

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И РАДИООПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 534.231; 534.2:532

Исследования акустического поля, генерируемого сверхзвуковой струей

Д.А. Маракасов¹, В.М. Сазанович¹, Р.Ш. Цвык¹,
А.Н. Шестернин¹, Д.А. Губанов^{2*}

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

²Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Поступила в редакцию 8.02.2018 г.; после доработки 20.02.2019 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований акустического поля, генерируемого сверхзвуковой струей на вертикальной струйной установке Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Измерения выполнены с помощью 9 микрофонов, размещенных симметрично относительно оси струи. Анализируются форма фазового фронта звуковой волны, спектры широкополосного акустического шума и дискретных составляющих с высоким временным и пространственным разрешением. Показано, что структура турбулентности в акустическом поле неоднородная и формируется несколькими источниками.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, акустическое поле, волновой фронт, частотный спектр, микрофоны, дискретные частоты, акустический шум; supersonic jet, acoustic field, wave front, frequency spectrum, microphones, discrete frequencies, acoustic noise.

Введение

Важной проблемой современной атмосферной физики является изучение роли организованных структур во взаимодействии движений различных масштабов в турбулентных полях. Многочисленные экспериментальные исследования и моделирование турбулентных потоков в атмосфере показывают, что в таких течениях, наряду со случайными движениями, могут возникать организованные вихревые (когерентные) структуры, которые вызваны неустойчивостью среднего течения. При определенных условиях эти структуры могут образовываться в турбулентном потоке за счет энергии потоков, которые затем разрушаются и переходят в хаотическое движение [1–3].

К таким движениям относится истечение неизобарической сверхзвуковой струи (СС), которое сопровождается возбуждением акустических волн, порождаемых как случайными неоднородностями в струе, так и наличием регулярной конфигурации скачков уплотнения (бочек). В итоге, наряду с широкополосной компонентой акустического поля, вызванной развитием вихрей в слое смещения, в спектрах звука появляются максимумы большой мощности на характерных частотах, которые соответствуют

размеру бочек. Эта составляющая акустического поля известна под различными названиями — дискретная, тоновая, скрич (screech-эффект) [4].

В работе [2] обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований СС. Приведены экспериментальные данные существования продольных вихревых структур (возмущения Тейлора–Гертлера, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца), которые возникают в слое смещения, отрываются от струи и генерируют акустический шум. Построены модели продольных вихрей в сверхзвуковых струях, возникающих в слое смещения в области сопла [2, 3] и области перехода сверхзвукового течения к дозвуковому [5].

Считается, что эти вихри генерируют не только широкополосный шум, но и дискретные составляющие акустического поля [2, 3]. Моделирование [5, 6] и экспериментальные исследования [2, 7–10] аэроакустических дискретных волн, которые генерируются СС, показали, что основной источник дискретных составляющих находится в области перехода течения от сверхзвукового к дозвуковому, разрушение струи начинается на 3-й бочке и фаза звуковой волны в симметричных относительно оси точках сдвинута на угол, близкий к π .

Если структура среднего течения в СС достаточно хорошо известна, то флуктуации параметров течения, развитие и разрушение когерентных структур, параметры турбулентности в различных областях струи и вне ее фактически только начинают исследоваться. Нет единого мнения о механизме возбуждения дискретных тонов [4, 11]. Изучение этих

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru); Валентина Михайловна Сазанович (sazanovich@iao.ru); Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru); Андрей Николаевич Шестернин (san@iao.ru); Дмитрий Андреевич Губанов (Gubanov@itam.nsc.ru).

особенностей сверхзвуковых течений необходимо как для разработки численных моделей сверхзвуковых потоков с целью учета влияния турбулентности на обтекание различных тел, так и для решения задач шумоподавления при разработке авиационной техники.

В статье представлены результаты измерений и спектрального анализа акустического поля, генерируемого затопленной воздушной струей при отношении давления в форкамере к давлению в окружающем пространстве $npr = 5$. Цель работы – на основе изучения структуры акустических спектров на разных высотах выделить компоненты шума струи и сделать выводы о механизмах их возбуждения и расположении источников.

Техника эксперимента и методика обработки данных

Эксперименты выполнены на вертикальной струйной установке Института теоретической и прикладной механики СО РАН [12]. Сверхзвуковая затопленная струя формировалась конвергентным соплом Витошинского, которое характеризуется тем, что расчетное число Маха $M = 1$ в его выходном сечении. Истечение струи из сопла происходило вертикально вверх в помещении размером $5 \times 5 \times 3$ м. Измерения акустического поля проводились на 11 высотах в диапазоне от -50 до $+495$ мм от уровня сопла.

На рис. 1 представлена фотография экспериментального стенда, который использовался в работе. Временный (съёмный) диск применялся для центрирования кольца и установки микрофонов по одному радиусу относительно оси струи.

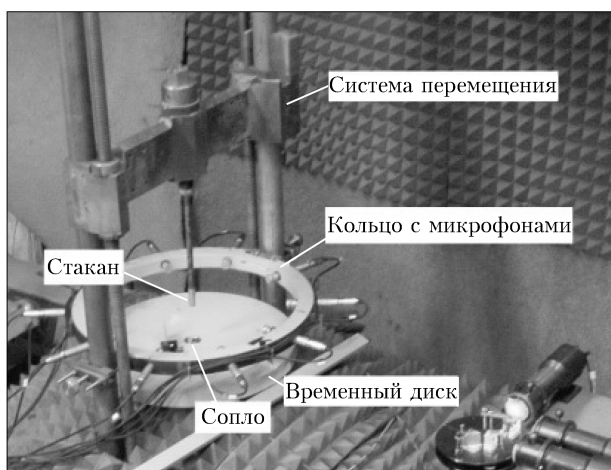


Рис. 1. Экспериментальный стенд

Для измерений акустических сигналов использовались 9 стереофонических электретных микрофонов, которые размещались на кольце радиусом 265 мм, перемещаемом по вертикали. В отличие от работ [7–10], где применялось линейное расположение микрофонов, в данном эксперименте головки микрофонов находились на окружности радиусом

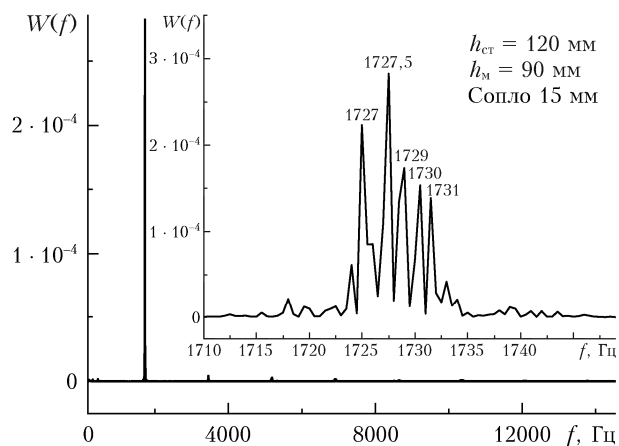
235 мм, соосной со струей. Микрофоны были расположены через 36° , одна позиция была пропущена, поскольку находилась непосредственно позади крепежной стойки. Характеристики аппаратуры позволяли измерять звуковые сигналы без искажений в частотном диапазоне 5 Гц – 20 кГц. Информация с каждого микрофона регистрировалась на компьютере с частотой 250 кГц в течение 2 с. Это позволяло определять частотные спектры с разрешением 0,5 Гц.

По результатам измерений рассчитывались временные частотные спектры $W(f)$ и взаимные корреляционные функции (ВКФ) флуктуаций амплитуды звуковой волны между первым микрофоном (угол 0°) и всеми остальными, по которым определялись отклонения фазового фронта звуковой волны от аксиально-симметричного на измеряемой высоте.

Калибровка установки для измерения волнового фронта

Исследуемая СС генерирует как широкополосное акустическое поле, так и дискретные составляющие, а для определения ошибок измерения фазовых задержек необходим узкополосный сигнал с радиальным волновым фронтом. Такое акустическое поле возбуждается генератором Гартмана [13, 14]. В генераторе на пути струи установлена преграда, на которую натекает СС. Для построения модели генератора Гартмана использовались выходное сопло диаметром 15 мм и преграда в виде полукрытого цилиндрического резонатора (стакана) диаметром 15 мм и высотой 40 мм, который перемещался вдоль оси СС. При определенных расстояниях между преградой и соплом генерировался волновой пакет в очень узкой полосе звуковых частот с радиальным волновым фронтом. Для оценки ошибки определения фазового фронта был выбран волновой пакет с максимумом на частоте $f = 1727,5$ Гц (рис. 2, а), который генерируется при высоте расположения стакана $h_{ст} = 120$ мм, микрофоны располагались на высоте $h_m = 90$ мм над срезом сопла. В волновом пакете регистрируются 5 основных частот в полосе шириной всего 6 Гц (1725–1731 Гц). Соответствующая средняя длина звуковой волны λ близка к 191 мм.

На рис. 2 приведены результаты обработки данных для оценки ошибки определения фазового фронта с применением стакана. По сдвигу максимума ВКФ n -го микрофона относительно первого определялась временная задержка Δt и рассчитывалась пространственная задержка Δl (рис. 2, б, черная пунктирная кривая) при скорости звука 330 м/с. Микрофон, расположенный под углом 324° , затенялся стойкой устройства и в расчетах не использовался. Измеренные отклонения фазового фронта звуковой волны от аксиально-симметричного лежат в интервале от $-3,2$ до $+2,4$ мм, что соответствует $0,017\lambda$ и является максимальной ошибкой определения фазового сдвига.



--- Первая азимутальная мода — Нулевая азимутальная мода
 ○ Свободная струя ▲ Генератор Гартмана

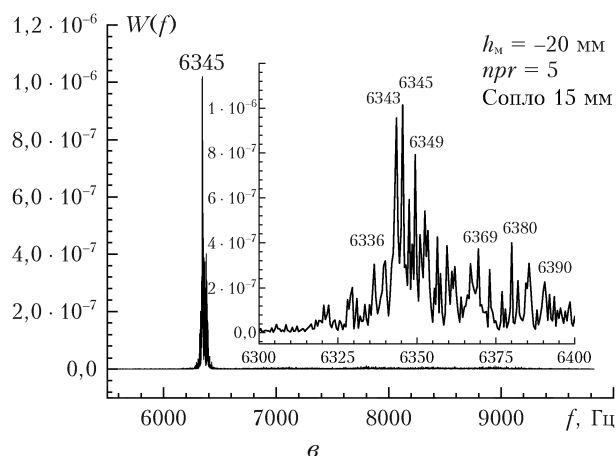
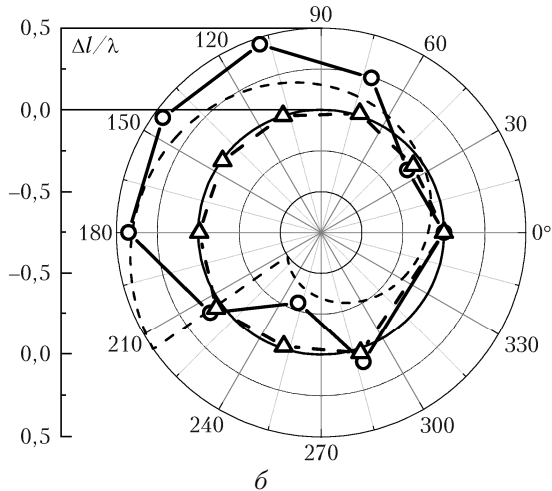


Рис. 2. Примеры спектральной плотности флуктуаций звуковой волны (а) и отклонения фазового фронта волны от нулевой и первой азимутальной мод при установке стакана на высоте 90 мм (круги) и без стакана (треугольники) (б), спектральная плотность без стакана (в)

При удалении стакана основной тон струи имеет частоту 6345 Гц (рис. 2, в). Ширина волнового пакета увеличивается до ~ 100 Гц, а отклонения фазового

фронта от аксиально-симметричного значительно увеличиваются, его форма становится близка к первой азимутальной моде (рис. 2, б, черная пунктирная кривая). Это позволяет предположить, что в формировании акустического поля свободной струи значительную роль играют процессы, происходящие на ее поверхности.

Анализ волнового фронта и дискретных частот акустического поля свободной струи

На рис. 3 приведены результаты обработки данных для свободной струи с соплом диаметром $d = 30$ мм при $npr = 5$, зарегистрированные на различных высотах h_m от среза сопла. Отклонения фазового фронта волны от аксиально-симметричного определены по сдвигу ВКФ каждого микрофона относительно микрофона при угле 0° на частоте основного тона $f \sim 3$ кГц. Спектральные плотности акустического поля (рис. 4) рассчитаны с применением быстрого преобразования Фурье.

Рис. 3, а (высоты от -50 до 265 мм) и рис. 3, б (от 315 до 495 мм) показывают существенные отличия волнового фронта на разных высотах. Для сравнения приведен волновой фронт при калибровке (многоугольник вблизи $\Delta l = 0$). До высоты 265 мм волновой фронт имеет сложную форму, близкую к первой азимутальной моде. Под углом $150-180^\circ$ фаза волны сдвинута на величину до $0,6\lambda$. На высотах 315–495 мм фаза волны близка к комбинации нулевой (сферическая волна) и второй азимутальной мод, а максимальные отклонения от сферического фронта регистрируются микрофонами под углом $150-180^\circ$ и составляют $0,2\lambda$.

Осредненные по всем микрофонам спектральные функции, представленные на рис. 4, двухмаштабные и включают низкочастотные компоненты в области 10–20 Гц и высокочастотные в области 3–4 кГц.

Высокочастотная область спектра до высоты 245 мм (рис. 4, а, б) включает спектр широкополосного шума и основные дискретные составляющие для данного режима измерений (3 кГц и кратные им частоты). На больших высотах (рис. 4, в, г) дискретные компоненты практически не выделяются. Это соответствует результатам наших экспериментов [7–10], где положение источника дискретных тонов локализовано в области высот 220–250 мм от сопла, т.е. в области перехода к изобарическому течению и интенсивной турбулизации потока.

Отметим, что в отличие от ранее известных экспериментальных данных [2] результаты наших измерений с высоким разрешением (0,5 Гц) показали — дискретные составляющие спектров не являются однотоновыми. Каждая из них — это волновой пакет, который включает 8 и более компонент в достаточно узкой полосе частот (вставки на рис. 4 и на рис. 2, а). Компоненты волнового пакета разнесены на 2–5 Гц.

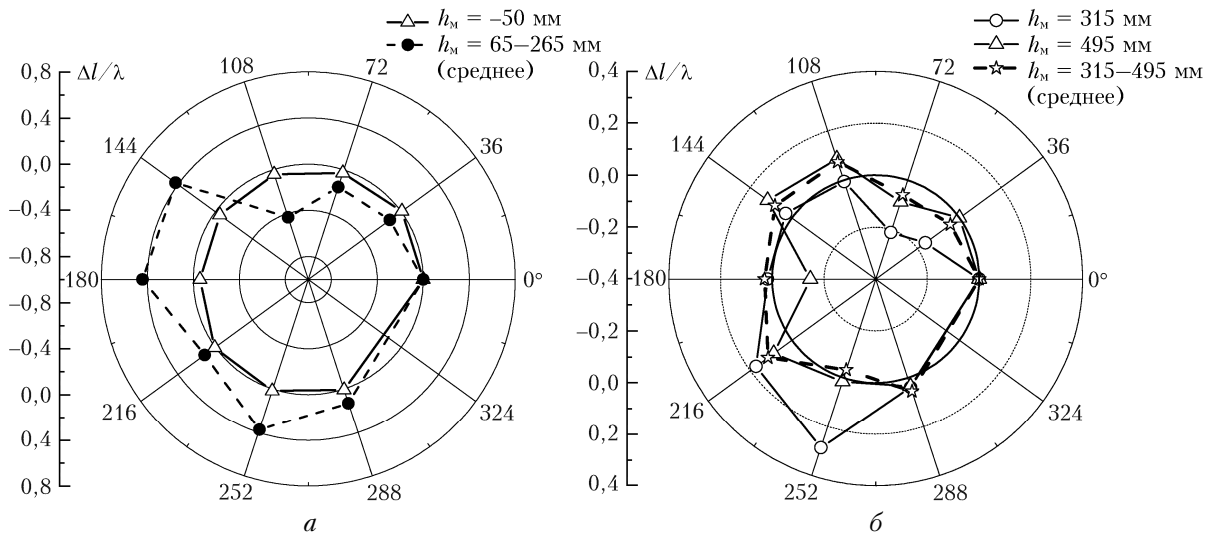


Рис. 3. Отклонения фазовых фронтов основного тона от нулевой азимутальной моды для струи с соплом диаметром 30 мм при $npr = 5$ на неизобарическом участке течения (а) и на высотах от 315 до 495 мм (б)

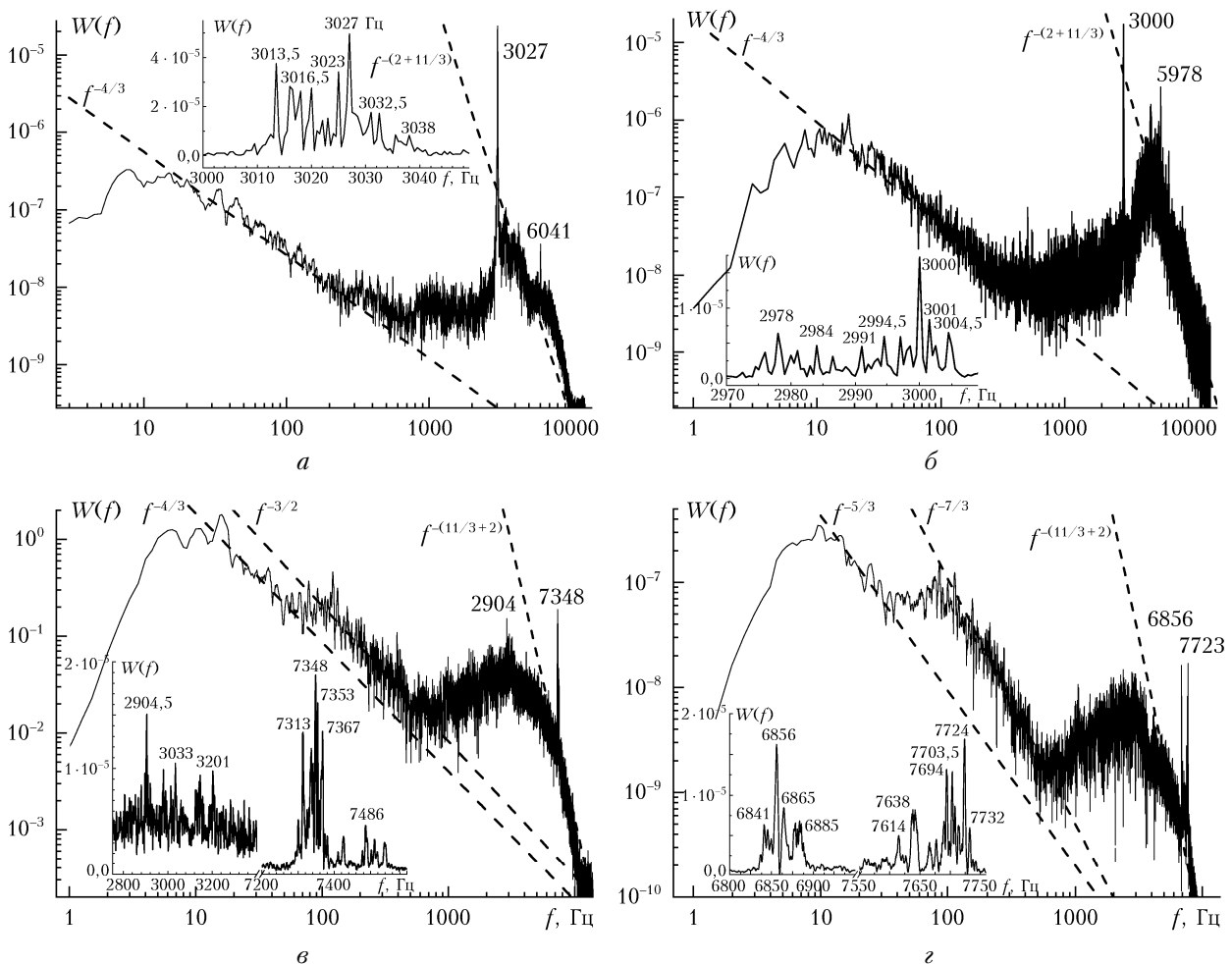


Рис. 4. Спектральная плотность флуктуаций акустического поля на высотах -50, 245, 375 и 495 мм (а-г) при $npr = 5$

На рис. 5 представлены результаты анализа зависимости от высоты h над соплом трех основных дискретных частот звука f_m , ширины полосы излу-

чения Δf_{m1} на основной частоте $f_{m1} = 3000$ Гц. Как следует из данных рис. 4, а, б для данного режима основная частота и ширина спектра до высоты 300 мм

остаются практически постоянными, затем ширина спектра быстро растет, а частота несколько уменьшается. Эта высота близка к положению источника излучения звука и началу разрушения струи.

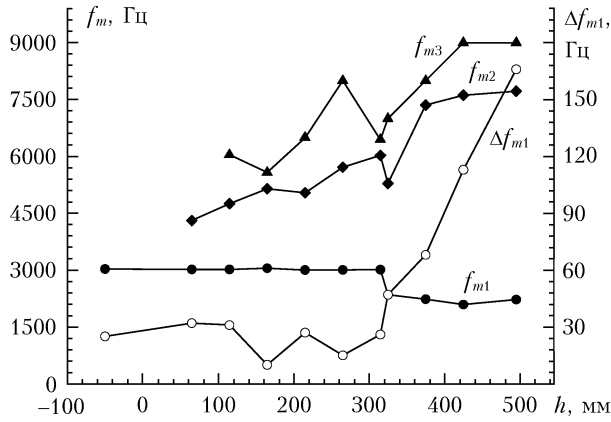


Рис. 5. Зависимость от высоты над соплом частот первых трех дискретных тонов f_m , $m = 1-3$, и ширины полосы излучения Δf_{m1} на основной частоте $f_{m1} = 3000$ Гц

Удобно представить высотную зависимость частот основных дискретных тонов через безразмерное число Струхалия [15, 16], характеризующее неустойчивость протекания процесса:

$$Sh = f \frac{d}{a_c}, \quad (1)$$

где d – диаметр сопла; a_c – скорость звука. Используя приведенные в [16] соотношения и уравнения изэнтропического расширения струи, получим оценку числа Струхалия для основной моды f_{m1} недорасширенной холодной струи, вытекающей из сопла Витошинского, использующую всего один параметр – число npr :

$$Sh = \frac{0,67M_j^{3/2}}{\sqrt{M_j^2 - 1}} \left[1 + \frac{0,7M_j}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2}M_j^2}} \right]^{-1} npr^{\frac{\gamma+1}{4\gamma}}, \quad (2)$$

где $\gamma = 1,4$ – показатель адиабаты;

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[npr^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \right) - 1 \right]} \quad (3)$$

– струйное число Маха (число Маха при изэнтропическом расширении струи до выравнивания давления с окружающей средой).

Подставив в (2) и (3) значение $npr = 5$, получим $Sh = 0,267$, что совпадает со значениями, полученными в наших экспериментах для основной моды скрича f_{m1} на высотах до ~ 300 мм, т.е. до высот перехода к изобарическому участку течения (рис. 6). При дальнейшем увеличении высоты число Струхалия скачком уменьшается, после чего выходит на примерно постоянный уровень $Sh = 0,2$. Возможно, это объясняется тем, что на участке развала происходит

торможение струи при ее пропорциональном расширении. Отметим, что второй и третий тона не являются кратными гармониками первого. Частоты $f_{m2,3}$ растут с высотой как на струйном участке, так и в области развала. Схожий с основной модой скачок числа Струхалия на границе этих участков присутствует и в высотной зависимости для второй и третьей мод.

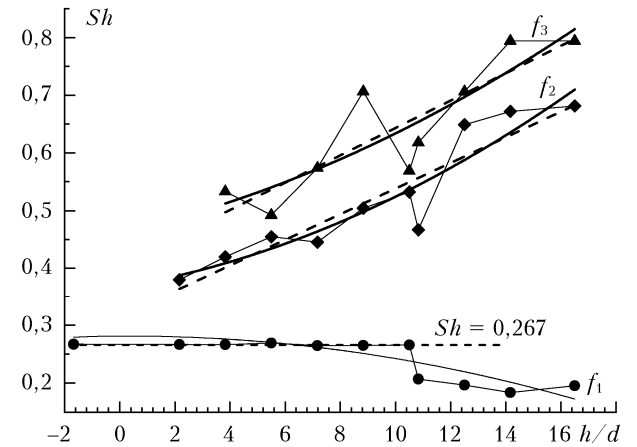


Рис. 6. Высотная зависимость числа Струхалия основных дискретных тонов

На рис. 6 приведены кривые первого (пунктирные) и второго порядка (сплошные), аппроксимирующие зависимости числа Струхалия $Sh_i(h)$ каждой частоты f_{mi} от высоты над соплом. Данные, рассчитанные по уравнению второго порядка, отличаются от данных, рассчитанных по уравнению первого порядка, в пределах от -1 до $+3\%$, т.е. для оценки числа Струхалия можно использовать простое линейное уравнение

$$\begin{aligned} Sh_{f1}(h) &= 0,281 + 1,01 \cdot 10^{-5}h - 4,617 \cdot 10^{-7}h^2; \\ r &= 0,69; Sd = 0,004; \\ Sh_{f2}(h) &= 0,316 + 7,413 \cdot 10^{-4}h; \\ r &= 0,93; Sd = 0,015; \\ Sh_{f3}(h) &= 0,41 + 7,91 \cdot 10^{-4}h; \\ r &= 0,87; Sd = 0,024, \end{aligned} \quad (4)$$

где r – коэффициент корреляции; Sd – среднеквадратическое отклонение.

Анализ широкополосного акустического шума

Считается, что акустический широкополосный шум формируется когерентными структурами (продольные вихри) в слое смешения, связанными с неустойчивостью Тейлора–Гертлера [2, 3]. Неустойчивость возникает при наличии сдвига между слоями сплошной среды, имеющими достаточную разность скоростей, и наличии в профиле скорости точки перегиба. Под действием центробежных сил вихревые когерентные структуры отрываются от потока и генерируют акустический шум. Причем низкочастотный широкополосный шум генерируется за счет

движения (вращения) центра масс вихря, а более высокочастотный – за счет суперпозиции разномодовых спектральных составляющих и турбулентных движений в когерентных структурах. Автор работы [3] считает, что существует определенный размер вихрей, имеющих максимальную амплитуду, которые и формируют дискретные составляющие в спектре акустического шума.

Моделирование, выполненное в [4], показало, что высокочастотный акустический шум и дискретные составляющие акустического поля генерируются мощными вихревыми структурами (аналогичными дорожке Кармана), которые формируются при разрушении струи на 3-й бочке. Это – следствие того, что начальная скорость вихря близка или выше скорости звука, в отличие от вихревых структур, возникающих в области сопла [3]. Отметим, что дискретные составляющие с противоположных сторон струи, аналогично экспериментальным результатам [7–10], сдвинуты по фазе на величину, близкую к π . Более простые вихревые структуры, возникающие в СС с соплом диаметром 0,62 мм после разрушения струи, получены при моделировании в [17].

Из сравнения спектров акустического шума на рис. 4 следует, что до высоты 245 мм от сопла спектры широкополосного шума являются двухмасштабными. Низкочастотная составляющая имеет максимум в области 10–20 Гц, а высокочастотная – в интервале 3–6 кГц. Спектры такой формы регистрировались ранее [2, 6]. На высотах 325 мм и более в спектрах появляется промежуточная компонента на частотах ~500 Гц, которая с увеличением высоты постепенно отделяется от спадающего участка низкочастотной составляющей спектра и приближается к растущему участку высокочастотной составляющей.

Спадающие участки всех компонент шума описываются степенным законом с наклоном ν , специфичным для каждой компоненты.

Для выяснения возможных источников составляющих широкополосного шума был выполнен анализ высотной зависимости наклонов соответствующих составляющих спектра. Результаты анализа представлены в таблице, где строка 1 – наклон низкочастотной компоненты спектра в области $200 > f_l > 20$ Гц; наклоны промежуточной составляющей в области $1000 > f_m > 100$ Гц – строка 2 и высокочастотной $f_h > 4–5$ кГц – строка 3.

Спектр широкополосного шума на всех высотах содержит низкочастотный участок в области от 5 до 100–200 Гц с максимумом в области инфразвука на частотах 10–20 Гц и наклоном спектра, который

изменяется от $-4/3$ до $-5/3$ (таблица, строка 1). Отметим, что даже средние по 8 микрофонам спектры в области 5–20 Гц на фоне широкополосного шума имеют максимумы на отдельных частотах. Причины формирования такого спектра пока не до конца известны, их выяснение потребует разработки специальных методик обработки сигналов усилителей с полосой пропускания от 0,05–0,1 Гц и до 20 кГц и проведения дополнительных исследований. Возможно, низкочастотный инфразвуковой участок спектра формируется когерентными структурами во внешнем слое смещения, связанными с неустойчивостью Тейлора–Гертлера, и появление выделенных максимумов в данной области спектра объясняется согласованием характерных размеров вихрей с размерами элементов ячеистой структуры течения на неизобарическом участке струи.

На высотах выше 315 мм от сопла начинает формироваться ранее ненаблюдавшаяся промежуточная компонента акустического широкополосного шума. Спектр шума находится в области 80–1000 Гц с максимумом в окрестности 100 Гц (рис. 4, *в, з*). Наклон спектра, неустойчивый вблизи границы струйного течения и области развала, при увеличении высоты выходит на насыщение примерно $-7/3$, близкое к значению $-8/3$, которое соответствует развитой колмогоровской турбулентности (таблица, строка 2). Можно предположить, что этот участок спектра генерируется вихревыми структурами, подобными дорожке Кармана, которые формируются в области перехода скорости в струе от сверхзвуковой к дозвуковой [7–10]. Источник вихрей – 3-я бочка, конец которой не ограничен диском Маха. Не исключен вариант, что широкополосный шум в этом интервале частот формируется быстро расширяющейся частью струи, окружающей вихревые структуры, а вихревые структуры, скорость которых близка к скорости звука, являются источником дискретных составляющих акустического поля наряду со стоячими волнами, формирующимися в самой СС.

На высоких частотах следует учитывать влияние ослабления акустических волн средой. В результате общий наклон спектра $f^{-(\nu+a)}$ станет больше на величину коэффициента ослабления α , который при обычных атмосферных условиях равен двум [18]. Наклон спектра широкополосного шума в области $f_{вч} > 4–5$ кГц (таблица, строка 3) более изменчив вдоль оси струи. Можно выделить два основных участка: участок струйного течения (0–300 мм), где форма и структура течения сохраняются, и область перехода к изобарическому течению, где кинетическая энергия организованного движения струи переходит в турбулентную и энергию когерентных вихрей

Зависимость экспериментальных наклонов спектров широкополосного шума от высоты измерения

Полоса	Высота, мм									
	–50	65	115	165	215	245	315	375	425	495
f_l	$-4/3$	$-5/3$	$-5/3$	$-5/3$	$-5/3$	$-4/3$	$-4/3$	$-4/3$	$-5/3$	$-5/3$
f_m	–	–	–	–	–	–	–1	$-3/2$	$-7/3$	$-7/3$
f_h	–4	–3	$-8/3$	$-8/3$	$-10/3$	$-11/3$	$-5/3$	$-11/3$	$-11/3$	$-11/3$

дорожки Кармана. На первом участке наклон высокочастотной компоненты спектра сохраняется на уровне $-14/3$, что соответствует результату быстрого дробления вихрей, оторвавшихся от внешней зоны смещения, с переходом к режиму развитой турбулентности. На участке развала мощная подпитка разномасштабных вихревых структур дорожки Кармана поддерживает существование когерентных вихрей до значительно более мелких масштабов. Поэтому высокочастотная компонента спектра в этой области высот имеет наклон $-17/3$, как в когерентных турбулентных структурах [19].

Заключение

Исследования акустического поля, выполненные по реализациям длительностью 2 с при частоте регистрации 250 кГц, позволили сделать следующие выводы.

1. Дискретные составляющие спектров, рассчитанные из экспериментальных данных с высоким разрешением (0,5 Гц), не являются одночастотными. Каждая из них – волновой пакет, который включает 8 и более компонент в достаточно узкой полосе частот шириной 10–100 Гц. До расстояния 265 мм от сопла форма волнового фронта, основная дискретная частота ($f_{m1} = 3000–3500$ Гц) и ширина спектра (20–35 Гц) практически не изменяются. С увеличением высоты форма волнового фронта трансформируется от первой азимутальной моды к нулевой, существенно возрастает шумоподобный спектр, а амплитуда основной частоты резко уменьшается. Это связано с известным переходом струи от сверхзвуковой скорости к дозвуковой и с развитием турбулентности в потоке.

2. Спектр широкополосного шума до расстояния от сопла 315 мм включает два известных максимума – низкочастотный f_{m1} в области 20 Гц и высокочастотный f_{m2} в области 3 кГц. Установлено, что наклон низкочастотной части спектра $200 > f > 20$ Гц вдоль всей струи меняется от $-4/3$ до $-5/3$. Максимум шума находится в области 10–20 Гц. На фоне этого широкополосного шума в области инфразвука наблюдаются всплески на отдельных частотах с разносом 1–3 Гц. Возможно, что этот шум генерируется вихревыми структурами, которые формируются неустойчивостью Тейлора–Гертлера.

3. На расстояниях выше 315 мм от сопла формируется ранее ненаблюдавшийся промежуточный широкополосный шум, плавно переходящий в высокочастотный участок. Спектр шума находится в области 80–1000 Гц с максимумом f_{m2} в окрестности 100 Гц. Наклон спектра, неустойчивый вблизи границы струйного течения и области перехода к изобарическому течению, при увеличении высоты выходит на насыщение примерно $-7/3$, близкое к значению $-8/3$, которое соответствует развитой колмогоровской турбулентности. Этот спектр может формироваться вихревыми структурами, подобными дорожке Кармана. Наиболее вероятно, что такие вихревые структуры, наряду со стоячими волнами в самой

струе, являются и источником дискретных акустических волн.

4. В высокочастотной области $f_{вч} > 4–5$ кГц общий наклон спектра сохраняется на уровне $\nu = -14/3$, соответствующем развитой турбулентности, вдоль струйного участка течения и переходит к значению $\nu = -17/3$, характерному для потока когерентных структур, в области перехода к изобарическому течению струи.

Таким образом, структура турбулентности в акустическом поле неоднородная и формируется несколькими источниками. Они включают в себя ряд вихревых когерентных структур: вихри, которые отрываются от струи в области 1-й бочки и, постепенно разрушаясь, генерируют акустический шум; вихри, возникающие в слое смещения вокруг струи; вихревые структуры, формирующиеся в области перехода скорости в струе от сверхзвуковой к дозвуковой, которые генерируют дискретные составляющие акустического поля, а расширяющаяся турбулизованная часть струи, окружающая эти вихревые структуры, генерирует широкополосный акустический шум.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. 504 с.
2. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / под ред. С.А. Гапонова, А.А. Маслова. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 200 с.
3. Терехова Н.М. Групповые нелинейные эффекты взаимодействия Тейлора–Гертлера в сверхзвуковых осесимметричных струях // Прикл. механика и техн. физика. 2004. Т. 45, № 5. С. 41–50.
4. Raman G. Supersonic jet screech: Half-century from Powell to the present // J. Sound Vib. 1999. V. 225, N 3. P. 543–571.
5. Tolstykh A.I., Shirobokov D.A. Fast calculations of screech using highly accurate multiprocessor-based schemes // Appl. Acoust. 2013. V. 74, N 1. P. 102–109.
6. Деливеров В.П., Лисенко В.Г., Нищерет П.А., Шлик О.Э. Акустический спектр сверхзвуковой струи как источник информации о ее пульсационных составляющих // Акуст. журн. 1994. Т. 40, № 5. С. 487–793.
7. Банах В.А., Запрыгаев В.И., Кауун И.Н., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования акустических волн, возбуждаемых сверхзвуковой струей // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21, № 12. С. 1050–1055.
8. Banakh V.A., Zapryagaev V.I., Marakasov D.A., Tsvyk R.Sh. Study of Turbulent Supersonic Flow Based on the Optical and Acoustic Measurements // Wind Tunnels and Experimental Fluid Dynamics Research. Ulfilas, InTech, July 2011. P. 607–628.
9. Банах В.А., Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н. Экспериментальные исследования акустического поля, возбуждаемого сверхзвуковой струей // Материалы X Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях. Алупта. Крым. М.: МАИ, 2014. С. 172–175.
10. Банах В.А., Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования акустического поля, возбуждаемого сверхзвуковой струей //

- Оптика атмосф. и океана. 2014. Т. 27, № 12. С. 1098–1101.
11. *Меньшов И.С., Семенов И.В., Ахмедьянов И.Ф.* Механизм генерации дискретных тонов в сверхзвуковых струйных течениях // Докл. РАН. 2008. Т. 420, № 3. С. 331–336.
 12. *Губанов Д.А.* Влияние микроструй на структуру и акустическое излучение сверхзвуковой недорасширенной струи: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. мех. СО РАН, 2014. 140 с.
 13. *Борисов Ю.Я.* Газоструйные излучатели звука гартмановского типа // Источники мощного ультразвука / под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1967. С. 7–110.
 14. *Глазнев В.Н., Коробейников Ю.Г.* Эффект Гартмана. Область существования и частоты колебаний // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 42, № 4. С. 62–67.
 15. *Tam C.K.W., Seiner J., Wu J.C.* Proposed Relationship between Shock and Screech Tones // J. Sound Vibration. 1982. V. 81, N 3. P. 337–358.
 16. *Kandula M.* On the existence of subharmonic screech in choked circular jets from a sharp-edged orifice // Open J. Acoust. 2014. V. 4, N 1. P. 20–25.
 17. *Guo G., Liu H.* Modeling spatial evolution of aero-optical wave front aberration caused by a supersonic mixing layer // Opt. Eng. V. 56, N 3. P. 035102-1–6.
 18. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-е, 1986. 166 с.
 19. *Носов В.В., Ковadlo П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В.* Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 753–759; *Nosov V.V., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Torgaev A.V.* Atmospheric coherent turbulence // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 3. P. 201–206.

D.A. Marakasov, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk, A.N. Shesternin, D.A. Gubanov. **Investigations of the acoustic field produced by a supersonic jet.**

The article presents the results of experimental studies of the acoustic field generated by a supersonic jet at the installation of the VJU ITPM SB RAS. The measurements were made with 9 microphones placed symmetrically with respect to the jet axis. The shape of the phase front of the sound wave, the spectra of broadband acoustic noise and discrete components with high temporal and spatial resolution are analyzed. It is shown that the structure of turbulence in the acoustic field is inhomogeneous and is formed by several sources.