

Восстановление пространственного распределения средней плотности воздуха в сверхзвуковой струе на основе результатов лазерного просвечивания

Д.А. Маракасов, В.А. Банах, А.А. Сухарев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 23.10.2020 г.

Рассматривается возможность восстановления пространственного распределения средней плотности воздуха в сверхзвуковой струе из результатов лазерного просвечивания. Показано, что для аксиально-симметричных потоков процедура восстановления может быть проведена на основе преобразований Абеля по результатам измерений локальных наклонов волнового фронта. Разработан алгоритм восстановления средней плотности воздуха в среде из поперечных относительно оси струи отклонений фронта просвечивающей волны. Алгоритм протестирован в экспериментах на вертикальной струйной установке ИТПМ СО РАН. Результаты хорошо согласуются как с известными из литературы данными контактных измерений, так и с численным решением гидродинамической задачи.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, лазерное просвечивание, искажения волнового фронта, плотность воздуха, восстановление; supersonic jet, laser transillumination, wavefront distortions, air density, retrieval.

Введение

В настоящее время для измерения характеристик газовых потоков наиболее часто применяются контактные методы, в частности термоанемометрический (обтекание нагретой проволоочки) [1, 2] и зондовый [3, 4]. Достоинствами таких измерителей являются простота обработки результатов измерения и относительно малый размер области потока, к которой относятся результаты. Недостатки непосредственно вытекают из достоинств, в особенности для сверхзвуковых течений, — это быстрое разрушение датчиков вследствие воздействия потока и внесение возмущений в структуру течения, главным образом не самим датчиком, а его крепежом.

Широкое применение получили методы PIV (Particle Image Velocimetry), основанные на отслеживании скорости смещения частиц примеси по рассеянному излучению. Они представляют собой весьма мощный инструмент для изучения распределения скорости в потоке [5], имеющий, однако, определенные недостатки, связанные с необходимостью равномерного засева потока примесными частицами. Частицы, с одной стороны, могут и не вовлекаться в мелкомасштабные движения, а с другой стороны, не всегда в должном количестве попадают в области за препятствием или ударными волнами. Подходы, основанные на лазерном просвечивании, используются в настоящее время в основном для визуализации

структуры течений [6–8]. Методы восстановления пространственного распределения параметров течения на сегодня разработаны недостаточно.

Цель настоящей работы — изучить возможность извлечения информации о структуре сверхзвукового потока из данных лазерного просвечивания. Представлены соотношения, связывающие углы отклонения нормали к волновому фронту прошедшей через поток оптической волны с распределением плотности воздуха в аксиально-симметричном потоке. Обсуждается возможность восстановления структуры струи на основе преобразования Абеля. Предложенные алгоритмы протестированы в экспериментах на вертикальной струйной установке (ВСУ) ИТПМ СО РАН (г. Новосибирск).

Методика восстановления радиальной зависимости средней плотности воздуха

Рассмотрим схему эксперимента на рис. 1. Осесимметричный поток воздуха вытекает вертикально вверх в направлении оси y декартовой системы координат. Сферическая волна от оптического источника S просвечивает поток. Начало системы координат расположено на оси потока в плоскости, содержащей точку S с координатами $x = 0$, $y = 0$, $z = -L$. Расстояние от источника до оси потока значительно превосходит характерный поперечный размер R_0 последнего: $L \gg R_0$. Проходя через поток, оптическая волна приобретает искажения, в основном выражающиеся в дополнительном набеге фазы

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Артём Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru).

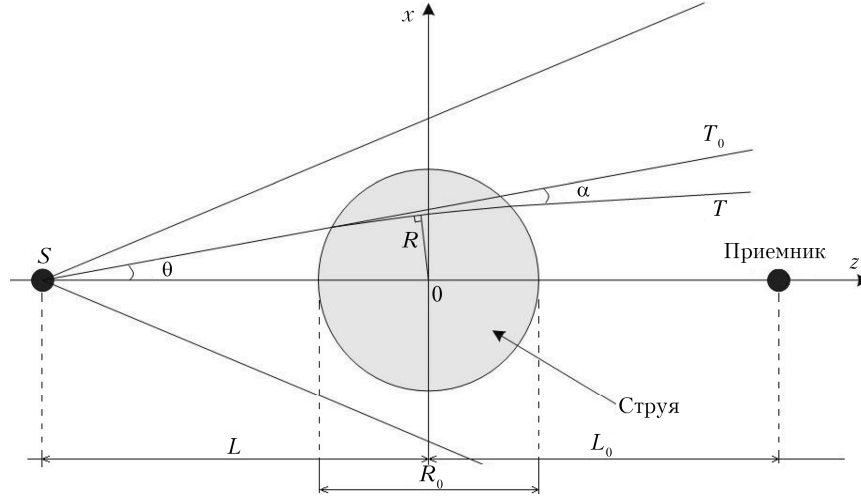


Рис. 1. Просвечивание осесимметричного потока

за счет вариаций плотности воздуха внутри потока. В результате луч T отклоняется от невозмущенной траектории T_0 .

Относительно небольшие поперечные размеры потока позволяют использовать для описания возмущений поля оптической волны приближение тонкого фазового экрана. Если расстояние между струей и приемником L_0 не превосходит нескольких десятков метров, то для волн оптического диапазона выполнено условие $L_0 \ll H^2 / \lambda$ (H — характерный масштаб вариаций средней плотности в потоке). Это позволяет воспользоваться геометрикооптическим описанием для осредненных характеристик оптической волны. Дополнительный набег фазы для луча, выходящего из источника под углом θ к оси z , вычислим, проинтегрировав отклонения плотности воздуха от ее невозмущенного значения (на большом удалении от потока) по лучу T :

$$\Psi(\theta) = k \int_T [n(\mathbf{r}) - n(\infty)] dl, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; $n(\mathbf{r})$ — осредненный по ансамблю независимых реализаций показатель преломления, который выражается через среднюю плотность [7]:

$$n(\mathbf{r}) = 1 + K\rho(\mathbf{r}), \quad (2)$$

$\mathbf{r}$ — радиус-вектор текущей точки, постоянная Гладстона—Дейла K для воздуха может быть найдена по формуле [9]:

$$K = 2,227 \cdot 10^{-4} (1 + \lambda_0^2 / \lambda^2) \text{ кг/м}^3, \quad \lambda_0 = 8,4 \cdot 10^{-8} \text{ м.} \quad (3)$$

Если угол отклонения луча за счет пространственной неоднородности плотности в потоке α относительно невелик ($\alpha R_0 \ll H$), то можно пренебречь искривлением луча внутри потока и, считая влияние областей вне потока исчезающе малым, заметить в (1) T на невозмущенный луч T_0 :

$$\Psi(\theta) = k \int_{-\infty}^{\infty} [n(\mathbf{m}\xi, y) - n(\infty)] d\xi, \quad (4)$$

$\mathbf{m} = \mathbf{e}_z \cos \theta + \mathbf{e}_y \sin \theta$ — единичный вектор в направлении луча T_0 ; $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты вдоль соответствующей оси. Малые углы отклонения луча позади струи в плоскостях (x, z) и (y, z) найдем как нормальные к лучу производные набег фазы (4):

$$\alpha_x(\theta, y) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \mathbf{m}_\perp} n(\mathbf{m}\xi, y) d\xi,$$

$$\mathbf{m}_\perp = -\mathbf{e}_z \sin \theta + \mathbf{e}_y \cos \theta, \quad (5)$$

$$\alpha_y(\theta, y) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} n(\mathbf{m}\xi, y) d\xi, \quad (6)$$

ξ — координата вдоль луча.

В общем случае поле неоднородностей плотности воздуха в потоке трехмерно и нахождение двумерных функций (5, 6) в эксперименте недостаточно для его восстановления. Однако это становится возможным для осредненных полей плотности, имеющих, например, аксиальную симметрию. В этом случае, переходя в плоскости (x, z) к полярным координатам

$$R = \sqrt{x^2 + z^2}, \quad \varphi = \arg(z + ix), \quad (7)$$

можно преобразовать выражения (5), (6) к следующему виду:

$$\alpha_x(\theta, y) = 2b \int_b^{\infty} \frac{\partial n(R, y)}{\partial R} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - b^2}},$$

$$\alpha_y(\theta, y) = -2 \int_b^{\infty} \frac{\partial n(R, y)}{\partial y} \frac{R dR}{\sqrt{R^2 - b^2}}. \quad (8)$$

Здесь используется прицельный параметр b — наименьшее расстояние между лучом и осью потока. Пренебрегая различием лучей T и T_0 перед струей и в струе, его можно выразить как $b = L \tan \theta$.

Оба уравнения системы (8) обращаются с помощью уравнений преобразования Абеля [10]:

$$F(p) = \int_s^p \frac{\Phi(t)dt}{\sqrt{p-t}}, \quad \Phi(t) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{F(s)}{\sqrt{t-s}} + \int_s^t \frac{F'(p)dp}{\sqrt{t-p}} \right], \quad (9)$$

где s — предел интегрирования, выбираемый так, чтобы подкоренные выражения оставались положительными. Выполнив в (9) замену переменных $p = \frac{1}{u^2}$, $t = \frac{1}{v^2}$ и вводя новые функции $\phi(v) = \frac{\Phi(t)}{v^3}$ и $f(u) = \frac{F(p)}{u}$, можно представить преобразования Абеля следующим образом:

$$f(u) = \int_u^c \frac{2v\phi(v)dv}{\sqrt{v^2-u^2}}, \quad \phi(v) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{f(b)}{\sqrt{b^2-v^2}} + \int_v^c \frac{f'(u)du}{\sqrt{u^2-v^2}} \right]. \quad (10)$$

Здесь c — это преобразованная постоянная из (9) $c = s^{-1/2}$.

Если устремить в (10) верхний предел в бесконечность ($c \rightarrow \infty$) и выполнить подстановку

$$f(u) = -2\pi[n(u, y) - n(\infty, y)], \quad \phi(v) = \frac{\alpha_x \left(\arctg \frac{v}{L}, y \right)}{\arctg \frac{v}{L}}, \quad (11)$$

то второе уравнение в (10) совпадает с первым уравнением (8). Следовательно, можно использовать первое уравнение (10) для нахождения радиальной зависимости осредненного показателя преломления:

$$n(R, y) - n(\infty, y) = -\frac{1}{\pi} \int_R^\infty \alpha_x \left(\arcsin \frac{v}{L}, y \right) \frac{dv}{\sqrt{v^2 - R^2}}. \quad (12)$$

Радиальную зависимость средней плотности найдем после деления правой части (12) на постоянную Гладстона—Дейла:

$$\rho(R, y) - \rho(\infty, y) = \frac{n(R, y) - n(\infty, y)}{K}. \quad (13)$$

Аналогично подстановка

$$f(u) = \alpha_y \left(\arcsin \frac{u}{L}, y \right), \quad \phi(v) = -\frac{\partial}{\partial y} n(v, y) \quad (14)$$

преобразует первое уравнение (10) во второе уравнение (8). Это позволяет найти производную показателя преломления вдоль оси потока из второго уравнения (10):

$$\frac{\partial}{\partial y} n(R, y) = \frac{1}{\pi} \int_R^\infty \frac{\partial}{\partial u} \alpha_y \left(\arcsin \frac{u}{L}, y \right) \frac{du}{\sqrt{u^2 - R^2}}. \quad (15)$$

Соотношение (15), в отличие от (12), содержит в подынтегральном выражении производную от рассчитываемой из экспериментальных данных функции, что является признаком некорректности обратной задачи. Ограничимся в данной статье рассмотрением восстановления средней плотности из соотношений (12), (13). Обсуждение возможностей устранения некорректности при восстановлении производной вдоль оси потока будет сделано в последующих публикациях.

Постановка эксперимента

С целью изучения возможности восстановления распределения средней плотности воздуха в различных сечениях неизобарической сверхзвуковой аксиально-симметричной струи проведены эксперименты на ВСУ ИТПМ СО РАН (г. Новосибирск) по регистрации искажений направления лазерного излучения под действием неоднородностей плотности на начальном участке сверхзвуковой струи, в котором формируется продольная ячеистая структура. Схема эксперимента представлена на рис. 2.

Эксперимент проводился в помещении размером $5 \times 5 \times 3$ м. Сверхзвуковая струя, формируемая соплом Витошинского диаметром 30 мм, истекала вертикально вверх. Лазерный пучок (горизонтальная оптическая ось) проходил через собирающую линзу, за точкой фокусировки формировался быстрорасходящийся пучок. Пучок просвечивал струю (расстояние между осью струи и точкой фокусировки

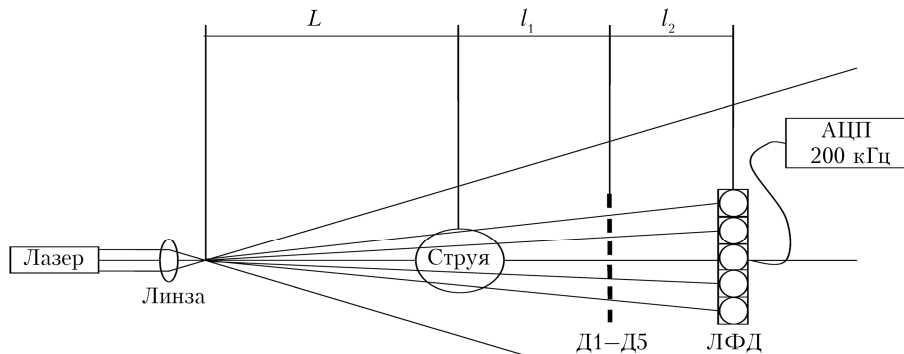


Рис. 2. Схема эксперимента (оптическая часть, вид сверху)

$L = 1,15$ м). На расстоянии $l_1 = 1,06$ м за струей находилось приемное устройство, которое состояло из пяти диафрагм Д1–Д5 диаметром 1 мм, установленных вдоль горизонтальной оси (x) с шагом $L_1 = 16$ мм. На расстоянии $l_2 = 0,83$ м за плоскостью диафрагм располагалась линейка (ЛФД) из пяти позиционно чувствительных фотодетекторов ThorLabs PDP90A. Она также была сориентирована горизонтально, чтобы прошедший соответствующую диафрагму пучок попадал приблизительно в центр фотодиода. Дистанция между соседними приемниками составляла $L_2 = 22$ мм. В результате эквивалентное расстояние между лучами в плоскости $z = 0$ без учета влияния струи $\delta = 8,32$ мм.

С выхода каждого фотодиода снимались три сигнала — напряжения V_x , V_y и V ; получившиеся 15 каналов синхронно оцифровывались парой АЦП USB-3000 и записывались на жесткий диск ПК. Оцифровка проводилась с частотой 200 кГц и интервалами по ~ 3 с.

Координаты (в метрах) энергетического центра тяжести (ЭЦТ) изображения интенсивности оптической волны на чувствительном элементе детектора рассчитываются по формуле

$$X, Y = 5 \frac{V_{x,y}}{V}. \quad (16)$$

Угол отклонения нормали к фронту волны, падающей на диафрагму, от прямой, соединяющей ее центр и точку фокусировки лазерного пучка, для малых отклонений можно считать пропорциональным смещениям ЭЦТ:

$$\varphi_{x,y} = \frac{\{X, Y\}}{l_2}. \quad (17)$$

Оптические столы, на которых располагались источник и приемник излучения, перемещались по вертикали, что позволяло выбирать исследуемое сечение. Исследовались сечения на высотах от 80 до 300 мм от среза сопла с шагом 10 мм. Приемное устройство, помимо этого, перемещалось по горизонтали поперек оптической оси, что позволяло выбирать значения прицельных параметров внутри исследуемого сечения струи. Перед первым пуском на каждом сечении приемное устройство устанавливалось так, чтобы прицельный параметр луча, падающего в первый фотодетектор, был равен нулю. При последующих пусках диафрагмы и линейка фотодиодов смещались на четверть шага вдоль оси x , что позволило провести просвечивание каждого из исследовавшихся сечений струи в 20 точках с горизонтальным шагом $\delta x = 2,08$ мм начиная от оси струи.

На рис. 3 приведена схема недорасширенной струи. Можно выделить ядро струи с ударно-волновой структурой и зону смещения. Зона смещения находится у внешней границы струи. По мере удаления от среза сопла она постепенно расширяется и на больших высотах охватывает всю струю. Ядро струи имеет квазипериодическую структуру в виде последовательности бочкообразных ячеек, образо-

ванных специфической конфигурацией ударных волн. Для оптических измерений наиболее существенно наличие в ядре струи выраженных вариаций плотности воздуха — следующих друг за другом участков сжатия и расширения. Такая структура должна вносить заметные отклонения в фазовый фронт просвечивающей волны.

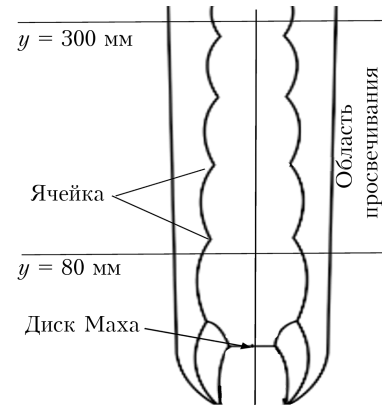


Рис. 3. Структура и исследуемая область струи (вид сбоку)

Для каждой позиции источника и приемника регистрировались смещения ЭЦТ при отсутствии струи (X_0, Y_0) и после установления режима истечения (X_f, Y_f), характеризующегося отношением давления в форкамере к атмосферному $npr = 5$. Характерное значение скорости воздуха в струе можно рассчитать по формуле для изэнтропически расширенной струи:

$$V_0 = a_c \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[npr^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} = 1,7 a_c, \quad (18)$$

где a_c — скорость звука, γ — показатель адиабаты. Отклонения при пуске струи рассчитывались как разности между осредненными по соответствующей реализации углами после установления режима истечения и при отсутствии струи:

$$\delta\varphi_{x,y} = \frac{\{X_f, Y_f\} - \{X_0, Y_0\}}{l_2}. \quad (19)$$

В итоге был построен образ струи, представляющий собой двумерный массив угловых отклонений на прямоугольной сетке, где координатами узлов являются параметры точек максимального сближения луча с осью струи (прицельный параметр b и высота над срезом сопла y).

Образ струи с $npr = 5$ представлен на рис. 4. Углы отклонения, рассчитанные по формуле (19), показаны в градациях серого цвета.

Как для горизонтальных (рис. 4, а), так и для вертикальных (рис. 4, б) отклонений хорошо заметна ячеистая структура струи на всем протяжении исследуемого участка. Видны области уплотнения и разрежения, последовательно расположенные вдоль оси струи, периодические расширения и сжатия

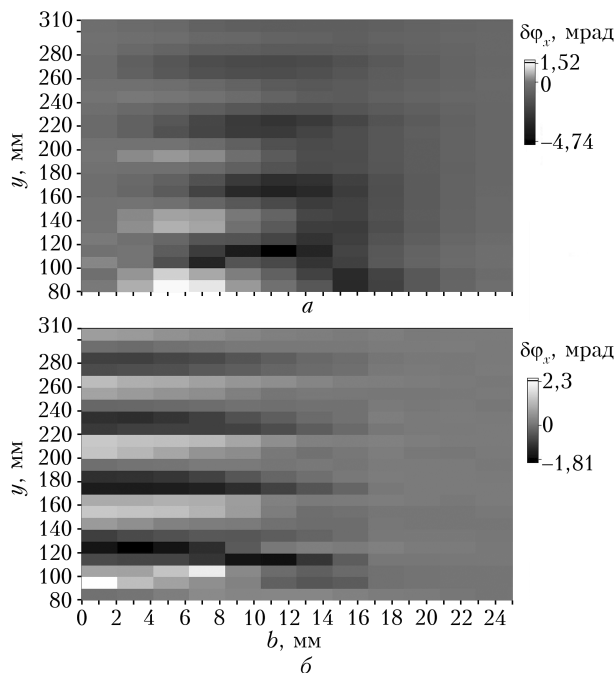


Рис. 4. Образы сверхзвуковой недорасширенной струи по данным лазерного просвечивания: *a* – горизонтальные, *б* – вертикальные отклонения

внешней границы ядра течения. Можно сделать вывод, что построенные на основе результатов просвечивания образы соответствуют известным данным о структуре недорасширенных струй [11, 12].

Восстановление радиальной зависимости средней плотности воздуха

Восстановим радиальную зависимость средней плотности воздуха в струе из построенного на основе данных просвечивания образа струи (рис. 4, *a*). Отметим, что непосредственная подстановка значений угловых отклонений и прицельных параметров из образа струи в соотношение (12) может привести к появлению заметных ошибок. Причиной этого является то, что прицельный параметр отклонившегося в струе луча, попавшего в диафрагму с координатой центра x_d , не будет совпадать с прицельным параметром луча, попавшего в ту же диафрагму при отсутствии струи. Для малых углов отклонения его значение можно найти из соотношения

$$b(x_d) = \frac{Lx_d}{L + l_1} - l_1\delta\varphi_x. \quad (20)$$

Как следствие, отклонение от невозмущенного луча с тем же прицельным параметром $b(x_d)$ также не будет совпадать с $\delta\varphi_x$:

$$\alpha_x(x_d) = \left(1 + \frac{l_1}{L}\right)\delta\varphi_x. \quad (21)$$

Для каждого сечения $y = \text{const}$ зависимость горизонтального угла отклонения от прицельного па-

раметра была оцифрована в $N = 20$ точках $x_{dj} = nL_1$, $n = 0 \dots N - 1$, и результаты записаны в виде массивов $\alpha_{xj} = \alpha_x(x_{dj})$, $v_j = b(x_{dj})$. После численного интегрирования правой части (12) полученные значения подставлялись в (13). В итоге были рассчитаны радиальные зависимости средней плотности воздуха для каждого из исследовавшихся сечений струи. Результаты расчетов представлены на рис. 5.

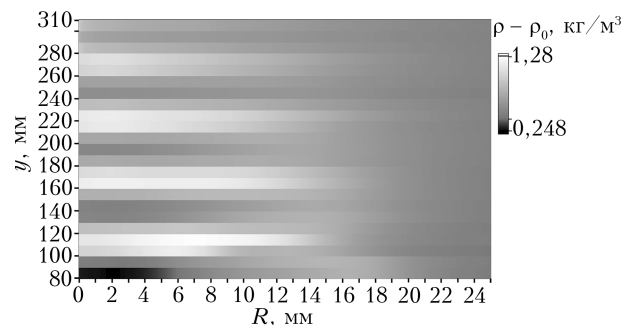


Рис. 5. Распределение средней плотности воздуха в струе по данным просвечивания

На расстояниях до 15–18 мм от оси хорошо просматривается ячеистая структура с узкими горизонтально вытянутыми областями сжатия и разрежения между ними. Амплитуда колебаний плотности максимальна во второй ячейке на высотах ~80–100 мм и заметно убывает с высотой над срезом сопла. Первая ячейка, где разброс значений еще больше, находилась, как и значительная часть второй, ниже области просвечивания.

Сравним восстановленные зависимости для нескольких сечений струи с оптической моделью струи [13], разработанной ранее авторами статьи на основе численного решения системы осредненных уравнений Навье–Стокса и транспортных уравнений модели $k-\epsilon$ *rng* [14] (рис. 6). Можно отметить,

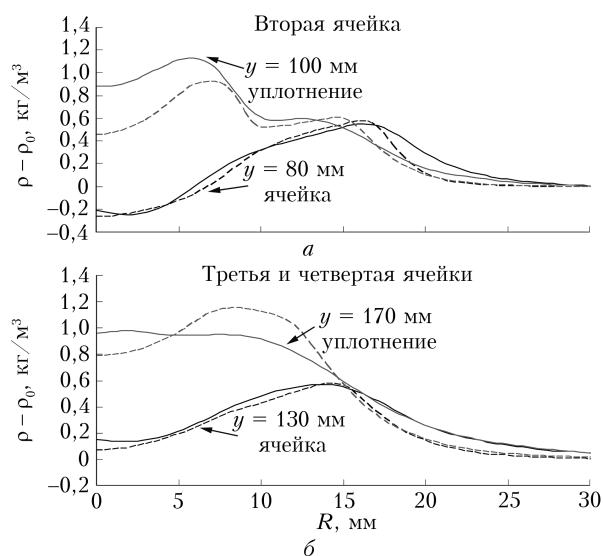


Рис. 6. Восстановленные радиальные зависимости средней плотности воздуха в струе (сплошные линии) в сравнении с результатами численного моделирования (штриховые линии) во второй ячейке (*a*) и на больших высотах (*б*)

что основные различия модельных и восстановленных зависимостей локализуются в приосевой области в окрестностях горизонтально вытянутых уплотнений. Это объясняется двумя факторами. Во-первых, поперечными колебаниями оси струи, которые приводят к замыванию неоднородностей плотности вблизи оси, а наиболее быстрые изменения происходят как раз в этих областях. Во-вторых, отклонениями оптической волны в вертикальном направлении, наиболее сильными, опять же, на границах уплотнений; они приводят к тому, что лучи, приходящие в горизонтально разнесенные приемники, приобретают и вертикальные разности в области струи, т.е. в восстановлении используются точки, не лежащие в одном сечении струи. В результате именно во второй ячейке наблюдается наибольшее различие между модельной и восстановленной кривой. В целом же пространственное распределение средней плотности воздуха в струе восстанавливается вполне удовлетворительно.

Заключение

На основе анализа искажений волнового фронта сферической волны, просвечивающей аксиально-симметричный поток, продемонстрирована возможность восстановления радиальной зависимости средней плотности воздуха в потоке. Построен алгоритм восстановления, основанный на регистрации средних наклонов участков волнового фронта, вырезаемых линейным массивом диафрагм, и последующей обработке полученной зависимости с помощью преобразования Абеля.

Экспериментальная проверка алгоритма, проведенная на ВСУ ИТПМ СО РАН, продемонстрировала хорошее согласие восстановленного пространственного распределения средней плотности воздуха в струе с результатами численного моделирования и известными из литературы результатами измерений другими методами. Наименьшие расхождения наблюдаются в сечениях, проходящих вблизи середины ячеек струи, где аксиальная компонента градиента плотности относительно невелика. Ее увеличение вблизи вытянутых поперек оси струи областей уплотнения несколько снижает точность восстановления в приосевой области.

Авторы выражают признательность к.ф.-м.н. Р.Ш. Цвыку за помощь при подготовке оборудования и ценные советы и сотрудникам ИТПМ СО

РАН д.т.н. В.И. Запругаеву, к.ф.-м.н. Н.П. Киселеву и В.В. Башурову за помощь в организации эксперимента.

Экспериментальное исследование и обработка экспериментальных данных выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-38-20115). Разработка метода восстановления выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. Kovaszny L.S.G. The hot-wire anemometer in supersonic flow // J. Aerosp. Sci. 1950. V. 17, N 9. P. 565–572.
2. Лебига В.А. Термоанемометрия сжимаемых потоков. Новосибирск: Изд-во НГУ, 1997. 81 с.
3. Михайлов П.Г., Бутов В.И., Горюхи А.В. Пьезодатчики быстропеременных, импульсных и акустических давлений // Радиотехника. 1995. № 10. С. 36–37.
4. Богун М.В. Пьезоэлектрические датчики для экстремальных условий эксплуатации. Ростов-на-Дону: Изд-во ООО «ЦВВР», 2006. 115 с.
5. Raffel M., Willert C., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Berlin: Springer, 1998.
6. Meier G. Computerized background-oriented schlieren // Exp. Fluids. 2002. V. 33, iss. 1. P. 181–187.
7. Merzkirch W. Flow Visualization. Orlando: Academic Press, 1987. 266 p.
8. Базылев Н.Б., Фомин Н.А. Количественная визуализация течений, основанная на спекл-технологиях. Минск: Беларуская навука, 2016. 392 с.
9. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалыхо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
10. Килбас А.А. Интегральные уравнения: курс лекций. Минск: Изд-во БГУ, 2005. 143 с.
11. Бойко В.М., Достовалов А.В., Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.П. Исследование структуры сверхзвуковых неизобарических струй // Ученые записки ЦАГИ. 2010. Т. XLI, № 2. С. 44–57.
12. Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.П. Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи // Механика жидкости и газа. 2015. № 1. С. 95–107.
13. Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А. Восстановление радиальной зависимости структурной характеристики показателя преломления в сверхзвуковом потоке газа по флуктуациям интенсивности лазерного пучка // Опт. и спектроскоп. 2010. Т. 108, № 1. С. 123–127.
14. Yakhot V., Orszag S.A. Renormalization group analysis of turbulence: I. Basic theory // J. Sci. Comput. 1986. V. 1, N 1. P. 3–51.

D.A. Marakasov, V.A. Banakh, A.A. Sukharev. Retrieval of the spatial distribution of the average air density in a supersonic jet from laser transillumination results.

The problem of retrieval of the spatial distribution of the average air density in a supersonic jet from the results of laser transillumination is discussed. It is shown that for axially symmetric flows, the retrieval can be carried out on the basis of the Abel transforms from measurements of local wavefront tilts. An algorithm for retrieving the average density from the transilluminating wavefront deviations transverse to the jet axis has been developed and tested in experiments at the Vertical Jet Device of ITAM SB RAS. The results are in a good agreement with both the data of contact measurements known from the literature and the results of numerical solution of the hydrodynamic problem.