

УДК 533.6.011

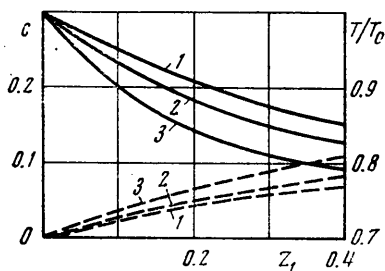
## ПРИБЛИЖЕННОЕ ПОДОБИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА В ОБЛАСТЯХ С ПРИМЕРНО ПОСТОЯННЫМ ДАВЛЕНИЕМ

И. Н. МУРЗИНОВ, К. С. ХОРОШКО

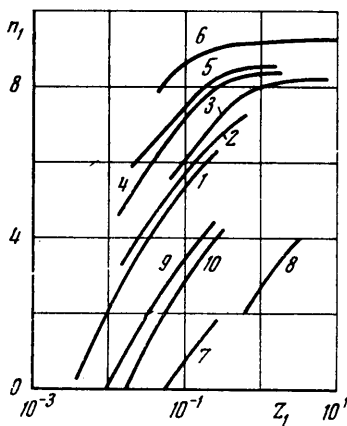
(Москва)

Параметры подобия при неравновесном обтекании тел в строгой постановке задач довольно многочисленны и накладывают жесткие ограничения на их эффективное использование на практике [1-3]. В то же время в некоторых частных случаях, где приходится иметь дело с расчетами конкретных газодинамических параметров, за счет тех или иных упрощений число критериев подобия может быть существенно уменьшено. Одним из таких частных случаев, который здесь рассматривается, является неравновесное вязкое течение газа с примерно постоянным давлением вдоль линии тока. Такие течения реализуются, например, при сверхзвуковом обтекании конуса, клина, а также за прямым скачком уплотнения.

Известно, что при обтекании сверхзвуковым потоком конуса и клина физико-химические процессы не оказывают заметного влияния на давление и скорость газа, в то время как температура, плотность газа и концентрации компонент могут изменяться существенно по сравнению с их значениями при обтекании совершенным или равновесно диссоциирующим газом. Поэтому в ряде случаев, когда в поле течения представляют интерес такие параметры, как температура, концентрация электронов и др., для установления качественных закономерностей изменения этих величин можно в первом приближении давление и скорость газа между поверхностью тела и ударной волной считать постоянными. В силу слабой искривленности ударной волны можно также принять, что расстояния вдоль линий тока от места их входа в ударный слой рав-



Фиг. 1



Фиг. 2

ны расстоянию вдоль направления, параллельного поверхности тела. Из уравнения энергии следует:

$$\frac{dh}{h} \sim \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dp}{p}$$

где  $h$ ,  $p$  — энтальпия и давление газа, а  $\gamma$  — некоторое эффективное значение показателя адиабаты.

Если давление меняется незначительно, то из этой формулы следует, что в поле потока энтальпию газа можно считать постоянной. Будем рассматривать режимы течения, когда применимы соображения бинарного подобия [1]. В случае бинарной кинетики релаксационные уравнения, определяющие концентрации компоненты  $c_i$ , имеют вид

$$(1) \quad \frac{dc_i}{dt} = f_i(T, p, c_j) = p f_i(T, c_j) \quad (i, j=1, 2, \dots, n)$$

Учитывая, что для смеси совершенных реагирующих газов  $T=T(h, c_j)$ , уравнение (1) можно переписать в виде

$$(2) \quad \frac{dc_i}{dt} = p f_i(h, c_j)$$

причем в силу сделанных предположений  $p$  и  $h$  постоянны и являются по существу параметрами.

Обозначим через  $\beta$  характерный угол наклона скачка уплотнения. В качестве  $\beta$  можно взять, например, угол наклона скачка при обтекании тела совершенным газом с постоянным показателем адиабаты.

Тогда при больших скоростях движения (которые и представляют интерес для неравновесных течений) из соотношений на скачке уплотнения можно получить

$$p \approx \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \sin^2 \beta, \quad h \approx \frac{1}{2} V_{\infty}^2 \sin^2 \beta, \quad u \approx V_{\infty} \cos \beta, \quad c_i = c_{i\infty}$$

Здесь  $u$  — составляющая скорости вдоль линии тока.

Введем вместо времени  $t$  новую переменную  $z_1$  посредством соотношения

$$dz_1 = p dt = \frac{\rho_{\infty} V_{\infty}^2 \sin^2 \beta}{V_{\infty} \cos^2 \beta} dz = \rho_{\infty} V_{\infty} \operatorname{tg}^2 \beta dz$$

где  $z$  — расстояние вдоль оси симметрии течения от места пересечения рассматриваемой линии тока со скачком уплотнения, тогда соотношение (2) запишется в виде

$$\frac{dc_i}{dz_1} = f_i(V_{\infty} \sin \beta, c_j)$$

Отсюда следует, что концентрация компонент будет зависеть от их начальных значений на скачке  $c_{i\infty}$ , координаты  $z_1$  и величины  $\varphi = V_{\infty} \sin \beta$ , которые и являются параметрами подобия.

Из соотношения  $T = T(h, c_j)$  и уравнения состояния  $p = \rho RT/M(c_j)$  следует, что температура и отношение плотностей газа  $\rho/\rho_{\infty}$  в поле течения будут определяться теми же самыми параметрами. Отметим, что подобие неравновесных течений в том виде, как оно сформулировано, применимо для прямого скачка уплотнения ( $\beta = \pi/2$ ). В этом случае характерной величиной скорости за скачком уплотнения будет  $u = V_{\infty} k$ , где  $k = \rho_{\infty}/\rho$  — отношение плотностей на прямом скачке уплотнения. Соответственно несколько изменится координата  $z_1 = z \rho_{\infty} V_{\infty} (1-k)/k$ .

Приведем некоторые результаты численных расчетов неравновесных течений около острого конуса [4] и за прямым скачком уплотнения [5] для иллюстрации точности выполнения подобия.

Номера кривых, представленных на фиг. 1 и 2, соответствуют следующим условиям обтекания (здесь  $\alpha_k$  — угол полураствора конуса, кривые 3, 6, 8 соответствуют прямому скачку).

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\alpha_k$	20°	30°		30°	30°		20°		20°	30°
$V_{\infty}$ , м/сек	10 000	7000	4000	8000	8000	5000	8000	3000	9000	6000
$H$ , км	45	45	40	60	45	40	45	40	45	45
$\varphi$	3822	3893	4000	4449	4449	5000	3058	3000	3440	3337

На фиг. 1 показаны массовые концентрации атомарного кислорода (пунктир) и температуры газа вдоль линий тока. Здесь  $T_0$  — температура газа непосредственно за скачком уплотнения. Хотя в приведенных примерах основной параметр  $\varphi$  не выдержан строго постоянным, согласование кривых можно считать удовлетворительным. При этом следует иметь в виду, что качественно различие в  $\varphi$  должно приводить к такому изменению концентраций и температуры, которое имеет место на фиг. 1. На фиг. 2 для различных условий показаны плотности электронов  $n_1 = \lg n_e/\rho_{\infty} V_{\infty} \sin \beta$ , где  $n_e$  — плотность электронов ( $[n_e] = \text{см}^{-3}$ ).

Приведенные зависимости подтверждают, что величина  $\varphi$  действительно является определяющим задачу параметром, который может быть использован для корреляции расчетных данных.

Поступила 20 I 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П., Теленин Г. Ф. Неравновесное обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 1.
2. Ellington D. Binary scaling limits for hypersonic flight. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 9.
3. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.
4. Архипов В. Н., Хорошко К. С. Метод учета релаксации в задаче об обтекании конуса. ПМТФ, 1962, № 6.
5. Артамонов А. К., Архипов В. Н., Старченко Г. Е. Релаксация и излучение за прямым скачком уплотнения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.