

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И МЕТОДОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОМОГРАФИИ

УДК 533.6.07

В. Г. Приходько, А. И. Седельников, С. Н. Ульянов,
В. Н. Ярыгин

Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск

Введение. При исследовании сложных газодинамических объектов возникает необходимость иметь представление о структуре потока в целом. Для этого применяются различные методы: теневая фотография, спеклфотография, интерферометрия (в том числе и голографическая), визуализация газовым разрядом и электронным пучком [1–4]. В последние годы стали появляться работы, в которых для анализа геометрии и характеристик течения предлагаются томографические методики [5–7].

Для исследования течений разреженного газа оптические методы недостаточно чувствительны, здесь наиболее подходящим методом считается электронно-пучковый. Определение структуры всего потока с помощью пучка электронов — довольно трудоемкая задача. Необходимо сфотографировать возникающее оптическое излучение, затем провести денситометрическую обработку полученных негативов с учетом свойств фотоматериала. Если численная плотность газа $n < 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, возбужденное электронами излучение становится слабым даже для ярко светящихся газов (азота и гелия), и измерение плотности этим методом становится невозможным.

В то же время существует способ измерения плотности по ослаблению электронного пучка, прошедшего через наблюдаемый объем, который сохраняет чувствительность в более разреженном газе. Это интегральный метод, и для восстановления распределения плотности необходимо применять преобразование Абеля, что возможно лишь в осесимметричном потоке. Если же для восстановления плотности воспользоваться методами реконструктивной томографии, то можно определить структуру потока с произвольной конфигурацией.

В данной работе предлагается метод определения полей плотности в трехмерных потоках разреженного газа, который основывается на результатах измерений зависимости ослабления электронного пучка от его положения и ориентации относительно потока. Для восстановления распределения плотности в пространстве используется один из методов реконструктивной томографии для параллельного пучка — алгоритм свертки с фильтром и обратного проецирования (в частности, его версия с применением быстрого преобразования Фурье). В качестве примера приводятся результаты, которые показывают структуру течения в области взаимодействия двух струй, истекающих из одинаково направленных сопел.

Экспериментальная установка. Проверочные эксперименты проведены на газодинамической установке низкой плотности, схема рабочей камеры которой показана на рис. 1. Источник потока газа — компоновка из двух сопел, одинаково направленных, с

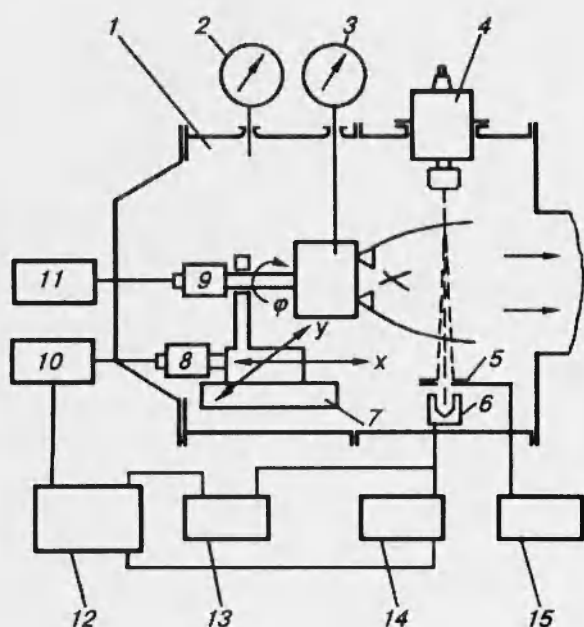


Рис. 1

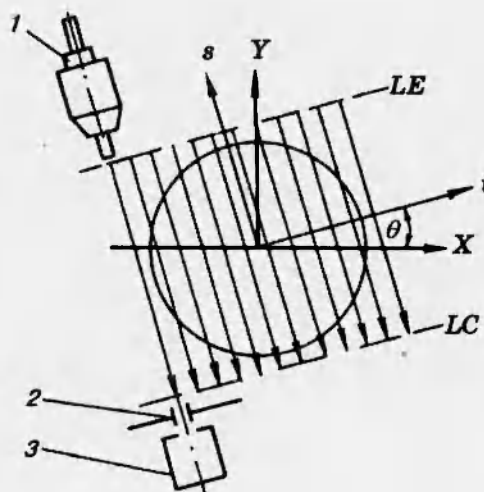


Рис. 2

общей форкамерой. Использовались конические сходящиеся сопла с диаметром критического сечения 2 мм. Расстояние между центрами сопел 51,5 мм. Источник размещался на трехкомпонентном координатном механизме 7, который позволял перемещать исследуемый объект относительно электронного пучка вдоль (ось X) и поперек (ось Y) потока и поворачивать на угол θ вокруг оси, проходящей посередине между соплами параллельно оси X. Трехэлектродная электронная пушка 4 создавала узкий электронный пучок диаметром 1 мм, с энергией 15 кВ и током до 10 мА. Перед началом экспериментов рабочая камера 1 откачивалась до давления 0,01 Па, при котором электроны практически не рассеивались, пересекая камеру, и размеры поперечного сечения пучка не менялись. С помощью отклоняющих катушек электронный пучок направлялся в коллектор электронов 6 — медный, охлаждаемый излучением цилиндр Фарадея, перед которым размещалась диафрагма 5 для ограничения апертуры пучка. Диаметр диафрагмы 2 мм, расстояние между диафрагмой и выходом электронной пушки 500 мм. На диафрагму подавался небольшой (10 ÷ 20 В) отрицательный потенциал от источника питания 15, чтобы уменьшить влияние вторичных электронов, возникающих при неупругих столкновениях первичных электронов пучка с молекулами газа.

При подаче расхода газа часть электронов пучка, сталкиваясь с молекулами газа, отклонялась от первоначального направления и в результате не попадала в отверстие диафрагмы. Ослабленный электронный пучок, прошедший через диафрагму, измерялся миллиамперметром 14, включенным в цепь коллектора, сигнал регистрировался системой сбора информации на ЭВМ СМ-1420 12 и выводился на графопостроитель 13.

Во время экспериментов измерялись следующие параметры: давление торможения (образцовым вакуумметром 3), давление в рабочей камере (термопарным вакуумметром 2), ток эмиссии i_e и коллектора i_c . Значения координат x , y и угол поворота θ измерялись с помощью сельсин-датчиков типа БС-155 8, 9, блоков индикации Ф-5095 10, 11 и регистрировались ЭВМ. На выбранном фиксированном расстоянии от сопел $x_s = 10 \div 60$ мм

записывались поперечные профили тока коллектора $i_c = f_i(y)$ для дискретного ряда значений угла θ . Для проверочных экспериментов область определения $y = \pm 70$ мм. Угол θ менялся от 0 до π , регистрировались 20 профилей. После пересчета полученные профили рассматривались как набор проекций для вычислительного алгоритма восстановления пространственного распределения плотности.

Алгоритм. Исследуемый объект — сложное течение с распределением плотности $n = f(x, y)$ в фиксированной прямоугольной системе координат X, Y . Эта измерительная система координат связана с подвижной прямоугольной системой координат s, t , которая повернута на угол θ относительно системы X, Y , как показано на рис. 2. Подвижная система включает в себя электронный пучок с эмиттером 1 на линии LE с координатой $t = t_e$ и диафрагму 2 с коллектором электронов 3 на линии LC в координате $t = t_c$ ($t_c - t_e = \text{const}$). Когда эмиттер сдвигается вдоль линии LE , коллектор синхронно сдвигается вдоль LC . Ток эмиттера i_e постоянен вдоль LE , а ток коллектора i_c зависит от s и угла θ [8]:

$$i_c(s, \theta) = i_e \exp\left(-\mu \int_{t_e}^{t_c} f_\theta(s, t) dt\right).$$

Здесь $f_\theta(s, t)$ — численная плотность газа в координатах s, t ; μ — коэффициент ослабления электронного пучка. Профили $i_c(s, \theta)$ регистрируются в экспериментах.

Величина $p(s, \theta) = -1/\mu \ln(i_c(s, \theta)/i_e)$ является проекцией поля плотности газа на LC и определяется как

$$p(s, \theta) = \int_{t_e}^{t_c} f_\theta(s, \theta) dt.$$

Восстановить функцию $f(x, y)$ по набору экспериментальных данных $p(s, \theta)$ можно с помощью методов вычислительной томографии. В данном случае для решения использовался алгоритм фильтрации и обратного проецирования [9]. Согласно теореме о центральном сечении, имеем

$$f(x, y) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty \hat{p}(R, \theta) \exp(i2\pi R(x \cos(\theta) + y \sin(\theta))) |R| dR d\theta,$$

где $\hat{p}(R, \theta)$ — одномерное преобразование Фурье функции $p(s, \theta)$ по первому аргументу. Для построения функции $f_\alpha(x, y)$, служащей аппроксимацией функции $f(x, y)$ с ограниченной шириной спектра, необходимо ввести функцию окна $W(R)$ в частотной области. В результате получим

$$f_\alpha(x, y) = \int_0^\pi \int_{-1}^{+1} p(s, \theta) q(x \cos(\theta) + y \sin(\theta) - s) ds d\theta, \quad q(s) = \int_{-1/2\Delta s}^{+1/2\Delta s} |R| W(R) \exp(i2\pi R s) dR.$$

Эти выражения составляют основу метода, известного под названием метода свертки и обратного проецирования [9] или обратного проецирования фильтрованных проекций [5]. Для вычисления свертки функций p и q применялся алгоритм быстрого преобразования Фурье [10]. В качестве фильтрующей использовалась функция

$$q(s) = 2(k\pi)^2 [\text{sinc}(2ks) - \text{sinc}^2(ks)].$$

Здесь $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$; $k = 2\pi^2\alpha/\Delta s$; Δs — интервал дискретизации переменной s ;

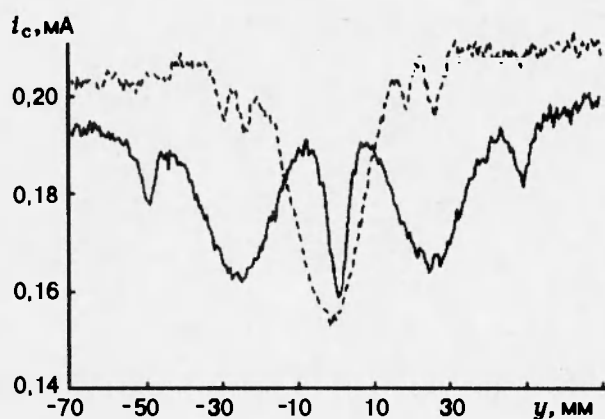


Рис. 3

α — подбираемый коэффициент (при $\alpha = 1/4\pi$ функция $q(s)$ превращается в фильтрующую с косинусной функцией окна $W(R)$ [11]).

Результаты измерений, показывающие возможности предлагаемой методики, приведены на рис. 3–5. Экспериментальные условия были следующими: давление торможения $p_0 = 4 \cdot 10^4$ Па, давление в рабочей камере $p_c = 13$ Па, температура торможения $T_0 = 300$ К. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам торможения и диаметру критического сечения сопла, $Re_0 = 1,8 \cdot 10^4$, число Рейнольдса, рассчитанное по длине струи, $Re_L = Re_0 / \sqrt{p_0/p_c} = 320$.

На рис. 3 представлен образец поперечных профилей тока коллектора i_c , регистрируемых в экспериментах. Сплошная линия отвечает $\theta = 0$, пунктирная — $\theta = \pi/2$. Запись значений тока проводилась через 0,5 мм. Время записи одного профиля в данном случае примерно 2 мин, оно зависит от возможностей координатного механизма и регистрирующей аппаратуры. Для проверки работоспособности методики профили тока закладывались в расчет без какой-либо предварительной обработки — сглаживания, учета изменения тока эмиссии и т. п., а за величину i_e принимался ток эмиссии катода в электронной пушке. Измеренные величины i_c/i_e логарифмировались и интерполировались на равномерной сетке величин z_i , и получался набор проекций. По этим проекциям восстанавливалось изображение — функция $f_b(x, y)$ для значений x и y , лежащих внутри круга с радиусом 70 мм, в точках z_i определялась свертка функций $p(s, \theta)$ и $q(s)$, и проводилось интегрирование по углу θ . В расчетах не учитывались коэффициент ослабления тока пучка и рассеяние электронов на фоновом газе, коэффициент α принимался равным единице.

Полученные результаты приведены на рис. 4, а, б, где изображены линии равной плотности соответственно в сечении $x_s = 20$ и 50 мм. Несмотря на то что из-за шума и погрешностей в измерениях i_c получившиеся линии не очень гладкие, они достаточно хорошо воспроизводят структуру потока. На рис. 4, а видно, как в центре потока появляется область сжатого слоя, и показана его геометрия. Плотность в потоке уменьшается при увеличении расстояния до среза сопел и становится меньше плотности газа в окружающем пространстве, что иллюстрирует рис. 4, б, где можно наблюдать также появление двух дополнительных зон с увеличенной плотностью в области $y = 0, z = -31$ мм и $y = 0, z = 29$ мм.

На рис. 5 представлены восстановленные поперечные профили нормированной плотности $n(y) = (f_b(x_s, y) - f_{\min}(x_s)) / (f_{\max}(x_s) - f_{\min}(x_s))$ вдоль линии $z = 0$, проходящей через

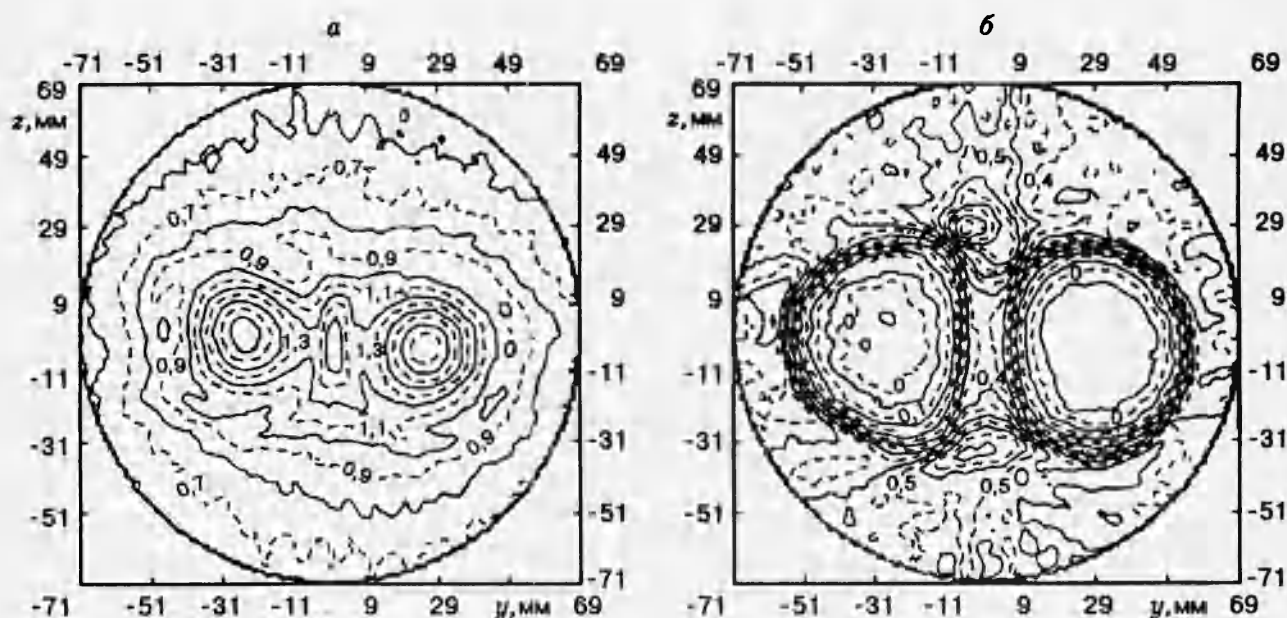


Рис. 4

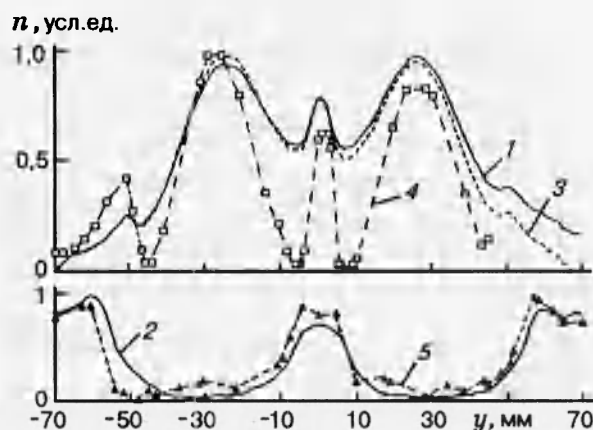


Рис. 5

центры сопел. Индексы $\min$ и $\max$ обозначают минимум и максимум функции $f_b(x_s, y)$. Кривые 1 и 2 отвечают $x_s = 20$ и 50 мм. Заметно, что на этих профилях нет высокочастотной составляющей шума измерений, отфильтрованной при восстановлении изображения. Медленное изменение тока пучка во время записи (на рис. 3 видно, что в начале и в конце профилей значения тока коллектора несколько отличаются) приводит к изменению в профилях плотности, что в принципе можно учесть введением поправок (кривая 3).

Так как истинное распределение плотности в этом потоке заранее не известно, оценить достоверность результатов можно, сравнив их с результатами измерений плотности другим (уже известным) методом. На рис. 5 точки и линии 4, 5 — результаты локальных измерений плотности по регистрации интенсивности тормозного рентгеновского излучения, полученные по методике, описанной в [12]. Видно, что поведение кривых качественно совпадает, но контрастность восстановленного изображения отличается от измеренного. Максимальное отклонение может достигать 57 %, что объясняется неудачным выбором

функции $q(s)$ и коэффициента α .

Приведенные результаты подтверждают предположение о возможности применения описанной методики для определения структуры потока и распределения плотности разреженного газа в пространстве и дают представление о ее характерных особенностях и моментах, требующих дополнительной проработки. Чтобы получить количественные результаты, необходимо учитывать в расчетах коэффициент ослабления пучка, точное значение тока i_c и рассеяние электронов на молекулах окружающего газа, предварительно подобрав оптимальную фильтрующую функцию по тест-объекту с известным распределением плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
2. Фомин Н. А. Применение техники спекла для диагностики газодинамических течений. Минск, 1987. (Препр. / АН БССР. Ин-т тепло- и массообмена; № 44).
3. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982.
4. Роде Д. Е. Визуализация течения при помощи поперечного электронного пучка // Ракетная техника и космонавтика. 1965. № 10. С. 217–218.
5. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987.
6. Седельников А. И., Чернов А. И. Томографическое определение поля плотности в сверхзвуковой струе за соплом с косым срезом // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 4. С. 77–80.
7. Philippe L. C., Perrin M. Y., Cohat M. Beam deflection tomography: application to two interacting parallel free-jets // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 17th Int. Symp., Aachen, Germany, July 8–14, 1990. Weinheim, 1991. P. 1538–1544.
8. Бусыгин Е. П., Тумакаев Г. К. Измерение плотности газа за ударной волной в ударной трубе с помощью электронно-пучкового метода // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34, № 1. С. 122–127.
9. Lewitt R. M. Reconstruction algorithm: Transform methods // Proc. IEEE. 1983. V. 71. P. 390–408.
10. Brigham E. O., Morrow R. E. The fast Fourier transform // IEEE Spectrum. 1967. V. 4, N 12. P. 63–70.
11. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии. М.: Мир, 1983.
12. Жаркова Н. Г., Кузнецов Л. И., Ребров А. К., Ярыгин В. Н. Измерение плотности разреженного газа и плазмы с помощью электронного пучка // Теплофизика высоких температур. 1976. Т. 14, № 1. С. 17–20.

Поступила в редакцию 7/II 1995 г.,
в окончательном варианте — 24/III 1995 г.