

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ В ПОЛОСТЯХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ВХОДЕ

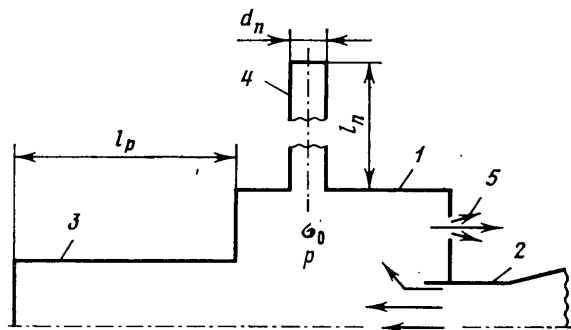
ГРЯЗНОВ В. П., КУПЦОВ В. М.

Проведено исследование газодинамического нагрева газа в полужакрытых полостях (трубах, каналах, тупиках) под воздействием заданных (с дискретной составляющей или без нее) пульсаций давления на входе. Представлены результаты измерения температуры стенок полостей, а также мощности газодинамического нагрева в зависимости от относительной длины полости $10 < l_n/d_n < 300$, от относительного уровня пульсаций давления на входе $\sigma_0/p < 0,5$, от величины статического давления $p = 2-10$ кг/см². Установлено, что с ростом p и особенно σ_0/p мощность газодинамического нагрева интенсивно возрастает.

Под воздействием пульсаций давления на входе в полужакрытую полость внутри нее возбуждаются звуковые и ударные волны, диссипация энергии в которых приводит к нагреву газа и стенок полости [1]. В настоящее время достаточно подробно изучен вопрос о газодинамическом нагреве при автоколебаниях [2-4]. Однако вопросу о нагреве газа под воздействием заданных пульсаций давления на входе до сих пор не уделялось должного внимания, хотя в этих случаях стенки полости могут также нагреваться, причем до достаточно высоких температур.

1. В данной работе объектами исследования были цилиндрические полости. В опытах варьировались диаметр d_n и относительная длина полости $l = l_n/d_n = 10-300$. Открытый конец полости подсоединялся к источнику пульсаций давления. В качестве источников пульсаций давления использовались: 1) «реверберационная» камера, 2) основной участок турбулентной струи, 3) зона отрыва перед уступом. Во всех опытах рабочим газом служил воздух комнатной температуры.

На фиг. 1 приведена схема одного из источников пульсаций давления с применением реверберационной камеры 1. В этом источнике воздушная струя истекала из сопла 2. В результате взаимодействия этой струи с резонансной полостью 3



Фиг. 1

возникли колебания, которые создавали пульсации давления на входе испытываемой полости 4. Воздух из «реверберационной» камеры выбрасывался в атмосферу через отверстие 5, расположенные в торцевой стенке «реверберационной» камеры. Характер создаваемых пульсаций определялся длиной l_p резонансной полости 3.

В опытах с турбулентной струей испытываемые полости устанавливались соосно струе. Исследования были проведены при относительном расстоянии от среза сопла $h/d_n = 20$, где $d_n = 10$ мм — диаметр выходного сечения сопла. Для создания струи использовалось сопло с числом Маха на срезе $M_a = 1,0$. Эксперименты были проведены при различных значениях полного давления перед соплом $p_0 = (5-20) \cdot p_h$, где p_h — давление в окружающей атмосфере.

В опытах с зонами отрыва входное отверстие испытываемой полости устанавливалось от уступа на расстояниях $X = (0,5-2,0) \cdot h_y$, где h_y — высота уступа. Эксперименты были проведены при числах Маха на внешней границе зоны отрыва $M_1 = 1,4; 1,77$.

Предварительно перед установкой полостей были измерены пульсации давления в местах расположения входного отверстия. Для измерения и анализа этих пульсаций использовалась методика работы [5]. Эти измерения показали, что в случае зон отрыва и натекания турбулентной струи пульсации давления имеют сплошной спектр. В опытах с реверберационной камерой при отсутствии резонансной полости 3 спектры были сплошными, а при ее наличии — с интенсивной дискретной составляющей. Частота этой составляющей зависела от длины резонансной полости l_p .

Относительные величины суммарного уровня пульсаций давления составляли в опытах с турбулентной струей $\sigma = \sigma_0/p = 0,15-0,25$, в опытах с зоной отрыва $\sigma = 0,07-0,13$, а в опытах с реверберационной камерой $\sigma = 0,15-0,50$.

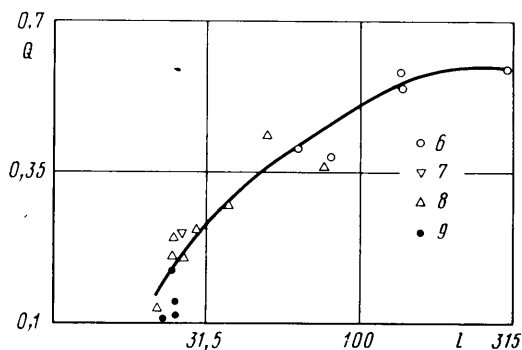
При исследованиях газодинамического нагрева измерялась температура T стенок полости, а также мощность нагрева W . Для измерения температуры использовались хромель-алюмелевые и копель-алюмелевые термопары. Мощность газодинамического нагрева определялась с помощью калориметра, а также по скорости возрастания температуры стенок dT/dt . В экспериментах по измерению температуры полости наружные стенки, как правило, покрывались теплозащитным материалом (асбестом).

2. Исследования показали, что газодинамический нагрев реализуется как при наличии, так и при отсутствии дискретных составляющих в спектрах пульсаций давления на входе в полость. Основными источниками газодинамического нагрева является диссипация энергии в ударных волнах и в пограничном слое, который образуется в процессе колебаний на стенках полости. Было установлено, что температура и мощность зависят от относительной длины полости l , статического давления p и суммарного уровня пульсаций давления σ_0 . Чем больше p и σ_0 , тем выше температура нагрева. Наиболее высокие температуры нагрева ($T \approx 700-800^\circ \text{C}$) были достигнуты в опытах с реверберационной камерой при $\sigma = 0,5$.

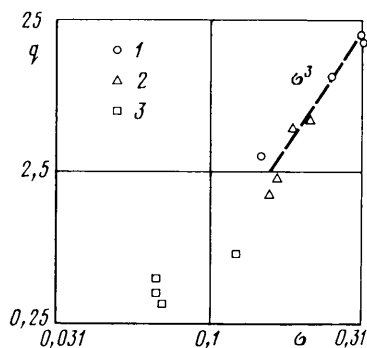
При заданных пульсациях давления в отличие от резонансных полостей [2, 3] наиболее высокие температуры не всегда наблюдаются вблизи закрытого конца полости. Максимальные температуры реализуются в конце полости только в коротких трубках $l < 100$. В более длинных полостях максимум температур наблюдается на среднем участке полости. Это связано с тем, что в длинных полостях значительная часть энергии волн, распространяющихся внутри полости, теряется, не доходя до закрытого конца полости.

Опыты, проведенные при различных давлениях ($p = 2-10 \text{ кг/см}^2$), показали, что мощность газодинамического нагрева W растет с увеличением p . Для полостей с $l = 50-100 \text{ } W \sim p^{0,8}$.

На фиг. 2 представлены данные по влиянию относительной длины полости l на мощности газодинамического нагрева. Здесь по оси ординат отложено отношение



Фиг. 2



Фиг. 3

$Q = W/W_p$, где $W_p = (\sigma_0/\rho a)S$, ρ и a — плотность газа и скорость звука, S — площадь входного отверстия. Величина W характеризует в акустическом приближении мощность, поступающую в полость энергии. На фиг. 2 цифрами 6, 7 и 8 обозначены экспериментальные данные, полученные в опытах с реверберационной камерой при значениях d_n , соответственно равных 3, 6 и 8 мм; а цифрой 9 — результаты измерения в опытах с набегающей турбулентной струей при расстоянии между соплом и полостью $h/d_n = 20$. Видно, что все экспериментальные данные в координатах Q и l образуют единую зависимость. При увеличении глубины полости мощность газодинамического нагрева монотонно увеличивается, асимптотически приближаясь при $l > 200$ к $W \approx (0,5-0,6) \cdot W_p$.

На фиг. 3 собраны экспериментальные данные по влиянию относительного суммарного уровня пульсаций давления σ перед входом в полость ($l = 25-50$) на удельную плотность мощности газодинамического нагрева $q = W/(pS)$, кал/с·кг. Здесь цифрами 1, 2 и 3 обозначены результаты измерения q соответственно в опытах с реверберационной камерой, турбулентной струей и с зоной отрыва. С ростом σ газодинамический нагрев интенсивно растет. При больших значениях $\sigma > 0,15$ $q \sim \sigma^3$. Это связано с тем, что при больших относительных уровнях пульсаций давления основным источником нагрева является диссипация энергии в ударных волнах, которая в зависимости от σ изменяется по кубическому закону [4]. При меньших же уровнях пульсаций давления заметный вклад в газодинамический нагрев дает диссипация энергии в пограничном слое.

1. Пинкз Н. М., Руденко А. Н., Селин Н. И. Экспериментальное исследование четвертьволновых поглотителей в канале с потоком.— Докл. на 7-й Науч.-техн. конф. по аэроакустике, Москва, 1981. М.: ЦАГИ, 1981. с. 81–82.
2. Sprenger H. Über termische Effekte in Resonanzrohren. Mitt. Inst. Aerodynamic, 1954, № 21.
3. Купцов В. М., Остроухова С. И., Филиппов К. И. Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в цилиндрическую полость.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 5, с. 104–111.
4. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Экспериментальное исследование аномального аэродинамического нагрева тел с глубокой полостью.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1, с. 113–119.
5. 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, с. 162–165.

Москва

Поступила в редакцию
26.VI.1982

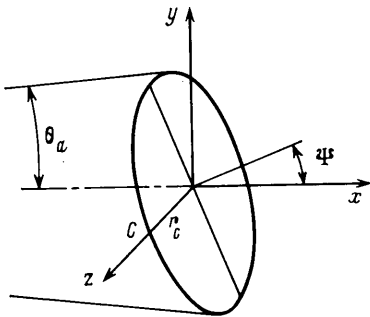
УДК 533.6.011.5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ ИЗ СОПЛА С КОСЫМ СРЕЗОМ

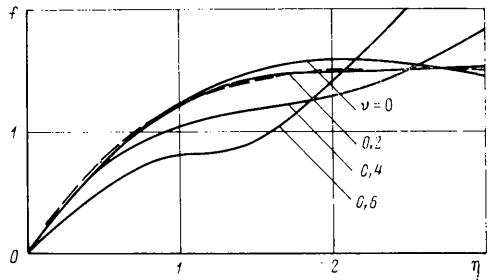
РОДИОНОВ А. В.

К настоящему времени разработаны достаточно эффективные методы, позволяющие рассчитывать истекающие в вакуум осесимметричные струи невязкого совершенного газа, а также получены аппроксимации поля плотностей в таких струях на больших расстояниях от среза сопла (см., например, [1–3] и библиографию в них).

Если плоскость среза сопла не перпендикулярна его оси, течение в струе приобретает пространственный характер. Учесть с достаточной точностью влияние косого среза в ряде случаев можно поправкой в распределении плотности. Выражение



Фиг. 1



Фиг. 2

для такой поправки приводится в данной работе. Оно получено на основе расчетов [4], в которых на выходе из сопла задавалось течение от источника.

1. Рассмотрим коническое сопло с косым срезом (фиг. 1). Декартову xuz и цилиндрическую $x\psi r$ системы координат расположим следующим образом: x — ось сопла (с началом в точке пересечения с плоскостью среза), xu — плоскость симметрии (ось y составляет острый угол с внешней нормалью к плоскости среза), $\varphi = \arctg(z/y)$.

В качестве определяющих параметров струи выберем: κ — показатель адиабаты газа, M_c — число Маха на кромке сопла в плоскости xz (в точке C), θ_a — угол полураствора конического сопла, Ψ — угол между осью сопла и нормалью к плоскости среза. Линейные размеры будем относить к радиусу сопла r_c в плоскости xz .

Заменим сопло с косым срезом на совпадающее с ним в плоскости xz осесимметричное и сравним струи, истекающие из обоих сопел. Сравнение показывает, что: 1) струи имеют практически одинаковую осевую составляющую полного импульса