

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ТЕЧЕНИЕ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ

На основе большой серии экспериментов проведен систематический анализ влияния низкочастотных возмущений трехмерной отрывной зоны, образующейся при обтекании сверхзвуковым потоком сферы с иглой, заканчивающейся плоским насадком, на течение в передней отрывной зоне. Возмущение отрывной зоны производилось вращением иглы вокруг своей оси с различной угловой скоростью  $\omega$ . Исследование осуществлялось при помощи кинограмм картины обтекания модели, распределения давления и теплового потока на поверхности сферы.

Испытания проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью при числах  $M=3$  и  $Re=(1,5-1,6) \cdot 10^6$ .

Число Рейнольдса посчитано по параметрам набегающего потока и диаметру сферы  $D$ . Температура торможения потока  $T_0$  при измерении давления и теплового потока была соответственно  $303 \pm 3$  и  $393 \pm 3$  К, а давление торможения потока  $P_0 = (4,94 \pm 0,4) \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. Диаметр сферы  $D=60$  мм, диаметр иглы  $d=3$  мм. Насадок на конце иглы имел либо клиновидную (1), либо плоскую скругленную (2 и 3) форму. Вид модели в проекции представлен на фиг. 1. Длина клина (размер насадка вдоль по потоку)  $a=10$  мм, ширина и толщина клина (размеры насадка, перпендикулярные потоку) соответственно  $b=10$  мм и  $c=3$  мм. Плоский скругленный насадок был двух видов: 2 -  $a=10$  мм,  $b=10$  мм и  $c=3$  мм и 3 -  $a=10$  мм,  $b=15$  мм и  $c=3$  мм. Длина иглы изменялась в следующем диапазоне:  $l_0=21; 41; 61; 81; 101$  мм. Здесь  $l_0$  - расстояние от носка насадка до сферы. Модель в потоке располагалась таким образом, чтобы ось иглы совпадала с направлением набегающего потока.

В результате экспериментального исследования сверхзвукового обтекания модели сферы с невращающейся иглой, на конце которой установлен плоский насадок [1], установлено, что образующееся течение имеет две плоскости симметрии, проходящие через ось иглы параллельно большему (I) и меньшему (II) основанию насадка (фиг. 1).

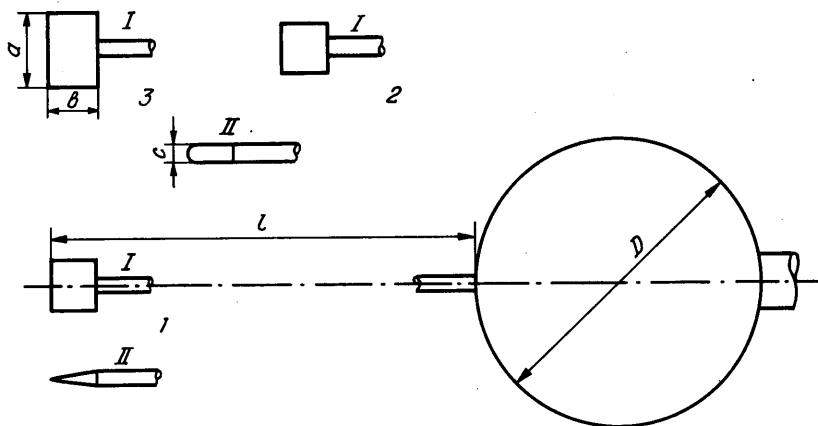
В зависимости от длины иглы  $l$  реализуются две схемы течения: при  $l < l_1^*$  отрыв потока происходит с насадка, а при  $l \geq l_2^*$  - с иглы. Здесь  $l$  - отношение длины иглы  $l_0$  к диаметру сферы  $D$ , а  $l_1^*$  и  $l_2^*$  - критические значения параметра перестройки течения соответственно для большего и меньшего характерного размера насадка.

Анализ картины обтекания моделей и распределений давления по их поверхности показал, что существуют два новых вида автоколебаний отрывной зоны: при  $l < l_1^*$  и  $l \geq l_2^*$  и при  $l_1^* \leq l < l_2^*$ . Причиной возникновения первого вида колебаний является перепад давления в области присоединения, что приводит к перетеканию газа из области повышенного давления в область пониженного давления и его выплескиванию по мере накопления из отрывной зоны. Причиной возникновения второго вида колебаний является неустойчивость течения между насадком и сферой (отрыв потока происходит то с насадка, то с иглы) при стационарных условиях обтекания во внешнем потоке. С одной стороны, это подтверждают фотографии картины обтекания моделей в различные моменты времени, с другой стороны, механизмы этих видов колебаний подтверждаются картиной распределений предельных линий тока на поверхности сферы (фиг. 2, а ( $l < l_1^*$ ) и 2, б ( $l_1^* \leq l < l_2^*$ )). Здесь же для сравнения приведена картина распределений предельных линий тока при осесимметричном обтекании сферы с иглой, фиг. 2, в ( $l < l_1^*$ ).

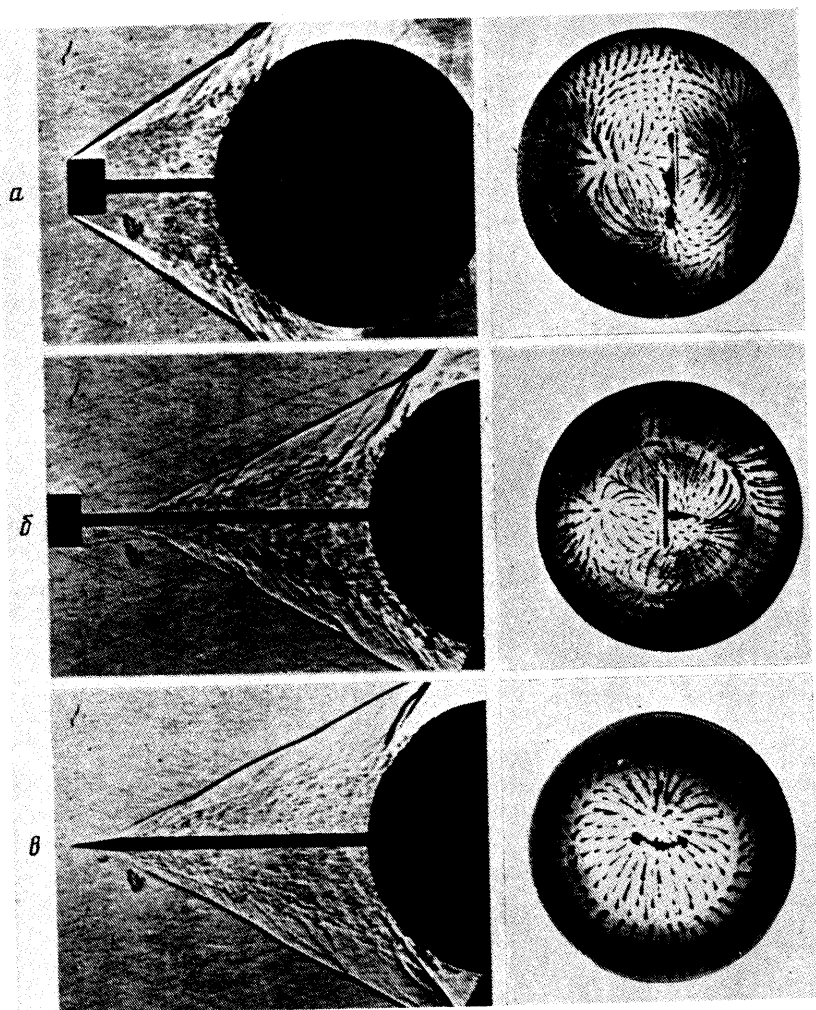
Исследование течения в передней отрывной зоне, образующейся при сверхзвуковом обтекании сферы с вращающейся иглой, на конце которой установлен плоский насадок, проводилось в следующем диапазоне чисел Струхала:  $0,005 < Str < 0,02$ . При вычислении числа  $Str$  в качестве характерных значений скорости, длины и частоты использованы соответственно скорость на разделяющей линии тока, радиус сферы и частота вращения иглы. Отношение скорости на разделяющей линии тока к скорости на внешней границе зоны отрыва  $u_p/u_c=0,587$  и  $0,62$  соответственно для ламинарного и турбулентного течения, [2]. Скорость на внешней границе зоны отрыва, равная скорости на эквивалентном конусе, рассчитывалась при помощи метода касательных конусов.

Анализ кинограмм картины обтекания модели при  $\omega \neq 0$  (где  $\omega$  - угловая скорость вращения иглы) показал, что, как и при невращающейся игле, существуют два вида автоколебаний отрывной зоны. Так, например, из приведенных на фиг. 3 фотографий картины течения в плоскости насадка в различные моменты времени при  $l=1,33$  ( $l_1^* \leq l < l_2^*$ ),  $\omega=190$  с<sup>-1</sup> и стационарном режиме обтекания во внешнем потоке видно, что отрыв потока происходил то с насадка, то с иглы.

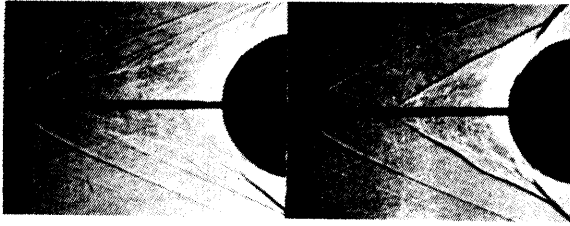
В результате первичной обработки экспериментальных данных определены распределения давления и теплового потока на поверхности сферы при невращающейся



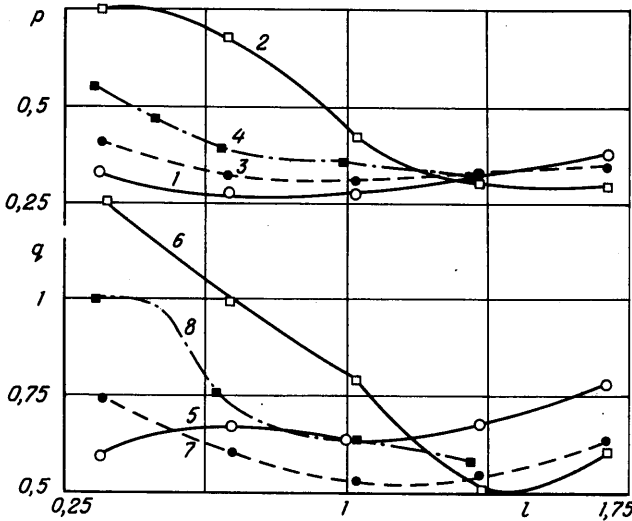
Фиг. 1



Фиг. 2

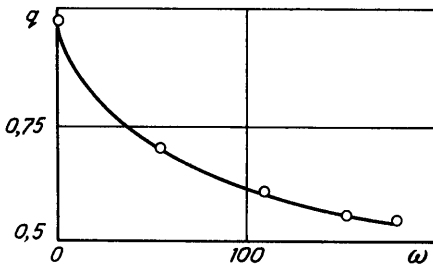


Фиг. 3



Фиг. 4

и вращающейся игле с клиновидным насадком. С использованием распределений построены зависимости  $P$  и  $q$  (Фиг. 4) в области присоединения при  $\omega=0$  в плоскостях, проходящих через ось иглы параллельно большему (соответственно кривые 1 и 5) и меньшему (2 и 6) основанию насадка и при  $\omega=190 \text{ с}^{-1}$  (3 и 7) в зависимости от длины иглы  $l$ . Здесь  $P$  и  $q$  — соответственно отношения давления  $P_m$  и теплового потока  $q_m$  в области присоединения к давлению  $P_0'$  и тепловому потоку  $q_0$  в точке торможения сферы, помещенной в невозмущенный набегающий поток. На этих же фигурах для сравнения представлены зависимости  $P(l)$  (кривая 4) и  $q(l)$  (кривая 8, Фиг. 4) в области присоединения в случае осесимметричного обтекания сферы с иглой.



Фиг. 5

вращающейся. Рассмотрим причины уменьшения величины теплового потока в области присоединения на сфере при вращении иглы с насадком, например, для случая  $l < l_1^*$ . С одной стороны, поскольку отрывная зона имеет максимальный и минимальный поперечные размеры, то при вращении иглы тепловой поток в области присоединения усредняется по шаровому поясу, ограниченному с двух сторон местоположением максимальных значений теплового потока. С другой стороны, из-за «выплескивания» газа из отрывной зоны при вращении иглы происходит охлаждение большей поверхности сферы, чем при невращающейся игле. Похожее рассуждение можно провести и для случаев  $l_1^* \leq l < l_2^*$  и  $l \geq l_2^*$ . Все изложенное выше справедливо и для других форм плоских насадков. Анализ зависимости величины теплового потока в области присоединения для модели сферы с иглой, на конце которой установлен клин, от угловой скорости вращения иглы (Фиг. 5) показал, что до

Номер насадки	0,35	0,69	1,02	1,35	1,69	$l$
1	0,410	0,320	0,305	0,324	0,344	$p$
2	0,409	0,309	0,287	0,290	0,300	
3	0,407	0,302	0,270	0,275	0,274	
1	0,744	0,595	0,522	0,535	0,630	$q$
2	0,630	0,558	0,478	0,475	0,537	
3	0,514	0,480	0,430	0,430	0,458	

определенной скорости вращения увеличение  $\omega$  приводит к уменьшению величины  $q$ .

В результате исследования влияния низкочастотных возмущений течения в передней отрывной зоне перед сферой установлено, что вращающуюся иглу с плоским насадком можно использовать для снижения величины локальных тепловых потоков к ее поверхности. Так, например, при клиновидном насадке и  $\omega=190 \text{ с}^{-1}$  величина максимальных локальных тепловых потоков к сфере примерно в 2 раза меньше величины тепловых потоков в точке торможения сферы, помещенной в невозмущенный поток (фиг. 4, кривая 7),  $l=1.02$ .

Наряду со снижением максимальных локальных тепловых потоков к поверхности сферы с вращающимся насадком наблюдается уменьшение интегрального теплового потока к лобовой поверхности сферы по сравнению со случаями обтекания сферы невозмущенным потоком и сферы с иглой. Например, суммарный тепловой поток к лобовой поверхности сферы с вращающимся клиновидным насадком при  $l=1.02$  и  $\omega=190 \text{ с}^{-1}$  на 20% меньше, чем с иглой.

Анализ распределений давления по поверхности сферы показал, что используя вращающийся насадок можно существенно уменьшить суммарную силу, действующую на лобовую поверхность сферы. Так, по сравнению со сферой, помещенной в невозмущенный поток, интегральная сила, действующая на лобовую поверхность сферы с вращающимся насадком (сила, действующая на клин, входила в интегральную силу), при  $l=0.35$  меньше в 2 раза, при  $l=0.69$  — в 2,6 раза, а при  $l=1.02$  — в 3 раза.

В таблице для трех типов насадка при скорости вращения иглы  $\omega=190 \text{ с}^{-1}$  приведены соответственно значения давления  $P$  и теплового потока  $q$  в области присоединения для различных значений длины иглы  $l$ . В результате анализа представленных в таблице данных установлено, что чем больше сопротивление насадка, тем меньше значения величин  $P$  и  $q$ . С увеличением длины иглы  $l$  влияние сопротивления насадка на давление  $P$  возрастает. Наименьшие значения  $q$  для любой формы насадка зафиксированы при  $l$ , близких к  $l^*$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хлебников В. С. Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного отрывного течения между плоским насадком и сферой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 166–170.
2. Нейланд В. Я. О влиянии теплообмена и турбулентного течения в области смешения на характеристики срывных зон // Инж. ж. 1964. Т. 4. Вып. 1. С. 29–35.

Москва

Поступила в редакцию  
11.II.1991