

03;04;12

©1995

БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СФЕРЫ В ИОНИЗОВАННОМ ВОЗДУХЕ

А.П.Бедин, Г.И.Мишин

Проведенные на баллистической установке эксперименты с целью исследования структуры потока около летящих моделей в газоразрядной плазме [1] позволили обнаружить явление аномального обтекания тел в слабоионизованном воздухе (и в других ионизованных газах). Оказалось, в частности, что расстояние, на которое головная ударная волна (УВ) отходит от сферической модели, значительно больше, чем величина отхода, соответствующая числу Маха полета, а интенсивность УВ при ионизации существенно уменьшается.

В работе [2] на основе анализа вышеупомянутых экспериментов и результатов изучения УВ в низкотемпературной плазме воздуха [3] была построена газодинамическая модель явления, позволяющая оценивать силовые аэродинамические параметры тел, летящих со сверхзвуковыми скоростями в слабоионизованных газах (воздухе).

Прямые исследования полного аэродинамического сопротивления сферической модели в ионизованном воздухе в диапазоне скоростей полета v примерно от 200 до 1350 м/с были осуществлены нами на специальной баллистической установке, предназначенной для прецизионного измерения аэродинамических характеристик.

Эксперименты проводились со сферами диаметром 15 мм, изготовленными из полиэтилена. Как при ионизации, так и без нее давление P_1 воздуха составляло 15 Тор.

Слабая ионизация воздуха (одна ионизованная частица на $\sim 10^6$ нейтральных молекул) осуществлялась с помощью высокочастотного генератора, работающего на частоте 0.44 МГц. Электрическое поле в барокамере баллистической установки создавалось между двумя горизонтально расположенными вдоль ее оси электродами длиной 3 м. Нижний электрод (анод напряжением +7 кВ) представлял собой три параллельных друг другу шестимиллиметровых латунных стержня, помещенных в кварцевые трубки. Расстояние между соседними стержнями было по 20 мм. Таким образом, общая ширина электродной системы составляла

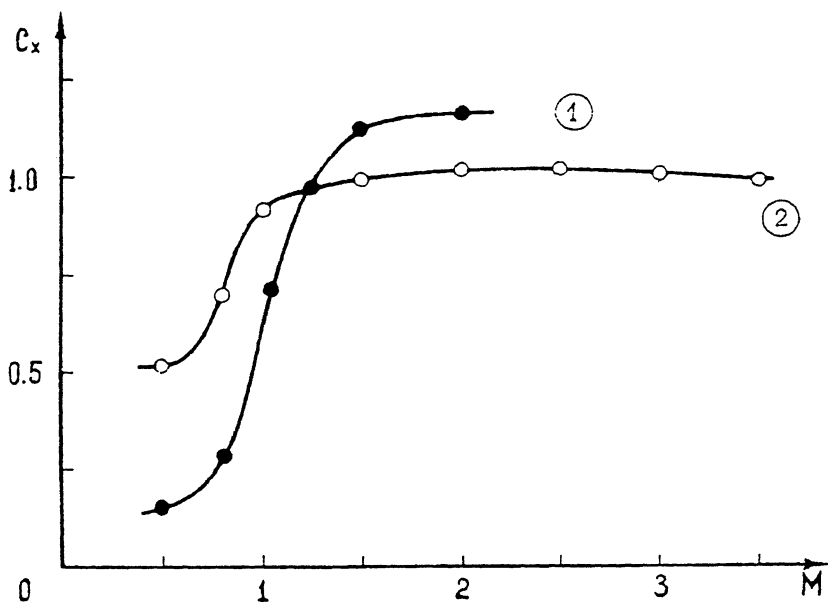


Рис. 1. Зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления сферы C_x от числа Маха полета в слабоионизованном воздухе — 1 и неионизованном воздухе — 2:

1 — $C_{xp}(M)$, газокинетическая температура ионизованного воздуха ~ 1140 К; 2 — $C_{xb}(M)$, газокинетическая температура неионизованного воздуха 293 К. Давление воздуха в обоих случаях 15 Тор, диаметр сферической модели 15 мм.

40 мм. Верхним электродом (катодом) являлась заземленная плоская пластинка шириной 40 мм. Промежуток между катодом и анодом равнялся 60 мм. Сила тока в анодной цепи генератора была ~ 1.7 А. Газокинетическая температура на оси барокамеры не превышала 1160 К, среднее значение температуры в плазменной зоне T_p , в которой летела модель, составляла ~ 1140 К. В расчетах использовалось значение скорости звука в плазме a_p , равное 660 м/с ($\gamma_p = 1.33$). Температура электронов оценивалась на уровне 2–4 эВ.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости коэффициента сопротивления сферы от числа Маха полета в плазме ВЧ разряда в воздухе $C_{xp}(M) = \frac{F_p}{1/2\rho_p(T)v^2 \cdot s}$ (кривая 1) и коэффициента сопротивления сферы в неионизованном воздухе при температуре $T_b = 293$ К (скорость звука $a_b = 343$ м/с) $C_{xb} = \frac{F_b}{1/\rho_b(T_b)v^2 \cdot s}$ (контрольная зависимость, кривая 2). Здесь F — сила аэродинамического сопротивления, ρ — плотность воздуха, v — скорость полета сферы, s —

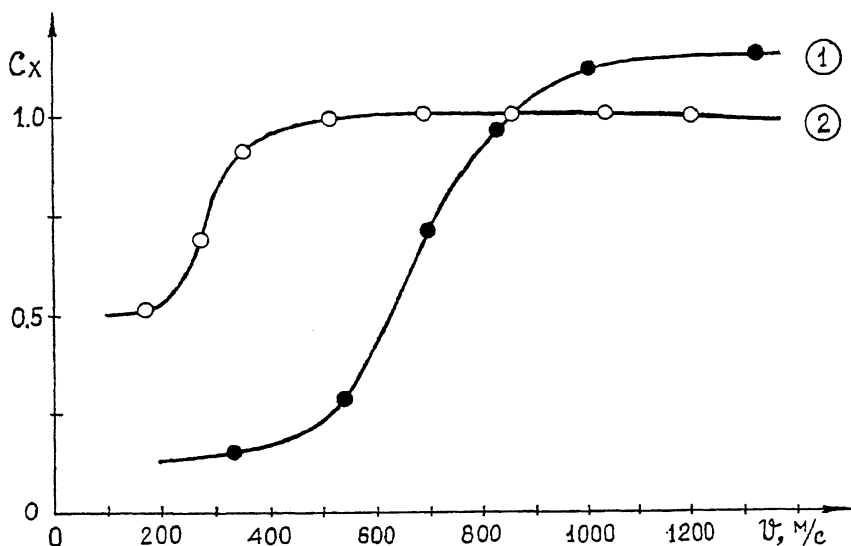


Рис. 2. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления сферы C_x от скорости полета в слабоионизованном воздухе — 1 и неионизованном воздухе — 2:

1 — $C_{xp}(v)$, газокинетическая температура ионизованного воздуха ~ 1140 К; 2 — $C_{xв}(v)$, газокинетическая температура неионизованного воздуха 293 К. Давление воздуха в обоих случаях 15 Тор, диаметр сферической модели 15 мм.

площадь сечения мишени сферы. Индексы “п” и “в” обозначают соответственно параметры для движения в плазме и неионизованном воздухе.

Каждая точка на рис. 1 является средним значением из нескольких экспериментов. Точность полученных величин $C_{xв}$ в воздухе лучше, чем 1%; точность измерения C_{xp} в плазме воздуха $\sim 3\%$.

Для удобства рассмотрения результатов измерений целесообразно их представить в функции от скорости полета моделей (рис. 2).

Прежде всего можно видеть, что в диапазоне скоростей от 200 до 860 м/с коэффициент аэродинамического сопротивления сферы в ионизованном воздухе меньше, чем в неионизованном.

В области более высоких скоростей C_{xp} превышает $C_{xв}$, причем при $v = 1330$ м/с $C_{xp} = 1.16$.

Количественное сравнение $C_{xв}$ и C_{xp} в виде их отношения в зависимости от скорости моделей приведено на рис. 3.

Отметим, что при $v = 620$ м/с C_{xp} в два раза меньше, чем $C_{xв}$, и при уменьшении скорости это различие возрастает. Максимальное значение $C_{xв}/C_{xp} = 6$ имеет место при $v =$

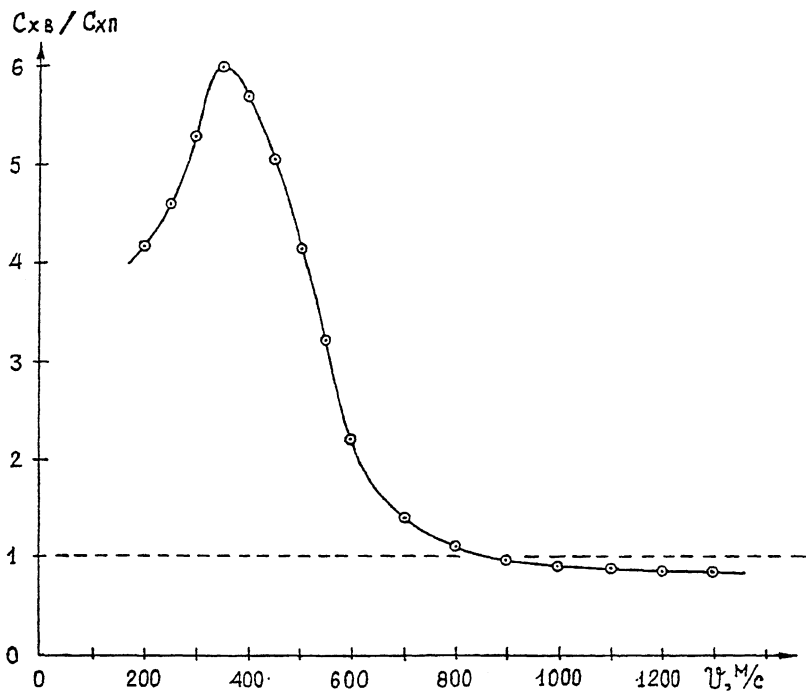


Рис. 3. Отношение коэффициента аэродинамического сопротивления в воздухе к коэффициенту сопротивления сферы в слабоионизованном воздухе в зависимости от скорости модели v при одинаковом давлении воздуха, равном 15 Тор. Температура неионизованного воздуха 293 К, температура ионизованного воздуха ~ 1140 К.

$= 350$ м/с, а в интервале трансзвуковых скоростей $200 \leq v \leq 500$ м/с $C_{xв}/C_{xп} \geq 4.2$.

Если на графике зависимости $C_{xв}(M)$ в воздухе (рис. 1, график 2) при $M = 1$ существует характерный излом, обусловленный формированием перед телом ударной волны и происходящим в ней падением полного давления (давления торможения), то излом зависимости $C_{xп}(M)$ выражен менее четко и его положение не соответствует $M = 1$, рассчитанному по газокинетической скорости звука.

Этот факт в очередной раз свидетельствует о принципиальном отличии обтекания тел плазмой от обтекания нагретым до температуры плазмы газом, что объясняется существованием в слабоионизованном газе специфического механизма (более быстрого, чем звуковой) распространения слабых возмущений.

Для объяснения результатов экспериментов обратимся к работе [2], следуя которой прежде всего определим "плаз-

менную" скорость звука в условиях существовавшего в барокамере ВЧ разряда.

Ход зависимости $C_{хп}(M)$ (см. рис. 1, кривая 1) показывает, что переход к сверхзвуковому движению в плазме происходит при числе $M \simeq 1.25$, что, согласно зависимости $C_{хп}(v)$ (рис. 2, 1), дает основание считать "плазменную" скорость звука a_* равной ~ 825 м/с.

Полученная в работе [2] формула для полного давления в ионизованном воздухе

$$\frac{P_{T*}}{P_1} = \left[1 + \frac{2\gamma_n}{\gamma_n + 1} (M_*^2 - 1) \right] \left\{ \left(1 + \frac{\gamma_n - 1}{2} M_n^2 \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{(\gamma_n + 1)^2 M_*^2}{[2\gamma_n M_*^2 - (\gamma_n - 1)][(\gamma_n - 1)M_*^2 + 2]} \right\}^{\frac{\gamma_n}{\gamma_n - 1}},$$

где $M_n = \frac{v}{a_n}$, $M_* = \frac{v}{a_*}$, для условий описываемых экспериментов при $v = 1320$ м/с дает значение $\frac{P_{T*}}{P_1} = 6.87$.

Используя затем предложенное в работе [4] полуэмпирическое выражение для расчета коэффициента сопротивления сферы, оценим величину $C_{хп}$:

$$C_{хп} = \frac{P_{T*}}{P_1} \cdot \frac{1}{\gamma_n \cdot M_n^2} = 1.29,$$

которое на 11% превышает экспериментальное значение, что обусловлено, по-видимому, наличием в плазме сил коллективного взаимодействия, способных повлиять на обтекание.

Отметим, что расчеты коэффициента сопротивления сферы по данной схеме в неионизованном воздухе дают при $v = 1320$ м/с совпадающее с экспериментом значение $C_{хв} = 1.02$.

Важным экспериментальным результатом является обнаружение значительного уменьшения $C_{хп}$ по сравнению с $C_{хв}$ при дозвуковых и трансзвуковых скоростях полета.

Это явление объясняется большой скоростью передачи возмущений от летящего тела в окружающее пространство и увеличением "эффективной" вязкости воздушной плазмы, обусловленным более "жестким" взаимодействием между ее частицами по сравнению с неионизованным воздухом.

В целом результаты данной работы показывают:

— предложенная в работе [2] газодинамическая модель обтекания тел потоком ионизованного воздуха адекватна регистрируемому экспериментальным данным;

— “плазменная” скорость распространения слабых возмущений в ионизованных газах, значительно превосходящая газокинетическую скорость звука, реально существует как фактор, определяющий аэродинамические характеристики летящих тел.

Список литературы

- [1] Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 65.
- [2] Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 9.
- [3] Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. А. 16. С. 84.
- [4] Мишин Г.И. // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. Сб. ст. / Под ред. Ю.А. Дунаева. М.-Л., 1967.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редацию
5 октября 1994 г.