

ИСПАРЕНИЕ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНЫХ ГАЗОВЫХ СРЕДАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Игошин, С.Ю. Пичугин

На основе уравнений двухкомпонентной, газовой динамики исследовано испарение субмикронных частиц металла под действием лазерного излучения в газовой среде с давлением 1 атм и более. Показано, что расчеты в приближении диффузионного режима испарения несколько завышают температуру частицы и скорость ее испарения.

В настоящее время все больший интерес проявляется к проблеме эффективного испарения мелкодисперсных частиц в газах с целью создания сред с заданными свойствами [1,2]. Например, в [1] предложено использовать испарение частиц металла в инертном газе под действием электрического разряда для получения активной среды лазера на парах металлов. Как показано в [3], оптимальное давление буферного газа (He, Ne, Ar) в средах лазеров на парах металлов может быть даже больше атмосферного. В связи с этим представляется интересным рассмотреть испарение мелкодисперсных частиц в плотной газовой атмосфере при действии на них лазерного излучения. При больших интенсивностях лазерного излучения испарение частицы будет проходить при значительных перегревах, когда давление пара у ее поверхности сравнимо с общим давлением газовой среды. В этом случае уравнения, полученные при условии малости относительной концентрации пара (приближение диффузионного режима испарения), неприменимы. Вследствие этого необходим анализ испарения мелкодисперсных частиц в плотной газовой среде на основе уравнений многокомпонентной газовой динамики, справедливых при произвольном соотношении между концентрациями пара и газа. Этому посвящена настоящая работа.

Рассмотрим сферическую частицу с радиусом $r_0 < 1$ мкм в среде инертного газа. При этом полагаем, что размеры частицы существенно превышают среднюю длину свободного пробега молекул газа, что верно при его давлении 1 атм и более. Испарение частицы будем исследовать в квазистационарном приближении при однородности ее нагрева. В этом случае изменение радиуса r_0 и температуры T_0 частицы, находящейся в поле лазерного излучения, описывается уравнениями:

$$-4\pi\rho_0 r_0^2 dr_0/dt = M, \quad (1)$$

$$(4/3)\pi r_0^3 c_0 \rho_0 dT_0/dt = \pi r_0^2 K_a I - E - LM, \quad (2)$$

где ρ_0 , c_0 и L — соответственно плотность, удельная теплоемкость и теплота испарения вещества частицы при температуре T_0 ; E и M — потоки энергии и массы с поверхности частицы; I — интенсивность лазерного излучения; K_a — фактор эффективности поглощения.

Для определения потоков E и M воспользуемся методикой, представленной в [4]. Запишем систему уравнений двухкомпонентной газовой динамики в окрестности частицы в предположении, что газовая фаза неподвижна относительно частицы, давление p парогазовой смеси постоянно, а кинетическая энергия движущегося пара мала по сравнению с тепловой:

$$4\pi r^2 n_1 m_1 (U + V_1) = M, \quad (3)$$

$$-4\pi r^2 \mu dT/dr + T c_1 M = E. \quad (4)$$

Здесь r — расстояние от центра частицы; T , μ и U — соответственно температура, коэффициент теплопроводности и среднемаховая скорость парогазовой смеси; n_1 и c_1 — концентрация и удельная теплоемкость пара; m_1 — масса молекул пара; V_1 — диффузионная скорость пара, которая определяется выражением

$$V_1 = - \frac{(n_1 + n_2)^2 m_2}{(m_1 n_1 + m_2 n_2) n_1} D_{12} \frac{dx}{dr} \quad (5)$$

(где n_2 – концентрация газа с массой молекул m_2 ; $x = n_1/(n_1 + n_2)$ – относительная концентрация пара; D_{12} – коэффициент взаимной диффузии). Выражения (3) – (5) с учетом соотношения $p = (n_1 + n_2)kT$ сводятся к системе двух уравнений:

$$4\pi r^2 \mu(T, x) dT = (Mc_1 T - E) dr, \quad (6)$$

$$-kT\mu(T, x) (1 - x) M dT = D_{12}(T) (Mc_1 T - E) p m_1 dx. \quad (7)$$

В случае, когда параметры молекул пара и газа приблизительно одинаковы, можно пренебречь зависимостью коэффициента теплопроводности μ от x . Кроме этого, полагаем $\mu(T)T/D_{12}(T) = \text{const}$, что верно, в частности, при следующей температурной аппроксимации μ и D_{12} :

$$\mu(T) = \mu_\infty (T/T_\infty)^s, \quad D_{12}(T) = D_\infty (T/T_\infty)^{s+1}. \quad (8)$$

Интегрируя (6), (7) по r от ∞ до r_0 , по T от T_∞ до $T_i = T(r_0)$, по x от x_∞ до $x_1 = x(r_0)$, получаем:

$$E = 4\pi r_0 T_Z \int_{T_\infty}^{T_i} \frac{\mu(T)}{T_Z - T} dt, \quad (9)$$

$$M = E/T_Z c_1, \quad (10)$$

$$T_Z = (T_i - T_\infty A)/(1 - A), \quad (11)$$

где $A = (1 - x_1)^\beta / (1 - x_\infty)^\beta$, $\beta = \mu k T / (p c_1 m_1 D_{12}) = \text{const}$.

Положим $T_i = T_0$, а для определения x_1 воспользуемся известным феноменологическим выражением для потока массы с поверхности испаряющейся частицы с учетом возвращающихся молекул:

$$M = a V_m (\rho_s - \rho_i) 4\pi r_0^2, \quad (12)$$

где a – коэффициент испарения; $V_m = \sqrt{kT_0/2\pi m_1}$; ρ_s – плотность насыщенных паров при температуре T_0 ; $\rho_i = x_1 p m_1 / kT_0$ – плотность пара у поверхности частицы. Приравняв выражения (10) и (12), получим трансцендентное уравнение, решение которого дает значение x_1 при данных T_0 и r_0 .

Конкретные расчеты проводились для случая испарения под действием излучения CO_2 лазера частиц алюминия с начальным радиусом 0,25 мкм в среде аргона с давлением 1 и 7 атм при $T_\infty = 300$ К, $x_\infty = 0$. Температурная зависимость μ и D_{12} аппроксимировалась выражениями (8) с $s = 1/2$. Фактор эффективности поглощения расплавленных частиц Al на длине волны 10,6 мкм рассчитывался по формулам теории Ми при значении показателя преломления Al $4 + 4i/5$ ($K_a = 7,1\%$ для $r_0 = 0,25$ мкм). Значения $\rho_s(T_0)$ вычислялись по эмпирическим формулам.

Было проведено численное решение уравнений (1), (2) с учетом (9) – (11), причем на каждом шаге интегрирования решалось трансцендентное уравнение для определения x_1 . Для сравнения одновременно проводились расчеты по формулам диффузионного режима испарения [6]. На рис. 1 представлены результаты расчетов ($T_0 = 1900$ К при $t = 0$) при постоянных значениях K_a , соответствующих интенсивности излучения в начальный момент времени 20 МВт/см² ($p = 1$ атм) и 50 МВт/см² ($p = 7$ атм). В этом случае относительная концентрация пара у поверхности частицы достигает значений соответственно $x_1 = 0,8 - 0,5$. Видно, что расчеты в приближении диффузионного режима испарения завышают температуру частицы и скорость ее испарения. Однако отличие, особенно при $p = 1$ атм, не очень значительно. На рис. 2 представлена расчетная зависимость давления пара p_i у поверхности частицы с $r_0 = 0,25$ мкм от ее температуры.

Видно, что для среды с $p = 1$ атм p_i на порядок меньше соответствующего давления насыщенных паров $p_s(T_0)$ и остается малым даже при $p_s > p$. При давлении газа в 7 атм p_i в 2–4 раза меньше $p_s(T_0)$. Значения p_i , найденные с использованием формул диффузионного режима испарения, будут несколько выше.

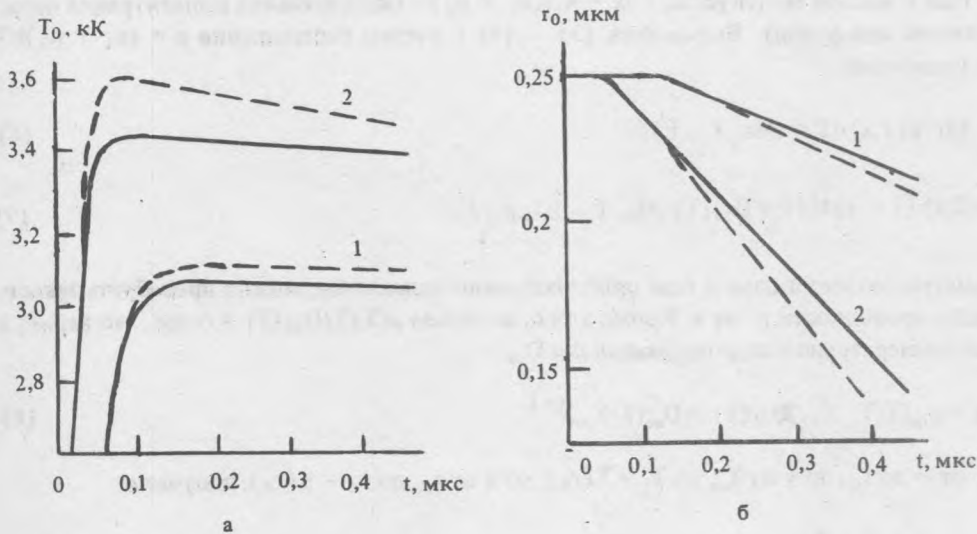


Рис. 1. Временные зависимости температуры (а) и радиуса (б) частицы алюминия, испаряющейся в среде аргона с давлением 1 (1) и 7 атм (2). Пунктирные кривые – расчет по формулам диффузионного режима испарения.

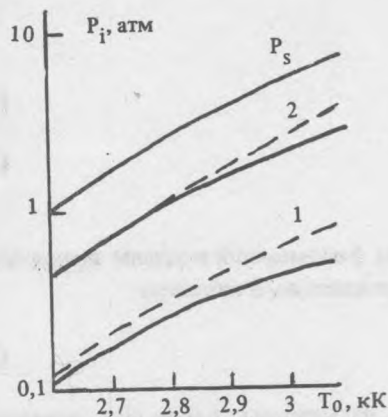


Рис. 2. Зависимость давления пара у поверхности испаряющейся субмикронной частицы Al от ее температуры при $p = 1$ атм (1) и $p = 7$ атм (2). Пунктир – расчет в приближении диффузионного режима испарения.

Таким образом, в случае испарения частиц с $r_0 < 1$ мкм в плотной газовой среде расчеты в приближении диффузионного режима испарения дают приблизительно верные результаты даже при заметных перегревах, несколько превышая скорость испарения частиц. В отличие от крупных частиц ($r_0 > 1$ мкм) давление пара у поверхности субмикронной частицы будет значительно меньше давления насыщенных паров при ее температуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордон Е. Б., Егоров В. Г., Павленко В. С. Квантовая электроника, 6, 2633 (1979).
2. Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Квантовая электроника, 10, 458 (1983).
3. Бабейко Ю. А. и др. Квантовая электроника, 5, 2041 (1978).
4. Щукин Е. Р., Санасарян А. С., Яламов Ю. И. ЖТФ, 52, 581 (1982).
5. Dreehsen H. G. et al. J. Appl. Phys., 56, 238 (1984).
6. Яламов Ю. И. и др. ЖТФ, 50, 380 (1980).

Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.