

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИСПАРЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ЛЕТУЧЕЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ГРАДИЕНТОВ КОНЦЕНТРАЦИИ С УЧЕТОМ ПОПРАВОК НА ЧИСЛО КНУДСЕНА В БИНАРНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ.

Ю.И.Яламов, М.Ф.Баринова, О.В.Ставцева

Постановка задачи

Рассматривается установившиеся движение умеренно крупной летучей капли сферической формы радиуса R в неоднородной по концентрациям компонентов бинарной газовой смеси. Относительные концентрации компонентов смеси равны $C_1^{(e)} = \frac{n_1^{(e)}}{n_0^{(e)}}$, $C_2^{(e)} = \frac{n_2^{(e)}}{n_0^{(e)}}$, где $n_1^{(e)}$ и $n_2^{(e)}$ - числа молекул соответственно летучего и существующего компонентов газовой смеси в единице объема; $n_0^{(e)} = n_1^{(e)} + n_2^{(e)}$.

На большом расстоянии от частицы поддерживается постоянным градиент концентрации A_C .

Так как капля имеет сферическую форму, решение задачи целесообразно проводить в сферической системе координат, начало которой совмещено с центром капли, а направление оси $z = r \cos \theta$ совпадает с направлением вектора A_C .

Попадая в поле градиента концентрации, аэрозольная частица испытывает действие диффузиофоретической силы, которая обусловлена нескомпенсированным импульсом, передаваемым частице молекулами неоднородной по концентрации газовой смеси.

При установившемся движении, сумма сил действующих на каплю равна нулю:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{TF} + \mathbf{F}_{DF} + \mathbf{F}_a + \mathbf{F}_\sigma + \mathbf{F}_v = 0,$$

где \mathbf{F} – результирующая сила, \mathbf{F}_{TF} – термофоретическая сила, \mathbf{F}_{DF} – диффузиофоретическая сила, \mathbf{F}_a – реактивная сила, \mathbf{F}_σ – термокапиллярная сила, \mathbf{F}_v – сила вязкого сопротивления среды.

Относительные перепады температуры в окрестности капли малы. Это позволяет считать коэффициенты переноса (коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии) постоянными величинами.

Для умеренно крупных капель, то числа Кнудсена $\frac{\lambda_1^{(e)}}{R}$ и $\frac{\lambda_2^{(e)}}{R}$ удовлетворяют соотношениям:

$$0 \leq \frac{\lambda_1^{(e)}}{R} \leq 0,3 \text{ и } 0 \leq \frac{\lambda_2^{(e)}}{R} \leq 0,3,$$

для $\lambda_1^{(e)}$, $\lambda_2^{(e)}$ – средние длины свободного пробега газовых молекул первого и второго рода.

Распределение скоростей, давлений и температур вне и внутри капли, распределение концентрации вне капли будем искать с помощью системы линеаризованных уравнений Навье-Стокса, непрерывности, теплопроводности и диффузии:

$$\begin{aligned}\eta_0^{(e)} \Delta v^{(e)} &= \nabla p^{(e)}, \quad \eta_0^{(i)} \Delta v^{(i)} = \nabla p^{(i)}, \\ \operatorname{div} \vec{v}^{(e)} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{v}^{(i)} = 0, \\ \Delta T^{(e)} &= 0, \quad \Delta T^{(i)} = 0, \\ \Delta C_1^{(e)} &= 0.\end{aligned}$$

Линеаризация осуществлена на основе предположения наличия малого параметра

$$\frac{\rho_0^{(e)} U R}{\eta_0^{(e)}} \ll 1,$$

который обеспечивает относительную малость изменения температуры и концентраций на расстояниях, сравнимых с размерами капли.

В задаче исследуется влияние коэффициента испарения α на динамику капли.

Границные условия

На бесконечности при $r \rightarrow \infty$ выполняются условия:

$$\begin{aligned}v_r^{(e)} &= |U| \cos \theta, \quad v_\theta^{(e)} = -|U| \sin \theta, \\ p_0^{(e)} &= p_0^{(e)}, \quad T^{(e)} = T_0^{(e)}, \quad C_1^{(e)} = C_{10}^{(e)} + A_C r \cos \theta.\end{aligned}$$

Условия на граничной поверхности капли при $r = R$:

Скольжение газовой смеси [4]

$$v_\theta^{(e)} - v_\theta^{(e)} = C^* \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta^{(e)}}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r^{(e)}}{\partial \theta} \right) + \frac{K_{TS}}{T_0^{(e)} R} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) \frac{\partial T^{(e)}}{\partial \theta} + \frac{K_{DSI} D_{12}}{TR} \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) \frac{\partial C_1^{(e)}}{\partial \theta}.$$

Непрерывность радиальной составляющей тензора напряжений [5]

$$-p^{(e)} + 2\eta_0^{(e)} \frac{\partial v_r^{(e)}}{\partial r} - \frac{2}{R} \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} \Bigg|_{\substack{T^{(i)}=T_0^{(i)} \\ C_1^{(i)}=C_{01}^{(i)}}} (T^{(i)} - T_0^{(i)}) - \frac{2\sigma}{R} \Bigg|_{\substack{T^{(i)}=T_0^{(i)} \\ C_1^{(i)}=C_{01}^{(i)}}} = -p^{(i)} + 2\eta_0^{(i)} \frac{\partial v_r^{(i)}}{\partial r}.$$

Непрерывность касательной составляющей тензора напряжений [5]

$$\eta_0^{(e)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r^{(e)}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta^{(e)}}{\partial r} - \frac{v_\theta^{(e)}}{r} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} \Bigg|_{\substack{T^{(i)}=T_0^{(i)} \\ C_1^{(i)}=C_{01}^{(i)}}} \frac{\partial T^{(i)}}{\partial \theta} = \eta_0^{(i)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r^{(i)}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta^{(i)}}{\partial r} - \frac{v_\theta^{(i)}}{r} \right).$$

Непрерывность потока первого (летучего) компонента при фазовом переходе [6]

$$n_1^{(e)} v_r^{(e)} - \frac{D_{12} (n_0^{(e)})^2 m_2}{\rho_0^{(e)}} \frac{\partial C_1^{(e)}}{\partial r} = n_0^{(e)} \alpha v (C_{s1}^{(e)} - C_1^{(e)})$$

Непроницаемость для второго компонента газовой смеси [3]

$$n_2^{(e)} v_r^{(e)} - \frac{D_{12} (n_0^{(e)})^2 m_1}{\rho_0^{(e)}} \frac{\partial C_1^{(e)}}{\partial r} = 0.$$

Непрерывность радиального потока тепла [6]

$$-\kappa^{(e)} \frac{\partial T^{(e)}}{\partial r} + \kappa^{(i)} \frac{\partial T^{(i)}}{\partial r} = -n_0^{(e)} \alpha v L m_1 (C_{s1}^{(e)} - C_1^{(e)}).$$

Скачок температуры в слое Кнудсена [2]

$$T^{(e)} - T^{(i)} = K_n^{(T)} T_0^{(e)} \frac{\partial C_1^{(e)}}{\partial r}.$$

ловие для радиальной составляющей скорости [3]

$$v_r^{(i)} = 0.$$

зический смысл граничных условий описан в решении задачи о ямофоретическом движении умеренно крупной летучей капли.

Определение скорости диффузиофореза частицы.

Общий вид осесимметричных решений системы уравнений Стокса, разрывности и Лапласа в сферических координатах может быть представлен в форме [1]:

$$v_r^{(e)} = |\vec{U}| \cos \theta + \frac{\gamma}{r} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{n+1}{r^{n+2}} A_{-n-1} + \frac{n+1}{2(2n-1)} \frac{B_{-n-1}}{r^n} \right) P_n(\theta), \quad (1)$$

$$v_{\theta}^{(e)} = -|\vec{U}| \sin \theta + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{A_{-n-1}}{r^{n+2}} - \frac{n-2}{2(2n-1)} \frac{B_{-n-1}}{r^n} \right) \frac{dP_n(\theta)}{d\theta}, \quad (2)$$

$$p^{(e)} = \eta_0^{(e)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_{-n-1}}{r^{n+1}} P_n(\theta) + p_0^{(e)}, \quad (3)$$

$$v_r^{(i)} = v_{r0}^{(i)} + \sum_{n=0}^{\infty} \left(n A_n r^{n-1} + \frac{n}{2(2n+3)} B_n r^{n+1} \right) P_n(\theta), \quad (4)$$

$$v_{\theta}^{(i)} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n r^{n-1} + \frac{n+3}{2(n+1)(2n+3)} B_n r^{n+1} \right) \frac{dP_n(\theta)}{d\theta}, \quad (5)$$

$$p^{(i)} = \eta_0^{(i)} \sum_{n=0}^{\infty} B_n r^n P_n(\theta) + p_0^{(i)}, \quad (6)$$

$$T^{(e)} = T_0^{(e)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{T_n^{(e)}}{r^{n+1}} P_n(\theta) + \frac{\varphi_1}{r}, \quad (7)$$

$$T^{(i)} = T_0^{(i)} + \sum_{n=1}^{\infty} T_n^{(i)} r^n P_n(\theta), \quad (8)$$

$$C_1^{(e)} = C_{10}^{(e)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Psi_n^{(e)}}{r^{n+1}} P_n(\theta) + A_C r \cos \theta + \frac{\varphi_2}{r}. \quad (9)$$

В формулах (1) – (9) $P_n(\theta)$ – полином Лежандра порядка n ; A_{-n-1} , B_{-n-1} , A_n , B_n , φ_1 , φ_2 , $T_n^{(e)}$, $T_n^{(i)}$, $\Psi_n^{(e)}$, $\Psi_n^{(i)}$ – константы, значения которых необходимо найти.

Используя условие ортогональности полиномов Лежандра

$$\int_0^{\pi} P_m(\theta) P_n(\theta) \sin \theta d\theta = \begin{cases} 0, & m \neq n, \\ \frac{2}{2n+1}, & m = n, \end{cases} \quad (10)$$

можно показать, что ненулевыми будут лишь члены, содержащие $P_1(\theta)$ и $\frac{dP_1(\theta)}{d\theta}$.

Таким образом решения (1) – (9) можно переписать в виде:

$$v_r^{(e)} = \left(\frac{A}{r^3} + \frac{B}{r} + |\vec{U}| \right) \cos \theta + \frac{\gamma}{r}, \quad (11)$$

$$v_{\theta}^{(e)} = \left(\frac{A}{2r^3} - \frac{B}{2r} - |\vec{U}| \right) \sin \theta, \quad (12)$$

$$p^{(e)} = p_0^{(e)} + \eta_0^{(e)} \frac{B}{r^2} \cos \theta, \quad (13)$$

$$v_r^{(i)} = (Q + Dr^2) \cos \theta, \quad (14)$$

$$v_{\theta}^{(i)} = -(Q + 2Dr^2) \sin \theta, \quad (15)$$

$$p^{(i)} = p_0^{(i)} + 10\eta_0^{(i)} Dr \cos \theta, \quad (16)$$

$$T^{(e)} = T_0^{(e)} + \frac{\mu_1}{r^2} \cos \theta + \frac{\varphi_1}{r}, \quad (17)$$

$$T^{(i)} = T_0^{(i)} + \mu_2 r \cos \theta, \quad (18)$$

$$C_1^{(e)} = C_{10}^{(e)} + A_C r \cos \theta + \frac{\mu_3}{r^2} \cos \theta + \frac{\varphi_2}{r}, \quad (19)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} -2A_{-2} &= A, \quad B_{-2} = B, \quad A_1 = Q, \quad B_1 = 10D, \\ T_1^{(e)} &= \mu_1, \quad T_1^{(i)} = \mu_2, \quad \Psi_1^{(e)} = \mu_3. \end{aligned} \quad (20)$$

Относительную концентрацию насыщенных паров разложим в ряд Тейлора:

$$C_{s1}^{(e)} = C_{s10}^{(e)} + \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} (T^{(i)} - T_0^{(i)}). \quad (21)$$

Подставим решения в граничные условия и получим систему линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2R^3} + \frac{3C^*}{R^4} \right) A - \frac{B}{2R} - |\vec{U}| + Q + 2DR^2 + \frac{K_{TSI}}{T_0^{(e)} R^3} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) \mu_1 + \frac{K_{DSI} D_{12}}{R^3} \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) \mu_3 = \\ = -D_{12} K_{DSI} \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) A_C; \end{aligned} \quad (22)$$

$$-\frac{6\eta_0^{(e)}}{R^4} A - \frac{3\eta_0^{(e)}}{R^2} B - 2 \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} \mu_2 = -6\eta_0^{(i)} RD; \quad (23)$$

$$\frac{3\eta_0^{(e)}}{R^4} A + \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} \mu_2 = 3\eta_0^{(i)} RD; \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{n_1^{(e)}}{R^3} A + \frac{n_1^{(e)}}{R} B + n_1^{(e)} |\vec{U}| - n_0^{(e)} \alpha \nu R \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \mu_2 + \left(\frac{2D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_2}{\rho_0^{(e)} R^3} + \frac{n_0^{(e)} \alpha \nu}{R^2} \right) \mu_3 = \\ = \left(\frac{D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_2}{\rho_0^{(e)}} - n_0^{(e)} \alpha \nu R \right) A_C; \end{aligned} \quad (25)$$

$$\frac{n_2^{(e)}}{R^3} A + \frac{n_2^{(e)}}{R} B + n_2^{(e)} |\vec{U}| - \frac{2D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_1}{\rho_0^{(e)} R^3} \mu_3 = -\frac{D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_1}{\rho_0^{(e)}} A_C; \quad (26)$$

$$\frac{2\kappa_0^{(e)}}{R^3} \mu_1 + \kappa_0^{(i)} \mu_2 + n_0^{(e)} \alpha \nu m_1 R \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \mu_2 - \frac{n_0^{(e)} \alpha \nu L m_1}{R^2} \mu_3 = n_0^{(e)} \alpha \nu L m_1 R A_C; \quad (27)$$

$$\frac{1}{R^2} \mu_1 - R \mu_2 + \frac{2K_n^{(T)} T_0^{(e)}}{R^3} \mu_3 = K_n^{(T)} T_0^{(e)} A_C; \quad (28)$$

$$Q + DR^2 = 0. \quad (29)$$

После длительных преобразований, с учетом соотношения $m_1 n_1^{(e)} + m_2 n_2^{(e)} = \rho_0^{(e)}$ приходим к системе уравнений:

$$\begin{aligned} & \left(-\frac{3}{2} - \frac{3C^*}{R} - \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right) \bar{U} + \left(\frac{K_{TSI}}{T_0^{(e)}} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) + \frac{R}{3\eta_0^{(i)}} \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} \right) \mu_2 + \\ & + \left(\frac{K_{DSI} D_{12}}{R^3} \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) - \frac{2K_{TSI} K_n^{(T)}}{R^4} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) + \frac{2D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_1}{n_2^{(e)} \rho_0^{(e)} R^3} \left(\frac{1}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right) \right) \mu_3 = \quad (30) \\ & = - \left(K_{DSI} D_{12} \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) + \frac{K_{TSI} K_n^{(T)}}{R} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) - \frac{D_{12}(n_0^{(e)})^2 m_1}{\rho_0^{(e)} n_2^{(e)}} \left(\frac{1}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right) \right) A_C; \end{aligned}$$

$$n_2^{(e)} n_0^{(e)} \alpha \nu R \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \mu_2 - \left(\frac{2D_{12}(n_0^{(e)})^2}{R^3} + \frac{n_0^{(e)} \alpha \nu n_2^{(e)}}{R^2} \right) \mu_3 = (-D_{12}(n_0^{(e)})^2 + n_0^{(e)} n_2^{(e)} \alpha \nu R) A_C; \quad (31)$$

$$\begin{aligned} & \left(2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)} + n_0^{(e)} \alpha \nu L m_1 R \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \right) \mu_2 - \left(\frac{4K_n^{(T)} T_0^{(e)} \kappa_0^{(e)}}{R^4} + \frac{n_0^{(e)} \alpha \nu L m_1}{R^2} \right) \mu_3 = \\ & = \left(n_0^{(e)} \alpha \nu L m_1 R - \frac{2\kappa_0^{(e)}}{R} K_n^{(T)} T_0^{(e)} \right) A_C \end{aligned} \quad (32)$$

Решая уравнения (31), (32) методом Крамера, находим значения неизвестных постоянных μ_2 и μ_3

$$\mu_2 = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad \mu_3 = \frac{\Delta_2}{\Delta}.$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{n_0^{(e)}}{R^2} \left(\left(n_2^{(e)} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) + 2 \left(D_{12} n_0^{(e)} L m_1 - \frac{2n_2^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)} \kappa_0^{(e)}}{R} \right) \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \right) \alpha \nu + \right. \\ & \quad \left. + \frac{2D_{12} n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \right), \\ \Delta_1 &= \frac{3n_0^{(e)}}{R^2} \left(\frac{2n_2^{(e)} \kappa_0^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)}}{R} - n_0^{(e)} D_{12} L m_1 \right) \alpha \nu A_C, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= n_0^{(e)} R \left(\left(\left(D_{12} n_0^{(e)} L m_1 - \frac{2\kappa_0^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)} n_2^{(e)}}{R} \right) \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} - n_2^{(e)} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \right) \alpha \nu + \right. \\ & \quad \left. + \frac{D_{12} n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \right) A_C. \end{aligned}$$

Подставим найденные значения μ_1 и μ_2 в (30) и, переходя в систему координат, связанную с центром газа и к векторным величинам, найдем скорость диффузиофореза

$$\begin{aligned}
\vec{U}_D = & - \left(\frac{3}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right)^{-1} \left(\left(3\alpha\nu \left(D_{12}n_0^{(e)}{}^2 L m_1 - \frac{2\kappa_0^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)} n_2^{(e)}}{R} \right) \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} + \right. \right. \\
& + \frac{3D_{12}n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \left. \right) \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) D_{12} K_{DSI} + \\
& + 3\alpha\nu \left(\frac{1}{T_0^{(e)}} \left(\frac{2n_2^{(e)} \kappa_0^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)}}{R} - n_0^{(e)}{}^2 D_{12} L m_1 \right) + n_2^{(e)} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \frac{K_n^{(T)}}{R} \right) \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) K_{TSI} + \\
& \left. \left. + \frac{\alpha\nu R}{\eta_0^{(i)}} \left(\frac{2n_2^{(e)} \kappa_0^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)}}{R} - n_0^{(e)}{}^2 D_{12} L m_1 \right) \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} - \right. \right. \\
& \left. \left. - 3\alpha\nu (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \left(\frac{1}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right) \frac{D_{12} n_0^{(e)}{}^2 m_1}{\rho_0^{(e)}} \right) \frac{\vec{A}_C}{Z}, \quad (33) \right)
\end{aligned}$$

где

$$Z = \left(n_2^{(e)} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) + 2 \left(D_{12} n_0^{(e)}{}^2 L m_1 - \frac{2n_2^{(e)} K_n^{(T)} T_0^{(e)} \kappa_0^{(e)}}{R} \right) \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \right) \alpha\nu + \frac{2D_{12} n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}).$$

Анализ результатов.

В формуле (33) второй член связан с тепловым скольжением, вызванным локальным градиентом температуры. Этот член пропорционален K_{TSI} и дает вклад в скорость, направленную в сторону падения концентрации.

Член в скорости (33), обусловленный диффузионным скольжением и пропорциональный K_{DSI} , вызывает движение, направление которого зависит от знака K_{DSI} . Если $m_1 < m_2$, то $K_{DSI} > 0$, и направление движения от этого члена противоположно \vec{A}_C . Если же $m_1 > m_2$, то $K_{DSI} < 0$, и движение направлено в сторону роста концентрации.

Третье слагаемое обусловлено переменным межфазным поверхностным натяжением на поверхности капли. Четвертый член описывает реактивную часть импульса, который действует на частицу и связан с фазовым переходом.

За счет этих членов капля стремится двигаться по направлению градиента концентрации.

На рисунке 1 представлен характер зависимости скорости диффузиофореза капли воды в азоте.

Численный анализ проводился для паро-воздушной смеси «вода - азот». При этом использовались следующие значения параметров [3], [7], [8]:

$$\rho_0^{(e)} = 1,25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \sigma = 72,04 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Н}}{\text{м}}; \kappa_0^{(e)} = 0,0257 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \kappa_0^{(i)} = 0,561 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}};$$

$$\eta_0^{(e)} = 1,79 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Па} \cdot \text{с}}{\text{м}}; \eta_0^{(i)} = 8,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Па} \cdot \text{с}}{\text{м}}; D_{12} = 2,4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; K_{TSI} = 1,123;$$

$$K_{DSI} = 0,187; A_t = 100 \frac{\text{К}}{\text{м}}; T_0^{(e)} = 300 \text{К}; L = 0,243 \cdot 10^7 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}; \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} = -0,168 \frac{\text{Н}}{\text{м} \cdot \text{К}};$$

$$n_0^{(e)} = 2,7 \cdot 10^{25}; n_2^{(e)} = 6,67 \cdot 10^{23}; \frac{\partial C_{1e}^{(H)}}{\partial T^{(i)}} = 1,67 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{К}}; K_{TD} = 5,5 \cdot 10^{-3}.$$

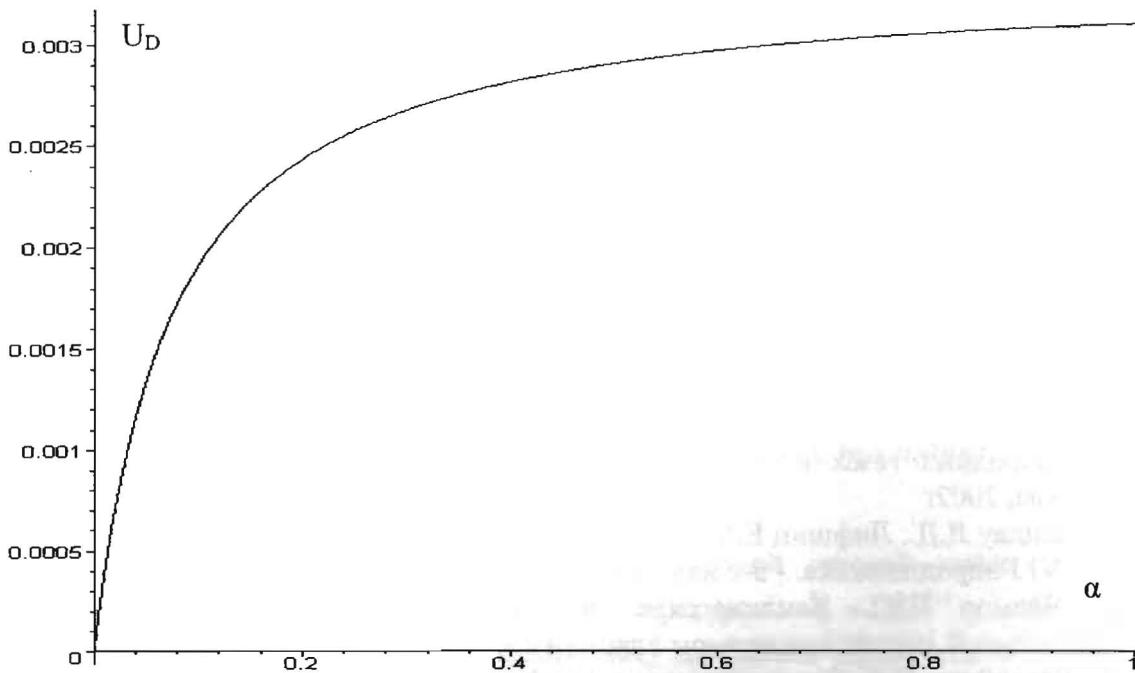


Рис.1

Делая предельный переход к крупной летучей частице (коэффициент скачка температуры полагаем равными нулю), получаем один из результатов работы [6].

$$\vec{U}_D = - \left(\frac{3}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right)^{-1} \left(\left(3\alpha\nu D_{12} n_0^{(e)} L m_1 \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} + \frac{3D_{12} n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \right) \left(1 + \frac{\beta_D}{R} \right) D_{12} K_{DSI} - \frac{3\alpha\nu n_0^{(e)} D_{12} L m_1}{T_0^{(e)}} \left(1 + \frac{\beta_T}{R} \right) K_{TSI} - \frac{\alpha\nu R n_0^{(e)} D_{12} L m_1}{\eta_0^{(i)}} \frac{\partial \sigma}{\partial T^{(i)}} - 3\alpha\nu (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) \left(\frac{1}{2} + \frac{3C^*}{R} + \frac{\eta_0^{(e)}}{\eta_0^{(i)}} \right) \frac{D_{12} n_0^{(e)} m_1}{\rho_0^{(e)}} \right) \frac{\vec{A}_C}{Z}, \quad (34)$$

$$Z = \left(n_2^{(e)} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}) + 2D_{12} n_0^{(e)} L m_1 \frac{\partial C_{s1}^{(e)}}{\partial T^{(i)}} \right) \alpha\nu + \frac{2D_{12} n_0^{(e)}}{R} (2\kappa_0^{(e)} + \kappa_0^{(i)}).$$

Полагая $\alpha = 0$, формула (33) переходит в известный результат для случая крупной нелетучей частицы [3]

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \vec{U}_D = - \frac{3\eta_0^{(e)}}{3\eta_0^{(i)} + 2\eta_0^{(e)}} D_{12} K_{DSI} \vec{A}_C. \quad (35)$$

При $\eta_0^{(i)} \gg \eta_0^{(e)}$ из (35) можно получить классическую формулу для скорости диффузиофореза крупной нелетучей твердой частицы

$$\lim_{\substack{\alpha \rightarrow 0 \\ \eta_0^{(e)}/\eta_0^{(i)} \rightarrow 0}} \vec{U}_D = - D_{12} K_{DSI} \vec{A}_C.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Happel J. and Brenner H. Low Reynolds number hydrodynamics. Prentice - Hall, 1965. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. Пер. с англ. / Под ред. Ю. А. Буевича. М., 1976.
2. Баринова М.Ф., Зенкина О.Н., Костицына Л.И., Яламов Ю.И. Теория термофореза умеренно крупных капель концентрированных растворов с учетом объемного переноса тепла. Учебное пособие. - М.: МГОУ, 2006г, 47 с.,
3. Галоян В.С., Яламов Ю.И. Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ер.: Луйс, 1985.-с.208,
4. Зенкина О.Н. Теория движения летучей аэрозольной капли раствора в неоднородных газах в режиме со скольжением. - Кандидатская диссертация. – Москва, 2002г
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. Пособ.: Для вузов. В 10 т. Т VI Гидродинамика. - 5-е изд., испр. - М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 736 с.
6. Яламов Г.Ю. Кандидатская диссертация "Теория термодиффузиофореза аэрозольный частиц при прямом влиянии коэффициента испарения", 2005г.
7. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1971. 720 с.
8. Физические величины: Справочник/ А.П.Бабичев, Н.А.Бабушкина, А.М.Братковский и др.; под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.