

УДК 533.6.011+533.7+541.11

ФИЗИКА

Я. И. РАБИНОВИЧ, член-корреспондент АН СССР Б. В. ДЕРЯГИН

О ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООВОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ГАЗОВ

Имеющиеся данные о величине коэффициента теплового скольжения газов k_T весьма противоречивы (¹⁻⁸). Мы используем по-новому опубликованные ранее (¹) измерения профиля скоростей аэрозольных частиц $u(z)$ в воздухе при наличии градиента температуры, направленного вдоль щели высотой $2h$ и шириной $2b$; здесь z — расстояние от середины щели до соответствующей частицы. Из этого профиля легко было получить u_T — скорость термофореза:

$$u_T = \frac{1}{2h} \int_{-h}^h u(z) dz. \quad (1)$$

Запишем измеряемую скорость частиц u в виде

$$u = (u_T + u_1) + u^2(z/h) = A + B(1 - z_2/h^2), \quad (2)$$

где u_T — скорость термофореза относительно газа, u_1 — скорость теплового скольжения газа относительно стенок щели, u_2 — параболический профиль скоростей противотока, возникающего за счет термоосмотического перепада давлений Δp между закрытыми концами щели. В работе (¹) u_1 трактовалась как функция z . Теперь, основываясь на (^{9, 10}), мы считаем $u_1 = \text{const}$, т. е. считаем тепловое скольжение локализованным в слое Кнудсена.

Если сделать замену переменной $z/h = x^{1/2}$, то

$$u = (A+B) - Bx. \quad (3)$$

Строя график $u(x)$, мы должны получить прямую. По коэффициентам B и $A+B$, полученным из этой прямой, легко определить k_T и u_T . Действительно, при $u_1 = \text{const}$ из уравнения непрерывности и уравнения (2) с учетом параболической формы профиля $u_2(z)$ следует

$$u_1 = -\frac{1}{2h} \int_{-h}^h u_2(z) dz = -^2/3B. \quad (4)$$

Для u_T из уравнений (2) и (4) получаем

$$u_T = A + ^2/3B. \quad (5)$$

Поскольку теория (см., например, работу (⁶)) для скорости термоосмоса дает *

$$u_1 = k_T \cdot \frac{\eta}{\rho T} \nabla T, \quad (6)$$

где k_T — коэффициент теплового скольжения, η и ρ — динамическая вязкость и плотность газа соответственно, то из (4) получаем

$$k_T = -^2/3B \frac{\rho T}{\eta \nabla T}. \quad (7)$$

* Скорость изотермического скольжения не учитывалась, так как, согласно расчетам, в наших опытах она составляла $\leq 1\%$ от скорости теплового скольжения.

На рис. 1 приведены графики $u(x)$ для аэрозоля NaCl и масляного тумана при различных условиях (табл. 1). Из этих графиков нельзя оценить влияние гравитационной конвекции (так как $x=z^2/h^2$), однако из работы (1) (рис. 2, 5a, b, c) видно, что профили скоростей аэрозольных частиц и газа практически симметричны относительно срединной плоскости, т. е. скорость гравитационной конвекции мала по сравнению со скоростями аэрозольных частиц и газа.

Прямые на рис. 1 проведены методом наименьших квадратов. Как видно из рис. 1, экспериментальные точки в пределах возможных случайных ошибок опыта ложатся на прямые. Коэффициенты наклона этих прямых

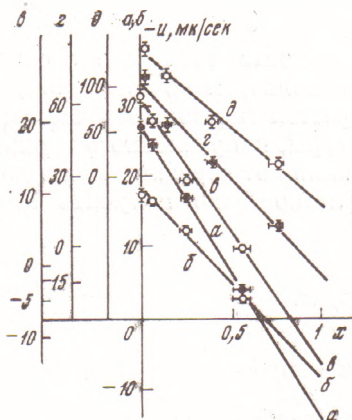


Рис. 1

Рис. 1. Профиль скоростей аэрозольных частиц в воздухе (расположение щели горизонтальное)

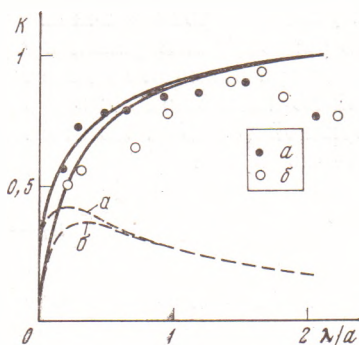


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость коэффициента K (см. формулу (8)) от числа Кнудсена: а — масляный туман, б — аэрозоль NaCl

дают нам коэффициенты скольжения k_T , лежащие в интервале * 1,00—1,17 (см. табл. 1). Среднее для всех случаев значение k_T есть $\bar{k}_T=1,1\pm 0,1$.

Из теории Максвелла следует $k_T=0,75$; из термодинамической теории Дерягина — Баканова (7) $k_T=1,5$. В работах Яламова — Ивченко (8) двумя различными методами получены два значения коэффициента k_T : 1,169 и 1,27 (для коэффициента диффузного отражения $\alpha=1$). Полученная в на-

Таблица 1

	Аэрозоль	$2h$, мм	p , мм рт. ст.	∇T , °/см	k_T	u_T , мкм/сек
а	Масляный туман	0,5	750	4,40	1,16	12,6
б	Масляный туман	0,5	750	2,88	1,16	9,2
в	Аэрозоль NaCl	0,5	750	4,00	1,16	11,1
г	Масляный туман и NaCl	1	138	1,85	1,00	42,2
д	Масляный туман	1,08	62	1,53	1,17	84,0

стоящей работе из наших экспериментов (1) величина коэффициента $k_T=1,1$ вполне согласуется с теорией Яламова — Ивченко (8) (при $\alpha=0,9$ $k_T=1,12$).

Другим методом оценки k_T могут служить измерения термомолекулярного перепада давлений (2-5). Полученные этим методом значения k_T для

* Здесь не учитывается значение $k_T=0,94$, полученное из единичного опыта ($p=43$ мм рт. ст.) в вертикальной щели.

разных газов и температур лежат в интервале 0,89—1,13. В основном эти значения несколько меньше, чем значение $k_t=1,1$, полученное нами. Следует, однако, отметить, что значения k_t в области 0,89—1,06⁽³⁾ были получены при температуре горячего конца капилляра $T=609^\circ\text{K}$. При понижении температуры горячего конца капилляра до комнатной наблюдается некоторая тенденция к увеличению коэффициента скольжения: в работе⁽⁴⁾ при этих условиях для азота и кислорода получены значения k_t 1,05 и 1,13 соответственно, что удовлетворительно согласуется с нашими результатами.

Представляет интерес, используя полученное нами значение k_t , сравнить с теоретическими экспериментально измеренные в⁽¹⁾, рис. 4, и в настоящей работе значения скорости термофореза умеренно крупных частиц u_t . Все существующие теории⁽¹¹⁻¹⁴⁾ дают для скорости термофореза формулу

$$u_t = -K \frac{\eta}{\rho T} \nabla T, \quad (8)$$

где коэффициент K зависит от величин k_t , теплопроводности газа κ и частицы κ_i и числа Кнудсена λ/a .

Наиболее строгие формулы для коэффициента K получены термодинамическим методом с использованием принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера Дерягиным и Яламовым⁽¹²⁾ — формула (9) и прямым гидродинамическим методом Яламовым, Ивченко и Брокром^(13, 14) — формула (10):

$$K' = k_t \frac{1 + (\kappa_i/\kappa) c_i \lambda/a}{1 + \kappa_i/(2\kappa) + (\kappa_i/\kappa) c_i \lambda/a}, \quad (9)$$

$$K'' = k_t \frac{1 + (\kappa_i/\kappa) c_i \lambda/a}{(1 + \kappa_i/(2\kappa) + (\kappa_i/\kappa) c_i \lambda/a) (1 + 2c_m \lambda/a)} = \frac{K'}{1 + 2c_m \lambda/a} \quad (10)$$

Формулы Яламова и Ивченко⁽¹³⁾ и Брокра⁽¹⁴⁾ точно совпадают, только в отличие от Яламова и Ивченко, теоретически получивших⁽⁸⁾ для k_t значения 1,17 и 1,26, Брок, в соответствии с работой Максвелла, следуя Эпштейну⁽¹⁵⁾, принимал в этой формуле максвелловское значение $k_t=0,75$.

На рис. 2 приведены экспериментальные значения K из нашей работы⁽¹⁾, рис. 4, кроме значений для $\lambda/a=0,17$ (для масляного тумана) и для $\lambda/a=0,20$ (для аэрозоля NaCl) — для этих точек мы используем более точные значения u_t настоящей работы. Кроме этих двух точек, остальные точки на рис. 4 работы⁽¹⁾ были получены не методом графического интегрирования профиля скоростей по формуле (1), а одновременным измерением пути частицы Δs в направлении градиента температуры и времени ее падения в щели Δt . Кроме того, при понижении давления точность измерений возрастала: действительно, в области $\lambda/a \geq 1$ данные настоящей работы очень незначительно отличаются от результатов работы⁽¹⁾, полученных методом одновременного измерения Δs и Δt .

Сплошные кривые на рис. 2 построены по формуле (9), пунктирные — по формуле (10) для масляного тумана и аэрозоля NaCl (с учетом $k_t=1,1$, $c_i=2,16$).

Как видно из рис. 2, экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с формулой Дерягина и Яламова (9) в области $\lambda/a \leq 1-1,5$ и значительно отличаются от формулы Яламова и Ивченко (10) при любых значениях $\lambda/a \geq 0,2$. Разумеется, если вслед за Брокром⁽¹⁴⁾ и Максвеллом⁽⁸⁾ использовать в (9) значение $k_t=0,75$, то отличие (10) от экспериментальных данных станет еще большим. Используя экспериментальные значения K (рис. 2) и формулу (8), в которой будем считать k_t неизвестной, можно, приближенно считая, что k_t не зависит от λ/a , методом наименьших квадратов рассчитать значения k_t ; эти расчеты

дают $k_T=1,07\pm 0,1$ для масляного тумана и $k_T=1,05\pm 0,1$ для аэрозоля NaCl, что в пределах ошибок согласуется со значением $k_T=1,4$, полученным нами из профилей скоростей аэрозольных частиц. Разумеется, более надежным является значение k_T , найденное из профилей скоростей аэрозольных частиц, так как во-первых, не приходится использовать приближенные формулы для скорости термофореза и, во-вторых, в этом методе $\lambda/(2h)\ll 1$, в то время как скорости термофореза определены для умеренно крупных частиц и потому, строго говоря, при определении k_T по скорости термофореза, возможно, следовало учитывать зависимость k_T от величины λ/a .

Таким образом, термодинамический подход дает правильную формулу для скорости термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц. Однако ее следует применять, изменив значение $k_T=1,5$ из (7) на меньшее: $k_T=1,1$. По-видимому, завышение значения k_T , определенного термодинамическим методом, следует отнести за счет неточности значения изотермического тепла переноса в газах, полученного из оценки третьего приближения кинетической теории газов (16). Возможно, что более точная оценка тепла переноса, даст значение k_T , лучше соответствующее эксперименту.

Институт физической химии
Академии наук СССР
Москва

Поступило
6 II 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ B. V. Derjaguin, A. I. Storozhilova, Ya. I. Rabinovich, J. Coll. Sci., v. 21, № 1, 35 (1966). ² M. Knudsen, Ann. Phys., v. 33, 1435 (1910); v. 83, 797 (1927). ³ B. K. Annis, J. Chem. Phys., v. 57, № 7, 2898 (1972). ⁴ S. Weber, W. Keesom, G. Schmidt, Leiden Commun. Kamerlingh Onnes Lab., 2469 (1932). ⁵ J. R. Los, R. R. Fergusson, Trans. Farad. Soc., v. 48, 730 (1952). ⁶ J. C. Maxwell, Phil. Trans. Roy. Soc., London, v. 170, 1, 231 (1880). ⁷ Б. В. Дерягин, С. П. Баканов, ДАН, т. 144, 535 (1962). ⁸ И. Н. Ивченко, Ю. И. Яламов, Изв. АН СССР, сер. Механика жидкости и газа, № 6, 59 (1969); ЖФХ, т. 45, 577 (1971). ⁹ Ю. И. Яламов, Б. В. Дерягин, ДАН, т. 161, № 3, 572 (1965). ¹⁰ Б. В. Дерягин, Я. И. Рабинович, ДАН, т. 162, № 1 (1965). ¹¹ Б. В. Дерягин, Ю. И. Яламов, ДАН, т. 155, 886 (1964). ¹² Б. В. Дерягин, Ю. И. Яламов, Колл. журн., т. 33, № 2, 294 (1971); J. Coll. Sci., v. 22, 195 (1966). ¹³ Ю. И. Яламов, И. Н. Ивченко, ЖФХ, т. 45, № 3, 577 (1971). ¹⁴ J. R. Brock, J. Coll. Sci., v. 17, 768 (1962); J. Phys. Chem., v. 66, 1763 (1962). ¹⁵ P. S. Epstein, Zs. Phys., v. 54, 537 (1929). ¹⁶ С. Чепмен, Т. Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, 1960.