

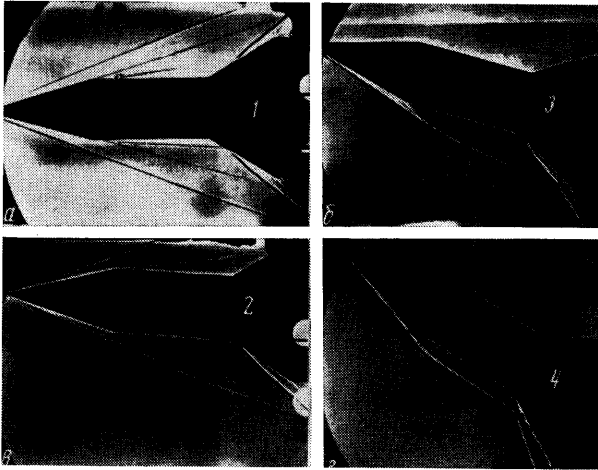
УДК 532.526.6.011.6.011.7

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ
И ТЕПЛООБМЕНА В ЗОНЕ ОТРЫВА
НА ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТЕЛЕ С КОНИЧЕСКИМ ЩИТКОМ**

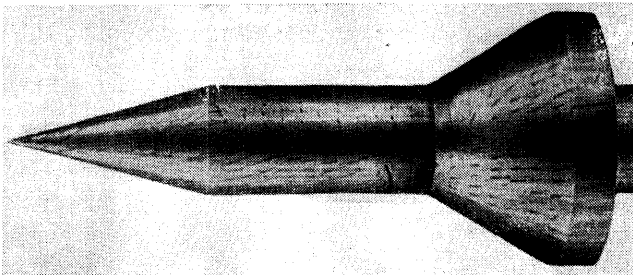
В. Я. БОРОВОЙ, В. Н. ХАРЧЕНКО

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования распределения давления и теплообмена на поверхности конического щитка, установленного на цилиндре с коническим носком. Угол наклона щитка изменялся от 40° до 60° , отношение длины цилиндра к диаметру основания щитка $l/D = 0.5 \div 2$. Эксперименты проводились при числе Маха $M_\infty = 5$, давлении $p_0 = 8$ бар, температуре торможения $T_0 = 400 \div 773^\circ \text{K}$ и числе Рейнольдса, рассчитанном по общей длине модели $Re = 0.6 \cdot 10^6$.



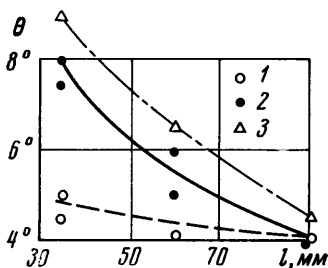
Фиг. 1



Фиг. 2

При обтекании сверхзвуковым потоком тел со щитком возникают области отрыва. Исследованию отрывных течений посвящено большое число работ. Краткий обзор некоторых из них имеется в работе [1]. Там же и в работе [2] подробно изло-

жены новые результаты экспериментов при числах $M_\infty = 3$ и 5. Результаты исследований размеров зон отрыва на конических телах с коническими щитками в условиях ламинарного, переходного и турбулентного режимов течений приведены в работе [3]. В данной работе приведены краткие сведения о течении в срывных зонах по результатам теневых фотографий, а также данные по распределению давления и тепловых потоков на щитках.



Фиг. 3

ших углах наклона щитка ($\varphi \geq 30^\circ$) ламинарный слой смешения в срывной области переходит в турбулентный. С помощью размываемой краски, нанесенной в виде точек, также отчетливо обнаруживается образование линии отрыва. На фиг. 2 приведен снимок боковой поверхности модели с $\varphi = 30^\circ$ после испытаний при угле атаки $\alpha = 10^\circ$. В области отрыва точки почти не размываются.

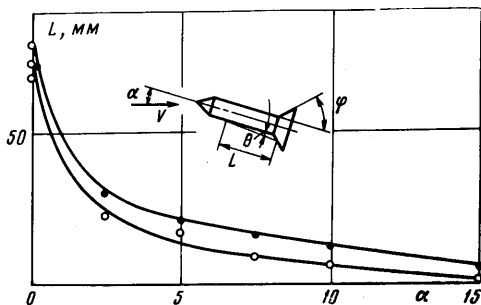
На фиг. 3 показано изменение угла наклона срывной зоны к образующей цилиндра θ в зависимости от длины цилиндра при $\alpha = 0$ (1, 2, 3 — $\varphi = 10, 20, 30^\circ$ соответственно). При достаточной большой длине цилиндра для всех щитков получаются одинаковые значения угла θ ($\sim 4 \div 4.5^\circ$), что соответствует перемещению точки отрыва за угловую точку на цилиндре, т. е. свободному взаимодействию.

Анализ теневых фотографий показывает, что при увеличении угла атаки резко сокращается длина срывной зоны на наветренной образующей (см. фиг. 1) и увеличивается на подветренной. После того как точка отрыва смещается на наветренной образующей за угловую точку, угол отрыва θ при дальнейшем увеличении угла атаки не изменяется и составляет $3 \div 5$, т. е. слабо отличается от угла отрыва при свободном взаимодействии в случае $\alpha = 0$. На фиг. 4 приведены зависимости L от α на наветренной образующей при $\varphi = 30^\circ$ (темные точки) и $\varphi = 20^\circ$ (светлые точки).

Давление измерялось только на щитке. Дренажные отверстия диаметром 0.5 мм располагались вдоль наветренной и подветренной образующих щитка через 2 ÷ 8 мм. При вычислении коэффициента давления C_p избыточное давление, как обычно, относилось к скоростному напору в невозмущенном потоке.

На фиг. 5, а, б, в приведено распределение давления по относительной длине образующей щитка с $\varphi = 30^\circ$ для $\alpha = 0, 10$ и 30° соответственно (на этой и следующих фигурах темными и светлыми точками нанесены значения величин на образующих, отстоящих друг от друга на 180°). При $\alpha = 0$ давление в зоне отрыва почти постоянно. Для сравнения на графике слева пунктиром нанесены расчетные значения C_p для «жидкого конуса»,

На фиг. 1 приведены типичные теневые снимки модели с углом наклона щитка $\varphi = 30^\circ$ при угле атаки $\alpha = 0, 2, 5, 15$ и 30° . При всех исследованных вариантах модели при $\alpha = 0$ перед щитком возникала область отрыва, хорошо различимая на теневых снимках. В точках отрыва и присоединения образуются скачки уплотнения. Теневые фотографии показывают также, что при боль-



Фиг. 4

образованного срывной зоной. При расчетах использованы результаты работы [4] по распределению давления на острых круговых конусах. Расчеты близко согласуются с результатами измерений. В области присоединения пограничного слоя давление возрастает и к концу щитка становится постоянным. Расчетные значения для гладкого конуса с тем же углом раствора, что и у щитка (горизонтальная линия справа) располагаются несколько ниже экспериментальных данных. Аналогичные данные получены также при испытаниях щитков с другими значениями φ .

При увеличении угла атаки (фиг. 5, б, в) давление на наветренной образующей (темные точки) растет, а на подветренной (светлые точки) падает. Экспериментальные данные для области присоединенного течения на наветренной образующей при $\alpha = 10^\circ$, как и при нулевом угле атаки, согласуются с расчетом (давление на поверхности жидкого конуса рассчитывалось по методу касательных конусов).

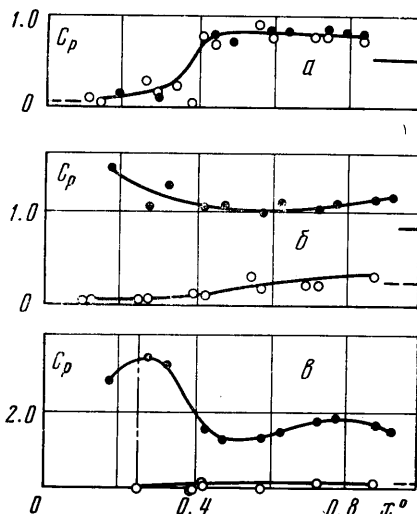
Значительный перепад давлений в срывной зоне возможен вследствие интенсивных поперечных потоков газа, а также вследствие малых поперечных размеров срывной зоны у наветренной образующей. При испытаниях моделей с $\varphi = 20$ и 30° при $\alpha = 30^\circ$ на наветренной образующей вследствие взаимодействия головного скачка уплотнения и скачка, начинающегося в месте перехода цилиндр — щиток, появлялся пик давления. На фиг. 5, в вертикальной штрих-пунктирной линией ориентировочно показана область взаимодействия скачков, определенная по теневым снимкам (см. фиг. 1.) При меньших углах атаки область взаимодействия находилась за щитком.

Для тепловых испытаний щитки были изготовлены из нержавеющей стали и имели толщину ~ 0.5 мм. К внутренней поверхности щитков на двух противоположных образующих точечной электросваркой были приварены хромель-копелевые термопары с шагом $3 \div 8$ мм. Толщина стенки щитков в местах приварки термопар была измерена с точностью до 0.01 мм и использовалась при обработке экспериментальных данных. Показания термопар в процессе ввода модели в поток и нагревания стенки регистрировались шлейфовым осциллографом. Зависимость температуры от времени аппроксимировалась квадратичной функцией, и определялась производная этой функции в начальный момент времени. Значение производной использовалось затем при вычислении удельного теплового потока. Величина числа Стантона St определялась следующим образом:

$$St = \frac{q}{\rho_\infty u_\infty c_p (T_0 - T_w)}$$

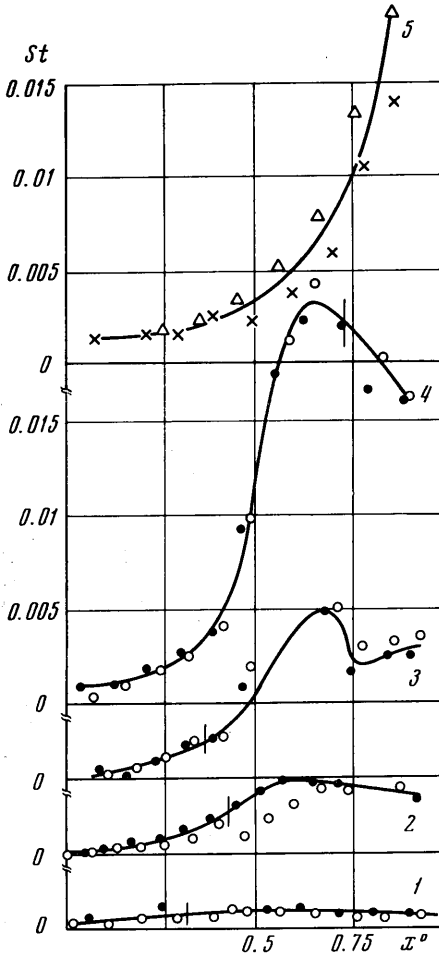
где q — измеренный тепловой поток; c_p , ρ_∞ , u_∞ — теплоемкость, плотность и скорость в невозмущенном потоке; T_0 , T_w — температура торможения и поверхности.

На фиг. 6 показано распределение числа St по относительной длине щитка при $\alpha = 0$ (цифрами 1, 2, 3, 4, 5 обозначены данные для $\varphi = 10, 20, 30, 45$ и 60° соответственно).



Фиг. 5

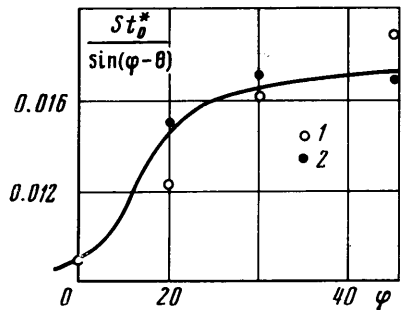
Распределение теплового потока по длине щитка для $\varphi < 60^\circ$ имеет максимум. При $\varphi = 20$ и 30° максимум теплового потока находится позади точки присоединения, а при $\varphi = 45^\circ$ эти точки практически совпадают. При $\varphi = 60^\circ$ присоединение происходит у задней кромки щитка и максимальный тепловой поток измерить не удалось. Точка присоединения определялась по теневым снимкам и отмечена на фиг. 6 вертикальной чертой.



Фиг. 6

В некоторых случаях на коническом носке перед цилиндром устанавливались турбулизаторы из проволоки диаметром 0.5 мм. Это приводило к значительному смещению вперед максимума теплового потока, что согласуется с известными данными о сокращении длины зоны отрыва при переходе. Одновременно со смещением несколько возрастала и величина максимального теплового потока.

На фиг. 6 видно также, что величина максимального числа Стантона St^* резко возрастает с увеличением φ . Это связано главным образом с увеличением плотности газа и угла встречи разделяющей линии тока срывной зоны с образующей щитка. Для подтверждения этого на фиг. 7 представлено отношение максималь-



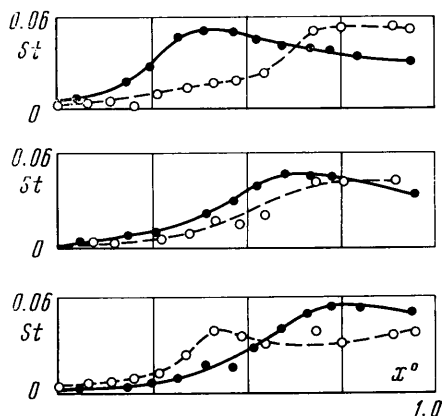
Фиг. 7

ного значения числа St_0^* , вычисленного по параметрам потока на внешней границе срывной зоны, к $\sin(\varphi - \theta)$. При этом плотность и скорость газа на внешней границе зоны смешения вычислялись по экспериментальным значениям θ . (На графике светлыми точками нанесены данные, полученные без турбулизатора, темными — с турбулизатором.)

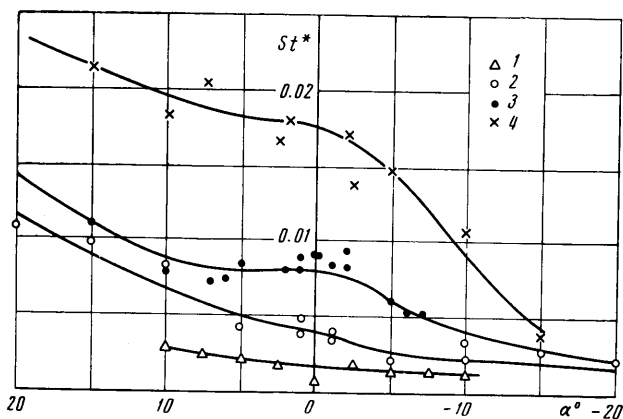
Из фиг. 7 видно, что при турбулентном течении в срывной зоне при $\alpha = 0$ величина $St_0^* / \sin(\varphi - \theta_0)$ относительно слабо изменяется в зависимости от угла наклона щитка. Предположение о пропорциональности теплового потока величине $\sin(\varphi - \theta)$ введено также в работе [5] на основании экспериментальных данных.

Изменение варианта цилиндра и носового конуса не вызвало существенного изменения распределения тепловых потоков; величины St для различных вариантов отличались не более чем на 30%.

Большой интерес представляет рассмотрение влияния угла атаки на теплообмен. В литературе практически отсутствуют такие данные для тел с коническими щитками. Лишь в работе [6] было отмечено, что небольшие случайные отклонения от нулевого угла атаки приводят к перераспределению тепловых потоков по щитку и затрудняют получение однозначных результатов. В работе [7] на основании опытов с визуализацией течения с помощью каолинового покрытия на модели аналогичной формы показано, что течение в зоне отрыва нестационарно и симметричность вихревой картины при $\alpha = 0$ невоспроизводима. В связи с этим на двух щитках были проведены измерения тепловых потоков при небольших углах атаки. Измерения показали, что даже при $\alpha = 1 \div 2^\circ$ распределение тепловых потоков на щитке существенно деформируется вследствие деформации срывной зоны: на наветренной образующей максимум смещается вперед, а на подветренной — назад. Величина же максимального теплового потока при этом практически не изменяется. Эти данные для щитка с $\varphi = 20^\circ$ приведены на фиг. 8; для $\alpha = -1, 0, 1^\circ$ — на нижнем, среднем и верхнем графиках соответственно.



Фиг. 8



Фиг. 9

Влияние угла атаки на теплообмен было исследовано также в широком диапазоне значений α (до 30°). Результаты измерений коэффициента теплоотдачи на наветренной и подветренной образующих щитков показали, что степень неравномерности распределения теплового потока по длине образующей при увеличении угла атаки не возрастает; во многих случаях она даже существенно уменьшается. Это объясняется тем, что с увеличением угла атаки сокращается длина зоны отрыва на наветренной поверхности (см. фиг. 1) и практически весь щиток обтекается присоединенным потоком. На фиг. 9 показано изменение максимальных значений числа Стантона на наветренной и подветренной образующих щитка (цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены данные для $\varphi = 10, 20, 30$ и 45° соответственно).

Поступило 26 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровой В. Я., Харченко В. Н. Экспериментальное исследование срывного течения газа на осесимметричном теле с коническим щитком. В сб. «Аэродинамическое нагревание при гиперзвуковых скоростях потока», Тр. ЦАГИ, 1968, вып. 1106.
2. Боровой В. Я., Харченко В. Н. Экспериментальное исследование теплообмена на осесимметричном теле с коническим щитком. В сб. «Аэродинамическое нагревание при гиперзвуковых скоростях потока», Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1315.
3. Бондарев Е. Н. Отрыв пограничного слоя на конических телах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
4. Бабенко К. И. и др. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.
5. Nestler D. E. Correlation of turbulent heat flux to deceleration flaps in supersonic flow. AIAA Paper, 1968, No. 13.
6. Холден. Экспериментальное исследование отрывных течений при гиперзвуковых скоростях, ч. 1. Отрывные течения на осесимметричных телах с иглой. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 4.
7. Реддинг, Гюнтер, Эрикссон, Леффе. Отсутствие осесимметричности отрывного течения. Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 7.