



ФИЗИКА

УДК 533.72:532

О СКОРОСТИ ТЕРМОФОРЕЗА ТВЕРДОЙ УМЕРЕННО КРУПНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ С КОЭФФИЦИЕНТОМ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ, ЗАВИСЯЩИМ ОТ РАДИАЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ

ABOUT THE THERMOPHORESIS VELOCITY SOLID MODERATELY LARGE SPHERICAL AEROSOL PARTICLE WITH R OF THE THERMAL CONDUCTIVITY DEPENDING ON THE RADIAL COORDINATE

¹Е.Р. Щукин, ²Н.В. Малай, Э.Л. Шулиманова, ³А.А. Стукалов
E.R. Shchukin, N.V. Malay, Z.L. Shulimanova, A.A. Stukalov

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19
The Leading Scientist of Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Science,
13/19 Izhora St, Moscow, Russia

²Белгородский национальный исследовательский университет, Россия, 308015, г. Белгород, ул. Победы, 85
Belgorod National Research University, 85 Pobedy St, Belgorod, 308015, Russia

³Автономная некоммерческая организация высшего образования «Белгородский университет кооперации, экономики и права», Россия, 308023, г. Белгород, ул. садовая, 116 а
Belgorod University of Cooperation, Economics and Law, 116 a Sadovaya St, Belgorod, 308023, Russia
E-mail: malay@bsu.edu.ru; evgrom@yandex.ru; zinaida110@yandex.ru; pochtovik@gmail.com

Ключевые слова: термофорез аэрозольной частицы сферической формы
Key words: thermophoresis of an aerosol particle of the spherical form

Аннотация. В квазистационарном приближении при числах Рейнольдса много меньших единицы решена задача о термофоретической движении в однокомпонентном газе твердой неоднородной умеренно крупной сферической аэрозольной частицы с коэффициентом теплопроводности, зависящим от радиальной координаты. Проведенный численный анализ показал, что зависимость коэффициента теплопроводности от радиальной координаты может оказать значительное влияние на скорость термофореза. При увеличении числа Кнудсена на термофоретическое движение неоднородной частицы все большее влияние оказывают поверхностные газокинетические эффекты, а влияние неоднородности теплофизических свойств уменьшается.

Resume. The problem of thermophoretic motion in one-component gas solid non-uniform moderately large spherical aerosol particles with a thermal conductivity that depends on the radial coordinate is solved in quasi-stationary approximation for small Reynolds. The numerical analysis has showed that the dependence of thermal conductivity on radial coordinate can have a significant impact on the thermophoresis velocity. Surface gas-kinetic effects are more influenced on the thermophoretic motion of non-uniform particles with the increase of the Knudsen number, and the influence of non-uniform thermophysical properties decreases.

Введение

В неоднородной по температуре газообразной среде на аэрозольные частицы действует термофоретическая сила [1-4]. Её появление обусловлено передачей частицам молекулами неоднородного газа нескомпенсированного импульса. Термофоретическая сила вызывает упорядоченное движение аэрозольных частиц относительно газообразной среды [1-4]. Когда термофоретическая сила становится равной по величине силе сопротивления газообразной среды движению частицы, то при этом частица начинает двигаться равномерно относительно центра инерции газообразной среды в месте нахождения частицы. Скорость этого движения частицы называют термофоретической [1-5].

Термофоретическая сила может ускорить образование вредных отложений из аэрозольных частиц на поверхностях тепло – и массообмена [5]. Её влияние нужно учитывать, например, при оценке движения частиц в зонах просветления аэрозолей [6] и в окрестности, вымывающих частицы, испаряющихся капель [7]. Термофоретическое движение частиц может быть



использовано при тонкой очистке газов[5] и нанесении, заданной толщины, покрытий из аэрозольных частиц[8].

Следует отметить, что величина термофоретических силы и скорости термофореза крупных и умеренно крупных аэрозольных частиц, в отличие от малых по числу Кнудсена частиц [9], сильно зависит от их коэффициентов теплопроводности. В связи с этим как теоретический, так и практический интерес представляет изучение особенностей влияния на термофоретическое движение крупных и умеренно крупных частиц их теплофизических свойств.

В состав естественных и антропогенных аэрозолей могут входить твёрдые крупные и умеренно крупные структурно неоднородные частицы [1,4,10,11]. Коэффициенты теплопроводности таких частиц могут сильно зависеть от пространственных координат точек частиц. Этого вида частицы могут образовываться, соответственно, при протекании природных (например, вулканических [10]) и промышленных (например, металлургических [11]) процессов. Характер структурной неоднородности частиц определяется физико-химическими условиями их получения. Неоднородные частицы могут быть получены, в частности, из пористых композиционных материалов, например, типа сибунита, пористого оксид алюминия. Но, до настоящего времени, достаточно полно, закономерности термофоретического движения твёрдых крупных и умеренно крупных частиц были изучены только в случае однородных сферических частиц с постоянными коэффициентами теплопроводности, не зависящими от координат точек частиц[2-4,12]. Приведённые в настоящей работе формулы позволяют непосредственно оценивать величину термофоретических силы и скорости крупных и умеренно крупных твёрдых сферических частиц с коэффициентами теплопроводности, зависящими от радиальной координаты. С помощью формулы для скорости термофореза была исследована зависимость скорости термофореза твёрдых крупных и умеренно крупных сферических частиц от коэффициентов теплопроводности при их степенной и экспоненциальной зависимости от радиальной координаты. К крупным аэрозольным частицам относят частицы с числом Кнудсена $Kn \leq 0,01$, а к умеренно крупным – частицы с $0,01 \leq Kn \leq 0,3$ [2-4]. В случае сферических частиц $Kn = \lambda / R$, где λ – средняя длина свободного пробега газовых молекул, R – радиус частиц [2-4].

Постановка задачи

В неоднородном по температуре однокомпонентном газе в поле внешнего градиента температуры ∇T_{∞} находится твёрдая умеренно крупная сферическая частица с радиусом R . При этом газ, взаимодействуя с поверхностью частицы, начинает двигаться вдоль её поверхности в направлении возрастания температуры. Это явление называют тепловым скольжением [3]. Тепловое скольжение вызывает появление термофоретической силы. коэффициент теплопроводности частицы ε зависит от радиальной координаты r . Этот коэффициент и его производная являются непрерывно дифференцируемыми функциями. На величину градиента температуры наложено ограничение: $R|\nabla T_{\infty}|/T_{\infty} \ll 1$ [2,3]. В силу малости времён релаксации температурного и гидродинамических полей системы газ – частица, описание процесса термофоретического движения проводится в квазистационарном приближении [2,3,12,13]. В связи с тем, что у частицы число $Kn \leq 0,3$, решение задачи проводится с помощью гидродинамического метода [2,3,12,13,14]. Относительные перепады температуры в окрестности частицы достаточно



малы, чтобы газ можно было считать несжимаемым, а его плотность ρ_e и коэффициенты динамической вязкости μ_e и теплопроводности k_e – постоянными величинами [2,3]. Движение частицы происходит при числах Рейнольдса $Re \ll 1$ и Пекле $Pe \ll 1$ [2-4]. При таких числах Рейнольдса и Пекле термофоретическое движение частиц происходит в реальных условиях [3,4]. Когда числа $Re \ll 1$ и $Pe \ll 1$, в уравнениях переноса импульса и тепла можно пренебречь конвективными членами [2-4,13,14] (т.е. не учитывать влияние движения газообразной среды на распределения в окрестности частицы температуры, давления и массовой скорости). При этом, решая гидродинамическим методом задачу о термофоретическом движении аэрозольной частицы, можно использовать уравнения Стокса и линеаризованные уравнения теплопереноса [2-4,13]. В связи со сферической формой частицы, решение задачи проводится в сферической системе координат, начало которой совпадает с центром частицы. Направление оси OZ совпадает с направлением внешнего градиента температуры. Определённая в такой системе координат скорость установившегося течения газа на бесконечности равна по величине скорости термофореза, но противоположна ей по направлению [2,3,12].

Термофоретические сила и скорость

При рассмотренных условиях распределения в системе газ – частица массовой скорости \vec{V} , давления P , температуры газа T_e , и температуры T частицы в сферической системе координат описываются следующей системой уравнений переноса [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{2V_r}{r} + ctg\theta \frac{V_\theta}{r} &= 0, \\ \frac{\partial P}{\partial r} &= \mu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (V_r \cdot r) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_r}{\partial \theta^2} + ctg\theta \frac{1}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{2V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} ctg\theta V_\theta \right\}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} &= \mu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (V_\theta \cdot r) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial \theta^2} + ctg\theta \frac{1}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{r^2} \frac{1}{\sin^2 \theta} \right\}, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) &= 0, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \varepsilon \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\varepsilon \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где r и θ – сферические координаты [13,14]; V_r, V_θ – компоненты скорости газа \vec{V} в сферической системе координат. В случае умеренно крупных частиц систему уравнений (1) нужно решать совместно с граничными условиями (2) – (6) [3,12]:

$$V_r \Big|_{r=R} = c_v Kn \frac{v_e}{RT_{e\infty}} \left[\frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} + ctg\theta \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right] \Big|_{r=R}, \tag{2}$$

$$\begin{aligned} V_\theta \Big|_{r=R} &= c_m Kn R \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right] + K_{TS}^{(0)} (1 + Kn \beta'_R) \frac{v_e}{RT_{e\infty}} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + K_{TS}^{(0)} Kn \beta_R \frac{v_e}{T_{e\infty}} \frac{\partial^2 T_e}{\partial r \partial \theta} - \\ &- K_{TS}^{(0)} Kn \beta_B \frac{v_e}{2T_{e\infty}} R \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta \partial r} \right] \Big|_{r=R} \end{aligned} \tag{3}$$



$$T_e - T \Big|_{r=R} = K_T^{(T)} KnR \frac{\partial T_e}{\partial r} \Big|_{r=R}, \tag{4}$$

$$-\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \varepsilon \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = -c_q \kappa_e Kn \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 T_e}{\partial \theta^2} + ctg\theta \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) \Big|_{r=R}, \tag{5}$$

$$V_r \Big|_{r \rightarrow \infty} = V_{\infty} \cos \theta, V_{\theta} \Big|_{r \rightarrow \infty} = -V_{\infty} \sin \theta, P \Big|_{r \rightarrow \infty} = P_{\infty}, T_e \Big|_{r \rightarrow \infty} = T_{e\infty} + r \left| \vec{\nabla} T_{e\infty} \right| \cos \theta, \tag{6}$$

где $\nu_e = \mu_e / \rho_e$ – коэффициент кинематической вязкости; T_{ex} – температура газа в месте нахождения частицы. Граничные условия на поверхности частицы (2)-(5) записаны с учётом всех эффектов, линейных по числу Кнудсена [3]. Входящие в (2)-(5) газокинетические коэффициенты $K_{TS}^{(0)}, c_m$ – коэффициенты теплового и изотермического скольжений; $\beta'_R, \beta_R, \beta_B$ – поправки на кривизну и барнеттовское скольжение; c_q, c_V – коэффициенты потоков тепла и среднемассового переноса, растекающихся в слое Кнудсена; коэффициент $K_T^{(T)}$ – коэффициент скачка температуры [3]. Выражения для газокинетических коэффициентов $K_{TS}^{(0)}, c_m, c_q, c_V, \beta'_R, \beta_R, \beta_B$, приведены в [3,12], где они получены в ходе решения в слое Кнудсена уравнения Больцмана. При коэффициентах аккомодации тангенциальной проекции импульса и энергии молекул равных единице, значения газокинетических коэффициентов, приведённые в [3], равны:

$$c_V = 0,971, c_m = 1,131, K_{TS}^{(0)} = 1,161, \beta'_R = -0,701, \beta_R = 3,731, \beta_B = 3,651, K_T^{(T)} = 2,179, \\ c_q = 0,548.$$

Условие (2) – условие непротекания молекул через поверхность частицы, записанное с учётом растекания молекул вдоль слоя Кнудсена; условие (3) учитывает изотермическое и тепловое скольжения; условия (4) и (5) учитывают скачок температуры и непрерывность теплового потока. В ходе решения граничной задачи (1)-(6) были получены сначала выражения для распределений T_e, T и затем \vec{V}, P . После этого, в результате интегрирования по поверхности частицы нормальной и касательной составляющей тензора напряжений [3,14], было получено выражение для действующей на частицу полной силы \vec{F}_p . Эта сила складывается из силы вязкого сопротивления \vec{F}_μ и термофоретической силы \vec{F}_T :

$$\vec{F}_p = \vec{F}_\mu + \vec{F}_T. \tag{7}$$

Входящие в (7) выражения для \vec{F}_μ и \vec{F}_T равны:

$$\vec{F}_\mu = -6\pi R \mu_e f_\mu \vec{U}_p, \vec{F}_T = -6\pi R \mu_e f_\mu f_T \frac{\nu_e}{T_{e\infty}} \nabla T_{e\infty}, \tag{8}$$

где

$$f_\mu = \frac{(1 + 2c_m Kn)}{(1 + 3c_m Kn)}, \tag{9}$$

$$f_T = 2K_{TS}^{(0)} \left\{ [1 + Kn(\beta'_R + \beta_B)] - (1 + 6c_m Kn) c_V^* Kn \left[\kappa_e \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)} K_T^{(T)} Kn \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right] + \right. \\ \left. + Kn(\beta'_R - \beta_B) \left[\varepsilon^{(S)} \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} - 2\kappa_e c_q Kn \varphi^{(S)} \right] \right\} / (1 + 2c_m Kn) d_e, \tag{10}$$



$$d_e = \left[2\kappa_e(1 - c_q Kn) \varphi^{(S)} + \varepsilon^{(S)}(1 + 2K_T^{(T)} Kn) \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} \right]. \quad (11)$$

В выражениях (10), (11) $\varepsilon^{(S)} = \varepsilon \Big|_{y=1} \cdot \varphi^{(S)} = \varphi \Big|_{y=1} \cdot \frac{d\varphi^{(S)}}{dy} = \frac{d\varphi}{dy} \Big|_{y=1}$. Функция φ зависящее от y , нерасходящееся при $y=0$, безразмерное частное решение уравнения

$$\varepsilon y^2 \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d}{dy}(\varepsilon y^2) \frac{d\varphi}{dy} - 2\varepsilon\varphi = 0. \quad (12)$$

В общем случае зависимость функций φ от y может быть найдена в ходе численного решения (12). В случае однородных частиц, когда $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} = const$, функция $\varphi = y$. Уравнение (12), в некоторых случаях, имеет аналитическое решение и при зависящих от y коэффициентах ε . Например, при

$$\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma, -\infty < \gamma < \infty \text{ и } \varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y), -\infty < \alpha < \infty. \quad (13)$$

Функции φ при ε (13), соответственно, равны

$$\varphi = y^{-\frac{1-\gamma+\mu}{2}}, \mu = \sqrt{(1+\gamma)^2 + 8}; \quad (14)$$

$$\varphi = 3 \left[\left(\frac{1}{\alpha} - \frac{2}{y\alpha^2} + \frac{2}{y^2\alpha^3} \right) - \frac{2}{y^2\alpha^3} \exp(-\alpha y) \right]. \quad (15)$$

После приравнивания полной силы \vec{F}_p (7) нулю, приходим к следующей формуле для скорости термофореза:

$$\vec{U}_T = -f_T \frac{v_e}{T_{e\infty}} \nabla T_{e\infty}. \quad (16)$$

Анализ полученных результатов

В работе решена задача о термофорезе в однокомпонентном газе умеренно крупной твёрдой сферической аэрозольной частицы с коэффициентом теплопроводности, зависящим от радиальной координаты. При этом были получены формулы (8) и (16) для силы и скорости термофореза рассмотренной частицы. Эти формулы при известной зависимости функций φ от радиальной координаты позволяют непосредственно оценивать величину \vec{F}_T и \vec{U}_T и крупных ($Kn \leq 0,01$) и умеренно крупных сферических частиц. Эти оценки в случае умеренно крупных частиц можно проводить в связи с тем, что при решении задачи в граничных условиях на поверхности частицы были учтены все газокинетические эффекты, линейные по числу Кнудсена [3,12]. К ним, в частности, относится зависимость коэффициента теплового скольжения от кривизны поверхности, барнеттовских температурных напряжений, градиента температуры, растекания молекул вдоль слоя Кнудсена, обусловленного неоднородным распределением температуры [3]. При постоянном коэффициенте теплопроводности, формула (16) переходит в найденную ранее формулу для скорости термофореза твёрдой умеренно крупной однородной сферической аэрозольной частицы [3]. Формулы (14), (15) могут быть использованы, соответственно, при оценке величины силы и скорости термофореза частиц с большими и



малыми значениями коэффициента теплопроводности в центральной части частиц ($\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$) и у их поверхности ($\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$).

Из формул (8) и (16) следует, что зависимость термофоретической силы и скорости твёрдых крупных и умеренно крупных сферических частиц от их коэффициента теплопроводности определяется скалярным безразмерным коэффициентом $f_T = \left| \bar{U}_T \right| \sqrt{\frac{v_e}{T_{ex}}} |\nabla T_{ex}|$

(10). Только этот коэффициент непосредственно зависит от коэффициента теплопроводности ε . Проведенный при $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$, $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$ с помощью выражения для f_T (10) численный анализ, в частности, показал, что зависимость коэффициента теплопроводности от радиальной координаты может оказать значительное влияние на величину скорости термофореза сферической частицы; при равных радиусах, термофоретическая скорость неоднородной сферической частицы, при любом виде зависимости её коэффициента теплопроводности от радиальной координаты, больше (меньше) скорости термофореза тех однородных частиц, у которых значения коэффициента теплопроводности больше (меньше) значений коэффициента теплопроводности неоднородной частицы; увеличение (уменьшение) значений коэффициента теплопроводности неоднородной частицы приводит к уменьшению (увеличению) её термофоретической скорости; в наибольшей степени неоднородность теплофизических свойств частицы сказывается на величине термофоретической скорости крупных частиц; увеличение числа Кнудсена (Kn) приводит к сближению величин скоростей термофореза неоднородных умеренно крупных частиц. Сближение величин скоростей можно объяснить тем, что при увеличении числа Кнудсена на термофоретическое движение частиц всё большее влияние оказывают поверхностные газокинетические эффекты, а влияние неоднородности теплофизических свойств частицы на скорость термофореза уменьшается.

Кривые на рис.1 и рис.2 показывают зависимость от числа Кнудсена Kn коэффициента f_T твёрдых умеренно крупных сферических частиц с коэффициентами теплопроводности $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$, $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(\alpha y)$, $\varepsilon^{(0)} = 0,23$ Вт/м·К, находящихся в воздухе с $T_{ex} = 20^\circ$ С и давлением $p_\infty = 101325$ Па. Кривые на рис.1 построены при $\gamma = 3$ (кривая 1), $\gamma = 1$ (кривая 2), $\gamma = 0$ (кривая 3), $\gamma = -1$ (кривая 4), $\gamma = -3$ (кривая 5). Кривые на рис.2 показывают зависимость f_T от Kn при $\alpha = -3$ (кривая 1), $\alpha = -1$ (кривая 2), $\alpha = 0$ (кривая 3), $\alpha = 1$ (кривая 4), $\alpha = 3$ (кривая 5). Расчеты были проведены при, приведенных выше, значениях газокинетических коэффициентов, найденных в [3]. Для сравнения на рисунках приведены кривые зависимости f_T от Kn неоднородных частиц и однородной частицы (кривые 3) из бакелита, у которой $\varepsilon^{(0)} = 0,23$ Вт/м·К.

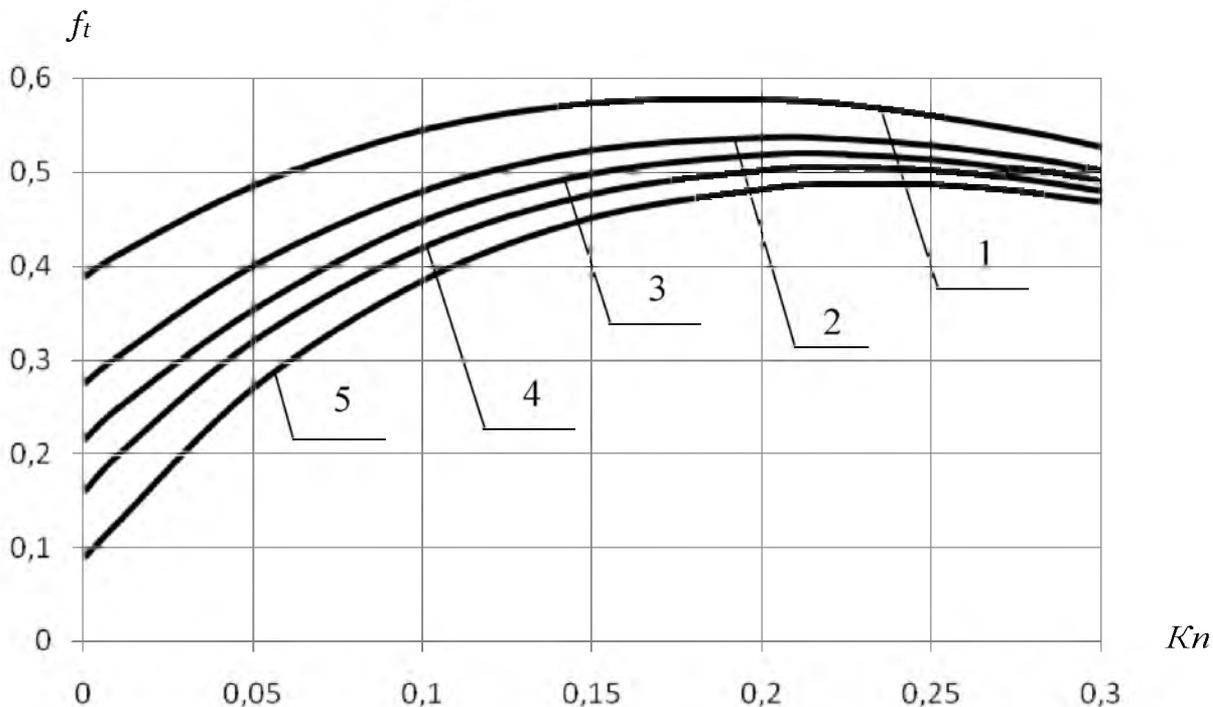


Рис.1. Зависимости от числа Кнудсена (Kn) отношения f_T умеренно крупных твёрдых сферических частиц с коэффициентом теплопроводности $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} y^\gamma$.

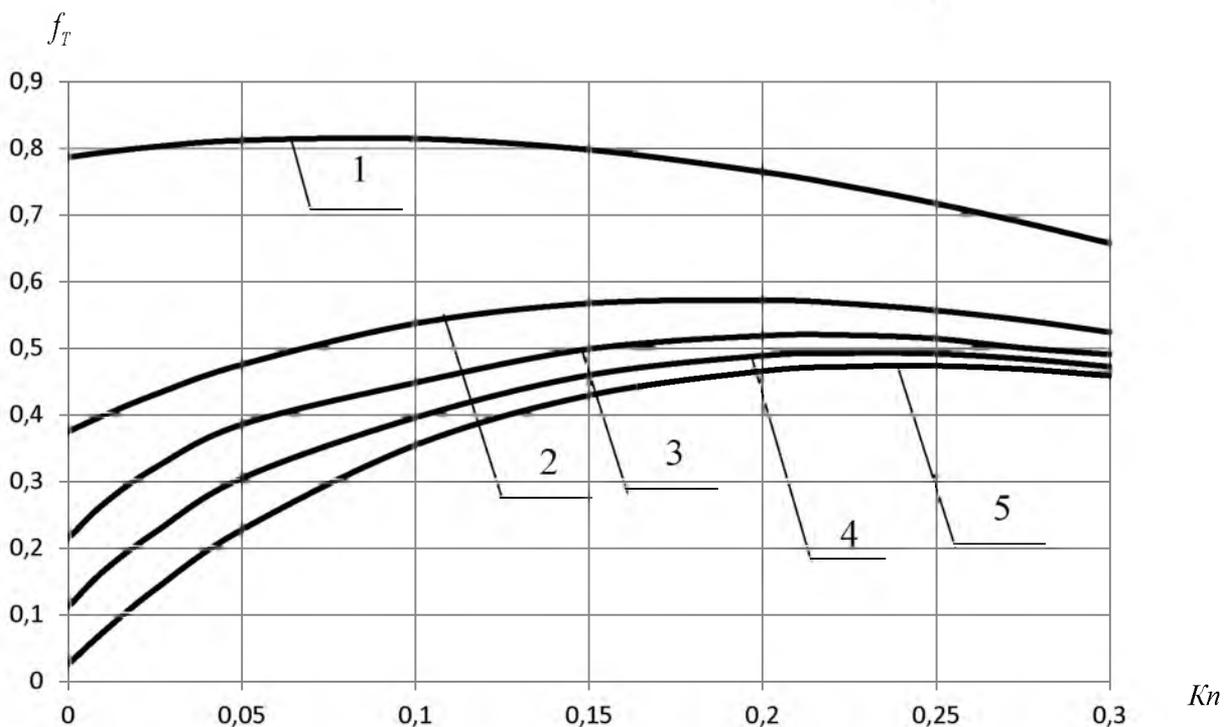


Рис.2. Зависимости от числа Кнудсена (Kn) отношения f_T умеренно крупных твёрдых сферических частиц с коэффициентом теплопроводности $\varepsilon = \varepsilon^{(0)} \exp(cy)$.

Список литературы

1. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы: монография. М.: Химия, 1969 – 428 с.
2. Щукин Е.Р. О движении аэрозольных частиц с неоднородным распределением тепловых источников в поле внешних градиентов температуры и концентрации// Журнал технической физики, 1980. Т.50. Вып.6. С.1332-1335.



3. Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // Журнал технической физики, 1982. Т.52. Вып.11. С.2253-2661.
4. Zheng F. Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiment // *Advances in Colloid and Interface Science*, 2002. V. 97. Pp. 255 – 278.
5. Щукин Е.Р., Шулиманова З.Л. Особенности осаждения за счёт термофореза аэрозольных частиц в плоскопараллельных каналах со значительными поперечными перепадами температуры // *Теплофизика высоких температур*, 1994. Т.32. №5. С. 726 – 731.
6. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.И., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля: монография. Томск: СО РАН, 1999 – 260 с.
7. Щукин Е.Р., Трайтак С.Д. О роли термодиффузиофоретического и броуновского движения при захвате аэрозольных частиц каплями// *Физика атмосферы и океана*, 1979. Т.15. №1. С.122-125.
8. Kosik I., Matejec V. New way for influencing thermophoretic efficiency in the MCV process // *Journal Aerosol Science*, 1995. V.26. Pp. 399 – 407.
9. Марков М.Г., Щукин Е.Р. Термодиффузиофорез малой летучей аэрозольной частицы в многокомпонентной газовой смеси // *ДАН СССР*, 1984. Т.246. №3. С.604 – 609.
10. Ивлев И.С. Микроструктурные особенности аэрозолей вулканического происхождения// *Оптика атмосферы и океана*, 1996. №8. С. 1039-1057.
11. Яворский Н.А., Теребенин А.Н., Быков А.П. Улавливание аэрозолей в оловянной промышленности. Новосибирск: Наука, 1974. 86 с.
12. Маясов Е.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. О термофорезе нелетучей сферической частицы в разреженном газе при малых числах Кнудсена// *Письма в журнал технической физики*, 1988. Т.14. Вып.6. С.498 – 502.
13. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса: М.: Мир, 1976. 630 с.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.

References

1. Green X, Lane V. *Aerzoli – a dust, smokes and fogs*. M: Chemistry, 1969. 428 pp.
2. Schukin E.P. About movement of aerosol particles with non-uniform distribution of thermal sources in the field of external gradients of temperature and concentration // *ZbTF*, 1980. Vol. 50. Iss.6. Pp. 1332-1335.
3. Poddoskin A.B., Jushkanov A.A., Jalamov JU.I. Theory thermophoresa moderately large aerosol particles // *ZbTF*. 1982. Vol. 52. Iss.11. Pp. 2253-2661.
4. Zheng F. Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiment // *Advances in Colloid and Interface Science*, 2002. V. 97. Pp. 255 – 278.
5. Shchukin E.R., Shulimanova Z.L. Feature of sedimentation for the account thermophoresa aerosol particles in plane-parallel channels with considerable cross-section temperature drops // *Thermophysics of high temperatures*, 1994. V. 32. No. 5. Pp. 726-731.
6. Gejnts J.E., Zemljanov A.A., Zuev V. E, Kabanov A.I., Pogodaev I.A. *Nonlinear atmosphere optics*. Publishing house of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, 1999. 260 pp.
7. Schukin E.R., Trajtak C.D. About a role of thermo- and diffusiophoresis and Brownian motion at capture of aerosol particles by drops//*Physics of atmosphere and ocean*, 1979. V.15. No. 1. Pp. 122-125.
8. Kosik I., Matejec V. New way for influencing thermophoretic efficiency in the MCV process // *Journal Aerosol Science*, 1995. V.26. Pp. 399 – 407.
9. Markov M. G, Schukin E.R. Thermodiffuziophores of a small flying aerosol particle in a multicomponent gas mix // *Dokl. USSR Academy of Sci.*, 1984. V .246. No 3. Pp.604 – 609.
10. Ivlev I.S. Mikrostukturnye of feature of aerosols of a volcanic origin//*The optic of the atmosphere and ocean*, 1996. No 8. Pp. 1039-1057.
11. Javorskij N.A., Terebenin A.N., Bikov A.P. *Catching's Bulls of aerosols in the tin industry*. Novosibirsk: The Science, 1974. 86 pp.
12. Majasov E.G., Jushkanov A.A., Jalamov Ю.И. About thermophores a nonvolatile spherical particle in the rarefied gas at small numbers of Knudsena // *Letters in Journal of Technical Physics*, 1988. V.14. No. 6. Pp.498 – 502.
13. Happel J., Brenner H. *Low Reynolds number hydrodynamics*. M.: Mir, 1976. 630 pp.
14. Landau L.D., Lifshits E.M. *Hydrodynamics*. M.: Nauka. 1988. 736 pp.