

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗДОБРАЗНЫХ ТЕЛАХ ПРИ ЧИСЛЕ $M \approx 4$

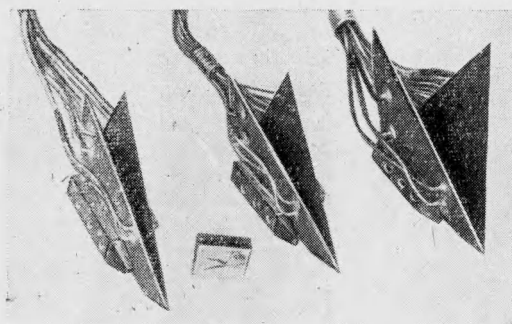
А. Л. Гонор, А. И. Швец

(Москва)

В последнее время теоретически установлено [1,2], что звездообразные формы тел могут оказаться перспективными в аэродинамическом отношении в смысле уменьшения сопротивления и увеличения качества при сверх- и гиперзвуковых скоростях потока.

Ниже описываются результаты экспериментов, выполненных по обтеканию дренажных моделей.

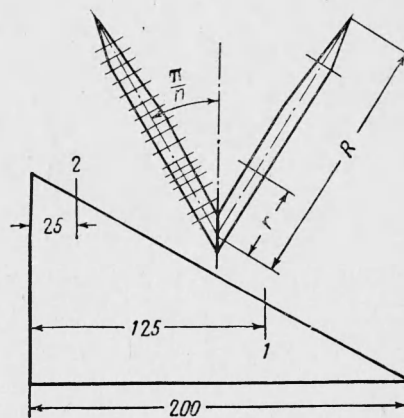
Исследование проводилось в аэродинамической трубе при числе Маха 3.85 ± 0.1 и числе Рейнольдса 6.0×10^6 ($l=0.2$ м).



Фиг. 1

Давления на поверхности моделей измерялись двумя батарейными манометрами. В манометрах использовалась тетрабромэтановая жидкость с удельным весом 2.96 г/см^3 . Одна сторона каждой U-образной трубки соединялась с дренажной точкой, а другая — с замкнутым объемом, в котором при проведении эксперимента устанавливалось пониженное давление. Давление в замкнутом объеме регистрировалось несколькими трубками батарейного манометра, соединенными с атмосферой. Полное давление за прямым скачком измерялось перепадом уровней в U-образной трубке, также соединенной с атмосферой. Продолжительность эксперимента определялась запасом воздуха и временем, необходимым для установления уровней тетрабромэтана, и составляла 30—40 сек. Показания всех манометров фотографировались аппаратом АФА с размером кадра $130 \times 180 \text{ мм}$. Это позволило расшифровать показания батарейных манометров с точностью $\pm 2 \text{ мм}$ столба тетрабромэтана. Погрешность в измерении распределения давления на моделях составляла примерно 5%.

Для испытаний по распределению давления были спроектированы три стальных модели V-образных крыльев. Длина всех моделей равнялась 200 мм. На фиг. 1 показаны фотографии моделей для измерения давления. Схема дренажа представлена на фиг. 2. На модели с углом $\pi/n = 30^\circ$ было изготовлено 30 дренажных отверстий, на модели с углом $\pi/n = 18^\circ$ —22 отверстия и на модели с углом $\pi/n = 12^\circ$ —19 отверстий. Отверстия располагались на внутренней стороне крыльев в двух сечениях, нормальных к оси модели. В местах излома внутренних поверхностей крыльев дренажные точки размещались ближе друг к другу, чтобы наиболее точно измерить распределение давления в этой области. Отверстия сверлились нормально к поверхности крыла и имели диаметр 0.9 мм. Для контроля положения модели в рабочей части по углу крена и для проверки работы дренажной системы было изготовлено несколько симметричных отверстий на обеих сторонах крыльев.



Фиг. 2

1. Методика измерений и описание моделей. Во время испытаний параметры потока в рабочей части и величины давлений на поверхности моделей определялись следующим образом. Давление торможения замерялось четырьмя трубками полного давления; статическое давление в потоке измерялось несколькими дренажными отверстиями, расположенными на стенках рабочей части. Кроме того, для определения параметров потока, вблизи моделей были установлены трубки полного и статического давлений. Трубки крепились на 20—40 мм ниже моделей и были вынесены в область невозмущенного потока.

Крепление модели осуществлялось на хвостовой державке, закрепленной в саблевидной подвеске. При конструировании державки было предусмотрено перемещение модели вдоль оси трубы. Подвеска была связана с механизмом углов атаки, который позволял проводить испытания в диапазоне углов $-5 \div 15^\circ$.

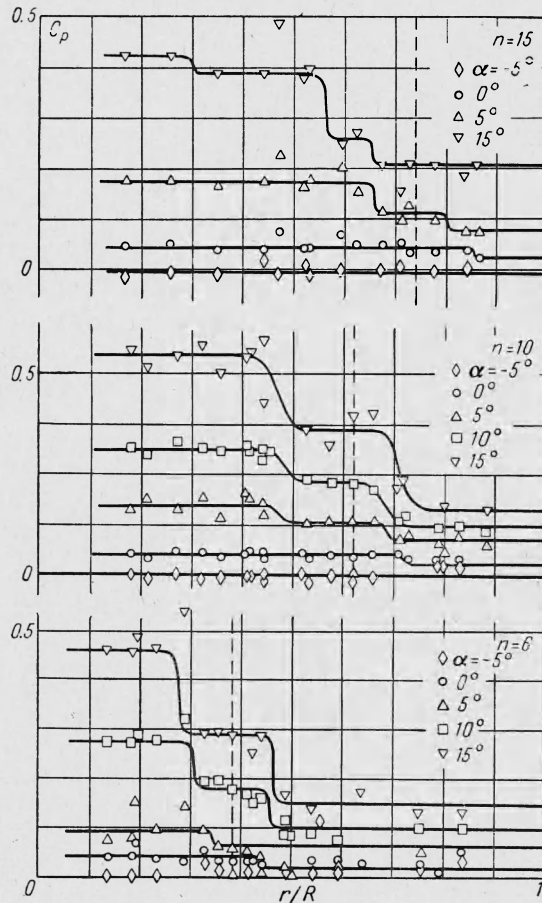
Все модели имели одинаковые параметры α и γ , определяющие положение ударной волны, и существенно разное значение параметра $2\pi/n$ (угол просвета между лепестками), который изменялся от 24° ($n = 15$) до 60° ($n = 6$). Этим предполагалось выявить влияние пограничного слоя на структуру течения, так как если теория при небольших значениях n окажется правильной, то рано или поздно, по мере роста n и сближения лепестков тела, просвет между ними заполнится пограничным слоем, который будет способствовать перестройке всего течения. В частности, ожидалось, что влияние пограничного слоя на распределение давления скажется существенно уже при $n = 15$.

2. Результаты опытов и сравнение с теорией. Безразмерное давление на поверхности модели определялось по формуле

$$c_{p_i} = \frac{2}{\kappa M_\infty^2} \left(\frac{P_i}{P_\infty} - 1 \right)$$

Здесь $\kappa = 1.4$, M_∞ — число Маха набегающего потока, P_∞ — статическое давление в потоке, вычисляемое по полному напору и числу M_∞ . Расчет коэффициента давления c_{p_i} производился в зависимости от величины r/R , где r — расстояние от оси модели до дренажной точки в данном сечении (фиг. 2), а R — расстояние в этом же сечении от оси до ребра крыла. Тогда постоянное значение переменной r/R соответствует точкам, лежащим на одной прямой, проходящей через вершину модели. Результаты расчетов при различных углах атаки показаны на фиг. 3. Экспериментальные значения давления, нанесенные на графики, представляют данные от обеих сечений, включая и симметрично расположенные отверстия. Как видно из расположения точек, измеренные величины давления на всех моделях хорошо укладываются на одну линию, что свидетельствует о выполнении предположения о коническом течении в указанных экспериментах. Следует, однако, отметить, что в опытах появлялись «выпавшие» точки, которые не учитывались при построении экспериментальных кривых. Такие точки появлялись в обоих сечениях, по-видимому, из-за неравномерности поля или других случайных причин.

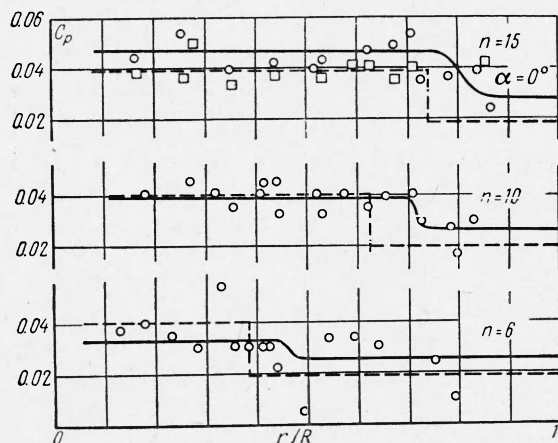
Перейдем теперь к анализу графиков распределения давления, показанных на фиг. 3 ($n=15$). Несмотря на имеющийся некоторый разброс экспериментальных данных, большинство точек с определенностью указывает, что давление на поверхности моделей меняется скачкообразно, принимая разные постоянные значения на отдельных участках. Например, кривая давления при угле атаки $\alpha = 0$ (расчетный режим) состоит из двух участков; первый участок низкого давления начинается от кромки крыла ($r/R = 1$) до точки, расположенной на расстоянии ~ 0.8 от оси; второй участок соответствует повышению давления примерно в два раза и располагается от указанной точки до места сопряжения крыльев. По мере роста угла атаки ($\alpha = 5^\circ$) давление во всех точках поверхности равномерно повышается, а форма экспериментальной кривой сохраняет свой вид и снова состоит из двух участков постоянного давления. Однако первый участок пониженного давления удлиняется, а второй укорачивается. При больших уг-



Фиг. 3

лах атаки ($\alpha = 15^\circ$) кривая распределения давления качественно сохраняет свой вид, однако область повышенного давления распадается здесь на несколько ступенек постоянного давления. Участок же пониженного давления продолжает увеличиваться и занимать все большую часть поверхности крыла.

Закономерности, описанные выше, становятся понятными, если применить к объяснению теоретическую схему течения и возможные ее изменения на нерасчетных режимах ($\alpha \neq 0$). Действительно, если при $\alpha = 0$ течение близко к расчетному (в опытах число M_∞ отличалось от расчетного на 0,1, а модели имели погрешности в размерах, не превышающих 5%), то распределение давления на стенке состоит из участка постоянного давления, определяемого скачком, присоединенным к ребру, и области более высокого постоянного давления, возникающей после прохождения потока через второй скачок. При расчетном режиме второй скачок гасится на стенке (в точке излома), при небольшом же отклонении от расчетного режима, по-видимому, появляется вторичный



Фиг. 4

отраженный скачок, который наблюдается на тепловых снимках, но не дает какого-либо заметного повышения давления на стенке. Таким образом, при небольших отклонениях от расчетного режима за счет числа Маха или угла атаки скачки пересекаются регулярно и теоретическая схема течения сохраняется. Рассмотрим теперь случай обтекания под большим углом атаки. Согласно фиг. 3, в этом случае падающие скачки, а следовательно и отраженные, становятся значительно более интенсивными. В результате после отражения вторичных и последующих скачков появляются соответствующие области повышенного давления. Если проследить по фиг. 3 за изменением положения первого отраженного от стенки скачка в зависимости от угла

атаки, то можно заметить, что эта точка монотонно перемещается внутрь модели. Такая зависимость позволяет предположить, что и при больших углах атаки первые скачки пересекаются регулярно, иначе с некоторого места монотонность была бы нарушена. Что касается взаимодействия вторичных и последующих скачков, то здесь не исключено маховское пересечение. Распределение давления на остальных двух моделях, согласно фиг. 3, имеет аналогичное качественное поведение. Однако для модели с параметром $n = 6$ при наличии большого угла атаки имеются существенные отличия. Именно, при углах атаки $\alpha = 10^\circ$ и 15° наблюдается перемещение точки отражения первого скачка назад и уменьшение области постоянного давления за первым скачком. Нарушение монотонного изменения координаты этой точки с ростом угла атаки, имевшее место для других моделей, вероятнее всего, означает переход регулярного пересечения первых скачков в маховское взаимодействие. Тем более, что для диапазона углов $\alpha = 0 - 15^\circ$ около этой модели ($n = 6$) реализуются наиболее интенсивные скачки, для которых при прочих равных условиях предельный угол регулярного пересечения меньше, чем для остальных двух моделей. На фиг. 3, помимо рассмотренных случаев, приведены также графики распределения давления для отрицательного угла атаки ($\alpha = -5^\circ$). На поверхности модели при таком обтекании давление, согласно расположению экспериментальных точек, практически равно нулю. Это согласуется с тем, что при угле атаки $\alpha = -5^\circ$ направление скорости набегающего потока совпадает примерно с линией пересечения крыльев, и они обтекаются как плоские пластинки, расположенные по потоку.

Представляет интерес сравнить экспериментальное распределение давления с точной теорией [2] для угла атаки $\alpha = 0$. Теоретические кривые показаны на фиг. 4 пунктиром, экспериментальные, построенные по средним значениям, — сплошной линией. Совпадение эксперимента и теории на всех графиках можно считать хорошим. Расхождение данных имеется в основном в размерах областей повышенного давления. Причем определенная закономерность, состоящая в уменьшении разницы между теорией и опытом, наблюдается при последовательном переходе от модели ($n = 15$) к модели ($n = 6$). Естественно предположить, что, помимо отклонений данных опыта от расчета, вызванных погрешностями в размерах моделей, отличием числа Маха от расчетного и другими случайными причинами, существует некоторый постоянный фактор, усиливающийся при увеличении числа n . Этим фактором, скорее всего, является пограничный слой, который проявляет себя более ощутимо при больших значениях n .

В этой связи укажем, что одна из моделей ($n = 15$) испытывалась при нулевом угле атаки на другой установке при $M_\infty = 3.85$ и существенно большем числе $R = 3.6 \cdot 10^7$. Результаты измерения давления, любезно представленные А. И. Зубковым показаны на фиг. 4 квадратами. Данные обеих продувок хорошо согласуются между собой, причем с увеличением числа Рейнольдса совпадение с теоретической кривой улучшается. Таким образом, теоретическая схема течения как в качественном, так и в количественном отношении подтверждается экспериментально в диапазоне $n \leq 15$.

Отметим также, что во всех случаях с опытом сравнивалось теоретическое решение [2], содержащее оба слабых скачка. Если предположить, что один из скачков является сильным, то данные расчета и эксперимента будут отличаться в два раза. В связи с этим укажем, что если в формулах работы [2] перейти к пределу при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa \rightarrow 1$ (κ — отношение удельных теплоемкостей), то в случае слабых отраженных скачков получается ньютоновское приближение. Когда же отраженные скачки сильные, в точках сопряжения лепестков тела появляются дополнительно сосредоточенные силы конечной интенсивности. Следовательно, можно ожидать, что для рассмотренных звездообразных тел ньютоновское приближение при больших числах Маха окажется приемлемым. Видимо, при обтекании конических тел положение аналогично плоскому случаю, для которого, как известно, осуществляется в опытах регулярное отражение со слабым скачком.

На основании полученных данных по распределению давления нетрудно рассчитать коэффициент волнового сопротивления звездообразных тел. Экспериментальные значения C_x оказываются равными: 0.029 ($n = 6$); 0.035 ($n = 10$) и 0.042 ($n = 15$); соответствующие теоретические величины C_x есть 0.026; 0.029 и 0.032. Отношения волнового сопротивления эквивалентного круглого конуса C_x° к волновому сопротивлению испытанных моделей звездообразных тел получаются следующими: $C_x^\circ / C_x = 3.9$ ($n = 6$); 2.2 ($n = 10$); 1.95 ($n = 15$). Таким образом, имеется хорошая сходимость данных расчета и эксперимента, причем в случаях, предсказанных теорией, осуществляется уменьшение волнового сопротивления в несколько раз.

Поступила 25 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Г о н о р А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1963, т. 27, вып. 1.
2. Г о н о р А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.

ИНТЕРПОЛЯЦИОННАЯ ФОРМУЛА ТОЛЩИНЫ УДАРНОГО ФРОНТА

В. А. Белоконь

(Москва)

Точно решить задачу о толщине скачка или структуре ударной волны не удастся даже в простейшем случае газа упругих шаров. Этим объясняется интерес к предположениям, упрощающим для ударной волны решение кинетического уравнения (как в известном решении Мотт-Смита). Ниже предпринимается попытка ограничиться общими принципами статистической механики для оценки толщины скачка (без количественного описания его структуры), используя простейшие, но не менее правдоподобные предположения. Конкретные примеры будут лишь грубыми иллюстрациями предлагаемого метода [1] оценки толщины скачка в различных средах.

¹°. Для некоторого класса процессов, к которому относятся и ударные волны, постулируем интуитивно ясное и достаточно общее ¹ условие макроскопичности в виде

¹ Вообще говоря, определение макроскопичности не единственно (см. [2,3] и др.). Условие (1) удовлетворительно уже тем, что оно инвариантно относительно канонических преобразований переменных, входящих в него, в отличие от тривиального условия (2).