

Предварительно отметим следующее:

а) давление p_0 линейно растет с расходом G_* (фиг. 6); поэтому число M в трубке не зависит от расхода и имеет место соотношение

$$R_0 / R_0' = K_0' / K_0 \quad (4.2)$$

где K_0 — число Кнудсена в трубке;

б) газ внутри трубки можно считать неподвижным, так как $\lambda d^2 / 4F_* \gg 1$.

Учитывая это, равенство (4.1) можно представить в виде

$$p_{02}^* / p_{02} = (1 - \sqrt{T_{01} / T_{02}}) (K_0' / K_0) + \sqrt{T_{01} / T_{02}} \quad (4.3)$$

рассматривать его как условие равновесия газа в сообщающихся разгонагретых объемах в переходной области. В общем случае это условие можно представить в виде

$$p_1 / p_2 = f(K, \sqrt{T_1 / T_2}) \quad (4.4)$$

Здесь при значении числа Кнудсена $K < K'$ (сплошная среда) $f = 1$; в переходной и свободномолекулярной областях ($K \geq K'$)

$$f = (1 - \sqrt{T_1 / T_2}) (K' / K) + \sqrt{T_1 / T_2} \quad (4.5)$$

В заключение авторы выражают признательность М. Н. Когану и В. Н. Гусеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 10 XII 1968

1. Liermann H. W. Gaskinetics and gasdynamics of orifice flow. J. Fluid mech., 1961, vol. 10, No. 1.
2. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. Кинет. теория, М., «Наука», 1967.
3. Norris R. H., Streid D. D. Laminar flow heat transfer coefficients for ducts. Trans. ASME, 1940, vol. 62, No. 6.
4. Искра А. Л. Расчет подогревателей при вынужденном движении жидкости. Инж. ж., 1962, т. 2, вып. 1, стр. 17—28.
5. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1957.
6. Drake R. M., Kane E. D. Heat transfer problems in high speed flows in rarefied gases. Proc. of the General discussion heat transfer. London, Conf., September, 11—13, 1954, Sect. 2, London, Instn. Mech. Engrs, N. Y., Amer. Soc. Mech. Engrs.

ТЕПЛООБМЕН В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Н. Е. ХРАМОВ, В. Н. ШМАНЕНКОВ

(Москва)

Представлены результаты расчета теплообмена в критической точке при взаимодействии сильно недорасширенной струи газа с преградами — сферой, центр которой лежит на оси сопла, и плоской стенкой, расположенной под большим углом атаки к оси струи. Рассмотрен также случай набегающего на стенку под прямым углом равномерной осесимметричной струи. Данные о течении в окрестности критической точки получены при помощи численной схемы, основанной на применении метода характеристик и метода интегральных соотношений Дородницына — Белоцерковского [1, 2].

1. Рассмотрим симметричное обтекание сферы сильно недорасширенной струей газа, истекающей из конического сопла. Пусть $D = 2R$ — диаметр сферы, r_a — радиус сопла, φ_a — угол раскрытия сопла, M_a — число Маха на выходе из сопла, h — расстояние от среза сопла до передней точки сферы. Параметрами, определяющими течение идеального газа между ударной волной и сферой, будут M_a , φ_a , h/r_a , R/r_a и κ . Коэффициент нерасчетности струи не влияет на течение в дозвуковой области, так как по предположению пересечение всякого скачка уплотнения с ударной волной происходит вдали от области влияния. Такое предположение вполне оправдано, если учесть, что даже небольшая неравномерность потока вызывает заметный сдвиг звуковой точки к оси симметрии.

Тепловой поток в точке торможения при симметричном обтекании сферы определяется по формуле [3]

$$n = \frac{N}{\sqrt{R}} = 0.76 \left(\frac{\rho_0 \mu_0}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.4} P^{0.4} \sqrt{\beta}, \quad \beta = 2 \frac{dU_e}{d\theta} \quad (1.1)$$

$$U_e = \frac{u_e}{u_1}, \quad N = \frac{q_w D P}{\mu_w (i_0 - i_w)}, \quad R = \frac{\rho_w u_1 D}{\mu_w}$$

Здесь ρ — плотность, μ — вязкость, P — число Прандтля, i — энтальпия, u_e — скорость на границе пограничного слоя, θ — центральный угол, q — тепловой поток, N — число Нуссельта, R — число Рейнольдса, u_1 — скорость потока перед ударной волной на оси симметрии, индекс w относится к параметрам на стенке, 0 — к точке торможения. Определяющие параметры принимали следующие значения.

$$Ma = 3.3, 4.0, 5.0; \quad \varphi_a = 5, 10, 15^\circ; \quad \kappa = 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.666$$

В качестве основного расчетного варианта был выбран случай $R/r_a = 2$. Безразмерный комплекс n для него представлен в таблице, где $h^* = h/r_a$.

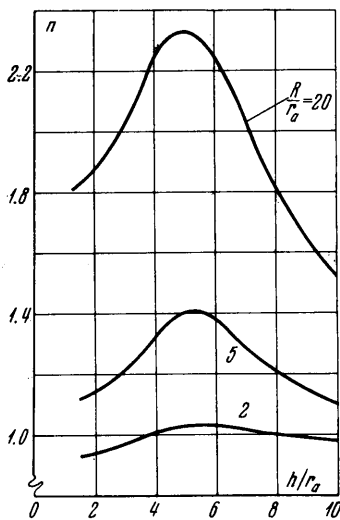
При проведении расчетов предполагалось, что $(\rho_0 \mu_0) / (\rho_w \mu_w) = 1$ и $P = 0.71$. Обращает на себя внимание слабая зависимость величины n от параметров $Ma, \varphi_a,$

κ . Зависимость $N/\sqrt{R} = f(h/r_a)$ при прочих равных условиях имеет максимум. Это объясняется тем, что с удалением от среза сопла существенно увеличивается неравномерность потока в поперечном сечении струи, что приводит к увеличению градиента скорости в критической точке сферы $(d\bar{u}_e/d\theta)_0$. Наибольший градиент скорости $(d\bar{u}_e/d\theta)_0$ достигается тогда, когда преграда находится в окрестности точки пересечения начальной характеристики волны разрежения с осью струи. При дальнейшем удалении сферы от среза сопла относительная неравномерность потока падает, что обуславливает уменьшение величины $(d\bar{u}_e/d\theta)_0$. Указанный максимум незначителен при $R/r_a = 2$, однако приобретает явно выраженный характер при больших R/r_a (фиг. 1, $Ma = 3.3, P = 0.71, \varphi_a = 10^\circ$).

Сравнение коэффициентов теплообмена на сфере при обтекании ее неравномерной струей газа и безграничным равномерным потоком с параметрами, равными параметрам в струе перед ударной волной на оси симметрии, показывает, что в первом случае коэффициенты теплообмена выше. Например, для варианта $R/r_a = 2$ расчетные данные могут быть аппроксимированы следующей приближенной зависимостью, обеспечивающей в диапазоне $2 \leq h/r_a \leq 20$ точность не хуже 5%

$$N = 0.97\sqrt{R} \tag{1.2}$$

При обтекании сферы безграничным равномерным потоком коэффициент в формуле (1.2) равен 0.74—0.67 [4].



Фиг. 1

Ma	φ_a	κ	$h^* = 2$	$h^* = 4$	$h^* = 10$	$h^* = 20$
3.3	5°	1.2	0.916	1.100	0.987	0.930
3.3	10°	1.1	0.941	1.030	0.961	—
3.3	10°	1.2	0.938	1.010	0.978	0.930
3.3	10°	1.3	0.961	1.009	0.995	0.932
3.3	10°	1.4	0.945	0.991	0.989	—
3.3	10°	1.666	0.930	0.989	0.977	0.933
3.3	15°	1.2	1.005	1.002	0.981	0.940
4.0	10°	1.2	0.945	0.972	1.000	0.956
5.0	10°	1.2	0.961	0.957	0.972	0.927

При практическом использовании полученных результатов необходимо знать параметры перед ударной волной, величину отхода ϵ которой можно определить по следующей приближенной формуле:

$$\frac{\epsilon}{R} = \frac{k}{(R/R_1 + m)(1 + \sqrt{2k})}$$

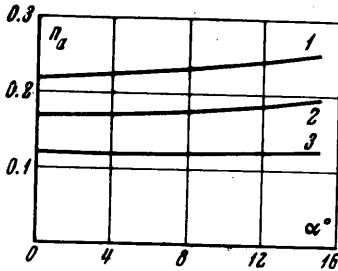
Здесь k — отношение плотностей в прямом скачке уплотнения, R_1 — радиус кривизны ударной волны на оси симметрии, $m = d\varphi/d\theta$ при $\theta = 0$, φ — угол наклона вектора скорости перед ударной волной. Для случая обтекания сферы можно принять $R_1 \approx R$.

2. При натекании осесимметричной сверхзвуковой струи на плоскую стенку под некоторым углом атаки тепловой поток в критической точке рассчитывался по фор-

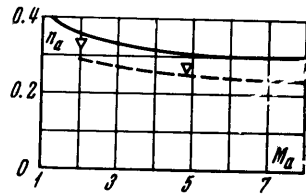
муле [5]

$$n_a = \frac{N_a}{\sqrt{R_a}} = 0.778 P^{0.4} \frac{(\rho_0 \mu_0)}{(\rho_w \mu_w)} (0.25c + 0.75) \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \bar{x}} \right)_0 \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

Здесь $N_a = \alpha_w r_a / \lambda_w$; $R_a = u_a \rho_w r_a / \mu_w$; α_w — коэффициент теплообмена; u_a — скорость газа на срезе сопла; $U = U/u_a$; $\bar{x} = x/r_a$; $c = (\partial U / \partial \bar{x})_0 / (\partial V / \partial y)_0$; x, y — прямоугольная система координат, связанная со стенкой; U, V — компоненты вектора скорости на внешней границе пограничного слоя. Пространственное течение за отошедшей ударной волной определялось методом интегральных соотношений с интерполяцией по двум переменным. На фиг. 2 представлены результаты расчетов по формуле (2.1) для случая натекания на стенку сильно недорасширенной струи газа при $M_a = 4.38, P = 0.71, \kappa = 1.4, h/r_a = 11, 20, 40$ (кривые 1, 2, 3 соответ-



Фиг. 2



Фиг. 3

ственно, α — угол между осью сопла и нормалью к поверхности). Следует отметить слабую зависимость безразмерного комплекса n_a от угла атаки в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$.

На фиг. 3 дана зависимость $N_a / \sqrt{R_a} = f(M_a)$ для случая набегания на плоскую стенку под прямым углом равномерной осесимметричной струи газа (сплошная кривая, $\alpha = 0$). Для сравнения там же приведена аналогичная зависимость для плоской струи, полученная на основании данных работы [6] (пунктирная кривая). В. В. Луневым было отмечено существование аналогии между течением за отошедшей ударной волной при набегании однородной струи на плоскую стенку и течением при обтекании безграничным потоком плоского торца. С целью проверки указанной аналогии были использованы экспериментальные данные о градиенте скорости в точке торможения на плоском торце цилиндра [7]. Значения безразмерного комплекса $N_a / \sqrt{R_a}$, рассчитанного на основании этих данных ($M = 2.01$ и 4.76), также приведены на фиг. 3. Максимальное отличие расчетных и экспериментальных данных составляет $\sim 13\%$.

Поступило 12 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Храмов Н. Е. Расчет обтекания сферы неравномерным потоком газа. ПММ, 1965, т. 29, вып. 1.
2. Храмов Н. Е. Расчет взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
3. Фей, Ридделл. Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. В сб.: «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия». М., Изд-во иностр. лит., 1959.
4. Коробкин Г. Исследование местной теплоотдачи полусферы в сверхзвуковом ламинарном потоке воздуха при малых тепловых потоках. Сб. перев. статей: «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия», М., Изд-во иностр. лит., 1959.
5. Ермак Ю. Н., Нейланд В. Я. К теории трехмерного ламинарного пограничного слоя. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1964, № 5, т. 4.
6. Буковшин В. Г., Шестова Н. П. Падение плоской сверхзвуковой струи на плоскость под произвольным углом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
7. Voison J. Ch., Curtiss H. A. An experimental investigation of blunt body stagnation point velocity gradient. ARS Journal, 1959, No. 2.