

ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В СПУТНОМ ПОТОКЕ СОБСТВЕННЫХ ПРОДУКТОВ. КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ

Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, А. Д. Рычков*, Н. Ю. Шокина*

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, zarko@ns.kinetics.nsc.ru

*Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты численного счета по предложенной ранее авторами «трехтемпературной» модели, приближенно учитывающей кроме различия температур газа и твердой фазы (каркаса) локальную неизотермичность элементов каркаса. Показана возможность затухания (после сгорания части заряда) при вариации ряда входных параметров: теплопроводности заряда, температуры зажигания, массы воспламенителя, начальной температуры, пористости заряда, локальной скорости его разложения.

Ключевые слова: фильтрационное горение, неизотермичность.

Рассмотрим процесс воспламенения и горения заряда длиной L из энергетического материала с открытой пористостью ε . Заряд плотно вставлен в закрытую с одного конца цилиндрическую камеру. За зарядом расположены инертный фильтр длиной L_f и крышка с выходным отверстием (рис. 1). В процессе работы изображенного устройства на левой границе возникает и распространяется вправо по заряду волна горения.

Первоначальный нагрев пористого вещества происходит за счет поступления высокотемпературных продуктов сгорания воспламенителя с температурой T_{ign} и постоянным массовым потоком G/t'_{ign} через левую границу заряда в период времени $0 < t < t'_{ign}$. Здесь G — масса воспламенителя, приходящаяся на 1 см^2 сечения заряда, t'_{ign} — время, в течение которого горит воспламенитель. Кроме газа в продуктах содержатся конденсированные частицы (их массовая доля a'_{ign}), размеры которых достаточно малы, так что скорость $v(x, t)$ и температура $T_g(x, t)$ частиц и потока одинаковы. Учитывается, что при оседании этих горячих частиц на поверхность пор повышается эффективность воспламенения. Изменение гидравлического сопротивления пористой среды при оседании на нее конденсированной фазы воспламенителя из потока не учитывается.

Зажигание поверхности поры происходит

при достижении на ней температуры $T_{s1} = \text{const}$. После этого зажженные участки пористого вещества полностью разлагаются за время $\tau = \text{const}$ с тепловым эффектом Q и с выделением массовой доли a_g газа. Рассмотрим случай, когда конденсированные продукты разложения не выносятся газом в зону прогрева, где разложение еще не началось, а образуют, например, пористый каркас.

Далее в каждом фиксированном элементе объема заряда будем считать заданным (по одному временному закону для всех упомянутых элементов) распределение массовой скорости J переработки исходного вещества в единице объема по временному интервалу τ горения этого элемента. В проведенных нами расчетах использовалось

$$J = \begin{cases} 0, & t < t_{ign}(x); \\ [1 - (t - t_{ign}(x))/\tau]^2 3\rho_0(1 - \varepsilon)/\tau, & t_{ign}(x) < t < t_{ign}(x) + \tau; \\ 0, & t > t_{ign}(x) + \tau. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность собственно материала заряда (сплошного), $t_{ign}(x)$ — время зажигания элементов заряда с координатой x . Распределение (1) соответствует заряду, состоящему из сферических частиц, в которых при горении размер еще не прореагировавшей части убывает до нуля линейно во времени с одинаковой для всех частиц скоростью. При этом число частиц в единице объема заряда остается неизменным. Контакты, имевшие место между частицами до горения, сохраняются и между выгоревшими каркасами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 03-01-00103а).

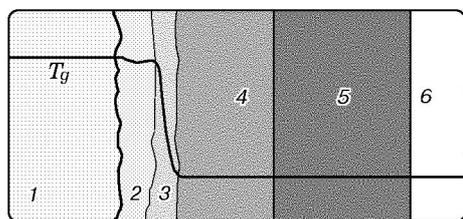


Рис. 1. Схема устройства:

1 — каркас на месте выгоревшей части заряда, 2 — зона реакции, 3 — зона прогрева заряда, 4 — холодная часть заряда, 5 — фильтр, 6 — крышка

Согласно сформулированному выше условию зажигания уравнение для определения $t_{ign}(x)$ имеет вид

$$T_s(x, t_{ign}) = T_{s1}. \quad (2)$$

Весь образующийся газ (включая газ воспламенителя) проходит через зону прогрева заряда. Из (1) видно, что этот массовый поток зависит только от эволюции границы зажигания $t_{ign}(x)$, которая согласно (2) определяется тепловой предысторией зоны прогрева, и поэтому для его описания не нужно решать какие-либо уравнения в зоне реакции и в выгоревшей зоне. Тепловая картина в зоне прогрева, в свою очередь, определяется величиной упомянутого массового потока и температурой газа в нем на выходе из зоны горения. Если бы и эта температура определялась видом функции $t_{ign}(x)$, задача свелась бы в основном к нахождению $T_s(x, t)$ в зоне прогрева. Чтобы воспользоваться таким упрощением, пренебрежем в зоне реакций теплообменом между разлагающимся пористым веществом и фильтрующим его газом. Точнее, теплообмен сводится к тому, что в поток, обтекающий поверхность пор, вдувается с этой поверхности газ с энтальпией $cT_{s1} + Q$. Пренебрегаем же той частью теплообмена, которая связана с обтеканием. Некоторым оправданием может служить известный факт уменьшения теплопередачи при вдуве. Здесь и далее c — теплоемкость при постоянном давлении, которая полагается для простоты одинаковой у всех участвующих в теплообмене веществ.

Задачу описывает следующая система уравнений.

Уравнения состояния и неразрывности для газа и конденсированных продуктов воспламенителя:

$$p = \rho_g RT_g / M, \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial m}{\partial x} = a_g J, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho'_{ign}}{\partial t} + \frac{\partial \rho'_{ign} V}{\partial x} = -AVS \rho'_{ign}. \quad (5)$$

Здесь M — молярная масса газа, $m = \rho_g V$, V — скорость, ρ'_{ign} — масса взвешенных в газе конденсированных продуктов сгорания воспламенителя в единице объема пористой среды, S — площадь поверхности пор в единице объема, $A = \text{const}$ — эмпирический коэффициент в выражении (правая часть (5)) для скорости оседания к-фазы продуктов воспламенителя из потока на поверхность пор. Для грубого учета отрицательного влияния вдува на оседание полагаем $A = 0$ при $x < x_{ign}(t)$ ($x_{ign}(t)$ — функция, обратная $t_{ign}(x)$; условие $x < x_{ign}(t)$ равносильно $t > t_{ign}(x)$).

Уравнение движения для газа и конденсированных продуктов воспламенителя:

$$\frac{\partial(m + \rho'_{ign} V)}{\partial t} + \frac{\partial(mV + \rho'_{ign} V^2)}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = \varepsilon \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{Erg}. \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{Erg}$ — сопротивление, которое пористая среда оказывает фильтрующемуся сквозь нее потоку (см. ниже (11)).

Уравнение энергии для газа и конденсированных продуктов воспламенителя:

$$c(\rho_g + \rho'_{ign}) \frac{\partial T_g}{\partial t} + cV(\rho_g + \rho'_{ign}) \frac{\partial T_g}{\partial x} = -\alpha S(T_g - T_s) + a_g J(c(T_{s1} - T_g) + Q), \quad (7)$$

α — коэффициент теплообмена. Согласно сказанному выше $\alpha = 0$ при $x < x_{ign}(t)$, и поэтому уравнение (7) не зависит от каких-либо переменных параметров, которые надо было бы определять в зоне горения.

Для твердого пористого вещества выполняется условие

$$(1 - \varepsilon) \rho_0 c \frac{\partial T_p}{\partial t} = (1 - \varepsilon) \lambda \frac{\partial T_p^2}{\partial x^2} + \alpha S(T_g - T_s) + AVS \rho'_{ign} c(T_g - T_s). \quad (8)$$

Здесь T_p — среднемассовая температура в элементе объема пористого заряда, λ — теплопроводность сплошного вещества. Размер элемента значительно меньше размера всей установки, но больше характерного размера d «сплошного микромассива». В качестве d можно взять максимальный диаметр сферы, не выходящей за пределы сплошного вещества. В частности, для насыпного заряда это диаметр составляющих его частиц.

Уравнение (8) используется только в зоне прогрева (при $x > x_{ign}$), где с его помощью (и с использованием (2)) определяется величина T_s , входящая в уравнение энергии газа (7). Поскольку мы полагали, что в зоне горения $\alpha = 0$, $A = 0$, потребность в уравнении (8) здесь отпадает.

При описании нагрева пористой среды горячими продуктами сгорания в отличие от [1] приближенно учтем внутреннюю неизотермичность ее «сплошных микромассивов», т. е. различие входящих в (8) температур T_p и T_s . При некоторых предположениях о распределении температуры по микромассиву между ними выполняются следующие соотношения (их вывод см. в [2], кроме того, вывод и оценку точности см. в приложении):

$$T_s - T_p = \left[1 - \frac{w}{10}(w^2 - 5w + 10)\right] w \frac{d\rho_0 c}{4\lambda S} \frac{\partial T_p}{\partial t}, \quad (9)$$

где w — корень уравнения $\frac{w}{10}(w^2 - 5w + 10) = \frac{T_p - T_0}{T_s - T_0}$, T_0 — начальная температура заряда. После достижения значений $w \geq 1$ в (9) полагается $w = 1$. Соотношение (9) используется для микромассива только до зажигания поверхности ограничивающих его пор.

Теплообмен пористого вещества (в зоне прогрева) с газовым потоком описывается соотношением [3]

$$x > x_{ign}(t),$$

$$\text{Nu} = \text{Re Pr}^{1/3} \psi(\varepsilon)/4, \quad \text{Re} = md/[(1 - \varepsilon)\mu],$$

$$\text{Pr} = c\mu/\lambda_g,$$

$$\psi(\varepsilon) = 0,508 - 0,56(1 - \varepsilon), \quad \varepsilon < 0,4, \quad (10)$$

$$\psi(\varepsilon) = 1 - 1,164(1 - \varepsilon)^{2/3}, \quad \varepsilon > 0,4,$$

$$\alpha = \text{Nu}\lambda_g/d,$$

где μ — динамическая вязкость, Nu , Re , Pr — числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля соответственно.

Для сопротивления при фильтрации используется формула Эргуна (см. [3, с. 19])

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{Erg} = 150 \frac{\mu V(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3 d^2} + 1,75 \frac{\rho_g V^2(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3 d}. \quad (11)$$

Удельная межфазная поверхность S определяется по соотношению

$$S = 6(1 - \varepsilon)/d, \quad (12)$$

такому же, как для насыпного заряда. Соотношение (11) применяется и в зоне горения с теми же значениями ε , d .

Условия у закрытого торца камеры ($x = 0$):

$$\begin{aligned} t < t'_{ign} : \quad m &= (1 - a'_{ign})G/t'_{ign}, \\ \rho'_{ign} V &= a'_{ign} G/t'_{ign}, \\ T_g &= T'_{ign}, \quad \partial T_p/\partial x = 0, \\ t > t'_{ign} : \quad m &= 0, \quad \partial T_p/\partial x = 0. \end{aligned}$$

На границе с фильтром $x = L$, $\partial T_p/\partial x = 0$.

В области фильтра $L < x < L + L_f$ выполняются те же уравнения (3)–(12), только $J = 0$ и должны быть изменены значения всех характеристик вещества (фильтру соответствует индекс f , заряду — индекс p или отсутствие индекса).

На выходе из фильтра ($x = L + L_f$) выполняется условие $\partial T_f/\partial x = 0$, $m = m(p, T_g)$ (известное выражение для расхода через сопло).

Расчеты проводились при вариации ряда входных параметров. В качестве «базового» принят следующий набор: $L = 6$ см, $L_f = 3$ см, $d = 0,06$ см, $\varepsilon = 0,21$, $G = 0,307$ г/см², $T_0 = 300$ К, $c = 1,2$ Дж/(г·К), $\rho_p = 2$ г/см³, $\rho_f = 2,7$ г/см³, $\lambda_p = 1,2$ Вт/(м·К), $\lambda_f = 0,87$ Вт/(м·К), $c_f = 0,65$ Дж/(г·К), $d_f = 0,04$ см, $Q = 500$ Дж/г, $\text{Pr} = 0,62$, $\mu = 0,000017$ Па·с, $M = 28$ г/моль, $a_g = 0,5$, $a'_{ign} = 0,5$, $t'_{ign} = 0,04$ с, $T_{ign} = 2200$ К, $T_{s1} = 690$ К, $\tau = 0,3$ с, $A = 100$. Точность расчетов контролировалась уменьшением шага.

Результаты расчетов приведены на рис. 2–7 в виде зависимости от времени для

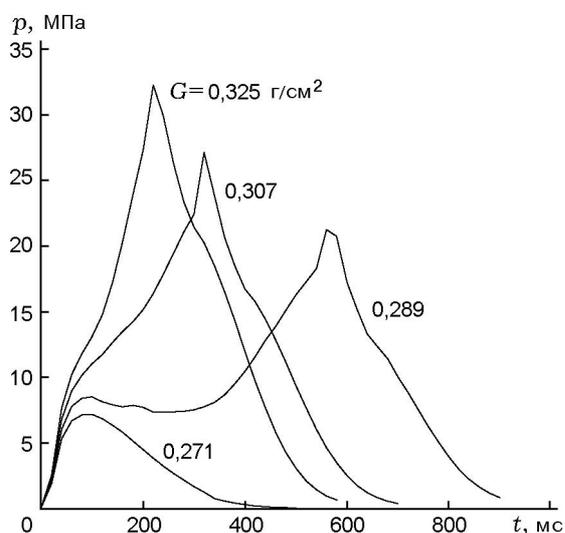


Рис. 2. Влияние массы воспламенителя на процесс горения:

при $G = 0,271 \text{ г/см}^2$ разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

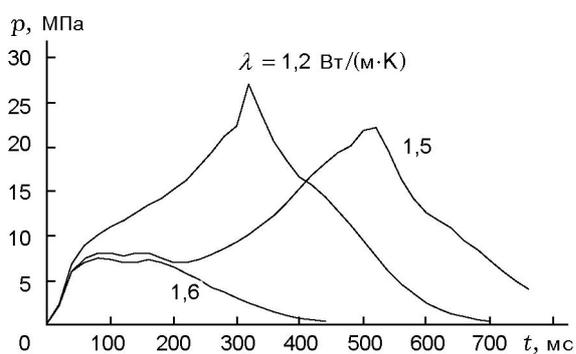


Рис. 3. Влияние теплопроводности частиц на процесс горения:

при $\lambda = 1,6 \text{ Вт/(м·К)}$ разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

давления перед соплом, которое пропорционально массовому расходу газа из устройства. Для всех вариантов, в которых не произошло погасания, процесс существенно нестационарный с максимумом давления. Рост давления вызван прогрессирующим распространением волны зажигания по поверхности пор. Для всех использованных наборов входных параметров режим горения был конвективным (мал вклад теплопроводного члена в (8)). Максимум давления достигался, когда фронт зажигания доходил до конца заряда. Далее согласно (1) газоприход уменьшался во времени. Входные параметры G , λ , ε , T_0 , T_{s1} , $r = d/2\tau$ (см.

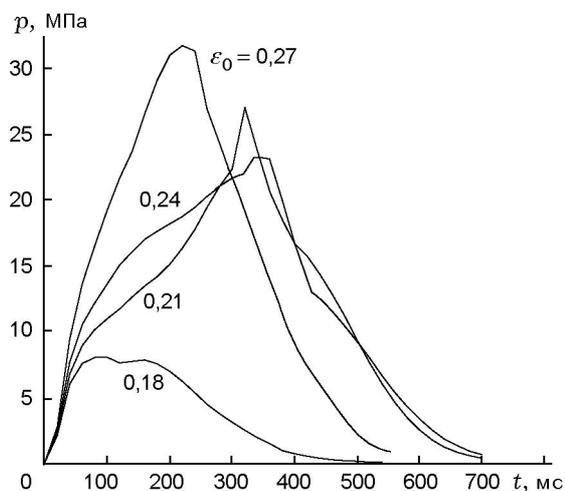


Рис. 4. Влияние пористости заряда на процесс горения:

при $\varepsilon_0 = 0,18$ разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

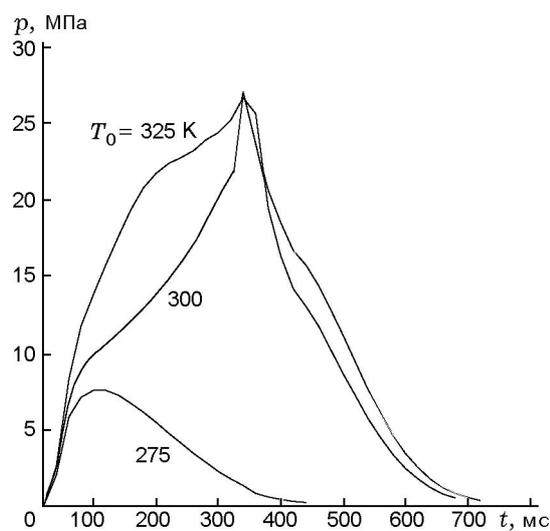


Рис. 5. Влияние начальной температуры на процесс горения:

при $T_0 = 275 \text{ К}$ разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

рис. 2–7) от варианта к варианту изменялись до достижения предела полноты выгорания, когда после зажигания сгорало 20 ÷ 25 % массы заряда и следовало гашение (прекращение дальнейшего распространения пламени по поверхности пор). Причина гашения — слишком сильный теплоотвод в глубь от поверхности еще не зажженных микромассивов. В данной работе не ставилась задача найти точно положение пределов полного горения, расчеты проводились с достаточно большим шагом

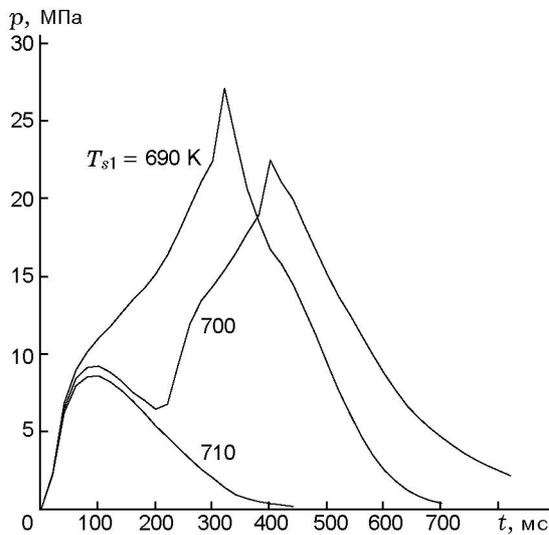


Рис. 6. Влияние температуры зажигания на процесс горения:

при $T_{s1} = 710$ К разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

изменения входных параметров и выводы о наличии или отсутствии преждевременного погасания сделаны по виду не приведенных здесь кривых полноты газовой выделению заряда. Эта величина асимптотически стремилась к 1 или к существенно меньшему значению. На приведенных кривых давления погасание проявляется как отсутствие последующего роста давления после сгорания воспламенителя. Наиболее наглядно критический характер явления показывает рис. 6, где значения входных параметров $T_{s1} = 700, 710$ К оказались вблизи точки бифуркации решения.

Таким образом, для устройств рассмотренного типа показана возможность критических явлений, порожденных не учитывавшейся ранее локальной термической неоднородностью.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Микромассив моделируется сферической частицей радиуса $R = d/2$. Предполагается, что при обдуве горячим газом с поверхности внутрь частицы распространяется сферически симметричная температурная волна с параболическим профилем, который на переднем фронте $r = r^*$ плавно сопрягается с невозмущенной частью $T = T_0$. В каждый момент времени величины r^* и T_s (температура поверхности частицы) определяются требованиями,

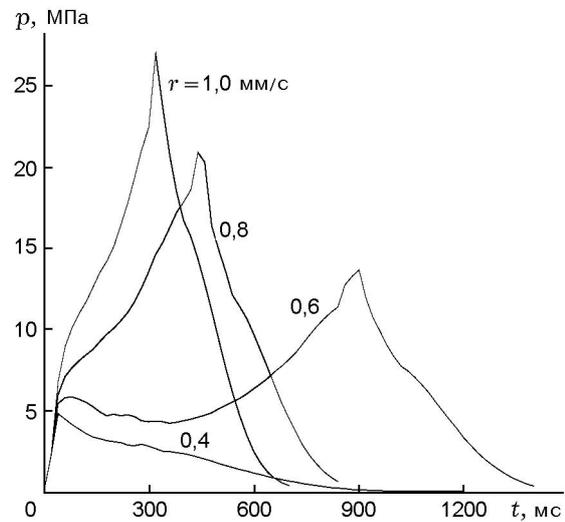


Рис. 7. Влияние скорости разложения на процесс горения:

при $r = 0,4$ мм/с разложилось менее 1/4 заряда, в остальных случаях разложение было полным

чтобы в частице приповерхностный градиент температуры соответствовал тепловому потоку внутрь частицы, а соответствующий данному профилю $T(r)$ запас тепла равнялся тому, что получила частица через поверхность. Эти же требования выполняются и после смыкания сферической тепловой волны в центре частицы, только после этого $r^* = 0$ и вместо r^* появляется другая «служебная» переменная — $T_{r=0}$.

Нагрев частицы происходит в два этапа.

(а) Тепловая волна еще не дошла до центра частицы, $r^*(t) > 0$. Распределение локальной (с зависимостью от x как от параметра) температуры T_{loc} в частице согласно сказанному выше имеет вид

$$\frac{T_{loc}(r) - T_0}{T_s - T_0} = \begin{cases} 0, & \text{если } r < r^*, \\ [(r - r^*) / (R - r^*)]^2, & \text{если } r > r^*. \end{cases} \quad (\text{I})$$

Тогда для средней по частице температуры T_p выполняется соотношение

$$\begin{aligned} \frac{T_p - T_0}{T_s - T_0} &= \frac{1}{(4/3)\pi R^3} \int_{r^*}^R 4\pi r^2 \left(\frac{r - r^*}{R - r^*}\right)^2 dr = \\ &= \frac{w}{10}(w^2 - 5w + 10), \quad w = 1 - \frac{r^*}{R}. \end{aligned} \quad (\text{II})$$

Тепловой баланс частицы имеет вид

$$\frac{4}{3}\pi R^3 c \rho_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = 4\pi R^2 \lambda_p \left(\frac{\partial T_{loc}}{\partial r}\right)_{r=R}. \quad (\text{III})$$

Результаты «точного» и приближенного решений задачи о прогреве сферы

τ	T_s , К		T_p , К	
	точное	приближенное	точное	приближенное
Bi = 0,5				
0	300	300	300	300
0,25	728,49	725,92	648,93	648,51
0,50	950,87	949,43	894,03	894,37
2,00	1428,4	1428,7	1421,0	1421,6
Bi = 0,05				
0	300	300	300	300
2,5	679,93	680,22	672,21	672,02
5,0	934,27	934,35	928,94	928,69
20,0	1439,0	1439,0	1438,4	1438,3
Bi = 0,005				
0	300	300	300	300
25	675,25	674,94	675,58	674,75
50	932,95	933,04	932,73	932,47
200	1440,1	1440,0	1440,1	1440,0
Bi = 0,0005				
0	300	300	300	300
250	674,79	675,11	675,22	675,03
500	932,82	932,91	933,12	932,85
2000	1440,2	1440,1	1440,2	1440,1

Из (I) получаем

$$\left(\frac{\partial T_{loc}}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{2}{Rw}(T_s - T_0). \quad (IV)$$

Из (III), (IV) находим

$$T_s - T_0 = w \frac{R^2 c \rho_p}{6 \lambda_p} \frac{\partial T_p}{\partial t}. \quad (V)$$

С помощью (II) можно представить уравнение (V) в виде

$$T_s - T_p = \left[1 - \frac{w}{10}(w^2 - 5w + 10)\right] w \frac{d\rho_p c}{4\lambda_p S} \frac{\partial T_p}{\partial t}. \quad (VI)$$

(б) Тепловая волна дошла до центра частицы, $r^*(t) = 0$. Распределение температуры T_{loc} имеет вид

$$\frac{T_{loc}(r) - T_{loc}(0)}{T_s - T_{loc}(0)} = \left(\frac{r}{R}\right)^2. \quad (VII)$$

Приводимые ниже соотношения аналогичны (II)–(VI). Для средней по частице температуры T_p выполняется соотношение

$$\frac{T_p - T_{loc}(0)}{T_s - T_{loc}(0)} = \frac{1}{(4/3)\pi R^3} \int_0^R 4\pi r^2 \left(\frac{r}{R}\right)^2 dr = \frac{6}{10}. \quad (VIII)$$

Тепловой баланс частицы имеет вид (III), где согласно (VII)

$$\left(\frac{\partial T_{loc}}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{2}{R}(T_s - T_{loc}(0)). \quad (IX)$$

Из (III), (IV) имеем

$$T_s - T_{loc}(0) = \frac{R^2 c \rho_p}{6 \lambda_p} \frac{\partial T_p}{\partial t}. \quad (X)$$

Из (VIII), (X) следует

$$T_s - T_p = \frac{d\rho_p c}{10\lambda_p S} \frac{\partial T_p}{\partial t}, \quad (\text{XI})$$

что совпадает с (VI) при $w = 1$. Таким образом, определяющее температуру поверхности частиц соотношение (VI) пригодно на обоих этапах нагрева частицы, если значение w , определяемое на первом этапе из соотношения (II), после достижения $w = 1$ (т. е. конца первого этапа нагрева) полагается далее постоянным и равным единице.

Предлагаемая аппроксимация (фактически метод Швеца) может оказаться неэффективной при немонотонном характере зависимости теплового потока в частицу от времени.

Для оценки погрешности при монотонном характере этой зависимости применим описанное выше приближение к задаче о нагреве сферы при $\alpha = \text{const}$, $T_g = \text{const}$. Используем обозначения

$$(T_{loc} - T_0)/(T_g - T_0) = \vartheta, \quad r/R = \xi, \quad \alpha R/\lambda_p = \text{Bi},$$

$$\lambda_p/c\rho_p = \varkappa, \quad \varkappa t/R^2 = \tau.$$

Тогда постановка задачи для приближенного решения имеет вид

$$\frac{1}{6} \frac{d\vartheta_p}{d\tau} = \frac{\text{Bi}}{2} (1 - \vartheta_s) = \frac{\vartheta_s - \vartheta_p}{w \left[1 - \frac{w}{10} (w^2 - 5w + 10) \right]},$$

$$w = w \left(\frac{\vartheta_p}{\vartheta_s} \right), \quad (\text{XII})$$

$$w = \begin{cases} \text{если } (\vartheta_p/\vartheta_s) < 0,6, \\ \quad \text{то корень уравнения} \\ (w^2 - 5w + 10)w/10 = \vartheta_p/\vartheta_s, \\ \text{если } (\vartheta_p/\vartheta_s) > 0,6, \quad \text{то } 1, \end{cases} \quad (\text{XIII})$$

$t = 0$, $\vartheta_p = \vartheta_s = 0$. Постановка краевой задачи для «точного» решения (численным счетом) имеет вид

$$\frac{\partial(\xi\vartheta)}{\partial\tau} = \frac{\partial^2(\xi\vartheta)}{\partial\xi^2}, \quad \tau = 0, \quad \xi\vartheta = 0; \quad \xi = 0, \quad \xi\vartheta = 0;$$

$$\xi = 1, \quad \frac{\partial(\xi\vartheta)}{\partial\xi} = \text{Bi} + \xi\vartheta(1 - \text{Bi}). \quad (\text{XIV})$$

Счет проводился при $T_0 = 300$ К, $T_g = 1500$ К. Результаты решений представлены в таблице.

Использованное в этом приложении предположение о сферической симметрии распределения локальной температуры T_{loc} справедливо пока размер d частиц меньше расстояния, на котором уже заметно изменяется осредненная по частицам температура T_p .

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А. П., Звиненко К. И. Горение пиротехнических смесей в условиях теплообмена с газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 56–60.
2. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Серебряков Ю. Ю. и др. Конвективный режим фильтрационного горения энергетических материалов в спутном потоке собственных продуктов сгорания // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 5. С. 55–65.
3. Гольдштиг М. А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.

Поступила в редакцию 13/1 2003 г.