

На фиг. 5 приводятся также и значения функции $f_4(h_0)$. Там же приведены результаты расчетов этой функции по графическим данным М. Д. Поталасова, Я. Е. Полонского, Г. А. Яковлева, экспериментально подтвержденным В. Г. Табачниковым.

Из фиг. 5 следует весьма хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными значениями функций $f_i(h_0)$, полученными в результате опытов, в процессе которых определялось значение подъемной силы на нестационарно движущихся тонких профилях.

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 27 II 1966

1. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., Гостехиздат, 1950.
2. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. Гостехиздат, 1948.
3. Wagner H. Über die Entstehung des dynamischen Auftriebs von Tragflügeln. Z. angew. Math und Mech., 1925, B. 5, Hf. 1.
4. Jegorow I. T. Hydrodynamische Kräfte am Tragflügel bei instationärer Bewegung. Schiffbautechnik. Juni, 1959.
5. Кочин Н. Е. Гидродинамическая теория решеток. Гостехиздат, 1949.
6. Смойлович Г. С. Неуставившийся вихревой поток вокруг решетки тонких вибрирующих профилей. ПММ, 1961, т. 25, вып. 5.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

При обтекании сверхзвуковым потоком различных препятствий происходит взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем. Это явление в случае двумерного потока довольно хорошо изучено, получен большой экспериментальный материал, имеются теоретические методы расчета давления в области отрыва пограничного слоя, вызванного скачком уплотнения. Напротив, обтекание трехмерных препятствий изучено мало. Однако этот вопрос несомненно представляет большой научный и практический интерес. В работе [1] приводятся экспериментальные данные обтекания сверхзвуковым потоком с числом Маха 2.5 цилиндра, укрепленного на пластине. При помощи метода визуализации исследованы форма линии отрыва пограничного слоя перед цилиндрами различного диаметра с условно бесконечной высотой, структура течения вблизи поверхности в области отрывного течения и получено распределение давления на пластине вдоль линии симметрии.

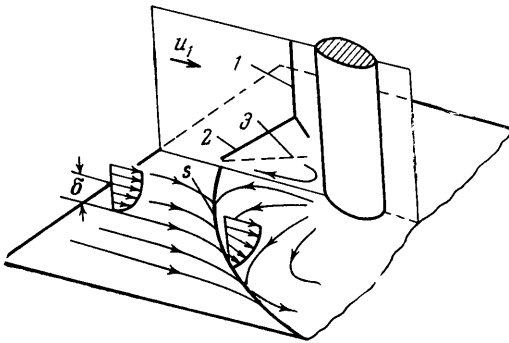
В данной работе приводятся результаты исследования взаимодействия пространственного скачка уплотнения с турбулентным слоем на пластине. Эксперименты проводились при числе Маха набегающего потока $M_1 = 3.11$. Инициаторами скачков уплотнения были цилиндры различных диаметров и высот, которые крепились на заостренной дренированной пластине. Расстояние оси цилиндров от передней кромки пластины $l_0 = 140$ мм. Число Рейнольдса $R = u_1 l_0 / \nu_1 = 1.87 \cdot 10^7$, где u_1 и ν_1 — скорость и кинематическая вязкость в набегающем потоке. Подробно методика проведения экспериментов изложена в работе [1], там же приведены фотографии распределения визуализирующего состава по поверхности пластины перед цилиндром и теневые фотографии обтекания модели. При числе $M_1 = 3.11$ качественно стороны явления будут аналогичны.

Механизм возникновения отрыва пограничного слоя в трехмерном случае в общих чертах тот же, что и в двумерном случае. Однако в последнем случае на отрыв влияют дополнительные факторы. Прежде всего — это наличие в окрестности отрыва градиентов давления вдоль поверхности не только в направлении набегающего потока, но и в перпендикулярном направлении. Это приводит к возникновению внутри пограничного слоя вторичного течения, скорость которого направлена под некоторым углом к линиям тока внешнего течения. Линии тока вблизи поверхности перед линией отрыва искривляются. Это искривление хорошо заметно на фотографиях распределения визуализирующего состава [1].

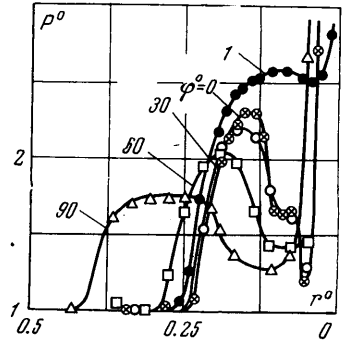
Уменьшение кривизны линий тока соответствует уменьшению градиента давления в направлении вогнутости. Так как градиенты давления перед отрывом поперек пограничного слоя меньше, чем в боковом и продольном направлениях, то в первом приближении статическое давление поперек слоя можно считать постоянным. Вследствие того, что скорости внутри пограничного слоя меньше, линии тока прогнуты больше, чем линии тока вблизи внешней границы слоя. Следовательно, дополнительные составляющие скорости, возникающие в пограничном слое, нормальны линиям тока внешнего течения. Векторы скорости внутри пограничного слоя на разных расстояниях от пластины не параллельны друг другу, профиль скорости, перпендикулярный стенке, искривляется, приобретая пространственный характер. Такой пограничный слой на-

зывается трехмерным или пространственным [2]. Его изучению посвящен целый ряд работ, однако его теория разработана значительно меньше, чем двухмерного.

Другим существенным моментом является зависимость характера взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем от формы препятствия, в то время как в плоском случае форма препятствия не играет никакой роли. Выдвинутая в работах [3,4] гипотеза о локальном характере явления, т. е. зависимости отрыва пограничного слоя только от параметров внешнего потока и пограничного слоя в непосредственной окрестности отрыва, получила хорошее экспериментальное подтверждение в двухмерном случае. Область отрыва была названа зоной свободного взаимодействия. Свободное взаимодействие наблюдается всегда, если высота препятствия h больше толщины пограничного слоя δ . В трехмерном случае в окрестности отрыва в силу пространственного характера течения, обусловленного растеканием газа из области отрывного течения, скорости возвратного течения вблизи поверхности не совпадают с направлением скорости внешнего потока [1]. Их величина и направление зависят от характера течения перед препятствием, т. е. зависят от формы самого препятствия. Форма скачка уплотнения в окрестности линии отрыва пограничного слоя также зависит от формы препятствия.



Фиг. 1



Фиг. 2

Отмеченные факторы затрудняют теоретический анализ взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в трехмерном случае и делают целесообразным накопление экспериментальных данных и выявление общих закономерностей указанного явления.

Схема взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, возникающего перед цилиндром на пластине, приведена на фиг. 1, где 1 — отошедшая ударная волна перед цилиндром, 2 — косой скачок уплотнения, вызывающий отрыв пограничного слоя, 3 — граница зоны отрывного течения в плоскости симметрии, s — линия отрыва пограничного слоя. Стрелками показаны линии тока вблизи поверхности. Там же изображены профили скорости в набегающем потоке и перед отрывом вдоль одной и той же линии тока.

На фиг. 2 дано распределение давления перед цилиндром с диаметром $d = 14$ мм и высотой $h = \infty$. Начало координат в центре основания цилиндра, угол φ отсчитывается от линии симметрии против часовой стрелки. По вертикальной оси отложено $p^0 = p/p_1$, где p_1 — давление в набегающем потоке по горизонтальной оси $r^0 = (r-1/2d)/l_0$, где r — расстояние от центра цилиндра. Там же для сравнения дано распределение давления перед плоским уступом с $h = 7$ мм (кривая 1).

В работе [1] было показано, что линия отрыва для цилиндров любого диаметра с $h = \infty$ при $M_1 = 2.5$ в координатах $\xi = x/l_s^*$ и $\eta = y/l_s^*$, имеющих свое начало в точке отрыва на оси симметрии, где l_s^* — расстояние этой точки до цилиндра, является универсальной кривой и на участке $0 \leq \xi \leq 1$ аппроксимируется уравнением эллипса. В случае $M_1 = 3,11$ это уравнение имеет вид

$$\eta^2 = 3.96 \xi - 0.506 \xi^2 \quad (1)$$

Распределение перепада давления p_2/p_1 вдоль линии отрыва в координатах $p_2(\varphi)/p_2(0)$ и φ также для $h = \infty$ является универсальной кривой и аппроксимируется в интервале $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$ уравнением

$$p_2(\varphi) / p_2(0) = f(\varphi) = -1.650 \cdot 10^{-5} (\varphi + 35)^2 + 1.02 \quad (2)$$

Зависимость $f(\varphi)$ представлена на фиг. 3, где 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют $d = 6, 8, 12, 14$ и 20 мм и $h = \infty$, а точки 6, 7, 8 — $d = 20$ мм и $h = 5, 10, 15$ мм.

Для значений $h \leq 15$ мм при $d = 20$ мм наблюдается небольшое отклонение зависимости $p_2(\varphi)/p_2(0) = f(\varphi)$ от зависимости, описываемой уравнением (2).

На фиг. 4а показана зависимость перепада $p_2^\circ = p_2(0)/p_1$ в скачке уплотнения, вызывающем отрыв, от отношения диаметра и высоты цилиндра к толщине пограничного слоя. Кривая 1 изображает зависимость $p_2^\circ = f(d^\circ)$, где $d^\circ = d/\delta_s$ и $h = \infty$, кривая 2 — зависимость $p_2^\circ = f(h^\circ)$, где $h^\circ = h/\delta_s$ и $d = 20$ мм. Там же для сравнения нанесена зависимость $p_2^\circ = f(h^\circ)$ (кривая 3) для плоского случая, построенная по данным работы [5], полученным при $M_1 = 2.9$ (светлые кружочки), и работы [6], полученным при $M_1 = 3.0$ (крестики), и обтекании плоского уступа $h = 7$ и 10 мм (черные кружочки); δ_s определялось по эмпирической формуле, рекомендованной в работе [7]. В трехмерном случае p_2° несколько меньше, чем в двухмерном, и зависит от d° и h° во всем исследованном диапазоне. Зависимости эти почти линейны и могут быть выражены уравнениями

$$p_2^\circ = 2.4 \cdot 10^{-2} d^\circ + 2.06 \quad (3 \leq d^\circ \leq 13) \quad (3)$$

$$p_2^\circ = 6 \cdot 10^{-3} h^\circ + 2.264 \quad (2 < h^\circ \leq \infty) \quad (4)$$

В двухмерном случае при $h^\circ \gg 1$ перепад $p_2/p_1 = \text{const}$, при $h^\circ < 2$ перепад p_2/p_1 резко уменьшается и стремится к единице при стремлении h° к нулю. По-видимому, аналогичное явление должно иметь место и при стремлении h° и d° к нулю в трехмерном случае.

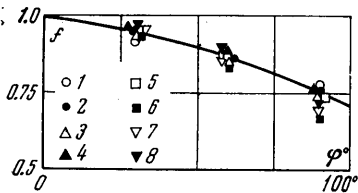
Зависимость величины максимального градиента давления $p_{x^\circ} = dp_2^\circ/dx^\circ$ в зоне отрыва от h° и d° представлена на фиг. 4б, где обозначения те же, что на фиг. 4а. Величина p_{x° определялась по углу наклона касательной к кривой распределения давления. Характер изменения $p_{x^\circ} = f(d^\circ)$ и $p_{x^\circ} = f(h^\circ)$ в общем тот же, что и в плоском случае. При h° и d° , сравнимых по величине с δ_s , градиент p_{x° зависит от геометрических размеров препятствия; при стремлении h° и d° к нулю p_{x° резко возрастает; при больших h° и d° градиент $p_{x^\circ} = \text{const}$.

В соответствии с гипотезой о локальном подобии в зоне свободного взаимодействия [4] зависимость

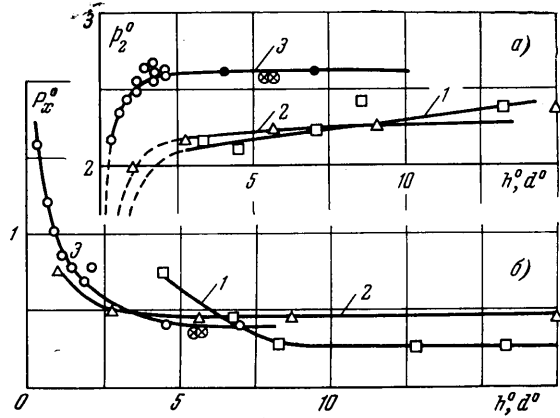
$$\Delta p^\circ = f(\Delta x^\circ), \quad \Delta p^\circ = \frac{p - p_1}{p_2 - p_1}$$

$$\Delta x^\circ = \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \quad (5)$$

в двухмерном случае будет универсальной. Аналогичная зависимость для трехмерного случая,



Фиг. 3



Фиг. 4

полученная по измерениям давления вдоль линии симметрии, приведена на фиг. 5, обозначения на которой те же, что на фиг. 3 (крестик соответствует $d = 24$ мм). Все экспериментальные точки довольно хорошо группируются вокруг некоторой средней кривой 1. Кривая 2 построена для двухмерного случая по результатам исследования распределения давления перед уступом, приведенным в работах [5, 6, 8]. Кривая 1 лежит ниже кривой 2 и имеет меньшую выпуклость. Разброс экспериментальных точек частично объясняется неточностью определения координаты Δx° . В целом данные, приведенные на фиг. 5, подтверждают справедливость гипотезы о свободном взаимодействии в трехмерном случае.

В работе [9] показано, что перепад давления в скачке уплотнения, вызывающем отрыв турбулентного пограничного слоя, в двухмерном случае зависит от числа M_1 линейно и выражается уравнением

$$p_2^\circ = 0.287 + 0.713 M_1 \quad (6)$$

Автор работы [10], исследуя обтекание плоского уступа на пластине, расположенного под углом к набегающему потоку, установил, что зависимость $p_{2n}^\circ = f(M_{1n})$ совпадает с зависимостью $p_2^\circ = f(M_1)$, полученной для плоского уступа, расположенного перпендикулярно набегающему потоку; p_{2n}° и M_{1n} — перепад давления и проекция числа M_1 на направление по нормали к линии отрыва. На фиг. 6 представлена аналогичная зависимость $p_{2n}^\circ = f(M_{1n})$ для трехмерного случая. Обозначения те же, что на фиг. 3.

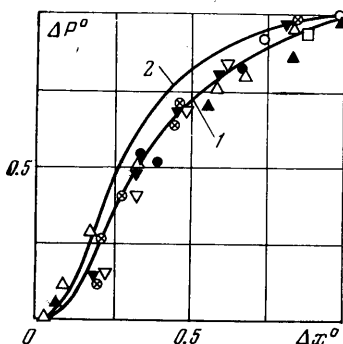
Для приближенного учета влияния пространственного характера течения введен коэффициент $k = m/m_1$, где $m = p_2^\circ$ и $m_1 = p_2^\circ = f(d^\circ, h^\circ)$ соответствуют перепаду давления вдоль оси симметрии при обтекании плоского уступа и цилиндра; $k = 1$ — вдоль линии отрыва считается постоянным. Там же для сравнения нанесена зависимость $p_2^\circ = f(M_1)$, описываемая уравнением (6) (кривая 1), уравнением

$$p_2^\circ = 0.515 + 0.675 M_1 \quad (7)$$

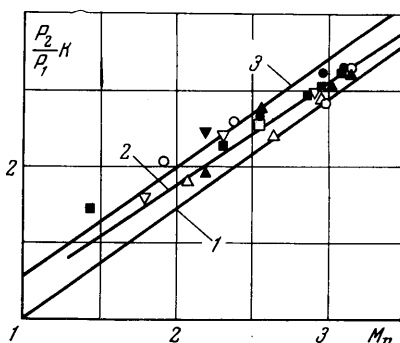
полученным в работе [11] на основании анализа большого числа экспериментальных данных различных авторов (кривая 2) и уравнением

$$p_2^\circ = \left\{ 1 + \frac{\kappa}{2} \frac{3.2 M_1^2}{8 + (M_1 - 1)^2} \right\} \quad (8)$$

предложенным в работе [12] (кривая 3), где κ — адиабатическая постоянная. Все экспериментальные точки довольно хорошо группируются вокруг кривой 2, что свидетельствует, по-видимому, о справедливости соотношения $p_{2n}^\circ = f(M_{1n})$ на линии от-



Фиг. 5



Фиг. 6

рыва любой формы. Для более полного изучения явления взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в трехмерном пространстве необходимы дополнительные исследования при других числах M_1 и препятствиях различной формы.

Поступило 3 III 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
2. Schlichting H. Three-Dimensional boundary-layer Flow. Braunschweig, 1961.
3. Бам-Зеликович Г. М. Расчет отрыва пограничного слоя. Изв. АН СССР, Механ. и машин., 1954, № 12.
4. Erdos J., Pallone A. Shock-boundary layer interaction and flow separation. Proceedings of the 1962 heat transfer and fluid mechanics institute. Stanford University Press, 1962.
5. Bogdonoff S. M., Kepler C. E. Separation of a supersonic turbulent boundary layer. J. aeron. sci., 1955, vol. 22, No 6.
6. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect transition. NASA Report, 1958, No 1356.
7. Крокко Л., Лизл Л. Теория смещения для определения взаимодействия диссипативного и почти изэнтропического потоков. Вопросы ракетной техники, 1953, № 2.
8. Kistler A. L. Fluctuating wall pressure under a separated supersonic flow. J. acoust. soc. America. 1964, vol. 3, No 3.
9. Бондарев Е. Н., Петров Г. И. Экспериментальное исследование взаимодействия турбулентного пограничного слоя со скачками уплотнения. Аннотация докл. Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике. 1960.
10. Stalker R. I. The pressure rise at shock-induced turbulent boundary-layer separation in three-dimensional supersonic flow. J. aeron. sci., 1957, No 7.
11. Панов Ю. А., Швец А. И. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке. Прикладная механика АН УССР, 1966, № 1.