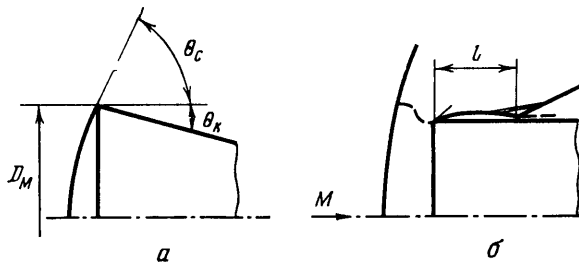


О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ НА ОБТЕКАНИЕ ОСТРОЙ КРОМКИ
СЕГМЕНТАЛЬНО-КОНИЧЕСКИХ ТЕЛ

Ю. Я. КАРПЕЙСКИЙ, К. Н. ФИЛИППОВ

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования сверхзвукового осесимметричного обтекания сегментально-конических тел в окрестности точки излома контура (фиг. 1, а). Для предельного случая цилиндра с плоским торцом при $M=3$ изучено влияние числа Рейнольдса и состояния пограничного слоя на параметры локальной зоны отрыва, образующейся вблизи угловой точки (фиг. 1, б). Выявлено существенное уменьшение длины зоны отрыва и давления в ней при возрастании числа Рейнольдса в диапазоне $Re \approx 10^5 - 10^7$ при ламинарном пограничном слое на



Фиг. 1

плоском торце вблизи миделевой кромки. Достигнут низкий уровень давления на поверхности тела — порядка тысячных долей от давления за прямым скачком. Обнаружено резкое повышение давления в отрывной зоне при турбулизации пограничного слоя на торце с выходом на режим течения, автомодельный по числу Рейнольдса. В условиях турбулентного пограничного слоя получены и обобщены систематические экспериментальные данные о величине давления на обратном конусе вблизи угловой кромки сегментально-конических тел.

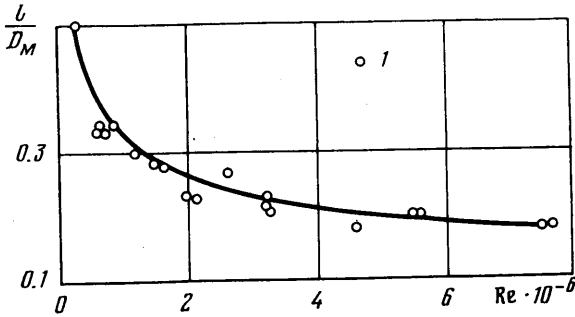
1. Под сегментально-коническим телом принято понимать осесимметричное тело, лобовая часть которого представляет собой сферический сегмент, а кормовая часть — обратный конус. Геометрию тела можно охарактеризовать двумя параметрами: углом наклона касательной к контуру сегмента в миделевой кромке θ_c и полууглом раствора обратного конуса θ_k (фиг. 1, а). Предельным случаем сегментально-конического тела является цилиндр с плоским торцом (фиг. 1, б) $\theta_c = 90^\circ$, $\theta_k = 0$.

Обтеканию сегментально-конических тел посвящено значительное число экспериментальных и численных исследований (например, [1–6]). Одним из сложных и еще нерешенных вопросов является течение в окрестности острой миделевой кромки. В численных исследованиях острая кромка обычно сглаживалась, а влияние вязкости либо не учитывалось, либо оценивалось в рамках теории пограничного слоя [7]. В последних работах делаются попытки изучения отрывных течений в рамках уравнений Навье — Стокса. Так, в работе [8] приведены результаты численных исследований отрывного течения в окрестности угловой кромки цилиндра при дозвуковых и трансзвуковых скоростях и числах Рейнольдса в диапазоне $80 \leq Re \leq 10^5$. Имеющиеся экспериментальные данные о течении в окрестности угловой кромки при сверхзвуковых скоростях носят отрывочный характер.

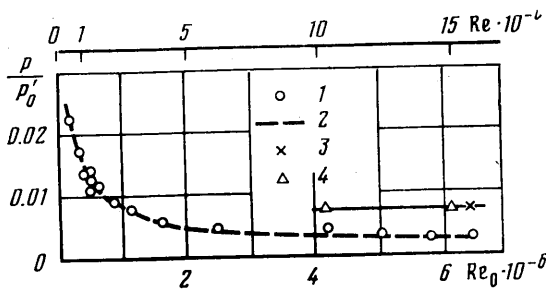
Целью данной работы является получение опорных экспериментальных данных, характеризующих параметры локальной зоны отрыва в начале обратного конуса при сверхзвуковом осесимметричном обтекании тела (фиг. 1, б), пунктиром на фигуре показана звуковая линия.

Большинство экспериментов проведено при числе Маха $M=3$. При этом обтекание сферического сегмента с $\theta_c > 45^\circ$ происходит с фиксацией звуковой скорости на мицелевой кромке и близко к режиму гиперзвукового течения. Слабое влияние числа M при $M > 3$ следует ожидать и для окрестности угловой точки, включая и начало обратного конуса.

Число Рейнольдса, определенное по параметрам невозмущенного потока и диаметру мицеля тела, изменялось в пределах $Re \approx 10^5 - 10^7$ при ламинарном погранич-



Фиг. 2



Фиг. 3

ном слое на плоском торце. Для турбулентного пограничного слоя величина Re была порядка 10^7 .

Геометрические параметры сегментально-конических тел изменялись в пределах $\theta_c = 45 - 90^\circ$, $\theta_h = 0 - 20^\circ$. Опыты проводились на неподогретом воздухе при $\kappa = 1.4$.

2. На фиг. 2, 3 приведены результаты экспериментов для цилиндра с плоским торцом. При ламинарном пограничном слое с ростом числа Re длина отрывной зоны существенно сокращается. На фиг. 2 1 — экспериментальные точки, сплошная кривая — расчет по формуле (2.1), которая описывает результаты опытов при $M=3$:

$$(2.1) \quad l/D_M = 28 Re^{-0.32}$$

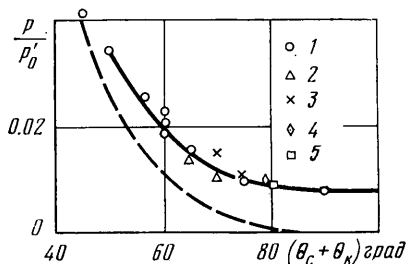
Еще более существенно, на порядок, уменьшается давление p в отрывной зоне, которое при числах $Re \approx 10^7$ достигает величины порядка тысячных долей от полного давления за прямым скачком p_0' (фиг. 3, где 1 — экспериментальные точки для ламинарного пограничного слоя, 2 — расчет по формуле (2.2), верхняя шкала для числа Re соответствует $M=3$). Следует заметить, что столь низкое значение давления — едва ли не самое низкое из известных значений давления на осесимметричных телах при сверхзвуковом обтекании. Экспериментальные данные могут быть описаны с помощью следующей формулы:

$$(2.2) \quad p/p_0' = 65 Re_0^{-0.65}$$

Здесь Re_0 — число Рейнольдса, определенное по параметрам торможения на торце, его радиусу и скорости звука.

По формуле (2.2) можно оценить давление в начале цилиндра с плоским торцом при $M=3$, $\kappa=1.4$ для ламинарного пограничного слоя в диапазоне $Re_0 \approx 10^5 - 10^7$.

Для турбулентного пограничного слоя при числах Рейнольдса порядка 10^7 имеет место режим автомодельности течения по числу Re (точки 3 и 4 на фиг. 3). Как видно на фиг. 3, переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный может быть не завершен при сравнительно высоких значениях числа Re . Турбулизация пограничного



Фиг. 4

слоя, проведенная при испытаниях модели цилиндра при $Re_0 = 6 \cdot 10^6$ ($Re \approx 15 \cdot 10^6$) с помощью кольца, установленного на торце, сопровождается резким увеличением давления в отрывной зоне (точка 3 на фиг. 3). Это явление сходно с кризисным изменением сопротивления шара при переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный при дозвуковых скоростях. Давление в начале цилиндра выходит на уровень, соответствующий автомодельному режиму течения с турбулентным пограничным слоем, полученному на модели цилиндра без турбулизатора в другой трубе при числе $Re \approx 10^7$.

3. На фиг. 4 приведены результаты экспериментов для сегментально-конических тел

при турбулентном пограничном слое. Давление в начале обратного конуса дано в функции угла излома контура $\theta_c + \theta_k$. Точки 1–5 на фиг. 4 соответствуют значениям угла $\theta_k = 0, 5, 10, 15, 20^\circ$, пунктирная кривая – расчету для невязкого газа, сплошная кривая – расчету по формуле (3.3). Для невязкого газа величина p/p_0' определяется по параметрам на лобовой части с помощью решения Прандтля – Майера. При $\theta_c > 45^\circ$, когда звуковая точка фиксируется на угловой кромке, давление в начале обратного конуса не зависит от числа M набегающего потока и определяется майеровским углом поворота от вектора звуковой скорости $v = \theta_c + \theta_k$. Для вязкого газа величину p/p_0' можно представить в следующем виде:

$$(3.1) \quad \frac{p}{p_0'} = \left(\frac{p}{p_0'} \right)_1 + \left(\frac{\Delta p}{p_0'} \right)_2$$

где $(p/p_0')_1$ – значение p/p_0' , рассчитанное для невязкого газа, $(\Delta p/p_0')_2$ – добавок, учитывающий влияние вязкости.

При $\theta_c \leq 45^\circ$ ($\theta_k \approx 0$) течение вблизи угловой кромки безотрывное и влияние вязкости на величину p/p_0' невелико (менее 10%). При $\theta_k + \theta_c > 80^\circ$ давление в начале обратного конуса, соответствующее для $\theta_k < 20^\circ$ и $M \geq 3$ локальной зоне отрыва, определяется в основном добавком на вязкость. Величина $(\Delta p/p_0')_2$ для $\theta_c + \theta_k > 45^\circ$ оказывается мало зависящей от параметра $\theta_c + \theta_k$, и формула (3.1) может быть приведена к виду

$$(3.2) \quad \frac{p}{p_0'} = \left(\frac{p}{p_0'} \right)_1 + \left(\frac{p}{p_0'} \right)_{\theta_c + \theta_k = 90^\circ}$$

Величина $(p/p_0')_{\theta_c + \theta_k = 90^\circ}$ может быть определена по материалам фиг. 3 для цилиндра. Аппроксимируя решение Прандтля – Майера для $\kappa=1.4$ и используя экспериментальное выражение $p/p_0' = 0.008$ для турбулентного пограничного слоя, получим следующую формулу:

$$(3.3) \quad p/p_0' = 2.3 \sin^2 0.4(130^\circ - (\theta_c^\circ + \theta_k^\circ)) + 0.008$$

Формула (3.3) хорошо описывает результаты эксперимента с сегментально-коническими телами при турбулентном пограничном слое (фиг. 4). Она может быть применена для оценки давления за угловой кромкой при $\theta_c > 45^\circ$, $\theta_k < 20^\circ$, $M > 2.5$, $\kappa=1.4$.

Поступила 23 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М. Симметричное обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком совершенного и реального газа. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 6.
2. Миносцев В. Б., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Исследование картины сверхзвукового пространственного обтекания тела сегментальной формы. Докл. АН СССР, 1968, т. 179, № 2.
3. Артонкин В. Г., Петров К. П. Исследования аэродинамических характеристик сегментально-конических тел. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1361.

4. Рябинков Г. М., Рябинков А. Г. Экспериментальное исследование обтекания цилиндра с плоским торцом. В сб.: Проблемы прикладной математики и механики. М., «Наука», 1971.
5. Андреев Г. Н., Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушкин Б. Е., Миносцев В. Б. О структуре течения вблизи боковой поверхности и о формировании отрывных зон на телах сегментально-конической формы. Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 3.
6. Мышенков В. И. Отрывные течения около цилиндра с плоским торцом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 2.
7. Авдучевский В. С. Приближенный метод расчета трехмерного ламинарного пограничного слоя. Изв. АН СССР, ОТН, Механ. и машиностр., 1962, № 2.

УДК 533.6.011.5

О РАСЧЕТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИСТЕКАЮЩЕЙ В ВАКУУМ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Н. С. МИРОНЧУК, А. Н. НИКУЛИН, Н. Е. ХРАМОВ

(Москва)

Численному расчету взаимодействия сверхзвуковых недорасширенных струй с преградами различной формы посвящено в настоящее время достаточно много работ. Наиболее полно изучен двухмерный случай, для которого получены основные закономерности как при истечении струй в вакуум, когда течение в области взаимодействия определяется только неравномерностью по углу наклона и модулю вектора скорости набегающего потока [1, 2, 3], так и при малых значениях нерасчетности, когда кроме указанной неравномерности набегающего потока на течении в дозвуковой области сказываются граничные эффекты струи [4]. Трехмерный случай рассмотрен в [5], где получено решение для струй малой нерасчетности, когда течение во всей рассматриваемой области сверхзвуковое.

В настоящей работе рассматривается набегание истекающей в вакуум осесимметричной сверхзвуковой струи на преграду достаточно сложной конфигурации и расположенную относительно сопла так, что в области взаимодействия за отошедшей ударной волной имеет место пространственное течение, обладающее плоскостью симметрии. Течение в области взаимодействия описывается системой уравнений движения невязкого совершенного газа с граничными условиями на ударной волне (соотношение Ренкина - Гюнио) и на поверхности преграды (условие непротекания). Другими границами рассматриваемой области являются плоскость симметрии течения и какая-то произвольно выбранная поверхность, расположенная в сверхзвуковой части течения.

Задача решается методом установления с использованием численной схемы, построенной на основе характеристических соотношений [6], а именно соотношений вдоль нестационарных характеристик, связывающих значения функций на новом временном слое с их значениями на старом в точках пересечения координатных и характеристических поверхностей. Применялась схема первого порядка аппроксимации, когда значения функций в точках пересечения находились с помощью линейной интерполяции по значениям в соседних узлах. Шаг интегрирования по времени находился из выполнения условия Куранта - Фридрихса - Леви.

Параметры невозмущенной струи определяются либо численно методом сеток [7], либо, для случая больших расстояний между срезом сопла и преградой по аппроксимирующим формулам.

Рассмотрим натекание струи на плоскую поверхность. Результаты расчета для двухмерного случая достаточно полно представлены в [1-4]. Отметим некоторые особенности течения в области взаимодействия для случая, когда значение угла α между осью струи и нормалью к поверхности преграды в плоскости симметрии течения отлично от нуля. С увеличением указанного угла область дозвукового течения в ударном слое смещается относительно оси струи в сторону максимальных углов встречи линий тока невозмущенной струи с поверхностью преграды. В указанном направлении смещается и точка максимального статического давления на поверхности преграды. На фиг. 1, а приведены форма и положение ударных волн и звуковых линий в плоскости симметрии течения для исходных параметров числа Маха на срезе сопла $M_a=3$, угла полураствора конического сопла $\varphi_a=10^\circ$, показателя адиабаты $\kappa=1.4$, расстояния по оси струи от среза сопла до поверхности преграды $h_1=h/r_a=10$