ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗАКОНА ОКИСЛЕНИЯ

Е. А. Васильева

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)»,
Ekaterina_Vs_@mail.ru

Данная работа посвящена исследованию динамической модели процесса воспламенения частиц металлов в условиях окисления кислородом. Подобные явления интересны с точки зрения приложений: при сгорании частицы металлов дают больше энергии, чем любое топливо. Поэтому воспламенение и горение частиц металлов используется в ракетостроении, химической и горнодобывающей промышленности, наземном транспорте.

Использование металлов в качестве высокоэнергетического топлива осложнено формированием окисной пленки на поверхности горючего. Эта пленка мешает контактировать реагентам, поэтому кинетические законы окисления металлов отличны от кинетических законов гетерогенных реакций.

В процессе реакции окисления выделяется тепло, которое может привести к разогреву частиц до высоких температур, в результате чего происходит воспламенение и взрыв. Если есть время на отвод тепла в окружающую среду, воспламенение не происходит: температура достигает максимального значения и затем убывает. Такой режим называют субкритическим. Если же времени на отвод тепла нет, происходит резкое возрастание температуры частицы, что ведет к воспламенению – суперкритический режим. Установлено существование критического режима, разграничивающего области субкритического и суперкритического режимов.

Целью данной работы является не только изучение особенностей воспламенения частиц металлов, но и поиск условий, при которых в системе будет наблюдаться критический режим.

Безразмерная модель изучаемого процесса имеет вид:

$$\begin{cases} \gamma \dfrac{d\theta}{d\tau} = \dfrac{1}{(1+\eta)} \exp\left(\dfrac{\theta}{1+\theta\beta}\right) - \dfrac{\theta}{\chi}, \\ \dfrac{d\eta}{d\tau} = \dfrac{1}{(1+\eta)} \exp\left(\dfrac{\theta}{1+\theta\beta}\right) \end{cases}$$

с начальными условиями

$$\eta(0) = 0, \quad \theta(0) = -\theta_i,$$

где θ - безразмерная температура,

τ - безразмерное время,

η - относительный прирост толщины окисной пленки,

$\varphi(\eta) = (1+\eta)^{-1}$ - кинетическая функция,

χ - параметр, отражающий теплоотвод [2].

Положив $\gamma = 0$, получим уравнение медленной кривой:

$$F = \frac{1}{(1+\eta)} \exp\left(\frac{\theta}{1+\theta\beta}\right) - \frac{\theta}{\chi} = 0.$$

Для всех χ медленная кривая системы состоит из двух ветвей, разделенных асимптотой $\eta = -1$. Нижняя ветвь не имеет физического смысла.

Подмножество $S^S\left(S^U\right)$ медленной кривой S, для которого выполняется условие: $\frac{\partial F}{\partial \theta} < 0 (> 0)$ является устойчивым (неустойчивым). Точка A на S, в которой $\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0$, называется точкой срыва. Найдены координаты точек срыва A_1 и A_2:

$$\theta_{1,2} = \frac{1 - 2\beta \pm \sqrt{1 - 4\beta}}{2\beta^2}, \ \eta_{1,2} = -1 - \frac{2\chi\beta^2}{1 - 2\beta \pm \sqrt{1 - 4\beta}} \exp\left(\frac{1}{\beta} - \frac{2}{1 \pm \sqrt{1 - 4\beta}}\right).$$

Точки срыва делят медленную кривую на три части, которые являются нулевыми приближениями для соответствующих интегральных многообразий. Каждому значению χ соответствует своя медленная кривая.

В зависимости от значения параметра χ возможны следующие ситуации:

1) При значениях $\chi < \chi^*$, где χ^* - критическое значение, траектория, выходя из начальной точки с координатами $\eta = 0, \quad \theta = 0$, притягивается к устойчивому участку медленной кривой. Такое поведение соответствует медленному режиму.

2) При значениях $\chi > \chi^*$, траектория, выходя из начальной точки, проходит ниже медленной кривой. Только при очень высоких температурах траектория достигает устойчивой ветви. Такое поведение соответствует режиму теплового взрыва.

Из выше сказанного следует, что должна существовать переходная область между режимом медленного выгорания и режимом теплового взрыва, так как правые части системы непрерывно зависят от параметра χ.

Критическое значение параметра $\chi = \chi^*$ соответствуют случаю, когда траектория системы, выходя из начальной точки, попадает в малую окрестность точки срыва A_1 [1]. Для этого значения получено асимптотическое представление

$$\chi^* = \frac{1}{e}\left[1 + \beta - b_{0,0}^0 \sqrt[3]{2}(1 + 3\beta)\gamma^{\frac{2}{3}} - \frac{4}{9}(1 + 7\beta)\gamma \ln\frac{1}{\gamma}\right] + O(\gamma).$$

Критический режим, отвечающий $\chi = \chi^*$, разделяет область медленных режимов $\left(\chi < \chi^*\right)$, которые характеризуются относительно низкими температурами, и область режимов воспламенения $\left(\chi > \chi^*\right)$. Во время критического режима температура частицы достигает высоких значений, но со скоростью медленной переменной дифференциальной системы [1,3].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Соболев В.А., Щепакина Е.А.* Редукция моделей и критические явления в макрокинетике. М.: Физматлит, 2010.
2. *Мержанов А.Г., Барзыгин В.В., Абрамов В.Г.* Теория теплового взрыва: от Семенова Н.Н. до наших дней.// Химическая физика, том 15, №6 (1996), стр 3-43
3. *Мищенко Е.Ф., Розов Н.Х.* Дифференциальные уравнения с малым параметром и релаксационные колебания. М.: Наука, 1975.
4. *Холодниок М., Клич А., Кубичек М., Марек М.* Методы анализа нелинейных динамических моделей. М.: Мир, 1991.