

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ В РАЗРЕЖЕННОМ ПОТОКЕ ГАЗА ЗА ПЕРФОРИРОВАННОЙ ПЛАСТИНОЙ

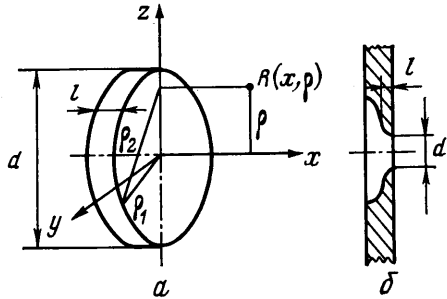
БАРАШКИН С. Т., ПОРОДНОВ Б. Т., СЫРОМЯТНИКОВ С. Н.

Проведены экспериментальные исследования распределения относительной плотности в поле течения разреженного углекислого газа за перфорированной пластиной в диапазоне чисел Кнудсена $10^{-3} \leq Kn \leq 10^{-1}$. На основании результатов этих исследований показана правомерность применения функции распределения молекул по скоростям для определения относительной плотности в указанном диапазоне чисел Кнудсена. Эта функция распределения ранее использовалась для расчета параметров в молекулярных пучках, образованных капиллярными ситами при свободно-молекулярном режиме истечения [1].

Рассмотрим свободномолекулярное истечение газа из перфорированной пластины диаметром D , единичным элементом которой является канал диаметром d и длиной l (фиг. 1, а). Выходное сечение пластины испускает молекулы с функцией распределения по скоростям f вида [1]

$$f = P \frac{F(\theta)}{\cos \theta} n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_0} \right) \quad (1)$$

Здесь P — коэффициент прозрачности источника; m, v — масса и скорость молекулы; n_0, T_0 — плотность и температура газа в камере источника; k — постоянная Больцмана; θ — угол, образованный продольной осью разреженного потока и радиусом-вектором, исходящим из начала координат в рассматриваемую точку потока $R(x, \rho)$ (фиг. 1, а); $F(\theta)$ — угловое распределение интенсивности для одиночного элемента пластины. Начало координат расположено в выходной плоскости источника и совмещено с его геометрическим центром. Используя определение макроскопических величин через функцию распределения f и осуществляя переход к системе координат, совмещенной с выходным сечением источника, можно определить числовую плотность молекул n в потоке в точке $R(x, \rho)$



Фиг. 1

$$\frac{n(x, \rho)}{n_0} = \frac{Px}{2\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^{1/2} \frac{F(\theta)}{\cos \theta} \frac{\rho_1}{(x^2 + \rho_1^2)^{3/2}} d\rho_1, \quad \cos \theta = x(x^2 + \rho_1^2)^{-1/2} \quad (2)$$

Угол φ образован осью z и ρ_1 . Координаты x, ρ приведены к диаметру пластины D .

Угловое распределение интенсивностей при свободномолекулярном режиме истечения рассчитывается по формуле, полученной в предположении диффузного рассеяния молекул стенками единичного элемента (типа канала) перфорированной пластины и линейной плотности столкновений [2]

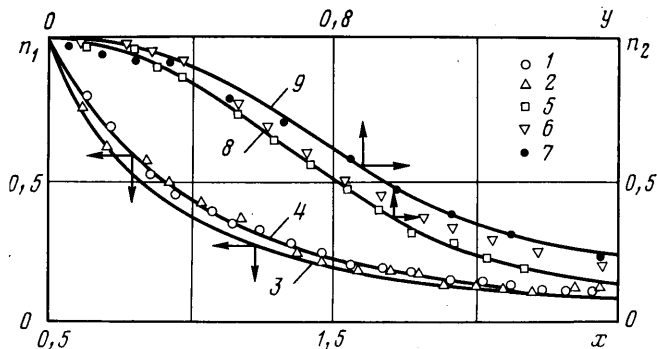
$$F(\theta) = \pi^{-1} \cos \theta \left\{ \pi - (1+2AL) [L \operatorname{tg} \theta (1-L^2 \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2} + \arcsin(L \operatorname{ctg} \theta)] + \right. \\ \left. + {}^8/3 A [1 - (1-L^2 \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2}] \operatorname{ctg} \theta \right\}, \quad \theta \leq \theta_0 \\ F(\theta) = \pi^{-1} \cos \theta ({}^1/2 - \pi AL + {}^8/3 A \operatorname{ctg} \theta), \quad \theta > \theta_0 \quad (3)$$

$$L = \frac{l}{d}, \quad \theta_0 = \operatorname{arctg} \theta, \quad A = -\frac{3(L - \operatorname{Arsh} L)}{(L^2 + 4)(1 + L^2)^{1/2} - L^3 - 3L - 4}$$

Начиная с режима истечения со скольжением, для одиночного канала, независимо от его геометрии, угловое распределение описывается простым выражением [3]

$$F(\theta) = \cos^{5/2} \theta \quad (4)$$

Но функция распределения по скоростям в этом случае отличается от (1) из-за наличия столкновений молекул в одиночном канале пластины и в потоке газа. Тем не менее, если функция $F(\theta)$ в (3) определяется по формуле (4), соотношение (3) может верно описывать характер изменения плотности в потоке газа в относительных величинах, хотя в абсолютных значениях n дает неверную информацию. Таким образом, с точки зрения практического применения представляет интерес экспериментальное подтверждение возможности реализации соотношений (3), (4) для



Фиг. 2

описания распределения плотности за перфорированной пластиной и определения пределов их применимости по числам Кнудсена.

В эксперименте использовалась стальная перфорированная пластина с регулярным расположением единичных элементов, общее количество которых было равно 522. На фиг. 1, б схематично показан единственный элемент перфорированной пластины. Измерения коэффициентов расхода для такого элемента показали, что по геометрии он соответствует короткому каналу. Характерными геометрическими размерами его являются диаметр d и длина $l(l/d=0,13)$.

Эксперименты проводились на установке, описанной в [4]. С помощью электронно-пучковой системы диагностики по регистрации излучения газа в оптической области спектра проводились измерения локальной плотности n в широком диапазоне чисел $Kn(10^{-3} \leq Kn \leq 10^{-1})$. Здесь и далее числа Kn , рассчитанные по диаметру источника $D=18,88$ мм, приводятся из условий состояния газа в камере источника. В качестве рабочего газа использовался углекислый газ. Давление фоновых газа в рабочей камере, куда истекал газ, не превышало 0,11 Па. Поэтому в опытах реализовывался режим рассеивания и скачков уплотнения на периферии потока не наблюдалось.

На фиг. 2 показаны распределения относительной плотности вдоль оси (точки 1, 2 и кривые 3, 4) и в поперечной к оси потока плоскости (точки 5–7 и кривые 8, 9). Координаты x, y нормированы на диаметр источника D . Через n_1 обозначено отношение плотности к ее значению при $x=0,530$, а точки 1, 2 соответствуют режимам истечения с $Kn=1,59 \cdot 10^{-3}$ и $1,27 \cdot 10^{-2}$. Отношение плотности n к ее максимальному значению на оси обозначено через n_2 , а точки 5–7 соответствуют режимам истечения с $Kn=1,6 \cdot 10^{-3}$; $1,24 \cdot 10^{-2}$; $0,129$. Кривые 3, 9 и 4, 8 получены в результате расчета по соотношениям (2), (3) и (2), (4) соответственно.

Как видно из фиг. 2, поведение относительной плотности, наблюдаемое в эксперименте, удовлетворительно согласуется с расчетом (кривая 4). Такое же соответствие, особенно для малых чисел $Kn=1,59 \cdot 10^{-3}$, наблюдается в поперечной к оси потока плоскости (кривая 8). При $Kn=0,129$ распределение плотности приближается к расчетной кривой 9, полученной для случая свободномолекулярного режима истечения. Некоторые различия обусловлены влиянием на распределение относительной плотности инерциальных сил в движущемся потоке газа за плоскостью выходного среза источника, несмотря на то что режим течения в единичном элементе характеризуется числом $Kn=7,23$.

Таким образом, профиль потока за перфорированной пластиной изменяется незначительно в зависимости от числа Кнудсена в режимах истечения от переходного до континуального: изменение относительной плотности в ядре потока ($y=0,5$) не превышает 10%. Для определения относительных плотностей в поле течения газа за перфорированной пластиной правомерно использование отношения (1), (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашкин С. Т., Неудачин И. Г., Породнов Б. Т. Исследование пучка свободных молекул, вылетающего из пакета капилляров // ПМТФ. 1979. № 5. С. 31–37.
2. Неудачин И. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Формирование узких молекулярных пучков цилиндрическими каналами // ЖТФ. 1972. Т. 42. № 5. С. 1069–1072.
3. Троицкий В. С. Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала // ЖТФ. 1962. Т. 32. № 4. С. 488–498.
4. Барашкин С. Т., Сыромятников С. Н. Определение перпендикулярной температуры в потоке разреженного газа // Физико-химическая гидродинамика. Свердловск, 1986. С. 9–13.

Свердловск

Поступила в редакцию
5.XI.1987