

ЛИТЕРАТУРА

1. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., «Мир», 1965.
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966.
3. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
4. D'Sa E. R. Magneto-hydrodynamic duct flow under circular and radial magnetic fields. ZAMP, 1966, vol. 17, Fsc. 1, 140.

РАСХОДНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРМОЖЕНИЯ ГАЗА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

И. С. БАРИНОВ, Б. Е. ЖЕСТКОВ, А. И. ОМЕЛИК

(Москва)

Показано, что применимость расходного метода определения температуры торможения газа в переходной и свободномолекулярной областях ограничена требованием равенства температур газа в форкамере и измерительном объеме (датчике). Экспериментальным путем получено условие равновесия газа в сообщающихся разнотемпературных объемах в переходной области.

Расходный метод определения температуры торможения газа широко используется в экспериментальной газовой динамике. Однако область ее применения ограничена сплошной средой; возможность использования этого метода в экспериментах с разреженными газами выяснена недостаточно. Целью данной работы будет исследование возможности использования метода в переходной и свободномолекулярной областях.

1. Суть метода заключается в следующем. Зависимость критического расхода G_* от температуры и давления торможения T_0 и p_0 для газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей κ имеет вид [1]

$$G_* = \Gamma(R_0, \kappa) \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} F_* \quad (1.1)$$

Здесь F_* — площадь критического отверстия, R — газовая постоянная; величина $\Gamma = \Gamma(R_0, \kappa)$ в предельных случаях очень больших и очень малых значений числа Рейнольдса R_0 соответственно равна

$$\Gamma_\infty = \sqrt{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{1/2} \kappa^{1/\kappa - 1}, \quad \Gamma_0 = \frac{\pi}{2}$$

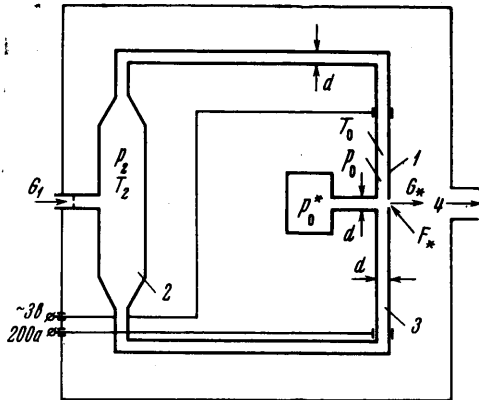
Число R_0 здесь и в дальнейшем относится к параметрам торможения.

Из (1.1), зная величины G_* , F_* , Γ и p_0 , можно определить температуру торможения T_0 . Удобнее, однако, определять температуру торможения, сравнивая исследуемый режим p_{02} , T_{02} с известным, например, с режимом без подогрева p_{01} , T_{01} . Тогда из (1.1) получаем

$$T_{02} = T_{01} (p_{02}/p_{01})^2 (\Gamma_2/\Gamma_1)^2 \quad (1.2)$$

если расход G_* и площадь критического отверстия F_* остались неизменными. Отношение Γ_2/Γ_1 равно единице в сплошной среде и в свободномолекулярной области; в переходной области, как показал Липманн [1], коэффициент Γ изменяется в 1.5 раза в диапазоне $0.01 < 1/R_0 < 1$. Но, так как $R_0 \sim 1/\sqrt{T_0}$, а температура при включении нагрева изменяется не более чем на порядок, то при неизменном расходе отношение Γ_2/Γ_1 изменяется не более чем на 1—2%.

Таким образом, при указанном выше подходе отсутствуют принципиальные ограничения по применению расходного метода как в сплошной среде, так и в свободномолекулярной и переходной областях. Для определения температуры T_{02} достаточно измерения величины T_{01} , p_{01} и p_{02} .



Фиг. 1

2. Вопрос об измерении давления нагретого газа p_{02} в переходной и свободномолекулярной областях необходимо рассмотреть особо. Обычно измеритель давления имеет комнатную температуру и соединяется с объемом нагретого газа. В идеальном случае, считая состояние газа в обоих объемах равновесным, получим для свободномолекулярного режима [2]

$$p_{02}^* / p_{02} = \sqrt{T_{01} / T_{02}} \quad (2.1)$$

где p_{02}^* — давление в «холодном» измерительном объеме. Сравнивая это выражение с (1.2), получим

$$p_{02}^* = p_{01} = p_{01}^*$$

(так как при отсутствии нагрева давления в обоих объемах равны).

Таким образом, давление в холодном измерительном объеме не меняется при включении нагрева, т. е. обычным способом измерения давления нельзя обнаружить нагревание газа в свободномолекулярном режиме. Для обнаружения нагрева необходимо, чтобы температура газа в измерительном объеме (датчике) была равна температуре газа в форкамере.

Рассмотрим теперь схему течения (фиг. 1), в которой газ из холодной форкамеры (2) поступает в «горячую» форкамеру (3), а затем через критическое отверстие вытекает в вакуум. Основные обозначения даны на фиг. 1. Очевидно, что если расход газа мал, то состояние его в обеих форкамерах можно считать равновесным и давление в холодной форкамере ничем не отличается от давления p_{02}^* , т. е.

$p_{22} = p_{02}^*$. Поэтому в дальнейшем будет в основном говориться о давлении в холодной форкамере p_{22} и p_{21} , наиболее просто поддающемся измерению.

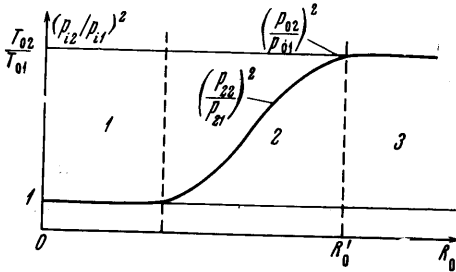
В свете изложенного выше, зависимость отношения давлений p_{22} / p_{21} и p_{02} / p_{01} от числа $R_0 = 2G_* / \pi d$ должна иметь вид, представленный на фиг. 2, где 1 — свободномолекулярная область, 2 — переходная область, 3 — сплошная среда.

С целью экспериментальной проверки сделанных выводов, для определения предельного числа $R_0 = R_0'$, при котором начинается заметное отличие давлений p_{02} и p_{02}^* , а также для установления эмпирической связи между этими давлениями в переходной области был поставлен описанный ниже эксперимент.

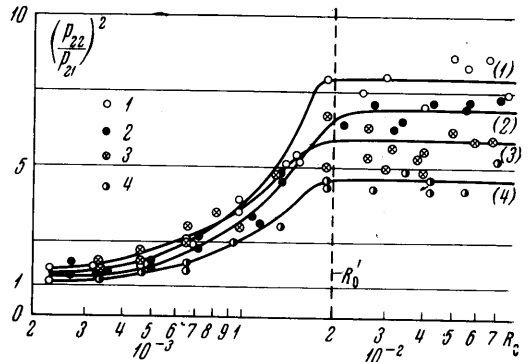
3. Экспериментальная установка представляет собой вакуумную камеру, в которой помещена накаливаемая трубка (3) из тугоплавких сплавов 1X18Н9Т или ВН-2 (фиг. 1). Трубка имеет внутренний диаметр 3 мм, длину 60 мм и нагревается переменным электрическим током. Рабочий газ (азот) поступает в трубку с обоих ее концов и вытекает в вакуумную камеру через отверстие $d_* = 0.75$ мм, расположенное в середине трубки.

Температура наружной поверхности трубки в средней ее части T_w измеряется с помощью оптического пирометра ОППИР-9, давление газа в холодной форкамере p_2 и в зоне отверстия p_0^* — вакуумметром типа Пирани (ВСБ); измеряются также расход G_* и глубина откачки камеры $p_{р.к.}$. Отношение площади сечения трубки к площади критического отверстия $\pi d^2 / 4F_* = 16$, так что газ в трубке можно считать неподвижным. Разность давлений $p_0 - p_2$ не превышает ошибки в измерении давления и не изменяется при включении нагрева; следовательно, газодинамическое и термическое сопротивление трубки пренебрежимо малы.

Результаты экспериментов приведены на фиг. 3 и 4. Кривые 1, 2, 3 и 4 (фиг. 3) получены при значениях температуры стенки $T_w = 2200, 1900, 1550, 1220^\circ \text{K}$ соответственно. Кривые на фиг. 4 соответствуют различным длинам l накаливаемой трубки и различным значениям температуры T_w : кривая 1 — $l = 30$ мм, $T_w = 1600^\circ \text{K}$; кривая 2 — $l = 60$ мм, $T_w = 1300^\circ \text{K}$.



Фиг. 2



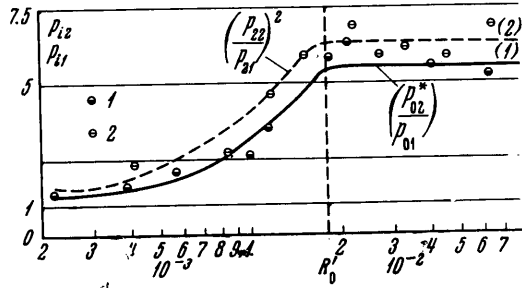
Фиг. 3

Как следует из кривых, изображенных на фиг. 3, предельное число Рейнольдса равно $R_0' = (2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$, а критерии разреженности, соответствующие R_0' , равны

$$\sqrt{R_0} / M_0 = 30, \quad M_0 / R_0 = 0.25$$

Таким образом, «излом» кривых лежит на границе переходной области и сплошной среды, а кривая p_{02}^* / p_{01} в пределах точности эксперимента не отличается от кривой p_{22} / p_{21} .

4. Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, необходимо отметить следующее. Все сказанное в п. 2 относительно вида кривой $p_{02} / p_{01} = f(R_0)$ справедливо, если газ в горячей форкамере успевает нагреться до температуры $T_{02} = T_w$. Однако в переходной области это далеко не очевидно. Действительно, значения ламинарных коэффициентов теплоотдачи в круглых каналах [3] в сочетании с одномерной теорией нагрева [4] приводят к весьма малым значениям длины накалиной трубки, необходимой для выполнения условия $T_{02} = T_w$. Но ламинарная теория не учитывает температурного скачка, характерного для переходной области: учет этого для сферы и пластинки, например, [5, 6], приводит к значениям коэффициента теплоотдачи на порядок и более низкий, чем это следует из ламинарной теории. Поэтому обнаруженный спад кривых может быть как следствием проявления молекулярной структуры потока, ток и следствием уменьшения его нагрева при малых числах R_0 . Для выяснения этого обстоятельства в одном из опытов длина накалиной трубки l была уменьшена вдвое (фиг. 4, кривая I). Как видно, уменьшение длины нагревателя не привело к увеличению R_0' , чего следовало бы ожидать в случае, если спад кривой был бы связан с уменьшением нагрева газа при малых R_0 .



Фиг. 4

Таким образом, вид кривых p_{22} / p_{21} и p_{02}^* / p_{01} свидетельствует о проявлении молекулярной структуры потока и подтверждает выводы, сделанные в п. 2.

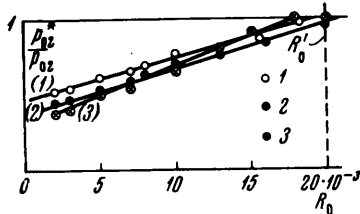
Вид кривой $p_{22} / p_{21} = f(R_0)$ влево от R_0' позволяет вывести эмпирическую зависимость между истинным давлением p_{02} и наблюдаемым p_{02}^* ; как установлено,

$$T_{02} = T_w, \quad p_{02} = p_{21} \sqrt{T_{02} / T_0}.$$

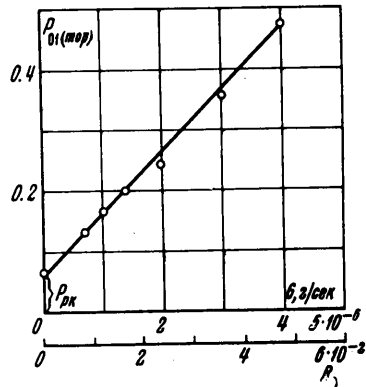
Зависимость

$$p_{02}^* / p_{02} = f(R_0)$$

приведена здесь на фиг. 5. Прямые 1, 2 и 3 соответствуют значениям температуры стенки $T_w = 1200, 1900$ и 2200°K соответственно. В пределах точ-



Фиг. 5



Фиг. 6

ности эксперимента положение прямых определяется отношением $\sqrt{T_{02} / T_{01}}$ и значением R_0' ; прямые описываются общим выражением

$$F_{02}^* = F_{02} \left[\frac{1 - \sqrt{T_{01} / T_{02}}}{R_0'} R_0 + \sqrt{T_{01} / T_{02}} \right] \quad (1.1)$$

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]

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

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