МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 6 · 1986

УДК 532.529

МИГРАЦИЯ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬЮ ВЯЗКОСТИ ГАЗА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

БОРИС А. Ю.

Рассматривается движение стоксовой сферической частицы в турбулентном неизотермическом потоке газа, вязкость которого зависит от температуры. Поле турбулентной скорости считается однородным, изотропным и стационарным. Показано, что если в газе имеется градиент средней температуры и, следовательно, тепловой поток, вызываемый турбулентными пульсациями, то может существовать турбулентная миграция частиц в направлении, коллинеарном градиенту средней температуры. Миграция обусловлена статистической корреляцией турбулентных пульсаций скорости и температуры и не связана с явлением обычного термофореза. С введением ряда упрощающих предположений рассчитывается скорость миграции в зависимости от характеристик частицы и потока.

В ряде работ (см. обзоры в [1, 2]) рассматривалась миграция частиц в турбулентном потоке, возникающая вследствие неоднородности среднего поля или пульсационных составляющих турбулентной скорости, а также под действием внешних систематических сил (например, гравитационное оседание). В турбулентном неизотермическом потоке изучалась миграция частиц под действием термофоретической и фотофоретической сил, которые также рассматривались как внешние несистематические силы [2]. Однако, как будет показано ниже, в турбулентном неизотермическом потоке может иметь место миграция частиц, обусловленная исключительно турбулентным характером потока и связанная с турбулентным переносом тепла.

Рассмотрим частицу, находящуюся в однородном и изотропном турбулентном потоке. Среднее смещение частицы равно нулю, так как импульс, передаваемый частице турбулентными молями, натекающими с одной стороны, в среднем равен импульсу, передаваемому молями, натекающими с противоположной стороны. Пусть теперь в газе имеется градиент средней температуры и, следовательно, тепловой поток, обусловленный турбулентным переносом горячих молей газа в холодную область, и наоборот: $q_T=\rho c\langle VT\rangle=-\lambda_T\partial\langle T\rangle/\partial y$. В этом случае на частицу в среднем с одной стороны будут натекать более горячие моли газа, чем с другой. Если вязкость газа зависит от температуры, то для стоксовой частицы, сила сопротивления которой пропорциональна вязкости ($\mathbf{F}=6\pi\mu(T)\mathbf{u}r_p$), импульс, передаваемый частице «горячими» молями, натекающими с одной стороны, не равен импульсу, передаваемому «холодными» молями, натекающими с противоположной стороны считаем, что температурное поле не влияет на поле скорости и оно по-прежнему изотропно), т. е. на частицу будет в среднем действовать сила, заставляющая ее смещаться вдоль или против градиента средней температуры в зависимости от знака $d\mu/dT$. Этот эффект напоминает явление термофореза в разреженном газе, где «горячие» (быстрые) молекулы, падающие на частицу с одной стороны, передают ей больший импульс, чем «холодные» молекулы, падающие с противоположной стороны. Для газов $d\mu/dT>0$ и частица должна двигаться из горячей области в холодную, что совпадает с направлением движения при обычном термофорезе.

Совершенно очевидно, что описанный эффект может иметь место лишь для достаточно инерционных частиц, не полностью увлекаемых турбулентными пульсациями (время релаксации скорости частицы должно быть больше или порядка характерного времени турбулентных пульсаций). В противном случае частица движется вместе с жидкостью и среднее смещение отсутствует.

Получим сначала оценку для скорости миграции частицы, исходя из нестрогих физических соображений. Вычислим среднюю силу, действующую на неподвижную стоксову сферу радиуса r_p, находящуюся в турбулентном потоке с нулевой средней скоростью $\langle \mathbf{V}\rangle=0$ и ненулевым градиентом средней температуры. Вязкость газа μ линейно зависит от температуры T. Имеем

$$\langle \mathbf{F}\rangle=6\pi\langle\mu\mathbf{V}\rangle r_p=6\pi r_p\partial\mu/\partial T\langle T\mathbf{V}\rangle$$

Рассматривая теперь $\langle \mathbf{F}\rangle$ как систематическую силу, действующую на свободную сферу, находящуюся в неподвижном газе с вязкостью $\langle\mu\rangle$, получим, что под ее действием частица должна мигрировать со скоростью

$$\langle \mathbf{u}_m\rangle=\frac{\langle \mathbf{F}\rangle}{6\pi\langle\mu\rangle r_p}=\frac{1}{\langle\mu\rangle}\frac{\partial\mu}{\partial T}\langle T\mathbf{V}\rangle=\frac{1}{\langle\mu\rangle}\frac{\partial\mu}{\partial T}\frac{\mathbf{q}_T}{\rho c}=\frac{1}{\langle\mu\rangle}\frac{\partial\mu}{\partial T}\frac{\lambda_T}{\rho c}\nabla\langle T\rangle=$$
$$=\frac{\mu_T}{\langle\mu\rangle}\frac{\partial\mu}{\partial T}\frac{1}{\rho\sigma}\nabla\langle T\rangle$$

Здесь ρ, c — плотность и теплоемкость газа, λ_T, μ_T, σ — турбулентные теплопроводность, вязкость и число Прандтля. Эта оценка справедлива лишь для очень инерционных частиц или, что то же, для дельта-коррелированного по времени поля турбулентных пульсаций скорости.

Получим теперь более строгим методом выражение для скорости миграции частицы, учитывающее зависимость скорости миграции от параметров, характеризующих инерционность частицы.

Будем рассматривать движение частицы в системе координат x_i ($i=1, 2, 3$), движущейся со средней скоростью потока. Поле турбулентной скорости $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t)$ предполагаем однородным, изотропным и стационарным, его статистические свойства характеризуются корреляционным тензором $R_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{x}', t-t')=\langle V_i(\mathbf{x}, t)V_j(\mathbf{x}', t')\rangle$. Предполагается, что наличие частиц и переменность температуры потока не влияют на статистические характеристики поля скорости. Далее, как обычно, полагаем, что в корреляционных функциях зависимости от координат и времени могут быть разделены. Тогда для рассматриваемого случая корреляционный тензор может быть представлен в виде [3]

$$R_{lm}(\mathbf{x},t)=\frac{1}{4\pi}\int d\mathbf{k}\left(\delta_{lm}-\frac{k_lk_m}{k^2}\right)\frac{E(k)}{k^2}e^{i\mathbf{kx}}D(t) \qquad (1)$$

$$\int_0^\infty d\mathbf{k}E(k)={}^3/_2v_0^2, \qquad D(0)=1$$

Для энергетического спектра $E(k)$ и временной зависимости $D(t)$ используем следующие часто употребляемые модельные выражения [4]:

$$E(k)=16(2/\pi)^{1/2}v_0^2k_0^{-5}k^4\exp\left(-2k^2/k_0^2\right)$$
$$D(t)=\exp\left(-{}^1/_2\omega_0^2t^2\right), \qquad \omega_0=k_0v_0 \qquad (2)$$

Здесь v_0, ω_0, k_0 — характерные среднеквадратичная скорость, частота и волновое число турбулентных пульсаций скорости.

Пусть в потоке имеется стационарный и однородный градиент средней температуры $\langle T\rangle$, направленный для определенности вдоль оси x_1, и перенос тепла осуществляется только за счет турбулентного перемешивания (молекулярная теплопроводность отсутствует). Тогда для флуктуации температуры потока θ ($T=\langle T\rangle+\theta$) справедливо уравнение

$$\frac{d\theta}{dt}=-\gamma V_1(\mathbf{y}(t),t),\qquad \gamma=\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial x_1}=\mathrm{const},\qquad \frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{V}\nabla \tag{3}$$

$$\frac{d\mathbf{y}}{dt}=\mathbf{V}(\mathbf{y}(t),t) \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{y}(t)$ — траектория движения элемента жидкости.

При рассмотрении движения частицы будем считать, что изменение скорости и температуры среды на расстояниях порядка размера частицы пренебрежимо малы и можно говорить о скорости и температуре среды в точке, где находится частица. На частицу не действуют внешние силы (в том числе гравитационная и термофоретическая). Частица сферическая и достаточно малая, так что ее сопротивление подчиняется закону Стокса. Изменением величины сопротивления частицы из-за различия температур частицы и окружающего газа пренебрегаем. Вязкость газа μ линейно зависит от температуры (или же эта зависимость может быть линеаризована вследствие малости θ), так что $\mu(T)=\langle\mu\rangle(1+\alpha\theta)$, $\langle\mu\rangle=\mu(\langle T\rangle)$, $\alpha=\langle\mu\rangle^{-1}\partial\mu/\partial T$. С учетом введенных выше предположений, уравнения движения частицы, описывающие изменение скорости частицы $\mathbf{u}(t)$ и ее траекторию $\mathbf{x}(t)$, принимают вид

$$\begin{gathered} d\mathbf{u}/dt=\beta[1+\alpha\theta(\mathbf{x}(t),t)][\mathbf{V}(\mathbf{x}(t),t)-\mathbf{u}(t)] \\ d\mathbf{x}/dt=\mathbf{u}(t),\qquad \beta=6\pi\langle\mu\rangle r_p/m_p \end{gathered} \tag{5}$$

Здесь r_p, m_p — радиус и масса частицы. Величина β характеризует инерционность частицы, $t_p=\beta^{-1}$ — характерное время релаксации скорости частицы.

Будем считать, что флуктуации вязкости, обусловленные флуктуациями температуры, слабо влияют на движение частицы ($\varepsilon=\alpha\theta\ll1$), и будем приближенно искать решение уравнений (5) в виде $\mathbf{u}=\mathbf{u}_0+\mathbf{u}_1+\ldots$ $\mathbf{x}=\mathbf{x}_0+\mathbf{x}_1+\ldots$, где $u_1/u_0\sim x_1/x_0\sim\varepsilon$. Тогда для $\mathbf{u}_0(t)$, $\mathbf{x}_0(t)$, $\mathbf{u}_1(t)$ получим уравнения

$$d\mathbf{u}_0/dt+\beta\mathbf{u}_0=\beta\mathbf{V}(\mathbf{x}_0(t),t),\qquad d\mathbf{x}_0/dt=\mathbf{u}_0(t) \tag{6}$$

$$d\mathbf{u}_1/dt+\beta\mathbf{u}_1=\beta\mathbf{f}(t),\qquad \mathbf{f}(t)=\alpha\theta(\mathbf{x}_0(t),t)[\mathbf{V}(\mathbf{x}_0(t),t)-\mathbf{u}_0(t)] \tag{7}$$

Уравнения (6) для $\mathbf{u}_0$, $\mathbf{x}_0$ описывают диффузию частицы в турбулентном потоке, а уравнение (7) — изменение возмущенной скорости $\mathbf{u}_1$ под действием силы $\beta\mathbf{f}(t)$, зависимость которой от времени определяется изменением $\mathbf{V}$, θ, $\mathbf{u}_0$ вдоль траектории $\mathbf{x}_0(t)$ частицы, диффундирующей в турбулентном потоке.

Поскольку очевидно, что $\langle\mathbf{u}_0\rangle=0$ в силу однородности и изотропности поля $\mathbf{V}(\mathbf{x},t)$, то скорость миграции частицы $\mathbf{u}_m=\langle\mathbf{u}_1(t)\rangle$. Стационарная скорость миграции частицы $\mathbf{u}_{m\infty}=\mathbf{u}_m(\infty)=\langle\mathbf{f}(\infty)\rangle$. Вследствие изотропности поля $\mathbf{V}(\mathbf{x},t)$ у вектора $\langle\mathbf{f}\rangle$ отлична от нуля может быть лишь компонента $\langle f_1\rangle$, направленная вдоль градиента температуры. Таким образом, для определения скорости миграции частицы необходимо найти $\langle f_1\rangle$.

Формально интегрируя уравнения (3) и (6) для θ и $\mathbf{u}_0$ с начальными условиями $\theta=0$ и $\mathbf{u}_0=0$ при $t=0$ (в начальный момент газ покоится и имеется однородный градиент температуры, средняя величина которого сохраняется и после «включения» поля турбулентных пульсаций), представим выражение для $\langle f_1(t)\rangle$ в виде

$$\langle f_1(t)\rangle=-\alpha\gamma\int_0^t d\tau\langle V_1(\mathbf{x}_0(t),t)V_1(\mathbf{y}(\tau),\tau)\rangle+$$

$$+\alpha\gamma\beta\int_0^t d\tau_1\int_0^t d\tau_2 e^{\beta(\tau_1-t)}\langle V_1(\mathbf{x}_0(\tau_1),\tau_1)V_1(\mathbf{y}(\tau_2),\tau_2)\rangle \qquad (8)$$

Выражения для $\mathbf{x}_0(\tau_1)$ и $\mathbf{y}(\tau_2)$ получим, интегрируя уравнения (6) и (4)

$$\mathbf{x}_0(\tau_1)=\int_0^{\tau_1} d\xi\mathbf{V}(\mathbf{x}_0(\xi),\xi)[1-e^{\beta(\xi-\tau_1)}] \qquad (9)$$

$$\mathbf{y}(\tau_2)=\mathbf{x}_0(t)-\int_{\tau_2}^{t}\mathbf{V}(\mathbf{y}(\xi),\xi)d\xi \qquad (10)$$

При получении (9), (10) считалось, что $\mathbf{x}_0(0)=0$, а начальное положение элемента жидкости определялось из условия, что в момент времени t его положение совпадает с положением частицы: $\mathbf{y}(t)=\mathbf{x}_0(t)$.

Таким образом, для определения $\langle f_1(t)\rangle$ необходимо вычислить $M_{11}(t,\tau_1,\tau_2)=\langle V_1(\mathbf{x}_0(\tau_1),\tau_1)V_1(\mathbf{y}(\tau_2),\tau_2)\rangle$. Найти точное выражение для M_{11} в общем случае не удается, поэтому используем метод последовательных приближений, успешно применявшийся для определения лагранжевой корреляционной функции жидкости [4] и коэффициента турбулентной диффузии частиц [5].

Будем последовательно находить приближения для траекторий частицы и элемента жидкости $\mathbf{x}_0^{(n)}$ и $\mathbf{y}^{(n)}$ из выражений (9), (10), подставляя в их правые части предыдущие приближения $\mathbf{x}_0^{(n-1)}$, $\mathbf{y}^{(n-1)}$. Величины $M_{11}^{(n)}$ и $\langle f_1^{(n)}\rangle$ определятся формулами

$$M_{11}^{(n)}(t,\tau_1,\tau_2)=\langle V_1(\mathbf{x}_0^{(n-1)}(\tau_1),\tau_1)V_1(\mathbf{y}^{(n-1)}(\tau_2),\tau_2)\rangle \qquad (11)$$

$$\langle f_1^{(n)}(t)\rangle=-\alpha\gamma\int_0^t d\tau M_{11}^{(n)}(t,t,\tau)+\alpha\gamma\beta\int_0^t d\tau_1\int_0^t d\tau_2 M_{11}^{(n)}(t,\tau_1,\tau_2) \qquad (12)$$

Найдем $\langle f_1^{(1)}\rangle$, используя простейшее начальное приближение: $\mathbf{x}_0^{(0)}=0$, $\mathbf{y}^{(0)}=0$. Тогда

$$M_{11}^{(1)}=\langle V_1(0,\tau_1)V_1(0,\tau_2)\rangle=R_{11}(0,\tau_1-\tau_2)=3v_0^2\exp[-{}^1/_2\omega_0^2(\tau_1-\tau_2)^2]$$

Подставляя это выражение в (12) и интегрируя, получим

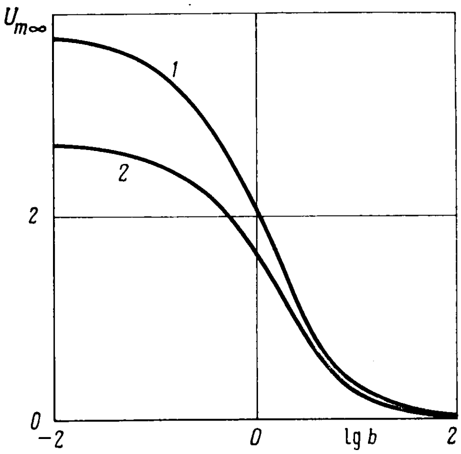
$$\langle f_1^{(1)}(t')\rangle=3\sqrt{\pi}\,\alpha\gamma v_0^2\omega_0^{-1}\{e^{-bt'}\operatorname{erf}(t'/\sqrt{2})+$$
$$+(1-e^{-bt'})e^{b^2/2}[\operatorname{erf}(t'/\sqrt{2}-b/\sqrt{2})-\operatorname{erf}(b/\sqrt{2})]\} \qquad (13)$$

Здесь использованы безразмерные переменные $t'=\omega_0 t$ и $b=\beta/\omega_0$. При $t\to\infty$ из (13) найдем безразмерную установившуюся скорость миграции

$$U_{m\infty}^{(1)}=\frac{u_{m\infty}^{(1)}}{u_*}=3\sqrt{\frac{\pi}{2}}\exp\left(\frac{b^2}{2}\right)\left[1-\operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{2}}\right)\right],\quad u_*=\frac{\alpha\gamma v_0^2}{\omega_0} \qquad (14)$$

Это простейшее приближение качественно правильно отражает характер зависимости скорости миграции от параметра b, представляющего собой отношение характерного времени турбулентных пульсаций $t_0=\omega_0^{-1}$ к характерному времени релаксации частицы $t_p=\beta^{-1}$. Для таких течений, как турбулентный пограничный слой или турбулентное течение в трубе, в которых обычно принимают $v_0\sim 0{,}05U_*$, $k_0^{-1}\sim 0{,}1L_*$ (U_*, L_* — характерные скорость и масштаб потока), параметр b связан с числом Стокса Stk: $b=9\,\mathrm{Re}^{-1}\rho_p\rho^{-1}L_*^2r_p^{-2}=0{,}5\,\mathrm{Stk}^{-1}$ (ρ_p, r_p — плотность и радиус частицы, Re — число Рейнольдса потока). При $b\to 0$ (очень инерционная частица, высокая частота турбулентных пульсаций) $U_{m\infty}\to\mathrm{const}\neq 0$; при $b\to\infty$ (безынерционная частица, малая частота турбулентных пульсаций) $U_{m\infty}\to 0$ ($U_{m\infty}=o(b^{-1})$ при $b\to\infty$).

Выбор начального приближения $x_0^{(0)}(t)=0$ соответствует тяжелой инерционной частице (малые b). Для легких частиц (большие b) естественно в качестве начального приближения выбрать $x_0^{(0)}(t)=y(t)$, т. е. частица движется вместе с жидкостью. В этом случае $M_{11}^{(1)}=\langle V_1(y(\tau_1),\tau_1)\times V_1(y(\tau_2),\tau_2)\rangle=R_L(\tau_1-\tau_2)$. Здесь R_L — лагранжева корреляционная функция скорости элемента жидкости. Для эйлеровой корреляционной функции, имеющей вид (1), (2), выражение для R_L получено методом последовательных приближений в [4]. Предполагалось, что поле $\mathbf{V}(\mathbf{x},t)$ — гауссовское, в качестве начального приближения было использовано $y^{(0)}=0$. Во втором приближении лагранжева корреляционная функция имеет вид



$$R_L(t)=3v_0^2\exp(-{}^1/_2\omega_0^2t^2)\times\{1+{}^1/_2[\sqrt{\pi/2}\,\omega_0t\,\mathrm{erf}(\omega_0t/\sqrt{2})-1+\exp(-{}^1/_2\omega_0^2t^2)]\}^{-5/2} \qquad (15)$$

Используя (15), находим

$$\langle f_1^{(1)}(t)\rangle=-\alpha\gamma v_0^2\omega_0^{-1}\left\{\int_0^t d\tau R_L(\tau)e^{-\beta\tau}-e^{-\beta t}\int_0^t d\tau(1+e^{\beta\tau})R_L(\tau)\right\}$$

Можно показать, что второй интеграл в этом выражении сходится при $t\to\infty$, в результате для безразмерной установившейся скорости миграции малоинерционных частиц получаем

$$U_{m\infty}^{(1)}=-\int_0^\infty d\tau' R_L'(\tau')e^{-b\tau'} \qquad (\tau'=\omega_0\tau,\ R_L'=v_0^{-2}R_L) \qquad (16)$$

Можно показать, что для R_L, задаваемой (15), как и в случае инерционной частицы, $U_{m\infty}^{(1)}=o(b^{-1})$ при $b\to\infty$.

Используя дополнительное условие — гауссовость поля турбулентных пульсаций скорости, можно методом, аналогичным [4, 5], получить второе приближение для инерционной частицы

$$m_{11}^{(2)}(t',\tau_1',\tau_2')=3\exp[{}^1/_2(\tau_1'-\tau_2')^2]\{1+{}^1/_2h(t',\tau_1',\tau_2')\}^{-5/2};$$

$$(\tau'=\omega_0\tau,\ m_{11}^{(2)}=v_0^{-2}M_{11}^{(2)})$$

$$\begin{aligned}h=&\psi(\tau_1')+\psi(\tau_2')-\psi(t')+\psi(t'+\tau_1')+\psi(t'-\tau_2')-\psi(\tau_1'+\tau_2')-\psi(0)-\\&-\varphi(-\tau_1')-[e^{-2b\tau_1'}-e^{-b\tau_1'}+1]\varphi(\tau_1')+[e^{-2b\tau_1'}-e^{-b\tau_1'}]\varphi(0)+\\&+e^{b(\tau_1'-\tau_2')}[\varphi(\tau_2'-2\tau_1')-\varphi(\tau_2'-\tau_1')]-e^{b(\tau_2'-t')}[\varphi(t'-2\tau_1')-\varphi(t'-\tau_1')]+\\&+[e^{-b\tau_1'}-1]\mathrm{erf}(\tau_1'/\sqrt{2})+e^{-b\tau_1'}\{\mathrm{erf}[(t'-2\tau_1')/\sqrt{2}]-\mathrm{erf}[(\tau_2'-2\tau_1')/\sqrt{2}]\}+\\&+\mathrm{erf}[(\tau_2'-\tau_1')/\sqrt{2}]\end{aligned} \qquad (17)$$

$$\psi(\tau)=\sqrt{\pi/2}\,\tau\,\mathrm{erf}(\tau/\sqrt{2})+\exp(-{}^1/_2\tau^2),\qquad \varphi(\tau)=\exp({}^1/_2b^2)\mathrm{erf}[(\tau-b)/\sqrt{2}]$$

Скорость миграции частицы определяется выражением

$$U_m^{(2)}(t')=-\int_0^{t'}d\tau' m_{11}^{(2)}(t',t',\tau')+b\int_0^{t'}d\tau_1'\int_0^{t'}d\tau_2'\,e^{b(\tau_1'-t')}m_{11}^{(2)}(t',\tau_1',\tau_2') \qquad (18)$$

Однако можно показать, что при $t' \to \infty$ соотношения (17), (18) сводятся к формулам (15), (16), т. е. установившаяся скорость миграции во втором приближении для инерционной частицы совпадает с первым приближением для безынерционной частицы, если лагранжева корреляционная функция газа задается выражением (15).

На фигуре показана зависимость безразмерной установившейся скорости миграции частицы $U_{m\infty}=u_{m\infty}/u_*$ $(u_*=\langle\mu\rangle^{-1}\partial\mu/\partial T v_0 k_0^{-1}\nabla\langle T\rangle)$ от параметра b, характеризующего инерционность частицы $(b=\omega_0\beta=t_0/t_p)$. Кривая *1* соответствует первому приближению для инерционной частицы (14), *2* – первому приближению для безынерционной частицы (16). Интеграл в (16) находился численно, причем значение верхнего предела в интеграле выбиралось из условия, что увеличение его в 2 раза меняет значение интеграла менее чем на 10^{-4}.

Как показывают элементарные оценки, перенос частиц из-за описанного в работе термовязкостного эффекта, обусловленного зависимостью вязкости газа от температуры, может быть сравним с переносом частиц из-за термо- и фотофореза, неоднородности поля пульсационных скоростей, турбулентной диффузии. Сравним, например, скорость термовязкостной миграции со скоростью термофореза u_{Th} $(u_{\mathrm{Th}}\sim\mu(\rho T)^{-1}\nabla T$, согласно [1]), который при неизотермическом турбулентном течении газа в трубе может оказывать существенное влияние на поперечный перенос мелких частиц (1–10 мкм) [6]. Для таких частиц, как правило, $b\gg1$ (или соответственно $\mathrm{Stk}\ll1$), поэтому для скорости термовязкостной миграции примем оценку $u_m\sim u_*\,\mathrm{Stk}$. Зависимость вязкости от температуры для газов можно представить в виде $\mu\sim T^s$ $(s\sim1)$. Тогда можно получить оценку $u_m/u_{\mathrm{Th}}\sim10^{-3}s\,\mathrm{Re}\,\mathrm{Stk}$, где Re – число Рейнольдса потока, вычисленное по диаметру трубы. Для частиц графита в воздухе $(\rho_p/\rho\approx1{,}67\cdot10^3$, $s\approx0{,}7)$ при размере частиц 10 мкм и диаметре трубы 0,1 м скорость термовязкостной миграции может превышать скорость термофореза при скорости потока более 10 м/с. Для более тщательного выяснения роли описанного эффекта в различных ситуациях необходимо проведение расчетов, аналогичных выполненным в [6].

Автор благодарит В. С. Галкина, В. А. Жарова, М. Н. Когана и В. А. Сабельникова за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Медников Е. П.* Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981. 174 с.
2. *Горбис З. Р., Спокойный Ф. Е.* Физическая модель и математическое описание процесса движения мелких частиц в турбулентном потоке газовзвеси.– Теплофизика высоких температур, 1977, т. 15, № 2, с. 399–408.
3. *Монин А. С., Яглом А. М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
4. *Phythian R.* Dispersion by random velocity fields.– J. Fluid Mech., 1975, v. 67, pt 1, p. 145–153.
5. *Reeks M. W.* On the dispersion of small particles suspended in an isotropic turbulent fluid.– J. Fluid Mech., 1977, v. 83, pt 3, p. 529–546.
6. *Горбис З. Р., Спокойный Ф. Е., Загайнова Р. В.* Влияние основных силовых факторов на поперечную скорость мелких частиц, движущихся в турбулентном потоке газа.– Инж.-физ. журн., 1976, т. 30, № 4, с. 657–664.

Москва

Поступила в редакцию 12.XII.1985