

03

Методика определения пространственного распределения концентрации газа в сверхзвуковых струях при истечении в вакуум

© М.В. Петренко, С.В. Бобашев, Г.К. Тумакаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: m.petrenko@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 июля 2016 г.

Предложена экспериментальная методика определения пространственного распределения концентрации газа в сверхзвуковых струях миллиметрового размера при истечении в вакуум, основанная на визуализации струи путем ее подсветки лазерно-плазменным источником излучения и обработке полученного распределения интенсивности собственного свечения струи. Измерено пространственное распределение интенсивности свечения струи при ее визуализации. Определено распределение концентрации газа в струе и проведено сравнение результатов эксперимента с расчетными данными, полученными методом численного гидродинамического моделирования.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.09.44574.16441

В настоящее время компактные сверхзвуковые газовые струи миллиметрового размера рассматриваются в качестве мишеней для формирования лазерно-плазменных источников коротковолнового излучения, применимых в литографическом процессе [1–4] и микроскопии [5]. Задача повышения выхода коротковолнового излучения из плазмы в таких источниках предполагает среди прочего оптимизацию газовой струи [6], что требует разработки методов контроля ее плотности за время истечения. Целью данной работы является определение пространственного распределения концентрации газа внутри струи, что позволит экспериментально оценивать степень ее оптимизации для использования в лазерно-плазменном источнике излучения.

Предлагаемая в данной работе экспериментальная методика определения распределения концентрации газа в сверхзвуковой струе,

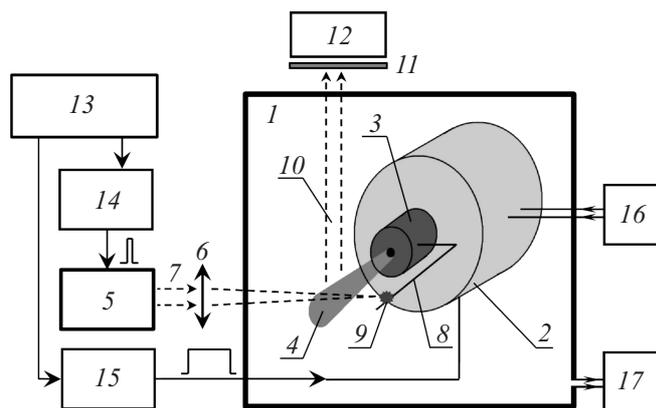


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Обозначения см. в тексте статьи, 13 — система синхронизации, 16 — система подачи газа, 17 — система откачки.

истекающей в вакуум, включает в себя два этапа. На первом этапе осуществляется визуализация струи путем ее подсветки точечным лазерно-плазменным источником излучения. Данная методика может представлять отдельный интерес в качестве средства визуального контроля течения струи. На втором этапе, используя полученное пространственное распределение интенсивности собственного свечения струи, определяется распределение концентрации газа.

Эксперименты по визуализации сверхзвуковой газовой струи миллиметрового размера, истекающей в вакуум, проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. В вакуумную камеру 1 размером $22 \times 12 \times 12 \text{ см}^3$, откачиваемую до давления 10^{-2} Торр , помещена система формирования импульсной сверхзвуковой газовой струи, состоящей из камеры высокого давления с электромагнитным клапаном 2 и сверхзвукового сопла Лавали 3, обладающего следующими характеристиками: сопло коническое, радиус входного отверстия $r_{in} = 0.1 \text{ мм}$, радиус выходного отверстия $r_{ex} = 0.6 \text{ мм}$, длина сопла $l_{noz} = 15 \text{ мм}$, угол раствора $\theta = 4^\circ$. Электромагнитный клапан работает при значениях входного давления до 10 атм и позволяет создавать импульсную струю 4 со временем истечения $20\text{--}30 \text{ мс}$. В качестве рабочего газа в экспериментах используется ксенон.

Твердотельный импульсный лазер на неодимовом стекле 5, состоящий из генератора и двух усилителей, создает импульс лазерного излучения с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$, длительностью импульса 40 ns и энергией излучения в импульсе до 600 mJ . Работа блоков питания лазера 14 и электромагнитного клапана 15 синхронизована таким образом, что лазерный импульс следует через 15 ms после начала импульса открытия клапана. Лазерное излучение 7 фокусируется линзой 6 ($f = 111 \text{ mm}$) на молибденовую мишень 8, находящуюся вблизи газовой струи, в пятно размером $\sim 0.1 \text{ mm}$ с плотностью потока лазерного излучения в точке фокуса $1.5 \cdot 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. При взаимодействии лазерного излучения с мишенью образуется короткоживущая лазерная плазма 9 с температурой $\sim 30 \text{ eV}$ и временем жизни $\sim 10 \text{ ps}$, излучающая в широком спектральном диапазоне вплоть до мягкого рентгеновского излучения [7]. Излучение лазерной плазмы возбуждает атомы газовой струи. Рекомбинационное излучение ксенона, отвечающее оптической части спектра 10, выделяется системой оптических фильтров 11 и регистрируется коммерческим фотоаппаратом Minolta DImage Z1 12.

На рис. 2 показаны результаты эксперимента по визуализации сверхзвуковой струи при давлении на входе сопла 8 atm , энергии лазерного импульса 450 mJ и расстоянии от молибденовой мишени до оси струи 7.5 mm . На рис. 2 представлена фотография собственного свечения струи, полученная с использованием двух оптических фильтров HC-2 с выдержкой фотоаппарата 1 s . Также на рис. 2 приведены пространственный масштаб и выбранные для дальнейшего исследования оси координат: z — координата вдоль оси струи с началом в точке O , соответствующей срезу сопла; r — координата, перпендикулярная оси струи с началом на оси Oz , имеющая смысл радиуса струи. Область свечения струи обладает осесимметричной структурой и имеет линейные размеры $\sim 4 \times 6 \text{ mm}$. Поскольку взаимодействие разлетающегося от лазерной плазмы вещества с газом струи может вносить искажения в наблюдаемую форму струи в области, обращенной к плазме, в дальнейшем будет рассматриваться область струи, находящаяся за осью Oz по отношению к плазме. На основании рис. 2 определено наблюдаемое пространственное распределение интенсивности свечения струи в координатах (r, z) .

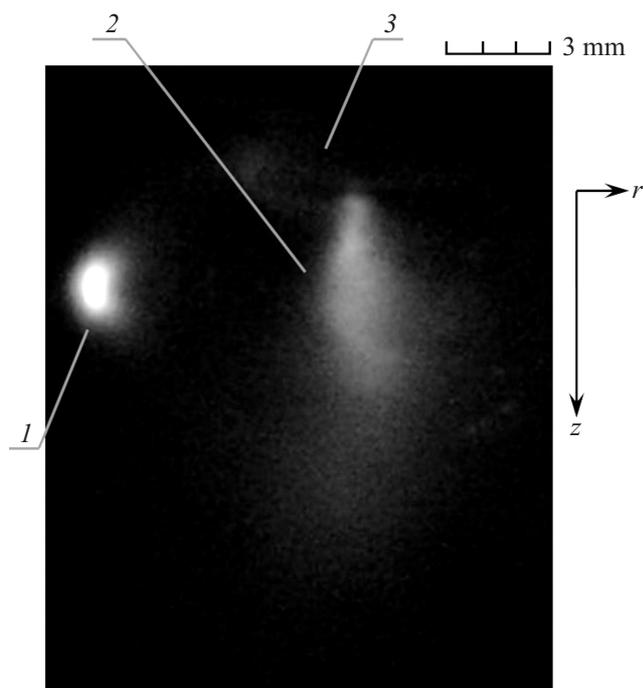


Рис. 2. Полученная в эксперименте фотография свечения струи: 1 — лазерная плазма, 2 — сверхзвуковая струя, 3 — сопло.

Методика определения пространственного распределения концентрации газа внутри струи основана на предположении об осевой симметрии данного распределения. В таком случае наблюдаемая интенсивность свечения струи в каждой точке плоскости $I(r, z)$ является интегралом плотности излучения газа в струе по лучу зрения, направленному к регистрирующему прибору и соответствующему координатам (r, z) . Поскольку данные, полученные в эксперименте, не содержат информацию о спектральном составе и абсолютных значениях интенсивности собственного свечения струи, а также параметрах излучения лазерно-плазменного источника, их использование позволяет определить только форму распределения газовой плотности, а все расчеты

выполняются в относительных единицах. Выражение для наблюдаемой интенсивности может быть записано в виде

$$I(r, z) = \int_r^R \frac{i(s, r, z)}{\sqrt{s^2 - r^2}} s ds, \quad (1)$$

где R — максимальный радиус струи, $i(s, r, z)$ — плотность интенсивности излучения в точке струи, находящейся на расстоянии s от оси струи и лежащей на луче зрения, который соответствует координатам (r, z) . При этом величина $i(s, r, z)$ пропорциональна произведению

$$i(s, r, z) \sim n(r, z)J(s, r, z), \quad (2)$$

где $n(r, z)$ — искомая концентрация газа, $J(s, r, z)$ — функция, описывающая плотность потока излучения лазерно-плазменного источника в рассматриваемой точке.

Выражение (1) представляет собой интегральное уравнение Абеля, таким образом, методика нахождения распределения концентрации газа в струе $n(r, z)$ сводится к численному решению уравнения (1) для каждого рассматриваемого значения координаты z с использованием полученных экспериментальных данных о наблюдаемом пространственном распределении интенсивности свечения струи $I(r, z)$. Для численного решения уравнения (1) в данной работе использовался метод конечных элементов на основе обобщенной формулы левых прямоугольников [8], основанный на последовательном определении значения $n(r, z)$ при движении от периферии струи к ее центру.

Результаты расчетов, выполненных на основании полученного экспериментально пространственного распределения интенсивности свечения струи, показаны на рис. 3. На рис. 3, *a* представлен полученный профиль распределения плотности газа в сверхзвуковой струе. Видно, что в области за соплом уменьшение концентрации газа незначительно на длине порядка 2 мм, что составляет два калибра сопла, а на больших расстояниях профиль расплывается, и концентрация газа падает.

Полученные результаты уместно сравнить с расчетами в работе [6], где выполнен расчет концентрации атомов в струе ксенона путем численного гидродинамического моделирования истечения осесимметричной струи сжимаемого газа из сопла в вакуум. В расчетах [6] параметры генерации струи (давление ксенона в камере высокого

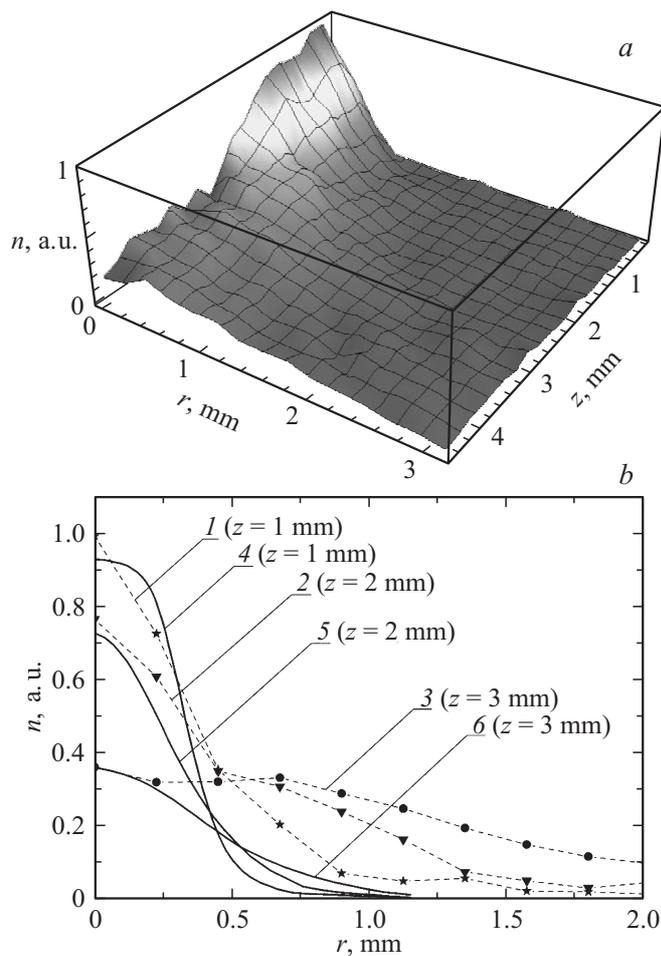


Рис. 3. *a*: полученное распределение концентрации газа в сверхзвуковой струе. *b*: 1, 2, 3, — радиальные профили концентрации газа в струе, определенные по представленной методике для значений $z = 1, 2$ и 3 mm соответственно; 4, 5, 6 — радиальные профили концентрации газа в струе, полученные в работе [6] для значений $z = 1, 2$ и 3 mm соответственно, нормированные на величину $n_0 = 6.05 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

давления, геометрия сопла Лавала и другие) практически совпадают с параметрами эксперимента, описанного выше. Сравнение радиальных профилей концентрации, полученных в настоящей работе и в работе [6], представлено на рис. 3, *b*. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют радиальным профилям концентрации газа, определенным по описываемой методике для значений $z = 1, 2$ и 3 mm. Данные из работы [6] для тех же значений z (кривые 4, 5 и 6) приведены в единицах, нормированных на значение концентрации в точке выхода струи из сопла, которое составляет $n_0 = 6.05 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. В приосевой области струи поведение полученного распределения концентрации ксенона согласуется с данными из работы [6]. В периферийных областях струи полученные значения концентрации значительно превосходят теоретические. Это может быть связано с несовершенством экспериментальной методики визуализации струи. Время свечения ксенона в видимом диапазоне после взаимодействия с излучением лазерной плазмы составляет единицы μs [9], поэтому регистрация интегральной по времени картины свечения струи приводит к расплыванию профиля свечения в результате движения газа. Избыточное свечение периферийных областей струи может быть вызвано газом, поступающим в вакуумную камеру в течение времени открытия газового клапана до момента образования лазерной плазмы.

Сравнивая результаты, полученные в настоящей работе, с расчетными данными [6], следует отметить, что предложенная методика определения концентрации атомов в струе правильно отражает основную особенность адиабатического расширения газа при выходе из сверхзвукового сопла. Тепловая энергия газа переходит в энергию направленного движения, при этом формируется плотная и холодная центральная часть (кern) и периферия из теплого газа, плотность которого быстро спадает.

Таким образом, предложенная в работе методика позволяет качественно определять распределение концентрации атомов в струе при истечении в вакуум и сравнивать режимы работы различных устройств, генерирующих струю. Ее использование дает, в частности, возможность выбирать оптимальный режим истечения для использования струи в качестве мишени в лазерно-плазменных источниках коротковолнового излучения.

Дальнейшее усовершенствование методик визуализации и формирования струи (использование короткой выдержки (менее $1 \mu\text{s}$) и быстродействующего газового клапана) позволит повысить качество

определения распределения концентрации газа в струе. В данной работе использовался ксенон, однако следует отметить, что, поскольку излучение лазерной плазмы обладает широким спектром и высокой интенсивностью, то предложенная методика применима к сверхзвуковым струям других атомарных и молекулярных газов.

Авторы М.В. Петренко и С.В. Бобашев благодарят С.Г. Калмыкова за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е. и др. // Квант. электрон. 2002. Т. 32. В. 2. С. 149.
- [2] de Vrijn R., Koshelev K., Bijkerk F. // J. Phys. D: Appl. 2003. V. 36. P. L88.
- [3] Домрачева И.В., Петренко М.В., Степанова З.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 22. С. 9.
- [4] Забродский В.В., Задиранов Ю.М., Калмыков С.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 15. С. 38.
- [5] Wachulak P.W., Bartnik A., Fiedorowicz H. // Opt. Lett. 2010. V. 35. N 14. P. 2337.
- [6] Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.
- [7] Richardson M. // Vacuum ultraviolet spectroscopy I. Academic Press, San-Diego, CA, USA, 1998. P. 83–92.
- [8] Сизиков В.С., Смирнов А.В., Федоров Б.А. // Изв. вузов. Математика. 2004. N 8. С. 62.
- [9] Калмыков С.Г., Мирошников И.В., Петренко М.В., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 6. С. 63.