

ДОННОЕ ДАВЛЕНИЕ НА ТОРЦАХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ  
В СВЕРХЗВУКОВОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Л. В. ГОГИЩ, О. С. ПОКРОВСКИЙ

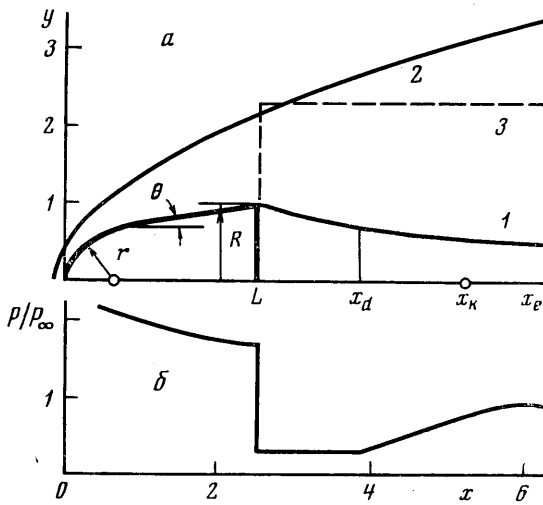
(Москва)

Исследованию донного давления за телами вращения типа затупленного конуса в сверхзвуковом потоке при турбулентном режиме течения в пограничном слое и следе посвящено много работ. Путем обобщения экспериментальных данных была предложена эмпирическая корреляция относительного донного давления  $p_d/p_1$  от местного числа  $M_1$  на кромке конуса [1, 2]. Судя по предшествующим публикациям автора работ [1, 2], эта корреляция основана главным образом на результатах, полученных для конусов с углом полураствора  $\theta = 9 \div 12.5^\circ$  и со степенью затупления  $r_0 = r/R = 0 \div 0.3$ . Известные расчетные исследования основываются на полуэмпирических методах — методе разделяющей линии тока [3] и интегральном методе [4-6]. Основные трудности при этом связаны с расчетом невязкого вихревого течения в донной области и ближнем следе.

Наиболее подробные результаты были получены приближенным квазиодномерным методом, основанным на осреднении потока в слое влияния на ближний след, т. е.

путем приведения к обтеканию равномерным потоком торца полубесконечного цилиндра [4, 5]. Однако результаты этих работ были ограничены умеренной степенью затупления конуса  $r_0 \leq 0.3$ . Это связано с погрешностью осреднения резко меняющихся параметров в высокочрезнослойном слое, толщина которого при больших значениях  $r_0$  становится соизмеримой с толщиной слоя влияния.

Цель настоящей работы состоит в демонстрации возможностей расчета донного давления за телом вращения с любой степенью затупления, в особенности при  $r_0 > 0.3$ , и в использовании полученных расчетных результатов для оценки диапазона и особенностей применения эмпирической корреляции Кассанто [1, 2]. Для расчета донного давления и турбулентного ближнего следа за телом используется метод, изложенный в [7]. Вихревое невязкое течение в изобарической донной



Фиг. 1

области и ближнем следе рассчитывается численным методом сквозного счета с помощью монотонной явной разностной схемы первого порядка точности [8]. (Эти расчеты проводились по программе, составленной авторами работы [8].) Течение в турбулентном однопараметрическом следе рассчитывается, как и в [7], интегральным методом [4]. Взаимодействие между невязким и турбулентным потоками определяется толщиной вытеснения следа. Начальные условия следа определяются интегральными условиями склеивания с изобарической донной областью. Течение взаимодействия описывается особым решением уравнений, проходящим через особую седловую точку — горловину следа. Эмпирическая постоянная, связанная с постоянной турбулентности в формуле Прандтля, принималась такой же, как и ранее [4, 7].

Отметим, что величина этой постоянной была подобрана из условия наилучшего соответствия расчета имеющимся экспериментальным данным для различных видов более простых турбулентных отрывных течений при умеренной относительной толщине невозмущенного пограничного слоя на кромке  $\delta/R < 1$  ( $R$  — радиус донного торца). В [4] показано, что даже для острых конусов с полууглом раствора  $\theta > 5^\circ$  величина  $\delta/R < 0.2$ . Для затупленных конусов  $r_0 > 0.3$  эта величина оказывается еще меньшей, и в настоящей работе ею пренебрегалось, за исключением особо оговоренных случаев, когда толщины пограничного и высокоэнтропийного слоев оказываются равными (малое затупление конуса  $r_0 < 0.1$ ).

На фиг. 1, а приведена расчетная схема обтекания затупленного конуса сверхзвуковым потоком. Здесь линией 1 показана толщина вытеснения вязкой области, или нижняя граница невязкого потока, линией 2 — головной скачок. Значения  $x_d$ ,  $x_h$  и  $x_e$  относятся соответственно к длинам изобарической донной области, циркуляционной области и дозвуковой области. За единицу длины выбран радиус торца  $R$ . На фиг. 1, б приведено соответствующее распределение относительного давления вдоль боковой поверхности конуса ( $x < L$ ) в донной области и ближнем следе ( $L < x < x_e$ ) для примера  $\theta = 10^\circ$ ,  $r_0 = 0.65$ ,  $M_\infty = 4$ . Начальные параметры для расчета невязкого потока задавались в показанном пунктиром сечении  $x = L$ , проходящем через торец, по таблицам работы [9]. Пунктиром 3 показана условно верхняя граница невязкого потока, которая выбиралась на достаточно удаленном от оси расстоянии, чтобы задаваемые на ней условия не влияли на форму тела вытеснения. Практически было удобно считать эту границу линией тока, параллельной оси и пересекающей головную ударную волну в сечении торца. Число узлов в поперечном сечении невязкого потока принималось равным в основном 50 и удваивалось для контроля точности. Потребное время счета одного варианта составляло  $\sim 10$  мин на ЭВМ БЭСМ-6.

Приводимые ниже результаты получены при расчете течения за телами вращения, начальные данные для которых были заимствованы из табличных данных [9]. В таблице приведены параметры, характеризующие конфигурацию тела вращения,

Обозначения	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	$\theta = 0$				$\theta = 5$			$\theta = 10$		
$r_0$	0.500*	1.0	1.0	1.0	0.558	0.558	0.189	0.027	0	0.030*
$M_\infty$	4	4	6	8	4	6	8	2	4	4
$M_1$	2.72	2.71	3.187	3.42	2.54	2.96	3.19	1.62	3.52	2.23
$p_d/p_1$	0.306	0.346	0.276	0.206	0.236	0.156	0.043	0.316	0.101	0.126

Обозначения	11	12	13	14	15	16	17	18	19
	$\theta = 10$								$\theta = 15$
$r_0$	0.228	0.384	0.648	0.840	0.384	0.384	0.840	0.100	0.543
$M_\infty$	4	4	4	4	6	8	8	20	4
$M_1$	2.25	2.29	2.29	2.20	2.61	2.80	2.47	3.60	2.07
$p_d/p_1$	0.130	0.156	0.186	0.205	0.0825	0.053	0.136	0.035	0.1262

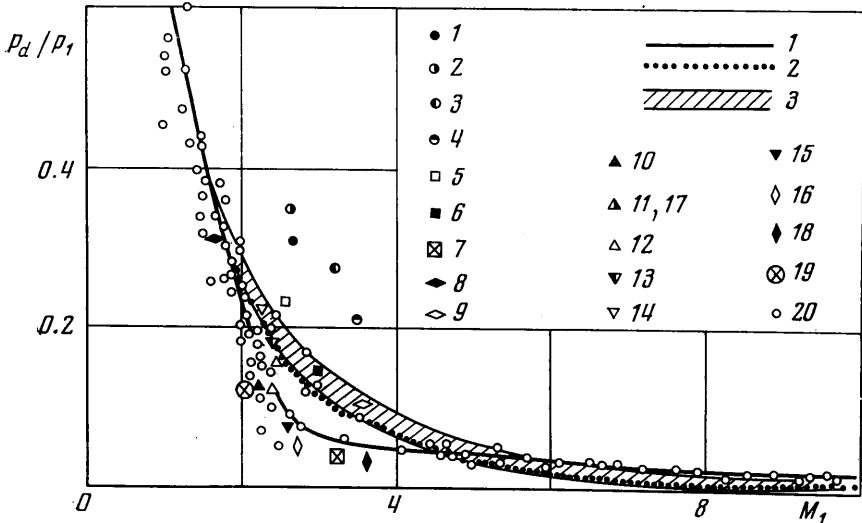
$\theta$  и  $r_0$ , число  $M_\infty$  невозмущенного потока, число  $M_1$  невязкого потока на кромке тела, и полученная величина относительного донного давления  $p_d/p_1$ . Звездочкой отмечены тела с затуплением в виде эллипсоида с отношением полуосей  $1/2$ . Величина приведенной степени затупления подсчитана в этом случае по эквивалентной длине тела

$$r_0 = \frac{\sin \theta}{1 - \sin \theta} \left( \operatorname{ctg} \theta - \frac{L}{R} \right)$$

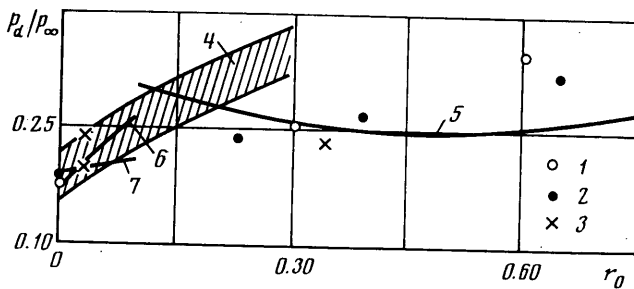
Параметры для вариантов расчета были выбраны в диапазоне  $M_\infty = 2 \div 20$ ;  $\theta = 0 \div 15^\circ$ ;  $r_0 = 0 \div 1$ , длина цилиндрического тела ( $\theta = 0$ )  $L_0 = L/R = 10$  и 20. Эти же результаты показаны соответствующими значками на фиг. 2, где дана зависимость  $p_d/p_1$  от  $M_1$  по экспериментальным данным [2] (обозначение 20) и показаны предложенные им эмпирические корреляции: кривая 1 (для  $r_0 > 0.1$ ) и кривая 2 (для  $r_0 < 0.1$ ). Заштрихованной полосой 3 показаны расчетные результаты работ [4, 5] для острого конуса ( $r_0 = 0$ ) в диапазоне чисел Рейнольдса  $\lg \operatorname{Re} = 5.5 \div 9.5$ , соответствующем турбулентному течению в пограничном слое.

Видно, что результаты, относящиеся к обтеканию конусов с полууглом  $\theta=10$  и  $15^\circ$  удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и их корреляцией, а для  $\theta=0$  и  $5^\circ$  заметно отличаются от них.

На фиг. 3 приведена зависимость относительного донного давления  $p_d/p_\infty$  от степени затупления конуса  $r_0$  при  $M_\infty=4$  и  $\theta=10^\circ$ . Здесь обозначения 1 отвечают экспериментальным данным работы [1], 2 и 3 — расчетам настоящей работы для конусов соответственно со сферическим затуплением и затуплением в виде эллипсоида. Заштрихованной полосой 4 показаны результаты квазидномерного расчета [4, 5] для  $\lg Re=5.5 \div 9.5$ , кривая 5 соответствует эмпирической корреляции Кассанто



Фиг. 2



Фиг. 3

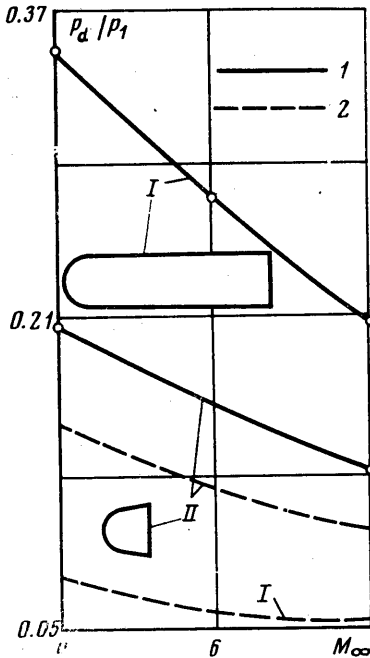
для  $r_0 > 0.1$  (кривая 1 на фиг. 2), 6 и 7 — для  $r_0 < 0.1$  (кривая 2 на фиг. 2). При расчете кривых 6 и 7 число  $M_1$  невязкого потока определялось на границе пограничного слоя, рассчитанного соответственно для  $\lg Re=9.5$  и  $5.5$ . Различие между кривыми 6 и 7 объясняется соотношением между толщинами пограничного и высокэнтропийного слоев на кромке конуса. Сказанное подтверждается также численным расчетом донного давления за конусом с малым эквивалентным затуплением. Верхняя точка 3 при  $r_0=0.03$  получена в предположении, что пограничный слой много тоньше высокэнтропийного, а нижняя точка — что их толщины одинаковы, и, следовательно, высокэнтропийным слоем можно пренебречь.

Таким образом, корреляцию Кассанто для конусов с малым затуплением  $r_0 \approx 0.1$  следует использовать, выбирая характерное число  $M_1$  на границе пограничного слоя, причем различные корреляции дают различные результаты. Расчет по предлагаемому методу удовлетворительно совпадает с экспериментом и с корреляцией Кассанто, хотя последняя, по-видимому, дает меньшую величину донного давления по сравнению с экспериментом при  $r_0 \geq 0.6$ . Это обстоятельство отмечено также в [3].

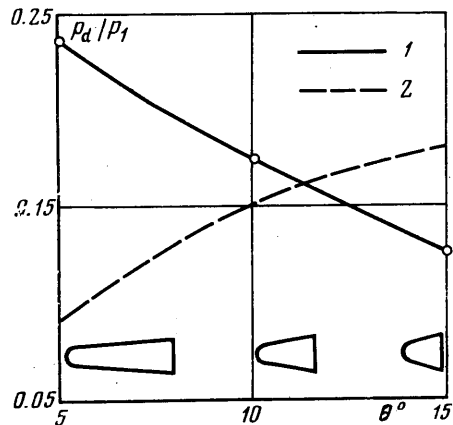
На фиг. 4, 5 представлено относительное донное давление  $p_d/p_1$  для различных конусов с большим сферическим закруглением  $r_0 > 0.5$ : в зависимости от  $M_\infty$  для цилиндра с сферическим закруглением I ( $\theta=0$ ,  $r_0=1$ ,  $L=10$ ) и конуса II ( $\theta=10^\circ$ ,  $r_0=0.84$ ) и от  $\theta$  для  $M_\infty=4$  и  $r_0 \approx 0.55$ . Кривые 1 соединяют расчетные точки, полученные настоящим методом. Кривые 2 определены по корреляции Кассанто. Видно,

что численный расчет и эмпирическая корреляция дают согласующиеся между собой результаты только для конусов с полууглами раствора  $\theta=9-13^\circ$ . Аналогичный вывод для острых конусов ( $r_0=0$ ) был сделан в работе [4].

В заключение отметим, что предложенный в [7] метод позволяет рассчитать течение в турбулентном ближнем следе и донное давление за телом вращения с



Фиг. 4



Фиг. 5

произвольной головной частью при условии, что скорость невязкого потока в сечении, проходящем через торец тела, всюду сверхзвуковая.

Авторы благодарны Э. А. Донсковой за помощь в оформлении результатов работы.

Поступила 18 IV 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cassanto J. M. An experiment to determine the atmospheric pressure profile of a planet using base pressure measurements. AIAA Paper, 1972, No. 202.
2. Cassanto J. M. A base pressure experiment for determining the atmospheric pressure profile of planets. J. Spacecraft and Rockets, 1973, vol. 10, No. 4. (Рус. перев.: Эксперимент с целью определения профиля атмосферного давления на планетах по измерениям донного давления. Вопр. ракетн. техн., 1974, № 6).
3. Roache P. J. Base drag calculations in supersonic turbulent axisymmetric flows. J. Spacecraft and Rockets, 1973, vol. 10, No. 4.
4. Гогош Л. В., Степанов Г. Ю. Расчет турбулентного следа за конусом в сверхзвуковом потоке. Ин-т механ. МГУ, Отчет, 1973, № 1434.
5. Гогош Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентный след за конусом в сверх- и гиперзвуковом потоке. Ин-т механ. МГУ, Науч. тр., 1975, № 39.
6. Мурзинов И. Н., Шинкин Г. П. Турбулентное течение в донной области и ближнем следе с учетом завихренности внешнего потока. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 2.
7. Гогош Л. В., Покровский О. С. Расчет гистерезиса и расходных колебаний донного давления в сверхзвуковых кольцевых соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 1.
8. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Михайлов Н. В. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений, ч. 1. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 2, ч. 2, т. 12, № 3.
9. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. М., «Наука», 1970.