01,03

Влияния тепло- и массообмена, термодиффузии и коэффициента испарения на фотофорез крупной высоковязкой капли

© *Н.В. Малай, П.В. Сохань, Ю.И. Шостак*

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015 Белгород, Россия
e-mail: malay@bsu.edu.ru

Поступило в Редакцию 22 сентября 2024 г.
В окончательной редакции 3 ноября 2024 г.
Принято к публикации 26 ноября 2024 г.

Проведено теоретическое описание фотофоретического движения крупной высоковязкой капли (отсутствуют циркуляция вещества внутри частицы и сил межфазного поверхностного натяжения) сферической формы в вязкой бинарной газовой смеси при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности. В квазистационарном приближении решалась система гидродинамических уравнений (система уравнений Навье-Стокса) и конвективные уравнения тепломассопереноса при малых числах Рэйнольдса и Пекле. Полученные формулы позволяют оценить вклад тепломассопереноса, термодиффузии и прямого влияния скорости испарения на скорость фотофореза, распределения скоростей, температур и концентрации летучего компонента. Показано, что для высокотеплопроводных частиц имеет место фотофорез, обусловленный конвективным тепломассопереносом.

Ключевые слова: фотофорез капель, движение высоковязких капель в газе, движение капель в поле электромагнитного излучения, тепломассообмен.

DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60000.249-24

Введение

Под явлением фотофореза в газе понимают движение частиц в однородном электромагнитном поле. В литературе различают два вида фотофореза, отличающиеся физической природой этого явления. В первом случае фотофорез возникает за счет передачи импульса фотона частице путем преломления и отражения, если частица прозрачна и имеет показатель преломления по величине больший, чем показатель преломления окружающей среды. Здесь фотофоретическая сила зависит от интенсивности света и размера частиц. Во втором случае фотофорез возникает за счет поглощения поверхностью частицы электромагнитного излучения, что приводит к неоднородному нагреву одной из сторон поверхности частицы. Возникает нескомпенсированный импульс, т.е. молекулы газа отскакивают от более нагретой поверхности частицы с большей скоростью (импульсом), чем от менее нагретой. Здесь уже фотофоретическая сила зависит от многих факторов, в частности, от интенсивности и длины волны падающего излучения, теплофизических свойств газа и частицы и т.д.

В настоящей работе рассматривается второй случай фотофореза. Математическая сложность описания явления фотофореза здесь обусловлена следующими факторами. Во-первых, необходимо учитывать электродинамическую задачу, заключающуюся в расчете характеристик поглощенного электромагнитного излучения в объеме частицы, во-вторых, учитывать тепловую задачу, заключающуюся в расчете температурных полей в объеме и на поверхности частицы и, в-третьих, газокинетическую задачу — вычисление полей скоростей, давлений и т.д.

Исследование явления фотофореза имеет как прикладное, так и фундаментальное значение, несмотря на то, что оно было открыто в начале XX века [1]. Открываются все новые области применения фотофореза [2–8]: глобальная проблема борьбы с загрязнениями воздушной среды аэрозолями как искусственного, так и естественного происхождения; многочисленные технологические приложения (процессы осаждения частиц в каналах; проведение тонкой очистки небольших объемов газа); химическая промышленность; нанесение специальных покрытий заданной толщины; отбор аэрозольных проб и т.д.).

В настоящей работе впервые получены выражения, которые позволяют оценивать влияние тепло- и массообмена (конвективных членов в уравнениях теплопроводности и диффузии), термодиффузии и коэффициента испарения на силу и скорость фотофореза высоковязкой капли в бинарной газовой среде. Следует отметить, что термодиффузия относится к так называемым „слабым“ эффектам, или эффектам второго порядка малости, однако она весьма чувствительна к параметрам потенциалов межмолекулярного взаимодействия. Явление термодиффузии во многих процессах является определяющим и имеет самостоятельный характер, например, при очистке и разделении смесей газов и изотопов, получении особо чистых веществ и т.д.

1. Основные уравнения и граничные условия

Рассматривается взвешенная в газовой смеси крупная [9] высоковязкая испаряющаяся капля сферической формы радиусом R с плотностью ρ_i, теплопроводностью λ_i и вязкостью μ_i, которая находится в поле плоской волны монохроматического излучения интенсивности I_0 (рис. 1). Бинарная газовая смесь описывается двумя компонентами C_1 и C_2, плотностью ρ_e, теплопроводностью λ_e, коэффициентом взаимной диффузии D_{12} и вязкостью μ_e. $C_1 = n_1/n_e$, $C_2 = n_2/n_e$, $n_e = n_1 + n_2$, $\rho_e = \rho_1 + \rho_2$, $\rho_1 = n_1 m_1$, $\rho_2 = n_2 m_2$; m_1, n_1 и m_2, n_2 — масса и численная концентрация молекул первого и второго компонентов смеси. Индексы „e" и „i" здесь и далее относятся к газовой смеси и частице соответственно; индексом „S" обозначены значения физических величин, взятых при средней температуре поверхности капли, и индексом „∞" — физические величины, характеризующие газовую среду вдали от капли.

При описании фотофореза испарение предполагается медленным [10], первый компонент C_1 по своему физико-химическому составу совпадает с веществом жидкой капли, второй компонент C_2 считается основным (несущим) и рассматривается диффузионный режим испарения ($C_1 \ll C_2$) [11].

Молекулы конденсированной фазы испаряются или конденсируются при числах Маха, много меньших единицы. Радиус капли считается неизменным (время заметного изменения радиуса капли значительно больше времени релаксации диффузионных и тепловых неоднородностей вблизи нее). При движении капля сохраняет свою сферическую форму, т. е. силы поверхностного натяжения значительно превышают силу вязкого сопротивления. Учитывается реактивный эффект, обусловленный испарением. В силу малости времени тепловой и диффузионной релаксации процесс тепло- и массопереноса в системе частица-газ протекает квазистационарно, и свободной конвекцией пренебрегаем (число Грасгофа мало). Задача решается гидродинамическим методом, т. е. решаются уравнения гидродинамики и тепло- и массопереноса с соответствующими граничными условиями.

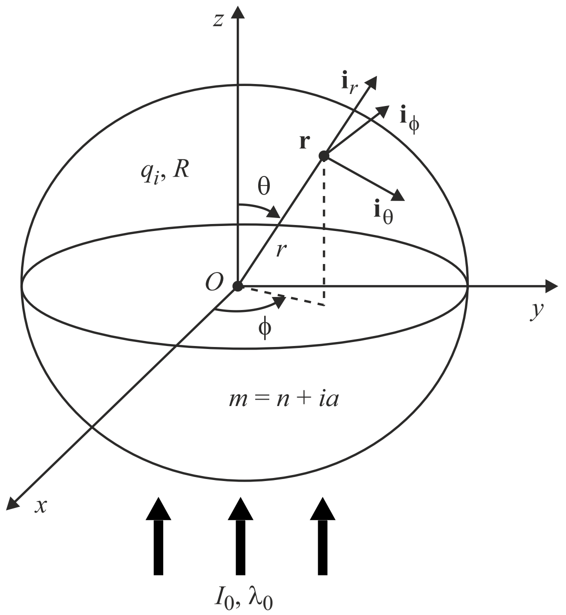

Рис. 1. Геометрия задачи.

Направим ось O_z в направлении вектора интенсивности электромагнитного поля. Задача решается в сферической системе координат r, θ, φ, начало которой совпадает с центром масс испаряющейся капли. Распределения скоростей, давлений, относительных концентраций и температур обладают аксиальной симметрией относительно оси O_z. При указанном выборе начала системы координат каплю можно считать неподвижной, а внешнюю среду (газ) — движущейся со скоростью U_∞ в сторону, противоположную направлению фактического упорядоченного движения капли U_p ($U_p = -U_\infty$, $U_\infty \parallel O_z$).

Распределения полей массовой скорости U_e, давления P_e, концентрации C_1 и температур T_e, T_i описываются системой уравнений (1), (2) [11]:

$$\mu_e \Delta U_e = \nabla P_e, \quad \mathrm{div} U_e = 0, \tag{1}$$

$$\rho_e c_p (U_e \nabla) T_e = \lambda_e \Delta T_e, \quad (U_e \nabla) C_1 = D_{12} \Delta C_1, \quad \Delta T_i = -\frac{q_i}{\lambda_i}, \tag{2}$$

которая решалась со следующими граничными условиями (3)–(7):

$$y \to \infty, \ U_e = U_\infty n_z, \ T_e = T_\infty, \ C_1 = C_0, \ P_e = P_\infty,$$

$$U_\infty = |U_\infty|, \tag{3}$$

$$y \to 0, \quad T_i \neq \infty, \tag{4}$$

$$y = 1, \quad T_e = T_i,$$

$$n_1 U_r^{(e)} - D_{12} \frac{n_e^2 m_2}{R \rho_e} \left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{K_T}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) = \alpha_0 \nu n_e$$

$$\times \left[C_{1S}^{(H)} + C_{1S}^{*} \delta T_i - C_1 \right], \tag{5}$$

$$n_2 U_r^{(e)} + D_{12} \frac{n_e^2 m_1}{R \rho_e} \left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{k_T}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) = 0,$$

$$U_\theta^{(e)} = K_{TS} \frac{\nu_e}{R T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \theta} + K_{DS} \frac{D_{12}}{R} \frac{\partial C_1}{\partial \theta}, \tag{6}$$

$$-\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = -L m_1 R \alpha_0 \nu n_e \left[C_{1S}^{(H)} + C_{1S}^{*} \delta T_i - C_1 \right]$$

$$- \sigma_0 \sigma_1 R (T_i^4 - T_\infty^4) + L D_{12} \frac{n_e^2 m_1 m_2}{\rho_e} \frac{k_T}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial y}, \tag{7}$$

$$C_{1S}^{(H)} = \left. \frac{n_{1S}^{(H)}}{n_e} \right|_{T_i = T_{iS}}, \quad C_{1S}^{*} = \left. \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_{1S}^{(H)}}{\partial T_i} \right|_{T_i = T_{iS}},$$

$$\nu = \sqrt{k_B T_e / (2\pi m_1)}, \quad y = r/R.$$

Здесь k_{B} — постоянная Больцмана; $U_r^{(e)}$, $U_\theta^{(e)}$ — компоненты массовой скорости U_e в сферической системе координат; σ_0, σ_1, n_z — постоянная Стефана-Больцмана, интегральная степень черноты вещества капли и единичный вектор в направлении оси O_z; c_p, L, ν_e — удельная теплоемкость при постоянном давлении, удельная теплота испарения жидкости и коэффициент кинематической вязкости; ν — одна четвертая средней арифметической скорости теплового движения газовых молекул первого сорта [12]; α_0 — коэффициент испарения жидкой капли [10,12]. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные показывают, что коэффициент испарения $\alpha_0 \le 1$; $n_{1s}^{(H)}(T_{is})$ — насыщенная концентрация молекул первого компонента бинарной газовой смеси, зависящая от средней температуры поверхности капли T_{iS}; K_{TS}, K_{DS} — коэффициенты теплового и диффузионного скольжения [13,14]. Численные значения этих коэффициентов при коэффициентах аккомодации по энергии и тангенциального импульса, равных единице, имеют следующие значения: $K_{TS} = 1.161$, $K_{DS} = 0.3$ [13,14]; $n_1U_r^{(e)}$, $n_2U_r^{(e)}$, $D_{12}\frac{n_e^2m_2}{R\rho_e}\left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{k_T}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial y}\right)$, $D_{12}\frac{n_e^2m_1}{R\rho_e}\left(\frac{\partial C_1}{\partial y} + \frac{k_T}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial y}\right)$ — радиальные конвективные, радиальные диффузионные и термодиффузионные потоки соответствующих компонентов, k_T — термодиффузионное соотношение [11]. Значение C_0, входящей в краевое условие (3), определяется через численные концентрации n_1 и n_2, а невозмущенные параметры $(T_\infty, P_\infty, C_0)$ определяются в месте нахождения геометрического центра капли при ее отсутствии.

Объемная плотность внутренних источников тепла q_i, из-за которых происходит неоднородный нагрев поверхности капли, определяется из решения электродинамической задачи, например, [15,16]. В общем случае объемную плотность можно представить в виде $q_i = \frac{4\pi na}{n_s\lambda_0} I_0B_k$. Здесь $m = n + ia$ — комплексный показатель преломления капли, n_s — показатель преломления среды, λ_0, I_0 — длина волны и интенсивность падающего излучения, B_k — функция координат, рассчитываемая по теории Ми [15,16].

Наиболее просто вид функции q_i имеет в случае, когда капля поглощает электромагнитное излучение как черное тело (поглощение излучения происходит в тонком слое с толщиной $\delta \ll R$, прилегающем к нагреваемой части поверхности капли) [15,16]:

$$q_i = \begin{cases} -\frac{I_0}{\delta}\cos\theta, & \frac{\pi}{2} \le \theta \le \pi,\ R-\delta \le r \le R, \\ 0, & 0 \le \theta \le \frac{\pi}{2}. \end{cases}$$

При описании явления фотофореза воспользуемся теорией возмущения [17]. Из определяющих параметров задачи можно составить три безразмерные комбинации: число Рэйнольдса, тепловое и диффузионное числа Пекле [11]. Последние, в свою очередь, выражаются через число Рэйнольдса [11] и поэтому в качестве малого параметра задачи используется число Рэйнольдса $\varepsilon = \text{Re} = (\rho_eRU_\infty)/\mu_e \ll 1$. При нахождении силы и скорости фотофореза ограничимся первой поправкой малости по ε.

Поясним физический смысл краевых условий на поверхности капли $(y = 1)$. Равенства температур и непрерывность радиального потока первого компонента через поверхность капли учтены в краевом условии (5); краевое условие (6) учитывает соответственно непроницаемость поверхности капли для второго компонента газовой смеси и известные явления теплового и диффузионного скольжений бинарной газовой смеси, пропорциональные коэффициентам K_{TS}, K_{DS} [9,13,14]; и в условии (7) учтена непрерывность радиального потока тепла с учетом тепла, идущего на фазовый переход и излучение.

2. Поля скорости, давления, температур и концентрации первого компонента бинарной газовой смеси

Общие решения уравнений гидродинамики и тепломассопереноса при $\varepsilon \ll 1$, удовлетворяющие краевым условиям (3)−(7), имеют вид

$$t_{e0}(y) = 1 + \frac{\Gamma_0}{y}, \quad U_r^{(e)}(y,\theta) = U_\infty\cos\theta\left(1 + \frac{A_1}{y^3} + \frac{A_2}{y}\right),$$

$$U_\theta^{(e)}(y,\theta) = -U_\infty\sin\theta\left(1 - \frac{A_1}{2y^3} + \frac{A_2}{2y}\right),$$

$$P_e(y,\theta) = P_\infty + \mu_e\frac{U_\infty}{R}\cos\theta\frac{A_2}{y^2},$$

$$C_{10}(y) = C_0 + \frac{M_0}{y}, \quad t_e = T_e/T_\infty,$$

$$t_i = T_i/T_\infty, \quad H_0 = \frac{R^2}{3\lambda_iT_\infty}J_0,$$

$$t_e(y,\theta) = t_{e0}(y) + \varepsilon t_{e1}(y,\theta),$$

$$t_e^*(\xi,\theta) = t_{e0}^*(\xi) + \varepsilon t_{e1}^*(\xi,\theta),$$

$$t_i(y,\theta) = t_{i0}(y) + \varepsilon t_{i1}(y,\theta),$$

$$H_1 = \frac{R}{3\lambda_iT_\infty}J_1,$$

$$t_{e1}(y,\theta) = \frac{\omega_0^{(T)}}{2y}(N_2 - y) + \cos\theta\left[\frac{\Gamma_1}{y^2}\frac{\omega_0^{(T)}}{2}\left(A_3 + \frac{A_2}{y} - \frac{A_1}{y^3}\right)\right],$$

$$t_{e0}^*(\xi) = 1, \tag{8}$$

$$t_{e1}^*(\xi,\theta) = \frac{\Gamma_0}{\xi}\exp\left\{\frac{Pr_T}{2}\xi(x-1)\right\},$$

$$C_1(y,\theta) = C_{10}(y) + \varepsilon C_{11}(y,\theta),$$

$$C_1^*(\xi,\theta) = C_{10}^*(\xi) + \varepsilon C_{11}^*(\xi,\theta),$$

$$C_{10}^*(\xi) = C_0, \quad J_0 = \frac{1}{V}\int_V q_i dV,$$

$$C_{11}(y,\theta) = \frac{\omega_0^{(D)}}{2y}(N_3 - y)$$

$$+ \cos\theta\left[\frac{M_1}{y^2} + \frac{\omega_0^{(D)}}{2}\left(A_3 + \frac{A_2}{y} - \frac{A_1}{y^3}\right)\right],$$

$$C_{11}^*(\xi,\theta) = \frac{M_0}{\xi}\left\{\frac{Pr_D}{2}\xi(x-1)\right\}, \quad x = \cos\theta,$$

$$\psi_0(y) = -\frac{R^2}{2\lambda_i T_\infty} y^2 \int_{-1}^{-1} q_i\,dx,$$

$$J_1 = \frac{1}{V}\int_V q_i z\,dV,$$

$$t_{i0}(y) = B_0 + \frac{H_0}{y} - \frac{1}{y}\int_1^y \psi_0(y)dy + \int_1^y \frac{\psi_0(y)}{y}dy,$$

$$\psi_1(y) = -\frac{3R^2}{2\lambda_i T_\infty} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i x\,dx,$$

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3,$$

$$t_{i1}(y,\theta) = N_4 + \cos\theta\left\{B_1 y + \frac{H_1}{y^2} + \frac{1}{3}\right.$$

$$\left.\times\left[y\int_1^y \frac{\psi_1(y)}{y^2}dy - \frac{1}{y^2}\int_1^y y\psi_1(y)dy\right]\right\},$$

$$P_{r_T} = \frac{\mu_e c_p}{\lambda_e}, \quad P_{r_D} = \frac{\mu_e}{\rho_e D_{12}}$$

— тепловое и диффузионное числа Прандтля,

$$\omega_0^{(T)} = \Gamma_0 P_{r_T}, \; \omega_0^{(D)} = \Gamma_0 P_{r_D}, \; z = r\cos\theta,$$

$$\delta T_i(y,\theta)\Big|_{y=1} = T_\infty t_{i1}(y,\theta)\Big|_{y=1},$$

$\int_V q_i z\,dV$ — дипольный момент плотности тепловых источников внутри испаряющейся капли [1–3,16]. Интегрирование ведется по всему объему частицы и $dV = r^2\sin\theta dr d\theta d\varphi$. Постоянные A_1, A_2, Γ_0, Γ_1 и т.д., входящие в (8), однозначно определяются из граничных условий (3)−(7).

Следует отметить, что конвективные уравнения тепломассопереноса решались методом сращиваемых асимптотических разложений [17,18]. Это связано с наличием конвективных членов в уравнениях тепломассопереноса. Известно [17,18], что обычный метод разложения по малому параметру не позволяет строго удовлетворить граничным условиям на бесконечности и получить точное единое решение, однородно справедливое для всей области задачи.

Метод сращивания состоит из трех процедур: построения внешнего разложения, построения внутренних разложений и сращивания внешнего разложения с внутренним [17–19]. Такая процедура позволила получить асимптотические решения конвективных уравнений тепломассопереноса (2), которые представлены в (8).

Среднее значение температуры поверхности капли $T_{iS} = T_\infty t_{iS}$ определяется из решения следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} t_{eS} = t_{is},\, \Gamma_0 = t_{eS}-1,\, M_0 = \dfrac{C_{1S}^{(H)} - C_0 - D_{12}\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}\frac{k_T}{t_{eS}}(t_{eS}-1)}{1+\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}D_{12}}, \\ (t_{eS}-1)\left[1 + L\frac{n_e^2 m_1 m_2}{\rho_e\lambda_e T_\infty}D_{12}\frac{k_T}{t_{eS}}\right] = \frac{R^2 J_0}{3\lambda_e T_\infty} + L\frac{n_e m_1 R\alpha_0\nu}{T_\infty\lambda_e} \\ \times\left[C_0 + M_0 - C_{1S}^{(H)}\right] - \sigma_0\sigma_1\frac{RT_\infty^3}{\lambda_e}\left(t_{eS}^4 - 1\right). \end{cases}$$

Здесь $t_{eS} = t_{e0}(y=1)$, $t_{iS} = t_{i0}(y=1)$.

3. Фотофоретическая сила и скорость. Анализ полученных результатов

Интегрируем по поверхности капли тензор напряжений [11], который позволяет найти результирующую силу, действующую на нее. Эта сила F складывается из суммы четырех сил:

$$F = F_\mu + F_{ph} + F_{cht} + F_{cmt}. \tag{9}$$

Здесь F_μ — сила вязкого сопротивления среды; F_{ph} — фотофоретическая сила, которая пропорциональна дипольному моменту плотности тепловых источников J_1; сила F_{cht}, которая пропорциональна коэффициенту (обусловленная влиянием конвективного теплообмена на фотофорез) и сила F_{cmt}, которая пропорциональна коэффициенту $\omega_0^{(D)}$ (обусловленная влиянием конвективного массообмена на фотофорез).

При этом

$$F_\mu = 6\pi R\mu_e U_\infty n_z, \quad F_{ph} = -6\pi R\mu_e f_{ph} J_1 n_z,$$

$$F_{cht} = -6\pi R\mu_e f_{cht}\omega_0^{(T)} n_z, \quad F_{cmt} = -6\pi R\mu_e f_{cmt}\omega_0^{(D)} n_z,$$

$$f_{ph} = \frac{2}{3\delta\lambda_i T_\infty}\left\{\frac{V_e}{t_{eS}}K_{TS} + K_{DS}\frac{D_{12}}{a_1}\left[C_{1S}^* T_\infty\right.\right.$$

$$\left.-2\frac{k_T}{t_{eS}}D_{12}\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}\frac{t_{eS}+1}{2t_{eS}}\right] + 2D_{12}\frac{m_1 n_e^2}{\rho_e n_2 a_1}$$

$$\left.\times\left[C_{1S}^* T_\infty + \frac{k_T}{t_{eS}}\frac{t_{eS}+1}{2t_{es}}\right]\right\},$$

$$f_{cht}=\frac{1}{4R\delta}\left\{\frac{V_e}{t_{eS}}K_{TS}\left[\frac{\lambda_e}{\lambda_i}+\frac{k_T}{t_{eS}}LD_{12}\frac{m_1n_e}{\lambda_iT_\infty}\left(\frac{m_2}{\rho_e}+\frac{1}{n_2\beta_1}\right)\right]\right.$$

$$+K_{DS}\frac{D_{12}}{\beta_1}\left[\frac{\lambda_e}{\lambda_i}C^*_{1S}T_\infty+\frac{k_T}{t_{eS}}\left(L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_i}D_{12}C^*_{1S}\left(\frac{m_2}{\rho_e}+\frac{1}{n_2\beta_1}\right)\right.\right.$$

$$\left.\left.+D_{12}\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\Gamma_0+\beta_0+2L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_i}D_{12}C^*_{1S}\right)\right)\right]$$

$$+D_{12}\frac{m_1n_e^2}{\beta_1\rho_en_2}\left[2\frac{\lambda_e}{\lambda_i}C^*_{1S}T_\infty-\frac{k_T}{t_{eS}}\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\frac{\Gamma_0}{t_{eS}}+\beta_0\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.-2L\frac{m_1m_2n_e^2}{\rho_e\lambda_i}D_{12}C^*_{1S}\right)\right]\right\},$$

$$f_{cmt}=\frac{D_{12}}{4R\delta\beta_1}\left\{\frac{\nu_e}{t_{eS}}K_{TS}L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_iT_\infty n_2}+K_{DS}\left[D_{12}\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}\right.\right.$$

$$\times\left(\beta_0+2\frac{\lambda_e}{\lambda_i}+2L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_in_2\beta_1}D_{12}C^*_{1S}+2\frac{k_T}{t_{eS}}L\frac{m_1m_2n_e^2}{\lambda_i\rho_eT_\infty}\right.$$

$$\left.\left.\times D_{12}\left(1-\frac{t_{eS}-1}{2t_{eS}}\right)\right)+L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_in_2\beta_1}D_{12}C^*_{1S}\right]$$

$$-\frac{m_1n_e^2}{\rho_en_2}\left[\beta_0+2\frac{\lambda_e}{\lambda_i}+2L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_in_2\beta_1}D_{12}C^*_{1S}\right.$$

$$\left.\left.+2\frac{k_T}{t_{eS}}L\frac{m_1m_2n_e^2}{\lambda_i\rho_eT_\infty}D_{12}\left(1-\frac{t_{eS}-1}{2t_{eS}}\right)\right]\right\},$$

$$\delta=\beta_0+2\frac{\lambda_e}{\lambda_i}+2L\frac{m_1n_e^2}{\lambda_in_2\beta_1}D_{12}C^*_{1S}+2\frac{k_T}{t_{eS}}L\frac{m_1m_2n_e^2}{\lambda_i\rho_eT_\infty}$$

$$\times D_{12}\frac{t_{eS}+1}{2t_{eS}}\left(\frac{m_2}{\rho_e}+\frac{1}{n_2\beta_1}\right),$$

$$\beta_0=1+4\sigma_0\sigma_1\frac{RT_\infty^3}{\lambda_i}t_{eS}^3,$$

$$\beta_1=1+2D_{12}\frac{n_e}{R\alpha_0\nu n_2}.$$

Общее выражение для скорости упорядоченного движения крупной испаряющейся капли получается приравниваем к нулю полной силы (капля движется равномерно):

$$U_p=U_{ph}+U_{cht}+U_{cmt},$$

$$U_p=-(f_{ph}J_1+f_{cht}\omega_0^{(T)}+f_{cmt}\omega_0^{(D)})n_z. \qquad (10)$$

Выражения (9), (10) позволяют оценивать влияние тепломассопереноса, термодиффузии и коэффициента испарения на фотофоретическую силу и скорость высоковязкой капли в бинарной газовой среде, и носят наиболее общий характер.

Входящие в силу и скорость упорядоченного движения испаряющейся капли коэффициенты f_{ph}, f_{cht} и f_{cmt} состоят из суммы трех слагаемых. Первое слагаемое, пропорциональное коэффициенту теплового скольжения K_{TS}, за счет которого испаряющаяся капля стремится двигаться в сторону падения температуры во внешней среде, т.е. из области с более высокой температурой в область с более низкой температурой; за счет второго слагаемого (диффузионного скольжения, которое пропорционально коэффициенту K_{DS}) капля может двигаться как в сторону роста, так и в сторону падения температуры, в зависимости от масс компонентов бинарной газовой смеси (если масса молекул компонента внешней смеси, испытывающей фазовый переход на поверхности капли, $m_1 < m_2$, то $K_{DS} > 0$, в противном случае — $K_{DS} < 0$); третье слагаемое связано с фазовым переходом, и описывает действие реактивной части импульса на каплю. Температурная зависимость относительной концентрации насыщенных паров летучего вещества капли (C^*_{1S}) и термодиффузионные явления в объеме газовой смеси вызывают неравномерное испарение вдоль границы конденсированной фазы и, как следствие, реактивный эффект.

Для высокотеплопроводных крупных испаряющихся капель ($\lambda_i \to \infty$) видим, что „чистый" фотофорез практически отсутствует, т.е. $f_{ph} \to 0$, что подтверждается в экспериментах. Как видно из формул для коэффициентов f_{cht} и f_{cmt}, они не стремятся к нулю при $\lambda_i \to \infty$, т.е. имеет место фотофорез, но он уже обусловлен конвективным тепломассопереносом. Величина фотофореза, связанная с конвективным теплопереносом, зависит от величины коэффициентов диффузии, диффузионного скольжения, термодиффузии и коэффициента испарения, а величина фотофореза, связанная с массопереносом, зависит от величины коэффициентов диффузии, диффузионного скольжения и коэффициента испарения. Коэффициенты f_{cht} и f_{cmt} в этом случае можно оценить по следующим формулам: $f_{cht}=\frac{n_e}{4Rn_2\beta_1}\frac{k_T}{t_{eS}}D_{12}\left(K_{DS}\frac{D_{12}}{R\alpha_0\nu}-\frac{m_1n_e}{\rho_e}\right)$, $f_{cmt}=\frac{n_e}{4Rn_2\beta_1}D_{12}\left(K_{DS}\frac{D_{12}}{R\alpha_0\nu}-\frac{m_1n_e}{\rho_e}\right)$. Таким образом, учет конвективных членов в уравнениях тепломассопереноса для высокотеплопроводных испаряющихся капель не приводит к исчезновению фотофореза, что имеет место в случае „чистого" фотофореза, но его физическая природа другая. Однако в случае экспериментальной проверки здесь следует иметь в виду, что термодиффузия относится к так называемым „слабым" эффектам или эффектам второго порядка малости (она весьма чувствительна к параметрам потенциалов межмолекулярного взаимодействия и т.д.) [20].

Величина и направление силы и скорости „чистого" фотофореза определяются также величиной и направлением дипольного момента плотности тепловых источников $\int\limits_V q_i z\, dV n_z$, т.е. может иметь место как положительный, так и отрицательный фотофорез. В тех случаях, когда дипольный момент отрицательный (когда большая часть тепловой энергии выделяется в той части частицы, которая обращена к потоку излучения), капля может двигаться в направлении падающего излучения, в противном случае — навстречу направлению распространения излучения.

Относительно коэффициентов $\omega_0^{(T)} = \Gamma_0 Pr_T$ и $\omega_0^{(D)} = M_0 Pr_D$, где $Pr_T = \frac{\mu_e c_p}{\lambda_e}$ — тепловое число Прандтля, $Pr_D = \frac{\mu_e}{\rho_e D_{12}} = \frac{\nu_e}{D_{12}}$ — диффузионное число Прандтля, отметим следующее. Число Прандтля порядка единицы ($P_r \cong 1$, для большинства газов), это означает, что $\omega_0^{(T)} \sim \Gamma_0$ и $\omega_0^{(D)} \sim M_0$, которые, в свою очередь, пропорциональны относительным перепадам температуры в окрестности капли. В задаче рассматривается фотофорез при малых относительных перепадах температуры, т. е. выполняется неравенство$(T_S - T_\infty)/T_\infty \ll 1$. Здесь T_S — среднее значение температуры поверхности испаряющейся капли, T_∞ — значение температуры газообразной среды вдали от капли. С учетом вышесказанного имеем следующую оценку для коэффициентов f_{cht} и $f_{cmt} \le f_{ph}$.

Таким образом, качественно рассмотренные выше слагаемые показывают, что скорость упорядоченного движения крупной испаряющейся капли может меняться не только по величине, но и по направлению, в зависимости от конкретных значений физических величин, входящих в выражения (9), (10).

Представляет интерес исследование непосредственного влияния коэффициента испарения α_0 на скорость „чистого“ фотофореза, как в случае, например, термофореза [21]. В этом случае коэффициент f_{ph} можно представить в виде ($k_T = 0$):

$$f^*_{ph} = \frac{2}{3\lambda_i T_\infty \Omega}\left[K_{TS}\,\frac{\nu_e}{t_{eS}}\left(1 + \frac{R\alpha_0 \nu n_2}{2D_{12} n_e}\right) + \frac{R\alpha_0 \nu n_2 T_\infty}{2n_e}\left(K_{DS} + 2\frac{m_1 n_e^2}{\rho_e n_2}\right)\right], \qquad (11)$$

$$\Omega = \left(\beta_0 + 2\,\frac{\lambda_e}{\lambda_i}\right)\left(1 + \frac{R\alpha_0 \nu n_2}{2D_{12} n_e}\right) + L\,\frac{R\alpha_0 \nu m_1 n_e}{\lambda_i}\,C^*_{1S}.$$

Численные оценки проведены по формуле (11) для капли воды в паровоздушной смеси в диапазоне температур $273\,\mathrm{K} \le T_\infty \le 323\,\mathrm{K}$, $P_\infty = 10^5\,\mathrm{Pa}$, $C_0 = 0.01$. На рис. 2 ($R = 50\,\mu$m) и на рис. 3 ($R = 30\,\mu$m) построены графики зависимости функций $f^{(1)}_{ph} = f^*_{ph}/f^*_{ph}\Big|_{T_{is}=273}$ ($\alpha_0 = 0.034$ [20]) и $f^{(2)}_{ph} = f^*_{ph}/f^*_{ph}\Big|_{T_{is}=273}$ ($\alpha_0 = 0.07$) от средней температуры поверхности для различных значений коэффициента испарения и радиуса капли. Численные значения коэффициентов взяты из [22–24].

Численные оценки показали, что при слабом испарении капли (коэффициент испарения $\alpha_0 \le 0.07$) зависимость силы и скорости фотофореза от коэффициента испарения и размеров капли крайне слабая. С увеличением средней температуры поверхности капли увеличивается интенсивность испарения (что видно из формулы (11)) и соответственно будет расти сила и скорость фотофореза. Чтобы в этом случае провести численные оценки, необходимо, во-первых, знать числовое значение коэффициента испарения (в литературе имеются противоречивые экспериментальные данные) и, во-вторых, нужно уже учитывать зависимости коэффициентов молекулярного переноса (вязкости, теплопроводности, диффузии) и плотности газообразной среды от температуры в уравнениях гидродинамики и тепломассопереноса [4,6].

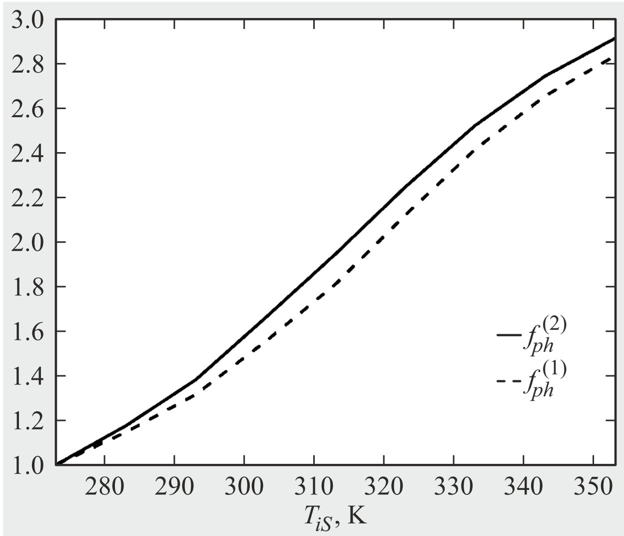

Рис. 2. Зависимости функций $f^{(1)}_{ph}$ и $f^{(2)}_{ph}$ от средней температуры поверхности капли ($R = 50\,\mu$m, $\alpha_0 = 0.034$ ($f^{(1)}_{ph}$), $\alpha_0 = 0.07$ ($f^{(2)}_{ph}$)).

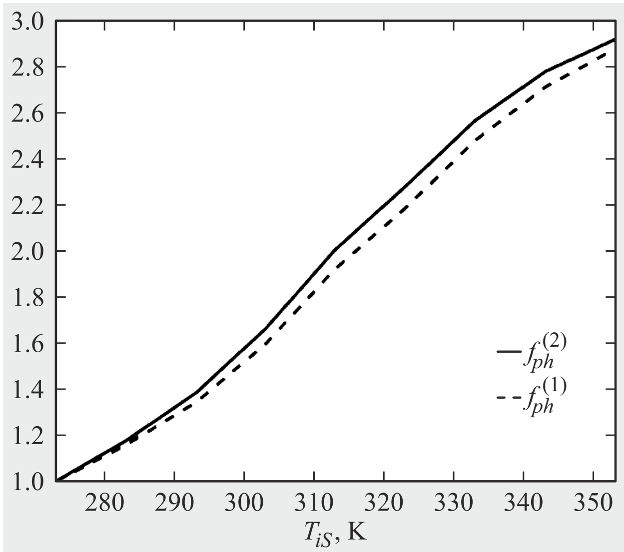

Рис. 3. Зависимости функций $f^{(1)}_{ph}$ и $f^{(2)}_{ph}$ от средней температуры поверхности капли ($R = 30\,\mu$m, $\alpha_0 = 0.034$ ($f^{(1)}_{ph}$), $\alpha_0 = 0.07$ ($f^{(2)}_{ph}$)).

Заключение

В работе проведено теоретическое описание фотофоретического движения крупной высоковязкой капли (отсутствуют циркуляция вещества внутри частицы и силы межфазного поверхностного натяжения) сферической формы в бинарной газовой смеси. Получены формулы, позволяющие оценивать вклады в силу и скорость фотофореза высоковязкой капли конвективных членов тепломассопереноса, термодиффузии и прямого влияния скорости испарения при малых относительных перепадах температуры в ее окрестности. Численные оценки показали, что при слабом испарении капли зависимость силы и скорости фотофореза от коэффициента испарения и размеров капли крайне слабая. Для высокотеплопроводных капель имеет место фотофорез, обусловленный конвективным тепломассопереносом.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] F. Ehrenhaft. Ann. der Physik, **361** (10), 132 (1918).
[2] A.A. Cheremisin, A.V. Kushnarenko. J. Aerosol Sci., **62**, 26 (2013).
[3] С.И. Гращенков. Colloid J., **79** (5), 596 (2017).
[4] Н.В. Малай, А.В. Лиманская, Е.Р. Щукин, А.А. Стукалов. ЖТФ, **82** (10), 42 (2012).
[5] G.-H. Chen, L. He, M.-Y. Wu, Y.-Q. Li. Phys. Rev. Appl., **10** (5), (2018).
[6] Н.В. Малай, Е.Р. Щукин. ЖТФ, **89** (4), 500 (2019).
[7] B. Schafer, J. Kim, J. Vlassak, D. Keith. ArXiv:2209.08093 [physics.app-ph]. DOI: 10.48550/arXiv.2209.08093
[8] S. Sil, A. Pahi, A.A. Punse, A. Banerjee. Ultrastable ACS Photonics, **11** (1), 159 (2024).
[9] Ю.И. Яламов, В.С. Галоян. *Динамика капель в неоднородных вязких средах* (Луйс, Ереван, 1985)
[10] М.К. Кузьмин. Вестник Московского гос. областного ун-та. Серия: Физика-Математика, **4**, 155 (2018).
[11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика* (Физматлит, М., 2003)
[12] Ю.И. Яламов. МОПИ, М, Деп. в ВИНИТИ № 4120-Б-90 (1990)
[13] Ю.И. Яламов, А.Б. Поддоскин, А.А. Юшканов. ДАН СССР, **237** (2), 1047 (1980).
[14] А.Б. Поддоскин, А.А. Юшканов, Ю.И. Яламов. ЖТФ, **52** (11), 2253 (1982).
[15] К.Ф. Борен, Д.Р. Хафмен. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (Мир, М., 1986)
[16] С.А. Береснев, Л.Б. Кочнева. Оптика атмосферы и океана, **16** (2), 134 (2003).
[17] А. Найфэ. *Введение в методы возмущения* (Мир, М., 1984)
[18] М. Ван-Дайк. *Методы возмущений в механике жидкости* (Мир, М., 1967)
[19] Н.В. Малай, Е.Р. Щукин, Ю.И. Шостак. ТВТ, **60** (6), 866 (2022).
[20] А.Ф. Богатырев, О.А. Макеенкова, М.А. Незовитина. Инженерно-физический журнал, **87** (2), 1205 (2014).
[21] С.Н. Дьяконов, Л.В. Котлярова, Ю.И. Яламов. ЖТФ, **72** (3), 24 (2002).
[22] М.М. Кузнецов, М.К. Кузьмин, Ю.Д. Кулешова. Вестник МГОУ. Серия: Физика-Математика, **2**, 56 (2022).
[23] С. Бретшнайдер. *Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчета* (Химия, М., 1966)
[24] Н.Б. Варгафтик. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Наука, М., 1972)