

УДК 662.612.32

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА  
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОТОКЕ  
ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ**

*А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин*  
(Новосибирск)

Вопрос математического описания течения смеси газа и твердых частиц с учетом воспламенения и горения последних в условиях, когда сплошная фаза имеет достаточно высокую температуру, встает в различных областях науки и техники. Укажем в качестве примеров процессы горения и детонации твердых топлив с металлизированными добавками, когда за фронтом пламени (детонации) возможно догорание частиц. Явления, происходящие при перемещении аэрозолей по каналам аппаратов при аварийных ситуациях, также представляют интерес с этой точки зрения. Здесь, в частности, большое внимание привлекает процесс распространения детонационно-подобных волн горения.

Эти и другие примеры оправдывают значительный интерес к вопросам воспламенения при течениях газовзвесей, которым посвящено большое число исследований, проведенных как в стационарных, так и в динамических условиях. Изучение высокотемпературного окисления частиц металла в стационарных условиях позволило установить кинетические закономерности и механизм воспламенения. При возникновении интенсивных потоков, образующихся, например, за ударными волнами, механизм воспламенения усложняется.

Настоящая работа посвящена математическому моделированию воспламенения частиц магния и алюминия в высокотемпературном потоке за ударной волной. В [1] приводится обзор имеющихся теоретических и экспериментальных результатов по воспламенению в стационарных и динамических условиях.

Остановимся кратко на некоторых особенностях строения мелких частиц алюминия и магния, которые существенны при изучении процесса их воспламенения. Известно, что поверхность частиц Al и Mg покрыта даже при нормальной температуре окисленной пленкой. На алюминии пленка окисла обладает защитными свойствами (препятствует диффузии  $O_2$  к металлу), и процесс высокотемпературного окисления алюминия зависит от ее толщины. На магнии же пленка такими защитными свойствами не обладает, здесь кинетика окисления от ее толщины не зависит. Воспламенение частицы в высокотемпературном потоке возможно по одному из трех механизмов: 1) срыв теплового равновесия («тепловой взрыв») [2, 3]; 2) достижение критической температуры воспламенения [4]; 3) дробление частицы [5].

Как известно, первый механизм воспламенения срабатывает, когда выделяющееся от химической реакции тепло не успевает отводиться к газу. Воспламенение по второму механизму происходит в тех случаях, когда еще не наступил «тепловой взрыв» частицы, но ее температура достигает критической ( $T_{кр} = 2300$  К для алюминия и 1394 К для маг-

ния). При обдуве частицы потоком газа может произойти воспламенение и по третьему механизму, когда частица расплавится, затем за счет аэродинамического воздействия потока с нее сорвется жидкий металл. За частицей в следе образуется облачко из паров и мелких капель металла, которые воспламеняются и зажигают частицу.

Рассмотрим смесь газа и твердых частиц металла, в которой может протекать химическая реакция высокотемпературного окисления. Считая справедливыми предположения режима «одиночных частиц» [6] и предположения, касающиеся кинетики воспламенения (кинетика высокотемпературного окисления описывается уравнениями Аррениуса и зависит от толщины окисной пленки; частица сферическая и изменением ее радиуса можно пренебречь), уравнения, описывающие течение такого рода взвеси, запишем в виде

$$\begin{aligned} d\rho_s/dt + \rho_s \partial u_s / \partial x &= 0, \\ m_s du_s / dt &= -F_s - F_m - F_B, \\ m_s c_s dT_s / dt &= -Q_{conv} - Q_{vap} - Q_{rad} - Q_{int} + Q_{ch}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho_s$  — средняя плотность твердой фазы;  $m_s = \pi/6 \cdot d_s^3 \rho_{ss}$  — масса;  $d_s$  — диаметр;  $\rho_{ss}$  — истинная плотность;  $u_s$  — скорость, взятая относительно движущейся системы координат;  $c_s$  — удельная теплоемкость;  $T_s$  — температура частицы. Сила, действующая на частицу, является алгебраической суммой трех слагаемых: сила Стокса

$$F_s = \frac{\pi}{4} d_s^2 C_d \rho \frac{(u_s - u)^2}{2},$$

сила присоединенных масс

$$F_m = -\frac{\pi}{12} d_s^3 \rho \frac{du_s}{dt},$$

сила Бассе

$$F_B = -\frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_0^t (t - \tau)^{-0,5} \frac{du_s}{d\tau} d\tau,$$

где  $\rho$  — плотность;  $\mu$  — вязкость;  $u$  — известная скорость газа;  $t$  — время;  $x$  — пространственная координата.

Приток тепла к частице складывается из конвективного теплообмена с газом

$$Q_{conv} = \pi d_s^2 \lambda Nu (T_s - T),$$

радиационных потерь тепла

$$Q_{rad} = \pi d_s^2 \epsilon \sigma (T_s^4 - T^4),$$

потерь на испарение частицы

$$Q_{vap} = \frac{\lambda L}{g c_p} \frac{\tau d_s^2 p^*}{L \theta p} \exp(-L/RT_s),$$

потерь на плавление и прогрев частицы

$$Q_{int} = 2\pi d_s \lambda_s (T_s - T_0) \exp(-t/t_h),$$

и притока тепла от химической реакции

$$Q_{ch} = \pi d_s^2 q \rho_{ss} \frac{d\delta}{dt}.$$

Здесь  $T$  — известная температура газа, а  $C_d = C_d(Re, M)$  — коэффициент

сопротивления [6];  $Re$ ,  $M$ ,  $Nu$ ,  $Le$  — числа Рейнольдса, Маха, Нуссельта, Льюиса соответственно;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $c_p$  — удельная теплоемкость газа;  $\varepsilon$  — степень черноты частицы;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $L$  — теплота испарения вещества частицы;  $t_h = d_s^2/12a_s$  — характерное время прогрева частицы;  $\lambda_s$  — коэффициент теплопроводности частицы;  $a_s$  — коэффициент температуропроводности;  $q$  — тепловой эффект реакции.

В зависимости от металла конкретизируется следующий вид кинетики воспламенения:

$$\frac{d\delta}{dt} = k_n c_{ок}^m \delta^{-n} \exp(-E/RT_s). \quad (2)$$

Здесь  $k_n$  — предэкспонент;  $c_{ок}$  — объемная концентрация окислителя в среде;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $m$  — порядок реакции по окислителю;  $n=1$  для алюминия,  $n=0$  для магния. Система уравнений (1), (2) относительно четырех искомых функций  $\rho_s$ ,  $u_s$ ,  $T_s$ ,  $\delta$  является замкнутой.

Рассмотрим задачу о воспламенении частиц в потоке за ударной волной. Пусть по покоящейся газозвеси частиц распространяется плоская ударная волна. В области за волной частицы разгоняются до скорости потока и разогреваются за счет теплообмена с газом и реакции окисления. Будем считать, что объемная доля частиц достаточно мала, тогда можно пренебречь взаимодействием частиц друг с другом и их влиянием на течение газа. Вследствие изложенного сформулированную выше задачу будем рассматривать на основе системы уравнений (1), (2), причем величины, характеризующие газ, берутся из решения задачи об определении течения за ударной волной, распространяющейся со скоростью  $D$ . Система (1), (2), записанная в системе координат, движущейся с волной, должна удовлетворять условиям Коши:

$$\delta = \delta_0, \quad u_s = D, \quad T_s = T_0, \quad t = t_0. \quad (3)$$

После определения функций  $u_s(x, t)$ ,  $T_s(x, t)$ ,  $\delta(x, t)$ , где  $x$  — начальная координата точки, можно найти  $\rho_s(x, t)$  из решения соответствующим образом поставленной задачи для первого уравнения системы (1). Таким образом, задача о воспламенении частиц в потоке газа за ударной волной свелась к следующей: найти функции  $u_s(x, t)$ ,  $T_s(x, t)$ ,  $\delta(x, t) \in C^1(0, t_{воспл})$ , удовлетворяющие в области  $[0, t_{воспл})$  уравнениям (1), (2) и данным Коши (3). В качестве метода решения выбран метод Гира [7], разработанный для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений.

Проведена серия расчетов по воспламенению частиц магния и алюминия в ударных волнах в кислороде. Расчеты проводились для условий, реально моделируемых в экспериментах, т. е. размер частиц варьировался от 1 до 100 мкм, начальное давление — от 0,01 до 1 атм, числа Маха ударной волны брались от 1,1 до 6. Основная цель расчетов заключалась в уточнении математической модели воспламенения частиц, обосновании возможности воспламенения частиц в реальной ударной трубе.

Результаты расчетов в виде зависимости  $u_{отн} = u_s - u$  изображены на рис. 1. Эксперимент и расчет проводились при  $p_0 = 0,135$  атм,  $M_0 = 5$ , в опытах бралось облако частиц со средним размером 17 мкм. Влияние интенсивности ударной волны на длину зоны релаксации показано на рис. 2 ( $p_0 = 1$  атм,  $d_s = 100$  мкм). Видно, что увеличение числа Маха приводит к уменьшению длины зоны релаксации скорости (это связано с увеличением плотности газа, а следовательно, и силы сопротивления). В связи с большой по сравнению с размером частицы длиной расчетной области необходимо учитывать влияние силы Бассе: при расчетах без ее учета длина зоны релаксации уменьшается примерно в 3 раза.

Анализ расчетных данных позволил установить, при каких условиях и по какому механизму происходит воспламенение частиц. Оказалось, что частицы магния загораются при  $M_0 \in (2,5; 2,75)$  в зависимости от

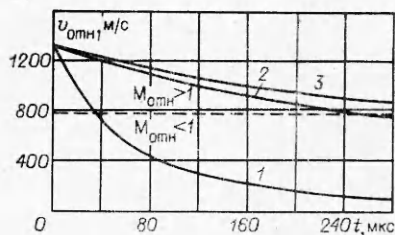


Рис. 1. Относительная скорость движения частицы магния  $u_{огн} = u_s(t) - u$ .  
1 -  $d_s = 4$  мкм; 2 -  $d_s = 17$  мкм; 3 - эксперимент [5] для частиц с  $d_s = 17$  мкм.

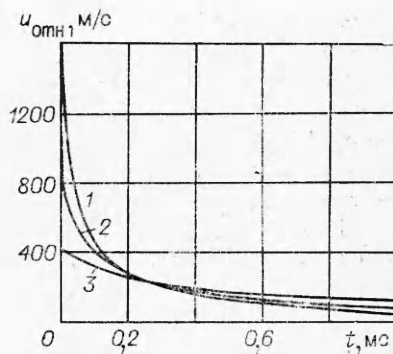


Рис. 2. Влияние интенсивности ударной волны на изменение относительной скорости частицы магния.  
1 -  $M_0 = 6$ ; 2 -  $M_0 = 4$ ; 3 -  $M_0 = 2$  ( $p_0 = 1$  атм).

размера частиц. На рис. 3 в качестве иллюстрации приведена зависимость  $T_s - T_s(t)$  для различных  $M_0$  при  $d_s = 100$  мкм,  $p_0 = 1$  атм. Предельная температура среды  $T_{пр}$ , при которой еще возможно воспламенение, в динамических условиях значительно меньше, чем в статических. Так, для частицы Mg с  $d_s = 100$  мкм в ударной волне  $T_{пр} = 640 \div 710$  К, а в статических условиях  $T_{пр} = 920$  К. Это объясняется возрастанием теплового потока к частице за счет увеличения коэффициента теплоотдачи между газом и частицей.

Выяснено, что Mg воспламеняется по механизму «тепловой взрыва» при  $M_0 < 4,5$ , а при  $M_0 > 4,5$  — в результате дробления. При этом критерием воспламенения является выполнение условий  $T_s \geq T_{пл}$  ( $T_{пл}$  — температура плавления частицы),  $We \geq We_{кр}$  ( $We$  — число Вебера,  $We_{кр} = 15 \div 22$  — критическое число Вебера, при котором начинается дробление [8]). При расчетах временем воспламенения считается минимальное из времен дробления и воспламенения по «тепловой взрыву». Загорание по второму механизму при данных условиях не обнаружено. Отметим, что «тепловой взрыв» наблюдался в расчетах при достижении частицей температуры, меньшей температуры кипения магния. Помимо сравнения кинетической характеристики течения  $u_s$  анализировалась возможность сравнения расчетных и экспериментальных данных [5] по зависимости  $t_{воспл}$  от числа  $M_0$ , что изображено на рис. 4. На основе полученных кинетических констант проведены расчеты, которые позволили распространить аппроксимационную формулу [5] для времени задержки воспламенения частиц магния на случай частиц различных размеров

$$t_{воспл} = A (d_s/17)^m p_0^n \exp(E^*/RT).$$

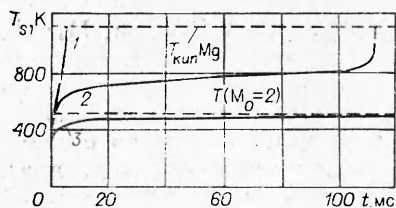


Рис. 3. Температура  $T_s(t)$  частицы магния при различных числах Маха ударной волны,  $p_0 = 1$  атм.  
1 -  $M_0 = 4$ ; 2 -  $M_0 = 3$ ; 3 -  $M_0 = 2$ .

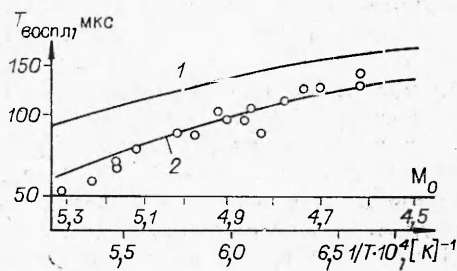


Рис. 4. Время воспламенения частицы магния  $d_s = 17$  мкм за ударной волной,  $p_0 = 0,135$  атм.  
1 — расчет при константах [9]; 2 — при  $E^* = 1,56 \cdot 10^8$  Дж/кмоль,  $k_0 = 2,40 \cdot 10^8$  м<sup>2</sup>/с; точки — эксперимент [5].

Здесь  $A = 1,203 \cdot 10^4 \text{ м} \cdot \text{с}/(\text{атм})^n$ ;  $n = -0,866$ ;  $m = 1,7$ ;  $E^* = 6,4 \times 10^7 \text{ Дж}/\text{кмоль}$ .

Расчеты показали, что алюминиевые частицы загораются по второму механизму воспламенения (рис. 5). Расчетное значение  $t_{\text{воспл}}$  частиц в динамических условиях оказалось значительно меньше, чем в статических. Частицы алюминия с  $d_s \leq 100 \text{ мкм}$  загораются в УВ с числами  $M > 3,2 \div 3,7$  (в зависимости от размера частиц).

Таким образом, в данной работе предложена математическая модель процесса воспламенения частиц металла в потоке газа. Получены количественные и качественные оценки влияния начальных параметров аэрозвеси и кинетических констант процесса воспламенения на картину протекания этого явления. Выявлены области изменения начальных параметров, определяющие тот или иной механизм воспламенения.

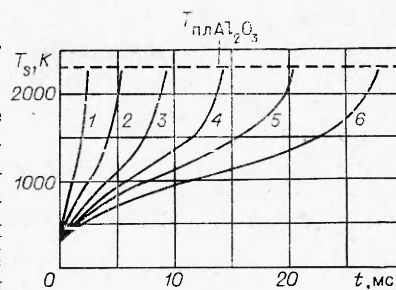


Рис. 5. Температура частиц алюминия различных размеров за ударной волной,  $p_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $M_0 = 6$ .

$d_s$ , мкм: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 80, 4 — 100, 5 — 120, 6 — 140.

Поступила в редакцию 21/IX 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. Воспламенение частиц металла в высокотемпературном потоке за ударной волной. Препринт № 33. ИТПМ СО АН СССР, 1981.
2. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. М.: Госхимиздат, 1934.
3. А. Г. Мержанов. РТК, 1975, 13, 2, 106.
4. A. Mellor, J. Glassman. Heterogeneous Combustion. N. Y.: Academic Press, 1964.
5. J. W. Fox, J. A. Velde, J. A. Nicholls.— In: Proc. 1976 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford, Calif., 1976.
6. Н. Н. Яненко, Р. И. Солоухин и др. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
7. C. W. Gear. Comm. ACM, 1974, 14, 176.
8. Ю. А. Корсунов, А. П. Тишин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 2.
9. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 3.

УДК 566.468+532.5

### РАСЧЕТ НИЖНЕГО КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ПРЕДЕЛА САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ И СЛОЯ ПОРОШКА МЕТАЛЛА

В. И. Розенбанд, Е. В. Черненко  
(Черноголовка)

При изучении вопросов пожаро- и взрывоопасности порошков металлов в инженерной практике техники безопасности широко распространены такие характеристики, как максимальное давление взрыва, средняя и максимальная скорость нарастания давления, нижний концентрационный предел взрываемости, температура самовоспламенения и т. д. [1]. В работе [2] для случая самовоспламенения газовзвесей металлов получены аналитические формулы для расчета первых трех из этих характеристик. В данной работе предложена приближенная схема расчета нижнего концентрационного предела самовоспламенения газовзвесей и слоя порошка металла. При этом расчет температуры самовоспламенения неразрывно связан с расчетом нижнего концентрационного предела. Нужно отметить, что, как и для обычной теории теплового взрыва и горе-