

**Материалы конференции «АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ
ТЕПЛОФИЗИКИ И ФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОГАЗО-
ДИНАМИКИ» (Новосибирск, 13–16 июня 2012 г.)***

УДК 533; 534.2

**Экспериментальное исследование
естественного шума гиперзвуковой
аэродинамической трубы «Транзит-М»**

**Ю.В. Громыко, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко, Д.А. Бунтин,
А.А. Маслов**

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

E-mail: yurkonsk@gmail.com

Исследования проводились при числе Маха $M = 6$. Наблюдения пульсаций потока выполнялись с помощью высокочастотных измерений давления, теплового потока и термоанемометрии. Измерения проводились в широком диапазоне чисел Re_1 при разном расположении и расстоянии датчиков от среза сопла. Показано, что шум установки при движении по продольной координате изменяется слабо, при движении вдоль радиальной координаты наблюдается небольшое увеличение уровня пульсаций в связи с приближением к слою смешения, также получено распределение осевой асимметрии уровня шума.

Ключевые слова: гиперзвуковой поток, аэродинамическая труба кратковременного действия, пульсации, шум, акустика.

Введение

Известно, что процесс возникновения турбулентности в пограничном слое существенно зависит от интенсивности и спектрального состава возмущений, присутствующих в набегающем потоке [1, 2]. Хотя уровень возмущений параметров набегающего потока газа в гиперзвуковых аэродинамических трубах (АДТ) не превышает 1–3 %, эти возмущения имеют огромное влияние на ламинарно-турбулентный переход на поверхности модели и их характеристики не менее важны, чем традиционные параметры (число Маха и Рейнольдса, температурный фактор и т. п.).

В конфигурациях с аэродинамически гладкой поверхностью переход связан с возбуждением различных мод неустойчивости в пограничном слое и их последующим усилением [3], начальные амплитуды таких мод определяются внешним уровнем пульсаций набегающего потока. Возмущения свободного потока в полете и АДТ принято разделять на энтропийные, вихревые и акустические пульсации. В работах [4, 5] было показано, что в потоке аэродинамических труб преобладает акустический шум, излучаемый турбулентным пограничным слоем на стенке сопла. Было показано преобладание пульсаций акустической природы над энтропийными и вихревыми возмущениями. Их величина растет как M^4 , поэтому акустический шум в гиперзвуковых АДТ намного выше, чем

* Начало см. в предыдущем номере.

в сверхзвуковых. Одни из первых исследований пульсаций в сжимаемых потоках в России выполнены авторами работы [6].

В работе [7] авторы при исследовании возмущений в аэродинамической трубе VKI НЗ также показали, что спектр пульсаций акустических возмущений имеет более широкий частотный диапазон, а их амплитуда намного превосходит амплитуды энтропийных и вихревых пульсаций. Было показано, что звуковые волны, излучаемые турбулентным пограничным слоем на стенке сопла, распространяются преимущественно в одном направлении, близком к направлению распространения волн Маха.

Попытки создать универсальную зависимость для вычисления числа Рейнольдса перехода от параметров сопла и характеристик пограничного слоя на нем проводились в работах [8–10]. Их авторы обобщили результаты измерений положения перехода на пластине для двенадцати АДТ и использовали параметр уровня шума, независимый от числа Маха. Однако полученная эмпирическая зависимость не являлась универсальной для всех видов АДТ, так как не учитывала индивидуальные особенности внешних возмущений.

В работе [11] были представлены исследования по положению ламинарно-турбулентного перехода на стенке конуса с углами полураствора 5° и 15° . Измерения положения перехода были проведены в 3,5-футовой гиперзвуковой трубе Ames в диапазоне чисел Маха от 3 до 8. Было показано, что число Рейнольдса перехода Re_{cr} остается неизменным при изменении единичного числа Рейнольдса Re_1 . В работе [12] проводились измерения ламинарно-турбулентного перехода на конусе с углом полураствора 5° для числа Маха $M = 6,8$ в АДТ Лэнгли. Было показано, что число Рейнольдса перехода растет с увеличением Re_1 . Сравнивая предыдущие работы с результатами работ [13] и [14], можно сделать вывод о том, что влияние Re_1 на Re_{cr} заключается в изменении уровня шума, излучаемого пограничным слоем на стенках сопла гиперзвуковой аэродинамической трубы.

В настоящее время все больше работ по изучению ламинарно-турбулентного перехода выполняется в гиперзвуковых аэродинамических трубах кратковременного действия. Их достоинством является, в первую очередь, относительная дешевизна экспериментов, а использование современного высокоскоростного оборудования позволяет получать достоверные результаты. Дозвуковой тракт установок кратковременного действия, как правило, является более сложным, и формированию однородного потока на входе в сопло зачастую уделяется недостаточное внимание. Поэтому как модовый, так и спектральный состав возмущений в установках такого типа может сильно отличаться от присущего традиционным АДТ.

Однако изучению шума в набегающем потоке в трубах кратковременного действия посвящено мало работ. Так, в работе [15] были измерены пульсации теплового потока в ударной трубе при Махе $M = 14$ с помощью тонкопленочного датчика, помещенного на клине. Среднеквадратичные значения пульсаций теплового потока составили 1,5–3 % от средней величины. Было показано, что измеренный уровень шума выше, чем в обычных АДТ. В работе [16], выполненной в трубе SWK, было показано преобладание акустического шума, генерируемого на стенках сопла, над другими возмущениями, а также уменьшение интенсивности шума с увеличением числа Рейнольдса. Спектральный состав возмущений в данной установке, полученный при помощи термоанемометра постоянного тока, приведен в работе [17].

Таким образом, корректные исследования ламинарно-турбулентного перехода в установках кратковременного действия требуют подробных измерений шума набегающего потока.

Гиперзвуковая установка «Транзит-М» ИТПМ СО РАН активно используется для исследования процессов ламинарно-турбулентного перехода и развития возмущений в пограничном слое. Поскольку характеристики ламинарно-турбулентного перехода зависят от пульсаций свободного потока, то для корректной интерпретации экспериментальных данных, а также для сравнения с экспериментами и результатами численного

моделирования других авторов необходимо знать уровень и спектральный состав возмущений в набегающем потоке. Цель настоящей работы заключалась в параметрическом исследовании естественного шума в гиперзвуковой аэродинамической трубе кратковременного действия «Транзит-М».

Экспериментальное оборудование и установка Транзит-М

Сверх- и гиперзвуковая аэродинамическая труба импульсного типа «Транзит-М» ИТПМ СО РАН работает в диапазоне чисел Маха $M = 4 \div 8$, в установке достигаются высокие значения чисел Рейнольдса. На рис. 1 показана схема аэродинамической трубы. Рабочий цикл аэродинамической установки можно упрощенно представить в виде следующей последовательности событий. Газ нагнетается в объем первой форкамеры и объемы омических нагревателей, далее в результате нагрева газ приобретает большую температуру и давление. После открытия быстродействующего клапана происходит дросселирование газа во вторую форкамеру и истечение в рабочую часть через профилированное сопло. После рабочей части газ сжимается в диффузоре и истекает в вакуумную емкость. Продолжительность работы трубы ограничена объемом вакуумной емкости ($6,5 \text{ м}^3$) и равняется $110 \div 200$ мсек для экспериментов с профилированным соплом, рассчитанным на $M = 6$. Аэродинамическая установка оснащена датчиками давления и температуры в первой и второй форкамерах.

Эксперименты проводились при числе Маха $M = 6$, температуре торможения $T_0 = 370 \div 410 \text{ К}$ и давлении торможения $P_0 = 2 \div 20$ бар. Диаметр выходного сечения сопла равнялся 300 мм , в качестве рабочего газа использовался воздух. Единичное число Рейнольдса при этом варьировалось в диапазоне $Re_1 = (4 \div 24) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Пространственное распределение шума в рабочей части установки «Транзит-М» измерялось с помощью измерительной гребенки (рис. 2), которая состояла из державки и пяти насадков одинаковой формы, в лобовой точке которых размещались датчики теплового потока и давления. Форма насадков позволяла обеспечивать постоянство давления и теплового потока на поверхности датчиков. Кроме того была предусмотрена возможность замены одного из насадков на проволочный датчик термоанемометра. В ходе экспериментов положение гребенки варьировалось по продольной (X), радиальной (Y) и угловой (α) координатам.

Измерение пульсаций давления осуществлялось высокочастотными пьезодатчиками РСВ 113В28 (диаметр датчика равнялся $5,36 \text{ мм}$) с резонансной частотой 500 кГц . Пульсации теплового потока измерялись датчиком ALTP [18] с размером

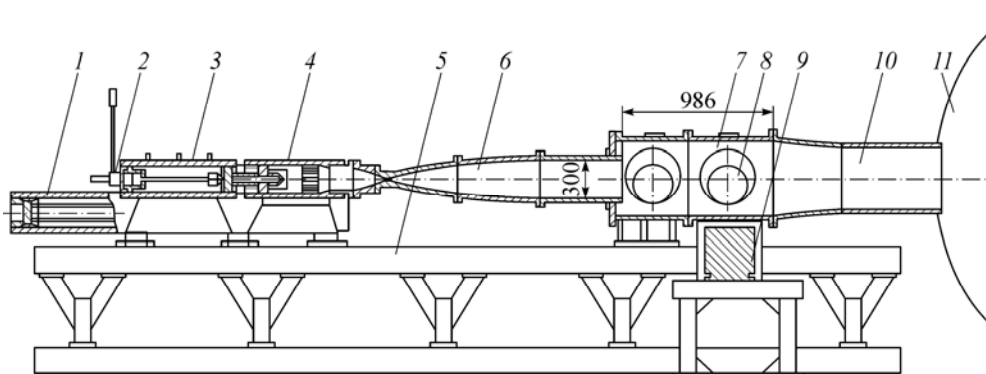


Рис. 1. Схема аэродинамической трубы «Транзит-М».

1 — омический нагреватель, 2 — быстродействующий клапан, 3 — первая форкамера, 4 — вторая форкамера, 5 — рама, 6 — профилированное сопло, 7 — рабочая часть, 8 — оптические окна, 9 — виброизолированная основа для установки модели, 10 — диффузор, 11 — вакуумная емкость.

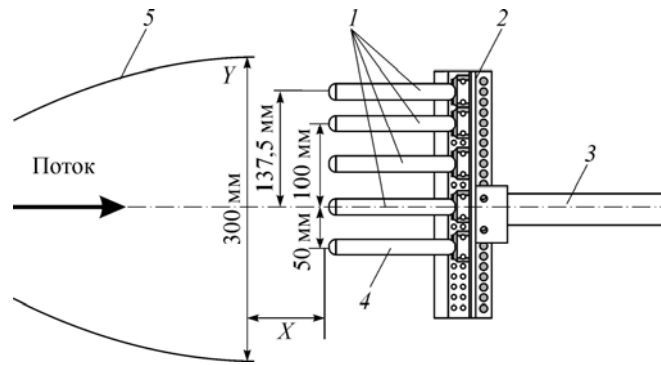


Рис. 2. Схема измерительной гребенки.

1 — насадки датчиков давления РСВ, 2 — гребенка, 3 — державка, 4 — насадок датчика ALTP, 5 — профилированное сопло.

чувствительного элемента $2,5 \times 1,5$ мм, малая толщина чувствительного элемента позволяла осуществлять измерения вплоть до частоты 1 МГц.

Датчики давления были использованы совместно с преобразователем сигнала РСВ Piezotronics 482C05. Для устранения из спектра высокочастотных и низкочастотных пульсаций сигнал датчиков давления проходил через полосовой фильтр, частотная характеристика которого представлена на рис. 3. Шум датчиков давления и теплового потока измерялся перед каждым экспериментом и учитывался при обработке данных.

Пульсации температуры торможения в набегающем потоке измерялись при помощи термоанемометра постоянного тока, настроенного на малый перегрев. В качестве датчика термоанемометра использовалась вольфрамовая проволока длиной 2 мм и диаметром 10 мкм.

Перед измерением шума установки было проверено отсутствие значимых систематических ошибок. Систематические погрешности в проводимом эксперименте могут быть связаны с наличием собственных колебаний державки и искажением течения перед датчиками за счет влияния ударных волн, генерируемых насадками.

Отсутствие собственных колебаний было проверено следующим образом. На переднюю кромку одного из насадков устанавливалась заглушка, изолирующая датчик от потока. Далее осуществлялся пуск установки, после чего производилось сравнение полученных результатов. Было установлено, что показания датчика с заглушкой незначительно отличаются от его шума измеренного перед пуском. Анализ сигнала не выявил никаких значительных колебаний гребенки. При этом заглушка не влияла на показания других датчиков.

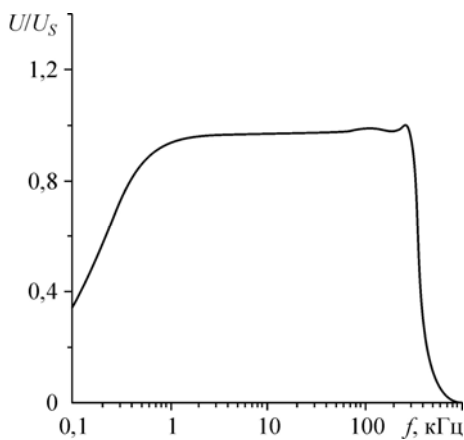
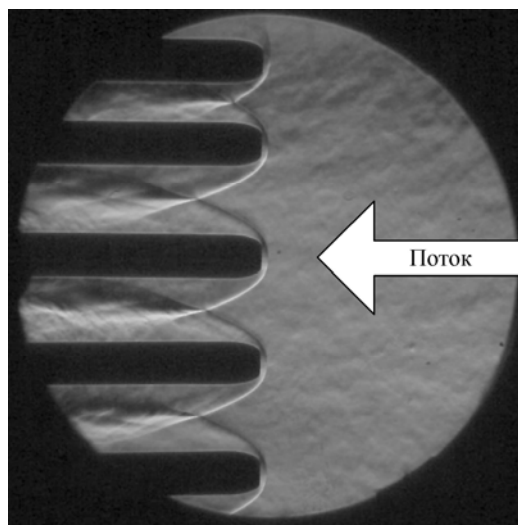


Рис. 3. Частотная характеристика фильтра.

На рис. 4 показана шпирен-визуализация обтекания гребенки набегающим потоком в трубе «Гранзит-М». Хорошо видно, что ударные волны от соседних датчиков пересекаются в области находящегося ниже по потоку от передней кромки насадка. При этом никаких значительных отрывных зон не образуется. Из этого можно сделать вывод об отсутствии влияния ударных волн, генерируемых соседними насадками.

Анализ возмущений набегающего потока газа в аэродинамической трубе выполнялся

Рис. 4. Шлирен-визуализация обтекания гребенки набегающим потоком.



на основе данных измерений датчиками давления, теплового потока и термоанемометрии. Помимо средних характеристик течения, были получены среднеквадратичные величины пульсаций и исследованы их спектральные характеристики.

Спектры мощности вычислялись на основе дискретного преобразования Фурье (БПФ). Спектральные распределения вычислялись осреднением по L блокам по 2^n точек в каждом блоке. Обычно число блоков варьировалось от 428 до 858 при количестве точек в блоке 1024 или 512 соответственно. Полученные спектральные зависимости использовались для расчета уровня среднеквадратичных пульсаций в заданной полосе частот.

Причиной пульсаций в потоке рабочей части установки “Транзит-М” могут являться возмущения, сформированные в форкамере, и акустические возмущения, излучаемые турбулентным пограничным слоем стенок сопла. Представляется вероятным, что в форкамере в основном формируются низкочастотные вихревые и энтропийные возмущения. Вихревые возмущения обусловлены возможной неравномерностью течения в форкамере, например, наличием струйных течений (и, соответственно, слоев смешения), формирующихся при перетекании из одного объема форкамеры в другой. Причина энтропийных возмущений заключается в неравномерном прогреве газа нагревателем. Значительное расстояние между форкамерой и рабочей частью приводит к затуханию высокочастотной части пульсаций, сформированных в форкамере. Поэтому основной вклад в высокочастотную часть спектра пульсаций, наблюдаемых в рабочей части установки “Транзит-М”, должна вносить генерация акустического шума турбулентным пограничным слоем на стенке сопла. Если принять за характерный масштаб толщину пограничного слоя, то начало частотного диапазона излучаемых акустических волн должно лежать в районе $20 \div 40$ кГц.

Предыдущие исследования ламинарно-турбулентного перехода на моделях конусов и пластин в установке “Транзит-М” показали, что основной частотный диапазон возмущений, усиливающихся в ламинарном пограничном слое, лежит выше 35 кГц. Поэтому диапазону пульсаций от 35 до 350 кГц уделялось отдельное внимание (верхняя граница частотного диапазона связана с отсутствием достоверного уровня сигнала выше 350 кГц). При этом, исходя из вышеотмеченного, пульсации в данном частотном диапазоне должны быть обусловлены акустическим шумом.

Численное моделирование течения в окрестности насадка

Поскольку датчики давления и теплового потока имеют значительный размер, форму насадка необходимо выбирать таким образом, чтобы обеспечить постоянство параметров по всей площади датчика. Выбранная форма насадка полностью удовлетворяет этому требованию, что было проверено при помощи численного моделирования. Моделирование было выполнено в нестационарной постановке для изучения пространственного распределения амплитуды пульсаций в районе датчика, поскольку процесс прохождения возмущений через ударную волну имеет сложный характер. Расчет выполнялся при помощи программы Fluent 13 ANSYS для следующих параметров потока: $M = 6$,

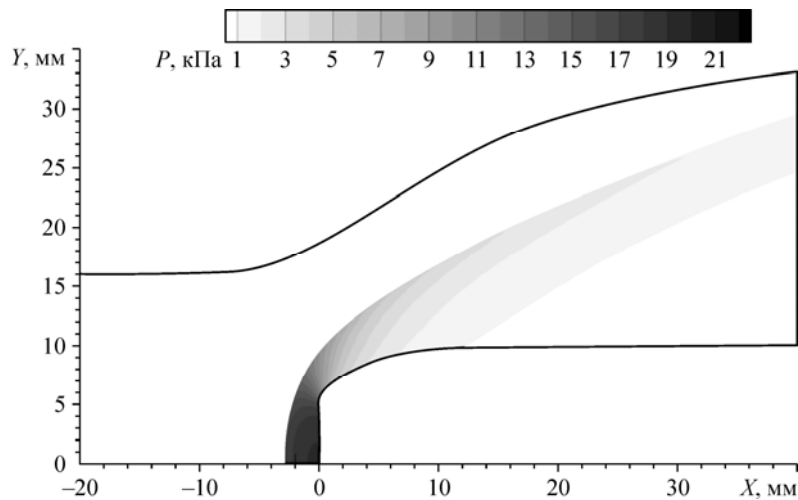
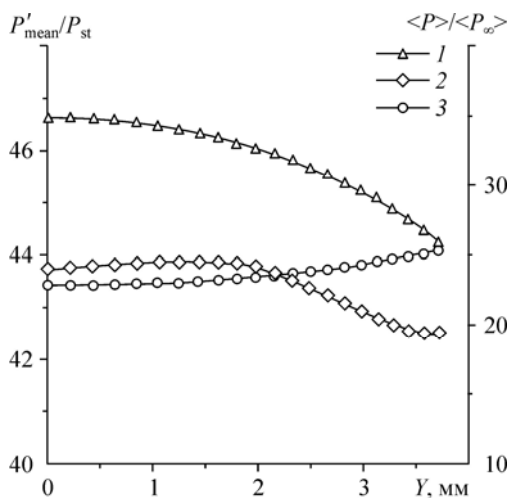


Рис. 5. Распределение давления в окрестности насадка.

$P_0 = 6,47$ бар, $T_0 = 360$ К. В качестве возмущения в набегающем потоке задавалась медленная акустическая волна с фиксированной частотой в диапазоне от 5 до 150 кГц, распространяющаяся вдоль потока.

На рис. 5 показано осредненное по времени распределение давления в районе насадка. Распределение осредненного давления P'_{mean} , нормированного на давление в набегающем потоке P_{st} , по радиусу лобовой поверхности насадка представлено на рис. 6. Видно, что в зоне датчика ($Y \leq 2,68$ мм) вариации давления на поверхности датчика незначительны (не превышают 3 %) и его отношение $P'_{\text{mean}}/P_{\text{st}} \approx 46$. Это значение мало отличается от скачка давления за прямой ударной волной $P'_0/P_{\text{st}} = 46,815$. На этом же рисунке представлены среднеквадратичные амплитуды пульсаций давления на стенке, полученные для частот 75 и 100 кГц и нормированные на их значения в свободном потоке. Хорошо видно, что распределения имеют сложную немонотонную форму, изменяющуюся в зависимости от частоты. Но в районе датчика уровень пульсаций почти постоянен и слабо меняется с изменением частоты. При этом уровень пульсаций в точке $Y = 0$ более чем в 24 раза превышает уровень набегающего возмущения. То есть пульсации давления падающей акустической волны возрастают меньше, чем осредненное давление.



Более подробный анализ показывает, что причина данного явления кроется в сложном характере распространения волны в окрестности насадка. При прохождении акустической волны через прямую ударную волну, сформированную насадком, уровень пульсаций возрастает в 21 раз. После ударной волны происходит распространение акустической волны в дозвуковом потоке с изменяющимися

Рис. 6. Распределение давления на лобовой поверхности насадка.

1 — $P'_{\text{mean}}/P_{\text{st}}$ на стенке, 2 — $\langle P \rangle / \langle P_{\infty} \rangle$ для 75 кГц, 3 — $\langle P \rangle / \langle P_{\infty} \rangle$ для 100 кГц.

Рис. 7. Распределение давления и температуры торможения по времени.
1 — P_0 , 2 — T_0 .

параметрами. При этом акустическая энергия, пропорциональная $\langle P \rangle^2 / \rho a$ (a — скорость звука, ρ — плотность газа), должна сохраняться. При приближении к датчику значение ρa возрастает в 1,163 раза, а уровень пульсаций $\langle P \rangle$ падает в 1,078 раз. В итоге возрастание пульсаций давления медленной акустической волны должны равняться $29/1,078 \approx 19,48$. Это немного ниже полученного в расчете значения. Скорее всего, это отличие связано с более сложным течением в районе насадка и интерференцией волн.

Из результатов расчета в нестационарной постановке следует, что уровень усиления пульсаций на ударной волне зависит от их природы, а также направления волнового вектора, что необходимо учитывать при обработке данных.

Результаты измерений и их анализ

На рис. 7 показано изменение параметров P_0 и T_0 , измеренных во второй форкамере во время пуска аэродинамической трубы. Видно, что после завершения открытия быстродействующего клапана наблюдается постепенное изменение параметров потока. Для анализа результатов выбиралось временное окно, в котором параметры потока не отклонялись более чем на 5 %, что соответствует временному диапазону от 90 до 200 мс на рис. 7. Измерение характеристик пульсаций в таком окне позволяет обеспечить лучшее качество результатов при определении уровня естественного шума и средних параметров установки.

На рис. 8 представлены распределения пульсаций давления в зависимости от координаты X для полного диапазона частот и для диапазона 35 ÷ 350 кГц, полученные при $Re_1 = 11,1 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $T_0 = 380 \text{ К}$. В данном случае среднеквадратичные пульсации давления нормированы на давление торможения за прямой ударной волной. Из рис. 8, *a* видно, что по мере удаления от среза сопла на оси симметрии ($Y = 0 \text{ мм}$) уровень пульсаций

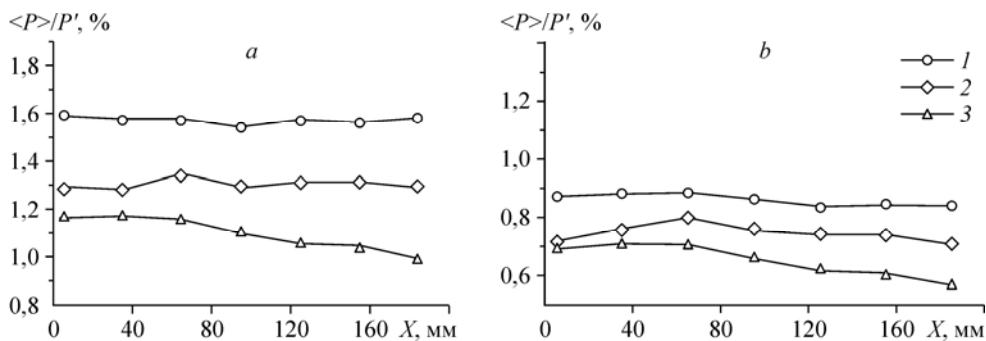
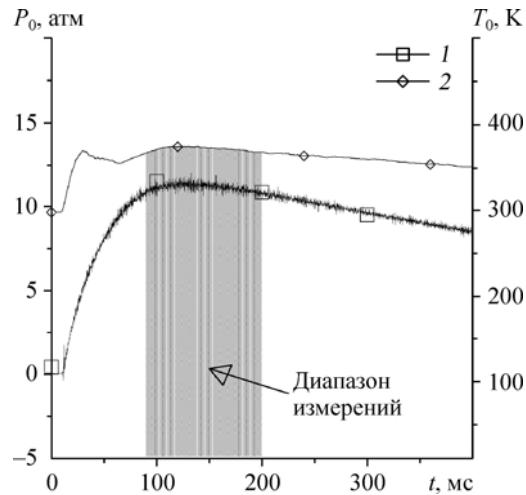


Рис. 8. Распределение пульсаций давления в зависимости от координаты X .
a — для всего диапазона частот, *b* — для диапазона частот 35–350 кГц; $Re_1 = 11,1 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$; $Y = 100$ (1), 50 (2), 0 (3) мм.

незначительно уменьшается. При удалении от оси симметрии уровень пульсаций возрастает. Причина этого может заключаться в приближении к пограничному слою и слою сдвига. Из сравнения данных на рис. 8, *a* и 8, *b* видно, что общая зависимость остается прежней, но уровень пульсаций значительно уменьшается при ограничении частотного диапазона.

На рис. 9 показано распределение среднеквадратичных пульсаций давления на срезе сопла, измеренных гребенкой при параметрах потока $Re_1 = 11,3 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $T_0 = 377 \text{ К}$. Для получения этого распределения гребенка с датчиками восемь раз поворачивалась на угол 45° . Для каждого пуска все измеренные пульсации давления нормировались на уровень пульсации осевого датчика. Это было необходимо для учета изменения показаний датчиков из-за колебаний параметров потока от пуска к пуску. Для проверки повторяемости результатов эксперимента в каждом положении было выполнено по два пуска аэродинамической трубы. Было обнаружено, что для каждого положения гребенки уровень пульсаций практически не изменялся. На рисунке хорошо заметна асимметрия распределения пульсаций. Например, для датчика, расположенного на удалении 50 мм от оси симметрии, показания варьировались в пределах 20 %. Наиболее очевидной причиной существования асимметричного поля пульсаций может служить нарушение осевой симметрии контура сопла или, что более вероятно, несимметрия положения линии ламинарно-турбулентного перехода на стенке сопла.

Чтобы проверить данное предположение, были проведены дополнительные исследования, в которых положение гребенки было вертикальным, а сверхзвуковая часть профилированного сопла вращалась на 180° . На рис. 10, *a* показано изменение в распределении среднеквадратичного уровня пульсаций при разных положениях сопла и числах Рейнольдса при температуре торможения $T_0 \approx 380 \text{ К}$. Хорошо заметно, что для разных положений сопла уровень пульсаций меняется слабо. Это говорит о том, что асимметрия в распределении пульсаций давления в набегающем потоке не связана с неточностью изготовления сверхзвуковой части сопла. Тем не менее, возможной причиной асимметрии может являться неточность изготовления трансзвуковой части сопла. Кроме того, существует множество процессов, проходящих в форкамере, которые могут влиять на неравномерность поля пульсаций. Изучение всех возможных факторов требует значительного времени и не представлялось возможным в рамках настоящей работы.

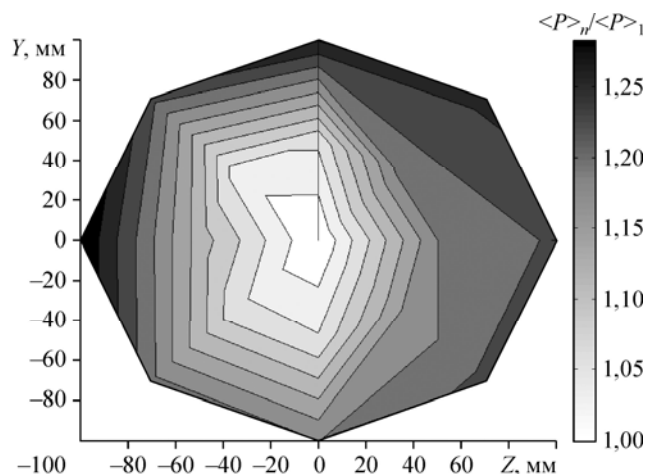


Рис. 9. Распределение пульсаций давления на срезе сопла.

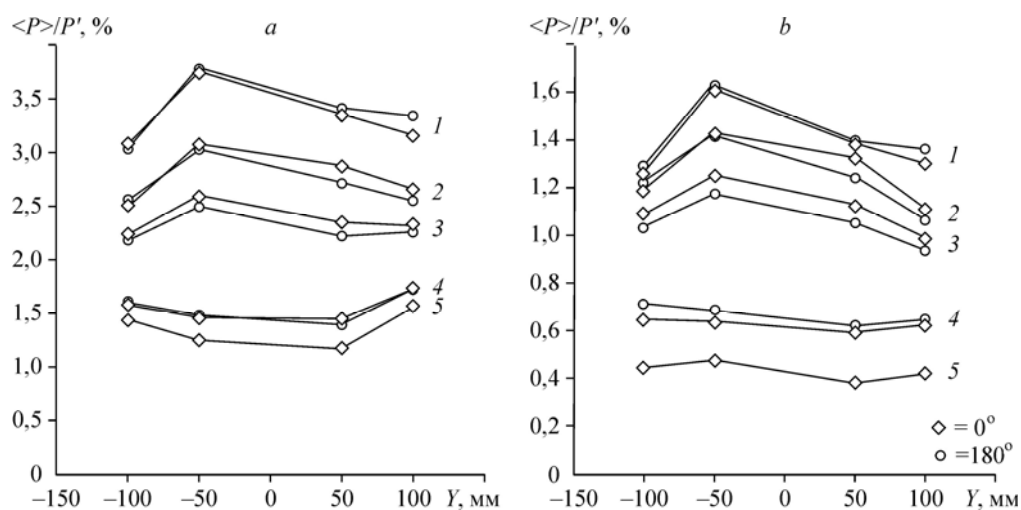


Рис. 10. Распределение пульсаций давления в зависимости от координаты Y и положения сопла ($X = 0$ мм).

a — для всего диапазона частот, b — для диапазона частот $35 \div 350$ кГц.
 $Re_1 = 2,78 \cdot 10^6$ (1), $5 \cdot 10^6$ (2), $7,3 \cdot 10^6$ (3), $13,8 \cdot 10^6$ (4), $20 \cdot 10^6$ (5) 1/м.

Изменение давления торможения и числа Рейнольдса значительно отражается на измеренном уровне пульсаций давления. На рис. 10 можно видеть, что повышение Re_1 значительно снижает уровень шума в установке. При анализе этого рисунка можно заметить, что с уменьшением числа Рейнольдса уровень шума на периферии ($Y = \pm 100$ мм) падает и становится ниже, чем пульсации, ближе к оси ($Y = \pm 50$ мм). Одной из возможных причин может являться разный характер распространения акустического шума, генерируемого турбулентным пограничным слоем на стенке сопла. В случае низкого числа Рейнольдса в генерируемом акустическом шуме преобладает низкочастотная составляющая пульсаций. При увеличении числа Рейнольдса толщина пограничного слоя на стенках сопла уменьшается, смещая характерные возмущения в более высокочастотную область, что приводит к более интенсивным процессам затухания акустических колебаний. В итоге уровень возмущений падает. Однако при сравнении рис 10, a и 10, b видно, что в случае выделенного диапазона частот характер распределения пульсаций меняется незначительно, изменяется только их уровень. В случае, если бы изменение в поведении распределения пульсаций объяснялось только предложенной гипотезой, должно было наблюдаться более существенное отличие, так как рис. 10, a содержит низкочастотные возмущения, не связанные с акустическими волнами. Поэтому очевидно, что реальная картина более сложна.

На рис. 11 хорошо видно увеличение шума установки с уменьшением числа Рейнольдса ($T_0 = 380$ К) как для полного, так и для выделенного диапазона частот. Это, скорее всего, обусловлено увеличением толщины пограничного слоя на стенках сопла и усилением генерации акустики турбулентным пограничным слоем. Максимальный уровень шума не превышает 3 %. Так же, как и на рис. 10, при уменьшении числа Рейнольдса значение среднеквадратичных пульсаций давления на периферии рабочей части ($Y = 100$ мм) становится ниже, чем уровень пульсаций, лежащих ближе к оси ($Y = 50$ мм).

При сравнении рис. 11, a и 11, b можно увидеть, что характер изменения уровня пульсаций для выделенного и полного диапазона частот отличается. Скорее всего, это связано с тем, что при высоких частотах мы наблюдаем только акустические возмущения, а учет всего диапазона частот включает в себя другие виды возмущений (вихревые и энтропийные пульсации). Соответственно, если предположить, что на рис. 11, b пульсации давления вызываются только медленной акустической волной, то воспользовавшись результатами моделирования можно восстановить уровень пульсаций в набегающем потоке перед насадком. Для этого надо нормировать $\langle P \rangle$ на величину $24 \cdot P_{st}$.

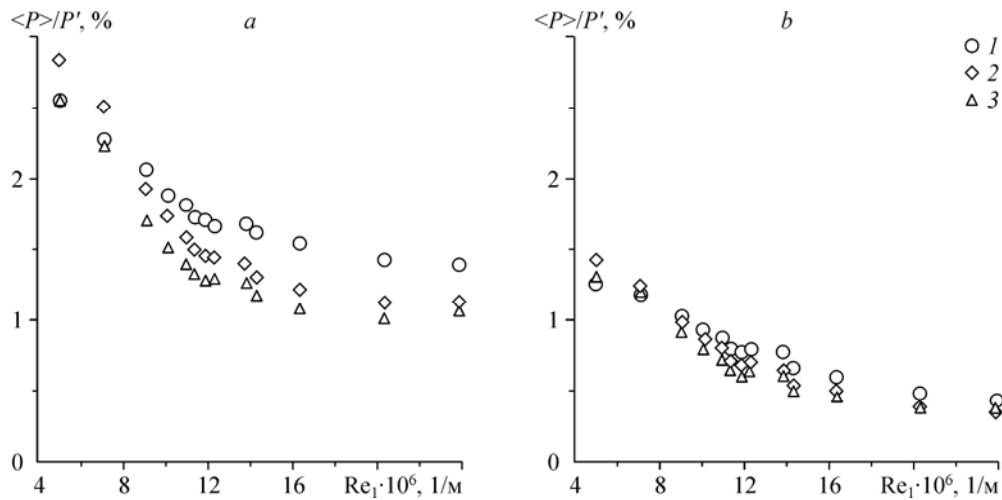


Рис. 11. Распределение пульсаций давления в зависимости от Re_1 .

a — для всего диапазона частот, b — для диапазона частот 35–350 кГц. $X = 5$ мм; $Y = 100$ (1), 50 (2), 0 (3) мм.

что в 1,95 меньше, чем используемая нормировка $P_0' = 46,815 \cdot P_{st}$. Таким образом, реальный акустический шум в набегающем потоке будет почти в два раза выше, чем значения, представленные на рис. 11, b , и при низком числе Рейнольдса на оси симметрии будет достигать 2,62 %.

Полученный уровень пульсаций соответствует среднему уровню возмущений в свободном потоке для обычных аэродинамических труб. Так, пульсации массового расхода, измеренные при числах Маха от 4 до 8 в аэродинамических трубах AEDC A и B, а также в полутораметровой гелиевой трубе NASA Langley (США), составили также 1–2 % от среднего значения [19, 20]. Измерения в импульсных установках при $M = 14$ дали такие же значения для пульсаций статического давления: 1–3 % [21]. Пульсации, измеренные насадком Пито в ударной трубе T-4 (Австралия), оказались несколько больше — 2–8 % [22].

На рис. 12 представлены среднеквадратичные значения пульсаций теплового потока, нормированные на среднее значение теплового потока, полученные с помощью датчика ALTR. Датчик находился в положении $X = 5$ мм, $Y = -50$ мм. Видно, что уровень пульсаций растет при уменьшении числа Рейнольдса как для всего спектра частот, так и для диапазона

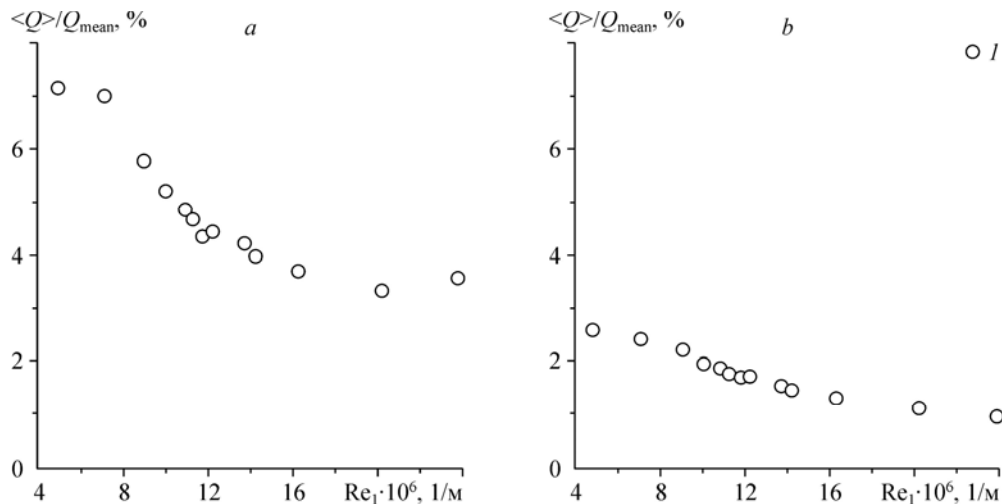


Рис. 12. Распределение пульсаций теплового потока в зависимости от Re_1 .

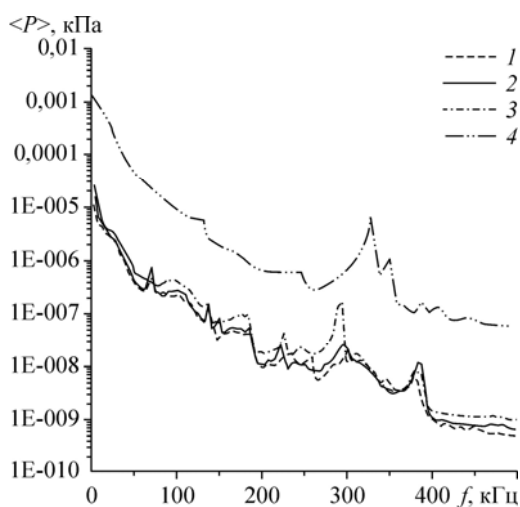
a — для всего диапазона частот, b — для диапазона частот 35–350 кГц. $X = 5$ мм; $Y = -50$ мм.

Рис. 13. Распределение пульсаций температуры в зависимости от Re_1 при $X = 0$ мм и $Y = 0$ мм.
 $P_0 = 7,74$ (1), 7,63 (2), 7,99 (3), 15,9 (4) бар;
 $T_0 = 373$ (1), 404 (2), 311,6 (3), 372 (4) К.

35 ÷ 350 кГц. Важно отметить, что поведение пульсаций теплового потока аналогично поведению пульсаций давления, но при этом максимальный уровень достигает 7 %. Различие уровней пульсаций давления и теплового потока, по-видимому, связано с тем, что тепловой поток (и его пульсации) зависит от нескольких параметров: градиента температуры и плотности (которая влияет на коэффициент теплопередачи), давления. Кроме того, вклад в возмущения теплового потока вносится всеми тремя модами внешнего течения (акустической, вихревой, энтропийной) в процессе их преобразования на ударной волне. Таким образом, колебание любого из параметров газового потока приводит к пульсациям теплового потока. Возможно, также сказывается влияние колебаний ударной волны, т. к. оно приводит к изменению всех градиентов за ударной волной в области расположения датчика, что может привести к колебаниям теплового потока. В работе [23] проводились подобные измерения в свободном потоке точно такими же насадками при помощи датчиков ALTP в установке АТ-303 ИТПМ СО РАН. Результат оказался аналогичным: пульсации теплового потока составили около 10 % от среднего теплового потока ([23], рис. 6).

На рис. 13 показаны среднеквадратичные пульсации температуры торможения в зависимости от единичного числа Рейнольдса ($T_0 = 340 \div 380$ К), полученные с помощью термоанемометра постоянного тока ($P_0 \approx 7,6 \div 15,9$ бар). Установка «Транзит-М» является трубой кратковременного действия, что затрудняет выполнение термоанемометрических исследований в широком диапазоне перегревов. Поэтому измерения были выполнены при одном (низком) уровне перегрева, что позволило получить информацию о величине пульсаций температуры торможения. По полученным данным можно увидеть, что уровень пульсаций растет с увеличением единичного числа Рейнольдса и в данном случае не превышает 3 %. Это можно объяснить возрастающей неравномерностью прогрева газа в форкамере при росте давления.

Пульсации температуры оказались существенно выше, чем полученные в других работах: 0,1 % в работе [19] и 0,03 % в работе [20]. По-видимому, это связано с тем, что



в вышеуказанных работах измерения проводились в обычных трубах периодического действия. В импульсных трубах за счет того, что газ не успевает хорошо перемешаться после нагрева, неравномерность температуры может оказаться намного выше, чем в обычных трубах.

На рис. 14. показаны спектры мощности пульсаций давления, полученные в ходе одного пуска при единичном

Рис. 14. Спектры мощности пульсаций давления.
 $Re_1 = 13,8 \cdot 10^6$ 1/м, $X = 0$ мм, $Y = 0$ (1), 50 (2), 100 (3), 137,5 (4) мм.

числе Рейнольдса $Re_1 = 13,8 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ и температуре торможения $T_0 = 377 \text{ К}$. На всех кривых наблюдаются пики пульсаций, связанные с наличием резонансных частот у пьезодатчиков давления. Это затрудняет анализ результатов. Тем не менее, хорошо видно, что спектры пульсаций, полученные в диапазоне $0 \leq Y \leq 100 \text{ мм}$, имеют схожее поведение, но с удалением от центра наблюдается слабый рост пульсаций во всем диапазоне частот. Наибольший рост пульсаций происходит при переходе к координате $Y = 137,5 \text{ мм}$. Это обусловлено нахождением крайнего датчика в развитом турбулентном слое смещения.

Интересно проанализировать зависимость спектрального состава пульсаций давления от единичного числа Рейнольдса. На рис. 15 представлены спектры мощности пульсаций давления, обезразмеренные на свою максимальную амплитуду, полученные для разных Re_1 на срезе сопла на оси симметрии. Для всех графиков хорошо видно резкое падение уровня пульсаций с ростом частоты. С ростом числа Рейнольдса на графиках наблюдается уменьшение нормированных значений пульсаций в диапазоне частот $f = 10 \div 300 \text{ кГц}$, а основное изменение происходит в диапазоне частот $f = 10 \div 175 \text{ кГц}$. С учетом того, что все спектры нормированы на мощность пульсаций с частотой $f \approx 3,9 \text{ кГц}$, полученные данные свидетельствуют об относительном уменьшении высокочастотной составляющей сигнала при увеличении числа Рейнольдса.

Сравнение с данными, представленными на рис. 10 и 11, где при уменьшении единичного числа Рейнольдса уровень шума возрастает, указывает на то, что этот рост в основном обусловлен низкими частотами. Такой эффект можно объяснить тем, что при низких числах Рейнольдса пограничный слой на стенках сопла становится толще и генерирует более сильные низкочастотные шумы. Это подтверждает выводы о существенном влиянии акустических возмущений, генерируемых турбулентным пограничным слоем, развивающемся на стенках сопла.

На рис. 16 сравниваются спектры мощности пульсаций давления и теплового потока. Видно, что поведение пульсаций теплового потока схоже с пульсациями давления, а именно: на все графиках наблюдается монотонное падение уровня пульсаций с ростом частоты

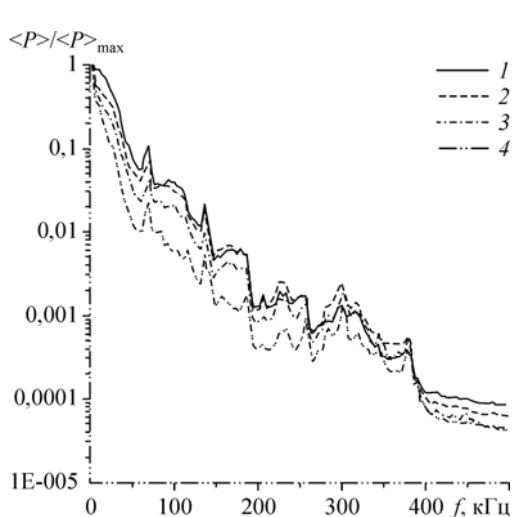


Рис. 15. Спектры мощности пульсаций давления на срезе сопла при $Y = 0 \text{ мм}$, $X = 0 \text{ мм}$. $Re_1 = 4,96 \cdot 10^6$ (1), $9,05 \cdot 10^6$ (2), $13,8 \cdot 10^6$ (3), $20,2 \cdot 10^6$ (4) 1/м.

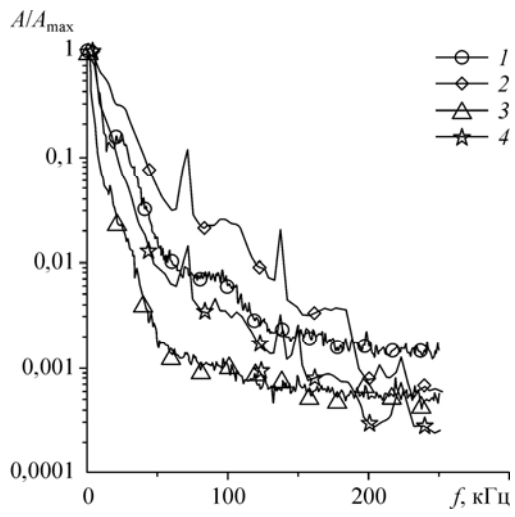


Рис. 16. Сравнение спектров мощности пульсаций теплового потока и давления на срезе сопла. $Y = -50 \text{ мм}$; 1, 3 — $\langle Q \rangle / \langle Q \rangle_{\max}$; 2, 4 — $\langle P \rangle / \langle P \rangle_{\max}$; $Re_1 = 4,96 \cdot 10^6$ (1, 2), $20,2 \cdot 10^6$ (3, 4) 1/м.

и увеличение высокочастотной составляющей шума с ростом единичного числа Рейнольдса. Однако основная энергия пульсаций теплового потока сосредоточена на более низких частотах по сравнению с пульсациями давления. Это связано с большей чувствительностью датчика теплового потока к энтропийным и вихревым возмущениям, преобладающим в низкочастотной части спектра.

Выводы

Исследованы пространственные распределения и спектральные характеристики аэродинамического шума в установке кратковременного действия Гранзит-М.

Показано, что шум установки по оси сопла изменяется слабо. Распределение уровня шума по радиусу сопла более сложное и зависит от числа Рейнольдса. Получена осевая несимметрия уровня шума. Также показано, что с уменьшением единичного числа Рейнольдса уровень пульсаций давления и теплового потока растет. Уровень пульсаций давления не превышает 3 %, уровень пульсаций теплового потока не превышает 8 %. Замечено, что с увеличением единичного числа Рейнольдса высокочастотные пульсации растут, однако основной вклад вносят пульсации с частотами до 200 кГц

Полученные данные позволяют проводить более корректные количественные исследования ламинарно-турбулентного перехода в установке «Гранзит-М».

Список литературы

1. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
2. Жигулев В.Н., Тумин А.М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
3. Mack L.M. Boundary-layer stability theory // Int. document no. 900-277, Rev. A., JPL, Pasadena, Calif., 1969. P. 369.
4. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // J. Aerospace Sci. 1961. Vol. 28, No. 9. P. 685-692.
5. Laufer J. Some statistical properties of the pressure field radiated by a turbulent boundary layer // Phys. Fluid. Vol. 7, No. 8. 1964. P. 1191-1197.
6. Зиновьев В.Н., Лебига В.А. Измерения с помощью термоанемометра в сжимаемых потоках // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 5. С. 23-31.
7. Masutti D., Spinosa E., Chazot O., Carbonaro M. Disturbance level characterization of a hypersonic blow-down facility: AIAA Paper. 2011. No. 2011-3887.
8. Pate S.R., Schueler C.J. Radiated aerodynamic noise effects on boundary-layer transition in supersonic and hypersonic wind tunnels // AIAA J. 1969. Vol. 7, No. 3. P. 450-457.
9. Pate S.R. Effects of wind tunnel disturbances on boundary-layer transition with emphasis on radiated noise: a review: AIAA Paper. 1980. No. 80-0431.
10. Pate S.R. Comparison of NASA helium tunnel transition data with noise-transition correlation // AIAA J. 1974. Vol. 12, No. 11. P. 1615.
11. Mateer G.G., Larson H.K. Unusual boundary-layer transition results on cones in hypersonic flow // AIAA J. 1969. Vol. 7, No. 4. P. 660-664.
12. Stainback P.C. Hypersonic boundary-layer transition in the presence of wind-tunnel noise // AIAA J. 1971. Vol. 9, No. 12. P. 2475, 2476.
13. Papamoschou D. Mach wave elimination in supersonic jets: AIAA Paper. 1997. No. 97-0147.
14. Krogmann P. An Experimental study of boundary layer transition on a slender cone at Mach 5 // Laminar-Turbulent Transition. AGARD, CP-224. 1977. P. 26-1-12.
15. Ross D.H., Ellinwood J.W., Varwig R.L. Hypersonic shock tunnel transition studies // Paper 8, Proceedings of the Boundary Layer Transition Workshop / ed. by W. D. McCauley. Aerospace Corp. Rept. 1971. Vol. III. TOR-0172(S2816-16)-5.
16. Weiss J., Knauss H., Wagner S. Experimental determination of the free-stream disturbance field in a short-duration supersonic wind tunnel // Experiments in Fluids. 2003. Vol. 35. P. 291-302.
17. Weiss J., Kosinov A.D., Knauss H.S. Wagner constant temperature hot-wire measurements in a short duration supersonic wind tunnel // Aeronautical J. 2001. Vol. 105, No. 1050. P. 435-441.
18. Knauss H., Roediger T., Bountin D.A., Smorodsky B.V., Maslov A.A., Srulijes J. Novel sensor for fast heat-flux measurements // J. Spacecraft and Rockets. 2009. Vol. 46, No. 2. P. 255-265.
19. Donaldson J., Coulter S. A Review of free-stream flow fluctuation and steady-state flow quality measurements in the aedc/vkf supersonic tunnel A and hypersonic tunnel B: AIAA Paper 1995. No. 95-6137.

20. **Wagner R.D.** Hot wire measurements of free stream and shock layer disturbances // AIAA J. 1970. Vol. 9, No. 12. P. 2468–2470.
21. **Bergstrom E.R.** A correlation of Mach 7 boundary layer transition data from the loughborough gun tunnel // Dept. of Transportation Technology. Loughborough univ. of technology, 1979. 19 p. (NASA database citation 80N28322).
22. **He Y., Morgan R.G.** Transition of compressible high enthalpy boundary layer flow over a flat plate // Aeronautical J. 1994. Vol. 98, No. 972. P. 25–34.
23. **Roediger T., Knauss H., Kraemer E., Wagner S., Buntin D.A., Smorodsky B.V., Chirkashenko V.F., Zvegintsev V.I., Maslov A.A.** Atomic layer thermopile — a fast heat flux sensor for measuring high heat loads in short duration hypersonic ground testing facilities // Proc. of ICMAR 2007, Novosibirsk, Russia. Pt. 4. P. 154–166.

Статья поступила в редакцию 2 ноября 2012 г.