

УДК 533.6.011.8

**ИСПАРИЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИОННЫЙ РОСТ КАПЛИ  
В ПАРОГАЗОВОЙ СРЕДЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ  
ЧИСЛАХ КНУДСЕНА**

МАРГИЛЕВСКИЙ А. Е., ЧЕРНЯК В. Г.

Теория слабого испарения и конденсационного роста аэрозольных частиц в парогазовой среде развита прежде всего для свободномолекулярного и диффузионного режимов [1]. Первые попытки ее обобщения на произвольные числа Кнудсена ( $Kn$ ) основывались на методе «спивания» свободномолекулярного и диффузионного потоков пара на поверхности частицы [1].

Результаты, полученные по изотермическому испарению капли на основе решения кинетического уравнения методом моментов [2], полностью совпали с приведенным в [1]. В работах [3, 4] учитывалось отличие температуры частицы от температуры окружающей среды. Для решения кинетического уравнения применялся четырехмоментный метод, интеграл столкновений выбирался в форме Гамеля. Результаты [3, 4] носят лишь качественный характер. В постановке, аналогичной [3, 4], задача решалась в работе [5] с использованием 13-моментной функции распределения. Однако при этом были опущены члены, ответственные за термодиффузию, и концентрация пара предполагалась малой.

Изотермическое испарение частицы в лоренцовой парогазовой смеси при произвольных значениях  $Kn$  рассматривалось в [6]. Задача решалась вариационным методом на основе модельного уравнения БГК.

В данной работе рассматривается слабое изотермическое и неизотермическое испарение частицы с учетом термодиффузии при произвольных значениях числа  $Kn$ , коэффициента испарения-конденсации  $\alpha$ , концентрации пара  $c$ , а также для произвольного потенциала межмолекулярного взаимодействия.

Пусть сферическая частица радиуса  $R$  находится в смеси ее собственного пара и неконденсирующегося газа. На большом удалении от частицы заданы числовые плотности пара  $n_{1\infty}$  газа  $n_{2\infty}$  и температура смеси  $T_\infty$ . Относительное отличие величины  $n_{1\infty}$  от плотности насыщенного пара  $n_{1\infty}$ , соответствующей температуре  $T_\infty$ , характеризуется параметром  $\nu_0 = (n'_{1\infty} - n_{1\infty})/n_{1\infty}$ . Относительное различие температур частицы  $T_s$  и окружающей среды характеризуется параметром  $\tau_s = (T_s - T_\infty)/T_\infty$ . Предполагается, что  $|\nu_0| \ll 1$  и  $|\tau_s| \ll 1$ . Это позволяет считать процесс испарения (конденсации) медленным и осуществить линейную квазистационарную постановку задачи. Критерий стационарного значения температуры капли обосновывается в [5].

Предполагается, что температуры пара и газа равны между собой.

Чтобы оправдать применимость этого предположения, необходимо установить соотношения между характерными временами. Время релаксации разности температур компонентов равно [7]  $\tau_p = [(m_1 + m_2)/2kT]D$ , где  $D$  — коэффициент диффузии;  $m_1$  и  $m_2$  — массы молекул пара и газа. Среднее время свободного пробега молекул  $i$ -го сорта по порядку величины есть  $\tau_{0i} \sim m_i D/kT$ .

Макроскопическое время испарения частицы зависит от числа  $Kn$  и по порядку величины в диффузионном и свободномолекулярном режимах соответственно равно [1]

$$\tau_e \sim \frac{\rho'}{\rho_1} \frac{R_0^2}{|\nu_0| \cdot D} \quad (Kn \ll 1), \quad \tau_e \sim \frac{\rho'}{\rho_1} \frac{R_0}{|\nu_0| \nu_{t1}} \quad (Kn \gg 1)$$

Здесь  $\rho'$ ,  $\rho_1$  — плотности частицы и пара,  $R_0$  — начальный радиус частицы,  $v_{i1} = (8kT/\pi m_i)^{1/2}$  — средняя тепловая скорость молекул пара.

Пусть в начальный момент времени температуры компонентов различаются. Тогда для квазистационарной стадии процесса предположение о равенстве температур будет выполняться при условии  $\tau_e \gg \tau_p$ . Численные оценки показывают, что при слабой неравновесности среды ( $|v_0| \ll 1$ ,  $|\tau_e| \ll 1$ ) и вдали от критической точки ( $\rho' \gg \rho_1$ ) это неравенство всегда выполняется. Это хорошо подтверждается и экспериментом [8]: если за  $\tau_e$  принять время, в течение которого капля дибутилсебацата в атмосфере гелия ( $m_1/m_2 \sim 10^2$ ) изменяет свой радиус в 2 раза ( $R_0 \sim 1$  мкм), то при атмосферном давлении  $\tau_e/\tau_p \approx 10^{12}$ .

С другой стороны,  $\tau_p/\tau_{0i} \sim (m_1 + m_2)/2m_i$ . Если вдали от частицы температуры компонентов равны между собой, а на ее поверхности различаются, то выравнивание температур пара и газа происходит на расстоянии порядка средней длины свободного пробега молекул пара ( $l_1$ ) в случае близких масс молекул или при  $m_1 > m_2$  и на расстоянии порядка  $(m_2/m_1)l_1$  при  $m_2 \gg m_1$ .

Таким образом, если температуры компонентов вдали от частицы равны между собой, а молекулы пара и газа испытывают полную энергетическую аккомодацию, то принятое предположение о равенстве температур компонентов в любой точке является хорошим приближением реального процесса.

Предположим, что молекулы каждого компонента испускаются с поверхности частицы диффузно при полной тепловой аккомодации, т. е. их скорости распределены по максвелловскому закону

$$f_i^+ = n_i^+ \left( \frac{m_i}{2\pi k T_s} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_i v^2}{2k T_s} \right) \quad (1)$$

где  $n_i^+$  — числовая плотность испущенных с поверхности молекул пара ( $i=1$ ) и газа ( $i=2$ ). Величина  $n_i^+$ , которая учитывает как равновесно испаренные, так и не испытывавшие конденсацию отраженные молекулы пара, определяется через коэффициент испарения  $\alpha$  и плотность насыщенного пара  $n_s(T_s)$

$$|N_1^+| = \alpha |N_{1s}| + (1 - \alpha) |N_1^-|, \quad |N_2^+| = |N_2^-| \quad (2)$$

а величина  $n_2^+$  — из условия непротекания, где  $N_i^\mp$  — радиальные потоки молекул  $i$ -го сорта, падающих и испущенных с поверхности частицы;  $N_{1s}$  — поток равновесно испаренных молекул.

Для слабо возмущенного состояния полагаем

$$n_i^+ = n_{i\infty} (1 + v_i^+), \quad T_s = T_\infty (1 + \tau_s), \quad n_s = n_{1\infty} (1 + v_s) \quad (3)$$

$$v_s = (\beta - 1) \tau_s, \quad \beta = \frac{L}{kT_\infty}$$

где величины  $v_s$  и  $\tau_s$  удовлетворяют линеаризованному уравнению Клапейрона — Клаузиуса [1],  $L$  — скрытая теплота фазового перехода, входящая на одну молекулу пара.

При записи уравнения Клапейрона — Клаузиуса предполагалось, что плотности насыщенного пара над сферической и плоской поверхностями не различаются. Оценка по формуле Томсона для капли воды при температуре 300 К показывает, что такое предположение справедливо для капель радиусом более  $10^{-8}$  м [4].

Система двух уравнений Больцмана, описывающих состояние пара и газа, решается методом моментов. Если  $\varphi_i$  — молекулярный признак сорта  $i$ , то при отсутствии внешних сил в стационарном случае уравнение переноса для  $i$ -го компонента в сферической системе координат (начало в центре частицы) записывается в виде

$$\text{div}(n_i \langle \varphi_i v_i \rangle) - n_i \langle v_i \nabla \varphi_i \rangle = \Delta(\varphi_i) \quad (4)$$

где  $\Delta(\varphi_i)$  — момент интеграла столкновений от  $\varphi_i$ .

В качестве молекулярных признаков выбираются функции, отвечающие за законы сохранения и уравнения релаксации тепловых потоков, т. е.

$$\varphi_i = m_i, \quad m_i v_{ir}, \quad \frac{m_i v_i^2}{2}, \quad \frac{m_i v_{ir}}{2} \left( v_i^2 - \frac{5kT_\infty}{m_i} \right)$$

где индекс  $r$  относится к радиальной составляющей вектора скорости молекул.

Тогда с учетом сферической симметрии задачи из (4) следует система моментных уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} (r^2 n_i u_i) &= 0, & \frac{d}{dr} \left\{ r^2 \left[ q_i - \frac{5}{2} p_i (u_i S - u_i) \right] \right\} &= 0 \\ \frac{d}{dr} P_{irr} + \frac{1}{r} (2P_{irr} - P_{i\theta\theta} - P_{i\varphi\varphi}) &= \Delta (m_i v_{ir}) \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[ r^2 n_i \left\langle v_{ir}^2 \left( v_i^2 - \frac{5kT_\infty}{m_i} \right) \right\rangle \right] - \frac{n_i}{r} \left\langle (v_{i\theta}^2 + v_{i\varphi}^2) \left( v_i^2 - \frac{5kT_\infty}{m_i} \right) \right\rangle &= \\ &= \Delta \left[ v_{ir} \left( v_i^2 - \frac{5kT_\infty}{m_i} \right) \right] \quad (i=1, 2) \\ S &= \frac{m_1 c}{m_1 c + m_2 (1-c)}, \quad c = \frac{n_{1\infty}}{n_{1\infty} + n_{2\infty}} \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $u_i$  — среднечисловая скорость  $i$ -компонента,  $P_{i\alpha\beta}$  — тензор напряжений,  $q_i$  — плотность парциального теплового потока;  $c$  — мольная концентрация насыщенного пара вдали от частицы. Из уравнения неразрывности и условия непротекания (2) для газа следует, что  $u_2 = 0$ . Этот факт учтен при записи уравнения сохранения энергии для  $i$ -го компонента.

В любой точке  $P$  около частицы можно условно выделить группу молекул, которые были испущены с поверхности частицы и попали в точку  $P$  без столкновений. Векторы скорости таких молекул лежат в области  $A$ , представляющей собой конус с вершиной в точке  $P$  и телесным углом  $\Omega_A$ . Векторы скорости прочих молекул лежат в области  $B$  с телесным углом  $\Omega_B = 4\pi - \Omega_A$ . Коническая поверхность, разграничивающая области  $A$  и  $B$ , является поверхностью разрыва для функции распределения.

В качестве аппроксимирующих функций распределения, как и в [3–5], принимаются линеаризованные локально-максвелловские распределения

$$\begin{aligned} f_i &= f_{i\alpha}, \quad f_{i\alpha} = f_{i\infty} \left[ 1 + v_{i\alpha}(r) + (c_i^2 - 3/2) \tau_\alpha(r) \right], \quad \alpha = A, B \\ f_{i\infty} &= n_{i\infty} \left( \frac{m_i}{2\pi kT_\infty} \right)^{3/2} \exp(-c_i^2), \quad c_i = \left( \frac{m_i}{2kT_\infty} \right)^{1/2} v_i \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь учтено, что температуры компонентов в каждой области равны между собой.

Средние величины вычисляются по формуле

$$\langle \varphi_i \rangle = \frac{1}{n_i} \int_0^\infty v^2 dv \left[ \int_{(\Omega_A)} f_{iA} \varphi_i d\Omega + \int_{(\Omega_B)} f_{iB} \varphi_i d\Omega \right] \quad (7)$$

Выражения для моментов интеграла столкновений  $\Delta(\varphi_i)$ , вычисленные с использованием 13-моментной функции распределения при произвольном потенциале межмолекулярных взаимодействий, приведены в [7, 9]. Следует отметить, что эти выражения отличаются от используемых в [5] тем, что учитывают термодиффузию и диффузионный термоэффект.

Таким образом, моментные уравнения (5) преобразуются в систему дифференциальных уравнений для функций  $v_{iA}$ ,  $v_{iB}$ ,  $\tau_A$ ,  $\tau_B$ . При этом используется сумма уравнений, описывающих релаксацию тепловых потоков для каждого компонента смеси.

Граничные условия на бесконечном удалении от частицы и на ее поверхности имеют вид

$$\begin{aligned} v_{1B} &= v_0, \quad v_{2B} = 0, \quad \tau_B = 0 \quad (r \rightarrow \infty) \\ v_{1A}(R) &= v_i^+, \quad \tau_A(R) = \tau_s \quad (r = R) \end{aligned} \quad (8)$$

Решение моментных уравнений (5) совместно с уравнениями (2), (3) и граничными условиями (8) приводит к следующим выражениям для скорости движения пара и плотности теплового потока в парогазовой смеси:

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{2} \left( \frac{2kT_\infty}{m_1} \right)^{1/2} \left( \frac{R}{r} \right)^2 G, \quad G = -G_v v_0 + [(\beta - 1)G_v + G_\tau] \tau_s \\ q &= q_1 + q_2 = p_\infty \left( \frac{2kT_\infty}{m_1} \right)^{1/2} \left( \frac{R}{r} \right)^2 Q, \quad Q = -Q_v v_0 + [(\beta - 1)Q_v + Q_\tau] \tau_s \\ G_v &= \frac{\alpha}{\sqrt{\pi} \Delta} \left( \frac{1}{4} + A_{11} + A_{12} \right), \quad G_\tau = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi} \Delta} \left( \frac{1}{8} + A_{11} + A_{12} - A_{21} - A_{22} \right) \\ Q_v &= - \left( \frac{5}{4} S - c \right) G_v + \frac{\alpha A_{11}}{4\sqrt{\pi} \Delta} \left[ c + (1 - c) \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} \right] \\ Q_\tau &= - \left( \frac{5}{4} S - c \right) G_\tau + \frac{1 + \alpha(A_{11} - A_{21})}{4\sqrt{\pi} \Delta} \left[ c + (1 - c) \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta &= (1 - \alpha) \left( \frac{1}{4} + A_{11} + A_{12} \right) + \alpha A \\ A &= \frac{1}{4} + \frac{9}{8} A_{11} - \frac{1}{4} A_{21} + A_{12} + A_{11} A_{22} - A_{12} A_{21} \\ A_{11} &= \frac{S}{5\sqrt{\pi}} \left[ a_{12}^{(3)} - a_{11}^{(4)} + a_{11}^{(3)} - \frac{1 - c}{c} \frac{m_2}{m_1} a_{21}^{(4)} \right] \\ A_{12} &= \frac{S}{5\sqrt{\pi}} \left[ \frac{1 - c}{c} \left( \frac{m_2}{m_1} \right)^{1/2} (a_{21}^{(3)} - a_{22}^{(4)} + a_{22}^{(3)}) - a_{12}^{(4)} \right] \\ A_{21} &= - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( a_{12}^{(1)} - \frac{1}{4} a_{12}^{(2)} \right), \quad A_{22} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[ a_{12}^{(1)} - \frac{1}{4} \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} a_{12}^{(2)} \right] \\ a_{ij}^{(k)} &= \left( \frac{m_1}{2kT_\infty} \right)^{1/2} v_{ij}^{(k)} R_0, \quad v_{ij}^{(1)} = \frac{16}{3} \left( \frac{\mu}{m_i} \right)^3 \left( \frac{m_i}{m_j} \right) n_{j\infty} \Omega_{ij}^{(1,1)} \\ v_{ij}^{(2)} &= \frac{64}{15} \left( \frac{\mu}{m_i} \right)^2 n_{j\infty} \left( \Omega_{ij}^{(1,2)} - \frac{5}{2} \Omega_{ij}^{(1,1)} \right) \\ v_{ij}^{(3)} &= \frac{64}{15} \left( \frac{\mu}{m_i} \right)^3 \frac{m_i}{m_j} n_{j\infty} \left[ \Omega_{ij}^{(2,2)} + \left( \frac{15}{4} \frac{m_i}{m_j} + \frac{25}{8} \frac{m_j}{m_i} \right) \Omega_{ij}^{(1,1)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{m_j}{m_i} (5\Omega_{ij}^{(1,2)} - \Omega_{ij}^{(1,3)}) \right] \\ v_{ij}^{(4)} &= \frac{64}{15} \left( \frac{\mu}{m_i} \right)^3 \left( \frac{m_i}{m_j} \right)^{1/2} n_{j\infty} \left[ -\Omega_{ij}^{(2,2)} + \frac{55}{8} \Omega_{ij}^{(1,1)} - \frac{5}{2} \Omega_{ij}^{(1,2)} + \frac{1}{2} \Omega_{ij}^{(1,3)} \right] \\ \mu &= \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}, \quad \text{Kn} = \frac{l_1}{R}, \quad l_1 = \left\{ \pi \left[ n_{1\infty} \sqrt{2} d_{11}^2 + n_{2\infty} \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} d_{12}^2 \right] \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\Omega_{ij}^{(l, r)}$  — интегралы Чепмена — Каулинга [10]; безразмерные параметры  $a_{ij}^{(k)}$  связаны обратно пропорциональной зависимостью с числом

Кнудсена;  $d_{ij}$  — характерный радиус взаимодействия между молекулами  $i$ -го и  $j$ -го сортов.

Из выражений (9) следует, что скорость испарения (роста) частицы и теплоперенос обусловлены как пересыщением пара, так и различием температур частицы и окружающей среды.

Представляют интерес асимптотические по числу Кн выражения. Для мелких частиц (или при низких давлениях), когда  $\text{Kn} \gg 1$ , имеют место следующие соотношения:

$$G_v = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}}, \quad G_r = \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi}}, \quad Q_v = -\frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{5}{4} S - c \right) \quad (11)$$

$$Q_r = \frac{1}{2} Q_v + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[ c + (1-c) \left( \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2} \right]$$

т. е. выражения для  $G_v$  и  $G_r$  соответствуют формуле Герца — Кнудсена, справедливой в случае слабого испарения при  $|v_0| \ll 1$  вдали от критической точки; при фиксированных значениях термодинамических параметров свободномолекулярный режим имеет место для достаточно мелких частиц.

Для крупных частиц (или высоких давлений) при  $(\text{Kn}/\alpha) \ll 1$  имеем

$$G_v = 2 \left( \frac{m_1}{2kT_\infty} \right)^{1/2} \frac{[D]_2}{(1-c)R}, \quad G_r = G_v \frac{c + [k_T]_1}{c} \quad (12)$$

$$Q_v = \frac{1}{2} \left\{ [k_T]_1 - \frac{5}{2} (S-c) \right\} G_v, \quad Q_r = \left( \frac{m_1}{2kT_\infty} \right)^{1/2} \frac{T_\infty [\lambda]_1}{p_\infty R} + \frac{Q}{G_v} G_r$$

где  $[D]_2$ ,  $[\lambda]_1$ ,  $[k_T]_1$  — соответственно коэффициенты диффузии, теплопроводности и термодиффузионное отношение парогазовой смеси (нижний индекс означает порядок приближения по Чепмену — Энскогу [10]).

В качестве примера рассмотрено испарение капли воды в воздухе. Расчеты проводились при различных значениях числа Кн, концентрации пара, коэффициента испарения для двух моделей потенциала межмолекулярных взаимодействий («твердые сферы» и 6–12 Леннарда — Джонса).

Величина  $G_v$ , характеризующая изотермическое испарение, с увеличением числа Кн монотонно возрастает. Расхождение результатов данной работы с результатами [1, 2] максимально при  $\text{Kn} \approx 0,5$  и составляет  $\sim 7\%$ . Результаты, полученные в [6] для лоренцевой смеси, применимы лишь при малых концентрациях пара ( $c \ll 10^{-3}$ ); в этом случае различие с данной работой  $\sim 6\%$ . Отличие значений  $G_v$  для разных моделей потенциала межмолекулярных столкновений составляет при промежуточных числах Кн около  $10\%$  и в диффузионном режиме — около  $20\%$ .

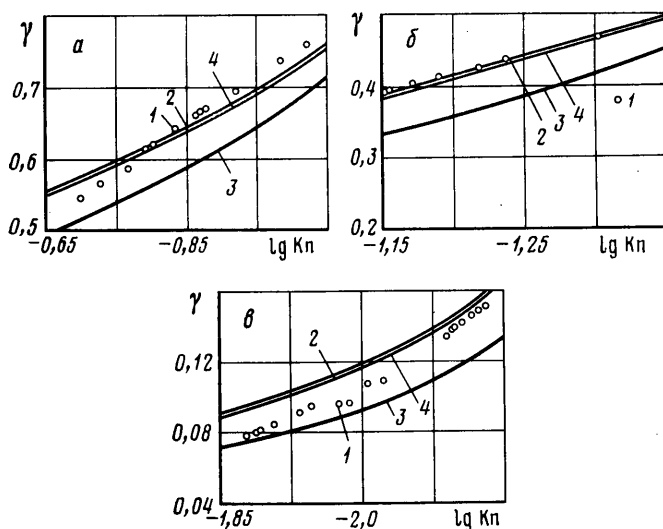
Составляющая скорости неизотермического испарения  $G_r$  имеет немонотонную зависимость от числа Кн. При промежуточных значениях Кн функция  $G_r$  имеет максимум, величина которого зависит от отношения масс молекул, концентрации и модели молекул. Так, в рассматриваемом примере при  $c=0,9$  величина максимума по отношению к свободномолекулярному значению составляет: для потенциала Леннарда — Джонса  $\sim 25\%$ , а для твердых сфер  $17\%$ .

Вклад термодиффузии в величину  $G_r$  максимален при  $\text{Kn} \ll 1$  и увеличивается с уменьшением концентрации пара; в случае лоренцевой смеси он составляет  $\sim 40\%$ , а в рассматриваемом примере при  $\text{Kn} \approx 0,5$  не превышает  $7\%$ . Учет термодиффузии приводит к уменьшению величины  $G_r$  в случае  $(m_1/m_2) < 1$  и к ее увеличению в случае  $(m_1/m_2) > 1$ .

Изотермический поток тепла, характеризуемый величиной  $Q_v$ , обусловлен переносом энтальпии в движущемся паре и диффузионным термоэффектом. Зависимость  $Q_v$  от числа Кн при различных концентрациях может быть немонотонной. Более того, при определенных концентрациях (обычно при  $c \geq 0,5$ ) и числах Кнудсена  $Q_v$  изменяет знак.

Влияние молекулярной модели на рассчитываемые значения  $Q_v$  максимально в диффузионном режиме и зависит от концентрации пара. Например, при испарении капли воды в воздухе максимальное различие значений  $Q_v$ , рассчитанных для моделей твердые сферы и 6–12 Леннарда – Джонса, составляет при  $c=0,1 \sim 20\%$ , а при  $c=0,9$  и  $Kn \ll 1$  значения  $Q_v$  различаются почти в 3 раза.

Составляющая  $Q_\tau$  неизотермического потока тепла обусловлена теплопроводностью парогазовой смеси и диффузионным термоэффектом. С уве-



личением числа  $Kn$  величина  $Q_\tau$  монотонно возрастает при любых концентрациях пара.

Выбор молекулярной модели существенно влияет на значения  $Q_\tau$  при  $Kn \ll 1$  и больших концентрациях пара. При  $c=0,9$  различие значений  $Q_\tau$  для различных моделей потенциала может достигать 60%. Величина  $Q_\tau$  очень слабо зависит от коэффициента испарения: при увеличении  $\alpha$  от 0,01 до 1 изменение величины  $Q_\tau$  не превышает 1%. Для свободной частицы отличие ее температуры от температуры парогазовой смеси может быть обусловлено уносом скрытой теплоты при испарении. В этом случае величина  $\tau_s$  не является независимым параметром и определяется из уравнения баланса тепловых потоков на поверхности частицы [1, 3–5]

$$q(R) = -L(N_1^+ + N_1^-) \quad (13)$$

Из уравнений (9), (13) следует

$$\tau_s = \left( Q_v + \frac{1}{2} c \beta G_v \right) v_0 \left[ (\beta - 1) \left( Q_v + \frac{1}{2} c \beta G_v \right) + Q_\tau + \frac{1}{2} c \beta G_\tau \right]^{-1} \quad (14)$$

$$G^* = \frac{G}{v_0} = -G_v + [(\beta - 1)G_v + G_\tau] \frac{\tau_s}{v_0}$$

Сравнение величины  $G^*$  с результатом [5] показывает хорошее их согласие при  $c \leq 10^{-4}$  для любых значений числа  $Kn$  (расхождение не превышает 2%); при  $c=10^{-3}$  различие достигает 16%, а при  $c=10^{-2}$  результаты различаются почти в 2 раза. При более высоких концентрациях пара расхождение с результатом работы [5] исчисляется порядком величины  $G^*$ .

На фигуре приводится сравнение теории с экспериментальными данными [8] (точки 1) по испарению каплей дибутылсебацата микронного размера в атмосфере азота. Кривые 2, 3 соответствуют формуле (10) для

молекулярных моделей твердые сферы и Леннарда — Джонса; 4 — работам [1, 2]. Как указывается в [8], температуры капель и среды практически не различаются, т. е.  $\tau_s \approx 0$ . Поэтому по оси ординат отложена величина отношения изотермического потока пара  $G_v$  к его свободномолекулярному значению  $G_{vк}$  при  $\alpha=1$  ( $\gamma=G_v/G_{vк}$ ). Упругость паров дибутилсебацата при  $T=293$  К и значения параметров потенциала Леннарда — Джонса приведены в [11].

Из сравнения следует, что максимальное расхождение теории с экспериментом имеет место при значениях числа Кн в интервале ( $10^{-2}$ — $5 \cdot 10^{-2}$ ) и составляет для модели Леннарда — Джонса  $\sim 13\%$ , а для твердых сфер  $\sim 24\%$ . Причиной расхождения кроме погрешностей измерений может быть недостаточность приближения моментного метода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 91 с.
2. Ивченко И. Н. Об испарении сферических капель в условиях термостатирования их поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 184—185.
3. Shankar P. N. A kinetic theory of steady condensation.— J. Fluid Mech., 1970, v. 40, № 2, p. 385—400.
4. Ивченко И. Н., Яламов Ю. И., Обухов Б. А. Теория конденсационного роста капель произвольных размеров.— В кн.: Физика аэродисперсных систем и физическая кинетика. Калинин, 1975, с. 58—75.
5. Ивченко И. Н., Мурадян С. М. Об испарении сферических капель в бинарной газовой смеси при произвольных числах Кнудсена.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 1, с. 112—118.
6. Loyalka S. K. Condensation on a spherical droplet.— J. Chem. Phys., 1973, v. 58, № 1, с. 354—356.
7. McCormack F. J. Construction of linearized kinetic models for gaseous mixtures and molecular gases.— Phys. Fluids, 1973, v. 16, № 12, p. 2095—2105.
8. Davis E. J., Ray A. K. Submicron droplet evaporation in the continuum and non-continuum regimes.— J. Aerosol Sci., 1978, v. 9, № 5, p. 411—422.
9. Жданов В., Каган Ю., Сазыкин А. Влияние вязкого переноса импульса на диффузию в газовой смеси.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 3, с. 857—867.
10. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 50 с.
11. Davis E. J., Ray A. K. Diffusivities of low-volatility species in light gases.— AIChE Journal, 1979, v. 25, № 6, p. 966—975.

Свердловск

Поступила в редакцию  
5.VI.1984