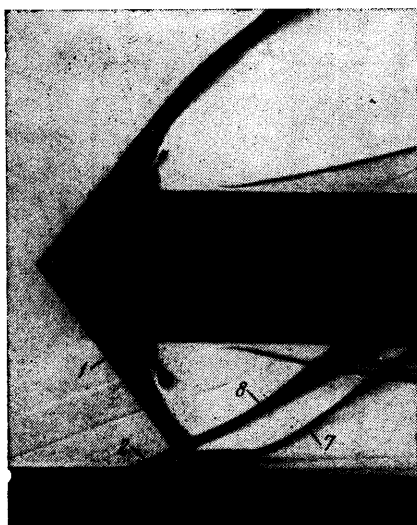


ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАДАЮЩЕГО ТРЕХМЕРНОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

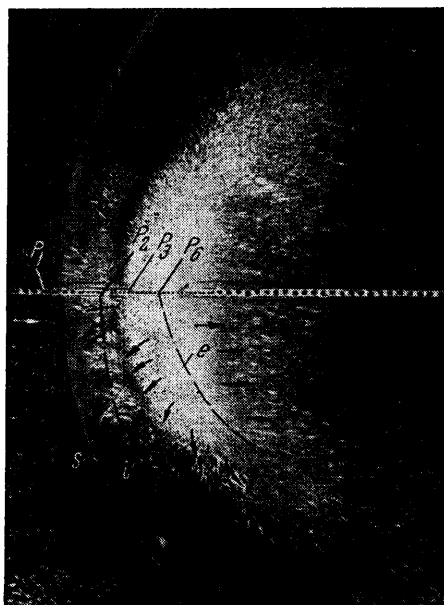
Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментальных исследований взаимодействия падающего конического скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Эксперименты проведены при числе Маха набегающего потока $M = 2.87$. Падающий скачок инициировался сменными конусами с углами раствора β от 20 до 90° , с диаметром донной части $d = 50$ мм и клиньями с углами β от 7 до 20° . Они устанавливались на высоте $h = 40$ и 50 мм над заостренной пластиной. Пластина дренирована вдоль линии симметрии. Число Рейнольдса $R = u\rho l_s / \mu$ изменялось в диапазоне $1.3 \cdot 10^7 \leq R \leq 1.82 \cdot 10^7$, где u , ρ , μ , соответственно, скорость, плотность, вязкость в набегающем потоке, l_s — расстояние от передней кромки пластины вдоль линии симметрии до точки отрыва.



Фиг. 1



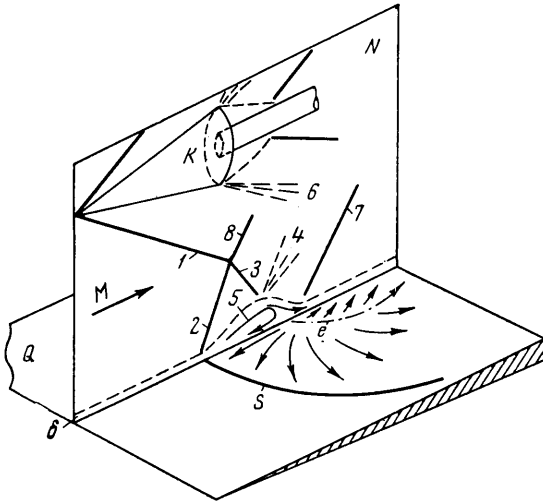
Фиг. 2

На фиг. 1 показано обтекание конуса с углом раствора $\beta = 80^\circ$, расположенного на высоте $h = 50$ мм. Скачок уплотнения 1, вызванный конусом, падает на поверхность пластины. Вдоль линии пересечения скачка с пластиной в пограничном слое образуются большие положительные градиенты давления, которые вызывают его отрыв. Точка отрыва перемещается вверх по потоку до тех пор, пока величина отношения давления в скачке уплотнения 2 над точкой отрыва не достигнет некоторой определенной величины, называемой критической. Течение вблизи поверхности перестраивается. Система скачков уплотнения приобретает характерный λ -образный вид. За точкой отрыва наблюдается область обратного отрывного течения. Оторвавшийся пограничный слой затем вновь прилипает к пластине на некотором расстоянии вниз по потоку.

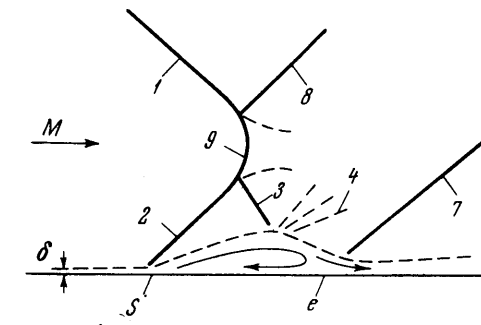
В случае падения на пластину плоского скачка уплотнения линия отрыва S и линия прилипания e наблюдаются на поверхности пластины, покрытой смесью масла и сажи в виде прямых линий, линия S (линия стекания) — в виде темной черной полосы, линия e (линия растекания) — в виде слегка размытой светлой полосы. В случае падения на пластину конического скачка уплотнения вследствие различных условий вдоль линии пересечения точки отрыва перемещаются вперед по потоку также на различные расстояния и линия отрыва S наблюдается в виде темной кривой линии, обращенной выпуклостью навстречу набегающему потоку. Фотография распределения смеси масла и сажи по поверхности пластины представлена на

фиг. 2: угол конуса $\beta = 80^\circ$, высота $h = 50$ мм; линия растекания e отмечена на нижней половине фигуры пунктиром; стрелками показано направление течения, индексом i обозначена линия пересечения падающего скачка с пластиной. Вследствие наличия боковых градиентов давления из зоны отрывного течения происходит отток массы газа вдоль пластины по нормали к линии симметрии. В зоне обратного отрывного течения наблюдается подковообразный вихрь. Концы его простираются по обе стороны от линии симметрии вниз по потоку. Постепенно, попадая в область с более низким давлением, вихрь расширяется. Вихревое течение разрушается. Следует заметить, что отрыв пограничного слоя наблюдается только вдоль центральной части линии S . Концы линии S являются просто следом пересечения пространственного скачка 2 (фиг. 1) с пограничным слоем. Интенсивность скачка 2 на этих участках недостаточна для того, чтобы вызвать отрыв пограничного слоя.

На основании проведенных исследований можно предложить газодинамическую схему взаимодействия падающего трехмерного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, изображенную на фиг. 3. Здесь Q обозначена плоскость пластины, N — вспомогательная плоскость, нормальная к пластине и проходящая через линию симметрии, δ — толщина пограничного слоя, граница которого показана пунктиром, K — конус, вызывающий падающий конический скачок 1, 2 — трехмерный пространственный скачок, вызывающий отрыв пограничного слоя. Набегающий поток, пройдя скачок 2 отклоняется от поверхности пластины вверх, затем проходит скачок уплотнения 3, который отражается от верхней струйной границы застойной зоны в виде волны разрежения 4. После волны разрежения скорость потока на границе оторвавшегося пограничного слоя направлена под некоторым углом к поверхности пластины. Скачок уплотнения 7 поворачивает внешний поток до направления, параллельного поверхности пластины. Пограничный слой, оторвавшийся вдоль линии S , вновь притирает к поверхности вдоль линии e ; причем это явление и течение в отрывной зоне 5, как отмечалось выше, носят пространственный характер. При определенных условиях на течение в области взаимодействия оказывает влияние волна разрежения 6, идущая от задней кромки конуса.



Фиг. 3

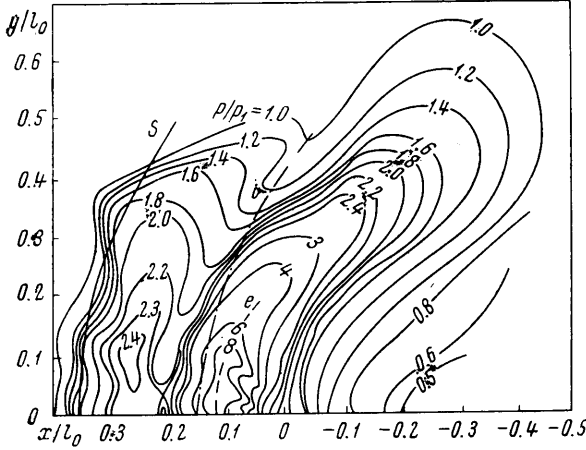


Фиг. 4

Перейдем к обсуждению результатов дренажных испытаний. На фиг. 5 представлено поле изобарических кривых $P/P_1 = \text{const}$ для случая обтекания конуса с углом $\beta = 80^\circ$ и $h = 40$ мм, P_1 — давление в невозмущенном потоке. По горизонтали и вертикали, соответственно, отложено $x = X/l_0$ и $y = Y/l_0$, где $l_0 = 140$ мм. Там же показаны линии отрыва (S), растекания (e) и падения скачка уплотнения на пласти-

Кроме того, если высота конуса над поверхностью пластины будет меньше некоторой определенной величины или интенсивность падающего скачка уплотнения будет больше некоторой величины, то конфигурация скачков уплотнения 1-2-3-8 изменяется. В этом случае картина взаимодействия в плоскости симметрии приобретет вид, показанный на фиг. 4. Скорость потока за возникающим центральным скачком 9 становится дозвуковой. Разумеется, что картина течения также зависит и от того, имеется ли перед конусом присоединенный скачок уплотнения или отшедшая ударная волна. Последний случай в данной работе не исследовался.

ну (*i*). На фиг. 5 наглядно видны геометрические размеры области взаимодействия, характер распределения давления и зоны больших градиентов давления (зоны сгущения кривых). Кривая распределения давления вдоль оси симметрии для случая обтекания конуса с углом $\beta = 80^\circ$ и величиной $h = 50$ мм показана на фиг. 6 (кривая 1). По вертикальной оси отложено отношение $p = P/P_1$, по горизонтальной

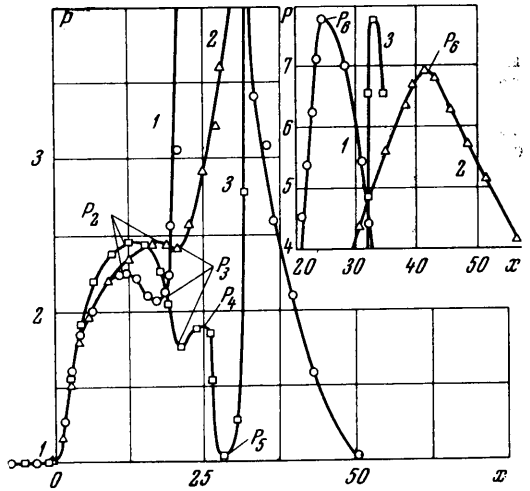


Фиг. 5

равна критическому отношению давления в скачке 2 (фиг. 3), вызывающему отрыв пограничного слоя. Участки всех трех кривых от начала возрастания давления p_1 до величины p_2 , т. е. в окрестности отрыва, имеют почти одинаковый вид. Затем давление уменьшается до величины p_3 и в случае падающих скачков (кривые 1 и 2) возрастает до максимальной величины p_6 . Давление в случае обтекания цилиндра (кривая 3) имеет в зоне обратного течения минимальное давление p_3 , много меньшее давления p_3 . Кроме того, на ниспадающей ветви кривой 3 от p_2 до p_3 есть локальный максимум давления p_4 . Таким образом, в последнем случае в зоне обратного отрывного течения наблюдается большее количество областей, имеющих различные величины давлений и градиентов давлений. Этим областям на фотографии распределения смеси масла и сажи соответствуют зоны различной степени и структуры окраски. В случае падающих скачков количество таких зон на фотографиях значительно меньше. На фиг. 2 буквами p_i показаны положения характерных давлений. Линия растекания e соответствует положению максимального давления p_6 . Судя по характеру кривых 1 и 2, местные сверхзвуковые зоны, наблюдающиеся в отрывной зоне перед цилиндром [2] в случае падающих скачков исследованной конфигурации, вероятно, отсутствуют.

Перейдем к обсуждению вопроса о критическом отношении давления в трехмерном скачке уплотнения 2 (фиг. 3), вызывающем отрыв пограничного слоя. На фиг. 7 приведена зависимость критического отношения давления $p_2^* = P_2/P_1$ от отношения давлений $p_c = P_c/P_1$ в падающем скачке уплотнения в плоскости симметрии N (фиг. 3), где P_c — давление за скачком. В случае падения скачка от клина отрыв потока заметен при угле $\beta = 12^\circ$ (первая точка слева на кривой 2, а в случае падения скачка уплотнения от конуса — при угле $\beta = 20^\circ$ (первая точка слева на кривой 1). В обоих случаях интенсивности основного скачка одинаковы. С увеличением интен-

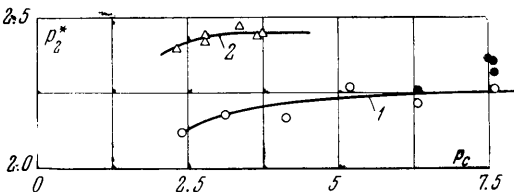
$x = X/\delta_s$, где δ_s — толщина пограничного слоя перед отрывом, подсчитанная по формуле, предложенной в работе [1]. Начало координат взято в точке начала повышения давления. Там же для сравнения показаны распределение давления для случая взаимодействия с пограничным слоем падающего скачка уплотнения, вызванного клином с углом раствора $\beta = 15^\circ$, расположенного на высоте $h = 60$ мм над поверхностью пластины (кривая 2), и распределение давления перед цилиндром с диаметром $d = 20$ мм и высотой $h = \infty$ на пластине, обтекаемым сверхзвуковым потоком с числом $M = 3.11$ (кривая 3). Обозначим характерные давления на кривых через p_i . Тогда величина $p_2^* = P_2/P_1$ будет



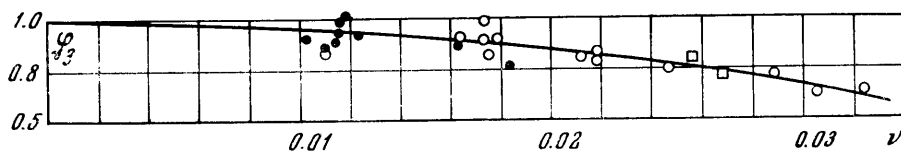
Фиг. 6

сивности основного скачка величина p_2^* возрастает. В трехмерном случае она остается все время меньше, чем в двухмерном случае. Кроме того, значения p_2^* , соответствующие большим значениям величины h при одном и том же значении β , лежат выше. На фиг. 7 светлые точки относятся к значению $h = 50$ мм, а черные — $h = 40$ мм. Таким образом, в отличие от плоского случая, где величина p_2^* при $M = \text{const}$ не зависит от величины h , в трехмерном случае наблюдается влияние на нее переменных параметров β и h .

Изучая явление взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в двухмерном случае, авторы работ [3, 4] выдвинули гипотезу о зависимости критерия отрыва от параметров внешнего потока и пограничного слоя только в окрестности точки отрыва. Эта гипотеза получила хорошее экспериментальное подтверждение. В частности, в двухмерном случае было показано, что величина критического отношения давления p_2^* в первом приближении для турбулентного пограничного слоя зависит только от числа M и не зависит от вида препятствия, вызвавшего основной скачок уплотнения. Рассматривая вид кривых распределения давления для различных случаев взаимодействия трехмерных и двухмерных скачков уплотнения с пограничным слоем в окрестности точки отрыва (фиг. 6, участок изменения давления от p_1 до p_2), можно сделать вывод, что гипотеза о локальном характере условий отрыва, по-видимому,



Фиг. 7



Фиг. 8

будет справедлива и в трехмерном пространстве. В частности, если считать, что в первом приближении условия отрыва в точке, лежащей на линии симметрии, определяются числом Маха набегающего потока, кривизной линии отрыва ν_0 в этой точке и толщиной пограничного слоя перед отрывом, то величина критического отношения будет функцией этих величин $p_2^* = \varphi(M, \nu)$, где $\nu = \nu_0 \delta_s$. Эту связь удобно представить в виде

$$p_2^* = \varphi_0(M) + \varphi_1(M, \nu),$$

где функция $\varphi_0(M)$ есть главное значение правой части, дающее зависимость величины p_2^* от числа M в двухмерном случае. Второй член этого выражения $\varphi_1(M, \nu)$ дает поправку на трехмерность явления. В двухмерном случае $\nu = 0$ и функция φ_1 также должна обращаться в нуль $\varphi_1(M, 0) = 0$.

На фиг. 8 представлена зависимость величины $\varphi_3 = p_2^* / \varphi_0$ от кривизны линии отрыва ν при $M = 2,87$. Обозначения на фиг. 8 те же, что и на фиг. 7, дополнительно квадратами обозначено значение величины p_2^* , соответствующей взаимодействию скачка уплотнения, вызванного цилиндром с диаметром $d = 50$ мм, расположенным на высоте $h = 50$ мм над пластиной и обращенным передним торцом навстречу набегающему потоку. Все экспериментальные точки независимо от вида препятствия лежат на одной кривой.

НИИ механики МГУ

Поступило 25 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Крокко Л., Лиз Л., Теория смещения для определения взаимодействия диссипативного и почти изэнтропического потоков. Вопросы ракетной техники, 1953, № 2.
2. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
3. Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов Н. П., Соркин Л. И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения. М., Оборонгиз, Тр. ЦИАМ, 1952, № 224.
4. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1954, № 2.