«Оптика атмосферы и океана», **36**, № 8 (2023)
DOI: 10.15372/AOO20230810

УДК 551.510.3:533.6.011

Исследование структуры турбулентных недорасширенных сверхзвуковых струй методом лазерного просвечивания

Д.А. Маракасов✉, А.А. Сухарев, Р.Ш. Цвык*

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

Поступила в редакцию 13.04.2023 г.;
после доработки 2.06.2023 г.;
принята к печати 6.06.2023 г.

Представлены результаты анализа пространственного распределения средней плотности воздуха в сверхзвуковой струе по данным лазерного просвечивания. Алгоритм восстановления средней плотности из поперечных относительно оси струи отклонений фронта просвечивающей волны протестирован в экспериментах на вертикальной струйной установке ИТПМ СО РАН. Результаты восстановления сопоставляются с известными из литературы данными контактных измерений и с результатами численного моделирования. Продемонстрирована хорошая чувствительность локальных наклонов волнового фронта к колебаниям плотности воздуха на частотах дискретных акустических тонов, что открывает возможности экспериментального исследования их пространственной структуры в канале струи.

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

Введение

Процессы механики истечения жидкостей и газов из сопл различной конфигурации активно исследуются начиная с середины XX в. в связи с быстрым развитием авиационной и космической техники [1–4]. В последнее время область применения сверхзвуковых струй существенно расширилась, включив в себя медицинские технологии [5], струйное горение [6], производство наноматериалов [7]. Стали востребованы методы подавления шума струй, в том числе и реактивных двигателей самолетов. Широкие перспективы применения сверхзвуковых струй обусловливают необходимость углубленного исследования их структуры в различных режимах истечения.

Для свободных неизобарических сверхзвуковых струй характерно наличие ударных волн и скачков уплотнения. В такой струе можно выделить приосевую область (ядро) с ударно-волновой структурой и зону смешения у границы струи. Вниз по течению зона смешения расширяется и на достаточном удалении от сопла охватывает всю струю. Сложная пространственная структура течения создает условия для развития турбулентности, не подчиняющейся классическим атмосферным моделям, колебательных процессов, резонирующих с элементами ударно-волновой структуры, что существенно осложняет как экспериментальное изучение струй, так и их моделирование.

Различные аспекты струйных течений изучались в ряде работ на основе экспериментальных данных и посредством численного моделирования. Структура недорасширенных и перерасширенных струй рассматривалась в [8–11], влияние конфигурации сопла на параметры струи анализировалось в [12–14], особенности акустического шума струи исследовались в [15–19]. Если структура полей осредненных характеристик течения в сверхзвуковых струях достаточно хорошо изучена, то флуктуации параметров течения, развитие и разрушение когерентных структур, параметры турбулентности в различных областях струи и вне ее фактически только начинают исследоваться.

Контактные методы измерения параметров среды, таких как температура, скорость и их флуктуации, широко применяются для диагностики сверхзвуковых течений. Главное преимущество таких методов заключается в непосредственном получении данных от градуированных датчиков. К основным недостаткам контактных датчиков, размещаемых непосредственно внутри потока, относится внесение возмущений в структуру течения, в основном даже не самим датчиком, а его крепежом. Можно отметить быстрое разрушение датчиков вследствие воздействия потока. Конечные размеры датчика ограничивают минимальные масштабы измеряемых

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru); Артём Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru); Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru).

© Маракасов Д.А., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш., 2023

флуктуаций, что осложняет, например, изучение мелкомасштабной фракции, обеспечивающей переход энергии турбулентности в тепло.

Развитие турбулентности в канале струи оказывает заметное влияние на пространственную конфигурацию среднего течения. Значительное уменьшение дальнобойности по сравнению с ламинарным режимом истечения отмечено в [11]. Существенные расхождения между результатами численного моделирования и эксперимента авторы [8] связывают с развитием турбулентности. Поэтому представляется актуальным развитие бесконтактных методов исследования сверхзвуковых потоков, минимизирующих искажения как регулярной структуры течения, так и турбулентности.

Невозмущающие методы исследования сверхзвуковых течений основаны на анализе искажений оптического излучения пространственно-неоднородным потоком. PIV-методы (Particle Image Velocimetry), в которых скорость смещения частиц примеси определяется по рассеянному излучению, широко применяются для исследования осредненных параметров поля скоростей [8]. При переходе к мелкомасштабным высокочастотным пульсациям недостатки этого метода становятся существенными, поскольку примесные частицы слабо вовлекаются в подобные движения.

Различные оптические методы используются для визуализации гидрогазодинамических явлений. Наибольшее применение получили теневые методы (например, шлирен-фотографии), позволяющие получить информацию о пространственной неоднородности плотности среды [20, 21]. К недостаткам измерителей данного типа можно отнести сложность восстановления информации о поле плотности, а также ограничение по масштабу, возникающее из-за того, что формирующийся при таком методе исследования световой пучок освещает ограниченную область потока. Как следствие, их применение в задачах высокоскоростной газодинамики связано в основном с изучением обтекания небольшого размера макетов летательных аппаратов в аэродинамических трубах. Частично ограничение размеров исследуемой области устраняется в теневом фоновом методе [22, 23], где просвечивающая оптическая волна заменяется на изображения контрастных элементов квазипериодической решетки, смещающиеся под действием неоднородностей плотности в исследуемом течении. Также используются методы голографической интерферометрии, интерферометрии волнового сдвига и др. Основным недостатком методов голографической интерферометрии является качественный характер получаемой информации от исследуемой области [24]. Для получения количественных данных необходимо произвести большой объем математических вычислений, а также для постановки эксперимента требуются сложные аппаратные решения.

В работах [25, 26] представлены результаты исследования воздушных течений на основе статистического анализа искажений диафрагмированных лазерных пучков, просвечивающих аксиально симметричный турбулентный поток. Диафрагмирование пучков позволяет, в отличие от рассмотренных выше оптических методов [20–24], локализовать исследуемую область струи и избежать решения некорректной томографической задачи восстановления трехмерного случайно-неоднородного поля плотности. Переход от видеосъемки к регистрации временных рядов потока мощности пучка с помощью ФЭУ позволил существенно увеличить частоту регистрации (до нескольких МГц) и оценить спектральный состав турбулентности в сверхзвуковых струях вплоть до масштабов $\sim 10^{-4}$ м [25]. Регистрация искажений локальных наклонов волнового фронта просвечивающего пучка с помощью линейки позиционно-чувствительных детекторов [26] дает возможность создания достаточно чувствительного инструмента изучения как осредненного поля, так и пульсационных характеристик течения. Накопление длинных временных рядов позволяет получить устойчивые оценки различных статистических характеристик лазерных пучков, что существенно снижает некорректность задачи восстановления газодинамических величин. В [26] показана возможность использования преобразований абелева типа для восстановления пространственного распределения средней плотности воздуха в осесимметричной сверхзвуковой струе по усредненным отклонениям лазерных пучков, просвечивающих поток на разных расстояниях от его оси.

Истечение неизобарических сверхзвуковых струй сопровождается возбуждением узкополосного акустического излучения (эффект скрича) [15]. В настоящее время существуют различные мнения относительно причин скрича [27, 28], для экспериментальной проверки которых большое значение имеет возможность бесконтактного исследования пространственной структуры колебаний в струйном канале. Пример использования для этой цели метода просвечивания был показан в работе [29], где были зарегистрированы флуктуации интенсивности лазерного излучения на частотах дискретных акустических тонов с амплитудами, во много раз превышающими уровень фона, соответствующий широкополосной турбулентности.

Цель данной работы — исследовать структуру осесимметричных сверхзвуковых струй по данным лазерного просвечивания на основе метода, предложенного в [26].

1. Постановка эксперимента

Схема эксперимента по регистрации искажений направления лазерного излучения под действием неоднородностей плотности на начальном участке сверхзвуковой струи представлена на рис. 1.

Сверхзвуковая струя, формируемая круглым соплом с профилем Витошинского [30] диаметром $d = 30$ мм, истекала вертикально вверх в помещение размером $5 \times 5 \times 3$ м. Осредненные по времени поля плотности, температуры и давления в струе в основном обладают осевой симметрией. Появление асимметричной составляющей связано в первую

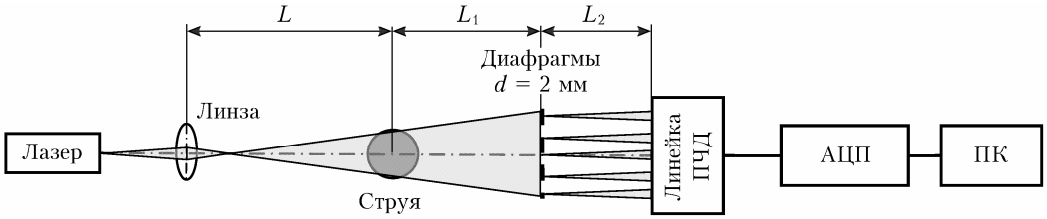

Рис. 1. Схема эксперимента, вид сверху

очередь с отклонением формы внутренней поверхности сопла от профиля Витошинского. Величина отклонений ~ 1 мкм [31] позволяет считать течение осесимметричным, что подтверждают результаты измерений [8]. Режим истечения характеризовался числом $NPR = P_e/P_0$ (Nozzle Pressure Ratio), где P_e — давление в камере Эйфеля; P_0 — давление в окружающем пространстве. Исследовались струи с $NPR = 2, 3, 5$, что соответствует недорасширенному режиму истечения.

Лазерный пучок (длина волны $\lambda = 0{,}532$ мкм) с горизонтальной оптической осью проходил через собирающую линзу. За точкой фокусировки формировался быстро расходящийся пучок. Пучок просвечивал струю и направлялся в приемную систему, включающую линейку с пятью диафрагмами диаметром 2 мм, разнесенными по горизонтали, и пятью позиционно чувствительными фотодетекторами (ПЧД) ThorLabs PDP90A. Выделенные из волнового фронта пять пучков направлялись на фотодетекторы, которые размещались на некотором расстоянии позади линейки. Неоднородности плотности в струе приводят к искажению волнового фронта в пучке и, как следствие, к отклонению направления распространения выделенных диафрагмами пучков и их смещению, которое регистрируется фотодетекторами.

Оси декартовой системы координат были сориентированы вдоль оптической оси лазерного пучка (ось z) и оси струи (ось y). Расстояние между осью струи и точкой фокусировки составляло $L = 1{,}15$ м, между осью струи и плоскостью диафрагм $L_1 = 1{,}06$ м, между плоскостью диафрагм и плоскостью фотодетекторов $L_2 = 0{,}83$ м. Горизонтальный разнос диафрагм (вдоль оси x) $l_1 = 16$ мм, расстояние между центрами соседних фотодетекторов $l_2 = 22$ мм. В результате расстояние между лучами, попадающими в отсутствие струи в центры соседних фотодетекторов, в плоскости $z = 0$, содержащей ось струи, составляло $\delta = 8{,}32$ мм.

Оптические столы, на которых располагались источник и приемник излучения, перемещались по вертикали, что позволяло выбирать исследуемое сечение струи. Исследовались сечения на $N = 23$ высотах от $y_{\min} = 80$ до $y_{\max} = 300$ мм от среза сопла с шагом $\delta y = 10$ мм. Приемное устройство также перемещалось в горизонтальном направлении (ось x), что позволяло выбирать значения прицельных параметров b лучей (минимальное расстояние между лучом и осью струи) внутри исследуемого сечения струи. Перед первым пуском на каждом сечении приемное устройство устанавливалось так, чтобы прицельный параметр луча, попадающего в первый фотодетектор, был равен нулю. При последующих пусках линейка фотодиодов смещалась вдоль оси x на $\delta x = l_2/4 = 5{,}5$ мм, диафрагмы сдвигались так, чтобы центры невозмущенных пучков находились вблизи центров соответствующих фотодиодов. Это позволило провести исследования в $M = 20$ точках в каждом сечении струи.

С выхода каждого фотодиода снимаются три сигнала: напряжения V_x, V_y и V, которые пропорциональны горизонтальному и вертикальному моментам распределения интенсивности излучения на чувствительном элементе детектора и полной перехваченной мощности соответственно. Получившиеся 15 каналов синхронно оцифровываются парой АЦП USB-3000 и записываются на жесткий диск ПК. Оцифровка проводилась с частотой $f = 200$ кГц интервалами длительностью $T = 3$ с. В результате исследуемый участок струи отображался в виде трех массивов $V_x(t_j, x_m, y_n)$, $V_y(t_j, x_m, y_n)$ и $V(t_j, x_m, y_n)$, где $t_j = j/f$, $j = 0 \ldots fT - 1$ — время от начала регистрации; $x_m = m\delta x$, $m = 0 \ldots M - 1$ — смещение центра фотодиода от оптической оси; $y_n = y_{\min} + n\delta y$, $n = 0 \ldots N - 1$ — высота луча над срезом сопла.

2. Алгоритм обработки экспериментальных данных

Для расчета поля средней плотности воздуха в струе использовался алгоритм, изложенный в [26]. Прежде всего, определялись средние значения горизонтальных смещений энергетических центров тяжести пучков при просвечивании струи относительно их невозмущенных значений X^0_{mn}:

$$X_{mn} = \frac{C}{fT}\sum_{j=0}^{fT-1}\frac{V_x(t_j, x_m, y_n)}{V(t_j, x_m, y_n)} - X^0_{mn}, \qquad (1)$$

где $C = 5$ мм. Затем вычислялись значения прицельных параметров

$$b_{mn} = \frac{Lx_m}{L + L_1 + L_2} - \frac{L_1}{L_2}X_{mn} \qquad (2)$$

и горизонтальных угловых отклонений пучков

$$\alpha_{mn} = \left(1 + \frac{L_1}{L}\right)\frac{X_{mn}}{L_2} \qquad (3)$$

с учетом геометрии распространения излучения по трассе.

Для осесимметричной струи лучи, проходящие через ее ось, не должны отклоняться в горизонтальном направлении. Поэтому асимметрию течения

на участке с номером n можно охарактеризовать значениями α_{0n}. Измеренные значения осевых отклонений лежат в пределах ~1% отклонений пучков с прицельным параметром, соответствующим внешнему слою смешения, что позволяет пренебречь асимметрией.

Наконец, для каждой высоты y_n вычислялись интегралы

$$\rho(r, y_n) - \rho_0 = -\frac{1}{\pi K}\int_r^\infty \frac{\alpha(b, y_n)}{\sqrt{b^2 - r^2}}\,db, \qquad (4)$$

где $\rho_0 = 1{,}2$ кг/м^3 — плотность воздуха на большом удалении от струи; $K = 2{,}2 \cdot 10^{-4}$ м^3/кг — постоянная Гладстона–Дейла для воздуха; зависимость угла отклонения от прицельного параметра луча задана массивами α_{mn} и b_{mn}. В результате получаем зависимость средней плотности воздуха от расстояния r до оси струи в сечении y_n.

Помимо средней плотности был проведен анализ спектрального состава угловых отклонений пучков, вырезанных диафрагмами. Для этого рассчитывались автоспектры

$$\begin{Bmatrix} U_{X_{mn}}(f_l) \\ U_{Y_{mn}}(f_l) \end{Bmatrix} =$$

$$= \left| \left(1 + \frac{L_1}{L}\right) \frac{1}{fL_2} \sum_{j=0}^{fT-1} \left\{ C \frac{V_{x,y}(t_j, x_m, y_n)}{V(t_j, x_m, y_n)} - \begin{Bmatrix} X^0_{mn} \\ Y^0_{mn} \end{Bmatrix} \right\} e^{-2\pi i \frac{jl}{N}} \right|^2,$$

$$l = 0 \ldots fT/2, \qquad (5)$$

где Y — вертикальные смещения, определяемые формулой (1) с заменой горизонтальных отклонений на вертикальные.

Так как возможно появление откликов на частотах дискретных акустических тонов (скрич-тонов), порождаемых струей, особое внимание уделялось окрестностям основных частот скрича. Анализ акустического шума струи показывает, что дискретные тоны возбуждаются пакетами, состоящими из нескольких квазигармонических компонент, в относительно узкой полосе частот шириной в несколько десятков Гц [19]. Поэтому для каждой позиции приемного фотодиода (пары индексов m, n) рассчитывалась спектральная мощность в интервале частот шириной $\delta F = 100$ Гц в окрестности центральной частоты скрича F:

$$\begin{Bmatrix} W_{Xmn}(F) \\ W_{Ymn}(F) \end{Bmatrix} = \frac{1}{T} \sum_{2|F - f_l| < \delta F} \begin{Bmatrix} U_{Xmn}(f_l) \\ U_{Ymn}(f_l) \end{Bmatrix}. \qquad (6)$$

На основе полученных образов струй изучалось распределение колебаний на частотах скрича в канале струи.

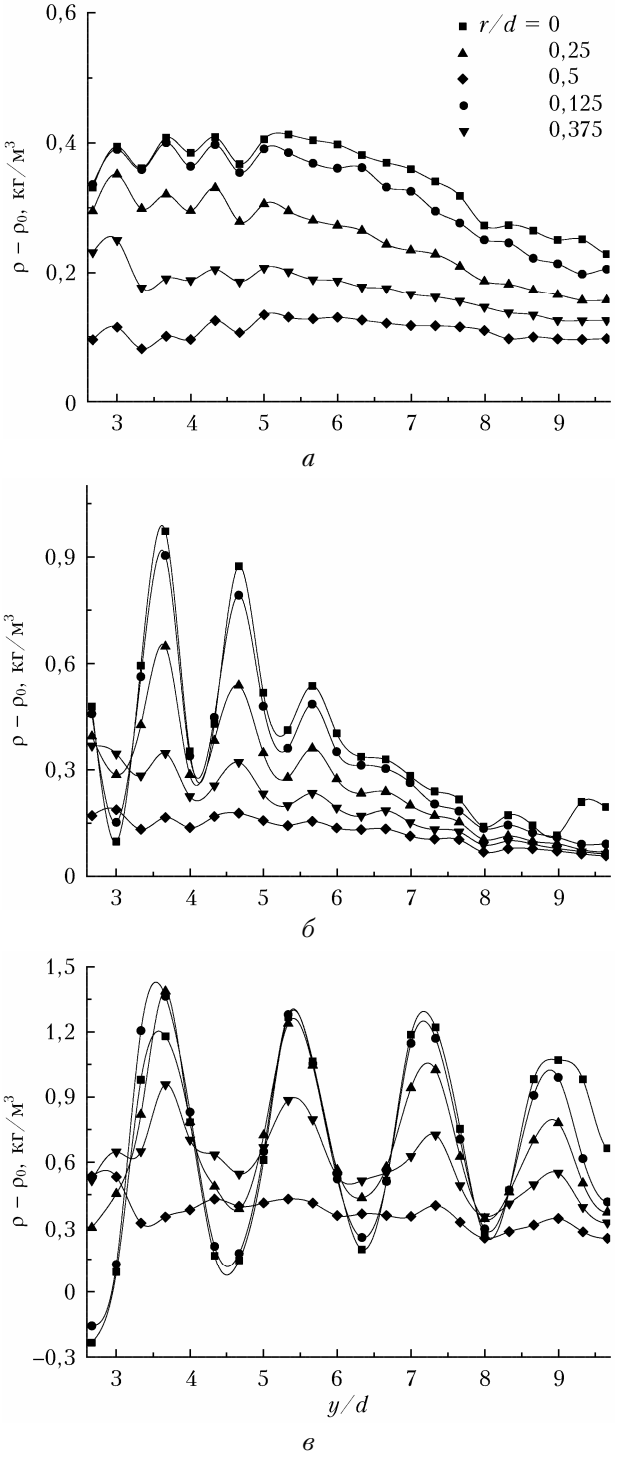

Рис. 2. Распределение плотности воздуха в струях с $NPR = 2$ (*а*), 3 (*б*), 5 (*в*) вдоль направления истечения струи на различных расстояниях от оси струи

3. Результаты и обсуждения

3.1. Средняя плотность воздуха

Результаты расчета средней плотности воздуха на исследуемом участке струй с $NPR = 2, 3, 5$ представлены на рис. 2. Ячеистая структура прослеживается для струи с $NPR = 5$ на всем интервале высот $[y_{\min}, y_{\max}]$, для струи с $NPR = 3$ — на высотах, не превосходящих $y = 8d$. У струи с $NPR = 2$ колебания плотности с небольшой амплитудой прослеживаются до высоты $y = 5d$. Если принять во внимание, что в конце сверхзвукового участка струи амплитуда колебаний плотности быстро уменьшается,

и проявляются они лишь вблизи оси, этот результат соответствует оценкам дальнобойности недорасширенных струй [11, 32, 33]. Длины ячеек, определенные по восстановленным значениям плотности воздуха на оси струи как среднее расстояние между тремя-четырьмя последовательными максимумами ($0{,}8d$ для $NPR = 2$; $1{,}0d$ для $NPR = 3$ и $1{,}8d$ для $NPR = 5$), также близки к значениям, рассчитанным по уравнениям из [11] ($0{,}84d$ для $NPR = 2$; $1{,}19d$ для $NPR = 3$ и $1{,}86d$ для $NPR = 5$).

В области внешнего слоя смешения ($0{,}5 < r/d < 0{,}8$) вариации плотности воздуха уменьшаются по мере удаления от оси струи, а среднее значение плотности практически сравнивается с невозмущенной плотностью ρ_0 за пределами струи.

3.2. Колебания на частотах дискретных тонов

На частотах дискретных акустических тонов для струй с $NPR = 3{,}5$ регистрируются выраженные всплески в спектрах флуктуаций направления вырезанных диафрагмами пучков. Спектральный состав каждой дискретной составляющей подобен спектральному составу акустических колебаний. Спектр сосредоточен в узкой полосе частот шириной 20–50 Гц и содержит несколько компонент на близких частотах, отстоящих одна от другой на несколько герц (рис. 3). Спектральная плотность внутри этих пакетов в $\sim 10 \div 100$ раз превышает фоновый уровень, обеспечиваемый турбулентными неоднородностями плотности воздуха.

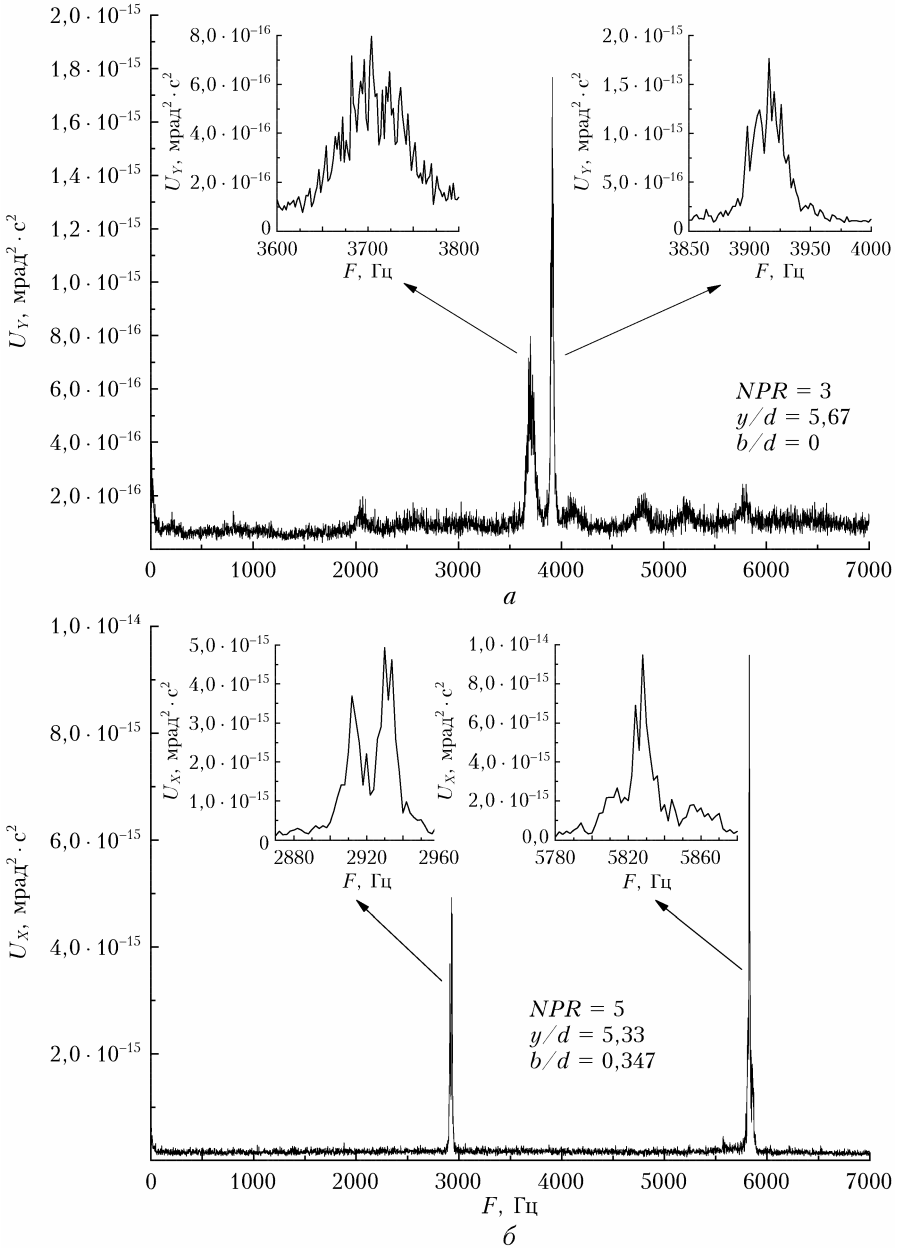

Рис. 3. Примеры автоспектров флуктуаций отклонений для струй с $NPR = 3$ (*а*), 5 (*б*)

Для каждого значения NPR выделяются по две компоненты. Для струи с $NPR = 3$ центральные частоты пакетов расположены довольно близко ($F_{31} = 3750$ Гц, $F_{32} = 3900$ Гц). При $NPR = 5$ регистрируются первая и вторая гармоники основного тона на частотах $F_{51} = 2950$ Гц и $F_{52} = 5900$ Гц. Основные частоты скрича (F_{31} и F_{51}) соответствуют как значениям, рассчитанным из соотношений [34], так и результатам измерений акустического шума струи [19].

Спектральные мощности (6) для каждой из обнаруженных дискретных компонент значительно меняются как при смещении вдоль оси струи, так и при изменении прицельного параметра луча (рис. 4). Заметно различаются и области колебаний в продольном (вдоль оси струи) и поперечном направлениях. Поперечная компонента W_X наиболее выражена вблизи оси струи на участках торможения, тогда как продольная компонента W_Y развивается ближе к внешней границе струи. Такая конфигурация более характерна для развития винтовой неустойчивости течения с образованием гребенчатой структуры во внешней части зоны смешения. Ее взаимодействие с воздухом, окружающим струю, порождает в соответствии с гипотезой [28] мощную узкополосную звуковую волну. Представленных выше результатов недостаточно для однозначного вывода о механизме генерации скрич-тонов; требуются измерения с высоким пространственным и временным разрешением. Тем не менее можно сделать

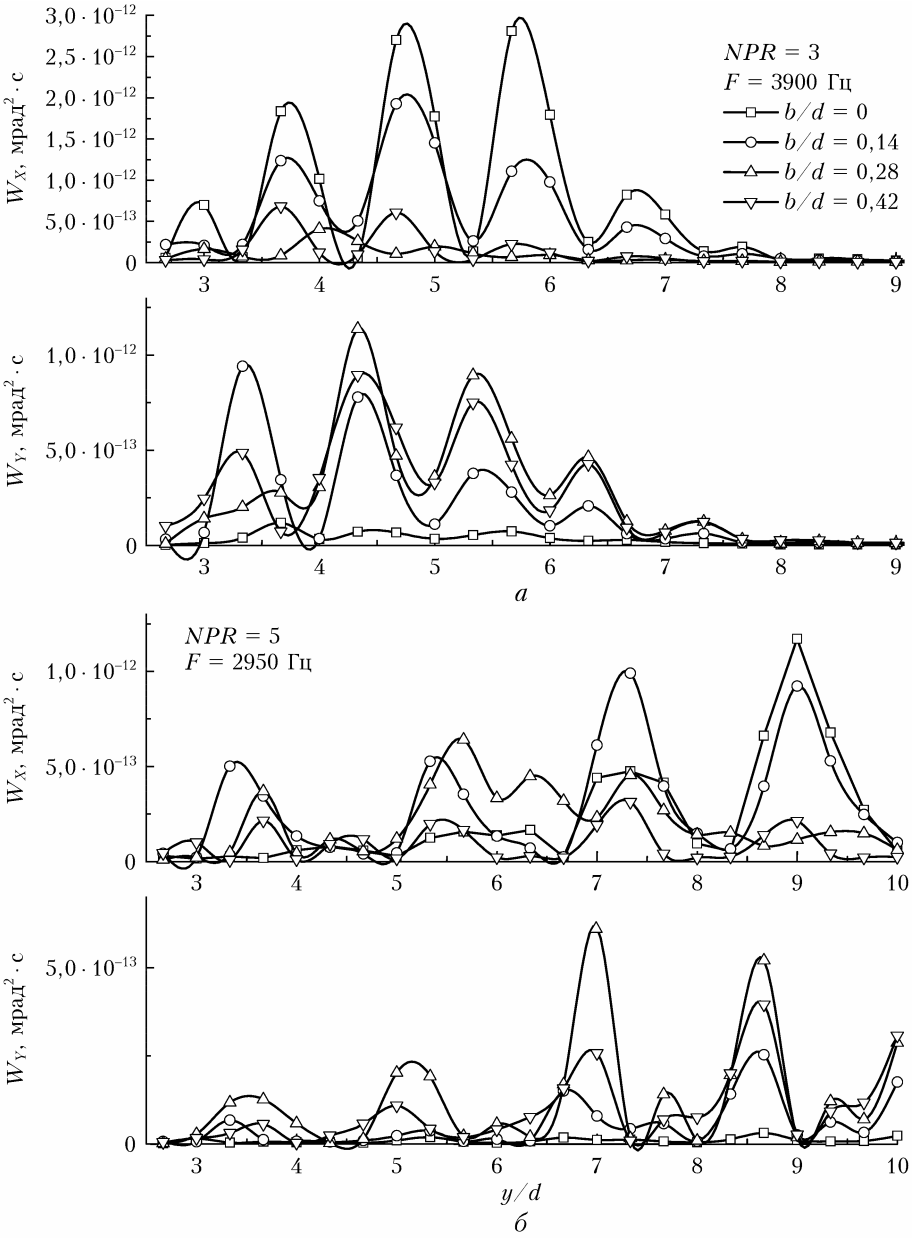

Рис. 4. Распределение спектральной мощности продольных и поперечных колебаний на частоте основного дискретного тона в струях с $NPR = 3$ (*а*), 5 (*б*)

вывод, что метод лазерного просвечивания весьма чувствителен к распределению колебаний плотности воздуха в канале сверхзвуковой струи на частотах скрича.

Заключение

На основе анализа искажений волнового фронта оптической волны, просвечивающей аксиально симметричный поток, продемонстрирована возможность восстановления радиальной зависимости средней плотности воздуха в потоке. Алгоритм восстановления включает регистрацию средних наклонов участков волнового фронта, вырезаемых линейным массивом диафрагм, и последующую обработку полученной зависимости с помощью преобразования Абеля. Анализ результатов экспериментов по просвечиванию недорасширенных сверхзвуковых струй, проведенных на вертикальной струйной установке ИТПМ СО РАН, показал хорошее соответствие восстановленного пространственного распределения средней плотности с данными численного моделирования и известными из литературы результатами измерений другими методами.

Отметим, что в спектрах флуктуаций направления просвечивающей волны выделяются интервалы шириной в несколько десятков герц, в которых спектральная мощность многократно возрастает по сравнению со средним уровнем. Центры интервалов соответствуют частотам дискретных акустических тонов струи. Амплитуды откликов значительно меняются при смещении зондирующего луча как вдоль, так и поперек оси струи. Это позволяет изучить пространственную структуру колебаний плотности воздуха на частотах скрича в канале струи, что невозможно при помощи известных экспериментальных методов. Полученные экспериментальные данные не дают возможности сделать однозначное заключение о механизме возбуждения скрич-тонов в исследуемых струях. Однако преобладание поперечной компоненты колебаний плотности воздуха в приосевой области струи на участках торможения и продольной компоненты на периферии более характерно для генерации дискретных тонов при взаимодействии гребенчатой структуры во внешней части зоны смешения с воздухом, окружающим струю, в соответствии с гипотезой [25].

Благодарности. Авторы выражают признательность сотрудникам ИТПМ СО РАН д.т.н. В.И. Запрягаеву, к.ф.-м.н. Н.П. Киселеву и В.В. Башурову за помощь в организации эксперимента и к.ф.-м.н. В.М. Сазанович и А.Н. Шестернину (ИОА СО РАН) за помощь в подготовке оборудования.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. *Chow W.L., Chang I.S.* Mach reflection from overexpanded nozzle flows // AIAA J. 1972. V. 10. P. 1261–1263.
2. *Troutt T.R., McLaughlin D.K.* Experiments on the flow and acoustic properties of a moderate-Reynolds number supersonic jet // J. Fluid. Mech. 1982. V. 116. P. 123–156.
3. *Gutmark E., Wygnanski I.* The planar turbulent jet // J. Fluid. Mech. 1976. V. 73. P. 465–495.
4. *Courant R., Friedrichs K.O.* Supersonic Flow and Shock Waves. New York: Springer, 1976. V. XVI. 464 p.
5. *Шулутко А.М., Османов Э.Г., Семиков В.И., Мачарадзе А.Д.* Плазменная хирургическая технология – от истоков до наших дней // Российский медицинский журн. 2018. Т. 24. С. 199–205.
6. *Urzay J.* Supersonic Combustion in Air-Breathing Propulsion Systems for Hypersonic Flight // Ann. Rev. Fluid. Mech. 2018. V. 50. P. 593–627.
7. *Kim K.S., Kim T.H.* Nanofabrication by thermal plasma jets: From nanoparticles to low-dimensional nanomaterials // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. P. 070901-1–070901-26.
8. *Бойко В.М., Достовалов А.В., Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Киселев Н.П., Пивоваров А.А.* Исследование структуры сверхзвуковых неизобарических струй // Уч. зап. ЦАГИ. 2010. Т. 41. С. 44–57.
9. *Анискин В.М., Коротаева Т.А., Ободовская Е.А., Турчинович А.О.* Численное моделирование недорасширенных осесимметричных микроструй, истекающих в затопленное пространство // Докл. АН ВШ РФ. 2018. Т. 38. С. 22–35.
10. *Chin C., Li M., Harkin C., Rochwerger T., Chan L., Ooi A., Risborg A., Soria J.* Investigation of the flow structures in supersonic free and impinging jet flows // J. Fluid. Eng. 2013. V. 135. P. 031202-1–031202-12.
11. *Murugesan P., Arjun B., Akhil T.K., Shashank P., Girish C.C., Srikrishnan A.R., Ratna K.V.* Numerical study of characteristics of underexpanded supersonic jet // J. Aerosp. Technol. Manag. 2020. V. 12. P. e4220-1–e4220-8.
12. *Foss J.F., Foss J.K., Spalart P.R.* Numerical and experimental evaluations of the flow past nested chevrons // AIAA J. 1989. V. 27. P. 675–676.
13. *Otobe Y., Kashimura H., Matsuo S., Setoguchi T., Kim H.-D.* Influence of nozzle geometry on the near-field structure of a highly underexpanded sonic jet // J. Fluid. Struct. 2008. V. 24. P. 281–293.
14. *Запрягаев В.И., Солотчин А.В., Киселев Н.П.* Исследование структуры сверхзвуковой струи при изменении геометрии входного участка сопла // ПМТФ. 2002. Т. 43. С. 58–64.
15. *Raman G.* Supersonic jet screech: Half-century from Powell to the present // J. Sound. Vib. 1999. V. 225. P. 543–571.
16. *Tam C.K.W., Tanna H.K.* Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles // J. Sound. Vib. 1982. V. 81. P. 337–358.
17. *Tam C.K.W.* Supersonic jet noise // Ann. Rev. Fluid. Mech. 1995. V. 27. P. 17–43.
18. *Tolstykh A.I., Shirobokov D.A.* Fast calculations of screech using highly accurate multiprocessor-based schemes // Appl. Acoustics. 2013. V. 74. P. 102–109.
19. *Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н., Губанов Д.А.* Исследования акустического поля, генерируемого сверхзвуковой струей // Оптика атмосф. и океана. 2019. Т. 32, № 4. С. 296–303.
20. *Okhotsimskii A., Hozawa M.* Schlieren visualization of natural convection in binary gas–liquid systems // Chem. Engin. Sci. 1998. V. 53, N 14. P. 2547–2573.
21. *Settles G.S.* Schlieren und Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2001. V. XVIII. 376 p.
22. *Meier G.E.A.* Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 2002. V. 33. P. 181–187.

23. *Hargather M.J., Settles G.S.* Natural-background-oriented schlieren imaging // Exp. Fluids. 2010. V. 48. P. 59–68.
24. *Базылев Н.Б., Фомин Н.А.* Количественная визуализация течений, основанная на спекл-технологиях. Минск: Беларуская навука, 2016. 392 с.
25. *Banakh V.A., Marakasov D.A., Tsvyk R.Sh., Zapryagaev V.I.* Study of turbulent supersonic flow based on the optical and acoustic measurements // Wind Tunnels and Experimental Fluid Dynamics Research / J. Colman Lerner, U. Boldes (eds.). Rijeka: InTech, 2011. P. 607–628.
26. *Маракасов Д.А., Банах В.А., Сухарев А.А.* Восстановление пространственного распределения средней плотности воздуха в сверхзвуковой струе на основе результатов лазерного просвечивания // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 2. С. 101–106; *Marakasov D.A., Banakh V.A., Sukharev A.A.* Reconstruction of the spatial distribution of the average air density in a supersonic jet based on results of laser illumination // Atmos. Ocean. Opt. 2021. V. 34, N 3. P. 198–204.
27. *Powell A.* On the mechanism of choked jet noise // Proc. Phys. Soc. B. 1953. V. 66. P. 1039–1056.
28. *Меньшов И.С., Семенов И.В., Ахмедьянов И.Ф.* Механизм генерации дискретных тонов в сверхзвуковых струйных течениях // Докл. РАН. 2008. Т. 420. С. 331–336.
29. *Marakasov D.A., Sazanovich V.M., Tsvyk R.Sh., Shesternin A.N.* Investigation of turbulence in axysimmetric supersonic jet from the results of laser transillumination // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1893. P. 030082-1–030082-4.
30. *Дейч М.Е.* Теоретическая гидродинамика. Л.: Госэнергоиздат, 1961. 669 с.
31. *Zapryagaev V.I., Kiselev N.P., Pivovarov A.A.* Gasdynamic structure of an axisymmetric supersonic underexpanded jet // Fluid. Dyn. 2015. V. 50. P. 87–97.
32. *Seubold J.G., Shirie J.W.* Length of the supersonic core in high-speed jets // AIAA J. 1967. V. 5. P. 2062–2064.
33. *Шелухин Н.Н.* Исследование характеристик сверхзвуковой недорасширенной струи // Уч. зап. ЦАГИ. 1995. Т. 26. С. 78–87.
34. *Kandula M.* On the existence of subharmonic screech in choked circular jets from a sharp-edged orifice // Open. J. Acoustics. 2014. V. 4. P. 20–25.

D.A. Marakasov, A.A. Sukharev, R.Sh. Tsvyk. **Study of the structure of underexpanded turbulent supersonic jets by the laser transillumination method.**

The spatial distribution of the average air density in a supersonic jet is analyzed based on the results of laser transillumination. The algorithm for retrieving the average density from deviations of the translucent wave front transverse with respect to the jet axis was tested in experiments at the Vertical Jet Setup of ITAM SB RAS. The retrieval results are compared with the data of contact measurements known from the literature and with the results of numerical simulation. A good sensitivity of local wavefront slopes to fluctuations in air density at frequencies of discrete acoustic tones is show, which opens up possibilities for experimental study of their spatial structure inside the jet channel.