

УДК 533.9.082.5, 533.17
EDN: KFWIBL

PACS: 47.60.Kz



Истечение высокоэнтальпийной струи газа из щелевого канала плазмотрона

В. А. Панов, Ю. М. Куликов, А. С. Савельев, Ю. М. Токунов, М. Х. Гаджиев

Экспериментально исследуется процесс истечения высокоэнтальпийной затопленной струи газа из щелевого выходного отверстия плазмотрона постоянного тока. С помощью лазерного оптического теневого метода выполнена визуализация картины истечения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях струи. Предложен метод обработки цифровых изображений струи, который позволил определить границы струи, углы её раскрытия и их динамику – средние значения углов составили $(19 \pm 2)^\circ$ и $(11 \pm 2)^\circ$ в плоскостях вдоль и поперек длинной стороны щели соответственно. На основе полученных данных определен режим истечения и проведено сравнение с известными литературными данными.

Ключевые слова: затопленная струя, плазмотрон, теневой метод, лазер, углы раскрытия.

DOI: 10.51368/1996-0948-2024-2-72-78

Введение

Затопленные струи встречаются в большом количестве технических приложений. Наиболее важными участками струи, которые могут сыграть определяющую роль в её эволюции, являются срез сопла и зона тангенциального разрыва. Отличительной особенностью этих участков является высокая чувствительность к возмущениям скорости и

давления. Экспериментальные исследования [1] показали, что возмущения малой амплитуды, вводимые в поток на срезе сопла, могут привести к разделению струи на несколько ветвей, что приводит к её ускоренному смешению с окружающей средой. Однако даже в случае невозмущенного потока, существует поверхность тангенциального разрыва, отделяющая материал струи от окружающей среды. Эта поверхность, как правило, является неустойчивой, что приводит к развитию возмущений на границе. В случае турбулентной затопленной струи формируется область конечной толщины с непрерывным распределением параметров, которая называется струйным турбулентным погранслоем [2]. Наличие разрыва по температуре, характерного для струи плазмотрона [3–6], вносит дополнительное влияние на эволюцию неустойчивостей, связанную, в частности, с силами плавлучести, которое зависит и от числа Ричардсона [7].

Процесс смешения в сдвиговом слое затопленной струи определяется долгоживущими крупномасштабными вихревыми структурами а также мелкомасштабным перемешиванием под действием хаотических пульсаций

Панов Владислав Александрович¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: panovvladislav@gmail.com

Куликов Юрий Матвеевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

Савельев Андрей Сергеевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

Токунов Юрий Матвеевич², с.н.с., к.ф.-м.н.

Гаджиев Махач Хайрудинович¹, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ Объединенный институт высоких температур РАН.
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

² Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет).
Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный,
Институтский переулок, 9.

Статья поступила в редакцию 1.03.2024

После доработки 16.03.2024

Принята к публикации 28.03.2024

Шифр научной специальности: 1.3.9

скорости. Для круглых струй при умеренных числах Рейнольдса рост струйного пограничного слоя определяется формированием и последующим слиянием вихревых колец, отличающихся большой когерентностью в азимутальном направлении [8]. В асимметричных струях различной формы важную роль играет динамика деформации асимметричных вихрей. Такие струи оказываются гораздо менее устойчивыми, чем их осесимметричные аналоги [9]. Лабораторные исследования с использованием сопел различной формы показали, что по мере распространения струи ее поперечное сечение может очень сильно изменяться. Характерным является наблюдение так называемого переключения осей, когда максимальная скорость расширения струи происходит в направлении, перпендикулярном к направлению наибольшей протяженности прямоугольного сопла. В конечном итоге это явление может привести к симметризации струи. Данный эффект описывается механизмом самоиндукции Био-Савара вихревых колец с неоднородной азимутальной кривизной, а также взаимодействием между азимутальной и продольной компонентами завихренности [10].

Цель работы – экспериментальное исследование расширения затопленной струи горячего газа, истекающего из генератора низкотемпературной плазмы (ГНП) постоянного тока с расширяющимся каналом выходного электрода и определение углов раскрытия струи, положения виртуального источника струи, а также исследование их статистической сходимости этих величин к асимптотическим значениям.

Описание эксперимента, методов получения и обработки данных

Для проведения экспериментов использовался плазмотрон постоянного тока с расширяющимся каналом выходного электрода [11]. Он представляет собой гидродинамический переходный участок, в котором выполнен диффузорно-конфузорный тракт клиновидного типа с выходной прямоугольной щелью, где цилиндрическая струя низкотемпературной плазмы, вытекающая из расширяющегося канала ГНП, преобразуется в плоскую струю.

Выходное отверстие имеет форму прямоугольника размерами 30 мм на 4 мм (аспектное соотношение – 7,5), что позволяет отнести данное течение к классу плоских струй. В качестве рабочего вещества используется аргон. Расход газа составлял $G = 2$ г/с, сила тока $I = 150$ А, напряжение $U = 44$ В.

Для исследования параметров струи использовался оптический теневой метод визуализации с лазерной подсветкой (рис. 1). Из плазмотрона (1) в окружающее пространство, заполненное воздухом при нормальных условиях, истекает стационарная высокотемпературная струя газа (2), возникает граница (3) раздела «неподвижный воздух – струя». Для визуализации такого объекта использовано излучение (4) постоянного лазера 532 нм. Луч рассеивается системой линз (5) так, что вся поверхность собирающей линзы (6) освещена. Собирающая линза формирует практически параллельный пучок излучения, которое, пройдя область визуализации, попадает на телеобъектив (8), снабженный системой узкополосных фильтров (7) (полуширина пропускания 5 нм на длине волны 532 нм), скоростной видеокамеры (9). Описанная конфигурация оптических элементов позволила визуализировать высокотемпературное течение из плазмотрона с минимально возможной экспозицией 2 мкс без регистрации свечения струи. Видеосъемка с такой длительностью экспозиции позволяет характеризовать получаемые фотографии как мгновенные.

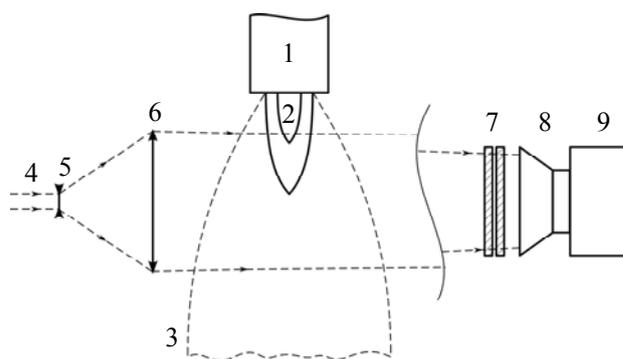


Рис. 1. Схема теневой визуализации высокотемпературной струи плазмотрона

Для определения положения границ струи полученные изображения проходят цифровую обработку по следующему алгоритму. Верхний левый угол изображения принимается за начало координат (рис. 2). Ось x

сонаправлена с движением газа (слева направо) и вектором поля тяжести, ось y направлена вертикально вниз.

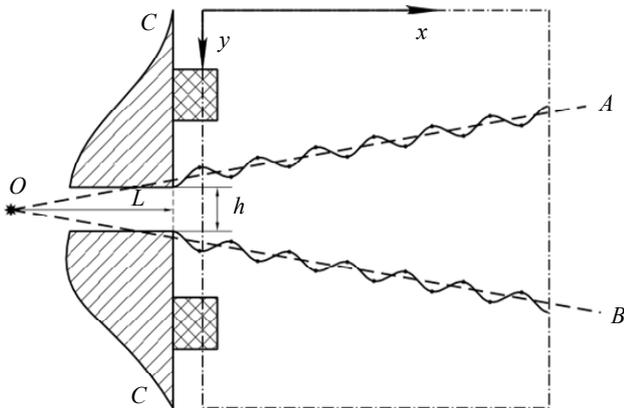


Рис. 2. Расположение объекта исследования в кадре. Движение струи в кадре слева направо

Шаг 1. Вычисление усредненного по всей кинограмме кадра (фона, $I_{av}(x, y)$), с целью устранить интерференционные полосы и неравномерность подсветки:

$$I_{av}(x, y) = \sum_{i=1}^N \frac{I_i(x, y)}{N}, \quad (1)$$

где $I_i(x, y)$ – i -й кадр, N – общее количество кадров. На рис. 3а представлен отдельный кадр кинограммы, на рис. 3б – фоновый кадр, вычисленный по формуле (1).

Шаг 2. Наложение маски $I_{mask}(x, y)$, состоящей из нулей и единиц, на каждый кадр для выделения области, занимаемой струей:

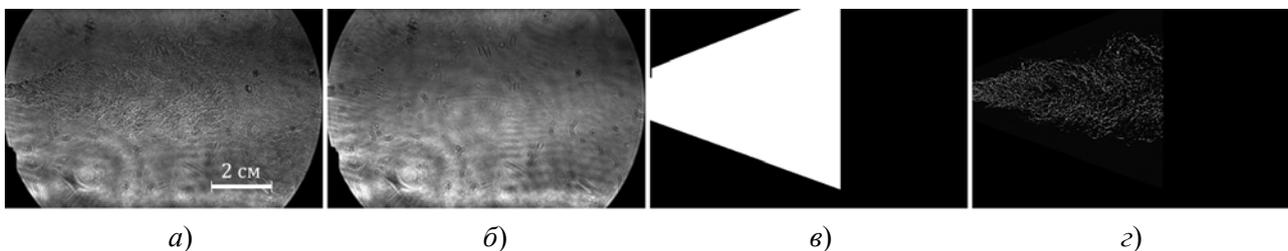


Рис. 3. Этапы обработки изображений: а) – исходный кадры; б) – усредненный кадр; в) – маска; г) – нормализованное изображение

Результаты и обсуждение

В результате экспериментов получены кинограммы истечения струи в двух плоскостях – вдоль и поперек длинной стороны щели

$$I_i(x, y) = I_i(x, y) I_{mask}(x, y). \quad (2)$$

Пример накладываемой маски приведен на рис. 3в.

Шаг 3. Нормализация кадров кинограммы:

$$I_i^{norm}(x, y) = I_0 \frac{I_i(x, y)}{I_{av}(x, y)}, \quad (3)$$

где I_0 – средний уровень максимальной освещенности. Пример нормализованного изображения приведен на рис. 3г.

Шаг 4. Обнаружение точек верхнего края струи. Для этого выполняется проход по каждому столбцу с координатой x_j нормализованного изображения. При выполнении условия:

$$I_i^{norm}(x_j, y) > 1,5 I_0, \quad (4)$$

фиксируется значение y_j (коэффициент 1,5 подобран эмпирически).

Для каждого кадра i получается набор точек (x_j, y_j) , который можно аппроксимировать прямой OA (см. рис. 2) вида $y(x)/h = k_1(x + d_1)/h$ методом наименьших квадратов. Поиск уравнения прямой OB выполняется аналогично. В результате обработки каждому кадру ставятся в соответствие уравнения верхней и нижней границы струи, которые затем обрабатываются статистически для нахождения среднего значения, отклонения, и сходимости.

Результаты обработки представлены в таблице и на рисунке 4. Для угла раскрытия наблюдаются осцилляции

(рис. 4а, заштрихованная область), которые носят случайный характер. Для сравнения с теоретическими моделями, описывающими затопленные струи, проведено усреднение величин $k_{1,2}$ и $d_{1,2}$, по различному числу кадров – от 1 до 1000 – результат усреднения приведен в виде сплошной кривой на рисунке 4а. Прямые, аппроксимирующие границы струи, имеют точку пересечения O (см. рис. 2), находящуюся, как правило, внутри тракта плазмотрона. После нахождения x -координаты среза сопла (прямая CC на рис. 2), начало координат переносится на срез сопла так, что ось x проходит через точку O , а ось y лежит на линии CC . Значения $k_{1,2}$ и $d_{1,2}$ находятся из системы линейных уравнений для края струи, проходящих через срез сопла и пересекающихся в точке O . Поскольку струя является симметричной и турбулизованной, то дальнейший анализ проводится по поведению края OA (см. рис. 2), т. е. по величинам k_1 и d_1 . На рисунке 4 представлены результаты для безразмерных величин L/h , d_1/h и k_1 для случаев $h = 4$ мм (1) и $w = 30$ мм (2) т. е. в плоскостях узкой и широкой сторон щели.

Таблица

Значения скорости расширения плоских струй

Источник	Re_h	k	d
[12]	3000	0,092	2,63
[13]	1600	0,11	-1,00
[14]	7620	0,104	-5,00
[15]	8000	0,11	0,14
[16]	8300	0,11	0,14
[17]	30000	0,1	-2,00
[18]	32550	0,118	2,15
Эта работа	606	0,2	-4

Для дальнейшего исследования струи оценим значения ряда параметров. Для параметров дуги, измеренных в эксперименте, тепловой КПД плазмотрона составляет около 60 %, таким образом, из подводимой электрической мощности $W = 6600$ Вт на нагрев газа тратится $P = 3960$ Вт. Для заданного массового расхода газа $G = 2$ г/с можно оценить поток энтальпии – $J_H = 1,98$ МДж/с, а на основании кривых теплоемкости из [19], определим среднемассовую температуру на срезе сопла $T = 4000$ К. Полученная оценка согласуется с

данными спектроскопических измерений плазмы [11] и указывает на отсутствие равновесной ионизации.

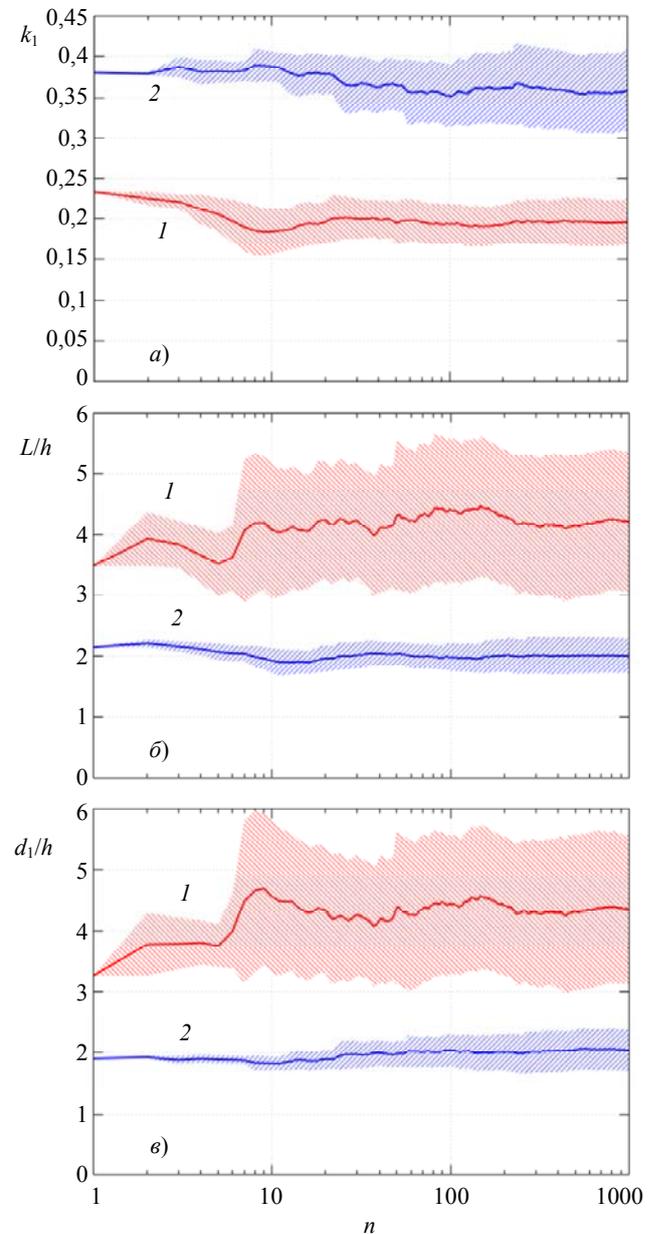


Рис. 4. Графики зависимости k_1 , L/h , d_1/h (сплошные линии) и величины их среднеквадратичного отклонения σ (штриховка) от количества n кадров для усреднения. Кривые 1 относятся к плоскости, проходящей через короткую сторону щели, 2 – через длинную

Используя геометрические размеры прямоугольного сопла $w = 30$ мм, $h = 4$ мм, а также соотношение для массового расхода: $G = \rho v h w$ и уравнение состояния для идеального газа, оценим среднемассовую скорость как $v = G/(\rho w h) = 139$ м/с. Откуда следует, что данное высокотемпературное течение являет-

ся существенно дозвуковым. Используя результаты [20], определим динамическую вязкость аргона $\mu = 0,00011$ Па·с, а также числа Рейнольдса $Re = GL/S\mu$, где L – характерный размер, $S = wh$ – площадь среза сопла, по различным пространственным масштабам $Re_w = G/(h\mu) = 4500$, $Re_h = G/(w\mu) = 606$.

Таким образом, независимо от выбора характерного масштаба режим истечения затопленной струи является турбулентным, так как в плазмотронах переход к турбулентности происходит при $Re = 400$, определяемом по среднемассовым параметрам [21, 22].

В силу относительно небольшого аспектного соотношения между геометрическими параметрами сопла, можно ввести число Рейнольдса по среднеквадратичному размеру $Re_{wh} = 4540$. Несмотря на то, что поток является турбулизированным, достигнутых значений Re_{wh} , вероятно, не достаточно для возбуждения инерционного интервала вихрей [23].

Как указывалось во введении, в неизотермическом случае влияние на распространение струи может оказать плавучесть. Оценим характерные значения объемной силы, сравнив плотность окружающего воздуха при нормальных условиях и плотность горячего аргона $F_b = \Delta\rho g = 11,33$ Н/м³. Таким образом вклад данной величины предполагается малым.

Хорошо известно, что процесс расширения струи на определенных участках является линейным, в случае свободных турбулентных струй круглой формы, значения половинного угла раскрытия струи по разным данным [24] составляют от 7° до 20°. В работе [12] собраны результаты различных экспериментов для затопленных струй прямоугольной формы, а также приведены результаты первого трехмерного моделирования данной задачи (таблица). Для струй с большим аспектным отношением число Рейнольдса определяется по меньшему размеру, то есть по ширине h (меньшему размеру сопла). Зависимость ширины струи от продольной координаты (в единицах ширины) описывается как

$$\frac{\delta}{h} = k \left(\frac{x}{h} + d \right).$$

Среднее значение безразмерного коэффициента расширения струи для узкого сече-

ния (рис. 4а, кривая 1) ведет себя немонотонно, статистическая сходимость достигается при $n \approx 200$, среднеквадратичное отклонение $\sigma(k_1)$ увеличивается до $n \approx 10$ и в результате принимает значение $\sigma(k_1) \approx 0,025$. Для широкого профиля струи (рис. 4а, кривая 2) характерен больший коэффициент расширения, который приобретает асимптотическое значение при $n \approx 100$. При этом в процессе усреднения $\sigma(k_1)$ постоянно увеличивается, достигая значения $\sigma(k_1) \approx 0,05$. Для положения виртуального источника L/h в случае узкого профиля (рис. 4б, кривая 1) характерны мелкомасштабные осцилляции до $n \approx 200$. Крупномасштабные немонотонности сохраняются при любом количестве кадров осреднения. В случае широкого профиля (рис. 4б, кривая 2) L/h достигает асимптотического значения при $n \approx 300$. Примечательно, что положения виртуальных источников для узкого и широкого профилей струи отличаются почти в два раза. Поведение среднеквадратичного отклонения оказывается подобным $\sigma(k_1)$ (с поправкой на соответствующий масштабный коэффициент). Поведение безразмерной константы аппроксимации d_1/h (рис. 4в) оказывается подобным поведению положения виртуального источника L/h .

В работе [25] указаны полученные значения половинного угла раскрытия, составляющие от 2° до 3°. Предполагается, что в исследованном диапазоне числа Рейнольдса его значение не оказывает влияния на процесс расширения круглой затопленной струи. В работе [26] исследовались числа Рейнольдса до 1500, и было обнаружено, что полуугол распространения струи, имеющей изначально плоский профиль скорости, составлял примерно от 6° до 8° в области установления потока (потенциальная область ядра) и достигал значения от 12° до 14° на участке установившегося потока. Таким образом, угол раскрытия, связанный с выходом из сопла полностью развитого турбулентного течения, по-видимому, значительно отличается от угла раскрытия, связанного с выходом из сопла ламинарного потока.

Выводы

Экспериментально исследован процесс истечения высокоэнтальпийной затопленной

струи газа из щелевого выходного отверстия плазматрона постоянного тока. Предложен метод обработки изображений струи, полученных с помощью лазерного теневого метода визуализации, который позволяет определить углы раскрытия струи и положение виртуального источника струи и состоит из четырех шагов: 1) вычисление среднего фона; 2) наложение маски на область струи; 3) нормализация интенсивности на средний фон; 4) детектирование края струи по пороговому значению интенсивности. В результате обработки установлены углы раскрытия струи $(19 \pm 2)^\circ$ и $(11 \pm 2)^\circ$ в плоскостях вдоль и поперек длинной стороны щели соответственно. Изменение углов во времени в указанных пределах связано с осцилляциями струи, которую, согласно оценкам, в данном случае можно считать свободной затопленной, однако наличие рубашки охлаждения электродов ГНП приводит к ограничению движения воздуха со стороны сопла. Статистическое исследование динамики углов показало, что сходимость к асимптотическим значениям достигается быстрее (65 мс) в плоскости вдоль щели чем поперек (130 мс).

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds W. C., Parekh D. E., Juvet P. J. D., Lee M. J. D. / Annual Review of Fluid Mechanics. 2003. Vol. 35. № 1. P. 295–315.
2. Абрамович Г. Н., Гиришович Т. А., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984.
3. Кошлаков В. В., Ребров С. Г., Голиков А. Н., Федоров И. А. / Прикладная физика. 2021. № 4. С. 32–39.
4. Кузнецов В. Е., Дудник Ю. Д., Сафронов А. А., Ширяев В. Н., Васильева О. Б. / Прикладная физика. 2022. № 2. С. 72–77.
5. Ребров С. Г., Голиков А. Н., Федоров И. А. / Прикладная физика. 2023. № 2. С. 103–108.
6. Дудник Ю. Д., Кузнецов В. Е., Сафронов А. А., Ширяев В. Н., Васильева О. Б., Гаврилова Д. А., Гаврилова М. А. / Прикладная физика. 2023. № 5. С. 103–109.
7. Kotsovinos N. E., List E. J. / Journal of Fluid Mechanics. 1977. Vol. 81. № 01. P. 25.
8. Crow S. C., Champagne F. H. / Journal of Fluid Mechanics. 1971. Vol. 48. № 3. P. 547–591.
9. Michalke A. NASA Technical Memorandum 75190 Instability of a compressible circular free jet with consideration of the influence of the jet boundary layer. 1977.
10. Gutmark E. J., Grinstein F. F. / Annual Review of Fluid Mechanics. 1999. Vol. 31. № 1. P. 239–272.
11. Гаджиев М. Х., Ильичев М. В., Муслимов А. Э. / Прикладная физика. 2023. № 5. С. 34–40.
12. Stanley S. A., Sarkar S., Mellado J. P. / Journal of Fluid Mechanics. 2002. Vol. 450. P. 377–407.
13. Ramaprian B. R., Chandrasekhara M. S. / Journal of Fluids Engineering. 1985. Vol. 107. № 2. P. 264–271.
14. Browne L. W. B., Antonia R. A., Rajagopalan S., Chambers A. J. / Труды конференции Structure of Complex Turbulent Shear Flow – Marseille, 1982. P. 411–419.
15. Thomas F. O., Chu H. C. / Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1989. Vol. 1. № 9. P. 1566–1587.
16. Thomas F. O., Prakash K. M. K. / Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1991. Vol. 3. № 1. P. 90–105.
17. Gutmark E., Wygnanski I. / Journal of Fluid Mechanics. 1976. Vol. 73. № 3. P. 465–495.
18. Hussain A. K. M. F., Clark A. R. / The Physics of Fluids. 1977. Vol. 20. № 9. P. 1416–1426.
19. Eisazadeh-Far K., Metghalchi H., Keck J. C. / Journal of Energy Resources Technology. 2011. Vol. 133. № 2. P. 022201.
20. Murphy A. B., Arundell C. J. / Plasma Chemistry and Plasma Processing. 1994. Vol. 14. № 4. P. 451–490.
21. Fincke J., Chang C., Swank W., Haggard D. / International Journal of Heat and Mass Transfer. 1994. Vol. 37. № 11. P. 1673–1682.
22. Williamson R., Fincke J., Crawford D., Snyder S., Swank W., Haggard D. / International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. № 22. P. 4215–4228.
23. Dimotakis P. E. / Journal of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 409. P. 69–98.
24. Horn G., Thring M. W. / Nature. 1956. Vol. 178. № 4526. P. 205–206.
25. Symons E. P., Labus T. L. Experimental Investigation of an Axisymmetric Fully Developed Laminar Free Jet, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, NASA TECHNICAL NOTE, 1974.
26. Albertson M. L., Dai Y. B., Jensen R. A., Rouse H. / American Society of Civil Engineers. 1950. Vol. 115. P. 639–664.

PACS: 47.60.Kz

Outflow of high-enthalpy gas jet from slotted channel of plasma torch

V. A. Panov¹, Yu. M. Kulikov¹, A. S. Saveliev¹, Yu. M. Tokunov² and M. Kh. Gadzhiev¹

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bd. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russian Federation

Received 1.03.2024; revised 16.03.2024; accepted 28.03.2024

The process of outflow of a high-enthalpy flooded gas stream from the slotted outlet of a direct current plasmatron is experimentally studied. Using the laser optical shadow method, the outflow pattern was visualized in two mutually perpendicular planes of the jet. A method was proposed for processing digital images of the jet, which made it possible to determine the boundaries of the jet, the angles of its opening and their dynamics - the average values of the angles were $(19 \pm 2)^\circ$ and $(11 \pm 2)^\circ$ in the planes along and across the long side of the slit, respectively. Based on the data obtained, the outflow mode was determined and compared with known literature data.

Keywords: submerged jet, plasma torch, shadow method, laser, spread rate.

REFERENCES

1. Reynolds W. C., Parekh D. E., Juvet P. J. D., Lee M. J. D., Annual Review of Fluid Mechanics, **35** (1), 295–315 (2003).
2. Abramovich G. N., The Theory of Turbulent Jets, MIT Press, 2003.
3. Koshlakov V. V., Rebrov S. G., Golikov A. N., and Fedorov I. A., Applied Physics, № 4, 32–39 (2021) [in Russian].
4. Kuznetsov V. E., Dudnik Yu. D., Safronov A. A., Shiryaev V. N., and Vasilieva O. B., Applied Physics, № 2, 72–77 (2022) [in Russian].
5. Rebrov S. G., Golikov A. N. and Fedorov I. A., Applied Physics, № 2, 103–108 (2023) [in Russian].
6. Dudnik Yu. D., Kuznetsov V. E., Safronov A. A., Shiryaev V. N., Vasilieva O. B., Gavrilova D. A. and Gavrilova M. A., Applied Physics, № 5, 103–109 (2023) [in Russian].
7. Kotsovinos N. E. and List E. J., Journal of Fluid Mechanics **81** (1), 25 (1977).
8. Crow S. C. and Champagne F. H., Journal of Fluid Mechanics **48** (3), 547–591 (1971).
9. Michalke A., NASA Technical Memorandum 75190 Instability of a compressible circular free jet with consideration of the influence of the jet boundary layer, 1977.
10. Gutmark E. J. and Grinstein F. F., Annual Review of Fluid Mechanics **31** (1), 239–272 (1999).
11. Gadzhiev M. Kh., Ilichev M. V. and Muslimov A. E., Applied Physics, № 5, 34–40 (2023) [in Russian].
12. Stanley S. A., Sarkar S. and Mellado J. P., Journal of Fluid Mechanics **450**, 377–407 (2002).
13. Ramaprian B. R. and Chandrasekhara M. S., Journal of Fluids Engineering **107** (2), 264–271 (1985).
14. Browne L. W. B., Antonia R. A., Rajagopalan S. and Chambers A. J. Proc. Structure of Complex Turbulent Shear Flow, Marseille, 1982, pp. 411–419.
15. Thomas F. O. and Chu H. C., Physics of Fluids A: Fluid Dynamics **1** (9), 1566–1587 (1989).
16. Thomas F. O. and Prakash K. M. K., Physics of Fluids A: Fluid Dynamics **3** (1), 90–105 (1991).
17. Gutmark E. and Wygnanski I., Journal of Fluid Mechanics **73** (3), 465–495 (1976).
18. Hussain A. K. M. F. and Clark A. R., The Physics of Fluids **20** (9), 1416–1426 (1977).
19. Eisazadeh-Far K., Metghalchi H. and Keck J. C., Journal of Energy Resources Technology **133** (2), 022201 (2011).
20. Murphy A. B. and Arundell C. J., Plasma Chemistry and Plasma Processing **14** (4), 451–490 (1994).
21. Fincke J., Chang C., Swank W. and Haggard D., International Journal of Heat and Mass Transfer **37** (11), 1673–1682 (1994).
22. Williamson R., Fincke J., Crawford D., Snyder S., Swank W. and Haggard D., International Journal of Heat and Mass Transfer **46** (22), 4215–4228 (2003).
23. Dimotakis P. E., Journal of Fluid Mechanics **409**, 69–98 (2000).
24. Horn G. and Thring M. W., Nature **178**, 205–206 (1956).
25. Symons E. P. and Labus T. L., Experimental Investigation of an Axisymmetric Fully Developed Laminar Free Jet, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, NASA TECHNICAL NOTE, 1974.
26. Albertson M. L., Dai Y. B., Jensen R. A. and Rouse H., American Society of Civil Engineers **115**, 639–664 (1950).