

Г.В. Лямкина, А.М. Шайдук

РАЗМЕРЫ И КОНЦЕНТРАЦИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ФРАКЦИИ АЭРОЗОЛЯ ПРИ ИСПАРЕНИИ ТУГОПЛАВКОЙ ЧАСТИЦЫ В ВАКУУМ

При газодинамическом испарении тугоплавкой аэрозольной частицы в мощном оптическом поле происходят активная конденсация пара и образование новых частиц. На основе термодинамического метода оценки параметров пара [5] получены распределение, концентрация и размер вторичных частиц.

Задача распространения мощного лазерного излучения в аэрозольной атмосфере, содержащей тугоплавкие частицы (дым, сажа и т.п.), решалась рядом авторов, например, [1–3]. При этом существенно, что для углеродных атмосферных аэрозолей при интенсивностях падающего излучения порядка 10^8 Вт/м² и выше наряду с горением частиц происходит их испарение [4]. В случае, когда взаимодействие излучения с частицами происходит в условиях, приближенных к вакууму (например, в верхних слоях атмосферы), процесс горения отсутствует и реализуется газодинамическая модель испарения [5]. Полученные результаты модели [5] позволяют поставить задачу об оптическом сечении системы «частица+конденсат».

В данной статье на основе результатов, полученных в [5], находятся функция распределения вторичных частиц по размерам, размеры вторичных частиц в зависимости от различных параметров первичной частицы. При этом считается, что температура поверхности частицы является заданной величиной.

Как показано в [6], существует относительно небольшая область пространства, где степень пересыщения заметно отличается от единицы. В этой области интенсивно идут процессы нуклеации. За пределами этой области расширение пара происходит практически по адиабате двухфазной системы, степень пересыщения стремится к нулю, а весь избыток пара конденсируется на образовавшихся ранее ядрах конденсации. С учетом этого функция распределения вторичных частиц $f(t, a, r)$ будет подчиняться уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{a} \frac{\partial f}{\partial a} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v f) = A(r_0, a_{кр}) \delta(r - r_0) \delta(a - a_{кр}), \quad (1)$$

где t – время; a – размер вторичных частиц; r – расстояние до центра частицы; \dot{a} – скорость изменения радиуса частицы; v – массовая скорость; $a_{кр}$ – минимальный критический размер, которым должен обладать возникающий зародыш конденсата для того, чтобы он стал центром образования новой фазы, названной κ -фазой. Считается, что $a_{кр} = 10^{-9}$ м. [7]. Величины $a(t)$, $v(r)$ найдены в [5].

Правая часть уравнения (1) описывает рождение вторичных частиц одинакового размера $a_{кр}$ в бесконечно узком шаровом слое радиусом r_0 , $A(r_0, a_{кр})$ – размерный параметр, вид которого будет найден ниже; $\delta(r - r_0)$, $\delta(a - a_{кр})$ – δ -функции.

В сделанных выше приближениях решение для $f(t, a, r)$ может быть получено аналитически. Используя уравнение непрерывности $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0$ и вводя следующую замену: $f_0 = f/\rho(r)$, где $\rho(r)$ – плотность системы «пар+вторичные частицы», найденная в [5], получаем уравнение для функции f_0

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \dot{a} \frac{\partial f_0}{\partial a} + v \frac{\partial f_0}{\partial r} = \frac{A(r_0, a_{кр})}{\rho} \delta(r - r_0) \delta(a - a_{кр}). \quad (2)$$

Для нахождения решения уравнения (2) проведем преобразование Лапласа по переменным a и t со следующими краевыми условиями:

$$\bar{\bar{f}}_0(t, 0, r) = 0, \quad \bar{\bar{f}}_0(0, q, r) = 0, \quad \bar{\bar{f}}_0(p, q, r_0) = 0,$$

где $\bar{\bar{f}}_0(p, q, r)$ – трансформанта функции $f_0(t, a, r)$.

Полагая, что v и a «заморожены» вдоль линий интегрирования [8], уравнение для трансформанты $\bar{\bar{f}}_0(p, q, r)$ запишется в виде

$$\frac{\partial \bar{f}_0}{\partial r} + \bar{f}_0 \frac{(p + \dot{a}q)}{v} = \frac{A(r_0, a_{кр})}{p v \rho} \delta(r - r_0) e^{-qa_{кр}}. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) имеет вид

$$\bar{f}_0(p, q, r) = N(r_0, a_{кр}) \exp\left(\int_{R_0}^{r_0} \frac{p + \dot{a}q}{v} dr\right) \exp\left(-\int_{R_0}^r \frac{p + \dot{a}q}{v} dr\right) \chi(r - r_0), \quad (4)$$

где

$$N(r_0, a_{кр}) = \frac{A(r_0, a_{кр})}{\rho(r_0) v(r_0) p} \exp(-qa_{кр}), \quad \chi(r - r_0) = \begin{cases} 0, & \text{если } r \leq r_0, \\ 1, & \text{если } r \geq r_0; \end{cases}$$

$\rho(r_0), v(r_0)$ — краевые условия для скорости и плотности смеси, поставленные в [5].

Вводя следующие обозначения:

$$\Psi(r) - \Psi(r_0) = \int_{r_0}^r \frac{a}{v} dr, \quad \varphi(r) - \varphi(r_0) = p \int_{r_0}^r \frac{dr}{v}, \quad (5)$$

и применяя обратное преобразование Лапласа по переменным q и p , находим выражение для функции \bar{f}_0

$$\bar{f}_0 = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{N}{p} \exp[-q(a_{кр} + \Psi(r) + \Psi(r_0))] \exp(qa) dq \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \exp[-p(\varphi(r) - \varphi(r_0))] \exp(pt) dp \right\} \quad (6)$$

Интегрируя по комплексной плоскости и учитывая, что за начало отсчета времени выбран момент рождения вторичных частиц, т.е. $\Psi(r_0) = 0$, решение уравнения (1) после преобразований запишется в виде

$$f(t, a, r) = \frac{\rho(r) A(r_0, a_{кр})}{v(r_0) \rho(r_0)} \delta(a - \Psi(r)). \quad (7)$$

Из (7) видно, что функция распределения вторичных частиц не зависит от времени в шаровом слое r_0 , а содержит некоторую зависимость от краевых условий задачи и параметров среды.

В δ -функции величина $\Psi(r)$ — это размер вторичных частиц на расстоянии z от первичной. Из (5) видно, что для нахождения $\Psi(r)$ необходимо знать скорость изменения радиуса вторичной частицы. Однако можно считать, что пар всегда находится в термодинамическом равновесии с конденсатом и, следовательно, весь избыток пара практически мгновенно конденсируется на вторичных частицах. В этом случае размер вторичных частиц на любом расстоянии z от первичной частицы может быть найден следующим образом.

Так как масса всего испарившегося вещества в объеме dV на расстоянии r от частицы

$$dm = x \rho m_e dV,$$

а масса вторичной частицы есть $\frac{4}{3} \pi \rho_k a^3(r)$, то для концентрации вторичных частиц имеем

$$n(r) = \frac{3}{4\pi a^3(r) \rho_k} \frac{dm}{dV} = \frac{3x(r) \rho(r) m_e}{4\pi a^3(r) \rho_k}, \quad (8)$$

где m_e, ρ_k — масса молекулы и плотность испаряющегося вещества соответственно.

В области, где произошло образование зародышей $a(r_0)$ равно $a_{кр}$, т.е. минимальному критическому размеру. Следовательно, из (8) может быть вычислена начальная концентрация $n(r_0)$. Величина $n(r)$ находится из условия

$$4\pi r_0^2 v_0 dt n_0 = 4\pi r^2 v dt n(r)$$

Используя известное соотношение

$$n(t, r) = \int_0^{\infty} f(t, a, r) da$$

и конкретный вид функции (7), получаем

$$n(r) = \frac{\rho(r) A(r_0, a_{кр})}{v(r_0) \rho(r_0)} \quad (9)$$

откуда

$$A(r_0, a_{кр}) = n_0 v(r_{кр}).$$

Таким образом, окончательно функция распределения примет вид

$$f(a, r) = \frac{n_0 \rho(r)}{\rho(r_0)} \delta(a - a(r)). \quad (10)$$

Решение для функции распределения вторичных частиц (10) является следствием сделанных выше приближений: δ -функция описывает появление частиц определенного размера a на расстоянии r от первичной частицы.

Для нахождения неизвестной величины $a(r)$, характеризующей рост частиц, приравняем уравнения (8) и (9). Тогда имеем

$$a(r) = \sqrt[3]{\frac{3x(r) m_e \rho(r) v(r) r^2}{4\rho_k v_0 n_0 r_0^2}}. \quad (11)$$

Поскольку величины $n_0 v_0 r_0^2$ и $\rho v r^2$ являются постоянными, соотношение (11) переписется в виде

$$a(r) = \sqrt[3]{\frac{3x(r) m_e}{4\rho_k c}}, \quad (12)$$

где

$$c = \frac{n_0 v_0 r_0^2}{\rho(r) v(r) r}.$$

Зная экспериментальные значения размеров вторичных частиц $a(r)$, из (12) можно найти степень конденсации пара в окрестности испаряющейся частицы, а также провести расчеты полей температуры, плотности, давления по модели, изложенной в [5]. Величина $x(r)$ зависит от материала первичной частицы и краевых условий задачи.

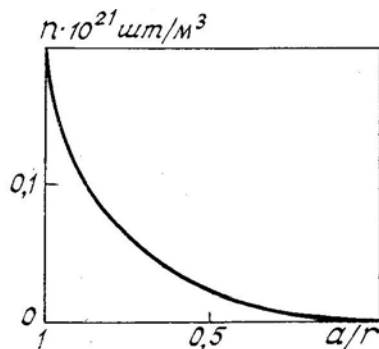


Рис. 1. Концентрация вторичных частиц в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы размером 100 мкм

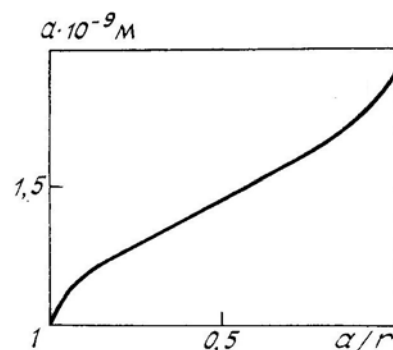


Рис. 2. Размер вторичных частиц в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы размером 100 мкм

На рис. 1, 2 представлены концентрация вторичных частиц $n(r)$ и функция роста вторичных частиц $a(r)$ по размерам в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы соответственно. Расчеты проводились для первичной частицы размером 100 мкм.

1. Букатый В. И. Взаимодействие мощного лазерного излучения с твердым горючим аэрозолем: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1986. 383 с.
2. Стрелков Г. М. Распространение интенсивных лазерных пучков в тропосфере: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М. 1982. 437 с.
3. Бобученко Д. С., Пустовалов В. К. Нагрев и горение тугоплавкой аэрозольной частицы под действием оптического излучения // Тез. докл. IV Всесоюзного совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск; Барнаул, 1988. Ч. 2. С. 242.
4. Букатый В. И., Краснопевцев В. Н., Шайдук А. М. Температура углеродных частиц в поле лазерного излучения // Изв. вузов. Физика. 1986. № 10. С. 110–113.
5. Букатый В. И., Лямкина Г. В., Шайдук А. М. Термодинамический метод оценки параметров пара испаряющейся аэрозольной частицы // Нелинейное взаимодействие мощного лазерного излучения с твердым аэрозолем. Межвузовский сборник. Барнаул, 1989. С. 14–16.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 454 с.
7. Борухов В. Т., Павлюкевич Н. В., Фисенко С. П. Идентификация критического пересыщения в термодиффузионной камере // Тез. докл. XX Всесоюз. конференции по актуальным вопросам физики аэродисперсных систем. Одесса, 1989. Ч. 1. С. 9.
8. Филатов А. Н., Шарова Л. Б. Интегральные неравенства и теория линейных колебаний. М.: Наука, 1976. 152 с.

Алтайский государственный университет,
Барнаул

Поступила в редакцию
24 июня 1991 г.

G. V. Lyamkina, A. M. Shaiduk. Size Spectra of Finely Dispersed Aerosol Fraction Occurring Due to Evaporation of High-Melting Particles in Vacuum.

A gas-dynamical vaporization of a high-melting aerosol particle in high-power optical field is normally followed by active condensation of the vapor resulting in formation of secondary particles. Based on the use of thermodynamic approach to estimation of the vapor parameters⁵, size-distribution functions of the secondary particles are obtained.