

газы, газовые смеси и плазма, однако теория плазмы выделена в самостоятельную область.

Молекулы в газах движутся почти свободно в промежутках между столкновениями, приводящими к резкому изменению их скоростей. Время столкновения значительно меньше ср. времени пробега молекул газа между столкновениями, поэтому теория неравновесных процессов в газах значительно проще, чем в жидкостях или твёрдых телах. Наблюдаемые физ. характеристики газа представляют собой результат усреднённого движения всех его молекул. Для вычисления этих характеристик нужно знать распределение молекул газа по скоростям и пространствам координат, т. е. знать ф-цию распределения  $f(v, r, t)$ . Произведение  $f(v, r, t)dvdr$  определяет вероятное число молекул, находящихся в момент времени  $t$  в элементе объёма  $dr = dx dy dz$  около точки  $r$  и обладающих скоростями в пределах  $dv = dv_x dv_y dv_z$  вблизи значения  $v$ . Плотность  $n$  частиц газа в точке  $r$  в момент  $t$  равна  $n(r, t) = \int f(v, r, t) dv$ .

Осн. задача К. т. г. — определение явного вида ф-ции  $f(v, r, t)$ , поскольку она позволяет вычислить ср. значения величин, определяющих состояние газа, и процессы переноса энергии, импульса и концентрации частиц, к-рые могут в нём происходить. Например,  $\bar{v} = n^{-1} \int v f(v, r, t) dv$  — средняя скорость молекул газа, а  $\bar{v}^2 = n^{-1} \int v^2 f(v, r, t) dv$  — средний квадрат их скорости.

Для газа, подчиняющегося классич. механике, в состоянии статистич. равновесия ф-ция  $f$  представляет собой *Максвелла распределение*:

$$f(v) = n (m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT), \quad (1)$$

где  $m$  — масса молекулы,  $T$  — абс. темп-ра. В этом случае  $\bar{v}^2 = 3kT/m$ ,  $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ .

Процессы переноса энергии, импульса и концентрации молекул в смесях происходят гл. обр. благодаря парным столкновениям молекул. Вероятное число  $dv$  парных столкновений молекул со скоростями в пределах  $dv_1$  и  $dv_2$  около значений скоростей  $v_1$  и  $v_2$  в единицу времени равно:

$$dv = f(v_1, r, t) f(v_2, r, t) |v_1 - v_2| \sigma d\Omega dv_1 dv_2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — дифференц. эфф. сечение рассеяния молекул в телесный угол  $d\Omega$  в лаб. системе координат, зависящее от модуля их относит. скорости  $|v_1 - v_2|$  и угла  $\theta$  между относит. скоростью и линией, соединяющей центры молекул в момент их наиб. сближения. Для модели молекул в виде упругих сфер  $\sigma = d^2 \cos\theta$ , где  $d$  — диаметр молекул. Выражение (2) для числа столкновений основано на «гипотезе молекулярного хаоса», т. е. на предположении об отсутствии корреляции между скоростями сталкивающихся молекул, что справедливо для газов малой плотности.

Большую роль в К. т. г. играет ср. *длина свободного пробега* молекул  $l$ , т. е. расстояние, к-рое прошла бы молекула за ср. время между столкновениями, двигаясь со ср. скоростью  $\bar{v}$ ,  $l = \bar{v}/\nu$ , где  $\nu = n^{-1} \int dv$ . Можно также определить  $l$  как ср. расстояние между двумя последоват. столкновениями. В этом случае сначала вычисляют длину пробега с данной скоростью, а затем её усредняют по скоростям. Для газа с молекулами в виде упругих сфер по 1-му определению  $l = 1/d^2 n \sqrt{2}$ , а по 2-му  $l = 0,677/\pi d^2 n$ .

Элементарная теория явлений переноса основана на понятии ср. длины свободного пробега и позволяет оценить по порядку величины все *кинетические коэффициенты*. Рассматривая перенос импульса, энергии, концентрации компонентов через единичную площадку в газе, можно соответственно получить значения коэф.

вязкости  $\mu$ , теплопроводности  $\lambda$  и взаимной диффузии  $D_{12}$  двух компонентов газовой смеси:

$$\mu = a\rho\bar{v}l/2, \quad \lambda = a'\rho C_V\bar{v}l/2, \\ D_{12} = a_1\bar{v}_1 l_1/2 = a_2\bar{v}_2 l_2/2,$$

где  $C_V$  — теплоёмкость при пост. объёме,  $\rho = mn$  — плотность газа,  $a, a', a_1, a_2$  — численные коэф.  $\sim 1$ .

Последоват. К. т. г. основана на решении *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции  $f$ , к-рое следует из баланса числа молекул в элементе фазового объёма  $dvdr$  с учётом (2):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \\ = \iint \{f(v', r, t) f(v_1', r, t) - f(v, r, t) f(v_1, r, t)\} \times \\ \times |v_1 - v| \sigma d\Omega dv_1, \quad (3)$$

где  $F$  — сила, действующая на молекулу с массой  $m$ ,  $v, v_1$  — скорости молекул до столкновения,  $v', v_1'$  — скорости молекул после столкновения; правая часть (3) наз. интегралом столкновений.

С помощью ур-ния (3) можно решить все осн. задачи К. т. г., т. е. получить ур-ния переноса импульса, энергии и концентрации компонентов смеси (ур-ния Навье—Стокса, ур-ния теплопроводности и диффузии) и вычислить входящие в них кинетич. коэф.  $\mu, \lambda, D_{12}$ .

Из ур-ния (3) следует *Больцмана H-теорема*, согласно к-рой  $\partial H/\partial t \leq 0$ , где  $H = \iint f \ln f dvdr$  — *H-функция* Больцмана. Для распределения Максвелла  $\partial H/\partial t = 0$ . *H-функция* Больцмана пропорц. энтропии,  $S = -kH$ , следовательно, убывание  $H$  означает возрастание энтропии.

При решении кинетич. ур-ния исходят из определ. модельных представлений о взаимодействии молекул. В простейшей модели жёстких упругих молекул при столкновении не происходит передачи момента импульса и изменения эфф. размера молекул. Более реалистична модель, в к-рой молекулы рассматривают как центры сил с потенциалом  $\phi(r_1 - r_2)$ . Дифференц. эфф. сечение в (3) выражают через параметры столкновения классич. механики:  $\sigma d\Omega = b db d\epsilon$  ( $b$  — прицельное расстояние,  $\epsilon$  — азимутальный угол линии центров). Для  $\phi(r)$  берут обычно ф-ции простого вида, напр.  $\phi(r) = (d/r)^p$  ( $p$  — показатель отталкивания). Эта модель допускает сжимаемость молекулы. Для большинства реальных газов  $p$  принимает значения между  $p=9$  (мягкие молекулы) и  $p=15$  (жёсткие молекулы). В частном случае  $p=4$  (максвелловские молекулы) решение кинетич. ур-ния сильно упрощается, т. к. можно найти собств. ф-ции линеаризованного интеграла столкновений, и первое приближение для коэф. переноса совпадает с точным значением. Для учёта эфф. притяжения и отталкивания используют модель, в к-рой отталкивание описывается потенциалом твёрдых сфер, а притяжение — степенным законом. Довольно реалистич. форму имеет потенциал Ленард-Джонса

$$\phi(r) \sim \left[ \left( \frac{d}{r} \right)^{12} - \left( \frac{d}{r} \right)^6 \right].$$

Поскольку в ур-ние (3) взаимодействие входит только через эфф. сечение рассеяния, часто берут для него выражение, полученное в квантовой механике.

Для решения ур-ния (3) разработаны разл. методы, напр. метод Чепмена — Энскога, основанный на получении решений, зависящих от времени лишь через ср. плотность частиц  $n(r, t)$ , ср. гидродинамич. скорость  $u(r, t)$  и темп-ру  $T(r, t)$ , т. е. пять первых моментов ф-ции  $f$ . Эти решения близки к локально-равновесному распределению Максвелла (1):

$$f_0 = n(r, t) [m/2\pi kT(r, t)]^{3/2} \exp[-mc^2/2kT(r, t)], \quad (4) \\ c = v - u(r, t),$$

к-рое обращает в нуль интеграл столкновений в кинетич.