

01;03;05;11

Влияние поверхностной диффузии адсорбированных молекул на перенос энергии через пористый слой

© В.В. Левданский

Академический научный комплекс, Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН Белоруссии, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 8 июля 1996 г.)

Известно, что при течении газа через пористое тело имеет место также и перенос энергии. В случае тонкопористых тел взаимодействие частиц газа с поверхностью существенно влияет на процессы переноса [1]. Так, хорошо известно, что поверхностная диффузия молекул может оказывать влияние на массоперенос в микропористых телах (в том числе инициировать массоперенос в изначально равновесной системе [2]). В [3] исследовалось влияние сегрегации и поверхностной диффузии молекул в порах на теплопроводность пористых тел. В предлагаемой работе рассматривается вопрос о возникновении в пористом слое перепада температуры, который связан с процессами адсорбции, десорбции и поверхностной диффузии. Данный эффект обусловлен следующим. Молекулы, адсорбированные на одной стороне пористого слоя, могут диффундировать по поверхности, входить в поры, переходить на другую поверхность слоя и десорбироваться с ней. В этом случае возникает источник тепла на одной стороне пористого слоя. Он связан с превышением энергии, выделяемой молекулами, адсорбирующимися из газовой фазы, над энергией, идущей на десорбцию молекул (так как часть адсорбированных молекул входит в пористый слой). Противоположная ситуация имеет место на другой стороне слоя, что обусловлено выходом молекул из пор на поверхность пористого слоя и их последующей десорбцией. Таким образом, поверхностная диффузия молекул приводит к переносу энергии и возникновению перепада температуры в пористом слое.

Далее будем рассматривать случай свободномолекулярного течения газа через капиллярно-пористое тело толщиной L , поры которого полагаем цилиндрическими и имеющими одинаковый радиус r (такими свойствами характеризуются, в частности, ядерные фильтры). Поток молекул, проходящих через поперечное сечение достаточно длинного капилляра, имеет вид

$$j_r = j_{Kn} + j_s, \quad (1)$$

где j_{Kn} — поток частиц в газовой фазе (кнудсеновская диффузия), j_s — поверхностный поток частиц.

Для простоты вначале полагаем, что средняя длина поверхностной диффузии адсорбированных частиц l_s ($l_s \sim D_s \tau$, где D_s — коэффициент поверхностной диффузии, τ — время адсорбции) много больше радиуса капилляра. В этом случае первым членом в (1) можно пренебречь по сравнению со вторым и для j_r записать

выражение

$$j_r = j_s = -2\pi r D_s \frac{dn_a}{dX}, \quad (2)$$

где n_a — плотность адсорбированных частиц.

Полагая, что коэффициент прилипания молекул к поверхности равен единице, а адсорбция молекул описывается законом Генри, для $n_a(0)$ и $n_a(L)$ имеем

$$n_a(0) = \frac{P(0)\tau(0)}{(2\pi mkT_g)^{1/2}}, \quad n_a(L) = \frac{P(L)\tau(L)}{(2\pi mkT_g)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $P(0)$, $P(L)$ — давление газа при $X = 0$ и $X = L$ (далее считаем, что $P(L)/P(0) > 1$); T_g — температура окружающего газа, m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана.

Величины τ и D_s можно записать в виде [1]

$$\tau = \tau_0 \exp\{Q_a/kT\}, \quad D_s = D_{s0} \exp\{-Q_d/kT\}, \quad (4)$$

где Q_a — энергия адсорбции; Q_d — энергия активации поверхностной диффузии; τ_0 и D_{s0} — предэкспоненциальные множители, зависящие от частоты колебаний адсорбированных частиц.

Для описанной выше задачи распределение температуры по толщине пористого слоя в стационарном случае находится из уравнения

$$\frac{d}{dX} \left(\lambda \frac{dT}{dX} \right) = 0 \quad (5)$$

при следующих граничных условиях

$$\begin{aligned} \lambda \frac{dT}{dX} \Big|_{X=0} &= \alpha [T(0) - T_g] + \gamma, \\ \lambda \frac{dT}{dX} \Big|_{X=L} &= \alpha [T_g - T(L)] + \gamma. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности, полагаемый величиной постоянной; α — коэффициент теплообмена; $\gamma = j_s N_s Q_a$, где N_s — плотность выходов капилляров на поверхность пористого слоя. Из (5), (6) находим распределение температуры в слое

$$T = A + Cx, \quad (7)$$

где

$$A = T_g + \frac{C}{Bi} - \frac{\gamma}{\alpha}, \quad C = \frac{2\gamma L}{\lambda(2 + Bi)},$$

$Bi = \alpha L / \lambda$ — число Био, $x = X/L$.

Из (7) видно, что при $j_s \neq 0$ $T(0) < T_g, T(L) > T_g$ и

$$T(L) - T_g = T_g - T(0) = \frac{\gamma}{\alpha} \frac{Bi}{2 + Bi}.$$

Из (2)–(7) следует выражение для j_s (для простоты полагаем, что $(Q_a C / kA^2) \ll 1, Q_d C / kA^2 \ll 1$)

$$j_s = \frac{2\pi r}{L} \frac{P(0)\tau_0 D_{s0}}{(2\pi m k T_g)^{1/2}} \times \exp\{(Q_a - Q_d)/kA\} \left[\frac{P(L)}{P(0)} (1 - Q_a C / kA^2) - 1 \right]. \quad (8)$$

С учетом (7), (8) можно найти выражения для $T(0)$, $T(L)$ и $\Delta T = T(0) - T(L)$. Следует отметить, что с увеличением потока массы будет возрастать перепад температуры, причем более высокая температура будет на стороне слоя у которой больше давление газа. Это приведет в свою очередь к увеличению сопротивления пористого тела по отношению к переносу массы.

Более точно задача нахождения величины j_s может быть решена на основании интегродифференциального уравнения для n_a [2,4]. Это уравнение позволяет учесть влияние внешних полей на процессы переноса, а также корректно описать совместный массоперенос в газовой и адсорбционной фазах без предположения локального равновесия в каждом сечении капилляра. С учетом оговоренных выше предположений для n_a имеем

$$\frac{1}{L^2} \frac{d}{dx} \left(D_s \frac{dn_a}{dx} - LbFn_a \right) = \frac{n_a}{\tau} - \beta \times \left\{ \int_0^1 \left(\frac{n_a}{\tau} + I \right) K_1(|x - x'|) dx' + N_0 K(x) + N_1 K(1 - x) \right\},$$

$$I = (1 - \beta) \left\{ \int_0^1 \left(\frac{n_a}{\tau} + I \right) \times K_1(|x - x'|) dx' + N_0 K(x) + N_1 K_1(1 - x) \right\}. \quad (9)$$

Здесь x — безразмерная координата ($x = X/L$); β — коэффициент прилипания частиц газа к поверхности; N_0, N_1 — плотности потоков частиц, входящих в капилляр при $x = 0$ и $x = 1$; K и K_1 — функции, характеризующие вероятности перехода частиц с одного элемента поверхности капилляра на другой [4]; F — сила, действующая на адсорбированные частицы вдоль поверхности; b — подвижность адсорбированных молекул ($b = D_s/kT$).

Полагая характерную длину, на которой устанавливается равновесная плотность частиц, адсорбированных на торцевых поверхностях капилляров, равной $(D_s \tau)^{1/2}$, при $x = 0$ и $x = L$ можно записать следующие граничные условия:

$$D_s \frac{dn_a}{dx} \Big|_{x=0} - LbFn_a(0) = L \left(\frac{D_s}{\tau} \right)^{1/2} [n_a(0) - n_{a0}],$$

$$D_s \frac{dn_a}{dx} \Big|_{x=1} - LbFn_a(1) = L \left(\frac{D_s}{\tau} \right)^{1/2} [n_{a1} - n_a(1)],$$

где $n_{a0} = \beta \tau N_0, n_{a1} = \beta \tau N_1$.

Поверхностный поток адсорбированных частиц на выходе из капилляра может быть найден с помощью (2). В [2] уравнение типа (9) решалось при экспоненциальной аппроксимации функции K, K_1 . Заметим, что на торцевых поверхностях капилляров, выходящих на противоположные стороны пористого слоя, времена адсорбции τ и коэффициенты поверхностной диффузии D_s могут различаться вследствие влияния внешних полей. Их значения могут изменяться, в частности, под воздействием резонансного излучения [5]. Различие указанных величин на противоположных поверхностях пористого слоя приведет к иницированию поверхностного потока молекул [6] и, как следует из вышеизложенного, к возникновению перепада температуры в системе. При наличии у адсорбированных молекул электрического заряда либо дипольного момента массоперенос может иницироваться при наложении на систему электрического поля (приводящего к отличию от нуля силы F в (9)). Таким образом, внешние поля, инициирующие массоперенос в пористом теле, приведут к переносу энергии и соответственно возникновению перепада температуры в пористом теле.

Список литературы

- [1] Де Бур Я. Динамический характер адсорбции. М.: ИЛ, 1962. 290 с.
- [2] Левданский В.В. // ИФЖ. 1976. Т. 31. № 1. С. 97–100.
- [3] Gambaryan T., Litovsky E., Shapiro M., Shavit A. // Proceedings of the X Intern. Heat Transfer Conf. Brighton (UK), 1994. Vol. 5. P. 267–272.
- [4] Winterbottom W.L. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. P. 3546–3556.
- [5] Карлов Н.В., Прохоров А.М. // УФН. 1977. Т. 123. № 1. С. 57–83.
- [6] Левданский В.В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 825–827.