

пользовались оживало Кармана (1), и оптимальное тело вращения степенной формы (2).

На фигуре показана установленная в эксперименте зависимость величины лобового сопротивления испытанных комбинаций от формы поджатия фюзеляжа, характеризующейся расчетным числом  $M_*$ . Для сравнения приведены экспериментальные значения лобового сопротивления комбинаций с немодифицированным фюзеляжем (в случае оживала Кармана — верхняя пунктирная, а в случае оптимального тела вращения степенной формы — нижняя пунктирная прямая линия).

Экспериментальные данные подтверждают значения расчетных чисел  $M_*$ , полученные в результате теоретических исследований, и показывают, что поджатие корпуса по уточненному правилу площадей позволяет уменьшить лобовое сопротивление комбинации на 18–20%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jones R. T. Theory of wing-body drag at supersonic speeds. Nat. Advis. Comm. Aeronaut. Rep., 1956, No. 1284.
2. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Решение задачи об обтекании тел вращения сверхзвуковым потоком газа в теории малых возмущений. Изв. АН СССР, МЖТ, 1977, № 6.
3. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Решение методом малого параметра задачи об обтекании тел вращения неоднородным сверхзвуковым потоком газа. Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1905.
4. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Определение методом малого параметра аэродинамических характеристик тела вращения, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа под углом атаки. Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1905.
5. Аэромеханика сверхзвукового обтекания тел вращения степенной формы. М., «Машиностроение», 1975.

Москва

Поступила в редакцию  
9.IV.1979

УДК 533.6.011.6

### ПУЛЬСАЦИЯ ДАВЛЕНИЯ И НАГРЕВ ГАЗА ПРИ ВТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ В КОНИЧЕСКУЮ ПОЛОСТЬ

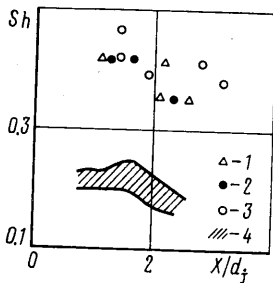
КУПЦОВ В. М., ФИЛИППОВ К. Н.

Основные закономерности по пульсациям давления и температуре нагрева при втекании струи газа в резонансную полость были установлены для различных цилиндрических полостей [1, 2]. Значительно менее изучены резонансные полости сужающейся формы, хотя в них нагрев газа происходит более эффективно [3].

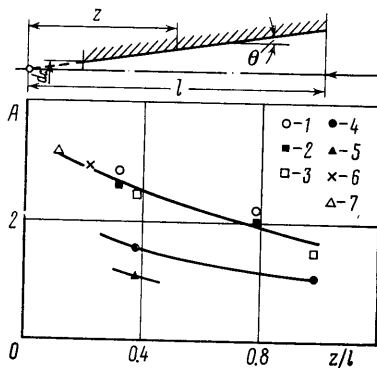
В настоящей работе были проведены исследования трех конических полостей с различными полууглами при вершине ( $\theta=3.5, 6$  и  $8^\circ$ ) и с диаметрами входного сечения  $d_1=35$  и  $54$  мм. Для создания сверхзвуковой струи использовали звуковые сопла с диаметром выходного сечения  $d_a=20, 30, 38$  и  $48$  мм. Для уменьшения тепловых потерь полости, сделанные из нержавеющей стали, с наружной поверхности обертывались толстым слоем стеклоткани.

Для измерения пульсаций давления применялись емкостные датчики. Результаты измерения регистрировались на магнитофоне и на шлейфовом осциллографе. Спектральный анализ проводился по методу, изложенному в [4]. Температура нагрева в резонансной полости измерялась с помощью хромель-алюмелевых термопар. Эксперименты были проведены при различных значениях полного давления перед соплом  $P_0=3-16$  кг/см<sup>2</sup>. В опытах варьировался зазор  $x$  между соплом и полостью. В вершине каждой полости имелось небольшое выпускное отверстие  $d_c/d_a \approx 0.05-0.10$ . Через это отверстие часть нагретого газа выпускалась в атмосферу. Это предохраняло полости от сильного нагрева и расплавления. Однако наличие таких небольших отверстий, как показали измерения, практически не оказывало влияния на частоты и амплитуды резонансных колебаний.

1. Измерения показали, что при взаимодействии сверхзвуковой струи с конической полостью, так же, как и в случае цилиндрической, при определенных зазорах  $x$  возникают периодические колебания большой амплитуды. Было установлено, что для конических полостей участки по  $x$  с неустойчивым режимом течения более протяженные, чем для цилиндрических полостей. Резонансные колебания, как правило, возникают при расположении входного отверстия полости в районе первого диска Маха. При дальнейшем удалении конической полости от среза сопла неустойчивый режим течения сохраняется на участке длиной  $x \approx 3-5 l_0$ , где  $l_0$  — длина 1-й бочки нерасчетности в набегающей струе. При изменении  $x$  в пределах всего участка неустойчивого течения размах колебаний  $\Delta P$  изменяется относительно слабо. На графиках зависимости  $\Delta P$  от  $x$  отмечается пологий максимум в районе  $x \approx l_0$ .



Фиг. 1



Фиг. 2

Большинство приводимых ниже результатов получено при зазоре  $x \approx l_0$ . Спектральный анализ показал, что колебания давления происходят либо на частоте основного тона  $f_0$ , либо на более высоких частотах:  $f_1 = 3f_0$ ;  $f_2 = 5f_0 \dots$ . Результаты измерения частот основного тона представлены на фиг. 1. Здесь по оси ординат отложено число Струхалиа  $Sh_0 = f_0 l / a$ , где  $l$  — глубина полости,  $a$  — скорость звука газа внутри полости. Цифрами 1, 2, 3 обозначены данные, полученные соответственно в конической полости с  $\theta = 3.5, 6$  и  $8^\circ$ . На фиг. 1 для сравнения нанесены данные [1] по числам Струхалиа для цилиндрических полостей (обозначены цифрой 4). Из фиг. 1 видно, что все данные по  $Sh_0$  для конических полостей с различными полууглами  $\theta$  образуют единую зависимость. При увеличении зазора  $x$  между соплом и полостью число Струхалиа уменьшается. Из рассмотрения фиг. 1 также следует, что в конических полостях частоты колебаний превышают соответствующие частоты в цилиндрических приблизительно в 2 раза. Для свободного колеблющегося шара радиуса  $R$  частота основного тона [5]  $f_0 = a / 2R$ . Так как коническая полость является частью шара с  $R \approx l$ , то для расчета  $f_0$  в таких полостях можно пользоваться формулой  $fl = 1/2a$ . Это подтверждают результаты измерений на фиг. 1.

2. С помощью датчиков были проведены измерения уровней пульсаций давлений внутри полостей. Эти измерения показали, что наиболее высокие уровни возникают при малых полууглах полости  $\theta$ . На фиг. 2 представлены результаты измерения по осциллографу максимальных размахов колебаний давлений  $\Delta P = P_{\max} - P_{\min}$  внутри полости  $\theta = 3.5^\circ$  при различных значениях  $d_a$  и  $p_0 = P_0 / P_H$ , где  $P_H$  — давление в окружающей атмосфере. По оси абсцисс отложено отношение  $z/l$ , где  $z$  — расстояние от вершины полости до места установки датчика, а по оси ординат — отношение  $\Delta P / P_0 = A$ . Цифрами 1-6 обозначены данные, полученные соответственно при следующих значениях  $p_0$  и  $d_a$ , мм: 4 и 38; 6 и 38; 6 и 30; 11 и 30; 16 и 30; 6 и 48. В опытах с  $d_a = 30$  мм использовалась полость с  $d_1 = 35$  мм, а в соплах с  $d_a = 38$  и 48 мм — полость с  $d_1 = 54$  мм. Из фиг. 2 видно, что в конических полостях в отличие от цилиндрических [2] размах колебаний по длине полости не остается постоянным. По мере приближения к вершине полости интенсивность пульсаций возрастает. Из-за больших размеров применяемых в данных опытах датчиков не представлялось возможным произвести измерения пульсаций давления в непосредственной окрестности вершины полости.

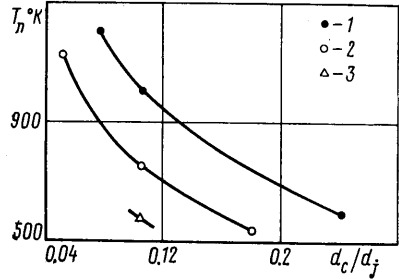
С помощью высокоскоростной кинокамеры были сняты тепловские фотографии течения истекающей из выпускного отверстия струи. Киносъемка показала, что на режимах неустойчивого течения структура истекающей струи периодически изменяется с частотой колебания давления в полости. В некоторые моменты времени истекающая струя приобретает свойственную сверхзвуковым скоростям бочкообраз-

ную структуру. По размерам «бочек», исходя из предположения квазистационарного истечения, было найдено максимальное давление в полости  $P_{\max}$  и соответственно размах колебаний  $\Delta P \approx P_{\max}$ . Результаты этих измерений на фиг. 2 обозначены цифрой 7. Видно, что результаты измерений  $\Delta P$  оптическим методом удовлетворительно согласуются с данными измерений с помощью пульсационного датчика.

Итак, анализ полученных данных по пульсациям давления показывает, что в конических резонансных полостях максимальный размах колебаний давлений вблизи вершины может в несколько раз превышать величину полного давления в набегающем потоке. Аналогичные результаты наблюдались при цилиндрическом сжатии газа вблизи оси резонансной полости [3]. Следует заметить, что при увеличении  $P_0$ , как видно из фиг. 2, отношение  $\Delta P/P_0$  уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении  $P_0$  возрастают число Маха в струе и соответственно потери полного давления в скачках уплотнения.

3. С помощью термомпар были измерены температуры стенки полости вблизи вершины и температура вытекающего из выпускного отверстия воздуха. Эти измерения показали, что на установившемся тепловом режиме обе указанные температуры удовлетворительно согласуются между собой. Температура нагрева зависит от  $p_0$  и  $x$ . Наибольший нагрев наблюдается при тех же значениях  $p_0$  и  $x$ , при которых амплитуда пульсаций достигает максимальных значений. На фиг. 3 представлены результаты измерения максимальных стационарных температур нагрева  $T_n$  воздуха в трех различных конических полостях при  $P_0=11$ . По оси абсцисс отложено отношение  $d_c/d_j$ , где  $d_c$  — диаметр выпускного отверстия,  $d_j$  — диаметр струи, образующейся при изотропическом расширении потока от  $P_0$  до  $P_n$ . Цифрами 1—3 обозначены данные, полученные соответственно при  $\theta=3.5, 6$  и  $8^\circ$ . Из фиг. 3 видно, что при увеличении диаметра выпускного отверстия  $d_c$  температура нагрева монотонно уменьшается. При прочих равных условиях наибольший нагрев реализуется в полости с полууглом  $\theta=3.5^\circ$ . В этой полости при относительном диаметре выпускного отверстия  $d_c/d_j=0.075$  температура нагрева достигает  $T_n \approx 1200^\circ \text{K}$ . Эксперименты показали, что при увеличении полного давления перед соплом  $p_0$  происходит рост максимальной температуры нагрева газа в полости.

На установившемся тепловом режиме (при котором средняя по времени температура  $T=T_n=\text{const}$ ) производимая в полости тепловая энергия  $Q_p=Q_1+Q_2$ , где  $Q_1$  — тепло, расходуемое на нагрев выпускаемого газа,  $Q_2$  — потери тепла, связанные с теплопередачей к стенкам полости и к холодному воздуху, вытекающему в полость. При небольших амплитудах колебаний  $Q_1=c_p m_3 (T_3-T_0)$ , где  $m_3$  и  $T_3$  — расход и температура нагретого воздуха, вытекающего из выпускного отверстия. Однако при больших амплитудах колебаний, которые реализуются в конических полостях, расчет по этой формуле дает заниженные значения  $Q_1$ . В этих случаях для определения  $Q_1$  более правильно пользоваться формулой:  $Q_1=c_p \int m_3 (T_3-T_0) dt$ , в которой  $m_3$  и  $T_3$  являются функциями времени  $t$ . В данной работе были проведены расчеты  $Q_1$ , исходя из предположения, что в течение одного полуцикла полное давление  $P_3$  и температура торможения  $T_3$  перед выпускным отверстием равны своим максимальным значениям:  $P_3=P_{\max}$  и  $T_3=T_n (P_{\max}/P_n)^{(\kappa-1)/\kappa}$ , а в течение второго полуцикла газ из отверстия не вытекает. Здесь  $\kappa$  — отношение теплоемкостей,  $P_n$  — среднее по времени давление в полости. Величины  $P_n$  были измерены экспериментально с помощью бурдоновского манометра. Расчеты величин  $Q_1$  показали, что при увеличении диаметра  $d_c$  выпускного отверстия количество тепла, идущего на нагрев вытекающего воздуха, увеличивается, несмотря на то что при этом температура нагрева понижается. Потери тепла  $Q_2$  зависят от температуры нагрева  $T_n$ . Чем меньше  $T_n$ , тем меньше  $Q_2$  и тем ближе  $Q_1$  к  $Q_p$ . Этим и объясняется, почему с увеличением  $d_c$  величина  $Q_1$  увеличивается. По найденным значениям  $Q_1$  были произведены оценки коэффициента преобразования  $\eta$  кинетической энергии струи  $W$  в тепловую. Эти оценки показали, что наиболее высокие значения коэффициента преобразования  $\eta$  в конических полостях реализуются при низких полных давлениях  $P_0$  и при  $P_0=4 \text{ кг/см}^2$  достигают 6—7%. В конических полостях максимальные значения  $\eta$  получаются выше, чем в цилиндрических [2] примерно в 2 раза. Следует заметить, что в работе [2] цилиндрические полости испытывались не с  $M_a=1.0$ , а с  $M_a=3.2-4.0$ . Поэтому для корректного сравнения в данной работе были проведены испытания цилиндрической полости с соплом  $M_a=1.0$ . Относительный диаметр  $d_i/d_a$  и относительная глубина  $l/d_i$  полости соответственно равнялись 1.0 и 11. Была измерена температура дна полости при различных зазорах и полных давлениях. Измерения показали, что в цилиндрической полости температура нагрева



Фиг. 3

$T_n$  получается существенно ниже, чем в конической с  $\theta=3.5^\circ$ . Так, при относительном диаметре выпускного отверстия  $d_c/d_j \approx 0.2$  максимальный прирост температуры  $(T_n - T_0)$  в конической полости с  $\theta=3.5^\circ$  был выше по сравнению с цилиндрической примерно в 2.5 раза.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sprenger H. Über thermische Effekte in Resonanzrohren. Mitt. Inst. Aerodynamik. Zurich, 1954, № 21.
2. Купцов В. М., Остроухова С. И., Филиппов К. Н. Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в цилиндрическую полость. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 5.
3. Ву, Островски, Нимех, Ли. Экспериментальное исследование цилиндрического резонатора. Ракетная техника и космонавтика, 1974, т. 12, № 8.
4. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
5. Исакович М. А. Общая акустика. М., «Наука», 1973.

Москва

Поступила в редакцию  
19.VI.1979

УДК 533.6.011.72

### ВОЗРАСТАНИЕ ГРАДИЕНТА ПЛОТНОСТИ В ТЕПЛОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО НЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

АКИМОВ А. И., ПИСКАРЕВА М. В., ШУГАЕВ Ф. В.

Усиление слабых возмущений после прохождения через ударную волну отмечено в [1]. В [2] рассчитано возрастание градиента плотности за ударной волной при ее распаде на границе слабой неоднородности. В [3] экспериментально показано возрастание амплитуды акустических возмущений при встречном взаимодействии их с ударной волной.

В данной работе измерено распределение плотности за ударной волной, распространяющейся по покоящемуся газу с убывающей плотностью (давление постоянно). Экспериментально обнаружено возрастание абсолютного значения градиента плотности внутри тепловой неоднородности при распространении по ней ударной волны. Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом, сделанным в предположении, что относительное изменение плотности вдоль неоднородности мало. В отличие от [1] при расчете учтены квадратичные члены.

Эксперименты выполнены в ударной трубе прямоугольного сечения размером  $28,5 \times 28,5$  мм<sup>2</sup>. Длина камеры низкого давления равна 0,9 м, камеры высокого давления — 0,45 м. В качестве рабочего газа использован воздух, толкающего — гелий. Числа Маха ударной волны изменялись в интервале  $M=1,9-2,4$ . Начальное давление в рабочей секции равно 110 торр. Рабочая секция ударной трубы снабжена кварцевыми окнами. Область с градиентом плотности в рабочей секции создается с помощью нагревателя. Торец его, обращенный к потоку, представляет собой квадрат сечением  $27 \times 27$  мм<sup>2</sup>. Температура нагревателя меняется в зависимости от силы тока, проходящего через обмотку нагревателя. Время прогрева составляет 10–20 с.

Скорость проходящей ударной волны измеряется по теневой фоторазвертке [2], а также с помощью пьезодатчиков, сигналы от которых через повторитель и усилитель подаются на частотомер типа ЧЗ-33. Для измерения плотности газа был сконструирован и изготовлен многолучевой интерферометр типа Фабри — Перо с клинообразным положением зеркал. Источником света служит импульсный рубиновый ОКГ с модулированной добротностью, позволяющий получать снимки отдельных стадий процесса. Модуляция добротности осуществляется с помощью пассивного затвора на основе красителя. В зависимости от напряжения, подаваемого на лампы накачки, и концентрации раствора красителя получают от одного до пяти импульсов излучения длительностью порядка  $10^{-8}$  с каждый. Съемка производится фоторегистратором ЖФР-1. Для исключения влияния паразитного света перед объективом фоторегистратора установлен красный светофильтр. Оптическая система такова. Пучок света от ОКГ расширяется до пятна размером в 50 мм и попадает в интерферометр. Затем с помощью сопрягающего объектива он направляется на вход фото-