УДК 532.72

О ДИФФУЗИОННОМ ИСПАРЕНИИ КРУПНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ПЕРЕПАДАХ ТЕМПЕРАТУРЫ

Е.Р. Щукин, Н.В. Малай, З.Л. Шулиманова

Белгородский государственный университет,
ул. Победы 85, Белгород, 308015, Россия, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Аннотация. Проведено математическое моделирование процесса установившегося диффузионного испарения (сублимации) неподвижной крупной несферической частицы при значительных перепадах температуры в её окрестности. Найденные формулы позволяют оценивать температуру и скорость изменения массы аэрозольной частицы с учётом формы её поверхности, термодиффузии и зависимости коэффициентов переноса от температуры. Проведенный анализ показал, что скорость и время испарения (сублимации) частицы могут сильно зависеть от формы её поверхности. На скорость испарения частицы заметное влияние может оказывать и термодиффузия.

Ключевые слова: диффузионное испарение, несферические частицы, перепады температуры.

1. Введение. В реальных аэрозолях при значительных перепадах температуры испарение аэрозольных частиц может протекать и в диффузионном режиме [1-9], когда можно не учитывать влияние конвективного движения среды у поверхности частиц на процесс их испарения. Такое испарение частиц может происходить в высокотемпературных средах [1,2] и зонах прохождения лазерного излучения через аэрозоли [3-5].

Результаты опубликованных ранее теоретических работ [4-9] позволяют оценивать при значительных перепадах температуры диффузионное испарение крупных сферических частиц , причем без учета влияния термодиффузии на перенос молекул. Ниже в квазистационарном приближении проведено математическое моделирование процесса установившегося диффузионного испарения (сублимации) неподвижной крупной несферической аэрозольной частицы при значительных перепадах температуры в её окрестности. Найденные при этом формулы позволяют проводить оценки с учётом сжимаемости среды, произвольной и степенной зависимости от температуры коэффициентов молекулярного переноса газообразной среды и влияния термодиффузии.

2. Постановка задачи. В двухкомпонентном газе с температурой T_∞ и давлением p_∞ находится испаряющаяся в диффузионном режиме неподвижная крупная аэрозольная частица с произвольной формой поверхности. Молекулы первого компонента —- это молекулы испаряющегося вещества частицы. Молекулы второго компонента на поверхности частицы не конденсируются. Внутри частицы может происходить выделение тепловой энергии [3-9]. Коэффициент теплопроводности частицы κ_i много больше коэффициента теплопроводности κ окружающего её газа. В этом случае, при проведении оценок, распределение температуры T_i вдоль поверхности частицы можно считать однородным [7-9]. Температура поверхности T_i может сильно отличаться по величине от температуры T_∞ [1-9]. Все процессы в системе газ–частица протекают квазистационарно в силу малости характерных времен тепловой и диффузионной релаксации системы [4-9,11,15,16]. Характерные размеры частицы достаточно малы, чтобы можно было пренебречь влиянием гравитационной конвекции на тепло-и массообмен частицы с окружающей средой. Коэффициенты теплопроводности κ и диффузии D произвольным образом зависят от температуры среды T. В окрестности частицы относительная концентрация паров $c_1 \ll 1$. Влияние диффузионного переноса молекул и лучистого теплообмена на теплообмен частиц с окружающей средой пренебрежимо мало [4-9]. В связи с малыми перепадами давления, в окрестности частицы величину концентрации молекул n можно находить по формуле $n = p_\infty/kT$ [4-9,11,15]. Рассматривается установившийся режим процесса испарения, время выхода на который значительно меньше времени испарения частицы [6].

3. Моделирование испарения частицы. При рассмотренных выше условиях, распределения T, c_1 описываются системой уравнений (1) [5-13] с граничными условиями (2)-(3)

$$\operatorname{div} \mathbf{q_T} = 0\,, \quad \operatorname{div} \mathbf{q_1} = 0\,; \tag{1}$$

$$T\big|_{S_P} = T_i\,, \quad c_1\big|_{S_P} = c_{1S}(T_i)\,, \tag{2}$$

$$T\big|_{\infty} = T_\infty\,, \quad c_1\big|_{\infty} = c_{1\infty}\,, \tag{3}$$

где $c_1 = n_1/n$, $n = n_1 + n_2$; n_1 и n_2 — концентрации молекул газообразных компонентов; $c_{1S}(T_i) = n_{1S}(T_i)/n_S$, $n_{1S}(T_i)$ — концентрация молекул насыщенного пара при температуре T_i, $n_S = n\big|_{S_P} = n_\infty(T_\infty/T_i)$ — суммарная концентрация молекул газообразной среды у поверхности частицы; условие (2) выполняется в каждой точке поверхности частицы S_p. В (1) $\mathbf{q_T}$ и $\mathbf{q_1}$ плотности молекулярных потоков тепла и пара, равные [10,17]

$$\mathbf{q_T} = -\kappa\nabla T,\ \mathbf{q_1} = -nD\big[\nabla c_1 + K_T T^{-1}\nabla T\big]\,, \tag{4}$$

где K_T — термодиффузионное отношение [14,26]. Значения K_T при $c_1 \ll 1$ можно оценивать по формуле $K_T = K_T^{(1)}c_1$. Коэффициент $K_T^{(1)}$ называют термодиффузионным фактором [17,18] и постоянной термодиффузии [10]. Решая (1)-(3), получаем выражения (5) для T и c_1

$$F_1(T) = F_1(T_i)\,U(x_f),\ c_1 = \big\{c_{1\infty} + \big[c_{1S}(T_i)F_2(T_i) - c_{1\infty}\big]\big[F_3(T)/F_3(T_i)\big]/F_2(T)\big\}\,, \tag{5}$$

$$F_1(T) = \int\limits_{T_\infty}^{T} \kappa dT\,, \quad F_2(T) = \exp\int\limits_{T_\infty}^{T}(K_T^{(1)}/T)dT\,, \quad F_3(T) = \int\limits_{T_\infty}^{T}(\kappa/nD)F_2(T)dT\,.$$

Зависимость функции $U(x_f)$ от координат x_f (x_1, x_2, x_3) находится в процессе решения уравнения Лапласа с граничными условиями первого рода

$$\Delta U = 0, \quad U\big|_{S_P} = 1, \quad U\big|_{\infty} = 0\,. \tag{6}$$

Явный вид функция $U(x_f)$ имеет, например, в случае сферических (с радиусом R) и сфероидальных (с полуосями a и b, сплюснутый сфероид — a>b, вытянутый сфероид — a<b) частиц площади поверхностей S_P равны

$$S_P = 4\pi R^2,\ S_P = 2\pi\big[b^2 + (ab/e)\arcsin e\big]\,, \quad c = \sqrt{a^2 - b^2},\ e = c/a,\ a > b, \tag{7}$$

$$S_P = 2\pi\big[b^2 + (a^2/2e)\ln\big[(1+e)/(1-e)\big]\big]\,, \qquad e = c/b,\ b > a \tag{8}$$

Значения функций U этих частиц можно находить по формулам

$$U = r/R\,, \quad U(\varepsilon) = \ln\big[V(\varepsilon)/V(\varepsilon_0)\big]\,, \quad V(\varepsilon) = (\operatorname{ch}\varepsilon + 1)(\operatorname{ch}\varepsilon - 1)\,, \quad a > b \tag{9}$$

$$U(\varepsilon) = V(\varepsilon)/V(\varepsilon_0)\,, \quad V(\varepsilon) = \operatorname{arcctg}\operatorname{sh}\varepsilon\,, \quad a < b\,. \tag{10}$$

где r – радиальная координата [20]; ε – сфероидальные координаты, которым соответствуют сфероидальные координатные поверхности [16,20]. Координаты $\varepsilon = \varepsilon_0$ поверхностей сфероидальных частиц находят с помощью следующих формул:

$$a = c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon_0\,, \quad b = c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon_0\,, \quad a > b; \quad b = c\,\mathrm{ch}\,\varepsilon_0\,, \quad a = c\,\mathrm{sh}\,\varepsilon_0\,, \quad a < b; \tag{11}$$

$$\varepsilon_0 = \left[\ln(a+b)/(|a-b|)\right]/2\,.$$

У многих недиссоциированных газов зависимость от температуры коэффициентов κ и D имеет степенной вид [19], а фактор $K_T^{(1)}$ слабо зависит от температуры [10,17,18]. При этом выражения для κ , D и $K_T^{(1)}$ равны

$$\kappa = \kappa_\infty y^\alpha : \quad D = D_\infty y^{1+\omega}; \quad K_T^{(1)} = \mathrm{const}, \tag{12}$$

где $y = T/T_\infty$. Подставляя формулы (12) в (5) и $F_1(T)/F_3(T)$, получаем

$$\begin{gathered} F_1(T) = \kappa_\infty T_\infty \theta_T^{(M)}(T)\,, \quad F_2(T) = y^{K_T^{(1)}}\,, \quad F_3(T) = \kappa_\infty T_\infty / n_\infty D_\infty \theta_1^{(T)}(T)\,, \\ F_1(T)/F_3(T) = n_\infty D_\infty \theta_T^{(M)}(T)\theta_1^{(T)}(T)\,, \quad \theta_T^{(M)}(T) = (y^{1+\alpha}-1)/(1+\alpha)\,, \\ \theta_1^{(T)}(T) = (1+\alpha-\omega+K_T^{(1)})/(y^{1+\alpha-\omega+K_T^{(1)}}-1)\,. \end{gathered} \tag{13}$$

При подстановке (13) в выражения (5), получаем

$$y = \left[1+U(x_f)(y_i^{1+\alpha}-1)\right]^{1/(1+\alpha)}, c_1 = \left[c_{1\infty} + \left[c_{1S}(T_i)y_i^{K_T^{(1)}} - c_{1\infty}\right]\frac{y^{1+\alpha-\omega+K_T^{(1)}}-1}{y_i^{1+\alpha-\omega+K_T^{(1)}}-1}\right]y^{-K_T^{(1)}}. \tag{14}$$

В формуле (14) $Y_i = T_i/T_\infty$. Выражения для молекулярных потоков тепла $\Theta_T^{(M)}$ и пара $\Theta_1^{(T)}$ у поверхности частицы находят с помощью формул

$$\Theta_T^{(M)} = \oint F_p \mathbf{q_T} d\mathbf{S_p}\,, \quad \Theta_1^{(T)} = \oint F_p \mathbf{q_1} d\mathbf{S_p}\,. \tag{15}$$

где $\mathbf{S_p}$ — дифференциальный векторный элемент поверхности частицы S_p, направление которого совпадает с направлением внешней нормали. Преобразовав (15) с учетом формул (5), получаем

$$\Theta_T^{(M)} = F_1(T_i)\Theta_U\,, \; \Theta_1^{(T)} = \left[c_{1S}(T_i)F_2(T_i) - c_{1\infty}\right](F_1(T_i)/F_3(T_i))\Theta_U\,, \Theta_U = -\oint F_p \nabla U\, d\mathbf{S_p}\,. \tag{16}$$

Из сравнения выражений (16) следует, что

$$\Theta_1^{(T)} = \left[c_{1S}(T_i)F_2(T_i) - c_{1\infty}\right](F_1(T_i)/F_3(T_i))\Theta_U\,. \tag{17}$$

При степенных коэффициентах переноса формулы для молекулярных потоков (16), с учётом соотношений (13), приобретают более простой вид

$$\Theta_T^{(M)} = \kappa_\infty T_\infty \Theta_T^{(M)}(T_i)\Theta_U\,, \quad \Theta_1^{(T)} = n_\infty D_\infty\left[c_{1S}(T_i)y_i^{K_T^{(1)}} - c_{1\infty}\right]\Theta_1^{(T)}(T_i)\,, \quad \Theta_T^{(M)}(T_i)\Theta_U\,. \tag{18}$$

Величина интегралов Θ_U зависит от размеров и формы поверхности частиц. У сферических и сфероидальных частиц интегралы Θ_U равны

$$\Theta_U = 4\pi R\,; \quad \Theta_U 4\pi c I_a,\ (a > b); \qquad \Theta_U = 4\pi c I_b\,, \quad (a < b);$$

(19)
$$I_a = 1/ln\big[(1+e)/(1-e)\big]\,; \qquad I_b = 1/\operatorname{arcctg}\, e,\ e = c/a\,.$$

В случае известных $c_{1\infty}, T_\infty, p_\infty$ величина температуры T_i находится с помощью условия сохранения тепла

$$\Theta_w = \Theta_T^{(M)} + L_1 m_1 \Theta_1^{(T)}\,, \tag{20}$$

где Θ_w — суммарная мощность внутренних тепловых источников; L_1 — удельная теплота испарения при температуре T_i; m_1 — масса молекулы (атома) пара. Подставляя в условие (20) выражения для $\Theta_T^{(M)}$ и $\Theta_1^{(T)}$, получаем

$$\Theta_w = \Big(1 + (L_1 m_1 n_\infty D_\infty/\kappa_\infty T_\infty)\big[c_{1S}(T_i) y_i^{K_T^{(1)}} - c_{1S}\big]\Theta_1^{(T)}(T_i)\Big)\Theta_T^{(M)}\,. \tag{21}$$

Зная величину T_i и Θ_U, скорость изменения массы M_p частицы в рассматриваемый момент времени t можно найти по формуле

$$\frac{dM_p}{dt} = -m_1 \Theta_1^{(T)}\,, \tag{22}$$

в которой $M_p = \rho_p V_p$, ρ_p — плотность вещества частицы, значения $\Theta_1^{(T)}$ находятся по второй из формул (16) или (18).

При испарении некоторых видов аэрозольных частиц, со временем t может изменяться только один из их характерных геометрических размеров, который в дальнейшем мы будем обозначать символом Δ. К таким частицам относятся, например, сферические частицы с радиусом R ($\Delta = R$, $V_p = (4/3)\pi\Delta^3$) и некоторые вытянутые ($\Delta = b$, $a =$const, $V_p = (4/3)\pi a\Delta^2$) и сплюснутые ($\Delta = a$, $b =$const, $V_p = (4/3)\pi b^2\Delta$) сфероидальные частицы. Испарение подобных частиц может происходить при однозначной зависимости от переменной Δ объёма V_p и интеграла Θ_U. При этом зависимость от времени размера Δ можно находить в процессе интегрирования уравнения:

$$\left(\frac{dV_p}{d\Delta}\right)\frac{d\Delta}{dt} = -m_1 \Theta_1^{(T)}/\rho_p\,, \tag{23}$$

Решение дифференциальных уравнений (22) и (23) нужно проводить совместно с решением относительно переменной T_i алгебраического трансцендентного уравнения (20) или уравнения (21). При известной зависимости T_i и Θ_U от Δ, уравнение (23) может быть проинтегрировано численно или в квадратурах. Решая уравнение (23) методом разделения переменных, получаем формулу для зависимости времени t от переменной Δ:

$$t = -\frac{\rho_p}{m_1}\int\limits_{\Delta_0}^{\Delta_1} \frac{1}{\Theta_1^{(T)}(T_i)}\left(\frac{dV_p}{d\Delta}\right) d\Delta\,, \tag{24}$$

в которой Δ и Δ_0 - значения переменной Θ, соответственно, в рассматриваемый и начальный ($t = 0$) моменты времени. Более простой вид выражение (24) принимает, например, при $T_i =$const и $\Theta_1^{(T)}(T_i)$) (18)

$$t = -\psi(\Delta, \Delta_0)/(m_1 n_\infty/\rho_p) D_\infty\big[c_{1S}(T_i) y_i^{K_1^{(T)}} - c_{1S}\big]\theta_1^{(T)}(T_i)\theta_M^{(T)}(T_i)\,, \tag{25}$$

где $\psi(\Delta,\Delta_0)=\int\limits_{\Delta_0}^{\Delta_1}\frac{1}{\Theta_1^{(T)}(T_i)}\left(\frac{dV_p}{d\Delta}\right)d\Delta.$

У сферической частицы с $\Delta=R$ и вытянутых и сплюснутых сфероидальных частиц с, соответственно, фиксированными длинами полуосей $a=a_0=$const $(\Delta=b)$ и $b=b_0=$const $(\Delta=a)$ выражения для ψ равны:

$$\psi(R,R_0)=(R^2-R_0^2)/2,$$

$$\psi(b,b_0)=\frac{2}{3}a_0^2\big[G(x_0)-G(x)\big],\ a_0>b,\ a=a_0=\text{const}, \tag{26}$$

$$\psi(a,a_0)=\frac{b_0^2}{6}\big[arc^2\cos(a_0/b_0)-arc^2\cos(a/b_0)\big],\ a<b_0,\ b=b_0=\text{const},$$

где $x=b/a_0,\ x_0=b_0/a_0;\ G(x)=|[\sqrt{1-x^2}\ln(1+\sqrt{1-x^2})]+[(1-\sqrt{1-x^2})\ln x]|.$

4. Анализ полученных результатов В п.3 получены формулы, описывающие в квазистационарном приближении и при значительных перепадах температуры процесс диффузионного испарения (сублимации) неподвижной крупной частицы.

Из формулы (22) вытекает, что отношение величин скоростей изменения массы любых двух, испаряющихся при равной температуре T_i, частиц равно $\Theta=\Theta_U^{(1)}+\Theta_U^{(2)}$. При равных V_p интегралы Θ_U больше у частиц с большей S_p. Поэтому при равных V_p и T_i скорость изменения массы больше у частицы с большей площадью поверхности. Формулы (19) и (20) позволяют оценить зависимость от переменной $\beta=b/R$ коэффициентов Θ и $S_p^{(1)}/S_p^{(2(}$ сферической (первой) частицы и сфероидальных частиц с $b=\beta R$ и $a=R/\beta^2$ при равных объемах.

Формула (25) позволяет оценивать время испарения частицы, протекающего при постоянной T_i и одном, изменяющемся со временем t, характерном размере частицы Δ. Из (25) следует, что, при равных T_i и известных конечных размерах Δ_f, отношение τ времён испарения $t_f^{(1)}$ и $t_f^{(2)}$ двух рассматриваемых частиц равно

$$t=t_f^{(1)}/t_f^{(2)}=\psi^{(1)}(\Delta_{1f},\Delta_{10})/\psi^{(2)}(\Delta_{2f},\Delta_{20})\,. \tag{27}$$

Проведенные, исходя из формул (25), оценки показали, что и при равных исходных объемах быстрее испаряются частицы с большей площадью поверхности.

При больших перепадах температуры может происходить свободное испарение (сублимация) одиночных частиц, протекающее при $\Theta_w=0$ [1,2]. Температура поверхности T_i свободно испаряющейся частицы находится численно в процессе решения уравнение (28)

$$1+L_1m_1\big[c_{1S}(T_i)F_2(T_i)-c_{1\infty}\big]F_3^{-1}(T_i)\,. \tag{28}$$

Условие (28) от геометрических размеров и формы поверхности частицы не зависит. Отсюда следует, что при известных $c_{1\infty}$, T_∞, p_∞, установившееся свободное диффузионное испарение одиночных крупных частиц, вне зависимости от их формы, размеров и перепадов температуры, происходит при одной и той же постоянной температуре T_i.

Формула для потока $\Theta_1^{(T)}$ (16) позволяет проводить оценку испарения (сублимации) частиц с учётом влияния термодиффузии на перенос молекул пара в окрестности частицы. Влияние термодиффузии на перенос молекул пара позволяет учитывать термодиффузионный фактор

$K_T^{(1)}$, который принимает положительные значения при $m_1 > m_2$ и отрицательные – при $m_1 < m_2$ [10]. Из данных [19] следует, что в двухкомпонентных газах он имеет оценку $|K_T^{(1)}| \leq 0.4$.

Итак, в результате проведенного математического моделирования процесса установившегося диффузионного испарения (сублимации) неподвижной крупной несферической частицы при значительных перепадах температуры в её окрестности, полученные в квазистационарном приближении формулы позволяют оценивать температуру и скорость изменения массы (объёма) частицы с учётом формы её поверхности, влияния термодиффузии на перенос молекул пара и зависимости от температуры коэффициентов теплопроводности и диффузии газообразной среды. Анализ теоретических результатов показал, что скорость и время испарения (сублимации) частицы могут сильно зависеть от формы её поверхности. При больших перепадах температуры заметное влияние на скорость изменения массы (объёма) частицы может оказывать и термодиффузия. Температура поверхности свободно испаряющейся крупной частицы от её формы и размеров не зависит.

Литература

1. Иванов В.М., Смирнова Е.В. Испарение капли жидкости в высокотемпературной среде // Труды ИГИ. М.: Изд-во АН СССР. –1962. – 19. – С.48-53.
2. Иванов В.М. Парогазовые процессы и их применение в народном хозяйстве / М.: Наука, 1970. – 320 с.
3. Зуев В.Е., Землянин В.В., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле / Новосибирск: Наука, 1984. – 224 с.
4. Букатый В.И., Суторихин И.А., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. Воздействие лазерного излучения на твердый аэрозоль / Барнаул: АГУ, 1994. – 196 с.
5. Зуев В.Е., Кауль В.В., Самохвалов Н.В., Кирков К.Н., Цанев В.Н. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей / Новосибирск: Наука, 1986. – 188 с.
6. Пустовалов В.К., Романов Г.С. Испарение капли в диффузионном режиме под действием монохроматического излучения // Квантовая электроника. – 1977. – 4; №7. – С.84-94.
7. Щукин Е.Р., Кутуков В.Б. О диффузионном испарении капель в поле электромагнитного излучения при произвольных перепадах температуры // ТВТ. – 1977. – 15; №2. – С.434-436.
8. Силин Н.А., Щукин Е.Р. Об испарении капель тугоплавких веществ в поле электромагнитного излучения // ЖТф. – 1980. – 50; №2. – С.380-384.
9. Пустовалов В.К., Романов Г.С. Испарение капли в диффузионном режиме интенсивным оптическим излучением с учетом температурных зависимостей теплофизических параметров // ДАН БССР. – 1985. – XXIX; №1. – С.50-53.
10. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов / М.: Иностр. лит., 1960. – 512 с.
11. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде / М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.
12. Горский В.В., Оленичева А.А. О применимости закона бинарной диффузии к расчету тепло– и массообмена в газовых смесях сложного химического состава // ТВТ. – 2011. – 49;№1. – С.69-72.
13. Калинчак В.В., Черненко А.С. Высокотемпературный теплообмен и стефановское течение на поверхности предварительно нагретой металлической частицы в холодном воздухе // ТВТ. – 2009. – 47;№3. – С.438-447.
14. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию / М.: Мир,1987. – 280 с.
15. Смирнов В.Н. Скорость коагуляционного и конденсационного роста частиц аэрозолей // Труды ЦАО. – 1969. – Вып.2. – С.3-106.
16. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса / М.: Мир, 1976. – 631 с.

17. Ферцигер Д.Ж., Капер Г.М. Математическая теория процессов переноса в газах / М.: Мир, 1976. – 552 с.
18. Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л. О термодиффузии наночастиц в газах // ЖТф. – 2010. – 80;Вып.8. – С.49-52.
19. Варгафтик Н.Б. Справочник но теплофизическим свойствам газов и жидкостей / М.: Наука, 1972. – 272 с.
20. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики / М.: Наука, 1972. – 736 с.
21. Алтунин В.В. Теплофизические свойства двуокиси углерода / М.: Изд-во стандартов, 1975. – 532 с.
22. Таблицы физических величин / Справочник. под ред. акад. И.К. Кикоина / М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

ABOUT LARGE AEROSOL PARTICLES DIFFUSION EVAPORATION AT ANY TEMPERATURE DROPS

E.R. Shchukin, N.V. Malay, Z.L. Shulimanova

Belgorod State University,
Pobedy St. 85, Belgorod, 308015, Russia, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Abstract. The process of steady-state diffusion evaporation (sublimation) fixed major non-spherical particles has been modeled mathematically. This is done with considerable temperature variations in its neighborhood. The formulas derived allow estimating aerosol particles temperature and the rate of its mass change with regard to its surface form, thermodiffusion, and transporting coefficients dependence on temperature. The carried out analysis has shown that particle's speed and time of evaporation (sublimation) can strongly depend on the form of its surface. Thermodiffusion can also influence noticeably on particle's evaporation speed.

Key words: diffusion evaporation, non-spherical particles, temperature drops.