

Остановимся подробнее на наиболее простом случае, когда $\gamma=0$. Пусть свободная граница теплоизолирована или на нее падает однородный поток тепла плотности q . Тогда решение (3) имеет при $T_c=0$ вид ($q \geq 0$)

$$\theta(\xi) - \theta(0) = -\frac{qh}{\rho c \chi} \xi + \frac{1}{2} T_c \left(\xi - \frac{1}{3} \xi^3 \right) \\ \theta'(0) - \theta'(1) = 1/2 T_c \quad (4)$$

Распределение (4) имеет монотонный характер. За счет конвективного выноса тепла из более горячих областей перепад температуры поперек слоя увеличивается и поток тепла в дно ванны оказывается больше, чем на свободной поверхности. Величина T_c может быть представлена в виде $T_c = \beta h Ma$, где Ma — число Марангони, характеризующее отношение капиллярной силы к силе вязкости. Если $Ma \gg 1$, то даже в отсутствие нагрева сверху перепад температуры поперек слоя оказывается большим по сравнению с характерной продольной разностью температур βh . При равномерном подогреве слоя жидкости снизу вместо (4) получается следующее распределение температуры поперек слоя:

$$\theta(\xi) - \theta(0) = -\frac{qh}{\rho c \chi} \xi - \frac{1}{6} T_c \xi^3 \\ \theta'(0) - \theta'(1) = 1/2 T_c$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.XI.1986

УДК 532.526.048.3.011.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ТРЕХМЕРНОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ ПЛОСКИМ НАСАДКОМ И СФЕРОЙ

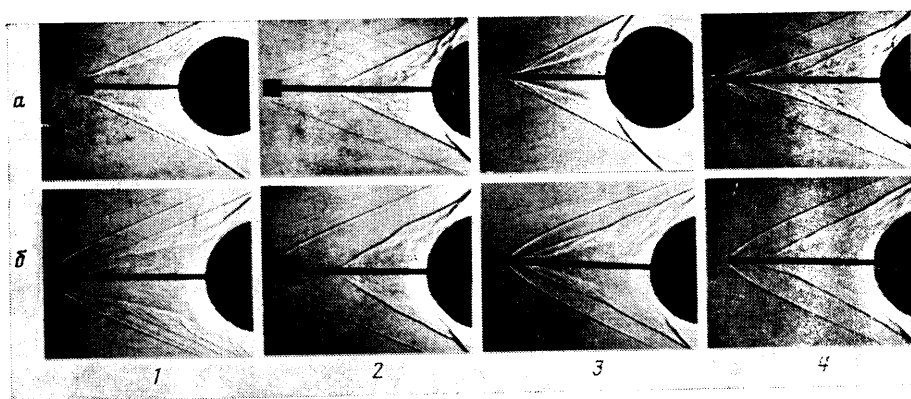
ХЛЕБНИКОВ В. С.

В связи с современным уровнем развития аэродинамики возникает необходимость изучения характерных особенностей нестационарных трехмерных отрывных течений. К наиболее простым течениям этого класса относятся отрывные течения, имеющие одну или несколько плоскостей симметрии и повторяющиеся через определенный промежуток времени в результате вынужденных или естественных колебаний. Именно исследованию характерных особенностей такого класса малоизученных отрывных течений и посвящена настоящая работа.

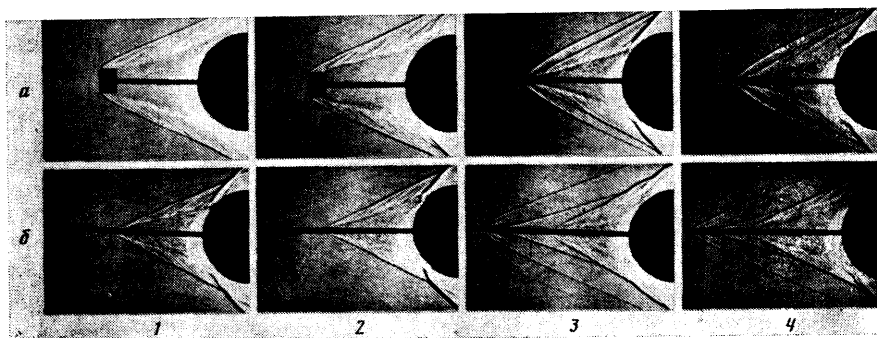
В работе приведены результаты экспериментального исследования сверхзвуковых отрывных течений, образующихся около сферы с иглой, на конце которой установлен клиновидный (1) или плоский скругленный (2 и 3) насадок. Данное исследование отличается от ранее проведенных экспериментальных и расчетных исследований плоских и осесимметричных отрывных течений, например [1–5], тем, что в рассматриваемом случае реализуется трехмерная отрывная зона с двумя плоскостями симметрии. Диаметр сферы $D=60$ мм, диаметр иглы $d=3$ мм. Длина клина (размер насадка вдоль по потоку) $a=10$ мм, ширина и толщина клина (размеры насадка, перпендикулярного потоку) соответственно $b=10$ и $c=3$ мм. Плоский скругленный насадок был двух видов: 2 — $a=10$, $b=10$ и $c=3$ мм и 3 — $a=10$, $b=15$ и $c=3$ мм. Диаметр скругления пластины 3 мм. Иглы имеют следующие длины: $l_0=21, 41, 61, 81, 101$ мм. Здесь l_0 — расстояние от носка насадка до 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 ± 3 и 393 ± 3 К, а давление торможения потока $p_0=(4,94 \pm 0,4) \cdot 10^5$ Н/м².

Модель в потоке располагалась таким образом, чтобы ось иглы совпадала с направлением набегающего потока. Исследование картины обтекания модели, а также зависимостей давления и теплового потока в области присоединения от длины иглы l будем проводить в двух плоскостях, проходящих через ось иглы параллельно большему (ширине b) — плоскость I или меньшему (толщине c) — плоскость II основанию насадка. Перед началом испытания насадок устанавливается таким образом, чтобы плоскость, в которой проводится исследование, совпадала с диаметральной плос-



Фиг. 1



Фиг. 2

костью сферы, в которой располагаются дренажные отверстия или calorиметрические датчики. Одновременно с измерениями в этой плоскости при помощи прибора Тепле-ра снимается кинограмма картины обтекания со скоростью 30 кадров в секунду.

На фиг. 1, а представлены фотографии картины обтекания моделей клин – сфера в плоскостях I и II при $l=(l_0/D)=1,02$ (1, 3); 1,69 (2, 4). Как и в случае осесимметричного отрывного обтекания, например, пары тел [3], реализуются две схемы течения: при $l>l^*$ (фиг. 1, а, 1, 3) отрыв потока происходит с насадка и при $l>l^*$ (фиг. 1, а, 2, 4) – с иглы. Здесь l^* – критическое расстояние, при котором отрыв смещается с насадка на иглу. Обе схемы течения имеют две плоскости симметрии, что подтверждают фотографии картины обтекания моделей.

Рассмотрим картину отрывного обтекания модели в зависимости от соотношения между длиной иглы l и критическим расстоянием l^* : $l<l^*$, $l\sim l^*$ и $l>l^*$.

Ниже приведены зависимости безразмерного давления в зоне присоединения на сфере $p=p_m/p_0'$ от длины иглы l для трех видов насадка в плоскостях I и II (p_0' – давление торможения за скачком уплотнения):

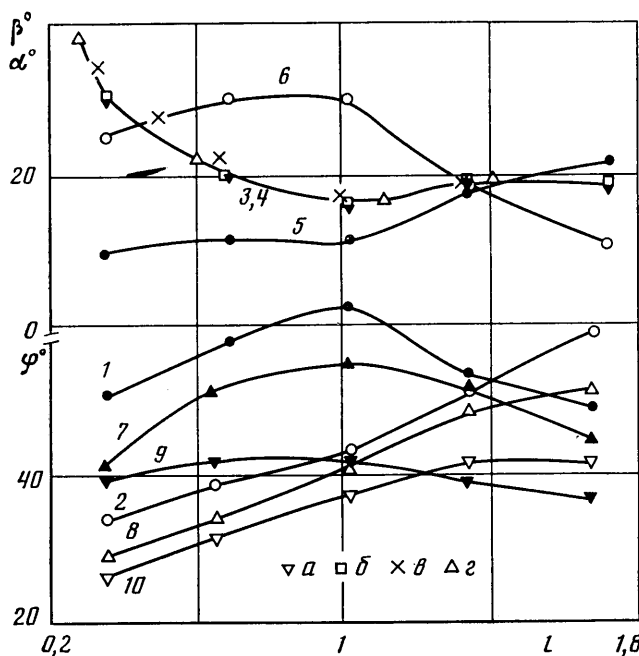
l	0,35	0,69	1,02	1,35	1,69
1	0,331	0,277	0,265	0,316	0,369
2	0,321	0,277	0,246	0,256	0,347
3	0,269	0,245	0,212	0,245	0,289
4	0,762	0,688	0,421	0,306	0,288
5	0,598	0,500	0,275	0,240	0,233
6	0,600	0,485	0,295	0,242	0,236
7	0,550	0,475	0,383	0,352	0,362

В строчках 1, 2, 3 приведены давления в области присоединения в плоскости I, а 4, 5, 6 – в плоскости II соответственно для насадков 1, 2, 3. Для сравнения в строчке 7 приведена зависимость давления в области присоединения для случая осесимметричного обтекания сферы с иглой.

Случай $l<l^*$. В отличие от осесимметричного обтекания, например сферы с иглой, давление в области присоединения для модели сферы с плоским насадком в плоскостях I и II могут существенно различаться по величине. Так, при $l=0,35$ $p_I=0,331$, а $p_{II}=0,762$ (модель клин – сфера). Здесь и в дальнейшем индексы I, II показывают, в какой плоскости взято значение параметра. Разность давления в плоскостях I и II

($\Delta p = p_{II} - p_I$) должна вызывать перетекание газа из области повышенного давления в область пониженного давления и его «выплескивание» из отрывной зоны.

На фиг. 2, а ($l=1,02$) представлены фотографии картины обтекания модели скругления пластина – сфера в плоскостях I (1, 2) и II (3, 4) в различные моменты времени при стационарном режиме работы трубы. Анализ фотографий картины обтекания модели показывает, что в плоскости II (3, 4) скачок уплотнения в области присоединения в течение времени наблюдается непрерывно, а в плоскости I (1, 2) – то появляется, то пропадает, что подтверждает предположение о выплескивании газа из отрывной зоны. Из анализа кинограмм картины обтекания моделей установлено, что частота пульсаций отрывной зоны для исследуемых моделей в зависимости от длины иглы и формы насадка изменяется в диапазоне 5–8 Гц. Выплескивание газа из отрывной зоны должно приводить к снижению величины теплового потока в об-



Фиг. 3

ласти присоединения в плоскости I (из-за отсутствия в момент выплескивания замыкающего отрывную зону скачка уплотнения) и к увеличению теплового потока в области присоединения в плоскости II (из-за утоньшения пограничного слоя в окрестности присоединения).

Рассмотрим изменение параметров отрывной зоны (углы ϕ , α , β) в плоскостях I и II в зависимости от длины иглы модели l . Здесь ϕ – центральный угол, измеряемый от точки пересечения оси иглы со сферой (т. О) до точки присоединения на сфере разделяющей линии тока, α – угол между разделяющей линией тока и направлением набегающего потока, β – угол между касательной к сфере в точке присоединения потока и разделяющей линией тока.

На фиг. 3 для модели клин – сфера в плоскостях I и II в зависимости от длины иглы l приведены средние значения углов ϕ_I , ϕ_{II} , α_I , α_{II} , β_I , β_{II} (кривые 1–6 соответственно). Эти средние значения для каждого l посчитаны по 20 измерениям с 10 фотографий картины обтекания, соответствующих различным моментам времени при стационарном режиме работы трубы. Точность измерения угла α везде удовлетворительная, за исключением небольшой окрестности (порядка $Re^{-1/2}$ [6]) вблизи точки присоединения. В связи с этим величина угла ϕ , снятая с фотографий, может быть занижена на 1° , а зависимость $\beta(l)$ представляет собой качественный результат.

Из приведенных зависимостей $\phi(l)$ видно, что при увеличении длины иглы в диапазоне $0,35 \leq l \leq 1,02$ точки присоединения в плоскостях I и II смещаются в противоположную от иглы сторону. Ширина отрывной зоны в области присоединения в плоскости I в 1,3–1,4 раза больше, чем в плоскости II (отношение соответственно поперечных размеров клина $b : c = 3,33$). Величина угла встречи β мало изменяется при увеличении длины иглы l и она в плоскости I в 2,5–3 раза меньше, чем в плоскости II.

В результате анализа зависимости $\alpha(l)$ (фиг. 3) для моделей клин – сфера (плоскости I (а) и II (б)), сфера с иглой (в) и конус – сфера (г) установлено, что угол наклона разделяющей линии тока практически не зависит от формы насадка, а зави-

сит только от длины иглы l . Полученный результат позволяет предполагать что, несмотря на колебания отрывной зоны и различие углов встречи β_I и β_{II} , давление внутри отрывной зоны квазистационарно везде, за исключением небольших областей отрыва и присоединения. При увеличении l от 0,3 до 1 α уменьшается более чем в 2 раза.

На фиг. 3 даны зависимости местоположения в плоскостях I и II максимальных значений давления (φ_{PI} , φ_{PII} — кривые 7, 8) и теплового потока (φ_{qI} , φ_{qII} — кривые 9, 10) в области присоединения на поверхности сферы, найденные при помощи графиков распределений давления и теплового потока. Приведенные зависимости представляют собой качественный результат, так как ошибка в определении местоположения максимальных значений давления p и теплового потока q может составлять 3–4°. Здесь q — отношение максимального значения теплового потока в области присоединения q_m к тепловому потоку в точке торможения сферы, помещенной в невозмущенный набегающий поток $q_0 = 6,23 \cdot 10^5$ Дж/м²·с.

Как и в случае осесимметричного обтекания модели сферы с иглой [1], при обтекании модели сферы с клиновидным насадком местоположение максимального теплового потока (φ_{qI} и φ_{qII}) сдвинуто от точки присоединения (φ_I и φ_{II}) внутрь отрывной зоны, что хорошо согласуется с теоретическими результатами [6] при исследовании трения и теплопередачи в области присоединения с помощью асимптотических методов. В плоскости I относительно точки присоединения внутрь отрывной зоны сдвинуто местоположение не только максимального теплового потока, но и максимального значения давления, что, по-видимому, связано с выплескиванием газа из отрывной зоны. Так, при $l = 1,02$ $\varphi_I - \varphi_{PI} = 8^\circ$ (для сравнения $\varphi_{II} - \varphi_{PII} = 2^\circ$).

Ниже приведены зависимости безразмерного теплового потока в зоне присоединения на сфере q от длины иглы l для трех видов насадка в плоскостях I и II:

l	0,35	0,69	1,02	1,35	1,69
1	0,591	0,666	0,628	0,668	0,770
2	0,578	0,641	0,580	0,603	0,660
3	0,493	0,543	0,533	0,566	0,600
4	1,270	0,993	0,790	0,500	0,599
5	1,035	0,890	0,609	0,545	0,540
6	1,005	0,830	0,580	0,533	0,528
7	1,000	0,983	0,753	0,634	0,571

В строчках 1, 2, 3 приведены тепловые потоки в области присоединения в плоскости I, а 4, 5, 6 — в плоскости II соответственно для насадков 1, 2, 3. Для сравнения в строчке 7 приведена зависимость теплового потока в области присоединения для случая осесимметричного обтекания сферы с иглой.

Для насадков 1 и 2 различной формы передней кромки, но одинаковой ширины и толщины r_{II} и q_{II} больше у насадков с меньшим сопротивлением, а в плоскости I сопротивление насадка почти не оказывает влияния на эти величины. При одинаковой форме передней кромки насадков (2, 3), но различной их ширине давление p_I больше у насадка с меньшей шириной, влияние же ширины насадка на величину r_I незначительно. Это связано, с одной стороны, с различными величинами углов встречи β_I для насадков 2 и 3, а с другой — с автоколебаниями отрывной зоны.

Увеличение длины иглы l почти не влияет на изменение величин p_I и q_I и существенно влияет на p_{II} и q_{II} . Смотрите, например, данные (1, 4) для модели клин — сфера при $l = 0,35$ и 1,02. Резкое уменьшение p_{II} и q_{II} при увеличении длины иглы l объясняется уменьшением угла наклона скачка уплотнения θ_{II} в области присоединения (например, при $l = 0,35$ $\theta_{II} = 42,2^\circ$, а при $l = 1,02$ $\theta_{II} = 26,9^\circ$).

Разность давлений $\Delta p = p_{II} - p_I \rightarrow 0$ при $l \rightarrow l^*$ и, следовательно, при этом перестает действовать механизм выплескивания газа из отрывной зоны.

Случай $l \sim l^*$. Этому условию для модели клин — сфера соответствует длина иглы $l = 1,33$. Известно, что перестройка течения между парой осесимметричных тел, соединенных круговым стержнем, происходит при меньшем значении l^* , чем между такой же парой изолированных тел [2]. Аналогичный результат получается и для пары клин — сфера. Так, для сферы с иглой, на конце которой установлен клин, по фотографиям картины обтекания (фиг. 1, а) видно, что при $l = 1,69$ (2, 4) перестройка течения полностью завершена (отрыв происходит с иглы), а для такой же пары изолированных тел критические расстояния перестройки течения l_I^* и l_{II}^* , определенные по двум характерным размерам клина (ширине и толщине) в плоскостях I и II с помощью универсальной зависимости из [7], равны соответственно 2,1 и 1,8.

В результате анализа кинограмм картины обтекания модели сферы с иглой, на конце которой установлен плоский насадок, в плоскостях I и II при стационарном режиме работы трубы обнаружены ранее неизвестные автоколебания отрывной зоны. Картина обтекания модели (фиг. 1, б) изменяется в течение определенного промежутка времени: отрыв потока происходит то с насадка (1, 3), то с иглы (2, 4). Эти автоколебания возникают из-за неустойчивости течения между насадком и сферой при $l_{II}^* \leq l < l_I^*$, когда в плоскости I отрыв должен происходить с насадка, а в плоскости II — с иглы. Средняя частота колебаний отрывной зоны, посчитанная по кинограммам для каждой модели, 8–8,5 Гц.

Случай $l > l^*$. Перестройка течения изменяет характер распределения давления и теплового потока в области присоединения и параметры отрывной зоны в плоскостях I и II. Так, если до перестройки течения ($l < l^*$) наибольшие значения давления p теплового потока q и угла встречи β в области присоединения наблюдаются в плоскости II, то после перестройки течения ($l > l^*$) — в плоскости I (фиг. 3) ($l = 1,02$ и $1,69$). Изменяется и положение точки присоединения на сфере. Если до перестройки течения в плоскости I она располагается на большем расстоянии от полюса (т. О), чем в плоскости II, то после перестройки течения — наоборот (фиг. 3). Объясняется это различием параметров течения перед отрывом потока с иглы в плоскостях I и II (фиг. 1, а (2, 4)).

После перестройки течения автоколебания отрывной зоны, имеющее место при $l \sim l^*$, прекращаются, но появляются автоколебания того же типа, что при $l < l^*$. Они возникают из-за разницы давлений $\Delta p = p_I - p_{II}$ в зоне присоединения в плоскостях I и II за счет выплескивания газа из отрывной зоны. На фиг. 2, б приведены фотографии картины обтекания модели клин — сфера при $l = 1,69$ в плоскостях I (1, 2) и II (3, 4) в различные моменты времени при стационарном режиме работы трубы. Анализ фотографий картины обтекания моделей показывает, что в отличие от случая $l < l^*$ автоколебаний отрывной зоны скачок уплотнения в области присоединения теперь наблюдается непрерывно в течение времени в плоскости I, а в плоскости II — то появляется, то пропадает. По кинограммам картины обтекания моделей установлено, что частота пульсаций отрывной зоны изменяется в диапазоне 5–7 Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. К. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т. 2. 280 с; Т. 3. 333 с.
2. Хлебников В. С. Исследование течения перед диском, помещенным в следе тела, при сверхзвуковом обтекании // Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1419. 21 с.
3. Хлебников В. С. Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 6. С. 108–114.
4. Белов И. А., Дементьев И. М., Исаев С. А. и др. Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной: Препринт № 1033. Л.: МФТИ. 58 с.
5. Митин А. Ю., Михалев А. Н. Сравнение результатов интерференционного и численного определения плотности потока в срывной зоне // Конф. по методике экспериментальных исследований: Сб. науч. тр. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986. С. 769–773.
6. Нейланд В. Я. Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений // Тр. ЦАГИ. 1974. Вып. 1529. 125 с.
7. Хлебников В. С. Перестройка течения между парой тел, одно из которых расположено в следе другого, при сверхзвуковом обтекании // Учен. зап. ЦАГИ. 1976. Т. 7. № 3. С. 133–136.

Москва

Поступила в редакцию
21.X.1986

УДК 532.526.75:536.24

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ЛАМИНАРНОМ СЖИМАЕМОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ВРАЩАЮЩЕМСЯ ДИСКЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО РАВНОМЕРНОГО ОТСОСА

БОРИСЕВИЧ В. Д., ПОТАНИН Е. П.

При исследовании гидродинамических течений в пограничном слое на вращающемся диске особый интерес представляет случай, когда окружающая среда вращается как квазитвердое тело с некоторой угловой скоростью ω_1 , в общем случае отличной от скорости диска ω_0 . При вращении диска и среды в противоположные стороны было установлено, что решение системы уравнений Навье — Стокса для несжимаемой жидкости существует в ограниченном интервале значений отношения $m = \omega_1/\omega_0$ (см., например, [1]). Анализ характеристик течения и распределения температуры вблизи диска, вращающегося в ту же сторону, что и среда, выполнен в [2] с помощью численного интегрирования уравнений пограничного слоя. В [3, 4] на основе приближенного интегрирования уравнений движения анализировалось влияние отсоса на гидродинамические характеристики трехмерного пограничного слоя на диске, вращающемся в неподвижной несжимаемой жидкости. В настоящей работе получено точ-