel in the engine paths of high-speed aircraft [1, 2]. Thus, energy supply carried out through a nanosecond discharge was used for ignition in a pulsed detonation engine, as a result of which the ignition became more efficient [3].

The paper presents the results of an experimental study of the localization of a submicrosecond volume discharge in a gas-dynamic flow at different speeds (200 – 900) m/s. The discharge is initiated in the discharge gap of a chamber built into the

channel of the shock tube without changing the internal cross-section of 24 mm × 48 mm, in which an obstacle is installed on the bottom wall. A pulsed volume discharge with preionization by ultraviolet preionization from plasma sheets is ionized in the flow section behind the shock wave with a length of 100 mm in the interelectrode region of the discharge section in a time of 0.2 - 0.3 μs.



**Figure 1.** Implementation of a pulsed volume discharge in a supersonic flow: a – integral glow (2 μs), b – shadow image of the after-discharge flow with a blast wave (6 μs).

As a result of the research, the main modes of localization of a pulsed volume discharge initiated in a high-speed flow in a gas-dynamic channel with an obstacle were identified. A change in the self-localization region of a pulsed discharge is associated, first of all, with a change in the conditions of flow around an obstacle (incoming flow velocity and the corresponding structure of gas-dynamic flow) - from subsonic to supersonic mode. A nanosecond single injection of energy behind the step, implemented, in particular, in the supersonic mode, ensures the formation of a single blast wave (see Figure 1). The strong influence of a pulsed discharge on the gas-dynamic flow is associated mainly with instantaneous heating, which is determined by such characteristics as the specific energy input into the medium and the speed of energy transfer from the discharge to heat. A rapid increase in pressure, respectively, leads to the formation of a shock wave due to instantaneous heating of the gas.

1. Feng R., Huang Y., Zhu J. et al. Ignition and combustion enhancement in a cavity-based supersonic combustor by a multichannel gliding arc plasma // *Exp Therm Fluid Sci.* 2021. 120. 110248.
2. Bulat M., Bulat P., Denissenko P. et al. Plasma-assisted ignition and combustion of lean and rich air/fuel mixtures in low and high-speed flows // *Acta Astr.* 2020. 176. 700-709.
3. Lefkowitz J. K., Ju Y., Stevens C. A. et al. The Effects of Repetitively Pulsed Nanosecond Discharges on Ignition Time in a Pulsed Detonation Engine // 49th AIAA Joint Propulsion Conference. - American Institute of Aeronautics, Astronautics, 07. 2013.



### 6.3 Переход из режима «тихого» оптического разряда к оптическому пробую

*В.Н. Андросенко\*, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, А.Н. Шемякин,  
М.Ю Якимов*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

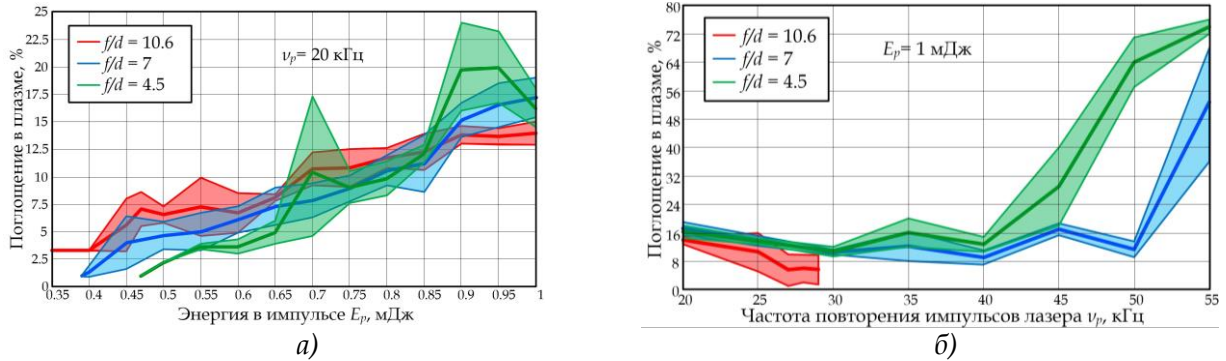
\*androsenko@ipmnet.ru

Первые исследования явления «тихого» оптического разряда в ксеноне под давлением 8 – 16 атмосфер, поддерживаемого лазерным излучением предпробойной интенсивности на длине волны  $\lambda = 1.064$  мкм, были проведены в работе [1]. Было установлено, что для поддержания «тихого» оптического разряда необходимо импульсно-периодическое (ИП) лазерное излучение интенсивностью порядка  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> с частотой повторения импульсов несколько десятков килогерц при высокой повторяемости от импульса к импульсу. Для «тихого» разряда характерны: малое поглощение лазерного излучения, квазистационарные направленные газовые потоки вокруг разряда, влияние разряда на пространственные характеристики проходящего лазерного луча из-за тепловой линзы. При повышении интенсивности ИП лазерного излучения «тихий» разряд в отдельных периодах переходит в оптический пробой. Представляет интерес взаимодействие фаз «тихого» разряда с фазами оптического пробоя. Цель работы – экспериментальное исследование влияния параметров ИП-режима на частоту пробоев совместно с «тихим» разрядом.

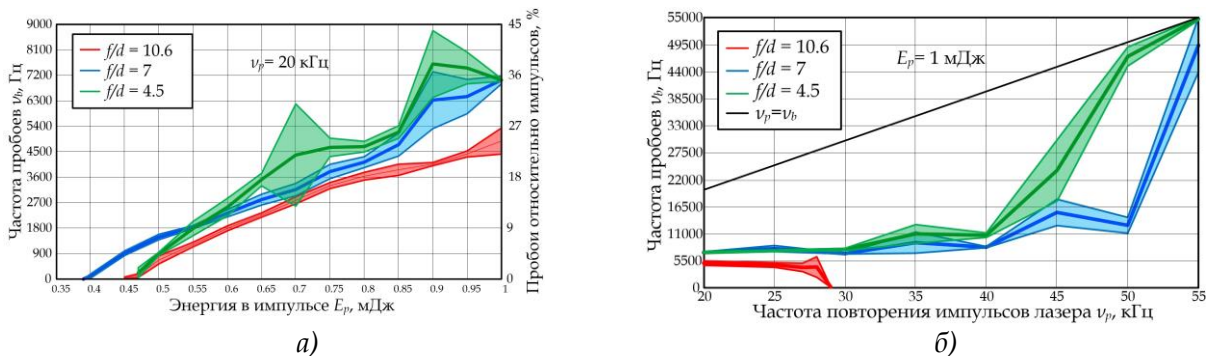
Для постановки эксперимента использовался волоконный лазер с длиной волны  $\lambda = 1.064$  мкм и длительностью импульсов  $\tau \approx 100$  нс FWHM. «Тихий» разряд инициировался в кварцевой колбе, наполненной ксеноном под давлением 12 бар. Луч, прошедший через колбу, попадал на измеритель мощности. Лазерный пучок фокусировался в центре колбы с параметрами фокусировки  $f/d = 10.6, 7, 4.5$ . Диапазон энергий в импульсе для реализации режима «тихого» разряда без пробоев при частоте  $\nu_p = 20$  кГц довольно узок. Нижний порог поддержания «тихого» разряда составляет для  $f/d = 10.6$   $E_p = 0.35$  мДж. При энергии в импульсе выше  $E_p = 0.4$  мДж одновременно с «тихим» разрядом наблюдается некоторое количество лазерных пробоев. Для  $f/d = 7$  диапазон существования «тихого» разряда без пробоев  $E_p = 0.3-0.35$  мДж, а для  $f/d = 4.5$  «тихий» разряд существует при  $E_p = 0.4-0.45$  мДж. При пробое поглощение достигает 70% энергии лазерного импульса. Количество импульсов в фазе лазерного пробоя, приходящееся на определённое число лазерных импульсов, нарастает с увеличением энергии в импульсе.

Измерение количества пробоев проводилось с помощью частотомера ЧЗ-34 в режиме счёта импульсов с ФЭУ-69, на вход которого проецировалось изображение зоны пробоя через светофильтр СЗС-22, блокирующий лазерное излучение. Определялась средняя частота пробоев за 200000 лазерных импульсов при частоте повторения  $\nu_p = 20$  кГц.

В результате получены зависимости средней доли энергии импульса, поглощённой в плазме, (рис. 1, а) и средней частоты пробоев (рис. 2, а) от энергии в импульсе при частоте следования импульсов  $\nu_p = 20$  кГц, а также средней доли поглощённой энергии импульса (рис. 1, б) и средней частоты пробоев (рис. 2, б) от частоты следования импульсов. Поглощение в плазме в соотношении с общей мощностью пропорционально количеству пробоев. При этом лишь небольшая часть мощности идёт на поддержание «тихого» разряда.



**Рисунок 1.** Влияние энергии в импульсе при частоте следования импульсов  $\nu_p = 20$  кГц (а) и частоты следования импульсов при энергии в импульсе  $E_p = 1$  мДж (б) на среднюю долю поглощённой энергии при  $f/d = 10.6, 7, 4.5$ .



**Рисунок 2.** Влияние энергии в импульсе при частоте следования импульсов  $\nu_p = 20$  кГц (а) и частоты следования импульсов при энергии в импульсе  $E_p = 1$  мДж (б) на среднюю частоту пробоев при  $f/d = 10.6, 7, 4.5$ .

Диапазон интенсивности лазерного излучения для «тихого» разряда в ксеноне под давлением 12 бар при частоте импульсов  $\nu_p = 20$  кГц можно оценить  $(1.3 \div 1.5) \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. При интенсивности свыше  $4 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> и частоте повторения выше 50-55 кГц наблюдаются пробои в каждом импульсе при  $f/d \leq 7$ . При  $f/d = 10.6$  и  $\nu_p > 28$  кГц наблюдается отсутствие пробоев из-за тепловой линзы, создаваемой «тихим» разрядом.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9) с использованием оборудования, полученного по программе обновления приборной базы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Zimakov V. P., Kuznetsov V. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Shilov A. O., Yakimov M. Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in

high pressure rare gas // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. 815 012003, doi:10.1088/1742-6596/815/1/012003.

## Transition from “silent” optical discharge to optical breakdown mode

V.N. Androsenko\*, M.A. Kotov, N.G. Solovyov, A.N. Shemyakin,  
M.Yu. Yakimov

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, Russia

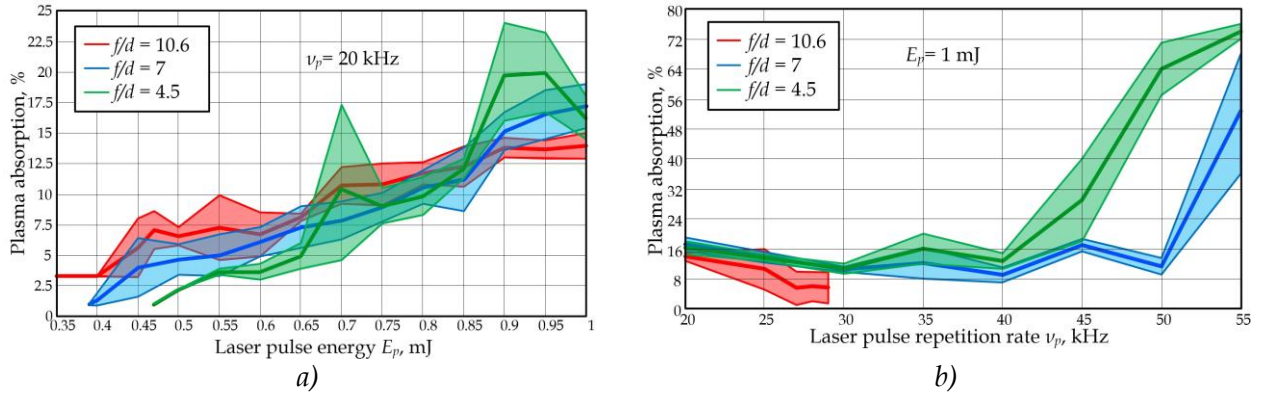
\*androsenko@ipmnet.ru

The phenomenon of “silent” optical discharge sustaining by laser radiation of pre-breakdown intensity at a wavelength  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  in high-pressure xenon (8-16 atm) was first studied in [1]. It was found that “silent” optical discharge sustaining is possible with periodic-pulsed (PP) laser radiation with the intensity of the order of  $10^9 \text{ W/cm}^2$  and pulse repetition rate of several tens kilohertz, along with high pulse-to-pulse repeatability. The “silent” discharge is characterized by its low absorption of laser radiation, quasi-stationary directional gas flows around the discharge, and its effect on the spatial characteristics of the transmitted laser beam due to thermal lensing. At higher intensities of PP laser radiation the “silent” discharge turns into an optical breakdown in some periods. The subject matter of current research is interaction between the “silent” discharge phases and the optical breakdown phases. An experiment was aimed to investigate the influence of PP lasing parameters on the breakdown repetition rate in conjunction with the presence of “silent” discharge phases.

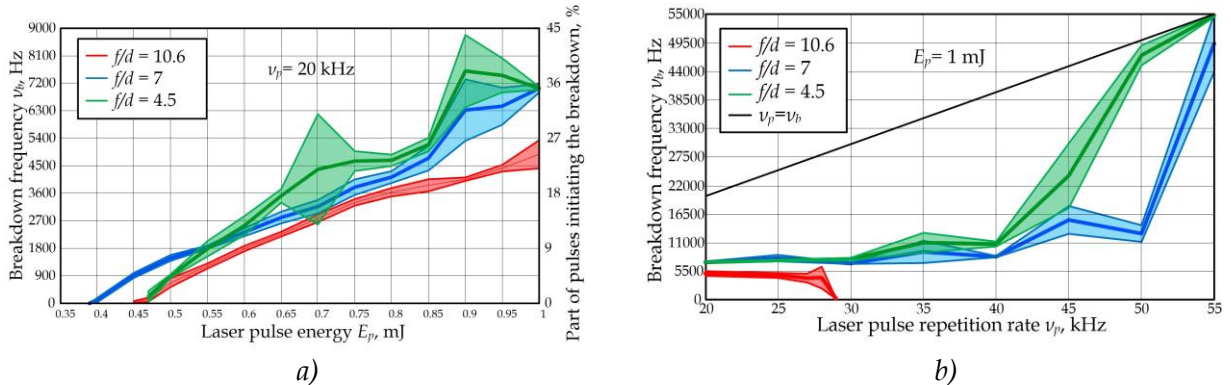
The experiment was set up using a fiber laser with a wavelength of  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  and a pulse duration of  $\tau \approx 100 \text{ ns}$  FWHM. The silent discharge was initiated in a quartz bulb filled with xenon at a pressure of 12 bar. The beam that passed through the bulb was directed onto a power meter. The laser beam was focused at the centre of the bulb with the following focusing parameters:  $f/d = 10.6, 7, 4.5$ , where  $f$  – focal length,  $d$  – beam diameter. When pulse repetition rate is set at  $\nu_p = 20 \text{ kHz}$  the pulse energy range to maintain “silent” discharge without breakdowns is narrow. The lower threshold for maintaining “silent” discharge is  $E_p = 0.35 \text{ mJ}$  at  $f/d = 10.6$ . At pulse energies higher than  $E_p = 0.4 \text{ mJ}$  laser breakdowns are observed along with the “silent” discharge. At  $f/d = 7$  the “silent” discharge can be sustained without breakdowns in the range of  $E_p = 0.3 \div 0.35 \text{ mJ}$ . At  $f/d = 4.5$  pure “silent” discharge exists at  $E_p = 0.4 \div 0.45 \text{ mJ}$ . In laser breakdown the laser pulse energy absorption is increased up to 70%. The ratio of mean laser breakdowns frequency by laser pulse repetition rate tends to grow as the pulse energy increases.

The breakdown frequency was measured using a Ch3-34 frequency counter in pulse counting mode with a photomultiplier tube FEU-69. The image of the breakdown zone was projected onto the photomultiplier input through a blue-green light filter blocking laser IR radiation. The average laser breakdown frequency was measured for the time of 200000 laser pulses at the repetition rate  $\nu_p = 20 \text{ kHz}$ .

As a result, measured average pulse energy fraction being absorbed in the plasma (Fig. 1, a) and average breakdown frequency (Fig. 2, a) were plotted against the laser pulse energy  $E_p$  at pulse repetition rate  $\nu_p = 20$  kHz, as well as the average pulse energy fraction absorbed (Fig. 1, b) and the average breakdown frequency (Fig. 2, b) against the laser pulse repetition rate. The average pulse energy absorbed in plasma related to the total laser pulse energy is nearly proportional to the breakdown frequency. At the same time, only a small fraction of the pulse energy is absorbed to sustain “silent” discharge.



**Figure 1.** Influence of laser pulse energy at  $\nu_p = 20$  kHz (a) and influence of laser pulse repetition rate at pulse energy  $E_p = 1$  mJ (b) on the average energy fraction absorbed at  $f/d = 10.6; 7; 4.5$ .



**Figure 2.** Influence of laser pulse energy at  $\nu_p = 20$  kHz (a) and influence of laser pulse repetition rate at pulse energy  $E_p = 1$  mJ (b) on the average breakdown frequency at  $f/d = 10.6; 7; 4.5$ .

The laser intensity range for a “silent” discharge in xenon at 12 bar and pulse frequency of  $\nu_p = 20$  kHz was found to be  $(1.3 \div 1.5) \times 10^9$  W/cm<sup>2</sup>. Laser breakdowns in almost every pulse are observed at intensities above  $4 \times 10^9$  W/cm<sup>2</sup> and repetition rates  $\nu_p > 50$ -55 kHz, when  $f/d \leq 7$ . No laser breakdowns are observed at  $f/d = 10.6$  and pulse repetition rate  $\nu_p > 28$  kHz due to thermal lensing induced in a “silent” discharge.

The work was carried out under the state assignment (state registration No 124012500440-9) using the equipment obtained under the program of updating the instrumentation base of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.



1. Zimakov V. P., Kuznetsov V. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Shilov A. O., Yakimov M. Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in high pressure rare gas // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. 815 012003, doi:10.1088/1742-6596/815/1/012003.

▲▲▲

## 6.4 Моделирование развития конвективной неустойчивости при импульсном тепловыделении в области инъекции поперечной струи в сверхзвуковой поток

*Л.С. Волков<sup>1,2\*</sup>, А.А. Фирсов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*volkov.ls@phystech.edu

В данной работе с помощью компьютерного моделирования были получены локальные характеристики течения, формирующегося при инъекции вторичной поперечной струи CO<sub>2</sub> в сверхзвуковой поток воздуха [1] при наличии импульсно-периодического локального энерговыведения в области с наветренной стороны от отверстия инжектора. Моделирование проводилось в российском программном комплексе FlowVision 3.13. Использовалась модель нестационарных уравнений Навье-Стокса, осреднённых по Рейнольдсу (URANS), замкнутая моделью турбулентности KEFV [2].

Параметры входного потока воздуха соответствовали режиму работы аэродинамической трубы ИАДТ-50 в ОИВТ РАН: температура 170 К, давление 22 кПа и число Маха 2. Для коэффициента динамического напора вторичной струи  $J$  было задано несколько значений в диапазоне от 0,7 до 2, что соответствовало массовому расходу CO<sub>2</sub> от 2 до 6 г/с. С помощью локального энерговыведения моделировалось тепловое воздействие искрового разряда на среду, аналогично работе [3].

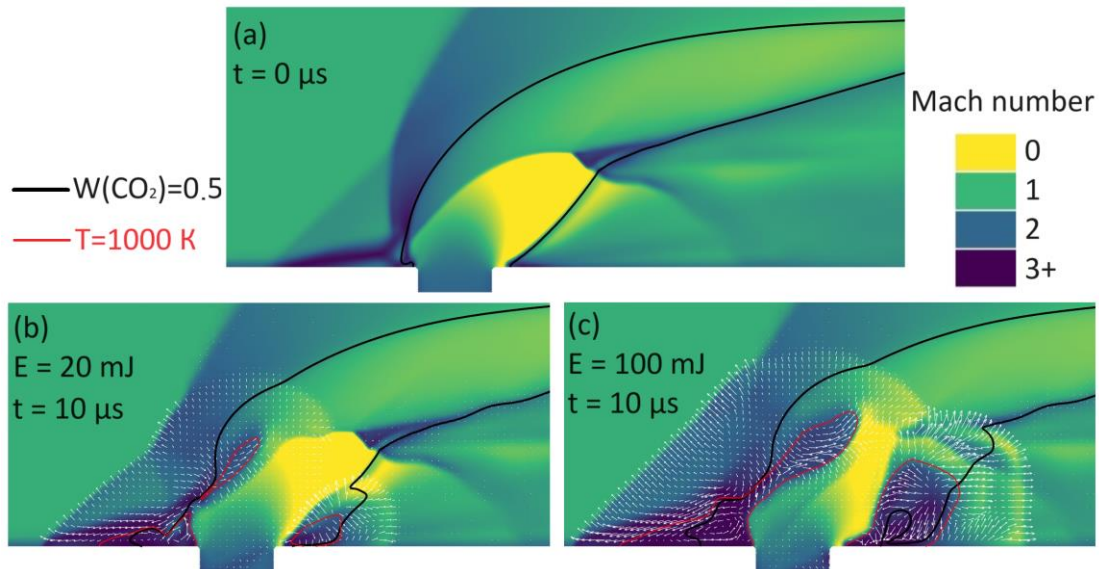
Было проведено параметрическое исследование зависимости интегральной эффективности смещения от частоты импульсного нагрева при неизменной средней мощности энерговклада. Для нескольких значений  $J$  в диапазоне от 0,7 до 1,3 были выявлены частоты, способствующие наибольшему возрастанию интегрального критерия эффективности смещения. Для значений  $J$ , при которых в исследуемой системе наблюдалась абсолютная неустойчивость, оптимальные частоты совпадали с характерными частотами возмущений, обусловленных абсолютной неустойчивостью.

Для случая с  $J = 2$ , в котором наблюдалась только конвективная неустойчивость, были исследованы пути распространения возмущения от однократного импульсного нагрева при разном количестве вложенной энергии

(рисунок 1). Были выявлены основные механизмы распространения возмущения, способствующие интенсификации смешения.

Результаты моделирования были учтены при подготовке эксперимента по интенсификации смешения газов в сверхзвуковом потоке с помощью искровых разрядов.

Исследование поддержано грантом РФФ №21-79-10408.



**Рисунок 1.** Конвективная неустойчивость: распространение возмущения от импульсного локального нагрева газа. Локальные характеристики в плоскости симметрии системы. Невозмущённое поле (a), возмущённое поле при вложенной энергии 20 мДж (b) и 100 мДж (c) через 10 мкс после начала нагрева. Цветовой заливкой показано число Маха. Чёрной жирной линией выделена поверхность, на которой массовая доля  $\text{CO}_2$  равна 0,5. Красной тонкой линией выделена поверхность с температурой среды  $T=1000$  К. Векторами показан прирост скорости в возмущённой среде по сравнению с невозмущённой средой.

1. Cai Z. [et al.]. Numerical Study on Transverse Jet Mixing Enhanced by High Frequency Energy Deposition // *Energies*. 2022. V. 15(21):8264.
2. Жлуктов С.В., Аксенов А.А. Пристеночные функции для высокорейнольдсовых расчетов в программном комплексе FlowVision // *Компьютерные исследования и моделирование*. 2015. Т. 7. № 6. С. 1221–1239.
3. Волков Л.С., Фирсов А.А. Моделирование влияния импульсно-периодического нагрева на формирование возмущений на границе поперечной струи в сверхзвуковом потоке // *Компьютерные исследования и моделирование*. 2023. Т. 15. № 4. С. 845–860.

# Modeling the development of convective instability during pulsed heat release in the region of injection of a transverse jet into a supersonic flow

*L.S. Volkov<sup>1,2\*</sup>, A.A. Firsov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute for High Temperatures, Moscow, Russia

\*volkov.ls@phystech.edu

In this work, using computer modeling, we obtained the local characteristics of the flow formed during the injection of a secondary transverse jet of CO<sub>2</sub> into a supersonic air flow [1] in the presence of pulse-periodic local energy release in the region on the windward side of the injector orifice. The simulation was carried out in the Russian software package FlowVision 3.13. The model of unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (URANS) was used with the KEFV turbulence model [2].

The parameters of the input air flow corresponded to the operating mode of the IADT-50 wind tunnel at the JIHT RAS: temperature 170 K, pressure 22 kPa and Mach number 2. For the jet-to-crossflow momentum flux ratio of the secondary jet  $J$ , several values were set in the range from 0.7 to 2, which corresponded CO<sub>2</sub> mass flow rate from 2 to 6 g/s. By local energy release, the thermal effect of a spark discharge on the medium was simulated, similar to work [3].

A parametric study was carried out on the dependence of the integral mixing efficiency on the frequency of pulsed heating at a constant average power input. For several values of  $J$  in the range from 0.7 to 1.3, frequencies were identified that contributed to the greatest increase in the integral criterion of mixing efficiency. For values of  $J$  at which absolute instability was observed in the system under study, the optimal frequencies coincided with the characteristic frequencies of disturbances caused by absolute instability.

For the case with  $J = 2$ , in which only convective instability was observed, the propagation paths of the disturbance from a single pulsed heating were studied for different amounts of input energy (Fig. 1). The main mechanisms of disturbance propagation that contribute to the intensification of mixing were identified.

The modeling results were taken into account for preparation to an experiment in which the mixing of gases in a supersonic flow was intensified using spark discharges.

The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 21-79-10408.

**Figure 1.** Convective instability: propagation of disturbance from pulsed local gas heating. Local characteristics in the plane of symmetry of the system are demonstrated. Unperturbed field (a), perturbed field with an input energy of 20 mJ (b) and 100 mJ (c) 10  $\mu$ s after the start of heating. The heatmap shows the Mach number. The thick black line marks the surface on which the mass fraction of CO<sub>2</sub> is 0.5. A thin red line marks a surface with a medium temperature of  $T = 1000$  K. The vectors show the discrepancy of the velocity in a disturbed medium compared to an undisturbed medium.

1. Cai Z. [et al.]. Numerical Study on Transverse Jet Mixing Enhanced by High Frequency Energy Deposition // *Energies*. 2022. V. 15(21):8264.
2. ZhluktoV S.V., Aksenov A.A. Wall functions for high-Reynolds calculations in FlowVision software // *Computer Research and Modeling*, 2015, vol. 7, no. 6, pp. 1221-1239.
3. Volkov L.S., Firsov A.A. Modeling the influence of repetitively pulsed heating on the formation of perturbations at the boundary of a transverse jet in a supersonic crossflow // *Computer Research and Modeling*, 2023, vol. 15, no. 4, pp. 845-860.

## 7.1 О проблеме возбуждения волн неустойчивости с помощью ВЧ ДБР в сверхзвуковых струях

*В.Ф. Копьев<sup>1</sup>, О.П. Бычков<sup>1</sup>, В.А. Копьев<sup>1</sup>, Г.А. Фараносов<sup>1</sup>,  
С.А. Чернышев<sup>1</sup>, И.В. Моралев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского,  
Жуковский, Россия

<sup>2</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\* vkopiev@mktsagi.ru

Волны неустойчивости (ВН) являются доминирующим источником шума в сверхзвуковых струях (шум смещения, ударный шум и скрич) [1-6], поэтому управление ими является необходимым шагом на пути к снижению шума турбулентной высокоскоростной струи. Для дозвуковых струй ВН, по-видимому, не являются эффективным источником шума даже при достаточно высоких скоростях [7]. Однако, управление ВН в малоскоростных струях также имеет значение для снижения шума самолета, поскольку при расположении струи вблизи крыла самолета возникает мощный дополнительный источник шума, связанный с рассеянием ВН на задней кромке крыла (шум взаимодействия). Таким образом, задача активного управления амплитудой ВН остается актуальной как для дозвуковых (шум взаимодействия), так и для сверхзвуковых струй.

Для активного управления ВН в сдвиговом слое струи ранее авторами было предложено использовать плазменные актуаторы на базе высокочастотного диэлектрического барьерного разряда (ВЧ ДБР) [4-6]. Оказалось, что в дозвуковых струях такие актуаторы, имеющие вид фольгированного кольца вблизи среза сопла, генерируют осесимметричную ВН, что позволило подробно исследовать влияние актуатора на шум взаимодействия струи и крыла в узкой полосе частот [6].

Для сверхзвуковых струй осесимметричные ВН считались главным источником их шума [2], поэтому применимость актуатора, генерирующего осесимметричные ВН в слое смещения круглой сверхзвуковой струи, не вызывала сомнения, и главной задачей, как это казалось, была подготовка необходимого инструментария, включающего систему создания сверхзвукового потока и специально подготовленного сопла с актуатором. За прошедшее время неоднократно предпринимались попытки возбудить волну неустойчивости в сверхзвуковой струе, воздействуя на нее или акустическими волнами изнутри потока, располагая источник акустических волн в успокоительной камере, или, наоборот, создавая концентратор акустических волн вне сопла около его среза. Такие попытки не оказались успешными, поэтому использование плазменного актуатора на базе ВЧ ДБР, имеющего в круглом керамическом сопле вид фольгированного кольца и многие успешные попытки создавать осесимметричные волны неустойчивости в дозвуковой струе, как ожидалось,

должны были привести к успеху и позволить выделить возбуждаемую осесимметричную ВН как объект детального исследования на фоне других более слабых возмущений сверхзвуковой струи.

Для создания ВН с контролируруемыми свойствами в сверхзвуковой расчетной турбулентной струе  $M=2$  использовался плазменный актуатор на базе ВЧ ДБР, обеспечивающий тональное возбуждение струи на числах Струхаля  $Sh \sim 0.5-1$ . Были специально разработаны и изготовлены сопла с керамическим напылением, имеющие активный электрод на расстоянии  $\sim 5$  мм от среза сопла (Рис.1). Поскольку создаваемые ВН являются интенсивным источником акустического излучения, то оно является инструментом бесконтактной диагностики.



*Рисунок.1 Сверхзвуковые сопла  $M=2$  с детонационным керамическим покрытием.*

С помощью актуатора действительно удалось возбудить интенсивные периодические ВН в слое смешения и измерить дальнее звуковое поле, генерируемое ВН. При включении актуатора возбуждается мощное узкополосное звуковое поле в направлении излучения ВН, которое более чем на 20 дБ выше узкополосного собственного шума актуатора и существенно выше естественного шума струи на частоте воздействия. Вместе с тем азимутальная структура звукового поля оказалась состоящей из нескольких равномошных азимутальных составляющих  $m=0,1$  и 2, несмотря на осесимметричность самого актуатора, что говорит о нестандартном механизме генерации ВН в этом случае или нестандартной работе кругового актуатора.

Оказалось, что в области вверх по потоку и по нормали к оси струи модовая структура шума имеет негладкую изрезанную форму, что по-видимому можно объяснить сложной интерференционной структурой шума, создаваемого самим актуатором (имеющим электрод, нарушающий его симметрию, и стриммерную негладкую струкуру самого разряда), и только в направлении излучения ВН, где амплитуда ее шума существенно превосходит шум актуатора, направленность принимает гладкую форму, соответствующую направленности ВН. Однако имеются факторы, не позволяющие однозначно трактовать характеристики звукового поля от возбужденной ВН.

Таким образом, задача управления шумом сверхзвуковой струи, связанным с ВН, остается пока не решенной, также, как и для дозвуковой струи. Но если в дозвуковой струе причиной этого является то, что механизм генерации шума и роль ВН не до конца выяснены, в случае сверхзвуковой струи остается нерешенным ключевой вопрос создания самой контролируемой

осесимметричной ВН. Таким образом опыт создания ВН с помощью подхода, развитого в задачах с дозвуковыми струями, требует переосмысления и корректировки.

1. C.K.W. Tam // Jet noise generated by large-scale coherent motion, *Aeroacoustics of Flight Vehicles. Theory and Practice*, edited by H. Hubbard, ASA/AIP, 1 1991. 311–390
2. М.Ю. Зайцев, В.Ф. Копьев, С.А. Чернышев // Экспериментальное исследование роли волн неустойчивости в механизме излучения шума сверхзвуковой струей, *Изв. РАН. МЖГ*, 4 2009. 124–133
3. P. Jordan, T. Colonius // Wave packets and turbulent jet noise, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 2013. 173–195
4. V.F. Kopiev, Y.S. Akishev, I.V. Belyaev, N.K. Berezhetskaya, V.A. Bityurin, G.A. Faranosov, M.E. Grushin, A.I. Klimov, V.A. Kopiev, I.A. Kossyi, I.A. Moralev, N.N. Ostrikov, M.I. Taktakishvili, N.I. Trushkin, M.Yu. Zaytsev // Instability wave control in turbulent jet by plasma actuators, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 47 2014. 1–18
5. В.Ф. Копьев, О.П. Бычков, В.А. Копьев, Г.А. Фараносов, И.А. Моралев, П.Н. Казанский // Управление волнами неустойчивости в невозбужденной турбулентной струе с помощью плазменных актуаторов в узкой полосе частот, *Акустический журнал*, 67:4 2021. 431–439
6. V. Kopiev, G. Faranosov, O. Bychkov, V.I. Kopiev, I. Moralev, P. Kazansky // Active control of jet-plate interaction noise for excited jets by plasma actuators, *J. Sound Vibration.*, 484 2020. 115515
7. О.П. Бычков, М.Ю. Зайцев, В.Ф. Копьев, Г.А. Фараносов, С.А. Чернышев // О двух подходах к моделированию шума низкоскоростных дозвуковых струй, *ДАН, Физика, Технические Науки*, 506:1 2022. 16–25

## On the problem of instability wave excitation by HF DBR in supersonic jets.

*V. F. Kopiev<sup>1\*</sup>, O. P. Bychkov<sup>1</sup>, V. A. Kopiev<sup>1</sup>, G. A. Faranosov<sup>1</sup>,  
I. A. Moralev<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI), Moscow Branch, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*vkopiev@mktsagi.ru

Instability waves (IW) are the dominant noise source in supersonic jets (mixing noise, broadband shock associated noise and screech noise) [1-6], so IW control is a necessary step towards the noise reduction of a turbulent high-speed jet. Apparently for subsonic jets IW are not an effective noise source even for sufficiently high-speed jets [7]. However, IW control in low-speed jets is also important for aircraft noise reduction. Since when jet is located near the aircraft wing, a powerful additional noise source arises. It associates with the IW scattering at the trailing edge of the wing (JFI effect). Thus, the problem of active control of IW amplitude remains actual for both subsonic (interaction noise) and supersonic jets.

For active IW control in jet shear layer the authors previously proposed using plasma actuators based on a high-frequency dielectric barrier discharge (HF DBD) [4-6]. In subsonic jets it was demonstrated that such actuators, which have the foil ring form near the nozzle exit, generate an axisymmetric IW. It allowed us to study in detail the actuator influence on jet-wing interaction noise in a narrow frequency band [6].

For supersonic jets, axisymmetric IW were considered the main source of jet noise [2]. Therefore, an actuator feasibility of axisymmetric IW generation in the round supersonic jet mixing layer was beyond doubt. As it seemed, the main problem was the preparation of the necessary instrumentation, including a supersonic air supply system and a specially prepared contoured nozzles with an actuator. Over the past time, attempts have been made repeatedly to acoustic excite an instability wave in a supersonic jet, affected it either with tone acoustic waves from inside the flow, placing a source of acoustic waves in a stilling chamber, or, conversely, creating a concentrator of acoustic waves outside the nozzle near its exit. Such attempts were not successful. HF DBR plasma actuator provided many successful attempts to excite axisymmetric instability waves in a subsonic jet. Therefore, as expected, the use of a HF DBR plasma actuator with a foil ring in a round ceramic nozzle should have led to success and made possible to extract the excited axisymmetric IW as an object of detailed study against the background of other weaker disturbances of the supersonic jet.

Trying to excite IW with controlled properties in a supersonic perfectly expanded turbulent jet at  $M=2$ , a plasma actuator based on HF DBR was used. It provided tonal excitation of the jet at the range of Strouhal numbers  $Sh \sim 0.5-1$ . Nozzles with ceramic coating were specially designed and manufactured, having an active electrode at a distance of  $\sim 5$  mm from the nozzle exit (Fig. 1). IW in supersonic jet being excited are to be an intense source of acoustic radiation, therefore they become a non-contact diagnostic tool.



*Figure 1. Supersonic nozzles ( $M=2$ ) with detonation ceramic coating.*

Indeed, it turned out to be possible to excite intense periodic IW in the mixing layer using such an actuator and to measure the far sound field generated by the IW. When the actuator is turned on, a powerful narrow-band sound field is excited in the direction of IW radiation. It is more than 20 dB higher than the narrow-band actuator self-noise and significantly higher than the self noise of the jet at the considered frequency range. At the same time, the azimuthal structure of the sound field turned up to consist of several equal-power azimuthal components  $m = 0, 1$  and  $2$ , despite



the axisymmetry of the actuator itself, which indicates a non-standard mechanism for generating IW in this case or non-standard operation of the circular actuator.

In addition, in the region upstream and lateral direction to the jet axis, the mode structure of the noise has a non-smooth, jagged shape, which probably can be explained by the complex interference structure of the noise generated by the actuator itself (which has an electrode that violates its symmetry, and a streamer non-smooth structure of the discharge itself), and only in the direction of the IW radiation, where the amplitude of its noise significantly exceeds the noise of the actuator, the directivity takes on a smooth shape corresponding to the directivity of the IW. However, there are some other factors that do not allow us to unambiguously interpret the characteristics of the sound field from an excited IW.

Thus, the problem of noise control of supersonic jet associated with IW remains unsolved, as well as for a subsonic jet. In a subsonic jet, the reason for this is that the noise generation mechanism and the role of IW are not fully understood. In the case of a supersonic jet, the key issue of controllable axisymmetric IW excitation remains unresolved. Thus, the experience of IW control using the approach developed in subsonic jets requires rethinking and adjustment.

1. C.K.W. Tam // Jet noise generated by large-scale coherent motion, *Aeroacoustics of Flight Vehicles. Theory and Practice*, edited by H. Hubbard, ASA/AIP, 1 1991. 311–390.
2. M.Yu. Zaitsev, V.F. Kopiev, S.A. Chernyshev. Experimental Investigation of the Role of Instability Waves in Noise Radiation by Supersonic Jets. *Fluid Dynamics*, v. 44, No. 4, pp. 587-595, 2009.
3. P. Jordan, T. Colonius // Wave packets and turbulent jet noise, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 2013. 173–195.
4. V.F. Kopiev, Y.S. Akishev, I.V. Belyaev, N.K. Berezhetskaya, V.A. Bityurin, G.A. Faranosov, M.E. Grushin, A.I. Klimov, V.A. Kopiev, I.A. Kosygi, I.A. Moralev, N.N. Ostrikov, M.I. Taktakishvili, N.I. Trushkin, M.Yu. Zaytsev // Instability wave control in turbulent jet by plasma actuators, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 47 2014. 1–18.
5. V. Kopiev, G. Faranosov, O. Bychkov, V.I. Kopiev, I. Moralev, P. Kazansky // Control of Instability Waves in an Unexcited Turbulent Jet Using Plasma Actuators in a Narrow Frequency Band, *Acoustical Physics*, 67:4 2021. 413–420.
6. V. Kopiev, G. Faranosov, O. Bychkov, V.I. Kopiev, I. Moralev, P. Kazansky // Active control of jet-plate interaction noise for excited jets by plasma actuators, *J. Sound Vibration*, 484 2020. 115515.
7. O. P. Bychkov, M. Y. Zaytsev, V. F. Kopiev, G. A. Faranosov, and S. A. Chernyshev // Two Approaches to Modeling the Noise of Low-Speed Subsonic Jets, *Doklady Physics*, 2022, Vol. 67, No. 9, 269-277.



## 7.2 Затягивание перехода к турбулентности в пограничном слое на стреловидном крыле с помощью многоканального плазменного актуатора в составе системы с обратной связью

*А.Я.Котвицкий<sup>1</sup>, А.А.Абдуллаев<sup>1</sup>, М.В.Устинов<sup>2</sup>, И.А.Моралев<sup>1\*</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Россия

\*morler@mail.ru

Сопротивление трения в турбулентной части пограничного слоя до 80% полного сопротивления самолета на крейсерском режиме полета. Ламинаризация обтекания поверхности крыла позволяет снизить полное сопротивление на 10%. Переход к турбулентности в пограничном слое на стреловидном крыле может вызваться развитием двух типов неустойчивости: волнами Толлмина-Шлихтинга и неустойчивостью поперечного течения, причем в разгонной части течения доминирует последняя. При низком уровне турбулентности в набегающем потоке вихри неустойчивости поперечного течения возбуждаются шероховатостью обтекаемой поверхности и не меняют положения в пространстве (являются стационарными).

Пограничный слой на стреловидном крыле моделировался на плоской пластине с углом стреловидности  $40^\circ$ , с наведенным на нее отрицательным градиентом давления при скорости потока 25 м/с. Плазменный актуатор устанавливался в положении 70-110 мм от передней кромки пластины. В экспериментах по затягиванию перехода уровень стационарных возмущений был искусственно поднят с помощью неровностей, расположенных вблизи передней кромки пластины.

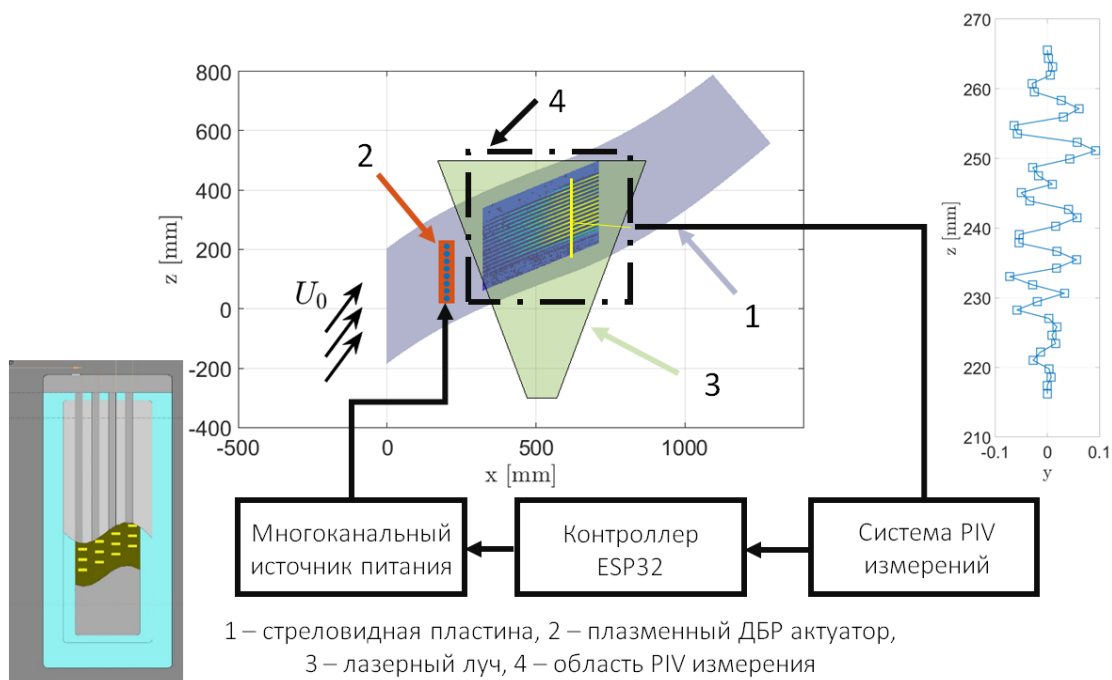
Управление развитием вихрей неустойчивости реализовано с помощью многоканального (16) плазменного актуатора на основе поверхностного барьерного разряда. Актуатор был собран на керамической пластине толщиной 0.5 мм и питался переменным синусоидальным напряжением с частотой  $f=50-65$  кГц и амплитудой до 4 кВ. Управление актуатором осуществлялось с помощью микропроцессора на ESP32. Измерение характеристик течения выполнялось с использованием трассерной визуализации (PIV), при этом нож располагался параллельно пластине. Часть измерений выполнена одиночным термоанемометром.

Свойства возмущений, созданных разрядом, изучались при различной частоте и амплитуде питающего напряжения. Показано, что актуатор может создавать вихри неустойчивости с начальной амплитудой до 2% от скорости набегающего потока. Основные нестационарные возмущения, создаваемые актуатором в дальнем поле в условиях эксперимента, представляют собой низкочастотную моду III типа, развивающуюся на фоне стационарного вихревого пакета. Показано, что возмущения возбуждаются и эволюционируют

в пограничном слое по линейным закономерностям, при условии, что их амплитуда (размах) не превышает 10% от скорости вне пограничного слоя.

Схема системы управления показана на рисунке 1. Был использован двухступенчатый подход к поиску оптимального вектора управления, который включал в себя оптимизацию с открытой и замкнутой петлей обратной связи. В первом случае, пограничный слой возбуждался одиночными секциями актуатора, и на некотором расстоянии от передней кромки регистрировался профиль скорости на фиксированной высоте от пластины. Это позволило сформировать матрицу откликов пограничного слоя на стационарное воздействие. Затем с использованием алгоритма градиентного спуска решалась задача минимизации амплитуды модуляции скорости в пограничном слое. Наконец, проводилась система оптимизации вектора напряжений на электродах в режиме с замкнутой петлей обратной связи. Этот этап проводился *in situ*, с непрерывным измерением скорости в пограничном слое, вычислением целевой функции и градиента и оптимизацией управляющего вектора.

Управление пограничным слоем испытывалось для двух искусственно внесенных в пограничный слой возмущений: случайной шероховатости, созданной вблизи передней кромки пластины, и одиночной цилиндрической неровности. Показано, что для распределенной неровности удается существенно снизить амплитуду стационарных вихрей неустойчивости, однако переход к турбулентности смещается слабо, предположительно, из-за ограниченной области управления. В то же время, за одиночной шероховатостью, при достаточно большой амплитуде возмущений, удается подавить переход. При этом структура вихрей, возникающих при оптимизации, предполагает, что затягивание перехода происходит не в результате противофазного подавления возмущений, а из-за нелинейного взаимодействия естественного и управляющего пакета стационарных вихрей неустойчивости.



**Рисунок 1.** Схема управления ламинарно-турбулентным переходом с использованием плазменного актуатора.

## Transition control in a swept wing boundary layer by a multichannel plasma actuator in a closed loop mode

*A.Ya. Kotvitskii<sup>1</sup>, A.A. Abdullaev<sup>1</sup>, M.V. Ustinov<sup>2</sup>, I.A. Moralev<sup>2\*</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovskii, Russia

\*morler@mail.ru

Turbulent drag is responsible for the 80% of the total airplane drag at cruise conditions, with wing boundary layer laminarization able to diminish this value by at least 10%. Transition to turbulence in the swept wing boundary layer is driven by two instabilities: Tollmien-Shlichting waves and cross-flow vortices. The latter dominate in the accelerating part of the flow. At low turbulence of the oncoming flow, CF vortices are excited by surface roughness and thus are stationary.

Swept wing boundary layer was modeled on a flat plate with 40° sweep angle with an external induced pressure gradient. Plasma actuator was installed at the position 70-110mm from the leading edge. In the transition control experiments, stationary disturbances were artificially excited by applying roughness elements near the leading edge of the plate.

Closed-loop control of the vortices is realized using multichannel (16) plasma actuator based on a multielectrode surface barrier discharge system. Actuator was assembled on a 0.5mm thick alumina ceramic plate. Each section was powered independently by sinusoidal voltage of frequency 50-65 kHz and amplitude less than 4 kV. Control of the actuator was performed using the microprocessor unit based on ESP32. Flow measurements were performed using PIV, with the laser sheet oriented in parallel with the plate surface, and by single hotwire.

Properties of the disturbances, induced by the discharge, were studied at various amplitude of the supply voltage. It was shown that actuator can create 2D disturbances with the initial amplitude within 2% of the oncoming flow. It was shown that main secondary disturbances, induced by actuator itself during the operation, correspond to the low frequency III type secondary instability mode of the vortex packet. It was shown that the disturbances generation problem is linear up to the peak-to-peak amplitude of 10% of local freestream velocity.

A control problem formulated is shown in fig.1. An approach for the optimal control was developed, both in open-loop and closed-loop operation of the system. For the open loop case, boundary layer was excited by individual actuator sections, forming the matrix of boundary layer responses to stationary forcing. After that, a minimization problem was solved for the amplitude of the transversal velocity profile, using the gradient descent algorithm. In the closed-loop mode, spanwise velocity profile in the boundary layer at a given distance from the leading edge was used as system exit. Optimization was performed *in situ*, with the voltage distribution across the electrodes updated at each step.

Boundary layer control was tested for the two types of the artificial disturbances: stochastic roughness, distributed near the plate leading edge, and a

single cylindrical roughness element. For the distributed roughness, reduction of the cross-flow vortices amplitude was demonstrated along the whole length of the disturbances evolution, however, transition shift was not obtained due to the narrow control region. For the single roughness with high enough amplitude, the reduction of the CF vortex packet was shown to reduce the transition length. It is assumed, however, that in this case the transition is delayed due to the mechanism of the nonlinear interaction of the natural and artificial instability vortices.

*Figure 1. Principal scheme of the transition control by plasma actuator.*

▲▲▲

### 7.3 Особенности сверхзвукового обтекания тел при мгновенном энергокладе в набегающем потоке

**П.Ю. Георгиевский\*, В.А. Левин, О.Г. Сутырин**

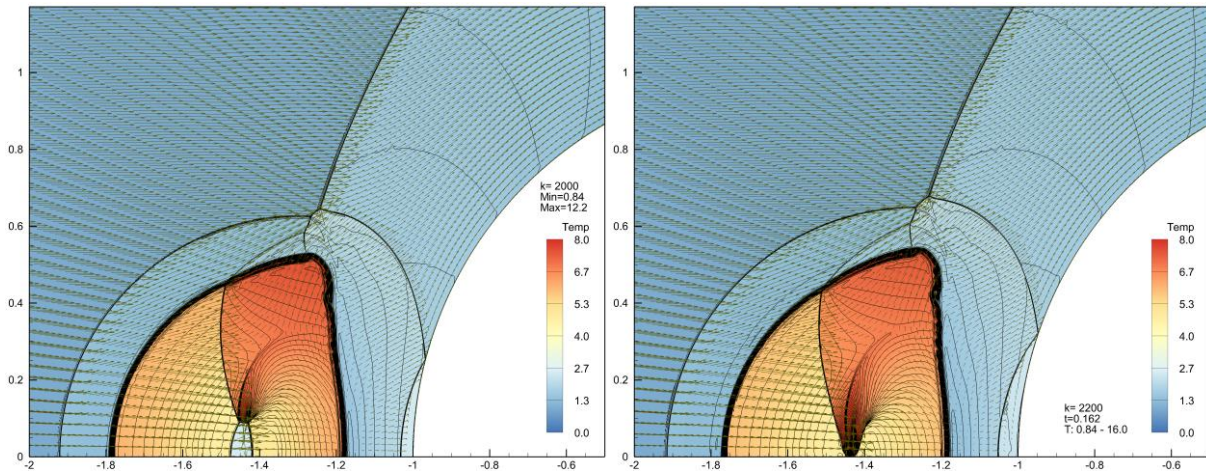
Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

\*georgi@imec.msu.ru

Ранее выполнено исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел при наличии в набегающем потоке крупномасштабных газовых пузырей повышенной или пониженной плотности [1] или плазменных образований, сформированных одиночными импульсами лазерного энергоклада [2–4]. Отмечены эффекты кумуляции и фокусировки вторичных ударных волн, приводящие к возникновению «аномальных» ударных импульсных нагрузок в отдельных точках на поверхности тела [5].

В настоящей работе выполнен цикл исследований обтекания тел различной формы при мгновенном выделении энергии (взрыве) в области газового пузыря, локализованного в набегающем на тело потоке. Физически такое воздействие на поток может иметь место при энергокладе в области электрического газового разряда или при детонации горючей газовой смеси внутри пузыря. Численное моделирование выполнено на основе уравнений Эйлера для нестационарных течений идеального совершенного газа с осевой симметрией. Предполагалось, что при взрыве мгновенно повышается давление во всем газовом пузыре.

При взрыве газового пузыря наружу (в системе отсчета, связанной набегающим сверхзвуковым потоком) распространяется ударная волна, за которой формируется тонкая область ударно-сжатого газа с характерным «взрывным профилем», а внутрь по газовому пузырю – волна разрежения. Кроме того, реализуется эффект «перерасширения»: за контактным разрывом формируется сходящаяся к центру волна сжатия, которая, опрокидываясь, трансформируется во вторичную ударную волну. Высокотемпературные продукты взрыва со сверхзвуковой скоростью протекают сквозь вторичную



*Рисунок 1. Эффекты схлопывания каверны и формирование «ударного клюва» ( $k=2000$  (слева),  $k=2200$  (справа), изолинии и цветное поле температуры, векторы скорости).*

ударную волну, так что та некоторое время остается на месте. В результате в центральной области формируется высокотемпературная каверна разреженного газа (в расчетах давление и плотность понижались в сотни раз). Фокусировка вторичной ударной волны происходит внутри каверны в режиме Гудерлея, что приводит к всплеску давления (теоретически бесконечному, а в расчетах – на 3 порядка) и плотности (конечному, в расчетах примерно в 70 раз). В дальнейшем отраженная от центра ударная волна взаимодействует с контактным разрывом, что приводит к ее частичному отражению внутрь с последующей вторичной фокусировкой.

Рассматривалось воздействие распределенного взрыва в области газового пузыря на сверхзвуковое обтекание затупленных тел (сферы) и заостренных тел (тело оживальной формы и комбинация конус-цилиндр) для случая, когда взрыв происходил в невозмущенном набегающем потоке в непосредственной близости от головной ударной волны. Очевидным результатом является непосредственное воздействие взрывной ударной волны на поверхность тела. Кроме того, при взаимодействии головной ударной волны с динамически изменяющейся областью взрыва (ударно сжатым слоем и каверной), а также с учетом фокусировки и дефокусировки вторичной ударной волны происходят существенные нестационарные изменения газодинамических режимов обтекания тел, которые, в частности, зависят от расстояния от центра взрыва до тела. Так для сферы отмечены случаи формирования «ударного клюва», взаимодействие которого с осью симметрии приводит к возникновению кумулятивных струй (Рис. 1). При этом в критической точке на поверхности сферы происходят множественные всплески давления, первый пик соответствует приходу взрывной волны, а последующие (аномальные) обусловлены эффектами фокусировки и кумуляции. При этом импульсное воздействие при кумуляции может превышать непосредственное воздействие взрывной волны.

Для заостренных тел присоединенная ударная волна трансформируется в отошедшую, поскольку скорость набегающего на тело потока в области высокотемпературной каверны становится дозвуковой. Кумулятивных эффектов зафиксировать не удалось, однако воздействие дефокусирующей

вторичной ударной волны также приводит к возникновению вторичных всплесков давления, амплитуда которых значительно меньше амплитуды всплеска, обусловленного воздействием первичной взрывной волны. В целом для заостренных хорошо обтекаемых тел воздействие взрыва сказывается значительно слабее, чем для затупленных. Анализируя поведение коэффициента волнового сопротивления от времени, можно отметить, что чем больше угол при вершине тела, тем заметнее изменения. Заостренное тело типа конус-цилиндр имеет меньший угол при вершине, чем тело оживальной формы, хотя и большее волновое сопротивление, однако оно «пронзает» взрывную ударную волну и высокотемпературную каверну практически без изменения интегрального сопротивления.

Работа выполнена в соответствии с планом Научно-исследовательского института механики МГУ.

1. Georgievskii P.Yu., Levin V. A. Unsteady Interaction of a Sphere with Atmospheric Temperature Inhomogeneity at Supersonic Speed. *Fluid Dynamics*. 1993. 28(4): 568–574.
2. Yan H., Adelgren R., Bogushko M., Elliott G., Knight D. Laser Energy Deposition in Quiescent Air. *AIAA J.* 2003. 41(10): 1988–1995.
3. Schülein A., Zheltovodov A., Pimonov E., Loginov M. Experimental and Numerical Modeling of the Bow Shock Interaction with Pulse-Heated Air Bubbles. *Int. J. of Aerospace Innovations*. 2010. 2(3): 165–187.
4. Ohnishi N., Tate M., Ogino Y. Computational Study of Shock Wave Control by Pulse Energy Deposition. *Shock Waves*. 2012. 22(6): 521–531.
5. Georgievskiy P. Y., Levin V. A., Sutyurin O. G. Shock focusing effect for the interaction of bow shock wave with gas bubble. *Proceedings of the 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics*. Ed. V.A. Bityurin. – Moscow, JIHT RAS, 2019. – P. 59–64.

## **Peculiarities of Supersonic Flow past Bodies with Instantaneous Energy Deposition Upstream**

***P.Yu. Georgievskiy\***, V.A. Levin, O.G. Sutyurin*

Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University,

Moscow, 119192, Michurinsky prospect, 1

\*georgi@imec.msu.ru

Previously, studies of supersonic flow past blunt bodies in the presence upstream of large-scale gas bubbles of increased or decreased density [1] or a plasma formation produced by a single pulse of laser energy input [2–4] were performed. The effects of cumulation and focusing of secondary shock waves have been noted, leading to the occurrence of “anomalous” shock pulse loads at individual points on the surface of the body [5].

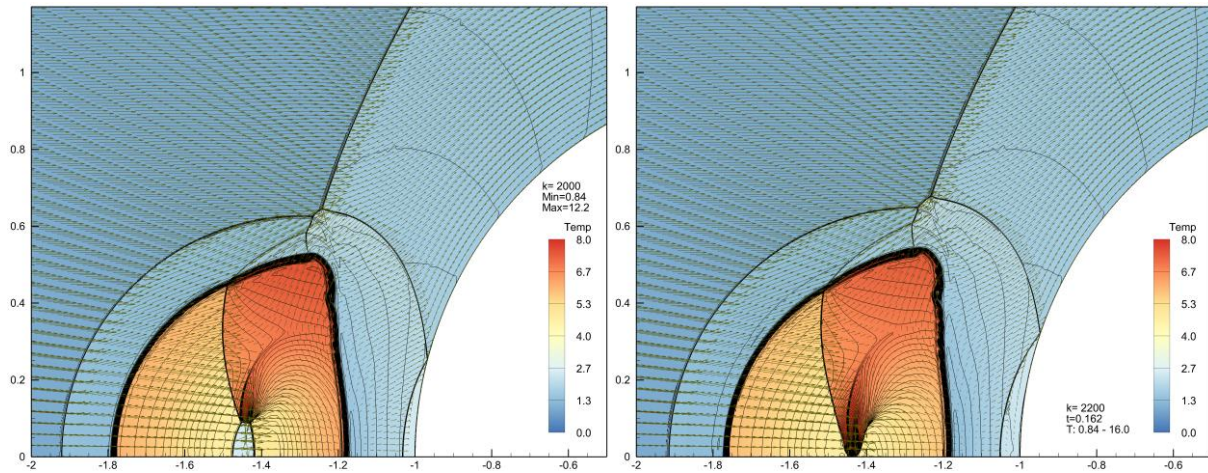
In the present paper, a series of studies is performed on the flow around bodies of various shapes with instantaneous release of energy (explosion) in the region of a gas bubble localized in the flow upstream of a body. Physically, such an effect on the flow can occur at an energy deposition by electric gas-discharge or at a

detonation of combustible gas mixture inside a bubble. Numerical simulation is performed on the base of Euler equations for unsteady flows of an ideal polytropic gas with axial symmetry. It was assumed that the explosion instantly increases the pressure in the entire gas bubble.

When a gas bubble explodes, a blast wave propagates outward (in a frame of reference connected by an incoming supersonic flow), followed by a thin region of shock-compressed gas with a characteristic "blast profile", and a converging rarefaction wave propagates inside the gas bubble. In addition, the effect of "overexpansion" is realized: a compression wave converging to the center is formed behind the contact surface, which, tipping over, transforms into a converging secondary shock wave. High-temperature explosion products flow through the converging shock wave at supersonic speed, so that it remains in place for some time. As a result, a high-temperature cavity of rarefied gas is formed in the central region (in calculations, the pressure and density decreased hundreds of times). The focusing of the converging secondary shock wave occurs inside the cavity in the Guderley mode, which leads to a surge in pressure (theoretically infinite, and in calculations by 3 orders of magnitude) and density (finite, in calculations by about 70 times). Then the diverging shock wave reflected from the center interacts with the contact surface, which leads to its partial reflection inward, followed by secondary focusing.

The effect of a distributed explosion in the gas bubble region on the supersonic flow past blunt bodies (spheres) and pointed bodies (an ogival-type body and a cone-cylinder combination) was considered for the case when the explosion occurred in an undisturbed incoming flow in the immediate vicinity of the head shock wave. The obvious result is the direct impact of an explosive shock wave on the surface of the body. In addition, when the head shock wave interacts with a dynamically changing explosion region (shock-compressed layer and cavern), and the focusing and defocusing of the secondary shock wave, significant non-stationary changes in the gas dynamic flow regimes occur, which depend on the explosion distance. Some cases of the formation of a "shock beak" have been noted for the sphere, the interaction of which with the axis of symmetry leads to the appearance of cumulative jets (Fig. 1). At the same time, multiple pressure surges occur at a critical point on the surface of the sphere, the first peak corresponds to the explosive wave, and the subsequent (abnormal) ones are due to the effects of focusing and cumulation. In this case, the secondary impulse effect during cumulation may exceed the direct effect of the blast wave.





**Figure 1.** The effects of cavern collapse and formation of a "shock beak" ( $k=2000$  (left),  $k=2200$  (right), temperature isolines and color map, velocity vectors).

For pointed bodies, the attached shock wave is transformed into a bow one, since the velocity of the flow impinging on the body in the area of the high-temperature cavity becomes subsonic. Thow Cumulative effects were not detected, the effect of a defocusing secondary shock wave also leads to secondary pressure surges, the amplitude of which is significantly less than the amplitude of the surge caused by the impact of the primary blast wave. In general, for pointed well-streamlined bodies, the impact of the explosion is much weaker than for blunted ones. Analyzing the behavior of the wave resistance coefficient over time, it can be noted that the greater the angle at the top of the body, the more noticeable are the changes. A pointed cone-cylinder body has a smaller angle at the apex than an ogival body, although it has a greater wave drag, however, it "pierces" an explosive shock wave and a high-temperature cavity with practically no change in the integral characteristics.

The work was carried out in accordance with the plan of the Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University.

6. Georgievskii P.Yu., Levin V. A. Unsteady Interaction of a Sphere with Atmospheric Temperature Inhomogeneity at Supersonic Speed. *Fluid Dynamics*. 1993. 28(4): 568–574.
7. Yan H., Adelgren R., Bogushko M., Elliott G., Knight D. Laser Energy Deposition in Quiescent Air. *AIAA J.* 2003. 41(10): 1988–1995.
8. Schülein A., Zheltovodov A., Pimonov E., Loginov M. Experimental and Numerical Modeling of the Bow Shock Interaction with Pulse-Heated Air Bubbles. *Int. J. of Aerospace Innovations*. 2010. 2(3): 165–187.
9. Ohnishi N., Tate M., Ogino Y. Computational Study of Shock Wave Control by Pulse Energy Deposition. *Shock Waves*. 2012. 22(6): 521–531.
10. Georgievskiy P. Y., Levin V. A., Sutyurin O. G. Shock focusing effect for the interaction of bow shock wave with gas bubble. *Proceedings of the 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics*. Ed. V.A. Biturin. – Moscow, JIHT RAS, 2019. – P. 59–64.



## 7.4 Разработка методов расчета перемежаемости при ламинарно-турбулентном переходе, вызванного неустойчивостью поперечного течения, посредством статистического анализа панорамных измерений PIV

*А.Я. Котвицкий\**, А.А. Абдуллаев, И.А. Моралев, М.В. Устинов

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

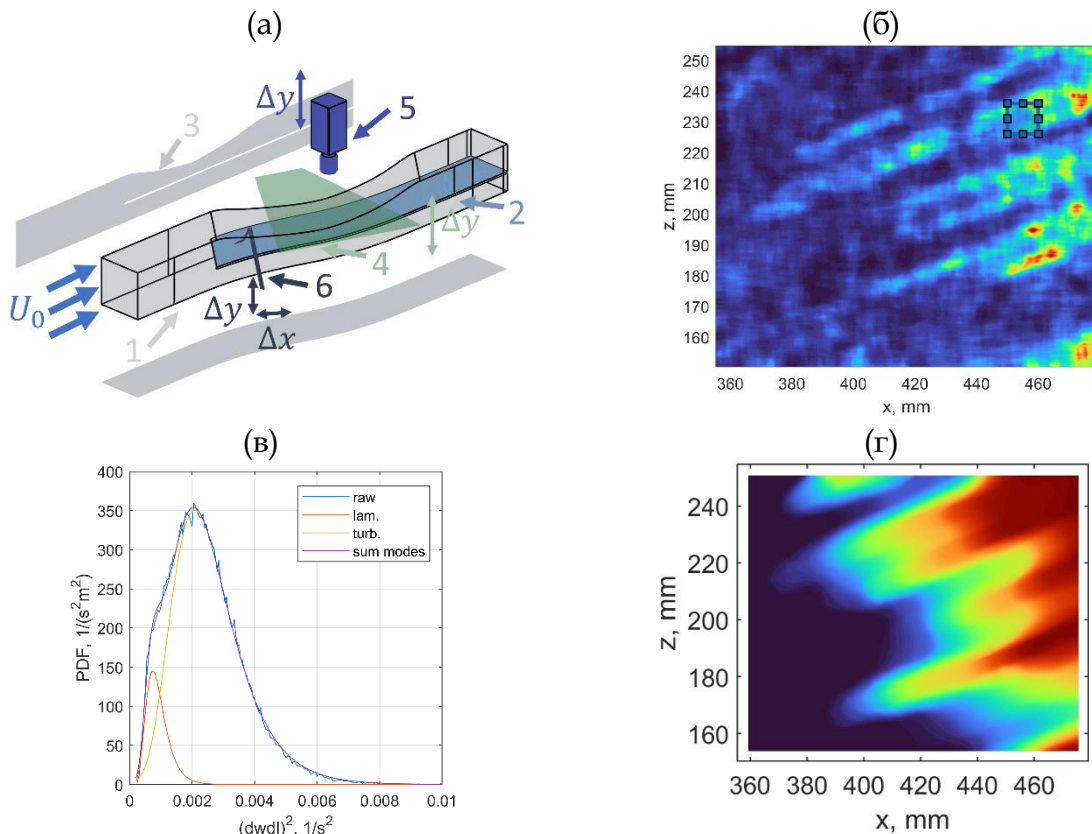
\*alex.kotvitsky00@gmail.com

В задачах затягивания ламинарно-турбулентного перехода для контроля качества управления необходимы методы расчета перемежаемости течения по измерениям, выполненные конкретной методикой диагностики потока. Традиционно методы расчета перемежаемости течения основаны на спектральном анализе термоанемометрического сигнала, в котором переход к турбулентному режиму ассоциирован с ростом амплитуды пульсаций высокочастотной составляющей спектра [1-3]. Однако пороговая амплитуда определяется эмпирически для рассматриваемого класса течения и зависит от точки диагностики течения. В данной работе представляются методы расчета перемежаемости течения, основанные на статистическом анализе пространственных, временных и пространственно-временных сигналов, полученных с помощью низкоскоростного PIV метода в панорамной конфигурации (рис1.а).

Работа выполнена в дозвуковой низкотурбулентной аэродинамической трубе с разомкнутой рабочей частью при скорости набегающего потока 25м/с. Трехмерный пограничный слой создавался на модели скользящего крыла с углом стреловидности 40град. с наведенным градиентом давления. Исследования перехода производились при различном соотношении амплитуд естественных стационарных и бегущих мод неустойчивости. Создание внешних условий течения производилось с помощью турбулизирующей сетки и распределенной шероховатости.

В работе показано, что в качестве величины, идентифицирующей ламинарно-турбулентный переход, можно рассматривать направленную производную скорости в направлении вихрей первичной неустойчивости или инварианты тензора градиента скорости (рис1.б). Установлено, что статистическое распределение отфильтрованных мгновенных полей скорости, выбранных по всем реализациям в локальной области течения, оказывается бимодальным в области перехода (рис.1в). Методы расчета перемежаемости основаны на пространственной кластеризации области течения на ламинарные и турбулентные участки. Разделение статистических мод осуществлялось как методом кластеризации k-средний, так и моделями аппроксимации исходных распределений. Было выполнено сопоставление результатов расчета перемежаемости на основе статистического анализа PIV данных с термоанемометрическими измерениями. Выполнена апробация методов при

различных внешних условиях. Показано, что точностью определения точки перехода составляет 5-10мм или 0.9-2% хорды модели.



**Рисунок 1.** Схеа установки и измерений (а): 1 – рабочая часть, 2 – стреловидная пластина, 3 – тело вытеснения, 4 – лазерный нож, 5 – цифровая камера, 6 – термоанемометр; визуализация турбулентных клиньев, обусловленные вторичной неустойчивостью (б); статистическое распределение отфильтрованного поля скорости (в); поле перемежаемости в плоскости пластины (г)

1. Walker GJ, Solomon WJ. Turbulent Intermittency Measurement on an Axial Compressor Blade. *Elev Australas Fluid Mech Conf.* 1992;1277-1280.
2. Zhang DH, Chew YT, Winoto SH. A proposed intermittency measurement method for transitional boundary layer flows. *Exp Fluids.* 1995;19(6):426-428. doi:10.1007/BF00190260.
3. Zhang DH, Chew YT, Winoto SH. Investigation of Intermittency Measurement Methods for Transitional Boundary Layer Flows. *Exp Therm Fluid Sci.* 1996;12(4):433-443. doi:10.1016/0894-1777(95)00133-6.

# Developing methods of the intermittency processing at laminar-turbulent transition caused by cross-flow instability by means statistical analysis of planar PIV data

*A.Ya. Kotvitskii<sup>1\*</sup>, A.A. Abdullaev<sup>1</sup>, I.A. Moralev<sup>1</sup>, M.V. Ustinov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*alex.kotvitsky00@gmail.com

To evaluate quality control in a laminar-turbulent transition delay application intermittency processing techniques performed by defined flow diagnostic method are required. Classical methods for intermittency processing are based on spectral analysis of the hot-wire signal the laminar-turbulent transition in which is associated with an increase in the amplitude velocity pulsation of the high-frequency component. However, the threshold amplitude is determined empirically depending on the flow class and depends on the measurement position. This paper presents intermittency processing methods based on spatial, temporal and spatial-temporal statistical analysis of velocity fields measured by low-speed PIV acquisition system in the planar configuration (fig1.a).

Investigations were carried out in the a subsonic low-turbulent wind tunnel with an open test section at an oncoming flow velocity 25m/s. The three-dimensional boundary layer is created by a swept plate with 40 degree and induced pressure gradient. Laminar-turbulent transition investigation are performed at various amplitude relation natural stationary and travel mode instability. External flow conditions were created by a turbulizing grid and distributed roughness.

It is shown that the criteria for identifying laminar-turbulent transition can be the directional derivative of the velocity along the primary vortex or the invariants of the velocity gradient tensor (fig1.b). It is established that statistical distribution of the filtered instantaneous velocity fields selected by all implementation in the local flow region is bimodal in the transition domain (fig1.c). Methods for intermittency processing are based on spatial clustering of the flow domain into laminar and turbulent regions. Separation of statistical modes was performed both by k-means clustering methods and by models of fitting of a given distribution. Results of intermittency processing by statistical analysis of the PIV data were compared with hot-wire measurements. Testing of methods were carried out at various external flow conditions. It is shown that the accuracy of the determining the transition location consists 5-10mm or 0.9-2% model chord.

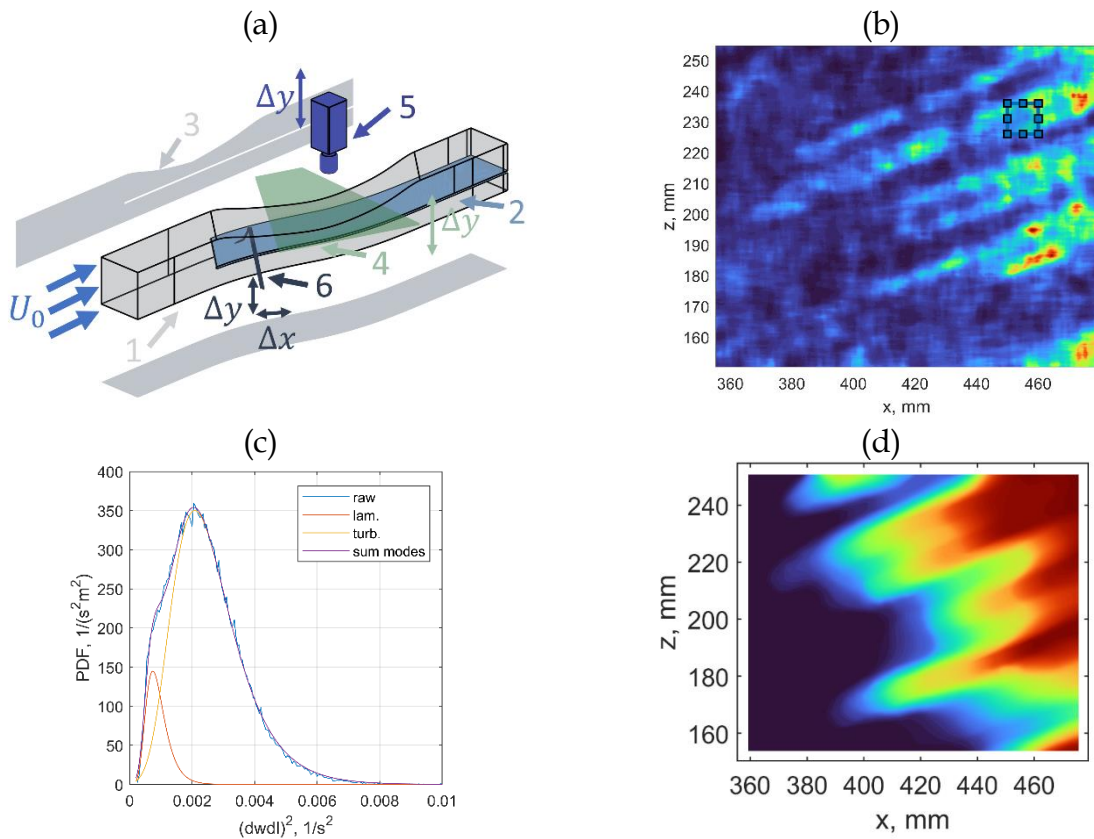


Figure 2. Schema of the test section and measurement configuration (a): 1 – test section, 2 – swept plate, 3 – displacement body, 4 – laser plane, 5 – double-frame digital camera, 6 – hot-wire; turbulent wedges caused by secondary instability (b); statistical distribution of filtered velocity field (c); intermittency field (d)

1. Walker GJ, Solomon WJ. Turbulent Intermittency Measurement on an Axial Compressor Blade. *Elev Australas Fluid Mech Conf.* 1992:1277-1280.
2. Zhang DH, Chew YT, Winoto SH. A proposed intermittency measurement method for transitional boundary layer flows. *Exp Fluids.* 1995;19(6):426-428. doi:10.1007/BF00190260
3. Zhang DH, Chew YT, Winoto SH. Investigation of Intermittency Measurement Methods for Transitional Boundary Layer Flows. *Exp Therm Fluid Sci.* 1996;12(4):433-443. doi:10.1016/0894-1777(95)00133-6



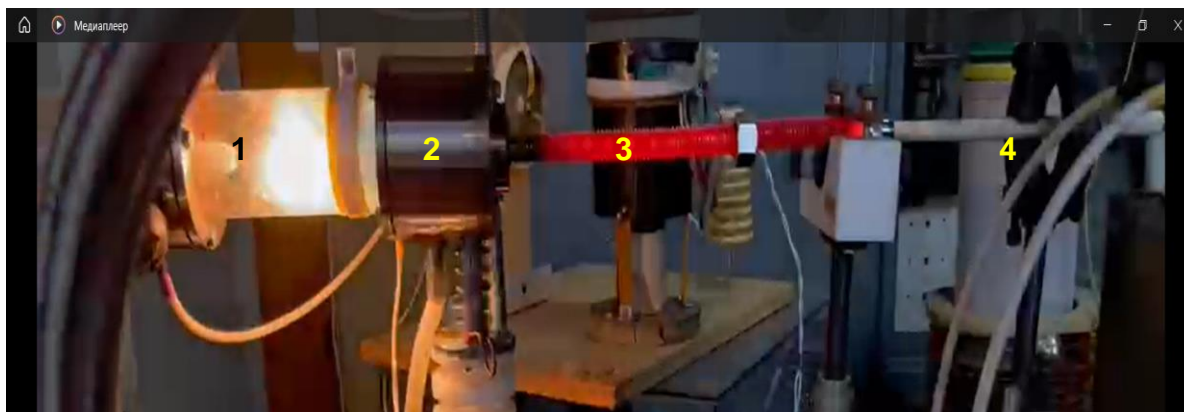
## 7.5 Двустадийный процесс выделения тепловой энергии в гетерогенном плазмоидном вихревом реакторе

А.И. Климов\*, П.Н. Казанский

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
 klimov.anatoly@gmail.com

В настоящей работе были продолжены исследования измерения баланса энергии в выходном гетерогенном плазменном потоке, созданном в плазмоидном вихревом реакторе (ПВР). В наших ранних работах [1-4], было

показано, что при взаимодействии ионизированного водорода (протонов) с нано-кластерами металлов в гетерогенной плазме (ГП) происходит значительное выделение тепловой энергии и генерация интенсивного мягкого рентгеновского излучения. Металлические нано-кластеры образовывались в результате значительной эрозии никелевого катода в ПВР, работающего на рабочей смеси аргон+водяной пар. Для создания гетерогенной плазмы (ГП) использовался импульсно-периодический разряд со следующими параметрами: амплитуда тока до 100А, напряжение горения разряда порядка 500-1500 В, длительность импульса порядка 20 мкс, частота повторения импульсов порядка 20 кГц. На поверхности экспонированного катода, в оптических спектрах и рентгеновских спектрах ГП обнаружено появление множества новых химических элементов, которые отсутствовали в спектрах исходных электродов и материалах стенок реактора. Среди них обнаружена значительная концентрация следующих элементов Li, C, Al, Ca, Cu, Zn. В оптических спектрах ГП наблюдались линии сильно-возбужденных и многозарядных ионов упомянутых выше элементов с энергией возбуждения 10-100 эВ. Параметры самой ГП были следующие: электронная температура  $T_e \sim 0,7-1 \text{ эВ}$ ,  $N_e \sim 10^{12}-10^{14} \text{ см}^{-3}$ , газовая температура  $T_g = 4000-5000 \text{ С}$ . Максимум сплошного рентгеновского излучения располагался в диапазоне энергий квантов  $E \sim 1-1,5 \text{ кэВ}$ . Таким образом, специфические высокоэнергетичные реакции происходили в ГП, созданной в реакторе. Важно отметить, что в ходе этих реакций в ПВР происходит значительное выделение тепловой энергии и значительная наработка атомарного водорода [1-4]. В ходе настоящей работы было обнаружено, что атомарный водород в выходном ГП потоке может эффективно взаимодействовать с никелевой трубой (или трубой из нержавеющей стали), расположенной за выходным соплом ПВР, рисунок 1.



*Рисунок 1. Общий вид установки ПВР. 1 – анод реактора, 2 – никелевый катод, 3 – выходная труба из нержавеющей стали, 4- измерительная термопара.*

Сама труба разогревалась до температуры 1000-1500С. Такой нагрев выходной никелевой трубы вызывал дополнительный значительный нагрев выходного ГП потока. Его температура увеличивалась с 500С без трубы до 1500С при ее наличии. Сам факт взаимодействия атомарного водорода с никелевыми стенками трубы был подтвержден зарегистрированными оптическими спектрами и химическим анализом экспонированной трубы. Таким образом, в

ПВР был реализован двухступенчатый нагрев ГП потока: 1 - при взаимодействии ионизованного водорода с эрозионными металлическими нано-кластерами внутри реактора, 2 - при взаимодействии атомарного водорода со стенками выходной никелевой трубы.

1. Belov N. K., Zavershinskii I. P., Klimov A. I., et.all, High effective heterogeneous plasma vortex reactor for production of heat energy and hydrogen, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 980 (2018) 012040, doi :10.1088/1742-6596/980/1/012040.
2. Klimov A. I., Belov N. K., Tolkunov B. N., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series 1698 (2020) 012034 IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/1698/1/012034.
3. Patent RU 2 788 269 C, H02N 3/00,17.01.23 Bull #2, Method for Obtaining Thermal Energy, Extracting Electric Energy and a Device for Its Implementation.
4. Klimov A., Altunin S., Kulikovskii O., Highly Efficient Water Plasma Vortex Reactor for Obtaining of Extra Thermal Energy and Transmuted Chemical Elements, J. Condensed Matter Nucl. Sci. 38 (2024) 1-8.

## Two-stage process of thermal energy release in a heterogeneous plasmoid vortex reactor

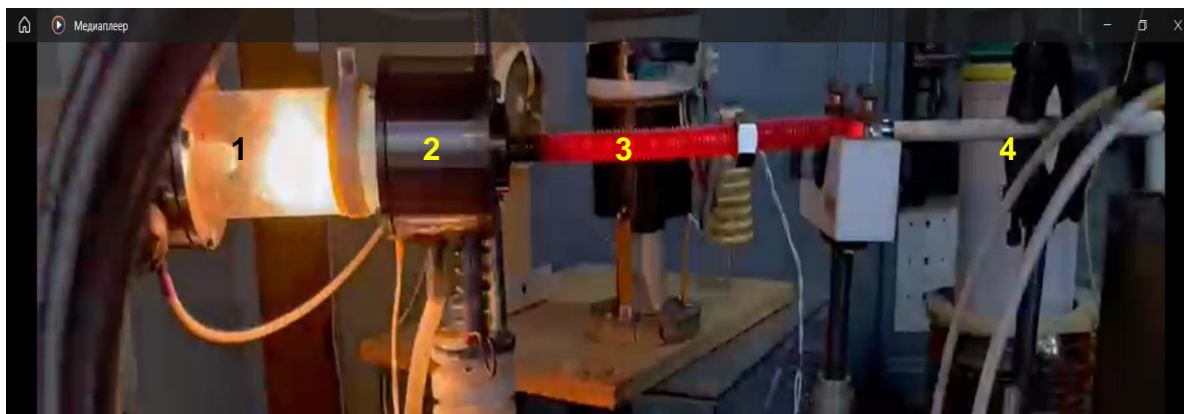
*A.I. Klimov\*, P.N. Kazansky*

Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

\*klimov.anatoly@gmail.com

In this work, studies of measuring the energy balance in the output heterogeneous plasma flow created in a plasmoid vortex reactor (PVR) were continued. In our early works [1-4], it was shown that the interaction of ionized hydrogen (protons) with nano-clusters of metals in heterogeneous plasma (HP) results in significant release of thermal energy and generation of intensive soft X-rays. Metallic nano-clusters were created as a result of significant erosion of the nickel cathode in the PVR, operating on a testing mixture of argon + steam. To create HP, a pulse-periodic discharge with the following parameters was used: current amplitude up to 100A, discharge voltage ~ 500-1500V, pulse duration ~ 20  $\mu$ s, pulse repetition ~ 20 kHz. On the surface of the exposed cathode, in the optical spectra and X-ray spectra of the HP, the appearance of many new chemical elements was detected, which were absent in the spectra of the initial electrodes and reactor wall materials. Among them, a significant concentration of the following elements Li, C, Al, Ca, Cu, Zn was found. Lines of strongly excited and multiply charged ions of the above-mentioned elements with an excitation energy of 10-100 eV were observed in the optical spectra of HP. The parameters of the HP itself were as follows: electronic temperature  $T_e \sim 0.7-1\text{eV}$ ,  $N_e \sim 10^{12}-10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , gas temperature  $T_g = 4000-5000\text{C}$ . The maximum of continuous X-ray radiation was located in the quantum energy range  $E \sim 1-1.5 \text{ keV}$ . Thus, specific high-energy reactions occurred in the HP created in this reactor. It is important to note that during these reactions, a significant release of thermal energy and significant production of atomic hydrogen occurs in the PVR

[1-4]. In the course of this work, it was found that atomic hydrogen in the output HP outflow can effectively interact with a nickel pipe wall (or stainless-steel pipe) located behind the outlet nozzle of the PVR, Fig.1. The pipe itself was heated up to 1000-1500C. Such heating of the output nickel pipe caused additional significant heating of the output HP flow. Its temperature increased from 500C without a pipe to 1500C if there was one. The very fact of the interaction of atomic hydrogen with the nickel walls of the pipe was confirmed by the recorded optical spectra and chemical analysis of the exposed pipe. Thus, two-stage heating of the HP outflow was implemented in the PVR: 1 - during the interaction of ionized hydrogen with erosive metal nano-clusters inside the reactor, 2 - during the interaction of atomic hydrogen with the walls of the output nickel pipe.



*Figure 1. General view of the PVR installation. 1 – reactor anode, 2 – nickel cathode, 3 – stainless steel outlet pipe, 4- measuring thermocouple.*

1. Belov N. K. , Zavershinskii I. P., Klimov A. I., et.all, High effective heterogeneous plasma vortex reactor for production of heat energy and hydrogen, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 980 (2018) 012040, doi :10.1088/1742-6596/980/1/012040.
2. Klimov A. I., Belov N. K., Tolkunov B. N., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series 1698 (2020) 012034 IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/1698/1/012034.
3. Patent RU 2 788 269 C, H02N 3/00,17.01.23 Bull #2, Method for Obtaining Thermal Energy, Extracting Electric Energy and a Device for Its Implementation.
4. Klimov A., Altunin S., Kulikovskii O., Highly Efficient Water Plasma Vortex Reactor for Obtaining of Extra Thermal Energy and Transmuted Chemical Elements, J. Condensed Matter Nucl. Sci. 38 (2024) 1-8.



## 8.1 О влиянии пылевых частиц на коррозионные процессы в радиационной плазме

*В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, К.Э. Галеева, А.Н. Кириченко,  
А.А. Некрасов, А.В. Угодчикова, Н.И. Трушкин\*, А.В. Филиппов,  
Ю.В. Черепанова, В.Е. Черковец*

Государственный научный центр Российской Федерации «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований» (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

\*trushkin@triniti.ru

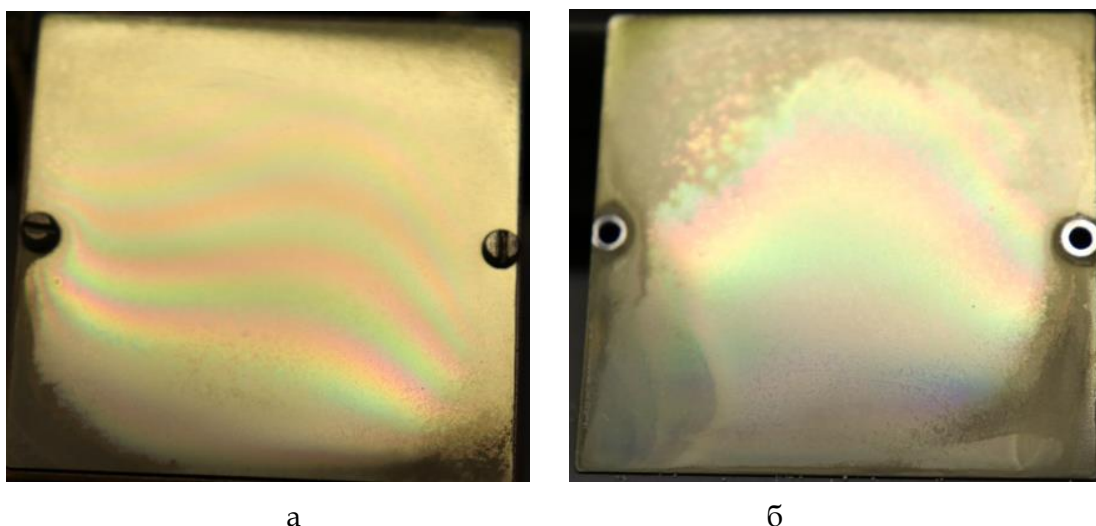
В соответствии с Федеральным законом № 190-ФЗ радиоактивные отходы (РАО) 1 и 2 класса должны упаковываться в металлические контейнеры и размещаться в глубинных пунктах захоронения. Как было показано в [1], под действием высокоэнергетического ионизирующего излучения продуктов распада РАО внутри и снаружи контейнеров образуется химически активная низкотемпературная плазма, которая может приводить к значительной интенсификации процессов плазмохимической коррозии металлических стенок контейнера и заметному сокращению срока их безопасной эксплуатации. Предполагается, что снаружи контейнеры будут окружены уплотненной бентонитовой глиной, поэтому есть основания полагать, что в состав радиационной плазмы, помимо газовых компонентов, будут входить и макроскопические частицы конденсированной дисперсной фазы (в жидком и/или твердом виде). Появление пыли внутри контейнера может быть связано как с эрозией стенок контейнера под действием потока радиоактивного излучения, а также с процессами нуклеации и конденсации паров воды и продуктов плазмохимических реакций в объеме плазмы. Очевидно, что наличие макроскопических дисперсных частиц может приводить как к заметному изменению параметров радиационной плазмы (концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов, их состава), так и оказывать существенное влияние на гетерогенные процессы взаимодействия плазмы с металлической стенкой, т.е. на механизм коррозии.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния присутствия в плазме влажного воздуха, возбуждаемой стационарным пучком быстрых электронов как имитатором высокоэнергетического ионизирующего  $\beta$ -излучения продуктов распада радионуклидов, макроскопических частиц на скорость коррозии железа при разных концентрациях паров воды и при разных скоростях ионизации газа.

Схема экспериментальной установки, на которой проводились исследования, ее параметры и возможности подробно описаны в [1]. В качестве пылевых частиц, с помощью которых формировалась гомогенная пылегазовая плазмообразующая среда с контролируемыми в течение длительного времени параметрами, использовались сферические полые тонкостенные частицы - так называемые зольные микросферы (ценосферы), физико-химические

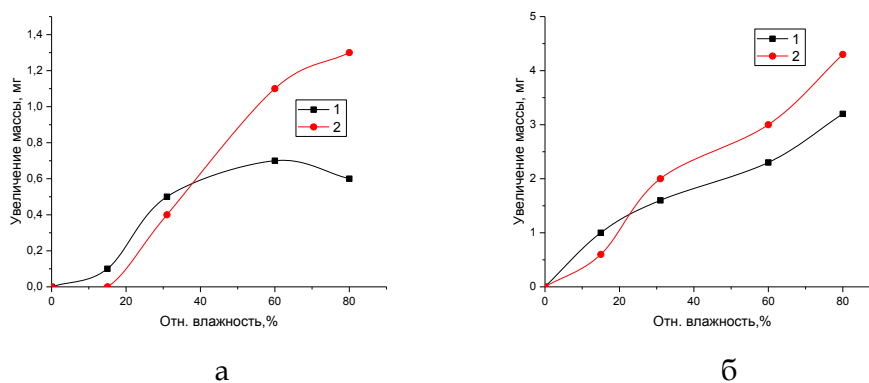
характеристики которых приведены в [2]. Частицы имели средний (медианный) диаметр  $\sim 100$  мкм, при этом их концентрация в реакционной зоне находилась на уровне  $10^4 \text{ см}^{-3}$  -  $10^5 \text{ см}^{-3}$ .

На рисунке 1, для примера, приведены фотографии поверхности образцов железа, обработанных в плазме в отсутствие и при наличии в ней пылевых частиц при относительной влажности воздуха  $RH=31\%$ . Из представленных фотографий наглядно видно, что присутствие в радиационной плазме твердых частиц конденсированной фазы оказывает заметное влияние на внешнюю картину коррозионного поведения образцов железа.



**Рисунок 1.** Внешняя картина коррозии образцов железа при обработке в плазме в отсутствие пылевых частиц (а) и с пылевыми частицами (б).  $RH=31\%$ .

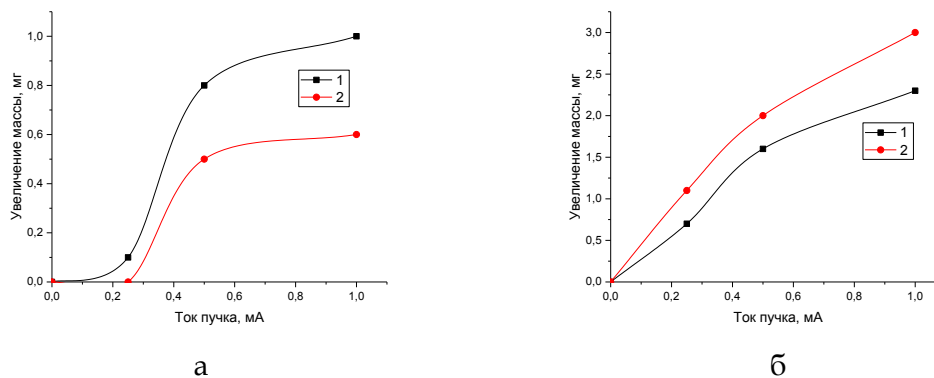
На рисунке 2 представлены экспериментальные данные по скорости коррозии образцов железа в зависимости от величины относительной влажности воздуха  $RH$  для двух режимов генерации плазмы – без инъекции и с инъекцией пылевых частиц в плазмохимический реактор.



**Рисунок 2.** Увеличение массы образцов железа в зависимости от  $RH$  с инъекцией (1) и без инъекции (2) пылевых частиц в плазму. Ток пучка электронов  $I = 0.25$  мА (а),  $I = 1.0$  мА (б). Энергия электронов  $W = 115$  кэВ.

Из представленных результатов наглядно видно, что при высокой величине  $RH \geq RH^*$ , присутствие пылевых частиц в плазме приводит к понижению скорости радиационной коррозии железа, в то время как при низкой величине  $RH$  наблюдается противоположная тенденция. Конкретное значение величины критической относительной влажности воздуха  $RH^*$ , при которой происходит смена тенденций, зависит от величины тока пучка быстрых электронов  $I$  (скорости ионизации газа быстрыми электронами  $Q_{ion}$ ).

На рисунке 3 приведены результаты экспериментальных исследований скорости коррозии образцов железа в зависимости от величины тока пучка быстрых электронов (скорости ионизации воздуха) для двух режимов генерации плазмы – без инжекции и с инжекцией пылевых частиц в плазмохимический реактор. Как видно из представленных данных, происходит монотонное увеличение скорости коррозии образцов железа с ростом амплитуды тока пучка быстрых электронов независимо от режима генерации плазмы (с инжекцией или без инжекции пылевых частиц в плазмохимический реактор), при этом наблюдается заметное влияние конденсированных макорчастиц на характер зависимости скорости коррозии от величины тока быстрых электронов. Инжекция пылевых частиц в плазму при высокой относительной влажности воздуха  $RH > 30\%$  при всех скоростях ионизации газа приводит к понижению скорости коррозии железа, в то время как при низкой величине  $RH = 15\%$  наблюдается противоположный эффект, а именно увеличение скорости коррозии при инжекции пыли.



**Рисунок 3.** Увеличение массы образцов железа в зависимости от тока пучка быстрых электронов с инжекцией (1) и без инжекции (2) частиц конденсированной дисперсной фазы. Относительная влажность воздуха  $RH = 15\%$  (а),  $RH = 60\%$  (б).

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074 с дополнительным соглашением № 1 от 27.01.2022).

1. Бабичев В.Н., Галеева К.Э., Кириченко А.Н., Некрасов А.А., Угодчикова А.В., Трушкин Н.И., Филиппов А.В., Черепанова Ю.В., Черковец В.Е. Физика плазмы. 2023, №5, с. 412-424.
2. Полые микросферы в золах уноса электростанций: Сборник научных статей /Под ред. В.С. Дрожжина. Саров: ФГУП «РФЯЦ – ВНИИЭФ», 2009, 125 с.

## On the effect of dust particles on corrosion processes in radiation plasma

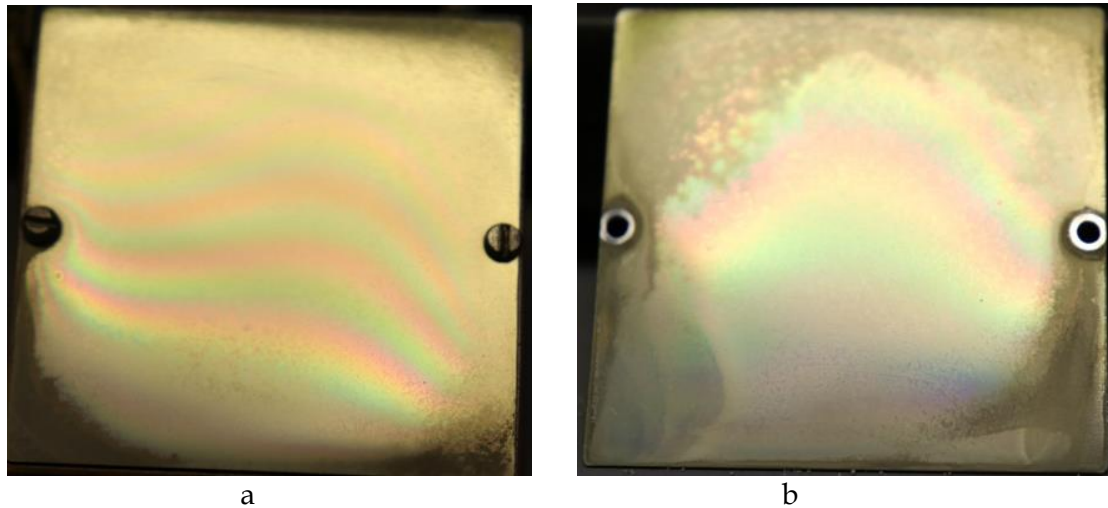
*V.N. Babichev, D.V. Vysotsky, K.E. Galeeva, A.H. Kirichenko,  
A.A. Nekrasov, A.V. Ugodchikova, N.I. Trushkin\*, A.V. Filippov,  
Yu.V. Cherepanova, V.E. Cherkovets*  
SRC RF TRINITI, Troitsk, Moscow, Russia  
\*trushkin@triniti.ru

In accordance with Federal Law No. 190-FZ, Class 1 and Class 2 radioactive waste (RW) must be packed in metal containers and placed in deep disposal sites. As it was shown in [1], under the action of high-energy ionizing radiation of radioactive waste products, a chemically active low-temperature plasma is formed inside and outside the containers, which can lead to a significant intensification of the processes of plasma chemical corrosion of the metal walls of the container and a noticeable reduction in their safe operation. It is assumed that the containers will be surrounded by compacted bentonite clay from the outside, so there is reason to believe that the radiation plasma, in addition to gas components, will also include macroscopic particles of a condensed dispersed phase (in liquid and/or solid form). The appearance of dust inside the container can be associated with both erosion of the container walls under the influence of a stream of radioactive radiation, as well as with the processes of nucleation and condensation of water vapor and products of plasma chemical reactions in the plasma volume. It is obvious that the presence of macroscopic dispersed particles can lead to both a noticeable change in the parameters of the radiation plasma (the concentration of electrons, positive and negative ions, and their composition) and have a significant effect on the heterogeneous processes of plasma interaction with a metal wall, i.e. on the mechanism of corrosion.

This paper presents the results of experimental studies of the effect of the presence of macroscopic particles in moist air plasma excited by a stationary fast electron beam as a simulator of high-energy ionizing beta radiation of radionuclide decay products, on the rate of iron corrosion at different concentrations of water vapor and at different gas ionization rates. The scheme of the experimental installation on which the research was carried out, its parameters and capabilities are described in detail in [1]. Spherical hollow thin-walled particles, the so-called ash microspheres (cenospheres), whose physico-chemical characteristics are given in [2], were used as dust particles, with the help of which a homogeneous dust-gas plasma-forming medium with parameters controlled for a long time was formed. The particles had an average (median) diameter of ~100 microns, while their concentration in the reaction zone was at the level of  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  -  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

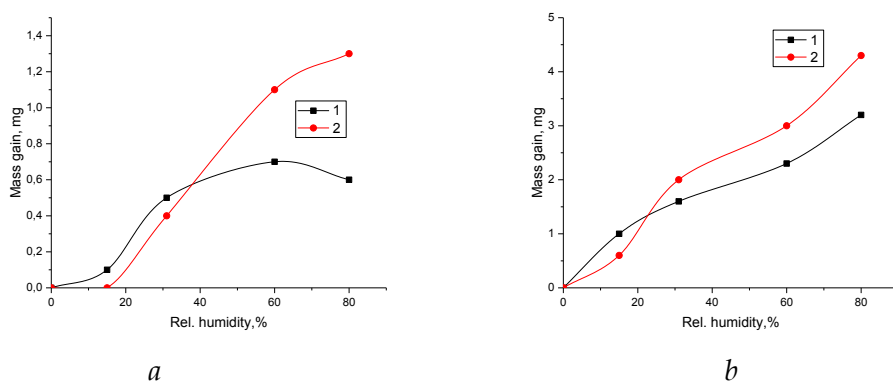
Figure 1, for example, shows photographs of the surface of iron samples treated in plasma in the absence and in the presence of dust particles in it at relative humidity  $RH = 31\%$ . It is clearly seen from the presented photographs that the

presence of solid particles of the condensed phase in the radiation plasma has a noticeable effect on the external picture of the corrosive behavior of iron samples.



**Figure 1.** The external corrosion pattern of iron samples during plasma treatment in the absence of dust particles (a) and with dust particles (b). RH=31%.

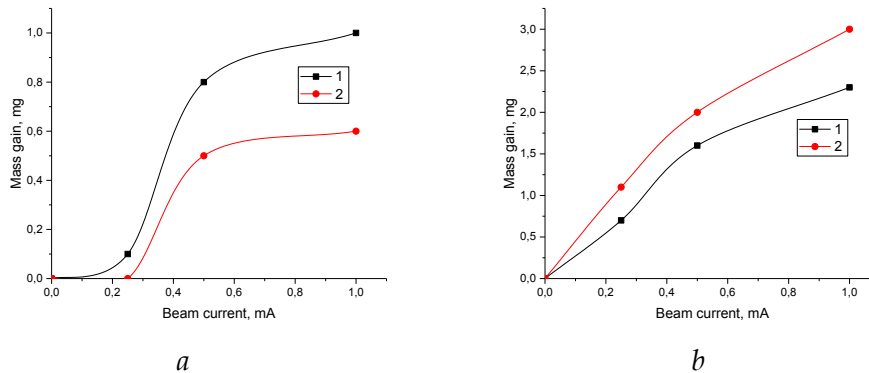
Figure 2 shows experimental data on the corrosion rate of iron samples depending on the relative humidity RH for two plasma generation modes – without injection and with injection of dust particles into a plasma chemical reactor. It is clearly seen from the presented results that at a high relative humidity  $RH \geq RH^*$ , the presence of dust particles in the plasma leads to a decrease in the rate of radiation corrosion of iron, while at a low relative humidity the opposite trend is observed. The specific value of the critical relative humidity  $RH^*$ , at which a change in trends occurs, depends on the magnitude of the current of the fast electron beam  $I$  (the rate of gas ionization by fast electrons  $Q_{ion}$ ).



**Figure 2.** An increase in the mass of iron samples depending on RH with injection (1) and without injection (2) of dust particles into plasma. Electron beam current  $I = 0.25$  mA (a),  $I = 1.0$  mA (b). Electron energy  $W = 115$  keV.

Figure 3 shows the results of experimental studies of the corrosion rate of iron samples depending on the magnitude of the fast electron beam current (air ionization rate) for two plasma generation modes – without injection and with injection of dust

particles into a plasma chemical reactor. As can be seen from the presented data, there is a monotonous increase in the corrosion rate of iron samples with an increase in the amplitude of the fast electron beam current, regardless of the plasma generation mode (with or without injection of dust particles into a plasma chemical reactor), while there is a noticeable effect of condensed macroparticles on the nature of the dependence of the corrosion rate on the magnitude of the fast electron current.



**Figure 3.** An increase in the mass of iron samples depending on the current of the fast electron beam with injection (1) and without injection (2) of condensed dispersed phase particles. Relative humidity  $RH = 15\%$  (a),  $RH = 60\%$  (b).

The work was carried out with the financial support of Rosatom State Corporation (state contract No. N.4h.241.09.21.1074 dated April 20, 2021 with additional agreement No. 1 dated 01/27/2022).

1. V.N. Babichev, K.E. Galeeva, A.H. Kirichenko, A.A. Nekrasov, A.V. Ugodchikova, N.I. Trushkin, A.V. Filippov, Yu.V. Cherepanova, V. E. Cherkovets. Iron corrosion in the radiative plasma of moist air. -Plasma Physics Reports, 2023, Vol. 49, No. 5, pp. 563–574.
2. Hollow microspheres in fly ash from power plants: A collection of scientific articles / Edited by V.S. Drozhzhin. Sarov: VNIIEF, 2009, 125 p.

▲▲▲

## 8.2 Термохимическая модификация топливных гранул плазмой ВЧИ разряда при атмосферном давлении

М.А. Шавелкин<sup>1</sup>, С.Д. Федорович<sup>1</sup>, М.Б. Шавелкина<sup>2\*</sup>,  
Д.И. Кавыришин<sup>1,2</sup>, Ю.М. Фалеева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,

\*mshavelkina@gmail.com

В данной работе исследована возможность применения низкотемпературной плазмы для повышения теплотворных характеристик биотоплива. Проведен сопоставительный анализ двух видов твердых

биотоплив: древесные пеллеты из отходов деревообрабатывающей промышленности, а также гранулы из верхового нейтрализованного торфа. Плазменные условия создавались при атмосферном давлении высокочастотным индукционным плазмотроном (ВЧИ-плазмотроном, рабочая частота которого  $27,12 \pm 0,27$  МГц) с использованием аргона в качестве плазмообразующего газа.

Согласно литературным данным при торрефикации при  $300^\circ\text{C}$  в трубчатой печи со скоростью нагрева  $10^\circ\text{C}/\text{мин}$  и временем пребывания гранулированной биомассы порядка 30 мин теплотворная способность биомассы обычно увеличивается с 18–19 МДж/кг до примерно 20–24 МДж/кг [1]. Увеличение теплотворной способности обусловлено увеличением содержания углерода, что в свою очередь зависит от скорости потери водорода и кислорода. Задача эксперимента заключалась в повышении энергетической ценности гранул за счет обеспечения высокой скорости выхода летучих веществ из гемицеллюлозы. С этой целью была проведена оптимизация расположения гранул по отношению к создаваемому факелу. Визуально оценивалось изменение цвета гранул по отношению к исходной. Процесс обработки прекращался при достижении темно-коричневого цвета. Оптимальное время обработки составило 2–10 сек в зависимости от размера и геометрии гранулы. Исследованы спектральные характеристики индукционной плазмы аргона на различных сечениях в интервале 240–1000 нм. В результате серии экспериментов продемонстрирована эффективность применения оптической спектрометрии для контроля состава плазмы в процессе обработки топливных гранул. Методом синхронного термического анализа установлено, что потери массы обработанных гранул на 10% меньше, чем не у обработанных. С помощью оптического микроскопа исследована поверхность гранул. В результате плазменной обработки у древесных гранул структура волокон стала менее упорядоченной, но, в целом, сохранилась. В случае торфа, структура гранул полностью изменилась.

Таким образом, показано что, применение ВЧИ плазмы позволяет достигать потребительских свойств топливных гранул за значительно более короткий промежуток времени, чем традиционными технологиями.

1. R. Mehdi, N. Raza, S. Raza Naqvi, A.H. Khoja, M. T. Mehran, M. Farooq, K.-Q. Tran A comparative assessment of solid fuel pellets production from torrefied agro-residues and their blends // Journal of Analytical and Applied Pyrolysis 2021, V. 156, 105125.

## Thermochemical modification of fuel granules by high frequency induction plasma discharge at atmospheric pressure

*M.A. Shavelkin<sup>1</sup>, S.D.Fedorovich<sup>1</sup>, M.B. Shavelkina<sup>2\*</sup>, D.I. Kavyrshin<sup>1,2</sup>, Yu.M. Faleeva<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>National Research University "MPEI", Moscow, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*mshavelkina@gmail.com

In this work, the possibility of using low-temperature plasma to increase the calorific characteristics of biofuels was investigated. A comparative analysis of two types of solid biofuels was carried out: wood pellets from wood processing industry waste, as well as granules from high-moor neutralized peat. Plasma conditions were created at atmospheric pressure by a high-frequency induction plasmatron (operating frequency  $27.12 \pm 0.27$  MHz) using argon as a plasma-forming gas.

According to the literature, during torrefaction at 300 °C in a tube furnace with a heating rate of 10 °C/min and a residence time of granular biomass of about 30 min, the calorific value of the biomass usually increases from 18–19 MJ/kg to about 20–24 MJ/kg [1]. The increase in calorific value is due to an increase in carbon content, which in turn depends on the rate of loss of hydrogen and oxygen. The objective of the experiment was to increase the energy value of granules by ensuring a high rate of release of volatile substances from hemicellulose. For this purpose, the location of the granules in relation to the created torch was optimized. The change in the color of the granules in relation to the original was visually assessed. The processing process was stopped when a dark brown color was reached. The optimal processing time was 2-10 seconds, depending on the size and geometry of the granule. The spectral characteristics of argon induction plasma were studied at various cross sections in the range 240 -1000 nm. As a result of a series of experiments, the effectiveness of using optical spectrometry to control the composition of plasma during the processing of fuel granules was demonstrated. Using the method of simultaneous thermal analysis, it was found that the weight loss of treated granules is 10% less than that of untreated granules. The surface of the granules was examined using an optical microscope. As a result of plasma treatment, the fiber structure of wood pellets became less ordered, but was generally preserved. In the case of peat, the structure of the granules has completely changed.

Thus, it has been shown that the use of the high frequency induction plasma makes it possible to achieve consumer properties of fuel pellets in a significantly short period of time.

1. R. Mehdi, N. Raza, S. Raza Naqvi, A.H. Khoja, M. T. Mehran, M. Farooq, K.-Q. Tran A comparative assessment of solid fuel pellets production from torrefied agro-residues and their blends // Journal of Analytical and Applied Pyrolysis 2021, V. 156, 105125.

▲▲▲



### 8.3 Магнито-плазменное формирование и ускорение компактных торов (FRC)

Я. Болотов<sup>1\*</sup>, И. Байдин<sup>3</sup>, Х. Смазнова<sup>2,3</sup>, А. Мозговой<sup>3</sup>, А. Огинов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МФТИ, <sup>2</sup>ВШЭ, <sup>3</sup>Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН

\*yarbolotov@bk.ru

Замкнутый виток с током в плазме получил название компактный тор или FRC -- Field Reversed Configuration. Такие торы можно ускорять и сжимать их внешними импульсными магнитными полями.

На завершившейся в ноябре 2023г. конференции Американского Физического общества (APS, Plasma division) представлено около 40 работ по FRC и в настоящее время в Национальной Лаборатории США в Лос Аламосе создается новая экспериментальная платформа для их исследования. Известны частные американские компании - Tri Alpha Energy (освоено более \$ 1.2 млрд., из них 50 млн. от Роснано) и Helion Energy - последняя даже анонсировала в 2024 году выдачу энергию со нового термоядерного коллайдера Polaris (инвестировано в 2021 г. \$ 570 млн., с обязательством еще \$ 1.2 млрд, главный инвестор - Sam Altman, компаньон Elon Musk по Open AI, заключен контракт с Майкрософт на поставку первого реактора в 2028 г). Крупнейшая сталелитейная компания Америки Nucor также заключила контракт с Helion Energy на \$ 35 млн.

Китай, Япония также ведут исследования в этой области. Российская программа Росатома РГТН "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации» (33,375 млрд. руб. до 2030г.) только предусматривает строительство второго плазменного ускорителя в ТРИНИТИ для создания коллайдера двух плазмоидов. Россия критически отстаёт в термоядерных и космических исследованиях

Работы проводятся и в Физическом институте им. П. Н. Лебедева, где был предложен и запатентован новый способ формирования компактных торов в индуктивных накопителях энергии [1]. Данный метод показал высокую эффективность преобразования энергии накопителя - до 70 процентов запасенной энергии передается в плазмоид, ток в компактном торе достигал несколько десятков килоампер при диаметре плазмоида 30 см, а его скорость составила 40 км/сек. Два плазмоида, ускоренных навстречу друг друга, дали в месте столкновения температуру плазмы более 1 кэВ и длительность мягкого рентгеновского излучения около одной микросекунды, что на три порядка превышает длительность такого излучения на установках с Z, X-пинчами, плазменного фокуса [2] и сравнима с длительностью такого излучения от ядерного взрыва. Это показывает реальную возможность осуществления инерциального термоядерного синтеза.

Технология направлена на создание: 1 - термоядерных реакторов-коллайдеров с мощностью в мегаватты, 2 - электроракетных двигателей с тягой

сотни ньютонов - космические корабли будут достигать **Марса за пару месяцев**, появится реальная защита от «космического мусора» и от астероидной угрозы. 3 - будут разработаны эффективные источники быстрых нейтронов для комбинированного реактора с U-238 на ОЯТ - отработанном ядерном топливе.

Приведены результаты по формированию компактных торов на установке с пониженной энергетикой (1-2 кДж), что необходимо для работы с электроракетными двигателями в частотном режиме (10-100 Гц).

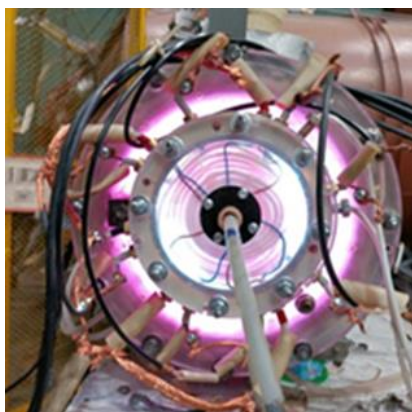
**Необходимо создание коллаборации Минобрнауки, Роскосмоса, Росатома, Ростеха, частных инвесторов и дружественных стран для реализации Атомного проекта 2, направленного на осуществления термоядерного синтеза на коллайдерах таких торов, и создания нового класса электроракетных двигателей с той же технологией.**

Заявки от коллаборации могут быть поданы в ВЭБ РФ (председатель **И. Шувалов**, (заявки от 3 млрд. руб. на 20 лет, 15 процентов от заявителя, есть решение об увеличении финансирования этой госкомпании) и в Фонд Прямых Инвестиций (Ген. директор **К. Дмитриев**)

Сделаны доклады в ИСЭ Томске-2022, CSCPIER-2023, на Харитоновских Чтениях в Сарове 2023, Королёвских Чтениях 2024 в МВТУ им. Баумана, на конференции ПЛАЗМА 2024 в ИКИ, Фортговской конференции ИВТАН-Эльбрус 2024, на Звенигородской по УТС-2024, на конференции ЛаПЛАЗ 2024 в МИФИ.

Быстрое создание установок по компактным торами может быть реализовано во **ВНИИЭФ, ВНИИТФ, НИЦ Курчатовский институт, ОИВТ, НИИП, Новосибирском ИЯФ, ТРИНИТИ, ФИАН, ОИЯИ, ИЭЭ, ИСЭ** в Томске, где уже есть экспериментальные установки с достаточной энергетикой.

Предлагаем всем заинтересованным учреждениям поддержать решения ученых советов **Отделения Ядерной Физики и Астрофизики и Нейтронно Физического отдела ФИАН** о необходимости организации таких работ. Рекомендовать создание коллаборации для этих целей под руководством **Академии Наук** и соответствующих органов государственной безопасности.



*Рисунок 1. Фото установки для формирования компактного тора.*

1. Патент РФ № RU 2523427. Способ формирования компактного плазмоида
2. <https://efre2022.hcei.tsc.ru/publication/proceedings.html> (S2-O-043801- FRC collider)

## Magneto-Plasma formation and acceleration of FRC

*Ya. Bolotov*<sup>1\*</sup>, *I. Baidin*<sup>3</sup>, *Kh. Smaznova*<sup>2,3</sup>, *A. Mozgovoy*<sup>3</sup>, *A. Oginov*<sup>3</sup>

<sup>1</sup>MIPT, <sup>2</sup>HSE, <sup>3</sup>Lebedev Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

\*yarbolotov@bk.ru

A closed loop with current in the plasma is called a compact torus or FRC -- Field Reversed Configuration. Such tori can be accelerated and compressed by external pulsed magnetic fields.

The last American Physical Society (APS, Plasma division) conference, which ends in November 2023, presented about 40 papers on FRC. Now is currently creating a new experimental platform for that research at the US National Laboratory in Los Alamos. Private American companies well known - Tri Alpha Energy (more than \$1.2 billion has been spent, of which 50 million from Rusnano) and Helion Energy-the latter even announced in 2024 the delivery of energy from its new Polaris thermonuclear collider (\$570 million invested in 2021, with a commitment of another \$1.2 billion, the main investor is Sam Altman, Elon Musk's partner in Open AI, a contract was signed with Microsoft to supply the first reactor in 2028). America's largest steelmaker Nucor has signed a \$ 35 million contract with Helion Energy.

China and Japan are also conducting research in this area. The Russian program of Rosatom RTTN " Development of engineering, technologies and scientific research in the field of the use of atomic energy in the Russian Federation "(33.375 billion rubles until 2030) only promise to provides for the construction of a second plasma accelerator at TRINITY to create a collider of two plasmoids. Russia is critically lagging behind in thermonuclear and space research.

Work is also being carried out at the Lebedev Physical Institute, where a new method for forming compact tori in inductive energy storage devices was proposed and patented [1]. This method showed a high efficiency of energy conversion of the storage device - up to 70 percent of the stored energy is transferred to the plasmoid, the current in a compact torus reached several tens of kiloamperes with a plasmoid diameter of 30 cm, and its speed was 40 km/sec. Two plasmoids accelerated towards each other produced a plasma temperature of more than 1 keV at the collision site, duration of soft X-ray radiation was about one microsecond, which is three orders of magnitude longer than the duration of such radiation at installations with Z, X-pinches, and a plasma focus [2] and is comparable to the duration of such radiation from a nuclear bombs. This shows the real possibility of implementing inertial thermonuclear fusion.

The technology is aimed at creating: 1-thermonuclear collider-reactors with a megawatts, 2-electric rocket engines with a thrust of hundreds of newtons - spacecraft will reach **Mars in a couple of months**, there will be real protection from the space debris and asteroid hazards, 3 - efficient fast neutron sources will be developed for a combined FRC collider with small usual fission reactor.

The results of the experiments of the formation compact tori with a low-energy installation (1-2 kJ), which is necessary for operation electric rocket thruster at the frequency mode (10-100 Hz), will be presented.

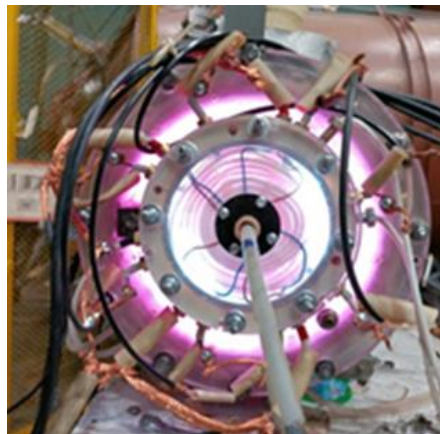
**It is necessary to create a collaboration between the Ministry of Education and Science, Roscosmos, Rosatom, Rostekh, private investors and friendly countries for the implementation of Atomic Project (Manhattan) 2, aimed at implementing thermonuclear fusion colliders of such tori, and creating a new class of electric rocket engines with the same technology.**

Applications from the collaboration can be submitted to the VEB RF of the Russian Federation (Chairman **I. Shuvalov**, (applications **from 3 billion rubles for 20 years**, 15 percent of the applicant, there is a decision to increase the financing of this state-owned company) and to the Direct Investment Fund (General Director **K. Dmitriev**)

Presentations were made at the EFRE2022 conference in Tomsk, CSCPIER-2023 at GPI, at the Khariton Scientific Readings in Sarov 2023, at the Korolev's Readings 2024 at the Bauman Moscow State Technical University, at the PLASMA-2024 conference at the Space Research Institute, at the Fortov's IVTAN Elbrus 2024 Conference, at the Zvenigorod 2024 conference, and at the LaPLAZ 2024 conference at MEPHI.

Rapid creation of compact torus installations can be implemented at **VNIIEF, VNIITE, NRC Kurchatov Institute, SPIT, NIIP, Novosibirsk INP, TRINITY, LPI, JINR, IEE, IHCE** in Tomsk, where there are already experimental installations with sufficient energy.

We invite all interested institutions to support the decisions of the scientific Councils of the **Department of Nuclear Physics and Astrophysics and the Neutron Physics Department of the LPI** on the need to organize such work. Recommend the creation of a collaboration for these purposes under the leadership of the **Academy of Sciences** and relevant state security agencies.



*Figure 1. Photo of the installation for forming a compact torus.*

1. RF Patent No. RU 2523427 Method for forming a compact plasmoid.
2. <https://efre2022.hcei.tsc.ru/publication/proceedings.html> (S2-O-043801- FRC collider)

▲▲▲

## 8.4 Верификация метода сглаженных частиц на некоторых задачах с вязкостью

*А.В. Иванов\*, С.А. Медин*

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

\*org.andrey@gmail.com

Проведено численное исследование взаимодействия потока жидкости с поперечным цилиндром. Для этого создан код на языке Python для графического процессора реализующий метод сглаженных частиц [1]. В задаче (Рис. 1) возникает эффект численной вязкости присущий данному расчетному методу. Это приводит к возникновению силы сопротивления цилиндра движущемуся потоку.

В работе выполнены расчеты значений коэффициента сопротивления цилиндра потоку, обусловленного численной вязкостью. Полученное значение соответствует по порядку величины коэффициенту сопротивления полученному в работе [2].

Было установлено что с увеличением скорости относительного движения потока и цилиндра коэффициент сопротивления уменьшается обратно пропорционально скорости. При этом значение численной вязкости сохраняется примерно на постоянном уровне для заданного размера SPH частиц.

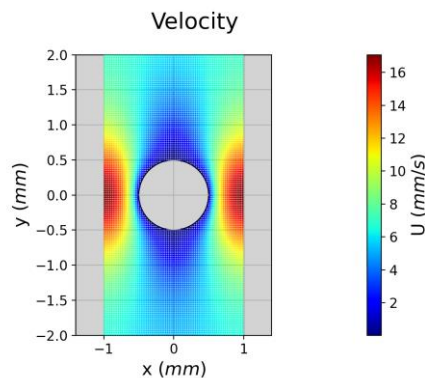


Рисунок 1. Поле скорости жидкости вокруг цилиндра при  $Re = 0.005$ .

Расчеты выполнены для воды и глицерина. В случае глицерина численная вязкость по порядку величины соответствовала физической вязкости вещества, что позволяет говорить о соответствии расчета без корректировки численной вязкости физическому эксперименту при некоторых размерах частиц.

1. A.N. Parshikov and S.A. Medin, "Smoothed particle hydrodynamics using interparticle contact algorithms" JCP 180, 358 – 382 (2002).

2. A.N. Parshikov, S.A. Medin, G.D. Rublev, and S.A. Dyachkov, "Numerical viscosity control in Godunov-like smoothed particle hydrodynamics for realistic flows modeling" *Physics of Fluids* 36, 013101 (2024).

## Verification of smoothed particle hydrodynamics on some problems with viscosity

*A.V. Ivanov\*, S.A. Medin*

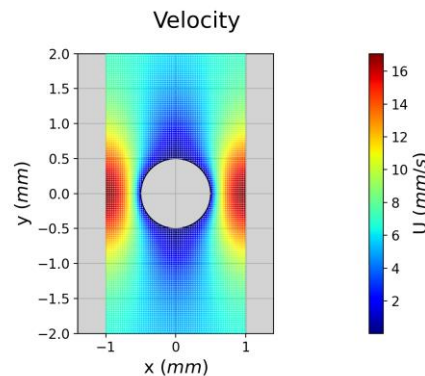
Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

\*org.andrey@gmail.com

A numerical study of the interaction of a fluid flow with a cylinder was performed. For this purpose, a code was created in Python on GPU that implements the SPH method [1]. In the problem (Fig. 1), the effect of numerical viscosity inherent in this calculation method arises. This leads to the emergence of a drag force on the cylinder.

In this work, calculations of the values of the cylinder drag coefficient due to numerical viscosity were carried out. The obtained value corresponds in order of magnitude to the drag coefficient obtained in [2].

It was found that with an increase in the speed of the relative movement of the flow and the cylinder, the drag coefficient decreases in inverse proportion to the speed. In this case, the value of the numerical viscosity remains approximately at a constant level for a given size of SPH-particles.



*Figure 1. Velocity field around the cylinder at  $Re = 0.005$ .*

Calculations were performed for water and glycerol. In the case of glycerol, the numerical viscosity corresponded in order of magnitude to the physical viscosity of the substance, which allows us to speak about the correspondence of the calculation without adjusting the numerical viscosity to the physical experiment for some particle sizes.

1. A. N. Parshikov and S. A. Medin, "Smoothed particle hydrodynamics using interparticle contact algorithms" *JCP* 180, 358 – 382 (2002).

2. A. N. Parshikov, S. A. Medin, G. D. Rublev, and S. A. Dyachkov, "Numerical viscosity control in Godunov-like smoothed particle hydrodynamics for realistic flows modeling".

▲▲▲

## 8.5 О СИНТЕЗЕ ПРОТОН - БОР В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ НАНОСЕКУНДНОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

*Ю.К. Куриленков<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический Институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

yu.kurilenkov@lebedev.ru

Безнейтронная реакция синтеза протон-бор (pB), сопровождающаяся выделением только трех быстрых альфа-частиц,  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}^* \rightarrow 3\alpha + 8,7 \text{ МэВ}$ , представляет большой фундаментальный и прикладной интерес, но требует экстремальных условий для реализации. В последние годы был достигнут значительный прогресс в экспериментах по лазерному синтезу протон - бор и увеличению выхода  $\alpha$ -частиц (см [1,2] и ссылки там же). В то же время, удержание плазмы в одном устройстве для pB синтеза, без внешних воздействий лазером или пучками протонов, представляет неменьший интерес. Первые эксперименты по pB синтезу в плазме миниатюрного наносекундного вакуумного разряда (НВР) были проведены недавно [3]. В цилиндрической геометрии НВР была реализована хорошо известная схема инерциального электростатического удержания, но с обратной полярностью [3]. В этой схеме, PiC моделирование в электромагнитном коде KARAT выявило формирование виртуального катода (ВК) в анодном пространстве НВР и соответствующей ему потенциальной ямы (ПЯ) глубиной  $\approx 100 \text{ кВ}$ . Квазистационарная ПЯ размером в несколько миллиметров играет роль микро ускорителя протонов и ионов бора до энергий в сотни кэВ, когда выход реакции pB в области энергий частиц вблизи вторичного резонанса ( $\approx 150 \text{ кэВ}$ ) становится уже заметным [2]. В процессе осцилляций ионов в ПЯ встречные столкновения части протонов и ионов бора с энергиями  $\sim 100\text{-}500 \text{ кэВ}$  приводят к pB реакции [3].

В данном обзоре представлено текущее состояние дел в эксперименте и моделировании синтеза протон-бор в схеме электродинамического удержания плазмы на основе НВР [3]. В частности, PiC-моделирование процессов pB синтеза показало, что плазма в НВР находится в состоянии, близком к квазинейтральному, что существенно отличается от условий в известной схеме периодически осциллирующих плазменных сфер (ПОПС), предложенной ранее для термоядерного синтеза в осциллирующей плазме [4,5]. По-видимому, мелкомасштабные колебания в НВР являются механизмом резонансного ускорения ионов, в отличие от когерентных сжатий в оригинальной схеме ПОПС [6]. PiC моделирование показало, что функции распределения протонов

и ионов бора в НВР не являются максвелловскими, в отличие от схемы ПОПС, и синтез рВ имеет место в неравновесной плазме НВР, остающейся “незажжённой” [6]. Также, обсуждаются особенности масштабирования мощности ядерного синтеза протон-бор (сравни с [5] для DD синтеза) в зависимости от размера виртуального катода.

1. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov et al. *Phys. Rev. E* **72**, 026406, 2005.
2. D. Margarone et al. *Appl.Sciences*. **12**, 1444, 2022.
3. Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P. et al. *Phys.Rev. E* **103**, 043208, 2021.
4. R. A. Nebel and D. C. Barnes. *Fusion Technol.*, **34**, 28. 1998.
5. J. Park, R. A. Nebel et al. *Phys. Plasmas*. **12**, 056315, 2005.
6. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P., Oginov A.A. et al. *Laser Part. Beams*.V.2023, 9563197.

## ON THE PROTON-BORON FUSION IN OSCILLATING PLASMAS OF NANOSECOND VACUUM DISCHARGE

*Yu.K. Kurilenkov*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia

yu.kurilenkov@lebedev.ru

The aneutronic reaction of proton-boron (pB) fusion accompanied by the release of only three fast alpha particles,  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}^* \rightarrow 3\alpha + 8.7 \text{ MeV}$ , is of great fundamental and applied interest, but requires extreme conditions for realization. The laser initiation of the pB reaction has been demonstrated at the beginning of this century [1]. In recent years, great progress was achieved in laser-driven pB fusion experiments and the growth of  $\alpha$  particles yield (sf [2] and ref. therein). At the same time, another approach like plasma confinement in a single device for pB fusion without any external influences is also still of great interest. Recently, the experiments on the aneutronic proton-boron fusion in a plasma of a miniature nanosecond vacuum discharge (NVD) were presented [3]. In the cylindrical geometry of the NVD, a well-known inertial electrostatic confinement (IEC) scheme, but with reverse polarity, was implemented [3]. In this scheme, PiC modeling in the electromagnetic code KARAT revealed the formation of a virtual cathode (VC) in the anode space of the NVD and a corresponding potential well (PW) with a depth of  $\approx 100 \text{ kV}$ . A quasi-stationary PW with a size of several millimeters plays the role of a micro-accelerator of protons and boron ions to energies of hundreds keV, when the yield of the pB reaction in the field of particle energies near the secondary resonance ( $\approx 150 \text{ keV}$ ) becomes already noticeable [1]. In the process of ion oscillations in PW, head-on collisions of a part of protons and boron ions with energies of  $\sim 100\text{-}500 \text{ keV}$  lead to a proton-boron reaction and the appearance of  $\alpha$  particles [3].

This review presents the current state of affairs in the experiment and simulation of aneutronic proton-boron fusion in the scheme of electrodynamic plasma



confinement based on NVD [3]. In particular, PiC simulations of pB fusion processes have shown that the plasma in NVD is in a state close to a quasineutral one, which is rather different from the conditions in the well-known scheme of periodically oscillating plasma sphere (POPS) suggested earlier for fusion in oscillating plasmas [4,5]. Apparently, small-scale oscillations in NVD are a mechanism of resonant ion acceleration, unlike coherent compressions in the original POPS scheme [6]. Unlike the POPS scheme, PiC simulation reveals that the distribution functions of protons and boron ions in NVD are non-Maxwellian ones, and we have an aneutronic pB synthesis in a nonequilibrium plasma remaining “nonignited” on the discharge axis [6]. In addition, some features of scaling of the proton-boron fusion power by the size of the NVD virtual cathode are discussed.

7. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov et al. *Phys. Rev. E* **72**, 026406, 2005.
8. D. Margarone et al. *Appl.Sciences*. **12**, 1444, 2022.
9. Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Tarakanov V. P. et al. *Phys.Rev. E* **103**, 043208, 2021.
10. R. A. Nebel and D. C. Barnes. *Fusion Technol.*, **34**, 28. 1998.
11. J. Park, R. A. Nebel et al. *Phys. Plasmas*. **12**, 056315, 2005.
12. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P., Oginov A.A. et al. *Laser Part. Beams*.V.2023, 9563197.

## 9.1 Совместная обработка раковых клеток струей холодной атмосферной плазмы (импульсное напряжение) и наночастицами золота усиливает цитотоксический противораковый эффект

*И. Швейгерт<sup>1\*</sup>, М. Бирюков<sup>1,2</sup>, А. Полякова<sup>1,2</sup>, Н. Крячкова<sup>1,2</sup>,  
О. Коваль<sup>1,2</sup>, Е. Горбунова<sup>1,2</sup>, А. Епанчинцева<sup>2</sup>, И. Пышина<sup>2</sup>,  
Е. Милахина<sup>1,3</sup>, П. Гугин<sup>3</sup>, Дм. Закревский<sup>1,2</sup>*

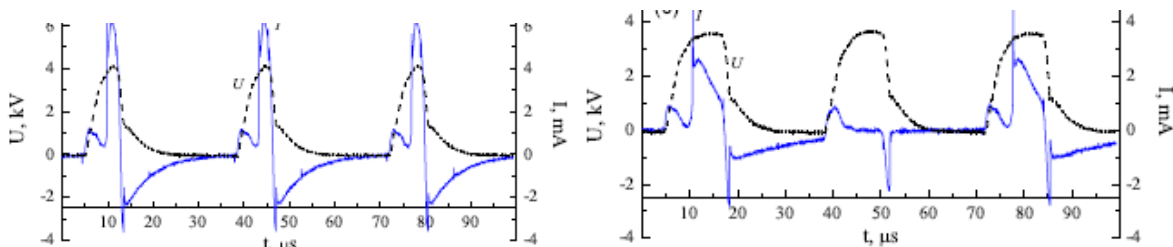
<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Институт химической биологии и фундаментальной медицины, СО РАН

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

\*e-mail: ivschweigert@gmail.com

Выбор эффективного и биологически безопасного режима работы холодной плазменной струи (ХПС) имеет решающее значение для разработки противораковой терапии на основе ХПС. В эксперименте и численном моделировании, изменяя длительность импульса  $\tau$  периодического напряжения, найдены оптимальные режимы гелиевой ХПС с регулярным распространением стримеров и максимальным безопасным током у поверхности при  $T < 42^\circ\text{C}$  [1,2]. Для усиления цитотоксического эффекта обработки ХПС в среду с клетками были добавлены золотые наночастицы (НЧ). Сочетание воздействия ХПС и НЧ снижало жизнеспособность раковых клеток NCI-H23, A549, BrCCh4e-134 и uMel1. Модифицированные полиэтилен гликолем НЧ с флуоресцентными метками использовались для визуализации поглощения НП клетками. Воздействие ХПС в сочетании с НЧ, несущими терапевтические препараты, может стать следующей стратегией противоопухолевых подходов. Изучены также молекулярные основы селективности воздействия ХПС на здоровые и раковые клетки [3].



**Figure 1.** Напряжение на электроде и ток, измеренные на коже мыши при воздействии ХПС с разными  $\tau$ ,  $f = 30$  кГц,  $U = 3,8-4$  кВ, (слева)  $\tau = 7$  мкс, (справа) 14 мкс.

Уменьшение длины импульса  $\tau$  приводит к увеличению тока на поверхности, и распространение стримера становится более регулярным (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, N 22-49-08003.

1. I. Schweigert et al *Plasma Sources Sci. Technol.*, **31**, 114004 (2022).

2. I. Schweigert et al *Plasma Physics Reports*, **49(11)**, 1358 (2023).  
 3. M. Biryukov et al *Biomolecules*, **13(11)**, 1672 (2023).

## Co-treatment of cancer cells with cold atmospheric plasma jet (pulsed voltage) and gold nanoparticles strengthens cytotoxic anticancer effect

*I Schweigert*<sup>1\*</sup>, *M Biryukov*<sup>1,2</sup>, *A Polyakova*<sup>1,2</sup>, *N Krychkova*<sup>1,2</sup>, *O Koval*<sup>1,2</sup>  
*E Gorbunova*<sup>1,2</sup>, *A Epanchintseva*<sup>2</sup>, *I Pyshnaya*<sup>2</sup>,  
*E Milakhina*<sup>1,3</sup>, *P. Gugin*<sup>3</sup>, *Dm Zakrevsky*<sup>1,3</sup>

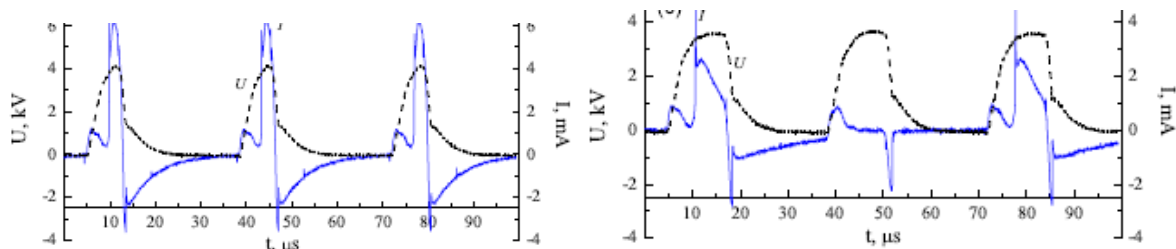
<sup>1</sup>Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup>Institute of Chemical Biology and Fundamental Medicine, Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup>Rzhanov Institute of Semiconductor Physic, Novosibirsk, Russia

\*ivschweigert@gmail.com

Efficient and biologically safe mode of cold atmospheric plasma jet (CAPJ) is crucial for the development of CAPJ-based anticancer therapy. In the experiment and numerical simulations, by changing the pulse duration of a positive-pulsed (PP) voltage, we found the optimal helium CAPJ modes with a regular streamer propagation and a maximum safe discharge current at  $T < 42^\circ\text{C}$  [1,2]. To enhance a cytotoxic effect of CAPJ treatment, gold nanoparticles (NPs) were added to the. Combination of CAPJ, generated with the PP voltage, and gold nanoparticles decreased the viability of NCI-H23 epithelial-like lung adenocarcinoma, A549 lung adenocarcinoma, BrCCh4e-134 breast adenocarcinoma and uMel1 uveal melanoma cells. Polyethylene glycol-modified nanoparticles with attached fluorescent labels were used to visualize the uptake of NPs. The treatment with optimal CAPJ modes in combination with modified NPs, bearing the cancer-addressed molecules and therapeutics may be the next strategy of strengthening the CAPJ-based antitumor approaches. We also studied the molecular basis for selectivity of the cytotoxic response of lung adenocarcinoma cells to CAPJ [3].



**Figure 1.** Voltage at U-electrode and current measured on mouse skin exposed to CAPJ with PP voltage with different  $\tau$ ,  $f = 30$  kHz,  $U = 3.8\text{--}4$  kV, (left)  $\tau = 7$   $\mu\text{s}$ , (right)  $\tau = 14$   $\mu\text{s}$ .

We found that a decrease of the pulse length  $\tau$  of PP CAPJ leads to an increase of the current at the surface and the streamer propagation becomes more regular (Fig.1). This work was supported by Russian Science Foundation Grant number 22-49-08003.

1. I. Schweigert et al Plasma Sources Sci. Technol., **31**, 114004 (2022).
2. I. Schweigert et al Plasma Physics Reports, **49(11)**, 1358 (2023).
3. M. Biryukov et al Biomolecules, **13(11)**, 1672 (2023).



## 9.2 Эффективность окислительного действия нетермальной плазмы в сравнении с гамма-излучением

*В.А. Харламов\*, И.М. Меджидов, Д.В. Басырова, С.А. Горбатов,  
Т.В. Чиж, Д.И. Петрухина, Н.В. Глущенко*

ФГБУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

\*kharlamof@gmail.com

Нетермальная плазма является потоком химически активных частиц (ионов и электронов) и свободных радикалов. Значит, основным действием нетермальной плазмы на вещество является окислительное. Это позволяет использовать для диагностики плазмы методы, чувствительные к процессам окисления [1]. К ним относят ЭПР-спектрометрию и ферросульфатную дозиметрическую систему (дозиметр Фрикке). Эти методы также находят широкое применение в дозиметрии ионизирующего излучения.

Цель работы – сопоставить эффективность окислительного действия нетермальной плазмы и гамма-излучения.

Объектами исследования были раствор 0,001 М дозиметра Фрикке объемом 30 мл (обработку раствора и измерения проводили по методике [2]) и кристаллическая сахароза (3 гр), распределенная тонким слоем по чашке Петри.

Образцы обрабатывали аргоновой плазмой в течение 5 - 20 минут (на расстоянии 13 см, скорость потока Ar 5 л/мин) при помощи СВЧ-источника нетермальной плазмы, разработанного в НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (г. Обнинск) [3].

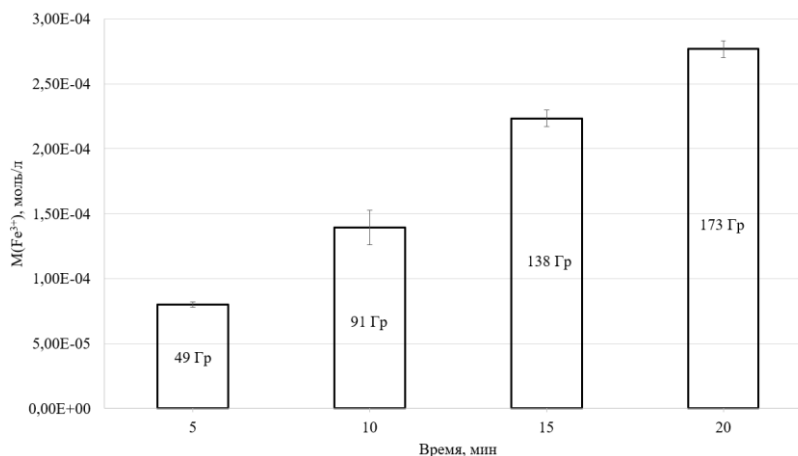
Для сопоставления с действием ионизирующего излучения образцы облучали на гамма-установке ГУР-120 (НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ, Обнинск) источником  $^{60}\text{Co}$  при комнатной температуре в дозах 50 - 200 Гр, при мощности дозы 60 Гр/ч. Дозиметрический контроль выполняли в соответствии с ГОСТ 34155-2017 и ГОСТ 8.664-2019.

ЭПР-спектрометрию проводили сразу после обработки образцов при помощи спектрометра ESR70-03 XD/2 (Минск, Беларусь).

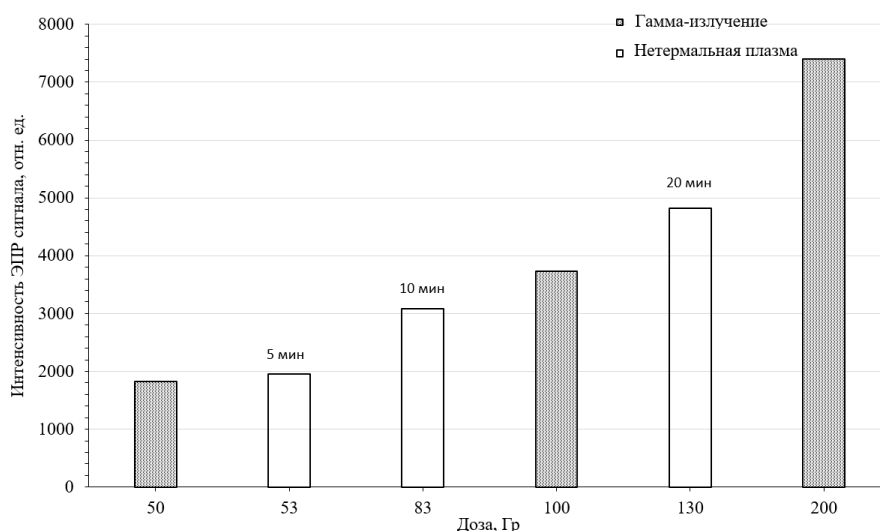
Результаты исследований показывают, что эквивалент дозы при обработке плазмой в течение 5 минут  $\approx$  49-53 Гр, 10 минут  $\approx$  83-91 Гр, 20 минут  $\approx$  130-173 Гр (рисунки 1 и 2). То есть воздействие нетермальной плазмы в течение 5-20 минут на такие материалы, как раствор дозиметра Фрикке (рисунок 1) и

кристаллическая сахароза (рисунок 2) вызывают окислительные эффекты, аналогичные воздействию гамма-излучения в дозах 49-173 Гр соответственно.

При этом нужно отметить, что аргоновая плазма не создает ионизирующего излучения, поток плазмы обеспечивает лишь попадание на поверхность обрабатываемого материала наработанных в ней химически активных частиц.



**Рисунок 1.** Концентрация трехвалентного железа после обработки нетермальной плазмой (13 см; Ar-5 л/мин) 0,001 М раствора дозиметра Фрикке (30 мл) в зависимости от времени.



**Рисунок 2.** Сравнение окислительной эффективности плазмы и гамма-излучения с помощью ЭПР спектрометрии сахарозы.

1. Пискарев И. М. Иницирование и исследование свободно-радикальных процессов в биологических экспериментах: монография/ И.М. Пискарев, И.П. Иванова, А.Г. Самodelкин, М.Н. Иващенко. – Н. Новгород: ФГБОУ ВО Нижегородская ГСХА, 2016. – 106.
2. Kharlamov V.A., Polyakova I.V., Gorbatov S.A., Medzhidov I.M., Petrukhina D.I., Basyrova D.V., Glushchenko N.V., Ivanov I.A., Tikhonov V.N., Tikhonov A.V. Measurements of the Oxidation Properties of Nonthermal Argon Microwave Plasma Using a Ferrosulphate Dosimeter // Instruments and Experimental Techniques. 2022. V. 65. № 6. P. 995–999. <https://doi.org/10.1134/S0020441222060057>.

3. Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В., Тихонов В.Н., Шестериков А.Ю. Микроволновый источник нетермальной плазмы при атмосферном давлении // Приборы и техника эксперимента. 2021. №. 1. С. 155-156. <https://doi.org/10.31857/S0032816221010110>.

## The effectiveness of the oxidative action of non-thermal plasma compared to gamma radiation

*V.A. Kharlamov\**, *I.M. Medzhidov*, *D.V. Basyrova*, *S.A. Gorbатов*,  
*T.V. Chizh*, *D.I. Petrukhina*, *N.V. Glushchenko*

Russian Institute of Radiology and Agroecology of National Research Centre  
«Kurchatov Institute»  
\*kharlamof@gmail.com

Non-thermal plasma is a stream of chemically active particles, including ions, electrons and free radicals. Therefore, oxidation is the primary action of non-thermal plasma on matter. This allows the use of methods that are sensitive to oxidation processes for plasma diagnostics [1], such as electron paramagnetic resonance (EPR) spectroscopy and the Fricke ferrous sulfate system. These methods are also widely used in the dosimetry of ionizing radiation.

The objective of this study was to compare the effectiveness of the oxidative action of non-thermal plasma and gamma radiation.

The investigation focused on a 0.001 mol solution of the Fricke dosimeter with a volume of 30 ml (the treatment and measurements were conducted according to the [2]), and crystalline sucrose (3 g), distributed in a thin layer on a Petri dish.

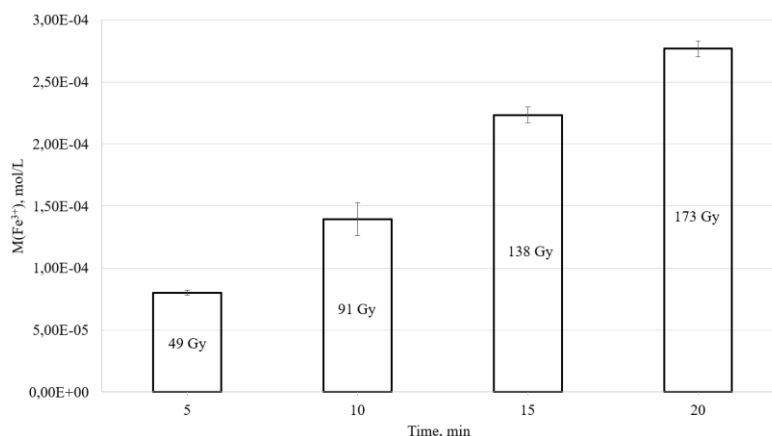
The samples were treated with argon plasma for 5 to 20 minutes (distance – 13 cm; Ar flow – 5 L/min), using a microwave source for non-thermal plasma that was developed at the NRC «Kurchatov Institute» - RIRAE (Obninsk, Russian Federation) [3].

To compare the action of non-thermal plasma with the action of ionizing radiation, untreated samples were irradiated using the GUR-120 gamma facility (NRC «Kurchatov Institute» - RIRAE, Obninsk, Russian Federation) with a  $^{60}\text{Co}$  source at room temperature in doses ranging from 50 to 200 Gy. The dose rate was 60 Gy/h. Dosimetry procedures were carried out in accordance with the Russian Standards GOST 34155-2017 and GOST 8.664-2019.

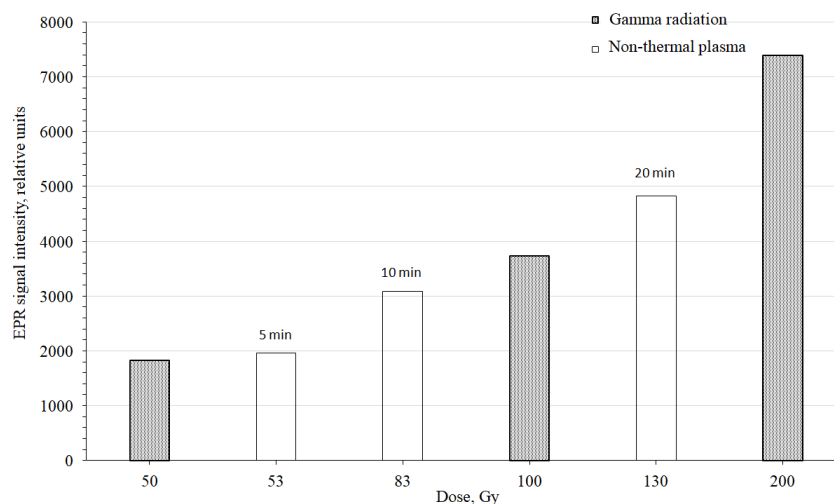
EPR spectroscopy was performed immediately after sample irradiation using the ESR70-03 XD/2 spectrometer (Minsk, Belarus).

The results of the studies show that the equivalent of the absorbed dose during plasma treatment for 5 minutes is approximately 49-53 Gy, 10 minutes is 83-91 Gy, and 20 minutes is 130-173 Gy (Figures 1 and 2). Thus, the exposure to non-thermal plasma for 5-20 minutes on materials such as Fricke dosimeter solution (Figure 1) and crystalline sucrose (Figure 2) causes oxidative effects similar to the exposure to gamma radiation in doses of 49-173 Gy, respectively.

It is important to note that argon plasma does not produce ionizing radiation. Instead, the plasma flow acts on the surface of the material with chemically active particles induced during plasma formation.



**Figure 1.** Concentration of ferric iron after non-thermal plasma treatment (13 cm; Argon flow – 5 L/min) of a 0.001 mol Fricke dosimeter solution (30 ml) as a function of time



**Figure 2.** Comparison of the oxidative effectiveness of plasma and gamma radiation using EPR spectroscopy of sucrose

1. Пискарев И. М. Инициирование и исследование свободно-радикальных процессов в биологических экспериментах: монография/ И.М. Пискарев, И.П. Иванова, А.Г. Самоделкин, М.Н. Иващенко. – Н. Новгород: ФГБОУ ВО Нижегородская ГСХА, 2016. – 106.
2. Kharlamov V.A., Polyakova I.V., Gorbatov S.A., Medzhidov I.M., Petrukhnina D.I., Basyrova D.V., Glushchenko N.V., Ivanov I.A., Tikhonov V.N., Tikhonov A.V. Measurements of the Oxidation Properties of Nonthermal Argon Microwave Plasma Using a Ferrosulphate Dosimeter // Instruments and Experimental Techniques. 2022. V. 65. № 6. P. 995-999. <https://doi.org/10.1134/S0020441222060057>.
3. Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В., Тихонов В.Н., Шестериков А.Ю. Микроволновый источник нетермальной плазмы при атмосферном давлении // Приборы и техника эксперимента. 2021. №. 1. С. 155-156. <https://doi.org/10.31857/S0032816221010110>.



### 9.3 Связь оценки коэффициента диффузии фотонов с критерием локализации света Иоффе-Регеля-Мотта

*А.В. Галактионов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

В предыдущих работах из классического уравнения переноса излучения было выведено уравнение диффузии справедливое в среде с переменным показателем преломления [1]. Было показано, что это уравнение естественно интерпретировать как уравнение диффузии фотонов, а его коэффициенты непосредственно описывают обмен импульсом и энергией между излучением и веществом [2]. Оказывается, физическая интерпретация коэффициента диффузии фотонов тесно связана со старой проблемой Абрагама-Минковского о непротиворечивом определении тензора энергии-импульса излучения в среде [3]. А также с проблемой восходящей к работе Ньютона и Вигнера [4] о невозможности определения волновой функции фотона.

Несмотря на многочисленные и разнообразные попытки разрешить эти проблемы и противоречия [5-7] за многие десятилетия исследований существенного прогресса, а уж тем более консенсуса в решении этих проблем, лежащих в основах современной физики, достигнуто не было. Тем не менее, в работе [8] были обоснованы квантовые ограничения на коэффициент диффузии фотонов, которые в терминах его длины свободного пробега можно записать в виде

$$\langle l \rangle_\nu \gtrsim c/\nu = \lambda_0. \quad (1)$$

Из этого соотношения простым интегрированием по спектру были получены ограничение снизу на значения коэффициента лучистой теплопроводности, значения которого проще поддаются экспериментальной проверке. Ту же оценку минимальной теплопроводности можно получить независимо [8] из макроскопических соображений симметрии и размерности в качестве следующего члена разложения в законе возрастания энтропии. Для этой оценки не нужны какие-либо предположения о свойствах среды и механизмах теплопереноса. Она носит весьма общий характер и свидетельствует, что макроскопическая необратимость, по всей видимости, является релятивистским квантовым эффектом.

Анализ показывает, что соотношение (1) совпадает с критерием локализации Иоффе-Регеля-Мотта. Этот критерий был первоначально предложен для электронов, но позже был обобщен Андерсоном на свет и вообще волны любой природы. С тех пор многочисленные эксперименты [9, 10] пытаются установить, возможна ли локализация света. И, если возможность поперечной локализации света не вызывает сомнений и уже доведена до практических приложений, то вопрос о возможности локализации света в трехмерной геометрии пока остается открытым. По видимому, трехмерная



локализация света в отличие от поперечной локализации невозможна именно потому, что у фотона не существует третий оператор координаты в направлении его распространения.

Как бы там ни было, связь с критерием Иоффе-Регеля-Мотта позволяет использовать многочисленные эксперименты по локализации света для проверки соотношения (1) и его следствий. С другой стороны, экспериментальные исследования символа оператора радиационного теплопереноса методом температурных волн могут быть полезны для исследования локализации Андерсона.

1. Galaktionov A.V. Features of Radiation Heat Transfer in a Medium with Variable Refractive Index // J. Phys.: Conf. Ser. 1112 012018
2. Galaktionov A.V. Photon diffusion equation // 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin, Moscow, JIHT RAS, April 9-11, 2019 pp. 200-203
3. Dodin I. Y., Fisch N. J. Axiomatic geometrical optics, Abraham-Minkowski controversy, and photon properties derived classically // Phys.Rev. A (2012) 86 053834
4. Newton T. D., E. P. Wigner Localized states for elementary systems // Rev. Mod. Phys. (1949) 21, 400
5. Bialynicki-Birula I. On the wave function of the photon // Acta Phys. Pol. A (1994) 86 97
6. Sipe J. E. Photon wave functions // Phys. Rev. A (1995) 52 1875
7. Kholevo A.S. Photon localization: observed positions and uncertainty relations // Microelectronics 2006. - V35, No1. - pp. 27-36.
8. Galaktionov A.V. Features of photon diffusion in a dispersed medium // J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012022
9. Wiersma, Diederik S.; et al. Localization of light in a disordered medium, Nature, 1997, 390 (6661): 671-673
10. Störzer, Martin; et al. Observation of the critical regime near Anderson localization of light, Phys. Rev. Lett. 2006, 96 (6): 063904.

## **Relationship between the estimation of the photon diffusion coefficient and the Ioffe-Regel- Mott light localization criterion**

*A.V. Galaktionov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

In previous works, the diffusion equation valid in a medium with a variable refractive index was derived from the classical radiative transfer equation [1]. It was shown that this equation can be naturally interpreted as the photon diffusion equation, and its coefficients directly describe the exchange of momentum and energy between radiation and matter [2]. It turns out that the physical interpretation of the photon diffusion coefficient is closely related to the old Abraham-Minkowski problem about the consistent determination of the energy-momentum tensor of radiation in a medium [3]. And also with the problem going back to the work of

Newton and Wigner [4] about the impossibility of determining the wave function of a photon.

Despite numerous and varied attempts to resolve these problems and contradictions [5-7], over many decades of research, significant progress, much less consensus, has not been achieved in solving these problems that lie in the foundations of modern physics. However, in [8] quantum restrictions on the photon diffusion coefficient were substantiated, which in terms of its mean free path can be written as

$$\langle l \rangle_\nu \gtrsim c/\nu = \lambda_0 . \quad (1)$$

From this relationship, by simple integration over the spectrum, we obtained a lower limit on the values of the coefficient of radiative thermal conductivity, the values of which are easier to verify experimentally. The same estimate of the minimum thermal conductivity can be obtained independently [8] from macroscopic considerations of symmetry and dimension as the next term of the expansion in the law of increasing entropy. This assessment does not require any assumptions about the properties of the medium and heat transfer mechanisms. It is of a very general nature and indicates that macroscopic irreversibility is, apparently, a relativistic quantum effect.

The analysis shows that relation (1) coincides with the Ioffe-Regel-Mott localization criterion. This criterion was originally proposed for electrons, but was later generalized by Anderson to light and, in general, waves of any nature. Since then, numerous experiments [9, 10] have attempted to establish whether light localization is possible. And if the possibility of transverse localization of light is beyond doubt and has already been brought to practical applications, then the question of the possibility of localizing light in three-dimensional geometry still remains open. Apparently, three-dimensional localization of light, in contrast to transverse localization, is impossible precisely because the photon does not have a third coordinate operator in the direction of its propagation.

**Be that as it may,** the connection with the Ioffe-Regel-Mott criterion makes it possible to use numerous experiments on light localization to verify relation (1) and its consequences. On the other hand, experimental studies of the radiative heat transfer operator symbol, using the temperature wave method, can be useful for studying Anderson localization.

1. Galaktionov A.V. Features of Radiation Heat Transfer in a Medium with Variable Refractive Index // J. Phys.: Conf. Ser. 1112 012018
2. Galaktionov A.V. Photon diffusion equation // 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin, Moscow, JIHT RAS, April 9-11, 2019 pp. 200-203
3. Dodin I. Y., Fisch N. J. Axiomatic geometrical optics, Abraham-Minkowski controversy, and photon properties derived classically // Phys.Rev. A (2012) 86 053834
4. Newton T. D., E. P.Wigner Localized states for elementary systems // Rev. Mod. Phys. (1949) 21, 400
5. Bialynicki-Birula I. On the wave function of the photon // Acta Phys. Pol. A (1994) 86 97
6. Sipe J. E. Photon wave functions // Phys. Rev. A (1995) 52 1875
7. Kholevo A.S. Photon localization: observed positions and uncertainty relations // Microelectronics 2006. - V35, No1. - pp. 27-36.

8. Galaktionov A.V. Features of photon diffusion in a dispersed medium // J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012022
9. Wiersma, Diederik S.; et al. Localization of light in a disordered medium, Nature, 1997, 390 (6661): 671–673
10. Störzer, Martin; et al. Observation of the critical regime near Anderson localization of light, Phys. Rev. Lett. 2006, 96 (6): 063904.



## 9.4 Аналитическая теория явлений переноса

**Б.М. Бураханов\*, В.А. Битюрин**

ОИВТ РАН, Москва, Россия

burbm@rambler.ru

В настоящее время в физике существуют две теории явлений переноса: феноменологическая теория, основанная на феноменологических законах, таких как законы Фика и Фурье, и молекулярно-кинетическая теория, основанная на соотношениях, устанавливающих взаимосвязь между такими коэффициентами, как коэффициенты диффузии и теплопроводности [1]. Аналитическая теория явлений переноса, обсуждаемая в этой статье, основана на параболическом уравнении, известном как уравнение теплопроводности.

В данной работе получена форма записи второго начала термодинамики в точках экстремума значений термодинамических переменных, которая является частным случаем уравнения теплопроводности. При изучении явлений переноса возможность записи второго начала термодинамики в виде уравнения теплопроводности значительно повышает оценку научной значимости результатов, полученных с использованием этого уравнения. Важно также, что общие свойства решений уравнения теплопроводности, описанные в [2] и [3], имеют свои физические аналоги в виде общих свойств физических явлений и процессов, описываемых с использованием уравнения теплопроводности. Кроме того, в настоящей работе получены и проанализированы важные частные формы записи уравнения теплопроводности.

Одним из основных результатов этого анализа является установление и обоснование факта существования двух различных типов микроскопических механизмов, регулирующих локальные процессы изменения во времени количества рассматриваемой физической величины в рассматриваемом физически бесконечно малом объеме [4]. Также обсуждаются случаи, когда эти механизмы противодействуют друг другу и когда они действуют в одном направлении.

Указаны условия, при которых для описания явлений переноса необходимо использовать не уравнение теплопроводности, а уравнение Пуассона. Существенно, что в случаях, когда необходимо использовать

уравнение Пуассона, процессы переноса зависят от времени не как от аргумента, а как от параметра.

При анализе частных форм записи уравнения теплопроводности, рассмотренных в этой статье, активно используется локальное объемное разложение скалярных функций, присутствующих в этом уравнении. Поэтому один из основных разделов этой статьи посвящен описанию свойств этого локального объемного разложения.

Используя это разложение, в настоящей работе показано, что один из двух упомянутых выше микроскопических механизмов, регулирующих локальные процессы изменения во времени величины рассматриваемой физической величины в рассматриваемом физически бесконечно малом объеме, зависит от изменений значений рассматриваемой физической величины первого порядка малости, и второй из этих микроскопических механизмов зависит от изменений значений рассматриваемой физической величины второго порядка. Это обстоятельство является прямым доказательством эффективности использования локального объемного разложения при изучении явлений переноса.

В данной работе предполагается, что прямое доказательство эффективности использования локального объемного разложения при изучении явлений переноса одновременно служит косвенным доказательством того, что научный статус сформулированных в данной работе понятий – нестационарное локальное неравновесное состояние и стационарное локальное неравновесное состояние – сопоставим с научным статусом такого фундаментального понятия современной равновесной и неравновесной термодинамики как понятие локального равновесного состояния.

1. Сивухин Д.В. 1975 Термодинамика и молекулярная физика. Общий курс физики. Москва: Наука, Т. 2, с. 456.
2. В М Burakhanov Classification of vector lines and fields by geometric and numerical methods, J. Phys.: Conf. Ser. **1394** (2019) 012028.
3. В М Burakhanov Non-stationary layered vector fields and their divergence functions, J. Phys.: Conf. Ser. **1698** (2020) 012025.
4. Пригожин И., Кондепуди Д. 2002 Современная термодинамика. Москва:Мир, 461 с.

## Analytical theory of transfer phenomena

***B.M. Burakhanov\*, V.A. Bityurin***

ИИТ of RAS, Moscow, Russia

\*burbm@rambler.ru,

Currently, there are two theories of transfer phenomena in physics: a phenomenological theory based on phenomenological laws such as Fick and Fourier laws, and a molecular kinetic theory based on relations establishing the relationship between such coefficients as diffusion and thermal conductivity coefficients [1]. The

analytical theory of transport phenomena discussed in this paper is based on a parabolic equation known as the equation of thermal conductivity.

In this paper, a form of recording the second beginning of thermodynamics at the points of the extremum of the values of thermodynamic variables is obtained, which is a special case of the equation of thermal conductivity. When studying transfer phenomena, the possibility of writing the second principle of thermodynamics in the form of a thermal conductivity equation significantly increases the assessment of the scientific significance of the results obtained using this equation. It is also significant that the general properties of solutions to the heat equation described in [2] and [3] have their physical analogues in the form of general properties of physical phenomena and processes described using the heat equation. In addition, in this paper, important partial forms of writing the thermal conductivity equation are obtained and analyzed.

One of the main results of this analysis is the establishment and substantiation of the fact of the existence of two different types of microscopic mechanisms regulating local processes of change in time of the quantity of the considered physical quantity in the considered physically infinitesimal volume [4]. The cases when these mechanisms counteract each other and when they act in the same direction are also discussed.

The conditions under which it is necessary to use not the equation of thermal conductivity, but the Poisson equation to describe the transfer phenomena are indicated. It is essential that in cases where it is necessary to use the Poisson equation, the transfer processes depend on time not as an argument, but as a parameter.

When analyzing the particular forms of writing the heat equation considered in this paper, the local volumetric decomposition of scalar functions present in this equation is actively used. Therefore, one of the main sections of this paper is devoted to the description of the properties of this local volumetric decomposition.

Using this decomposition, it is shown in this paper that one of the two microscopic mechanisms mentioned above that regulate local processes of time variation of the quantity of the considered physical quantity in the physically infinitesimal volume under consideration depends on changes in the values of the considered physical quantity of the first order of smallness, and the second of these microscopic mechanisms depends on changes in the values of the considered physical quantity of the second order of smallness. This circumstance is a direct proof of the effectiveness of using local volumetric decomposition in the study of transport phenomena.

In this paper, it is assumed that the direct proof of the effectiveness of using local volumetric decomposition in the study of transfer phenomena simultaneously serves as indirect proof that the scientific status of the concepts formulated in this paper – nonstationary local nonequilibrium state and stationary local nonequilibrium state is comparable with the scientific status of such a fundamental concept of modern equilibrium and nonequilibrium thermodynamics as the concept of local equilibrium state.

1. Sivukhin D V 1975 Thermodynamics and molecular physics. General course of physics, Moscow: Science, vol. 2, p. 456. (Russian).

2. B.M Burakhanov Classification of vector lines and fields by geometric and numerical methods, J. Phys.: Conf. Ser. **1394** (2019) 012028.
3. Burakhanov B M 2020 Non-stationary layered vector fields and their divergence functions, J. Phys.: Conf. Ser. **1698** (2020) 012025.
4. Prigozhin I., Kondepudi D. 2002 Modern thermodynamics, Moscow: World, 461 p. (Russian).

## 10.1 Магнитоплазменная аэродинамика в свете экспериментальных достижений XXI века

*М.Я. Иванов*

НИИ Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия  
mikhivan@yandex.ru

К выдающимся экспериментальным достижениям XXI века следует отнести публикации по надежной регистрации сверхсветовых движений материи и излучения (рис. 1а) [1], уникальные эксперименты на ускорителях по анализу внутренней структуры протона, по обнаружению новых элементарных частиц и по исследованию поляризованного пространства атома [2]. Весьма важными для подтверждения выводов работы будут также опубликованные к настоящему времени результаты экспериментов по генерации «странного» излучения [3], образованию разного рода треков [4] и зарегистрированные в опытах силовые линии Фарадея. Вибрации силовых линий при наличии внешнего переменного электромагнитного поля сопровождаются генерацией «странного» излучения. К «странному» излучению можно отнести также известный кирлиан-эффект (рис. 1б) и северное (полярное) сияние (рис. 1в). Разрушение структуры силовых линий приводит к образованию отделившихся кусков, оставляющих при распространении вдоль поверхностей разного рода треки. На рис. 1 приведены характерные экспериментальные результаты.

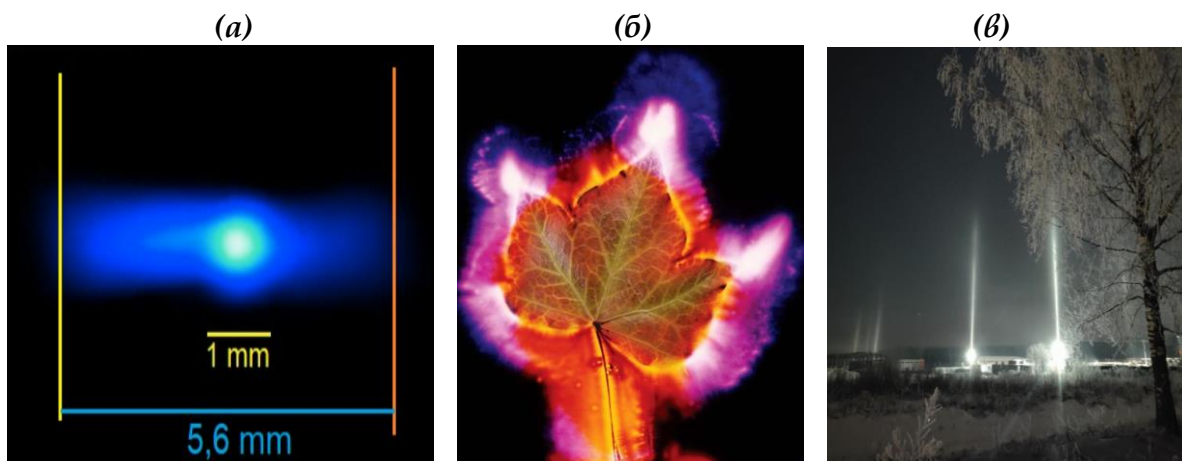


Рисунок 1. Фото фотона (а) из работы [1], «кирлиан свечение» (б) и полярное сияние (в).

Главная цель настоящей работы состоит в реализации идей магнитоплазменной аэродинамики в свете выдающихся экспериментальных достижений XXI века и формулировка её перспектив. В частности, даны результаты применения методов магнитоплазменного подхода при решении внешних и внутренних задач аэродинамики [5] (обтекание затупленных тел,

процессы в детонационных двигателях и др.). Продемонстрированы плазмодинамические особенности и томография атома [6]. Приведены характерные численные и аналитические решения, которые наглядно демонстрируют практическую работоспособность магнитоплазменной аэродинамики (например, при моделировании процессов, показанных на рис.1).

1. Kazuhiro Morimoto, Ming-Lo Wu, Andrei Ardelean, Edoardo Charbon. Superluminal Motion-Assisted 4-Dimensional Light-in-Flight Imaging. arXiv: 2007.09308, v1, 2020.
2. Tomography of ultrarelativistic nuclei with polarized photon-gluon collisions. SCI. ADV., 4 January 2023, Vol. 9, Issue 1, DOI: 10.1126/sciadv. abq3903.
3. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение 'странного' излучения и трансформация химических элементов. Прикладная физика, 2000, 4:83-100, [http://www.urleon.ru/files/article\\_58.pdf](http://www.urleon.ru/files/article_58.pdf).
4. Жигалов ВА, Пархомов А.Г. Треки странного излучения - движение твердых частиц вдоль поверхности. Матер. XXVII Российской конференции «Холодная трансмутация ядер химических элементов и шаровая молния», с. 51-64, 2022.
5. Иванов М.Я. Законы сохранения в плазмодинамике с демонстрационными примерами решений в форме изолированных нелинейных волн. WSMPPA 2021.
6. Иванов М.Я., Константинов С.И., Мизин С.В. Плазмодинамические особенности и томография атома при наличии силовых линий Фарадея. WSMPPA 2023.

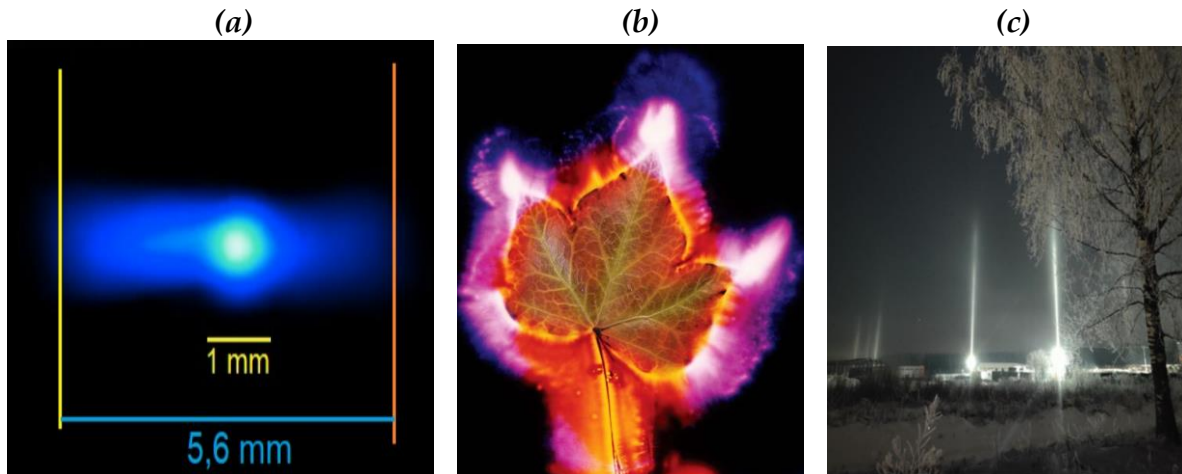
## **Magnetoplasmic aerodynamics in the light of experimental achievements of the XXI century**

*M. Ya. Ivanov*

Research Institute of Mechanics of Moscow State University, Moscow, Russia  
mikhivan@yandex.ru

The outstanding experimental achievements of the XXI century include publications on reliable registration of superluminal motions of matter and radiation (Fig. 1a) [1], unique accelerator experiments on the analysis of the internal structure of the proton, on the detection of new elementary particles and on the study of the polarized space of the atom [2]. The results of experiments on the generation of "strange" radiation [3], the formation of various kinds of tracks [4] and Faraday lines of force recorded in experiments will also be very important for confirming the conclusions of the work. Vibrations of power lines in the presence of an external alternating electromagnetic field are accompanied by the generation of "strange" radiation. The "strange" radiation can also include the well-known Kirlian effect (Fig. 1b) and the northern (polar) lights (Fig. 1c). The destruction of the structure of the lines of force leads to the formation of detached pieces, which leave various kinds of tracks when spreading along the surfaces. In Fig. 1 typical experimental results are presented.





*Figure 1. Photon photo (a) from [1], "Kirlian glow" (b) and the Aurora borealis (c).*

The main purpose of this work is to implement the ideas of magnetoplasmic aerodynamics in the light of outstanding experimental achievements of the XXI century and to formulate its prospects. In particular, the results of the application of methods of the magnetoplasmic approach to solving external and internal problems of aerodynamics [5] (flow around blunted bodies, processes in detonation engines, etc.) are given. Plasmodynamic features and tomography of the atom are demonstrated [6]. Characteristic numerical and analytical solutions are presented, which clearly demonstrate the practical efficiency of magnetoplasmic aerodynamics (for example, when modeling the processes shown in Fig.1).

1. Kazuhiro Morimoto, Ming-Lo Wu, Andrei Ardelean, Edoardo Charbon. Superluminal Motion-Assisted 4-Dimensional Light-in-Flight Imaging. arXiv:2007.09308, v1, 2020.
2. Tomography of ultrarelativistic nuclei with polarized photon-gluon collisions. SCI. ADV., 4 January 2023, Vol. 9, Issue 1, DOI: 10.1126/sciadv. abq3903.
3. Urutskoev L.I., Lixonov V.I., Tsinoev V.G. Experimental detection of 'strange' radiation and transformation of chemical elements. Applied Physics, 2000, 4:83-100, [http://www.urleon.ru/files/article\\_58.pdf](http://www.urleon.ru/files/article_58.pdf).
4. Zhigalov VA, Parkhomov A.G. Tracks of strange radiation – movement of solid particles along the surface. Mater. XXVII Russian Conference "Cold transmutation of nuclei of chemical elements and ball lightning", pp. 51-64, 2022.
5. Ivanov M.Ya. Conservation laws in plasmodynamics with demonstration examples of solutions in the form of isolated nonlinear waves. WSMPA 2021.
6. Ivanov M.Ya., Konstantinov S.I., Mizin S.V. Plasmodynamic features and tomography of an atom in the presence of Faraday lines of force. WSMPA 2023.

▲▲▲

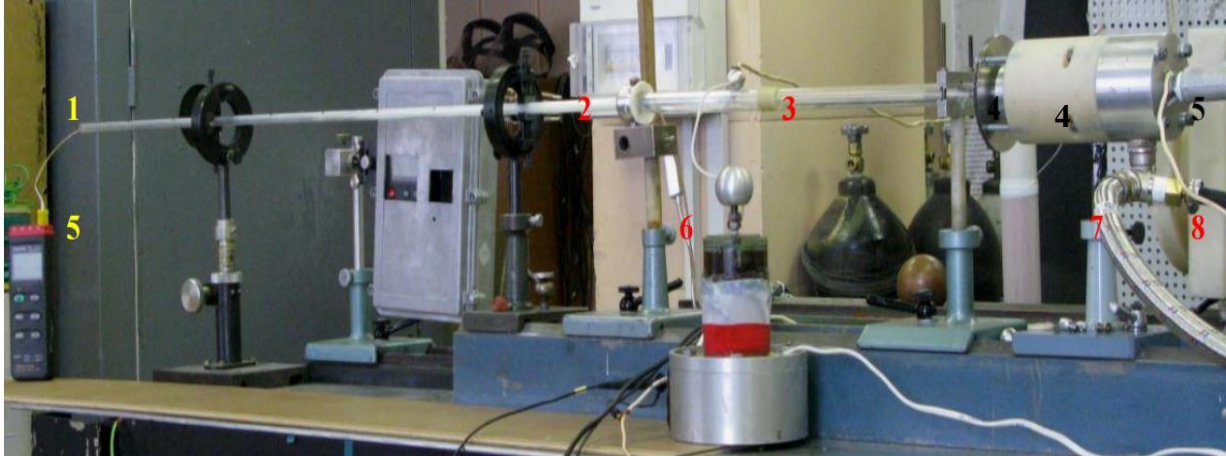
## 10.2 Быстрое охлаждение потока гетерогенной плазмы на выходе вихревого плазменного реактора

*А.И. Климов\*, В.С. Темирбулатов, В.М. Чепелев*

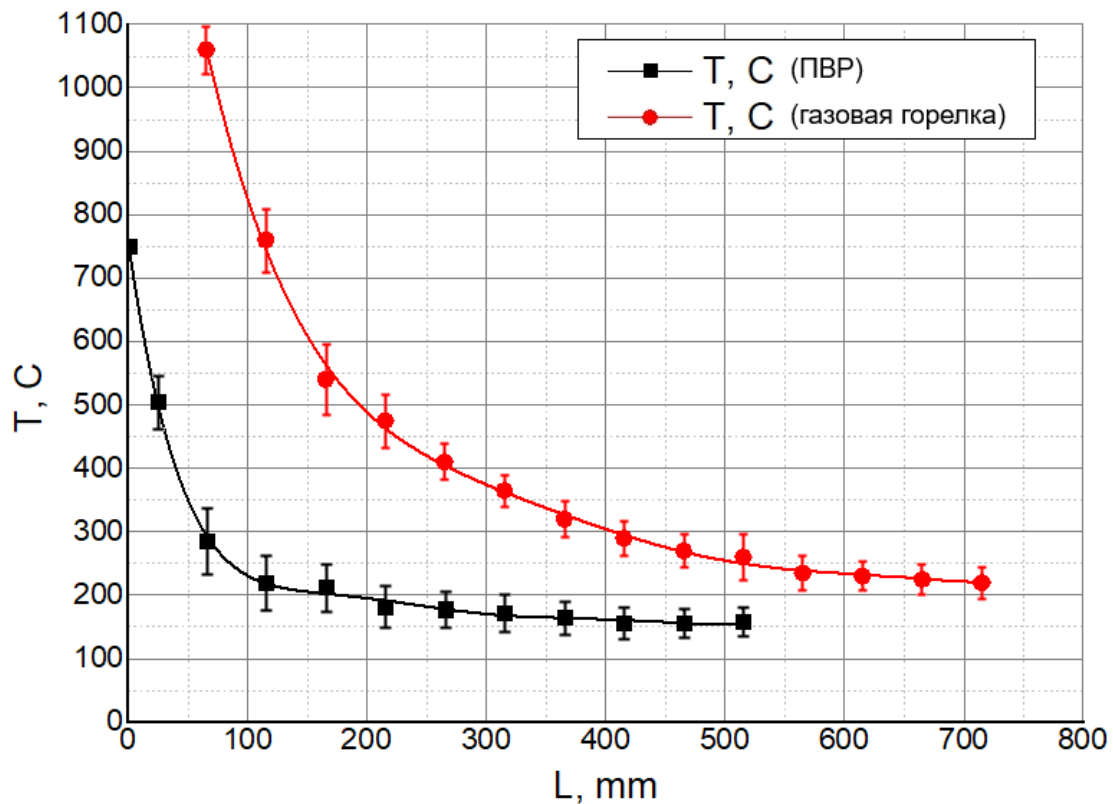
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*klimov.anatoly@gmail.com

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по быстрому охлаждению потока гетерогенной плазмы (ГП) на выходе плазмодного вихревого реактора (ПВР). В наших более ранних работах [1-4], была детально описана конструкция подобного реактора и его электрофизические параметры. Было показано, что при взаимодействии ионизированного водорода (протонов) с нано-кластерами металлов в гетерогенной плазме (ГП) происходит значительное выделение тепловой энергии и генерация интенсивного мягкого рентгеновского излучения. Металлические нано-кластеры образовывались в результате значительной эрозии никелевого катода в ПВР, работающего на рабочей смеси аргон+водяной пар. Для создания гетерогенной плазмы (ГП) использовался импульсно-периодический разряд со следующими параметрами: - амплитуда тока до 100А, напряжение горения разряда порядка 500 - 1500 В, длительность импульса порядка 20 мкс, частота повторения импульсов около 20 кГц. Параметры самой ГП были следующие: электронная температура  $T_e \sim 0,7-1$  эВ, концентрация электронов  $N_e \sim 10^{12}-10^{14}$  см<sup>-3</sup>, газовая температура  $T_g \sim 4000-5000$  °С. Максимум сплошного рентгеновского излучения регистрировался в диапазоне энергий квантов  $E \sim 1 - 1.5$  кэВ. Таким образом, специфические высокоэнергетичные реакции происходили в ГП, созданной в реакторе. В ходе настоящей работы было обнаружено, что имеется быстрое охлаждение выходного потока ГП на выходе ПВР, рис. 1-2. Для измерения охлаждения ГП без подсоса внешнего воздуха к выходному соплу ПВР пристыковывалась кварцевая труба длиной 1000мм. Для сравнения на рисунке 2 показаны также экспериментальные результаты по охлаждению горячего газового потока в трубке, нагретого обычной газовой горелкой до температуры, близкой к температуре выходной ГП. Видно значительное различие представленных результатов, а именно в ГП имеется более быстрое охлаждение по сравнению с охлаждением горячего потока, нагретого газовой горелкой. Авторы считают, что быстрый процесс охлаждения ГП может быть связан с рекомбинацией заряженных комплексных ионов (или заряженных нано-частиц) в выходном потоке ГП. Эта гипотеза будет проверяться в будущих экспериментах. Следует отметить, что настоящие исследования важны для построения высокоэффективного водяного теплообменника в реакторе ПВР.



**Рисунок 1.** Общий вид установки ПВР диаметром 20 мм. Режим работы: изучение охлаждения выходного ГП потока с помощью выходной измерительной кварцевой трубы диаметром 16 мм и длиной 1000 мм. 1 - измерительная кварцевая труба, 2 - выходное сопло ПВР, 3 - рабочий кварцевый канал ПВР диаметром 40 мм, 4 - зивихритель, 5 - тремостанция с термопарой, 6 - В/В делитель, 7 - тангенциальная подача газа, 8 - инжектор пара



**Рисунок 2.** Экспериментальные результаты по охлаждению горячего газа, нагретого газовой горелкой - черные квадраты и охлаждение ГП от ПВР-5 - красные круги

1. Belov N. K., Zavershinskii I. P., Klimov A. I., et.all, High effective heterogeneous plasma vortex reactor for production of heat energy and hydrogen, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 980 (2018) 012040, doi: 10.1088/1742-6596/980/1/012040.

2. Klimov A. I., Belov N. K., Tolkunov B. N., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series 1698 (2020) 012034 IOP Publishing, doi: 10.1088/1742-6596/1698/1/012034.
3. Patent RU 2 788 269 C, H02N 3/00,17.01.23 Bull #2, Method for Obtaining Thermal Energy, Extracting Electric Energy and a Device for Its Implementation.
4. Klimov A., Altunin S., Kulikovskii O., Highly Efficient Water Plasma Vortex Reactor for Obtaining of Extra Thermal Energy and Transmuted Chemical Elements, J. Condensed Matter Nucl. Sci. 38 (2024) 1–8.

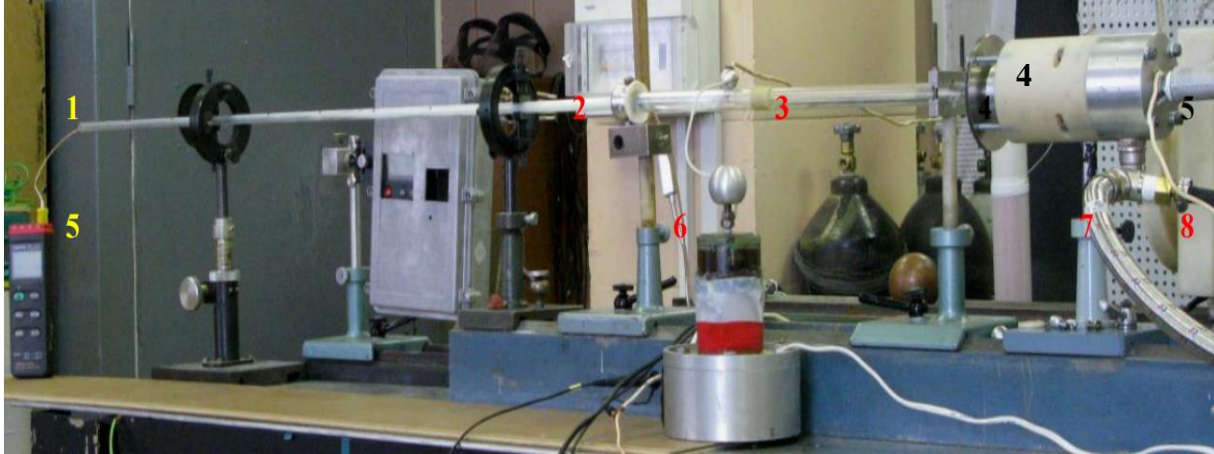
## Fast Cooling of a Heterogeneous Plasma Flow at the Outlet of a Vortex Plasma Reactor

*A.I. Klimov\**, *V.S. Temirbulatov*, *V.M. Chepelev*

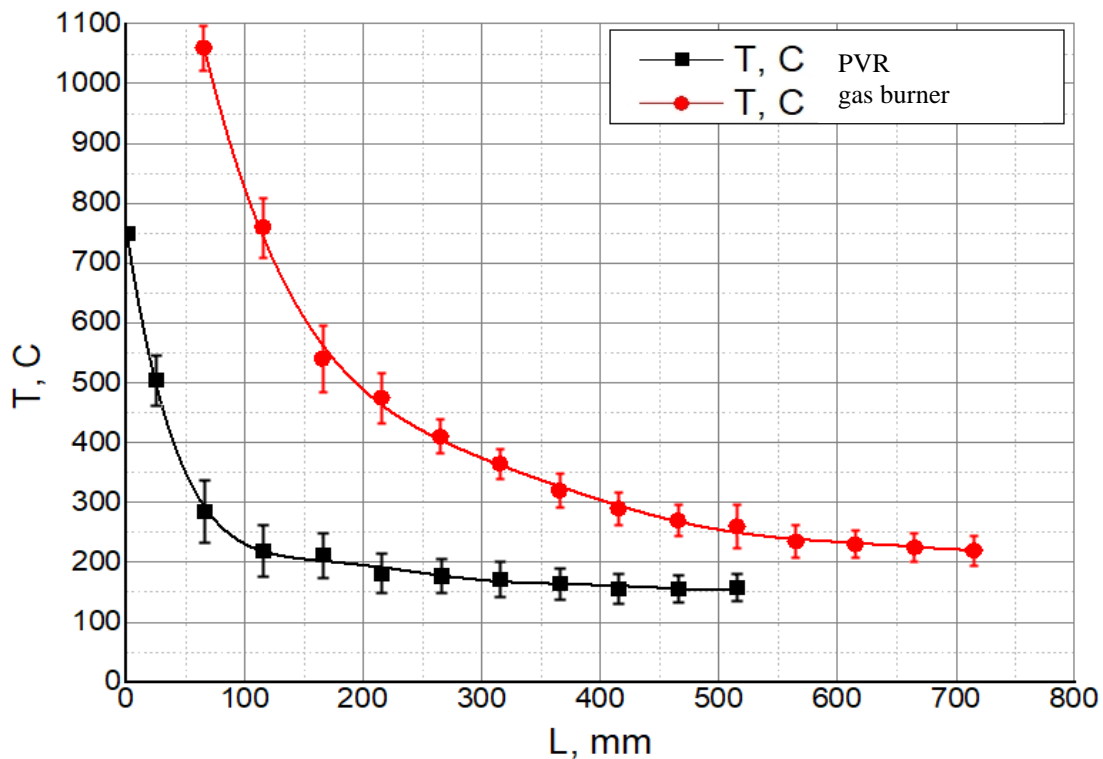
Joint Institute for High Temperature RAS, Izhorskaya 13/2, Moscow, 125412

\*klimov.anatoly@gmail.com

This paper presents experimental results on the rapid cooling of a heterogeneous plasma (HP) stream at the outlet of a plasmoid vortex reactor (PVR). In our earlier works [1-4], the design of such reactor and its electrophysical parameters were described in details. It has been shown that the interaction of ionized hydrogen (protons) with nano-clusters of metals in heterogeneous plasma (HP) results in significant release of thermal energy and generation of intense soft X-rays. Metallic nano-clusters were formed as a result of significant erosion of the nickel cathode in the PVR, operating on the working mixture of argon and steam. To create a heterogeneous plasma (HP), a pulse-periodic discharge with the following parameters was used: - current amplitude up to 100A, discharge voltage 500 - 1500 V, pulse duration 20 ms, pulse repetition rate 20 kHz. The parameters of the HP itself were as follows: electronic temperature  $T_e \sim 0.7-1$  eV, electron concentration  $n_e \sim 10^{12}-10^{14}$  cm<sup>-3</sup>, gas temperature  $T_g \sim 4000-5000$  °C. The maximum of continuous X-ray radiation was recorded in the quantum energy range  $E \sim 1 - 1.5$  keV. Thus, specific high-energy reactions occurred in the HP created in the reactor. In the course of this work, it was found that there is a rapid cooling of the output flow of the HP at the output of the PVR, Fig. 1-2. To measure the cooling of the HP without sucking in external air, a quartz tube with a length of 1000 mm was docked to the outlet nozzle of the PVR. For comparison, Figure 2 also shows experimental results on cooling a hot gas stream in a tube heated by a conventional gas burner to a temperature close to the temperature of the output HP. There is a significant difference in the presented results, namely, in the HP there is a faster cooling compared to the cooling of the hot stream heated by a gas burner. The authors believe that the rapid cooling process of HP may be associated with the recombination of charged complex ions (or charged nano-particles) in the output stream of HP. This hypothesis will be tested in future experiments. It should be noted that these studies are important for the construction of a highly efficient water heat exchanger in a PVR reactor.



**Figure 1.** General view of the PVR installation with a diameter of 20 mm. Operating mode: cooling of the output HP flow using an output measuring quartz pipe with a diameter of 16 mm and a length of 1000 mm. 1 - measuring quartz tube, 2 - output nozzle PVR, 3 - testing quartz channel PVR with a diameter of 40 mm, 4 - zivoritel, 5 - tremostation with thermocouple, 6 - I/O divider, 7 - tangential gas supply, 8 - steam injector



**Figure 2.** Experimental results on cooling hot gas heated by a gas burner - black squares and cooling of HP from PVR-5 - red circles

1. Belov N. K., Zavershinskii I. P., Klimov A. I., et.al, High effective heterogeneous plasma vortex reactor for production of heat energy and hydrogen, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 980 (2018) 012040, doi: 10.1088/1742-6596/980/1/012040.
2. Klimov A. I., Belov N. K., Tolkunov B. N., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series 1698 (2020) 012034 IOP Publishing, doi: 10.1088/1742-6596/1698/1/012034.

3. Patent RU 2 788 269 C, H02N 3/00,17.01.23 Bull #2, Method for Obtaining Thermal Energy, Extracting Electric Energy and a Device for Its Implementation.
4. Klimov A., Altunin S., Kulikovskii O., Highly Efficient Water Plasma Vortex Reactor for Obtaining of Extra Thermal Energy and Transmuted Chemical Elements, J. Condensed Matter Nucl. Sci. 38 (2024) 1–8.



### 10.3 Обтекание кругового цилиндра с магнитоплазменным актуатором

***Д.С. Мунхоз<sup>1\*</sup>, А.И. Климов<sup>1</sup>, В.А. Битюрин<sup>1</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup>,  
Л.Б. Поляков<sup>1</sup>, И.П. Завершинский<sup>3</sup>, П.Н. Казанский<sup>1</sup>, Н.Е. Молевич<sup>2,3</sup>,  
Д.П. Порфирьев<sup>2,3</sup>, С.С. Сугак<sup>3</sup>, Б.Н. Толкунов<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 124412, Москва, Россия

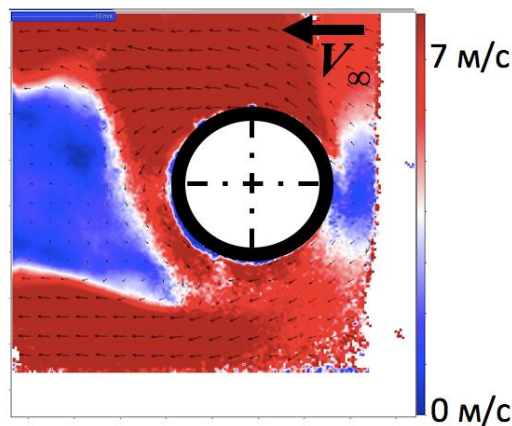
<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (филиал), Самара, Россия

<sup>3</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика  
С. П. Королёва, Самара, Россия

\*dasmunhoz@gmail.com

Экспериментальное исследование управления потоком вокруг цилиндрической модели диаметром  $d = 20$  мм с помощью магнито-плазменного актуатора (МПА) было проведено в дозвуковой аэродинамической трубе ( $M < 0.2$ ,  $Re < 10^5$ ). Управление потоком осуществлялось вращающимся дуговым разрядом вокруг цилиндрической модели в радиальном магнитном поле. Для зажигания дугового разряда использовался высоковольтный источник питания в сочетании с высоковольтным ВЧ трансформатором Теслы. Сильноточный дуговой разряд имел следующие характеристики: амплитуда напряжения до  $U_{d, \max} = 75$  кВ, амплитуда импульсно-периодического тока до  $I_{d, \max} = 30$  А (или постоянный ток с амплитудой до  $I_{d, \max} = 6$  А) и частота повторения импульсно-периодического тока до  $F_{d, \max} = 1.3$  кГц. Работающая с помощью метода РIV (рис. 1), теневого метода и высокоскоростной камеры, оптическая система визуализации газового потока и многоосный датчик для измерения аэродинамических сил МС15-3В были использованы для экспериментального изучения управления положением точки отрыва потока на цилиндрической модели с работающим МПА, величиной подъемной силы  $L$  с величиной коэффициента подъемной силы  $C_L$ , действующей на цилиндрическую модель с работающим МПА, и величиной циркуляции потока  $\Gamma$  вокруг нее. Было проведено сравнение между величинами коэффициента подъемной силы  $C_L$  цилиндрической модели с рабочим МПА, полученными с помощью результатов расчета численного моделирования обтекания цилиндрической модели с вращающейся шнуровой зоной теплового энерговыделения с этими же величинами, полученными в экспериментальных результатах. Такое же сравнение было проведено по отношению к величине циркуляции потока  $\Gamma$  вокруг цилиндрической модели с работающим МПА. Результаты

экспериментов показывают, что работающий МПА может создавать значительную величину подъёмной силы  $L$  с величиной коэффициента подъёмной силы  $C_L \leq 0.6$ , действующей на цилиндрическую модель с МПА, и соответствующую величину циркуляции потока  $\Gamma$  вокруг неё. Экспериментальные данные величины коэффициента подъёмной силы  $C_L$  подъёмной силы  $L$ , действующей на цилиндрическую модель с работающим МПА, хорошо коррелируют с расчетными данными этой же величины, вычисленными по формуле Теоремы Кутта – Жуковского через экспериментальную величину циркуляции потока  $\Gamma$  вокруг обтекаемой цилиндрической модели с работающим МПА несжимаемой вязкой жидкостью или газом. Были предложены перспективные концепты применения работающего МПА на аэродинамических моделях, на винтовых двигателях, в реактивных, маршевых двигателях или движителях.



**Рисунок 1.** Усредненная PIV-картина поля скоростей  $V(X, Y)$  вокруг цилиндрической модели № 2 с вращающимся дуговым разрядом ( $Re = (8.3 \pm 0.4) \times 10^3$ ,  $M = 0.019 \pm 0.001$ ).

1. Munhoz Д. С., Битюрин В. А., Завершинский И. П., Климов А. И., Молевич Н. Е., Моралев И. А., Поляков Л. Б., Порфирьев Д. П., Судак С. С. Обтекание цилиндра с электрической дугой, вращающейся в магнитном поле // Научный журнал «Теплофизика Высоких Температур». – 2016. – Том 54. – № 4. – С. 632–635. – Russian version available from: <https://doi.org/10.1134/S0018151X16040064> – English version available from: <https://doi.org/10.7868/S0040364416040062>
2. Munkhoz D. S., Bityurin V. A., Klimov A. I., Kazanskii P. N., Moralev I. A., Polyakov L. B., Tolkunov B. N. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part I // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.». – 2017. – Vol. 62. – № 7. – pp. 1013–1018. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217070155>
3. Munhoz D. S., Klimov A. I., Kazanskii P. N., Moralev I. A., Polyakov L. B., Sugak S. S., Tolkunov B. N., Molevich N. E., Porfir'ev D. P., Zavershinskii I. P. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part II // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.». – 2017. – Vol. 62. – № 8. – pp. 1171–1176. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217080199>
4. Мунхоз Д. С., Битюрин В. А., Завершинский И. П., Климов А. И., Молевич Н. Е., Моралев И. А., Поляков Л. А., Порфирьев Д. П., Сугак С. С. Управление воздушным потоком вокруг цилиндрической модели с помощью вращающейся

- электрической дуги во внешнем магнитном поле // сборник тезисов «18<sup>th</sup> International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics». [Электронный ресурс]. – 2019. – Режим доступа: doi:10.1088/1742-6596/1394/1/012008 – D. S. Munhoz, V. A. Bityurin, I. P. Zavershinskii et al. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field// J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V.1394. P.012008
5. Munhoz D. S., Zavershinskii I. P., Klimov A. I., Molevich N. E., Moralev I. A., Polyakov L. B., Porfiriev D. P., Sugak S. S. Air flow control around the cylindrical rotating model by means of rotating electric arc in an external magnetic field // Journal «Procedia Engineering». – Vol. 176. – December 2017. – pp. 675–680. – Available from: doi:10.1016/j.proeng.2017.02.312

## Flow around circular cylinder with magnetoplasma actuator

*D.S. Munhoz<sup>1\*</sup>, A.I. Klimov<sup>1</sup>, V.A. Bityurin<sup>1</sup>, I.A. Moralev<sup>1</sup>,  
L.B. Polyakov<sup>1</sup>, I.P. Zavershinskii<sup>3</sup>, P.N. Kazanskiy<sup>1</sup>, N.E. Molevich<sup>2,3</sup>,  
D.P. Porfiriev<sup>2,3</sup>, S.S. Sugak<sup>3</sup>, B.N. Tolkunov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute of the RAS (branch office), Samara, Russia

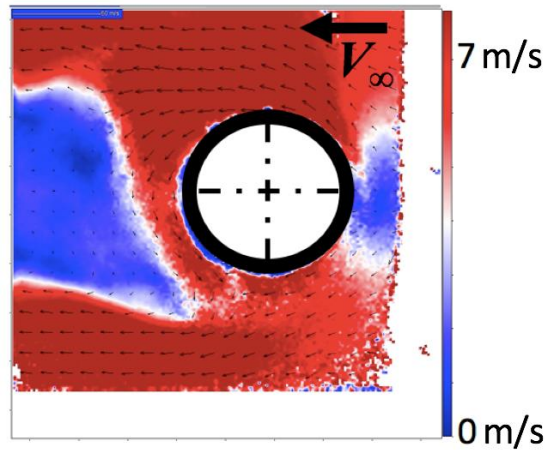
<sup>3</sup>S. P. Korolev Samara National Research University, Samara, Russia

\*dasmunhoz@gmail.com

An experimental study of the flow control around a cylindrical model with diameter  $d = 20$  mm using a magnetoplasma actuator (MPA) was carried out in a subsonic wind tunnel ( $M < 0.2$ ,  $Re < 10^5$ ). The flow control was carried out by a rotating arc discharge around a cylindrical model in a radial magnetic field. In order to ignite the arc discharge, a high-voltage power supply was used in combination with a Tesla high-voltage RF transformer. The high-current arc discharge had the following characteristics: voltage amplitude up to  $U_{d, \max} = 75$  kV, pulse-periodic current amplitude up to  $I_{d, \max} = 30$  A (or direct current with amplitude up to  $I_{d, \max} = 6$  A) and pulse-periodic current repetition frequency up to  $F_{d, \max} = 1.3$  kHz. Using PIV (fig. 1), shadowgraph technique and a high-speed camera, the optical gas flow imaging system and a MC15-3B multi-axis aerodynamic force sensor were used to experimentally study the control of the flow separation point position on the cylindrical model with working MPA, control of the lift force value  $L$  with lift coefficient value  $C_L$ , acting on the cylindrical model with working MPA, and control of the magnitude of the flow circulation  $\Gamma$  around it. A comparison was made between the values of the lift coefficient  $C_L$  of the cylindrical model with working MPA, obtained using the results of a numerical simulation of the flow around a cylindrical model with a rotating cord zone of thermal energy release, with the same values obtained in the experimental results. The same comparison was made with respect to the magnitude of flow circulation  $\Gamma$  around a cylindrical model with working MPA. The experimental results show that the working MPA can generate a significant amount of lift force  $L$  with lift coefficient value  $C_L \leq 0.6$ , acting on the



cylindrical model with MPA, and the corresponding magnitude of flow circulation  $\Gamma$  around it. The experimental data on the magnitude of the lift coefficient  $C_L$  of the lifting force  $L$  acting on the cylindrical model with working MPA correlate well with the calculated data of the same value, calculated using the formula of the Kutta-Zhukovsky Theorem through the experimental value of the flow circulation  $\Gamma$  around the cylindrical model with working MPA in incompressible viscous flow. Promising application concepts of the working MPA on aerodynamic models, on propeller engines, in jet and propulsion engines were proposed.



**Figure 1.** Averaged PIV picture of the velocity field  $V(X, Y)$  around the cylindrical model № 2 with a rotating arc discharge ( $Re = (8.3 \pm 0.4) \times 10^3$ ,  $M = 0.019 \pm 0.001$ ).

1. Munhoz Д.С., Битюрин В.А., Завершинский И.П., Климов А.И., Молевич Н.Е., Моралев И.А., Поляков Л.Б., Порфирьев Д.П., Судак С.С. Обтекание цилиндра с электрической дугой, вращающейся в магнитном поле // Научный журнал «Теплофизика Высоких Температур». – 2016. – Том 54. – № 4. – С. 632–635. – Russian version available from: <https://doi.org/10.1134/S0018151X16040064> – English version available from: <https://doi.org/10.7868/S0040364416040062>
2. Munkhoz D.S., Bityurin V.A., Klimov A.I., Kazanskii P.N., Moralev I.A., Polyakov L.B., Tolkunov B.N. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part I // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.» – 2017. – Vol. 62. – № 7. – pp. 1013–1018. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217070155>
3. Munhoz D.S., Klimov A.I., Kazanskii P.N., Moralev I.A., Polyakov L.B., Sugak S.S., Tolkunov B.N., Molevich N.E., Porfir'ev D.P., Zavershinskii I.P. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part II // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.» – 2017. – Vol. 62. – № 8. – pp. 1171–1176. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217080199>
4. Мунхоз Д.С., Битюрин В.А., Завершинский И.П., Климов А.И., Молевич Н.Е., Моралев И.А., Поляков Л.А., Порфирьев Д., Сугак С.С. Управление воздушным потоком вокруг цилиндрической модели с помощью вращающейся электрической дуги во внешнем магнитном поле // сборник тезисов «18<sup>th</sup> International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics». [Электронный ресурс]. – 2019. – Режим доступа: [doi:10.1088/1742-6596/1394/1/012008](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012008) – D.S. Munhoz, V.A. Bityurin, I.P. Zavershinskii et al. Air flow control around a cylindrical model induced by a

- rotating electric arc discharge in an external magnetic field// J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V.1394. P.012008.
5. Munhoz D.S., Zavershinskii I.P., Klimov A.I., Molevich N.E., Moralev I.A., Polyakov L.B., Porfiriev D.P., Sugak S.S. Air flow control around the cylindrical rotating model by means of rotating electric arc in an external magnetic field // Journal «Procedia Engineering». – Vol. 176. – December 2017. – pp. 675–680. – Available from: doi:10.1016/j.proeng.2017.02.312.

## 11.1 Кинетика и параметры плазмы в пристеночной области капиллярного разряда

*О.В.Коршунов, А.С.Пащина\*, В.Ф.Чиннов*

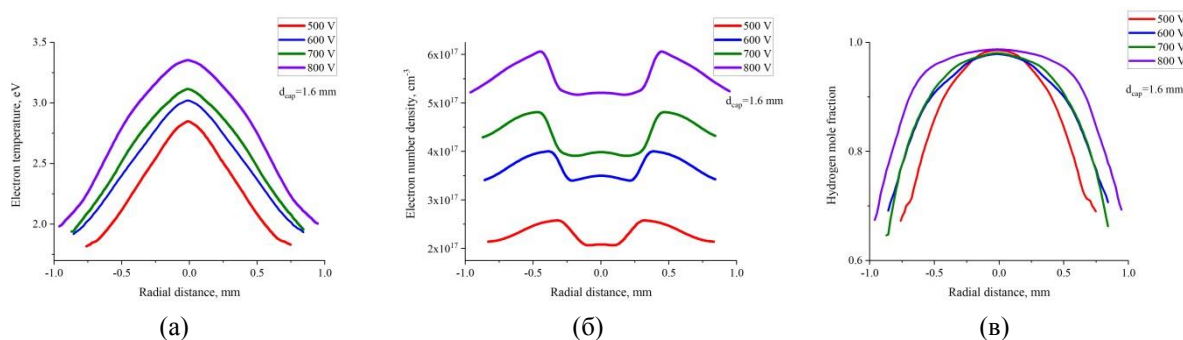
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fgrach@mail.ru

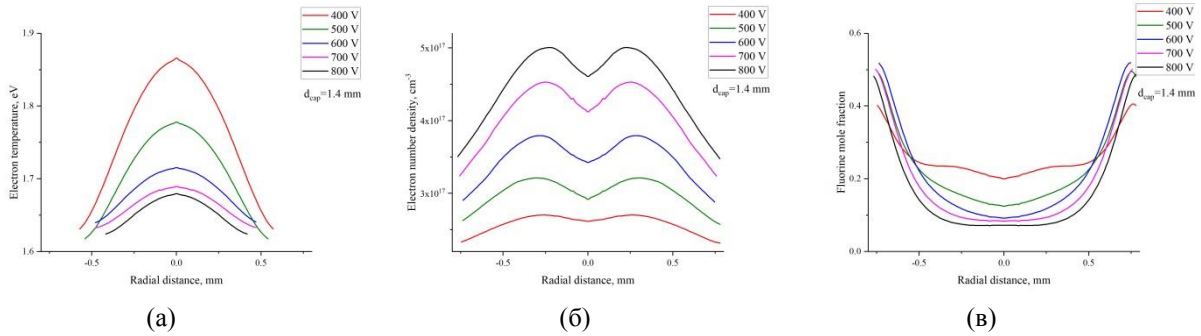
Сильноточный разряд в узком ( $d \sim 1$  мм) капилляре является необычным и сложным объектом физики низкотемпературной плазмы [1–3]. Интегральные характеристики потока ионизованного газа, возникающего в результате испарения стенок, достаточно хорошо изучены. Малоисследованной осталась радиальная структура плазмы внутри капилляра. В ней, несмотря на малый радиус, возникает несколько кольцевых слоев, различающихся как по скорости движения, так и по диффузионному наполнению атомами и ионами.

Исследование посвящено кинетике периферийной плазмы сильноточного разряда в капилляре с испаряющимися стенками, которые состоят из полимерных соединений  $\text{CH}_2$  и  $\text{CF}_2$ . Целью исследования, состоящего в анализе поперечных потоков диффузии атомов и ионов на основе экспериментальных данных [4,5], является объяснение причин разделения компонент газовых смесей, испаряющихся со стенок капилляра.

*Границы области, температура и состав смеси.* Удаленная от центра пристеночная область ответственна за наполнения капилляра. Через нее атомы поступают в плазменный поток его центральной области. Исходными данными для анализа являются стехиометрическое отношение  $q/p=2$ , температура абляции материала стенки  $C_p Y_q$  ( $Y=H, F$ ), которая составляет  $T_c=0,06$  эВ для  $\text{CH}_2$  и  $T_c=0,08$  эВ для  $\text{CF}_2$ , а также результаты спектральной диагностики плазмы центральной области разряда [4,5] (рисунок 1 и рисунок 2). Температура в пристеночном слое монотонно (и резко) возрастает к центру, тем самым являясь для состава плазмы как бы координатой, заменяющей радиус  $r$ .



**Рисунок 1.** Поперечные профили (а) температуры, (б) концентрации электронов и (в) мольной доли водорода вблизи среза капилляра, измеренные при различных напряжениях источника питания разряда  $U$ . Длительность разрядного импульса  $\tau_{\text{имп}}=1$  мс, амплитудное значение разрядного тока  $I_{\text{макс}}=200\text{--}450$  А. Материал капилляра – полиэтилен, диаметр капилляра  $d=1.6$  мм.



**Рисунок 2.** Поперечные профили (а) температуры, (б) концентрации электронов и (в) мольной доли фтора вблизи среза капилляра, измеренные при различных напряжениях источника питания разряда  $U$ . Длительность разрядного импульса  $\tau_{имп}=1$  мс, амплитудное значение разрядного тока  $I_{макс}=180-450$  А. Материал капилляра – политетрафторэтилен, диаметр капилляра  $d=1.4$  мм.

В зависимости от степени ионизации и температуры пристеночную область капиллярной плазмы можно разделить на две части: слой слабоионизованной, практически нейтральной смеси у стенки и примыкающий к нему слой, в котором температура электронов достаточна для ионизации атомов С, но мала для ионизации атомов Н или F. Граница между этими слоями определяется условием слабой ионизации углерода,  $n_C^+=0.1n_C$ , при котором трудно ионизируемые компоненты Н и F тем более нейтральны. При этом условием решением уравнений состояния и ионизационного равновесия для обеих смесей с точностью до  $\pm 5\%$  является температура на внутренней границе пристеночной области  $T_B \approx 0,8$  эВ, слабо зависящая от внешних условий, и соотношения между концентрациями легкой и тяжелой компонент плазмы. Оценки отвечают параметрам на рисунке 1 и рисунке 2 в предположении постоянства давления по радиусу. Следующее, аналогичное условие  $n_C^+ > 10n_{H^+}$  позволяет пренебречь трудно ионизируемыми ионами вплоть до наружной границы пристеночной области. При изобарическом и термодинамическом равновесии оно дает температуру на этой границе:  $T_H \approx 1,45$  эВ для  $Y=H$ . При этом полная концентрация углерода, включая ионы, превышает водородную в  $\sim 5$  раз (водород собирается в центре капилляра, углерод преобладает у стенки), а степень ионизации легко ионизируемого углерода равна 0,85. Поскольку  $n_e \approx n_{C^+}$ , то имеем в пристеночной области тринарную смесь: Н, С и  $C^++e$ , которая при  $T < T_B$  переходит в бинарную смесь Н и С, а при  $T > T_H$  - в почти полностью ионизованную смесь со 100-кратным преобладанием ионов  $H^+$  в центре [4,5]. Во внутренней части пристеночного слоя (кольца) происходит основной рост температуры от 0,06 эВ на стенке до 0,8 эВ. Далее, от 0,8 до 1,45 эВ, он происходит в тройной смеси, а затем, до  $\sim 3$  эВ на оси, - при доминировании ионов  $H^+$ .

В С:F смеси, имеющей более низкую температуру в центре ( $T_0=1,8$  эВ, рисунок 2(а)), наружная граница пристеночной области ( $n_C^+=10n_{F^+}$ ) отвечает температуре  $T_H \approx 1,3$  эВ. Изменение долей компонент по радиусу здесь меньше, чем для  $CH_2$ , а ионы  $C^+$  преобладают всюду (рисунок 2(в)). Это обусловлено как большей удаленностью от стенки внешней границы пристеночной области (вследствие значительно более низкой температуры), так и более медленной диффузией атомов фтора по сравнению с водородом ( $m_F \gg m_H$ ).

Таким образом, в пристеночной области стоит задача определения скоростей и коэффициентов диффузии в смеси  $Y$ ,  $C$  и  $C^+e$ , которая у самой стенки переходит в смесь атомов  $Y$  и  $C$ . В направлении к центру температура растет до значений  $T_H \approx 1,3-1,45$  эВ, а концентрация электронов приближается к ее уровню на оси разряда.

*Радиальные потоки частиц в пристеночной плазме.* Анализ потоков частиц между стенкой и центром капилляра с опорой на экспериментальные данные позволяет сделать важные выводы, даже не прибегая к расчету диффузионных коэффициентов. Основополагающими уравнениями являются равновесное соотношение между плотностями потоков  $\rho_1 V_1 = -\rho_2 V_2$  и граничное условие на стенке. Поскольку испаряющийся со стенки газ подчиняется стехиометрическому отношению  $q/p=2$ , то, в соответствии с законом сохранения вещества, стационарные плотности потоков атомов диссоциированной смеси в пристеночной области находятся в том же соотношении:  $n_1(v+V_1)/n_2(v+V_2)=q/p=2$ , т.е. стехиометрия материала стенки в движущейся плазме поддерживается не составом газов, а плотностями их потоков. Здесь  $V_i$  - скорость диффузии;  $\rho_i = n_i m_i$  - массовая плотность компонент; атомные массы равны  $m_1=1$ ,  $m_2=12$  (в смеси F:C  $m_1=19$ );  $v$  - гидродинамическая скорость, направленная в центр; индекс  $i=1$  соответствует водороду /фтору, индекс  $i=2$  - углероду.

Эти уравнения задают связь между отношениями скоростей и концентраций:  $V_1/v = (2n_2/n_1 - 1)/(1 + 2m_1/m_2) = 6(2n_2/n_1 - 1)/7$ ,  $V_2/v = -(2 - n_1/n_2)/(2 + m_2/m_1) = -(2 - n_1/n_2)/14$ . Отсюда следует, что диффузия является кинетическим механизмом, который способен многократно ускорить водородный и замедлить углеродный потоки со стенок капилляра, обеспечивая преобладание водорода в центральной области, а углерода - у стенок. Это преобладание может быть весьма велико [5]: в центральной области капилляра водородная доля в 100 и более раз может превышать углеродную (рисунок 1(в)). При этом даже 5-кратное преобладание углерода в нейтральной C:H смеси внутреннего пристеночного слоя приводит к очень большому отличию скоростей радиальных потоков H и C. Скорости диффузии будут соотноситься как  $-V_1/V_2 = m_2 n_2 / m_1 n_1 = 12 n_2 / n_1 = 60$ , а результирующие скорости движения легких и тяжелых частиц к центру как  $(v+V_1)/(v+V_2) = 2n_2/n_1 = 10$ . При этом скорость диффузии водорода  $V_1$  в ~8 раз больше, а скорость диффузии углерода  $V_2$  примерно во столько же раз меньше их общей гидродинамической скорости  $v$ . В этом различии скоростей и состоит причина разделения компонент испаряющейся со стенки капилляра смеси и заполнения водородом центральной области.

Особенностями C:F смеси являются обратные направления скоростей  $V_i$  и более слабая диффузия к центру капилляра близких по массе атомов F и C, особенно фтора. В результате пределы изменения состава плазмы уступают C:H смеси (сравн. рисунок 1(в) и рисунок 2(в)). Обе скорости диффузии  $V_1$  и  $V_2$  малы по сравнению с  $v$ , хотя скорость диффузии более легкого углерода как минимум втрое выше, чем у фтора. Таким образом, уже на этапе предварительного исследования видна ограниченность диффузии в

пристеночной смеси С:F, имеющей к тому же малый коэффициент термодиффузии.

*Диффузионные механизмы разделения смесей.* Следует пояснить, что результирующие скорости  $V_i$  определяются разницей потоков атомов и ионов. Для С это встречные потоки диффузии атомов в центр и амбиполярной диффузии ионов с электронами на стенку. Для почти нейтральных в пристеночной области Н или F это тоже совокупность разнонаправленных потоков, порождаемых диффузионной силой (градиентом доли концентрации) и термодиффузией. В пристеночном, сравнительно нейтральном, слое с большим температурным градиентом (от  $T_c \approx 0,06-0,08$  эВ до  $T_b \approx 0,8$  эВ) разделение компонент производит термодиффузия. В следующем слое, между  $T_b$  и  $T_H \approx 1,3-1,45$  эВ, подключается амбиполярная диффузия. В стационарных условиях при слабом продольном движении вблизи стенки она находится практически в равновесии с диффузией атомов С в центр капилляра. Поэтому результирующий поток радиальной диффузии углеродной компоненты  $\rho_2 V_2$  мал по сравнению с его составляющими.

Равновесие означает "холостой" ход диффузионного движения в центр, потому что уход заряженных частиц препятствует прохождению атомов в центральную область. Возникает своего рода циклическое движение углеродной компоненты: атомы, двигаясь от стенки, попадают во второй, ионизированный слой пристеночной плазмы, откуда в виде ионов так же быстро возвращаются назад. Лишь небольшая их часть сравнительно медленно со скоростью  $v + V_2$  «пробивается» в центральную область.

Эта задержка углерода - второй механизм разделения компонент смеси, наряду с термодиффузией в соседнем нейтральном слое. В плазме со фтором он тоже работает слабее, т.к. температура там в 1,5 раза ниже и пристеночная область больше, чем в плазме с водородом. Таким образом, разделение компонент смесей, испаряющихся со стенок капилляра, осуществляется, по меньшей мере, в два рассмотренных этапа.

1. Ruchti C.B., Niemeyer L. Ablation Controlled Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. 14. № 4. P. 423-434.
2. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 184 с.
3. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Зависимость температуры и давления плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой от геометрии капилляра и тока разряда // Теплофизика высоких температур. 1968. Т. 6, № 1. С. 48-53.
4. Pashchina A.S. Demixing in the plasma created in capillary discharges with polymeric wall // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012002.
5. Pashchina A.S. On the reasons of spatial heterogeneity of the plasma chemical composition in ablation controlled discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1698. № 1. P. 012008.

# Plasma kinetics and parameters in the near-wall region of a capillary discharge

O.V.Korshunov, A.S.Pashchina\*, V.F.Chinnov

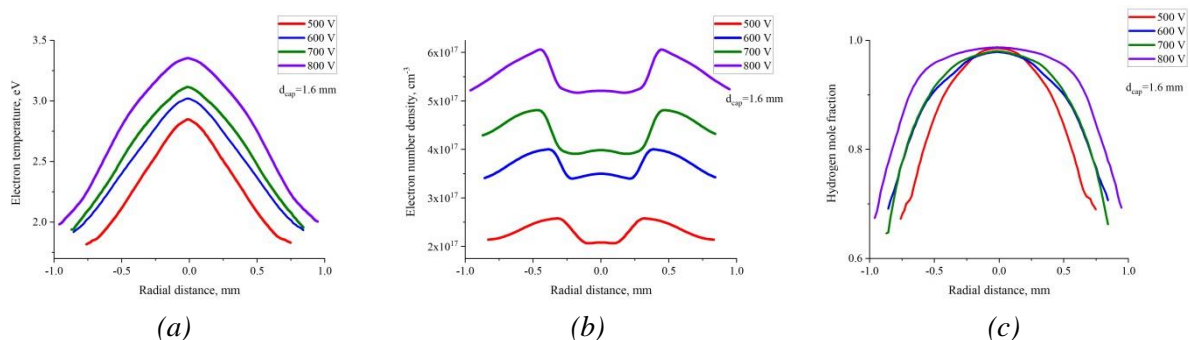
Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

\*fgrach@mail.ru

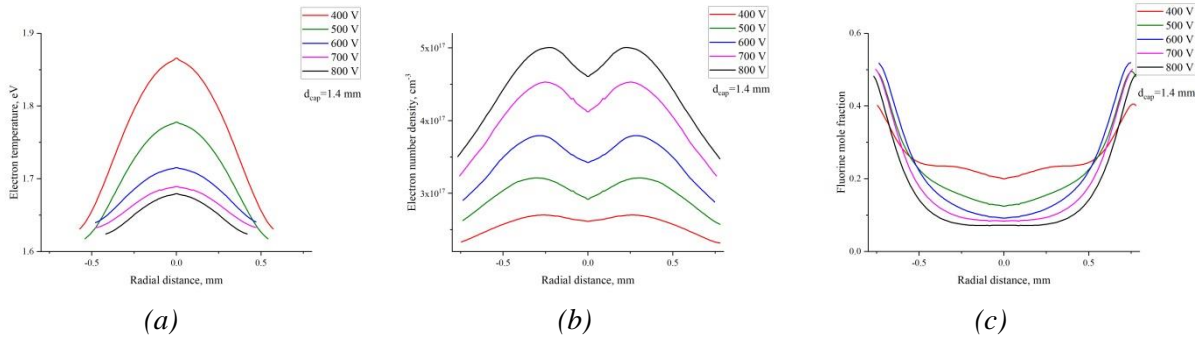
A high-current discharge in a narrow ( $d \sim 1$  mm) capillary is an unusual and complex object of low-temperature plasma physics [1–3]. The integral characteristics of the ionized gas flow resulting from the capillary wall evaporation have been studied quite well. The radial structure of the plasma inside the capillary has remained little studied. In it, despite the small radius, several annular layers appear, differing both in the speed of movement and in the diffusion filling by atoms and ions.

The study is devoted to the kinetics of peripheral plasma of a high-current discharge in a capillary with evaporating walls, which consist of polymer compounds  $\text{CH}_2$  and  $\text{CF}_2$ . The purpose of the study, which consists in analyzing the transverse diffusion fluxes of atoms and ions based on experimental data [4,5], is to explain the reasons for the separation of the components of gas mixture evaporating from the capillary wall.

*Temperature, mixture composition and peripheral region boundaries.* The near-wall region located far from the center is responsible for filling the capillary. Through it, atoms enter the plasma flow of its central region. The initial data for the analysis are the stoichiometric ratio  $q/p=2$ , the ablation temperature of the wall material  $C_p Y_q$  ( $Y=H,F$ ), which is  $T_c=0,06$  eV for  $\text{CH}_2$  and  $T_c=0.08$  eV for  $\text{CF}_2$ , as well as the results of the spectral diagnostics of plasma in the central region of the discharge [4,5] (Figure 1 and Figure 2). The temperature in the near-wall layer increases monotonically (and sharply) towards the center, thereby serving as a coordinate for the plasma composition, replacing the radius  $r$ .



**Figure 1.** Transverse profiles of temperature (a), electron concentration (b) and mole fraction of hydrogen (c) near the outlet of the capillary at different power source voltages. Discharge pulse duration  $\tau_{\text{pulse}}=1$  ms, peak discharge current  $I_p=200-450$  A. Capillary material – polyethylene, capillary diameter  $d=1.6$  mm



**Рисунок 2.** Transverse profiles of temperature (a), electron concentration (b) and mole fraction of fluorine (c) near the outlet of the capillary at different power source voltages. Discharge pulse duration  $\tau_{pulse}=1$  ms, peak discharge current  $I_p=180-450$  A. Capillary material – polytetrafluoroethylene, capillary diameter  $d=1.4$  mm.

Depending on the degree of ionization and temperature, the near-wall region of capillary plasma can be divided into two parts: a layer of weakly ionized, almost neutral mixture near the wall and an adjacent layer in which the electron temperature is sufficient to ionize C atoms, but is low for the ionization of H or F atoms. The boundary between these layers is determined by the condition of weak ionization of carbon,  $n_{C^+}=0.1n_C$ , under which difficultly ionized components (H and F) are even more neutral. Under this condition, the solution to the equations of state and ionization equilibrium for both mixtures with an accuracy of  $\pm 5\%$  is the temperature at the inner boundary of the near-wall region  $T_B \approx 0.8$  eV, weakly dependent on external conditions and the ratio between the concentrations of light and heavy components of the plasma. The estimates correspond to the parameters in Figure 1 and Figure 2, assuming constant pressure along the radius. The next, similar condition  $n_{C^+} > 10n_{Y^+}$  allows us to neglect difficultly ionizable ions up to the outer boundary of the near-wall region. In isobaric and thermodynamic equilibrium, it gives the temperature at this boundary:  $T_H \approx 1.45$  eV for  $Y=H$ . In this case, the total concentration of carbon, including ions, exceeds hydrogen by  $\sim 5$  times (hydrogen is concentrated in the center of the capillary, carbon predominates at the wall), and the degree of ionization of easily ionizable carbon is 0.85. Since  $n_e \approx n_{C^+}$ , we have in the near-wall region a ternary mixture: H, C and  $C^+ + e$ , which at  $T < T_B$  turns into a binary mixture of H and C, and at  $T > T_H$  - into an almost completely ionized mixture with 100- multiple predominance of  $H^+$  ions in the center [4,5]. The main increase in temperature in the inner part of the wall layer occurs from 0.06 eV at the wall to 0.8 eV. Further, from 0.8 to 1.45 eV, it occurs in a ternary mixture, and then up to  $\sim 3$  eV on the axis when  $H^+$  ions dominate.

In the C:F mixture, which has a lower temperature in the center ( $T_0=1.8$  eV, Figure 2(a)), the outer boundary of the wall region ( $n_{C^+}=10n_{F^+}$ ) corresponds to the temperature  $T_H \approx 1.3$  eV. The change in the proportion of components along the radius is less than for  $CH_2$ , and  $C^+$  ions predominate everywhere (Figure 2(c)). This is due to both the greater distance from the wall of the outer boundary of the near-wall region (due to a significantly lower temperature) and the slower diffusion of fluorine atoms compared to hydrogen ( $m_F \gg m_H$ ).

Thus, in the near-wall region, the task is to determine the rates and diffusion coefficients in the mixture of Y, C and  $C^+ + e$ , which at the wall itself transforms into a



mixture of Y and C atoms. In the direction towards the center, the temperature increases to  $T_H \approx 1.3-1.45$  eV, and the electron concentration approaches its level on the discharge axis.

**Radial particle fluxes in near-wall plasma.** Analysis of particle flows between the wall and the center of the capillary, based on experimental data, allows us to draw important conclusions, even without resorting to calculation of diffusion coefficients. The fundamental equations are the equilibrium relationship between the flux densities,  $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$ , and the boundary condition on the wall. Since the gas evaporating from the wall obeys the stoichiometric ratio  $q/p=2$ , then, in accordance with the law of conservation of matter, the stationary flux densities of atoms of the dissociated mixture in the near-wall region are in the same ratio:  $n_1(v+V_1)/n_2(v+V_2)=q/p=2$ . That is, the stoichiometry of the wall material in a moving plasma is maintained not by the gas composition, but by the densities of their fluxes. Here  $V_i$  is the diffusion speed;  $\rho_i = n_i m_i$  - mass density of components; atomic masses are  $m_1=1$ ,  $m_2=12$  (in the F:C mixture  $m_1=19$ );  $v$  - hydrodynamic speed directed to the center; index  $i=1$  corresponds to hydrogen/fluorine, index  $i=2$  - to carbon.

These equations define the relationship between the ratios of speeds and concentrations:  $V_1/v = (2n_2/n_1 - 1)/(1 + 2m_1/m_2) = 6(2n_2/n_1 - 1)/7$ ,  $V_2/v = -(2 - n_1/n_2)/(2 + m_2/m_1) = -(2 - n_1/n_2)/14$ . It follows that diffusion is a kinetic mechanism that can greatly accelerate the hydrogen flow and slow down the carbon flow from the capillary wall, ensuring the predominance of hydrogen in the central region and carbon near the wall. This predominance can be quite large [5]: in the central region of the capillary, the hydrogen fraction can be 100 or more times higher than the carbon fraction (Figure 1(c)). Moreover, even a 5-fold predominance of carbon in the neutral C:H mixture of the inner wall layer leads to a very large difference in the velocities of the radial fluxes of H and C. The diffusion rates will be related as  $-V_1/V_2 = m_2 n_2 / m_1 n_1 = 12 n_2 / n_1 = 60$ , and the resulting velocities of light and heavy particles towards the center as  $(v+V_1)/(v+V_2) = 2n_2/n_1 = 10$ . In this case, the diffusion rate of hydrogen  $V_1$  is  $\sim 8$  times greater, and the diffusion rate of carbon  $V_2$  is approximately the same number of times less than their total hydrodynamic velocity  $v$ . This difference in speed is the reason for the separation of the components of the mixture evaporating from the capillary wall and the filling of the central region with hydrogen.

Features of the C:F mixture are the opposite directions of velocities  $V_i$  and weaker diffusion to the center of the capillary of F and C atoms of similar masses, especially fluorine. As a result, the proportions of plasma components change less than in the C:H mixture (compare Figure 1(c) and Figure 2(c)). Both diffusion rates  $V_1$  and  $V_2$  are small compared to  $v$ , although the diffusion rate of lighter carbon is at least three times higher than that of fluorine. Thus, already at the stage of preliminary research, the limited diffusion in the near-wall C:F mixture, which also has a low thermal diffusion coefficient, is visible.

**Diffusion mechanisms of mixture separation.** It should be clarified that the resulting velocities  $V_i$  are determined by the difference in the fluxes of atoms and ions. For C, these are counter flows of diffusion of atoms into the center and ambipolar diffusion of ions with electrons to the wall. For almost neutral H or F in the near-wall region, this is also a set of multidirectional flows generated by the diffusion force (concentration gradient) and thermal diffusion. In the near-wall,

relatively neutral layer with a large temperature gradient (from  $T_c \approx 0.06-0.08$  eV to  $T_b \approx 0.8$  eV), the separation of components is carried out by thermal diffusion. In the next layer, between  $T_b \approx 0.8$  eV and  $T_H \approx 1.3-1.45$  eV, ambipolar diffusion is activated. Under stationary conditions with weak longitudinal motion near the wall, it is practically in equilibrium with the diffusion of C atoms into the center of the capillary. Therefore, the resulting radial diffusion flux of the carbon  $\rho_2 V_2$  is small compared to partial fluxes of its components.

Equilibrium means an “idle” course of the diffusion movement to the center, because the departure of charged particles prevents the passage of atoms into the central region. A kind of cyclic movement of the carbon component arises: atoms, moving from the wall, enter the second, ionized layer of wall plasma, from where they just as quickly return back in the form of ions. Only a small part of them relatively slowly “breaks through” into the central region with a speed  $v+V_2$ .

This carbon retention is the second mechanism for separating the components of the mixture, along with thermal diffusion in the adjacent neutral layer. In plasma with fluorine, it also works weaker, because the temperature there is 1.5 times lower and the near-wall region is larger than in plasma with hydrogen. Thus, the separation of the components of mixtures evaporating from the capillary wall is carried out in at least two stages considered.

1. Ruchti C.B., Niemeyer L. Ablation Controlled Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. 14. № 4. P. 423–434.
2. Min'ko L.Ya. Obtaining and study of pulsed plasma flows. Minsk: Nauka i tekhnika, 1970. 184 p. [In Russian].
3. Ogurtsova N.N., Podmoshensky I.V., Shelenina V.M. Dependence of the temperature and pressure of the plasma of a capillary discharge with an evaporating wall on the geometry of the capillary and the discharge current // Teplofizika Vysokih Temperatur. 1968. V. 6. № 1. P. 48–53. [In Russian].
4. Pashchina A.S. Demixing in the plasma created in capillary discharges with polymeric wall // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012002.
5. Pashchina A.S. On the reasons of spatial heterogeneity of the plasma chemical composition in ablation controlled discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1698. № 1. P. 012008.



## 11.2 Нестационарный электрический разряд в газокапельном потоке

*Савельев А.С.*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fisteh@mail.ru

При очистке жидкости (например, воды) выгоднее использование газочапельной или микропузырьковой среды, созданной путем смешения жидкости с газом (зачастую, с воздухом). В этих случаях плазма электрического

разряда, существующая в газовой фазе при нормальных условиях, имеет относительно большую площадь контакта, чем если бы взаимодействие происходило через границу полностью разделенных фаз. Другими словами, удельная площадь поверхности контакта жидкость–плазма во много раз больше в случае инициирования электрического разряда в газочапельной среде или микропузырьковой жидкости, что приводит к увеличению эффективности обработки жидкости или к уменьшению времени обработки в плазмохимическом реакторе. В работе [1] показано, что при генерации перекиси водорода с помощью электрического разряда распад данного соединения оказывается медленнее при использовании газочапельного потока, т.к. данное вещество относительно быстро растворяется в объеме капель воды. При очистке воды от красителя indigo carmine в реакторе с применением пульсирующего коронного разряда наибольшую эффективность имеет процесс, в котором загрязненная вода подается в реактор в виде спрея [2]. В работе [3] исследуется процесс периодического зажигания и погасания разряда в движущемся газе. Показана возможность существования нескольких стадий развития разряда: стримерная, искровая, тлеющий разряд. В работе [4] рассматривается процесс формирования искрового разряда в газочапельной среде и проводится измерение средних параметров распыла.

В работе проведена скоростная визуализация быстрой стадии зажигания искрового разряда, возникающего в газочапельной среде вода–воздух, и относительно медленной слаботочной стадии существования тлеющего разряда с величиной тока в несколько миллиампер. С помощью быстродействующего осциллографа с большим объемом памяти получены детальные осциллограммы последовательно следующих импульсов тока и напряжения разряда, измерена мгновенная и усредненная за длительный промежуток времени энергия, выделяемая в искровом промежутке. Показано, что зажигание разряда сопровождается быстрым ростом тока разряда (искровая стадия) и спадом его в течение нескольких микросекунд. После окончания искровой стадии канал разряда характеризуется повышенной проводимостью, что обеспечивает существование относительно длительной (миллисекунды) стадии разряда. На последовательных кадрах кинограммы видно, что в течение этого времени капли жидкости взаимодействуют с областью выделения энергии в разряде, частично испаряясь и локально увеличивая проводимость канала. Последний в свою очередь увлекается потоком и смещается вниз по потоку, что приводит к его значительному удлинению и погасанию. За время существования канала разряда с ним происходит многократное взаимодействие капель жидкости. Без газочапельного потока разряд между электродами не возникает при прочих равных условиях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

1. Thagard S.M., and Locke B.R. Electrical discharge plasma for water treatment / Advanced Oxidation Processes for Water Treatment. Ed. by Stefan M.I. London: IWA Publishing. 2018. Chapter 12. P. 493.
2. Malik M A 2010 Plasma Chem. Plasma Process. 30(1), 21–31.

3. Yu.S. Akishev, G.I. Aponin, M.E. Grushin, V.B. Karal'nik, M.V. Pan'kin, A.V. Petryakov, and N.I. Trushkin // Plasma Physics Reports, 2008, 34(4), 312-324.
4. A.S. Saveliev // Plasma Physics Reports, 2023, 49(11), 1414-1423.

## Unsteady electric discharge in gas-droplet flow

*A.S. Saveliev*<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow

\*fisteh@mail.ru

When purifying a liquid (for example, water), it is more advantageous to use a gas-droplet or bubble medium created by mixing a liquid with a gas (often with air). In these cases, the electrical discharge plasma, existing in the gas phase under normal conditions, has a relatively greater contact than if the interaction occurred across the boundary of completely separated phases. In other words, the specific surface area of the liquid-plasma contact is many times larger in the case of initiation of an electric discharge in a gas-droplet medium or microbubble liquid, which leads to an increase in the efficiency of liquid processing or to a reduction in processing time in a plasma-chemical reactor. It is shown in [1] that when hydrogen peroxide is generated using an electric discharge, the decomposition of this compound turns out to be slower when using a gas-droplet flow, because this substance dissolves relatively quickly in the volume of water droplets. When purifying water from indigo carmine dye in a reactor using a pulsating corona discharge, the most efficient process is in which contaminated water is supplied to the reactor in the form of a spray [2]. In [3], the process of periodic ignition and extinction of a discharge in a moving gas is studied. The possibility of the existence of several stages of discharge development is shown: streamer, spark, glow discharge. In work [4], the process of formation of a spark discharge in a gas-droplet environment is considered and the average spray parameters are measured.

At presented work the high-speed visualization was carried out of the fast stage of ignition of a spark discharge arising in a gas-droplet water-air medium and of the relatively slow low-current stage of a glow discharge with a current value of several milliamperes. Using a high-speed oscilloscope with a large memory size, detailed oscillograms of sequential current and voltage pulses of the discharge were obtained, and the instantaneous and averaged over a long period of time energy released in the electrode gap was measured. It has been shown that the ignition of a discharge is accompanied by a rapid increase in the discharge current (spark stage) and its decrease within a few microseconds. After the end of the spark stage, the discharge channel is characterized by increased conductivity, which ensures the existence of a relatively long discharge stage (lasts for milliseconds). In successive frames of the film, it can be seen that during this time, liquid drops interact with the region of energy release in the discharge, partially evaporating and locally increasing the conductivity of the channel. The last one is blown by the flow and moves downstream, which leads to its significant lengthening and extinction. During the

existence of the discharge channel, several liquid droplets can interact with it. Without a gas-droplet flow, a discharge between the electrodes does not occur, other conditions being equal.

The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-79-30062).

1. Thagard S.M., and Locke B.R. Electrical discharge plasma for water treatment / Advanced Oxidation Processes for Water Treatment. Ed. by Stefan M.I. London: IWA Publishing. 2018. Chapter 12. P. 493
2. Malik M A 2010 Plasma Chem. Plasma Process. 30(1), 21–31
3. Yu.S. Akishev, G.I. Aponin, M.E. Grushin, V.B. Karal'nik, M.V. Pan'kin, A.V. Petryakov, and N.I. Trushkin // Plasma Physics Reports, 2008, 34(4), 312–324.
4. A.S. Saveliev // Plasma Physics Reports, 2023, 49(11), 1414–1423.



### 11.3 Экспериментальное исследование процесса генерации перекиси водорода в импульсном электрическом разряде в потоке жидкости

*Н.К. Белов<sup>1</sup>, П.Н. Казанский<sup>1\*</sup>, Д.Д. Медведев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"

\*fokkoo@yandex.ru

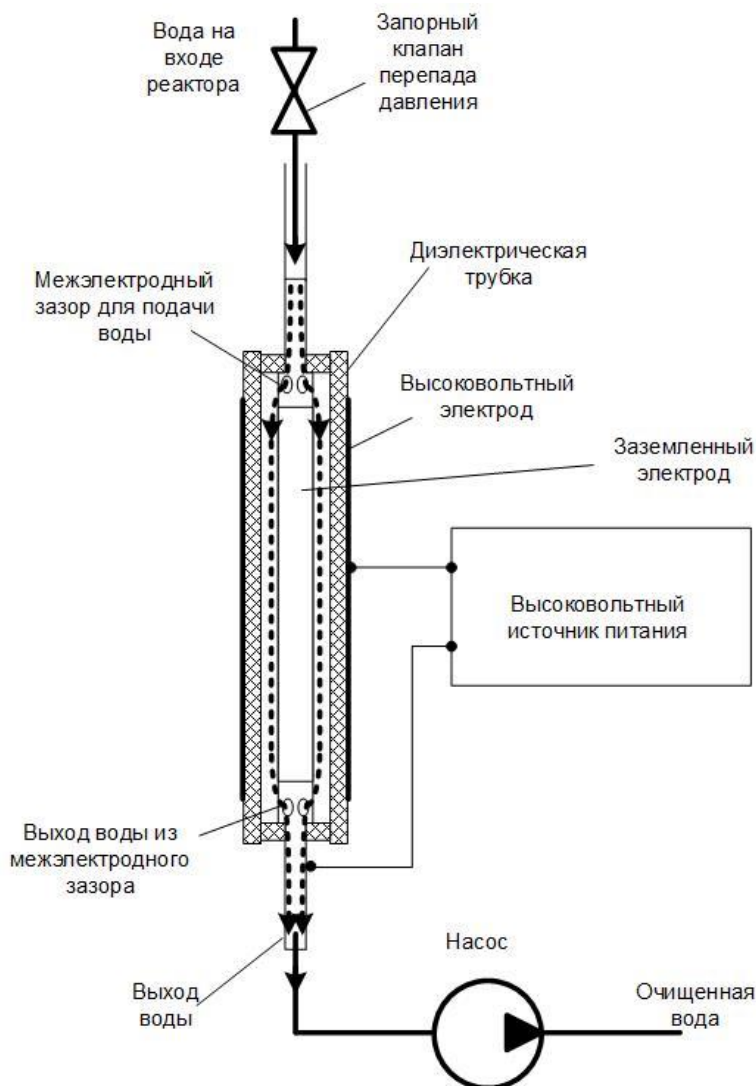
Использование процессов окисления является необходимым этапом любой технологии очистки воды. Стадия окисления необходима для очистки питьевой воды, обеззараживания сточных вод, обработки оборотной воды плавательных бассейнов, аквариумов и т.д. Активно развивают новые безхлорные технологии, такие как озонирование, бромирование, обработка перекисью водорода. Одной из наиболее передовых технологий является генерация радикала  $\text{OH}^*$  с помощью импульсного электрического разряда в парах воды.



Этот радикал в отличие от иона  $\text{OH}^-$  обладает чрезвычайно высокой окислительной способностью. На второй стадии реакций, когда нет других веществ, которые могли бы окисляться, радикалы  $\text{OH}^*$  начинают реагировать друг с другом, образуя перекись водорода [1].



Высокая энергетическая стоимость радикала  $\text{OH}^*$  сдерживает внедрение технологии [2]. Для увеличения энергоэффективности наработки радикалов  $\text{OH}^*$  в настоящей работе реализовано зажигание электрического разряда низкого давления в пузырьках паров воды и транспортировка радикалов  $\text{OH}^*$  из газа в жидкость. Рабочая зона реактора состоит из диэлектрической трубки с внешним высоковольтным электродом рис.1. Внутри реактора соосно диэлектрической трубке расположен заземлённый электрод. Межэлектродное расстояние составляет 2mm. Источник питания с выходным напряжением 0.5 – 30kV позволяет зажигать импульснопериодический разряд с частотой 1-3kHz. Проточное течение воды 0-15 l/min осуществляется внутри реактора. Водяной насос на выходе из реактора совместно с запорным клапаном на входе позволяет плавно устанавливать давление в рабочей зоне ниже атмосферного. Таким образом при снижении давления воды ниже давления водяного пара  $p < 0.025 \text{ bar}$ , происходит кипение воды, и в зазоре реактора появляются пузырьки пара. Зажигание разряда в пузырьках пара происходит без затрат энергии на нагрев и фазовый переход воды, что ведет к увеличению энергоэффективности установки.



*Рисунок 1. Общий вид установки генерации перекиси водорода в импульсном электрическом разряде в потоке жидкости.*

1. B. R. Locke and K.-Y. Shih, "Review of the methods to form hydrogen peroxide in electrical discharge plasma with liquid water," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 20, no. 3, p. 034006, Jun. 2011, doi: 10.1088/0963-0252/20/3/034006.
2. C. Yamabe and S. Ihara, "Electrical Discharge Characteristics Using a Bubble in Water and Their Applications to the Water Treatment," *J. Adv. Oxid. Technol.*, vol. 13, no. 1, pp. 65-70, Jan. 2010, doi: 10.1515/jaots-2010-0109.

## Experimental hydrogen peroxide generation in liquid flow by means of pulsed electric discharge

*N.K.Belov<sup>1</sup>, P.N.Kazanskii<sup>1\*</sup>, D.D. Medvedev<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

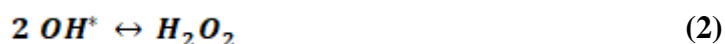
<sup>2</sup>National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

\*fokkoo@yandex.ru

The oxidation processes are necessary step in any water purification technology. The oxidation stage is necessary for drinking water purification, wastewater disinfection, treatment of recycled water for swimming pools, aquariums, etc. New chlorine-free technologies are being actively developed, such as ozonation, bromination, and hydrogen peroxide treatment. One of the most advanced technologies is the generation of the OH\* radical using a pulsed electrical discharge in water steam.

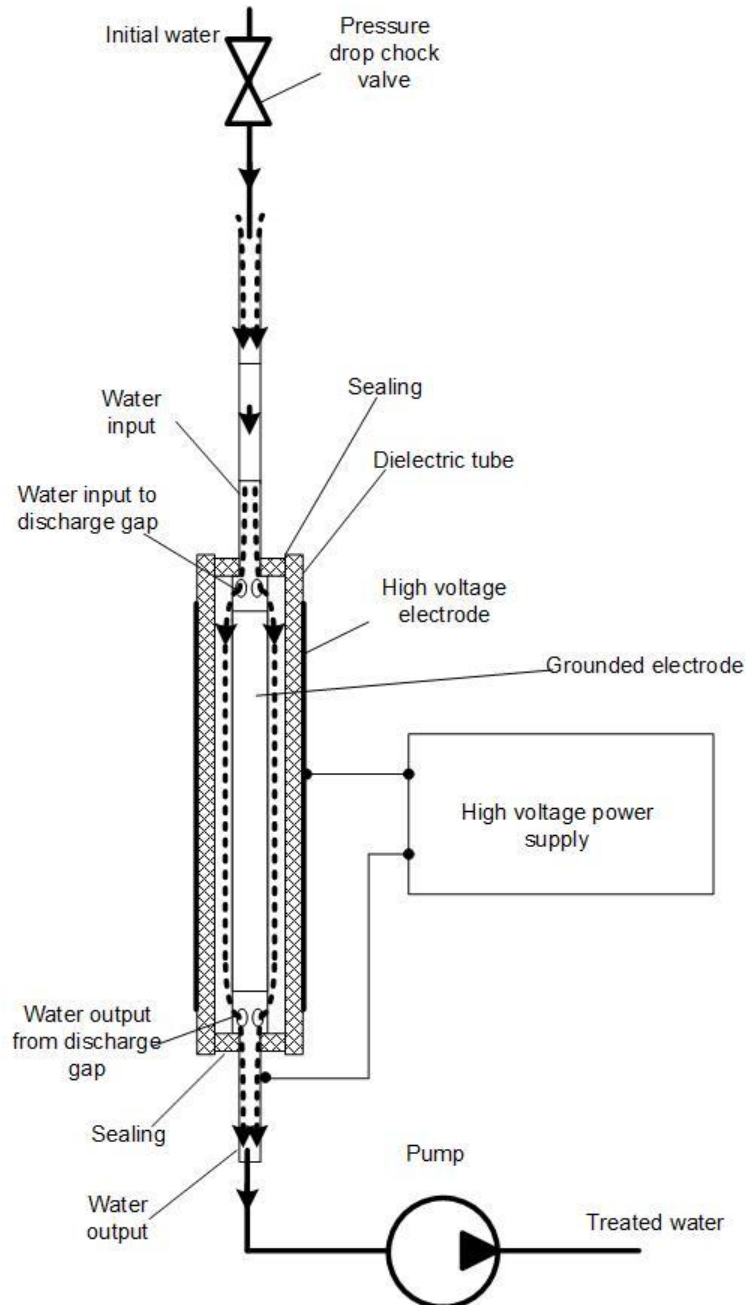


This radical, unlike the OH<sup>-</sup> ion, has an extremely high oxidizing ability. At the second stage of the reactions, when there are no other substances that could be oxidized, OH\* radicals begin to react with each other, forming hydrogen peroxide [1].



The high energy cost of the OH\* radical hinders the implementation of the technology [2]. To increase the energy efficiency of the production of OH\* radicals, this work involves igniting a low-pressure electric discharge in water steam bubbles and transporting OH\* radicals from gas to liquid. The working zone of the reactor consists of the dielectric tube with an external high-voltage electrode (Fig. 1). Inside the reactor, the grounded electrode is located coaxially with the dielectric tube. The interelectrode distance is 2mm. A power source with an output voltage ~ 0.5 - 30 kV allows one to ignite a pulse-periodic discharge with a frequency ~ 1-3 kHz. The flow of water inside the reactor was 0-15 l/min. The water pump at the outlet of the reactor, together with the shut-off valve at the inlet, allows control the pressure in the working area below atmospheric. Thus, when the water pressure decreases below the

water steam pressure  $p < 0.025$  bar, the water boils and steam bubbles appear in the reactor gap. The ignition of the discharge in steam bubbles occurs without energy consumption for heating and phase transition, which leads to an increase in the energy efficiency of the installation.



**Figure 1.** General view of the installation for generating hydrogen peroxide in a pulsed electric discharge in a liquid flow.

1. B. R. Locke and K.-Y. Shih, "Review of the methods to form hydrogen peroxide in electrical discharge plasma with liquid water," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 20, no. 3, p. 034006, Jun. 2011, doi: 10.1088/0963-0252/20/3/034006.



2. C. Yamabe and S. Ihara, "Electrical Discharge Characteristics Using a Bubble in Water and Their Applications to the Water Treatment," J. Adv. Oxid. Technol., vol. 13, no. 1, pp. 65–70, Jan. 2010, doi: 10.1515/jaots-2010-0109.



## 11.4 Применение микроволновой плазмы для синтеза микроструктурированных оксидных материалов

*С.Н. Антипов\*, М.Х. Гаджиев, М.В. Ильичев, А.С. Тюфтяев,  
Д.И. Юсупов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*antipov@ihed.ras.ru

В последние годы активно развиваются экологически безопасные и энергоэффективные усовершенствованные окислительные технологии. Для решения задач фотокаталитической очистки сточных вод требуется промышленное производство тетраподов ZnO, что при использовании метода карботермального синтеза сложно реализовать. В этой связи, весьма актуально развитие высокопроизводительных методов синтеза оксидных микроструктур. К таким методам, благодаря своей энергоэффективности относятся плазменные методы синтеза.

В работе представлен метод синтеза оксидных микроструктур ZnO с использованием микроволновой азотной плазмы атмосферного давления. Для генерации плазмы использовался СВЧ-плазматрон волноводного типа с водяной нагрузкой и подстроечным поршнем на конце волноводного тракта. СВЧ-плазматрон работает на базе типового маломощного магнетрона с частотой 2,45 GHz и позволяет создавать СВЧ-разряды атмосферного давления на волне H<sub>10</sub> при вкладываемой мощности ~1 кВт. Для этого нормально к широкой стенке прямоугольного волновода размещалась кварцевая трубка с внутренним диаметром 4 см, в которой при воздействии СВЧ-энергии на газовую среду возбуждался объемный стационарный разряд. В качестве плазмообразующего газа использовался азот высокой чистоты (99,998%), который вводился в трубку при расходе ~1-10 л/мин. Порошок цинка с размерами частиц 30-40 μm засыпался в разрядную трубку со стороны подачи газа и вместе с ним транспортировался через область СВЧ-разряда внутри волновода. Далее частицы обработанного порошка цинка собирались через открытый конец разрядной трубки в кварцевый сосуд. Важным преимуществом предлагаемого метода является то, что микроволновый (СВЧ) разряд атмосферного давления характеризуется гораздо более высокой плотностью зарядов и, как следствие, большей реакционной способностью по сравнению с другими газовыми разрядами при той же мощности. Кроме того, в некоторых видах разрядов атмосферного давления (коронный, искровой и дуговой) плазма «загрязняется» материалом внутренних разрядных электродов. Избежать этого можно при вложении энергии в СВЧ-разряд, возбуждаемый в

разрядных камерах (например, диэлектрических трубках) в отсутствие прямого контакта с металлическими электродами. Это свойство имеет принципиальное значение для создания плазмы высокой чистоты. Следует так же упомянуть, что для разрабатываемых технологий плазменного синтеза в качестве буферного плазмообразующего газа рассматривается использование азота, что предполагает возможность нитридации формирующихся структур оксида цинка. Отметим, наконец, тот факт, что дисперсные частицы микронных размеров при попадании в газоразрядную плазму становятся центрами рекомбинации плазменных электронов и ионов (иногда источником электронов в результате термо-, фото- и вторичной электронной эмиссии) и приобретают отрицательный электрический заряд, вследствие большей подвижности электронов. При этом величина заряда частиц может достигать значительных величин - до  $10^3$ - $10^5$  зарядов электрона. В результате электростатического взаимодействия частицы, несущие заряд одного знака, испытывают взаимное кулоновское отталкивание, что препятствует их слипанию и образованию агломератов. Это увеличивает эффективность плазменного воздействия на отдельные частицы и позволяет получать порошки с высокой степенью однородности их свойств, таких как химический состав и структура поверхности.

## Microwave plasma application for microstructured oxide material synthesis

*S.N. Antipov\*, M.Kh. Gadzhiev, M.V. Il'ichev, A.S. Tyuftyaev,  
D.I. Yusupov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

\*antipov@ihed.ras.ru

In recent years, environmentally friendly and energy-efficient advanced oxidation technologies have been actively developed. To solve the problems of photocatalytic wastewater treatment, the industrial production of ZnO tetrapods is required, which is difficult to achieve using the carbothermal synthesis method. In this regard, the development of high-performance methods for the synthesis of oxide microstructures is very important. Such methods include plasma synthesis methods due to their energy efficiency.

This paper presents a method for the synthesis of ZnO oxide microstructures using atmospheric pressure microwave nitrogen plasma. Waveguide-type microwave plasmatron with a water load was used for plasma generation. The microwave plasmatrone operates on the base of a standard low-power magnetron with a frequency of 2.45 GHz. Plasmatrone allows to exite an atmospheric pressure microwave discharges at the H<sub>10</sub> wave with an input power of about 1 kW. To do this, a quartz tube with an internal diameter of 4 cm was placed normally to the wide wall of the rectangular waveguide, in which a stationary volume discharge was excited when microwave energy was applied to the gaseous medium. High purity

nitrogen (99.998%) was used as a plasma-forming gas, which was introduced into the tube at a flow rate of about 1-10 l/min. Zinc powder with particle sizes of 30-40  $\mu\text{m}$  was injected into the discharge tube from the gas supply side and, together with it, passed through the microwave discharge region inside the waveguide. Next, the particles of the treated zinc powder were collected through the open end of the discharge tube into a quartz vessel. An important advantage of the proposed method is that an atmospheric pressure microwave discharge is characterized by a much higher charge density and, therefore, greater reactivity compared to other gas discharges at the same power. In addition, in some types of atmospheric pressure discharges (corona, spark and arc), the plasma is "contaminated" by the material of the internal discharge electrodes. This can be avoided by energy input in a microwave discharge excited in discharge chambers (for example, dielectric tubes) in the absence of direct contact with metal electrodes. This feature is of fundamental importance for high-purity plasma generation. It should also be mentioned that the use of nitrogen is being considered as a buffer plasma-forming gas for the plasma synthesis. This suggests the possibility of nitridation of the forming zinc oxide structures. Finally, we note the fact that micron-sized dispersed particles, when entering a gas-discharge plasma, become centers of recombination of plasma electrons and ions (sometimes a source of electrons because of thermo-, photo- and secondary electron emission) and acquire a negative electric charge due to the greater mobility of electrons. In this case, the particle charge can reach significant values - up to  $10^3$ - $10^5$  electron charges. Owing to electrostatic interaction, particles with the same charge sign experience mutual Coulomb repulsion, which prevents them from sticking together and forming agglomerates. This increases the efficiency of plasma action on individual particles and makes it possible to obtain powders with a high degree of uniformity in their properties, such as chemical composition and surface structure.



## 11.5 Концентрация атомов в сильноионизованной неоднородной плазме гелия

*О.В.Коршунов<sup>1</sup>, Д.И.Кавыркин<sup>1,2\*</sup>, В.Ф.Чиннов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

\*dimakav@rambler.ru

В данной работе объектом исследования выступает плазма гелиевой дуги атмосферного давления с высокими значениями концентрации электронов ( $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), степени ионизации ( $n_e/n \sim 1$ ) и температуры ( $T \approx 3 \text{ эВ}$ ), движущаяся в узком канале плазматрона постоянного тока  $\varnothing = 4\text{-}5 \text{ мм}$ . В серии работ [1-5], было показано, что радиальная неоднородность даже такого сравнительно плотного и высоко ионизованного газа приводит к сильной ионизационной неравновесности, причинами чего являются поперечная диффузия и

неидеальность плазмы [1,2]. Использование точных результатов газокинетической теории, в соответствии с которыми ионизованный простой газ является бинарной смесью атомов и ионов с электронами [6], позволило найти аналитическое решение диффузионной задачи для осесимметричного потока плазмы и распространить возможности ее спектральной диагностики на основное состояние атомов. Применительно к сильноионизованной дуге в гелии атмосферного давления получено, что измеренные зависимости  $n_e(r)$  и  $T(r)$ , в диапазоне радиусов дуги  $r=0-0.5$  мм могут быть выражены присущими дуге квадратичными аппроксимациями:

$$n_e(r) = n_e^0[1-(r/r_e)^2], T(r) = T^0/[1+(r/r_T)^2], \quad (1)$$

где  $r_e \approx 0.8-0.85$  мм и  $r_T \approx 1.26-1.05$  мм - характерные радиусы плазменного канала для концентрации и температуры электронов, а  $n_e^0 = (8.66-9.39) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и  $T^0 = 3.32-3.62$  эВ - концентрация и температура электронов в центре разряда, соответствующие исследовавшимся токовым режимам дуги 200-400 А [1-5]. Верхним индексом "0" обозначены параметры при  $r=0$ . Квадратичные зависимости от радиуса (1) характерны для разрядов, имеющих цилиндрическую симметрию [7], поэтому они достаточно универсальны, отличаясь для разных разрядов только постоянными аппроксимации: характерными радиусами и параметрами плазмы на оси, что позволяет применить данный подход к широкому диапазону условий. В соответствии с [8] аналитическое решение стационарного уравнение неразрывности для атомов  $\text{div}(n(\mathbf{V} + \mathbf{V}_a)) = K_{01}n_e n - K_{10}n_e n_1$  (где  $\mathbf{V}$  - общая скорость потока плазмы,  $\mathbf{V}_a$  - скорость диффузии атомов к центру дуги,  $K_{01} = K_{01}(T)$  - сильно зависящая от  $T$  константа скорости возбуждения электронами атома He из основного состояния [9,10],  $K_{10}$  - константа скорости девозбуждения нижних уровней плотностью  $n_1$ ), тоже представляет собой параболическую зависимость:  $n(r) = n^0 [1 + (\xi - 1)(r/r_e)^2]$ , где  $\xi > 1$  - физическая постоянная дуги, зависящая только от параметров плазмы на оси [8]. Расчет в для токов дуги  $I=200-400$  А приводит к значениям  $n^0 = (8.68-5.25) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Следует отметить, что благодаря наличию в [1,2] распределения населенностей практически всех нижних уровней He\*, удастся также провести детальный расчет их прямой ионизации, используя данные о сечениях и константах скорости. Этот расчет дает близкие значения  $n^0$ , что подтверждает применимость модифицированного диффузионного приближения даже для высоко лежащих уровней в условиях сильной прямой ионизации [2] и разрушения микрополями [11].

При измеренных зависимостях  $n_e(r)$  и  $T(r)$ , выраженных аппроксимациями (1), плазма центральной области дугового разряда находилась в промежуточном термодинамическом состоянии, приближаясь к изобарическому равновесию при малых токах и изохорическому - при больших. Высокий уровень плотности атомов, в 500 раз превышающий термодинамически равновесные значения, экспериментально подтверждался измеренными населенностями возбужденных уровней.

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-24-00) и грантом РНФ 21-79-10281 в части использованных экспериментальных данных.

1. О.В. Коршунов, В.Ф. Чиннов, Д.И. Кавыршин Сильноионизованная дуговая плазма He. Неравновесность, неидеальность и кинетика // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 164–173.
2. О.В. Коршунов, В.Ф. Чиннов, Д.И. Кавыршин Сильноионизованная дуговая плазма He. Определение температуры в условиях неравновесности и влияния плазменных микрополей // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 338–346.
3. Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, М.А. Саргсян, Д.И. Кавыршин Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления // ТВТ. 2013. Т. 51. № 2. С. 163–169.
4. V F Chinnov, D I Kavyrshin, A G Ageev, O V Korshunov, M A Sargsyan and A V Efimov Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures // Journal of Physics: Conference Series. 2016. 774. 012200.
5. O V Korshunov, V F Chinnov, D I Kavyrshin and A G Ageev Spectral measurements of electron temperature in nonequilibrium highly ionized He plasma // Journal of Physics: Conference Series. 2016774. 012199.
6. О.В. Коршунов, Д.И. Кавыршин, В.Ф. Чиннов. Диффузия столкновительной плазмы на примере сильноточной дуги в He. Бинарная и тринарная ионизованные смеси // ТВТ. 2023. Т.61. №5. С. 645-654.
7. Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издат. Дом "Интеллект". 2009. ISBN: 978-5-91559-019-8. 736 с.
8. О.В. Коршунов, Д.И. Кавыршин, В.Ф. Чиннов Диффузия и плотность атомов в сильноионизованной неоднородной плазме He // ТВТ. 2022. Т.60. №6. С.803-812.
9. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. / М., Наука. 1982, 376 с.
10. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов Кинетика ударно-радиационной ионизации и рекомбинации // УФН. 1972. Т. 107. № 3. С. 353.
11. Л.Г.Дьячков, Д.И.Кавыршин, О.В.Коршунов, В.Ф.Чиннов. Особенности распределения заселенностей атомных уровней в сильноионизованной дуговой плазме гелия // ТВТ. 2018. Т. 56. №4. С. 631–634.

## Concentration of atoms in highly ionized inhomogeneous helium plasma

*O.V. Korshunov<sup>1</sup>, D.I Kavyrshin<sup>1,2\*</sup>, V.F. Chinnov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS (JIHT RAS), Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research University (MPEI), Moscow, Russia

\*dimakav@rambler.ru

This work studies DC helium arc plasma at atmospheric pressure with high electron concentration ( $n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), degree of ionization ( $n_e/n \sim 1$ ) and temperature ( $T \approx 3 \text{ eV}$ ), which flows in a narrow channel of the plasmatron with diameter  $\varnothing = 4\text{--}5 \text{ mm}$ . Series of studies [1-5] showed that radial heterogeneity even for such comparatively dense and highly ionized gas leads to strong ionization nonequilibrium caused by transverse diffusion and nonideality of plasma [1,2]. Application of precise results of gas-kinetic theory which assumes ionized simple gas to be a mixture of atoms, ions and electrons [6], let us find an analytic solution of

diffusion problem for axisymmetric plasma flow and extend spectral diagnostics capabilities to ground state of atoms. Applying this to highly ionized DC helium arc plasma, we obtained that the measured  $n_e(r)$  and  $T(r)$  distributions, in arc radius range  $r=0-0.5$  mm can be expressed by quadratic approximations inherent to an arc:

$$n_e(r) = n_e^0[1-(r/r_e)^2], \quad T(r) = T^0/[1+(r/r_T)^2], \quad (1)$$

where  $r_e \approx 0.8-0.85$  mm and  $r_T \approx 1.26-1.05$  mm are the characteristic plasma channel radius for electron concentration and temperature, and  $n_e^0 = (8.66-9.39) \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>,  $T^0 = 3.32-3.62$  eV are the concentration and temperature of electrons in the center of the discharge corresponding to studied arc current values 200-400 A [1-5]. Superscript "0" designates parameter values at  $r=0$ . Quadratic dependencies on radius are characteristic for discharges having cylindrical symmetry [7], therefore they are quite universal, only having different approximation constants for different kinds of discharges – characteristic radii and plasma parameters on axis, which allows to apply this approach to a wide range of conditions. According to [8], the analytic solution of stationary continuity equation for atoms  $\text{div}(n(\mathbf{V}+\mathbf{V}_a)) = K_{01}n_e n - K_{10}n_e n_1$  (where  $\mathbf{V}$  is total plasma velocity,  $\mathbf{V}_a$  is atomic diffusion rate to the arc axis,  $K_{01} = K_{01}(T)$  is the excitation rate constant for ground state He atom by electrons, which is highly dependent on  $T$  [9,10],  $K_{10}$  - is quenching rate constant for lower levels with density  $n_1$ ), which is also a parabolic dependence:  $n(r) = n^0 [1+(\xi-1)(r/r_e)^2]$ , where  $\xi > 1$  - is the physical constant of the plasma arc, depending only on plasma parameters on axis [8]. Calculating this for arc currents  $I=200-400$  A gives the values  $n^0 = (8.68-5.25) \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>. It should be noted that due to the presence of distributions of almost all lower energy levels of He\* in [1,2], it is also possible to perform a detailed calculation of their direct ionization using the data on cross-sections and rate constants. This calculation gives close values of  $n^0$  which confirms the applicability of modified diffusion approximation even for high excited levels under conditions of strong direct ionization [2] and destructive action of the plasma microfield [11].

For measured dependencies  $n_e(r)$  and  $T(r)$ , expressed by approximations (1), the plasma in the center region of arc discharge was in intermediate thermodynamic state, approaching isobaric equilibrium at low currents and isochoric equilibrium at high currents. High atomic density values, which are 500 times higher than thermodynamic equilibrium values, were experimentally confirmed by measured populations of excited states.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (State Assignment No. 075-00270-24-00) and by Russian Science Foundation grant no. 21-79-10281 in terms of experimental data used.

1. Korshunov, O.V., Chinnov, V.F. & Kavyrshin, D.I. Highly Ionized Arc He Plasma: Nonequilibrium, Nonideality, and Kinetics. *High Temp* 57, 147-155 (2019).
2. Korshunov, O.V., Chinnov, V.F. & Kavyrshin, D.I. Highly Ionized Helium Arc Plasma. Determination of the Temperature in Nonequilibrium Conditions and the Effect of Plasma Microfields. *High Temp* 57, 308-315 (2019).
3. Isakaev, E.K., Chinnov, V.F., Sargsyan, M.A. et al. Nonequilibrium state of highly ionized helium plasma at atmospheric pressure. *High Temp* 51, 141-146 (2013).

4. V F Chinnov, D I Kavyrshin, A G Ageev, O V Korshunov, M A Sargsyan and A V Efimov Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures // Journal of Physics: Conference Series. 2016. 774. 012200.
5. O V Korshunov, V F Chinnov, D I Kavyrshin and A G Ageev Spectral measurements of electron temperature in nonequilibrium highly ionized He plasma // Journal of Physics: Conference Series. 2016774. 012199.
6. Korshunov, O.V., Chinnov, V.F. & Kavyrshin, D.I. Diffusion of Collisional Plasma by the Example of a High-Current Arc in He: Binary and Trinary Ionized Mixtures. High Temp 61, 585–594 (2023).
7. Raizer, Yu.P., Fizika gazovogo razryada (Gas Discharge Physics), Dolgoprudnyi: Intellekt, 2009.
8. Korshunov, O.V., Kavyrshin, D.I. & Chinnov, V.F. Diffusion and Density of Atoms in Strongly Ionized Inhomogeneous He Plasma. High Temp 60, 735–744 (2022).
9. Biberman, L.M., Vorob'ev, V.S., and Yakubov, I.T., Kinetika neravnovesnoi nizkotemperaturnoi plazmy (Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasma), Moscow: Nauka, 1982.
10. Biberman, L.M., Vorob'ev, V.S., and Yakubov, I.T., Phys. – Usp., 1973, vol. 15, no. 4, p. 375.
11. D'yachkov, L.G., Kavyrshin, D.I., Korshunov, O.V. et al. Specific Features of the Distribution of Atomic-Level Occupancies in Highly Ionized Helium Arc Plasma. High Temp 56, 605–608 (2018).



## 11.6 Экспериментальное исследование параметров плазмы в области ее взаимодействия с поверхностью прототипа элемента первой стенки термоядерного реактора

***Е.А. Муравьева<sup>1\*</sup>, Д.И. Кавыркин<sup>1,2</sup>, В.П. Будаев<sup>1</sup>, С.Д. Федорович<sup>1</sup>,  
В.Ф. Чиннов<sup>1,2</sup>, К.В. Чан<sup>1</sup>, А.С. Мязин<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*easeal16@gmail.com

Обращенные к плазме элементы облицовки камеры термоядерного реактора подвержены воздействию плотных (до  $10^{24}$  м<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) плазменных потоков, а также потока нейтронов и электромагнитному излучению, что неизбежно приведет к деградации поверхности облицовки. На созданной в «НИУ «МЭИ» установке ПЛМ (плазменный линейный мультикасп) создаются условия, схожие с реакторными по плотности и температуре плазменных потоков, в стационарном режиме, что позволяет проводить испытания материалов, перспективных для использования в качестве первой стенки в целях исследования эрозии прототипов первой стенки.

В установке удастся создать стационарную гелиевую плазму и поддерживать её в течение нескольких часов при постоянных параметрах

разряда: давление гелия в камере  $10^{-3} \div 10^{-1}$  торр, ток разряда  $6 \div 7$  А, диаметр плазменного столба 35-40 мм, падение напряжения на разрядном промежутке  $100 \div 200$  В. Таким образом, плотность основного газа составляет  $[\text{He}] \approx 10^{12} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и зарядов  $n_e \approx 10^{11} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Температура электронов при этом может быть оценена  $T_{\text{еср}} = 2.4 \pm 0.2$  эВ [1,2]. При описанных выше условиях тепловая нагрузка на поверхность вводимой в приосевую область плазменного столба мишени достигала 5 МВт/м<sup>2</sup>.

Плазменная установка ПЛМ оснащена оптической и зондовой системами диагностики плазмы. Монохроматор-спектрограф MS7504(i) позволяет регистрировать излучение плазмы в диапазоне от 200 до 1100 нм со спектральным разрешением 0.013 нм и пространственным  $\sim 100$  мкм. Одновременно регистрируемый при этом спектральный интервал составляет 16.5 нм. На выходе монохроматора установлена ПЗС камера. С помощью монохроматора-спектрографа MS7504(i) в сочетании с оптоволоконным четырехканальным спектрометром AvaSpec выполняется регистрация оптических спектров излучения плазмы вблизи поверхности введенных в неё образцов конструкционных материалов.

С целью увеличения плотности энергии (моделирования воздействия ЭЛМов и срывов плазмы на стенку) были проведены измерения оптических спектров в зоне приповерхностной плазмы при дополнительном воздействии на поверхность мишени импульсов Nd:YAG лазера длительностью 10 нс с энергией 0.5 Дж на длине волны 1064 нм. Воздействие лазера практически не оказывает влияния на интенсивность гелиевых линий, при этом приводя к абляции поверхности образца и появлению в спектре линий атомарного вольфрама, интенсивность которых обратно пропорциональна регистрируемой интенсивности рассеянного лазерного излучения и растёт с каждым импульсом.

Вейвлет-преобразование зарегистрированного в гелиевой плазме установки ПЛМ сигнала зонда содержит информацию о турбулентных структурах. Доминирующее влияние оказывают структуры, связанные с временными масштабами 120 микросекунд. При действии лазерного импульса на материал происходит изменение свойств приповерхностной плазмы, наблюдается иерархичность турбулентных структур на масштабах от 10 до 500 мкс. Такое поведение типично наблюдается в турбулентности периферийной плазмы термоядерных установок и вызывается дальними корреляциями дрейфово-диссипативной (низкочастотной электростатической) турбулентности плазмы.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ 21-79-10281.

1. D.I. Kavyrshin et al., "Optical emission spectroscopy for studying of region of interaction between a plasma flow and a tungsten sample", *Phys. Atom. Nuclei*, **85**, 1580–1586 (2022).
2. D.I. Kavyrshin et al., "Development of methods for determining near-surface plasma parameters during tests of fusion reactor first-wall prototypes using the PLM device", *Fusion Science and Technology*, **79:4**, 421-431, (2023).



## Experimental study of plasma parameters in the field of its interaction with the surface of the prototype element of the first wall of a thermonuclear reactor

*E.A. Muravyeva<sup>1\*</sup>, D.I. Kavyrshin<sup>1,2</sup>, V.P. Budaev<sup>1</sup>, S.D. Fedorovich<sup>1</sup>,  
V.F. Chinnov<sup>1,2</sup>, Q.V. Tran<sup>1</sup>, A.S. Myazin<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>National Research University "MPEI", Moscow, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute of High Temperature RAS, Moscow, Russia

\*easeal16@gmail.com

Plasma-facing cladding elements of a thermonuclear reactor chamber are exposed to dense (up to  $10^{24}$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>) plasma fluxes, as well as neutron flux and electromagnetic radiation, which will inevitably lead to degradation of the cladding surface. The PLM (plasma linear multicasp) installation created at NRU MPEI creates conditions similar to reactor ones in terms of density and temperature of plasma flows in a stationary mode, which allows testing materials promising for use as the first wall in order to study the erosion of prototypes of the first wall.

In the installation, it is possible to create a stationary helium plasma and maintain it for several hours at constant discharge parameters: the helium pressure in the chamber is  $10^{-3} \div 10^{-1}$  torr, the discharge current is 6÷7 A, the diameter of the plasma column is 35-40 mm, the voltage drop over the discharge interval is 100÷200 V. Thus, the density of the base gas is  $[\text{He}] \approx 10^{12}\text{-}10^{14}$  cm<sup>-3</sup> and the charges are  $n_e \approx 10^{11}\text{-}10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. In this case, the electron temperature can be estimated at  $T_{\text{emid}} = 2.4 \pm 0.2$  eV [1,2]. Under the conditions described above, the thermal load on the surface of the target introduced into the axial region of the plasma column reached 5 MW/m<sup>2</sup>.

The plasma installation of the PLM is equipped with optical and probe systems for plasma diagnostics. The MS7504(i) monochromator spectrograph allows recording plasma radiation in the range from 200 to 1100 nm with a spectral resolution of 0.013 nm and a spatial resolution of ~100 microns. The spectral range recorded at the same time is 16.5 nm. A CCD camera is installed at the output of the monochromator. The MS7504(i) monochromator spectrograph in combination with the AvaSpec fiber-optic four-channel spectrometer is used to register the optical spectra of plasma radiation near the surface of the structural materials samples introduced into it.

In order to increase the energy density (modeling the effects of ELMs and plasma breakdown on the wall), optical spectra were measured in the near-surface plasma zone with additional exposure to the target surface of Nd:YAG laser pulses with a duration of 10 ns with an energy of 0.5 J at a wavelength of 1064 nm. Laser exposure has practically no effect on the intensity of helium lines, while leading to ablation of the sample surface and the appearance of atomic tungsten lines in the spectrum, the intensity of which is inversely proportional to the recorded intensity of scattered laser radiation and increases with each pulse.

The wavelet transform of the probe signal registered in the helium plasma of the PLM installation contains information about turbulent structures. The dominant

influence is exerted by structures associated with time scales of 120 microseconds. Under the action of a laser pulse on the material, the properties of the near-surface plasma change, the hierarchy of turbulent structures on scales from 10 to 500 microseconds is observed. This behavior is typically observed in the turbulence of the peripheral plasma of thermonuclear installations and is caused by long-range correlations of drift-dissipative (low-frequency electrostatic) plasma turbulence.

The study was carried out with the support of the RSF grant 21-79-10281.

1. D.I. Kavyrshin et al., "Optical emission spectroscopy for studying of region of interaction between a plasma flow and a tungsten sample", *Phys. Atom. Nuclei*, **85**, 1580–1586 (2022).
2. D.I. Kavyrshin et al., "Development of methods for determining near-surface plasma parameters during tests of fusion reactor first-wall prototypes using the PLM device", *Fusion Science and Technology*, **79:4**, 421-431, (2023).



## Моделирование горения сверхзвуковой струи метано-воздушной смеси в присутствии электрического разряда во FlowVision

Д. А. Тарасов<sup>1,2</sup>, А. А. Фирсов<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Моск. обл., Россия

\*alexander.a.firsov@gmail.com

Использование электрических разрядов для воспламенения топливно-воздушных смесей и стабилизации горения в высокоскоростных потоках является актуальной задачей. В последние годы в области плазменно-стимулированного горения проводятся активные исследования [1]. Использование численного моделирования в этой области предоставляет хорошие возможности для изучения воздействия электрических разрядов на процессы горения.

Для моделирования горения метана в воздухе разработано большое количество схем реакций. Они сильно различаются по количеству элементарных реакций и областям их применимости – от одной брутто-реакции до набора из 325 реакций, включающих 53 вещества [2]. С прикладной точки зрения, в рамках решаемых задач при разработке коммерческих технических решений наибольший интерес представляли небольшие наборы реакций, качественно воспроизводящие тепловой эффект процесса горения и дающие оценки концентрации основных продуктов горения с меньшими затратами времени и вычислительных мощностей. Добавление электрического разряда в модель приводит к необходимости адаптации и усовершенствованию подходов, традиционно применяемых при моделировании горения. Это связано как с необходимостью учёта как новых транспортных свойств веществ,

таких как электропроводность, так и существенно большего диапазона температур.

Учитывая вышеизложенные замечания в данной работе для моделирования горения метана рассматривались схемы реакций с как можно меньшим количеством элементарных реакций, в то же время сохраняющие основные характеристики, такие как температура адиабатического горения, скорость фронта пламени и профили концентраций основных реактантов и продуктов горения. Выбор был сделан в пользу схемы из работы [3]. Она состоит из двух прямых и двух обратимых реакций и является актуальной модификацией хорошо зарекомендовавшего себя механизма горения Jones-Lindstedt (Jones and Lindstedt, 1988).

В данной работе проводилось моделирование горения метана в воздухе с использованием нескольких программных средств в разных постановках. Основным исследуемым продуктом являлся FlowVision, остальные продукты использовались для верификации получаемых результатов, первичного анализа схем химических реакций и некоторых других прикладных задач. FlowVision – коммерческий продукт, с недавнего времени позволяющий моделировать трёхмерные течения химически взаимодействующих веществ (горение). Другое используемое программное решение – Python пакет Cantera [4]. Это набор инструментов с открытым исходным кодом для решения задач химической кинетики, термодинамики и процессов переноса. Он позволяет рассчитывать интересующие нас процессы химической кинетики, термодинамики и переноса в рамках ряда основных нольмерных и одномерных моделей.

Предварительное моделирование с целью верификации проводилось в двух постановках – 0D и 1D. Начальные условия для 0D расчётов и граничные условия на входе для 1D расчётов задавали следующие величины: температура – 837.81 К, давление – 2989087.5 Па, массовый расход (1D случай) – 13.028 кг/с, массовые доли – (H<sub>2</sub> – 0.030018, O<sub>2</sub> – 0.34967, H<sub>2</sub>O – 0.26207, CH<sub>4</sub> – 0.34214, CO – 0.00020797, CO<sub>2</sub> – 0.012741, N<sub>2</sub> – 0.0012183, AR – 0.0019344). 0D расчёты проводились для постоянного объёма  $V = \text{const}$ . Ниже на рисунках 1 и 2 представлено сравнение результатов расчёта в FlowVision с Cantera в 0D и 1D постановках соответственно. По результатам моделирования видно отличие результатов расчёта в двух пакетах для нульмерной постановки, что обусловлено различными механизмами решения дифференциальных уравнений. Cantera использует адаптивный шаг по времени для получения заданной точности, в то время как FlowVision использует фиксированный шаг по времени. Тем не менее подобная точность разрешения по времени не имеет большого влияния при решении стационарных задач, что продемонстрировано на рис. 2 в одномерной постановке.

Моделирование горения в присутствии электрического разряда было проведено с использованием пакета FlowVision. Модель плазмы и используемая электродинамическая модель брались в соответствии предыдущей работе авторов по моделированию продольного разряда [5]. Расчёт проводился в двумерной осесимметричной постановке. Разряд был направлен вдоль потока и находился в его ядре. Электроды – цилиндрические с коническими концами

диаметром 1 мм и 2 мм. В качестве области моделирования был выбран сектор цилиндра размерами 80 мм x 40 мм и с углом раствора 3,6 градуса. Выход из расчётной зоны - свободный. На боковых стенках сектора установлено условие симметрии, обеспечивающее нулевой градиент физических величин по нормали к границе. В качестве граничного условия для входа использовался сверхзвуковой вход с заданием температуры, распределения скорости, статического давления и концентраций веществ топливно-воздушной смеси. На входе задавались  $P_{st} = 22$  КПа,  $M = 2$ ,  $T_g = 170$  К, соотношение массовой доли метана к массовой доле воздуха составляло 1:17. На переднем электроде использовалось граничное условие, задающее постоянный электрический ток 1 А. Второй электрод имел постоянный потенциал 0 В. Начальными условиями во всем объеме устанавливались параметры течения, соответствующие граничному условию на входе, расчётная область заполнялась воздухом. Начальный проводящий канал задавался установкой температуры в тонком цилиндре, соединяющем электроды. Геометрия расчётной области представлена на рис. 3. В данный момент обработка результатов проведённого расчёта всё ещё продолжается.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-79-10408.

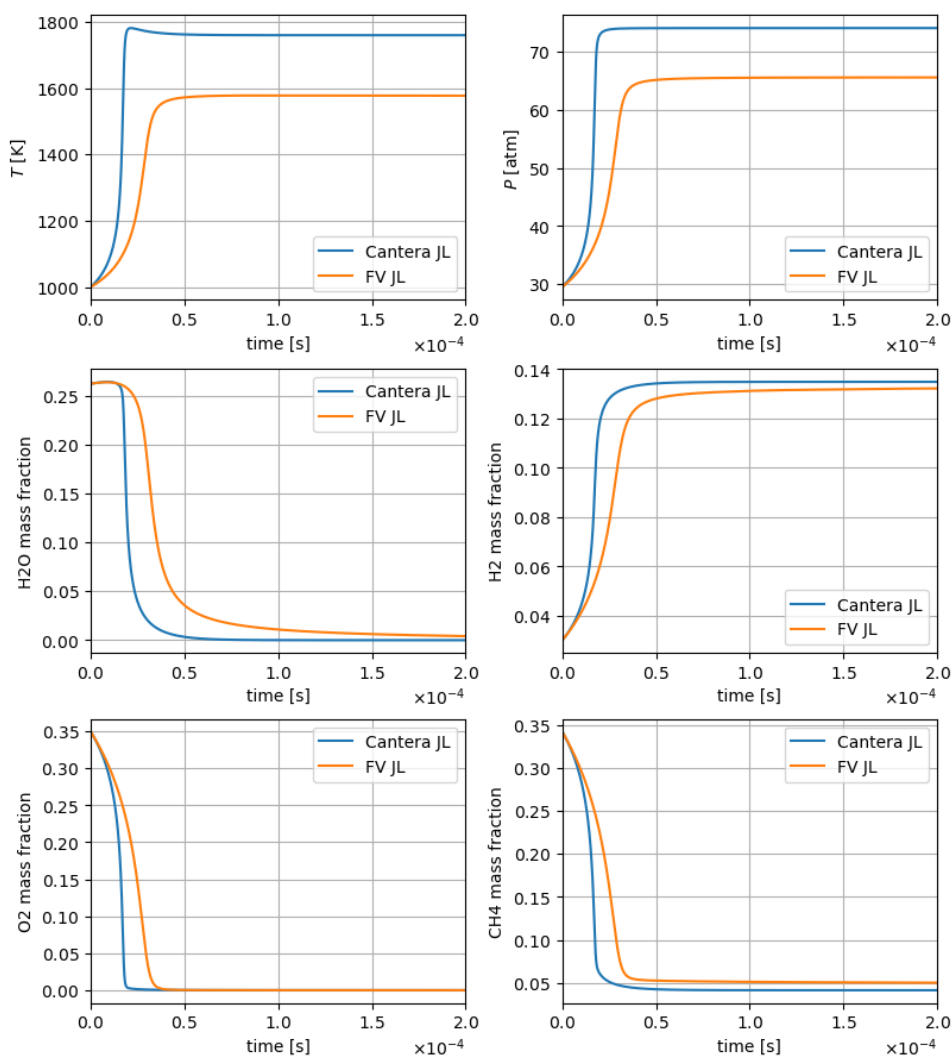


Рисунок 1. Сравнение результатов расчёта 0D горения в Cantera и Flow Vision

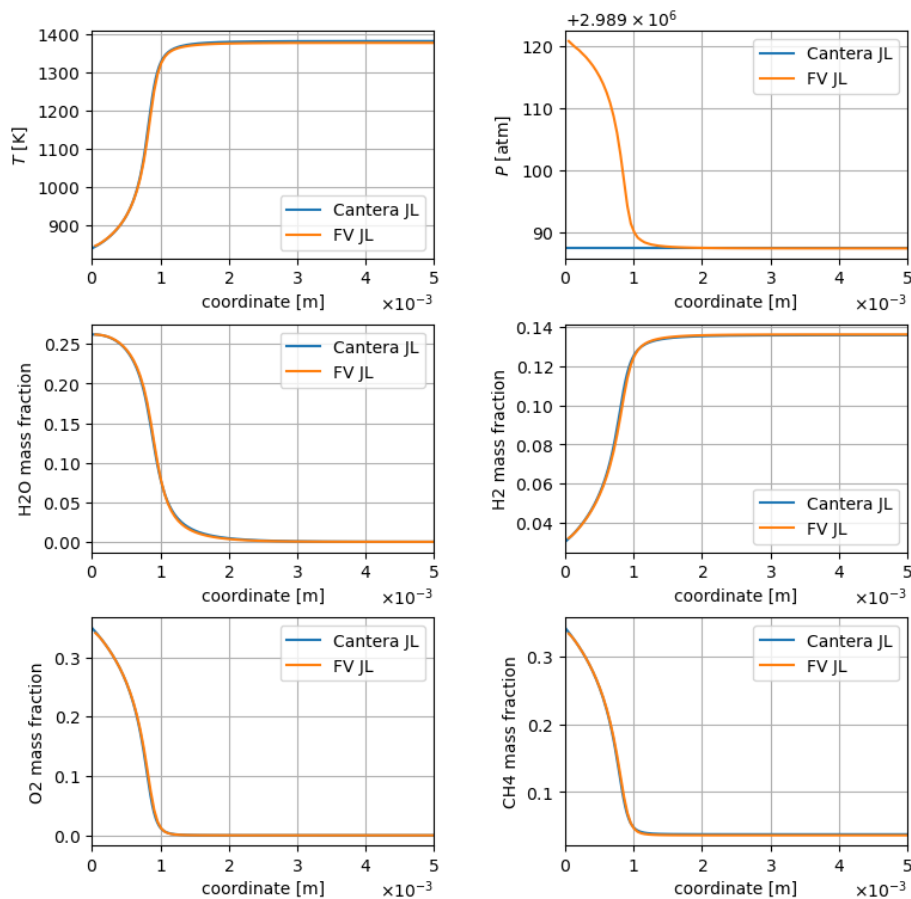


Рисунок 2. Сравнение результатов расчёта 1D горения в Cantera и FlowVision.

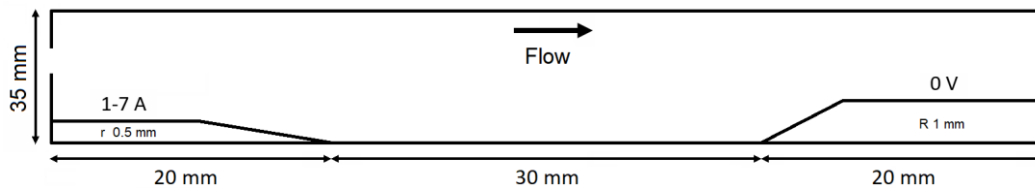


Рисунок 3. Геометрия расчётной области осесимметричной 2D постановки с разрядом.

1. Leonov, S.B. Electrically Driven Supersonic Combustion // Energies 2018, 11, 1733.
2. Gregory P. Smith [et al.]. GRI-Mech 3.0 Website URL: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/)
3. Wang [et al.]. Comparison of Different Global Combustion Mechanisms Under Hot and Diluted Oxidation Conditions // Combustion Science and Technology. 184. 259-276.
4. David G. Goodwin [et al.]. Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes. URL: <https://www.cantera.org>
5. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // Energies 2022, 15, 7015.

## 11.8 Метод аппроксимирующих операторов

*А.В. Галактионов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

Перенос энергии тепловым излучением существенно влияет на физические процессы в газоплазменных потоках, кинетику химических реакций при горении топлив, теплоперенос в высокотемпературных теплозащитных покрытиях. Учет радиационного теплопереноса серьезно осложняет решение задачи в целом, поскольку значительно увеличивает ее размерность. Для расчетов требуется интегрирование по спектру, существенному для теплового излучения, а также по углам распространения излучения[1-4].

Трудоемкость задачи заставляет искать эффективные методы расчетов переноса энергии излучением. К таким методам относится развиваемый автором операторный метод описания переноса энергии излучением [5,6]. В его основе лежит пространственное преобразование Фурье для уравнений радиационного теплопереноса. Преобразование Фурье позволяет свести дифференциальные уравнения к уравнениям алгебраическим, существенно их упростив. Это позволяет проинтегрировать уравнение переноса по углу распространения излучения и значительно снизить вычислительную трудоемкость задачи. В тоже время, прямое использование преобразования Фурье в практических численных расчетах сталкивается с целым рядом известных трудностей, которые ставят крест на их широком практическом использовании, делая их лишь удобным средством чисто теоретического анализа и оценок. Преобразование Фурье хорошо работает лишь для уравнений с постоянными по пространству коэффициентами, для областей с простой прямоугольной геометрией, для равномерных сеток и неограниченной среды или периодических граничных условий. Все это редко встречается на практике. Реальные расчетные области имеют весьма сложную геометрию, в них применяются неравномерные адаптивные сетки.

В докладе для обобщения операторного метода на задачи с переменными коэффициентами и области со сложной геометрией предлагается новый метод аппроксимирующих операторов. Идея метода заключается в использовании известных операторов вроде оператора Лапласа или оператора умножения на функцию, которые уже реализованы в прикладных пакетах и хорошо работают с переменными коэффициентами, на неравномерных сетках и в областях со сложной геометрией. Коэффициенты для известных операторов вычисляются с помощью аппроксимации символа [6] оператора радиационного теплопереноса с сохранением его фундаментальных свойств, таких как положительность, самосопряженность и т.п. Это позволяет надеяться, что практические задачи можно будет быстро и эффективно решать, обеспечив при этом выполнение законов сохранения и используя среду популярных прикладных пакетов.

Метод позволяет оптимизировать расчёты, исходя из потребностей конкретной задачи, и может быть встроен в популярные прикладные пакеты. Сформулирована гипотеза «квазилокальности», которая позволяет вычислять и оптимизировать оператор со свойствами в заданной точке среды. Гипотеза обоснована в двух предельных случаях оптически тонкой и оптически толстой среды. Обсуждаются пути проверки гипотезы в общем случае.

На модельных спектрах типичных решений продемонстрированы возможности метода аппроксимирующих операторов и показано значительное снижение ошибок на примере нерассеивающей среды.

1. Zel'dovich Ya.B., Raiser Yu. P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. Dover Edition, 2002.
2. Chetverushkin B. N. Mathematical Modeling of radiative gas dynamics. Moscow: Nauka, 1985.
3. Case K.M., Zweifel P.F. Linear transport theory. Addison-Wesley Pub. Co., 1967.
4. Surzhikov S.T. Thermal emission of gases and plasma. M. Out-of MSTU. Bauman, 2004.
5. Galaktionov A. V. Operator method in analyzing nonsteady radiant energy-transfer, High temperature, 1992, Vol. 30, No. 4, pp. 661-667.
6. Galaktionov A. V. The Theory of Radiative Heat Transfer in Disperse Media, High temperature, 1997, Vol. 35, No. 5, pp. 755-765.

## Method of approximating operators

*A.V. Galaktionov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS? Moscow, Russia  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

Energy transfer by thermal radiation significantly affects physical processes in gas-plasma flows, the kinetics of chemical reactions during fuel combustion, and heat transfer in high-temperature heat-protective coatings. Taking into account radiative heat transfer seriously complicates the solution of the problem as a whole, since it significantly increases its dimension. Calculations require integration over the spectrum, which is significant for thermal radiation, as well as over the angles of radiation propagation.

The complexity of the problem forces us to look for effective methods for calculating radiation energy transfer. These methods include the operator method developed by the author for describing radiation energy transfer [5,6]. It is based on the spatial Fourier transform for the equations of radiative heat transfer. The Fourier transform will allow you to reduce differential equations to algebraic equations, significantly simplifying them. This makes it possible to integrate the transport equation over the radiation propagation angle and significantly reduce the computational complexity of the problem. At the same time, the direct use of the Fourier transforms in practical numerical calculations faces a number of well-known difficulties that put an end to their widespread practical use, making them only a convenient means of purely theoretical analysis and estimates. The Fourier

transforms only works well for equations with spatially constant coefficients, for domains with simple rectangular geometry, for uniform meshes and unbounded environments or periodic boundary conditions. All this rarely occurs in practice. Real computational domains have very complex geometry and use non-uniform adaptive grids.

The report proposes a new method of approximating operators to generalize the operator method to problems with variable coefficients and domains with complex geometry. The idea of the method is to use well-known operators such as the Laplace operator or the operator of multiplication by a function, which are already implemented in application packages and work well with variable coefficients, on non-uniform meshes and in complex geometry areas. Coefficients for known operators are calculated using the approximation of the symbol [6] of the radiative heat transfer operator while preserving its fundamental properties, such as positivity, self-adjointness, etc. This allows us to hope that practical problems can be solved quickly and efficiently, while ensuring the fulfillment of conservation laws and using the environment of popular application packages.

The method allows you to optimize calculations based on the needs of a specific task, and can be built into popular application packages. The hypothesis of "quasi-locality" is formulated, which allows one to calculate and optimize an operator with properties at a given point in the media. The hypothesis is substantiated in two limiting cases of an optically thin and optically thick medium. Ways to test the hypothesis in the general case are discussed.

Using model spectra of typical solutions, the capabilities of the approximating operator method are demonstrated and a significant reduction in errors is shown using the example of a non-scattering medium.

1. Zel'dovich Ya.B., Raiser Yu. P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. Dover Edition, 2002.
2. Chetverushkin B. N. Mathematical Modeling of radiative gas dynamics. Moscow: Nauka, 1985.
3. Case K.M., Zweifel P.F. Linear transport theory. Addison-Wesley Pub. Co., 1967.
4. Surzhikov S.T. Thermal emission of gases and plasma. M. Out-of MSTU. Bauman, 2004.
5. Galaktionov A. V. Operator method in analyzing nonsteady radiant energy-transfer, High temperature, 1992, Vol. 30, No. 4, pp. 661-667.
6. Galaktionov A. V. The Theory of Radiative Heat Transfer in Disperse Media, High temperature, 1997, Vol. 35, No. 5, pp. 755-765.



## **11.9 Подавление волн неустойчивости в стохастически возмущенной турбулентной струе в режиме упреждающего управления**

***И.А. Моралев<sup>1\*</sup>, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, О.П. Бычков<sup>2</sup>***

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия



<sup>2</sup>Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского,  
Жуковский, Россия  
\*morler@mail.ru

Волны неустойчивости (ВН) – это крупные когерентные структуры, возбуждаемые в турбулентной струе в результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [1]. Для сверхзвуковых струй и случаев, когда в окрестности струи расположена рассеивающая поверхность (например, отклоненный закрылок [2]), ВН могут быть источниками акустического шума, регистрируемого в дальнем поле [3,4].

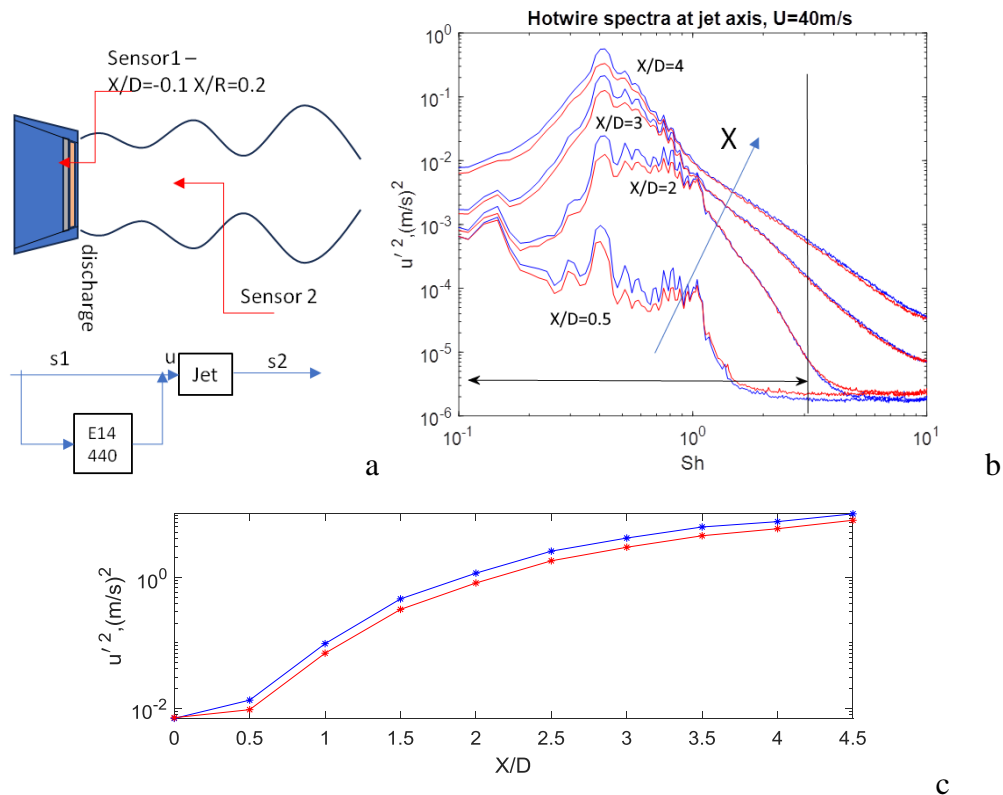
Естественные волны неустойчивости нелинейным образом возбуждаются турбулентность сдвигового слоя и набегающего пограничного слоя, а также акустическими волнами, приходящими, например, от вентилятора. Кроме того, можно возбудить искусственные волны неустойчивости с использованием механических, струйных либо плазменных актуаторов. Эффективность такого возбуждения максимальна, когда оно вносится непосредственно у кромки сопла, в высокоскоростной части течения. Для плазменных актуаторов показано, что при достаточно высокой скорости истечения основной механизм воздействия связан с тепловыделением в разряде, которое приводит к колебаниям давления у кромки, которое потом преобразуется в волну неустойчивости.

Противофазное управление волнами неустойчивости с использованием обратной связи было показано для возмущений в узкой части спектра [2,4], а также предложены подходы для подавления возмущений в широкой полосе частот. В последнем случае эффективность подавления ограничена теоремой Бодэ, которая связывает интегральное снижение мощности сигнала при управлении с шириной кривых усиления сдвигового слоя. Стоит отметить, что для упреждающего управления таких ограничений нет.

В данной работе было продемонстрировано упреждающее управление волнами неустойчивости в турбулентной струе, стохастически возбуждаемой возмущениями, приходящими с потоком из форкамеры. Струя формировалась на выходе из сопла диаметром 45мм. Кромка сопла была покрыта корундом толщиной 0.5мм, на его поверхности был сформирован коронирующий электрод для формирования барьерного разряда. Кромка электрода располагалась на расстоянии 3мм от кромки сопла. Скорость потока на выходе сопла составляла от 40 до 70 м/с. Уровень турбулентности достигал 1.5% на оси струи в точке  $X=0$ . Для управления использовался сигнал с термоанемометра, расположенного в потенциальном течении в точке  $x/D=-0.1$ ,  $r/D=0.1$ . Входной сигнал задерживался, инвертировался и подавался на вход модуляции источника ВЧ напряжения. Пульсации в ближнем поле регистрировались с использованием второго термоанемометра, установленного на  $r/R=0$  на различном удалении от сопла.

Рисунок 1b показывает спектры, измеренные датчиком при оптимальной настройке системы управления. В спектрах наблюдается максимум, сформированный избирательным усилением волн неустойчивости. При управлении этот максимум может быть уменьшен на 2dB. Снижение амплитуды

волны наблюдается на всех расстояниях от сопла, соответствующих области асимптотического распространения возмущений, что соответствует гипотезе о подавлении возмущений непосредственно на кромке сопла. Наблюдаемое снижение влияет на средние свойства турбулентности в сдвиговом слое. Получено снижение турбулентных пульсаций примерно на 5% и некоторое уменьшение ширины сдвигового слоя при управлении.



**Рисунок 1.** а) Принципиальная схема эксперимента, б) спектры, измеренные термопроводом на оси струи в различных положениях по оси  $x$ , в) кривая роста возмущений в диапазоне частот 10-2000 Гц. Скорость струи 40м/с.

1. Jordan P., Colonius T. Wave packets and turbulent jet noise // Annual Review of Fluid Mechanics. 2013. V. 45. P. 173–195.
2. Kopiev V. F. Bychkov O. P., Kopiev V. A., Faranosov G. A., Moralev I. A. Kazansky P. N. Control of Instability Waves in an Unexcited Turbulent Jet Using Plasma Actuators in a Narrow Frequency Band // Acoust. Phys. 2021. v. 67. No4. p. 413–420.
3. Kopiev V. F., Bityurin V. A., Belyaev I. V., Godin S. M., Zaitsev M. Yu., Klimov A. I., Kopiev V. A., Moralev I. A., Ostrikov N. N. Jet Noise Control Using the Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators // Acoust. Phys. 2012, v. 58, No. 4, pp. 434–441.
4. Kopiev V. F. Bychkov O. P., Kopiev V. A., Faranosov G. A., Moralev I. A. Kazansky P. N. Active Control of Jet-Wing Interaction Noise Using Plasma Actuators in a Narrow Frequency Band // Acoust. Phys. 2023. v. 69. No2. p. 177–190.

## Instability wave control in stochastically excited jet using feed-forward approach

***I.A. Moralev<sup>2\*</sup>, A.Ya. Kotvitskii<sup>1</sup>, O.P. Bychkov<sup>2</sup>***

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovskii, Russia

\*morler@mail.ru

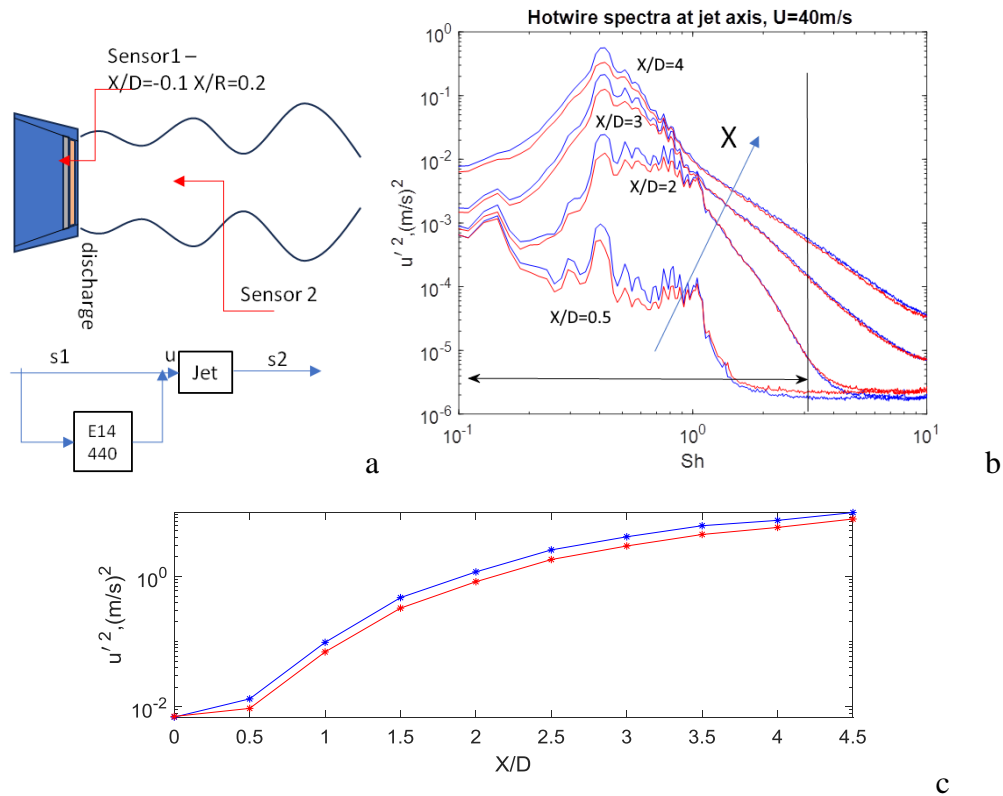
Instability waves (IW) are large-scale coherent structures, excited in a turbulent jet due to the Helvin-Helmholtz instability of the jet shear layer [1]. For supersonic jets and for the cases when a diffracting surface (wing flap [2]) is placed near the shear layer (so called installed jet), IW can be a source of the acoustic noise in a far field [3,4].

Natural IWs are nonlinearly excited by turbulence within the shear layer and oncoming boundary layer, or by the acoustic waves propagating in the plenum volume. Additionally, one can create artificial disturbances in the shear layer using the mechanical, fluidic or plasma actuator. The efficiency of the excitation is maximal, if the actuator is installed near the nozzle lip, in the high velocity part of the flow. For plasma actuator, at high flow velocity, the forcing mechanism is thermal: heat release in the discharge leads to pressure oscillation near the nozzle lip, further conveted to the instability wave.

Closed -loop control of the instability wave was demonstrated for the disturbances in the narrow part of the spectra [2,4], and then an approach was developed and tested for the broadband natural IW damping. However, the feedback schemes have internal limitations, coming from Bode theorem, and thus the maximal power reduction for the output signal is coupled with the width of the shear layer transfer function magnitude.

In the present work, we have implemented the feed-forward scheme for the IW control in the stochastically excited turbulent jet. Jet was formed at the exit of the 45mm diameter nozzle, installed at the exit of plenum chamber (fig.1a). Plasma actuator was installed at the nozzle edge. The nozzle itself was covered by 0.5mm Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic layer, with the exposed electrode sputtered on its surface. Electode edge was located 3mm from the nozzle exit. The flow velocity at the nozzle exit was varied from 40 to 70 m/s. Turbulence level was high, up to 1.5% at the jet axis at X=0 mm. The feedforward signal was sampled by hotwire at the position  $x/D=-0.1$ ,  $r/D=0.1$ . The input signal was delayed, inverted and then fed to the modulation input of HF power source. Near field velocity pulsations in the controlled jet were measured using a second hotwire, placed at  $r/R=0$  at various  $x$  positions.

Figure 1b shows the spectra measured form the second hotwire at the optimal tuning of the system. It can be seen that the hump, formed in the region of IW amplification, can be diminished by nearly 2dB. Reduction of wave amplitude is obtained at all points downstream of the edge in the asymptotic region of disturbance propagation, that supports the assumptions of the decrease of the instability wave amplitude immediately near the nozzle exit. The obtained reduction affects the average properties of the turbulence in the jet shear layer. An approximately 5% reduction of turbulence level and some reduction of the mean velocity profile width was obtained for the optimal flow control.



**Figure 1.** a) Principal scheme of the experiment, b) Spectra, measured by a hotwire at jet axis at various  $x$  positions, c) Growth curve for the disturbances in the frequency range 10-2000Hz. Jet velocity 40m/s.

1. Jordan P., Colonius T. Wave packets and turbulent jet noise // Annual Review of Fluid Mechanics. 2013. V. 45. P. 173–195.
2. Kopiev V. F. Bychkov O. P., Kopiev V. A., Faranosov G. A., Moralev I. A. Kazansky P. N. Control of Instability Waves in an Unexcited Turbulent Jet Using Plasma Actuators in a Narrow Frequency Band // Acoust. Phys. 2021. v. 67. No4. p. 413–420.
3. Kopiev V. F., Bityurin V. A., Belyaev I. V., Godin S. M., Zaitsev M. Yu., Klimov A. I., Kopiev V. A., Moralev I. A., Ostrikov N. N. Jet Noise Control Using the Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators// Acoust. Phys. 2012, v. 58, No. 4, pp. 434–441.
4. Kopiev V. F. Bychkov O. P., Kopiev V. A., Faranosov G. A., Moralev I. A. Kazansky P. N. Active Control of Jet-Wing Interaction Noise Using Plasma Actuators in a Narrow Frequency Band// Acoust. Phys. 2023. v. 69. No2. p. 177–190.



## 11.11 О согласовании процессов, происходящих при взаимодействии плазменного актуатора с воздухом

**В.М. Бочарников\*, В.В. Володин, В.В. Голуб, А.Е. Ельянов**  
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
\*vova.m.bocha@gmail.com

Есть ряд способов, которыми диэлектрический барьерный разряд (ДБР) влияет на неподвижную среду (воздух) и его дозвуковой поток. Данная работа посвящена их изучению и совместному использованию таким образом, чтобы каждая из составляющих плазменной системы оказывала воздействие, согласующееся с поставленной целью: наибольшее изменение модуля подъемной силы крыла летательного аппарата при меньших затратах энергии (не более 100 Вт/м).

Каждый из способов воздействия ДБР на поток является, по сути, актуатором одного из известных типов: тепловым, струйным, акустическим. Хотя каждая из составляющих ДБР в дозвуковом потоке имеет низкий КПД, в совокупности их эффективный энергозатрат может превышать половину мощности источника питания. Таким образом, целью данной работы можно назвать: поиск резонансов комплексной системы, связанных с работой одного симметричного ДБР – актуатора.

В связи с тем, что диапазон элементарных процессов сопровождающих функционирование ДБР достаточно широк, в работе рассмотрены резонансные свойства подсистем актуатора, взаимодействующих на разных уровнях по масштабу времени и пространства.

1. Влияние электрических параметров питания и материала ДБР – актуатора:
  - Удельное сопротивление и энергия ионизации материала внешних электродов.
  - Частота питающего напряжения, длина внешних электродов, балластное сопротивление.
  - Давление и плотность среды (воздуха): ключевая роль емкости актуатора.
2. Совместное влияние электрических и геометрических характеристик ДБР – актуатора:
  - Мощность синтетической струи в зависимости от емкости и добротности ДБР как колебательного контура. Роль кулоновского потенциала заряженной поверхности в возникновении объемной силы.
  - Не прилипание потока к заряженной поверхности: проскальзывание на длине распространения ДБР. Ограничение длины распространения разряда шириной инкапсулированного электрода.
  - Повышение концентрации ионов как основной способ увеличения объемной силы при неизменной мощности источника. Изменение зазора (gap) по горизонтальной и вертикальной координатам для увеличения пробойного напряжения микроразрядов.
3. Модификация классических методов струйного управления обтеканием для описания взаимодействия ДБР с дозвуковым потоком:
  - Присоединение (гарантированное в рассматриваемых условиях) потока, даже за границей крыла. Возникновение виртуального профиля. Достижение максимальных несущих свойств для виртуального профиля без существенного повышения лобового сопротивления.
  - Осцилляции ионов около кромок внешних электродов. Насыщение потока ионами с их последующим ускорением электрическим полем, без турбулентного взаимодействия струя – поток. Пролетный резонанс.

## On the coordination of processes occurring during interaction of the plasma actuator with air

*V.M. Bocharnikov\**, *V.V. Volodin*, *V.V. Golub*, *A.E. Elyanov*

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

\*vova.m.bocha@gmail.com

There are a number of ways in which a dielectric barrier discharge (DBD) affects a stationary medium (air) and its subsonic flow. This work is devoted to their study and joint use in such a way that each of the components of the plasma system has an effect, consistent with the goal: the greatest change in the lift modulus of the aircraft wing with less energy consumption (no more than 100 W/m).

Each of the methods of influencing to flow by DBD is, in fact, an actuator of one of the known types: thermal, jet, acoustic. Although each of the components of DBD in a subsonic flow has a low efficiency, together their effective energy input can exceed half the power of the power source. Thus, the purpose of this work can be formulated as the search for resonances of a complex system associated with the operation of single symmetric DBD - actuator.

Due to the fact that the range of elementary processes accompanying the functioning of DBD is quite wide, this work examines the resonant properties of actuator's subsystems interacting at different levels in time and space.

1. Influence of electrical parameters of power supply and materials of the DBD - actuator:
  - Specific resistance and ionization energy of the exposed electrode's material.
  - Supply voltage frequency, length of exposed electrodes, ballast resistance.
  - Pressure and density of the medium (air): the key role of the actuator's capacity.
2. Combined influence of electrical and geometric characteristics of the DBD - actuator:
  - The power of the synthetic jet vs. capacity and quality factor of the DBD as an oscillatory circuit. The role of the Coulomb potential of a charged surface in the occurrence of body force.
  - Non-sticking of the flow to the charged surface: slipping along the propagation length of the DBD. Limitation of the discharge propagation length by the width of the encapsulated electrode.
  - Increasing the ion concentration as the main way to increase the body force at a constant source power. Changing the gap in horizontal and vertical coordinates to increase the breakdown voltage of microdischarges.
3. Modification of classical methods of jet flow control to describe the interaction of a DBD with a subsonic flow:
  - Connection (guaranteed in the considered conditions) of the flow, even beyond the wing boundary. The emergence of a virtual profile. Achieving

maximum load - bearing properties for the virtual profile without significant increasing of drag.

- Ion oscillations near the edges of the exposed electrodes. Saturation of a flow with ions with their subsequent acceleration by electric field, without turbulent jet - flow interaction. Flight resonance.

▲▲▲

## 11.12 Электрический пробой в импульсном электрическом поле в двухфазной системе вода-масло

*Ю.М. Куликов<sup>1</sup>, В.А. Панов<sup>1\*</sup>, А.С. Савельев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*panovvladislav@gmail.com

Точный контроль состояния изоляции маслонаполненного высоковольтного оборудования позволяет продлить срок его службы, не допуская аварийных ситуаций. Содержание воды в изоляции является одним из критических параметров трансформаторного масла [1], так как существенно влияет на диэлектрическую прочность маслонаполненного оборудования. Появление конденсата может стать причиной поломки и выхода из строя корпуса трансформатора. Стримерно-лидерный и тепловой механизмы электрического пробоя являются двумя наиболее распространенными для однородных жидкостей. К настоящему времени механизм стримерно-лидерного пробоя достаточно хорошо изучен [2] в различных диэлектрических жидкостях в сильных электрических полях до  $10^2$ – $10^3$  кВ/см. Такой пробой обычно возникает в сильно неоднородных импульсных электрических полях нано- и микросекундной длительности и напоминает пробой в плотных газах атмосферного давления [2]. Граница между газом, жидкостью или твердым телом внутри зазора может значительно снизить его диэлектрическую прочность. Значительное число работ посвящено исследованию роли распределенной газовой фазы и полярности в развитии пробоя [3], а также на исследование плазмы на поверхности жидкости [4]. Однако до сих пор электрический пробой на границе раздела диэлектрических жидкостей широко не изучен [5].

Развитие электрического пробоя в разрядном промежутке, полностью или частично заполненном водой, может существенно отличаться от пробоя других жидкостей или газов. Две особенности воды – высокая диэлектрическая проницаемость и электропроводность играют роль при помещении ее во внешнее электрическое поле: через воду начинает течь электрический ток и, кроме того, вода начинает втягиваться в область более сильного электрического поля. Благодаря этим процессам электрический пробой и динамика возникающего электрического разряда будут зависеть от предыстории и изменения свойств жидкости между электродами. Например, при малых амплитудах импульсов напряжения, больших фронтах и длительности

импульса пробой воды обычно происходит по тепловому механизму, когда протекающий ток нагревает жидкость и создает пузырьки пара, где и происходит начальная стадия пробоя. Воздействие электрического поля на свойства воды возможно и короткими импульсами напряжения наносекундной длительности, когда нагрев или движение воды пренебрежимо мало. Примером такого случая является пробой в импульсно-периодическом переменном поле наносекундной длительности с очень большими амплитудами электрического поля. Показано, что при этом возникают области кавитации с новым механизмом генерации первичных электронов за счет сжатия и расширения воды.

В данной работе экспериментально и с помощью математического моделирования исследованы электрогидродинамические течения и формирование электрического пробоя поперек границы раздела воды и трансформаторного масла в импульсном электрическом поле. В исследованном диапазоне напряжений, заведомо меньших напряжения пробоя масла, пробой происходит через прораствание конуса воды через масло к высоковольтному электроду и замыкание промежутка. В зависимости от электропроводности и амплитуды приложенного напряжения после достижения конусом высоковольтного электрода возможно протекание тока без плазмообразования, появление плазменной области после касания, либо появление плазменной области до касания конуса за счет пробоя через отдельные капли, распыляемые с вершины конуса. Проведенное двумерное моделирование показало хорошее совпадение с экспериментом формы образующегося конуса. Отставание по времени примерно в 1,4 раза от эксперимента связано, вероятно, с двумерной постановкой задачи, в которой теряется доля напряженности поля, связанная с протяженностью высоковольтной сферы по третьему направлению в модели. Учет электропроводности воды также может ускорить процесс за счет большего вытеснения поля из воды и его усиления на границе раздела. Таким образом, представляется целесообразным проведение дальнейших расчетов в трехмерной постановке и экспериментальные оценки эффективной толщины границы раздела с учетом капиллярных волн для уточнения модельной постановки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

1. Sun C., Ohodnicki P.R. and Stewart E.M. // IEEE Sens. J., 2017, 17, 5786–5806.
2. Ushakov V.Y., Klimkin V.F. and Korobeynikov S.M. *Impulse Breakdown of Liquids* (Springer Berlin Heidelberg), 2007.
3. Panov V.A, Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Pecherkin V.Y. and Son E. E. // Plasma Phys Rep 2016 42 1074–1077.
4. Bruggeman P., Leys C. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, 42, 053001.
5. Hamdan A., Diamond J. // Plasma Sources Sci. Technol., 2021, 30, 055021.

## **Electrical breakdown in pulsed electric field in a two-phase water-oil system**



*Yu.M. Kulikov<sup>1</sup>, V.A. Panov<sup>1\*</sup>, A.S. Savelyev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*panovvladislav@gmail.com

Precise monitoring of insulation conditions in oil-filled high-voltage equipment allows to extend its service life avoiding emergency situations. Insulation humidity is 31 one of the critical parameters for transformer oil [1] as it affects greatly the dielectric strength of oil-filled equipment. Condensate appearance can cause internal breakdown and transformer shell failure. Streamer-leader and thermal mechanisms of electrical breakdown are the two most common for homogeneous liquids. To date, the streamer-leader breakdown mechanism has been studied quite well in various dielectric liquids [2] in strong electric fields up to  $10^2$ – $10^3$  kV/cm. Such breakdown usually appears in highly non-uniform pulsed electric fields of nano- and microsecond durations, and resembles a breakdown in dense gases of atmospheric pressure [2]. An interface between gas, liquid, or solid inside the gap can 45 significantly reduce its dielectric strength. The efforts were put in investigating the role of distributed gas phase and polarity on breakdown development [3] as well as plasma study at liquid surface [4]. Still electrical breakdown across the interface of dielectric liquids has not been studied broadly [5]. The development of electrical breakdown in a discharge gap completely or partially filled with water can differ significantly from the breakdown of other liquids or gases. Two features of water – high dielectric constant and electrical conductivity play the role when placed in external electric field: electric current begins to flow through the water and in addition water begins to be drawn into the region of a higher electric field. Due to these processes, the electrical breakdown and the dynamics of the resulting electrical discharge will depend on the prehistory and changes in the properties of the liquid between the electrodes. For example, at low voltage pulse amplitudes, large fronts and pulse duration, the breakdown of water usually occurs according to the thermal mechanism, when the flowing current heats the liquid and creates vapor bubbles, where the initial stage of the breakdown occurs. The effect of an electric field on the properties of water is also possible with short voltage pulses of nanosecond duration, when the heating or movement of water is negligibly small. An example of such a case is a breakdown in a repetitively pulsed alternating field of nanosecond duration with very large amplitudes of the electric field. It is shown in this case cavitation regions arise with a new mechanism for generating initial electrons due to the compression and expansion of water.

Development of electrical breakdown across the interface between water and transformer oil in a pulsed electric field is studied experimentally and by mathematical modeling. The discharge develops through the growth of a water cone in the oil towards the high-voltage electrode in the studied range of applied voltage, which is below oil breakdown voltage for a given layer thickness. Depending on water conductivity and amplitude of applied voltage and after the cone reaches the high-voltage electrode 1) electrical current can flow without plasma formation, 2) electrical current can cause plasma onset through thermal mechanism of breakdown, or 3) plasma channel can appear through the water droplets before the cone touches

HV electrode due to water jet at the cone tip. At long pulse duration and voltages insufficient for short circuiting, the water cone occupies an equilibrium state somewhere inside the gap. Its height is independent of pulse duration and determined only by voltage amplitude. At voltages sufficient for gap closure, the closing time decreases sharply with increasing voltage. Such nonlinear behavior is attributed to the fact an electrostatic force originates from the spatial inhomogeneity of the Maxwellian stress tensor and is determined by the values of the second derivatives of the potential. The performed mathematical modeling showed the main part of this inhomogeneity occupies a thin layer the interface between two liquids. The force determined by the divergence of the Maxwell tensor is contributed by the spatial variation of the square of the electric field (energy density) rather than by the change in  $\epsilon$ , although they are related. Thus, the thin layer where the force acts is not located in the middle of the interface as might be expected, but is above the area of the maximum  $\varphi$  and  $\epsilon$  gradients - in the liquid with smaller  $\epsilon$ . Two-dimensional simulation showed a good agreement of the cone shape with the experiments favoring the assumptions on  $\epsilon(\varphi)$  and  $\epsilon(\rho)$  dependences. The time lag of about 1.4 times from the experiment at all voltages is probably attributed to the two-dimensional simulation, where the part of field enhancement by 3D sphere is lost. Further three-dimensional simulation and experimental study of the effective thickness of the interface would be of particular interest to be able to complete the full problem of liquid pre-breakdown motion and breakdown itself which are strongly related.

The research was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-79-30062).

1. Sun C., Ohodnicki P.R. and Stewart E.M. // IEEE Sens. J., 2017, 17, 5786–5806.
2. Ushakov V.Y., Klimkin V.F. and Korobeynikov S.M. Impulse Breakdown of Liquids (Springer Berlin Heidelberg), 2007.
3. Panov V.A, Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Pecherkin V.Y. and Son E. E. // Plasma Phys Rep 2016 42 1074–1077.
4. Bruggeman P., Leys C. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, 42, 053001.
5. Hamdan A., Diamond J. // Plasma Sources Sci. Technol., 2021, 30, 055021.



### **11.13 Влияние электрического разряда на поведение двухфазной системы вода-масло**

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

\*kulikov-yurii@yandex.ru

Одним из критических параметров масляной изоляции высоковольтного оборудования является влажность [1]. Наличие влаги очень сильно влияет на

электрическую прочность маслонаполненного оборудования. Образование конденсата может стать причиной внутреннего пробоя и разгерметизации трансформатора. В однородной жидкости возможны два механизма электрического пробоя: стримерно-лидерный и тепловой. К настоящему времени стримерно-лидерный механизм пробоя достаточно хорошо исследован в различных диэлектрических жидкостях [2] в сильных электрических полях с напряженностью  $10^5$ – $10^6$  В/см. Как правило, такой пробой реализуется при импульсных напряжениях в сильно неоднородном электрическом поле при нано- и микросекундных длительностях импульса и напоминает пробой в плотных газах атмосферного давления [2, 3]. Наличие межфазной границы существенно снижает электрическую прочность промежутка [4]. Развитие пробоя через границу раздела диэлектрических жидкостей, либо «жидкость–газ» практически не исследовано, хотя ряд работ направлен на выявление роли распределенной газовой фазы и полярности на развитие пробоя [5]. При средней напряженности электрического поля в промежутке менее 5 кВ/см развитие стримеров невозможно как в масле, так и в проводящей воде [2]. В воде также невозможно развитие теплового пробоя, т. к. верхний электрод погружен в масло и начальный ток в промежутке является чисто емкостным. Взаимодействие импульсного внешнего электрического поля с поляризации онными зарядами на границе раздела двух жидкостей приводит к развитию неустойчивостей, взрывному росту возмущений, нелинейной деформации границы и возникновению электрогидродинамических течений жидкости. Эта ситуация наблюдается как для диэлектрических, так и для проводящих жидкостей [4]. В случае границы «проводящая вода–масло», появление остrokонечных деформаций может привести к вытягиванию струек воды и замыканию промежутка. Это необходимо учитывать при рассмотрении вопросов электробезопасности высоковольтного масло наполненного оборудования. Образование водного конденсата и его движение в электрическом поле могут стать причиной пробоя и разгерметизации высоковольтных трансформаторов.

В данной работе экспериментально и с помощью математического моделирования исследованы электрогидродинамические течения и формирование электрического пробоя поперек границы раздела воды и трансформаторного масла в импульсном электрическом поле. В исследованном диапазоне напряжений, заведомо меньших напряжения пробоя масла, пробой происходит через прораствание конуса воды через масло к высоковольтному электроду и замыкание промежутка. В зависимости от электропроводности и амплитуды приложенного напряжения после достижения конусом высоковольтного электрода возможно протекание тока без плазмообразования, появление плазменной области после касания, либо появление плазменной области до касания конуса за счет пробоя через отдельные капли, распыляемые с вершины конуса. Про веденное двумерное моделирование показало хорошее совпадение с экспериментом формы образующегося конуса. Отставание по времени примерно в 1,4 раза от эксперимента связано, вероятно, с двумерной постановкой задаи, в которой теряется доля напряженности поля, связанная с протяженностью высоковольтной сферы по третьему направлению в модели.

Учет электропроводности воды также может ускорить процесс за счет большего вытеснения поля из воды и его усиления на границе раздела. Таким образом, представляется целесообразным проведение дальнейших расчетов в трехмерной постановке и экспериментальные оценки эффективной толщины границы раздела с учетом капиллярных волн для уточнения модельной постановки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

1. Sun C., Ohodnicki P. R. and Stewart E. M. // IEEE Sens. J. 17 (18), 5786–5806 (2017).
2. Ushakov V. Ya., Klimkin V. F. and Korobeynikov S. M., Impulse Breakdown of Liquids, New York, Springer Berlin Heidelberg, 2007.
3. Chang T. L., Brisset A., Jeanney P., Starikovskaia S. M., Adamovich I. V. and Tardiveau P., Plasma Sources Sci. Technol. 28 (9), 09LT02 (2019).
4. Starikovskiy A. Y., Bazelyan E. M. and Aleksandrov N. L., Plasma Sources Sci. Technol. 31 (11), 114009 (2022).
5. Aleksandrov G. N., Ivanov V. L., Kadomskaya K. P., Kozyrev N. A., Kostenko M. V., Kuchinskij G. S., Polovoj I. F., Ryabov B. M. and Hoberg V. A., Tekhnika vysokih napryazhenij, Moscow, Vysshaya shkola, 1973 [in Russian].

## **The influence of electric discharge on the behavior of a two-phase water-oil system**

*Yu.M. Kulikov\*, V.A. Panov, A.S. Savelyev*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow

\*fisteh@mail.ru

One of the critical parameters of oil insulation of high-voltage equipment is humidity [1]. The presence of moisture greatly affects the electrical strength of oil-filled equipment. The formation of condensation can cause internal breakdown and depressurization of the transformer. In a homogeneous liquid, two mechanisms of electrical breakdown are possible: streamer-leader and thermal. To date, the streamer-leader breakdown mechanism has been quite well studied in various dielectric liquids [2] in strong electric fields with a strength of  $10^5$ – $10^6$  V/cm. As a rule, such a breakdown occurs at pulsed voltages in a highly inhomogeneous electric field at nano- and microsecond pulse durations and is reminiscent of breakdown in dense gases at atmospheric pressure [2, 3]. The presence of an interphase boundary

significantly reduces the electrical strength of the gap [4]. The development of breakdown across the interface between dielectric liquids or “liquid-gas” has practically not been studied, although a number of works are aimed at identifying the role of the distributed gas phase and polarity on the development of breakdown [5]. With an average electric field strength in the gap of less than 5 kV/cm, the development of streamers is impossible both in oil and in conducting water [2]. The development of thermal breakdown in water is also impossible, since the upper electrode is immersed in oil and the initial current in the gap is purely capacitive. The interaction of a pulsed external electric field with polarization charges at the interface between two liquids leads to the development of instabilities, explosive growth of disturbances, nonlinear deformation of the boundary and the emergence of electrohydrodynamic fluid flows. This situation is observed for both dielectric and conductive liquids [4]. In the case of a conductive water-oil interface, the appearance of pointed deformations can lead to the elongation of water streams and the closure of the gap. This must be taken into account when considering the electrical safety of high-voltage oil-filled equipment. The formation of water condensate and its movement in an electric field can cause breakdown and depressurization of high-voltage transformers.

In this work, electrohydrodynamic flows and the formation of electrical breakdown across the interface between water and transformer oil in a pulsed electric field are studied experimentally and using mathematical modeling. In the investigated voltage range, which is obviously lower than the oil breakdown voltage, breakdown occurs through the growth of a water cone through the oil to the high-voltage electrode and the closure of the gap. Depending on the electrical conductivity and amplitude of the applied voltage, after the cone reaches the high-voltage electrode, current may flow without plasma formation, a plasma region may appear after touching, or a plasma region may appear before touching the cone due to breakdown through individual droplets sprayed from the top of the cone. The two-dimensional modeling performed showed good agreement with the experiment of the shape of the resulting cone. The time lag of approximately 1.4 times from the experiment is probably due to the two-dimensional formulation of the problem, in which a portion of the field strength associated with the extension of the high-voltage sphere along the third direction in the model is lost. Taking into account the electrical conductivity of water can also speed up the process due to greater displacement of the field from water and its strengthening at the interface. Thus, it seems appropriate to carry out further calculations in a three-dimensional formulation and experimental estimates of the effective thickness of the interface taking into account capillary waves to refine the model formulation.

The research was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-79-30062).

1. Sun C., Ohodnicki P. R. and Stewart E. M. // IEEE Sens. J. 17 (18), 5786–5806 (2017).
2. Ushakov V. Ya., Klimkin V. F. and Korobeynikov S. M., *Impulse Breakdown of Liquids*, New York, Springer Berlin Heidelberg, 2007.
3. Chang T. L., Brisset A., Jeanney P., Starikovskaia S. M., Adamovich I. V. and Tardiveau P., *Plasma Sources Sci. Technol.* 28 (9), 09LT02 (2019).

4. Starikovskiy A. Y., Bazelyan E. M. and Aleksandrov N. L., *Plasma Sources Sci. Technol.* 31 (11), 114009 (2022).
5. Aleksandrov G. N., Ivanov V. L., Kadomskaya K. P., Kozyrev N. A., Kostenko M. V., Kuchinskij G. S., Polovoj I. F., Ryabov B. M. and Hoberg V. A., *Tekhnika vysokih napryazhenij*, Moscow, Vysshaya shkola, 1973 [in Russian].