

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ЦИЛИНДРОВ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ф. С. ВОРОНИН

(Москва)

Создание численных методов расчета обтекания затупленных цилиндров сверхзвуковым потоком газа под большими углами атаки связано с определенными трудностями [4]. Эта задача еще более усложняется при рассмотрении обтекания таких тел разреженным газом, когда становится невозможным четкое разделение областей течения, соответствующих невязкому течению за ударной волной и пограничному слою, а ударную волну уже нельзя считать бесконечно тонкой.

В связи с этим исследование обтекания затупленных цилиндров сверхзвуковым потоком разреженного газа в широком диапазоне углов атаки в настоящее время проводятся главным образом экспериментальным путем.

В данной работе проведено систематическое экспериментальное исследование обтекания затупленных цилиндров в диапазоне значений числа Маха M_∞ от 3.0 до 9.6 и числа Рейнольдса R_∞ от 10^2 до $5 \cdot 10^4$.

1. Методика проведения экспериментов. В основу исследования было положено изучение распределения давления по поверхности модели.

Исследование проводилось в аэродинамической трубе малой плотности. Широкий диапазон изменения чисел M_∞ и R_∞ достигался использованием набора сверхзвуковых сопел. Кроме того, за счет изменения давления в форкамере на каждом сопле можно было изменять числа M_∞ и R_∞ в некоторых пределах.

Были испытаны четыре формы моделей, отличающихся величиной угла θ между касательной в точке сопряжения сегмента с цилиндром и осью модели. Геометрическая схема модели представлена на фиг. 1.

Модели изготавливались по две штуки каждой формы: на одной располагался дренаж по сегментальной части, а на другой — по боковой цилиндрической. Для контроля идентичности параметров потока при испытаниях различных моделей на одном и том же режиме обтекания у всех моделей сохранялась дренажная точка в центре сегмента. Дренажные точки располагались в плоскости угла атаки моделей.

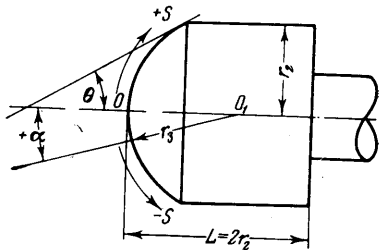
Схема экспериментов, параметры воздушного потока для исследованных режимов, а также приборы, применявшиеся для измерения давления в точках дренажа, в форкамере и в рабочей части аэродинамической трубы были аналогичными описанным в работе [2].

Стационарность режима обтекания контролировалась измерением давления в одних и тех же точках дренажа при одинаковых углах атаки модели в начале и конце каждого эксперимента, который продолжался 3—4 час. Изменение угла атаки модели на каждом угле атаки составляла 10—15 мин в зависимости от режима обтекания. За это время вполне успевало установиться динамическое равновесие в дренажных магистралях.

Наряду с измерением распределения давления по поверхности модели производилась визуализация обтекания головной части модели по методу тлеющего разряда [3].

2. Результаты экспериментов и их обсуждение. Экспериментальные данные по распределению давления по сегментальной и цилиндрической частям поверхности модели представлялись, как и в работе [2], в виде отношения замеренного в данной точке давления p к давлению торможения за прямым скачком уплотнения p_0' , рассчитанному по газодинамическим соотношениям для сплошной среды. Давление p_0' определялось по замеренному в форкамере полному давлению p_0 и соответствующему числу M_∞ . Обработка экспериментальных данных по распределению давления на моделях в таком виде дает возможность оценить влияние чисел Маха и Рейнольдса на характер их обтекания потоком разреженного газа.

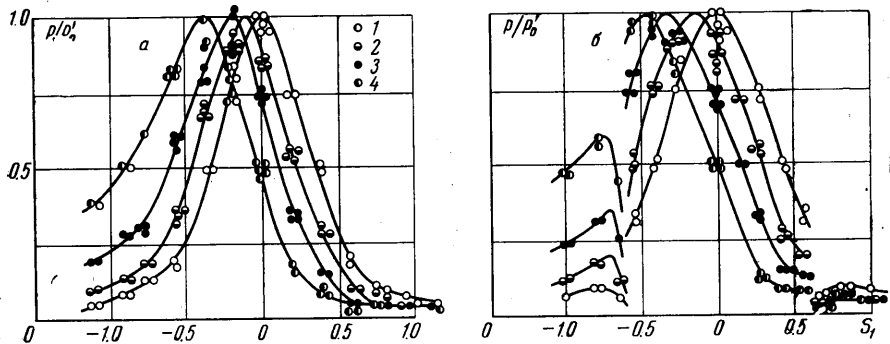
На фиг. 2 приведены экспериментальные данные по распределению давления по образующей в плоскости угла атаки при $M_\infty = 4.64$ и $R_\infty = 105$ для двух моделей: $a - \theta = 0$ и $b - \theta = 30^\circ$ (точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $\alpha = 0, 15, 30, 45^\circ$). Как видно из фиг. 2, а, на цилиндре с полусферическим затуплением ($\theta = 0$) при нулевом угле атаки давление плавно уменьшается от значения в критической точке до значения на боковой поверхности цилиндра. При изменении угла атаки от 0 до 15°



Фиг. 1

давление на подветренной стороне цилиндрической части несколько уменьшается, а при дальнейшем увеличении угла атаки практически остается постоянным и, по существу, равным давлению, замеренному на донном торце модели. Таким образом, определенно можно сказать, что при $\alpha \geq 15^\circ$ подветренная образующая цилиндра находится в отрывной зоне обтекания.

Сопоставление экспериментальных данных по распределению давления на лобовой поверхности модели с полусферическим затуплением при нулевом угле атаки в диапазоне $M_\infty = 3-10$ с расчетом по [1] показало вполне удовлетворительное совпадение в пределах разброса экспериментальных точек на участке $s_1 = s/2r_2 = 0-0.6$. Аналогичный результат был получен и для сферы [2].



Фиг. 2

При $\theta = 30^\circ$ имеет место разрыв кривых давления в точках излома образующих (Фиг. 2, б). Этот разрыв на наветренной стороне модели более существен, чем на подветренной. С увеличением угла θ величина разрыва возрастает, что особенно хорошо видно на моделях с плоским торцом ($\theta = 90^\circ$). В последнем случае и на подветренной стороне модели в точке излома имеет место существенный разрыв кривой давления.

С целью оценки влияния чисел M_∞ и R_∞ на характер распределения давления для каждой из четырех групп моделей ($\theta = \text{const}$) был построен суммарный график осредненных по экспериментальным точкам кривых изменения давления по лобовой части модели при $\alpha = 0$. При этом осредненные кривые для всех исследованных режимов ($M_\infty = 3.0-9.66$ и $R_\infty = 105-47470$), взаимно пересекаясь без каких-либо закономерностей, образуют полосу, которую можно рассматривать как область, обусловленную разбросом экспериментальных точек. Для модели с $\theta = 0$ расхождение кривых от средней линии полосы составляет $\pm 10\%$ в сечении $s_1 = 0.5$ и всего лишь $\pm 3\%$ в сечении $s_1 = 0.25$. Расчетные кривые [1] при значениях M_∞ от 3 до 10 также лежат внутри этой полосы. Аналогичные результаты получены и на моделях с $\theta = 30, 60$ и 90° . На основании этого можно говорить лишь в среднем об автомодельности распределения давления по лобовой поверхности цилиндра со сферическим сегментальным затуплением относительно чисел M_∞ и R_∞ в исследованных диапазонах.

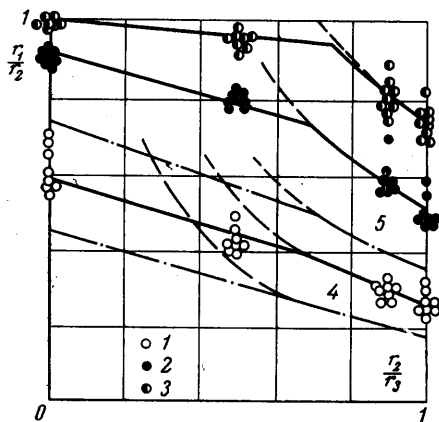
На цилиндрической части моделей, имеющих $\theta \geq 30^\circ$, вблизи точки излома наветренной образующей имеет место резкий рост давления, которое быстро достигает максимума и затем достаточно плавно уменьшается. Такое поведение кривой давления связано, по-видимому, с отрывом потока воздуха на кромке и вторичным его прилипанием к цилиндрической части с образованием скачка уплотнения, о чем говорит резкое повышение давления.

При расчете тепловых потоков на лобовой поверхности тела необходимо достаточно точно знать положение точки торможения и распределение градиента давления (скорости) на различных углах атаки. Из Фиг. 2 видно, что при обтекании затупленного тела с увеличением угла атаки симметрия обтекания все более нарушается: точка торможения перемещается по наветренной стороне лобовой поверхности в направлении кромки модели, и градиент давления при этом от точки торможения к наветренной кромке увеличивается тем сильнее, чем больше угол θ (при равном угле атаки).

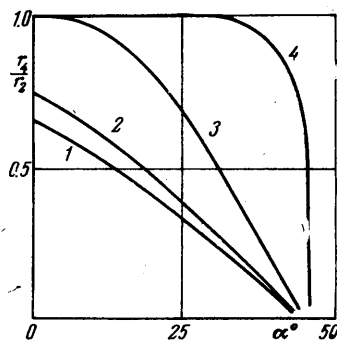
В результате графического анализа экспериментальных данных было установлено, что для данного затупления положение точки торможения в пределах исследованных чисел M_∞ и R_∞ является автомодельным относительно чисел M_∞ и R_∞ .

На Фиг. 3 приведены экспериментальные данные по положению точки торможения: точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $\alpha = 15, 30, 45^\circ$; (здесь r_1 — расстояние по радиусу от оси модели до точки торможения, r_2 — радиус модели цилиндра и

r_3 — радиус затупления). Для сравнения на том же графике нанесены результаты расчета по теории Ньютона (штриховые линии) и по приближенному методу [4] (штрих-пунктирные линии: 4 — $\alpha = 10^\circ$, 5 — $\alpha = 20^\circ$), полученные при числе $M_\infty = 3.16$. Кривая, проведенная по экспериментальным точкам для $\alpha = 30^\circ$, и расчетная кривая [4] для этого угла атаки практически совпадают. Что же касается экспериментальных данных для угла атаки $\alpha = 15^\circ$, то они находятся в хорошем согласии с расчетом [4] для углов атаки $\alpha = 10$ и 20° . Теория Ньютона согласуется с экспериментальными данными и результатами приближенного метода [4] для углов атаки $\alpha \leq 30^\circ$ только в случае затуплений, имеющих $\theta < 45^\circ$ ($r_2 / r_3 \geq 0.7$). При больших значениях угла θ теория Ньютона дает положение точки торможения более близкое к точке излома. Так при $\alpha = 30^\circ$ для затупления с $\theta = 60^\circ$ по теории Ньютона точка торможения должна находиться у кромки. На самом же деле она располагается примерно на 11° ближе к центру сегмента, что является результатом влияния кромки на распределение давления в ее окрестности.

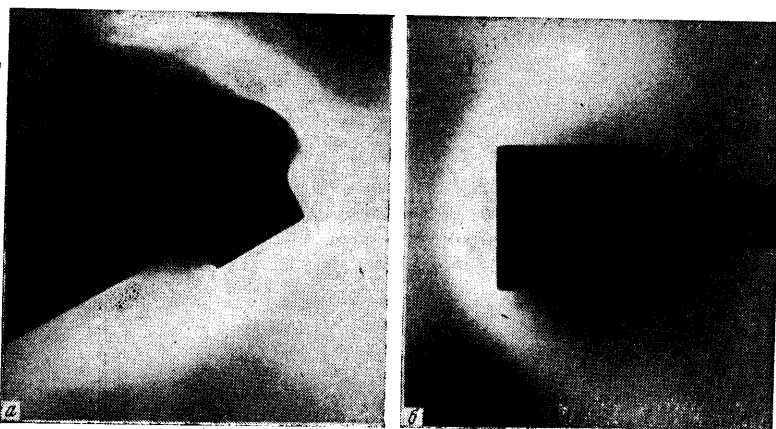


Фиг. 3



Фиг. 4

сти. Влияние кромки особенно ярко наблюдается на модели с плоским торцом ($\theta = 90^\circ$), где при малейшем отклонении от нулевого угла атаки точка торможения, казалось бы, должна переместиться на наветренную кромку. Однако в действи-



Фиг. 5

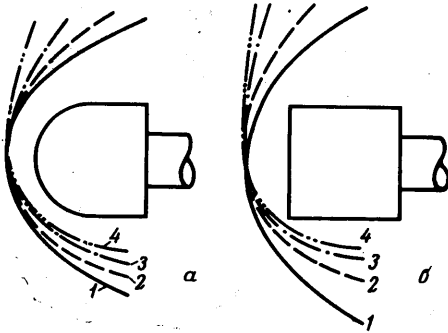
тельности этого не происходит. Точка торможения достигает окрестности наветренной кромки лишь при угле атаки $\alpha \cong 45^\circ$.

На фиг. 4 нанесены экспериментальные кривые зависимости положения звуковой точки на подветренной стороне затуплений моделей, полученные на режиме обтекания $M_\infty = 4.96$ и $R_\infty = 242$ (r_4 — расстояние по радиусу от оси цилиндра до звуковой точки; кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $\theta = 0, 30, 60, 90^\circ$). На наветренной стороне полусферического затупления ($\theta = 0$) звуковая точка переме-

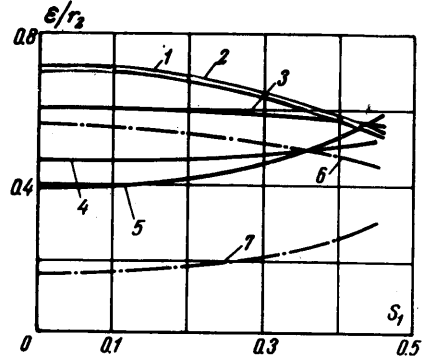
щается от координаты $r_4/r_2 = -0.675$ при $\alpha = 0$ до цилиндрической части модели при $\alpha = 45^\circ$. На наветренной стороне сегментальных затуплений ($\theta \geq 30^\circ$) звуковая точка при $\alpha \geq 15^\circ$ лежит вне поверхности сегмента. Аналогичные результаты получены и на других режимах обтекания.

С увеличением числа M_∞ звуковая точка незначительно перемещается к центру сегмента. Для полусферического затупления при $M_\infty = 3$ полученные в эксперименте и по расчету [1] координаты звуковой точки совпадают. А при $M_\infty \approx 10$ экспериментальное значение координаты r_4/r_2 примерно на 2° меньше расчетного по [1].

Что касается зависимости положения звуковой точки от числа Рейнольдса, то в исследованном диапазоне режимов на указанных моделях она практически не наблюдается.



Фиг. 6



Фиг. 7

Визуализация обтекания моделей по методу тлеющего разряда позволила определить форму и величину отхода головной ударной волны. На фиг. 5 в качестве примера представлены фотографии обтекания моделей: $a - \theta = 30^\circ$ при $M_\infty = 5.05$, $R_\infty = 122$ и $\alpha = 30^\circ$; $b - \theta = 90^\circ$ при $M_\infty = 7.57$, $R_\infty = 220$ и $\alpha = 0$. На фиг. 6 представлены результаты обработки негативов для цилиндров с полусферическим носком и с плоским торцом при $M_\infty = 5.05$ и $R_\infty = 122$ (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $\alpha = 0, 15, 30, 45^\circ$). При этом необходимо отметить, что граница ударной волны определялась как линия, где почернение на негативной пленке достаточно отчетливо (без специальных средств измерения) отличается от невозмущенного потока. Ударная волна в разреженном газе имеет некоторую протяженность, поэтому нанесенные на фиг. 6 линии характеризуют собой положение лишь начального участка ударной волны. Участок же более резкого возрастания плотности потока будет находиться существенно ближе к обтекаемому телу. Однако и приведенные на фиг. 6 кривые дают наглядное представление об изменении формы ударной волны с увеличением угла атаки. Фронт ударной волны с увеличением угла атаки приближается к телу, что особенно отчетливо видно в случае плоского торца. При этом по-видимому, и протяженность ударной волны в целом сокращается.

На фиг. 7 представлены результаты обработки негативной пленки для всех испытанных моделей при нулевом угле атаки (здесь ϵ — расстояние по нормали от поверхности тела до ударной волны). Для плоского торца даны две кривые, характеризующие форму и величину отхода фронта ударной волны для двух режимов обтекания ($M_\infty = 5.05$, $R_\infty = 122$ и $M_\infty = 7.57$, $R_\infty = 220$). Кривая 1 для $M_\infty = 5.05$ лежит несколько выше кривой 2 для $M_\infty = 7.57$, форма же их практически одинакова. Аналогичный результат получен и для других форм затупления, поэтому на графике для них даны только кривые, полученные при $M_\infty = 5.05$. Расстояние отхода фронта ударной волны для $\theta \geq 60^\circ$ (кривая 3) уменьшается с ростом координаты S_1 , а для затуплений с $\theta \leq 30^\circ$ (кривая 4) увеличивается. Для некоторого $30^\circ < \theta < 60^\circ$ форма ударной волны является эквидистантной поверхности затупления. Сопоставление экспериментальных данных с расчетом [1] при $M_\infty = 5.86$ показывает, что для плоского торца расчет дает больший радиус кривизны ударной волны (кривая 6), а для полусферического затупления форма ударной волны по экспериментальным данным (кривая 5) и по расчету [1] (кривая 7) практически одинакова. Заднюю границу ударной волны без специальных средств измерения определить не представилось возможным. Поэтому нельзя сделать никаких суждений о толщине ударной волны при обтекании различных моделей в исследованных режимах.

Таким образом, в результате проведенного экспериментального исследования можно сделать вывод, с одной стороны, о значительном увеличении по сравнению со сплошной средой отхода фронта ударной волны (где имеет место уже заметное уплот-

нение потока) при обтекании затупленных цилиндров при числах $R_\infty \sim 10^2$. С другой стороны, данные по измерению давления на сегментальных затуплениях ($0 \leq \theta \leq 90^\circ$) позволяют распространить соотношения газовой динамики сплошной среды (в диапазоне чисел M_∞ от 3 до 10) на расчет характеристик обтекания затупленных тел в диапазоне чисел R_∞ от 10^2 до 10^4 .

Поступило 6 III 1968

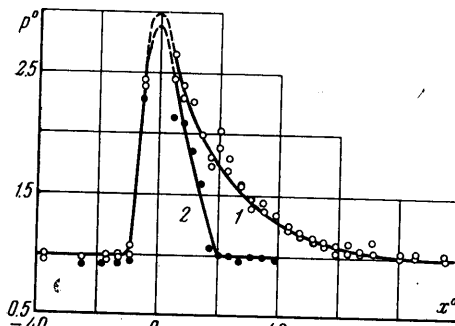
ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1966.
2. Воронин Ф. С. Экспериментальное исследование обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
3. Калугин В. М. Высококонтрастный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. ПМТФ, 1966, № 4.
4. Katzen E. D., Kaattari G. E. Inviscid hypersonic flow around blunt bodies. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 7.

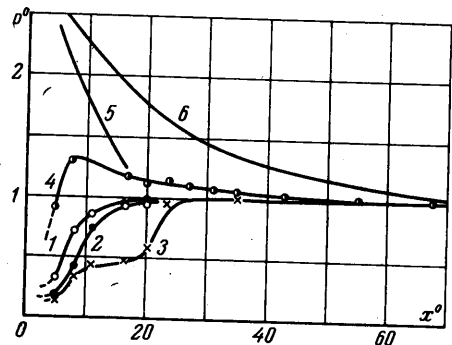
О СТРУКТУРЕ СТРУИ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ВПРЫСКЕ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

Ф. С. СКЛЯР (Москва)

При инъекции в сверхзвуковой поток через отверстие в пластине струи жидкости и газа измерены статические давления по линии симметрии течения. В отличие от вдува газовой струи, в случае инъекции жидкости давление на пластине за местом впрыска выше статического в набегающем потоке. При помощи трубки полного напора приближенно определена форма поперечных сечений струи. Результаты эксперимента показывают, что она близка к круговой.



Фиг. 1



Фиг. 2

1. Ниже приводятся и сравниваются результаты измерений статического давления на поверхности заостренной пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушным потоком с числом $M = 3.95$, при наличии инъекции жидкости и газа через круглое отверстие диаметром $d = 2$ мм, ось которого перпендикулярна поверхности пластины. Давления измерялись по линии пересечения плоскости симметрии течения с поверхностью пластины. Число Рейнольдса $R = ul/\nu = 5.55 \cdot 10^6$, где $l = 60$ мм — расстояние от передней кромки пластины до центра отверстия впрыска, u — скорость и ν — кинематическая вязкость набегающего потока. Параметры торможения воздушного потока $p_0 = 2.01$ Мн/м² (20.5 кг/см²) и $T_0 = 285^\circ$ К.

На фиг. 1 представлены распределения относительного статического давления $p^0 = p_2/p_1$ по линии симметрии пластины при инъекции в воздушный поток этилового спирта (кривая 1) и 53%-ного водного раствора этиленгликоля (кривая 2). Здесь p_1 — статическое давление в точках пластины при обтекании ее воздушным потоком и в отсутствие инъекции, p_2 — давление в тех же точках при наличии инъекции, x^0 — расстояние вдоль линии симметрии, отсчитанное от центра отверстия впрыска и отнесенное к радиусу отверстия. Относительное давление подачи обеих жидкостей $p^* = 0.82$ (отнесено к p_0).