

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОТРЫВНЫХ ЗОН, ВОЗНИКАЮЩИХ
В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ НА ИГЛЕ СО ЩИТКОМ

А. Н. АНТОНОВ, В. К. ГРЕЦОВ

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование нестационарного течения в отрывной зоне, развивающегося на игле, установленной перед коническим щитком и перед щитком, помещенным в цилиндрическую резонансную полость.

Нестационарные отрывные течения возникают вследствие нарушения баланса между количеством газа, поступающего в зону отрыва в месте присоединения потока, и количеством газа, покидающего ее [1-3]. В работах [1-4] изучались главным образом картина течения и границы существования нестационарного режима в зависимости от геометрических размеров тела, перед которым устанавливалась игла или конус. В [5] исследовалось обтекание конуса с дисковым щитком, в [6] установлено существование двух режимов течения с пульсациями в отрывной зоне. При достаточно длинных иглах, установленных перед торцом цилиндра (щиток с $\beta=90^\circ$) течение стационарно. При длине иглы $l < l_0$ возникает режим течения с пульсациями первого рода. При этом зона отрыва остается конической и не сильно меняет свои размеры. Пульсации отрывной зоны отчетливо можно наблюдать на фотографиях по колебаниям скачка уплотнения, отходящего от зоны отрыва. При длине иглы $l < l_1 < l_0$ наступает режим течения с пульсациями второго рода, причем зона отрыва периодически то разрушается, то возникает вновь. При длине $l < \Delta$, где Δ — отход ударной волны от тела, отрывная зона исчезает и пульсации прекращаются.

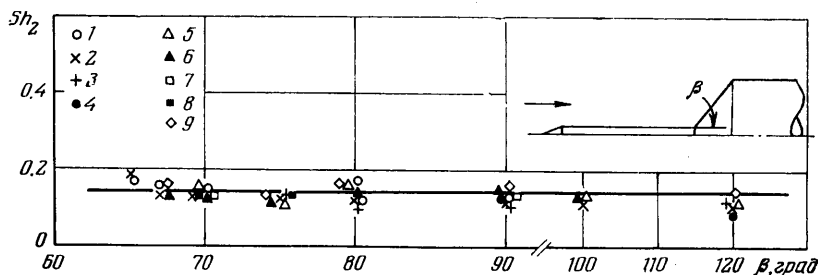
В [7] подробно рассмотрены последовательные стадии режима пульсаций второго рода. В указанных работах [1-3] не было исследовано влияние размера и формы отрывной области, возникающей на игле, на характеристики пульсаций давления в отрывной области. В настоящей статье кроме этого вопроса рассмотрено также влияние резонаторов на пульсационное отрывное течение, возникающее на игле, исследовано влияние пульсаций давления в отрывной зоне на теплообмен.

1. Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе при числе M набегающего потока $M_\infty=2-6$; числа Рейнольдса, вычисленные по параметрам невозмущенного потока и диаметру мишеля модели d , менялись от $6 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^6$.

В качестве первой группы моделей использовались составные тела, конус-цилиндр с установленной впереди конуса иглой. Полуугол конической части модели (щитка) β менялся от 45 до 120° . Отношение длины иглы к диаметру цилиндра $l^\circ=l/d=0-5$. Диаметр цилиндра менялся в диапазоне $7-50$ мм, иглы были заточены под углом $\varphi=7^\circ$. Во всех экспериментах ось иглы совпадала с направлением вектора скорости потока.

Вторая группа моделей представляла собой цилиндр с плоским торцом ($\beta=90^\circ$), на который одевался полый цилиндр с толщиной стенки $b/d \approx 0.02$. Таким образом, образовывался стакан, открытый навстречу потоку. При определении отношения l/d в опытах с этой моделью в качестве l бралось расстояние от вершины иглы до плоскости, проходящей через передний край цилиндра. Длина цилиндра s , отнесенная к его диаметру d , изменялась от $s^\circ=s/d=0$ до 2 .

Измерение частоты f и среднеквадратичных уровней пульсаций давления L при нестационарном обтекании моделей проводилось датчиком давления емкостного типа. Анализ записанных на магнитную ленту показаний датчика проводился на анализаторе фирмы «Брюль и Кьер» при полосе пропускания $\Delta f = 10$ гц. Модели для измерения среднего по времени давления имели дренажные отверстия диаметром 0.7–0.8 мм. Измерение усредненного по времени теплового потока на торце с иглой проводилось с помощью калориметрических датчиков методом, основанным на теории



Фиг. 1

регулярного режима первого рода. Съемка теневых картин течения проводилась с искровым источником света. Длительность свечения искры 10^{-6} сек. Для измерения частоты колебаний скачка уплотнения применялась дисковая развертка [7], щель которой при измерениях пульсаций первого рода располагалась перпендикулярно, а при измерениях пульсаций второго рода параллельно оси иглы.

2. Рассмотрим влияние полуугла щитка β на частоту дискретной составляющей в спектре пульсаций давления при нестационарном режиме течения второго рода.

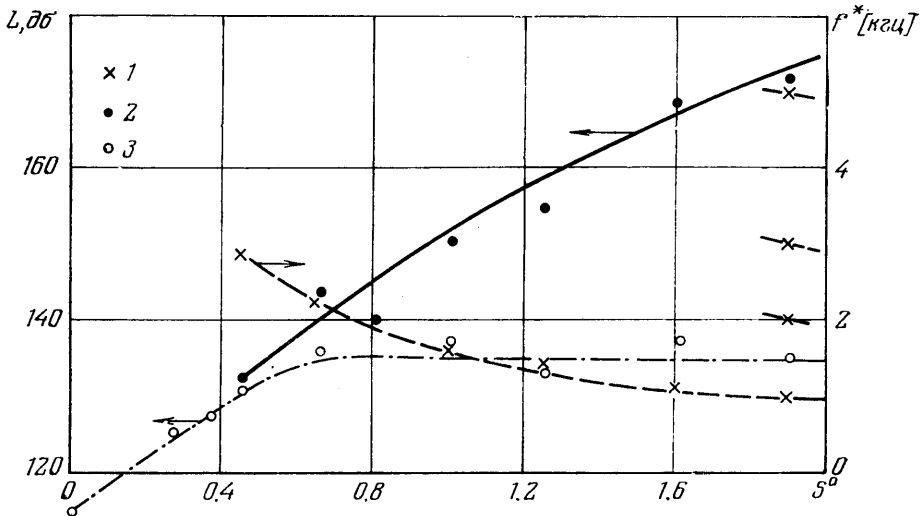
В [7] указаны границы нестационарного течения при угле щитка $\beta = 90^\circ$ (торец) и проведены параметрические исследования, из которых следует, что на число Струхали $Sh_2 = f^* z / a_0$ из набора параметров M_n , Re , d_0/d , l° , φ , T_0/T_w существенно влияют только два параметра: M_n и φ . Здесь a_0 — скорость звука при температуре торможения набегающего потока T_w , d_0 — диаметр иглы, T_w — температура стенки; $z = \bar{z}$ при $l^\circ < 0.9$ и $z = z_1$ при $l^\circ > 0.9$; z_1 — расстояние от носика иглы до кромки щитка или торца.

На фиг. 1 представлены результаты экспериментов при $M_n = 2.1$ и $\beta = 65-120^\circ$; для значения $Re = 10^6$ индекс 1 соответствует $l^\circ = 0.46$, 2 — 0.61, 3 — 0.77, 4 — 0.92; для значения $l^\circ = 0.6$ индекс 5 соответствует $Re = 6.4 \cdot 10^5$, 6 — $4.8 \cdot 10^5$, 7 — $2.7 \cdot 10^5$, 8 — $2.4 \cdot 10^5$, 9 — $1.6 \cdot 10^5$. Можно видеть, что угол щитка практически не оказывает влияния на число sh_2 . Аналогичные результаты были получены и для других чисел $M_n = 2-6$. При увеличении длины иглы l° при значении $l^\circ > l_1^\circ$ режим течения с пульсациями второго рода меняется на режим течения с пульсациями первого рода. Эксперименты показали, что в этом случае параметр β не оказывает влияния на число $Sh_1 = f^* z_1 / u_2$, которое для первого тона дискретной составляющей $Sh_1 \approx 0.22$.

Здесь u_2 — скорость на внешней границе зоны смещения конической области отрыва. Таким образом, при пульсациях как первого, так и второго рода размер отрывной зоны, образующейся при изменении параметра β , не влияет на безразмерную частоту пульсаций, и характерный размер z при расчете числа Струхали сохраняется.

Для проверки, является ли расстояние z характерным размером в других более сложных случаях, были проведены эксперименты с моделью,

снабженной акустическим резонатором. Модель представляла собой торец с иглой, на который одевался полый тонкостенный закрытый с одного конца цилиндр (вторая группа моделей). В результате образовывался стакан, открытый навстречу потоку. Для выяснения пульсационных характеристик столба газа, заключенного в цилиндре, часть экспериментов была проведена без иглы — только с цилиндром на торце. Датчик давления, как и в других экспериментах, размещался на торце. Теневые снимки обтекания такой модели, полученные при помощи искрового источника света, показывают, что расстояние отхода ударной волны перед цилиндром меняется с течением времени. Обтекание имеет нестационарный характер.



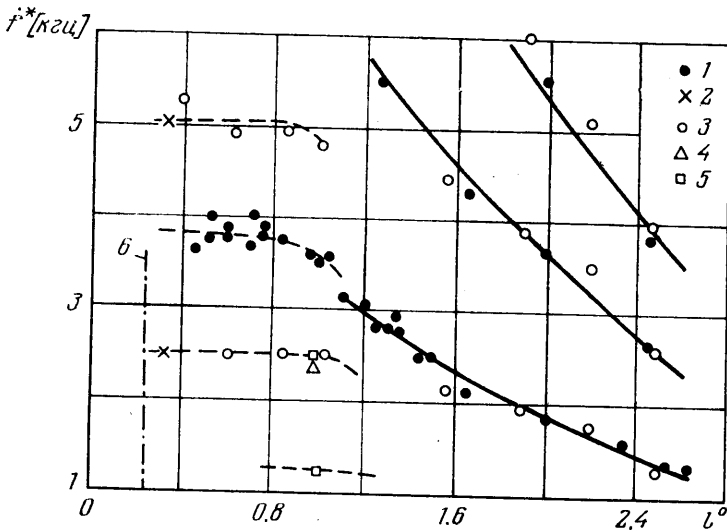
Фиг. 2

Результаты измерений пульсаций давления на торце с цилиндром без иглы приведены на фиг. 2. Здесь индекс 1 соответствует частоте, 2 — уровню дискретной составляющей, 3 — уровню белого шума пульсаций давления. Дискретный тон в спектре пульсаций проявляется, когда длина цилиндра s становится больше его радиуса. С увеличением длины цилиндра частота дискретной составляющей f^* падает. На фиг. 2 пунктирной линией нанесена зависимость частоты колебания столба воздуха в трубе, закрытой с одного конца и имеющей эффективную глубину $z_i = s + \Delta$. Отметим, что экспериментальные данные также хорошо аппроксимируются зависимостью $[^\circ] k\lambda^*/4 = s + 0.4d$. Здесь λ^* — длина волны дискретной составляющей; $k=1, 3, 5, \dots$

Интересно, что при $s^0=2$ в эксперименте появляется промежуточный тон со значением $k=2$. Уровень дискретной составляющей в цилиндре без иглы растет с увеличением s , уровень белого шума увеличивается при $s^0=0-0.6$, а затем при $s^0>0.6$ остается примерно постоянным. Результаты измерений пульсационных характеристик обтекания торца с иглой при наличии цилиндра качественно отличаются от результатов вышеприведенных опытов. Независимо от длины цилиндра существуют два режима пульсаций, аналогичных случаю течения при $s=0$. Для исследованного диапазона значений $s^0=0-2$ имеет место режим течения с пульсациями первого рода и режим течения с пульсациями второго рода. Частота дискретной составляющей в режиме пульсаций второго рода при наличии цилиндра для $M_n =$

$=6$ может быть рассчитана при использовании числа Струхала $Sh_2=0.14$ независимо от длины цилиндра s и длины иглы l .

На фиг. 3 приведены результаты экспериментов по влиянию относительной длины иглы l на частоту дискретной составляющей для значений параметров $M_n=6$, $Re=10^6$, $s^\circ=0-1.8$. Здесь индекс I соответствует $s^\circ=0, 2-0.33, 3-0.46, 4-1, 5-1.8$. Из полученных результатов для режима пульсаций второго рода ($l^\circ \leq 1.4$) видно, что для моделей с цилиндром ($s^\circ \neq 0$) появляются первый, второй и четвертый тона, а для моделей без цилиндра — только третий тон. Таким образом, полость оказывает влияние на появление кратных тонов, а процесс пульсаций и число sh_2

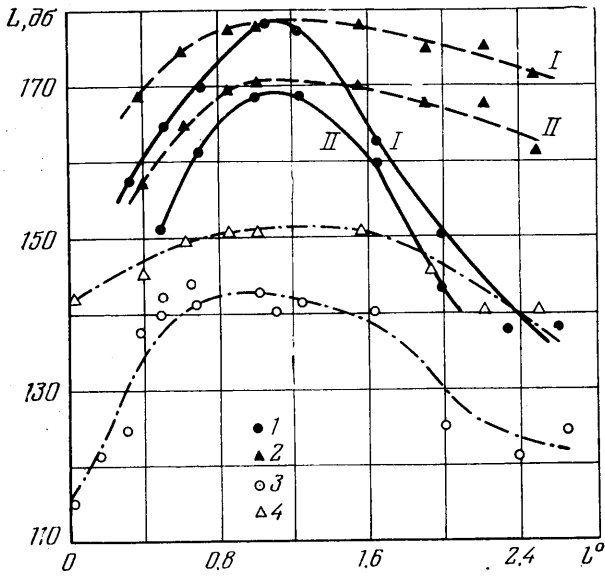


Фиг. 3

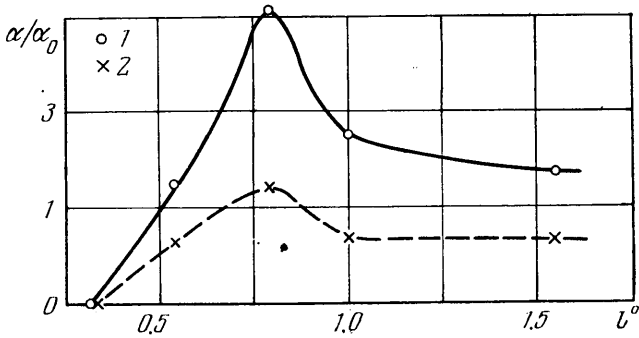
определяются отрывной зоной на игле, и не зависят от размера (глубины) полости (стакана). Как и в случае $s^\circ=0$, отрывная зона на игле периодически возникает, сильно увеличивается в своих размерах, а затем разрушается.

Для относительно длинных игл ($l^\circ > l_1^\circ$) возникает режим пульсаций первого рода, когда зона отрыва остается конической и в течение времени меняется лишь угол отрывной конической области. Частота дискретной составляющей уменьшается с увеличением l° , а значения частот для соответствующих величин в этом режиме пульсаций такие же, как и при отсутствии цилиндра. Для первого тона дискретной составляющей $sh_1=0.22$. Эти результаты показывают, что для режима пульсаций первого рода независимо от конфигурации рассмотренных моделей характерным размером для числа Струхала является расстояние от вершины иглы до кромки торца или цилиндра z_1 . Размер полости (стакана) не оказывает влияния на безразмерную частоту дискретной составляющей. Наличие цилиндра, как показывают теневые фотографии, расширяет область существования режима пульсаций второго рода в сторону более длинных игл. Так, например, для числа $M_n=6$ при $s^\circ=0$ граница между режимами пульсаций равна $l^\circ \approx 1.4$, а при $s^\circ=0.46$ она равна $l^\circ \approx 1.6$.

На фиг. 4 представлена зависимость уровня дискретной составляющей от длины иглы. Здесь индексы 1, 3 соответствуют значению $s^\circ=0$ (без цилиндра), 2—4 — 0.46; индексы 3, 4 соответствуют уровню «белого» шума,



Фиг. 4



Фиг. 5

а индексы 1, 2 — уровню дискретной составляющей. Цифрами I и II указаны номера тонов дискретной составляющей. При изменении длины иглы для данного значения s зависимость L для дискретной составляющей от l^0 имеет более пологий максимум, чем в случае пульсаций на модели без цилиндра. Величина максимума в обоих случаях одинакова.

Уровень белого шума для модели с цилиндром больше, чем для модели без цилиндра, причем в области максимальных значений L разница составляет 8—10 дБ, а при $l^0=0$ имеем $\Delta L \approx 26$ дБ. Уровень белого шума при $1.8 > l^0 > \Delta^0$ и любом s^0 выше уровня белого шума для модели с цилиндром без иглы (резонатора) (см. фиг. 2 и 4). Следует отметить, что, когда длина иглы l меньше отхода ударной волны Δ , отмеченной на фиг. 3 вертикальной линией b , отрывной зоны на игле не образуется, и цилиндр работает как резонатор, имеющий эффективную длину $z_1 = s + \Delta$.

Суммируя приведенные выше результаты, можно заключить, что значение числа sh определяется характерным размером отрывной области и не зависит от наличия или отсутствия резонатора. Наличие резонатора заметно увеличивает уровень дискретной составляющей и белого шума

пульсаций давления. Граница между режимом пульсаций второго рода (с сильным изменением формы и размеров зоны отрыва) и режимом первого рода (с незначительным изменением только размеров зоны отрыва) при наличии резонатора сдвигается в сторону больших длин игл. Изменение угла наклона щитка также смещает границу между режимами пульсаций первого и второго рода.

3. Конвективные тепловые потоки при режиме течения с пульсациями второго рода распределены примерно равномерно по поверхности торца (щиток $\beta=90^\circ$) с иглой [°]. Давление на торце при этом постоянно и равно p_0' (давлению торможения за прямым скачком уплотнения). На фиг. 5 приведены результаты измерения среднего по поверхности торца с иглой коэффициента теплоотдачи для $M_n=2.9$ при изменении длины иглы. Здесь α_0 — средний коэффициент теплоотдачи на торце без иглы. Индекс 1 соответствует значению $Re=6 \cdot 10^4$, а 2 — $Re=8 \cdot 10^5$. Так как размеры модели были невелики ($d=13$ мм), то для измерения средних по торцу тепловых потоков был изготовлен кольцевой калориметр, внешняя поверхность которого занимала практически всю поверхность торцевой части модели.

При числе $Re=6 \cdot 10^4$ и $0.3 < l^\circ < 1.6$ течение в зоне отрыва было ламинарным, а при $Re=8 \cdot 10^5$ — переходным. Режим с пульсациями второго рода наблюдается при $0.3 < l^\circ < 1$, с пульсациями первого рода — при $l^\circ < 1.5$, стационарное течение в отрывной зоне — при $l^\circ > 1.5$. Следует отметить, что уровень пульсаций давления в отрывной зоне при увеличении параметра l° от 0.3 до 0.8 растет, достигая максимальных величин при $l^\circ \approx 0.8$. При дальнейшем увеличении l° происходит быстрое падение уровня пульсаций. В области существования режима второго рода частота дискретной составляющей практически постоянна и не зависит от длины иглы. Из фиг. 5 видно, что в области режима пульсаций второго рода при увеличении длины иглы имеет место увеличение коэффициентов теплоотдачи, которые при $l^\circ=0.8$ достигают максимального значения. Таким образом, повышение уровня пульсаций сопровождается ростом средних тепловых потоков к торцу.

При значении $Re=6 \cdot 10^4$ переход к нестационарному течению вызывает почти вдвое большее повышение тепловых потоков на торце по сравнению со случаем $Re=8 \cdot 10^5$, что можно объяснить заметной турбулизацией потока при нестационарном режиме, а также возможным влиянием пульсаций давления на ламинарный пограничный слой. Увеличение уровня пульсаций давления приводит к значительной турбулизации течения в ламинарной отрывной зоне и, следовательно, к увеличению тепловых потоков, поэтому максимум коэффициентов теплоотдачи при нестационарном режиме практически совпадает с максимумом уровня пульсаций.

В случае переходного пограничного слоя ($Re=8 \cdot 10^5$) течение в отрывной зоне близко к турбулентному и увеличение уровня пульсаций приводит к незначительной дополнительной турбулизации потока, что ведет к относительно небольшому увеличению тепловых потоков в области максимальных амплитуд пульсаций давления. Эти результаты подтверждаются экспериментами, проведенными на торце с иглой при $M_n=6$ и $Re \approx 2 \cdot 10^6$, когда течение в отрывной зоне на игле перед торцом было практически полностью турбулентным.

Изменение длины иглы в области режима пульсаций второго рода не приводило к изменению тепловых потоков на торце. По-видимому, при турбулентном течении пульсации давления не вызывают увеличения тепловых потоков при режиме пульсаций второго рода. Для ламинарного пограничного слоя влияния пульсаций на теплообмен может проявляться как за счет перехода ламинарного течения в турбулентное, так и за счет непосредственного влияния пульсаций на пограничный слой [10, 11].

Таким образом, при нестационарном режиме пульсаций второго рода в ламинарной отрывной зоне средние тепловые потоки к стенкам увеличиваются с ростом амплитуды пульсаций давления; для турбулентного отрывного течения уровень пульсаций давления при нестационарном режиме второго рода не оказывает влияния на средние тепловые потоки.

Поступила 4 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mair W. A.* Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream. *Philos. Mag.*, 1952, vol. 43, No. 342.
2. *Wood C. J.* Hypersonic flow over spiked cones. *J. Fluid Mech.*, 1962, pt 4.
3. *Maull D. J.* Hypersonic flow over axially symmetric spiked bodies. *J. Fluid Mech.*, 1960, vol. 8, pt 4.
4. *Авдеевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И.* Устойчивость течений с передними срывными зонами. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1972, № 1.
5. *Даньков Б. Н., Новиков Л. В.* Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 4.
6. *Антонов А. Н., Грецов В. К.* Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1974, № 4.
7. *Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П.* Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1976, № 5.
8. *Abbett M. J., Cooper L., Dahm T. J., Jackson M. D.* Flow Characteristics about concave conic forebodies at high Mach numbers. *AIAA paper* 75—153.
9. *Горелик Г. С.* Колебания и волны, М., Физматгиз, 1959.
10. *Kestin J.* The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates. In: *Advances Heat Transfer*, vol. 3. New York — London, Acad. Press., 1966.
11. *Минаков Ю. Г.* Экспериментальное исследование влияния пульсаций давления на величину критического теплового потока при вынужденном движении воды в трубах. *Изв. вузов, Авиац. техн.*, 1967, № 3.