

Член-корреспондент АН СССР В. Е. ЗУЕВ, А. В. КУЗИКОВСКИЙ,
В. А. ПОГОДАЕВ, С. С. ХМЕЛЕВЦОВ, Л. К. ЧИСТЯКОВА

ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОДНЫЕ КАПЛИ МАЛОГО РАЗМЕРА

Водная капля, помещенная в поле оптической радиации, нагревается последним за счет диссипации электромагнитного излучения в тепло и испаряется. Первые исследования этого эффекта были выполнены Ф. Вильямсом⁽¹⁾ и К. С. Шифриным и Ж. К. Золотовой⁽²⁾. В этих работах рассматривалось стационарное испарение нагретых радиацией капель, что справедливо для температур капель, незначительно отличающихся от температуры среды.

Повышение эффективной плотности мощности излучения как за счет увеличения абсолютной мощности излучателя, так и за счет использования излучения, которое эффективно поглощается водой, приводит к ряду новых, ранее не наблюдавшихся эффектов. Капля, помещенная в мощное поле радиации, может испаряться в режиме взрыва при достижении в ее центре критических параметров вещества; возможность реализации такого эффекта была показана в наших работах^(3, 4). Наиболее интересным эффектом является смена режимов испарения при увеличении эффективной мощности излучения и в связи с этим увеличение коэффициента полезного использования световой энергии для уменьшения геометрического сечения капли.

Этот эффект совершенно игнорируется в ряде работ, посвященных созданию просветленных каналов в туманах и облаках мощным оптическим излучением⁽⁵⁻⁸⁾.

Целью настоящей работы является исследование режимов испарения отдельной капли в радиационном поле и их классификация согласно физическим явлениям, определяющим скорость испарения капли в каждом режиме.

Скорость испарения капли в радиационном поле определяли в предположении однородности оптического поля в капле, время диссипации оптической энергии в тепловую предполагалось малым по сравнению с временем релаксации капли. Внешние поля температуры и парциального давления пара определяли в квазистационарном приближении на основе теории неоднородных газов Энскога — Чепмена⁽⁹⁾ с учетом диффузии, теплопроводности и стефановского потока тепла и массы. Квазистационарное приближение здесь применимо практически для любых условий испарения, так как время установления полей в парогазовой среде существенно меньше характерного времени испарения капли.

В такой постановке для внешних полей температуры и парциального давления пара можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_1}{\partial t} &= \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{D\mu_1}{RT^e} \xi^2 \left(1 + \frac{\mu_1}{M} \frac{p_1}{P - p_0} \right) \frac{\partial p_1}{\partial \xi} \right], \\ C_{n0} \frac{\partial T_0^e}{\partial t} &= \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\lambda^e \xi^2 \frac{\partial T^e}{\partial \xi} - \xi^2 C_0 T^e m \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$m = - \frac{D\mu_1}{RT^e} \left(1 + \frac{\mu_1}{M} \frac{P_1}{P - p_1} \right) \frac{\partial p_1}{\partial \xi},$$

$$\rho_1 = \frac{\mu_1 p_1}{RT^e}, \quad \rho = \frac{MP}{RT^e}, \quad M = \mu_2 (\mu_2 - \mu_1) \frac{P_1}{P}.$$

Здесь T^e — температура парогазовой смеси; p_1 и P — давления пара и смеси, μ_1 и μ_2 — молекулярные веса пара и газов атмосферы, D — коэффициент диффузии, ρ — плотность парогазовой смеси, R — газовая постоянная и λ^e , C_p — коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость смеси, ξ — расстояние от центра капли.

Температурное поле внутри капли описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T^i}{\partial t} = a^2 \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial T^i}{\partial \xi} \right) + \frac{3WK_{\Pi}}{4c\gamma r}, \quad (2)$$

где r — радиус капли, W — поток мощности излучения, t — время, K_{Π} — фактор эффективности поглощения; c , γ , a^2 — удельная теплоемкость, плотность и температуропроводность жидкости соответственно.

Для системы (1), (2) ставятся условия Дирихле произвольного вида на подвижной границе капли, начальные условия стандартного типа (3)

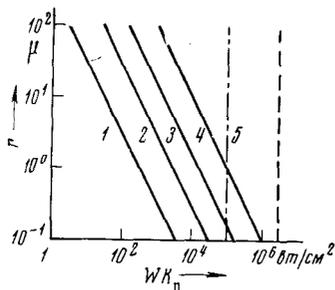


Рис. 1

Рис. 1. Диаграмма режимов испарений сферической водной капли в оптическом поле

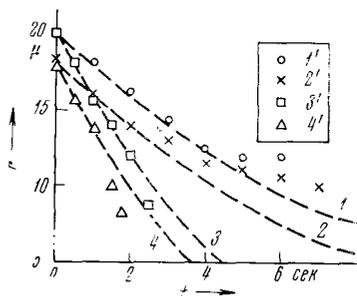


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость радиуса испаряющихся капель чистой воды от времени. 1—4 — теоретические, 1'—4' — экспериментальные данные для $\lambda = 3,39\mu$ и $WK_{\Pi} = 4$ вт/см² (1, 2, 1', 2') и $\lambda = 10,6$ и $WK_{\Pi} = 22$ вт/см² (3, 4, 3', 4')

и проводится ее решение. Единственное решение выбирается путем сшивания полей температуры и давления вне капли и внутри ее условием непрерывности теплового потока на поверхности капли совместно с газокинетическими соотношениями, связывающими температуру поверхности капли с давлением пара и температурой смеси на граничной поверхности (3):

$$-\lambda^i (\partial T^i / \partial \xi)_0 = Lm_0 + q_0,$$

$$m_0(p_0, T_0^e) = v(T_0^i) - \alpha \rho_1^0 v_1,$$

$$q_0(p_0, T_0^e) = \theta(T_0^i) - \delta C_p \rho^0 T_0^e v_g,$$
(3)

где λ^i — коэффициент теплопроводности жидкости, L — удельная теплота испарения, q — тепловой поток, v — скорость испарения в вакуум, α — коэффициент испарения, v_1 — средняя скорость молекул по нормали к поверхности капли, θ — тепловой поток в смесь с температурой $T_0^e = 0$, δ — коэффициент аккомодации, v_g — средняя скорость молекул смеси по нормали к поверхности. Индексом 0 отмечены величины, определенные на поверхности капли. Скорость испарения определялась простым соотноше-

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{1}{\gamma} m_0. \quad (4)$$

Решение поставленной задачи получено в квазистационарном приближении $\partial \rho_i / \partial t = \partial T^e / \partial t = 0$.

Разработанная на основе результатов решения системы уравнений (1) — (4) классификация режимов испарения водной капли показана на рис. 1.

Режимы 1—3 стационарные; режим 1 исследовался в (2). Для него характерны относительно большие теплотопотери, связанные с теплопроводностью среды, и практически линейная зависимость диффузионного потока пара от температуры поверхности капли. При испарении во втором стационарном режиме диффузионный поток существенно нелинейно растет с увеличением температуры, вследствие чего теплотопотери за счет теплопроводности газа становятся относительно малыми. Третий стационарный режим испарения весьма выгоден в энергетическом отношении ввиду очень низких теплотопотерь, связанных с теплопроводностью газа. В переносе массы и тепла при испарении в третьем режиме важную роль играет гидродинамический поток пара от поверхности капли.

Скорости испарения в первых трех режимах определяются формулами

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{WK_{II}}{4\gamma(Q_1 + \lambda^e R^2 T_\infty^3 / (D\alpha_1^2 \rho_\infty L))}, \quad Q_1 = L + C_p T_\infty; \quad (5)$$

$$\frac{dr}{dt} = - 0,496 (WK_{II})^{1,102}; \quad (6)$$

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{WK_{II}}{4Q_2\gamma}, \quad Q_2 = L + C_p \frac{D}{(D/T^e)}. \quad (7)$$

Здесь T_∞ — температура среды, в которую помещена капля.

Необходимо отметить, что выражения (5) — (7) близки к полученным в (2, 6, 10) путем рассмотрения стационарного уравнения энергетического баланса, но являются более точными в связи с учетом стефановского течения как при расчете потоков тепла и массы, так и при расчете скачков давления пара и температуры на поверхности капли.

Режим 4 характеризуется тем, что становится существенным нестационарность температурного поля внутри капли и подвижность ее границы. В указанном режиме испарение осуществляется преимущественно гидродинамическим переносом массы и тепла от капли. Скорость испарения в указанной области записывается следующим образом:

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{3WK_{II}}{2Q_2\gamma\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{a^2\pi^2 n^2}{r^2} t\right) \right], \quad t \leq \frac{r_0^2}{6a^2}; \quad (8)$$

$$\frac{dr}{dt} = WK_{II} \left/ \left(4Q_2\gamma - \frac{4}{15} \frac{WK_{II}r}{a^2} - \frac{1}{15} \frac{Wr^2}{a^2} \frac{dK_{II}}{dr} \right) \right., \quad t > \frac{r_0^2}{6a^2}. \quad (9)$$

где r_0 — начальный радиус капли.

Режим 5 соответствует взрыву капель, в центре которых при нагреве достигаются критические параметры вещества.

Штрих-пунктирная прямая на диаграмме режимов (рис. 1) разделяет область диффузионного и гидродинамического переноса пара и тепла и газодинамическую область. Пунктирная прямая — оценка границы режима испарения, при котором существен вклад кинетической энергии пара в баланс энергии на поверхности капли (1). Однако для капель с размерами, реализующимися в облаках, этот режим не может быть достигнут, так как уже при меньших значениях WK_{II} наступает их взрыв.

Экспериментальное исследование скорости испарения крупных водных капель диаметром более 200 μ в режимах 1—3 и в режиме взрыва проведено в (⁴, ¹¹, ¹⁴). Там показано, что неоднородность внутреннего оптического поля существенно влияет на скорость испарения в первом и втором режиме. Ниже приведены результаты исследований скорости испарения капель, размеры которых значительно меньше исследованных в (⁴, ¹¹, ¹⁴) и приближающихся к облачным (рис. 2).

Радиус капель не превышал 20 μ ; на них воздействовали излучением газовых лазеров, работающих в режиме непрерывной генерации с параметрами

$$\lambda = 3,39 \mu, \quad WK_{\text{н}} = 4 \text{ вт/см}^2;$$

$$\lambda = 10,6 \mu, \quad WK_{\text{н}} = 22 \text{ вт/см}^2.$$

В этих спектральных областях вода достаточно сильно поглощает, чем и обусловлен выбор λ (¹²). Динамика испарения капель определялась с помощью скоростных кинокамер в проходящем свете. Для жесткой фиксации водной капли в пространстве использовались нити подвеса диаметром 4 μ и 2,5 μ из стекла и клея БФ соответственно.

Отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых при дальнейшем уменьшении размеров капель определяется заметной ролью теплоемкости и теплопроводности нити подвеса при радиационном воздействии.

Хорошее совпадение экспериментальных значений скорости испарения капель радиусом 10—20 μ с результатами расчета, проведенного в предположении однородности внутреннего оптического поля, позволяет сделать вывод о несущественном влиянии неоднородности внутреннего оптического поля при реализации первого режима испарения в исследованной области размеров капель.

Определение порогового значения плотности эффективной энергии импульса излучения, инициирующего взрыв капель, проводилось по методике работы (¹³). Было показано, что при плотности энергии излучения, равной 70 дж/см², коэффициенте поглощения вещества капли $\kappa = 10^{-3}$ наблюдается взрыв всех капель, радиус которых больше 20 μ .

Поступило
1 II 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ F. A. Williams, Int. J. Heat Mass Transfer, 8, 575 (1965). ² К. С. Шифрин, Ж. К. Золотова, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 2, № 12, 1311 (1966); 4, 80 (1968). ³ А. В. Кузиковский, Изв. высш. учебн. завед. СССР, Физика, № 5, 89 (1970). ⁴ А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев, С. С. Хмелевцов, Инж.-физ. журн., 20, № 1, 21 (1971). ⁵ G. L. Lamb, R. V. Kinney, J. Appl. Phys., 40, 416 (1969). ⁶ G. L. Mullan, W. H. Christiansen, D. A. Russel, Appl. Phys. Letters, 13, 4, 145 (1968). ⁷ S. L. Glickler, Appl. Optics, 10, 644 (1971). ⁸ А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Э. Н. Шумилов, Письма ЖЭТФ, 14, 245 (1971). ⁹ Л. А. Франк-Каменецкий, Диффузия и теплопередача в химической кинетике, «Наука», 1967. ¹⁰ А. В. Кузиковский, С. С. Хмелевцов, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, № 3, 363 (1968). ¹¹ В. И. Букатый, В. А. Погодаев, Изв. высш. учебн. завед., Физика, № 1, 141 (1970). ¹² В. Е. Зуев, Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере, 1970. ¹³ В. И. Букатый, В. А. Погодаев и др., Сборн. Квантовая электроника, № 4, 128 (1971). ¹⁴ В. И. Бисярин, Н. М. Ильин и др., Тез. докл. Всесоюзн. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере, Томск, 1971, стр. 48.