

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

© 2023 г. А. В. Косарев^а, В. Л. Подковыров^а, А. Д. Ярошевская^а,
А. В. Мелешко^а, К. М. Гуроров^{а,*}

^аГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований"
Россия, 142190, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

*e-mail: gutorovkm@triniti.ru

Поступила в редакцию 09.12.2022 г.

После доработки 30.01.2023 г.

Принята к публикации 19.02.2023 г.

Разработан стенд для исследования импульсных газовых потоков на коротких (до 1 мс) временах и представлена методика обработки экспериментальных данных. На основе данных высокоскоростной кадровой интерферометрии и по результатам измерения динамического давления определяются пространственные и временные распределения плотности и скорости потока гелия. Описан оптимальный метод восстановления пространственных распределений плотности с учетом экспериментальных погрешностей. Приведенная методика позволяет характеризовать газовые потоки с плотностью более 0.0001 кг/м^3 и скоростью более 400 м/с .

DOI: 10.31857/S0032816223040158, EDN: RBFQUB

ВВЕДЕНИЕ

Идея создания квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) и теоретические основы его функционирования были сформулированы А.И. Морозовым в 1959 г. [1]. На основе КСПУ возможно создание электрореактивного двигателя (ЭРД), работающего в импульсно-периодическом режиме, мощностью порядка нескольких сотен киловатт [1] при условии, если достигается практически полная ионизация газа, подаваемого в ускоритель. В частности, для использования КСПУ в качестве ЭРД необходимо согласовать длительность газового потока на входе в ускоритель с длительностью тока разряда, которая, как показано в работе [2], может составлять до 1 мс в зависимости от режима работы ускорителя. Следовательно, требуется создавать газовые потоки миллисекундной длительности.

Как отмечено в теоретических [1, 3] и экспериментальных [4, 5] работах, режим течения плазмы в канале ускорителя зависит от расхода рабочего вещества, т.е. определяется локальными значениями плотности и скорости подаваемого на вход ускорителя газа. Это значит, что для оптимизации работы ускорителя в целях получения однородного высокоскоростного потока плазмы необходимо иметь инструмент анализа потока газа, создаваемого импульсным быстродействующим клапаном. Данная работа посвящена разработке

метода измерения пространственных и временных распределений плотности и скорости газового потока в течение характерного временного интервала длительностью до 1 мс.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод основан на использовании покадровой интерферометрии газового потока в комбинации с измерением динамического давления высокочастотным датчиком. По интерферограммам определяется радиальное распределение плотности газового потока с временным разрешением, соответствующим частоте кадров высокоскоростной камеры. По значениям плотности и показаниям датчика динамического давления рассчитывается распределение скорости газового потока с аналогичным временным разрешением.

Для проведения данных измерений был создан экспериментальный стенд, схема которого представлена на рис. 1. Вакуумная камера 1 откачивалась до остаточного давления 10^{-4} мбар, а импульсный напуск газа осуществлялся закрепленным на торце вакуумной камеры быстродействующим электромагнитным клапаном 2. Газ в вакуумную камеру поступал через отверстия клапана, расположенные на окружности диаметром 8 см. У основания клапана внутри вакуумной камеры была установлена цилиндрическая вставка 3, имитиру-

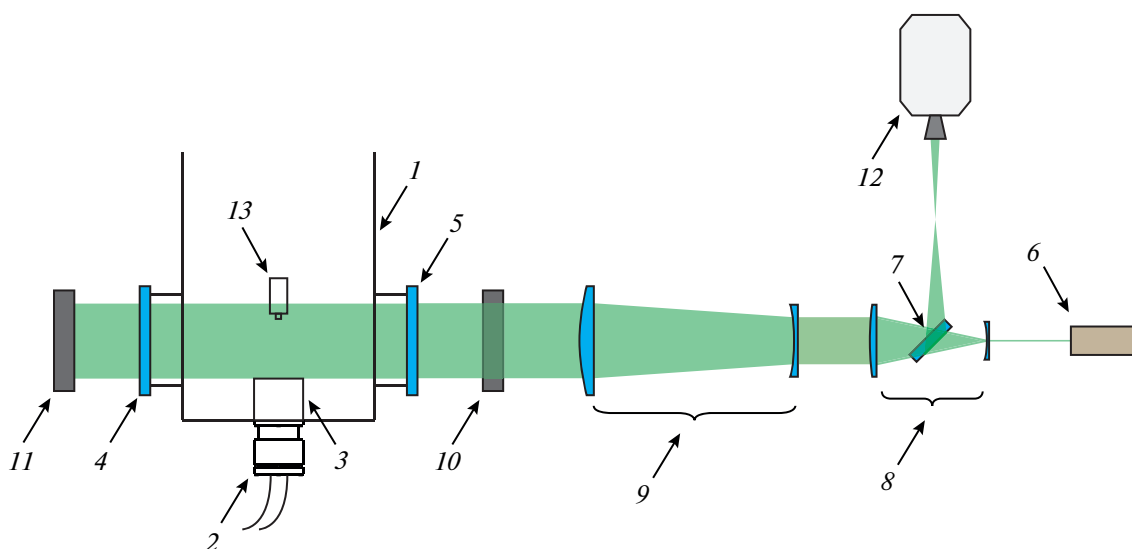


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера; 2 – электромагнитный клапан; 3 – цилиндрическая вставка; 4, 5 – интерференционные окна; 6 – полупроводниковый лазер; 7 – разделяющее зеркало; 8, 9 – телескопы; 10, 11 – полупрозрачные интерференционные зеркала; 12 – высокоскоростная камера; 13 – датчик давления.

ющая форму газового канала КСПУ. Длина вставки составляла 17 см, диаметр – 9 см. Для зондирования использовалось излучение, создаваемое полупроводниковым лазером Cobolt Samba 1500 (6) с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Луч лазера расширялся специально спроектированной системой двух телескопов 8, 9 до диаметра 10 см. Для повышения чувствительности методики в качестве интерферометра использовался двухпроходный интерферометр Физо, ключевыми элементами которого являются разделяющее зеркало 7 и интерференционные зеркала 10, 11. Интерференционные окна 4, 5, закрепленные на патрубках вакуумной камеры, позволяли наблюдать интерференцию газового потока с минимумом паразитных искажений. Интерференционная картина регистрировалась с помощью высокоскоростной камеры Phantom v2512 (12). В экспериментах камера была настроена на разрешение 1280×800 точек, частоту кадров 25 кГц и экспозицию 3 мкс. Высокочастотный датчик динамического давления РСВ 113В28 (13) крепился на подвижном вакуумном вводе, последовательное перемещение которого перпендикулярно оси газового потока позволяло определять радиальное распределение давления. Диаметр чувствительного элемента датчика равен 5,5 мм, время нарастания сигнала составляло менее 1 мкс.

Область диагностики в эксперименте ограничивалась диаметром зондирующего излучения, который составлял порядка 10 см. Приведенные в статье результаты описывают исследования потока гелия, распределения плотности и скорости га-

за в перпендикулярном оси потока сечении на расстоянии 4 см от цилиндрической вставки.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Эксперимент представлял собой последовательность отдельных пусков электромагнитного клапана. Для каждого пуска регистрировалось порядка 60 кадров интерференционной картины, включая моменты до и после прохождения газового потока через область интерференции. Для каждого из кадров определялся сдвиг центров ин-

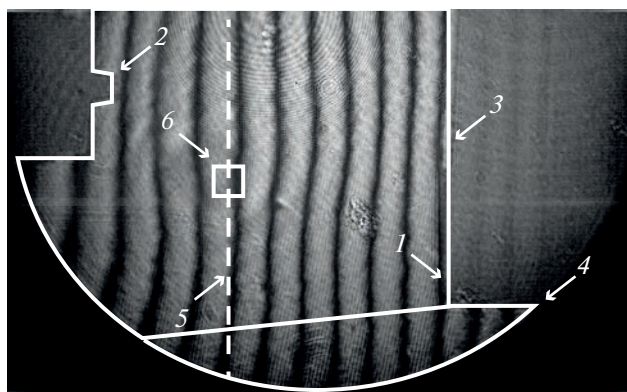


Рис. 2. Кадр интерференционной картины. 1 – цилиндрическая вставка; 2 – чувствительный элемент датчика давления; 3 – область интерференции газового потока; 4 – невозмущенная область интерференции; 5 – линия, вдоль которой осуществлялись измерения; 6 – расчетная область одной точки.

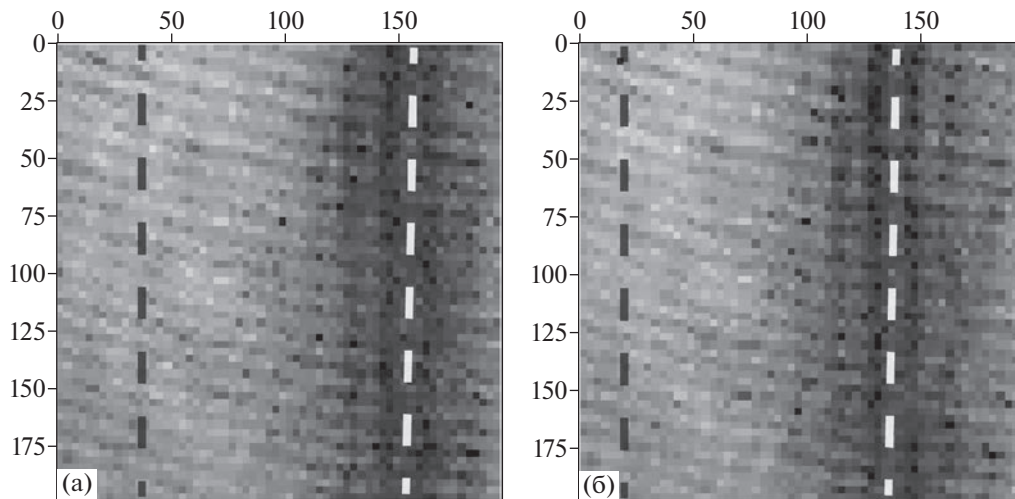


Рис. 3. Увеличенные расчетные области одной точки (штриховыми линиями обозначены центры интерференционных полос, значения по осям указаны в пикселях): **а** — опорный кадр; **б** — кадр с наибольшим сдвигом интерференционных полос.

терференционных полос относительно их начального положения на опорном кадре. Опорный кадр — это последний кадр, предшествующий появлению газового потока в области интерференции. На каждом из кадров также присутствовала невозмущенная область интерференции, которая позволяла исключить ошибку определения порядка сдвига интерференционной полосы.

На рис. 2 представлен кадр интерференционной картины во время прохождения газового потока через область регистрации, газ распространялся справа налево. Справа отмечена цилиндрическая вставка 1, слева — высокочастотный датчик динамического давления 2. Обозначены также область интерференции газового потока 3 и невозмущенная область интерференции 4. Расстояние между отмеченной на рис. 2 штриховой линией 5 и цилиндрической вставкой — 4 см. Вдоль штриховой линии выбиралось примерно 20 равноудаленных друг от друга точек. Для каждой из них определялась прямоугольная область высотой, равной диаметру чувствительного элемента датчика давления, и шириной, захватывающей вершины двух соседних интерференционных полос. Данная область использовалась для расчета сдвига центра интерференционной полосы, наиболее близкой к штриховой линии, в пикселях и для пересчета сдвига в пикселях в фазовый сдвиг. Типичная расчетная область одной точки отмечена на рис. 2 белым прямоугольником 6. Ее увеличенные изображения представлены на рис. 3а и 3б. Рис. 3а соответствует опорному кадру, рис. 3б — кадру с наибольшим сдвигом интерференционных полос. Штриховыми линиями

на рис. 3а и 3б отмечены центры интерференционных полос.

Таким образом, для каждой из точек исследуемого сечения была получена информация о динамике фазового сдвига ближайшей к ней интерференционной полосы. На рис. 4 представлена динамика фазового сдвига центров интерференционных полос для нескольких точек. Справа указаны расстояния от оси газового потока до соответствующей точки, слева — усредненная ошибка определения сдвига центра интерференционной полосы. Примерная величина усредненной ошибки

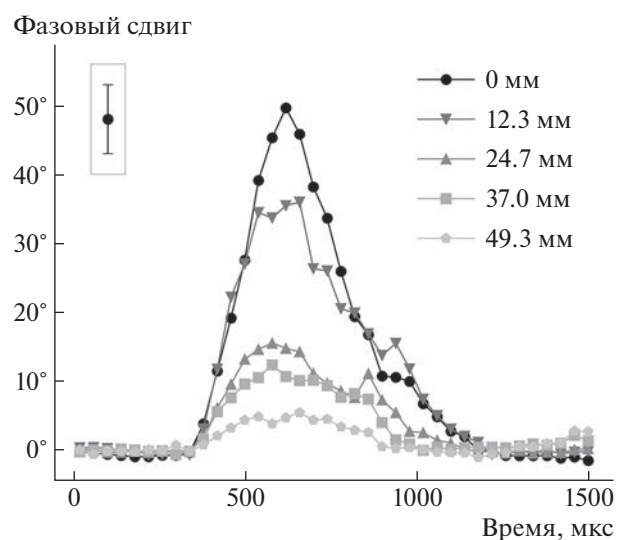


Рис. 4. Динамика фазового сдвига центров интерференционных полос на разных расстояниях от оси газового потока.

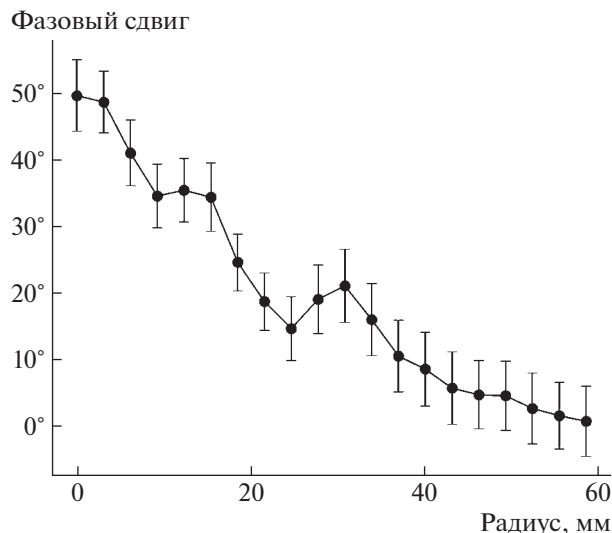


Рис. 5. Радиальное распределение накопленного вдоль хорды фазового сдвига для момента времени 618 мкс.

составляет 5° . Отсчет времени велся с момента подачи тока на катушку электромагнитного газового клапана.

Представленные на рис. 4 результаты являются накопленными вдоль хорды значениями фазовых сдвигов на расстоянии $z = 4$ см от цилиндрической вставки. Дальнейшая задача заключалась в пересчете данных значений в радиальные распределения изменения показателя преломления. Связь между накопленными вдоль хорды значениями фазовых сдвигов и изменением показателя преломления в случае цилиндрической симметрии газового потока описывается уравнением Абеля:

$$\Delta\varphi(r, z) = \frac{8\pi}{\lambda} \int_r^R \Delta n(\rho, z) \frac{\rho d\rho}{\sqrt{(\rho^2 - r^2)}}, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi(r, z)$ и $\Delta n(r, z)$ – фазовый сдвиг и изменение показателя преломления на расстоянии r от оси потока и на расстоянии z от цилиндрической вставки; λ – длина волны зондирующего излучения; R – радиус газового потока.

Решение уравнения (1) заключается в восстановлении подынтегральной функции $\Delta n(r, z)$. Пример исходных данных для расчета представлен на рис. 5. Данная зависимость представляет собой радиальное распределение накопленного вдоль хорды фазового сдвига для момента времени 618 мкс, когда наблюдался максимум концентрации в потоке. Наиболее распространенными методами решения уравнения Абеля являются прямые методы. Как отмечено в работе [6], наи-

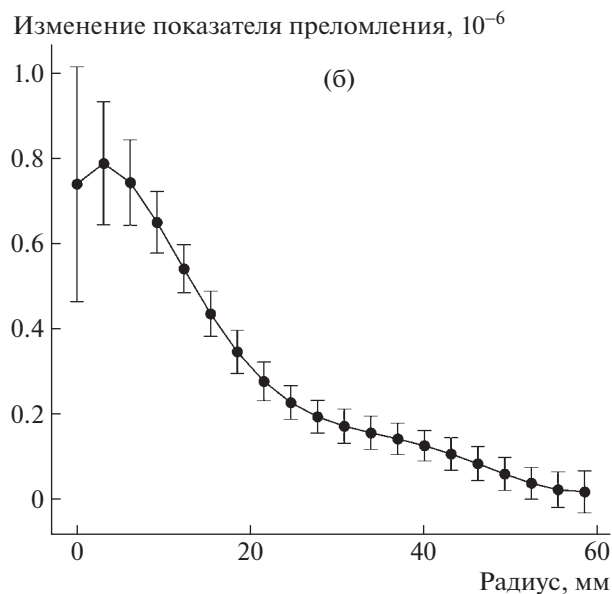
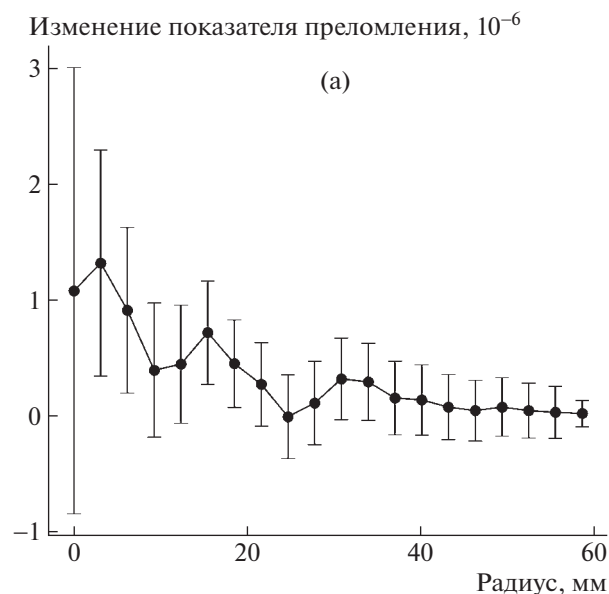


Рис. 6. Радиальные распределения изменения показателя преломления для момента времени 618 мкс: **а** – метод Бокастена; **б** – метод статистической регуляризации Турчина.

более надежным среди них является метод Бокастена [7]. На рис. 6а представлено радиальное распределение изменения показателя преломления, вычисленное с помощью данного метода для момента времени 618 мкс. Относительная ошибка на оси газового потока в данном случае составила 178%.

Причина больших ошибок, как отмечено в работе [6], может скрываться в решении уравнения (1) без применения регуляризационных процедур. Наиболее естественным методом решения уравнения (1) с применением регуляризации яв-

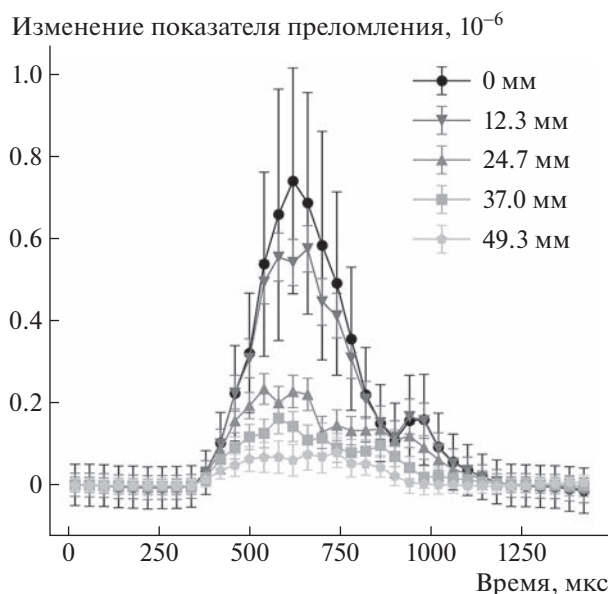


Рис. 7. Динамика изменения показателя преломления на разных расстояниях от оси газового потока.

ляется метод статистической регуляризации Турчина [8]. Данный метод требует внесения априорной информации о гладкости искомой функции $\Delta n(r, z)$ и характеристиках входного “шума”. В данной работе предполагалось, что у $\Delta n(r, z)$ существует производная 1-го порядка, а входной “шум” имеет нормальное распределение.

Статистическая регуляризация Турчина подразумевает замену уравнения (1) на задачу минимизации функционала от $\Delta n(r, z)$:

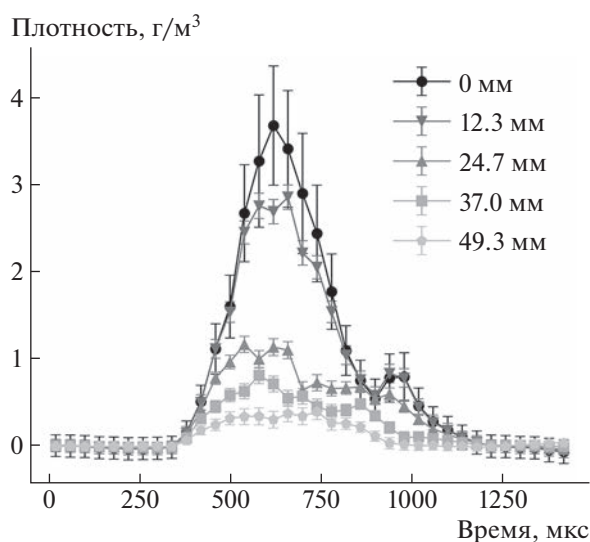


Рис. 8. Динамика плотности газового потока на разных расстояниях от его оси.

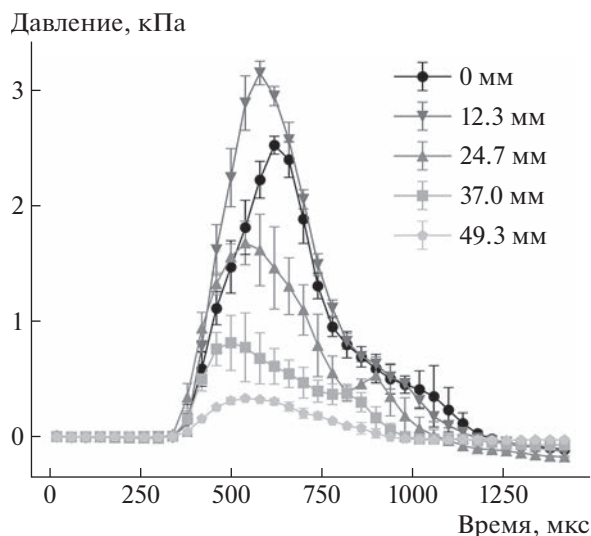


Рис. 9. Динамика давления газового потока на разных расстояниях от его оси.

$$\left\| \frac{8\pi}{\lambda} \int_r^R \Delta n(x, z) \frac{x dx}{\sqrt{(x^2 - r^2)}} - \Delta \phi(r, z) \right\| + \alpha \int_r^R \left(\frac{d\Delta n(x, z)}{dx} \right)^2 dx = \min, \quad (2)$$

где α — параметр регуляризации.

Чем больше α , тем больше вес второго слагаемого и тем более сглаженным получается решение задачи (2). Параметр регуляризации α находился как значение, при котором логарифм апостериорной плотности вероятности $P(\alpha|\Delta\phi)$ приближается к своему максимуму. Такой выбор α соответствует наиболее вероятному решению $\Delta n(r, z)$. На рис. 6б представлено радиальное распределение изменения показателя преломления, полученное с помощью метода статистической регуляризации Турчина для момента времени 618 мкс. Относительная ошибка на оси потока в данном случае составила 37%.

Как видно из рис. 6а и 6б, при одних и тех же исходных данных (см. рис. 5) метод статистической регуляризации Турчина приводит к меньшим ошибкам. Рассчитанная с помощью данного метода динамика изменения показателя преломления представлена на рис. 7. Справа указаны расстояния от выбранных точек до оси газового потока.

Полученные таким образом данные о динамике изменения показателя преломления использовались для расчета динамики плотности газового потока. Связь между показателем преломления и плотностью газового потока описывается формулой Лоренца–Лорентца:

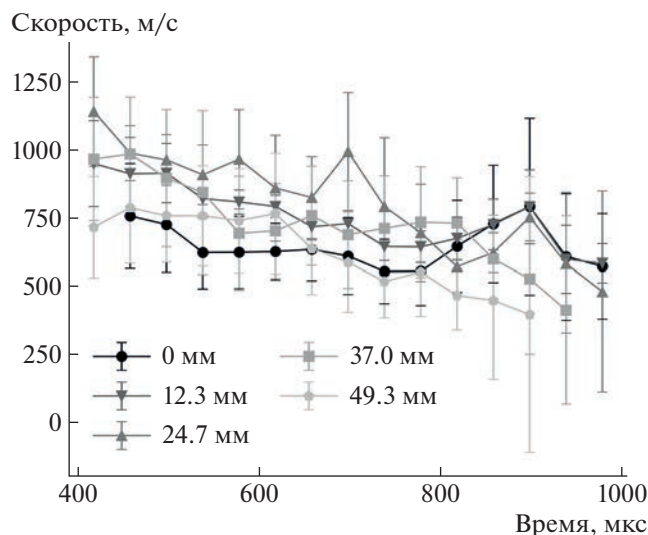


Рис. 10. Динамика скорости газового потока на разных расстояниях от его оси.

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = q, \quad (3)$$

где n — показатель преломления, ρ — плотность газового потока, q — удельная рефракция газа.

Рассчитанная с помощью формулы (3) динамика плотности газового потока представлена на рис. 8. Справа указаны расстояния от выбранных точек до оси газового потока.

Для расчета динамики скорости газового потока, помимо плотности в разных точках, необходимо знать давление потока. Оценки скорости газового потока показали, что в данном случае имело место сверхзвуковое течение газа. Связь между

скоростью, давлением и плотностью газа в таком случае описывается соотношением [9]:

$$p - p_n = \frac{2}{k+1} \rho v^2, \quad (4)$$

где p — давление, регистрируемое датчиком, p_n — давление потока, ρ — плотность потока, v — скорость потока, $k = 1.66$ — показатель адиабаты гелия. В данном случае предполагалось, что p_n примерно равно ρv^2 . Скорость в таком случае выражается формулой

$$v = \sqrt{\frac{k+1}{k+3} \frac{p}{\rho}}. \quad (5)$$

Данные о динамике давления газового потока, как упоминалось ранее, были получены с применением высокочастотного датчика динамического давления. За каждый пуск клапана регистрировалась динамика давления для одной точки, полная картина получалась последовательным перемещением датчика и пусками клапана. На рис. 9 представлена динамика давления газового потока на разных расстояниях от его оси. Максимальное давление наблюдалось на расстоянии 12 мм от оси потока.

Рассчитанная для нескольких точек с помощью формулы (4) динамика скорости газового потока представлена на рис. 10. С приемлемой точностью удалось рассчитать скорость в диапазоне времени от 420 до 1020 мкс, когда значения плотности потока и динамического давления существенно превышают погрешность их определения. Как видно из рис. 10, скорость потока со временем падает, однако в некоторые моменты времени наблюдались увеличения скорости, связанные с особенностями работы клапана.

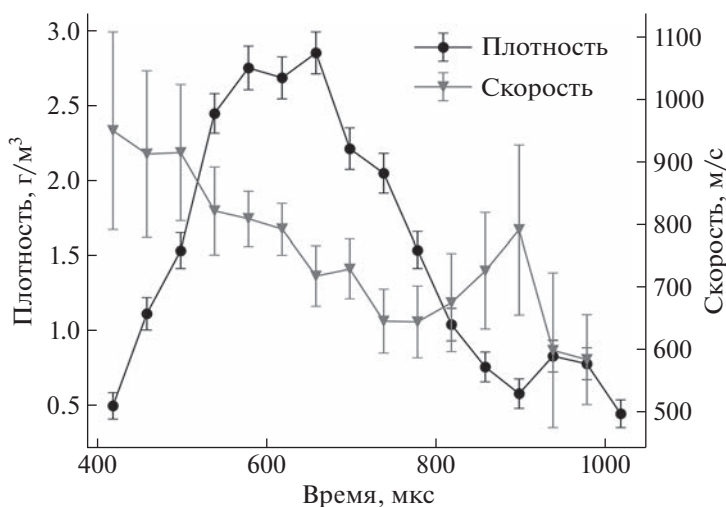


Рис. 11. Динамика плотности и скорости газового потока на расстоянии 12 мм от его оси.

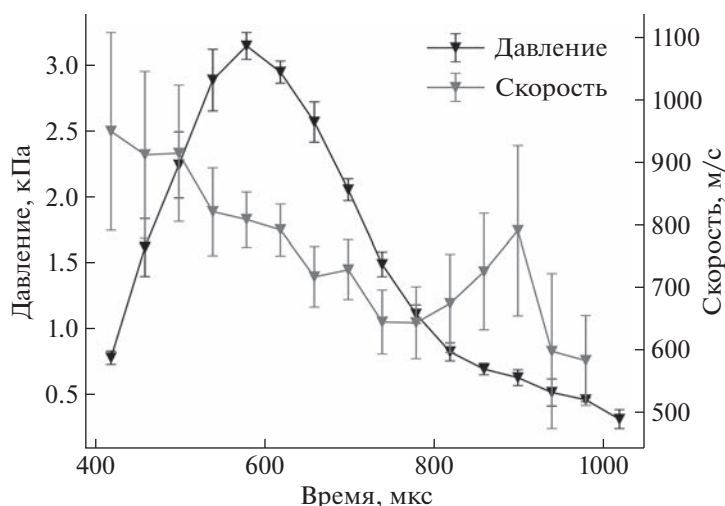


Рис. 12. Динамика давления и скорости газового потока на расстоянии 12 мм от его оси.

Рис. 11 и 12 демонстрируют зависимости плотности и скорости, а также зависимости давления и скорости газового потока от времени на расстоянии 12 мм от его оси.

Таким образом, разработанная методика позволила рассчитать пространственные и временные распределения плотности и скорости потока гелия миллисекундной длительности. Область диагностики ограничена диаметром зондирующего излучения, который составлял порядка 10 см. В настоящей конфигурации данного стенда минимальные регистрируемые значения плотности и скорости газового потока определяются экспериментальными погрешностями, которые были равны 0.0001 кг/м^3 и 400 м/с соответственно. Для более детального исследования характеристик газового потока существует возможность увеличения пространственного и временного разрешения. Увеличение расстояния между камерой и разделяющим зеркалом (см. рис. 1) позволяет за счет уменьшения области диагностики увеличить пространственное разрешение. Такого же эффекта можно достичь при уширении интерференционных полос. Благодаря широкому диапазону настроек высокоскоростной камеры Phantom v2512 помимо пространственного разрешения можно менять временное. Максимальное разрешение камеры — 1280×800 точек при частоте кадров 25 кГц, максимальная частота кадров — 1 МГц при разрешении 128×16 точек.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4ф.241.09.22.1127 от 25.08.2022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131.
2. Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Кочнев Д.М., Ярошевская А.Д., Урлова Р.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. № 3. С. 52. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-3-52-63>
3. Kozlov A.N., Klimov N.S., Kononov V.S., Podkovyrov V.L., Urlova R.U. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Т. 1394. № 1. С. 012021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012021>
4. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Казаков О.Е., Морозов А.И., Павличенко О.С., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Тиаров М.А., Трубочанинов С.А., Царенко А.В., Чеботарев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 158.
5. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 168.
6. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. // Физика горения и взрыва. 1974. № 6. С. 923.
7. Bockasten K. // JOSA. 1961. Т. 51. № 9. С. 943.
8. Турчин В.Ф., Нозик В.З. // Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5. № 1. С. 29.
9. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: учеб. руководство для вузов: в 2 ч., 5-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1991. Ч. 2. С. 118.