

$Y_v(x) \rightarrow -\infty$ при $x \rightarrow 0$. Тогда начальная функция будет выглядеть следующим образом:

$$(14) \quad y^*(x, 0) = \exp(-ba_2x/a_1) a_5 \{ {}^{1/2} \sqrt{x^{(v-2)/2}} \times \\ \times [J_v(2\sqrt{xb_1}) + {}^{1/2} x^{(v-1)/2} [J_{v-1}(2\sqrt{xb_1}) + J_{v+1}(2\sqrt{xb_1})]] \}$$

Далее, чтобы начальное возмущение было малым при $x \rightarrow \infty$, всегда должно выполняться неравенство $b > 0$. В соответствии с (11) это означает, что полученное решение экспоненциально растет во времени, т. е. является абсолютно неустойчивым.

Таким образом, получен следующий результат. Использование в граничных условиях угла наклона тела α_b приводит к отсутствию начального возмущения и к стационарному решению задачи.

Замена же α_b на угол наклона ударной волны α_s ведет к появлению абсолютно неустойчивого решения.

По-видимому, нужно сделать вывод о том, что пользоваться ньютоновским приближением в нестационарных задачах следует с большой осторожностью.

Поступила 17 IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Miles J. W. Newtonian flow over a stationary body in unsteady flow. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1.
3. Богатко В. И., Колтон Г. А. Пространственное нестационарное движение газа за фронтом сильной ударной волны. Вестн. Ленингр. ун-та, 1971, № 1.
4. Богатко В. И., Колтон Г. А. О ньютоновском приближении в задаче обтекания плоских и осесимметричных тел, движущихся с переменной скоростью. Вестн. Ленингр. ун-та, 1971, № 7.
5. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Физматгиз, 1961.

УДК 533.6.011.55

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБТЕКАНИЯ КОНУСА БОЛЬШОГО УГЛА РАСТВОРА ПОД УГЛОМ АТАКИ

Б. Н. ДАНЬКОВ, Т. С. ПАНКОВА

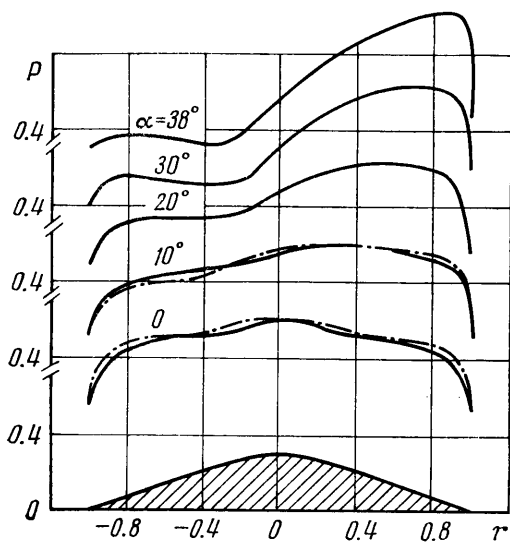
(Москва)

Приводятся результаты экспериментальных исследований характера обтекания конуса большого угла раствора в аэродинамической трубе при сверхзвуковых скоростях набегающего потока. Изучению этого вопроса в последнее время уделяется большое внимание [1-3]. Данная работа расширяет представление об особенностях обтекания этого тела на больших углах атаки.

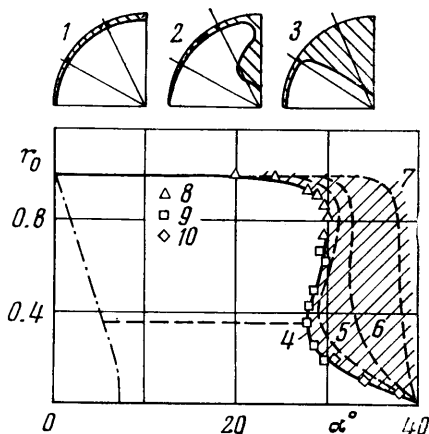
Исследования проводились при углах атаки $\alpha = 0 \div 38^\circ$, числе $M_\infty = 5.93$ и числе $Re_\infty = 2.3 \cdot 10^6$ (в качестве характерного размера принят диаметр модели D). Рассматривалась модель в виде притупленного конуса с углом полураствора $\theta_s = 70^\circ$, радиусом притупления $R \approx 0.91 D/2$ и острыми угловыми кромками. Изучались спектры обтекания модели, распределение давления и характер растекания визуализирующего состава по ее лобовой поверхности.

Дренаж модели осуществлялся по образующим конической поверхности, меридиональные плоскости которых наклонены одна к другой под углом $\Delta\varphi = 30^\circ$. В некоторых случаях для определения особенностей течения осуществлялся дополнительный дренаж в исследуемом районе. В плоскости изменения угла атаки дренажные точки располагались с интервалом $\sim 0.05D$. Относительный внутренний диаметр (d/D) периферийных отверстий ~ 0.07 , а остальных отверстий ~ 0.011 . При определении распределения давления p_i использовалось устройство пневматической коммутации, с помощью которого измерения на каждом угле атаки проводились одним преобразователем давления путем последовательного опроса нескольких точек. В качестве преобразователя использовался малогабаритный индуктивный датчик типа МИД. Относительная среднеквадратичная погрешность нахождения величины $P = p_i/p_0'$ составляла $\mp 3\%$ (p_0' — полное давление за прямым скачком).

Кроме вышеуказанных испытаний проводились специальные эксперименты по уточнению положения на теле критической и звуковых точек. С этой целью при изменении угла атаки в требуемом диапазоне датчиком устройства пневматической коммутации регистрировалось давление в какой-либо одной характерной точке. Например, положение звуковой линии при $\varphi=180^\circ$ исследовалось по показаниям точек, расположенных вблизи кромки, на конической поверхности и в месте сопряжения конической поверхности со сферическим носком. Положение критической точки определялось по точке перегиба в зависимости давления от угла атаки.



Фиг. 1



Фиг. 2

Опорным давлением для датчика во всех экспериментах служило атмосферное давление или полное давление за прямым скачком p_0 , передаваемое трубкой полного напора.

Фотографирование спектров обтекания проводилось теньвым методом при использовании в качестве визуализирующей диафрагмы прямоугольного ножа или ножа Фуко.

Результаты экспериментальных исследований приведены на фиг. 1–4. На фиг. 1 для образующих с меридиональными углами $\varphi=0$ и 180° представлен характер изменения зависимостей $P=f(r)$ при различных углах атаки ($r=2r_i/D$). Здесь же помещены результаты вычислений (кривые 1) по приближенной методике, обеспечивающей удовлетворительное совпадение расчетных данных с результатами эксперимента при $\alpha=0-15^\circ$ [1]. Фиг. 2 иллюстрирует влияние угла α на положение звуковых линий, установленных по результатам исследований распределения давления. Заштрихованные зоны обозначают области на теле, а также интервалы значений относительного радиуса точек тела, в которых местное число $M_s > 1$. Кривые 1–3 характеризуют положение звуковых линий при $\alpha=28, 30, 32^\circ$, а кривые 4–7 – зависимости значений относительного радиуса звуковой точки (r_0) от угла атаки при $\varphi=180, 150, 120, 90^\circ$. При этом обозначения 8–10 относятся к случаю изменения положения звуковой точки при возникновении периферийной, локальной и развитой сверхзвуковой зон соответственно.

Из анализа данных следует, что при $\alpha=0-15^\circ$ течение на всей лобовой поверхности конуса дозвуковое. Скорость звука достигается на угловых кромках модели. При $\alpha > 15^\circ$ звуковая линия на подветренной стороне смещается на коническую часть. Образуется периферийная сверхзвуковая область. При $\alpha=28^\circ$ кроме вышеуказанной области появляется звуковая точка на образующей $\varphi=180^\circ$ в месте сопряжения сферической и конической частей модели ($r_0=0.343$). При $\alpha=29^\circ$ точечная зона звуковых скоростей преобразуется в локальную сверхзвуковую область. В связи с этим при $\alpha=29^\circ$ на образующей $\varphi=180^\circ$ наблюдаются три звуковые точки. С увеличением угла атаки локальная и периферийная зоны объединяются и образуют на теле развитую сверхзвуковую область. При угле $\alpha=38^\circ$ течение на подветренной стороне становится всюду сверхзвуковым, за исключением носка конуса.

Образование локальной сверхзвуковой зоны может быть объяснено тем, что при углах атаки, отличных от нуля, поток при переходе от критической точки к подветренной стороне разгоняется с перерасширением. В связи с этим в районе линии сопряжения сферической поверхности с коническим участком ($r=0.3\div 0.35$; $\varphi=180^\circ$) поток вновь начинает тормозиться. Наибольший градиент давления при этом наблюдается в случае $\alpha=30\div 38^\circ$ и равен $\Delta P/\Delta r=0.125$. Максимальное местное число Маха (M_s) перед зоной вторичного сжатия может достигнуть величины $1.11\div 1.43$.

Однако, как показали результаты исследований распределения давления, повторное сжатие осуществляется безударно и без какого-либо заметного отрыва потока. Это приводит к тому, что газ, тормозясь, может вновь пройти через скорость звука, что и наблюдается при $\alpha=28\div 30^\circ$.

Наличие области вторичного сжатия подтверждается спектрами обтекания модели, полученными при $\alpha=28^\circ$ (фиг. 3, а). Об этом свидетельствует темная область (1) в ударном слое, указывающая на изменение знака градиента давления, и увеличение с подветренной стороны угла наклона головного скачка, сопровождающееся возникновением двух точек перегиба (2). О безотрывном течении в этом месте можно судить по спектрам обтекания модели, на подветренной части лобовой поверхности которой были нанесены риски (фиг. 3, б).

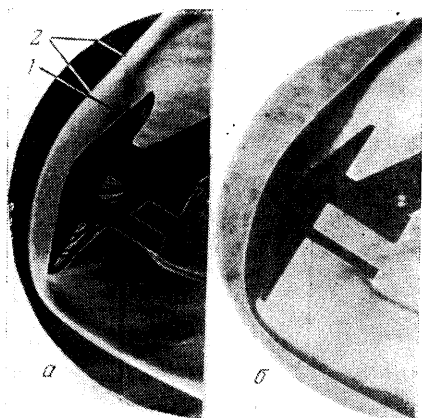
Видно, что от каждой риски возникает волна сжатия и что, следовательно, отрыва потока (во всяком случае существенного) нет (фигура иллюстрирует обтекание при $\alpha=32^\circ$). Проведенная визуализация течения с помощью гудрона также не выявила наличия отрыва.

Для случая ламинарного пограничного слоя и условий обтекания в трубе был проведен расчет в рамках двумерного течения толщины вытеснения δ^{**} и коэффициента трения в окрестности образующей лобовой поверхности тела, лежащей в меридиональной плоскости, параллельной плоскости углов атаки. Результаты расчетов совпали с выводами, сделанными в экспериментальных условиях. Отрыва потока нигде не было установлено. Минимальное значение коэффициента трения было зафиксировано при $\alpha=28^\circ$. Здесь при несколько большем значении температурного фактора отрыв потока был бы возможен. Следует отметить также, что если бы участку вторичного торможения не предшествовало течение расширения, то при наблюдающемся градиенте давления пограничный слой оторвался бы.

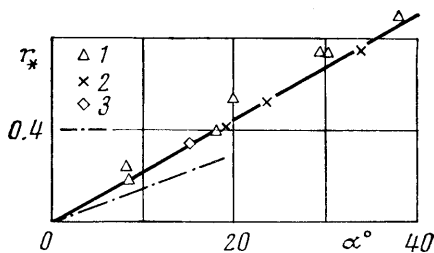
Как следует из расчетов, при $\alpha > 20^\circ$ скорость движения газа непосредственно за головной ударной волной с подветренной стороны сверхзвуковая. Это позволяет сделать вывод, что наблюдающиеся при $\alpha=28\div 30^\circ$ локальная и периферийная сверхзвуковые области едины. Дозвуковая зона между этими сверхзвуковыми областями в меридиональной плоскости будет выглядеть замкнутой, однако она, как показывают настоящие испытания, составляет единое целое с дозвуковой областью с неветренной стороны тела.

Выявленные в экспериментах особенности обтекания конуса большего угла раствора при $\alpha \neq 0$ аналогичны особенностям, установленным при расчетах численными методами обтекания конусов меньшего угла раствора под углом атаки $\alpha=0$ [2, 3]. Так, при обтекании конуса с углом полураствора $\theta_s=47^\circ$ в меридиональной плоскости также наблюдается замкнутая дозвуковая область, названная в работе [2] «дозвуковым пузырьком».

Обратимся к исследованиям зависимости положения критической точки от угла атаки α . На фиг. 4 представлены значения относительного радиуса r_* критической точки, полученные в ходе основных (1) и специальных уточняющих испытаний (2). Там же для сравнения приведены экспериментальные данные (3) по конусу близкой конфигурации [1] и результаты расчета по теории Ньютона (линия 4). Анализ показывает, что во всем исследованном диапазоне углов атаки критическая точка нахо-



Фиг. 3



Фиг. 4

дится на лобовой поверхности тела. Характер изменения положения критической точки по углу α может быть аппроксимирован линейной зависимостью. Опытные данные удовлетворительно согласуются друг с другом, но существенно отличаются от результатов расчета по теории Ньютона. Это свидетельствует о непригодности применения указанного метода расчета для определения положения критической точки на телах рассматриваемого класса форм.

Подводя итог результатам исследований, заметим, что именно возникновение областей перерасширения потока и последующего его торможения, которое наиболее полно проявляется при $\alpha > -15^\circ$, препятствует распространению метода [1] на большие углы атаки.

В заключение авторы благодарят А. Н. Покровского и Л. Г. Фролова за проделанный расчет пограничного слоя.

Поступила 23 X 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Stallings R. L., Campbell J. F. An approximate method for predicting pressure distributions on blunt bodies at angle of attack. AIAA paper, 1970, No. 208.
2. Rao P. P., Lefferdo J. M. Time-asymptotic solution for sphere-cones in hypersonic flow. AIAA Journal, 1974, vol. 12, No. 3. (Рус. перев.: Решение методом установления задач обтекания гиперзвуковым потоком тел типа сфера — конус. Ракетная техника и космонавтика, 1974, № 3.)
3. Красильников А. В., Никулин А. Н., Холодов А. С. Некоторые особенности обтекания затупленных по сфере конусов с большими углами полураствора при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.

УДК 621.43.011 : 533
621.5:533

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСКРЕТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В СПЕКТРЕ ШУМА СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

А. Н. АНТОНОВ, С. П. ШАЛАЕВ, М. Я. ЮДЕЛОВИЧ

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование дискретной составляющей в спектре шума нерасчетной сверхзвуковой струи, вытекающей в затопленное пространство. Рассмотрено влияние дискретного тона на средние параметры начального и основного участков струи. Найдено, что длина сверхзвукового участка струи l_0 линейно уменьшается с увеличением уровня дискретной составляющей L^* , действующей на основание струи. Экспериментально показано также, что колебания скачков уплотнения на концах первой и второй ячеек струи совершаются в противофазе.

Эксперимент проводился на конических соплах с углом полураствора $\theta = 0-10^\circ$. Размеры сопл и рабочий диапазон нерасчетностей приведены ниже

M_a	1.0	1.63	2.0	2.4	2.75	3.08
$d_a, \text{мм}$	3, 6, 8	8	8	4, 75, 10, 20	8	4
n	1.2-12	0.5-10	0.4-8	0.3-4	0.2-2.0	0.1-1.65

Здесь M_a — расчетное число Маха сопла, d_a — диаметр выходного сечения сопла, $n = p_a/p_H$, индексы a и H — соответственно на срезе сопла и во внешнем пространстве. Внешняя поверхность ресивера и сопл покрывалась пластинами поролон. В соответствии с программой экспериментов для отражения акустических волн использовались металлические дисковые щитки с наружным диаметром $D = 80 \text{ мм}$ и внутренним диаметром, равным наружному диаметру сопл. Щиток-отражатель надевался на сопло, устанавливался перпендикулярно оси струи и в ходе экспериментов передвигался в направлении от среза сопла на расстояние z . В струе исследовались поля давления p'_{0x} и p'_{0y} при помощи трубок полного давления, размещенных на координатнике. Величины давления регистрировались U -образными жидкостными манометрами с погрешностью измерения, не превышающей $\pm 1 \text{ мм}$, или образцовыми манометрами класса 0.35. Измерения и анализ шума струи проводились с помощью аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер», включающей в себя датчик пульсаций давления, анализатор и магнитофон. Для фиксации колебаний скачка в струе на фотоплёнке использовалась дисковая развертка со щелью шириной 1 мм . Щель развертки устанавливалась в плоскости теневой картины струи, получаемой от точечного источника света (лампы-вспышки). Часть лучей, направленных на зеркальный отмет-