

чение интенсивности зондирующего сигнала. Немонотонность изменения прошедшего зондирующего сигнала находится в соответствии с колебательным характером формирования волновой структуры струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дронов А. П., Дьяков А. С., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Газодинамический CO_2 -лазер с истечением нагретой в ударной трубе рабочей смеси через щель.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 1, с. 516—519.
2. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Кулагин Ю. А., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Исследование газодинамического N_2O -лазера.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 5, с. 1664—1677.
3. Гринь Ю. И., Поляков В. М., Тестов В. Г. Экспериментальное исследование газодинамического усиления лазерного излучения на смеси $\text{N}_2\text{O}-\text{N}_2-\text{He}$.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 260—263, № 4.
4. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла.— ПМТФ, 1979, № 1, с. 56—65.
5. Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Изменение коэффициента усиления в ударной волне, распространяющейся по инверсной среде.— ЖТФ, 1975, т. 45, № 2, с. 359—367.
6. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла.— ПМТФ, 1976, № 1, с. 41—45.
7. Еремин А. В., Кочнев В. А., Куликовский А. А., Набоко И. М. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй.— ПМТФ, 1978, № 1, с. 34—40.
8. Масленникова В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях пересчетности истечения.— ЖТФ, 1981, т. 51, № 6, с. 1229—1236.

Москва

Поступила в редакцию
23.XI.1982

УДК 533.6.011.8

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИСПАРЕНИЯ (РОСТА) СФЕРИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЧИСЛАХ КНУДСЕНА

ИВЧЕНКО И. Н.

При рассмотрении конденсационного роста (испарения) сферических частиц в промежуточной области чисел Кнудсена теоретически предсказана возможность наличия максимума величины приведенного числового потока молекул пара на поверхность капли.

Исследование поведения дисперсных систем в атмосфере базируется на теории конденсационного роста и испарения капель воды. В последнее время наибольшее распространение получила теория испарения сферических капель при произвольных числах Кнудсена, развитая в [1, 2]. Однако содержащийся в [1, 2] анализ, основанный на эмпирическом методе «сшивания», не может дать строгих количественных результатов в промежуточной области чисел Кнудсена. Теория тепломассопереноса при произвольных числах Кнудсена должна быть основана на решении уравнений Больцмана для бинарной смеси [3, 4]. В данной работе приведены основанные на [3, 4] результаты, касающиеся скорости роста (испарения) водяных капель в воздухе и полученные при более общих предположениях. В частности, результаты [3, 4] обобщены с учетом поправок первого порядка по величине отношения концентрации пара и газа.

Выражение для потока числа молекул пара через поверхность капли радиуса R имеет вид [3]

$$N_1 = N_1^* (K^2 + \Delta_1 K) / (K^2 + \Delta_2 K + \Delta_3) \quad (1)$$

$$N_1^* = -\alpha_m n_{10} v_0 R^2 (8\pi k T_0 / m_1)^{1/2} \xi, \quad \xi = 2(\alpha_{1T} + \alpha_{2T} \mu) \delta^{-1}$$

$$\delta = \alpha_m (\zeta^2 - 1/2 \xi) + \alpha_{1T} (2\xi + 1) + 2\alpha_{2T} \mu, \quad \mu = (n_{20} / n_{10}) (m_1 / m_2)^{1/2}$$

Здесь N_1^* — поток в свободномолекулярном режиме, $K = \lambda_1/R$ — число Кнудсена, λ_1 — длина свободного пробега молекул пара, $\Delta_1 = \beta_1 \lambda_1$, $\Delta_2 = \gamma_1 \lambda_1$, $\Delta_3 = \gamma_2 \lambda_1^2$, α_m — коэффициент конденсации, α_{1T} , α_{2T} — коэффициенты аккомодации энергии для пара и неконденсирующегося газа, n_{10} — численная плотность насыщенного пара при температуре среды T_0 , n_{20} — численная плотность газа, $(1+v_0) \cdot 100\%$ — относительная влажность среды, k — постоянная Больцмана, m_1 , m_2 — массы молекул пара и газа, $\zeta = q/kT_0$, q — теплота конденсации, отнесенная к одной молекуле ($N_1^* > 0$ для испарения капель).

Выражения для величин β_1 , γ_1 , γ_2 , зависящие от параметров межмолекулярных столкновений, отношения масс молекул и коэффициентов α_m , α_{1T} , α_{2T} , в общем случае имеют довольно громоздкий вид. Для капель воды в воздухе, принимая в качестве модели межмолекулярных столкновений модель жестких упругих сфер и используя вычисленные из эксперимента [5] значения диаметров молекул ($\sigma_1 = 3,38 \cdot 10^{-8}$ см, $\sigma_2 = 3,30 \cdot 10^{-8}$ см), можно получить

$$\beta_1 = \frac{2,390 \alpha_{1T} \alpha_{2T}}{\alpha_{1T} + \alpha_{2T} \mu} \frac{n_{20}^2}{n_{10}} \cdot 10^{-15} \left(1 + 2,100 \frac{n_{10}}{n_{20}} \right)$$

$$\gamma_1 = \delta^{-1} \left\{ 3,034 \cdot 10^{-15} \alpha_m \alpha_{1T} \zeta^2 n_{20} \left[1 + 2,309 \zeta^{-1} + 1,542 \zeta^{-2} + \frac{n_{10}}{n_{20}} (0,455 + 1,138 \zeta^{-1}) \right] + \right.$$

$$+ 6,445 \cdot 10^{-15} \alpha_m \alpha_{2T} \frac{n_{20}^2}{n_{10}} \left[1 + \frac{n_{10}}{n_{20}} (0,204 \zeta^2 + 0,449 \zeta - 0,112) \right] +$$

$$\left. + 2,390 \cdot 10^{-15} \alpha_{1T} \alpha_{2T} \frac{n_{20}^2}{n_{10}} \left[1 + \frac{n_{10}}{n_{20}} (2,267 \zeta + 2,100) \right] \right\}$$

$$\gamma_2 = \frac{\alpha_m \alpha_{1T} \alpha_{2T}}{\delta} \left\{ 1,118 \cdot 10^{-29} \frac{n_{20}^3}{n_{10}} \left[1 + \frac{n_{10}}{n_{20}} (0,357 \zeta^2 + 2,828 \zeta + 2,100) \right] \right\}$$

$$[n_{10}] = [n_{20}] = \text{см}^{-3}, \quad [\beta_1] = [\gamma_1] = \text{см}^{-1}, \quad [\gamma_2] = \text{см}^{-2}$$

Используя (1), можно найти следующую зависимость радиуса капли от времени:

$$t = \frac{2\sqrt{\pi} \rho}{(2kT_0 m_1)^{1/2} n_{10} v_0 \alpha_m \xi} \left\{ \frac{\gamma_1 \beta_1 - \gamma_2}{\beta_1^2} (R - R_0) + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta_1^2 - \gamma_1 \beta_1 + \gamma_2}{\beta_1^3} \ln \frac{\beta_1 R + 1}{\beta_1 R_0 + 1} + \frac{\gamma_2}{2\beta_1} (R^2 - R_0^2) \right\} \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность вещества капли, R_0 — начальный радиус капли.

Развитая теория предсказывает возможность существования ранее неизвестного эффекта, который заключается в наличии максимума у приведенного потока N_1/N_1^* в промежуточной области чисел Кнудсена. Эта особенность возможна лишь в определенной области изменения коэффициентов аккомодации. Так, при $T_0 = 293$ К и $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{1T} = \alpha_{2T} = 0,1$ зависимость N_1/N_1^* от K оказывается монотонной, а при $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{1T} = \alpha_{2T} = 1$ имеет максимум $(N_1/N_1^*)_{\max} = 1,08$ при $K = 0,7$. Отметим, что полученные ранее теоретические формулы предсказывают монотонное изменение N_1/N_1^* .

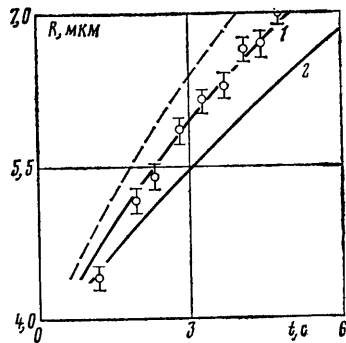
Легко понять механизм немонотонного поведения приведенного потока в промежуточной области чисел Кнудсена. В этой области поток сохраняет основные черты как свободномолекулярного, так и диффузионного режимов. В свободномолекулярном режиме поток N_1 пропорционален коэффициенту конденсации, в то время как в диффузионном режиме он не зависит от α_m и коэффициентов аккомодации. Поэтому в промежуточной области чисел Кнудсена при малых значениях коэффициента конденсации отношение N_1/N_1^* может принимать значения больше единицы, что приводит к немонотонному изменению этой величины.

На фиг. 1–3 приведено сравнение времени роста капель, предсказываемого формулой (2), с экспериментальными результатами [6] для $S = 1,047$; $1,024$; $1,014$ соответственно. На всех фигурах кривая 1 рассчитана для $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{1T} = \alpha_{2T} = 1$, кривая 2 — $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{1T} = \alpha_{2T} = 0,1$, пунктирная кривая — теоретические значения по формуле Фукуты — Вальтера [1], причем на фиг. 1, 2 $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{2T} = 1$, на фиг. 3: $\alpha_m = 0,036$, $\alpha_{2T} = 0,1$ (величина α_{1T} в формуле работы [1] не фигурирует). Вертикальные отрезки — погрешность эксперимента.

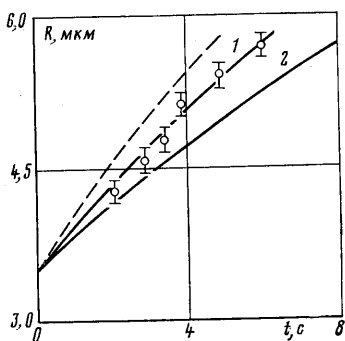
Отметим, что значения коэффициентов аккомодации подбирались таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментом. Выбор численных значений коэффициентов аккомодации и коэффициента конденсации из других независимых экспериментальных данных невозможен из-за большого разброса численных значений для этих величин [7]. Кроме того, экспериментальные измерения [8] показывают, что коэффициент конденсации, регулирующий самосогласованные процессы теплопереноса, может меняться при изменении скорости протекания процессов в довольно широких пределах.

Полученный здесь вывод, коренным образом меняющий традиционные представления о процессах теплопереноса, нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке. При пересыщениях среды $v_0=0,047$ и $0,024$ хорошее согласие с экспериментом получено в такой области изменения α_m , α_{1T} , α_{2T} , в которой возможен описанный эффект. При малых пересыщениях ($v_0=0,014$) согласие с экспериментом наблюдается при $\alpha_m=0,036$, $\alpha_{1T}=\alpha_{2T}=0,1$.

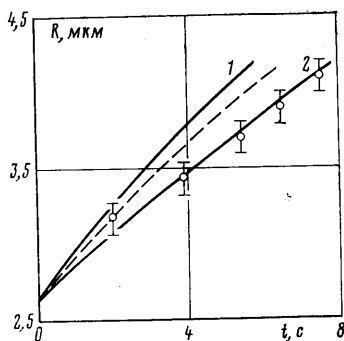
Экспериментальные измерения подтверждают



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

возможность существования такой области изменения коэффициентов аккомодации, в которой существует описанный эффект. Существенно отметить, что экспериментальное исследование скорости роста капель в области максимума N_1/N_1^* дает дополнительную возможность для получения значений коэффициентов аккомодации. Эти исследования могут иметь важное значение для понимания атмосферных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fukuta N., Walter L. A. Kinetics of hydrometeor growth from a vapor - spherical model. - J. Atmos. Sci., 1970, v. 27, № 8, p. 1160-1172.
2. Carstens J. C., Kassner J. L., Jr. Some aspects of droplet growth theory applicable to nuclei measurements. - J. Rech. Atmospher., 1968, v. 3, № 1-2, p. 33-39.
3. 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.
4. Яламов Ю. И., Ивченко И. Н., Мурадян С. М. Теория испарения сферических капель при произвольных числах Кнудсена. - Докл. АН СССР, 1981, т. 258, № 5, с. 1106-1110.
5. Sinnarwalla A. M., Alofs D. J., Carstens J. C. Measurement of growth rate to determine condensation coefficient for water drops grown on natural cloud nuclei. - J. Atmos. Sci., 1975, v. 32, № 3, p. 592-599.
6. Gollub J. P., Chabay I., Flygare W. H. Laser heterodyne study of water droplet growth. - J. Chem. Phys., 1974, v. 61, № 5, p. 2139-2144.
7. Kotake S., Glass I. I. Flows with nucleation and condensation. - Progress in Aerospace Sci., 1981, v. 19, № 2/4, p. 129-196.
8. Vietti M. A., Fastook J. L. Water droplet growth in a carbon dioxide atmosphere: A case for small sticking coefficient. - J. Chem. Phys., 1976, v. 65, № 1, p. 174-178.

Москва

Поступила в редакцию
8.IV.1983