

УДК 533.6:532.517.4

Исследование турбулентной структуры сверхзвуковой струи с большим числом Рейнольдса

А.В. Соболев, В.И. Запрягаев, Н.П. Киселев, Д.А. Губанов, С.Г. Кундасев

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: sobolev@itam.nsc.ru

Исследуются турбулентные свойства сверхзвуковой струи в связи с обнаружением высоких уровней пульсаций давления при натекании модельных струй возвращаемого аппарата на посадочную поверхность. С этой целью выполняются измерения полного давления на малой преграде с помощью датчика динамического давления, установленного в свободной струе. Наиболее полные сведения о турбулентных свойствах течения дает прямое преобразование давления, полученного в точке торможения на преграде, в приведенную скорость в набегающем потоке. По осциллограмме приведенной скорости определяются ее средняя величина, среднеквадратичная величина возмущений, интенсивность турбулентности и спектральный состав. Показано, что в высоконапорной струе интенсивность турбулентности сохраняет высокие значения по длине сверхзвукового ядра и в начале дозвукового участка.

Ключевые слова: кососрезное сопло, тормозная струя, сверхзвуковое ядро, динамическое давление, интенсивность и спектр мощности турбулентности.

Введение

Турбулентные струи активно изучаются на протяжении многих десятилетий в связи с их применением в различных технических устройствах [1, 2]. Однако в научной литературе практически отсутствуют исследования интенсивных пульсаций давления при натекании на преграду сверхзвуковой струи на большом удалении от сопла (порядка 20 калибров). Подобные пульсации наблюдались в работе [3], их среднеквадратичная величина в перерасширенной струе с числом $M_a = 3$ составляла $\hat{p}_w \approx 60$ кПа.

Внимание к интенсивным непериодическим пульсациям давления возросло при изучении воздействия тормозных струй возвращаемого аппарата на посадочную поверхность. Так, в ИТПМ СО РАН авторами проводились экспериментальные исследования на малоразмерной модели, в которых, несмотря на достаточно разрозненные замеры пульсаций давления на посадочной поверхности, были получены значения \hat{p}_w до 65 кПа. Такие интенсивные пульсации давления способствуют эрозии грунта, поэтому этот механизм требует дальнейшего изучения.

Пульсации давления на преграде вызываются турбулентностью набегающего потока, свойства которого изучены недостаточно. Это обусловлено отсутствием измерительных инструментов, выдерживающих скоростной напор сверхзвуковой струи. В работе [4] были проведены измерения на установке для исследования струй при пониженном внешнем давлении. Снижение давления позволило применить термоанемометр в струях

с числами Рейнольдса $Re = \rho U d / \mu$ до $0,7 \cdot 10^5$. Измерения выполнялись в изобарической струе с числом Маха $M = 2,1$. Пограничный слой на стенке сопла был ламинарным, после выхода из сопла происходил переход к турбулентному состоянию на расстоянии первых 2–3 калибров струи. Из-за неустойчивости в кольцевом сдвиговом слое происходил экспоненциальный рост возмущений при числе Струхала $S = fd/U = 0,6$. Возмущения достигали максимальной величины на удалении $\bar{x} = x/d = 4$. Затем на удалении до $\bar{x} = 6$ имел место переход к спектру с максимумом в сдвиговом слое при $S = 0,3$. На удалении до $\bar{x} = 9$ происходил переход к спектру развитой турбулентности со спектральным максимумом на низких частотах и максимумом интенсивности на оси струи; далее вниз по потоку возмущения ослабевали. Возмущения с промежуточными частотами $S = 0,2-0,4$ в струе с переходным числом Рейнольдса, рассмотренные в работе [4], развивались в турбулентном потоке. Несмотря на это, их рост и затухание подчинялись линейной теории неустойчивости. Важную роль в этой задаче, помимо газодинамических параметров, играет толщина сдвигового слоя. При естественном возбуждении струи результаты расчета совпадают с данными эксперимента на участке роста возмущений, а на участке затухания измеренные величины выше расчетных из-за вклада некогерентных турбулентных возмущений. Вклад некогерентных составляющих исключался при искусственном возбуждении струи, в этом случае расчет согласуется с экспериментом.

Связь турбулентности с распределением средней скорости наиболее отчетливо просматривается в дозвуковых струях [1] и сохраняется в сверхзвуковых. Сечение дозвуковой струи, в котором интенсивные возмущения достигают ее оси, является концом потенциального ядра. Несколько ниже по течению к оси смещается максимум радиального профиля возмущений, в этом сечении достигается максимум интенсивности возмущений ε_{i0} вдоль оси струи. Плоская вершина профиля скорости в этом сечении размыта турбулентностью, профиль принимает вид, близкий асимптотическому. Скорость на оси в точке с максимальной интенсивностью турбулентности снижена в дозвуковой струе ориентировочно до $0,75U$. Далее скорость на оси убывает, радиус струи растет. Вместе со скоростью снижается интенсивность турбулентности ε_{i0} .

Экспоненциальный рост возмущений в струе с переходными числами Рейнольдса [4] обнаруживается в характеристиках среднего течения. Он порождает экспоненциальный рост толщины сдвигового слоя и радиуса струи r_{05} , определенного по половинной величине скорости. В струях с высокими числами Рейнольдса ($Re \geq 5 \cdot 10^5$), с турбулентным сдвиговым слоем, радиус струи растет линейно. Примеры зависимостей r_{05} от \bar{x} для струй, вытекающих из сужающегося сопла, представлены в работе [5]. При нерасчетности $n = 3,57$ радиус растет линейно на удалениях до 40 калибров, где происходит увеличение угла расширения струи. Можно предположить, что на этом удалении общая интенсивность турбулентности $\varepsilon_{i0} = \hat{u}/U$ достигает максимума, далее вдоль струи общая интенсивность турбулентности снижается, а местная интенсивность $\varepsilon_u = \hat{u}/u$ растет, чем и вызвано увеличение угла расширения.

Существующие представления о турбулентной структуре сверхзвуковых струй при больших числах Рейнольдса сформированы на основе косвенных измерений, т.е. измерений их средних и акустических характеристик — излучений волн Маха. В настоящей работе кратко описывается газодинамическая структура сверхзвуковой тормозной воздушной струи, рассматривается возможность определения турбулентных характеристик сверхзвуковых струй на основе измерений пульсаций полного давления на торце миниатюрного датчика, определяется связь между интенсивностью турбулентности и величиной пульсаций давления.

В работе [6] было показано, что на малой преграде, установленной в дозвуковой изотермической струе в слое с высокой интенсивностью турбулентности, выполняется условие

$$\frac{\hat{p}_0^2}{q^2} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2 \left(4 \frac{\hat{u}^2}{u^2} + \frac{\hat{p}^2}{q^2} + 4 \frac{\overline{p'u'}}{qu}\right), \quad (1)$$

здесь ρ , u , q — средние плотность, скорость и скоростной напор в набегающем потоке, \hat{u} , \hat{p} — среднеквадратичные значения возмущений скорости и давления, $\overline{p'u'}$ — корреляция возмущений давления и скорости в набегающем потоке, ρ_0 , \hat{p}_0 — средняя плотность и среднеквадратичная величина возмущений полного давления. Если пренебречь в (1) возмущениями давления в набегающем потоке, формула упрощается:

$$\frac{\hat{p}_0}{q} = 2 \frac{\rho_0}{\rho} \varepsilon_u. \quad (2)$$

Учет возмущений давления в набегающем потоке с использованием соотношений $\hat{p}/q \approx 4\varepsilon^2$ и $\overline{p'u'} = -0,6\hat{p}\hat{u}$ позволяет при наличии интенсивности турбулентности $\varepsilon_u = 0,15-0,28$ уточнить коэффициент в формуле (2)

$$\frac{\hat{p}_0}{q} \approx 1,65 \frac{\rho_0}{\rho} \varepsilon_u. \quad (3)$$

Отметим, что величина преграды практически не влияет на измерения, если ее диаметр не превышает 0,1 толщины сдвигового слоя.

Экспериментальное оборудование. Процедура эксперимента

На вертикальной струйной установке (ВСУ) экспериментально исследуется истечение воздушной струи из сопла с косым срезом. Описание экспериментального оборудования представлено в работе [7]. Критическое сечение сопла имеет прямоугольную форму с отношением сторон 5:4; за выходное принято сечение $d = 20$ мм, в котором ось сопла пересекает косой срез. Геометрическое число Маха $M = 3,5$. Результаты получены при $Npr = p_0/p_h = 91,5$, (где p_0/p_h — отношение полного давления к давлению в окружающей среде), отношение давления в выходном сечении сопла к атмосферному на этом режиме по одномерной теории составляет $p_a/p_h = 1,2$. Скорость истечения U при полной температуре $T_0 = 293$ К равна 640,5 м/с, число Рейнольдса по параметрам в выходном сечении $Re = \rho U d / \mu = 11 \cdot 10^6$.

Измерения полного давления выполнены с помощью гребенки трубок Пито, установленных с шагом 3 мм. Перемещение гребенки и ее положение в произвольном сечении струи задаются по двум координатам. Динамическое давление измерялось в плоскости симметрии сопла четырьмя пьезорезистивными датчиками диаметром 3 мм, установленными на пилоне с шагом 20 мм, равным калибру сопла. Перемещение гребенки или пилона вдоль оси сопла осуществлялось координатником ВСУ. Аналоговые сигналы датчиков преобразовывались в цифровые отсчеты измерительным преобразователем TiePie, в каждом канале которого одновременно могут сохраняться реализации длиной 131072 отсчетов. Далее массивы данных передавались в компьютер, где вычислялись статистики, проводился спектральный анализ и т.п.

Измерения выполнялись пьезорезистивными датчиками без защитных экранов. Чувствительный элемент датчика легко повреждается твердыми частицами, летящими со струей, поэтому чтобы ослабить разрушительное действие частиц на наружную поверхность кристалла наносился слой силиконового герметика толщиной 0,5 мм. Присутствие защитного слоя снижает чувствительность датчика на 1–3 % и уменьшает собственную частоту примерно на треть. При калибровке доработанных датчиков по статическому давлению определялись смещение, линейность, коэффициент передачи

и диапазон измеряемых давлений. Для определения частотной характеристики сравнивались амплитудные спектры, полученные с помощью датчика и четвертьдюймового микрофона, установленных рядом в акустическом поле сверхзвуковой струи. Акустическое излучение струи является слабым для пьезорезистивного датчика, поэтому для улучшения отношения сигнал/шум использовались датчики, изготовленные совместно с усилителями сигнала. Для компенсации завышения показаний датчика при приближении к собственной частоте в измерительную линию включались цифровые фильтры нижних частот. Таким способом получены равномерные частотные характеристики до 60 кГц. Определенная в калибровках конфигурация измерительных каналов сохранялась при измерениях.

Результаты и анализ экспериментов

Газодинамическая картина течения

Изолинии полного давления, полученные с помощью гребенки трубок Пито в сечении тормозной струи $X/d = 2$, рядом с соплом (рис. 1), дают представление о неравномерности профилей скорости в начальном участке струи. Градиенты давления сохраняют информацию о прямоугольном горле сопла и его косом срезе. Наиболее высокий градиент обнаружен в плоскости симметрии сопла напротив его длинной образующей, и наоборот, минимальный градиент получен с противоположной стороны. Расчетное давление за прямым скачком в выходном сечении идеального сопла составляет $p_w/p_h = 19,5$ (индексом w обозначаются величины заторможенного за скачком потока). Давлениям $p_w/p_h = 11-15$, измеренным в ядре струи, соответствует скоростной коэффициент $0,95-0,98$. На шлирен-фотографии начального участка струи наблюдается большое количество скачков в выходном сечении (рис. 2). Из-за высокой диссипации в сопле и на начальном участке струи длина последнего сократилась до 11 калибров (рис. 3). Длина начального участка струи из эквивалентного осесимметричного профилированного сопла имеет значение в 1,5 раза больше [8].

Линии постоянных чисел Маха (см. рис. 3) получены на основе измерений профилей полного давления. Для вычислений использовано распределение статического давления в первой половине струи, полученное путем численного расчета, во второй половине статическое давление принято равным атмосферному. Видно, что струя асимметрична на длине 35 калибров. На стороне сопла с короткой образующей газ вытекает с большим недорасширением, поэтому отклоняется в радиальном направлении. Из-за растекания в боковом направлении линии

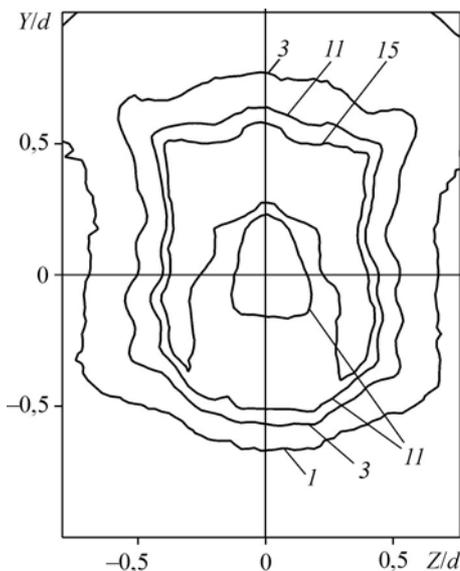


Рис. 1. Изолинии измеренного полного давления в сечении $X/d = 2$.

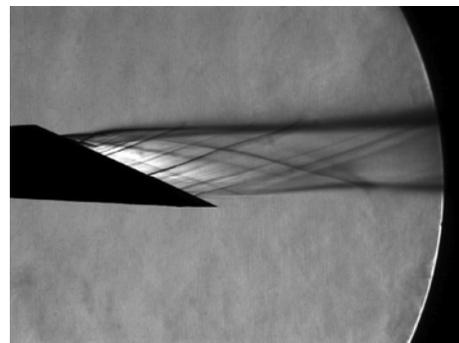


Рис. 2. Шлирен-фотография начального участка струи.

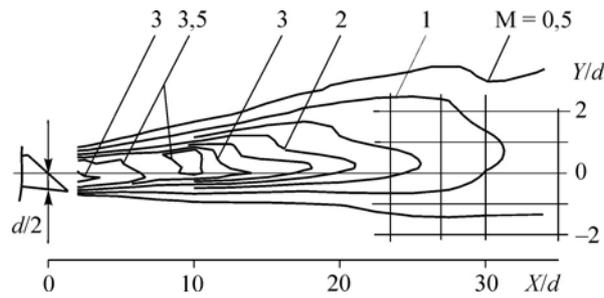


Рис. 3. Изолинии чисел Маха.
Масштаб по оси Y увеличен в 2 раза.

чисел Маха на стороне сопла с короткой образующей располагаются менее густо, чем на стороне с длинной образующей. Вся струя целиком отклоняется в сторону внешней нормали к косому срезу сопла. Масштаб по оси Y на рисунке увеличен вдвое для улучшения разрешения. Показана сетка, в узлах которой выполнены измерения динамического давления.

Пульсации полного давления

Большие величины среднеквадратичных пульсаций полного давления получены в ядре струи при $Y = 0$ (рис. 4). На удалении 23,5 калибра пульсации достигают 120 кПа, при этом видно, что максимум располагается за пределами исследованного диапазона, ближе к соплу. С удалением от сопла, как и следовало ожидать, пульсации быстро убывают в соответствии с формулой (3). Безразмерные пульсации в сверхзвуковой струе $\hat{p}_w / q = 0,6-1,0$ заметно превышают величину 0,35–0,4, полученную на дозвуковых участках струй [6]. Формула (3) справедлива при изоэнтропном обтекании малой преграды неравномерным дозвуковым потоком. При сверхзвуковом обтекании перед преградой устанавливается скачок уплотнения. Давление заторможенного за скачком потока определяется известным соотношением $p_w = \varphi(M)p_0$. Представляя это соотношение в квазистационарном приближении как сумму средних величин и возмущений (обозначено «'») и рассматривая M' как независимое возмущение, после ряда преобразований получаем

$$\frac{\hat{p}_w}{\bar{p}_0} = \alpha \frac{\bar{p}'_w}{\bar{p}_0}, \quad \text{где } \alpha = 1 + \frac{\varphi'}{\varphi} \frac{p'_0}{\bar{p}_0}. \quad (4)$$

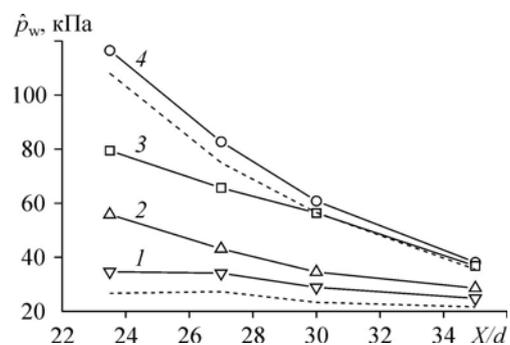
Здесь отношение средних давлений заменено с использованием уравнения состояния отношением средних плотностей. Коэффициент α слабо зависит от величины возмущений и монотонно снижается от 0,95 при $\bar{M} = 1$, до 0,54 при $\bar{M} = 2,5$. Перемножая левые и правые части соотношений (3) и (4), получаем формулу для расчета среднеквадратичных величин пульсаций при сверхзвуковых скоростях

$$\frac{\hat{p}_w}{q} = 1,65\alpha \frac{\bar{p}'_w}{\rho} \varepsilon_u. \quad (5)$$

Из полученной формулы можно найти местную интенсивность турбулентности ε_u (см. 7–10 на рис. 5). Максимальные величины $\varepsilon_u \approx 0,4$ получены в сдвиговом

Рис. 4. Среднеквадратичные значения пульсаций давления в точке торможения на преграде.

Штриховые линии — расчет по формуле (10);
 $Y/d = -1$ (1), 2 (2), 1 (3), 0 (4).



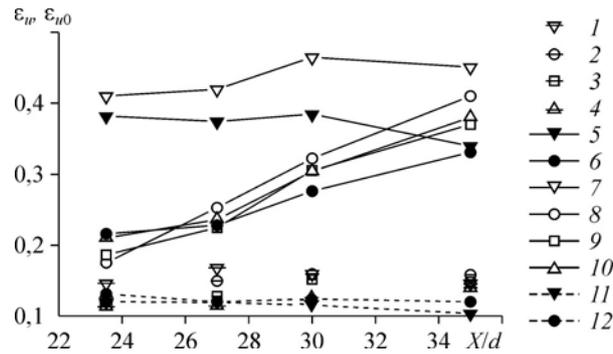


Рис. 5. Интенсивность турбулентности.

Общая интенсивность турбулентности: расчет по формуле (5): $Y/d = -1$ (1), 0 (2), 1 (3), 2 (4),
 преобразование к приведенной скорости: $Y/d = -1$ (5), 0 (6);
 местная интенсивность турбулентности: расчет по формуле (5): $Y/d = -1$ (7), 0 (8), 1 (9), 2 (10),
 преобразование к приведенной скорости: $Y/d = -1$ (11), 0 (12).

слое при $Y/d = -1$, в то время как в ядре струи ϵ_u монотонно растет в рассматриваемом диапазоне от 0,18 до 0,35–0,4. Общая интенсивность турбулентности $\epsilon_{u0} = \epsilon_u \cdot u/U$ представлена на рис. 5 символами 1–4. Она достигает максимума в конце ядра струи ($X/d = 30$). Ниже по течению при высоких значениях местной интенсивности турбулентности струя ускоренно расширяется.

Прямой расчет скорости по полному давлению

Формулы (3) и (5) пригодны для малых возмущений. В действительности амплитуда возмущений полного давления соизмерима со средней величиной. Из-за этого возникает ошибка в расчете интенсивности турбулентности в сторону завышения ее величины. Для уменьшения ошибок предпочтительным является прямое преобразование динамического давления p_w в динамическую приведенную скорость λ , по которой определяются средняя величина $\bar{\lambda}$ и стандартное отклонение, равное среднеквадратичной величине возмущений $\hat{\lambda}$. Для учета влияния возмущений давления в набегающем потоке среднеквадратичные значения $\hat{\lambda}$ увеличиваются на 20% так же, как при расчете по формуле (3). Местная интенсивность турбулентности определяется как $\epsilon_\lambda = \hat{\lambda} / \bar{\lambda}$, общая интенсивность — $\epsilon_{\lambda 0} = \hat{\lambda} / \lambda_0$, где λ_0 — приведенная скорость в выходном сечении сопла. Во многих случаях этих характеристик достаточно для описания турбулентности. Чтобы перейти от λ к характеристикам для скорости u , требуется знать распределение критической скорости звука a_* . Для воздушных струй с температурой торможения, равной температуре окружающей среды, критическая скорость звука является величиной постоянной, и описанные выше характеристики эквивалентны характеристикам для продольной скорости.

Давление изоэнтропно заторможенного потока p_0 определяется следующим образом [9]:

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{k/(k-1)}, \tag{6}$$

полное давление потока за прямым скачком имеет вид

$$\frac{p_w}{p_0} = \lambda^2 \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \cdot \frac{1}{\lambda^2}} \right]^{1/(k-1)}, \tag{7}$$

где p — среднее давление в набегающем потоке, λ — приведенная скорость перед скачком. Формулы (6) и (7) определяют зависимость $p_w/p = f(\lambda)$ при квазистационарном обтекании малой преграды. Формула (7) используется при $\lambda > 1$. Для обратного расчета удобно использовать эмпирическую зависимость

$$\lambda = (p_w/p - 1)^{0,32}, \quad (8)$$

которая при $k = 1,4$ обеспечивает точность определения λ в диапазоне $1,25 < p_w/p < 8$ с погрешностью не более 4 %. На рис. 5 символами 5, 6, 11 и 12 представлены рассчитанные по рассмотренной методике интенсивности турбулентности $\varepsilon_{\lambda 0}$ и ε_{λ} . Видно, что разброс точек значительно уменьшился. Интенсивность $\varepsilon_{\lambda 0}$ в конце сверхзвукового участка достигает максимума на оси сопла, который составляет 0,12.

Распределение интенсивности турбулентности

В рассматриваемой высоконапорной струе распределение интенсивности турбулентности отличается от распределения в струе с переходным числом Рейнольдса. В струе с числом $M = 2,1$ и переходным числом Рейнольдса [4] формирование турбулентной структуры происходит при высоких амплитудах неустойчивых мод $n = 0, \pm 1$. Турбулентность развивается ускоренно и в конце потенциального ядра при $\bar{X} = 9$ степень турбулентности достигает максимума вдоль оси — $\varepsilon_{rho=0} = 0,14$, при этом в спектре доминируют низкие частоты. Далее степень турбулентности монотонно убывает, снижаясь до 0,06 при $\bar{X} = 15$ (длина сверхзвукового ядра равна 20 калибрам). Достижение продольного максимума интенсивности турбулентности на оси в конце потенциального ядра является уникальным результатом для струйных течений, обусловленным развитием интенсивных изгибных колебаний струйного ядра. В струе с высокими числами Маха и Рейнольдса развитие неустойчивых мод замедляется, вследствие этого ядро оказывается слабо возмущенным и высокие значения интенсивности турбулентности сохраняются на больших удалениях от сопла и даже за пределами сверхзвукового ядра.

Как можно было видеть из газодинамического описания, тормозные струи, используемые в возвращаемом аппарате, отличаются от осесимметричных струй; в них поддерживается высокий градиент скорости при отрицательных Y и, наоборот, низкий градиент при положительных Y . Может ли это быть причиной отличия тормозной струи от осесимметричной в распределении турбулентности? Для ответа на этот вопрос были выполнены измерения в струе, истекающей из эквивалентного осесимметричного сопла на том же газодинамическом режиме при максимальном удалении $\bar{X} = 35$. На оси струи было получено $\bar{\lambda} = 1,36$, $\varepsilon_{\lambda 0} = 0,12$; при $Y/d = \pm 1$ общая степень турбулентности сохраняет величину 0,12. В осесимметричной струе увеличилась длина ядра, о чем свидетельствует увеличение средней скорости на оси, однако интенсивность турбулентности осталась прежней. Кососрезное сопло способствует уменьшению протяженности сверхзвукового ядра.

Фрагмент осцилляций полного давления

Фрагмент осцилляций полного давления на удалении $\bar{X} = 23,5$ на оси сопла и расчетные синхронные значения приведенной скорости представлены на рис. 6. Значения λ находятся в диапазоне $0,6 < \lambda < 1,7$. Большим значениям λ соответствуют высокие пики давления $p_w/p \approx 7$. Основными источниками возмущений в ядре струи являются вихри, присутствующие в сдвиговом слое. При дозвуковой скорости обтекания задней поверхности вихря потоком $(u-w)/a < 1$ (где w — скорость конвекции вихря, a — местная скорость звука), уместна интерпретация, предложенная в исследовании [10]. Вихрь индуцирует в ядре струи положительное возмущение продольной скорости. Датчик, если он

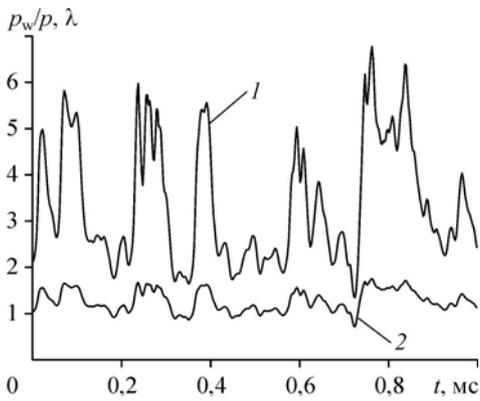


Рис. 6. Осцилляции давления и приведенной скорости.
1 — давление в точке торможения p_w/p ,
2 — приведенная скорость λ .

расположен в пределах радиуса действия вихря, регистрирует полное давление, соответствующее мгновенной скорости набегающего потока. Эта интерпретация используется на больших удалениях от сопла, там, где скорость в ядре является малой сверхзвуковой. Вблизи сопла возможна ситуация, когда $(U-w)/a > 1$. В этом случае интерпретация усложняется, так как за задней поверхностью вихря в ядре формируется волна Маха [11]. Показано, что такие волны эффективно формируются на структурах типа «спаренный вихрь». Задний вихрь структуры движется с низкой скоростью, поэтому происходит расширение диапазона скоростей с волнами Маха.

Расчетные формулы

Можно показать, что определение средней скорости по среднему измеренному давлению в турбулентном потоке происходит с ошибкой. Пусть средняя скорость определяется по формуле (8). Чтобы получить соотношение для течения с возмущениями, возведем (8) в третью степень, тогда приближенно выполняется $\lambda^3 = p_w/p - 1$. Представляя полное давление и приведенную скорость как сумму средней величины и возмущения, возводя левую часть в куб и осредняя, получим

$$\bar{\lambda} = \left(\frac{\bar{p}_w/p - 1}{1 + 3\varepsilon_\lambda^2} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Так, при $\varepsilon_\lambda = 0,3$, средняя приведенная скорость уменьшается в $(1 + 3 \cdot 0,3^2)^{1/3} = 1,08$.

Для возмущений из (8) следует формула

$$\frac{\hat{p}_w}{p} = 3\bar{\lambda}^2 \hat{\lambda} = 3\lambda_0 \bar{\lambda}^2 \varepsilon_{\lambda_0}. \quad (10)$$

Общая интенсивность турбулентности ε_{λ_0} является наиболее прогнозируемой характеристикой турбулентности струи, что делает выражение (10) удобным для оценок величины пульсаций давления на преграде. Для учета влияния возмущений давления в набегающем потоке вместо коэффициента 3 целесообразно использовать коэффициент 2,5 (по аналогии с (3)). Рассчитанные по формуле (10) среднеквадратичные величины пульсаций давления на малой преграде при $Y/d = -1$ и 0 показаны на рис. 4 штриховыми линиями.

Спектральные свойства возмущений приведенной скорости

Спектральные свойства возмущений приведенной скорости $\lambda'(t) = \lambda - \bar{\lambda}$ получены преобразованием Фурье выборок длиной $n = T/\Delta t$ отсчетов, где T — длительность выборки, Δt — интервал дискретизации, и имеют вид

$$\bar{S}_v = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \lambda'(t) e^{-iv2\pi f t} dt, \quad (11)$$

Рис. 7. Безразмерные спектры.

1 — спектр мощности возмущений скорости $w(S_1)$,
2 — энергетический спектр скорости $\phi_{11}(S_1)$.

где ν — номер спектрального отсчета, $-n/2 \leq \nu \leq n/2$ и $f_1 = 1/T$ — частота первого отсчета и интервал между спектральными отсчетами. Спектральная плотность активной мощности определяется как

$$w(f = f_\nu) = \bar{S}_\nu \cdot \bar{S}_\nu^* / f_1, \quad (12)$$

где $*$ — комплексно сопряженная величина. Спектральная плотность мощности в точке $\bar{X} = 23,5$, $\bar{Y} = 0$, осредненная по 32 выборкам и затем сглаженная, представлена в безразмерном виде штриховой линией на рис. 7. По горизонтальной оси отложены числа Струхала $S_1 = f/f_{01}$, где $f_{01} = 5290$ Гц — частота фиктивного сопла в сечении $X = 23,5$. Масштаб по оси ординат выбран так, что площадь под кривой равна единице. Спектр мощности развитой турбулентности — монотонно убывающая функция без локальных максимумов.

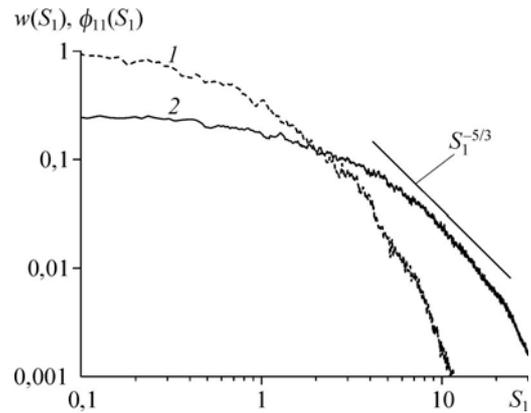
Аналогично определяется спектр кинетической энергии турбулентности $E = \rho u'^2/2$ (для продольных возмущений скорости). В случае отсутствия информации о возмущениях плотности следует ограничиться энергетическим спектром скорости u'^2 . Спектр вычисляется при подстановке в выражение (11) квадрата функции возмущения $[\lambda'(t)]^2$, полученного поточечным умножением значений исходной функции на себя. Спектральная плотность скорости $\phi_{11}(f_\nu) = |\bar{S}_\nu|/f_1$ в безразмерном виде представлена на рис. 7 сплошной линией, здесь же отрезком прямой линии показан закон убывания спектральной плотности $-5/3$ в инерционном диапазоне несжимаемой жидкости. Определенный по наклону спектральной плотности инерционный диапазон располагается на высоких частотах ($S_1 \approx 10$), его протяженность много меньше, чем в несжимаемых струях, — одна октава.

Заключение

Исследована задача натекания высоконапорной сверхзвуковой струи на малую преграду — датчик динамического давления. Пульсации давления на преграде связаны с турбулентностью набегающего потока, определение характеристик которой позволяет охарактеризовать состояние струйного течения.

Предложен способ прямого преобразования давления торможения на малой преграде в приведенную скорость. Наличие осциллограммы приведенной скорости позволяет получить ее среднюю и среднеквадратичную величины, интенсивность турбулентности и спектр мощности.

Установлено, что продольное распределение интенсивности турбулентности в струе с большими числами Маха и Рейнольдса отличается от распределения в сверхзвуковой струе с переходным числом Рейнольдса. Общая интенсивность турбулентности ε_{i0} в высоконапорной струе сохраняет высокие значения на длине 30–40 калибров, включая часть дозвукового участка.



Список литературы

1. **Гиневский А.С.** Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969. 400 с.
2. **Абрамович Г.Н.** Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 715 с.
3. **Серов Ю.В., Соболев А.В.** Исследование пульсаций при взаимодействии перерасширенных струй с плоскими преградами // Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений, Сухуми, 17–21 ноября 1975 г. М.: Наука, 1975. С. 210–215.
4. **Troutt T.R., McLaughlin D.K.** Experiments on the flow and acoustic properties of a moderate-Reynolds-number supersonic jet // *J. Fluid Mech.* 1982. Vol. 116. P. 123–156.
5. **Donaldson C.D., Snedeker R.S.** A study of free jet impingement. P. 1. Mean properties of free and impinging jets // *J. Fluid Mech.* 1971. Vol. 45. P. 281–319.
6. **Антонов А.Н.** Пульсации давления на малой преграде при натекании на нее турбулентной струи // Ракетно-космическая техника. Научно-технический сборник. ЦНТИ «Поиск», 1992. Т. 135, вып. 2. С. 96–107.
7. **Dyad'kin A.A., Sukhorukov V.P., Rybak S.P. et al.** Simulation of reentry supersonic brake jets interaction with landing surface // 7th European conf. for aeronautics and space sciences (EUCASS). 2017. DOI:10.13009/EUCASS2017-116.
8. **Сафронов А.В., Хотулев В.А.** Результаты экспериментальных исследований сверхзвуковых затопленных холодных и горячих струй // Космонавтика и ракетостроение. 2009. Т. 56, вып. 3. С. 15–23.
9. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
10. **Hussain A.K.M.F., Zaman K.B.M.Q.** Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. P. 2. Coherent structure dynamics // *J. Fluid Mech.* 1980. Vol. 101, No. 3. P. 493–544.
11. **Oertel Sen H., Seiler F., Srulijes J.** Vortex induced mach waves in supersonic jets // 28th Int. Symp. on Shock Waves. Springer, Berlin, Heidelberg. 2012. P. 657–663.

Статья поступила в редакцию 16 апреля 2018 г.