

Из асимптотики полученного уравнения свободной границы в плоскости rt

$$r \approx -t + \eta_D(1+t)^{(4-h)/(2-h)}$$

следует, что движение свободной границы при $t > -1$ ускорено.

Основной результат исследования: скорость свободной границы остается постоянной на временном интервале (t_0, t_1) , где момент t_0 соответствует началу истечения, а момент t_1 совпадает с моментом t_Φ прихода свободной границы на ось цилиндра, если показатель адиабаты $\kappa \leq 2$, и $t_1 < t_\Phi$, если $\kappa > 2$. В частности, при $\kappa > 3$ момент t_1 совпадает с моментом t_0 , если газ до начала истечения покоился.

Поступила 10 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Каждан Я. М. Асимптотика сходящейся волны разрежения. — В кн.: Труды секции по численным методам в газовой динамике II Междунар. коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Т. 3. М.: изд. ВЦ АН СССР, 1974.

УДК 533.601.1

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЦИЛИНДРА С УСТАНОВЛЕННЫМ ВПЕРЕДИ ДИСКОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

И. А. Белов, Е. Ф. Жигалко
(Ленинград)

Рассматривается осесимметричное обтекание сверхзвуковым потоком цилиндра диаметра D с установленным впереди на тонкой перемычке длиной l диском диаметра $d < D$. На диске происходит срыв потока, и вблизи поверхности тела появляется область циркуляционного течения, отделенная от внешнего потока зоной смешения, охватывающей некоторую «разделяющую поверхность тока», исходящую с кромки диска и попадающую на торец цилиндра.

Учитывая особенности исследуемого течения, решение поставленной задачи наиболее корректно строить в постановке на основе системы точных уравнений Навье — Стокса. Но при всей перспективности такого подхода даже для достаточно эффективных вычислительных алгоритмов решение уравнений Навье — Стокса для сжимаемой жидкости удается пока получить лишь при малых и средних числах Рейнольдса. Другой подход заключается в построении адекватной математической модели, которая по возможности учитывала бы основные характерные черты исследуемого течения.

В качестве такой приближенной модели выберем расчетную модель, в которой результат получается из применения численного метода «крупных частиц» [1, 2] к уравнениям, описывающим движение идеального газа — она воспроизводит срывное обтекание тела в процессе установления решения, соответствующего стационарному течению. Модель идеальной жидкости использована в ряде работ при исследовании отрывных течений, в том числе в передней части тела с иглой (см., например, [3, 4]). Среди мотивов, определяющих плодотворность применения расчетной модели, основным, по-видимому, является то, что такая модель надежно воспроизводит основные элементы течения вне циркуляционной зоны. Форма и размеры этой зоны определены в большой мере геометрией компоновки. Здесь размещается крупномасштабный единый вихрь, отделенный от стенок и внешнего потока сравнительно тонким вязким слоем, в котором поперечный градиент давления мал и который, по крайней мере начиная с некоторого значения числа Рейнольдса (по данным [5] с $Re \geq 500$), не оказывает существенного влияния на распределение давления по поверхности обтекаемого тела. Можно ожидать, что для тела рассматриваемой компоновки при $d < D$, $l \sim D$ местное число Рейнольдса для течения в циркуляционной области будет доволь-

но большим [5]. С другой стороны, известно, что схемы расчета течений идеального газа, подобные [1, 2], вследствие присущего им свойства «вычислительной диссипации» дают результаты, обладающие чертами, характерными для течений с большими числами Рейнольдса. Наконец, во внимание принимается известное представление о том, что в сверхзвуковом потоке при больших значениях числа Рейнольдса донное давление слабо зависит от Re [6].

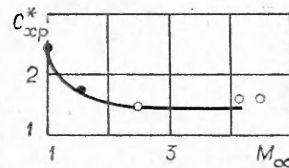
Указанные соображения позволяют надеяться на то, что расчетная модель будет в основном правильно отражать реальное течение жидкости во всей расчетной области. Полученные при этом результаты по распределению давления на поверхности тела определяют величину его профильного сопротивления давления и могут быть в дальнейшем использованы при решении задачи о вязком течении и теплообмене непосредственно в пристеночных областях. Очевидно также, что понимание результатов применения расчетной модели к рассматриваемой задаче будет совершенствоваться по мере накопления этих результатов.

Основная цель, которую преследовал расчет, заключается в обобщении данных, полученных в вычислительном эксперименте, направленном на раскрытие аэродинамических свойств цилиндра с установленным впереди диском в сверхзвуковом потоке, для определения экстремальных характеристик компоновки. Экстремум величины сопротивления давления $C_{xp}(l, d, M_\infty)$ компоновки диск — цилиндр без учета вклада донного давления за цилиндром находится в квадранте $l, d \geq 0$ (здесь при определении C_{xp} за характерную площадь взята площадь поперечного сечения цилиндра; за характерный размер — диаметр цилиндра $D = 1$). При $d = 0$ и отсутствии перемычки (и $d \leq 1$) величина C_{xp} равна соответствующему значению для цилиндра без диска C_{xp}^* . При больших l она превышает C_{xp}^* на вклад автономно обтекаемого диска, а при больших d растет с увеличением диаметра диска как d^2 . В этих условиях из того, что в некоторой точке d, l сопротивление $C_{xp} < C_{xp}^*$, следует, что для $M_\infty = \text{const}$ существует относительный и абсолютный экстремум непрерывной функции $C_{xp}(l, d)$.

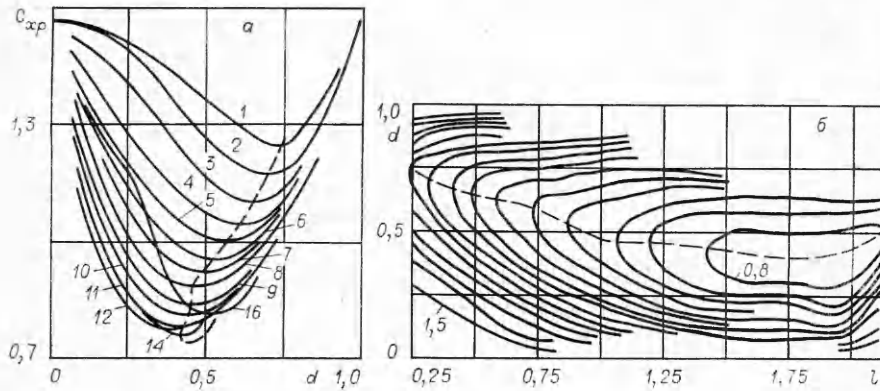
Расчет по схеме «крупных частиц» [1, 2] стационарного сверхзвукового обтекания компоновки потоком, характеризуемым набором параметров $M_\infty, p_\infty = 1, \rho_\infty = 1, \kappa = c_p/c_v = 1,4$, при нулевом угле атаки проведен методом установления. Критерием установления решения в расчете служила малость приращения значения характерного газодинамического параметра на временном слое.

Вопросы, касающиеся постановки расчета, изложены в [7], где подробно раскрываются основные свойства расчетной модели на основе анализа псевдофизического процесса, приводящего к установлению стационарного обтекания тела в расчете от некоторых нефизических начальных условий. Получено, например, что в расчетной модели независимо от выбора начального состояния и режима расчета результат однозначно зависит от $\{l, d, M_\infty\}$, а аэродинамические свойства компоновки (в частности, уменьшение C_{xp} по сравнению с C_{xp}^*) сформированы в расчете в основном эффектами волновой природы как последствия взаимодействия с поверхностью цилиндра головной волны разрежения, распространяющейся от диска вниз по потоку, и отраженной волны, идущей к диску в противоположном направлении.

Зависимость $C_{xp}^*(M_\infty)$, полученная в расчете обтекания торца цилиндра — характерного тупого тела с выпуклым контуром, примыкающего к рассматриваемому классу тел ($l = 0$), представлена на фиг. 1. Здесь же нанесен ряд экспериментальных значений C_{xp}^* , приведенных в [6] (светлые точки), для числа Рейнольдса, определенного по D ($Re_\infty = 1,88 \cdot 10^6$), и собственные экспериментальные данные (черные точки), полученные при $M_\infty = 0,98; 1,55$ ($Re_\infty = 1,1 \cdot 10^6$ и $6,2 \cdot 10^5$ соответственно). Эти результаты характеризуют



Фиг. 1



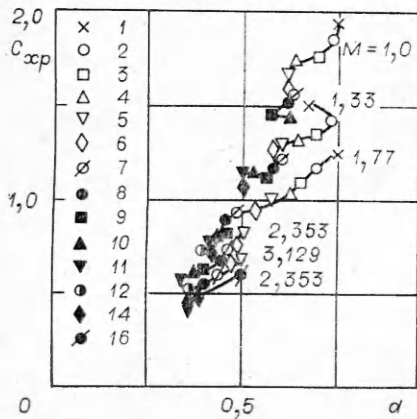
Ф и г. 2

точность расчета и могут быть основой для сравнительного анализа аэродинамических характеристик компоновки, приводимых ниже.

Фиг. 2, а содержит данные о сравнительных характеристиках рассматриваемой компоновки для $M_\infty = 1,77$, полученные при суммировании результатов массовых расчетов. Кривые 1—16 отражают зависимость $C_{xp}(d)$ для l , связанного с номером n формулой $l = 0,125(n + 1)$. Более наглядно эта информация представлена на фиг. 2, б. Здесь изолиниями (шаг номинала 0,05) передан вид поверхности уровня $C_{xp} = C_{xp}(l, d)$ для $M_\infty = 1,77$. Можно отметить, что поведение поверхности у краев рассмотренной области $l = 0,25$ и $2,125$ обладает свойствами, изложенными выше. Однако при $l = 2,125$ величина C_{xp} еще далека от суммы вкладов автономно обтекаемых диска и цилиндра (все еще сильно влияние расположенного поблизости абсолютного минимума зависимости $C_{xp}(l, d)$). Принципиальной особенностью зависимости является наличие в области глубокой впадины, вытянутой вдоль оси l .

Обобщение результатов подобного рода, полученных при расчете течения около рассматриваемой компоновки, помещенной в поток с различными M_∞ , дает возможность построить диаграмму, приведенную на фиг. 3, где сплошными линиями изображено геометрическое место относительного минимума зависимости $C_{xp}(d)$ (на фиг. 2, а этому соответствует штриховая линия). На фиг. 3 параметр l для точек $n = 1—16$ подсчитывается по формуле $l = 0,125(n + 1)$.

При рассмотрении полученных результатов необходимо иметь в виду некоторые соображения о их качестве. Оценивая точность «в себе» расчета, постановка которого не перенастраивалась под очередной вариант, следует ожидать, что она будет падать как при приближении M_∞ к единице, так и при возрастании l из-за усиления в обоих случаях влияния ошибок, вносимых условиями непрерывного продолжения на границах расчетной области. Ограниченная точность расчета приводит к тому, что в суммирующих результатах, подобных представленным на фиг. 2, б и в еще большей степени на фиг. 3, не следует искать верности в деталях. Можно указать некоторые обстоятельства, при которых отклонение



Ф и г. 3

расчетной модели от реального процесса увеличивается. Очевидно, при $d \rightarrow 0$ компоновка обтекает как тупое тело с иглой. Исчезает детерминирующее значение диска, как организатора отрыва, и характер отрывного течения изменяется. При этом увеличивается относительный вклад процессов переноса. Описание такого типа течения можно найти в [8]. Подобные обстоятельства возникают при $l \gg 1$ в связи с повторным присоединением потока к перемычке. Относительное значение процессов переноса возрастает также с уменьшением интенсивности циркуляционного течения в срывной зоне.

Обзор результатов, подобных представленным на фиг. 2, 3, приводит к ряду важных выводов.

Во всех рассмотренных случаях ($M_\infty < 4$, $0 < d < 1$, $0 < l < 2,5$) расчетная модель дает $C_{xp} < C_{xp}^*$. В расчетной модели легко устанавливается существование минимума зависимости $C_{xp}(d)$ при каждом l на $0 < d < 1$.

В ряде случаев в расчете установлен минимум зависимости $C_{xp}(d, l)$ (см. фиг. 2). Относительный минимум $C_{xp}(d)$ получается для d , слабо изменяющихся при вариации l . При возрастании M_∞ эти значения уменьшаются.

Поступила 5 XI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Расчет методом «крупных частиц» трансзвуковых «закритических» режимов обтекания. — ЖВММФ, 1973, т. 13, № 1.
2. Давыдов Ю. М., Коробицын Г. П., Постников В. Г. Обтекание затупленных тел с иглами и кавернами. — ИФЖ, 1979, т. 37, № 4.
3. Прямое численное моделирование течений газа, численный эксперимент в газовой динамике/Под ред. О. М. Белоцерковского. М.: изд. ВЦ АН СССР, 1978.
4. Забродин А. В., Прокопов Г. П., Черкашин В. А. Адаптирующиеся алгоритмы в задачах газовой динамики. — В кн.: VI Междунар. конф. по численным методам в гидродинамике. Т. 1. М.: 1978.
5. Белов И. А., Гинзбург И. П., Исаев С. А. Движение и теплообмен в замкнутой области при наличии свободных границ. — Вестн. ЛГУ, 1976, № 13.
6. Петров К. П. Аэродинамика ракет. М.: Машиностроение, 1977.
7. Жигалко Е. Ф. Траектория установления в расчете обтекания тела с передней срывной зоной сверхзвуковым потоком. Спец. вопр. аэрогазодин. лет. аппаратов. Межв. сб., 1981.
8. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное обтекание тел с установленной впереди иглой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5.

УДК 551.466.4

ГЕНЕРАЦИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НЕРОВНОСТЬЮ ДНА НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ, ТЕКУЩИХ ПОД УГЛОМ ДРУГ К ДРУГУ

И. В. Стурова
(Новосибирск)

Наиболее простым примером трехмерных внутренних волн в потоке, скорость которого меняется с глубиной как по величине, так и по направлению, являются волны на поверхности раздела двух разноплотностных жидкостей, текущих под углом друг к другу. Исследование кинематических характеристик волнового движения в такой жидкости при условии, что глубина нижнего слоя бесконечна, выполнено в [1]. Асимптотическое поведение волн на поверхности