

Численное и экспериментальное исследование температуры следа лазерноиницированного сверхвысокочастотного разряда

© М.Е. Ренев, Ю.В. Добров, В.А. Лашков, Н.Д. Осипов, И.Ч. Машек, Р.С. Хоронжук

Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: renevme@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 декабря 2024 г.
В окончательной редакции 10 декабря 2024 г.
Принято к публикации 10 декабря 2024 г.

Проведено численное и экспериментальное исследование температуры следа сверхвысокочастотного (СВЧ) разряда, инициация которого осуществляется лазером в воздухе. Подобрана амплитуда напряженности СВЧ излучения 2.0 kV/cm , при которой разряд зажигался при давлениях до 6.66 kPa ; длительность импульса СВЧ излучения $2.5 \mu\text{s}$. Использование лазерных 10 ps импульсов с энергией 200 mJ , длиной волны 532 nm позволило получать инициированный подкритический СВЧ разряд при давлении 10.6 kPa . Приведены зависимости температуры следа разряда с инициацией от времени до $200 \mu\text{s}$ и давления $5.33\text{--}10.0 \text{ kPa}$. След разряда горячий, температура около 1000 K , что соответствует следу филаментного разряда. Численная модель подтверждает возможность получения филаментного подкритического СВЧ разряда при низких давлениях около 10 kPa за единицы μs за счет лазерной инициации. Модель основана на известных в литературе и доработана с явным учетом фотоэффектов в ходе решения. Согласованность результатов расчетов температуры следа и интерферометрии с учетом неопределенности 25% достигается на первых $20 \mu\text{s}$ после отключения СВЧ излучения.

Ключевые слова: энерговложение, плазма, гидродинамическая модель, интерферометр Фабри-Перо, лазерная инициация, сверхвысокочастотное излучение.

DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60005.450-24

Введение

Плазма, способная осуществлять нагрев среды, проводить химические реакции и создавать излучение, имеет множество применений. С ее помощью можно осуществлять плазменную конверсию топлива [1], плазменный поджиг и горение смесей [2,3], а также управлять газодинамическими течениями и обтеканием тел в потоке [4,5]. Чем выше температура и степень ионизации, тем сильнее плазменное воздействие.

Одним из способов получения газоразрядной плазмы является применение мощного сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения. Кривая Пашена позволяет определить необходимую мощность для получения разряда в заданных условиях: давление, состав среды [6]. Необходим затравочный электрон, с которого будет развиваться электронная лавина в мощном электрическом поле. Со временем количество электронов будет увеличиваться, и внешнее электрическое поле искривится лавиной. Произойдет лавинно-стримерный переход с появлением стримера. При низких давлениях он изначально является диффузным. Для такого типа разряда характерны относительно большие поперечные размеры, а также плавно меняющиеся характеристики: свечения, джоулевого нагрева, температуры среды и т.д.

Важным дальнейшим этапом развития разряда для задач быстрого энерговложения в сверхзвуковые потоки и поджига топливных смесей является филамент-

ная стадия. Под филаментами [7,8] понимаются узкие горячие (контрагированные) плазменные каналы. Их образование связано с ионизационно-перегревной неустойчивостью [6,9]. С течением времени в плазме повышается температура, увеличивается проводимость, возрастает мощность джоулевого нагрева, и далее еще быстрее поднимается температура и т.д. Процесс развития неустойчивости ускоряется. Изначально диффузный „широкий“ стример становится филаментным. Для филаментов характерна высокая температура: не менее 1000 K [8,10].

Длительность перехода к филаментной фазе существенно зависит от мощности и частоты излучения, от давления среды. С уменьшением давления и мощности излучения сложнее получить филаментные фазы. Характерное время ожидания филаментной фазы примерно равно $10 \mu\text{s}$ при давлении 6.66 kPa и частоте излучения 7.5 GHz , напряженности СВЧ 3.4 kV/cm [8,10].

В рамках настоящей работы важно рассмотреть исследование по теоретическому и численному анализу свойств СВЧ разряда. Ряд из них использует непосредственно экспериментальные данные и позволяет их обработать. В работах [11,12] выведены соотношения между экспериментальными размерами плазмы и ее усредненными свойствами. Приведена полуаналитическая одномерная модель в статье [13] для описания СВЧ плазмоида, воспроизводящая известную динамику СВЧ разряда и экспериментальные данные. К моделям

такого типа, однако, затруднительно добавить учет тех или иных эффектов. Существуют численные модели с большим числом уравнений и сложностью расчета, которые с применением основных уравнений и общих материальных свойств самостоятельно вычисляют динамику разряда и плазменные эффекты [8,14–16]. Такие модели позволяют учитывать различные наборы реакций в зависимости от цели исследования.

Имеются работы по „быстрому нагреву газа“ („Fast gas heating“) плазмой [4,17–20]. В неравновесной плазме с мощным наносекундным питанием (в том числе СВЧ [21]) горячий электронный газ создает интенсивно возбужденные состояния компонентов, которые могут передать энергию среде в ходе дальнейших реакций. Отмечается эффект ускорения таких реакций в присутствии атомарного кислорода [22].

Сфокусированное лазерное излучение обеспечивает прохождение реакций многофотонной или туннельной ионизации [23] среды. В первом случае частота реакции фотоионизации значительно зависит от длины волны лазерного излучения. За малое время в молекулу-мишень должно попасть несколько фотонов с суммарной энергией, достаточной для ее ионизации. Чем больше длина волны, тем больше необходимо фотонов, и тем сложнее им всем за короткий промежуток времени попасть в мишень. Повышение интенсивности лазерного излучения упрощает этот процесс, частота фотоионизации растет экспоненциально [24]. С определенной интенсивности напряженность лазерного излучения становится достаточно сильной, чтобы вероятность отрыва электрона от молекулы, преодоления им потенциального барьера силы Кулона как квантового объекта была ощутимой. Этот процесс не зависит от длины волны излучения и энергии отдельного фотона. Число Келдыша γ — отношение частоты лазерного света ω_{las} к частоте туннелирования электронов через потенциальный барьер

$$\gamma = \frac{\omega_{las} \sqrt{2m_e I}}{e E_{las}},$$

где m_e и e — масса электрона и элементарный заряд, I — потенциал ионизации атомного уровня, E_{las} — амплитуда электрического поля лазерного излучения. Данное число используется для критерия выбора между двумя рассматриваемыми механизмами фотоионизации. Для многофотонной ионизации оно должно быть больше единицы.

Интенсивное прохождение фотоионизации, определенно, изменит развитие СВЧ разряда. Могут быть пропущены или значительно сокращены стадии развития лавины и перехода к филаментной форме. СВЧ разряд может начать свое развитие с уже значительно разогретого высокоионизированного следа от лазерной искры [25,26]. Также известно [25], что на протяженном проводящем лазерном следе (без искры) возможно получение СВЧ разряда с уменьшенным порогом зажигания по мощности излучения. В работе [27] получены филаментные СВЧ разряды в волноводе с топливной смесью;

с помощью фемтосекундного лазерного излучения порог зажигания был понижен на 50%, обеспечивался поджиг топливной смеси метан-воздух, что должно означать достаточный уровень энерговложения в смесь, несмотря на пониженную мощность излучения.

Имеются в литературе численные модели лазерного излучения [28], в которых с помощью уравнений оптики вычисляется распределение интенсивности лазерного излучения. Более экономичной альтернативой может быть задание аналитического распределения [29], пригодной в случае пренебрежимого поглощения излучения средой. Распределение интенсивности необходимо для вычисления скоростей фотореакций. Модель туннельной ионизации [30–33] применяется, если параметр Келдыша меньше единицы. Авторами настоящей работы ранее был проведен поиск способа упрощенного учета зависимости скорости многофотонной ионизации [29], основанный на анализе зависимости этой скорости от длины волны, представленной в работе [24]. В текущем исследовании число Келдыша больше трех. В общем случае принято основывать расчет на квантовых уравнениях [23].

В настоящей работе численно и экспериментально исследуется температура следа СВЧ разряда с безыскровой лазерной инициацией. Амплитуда в фокусе и частота электрической напряженности СВЧ поля равны 2.0 kV/cm и 9.6 GHz. Фокальная область для СВЧ задается в виде эллипсоида вращения с большой и малой полуосями 30 и 5 mm. Длительность импульса СВЧ (трапеция с фронтами по 200 ns) по полувысоте равна 2.5 μ s. Лазерный луч подается параллельно вектору электрической напряженности СВЧ излучения. Импульсы лазера имеют энергию 200 mJ, длительность 10 ns, длину волны 532 nm и фокусируются линзой с фокусным расстоянием 250 mm. Фокусы СВЧ и лазера совмещены. Лазерное излучение подается к 300 ns. Исходно без лазерного излучения СВЧ разряд может быть создан при давлении не более 6.66 kPa в заданных условиях. Лазерная инициация позволяет поднять пороговое давление до 10.6 kPa. Исследуется СВЧ разряд с лазерной инициацией при давлениях 5.33–10.0 kPa. Численное моделирование основывается на расширенной гидродинамической модели плазмы [29]. Совместно решаются нестационарные уравнения переноса компонентов с реакциями, электронного газа, уравнения Гельмгольца и Навье-Стокса для сжимаемой среды. В эксперименте измеряется температура следа разряда с помощью интерферометра Фабри-Перо.

1. Постановка численного моделирования

1.1. Система уравнений

Ставится задача вычисления температуры следа СВЧ разряда с лазерной безыскровой инициацией, где к известной модели [10] добавлены определения лазерных

эффектов из [9] в виде дополнительных реакций для электронного газа. Рассматриваются компоненты среды: N_2 , O_2 , N_2^+ , O_2^+ , O , O^+ , O_2^- , O^- , $O_2(\alpha_1\Delta)$, $N_2(A)$, $N_2(a)$, N , N^+ . Система уравнений записывалась следующим образом:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_e = S_e, \quad \mathbf{J}_e = -D_e \nabla n_e + (\mathbf{V}_g, \nabla) n_e,$$

$$\frac{\partial n_e \psi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_\psi = S_\psi + Q_{ext},$$

$$\mathbf{J}_\psi = -D_\psi \nabla \psi n_e + (\mathbf{V}_g, \nabla) \psi n_e,$$

$$\rho_g \frac{\partial w_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i + \rho_g (\mathbf{V}_g, \nabla) w_i = S_i,$$

$$\mathbf{J}_i = -\rho_g w_i D_i \ln(w_i M_g), \quad w_{N_2} = 1 - \sum_{i \neq N_2} w_i,$$

$$\rho_g = \frac{\rho_g M_g}{RT_g}, \quad \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g) = 0,$$

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + \rho_g (\mathbf{V}_g, \nabla) \mathbf{V}_g = -\nabla \rho_g - \nabla \mathbf{K}_g,$$

$$\mathbf{K}_g = \mu_g \left(\nabla \mathbf{V}_g + (\nabla \mathbf{V}_g)^T - \frac{2}{3} (\nabla, \mathbf{V}_g) \mathbf{I} \right),$$

$$\rho_g C_p \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \mathbf{V}_g \nabla T_g \right) - k_g \nabla T_g = Q_g,$$

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}_{MW}] - k_{MW}^2 \left(\left(1 - \frac{i\sigma_{plas}}{\omega_{MW} \epsilon_0} \right) \mathbf{E}_{MW} - \frac{i\mathbf{J}_{MW}^{ext}}{\omega_{MW} \epsilon_0} \right) = 0,$$

$$\sigma_{plas} = |e| \left(b_e n_e + \sum_i z_i^2 b_i n_i \right), \quad n_i = \frac{N_A}{M_i} \rho_g w_i,$$

где t — время; n_e — концентрация электронов; ψ — средняя тепловая энергия электронов; \mathbf{J}_e и \mathbf{J}_ψ — вектора потоков электронов, электронной энергии; S_e и S_ψ — источники электронов и энергии электронов, создаваемых плазменными реакциями; Q_{ext} — внешний источник энергии электронов; b_e — коэффициент подвижности электронов (комплексный, учитывается переменное электрическое поле); D_e и D_ψ — коэффициенты диффузии электронов, электронной энергии; w_i — массовая доля нейтральной компоненты или компоненты иона (сорт i); \mathbf{J}_i — вектор потока компоненты i ; S_i — источник компоненты i ; z_i — относительный заряд компоненты i ; b_i — подвижность компоненты i ; n_i — концентрация компоненты i ; D_i — коэффициент диффузии компоненты i ; ρ_g — массовая плотность среды; \mathbf{V}_g — скорость среды; M_g — молярная масса среды; M_i — молярная масса отдельной компоненты; ρ_g — статическое давление среды; T_g — статическая температура среды; C_p — изобарная удельная теплоемкость среды; k_g — коэффициент теплопроводности среды; \mathbf{K}_g — тензор вязких напряжений среды; μ_g — коэффициент динамической вязкости; Q_g — источник

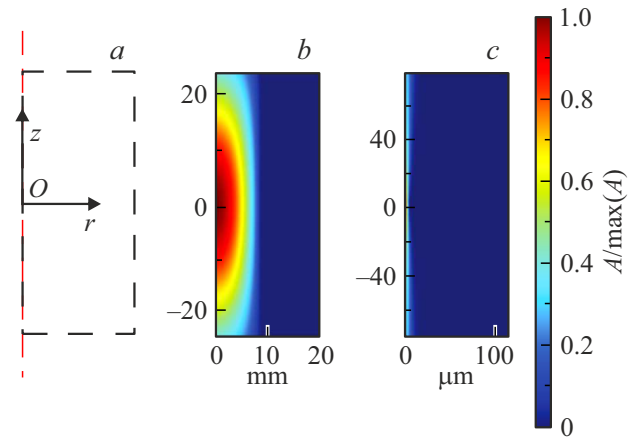


Рис. 1. a — геометрия модели (20×50 mm), b — распределение напряженности внешнего СВЧ поля с амплитудой 1 V/m, c — нормированное распределение интенсивности лазерного излучения при импульсе 100 мДж (максимум $2 \cdot 10^{13}$ W/cm²).

энергии газа; \mathbf{E}_{MW} — вектор СВЧ поля; k_{MW} — волновое число СВЧ поля; ω_{MW} — частота излучения; σ_{plas} — проводимость плазмы; ϵ_0 — электрическая постоянная; \mathbf{J}_{MW}^{ext} — плотность внешнего электрического тока (для создания СВЧ поля от антенны); R — универсальная газовая постоянная; N_A — постоянная Авогадро; $|e|$ — элементарный заряд; \mathbf{I} — единичная матрица 3×3 ; i — мнимая единица.

Использована осесимметричная двумерная модель, координаты r и z , центр системы координат — фокус лазерного и СВЧ излучения. Геометрия приведена на рис. 1, a . СВЧ излучение (рис. 1, b) создается с помощью объемного источника \mathbf{J}_{MW}^{ext} :

$$\mathbf{J}_{MW}^{ext} = \omega_{MW} \epsilon_0 \mathbf{E}_{MW}^{ext}(r, z, t) = \omega_{MW} \epsilon_0 E_0 \mathbf{e}_z f_E(t) f_{Erz}(r, z),$$

$$f_E(t) = \begin{cases} 0, & t < t_0 \\ \frac{t-t_0}{t_1-t_0}, & t_0 \leq t < t_1 \\ 1, & t_1 \leq t < t_2 \\ \frac{t_3-t}{t_3-t_2}, & t_2 \leq t < t_3 \\ 0, & t_3 < t, \end{cases}$$

$$f_{Erz}(r, z) = \left(\sin c \left(\frac{ak_{MW}z}{2} \right) \right)^2 \left(1 - \left(R^{-1} \min(r, R) \right)^2 \right),$$

где E_0 — амплитуда электрической компоненты СВЧ поля, \mathbf{e}_z — орта вдоль оси z (поляризация линейная, электрическое поле направлено вдоль оси z), $f_E(t)$ — и $f_{Erz}(r, z)$ — временные и пространственные зависимости электрического поля. Параметры t_0 , t_1 , t_2 , t_3 равны соответственно 0, 0.2, 2.5 и 2.7 μ s (прямоугольный импульс 2.5 μ s с передним и задним фронтами по 200 ns). Амплитуда E_0 и параметры a , R подобраны под условия эксперимента и экспериментальную антенну (эллиптическая антенна и рупор анализировались численно отдельно с получением данных для аппроксимации СВЧ поля в главном фокусе).

Лазерное излучение (рис. 1, *c*) задается в виде фиксированного распределения интенсивности I_{las} , соответствующего энергии импульса $Q_{las} = 100$ мДж, длительности (распределение Гаусса с шириной полувысоты τ_{las}) 10 нс, фокусном расстоянии собирающей линзы $F = 250$ мм, расстоянии от лазера до линзы $d = 1$ м. Лазерный импульс подается через 100 нс ($t_{las} = 300$ нс) после окончания переднего фронта СВЧ. Формулы для аппроксимации интенсивности лазерного излучения

$$I_{las}(r, z, t) = Q_{las} C_{norm} f_1(t) f_2(r, z),$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} C_{norm} f_1(t) f_1(r, 0) 2\pi r dr = 1,$$

$$f_1(t) = \exp\left(-\frac{(t - t_{las})^2}{(\tau_{las}/2)^2}\right),$$

$$f_2(r, z) = \sqrt{\frac{k_{las}}{q_{las} + z}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{k_{las} r^2}{q_{las} + z}\right),$$

$$k_{las} = \frac{2\pi}{\lambda_{las}},$$

$$q_{las} = \sqrt{D_F \frac{r_f^2}{r_f^2 + k_{las}^2 D_F}},$$

$$D_F = r_0^2 + \frac{d^2}{k_{las}^2 r_0^2},$$

$$\frac{1}{r_F} = \frac{1}{F} - \frac{1}{R_F},$$

$$R_F = d + \frac{(k_{las}^2 r_0^2)^2}{d},$$

где C_{norm} — нормировочная константа (полная энергия, прошедшая через сечение $z = \text{const}$, должна быть равна энергии импульса), $f_1(t)$ и $f_2(r, z)$ — временная (1/с) и пространственная (1/м²) части распределения интенсивности излучения лазера, k_{las} — волновое число лазерного излучения (длина волны λ_{las} 532 нм), r_0 — радиус отверстия лазера, q_{las} — параметр для радиуса лазерного луча в фокусе, R_F и r_F — радиусы кривизны фазовой поверхности излучения до и после линзы, D_F — параметр, отвечающий за площадь лазерного луча у линзы до фокусировки.

Эффективное лазерное поле можно вычислить по интенсивности лазерного излучения, поляризация лазерного излучения линейная [4]:

$$E_{las}^{eff} = \frac{\nu_e}{(\nu_e^2 + f_{las}^2)^{\frac{1}{2}}} \sqrt{377[\Omega] I_{las}(r, z, t)},$$

где ν_e — частота соударений электронов с нейтральными частицами, f_{las} — частота лазерного излучения, 377Ω — это волновое сопротивление вакуума.

Схема реакций описана в таблице. Для фотоионизации использованы аппроксимации частоты ионизации в виде

функций ax^b , где x — нормированная на 1 W/cm² интенсивность излучения I_{las} . Частоты фотоотлипания описываются функциями $aI_{las}/h\nu$. Частоты фотоионизации, фотоотлипания умножаются на концентрации нейтральных компонент для вычисления скорости реакций. Сечение реакций задается для ряда реакций с электроном, по которому вычисляется коэффициент, для таких реакций вместо коэффициента пишется „аппроксимация“.

В использованный пакет численного моделирования Comsol встроены материальные свойства отдельных компонент среды. По правилу смешивания вычисляется теплоемкость, коэффициенты теплопроводности, вязкости всей среды. Величина Q_g определяется из суммы мощностей джоулевых нагревов ионами среды и экзоэндотермическими реакциями в среде под действием плазмы. Используются значения энтальпий образования из [44] для вычисления теплоты реакций.

1.2. Начальные и граничные условия

В начальный момент времени среда по составу соответствует воздуху, давление однородное p_{g0} варьируется параметрически от 5.33 до 10.0 кПа, температура T_{g0} равна 293 К, концентрация электронов n_{e0} равна 10^{12} 1/м³, средняя энергия электрона ψ_0 равна 0.04 eV.

Вектор \mathbf{e}_r — орта для оси r . Ось z — ось симметрии, на ней задаются граничные условия:

$$(\mathbf{J}_k, \mathbf{e}_r) = 0, k \in \{e, \psi, i\};$$

$$(\mathbf{V}_g, \mathbf{e}_r) = 0, \nabla_r p_g = 0, \nabla_r T_g, \|\mathbf{E}_{MW}\| < \infty.$$

На остальных границах, отмеченных пунктирной линией на рис. 1, *a*, задаются условия

$$n_e = n_{e0}, \psi = \psi_0, w_{N_2} = 0.8, w_{O_2} = 0.2,$$

$$w_{i \neq N_2, O_2} = 0, p_g = p_{g0}, T_g = T_{g0},$$

$$\mathbf{n} \times [\nabla \times \mathbf{E}_{MW}] = \left(ik_{MW} + \frac{1}{2r}\right) \mathbf{n} \times [\mathbf{E}_{MW} \times \mathbf{n}]$$

$$+ \frac{\nabla \cdot [(\nabla \times \mathbf{E}_{MW}) \mathbf{n}]}{2ik_{MW} + 1/r},$$

где \mathbf{n} — вектор, перпендикулярный границе.

1.3. Численный метод

Для расчета используется пакет Comsol Multiphysics. Численный метод — метод конечных элементов. Для пространственной дискретизации уравнений строится прямоугольная сетка. Элементы сетки линейные, их количество 240 тыс. В направлении от внешних границ к центру координат (фокусам излучений) элементы уменьшаются по геометрической прогрессии. Соотношение наибольшей и наименьшей длины грани элементов вдоль оси r равно 2000, вдоль оси z — 200. Наименьший элемент имеет размер $0.25 \times 1.5 \mu\text{m}$. Система уравнений решается итеративно с заменой нелинейных уравнений

Таблица 1. Используемая схема плазмохимических реакций

№	Схема	Тип	Коэффициент, 1/s, 1/cm ³ /s, 1/cm ⁶ /s	Ссылка
1	$h\nu + O_2 = O_2^+ + e$	Фотоионизация	$a = 1.36 \cdot 10^{-48} [s^{-1}], b = 4.41$	[24,29]
2	$h\nu + N_2 = N_2^+ + e$	Фотоионизация	$a = 1.733 \cdot 10^{-77} [s^{-1}], b = 6.373$	[24,29]
3	$h\nu + O_2^- = O_2 + e$	Фотоотлипания	$a = 1.3 \cdot 10^{-18} [cm^2]$	[29,34]
4	$h\nu + O^- = O + e$	Фотоотлипания	$a = 7.3 \cdot 10^{-18} [cm^2]$	[29,34]
5	$e + A = e + A^*, A \in \{O_2, N_2, O, N\}$	Возбуждение ¹	Аппроксимация	[35,36]
6	$e + O_2 = e + O_2(\alpha_1\Delta)$	Возбуждение	Аппроксимация	[36]
7	$e + N_2 = e + N_2(a)$	Возбуждение	Аппроксимация	[36]
8	$e + N_2 = e + N_2(A)$	Возбуждение	Аппроксимация	[36]
9	$O_2(\alpha_1\Delta) = O_2$	Релаксация	1/2700	[6]
10	$N_2(a) = N_2$	Релаксация	1/0.5	[6]
11	$N_2(A) = N_2$	Релаксация	1/2	[6]
12	$e + O_2 = 2e + O_2^+$	Ионизация	Аппроксимация	[37]
13	$e + O_2(\alpha_1\Delta) = 2e + O_2^+$	Ионизация	Аппроксимация	[38]
14	$e + N_2 = 2e + N_2^+$	Ионизация	Аппроксимация	[36]
15	$e + N_2(A) = 2e + N_2^+$	Ионизация	Аппроксимация	[39]
16	$e + N_2(a) = 2e + N_2^+$	Ионизация	Аппроксимация	[39]
17	$e + O_2 = 2e + O + O^+$	Ионизация	Аппроксимация	[37]
18	$e + N_2 = 2e + N + N^+$	Ионизация	Аппроксимация	[37]
19	$e + O = 2e + O^+$	Ионизация	Аппроксимация	[36]
20	$e + N = 2e + N^+$	Ионизация	Аппроксимация	[40]
21	$e + O_2 = O + O^-$	Прилипание	Аппроксимация	[37]
22	$e + O_2 + M = O_2^- + M$	Прилипание	Аппроксимация	[35]
23	$e + O_2(\alpha_1\Delta) = O^- + O$	Прилипание	Аппроксимация	[39]
24	$e + O^- = 2e + O$	Отлипания	Аппроксимация	[39]
25	$O^- + O = e + O_2$	Отлипания	$2 \cdot 10^{-10} (T_g/300[K])^{0.5}$	[41]
26	$e + O_2^+ + M = O_2 + M$	Электрон-ионная рекомбинация	$2.49 \cdot 10^{-41} (1[eV]/T_e)^{1.5}$	[42]
27	$e + N_2^+ + M = N_2 + M$	Электрон-ионная рекомбинация	$6 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{1.5}$	[42]
28	$e + O^+ + M = O + M$	Электрон-ионная рекомбинация	$6 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{1.5}$	[42] ²
29	$e + N^+ + M = N + M$	Электрон-ионная рекомбинация	$6 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{1.5}$	[42] ²
30	$O_2^- + O_2^+ = O_2 + O_2$	Ион-ионная рекомбинация	$4.2 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
31	$O_2^- + O^+ = O_2 + O$	Ион-ионная рекомбинация	$2 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
32	$O_2^- + N_2^+ = O_2 + N_2$	Ион-ионная рекомбинация	$1.6 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
33	$O_2^- + N^+ = O_2 + N$	Ион-ионная рекомбинация	$4.2 \cdot 10^{-27} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
34	$O^- + O^+ = O + O_2$	Ион-ионная рекомбинация	$1 \cdot 10^{-7} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
35	$O^- + O^+ = O + O$	Ион-ионная рекомбинация	$2.7 \cdot 10^{-7} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
36	$O^- + N_2^+ = O + N_2$	Ион-ионная рекомбинация	$4.2 \cdot 10^{-7} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
37	$O^- + N^+ = O + N$	Ион-ионная рекомбинация	$4.2 \cdot 10^{-7} (300[K]/T_e)^{0.5}$	[6]
38	$O + O = O_2^+ + e$	Ионизация	$1.8 \cdot 10^{-21} (T_g/1[K])^{2.7} \cdot \exp(-80600[K]/T_g)$	[43]
39	$N + N = N_2^+ + e$	Ионизация	$1.8 \cdot 10^{-21} (T_g/1[K])^{2.7} \cdot \exp(-80600[K]/T_g)$	[43]
40	$O + O + M = O_2^+ + M$	Ассоциация	$2.45 \cdot 10^{-31} (T_g/1[K])^{-0.63}$	[43]

¹ Задается 66 реакций для уточнения энергии электронов без образования продуктов (реакции с получением метастабильных состояний записаны отдельно).

² Обобщено с данных по реакциям [26,27].

на линеаризованные: все нелинейные члены преобразованы в линейные с постоянным уточняемым в ходе итераций множителем.

Для интегрирования по времени применен метод с формулами дифференцирования назад с порядком 2 или 3. Число Куранта для всей сетки не превышало 10. Отслеживалось значение производных в уравнениях так, чтобы за временной шаг искомые величины не менялись более чем на 0.1% относительно наперед заданных подобранных масштабных параметров. Они вводятся для каждой искомой переменной. Масштабы: амплитуда СВЧ поля 2 kV/cm, концентрация электронов 10^{20} 1/m³, средняя энергия электронного газа 1 eV, массовые доли компонент среды равны единице, давление 5.33 kPa, скорость среды 100 m/s, температура среды 293 K. В случае, если на временном шаге не достигалась сходимость решения, или обнаруживалось превышение числа Куранта, порога на изменения искомых величин, программа автоматически уменьшала шаг, порядок метода до второго, иначе увеличивала шаг и порядок метода до третьего. В момент подачи лазерного импульса, а также после зажигания плазмы и до отключения СВЧ поля шаг по времени в среднем был равен 0.01 ns.

Для решения системы алгебраических уравнений применен метод разделения переменных (группы переменных: СВЧ поле, электронный газ, все ионы, нейтральные компоненты, скорость и давление среды, температура среды) и метод PARDISO (модификация метода Гаусса) [45].

2. Постановка эксперимента

Эксперимент проводится в камере Эйфеля. На рис. 2 приведена схема лабораторной установки (рис. 2, a) и ее фото (рис. 2, b). СВЧ излучение создается магнетроном МИ-505, подается на рупор в камере. Рупор излучает конически расходящуюся волну, которая затем отражается от металлической поверхности эллиптической формы (антенны), и образуется стоячая электромагнитная волна с множеством пучностей с разной амплитудой. Главная пучность „фокус“ находится на

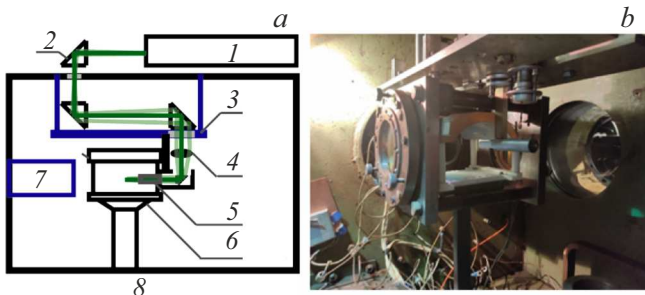


Рис. 2. Система получения лазерного и СВЧ излучений в камере Эйфеля: оптическая схема (a), лабораторная установка (b). 1 — лазер, 2 — призма, 3 — стойка, 4 — линза, 5 — модель, 6 — СВЧ антенна, 7 — сопло, 8 — вакуумная камера.

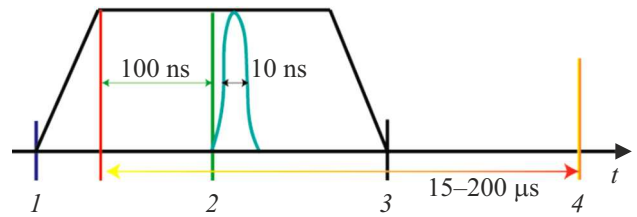


Рис. 3. Последовательность подачи управляющих сигналов (не в масштабе): 1 — включение СВЧ, 2 — подача лазерного импульса, 3 — СВЧ отключается, 4 — сигнал на фотокамеру. Время нарастания и спада СВЧ излучения 0.2 μ s, длительность СВЧ импульса 2.5 μ s.

расстоянии 90 mm от края волновода. Лазерное излучение: импульс лазера Quantel Evergreen 200 подается через призмы и линзу в камеру к исследуемой области. Последняя призма установлена под линзой в „модели“: металлической обтекаемой оболочке с возможностью в дальнейшем установки на нее пластиковых насадок для задач сверхзвуковой газодинамики с энерговложением. Проверялось совмещение фокусов с задымлением и фотосъемкой.

Предварительные эксперименты с получением СВЧ разряда без лазерной инициации при разных давлениях показали, что разряд зажигается при давлениях не больше 6.66 kPa. Исходя из этого и была подобрана амплитуда напряженности СВЧ поля в фокусе 2.0 kV/cm для численного моделирования. С использованием лазерной инициации разряд зажигался при давлении до 10.6 kPa.

Для измерения температуры следа использовался многолучевой интерферометр Фабри-Перо (представлен на рис. 2, b) совместно с оптической схемой теплера ИАБ 451. По методике [46] известно, как вычислить искажение полос интерферометра по заданной осесимметричной температурной неоднородности. При расшифровке интерферометрии авторами численно решалась обратная задача.

Экспериментальное оборудование управлялось с помощью программы LabView и приборов National instruments. Подавались управляющие сигналы (рис. 3) на СВЧ генератор, лазер и на видеокамеру PCO DiCAM-PRO GaAs P46 с разрешением 1024 \times 1024, временем экспозиции 5 μ s. Видеокамера записывала одну фотографию интерферометрии (пример на рис. 4) в рамках одного запуска системы. Для выбранного давления проводился ряд запусков системы с разными временами фотосъемки. Так получались интерферограммы для разных СВЧ разрядов в диапазоне времен от 15 до 200 μ s с шагом 5 μ s. Сделано предположение об одинаковости СВЧ разрядов между повторами в одних и тех же условиях, что позволяет так провести измерения зависимости температуры следа разряда от времени.

След разряда мог искажать до двух полос интерферометра (рис. 4). Расстояние между рассматриваемыми полосами равно 8 mm. Во время опыта давление в

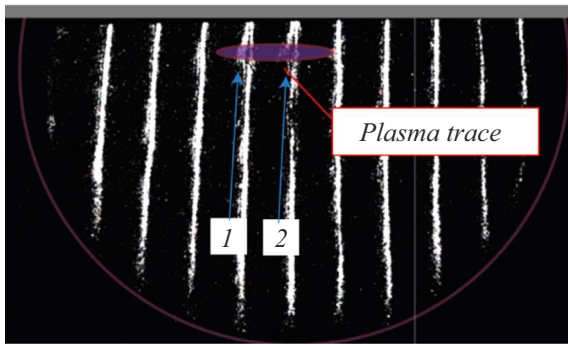


Рис. 4. Интерференционная картина ($15\ \mu\text{s}$ после начала эксперимента) для следа инициированного СВЧ разряда (5.33 кПа, 200 мДж, задержка импульса лазера 100 нс). Плазма искажает две полосы с номерами 1, 2.

камере Эйфеля вручную регулировалось с точностью до 0.33 кПа. Интерферограмма оцифровывалась для дальнейшей математической обработки. Во время обработки также вводились данные с добавлением неопределенности давления, что позволило оценить неопределенность температуры: не более 25%.

3. Анализ результатов

Рассмотрим лазерно-иницированный СВЧ разряд при давлении 5.33 кПа. Это надкритический разряд, поскольку давление ниже порога зажигания 6.66 кПа для СВЧ разряда без инициации. Численная модель показала, что лазерный импульс создает проводящий канал с максимальной концентрацией электронов около $4.7 \cdot 10^{20}\ \text{1/m}^3$ и длиной 360 μm по уровню удельной проводимости 10 S/m. Рассматривается величина проводимости и размеры проводящей зоны, поскольку это непосредственно влияет на перераспределение внешнего СВЧ излучения на края плазмы и ее рост в длину. Концентрация электронов сначала падает до $2 \cdot 10^{19}\ \text{1/m}^3$ из-за отключения лазерного излучения. Затем она повышается до $2.6 \cdot 10^{20}\ \text{1/m}^3$ благодаря нагреву среды плазмой. При этом область высокой концентрации электронов становится длинной и тонкой: по поперечному сечению длина 4.0 мм и радиус 0.4 мм. При 5.33 кПа вложено 18.2 мДж энергии джоулевого нагрева и в электронный газ, и в ионизированный воздух. Из них к концу СВЧ импульса в воздух вложено 1.4 мДж — химический и джоулев нагрев ионным током. В результате к моменту отключения СВЧ излучения температура воздуха равна 5000 К, а его плотность снижена до 6% относительно начальной (рис. 5). Полученный разряд с инициацией является филаментным по признакам высокой температуры, концентрации электронов.

Подкритические инициированные и пороговый (6.66 кПа) СВЧ разряды существенно отличаются от надкритического по длине (рис. 5). Она практически одинакова для них и равна 7.4 – 8.4 мм, что в 2 раза

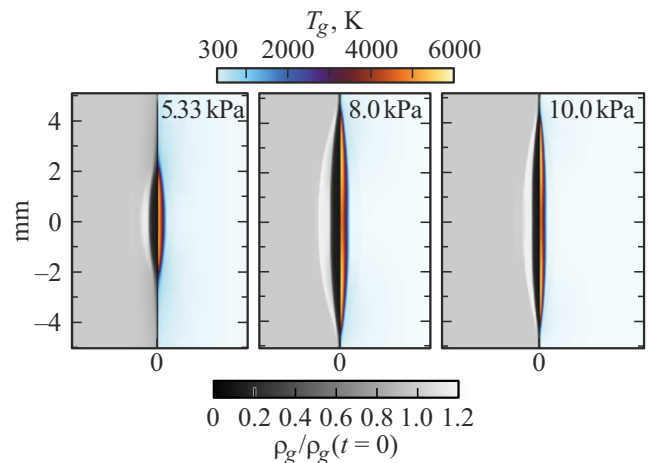


Рис. 5. Распределения нормированной плотности и температуры среды после воздействия инициированного СВЧ разряда к концу импульса СВЧ для давлений 5.33, 8.0 и 10.0 кПа.

больше, чем при 5.33 кПа. Это связано с тем, что лазерный импульс с той же энергией произвел канал с большим уровнем максимальной концентрации электронов $1 - 2 \cdot 10^{21}\ \text{1/m}^3$ (в 2–4 раза выше), длина канала возросла с 0.36 до 0.46 – 0.65 мм. Изменение канала вызвано увеличением коэффициента поглощения лазерного излучения с ростом давления. Характерные температуры среды после СВЧ разряда равны 5500–6000 К. Энерговложение с ростом давления уменьшается до 6.7 мДж (10.0 кПа), из них 0.4 мДж к моменту окончания импульса вложено непосредственно в среду через ионные токи и химические реакции. Подкритические разряды также филаментные. Лазерное излучение, очевидно, значительно ускоряет филаментацию разряда даже при таких низких давлениях как 5.33–10.0 кПа, электрическом поле СВЧ излучения 2.0 кВ/см.

Температура перегрева (следа) — это разница между температурами среды в рассматриваемый и в начальный момент времени (293 К) до появления плазмы. На рис. 6 и 7 приведены температуры перегрева из численного моделирования вдоль осей r , z для давлений 5.33–10.0 кПа и моментов времени от 3 до 25 μs относительно начала подачи СВЧ излучения (рис. 3). След надкритического СВЧ разряда с инициацией (синяя линия) в первые 2–3 μs после отключения СВЧ излучения быстро остывает до 2200 К — в 2 раза относительно исходных 5000 К. Далее скорость изменения температуры замедляется. К 25 μs температура перегрева следа равна 650 К. К 25 μs диаметр следа по половине температуры перегрева увеличивается с 0.5 до 1.0 мм, длина следа — с 4.0 до 5.2 мм.

У следов подкритических СВЧ разрядов (рис. 6 и 7, красная и черная линии) также за 2–3 μs снижается температура перегрева в 2 раза, и затем скорость изменения температуры снижается. След при более высоком давлении остывает быстрее. Радиус таких сле-

дов увеличивался со временем так же, как и у следа при 5.33 кПа. Длина следов по половине температуры перегрева не изменяется заметным образом за 22 мкс после отключения СВЧ излучения.

Экспериментальные данные о температуре перегрева следа СВЧ разряда (две полосы) с 15 до 100 мкс представлены на рис. 8 вместе с данными численных расчетов (максимальная по расчетной области). Показания интерферометра с учетом неопределенности и расчетов согласуются по крайней мере в первые 20 – 25 мкс: расчетная кривая попадает в красные точки. Далее модель показывает более быстрый спад температуры, это более заметно при увеличении давления. Расхождение может быть связано с неучетом механизма быстрого нагрева, создающего протяженный по времени (десятки мкс) нагрев за счет накопленных в плазме возбужденных состояний компонент, превышающих равновесное количество. Исходя из вышеописанного можно сделать вывод, что модель пригодна для описания температуры следа при невысоких давлениях и при небольших временах после отключения.

Полезно получить аналитическую зависимость температуры перегрева следа от времени и давления при выбранных параметрах лазера и СВЧ системы. По данным первой линии интерферометра построены аппроксимации зависимостей температуры от времени при разных давлениях (рис. 9). В качестве функции аппроксимации

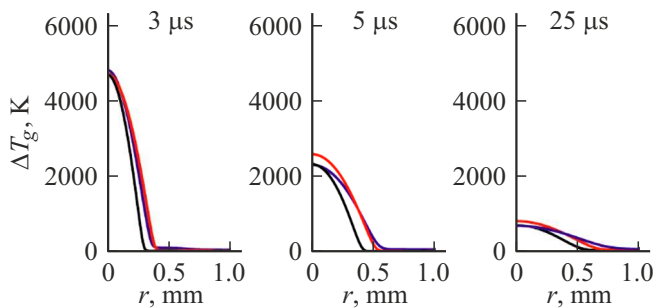


Рис. 6. Распределения температуры перегрева вдоль оси r для давлений 5.33 (синяя линия), 8.0 (красная) и 10.0 кПа (черная) в разные моменты времени 3 – 25 мкс.

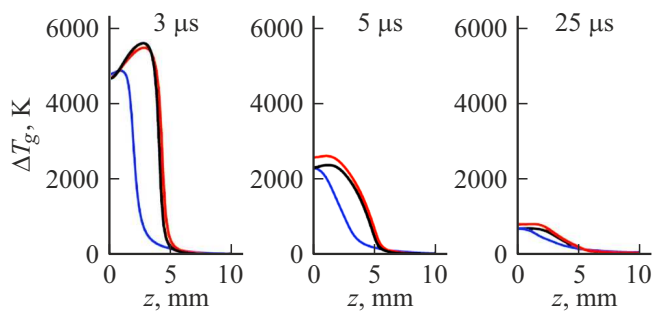


Рис. 7. Распределения температуры перегрева вдоль оси z для давлений 5.33 (синяя линия), 8.0 (красная) и 10.0 кПа (черная) в разные моменты времени 3 – 25 мкс.

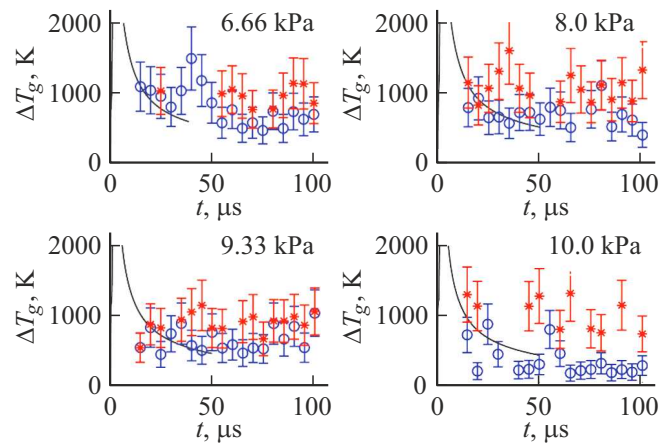


Рис. 8. Максимальная температура перегрева из модели (черные линии) и измеренные интерферометром температуры перегрева на полосах 1 (красные точки) и 2 (синие точки) в различные моменты времени до 100 мкс для давлений 6.66 – 10.0 кПа.

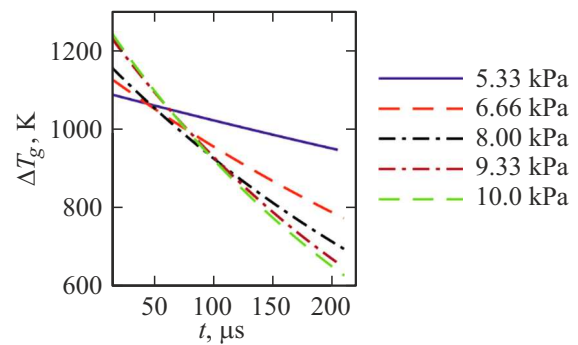


Рис. 9. Аппроксимации зависимостей температуры перегрева следа инициированного СВЧ разряда от времени для давлений от 5.33 до 10.0 кПа.

выбраны убывающие экспоненты

$$\Delta T_g = A \exp(-Bt).$$

Характерное время спада температуры лежит в диапазоне 300 – 1000 мкс. При более высоком давлении след остывает быстрее. Далее было обнаружено, что коэффициенты аппроксимации (A , B) зависят от давления приблизительно линейно. Так была получена общая аппроксимация температуры от времени с параметрами, зависящими от давления

$$\Delta T_g(p_g, t) = \left(45.9 \left[\frac{\text{K}}{\text{kPa}} \right] p_g + 851.5[\text{K}] \right) \times \exp \left(- \left(\frac{526 p_g}{1[\text{kPa}]} - 1800 \right) \frac{t}{1[\text{s}]} \right).$$

Заключение

В рамках работы получены сведения о динамике температуры следа СВЧ разряда с безыскровой лазерной инициацией. След соответствует филаментному СВЧ разряду, быстро полученному за единицы микросекунд при низком давлении именно за счет лазерной инициации.

С ростом давления лазерное излучение поглощается сильнее, что приводит к образованию более длинного разряда-филамента в СВЧ поле. При 5.33 кПа вложено во всю плазму 18.2 мДж СВЧ энергии, в ионизированный воздух — 1.4 мДж (к концу СВЧ импульса), что привело к нагреву следа разряда до 5000 К в области длиной 4 мм, диаметром 1 мм. Увеличение давления приводило к сужению и удлинению до 8 мм следа разряда, он оказывался горячее (6000 К), несмотря на уменьшение полного энергозложения до 6.7 мДж, из них 0.4 мДж — непосредственно в среду к моменту окончания СВЧ импульса.

Температура следа уменьшается в 2 раза в первые 3 мкс после отключения СВЧ. После температура изменяется медленнее. След с температурой около 1100–1300 К существует 1000 мкс при давлении 5.33 кПа, 300 мкс при давлении 10.0 кПа. Выведена эмпирическая зависимость температуры следа от времени и давления среды.

Проведено сравнение температуры следа моделированием и из эксперимента. Используемая численная модель является развитием известных моделей СВЧ плазмы, добавлен учет лазерной инициации. Расчеты распада следа качественно и количественно на небольших временах около 10–20 мкс согласуются с показаниями интерферометра. Полагаем, что модель в целом проходит валидацию. Она может быть уточнена добавлением механизма быстрого нагрева для описания динамики следа на более поздних этапах распада.

Финансирование работы

Численное моделирование газодинамики согласовано с динамикой СВЧ плазмы при лазерном излучении и экспериментальные исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00241.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.L. Kuznetsov, V.V. Uvarin, I.E. Filatov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54** (43), 435203 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/ac17b2
- [2] L. He, U. Zhang, H. Zeng, B. Zhao. *Chinese J. Aeronautics*, **36** (12), 53 (2023). DOI: 10.1016/j.cja.2023.04.029
- [3] S. Starikovskaia, D.A. Lacoste, G. Colonna. *Europ. Phys. J. D*, **75** (8), 231 (2021). DOI: 10.1140/epjd/s10053-021-00240-2
- [4] A.Y. Starikovskiy, N.L. Aleksandrov. *Plasma Phys. Reports*, **47** (2), 148 (2021). DOI: 10.1134/S1063780X21020069
- [5] O.A. Azarova, O.V. Kravchenko. *Energies*, **17** (7), 1632 (2024). DOI: 10.3390/en17071632
- [6] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009), с. 736.
- [7] J.P. Boeuf, B. Chaudhury, G.Q. Zhu. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (1), 015002 (2010) DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.015002
- [8] А. И. Сайфутдинов. Канд. дис. (Казань, КАИ, 2023)
- [9] В. Гильденбург, А. Ким. *Физика плазмы*, **6** (4), 904 (1980).
- [10] A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, A.V. Kim, A.L. Kolysko. *Plasma Phys. Fusion Technol.*, **18** (8), 554 (1992).
- [11] В.А. Битюрин, В.Г. Бровкин, П.В. Веденин. *Письма в ЖТФ*, **41** (5), 18 (2015). [V.A. Bityurin, V.G. Brovkin, P.V. Vedenin. *Tech. Phys. Lett.*, **41** (3), 217 (2015). DOI: 10.1134/S1063785015030037]
- [12] В.А. Битюрин, В.Г. Бровкин, П.В. Веденин. *ЖТФ*, **85** (2), 64 (2015). [V. A. Bityurin, V. G. Brovkin, P. V. Vedenin. *Tech. Phys.*, **60** (2), 222 (2015). DOI: 10.1134/S1063784215020036]
- [13] V.G. Brovkin, P.V. Vedenin. *J. Appl. Phys.*, **128** (11), 113301 (2020). DOI: 10.1063/5.0016249
- [14] А.И. Сайфутдинов, Е.В. Кустова, А.Г. Карпенко, В.А. Лашков. *Физ. плазмы*, **45** (6), 568 (2019). DOI: 10.1134/S036729211905010X
- [15] Q. Shen, R. Huang, Z. Xu, H. Wei. *Appl. Sci.*, **10** (15), 5393 (2020). DOI: 10.3390/app10155393
- [16] Y. Yang, W. Hua, S.Y. Guo. *Phys. Plasmas*, **21** (4), 040702 (2014). DOI: 10.1063/1.4872000
- [17] N.A. Popov. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **25** (4), 044003 (2016). DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/044003
- [18] N.A. Popov, S.M. Starikovskaia. *Progr. Energy and Combustion Sci.*, **91**, 100928 (2022). DOI: 10.1016/j.pecs.2021.100928
- [19] Y. Zhu, S. Starikovskaia. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **27** (12), 124007 (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aaf40d
- [20] A.I. Bechina, E.V. Kustova. *Vestnik St.Petersb. Univ. Math.*, **52** (1), 81 (2019). DOI: 10.3103/S1063454119010035
- [21] A.I. Saifutdinov, E.V. Kustova. *J. Appl. Phys.*, **129** (2), 023301 (2021). DOI: 10.1063/5.0031020
- [22] N.A. Popov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44** (28), 285201 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/28/285201
- [23] В.С. Попов. *УФН*, **174** (9), 921 (2004). DOI: 10.3367/UFNr.0174.200409a.0921
- [24] В.Ю. Федоров, В.П. Кандидов. *Опт. и спектр.*, **105** (2), 306 (2008).
- [25] Y. Kolesnichenko, V. Brovkin, D. Khmara, I. Mashek, V. Lashkov, M. Rivkin. 44th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics* (2006), DOI: 10.2514/6.2006-792
- [26] R.S. Khoronzhuk, A.G. Karpenko, V.A. Lashkov, D.P. Potapenko, I.Ch. Mashek. *J. Plasma Phys.*, **81** (3), 905810307 (2015). DOI: 10.1017/S0022377814001299
- [27] J.B. Michael, A. Dogariu, M.N. Shneider, R.B. Miles. *J. Appl. Phys.*, **108** (9), 093308 (2010). DOI: 10.1063/1.3506401
- [28] S.D. McGuire, M.N. Shneider. *Plasma Phys.*, (2024). DOI: 10.48550/arXiv.2411.18963
- [29] Yu.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, A.M. Prokshin, M.E. Renev, R.S. Khoronzhuk. *J. Eng. Phys. Thermophy.*, **97** (4), 1068 (2024).

- [30] C.J. Peters, M.N. Shneider, R.B. Miles. J. Appl. Phys., **125** (24), 243301 (2019). DOI: 10.1063/1.5098306
- [31] M.J. DeWitt, R.J. Levis. J. Chem. Phys., **108** (18), 7739 (1998). DOI: 10.1063/1.476208
- [32] A. Talebpour, J. Yang, S.L. Chin. Opt. Commun., **163** (1–3), 29 (1999). DOI: 10.1016/S0030-4018(99)00113-3
- [33] J. Kasparian, R. Sauerbrey, S.L. Chin. Appl. Phys. B, **71** (6), 877 (2000). DOI: 10.1007/s003400000463
- [34] L.C. Lee, G.P. Smith. J. Chem. Phys., **70** (4), 1727 (1979). DOI: 10.1063/1.437690
- [35] Biagi database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
- [36] IST-Lisbon database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
- [37] Itikawa database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
- [38] TRINITI database, www.lxcat.net, retrieved on October 12, 2021.
- [39] Morgan database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
- [40] BSR database, www.lxcat.net, retrieved on September 29, 2022.
- [41] C. Lazarou, A.S. Chiper, C. Anastassiou, I. Topala, I. Mihaila, V. Pohoata, G.E. Georghiou. J. Phys. D: Appl. Phys., **52** (19), 195203 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab06cd
- [42] F.J. Mehr, M.A. Biondi. Phys. Rev., **181** (1), 264 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.181.264
- [43] C. Park, J.T. Howe, R.L. Jaffe, G. Candler. J. Thermophys. Heat Transfer, **8** (1), 9 (1994). DOI: 10.2514/3.496
- [44] NIST Chemistry WebBook [Electronic resource]
URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/>
- [45] O. Schenk, K. Götner. Future Generation Computer Systems, **20** (3), 475 (2004). DOI: 10.1016/j.future.2003.07.011
- [46] Г. И. Асеев. *Использование интерферометра Маха-Цендера для определения пространственного распределения показателя преломления и температуры в пламени: учебно-методическое руководство* (Физ. фак. СГУ, Саратов, 2005), с. 30.