

М.Н. Горячева, С.А. Горячев, С.В. Пузач
АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ДЫМА
ПРИ ПОЖАРЕ В ПОМЕЩЕНИИ

Для определения времени безопасной эвакуации людей при пожаре в помещении необходимо выполнить расчеты параметров теплообмена в двухфазной среде (газ + твердые частицы дыма). Во всех разработанных методах расчета (интегральных, зонных и полевых) в основном используется однотемпературная односкоростная модель. Обычно принимается, что температуры и скорости движения отдельных частиц равны локальным (или интегральным) значениям соответствующих параметров газовой среды. Влияние и условия существования температурного и скоростного сдвигов между частицами и газовой средой в условиях пожара практически не исследовались.

Авторами рассматривается аэродинамика движения твердых частиц в газовой среде и проводится анализ влияния различных физических факторов и процессов на их движение. При постановке и решении задачи были приняты следующие предположения:

- среднее расстояние между частицами достаточно велико, в связи с чем движение каждой частицы можно рассматривать как движение одиночной частицы в безграничном потоке газа;

- частицы сферически симметричны и равномерно прогреты;

- движение набегающего потока является ламинарным и температура газовой среды T_r считается постоянной;

- в начальный момент времени температура частицы равна температуре набегающего газового потока.

Состояние процесса – квазистационарное, при котором размер твердой частицы (ее радиус r_q) с течением времени медленно уменьшается и определяется в каждый момент времени из закона сохранения массы:

$$\frac{dr_q}{d\tau} = - \frac{\dot{m}}{4 \pi r_q^2 \rho_q}, \quad (1)$$

где $\rho_q = const$ – плотность твердой частицы (в нашем случае плотность углерода $\rho_q = 1500 \text{ кг/м}^3$); $\dot{m}$ – скорость потери массы частицы, кг/с .

Последнее допущение справедливо при размерах частицы, более некоторого критического значения $r_{q.min}$, когда, как показано в [1], относительная погрешность определения скорости потери массы частицы в условиях квазистационарного приближения оказывается меньше или равна отношению плотностей газообразной и твердой фаз ($\rho_r/\rho_q \approx 10^{-3}$, ρ_r – плотность газовой среды). Примем $T_r = 1200 \text{ K}$, что не противоречит условиям ламинарного движения твердых частиц в газовой среде при давлениях $p = 0,1\text{--}10 \text{ МПа}$ [2].

При расчете числа Рейнольдса (Re) в качестве определяющего размера принят диаметр частицы:

$$Re = \frac{d_q w_0}{\nu}, \quad (2)$$

где d_q – диаметр частицы ($d_q = 2 r_q$);

ν – кинематическая вязкость потока;

w_0 – скорость набегающего потока относительно частицы.

В случае ламинарного движения набегающего потока (в области $Re < 2$) справедлив закон Стокса. Поэтому коэффициент сопротивления c_f сферически симметричной частицы согласно [3] находится из соотноше-

ния:

$$c_f = \frac{24}{Re} . \quad (3)$$

Значение коэффициента теплоотдачи определяется величиной теплового потока $Q = 2 \pi \lambda d_q (T_r - T_q)$ от сферического источника теплоты, погруженного в неограниченное пространство [3], где T_q – температура равномерно прогретой частицы; λ – теплопроводность газовой среды. Поскольку $Q_{min} \leq \alpha \pi d_q^2 (T_r - T_q)$, то

$$\alpha = \frac{2 \lambda}{d_q} . \quad (4)$$

Минимальному значению коэффициента теплоотдачи α_{min} соответствует предельное значение критерия Нуссельта $Nu = 2$.

Уравнение энергии, определяющее изменение температуры частицы вследствие ее теплообмена с потоком газа и теплоотвода излучением, имеет вид:

$$c_q m \frac{dT_q}{d\tau} = \pi d_q^2 \left\{ \alpha (T_r - T_q) - \varepsilon c_0 [(T_q/100)^4 - (T_{oc}/100)^4] \right\} , \quad (5)$$

где τ – время, с; $m = \frac{\pi d_q^3 \rho_q}{6}$ – масса частицы, кг; ε – степень черноты частицы,

принятая равной 0,95; c_0 – приведенная константа Стефана-Больцмана; $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$; c_q – удельная теплоемкость частицы, для углерода $c_q = 1,3 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; λ – теплоемкость газа, при температуре газового потока $T_r = 1200 \text{ К}$ величина $\lambda = 0,0782 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; T_{oc} – температура окружающей среды, принятая равной 293 К.

Начальное условие уравнения энергии имеет вид:

$$T_q(0) = T_r = 1200 \text{ К} . \quad (6)$$

Правая часть дифференциального уравнения (5) имеет четыре корня, один из которых – действительный положительный, меньший 1200 К. Значение этого корня T_q^* зависит от диаметра частицы, т.е. $T_q^* = T_q^*(d_q)$. Нахождение решения уравнения (5) и его исследование в окрестности особой точки $T_q^*(d_q)$ выполнялось с точностью до $\delta = 1 \cdot 10^{-3}$.

Все вычисления выполнялись с использованием пакета MATHCAD.

Анализ полученных результатов показывает, что существует минимальный диаметр d_{min} , когда теплоотдача излучением не влияет на процесс теплообмена частицы с газовой средой, если ее диаметр $d_q < d_{min}$. Другими словами, величина d_{min} – минимальное значение диаметра частицы, при котором сделанные в начале работы предположения о квазистационарности процесса движения частицы физически оправданы. В данной задаче оказалось, что $d_{min} = 4 \text{ мкм}$. Таким образом, постановка задачи, ее решение и полученные из него выводы справедливы, если выполняется соотношение для диаметра частицы $d_q \geq d_{min} = 4 \text{ мкм}$.

В набегающем газовом потоке температура частицы достигает определенного стационарного значения T_q^* за конечное время τ^* , зависящее от диаметра частиц. При этом величины абсолютного

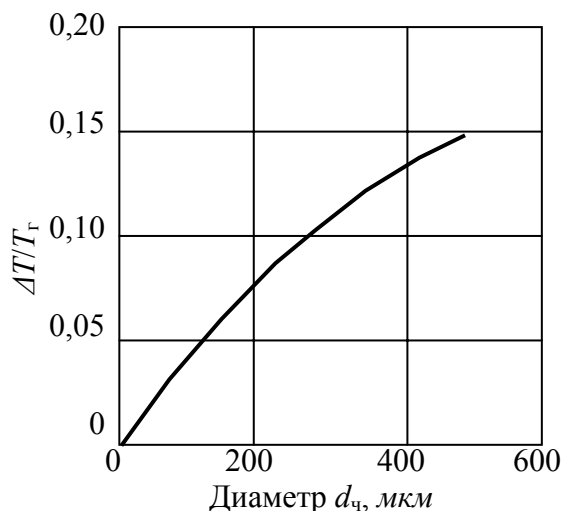


Рис.1. Зависимость относительного изменения температуры от диаметра частицы

$\Delta T = T_{\Gamma} - T_{\text{ч}}^*$ и относительного уменьшения температуры частицы $\Delta T/T_{\Gamma}$, а также τ^* возрастают с увеличением диаметра частицы. Однако относительное уменьшение температуры частицы $\Delta T/T_{\Gamma}$, согласно расчетам, не превышает 11 % при $4 \text{ мкм} < d_{\text{ч}} < 300 \text{ мкм}$. С физической точки зрения, этот факт можно объяснить следующим обстоятельством: с увеличением диаметра частицы термическое сопротивление дымовых газов, содержащихся в набегающем потоке, увеличивается настолько, что не происходит компенсации теплопотерь, вследствие излучения, теплоотдачей от окружающей среды.

Следует отметить, что найденные значения $\Delta T/T_{\Gamma}$ находятся в удовлетворительном соответствии с данными экспериментов [4, 5], в которых наблюдается снижение температуры пламени при появлении сажи в продуктах сгорания.

Полученные закономерности проиллюстрированы графиками (рис. 1–3). На рис. 1 представлена зависимость относительного изменения температуры от диаметра частицы. На рис. 2 – зависимость времени τ^* достижения предельной стационарной температуры $T_{\text{ч}}^*$ от диаметра частицы. Процесс установления во времени предельной температуры $T_{\text{ч}}^*$ для диаметра частицы, равного 200 мкм, показан на рис. 3.

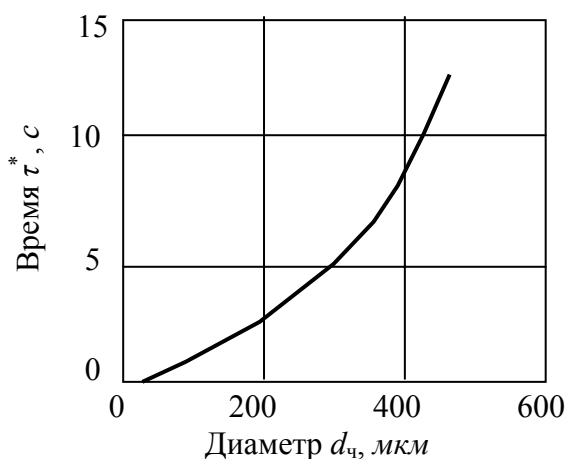


Рис. 2. Зависимость времени достижения предельной стационарной температуры от диаметра частицы

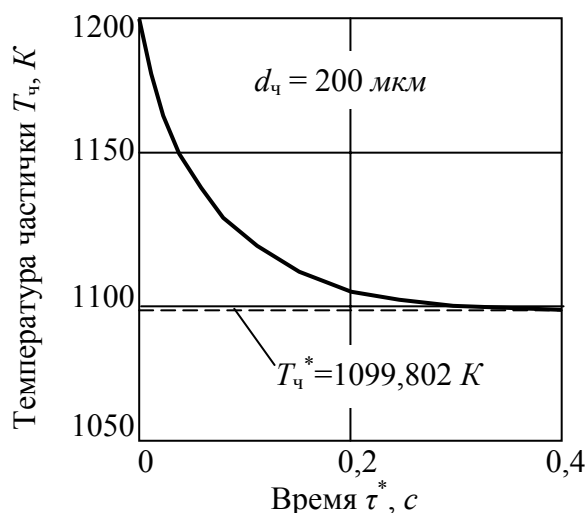


Рис. 3. Зависимость температуры частицы от времени

Авторами также рассмотрена динамика движения частицы относительно набегающего газового потока. Изучена степень его влияния на общее движение частицы и определено максимально возможное значение диаметра частицы, при котором частица не выпадает из набегающего газового потока, а витает в нем.

Движение частицы предполагалось одномерным. Для ламинарного движения продуктов горения при пожаре справедливо принять $w_0 = 4 \text{ м/с}$ [6].

Уравнение ламинарного движения частицы имеет вид:

$$\frac{\pi d_{\text{ч}}^3 \rho_{\text{ч}}}{6} \frac{dw}{d\tau} = \frac{\pi d_{\text{ч}}^3 (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\Gamma})}{6} g - 6 \pi \mu r_{\text{ч}} w, \quad (7)$$

где $\frac{\pi d_{\text{ч}}^3 \rho_{\text{ч}}}{6}$ – масса частицы; $\frac{\pi d_{\text{ч}}^3 (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\Gamma})}{6} g$ – сила Архимеда; $6 \pi \mu r_{\text{ч}} w_0$ – сила сопротивления среды (здесь μ – динамическая вязкость потока).

Решением дифференциального уравнения (7) с начальным условием $w(0) = 0$ является:

$$w(\tau) = \frac{d_{\text{ч}}^2 g (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}}) \left[1 - \exp\left(-\frac{18\mu\tau}{d_{\text{ч}}^2 \rho_{\text{г}}}\right) \right]}{18\mu}. \quad (8)$$

Очевидно, скорость осаждения $w_{\text{ос}}$ частицы является предельным (максимальным) значением величины $w(\tau)$ при условии $\tau \rightarrow \infty$. Таким образом, имеем:

$$w_{\text{max}} = w_{\text{ос}} = \frac{d_{\text{ч}}^2 g (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})}{18\mu}. \quad (9)$$

Учитывая условие поддержания ламинарного режима движения $Re < 2$, можно сделать оценку диаметра частицы:

$$d_{\text{ч}} < \sqrt[3]{\frac{36\mu\nu}{g(\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})}}. \quad (10)$$

После подстановки численных значений параметров, указанных выше, получим, что диаметр частицы должен быть меньше некоторого предельного значения $d_{\text{max}} \approx 277$ мкм. Найденному предельному значению d_{max} соответствует значение скорости осаждения $w_{\text{ос}}$, равное 1,28 м/с, что значительно меньше $w_0 = 4$ м/с.

В заключение приведем найденный интервал значений диаметров частиц, движущихся в набегающем потоке газа:

$$d_{\text{min}} \approx 4 \text{ мкм} \leq d \leq d_{\text{max}} \approx 277 \text{ мкм}.$$

Следует заметить, что в силу идеальности постановки задачи, величина $d_{\text{min}} \approx 4$ мкм, очевидно, несколько занижена, а величина $d_{\text{max}} \approx 277$ мкм несколько завышена.

Приведенный метод исследования справедлив также для решения неоднородных задач данного типа, при условии движения газовой среды с частицами сажи в достаточно длинных и узких трубах, радиус которых значительно больше толщины пограничного слоя.

Литература

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Изд. «Наука», 1978.
2. Головин А.М., Песочин В.Р. О диффузионном режиме горения угольной частицы в высокотемпературной среде // ФГВ, 1989; т. 25, № 6, с. 29-36.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории тепломассообмена. – М.: Изд. «Атомиздат», 1979.
4. Таубкин С.И. Пожар и взрыв, особенности их экспертизы. – М.: Изд. ВНИИПО МВД России, 1999.
5. Драйздейл Д. Введение в динамику пожаров. – М.: Изд. «Стройиздат», 1990.
6. Пузач В.Г, Пузач С.В. Некоторые эффекты тепломассообмена при пожаре в помещении. ИФЖ, 2001; т. 74, № 1, с. 35–40.