

В.И. Букатый, К.В. Соломатин

## О составе пара вокруг тугоплавкой частицы при лазерном воздействии

*Алтайский государственный университет, г. Барнаул*

Поступила в редакцию 20.11.2000 г.

Рассматриваются процессы расширения парогазового облака, возникающего при направленном лазерном воздействии на тугоплавкую частицу. Остывание испаренного вещества при расширении приводит к переохлаждению пара и частичной конденсации. Однако переохлаждение не исчезает полностью, оно несколько отличается от нулевого значения, соответствующего состоянию насыщения. Это отставание наиболее значимо для мелких частиц. Предложен критерий для определения начальной точки существенного отклонения от состояния насыщения.

Воздействие мощного лазерного излучения на тугоплавкую аэрозольную частицу может сопровождаться ее разогревом до температуры порядка нескольких тысяч градусов. При таких температурах определяющую роль в изменении размера частицы начинает играть испарение, полностью подавляющее гетерогенное горение за счет вытеснения окислителя от поверхности частицы. Испаренное вещество, разлетаясь с высокой скоростью порядка местной скорости звука в паре, создает вокруг частицы парогазовый ореол.

Если не учитывать процессов гомогенного горения на краях ореола или рассматривать случай расширения вещества в инертную атмосферу (или в вакуум), то основным процессом, который может приводить к изменению состава расширяющегося парогазового облака, следует считать переконденсацию испаренного вещества, возникающую вследствие охлаждения пара при почти адиабатическом его расширении.

Образование вторичного аэрозоля может рассматриваться в двух направлениях: во-первых, как способ создания аэрозолей с очень малым размером частиц нанометрового диапазона; во-вторых, как механизм, приводящий к дополнительному энергетическому ослаблению лазерного луча вследствие ослабления излучения вторичными частицами.

Решение такой задачи ранее проводилось в термодинамическом приближении [1], которое, как будет показано ниже, является достаточно грубым приближением для частиц, составляющих реальные атмосферные аэрозоли, т.е. при размерах до 50 мкм.

Как показывают численные оценки при развитых режимах испарения, концентрация атмосферных газов у поверхности частицы практически равна нулю, а высокоскоростное расширение может сопровождаться появлением на некотором расстоянии от частицы ударной волны – резкого перепада термодинамических параметров [2]. Это позволяет в случае расширения в атмосферу разбить пространство вокруг частицы на две области, причем решение в области от поверхности частицы и до положения фронта ударной волны можно строить на основе тех же уравнений, что и для расширения в вакуум.

Считая расширяющееся облако однокомпонентным и двухфазным (с возможностью межфазового обмена), пренебрегая теплопроводностью смеси, вязкостью и бародиффузией, а теплопередачу сводя к перемешиванию (что не слишком искажает результат), а также используя обобщенные приближения квазистационарности и сферической симметрии [3], можно получить систему дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (-r^2 \rho_v v) = J; \quad (1)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (-r^2 \rho_c v) = J; \quad (2)$$

$$v \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{1}{m_0 (\rho_c + \rho_v)} \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 v (\rho_v C_v^v + \rho_c C_v^c) T + P + (\rho_c + \rho_v) m_0 v^2 / 2] = \\ = [L + (C_v^c - C_v^v) T] J; \end{aligned} \quad (4)$$

$$J = \frac{d}{dt} \left( \int_a^r I(r') g(r, r') \frac{dr'}{v'} \right), \quad (5)$$

где  $\rho_c$  и  $\rho_v$  – плотности конденсированной и паровой фаз;  $r$  – радиальная переменная;  $v$  – среднемассовая скорость расширения;  $J$  – скорость межфазного обмена;  $m_0$  – масса атома;  $P$  – давление;  $T$  – температура;  $C_v^c$  и  $C_v^v$  – теплоемкости конденсированной и паровой фаз при постоянном объеме;  $L$  – удельная теплота конденсации;  $I(r)$  – число зародышей, образующихся в единице объема в единицу времени;  $g(r, r')$  – количество молекул во вторичной частице, образованной в точке с координатой  $r'$  и долетевшей до точки с координатой  $r$ .

Очень сложным является в рамках данной задачи вопрос о корректной постановке граничных условий на поток

расширяющегося вещества. Перепад термодинамических параметров, происходящий у поверхности интенсивно испаряющейся частицы и связанный с «максвеллизацией» потока [4], приводит к значительному переохлаждению в потоке и, как следствие, к перекоденсации испаренного вещества. При таком значении переохлаждения  $q = (T_p - T)/T_p \approx 0,3$  ( $T_p$  – температура пара, насыщенного при данной плотности) для его снятия только за счет образования зародышей потребуется время

$$\Delta t \sim (an_0) / (\bar{v}I(\theta)g_*) \sim 10^{-9} \text{ с}, \quad (6)$$

где  $a$  – радиус первичной частицы;  $n_0$  – количество молекул, израсходованных на образование вторичных частиц;  $\bar{v}$  – средняя скорость молекул пара;  $g_*$  – количество молекул в критическом зародыше. Это позволяет говорить о быстрой протекания данного процесса в шаровом слое толщиной  $dx \sim (\Delta r \bar{v}) \sim 0,1a$ .

Малость толщины слоя зародышеобразования позволяет еще раз переопределить граничные условия задачи относительно поверхности частицы:

$$\begin{aligned} T &= 0,92T_s, \quad j = 0,82j_s, \\ \rho_v &= 0,295\rho_s, \quad \rho_c = 0,015\rho_s, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $j$  – поток испаренного вещества; индекс  $s$  – значения величин у самой поверхности.

Переопределение граничных условий, снижающее начальное пересыщение до нуля, позволяет записать выражение (5) для скорости конденсации вещества при расширении в более простом виде, причем зародышеобразование полагается происходящим лишь на начальном этапе в приближении монодисперсности (образуется  $N$  одинаковых зародышей твердой фазы):

$$J = N \frac{dg}{dt} \approx N 4\pi a_0^2 g^{2/3} \rho_v \bar{v} \left[ 1 - \frac{T_p}{T} \exp\left(\frac{L}{kT_p} - \frac{L}{kT}\right) \right]. \quad (8)$$

Здесь  $a_0$  – размер молекулы пара;  $k$  – постоянная Больцмана.

Дополняя систему (1)–(5) уравнением состояния для газовой фазы  $P = \rho_v kT$ , совместно с граничными условиями получаем математическую модель реальной задачи.

Сложим и проинтегрируем два первых уравнения системы (1)–(5), получив закон сохранения потока  $j = 4\pi r^2 (\rho_v + \rho_c)$ . В предпоследнем уравнении на энергию (4) в правой части можно пренебречь разностью удельных теплоемкостей паровой и конденсированной фаз, тогда уравнение легко интегрируется:

$$\rho_v \left[ (C_v^v T + m_0 v^2 / 2) + P + \rho_c (C_v^c T + m_0 v^2 / 2) \right] = \frac{q}{4\pi r^2 v} + \rho_c L, \quad (9)$$

где  $q$  – полный поток энергии от частицы.

Соотношение между объемом одной молекулы ( $\omega$ ) и объемом вторичной частицы радиусом  $a_{вт}$ , а также концентрацией и степенью конденсации  $[\beta = \rho_c / (\rho_c + \rho_v)]$

$$g\omega = 4\pi a_{вт}^3 / 3, \quad Ng = \rho_c = \beta(\rho_\omega + \rho_c). \quad (10)$$

Для давления насыщенного пара можно использовать также следующее уравнение:

$$P = P_\infty \exp[-L/(kT)], \quad (11)$$

где  $P_\infty$  – постоянная величина.

Тогда выражение для скорости конденсации (8) примет вид

$$J = \frac{3\omega}{a_{вт}} \beta(1-\beta)(\rho_v + \rho_c)^2 \bar{v} \left[ 1 - \frac{P_\infty}{P} \exp\left(-\frac{L}{kT}\right) \right]. \quad (12)$$

Производя замену переменных в виде

$$\overset{\circ}{T} = T(r) / T_0, \quad \overset{\circ}{P} = P / P_A, \quad x = -a/r, \quad \overset{\circ}{v} = v / v_0, \quad (13)$$

получаем два алгебраических и два дифференциальных уравнения первого порядка:

$$\frac{m_0 v_0^2}{kT_0} x^2 \frac{d\overset{\circ}{v}}{dx} = -\frac{d\overset{\circ}{P}}{dx}; \quad (14)$$

$$\overset{\circ}{T} + \frac{m_0 v_0^2}{2C_p^v T_0} \overset{\circ}{v}^2 = \frac{q}{jC_p^v T_0} + \beta \left( \frac{L}{C_p^v T_0} + \frac{k}{C_p^v} \overset{\circ}{T} \right); \quad (15)$$

$$\overset{\circ}{P} \overset{\circ}{v} = (1-\beta)x^2 T; \quad (16)$$

$$\frac{d\beta}{dx} = H \frac{\beta(1-\beta)\sqrt{\overset{\circ}{T}}}{\overset{\circ}{v}^2} \left[ 1 - \frac{P_\infty}{P_A \overset{\circ}{P}} \exp\left(-\frac{L}{kT_0 \overset{\circ}{T}}\right) \right], \quad (17)$$

где  $T_0$  и  $P_A$  – температура и давление окружающей среды на бесконечности или характерные температура и давление;  $v_0 = jkT_0 / (4\pi a^2 P_A)$  – характерная скорость;  $H = \omega \bar{v}(T_0) j / (4\pi a a_{вт} v_0^2)$ .

Заменяем давление в первом уравнении при помощи третьего, затем дифференцируем второе уравнение (15) (для исключения производной температуры) и получаем систему, готовую к расчетам, которая составляется из уравнений (16), (17) и нижеследующих:

$$\overset{\circ}{T} = \left( \frac{q}{jC_p^v T_0} + \frac{\beta L}{C_p^v T_0} - \frac{m_0 v_0^2}{2C_p^v T_0} \overset{\circ}{v}^2 \right) / \left( 1 - \frac{\beta_k}{C_p^v} \right); \quad (18)$$

$$\frac{d\overset{\circ}{v}}{dx} = \frac{-\frac{1}{x}(1-\beta) + \frac{d\beta}{dx} \left[ -1 + \frac{C_p^v(1-\beta)}{C_p^v - \beta_k} \left( \frac{L}{C_p^v T_0 \overset{\circ}{T}} + \frac{k}{C_p^v} \right) \right]}{\frac{m_0 v_0^2}{kT_0} \frac{C_p^v - \beta_k}{C_p^v - \beta_k} - (1-\beta) \frac{\overset{\circ}{T}}{\overset{\circ}{v}^2}} \cdot \frac{\overset{\circ}{T}}{\overset{\circ}{v}}. \quad (19)$$

Решение данной системы, производимое на всем пространстве значений координаты  $[-1; 0]$ , является решением задачи о квазистационарном разлете испаренного вещества в пустоту и позволяет более корректно учесть изменение скорости конденсации, появляющееся вследствие уменьшения плотности пара при расширении. Решение, приводимое в [1], обладает недостатком в том смысле, что давление принимается равным давлению насыщенного пара.

Однако на некотором расстоянии от поверхности частицы процесс конденсации прекращается и начинается

«закалка» [5]. В качестве пространственного критерия прекращения конденсации можно использовать точку, при переходе через которую на этапе всего дальнейшего расширения эффективное количество соударений молекул пара друг с другом становится равным единице:

$$N_{эф} = \int_{t_0}^{\infty} \frac{v}{l} dt = 1, \quad (20)$$

где  $l = (\sqrt{2}\pi d^2 r_0)^{-1}$  – длина свободного пробега. Если от интегрирования по времени перейти к интегрированию по координате, то

$$N_{эф} = \sqrt{2} j a_0^2 \int_{r_{сп}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 v} = 1. \quad (21)$$

Пренебрегая изменением скорости после наступления «закалки», что является физически оправданным, получаем

$$x_{кр} = - \frac{\sqrt{2\pi m_0 / kT_s}}{4,64\pi a_0^2 \rho_p(T_s)} \frac{v}{a}. \quad (22)$$

Для сравнения результатов построим решение системы (1)–(5), приняв давление равным давлению насыщенного пара. Последовательно исключая из уравнений давление и обе концентрации (при помощи уравнения состояния и (11)), получим одно алгебраическое уравнение и одно уравнение первого порядка:

$$\frac{j m_0}{4\pi r^2} \frac{dv}{dr} = - \frac{L P_{\infty}}{kT^2} \exp\left(-\frac{L}{kT}\right) \frac{dT}{dr}; \quad (23)$$

$$\left(1 + \frac{L}{kT}\right) \exp\left(-\frac{L}{kT}\right) = \frac{j}{4\pi r^2 v P_{\infty}} \left(\frac{q}{j} + L - C_v T - \frac{m_0 v^2}{2}\right). \quad (24)$$

Из уравнений (23), (24) видно, что при их перемножении удастся исключить пространственную переменную и получить дифференциальное уравнение первого порядка, позволяющее связать температуру и скорость:

$$\left(1 + \frac{L}{kT}\right) m_0 v \frac{dv}{dT} = - \left(\frac{q}{j} + L - C_v T - \frac{m_0 v^2}{2}\right) \frac{L}{kT^2}. \quad (25)$$

Следовательно, интегрируя уравнение (25) в направлении понижения температуры, что является физически обоснованным при расширении, можно построить зависимость  $v(T)$ , из которой возможно явно определить соответствующие зависимости  $v(r)$  и  $T(r)$ , используя уравнение (24).

Произведем нормирование системы уравнений (23)–(24) аналогично (13):

$$x = - \left[ \frac{2kT_0 P_{\infty}}{m_0 v_0^2 P_A} \left(1 + \frac{L}{kT_0} \frac{1}{T}\right) \exp\left(-\frac{L}{kT_0} \frac{1}{T}\right) \right]^{0,5}; \quad (26)$$

$$\frac{2q}{j m_0 v_0^2} + \frac{2L}{m_0 v_0^2} - \frac{2C_v^c T_0}{m_0 v_0^2} \frac{1}{T} - \frac{v^2}{T} = v; \quad (27)$$

Основные результаты совместного численного решения систем уравнений (16)–(19) и (26), (27) для различных размеров первичной частицы представлены на рис. 1 и 2.

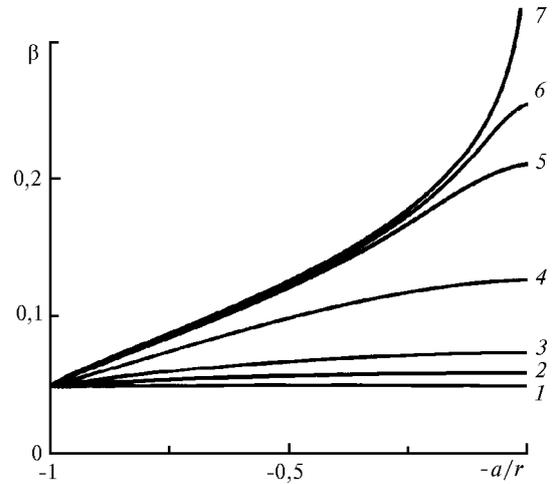


Рис. 1. Зависимость степени конденсации испаренного вещества ( $\beta$ ) от обратного расстояния до исходной частицы ( $-a/r$ ) при различных ее размерах: 1 – 10; 2 – 50; 3 – 100; 4 – 200 мкм; 5 – 0,5 мм; 6 – 1 мм; 7 – насыщенный пар

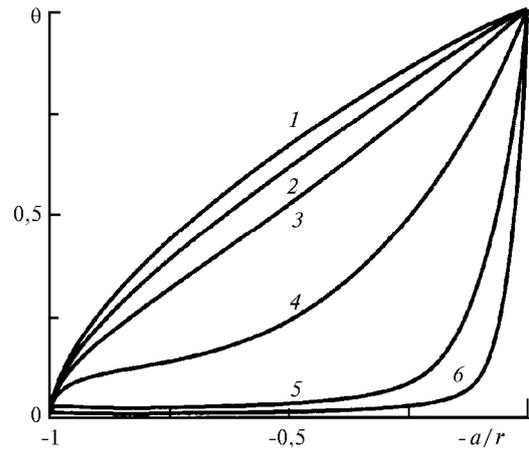


Рис. 2. Зависимость переохлаждения в потоке ( $\theta$ ) от обратного расстояния до исходной частицы ( $-a/r$ ) при различных ее размерах: 1 –  $a = 10$ ; 2 – 20; 3 – 50; 4 – 100; 5 – 200; 6 – 500 мкм

Решения показывают, что в потоке газа, расширяющемся от испаряющихся первичных частиц размером  $a \leq 50$  мкм, перекоонденсация практически не идет, а значительная степень конденсации на большом расстоянии от частицы немного больше своего начального значения, т.е. поток является практически однофазным. Для крупных частиц размером  $a \geq 250$  мкм степень конденсации достигает 30%, а пар на значительном расстоянии успевает «следить» за пересыщением. Эти результаты подтверждаются и расчетом  $x_{кр}$  согласно соотношению (22).

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Шайдук А.М. Моделирование процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с дисперсными системами: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Барнаул: АГУ, 1998. 38 с.

3. Букатый В.И., Кронберг Т.К., Соломатин К.В. О применимости квазистационарного сферически-симметричного приближения в задачах о горении и/или испарении частицы в поле мощного лазерного излучения. Барнаул, 1997. 7 с. Деп. в ВИНТИ 14.04.97, № 1249-В97.
4. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
5. Райзер Ю.П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 6(12). С. 1741–1750.

*V.I. Bukaty, K.V. Solomatin. On vapor composition around refractory particles under laser acting.*

The processes of expansion of a vapor-gas cloud appearing under directed laser acting on a refractory particle are considered. Cooling down the vaporized material at the expansion brings about undercooling of vapor and its partial condensation. However, the undercooling does not disappear completely, but somewhat differs from zero value corresponding to the saturation condition. This lag is most significant for small particles. A criterion for determination of initial point of the deviation from the saturation condition is proposed.