

мена инертного прогрева, установления и срыва теплового равновесия, и выявлен их физический смысл. Показано, что развитие процесса нагрева вещества зависит от соотношения времен формирования зоны химической реакции, способной к самостоятельному распространению  $\tau_0$ , и полного выгорания на поверхности образца  $\tau_b$ . Рассчитаны критические значения коэффициента теплопотерь. Оказалось, что критические условия зажигания совпадают с предельными условиями существования промежуточной волны горения. Определены основные характеристики процесса зажигания для реакции первого порядка. Результаты численных расчетов подтвердили правильность основных допущений, положенных в основу расчета, а также основные выводы приближенного анализа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сеплярский Б. С. // Химическая физика горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черногловка, 1986.
2. Барзыкин В. В., Худяев С. И. Докл. АН СССР, 1966, 169, 6, 1366.
3. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6, 1130.
5. Алдушин А. П. ФГВ, 1984, 20, 3.
6. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. шк., 1967.
7. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
8. Амосов А. П. Докл. АН СССР, 1978, 243, 3, 673.
9. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. ЖФХ, 1938, 12, 1, 100.

г. Куйбышев

Поступила в редакцию 29/IV 1989,  
после доработки — 20/X 1989

УДК 536.46

*Н. С. Захаров, С. А. Казарин*

### ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ, НАГРЕВАЕМЫХ ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Процессу зажигания реагирующих веществ накаливаемой поверхностью посвящены работы [1—4], подробный обзор которых содержится в [5]. Исследования в [1—4] проводились для реакций, приводящих сразу к образованию конечных продуктов. Как известно [5], горение веществ протекает в несколько стадий, учет которых приводит к более точным результатам. В данной работе рассматриваются закономерности зажигания конденсированных веществ, разлагающихся до конечных продуктов в несколько стадий, когда газообразные составляющие не имеют выхода наружу, что вызывает повышение давления. Источником воспламенения вещества служит металлическая стенка, нагреваемая концентрированным потоком энергии от внешнего источника.

Пусть вследствие нагрева металлической пластины толщиной  $l_2$  внешним тепловым потоком происходит теплопередача к поверхности конденсированного вещества, примыкающего к металлу без газовой прослойки и имеющего ширину  $l_1$ . Нагрев может приводить к плавлению и испарению вещества. Процессы фазового перехода протекают как с поглощением, так и с выделением тепла, причем с повышением температуры развиваются химические реакции. Поскольку вещество плотно прилегает к стенке и считается непористым, то образовавшиеся в результате первичной газификации продукты реакции вызывают повышение давления, которое очень быстро выравнивается по всему объему. Далее

осуществляются последовательно две реакции, приводящие к образованию конечного состава. Будем считать, что все реакции идут по закону Аррениуса, протекают одновременно, а в реакционной зоне происходит взаимная диффузия составляющих компонентов. Считается также, что пластина в процессе нагрева не деформируется. В качестве источников и стоков энергии учитываются поглощение тепловых потоков стенкой, энерговыделение от химических реакций и радиационные потери.

Систему уравнений, описывающих поставленную задачу с учетом сделанных допущений, в одномерном случае можно записать в виде

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^3 k_i Q_i n_i^{v_i} \rho_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) + Q_\Phi, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial n_i}{\partial x} - k_i \rho^{v_i} n_i^{v_i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) + k_{i-1} \rho^{v_{i-1}} n_{i-1}^{v_{i-1}} \exp\left(-\frac{E_{i-1}}{RT}\right),$$

$$i = 1 \div 4, \quad k_0 = k_4 = 0, \quad (2)$$

$$\left(p + \frac{m^2 a}{\mu^2 V^2}\right) \left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT. \quad (3)$$

Здесь  $T$  — температура;  $p$  — давление в замкнутом объеме;  $Q_i, Q_\Phi$  — удельное тепловыделение реакции и фазового перехода;  $m, V$  — масса и объем разложившегося вещества;  $b, a$  — поправки Ван-дер-Ваальса;  $\rho$  — плотность;  $c, \lambda, D$  — эффективные значения теплоемкости при постоянном объеме, теплопроводности и диффузии;  $v$  — порядок реакции;  $n$  — концентрация компонента;  $E$  — энергия активации;  $\mu$  — молекулярная масса; индексы: 1 относится к конденсированной фазе вещества, 2—4 — к газообразной фазе.

Начальные условия:

$$T(x, 0) = T_0, \quad n_1 = 1, \quad n_{2,3,4} = 0, \quad p = p_0. \quad (4)$$

Граничными условиями для системы (1)—(3) служат отсутствие теплотерь и взаимных превращений на левой стороне вещества, равенство тепловых потоков и температуры на границе конденсированная фаза — металл, поглощение подающей энергии на правой границе металла и сток тепла по закону Стефана — Больцмана:

$$x = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad n_1 = 1, \quad n_{2,3,4} = 0, \quad (5)$$

$$x = l_1, \quad \lambda \frac{\partial T_{i_1-0}}{\partial x} = \lambda_m \frac{\partial T_{i_1+c}}{\partial x}, \quad T_{i_1-0} = T_{i_1+c}, \quad \frac{\partial n_{1,2,3,4}}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

$$x = l_1 + l_2, \quad \lambda_m \frac{\partial T_{l_1+l_2-0}}{\partial x} = q(1 - R_0) - \sigma \varepsilon T^4, \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  — степень черноты;  $\sigma$  — постоянная Больцмана;  $q$  — плотность внешнего теплового потока;  $R_0$  — коэффициент отражения теплового потока от поверхности металла; индекс  $m$  относится к металлу.

Эффективные значения коэффициентов теплопроводности и теплоемкости определяются из соотношений

$$\lambda = \sum_{i=1}^4 \lambda_i v_i, \quad c = \sum_{i=1}^4 c_i n_i, \quad (8)$$

$v_i, \lambda_i, c_i$  — удельный объем и истинные значения коэффициентов теплопроводности и теплоемкости соответствующих компонентов.

В данной точке пространства для всех компонентов коэффициенты диффузии считаются одинаковыми и по величине близкими к коэффициенту бинарной диффузии  $D_{ij}$  тех пар веществ, которых в данной точке больше всего [6]:

$$D = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^3 D_{ij} n_i n_j / \sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^3 n_i n_j. \quad (9)$$

Компонент $n_i$	$\lambda_i$ , Вт/(м·К)	$c_i$ , Дж/(кг·К)	$v_i$	$E_i$ , Дж/кг	$k_i$ , с <sup>-1</sup>	$Q_i$ , Дж/кг	$\mu_i$ , кг/моль
1	0,167	$10^3$	1	$4,91 \cdot 10^5$	$10^7$	$4,91 \cdot 10^5$	—
2	0,02	$3 \cdot 10^3$	1	$1,10 \cdot 10^5$	$10^5$	$1,21 \cdot 10^6$	0,222
3	0,02 + + (T - 290) $8,3 \cdot 10^{-5}$	1,348 + + (T - 600) 0,39	2	$9,64 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$3,17 \cdot 10^6$	0,0278
4	0,34	$2 \cdot 10^3$	—	—	—	—	0,0257

Введение эффективных значений коэффициентов (8) и (9) позволяет проводить сквозной счет системы (1)–(7). Для контроля вычислений можно воспользоваться выражением  $\sum_{i=1}^4 n_i = 1$ . Среднее значение молекулярной массы определится отношением  $\mu^{-1} = \sum_{i=2}^4 n_i/\mu_i$ , где  $\mu_i$  — истинная молекулярная масса соответствующих компонентов.

Дифференциальные уравнения (1) и (2) решались методом конечных разностей по неявной схеме расчета с четырехточечным шаблоном [7]. Основные закономерности протекающих процессов выяснялись для металлической оболочки толщиной 1 мм с постоянными теплофизическими свойствами:  $\rho_m = 8 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_m = 456$  Дж/(кг·К),  $\lambda_m = 100$  Вт/(м·К),  $\varepsilon = 0,2$ ,  $R_0 = 0$ . В процессе численного анализа для модельного состава конденсированного вещества выбирались значения:  $T_0 = 290$  К,  $R = 37,8$  Дж/(кг·К),  $\rho_0 = 10^5$  Па,  $D_{12} = D_{14} = 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/с,  $D_{23} = 2,9 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с,  $D_{24} = D_{34} = 59 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с,  $b = 1,3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/моль,  $a = 0$ ,  $Q_\Phi = 0$ ,  $\rho = 1,6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Остальные величины определялись в соответствии с таблицей.

Распределения температур в конденсированном веществе и металле и концентраций продуктов реакций на моменты времени 0,84 и 0,86 с при  $q = 2,6$  МВт/м<sup>2</sup> показаны на рис. 1, а. Вначале стенка служит источником тепла для вещества, а после воспламенения в нее отводится тепло и максимальные температуры реализуются на некоторой глубине. Далее горение развивается до полного расходования реагирующих компонентов.

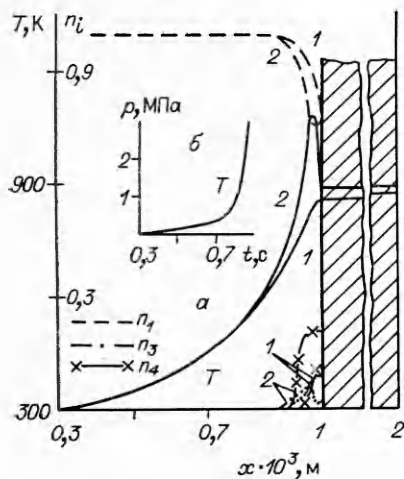


Рис. 1. Распределения температур и концентраций продуктов реакций (а) и увеличения давления в замкнутом объеме (б);  $t = 0,84$  (1) и  $0,86$  с (2).

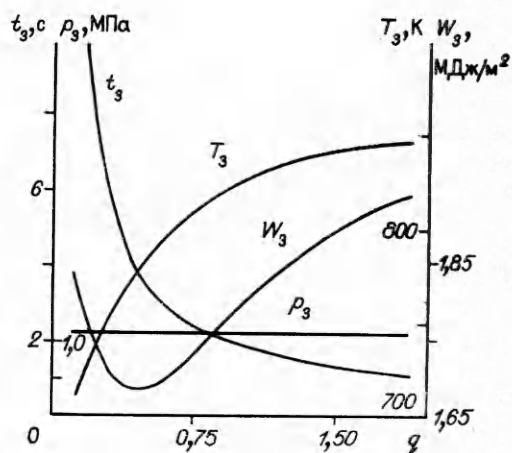


Рис. 2. Зависимости  $t_3$ ,  $T_3$ ,  $p_3$ ,  $W_3$  от интенсивности теплового потока  $q$ .

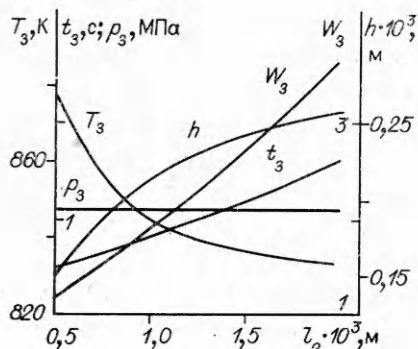


Рис. 3. Зависимость параметров зажигания от толщины стенки при  $q = 2,6 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>.

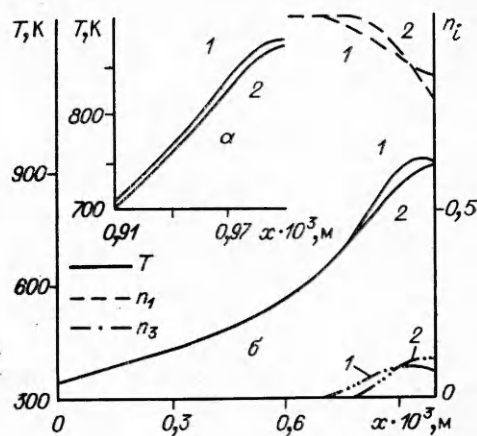


Рис. 4. Влияние удельного тепловыделения (а) и коэффициента диффузии (б) на распределения концентраций и температур. а)  $t = 0,84$  с,  $Q_i(2) = 0,8Q_i(1)$ ; б)  $t = 0,9$  с;  $D = 10^{-2} \lambda / \rho c$  (1) и 0 (2).

Минимальная длительность облучения тепловым потоком, приводящая к воспламенению вещества, принималась за время зажигания  $t_3$ , а соответствующие  $t_3$  температура на внутренней поверхности стенки и давление внутри объема — за температуру  $T_3$  и давление  $p_3$  зажигания. Увеличение давления в замкнутом объеме (рис. 1, б) при превышении  $p_3$  носит лавинообразный характер.

Зависимости времени, температуры и давления от плотности потока излучения представлены на рис. 2. Характерная особенность при зажигании внутри замкнутого объема состоит в том, что независимо от интенсивности излучения давление зажигания — величина постоянная. Построенная по данным  $t_3(q)$  кривая плотности энергии зажигания  $W_3$  демонстрирует наличие оптимальных для зажигания значений  $q$  (см. рис. 2). Влияние толщины стенки на параметры зажигания показано на рис. 3. Видно, что при изменении  $l_2$  в диапазоне  $(0,5 \div 2) \cdot 10^{-3}$  м температура зажигания уменьшается на 40 К, ширина зоны химической реакции  $h$  возрастает от  $0,15 \cdot 10^{-3}$  до  $0,25 \cdot 10^{-3}$  м, а давление зажигания остается постоянным и равным 1,1 МПа. Распределения концентраций и температур в зависимости от различных значений удельного тепловыделения и коэффициента диффузии на одинаковые моменты времени приведены на рис. 4.

Таким образом, численно решена задача о воспламенении конденсированных веществ в замкнутых металлических корпусах с учетом многостадийности процессов горения. Получены зависимости параметров зажигания и горения от интенсивности лучистого потока и от толщины стенки корпуса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шкадинский К. Г. ФГВ, 1969, 5, 2, 264.
2. Шкадинский К. Г., Барзыкин В. В. ФГВ, 1968, 4, 2, 176.
3. Берман В. С. ФГВ, 1977, 13, 4, 571.
4. Зельдович Я. Б., Лейпуцкий О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1975.
5. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
6. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961.
7. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1983.

г. Загорск

Поступила в редакцию 7/VIII 1989