

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДЯЩЕГО ЭЛЕМЕНТА НА БЕЗГАЗОВОЕ ГОРЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ В НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

В. Г. Прокофьев, А. В. Писклов, В. К. Смоляков

Томский государственный университет, 634050 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

Рассмотрено влияние теплопроводящего элемента на воспламенение и горение цилиндрического слоя безгазовой смеси с неадиабатической боковой поверхностью. Показано, что введение элемента с высокой теплопроводностью позволяет расширить область воспламенения безгазового состава накаленной поверхностью и увеличить скорость горения в условиях внешнего теплоотвода.

Ключевые слова: функциональные градиентные материалы, безгазовое горение, теплопроводящий элемент, нестационарные режимы, теплопотери.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных способов повышения скорости горения конденсированной системы является использование теплопроводящих элементов (ТЭ), выполняемых из металлов с высокими теплопроводящими свойствами. Введением в смесевую композицию или пиротехнический состав ТЭ в виде металлической проволоки можно увеличить скорость горения в 2–3 раза [1]. Повышение скорости горения связано либо с увеличением площади горячей поверхности топлива, например, в результате механического разрушения образца [2], либо с увеличением эффективной теплопроводности системы [3]. Тепло на нагрев ТЭ поступает от продуктов горения конденсированной системы в газовой фазе. Другим направлением применения ТЭ является синтез функционально-градиентных материалов (ФГМ) в режиме горения, для которого используются, как правило, безгазовые составы. За счет неравномерного распределения компонентов реагирующей смеси создается материал с заданными физико-химическими свойствами, конструктивным внутренним элементом которого является ТЭ. В практике получения ФГМ используются составы с непрерывным неоднородным распределением компонентов без макроскопических границ между слоями. Тепло на нагрев ТЭ или низкокалорийных слоев при горении слоевых СВС-композиций в отличие от горения

пиротехнических составов поступает от конденсированных продуктов реакции.

Численное исследование твердопламенного горения однородного цилиндрического образца в трехмерной постановке, выполненное авторами [4–6], показывает многообразие нестационарных режимов горения как в адиабатических, так и в неадиабатических условиях. Структура волны горения цилиндрического образца металлотермитного состава, заключенного в цилиндрическую оболочку из материала с теплоизоляционными свойствами, в двумерной постановке изучалась в [7, 8]. Теоретическое исследование одномерного распространения фронта в неоднородной среде, содержащей инертный легкоплавкий компонент, применительно к проблеме синтеза ФГМ в режиме горения проведено в [9].

В данной работе рассматривается безгазовое горение комбинированного образца, состоящего из цилиндрического слоя реагирующего вещества с внешней неадиабатической границей и внутреннего сердечника, выполненного из инертного материала с высокими теплопроводящими свойствами. Учитывая высокую теплопроводность сердечника, будем пренебрегать влиянием окружающей составляющей теплопередачи на распространение волны горения по сравнению с продольной и радиальной.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается горение цилиндрического слоя безгазового состава с внутренним теплопроводящим элементом в виде коаксиально-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-08-01396а).

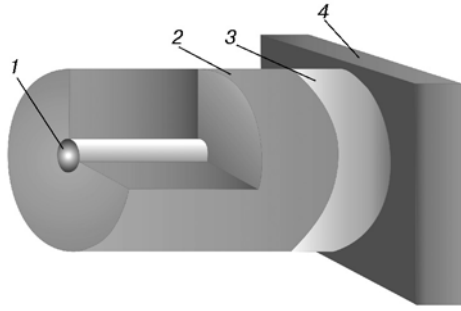


Рис. 1. Образец и схема организации горения:
1 — ТЭ, 2 — исходное реагирующее вещество, 3 — конденсированные продукты реакции, 4 — накалившая поверхность

го цилиндра. Внутренний радиус реакционного слоя и радиус сердечника совпадают. Зажигание осуществлялось накаливающей поверхностью с торцевой поверхности цилиндра в двух вариантах: 1) контакт накаливающей поверхности с реагирующим веществом при теплоизоляции торца сердечника; 2) одновременный нагрев реагирующего вещества и сердечника. Иницирование горения посредством контакта накаливающей поверхности только с сердечником происходит с большим индукционным периодом, поэтому такой способ зажигания не рассматривался. Противоположная торцевая поверхность полагалась теплоизолированной. На боковой поверхности цилиндра задавались условия теплообмена с окружающей средой. Для синтеза ФГМ характерно непрерывное изменение компонентов смеси, которое определяет непрерывное или кусочно-непрерывное распределение теплофизических констант в образце. На рис. 1 представлена структура образца и схема организации горения.

Математическая модель в двумерной осесимметричной постановке включает следующие уравнения, записанные в безразмерном виде:

уравнение теплопроводности

$$c(\xi) \frac{\partial \theta_i}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda(\xi) \xi \frac{\partial \theta_i}{\partial \xi} \right) + \lambda(\xi) \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial z^2} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau} e(\xi - \xi_0); \quad (1)$$

уравнение химической кинетики в области $\xi_0 < \xi \leq R$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma(1 - \eta) \exp \frac{\theta_2}{1 + \beta \theta_2}; \quad (2)$$

распределение теплофизических констант

$$\begin{aligned} \lambda(\xi) &= \Lambda e(\xi_0 - \xi) + e(\xi - \xi_0), \\ c(\xi) &= \Omega e(\xi_0 - \xi) + e(\xi - \xi_0), \end{aligned} \quad (3)$$

$$e(\xi - \xi_0) = \begin{cases} 1, & \xi > \xi_0, \\ 0, & \xi < \xi_0. \end{cases}$$

Краевые условия:

$$\tau \leq \tau_{ign}: \begin{cases} \theta_2(0, \xi, \tau) = 0, \\ \frac{\partial \theta_1(0, \xi, \tau)}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

или $\theta_i(0, \xi, \tau) = 0,$

$$\tau > \tau_{ign}: \frac{\partial \theta_i(0, \xi, \tau)}{\partial z} = 0,$$

$$\xi = \xi_0: \theta_1 = \theta_2, \quad \Lambda \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_i(L, \xi, \tau)}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta_2(z, R, \tau)}{\partial \xi} + \alpha_t [\theta_2(z, R, \tau) - \theta_0] = 0,$$

$$\theta_i(z, \xi, 0) = \theta_0, \quad \eta(z, \xi, 0) = 0. \quad (7)$$

Здесь индекс $i = 1$ относится к инертному материалу ТЭ, $i = 2$ — к реагирующему веществу. Введены следующие переменные и параметры, традиционные для задач горения:

$$\gamma = \frac{c_2 R_g T_*^2}{Q E}, \quad \beta = \frac{R_g T_*}{E},$$

$$\theta = \frac{(T - T_*) E}{R_g T_*^2}, \quad \theta_0 = \frac{(T_0 - T_*) E}{R_g T_*^2},$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad \Omega = \frac{c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2}, \quad \xi = \frac{r}{r_*}, \quad \xi_0 = \frac{r_0}{r_*},$$

$$r_* = \sqrt{\frac{\lambda_2 t_*}{c_2 \rho_2}}, \quad t_* = \frac{c_2 R_g T_*^2}{Q E k_0} \exp \frac{E}{R_g T_*},$$

$$\alpha_t = \frac{\alpha r_*}{\lambda_2}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*},$$

$$R = \frac{R_0}{r_*}, \quad L = \frac{l}{r_*}, \quad z = \frac{x}{r_*}.$$

Здесь ρ — плотность; c — теплоемкость; λ — теплопроводность; R_0, r_0 — размерные радиусы образца и теплопроводящего элемента; l — размерная длина образца; σ — отношение радиуса теплопроводящего элемента к радиусу образца; R_g — универсальная газовая постоянная; Q, E, k_0 — тепловой эффект реакции, энергия активации, предэкспонент; α, α_t — размерный и безразмерный коэффициент теплообмена; t_{ign}, τ_{ign} — размерное и безразмерное время действия нагревателя; θ, θ_0 — безразмерные температуры, локальная и начальная; η — глубина превращения; t_*, x_* — масштабы времени и координаты; τ, ξ, z — безразмерные время, радиальная и продольная координаты; β, γ — безразмерные параметры; Ω, Λ — отношения теплофизических констант; $e(\xi - \xi_0)$ — единичная функция. Масштабная температура равна

$$T_* = T_0 + \frac{Q}{c_2} - \frac{1}{2} \frac{R_g T_*^2}{E}.$$

Безразмерные параметры, характеризующие размеры цилиндрического образца: L — длина образующей цилиндра; R — внешний радиус цилиндра; ξ_0 — радиус ТЭ и внутренний радиус цилиндрического слоя реагирующего вещества.

Численное решение системы уравнений получено методом покоординатного расщепления с использованием неявной схемы. Граница инертной и реагирующей сред располагалась между узлами расчетной сетки. Для аппроксимации тепловых потоков использовались центральные разности. Расчеты выполнены на равномерной сетке с шагом по времени 0.05 и 0.2 по пространству. Аппроксимационная сходимость проверялась сгущением узлов расчетной сетки. Погрешность при вычислении времени сгорания слоя не превышала 1 %. Значения теплофизических параметров $\Lambda = 38$ и $\Omega = 1.8$ соответствовали следующим материалам: Cu — теплопроводящий элемент, Nb + 2В — реагирующее вещество. Следует отметить, что адиабатическая температура горения смеси Nb + 2В достигает 2300 К [10]. Инертный материал сердечника при такой температуре находится в расплавленном состоянии. Образование и растекание расплава по исходной шихте в рамках настоящей гомогенной модели не учитываются. Время контакта образца с накаливаемой поверхностью принималось равным $\tau_{ign} = 200$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Стационарный режим горения

Основной целью расчетов являлось определение времени полного сгорания реакционно-го слоя τ_b . Полученные значения τ_b сравнивали с временем τ_b^0 полного сгорания однородного цилиндрического образца ($\xi_0 = 0$). Положение фронта горения определяли по расчетным точкам с глубиной превращения, равной 0.9. Фронт горения искривлен, причем наиболее сильное искривление наблюдается вблизи сердечника. В зависимости от уровня внешнего теплоотвода и соотношения размеров сердечника и реакционного слоя возможны два варианта развития волны горения: полное сгорание реакционного слоя и срыв горения на некотором расстоянии от нагретой стенки. В области значений параметров, соответствующих одномерной стационарной волне горения [11], реализуется стационарный (за исключением стадий зажигания и догорания образца) режим горения (рис. 2). На стадии зажигания до момента отключения нагретой стенки (полный контакт торцевой поверхности со стенкой) поверхность горения имеет слабо выраженную коническую форму, что является следствием более высокой теплопроводности сердечника. После отключения внешнего нагрева поверхность горения выравнивается. Происходит торможение фронта горения вдоль поверхности сердечника. С момента зажигания устанавливается стационар-

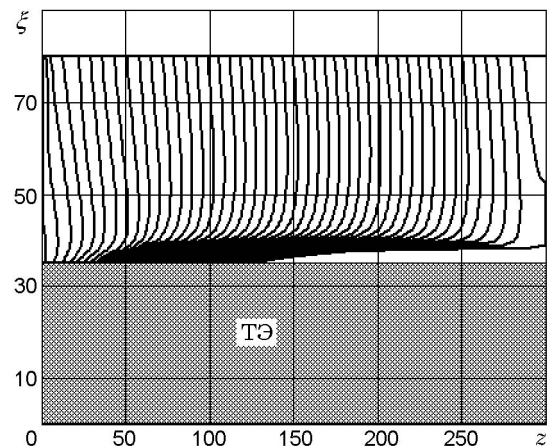


Рис. 2. Стационарный режим горения. Зажигание при полном контакте накаливаемой поверхности с образцом. Положения фронта горения в различные моменты времени ($\Delta\tau = 30$):

$$\theta_0 = -6, \beta = 0.1, \alpha_t = 0.02, R = 80, \xi_0 = 35, L = 300$$

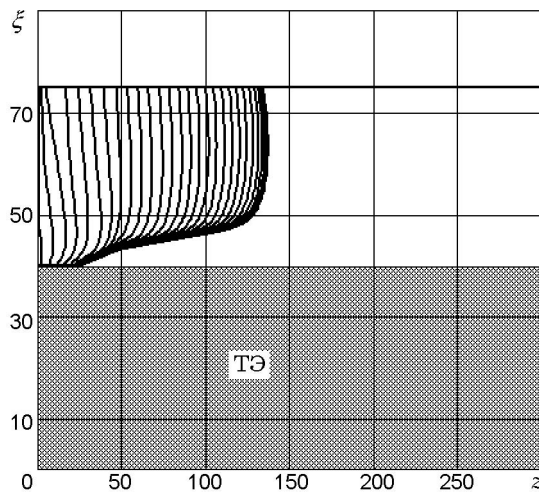


Рис. 3. Срыв горения. Зажигание при полном контакте накаливаемой поверхности с образцом. Положения фронта горения в различные моменты времени ($\Delta\tau = 30$):

$$\theta_0 = -6, \beta = 0.1, \alpha_t = 0.02, R = 75, \xi_0 = 40, L = 300$$

ный режим горения, когда скорость горения и температура во всех точках фронта слабо меняются со временем. Существование такого режима горения возможно только до определенного значения отношения размеров реакционного слоя и сердечника $\sigma = \xi_0/R$ и коэффициента теплообмена α_t . Увеличение радиуса ξ_0 выше критического значения при сохранении R и α_t приводит к срыву горения. Движение волны горения в продольном направлении сопровождается увеличением объема непрореагировавшего вещества вблизи сердечника. Фронтальная поверхность перед срывом горения имеет коническую форму с вершиной на ТЭ и увеличивающимся радиусом основания (рис. 3). Минимальная скорость горения перед срывом отличается от скорости горения однородного образца в адиабатических условиях примерно в 1.4 раза, что соответствует аналитическим выводам работы [12] для пламени в газе.

Зависимость времени горения реакционного слоя от радиуса сердечника имеет немонотонный характер (рис. 4, кривая 1). Время сгорания слоя при соотношении радиусов $\sigma \approx 0.3$ на 10 % меньше, чем время горения однородного цилиндрического образца. С относительным увеличением теплопроводящих свойств материала сердечника эффективность его возрастает. Вариант зажигания при теплоизоляции ТЭ и накаливаемой поверхности менее эффективен (рис. 4, кривая 3), чем при зажигании с полным контактом торцевой поверхности образца

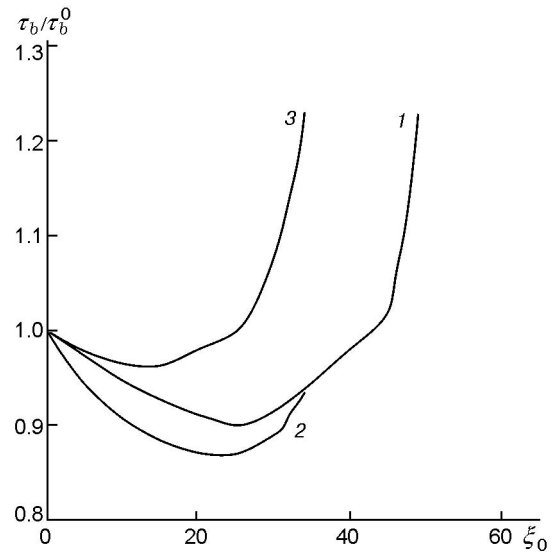


Рис. 4. Зависимость времени горения образца от радиуса ТЭ:

$R = 80, \beta = 0.1, \alpha_t = 0.02, L = 300$; 1 — $\theta_0 = -6$, 2 — $\theta_0 = -7$ (зажигание при полном контакте накаливаемой поверхности с образцом), 3 — $\theta_0 = -6$ (контакт накаливаемой поверхности только с реагирующим веществом)

со стенкой. В период нагрева от стенки в ТЭ тепла поступает больше (за счет более высокой теплопроводности), чем в аналогичный объем реакционного слоя, что на начальном этапе способствует развитию волны горения. Однако в процессе распространения волны горения по образцу сердечник из источника тепла становится стоком. Значение $\sigma \approx 0.6$ является критическим, при больших значениях полное сгорание реакционного слоя для данного набора параметров становится невозможным. Уменьшение коэффициента теплоотдачи α_t расширяет пределы горения по σ .

Нестационарный режим горения

Снижение начальной температуры θ_0 переводит режим горения в нестационарный. Характерное изменение поля температуры в осевом сечении для пульсирующего режима горения представлено на рис. 5. Температура сердечника в поперечном сечении, проходящем через зону реакции, на три характерных интервала ниже максимальной температуры в очаге. В то же время в зоне прогрета температура инертного материала в среднем на 1.5 интервала выше температуры реагирующего вещества, что определяет сильное искривление

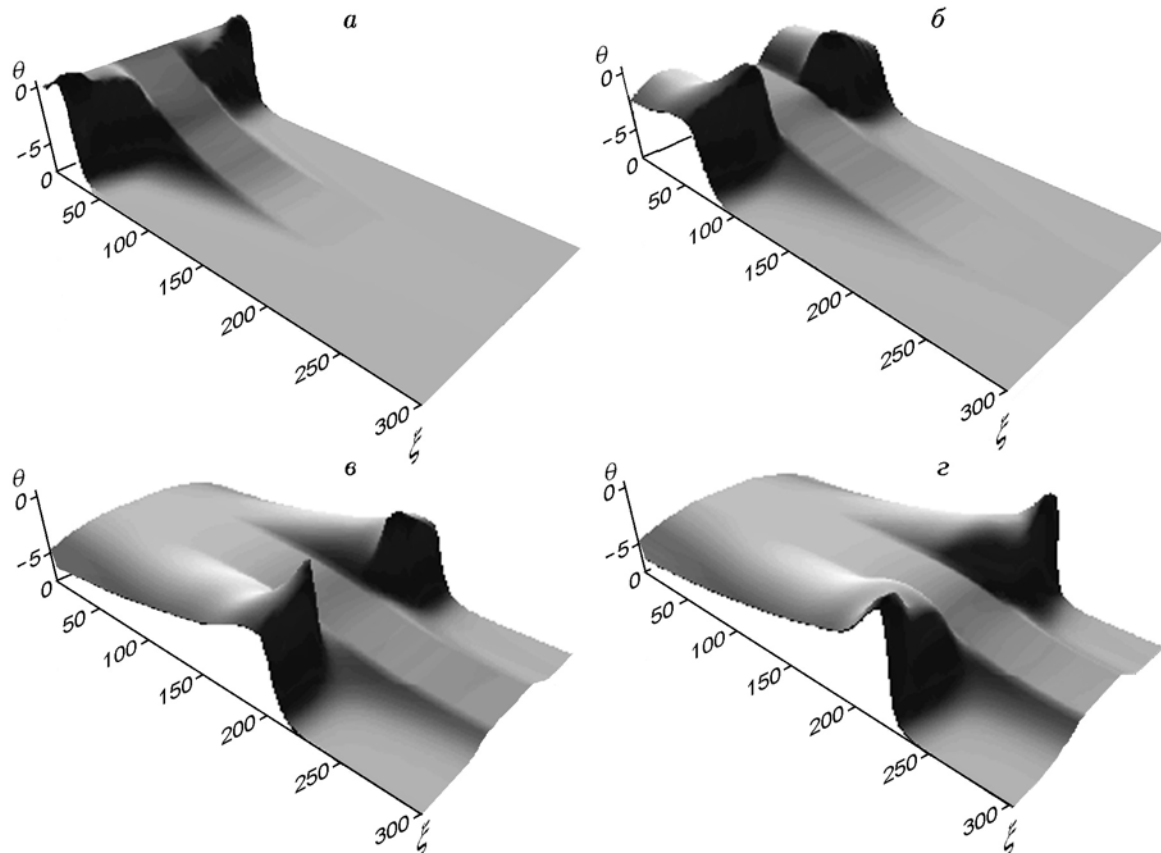


Рис. 5. Распределения температуры в осевом сечении образца. Зажигание при полном контакте накаливаемой поверхности с образцом:

$\theta_0 = -7.5$, $\beta = 0.1$, $\alpha_t = 0.02$, $R = 80$, $\xi_0 = 25$, $L = 300$; $\tau = 200$ (а), 540 (б), 1481.3 (в), 1613.3 (г)

поверхности горения вблизи сердечника. Очаг горения от внешней поверхности образца движется, расширяясь к сердечнику, но не достигает его поверхности. Вблизи сердечника образуется несгоревший слой вещества (рис. 6). За стадией преимущественно радиального движения очага следует стадия депрессии с образованием прогретого слоя. Следующий захват очага в радиальном направлении происходит после выгорания участка внешнего поверхностного слоя реагирующего вещества. Образовавшийся на поверхности сердечника несгоревший слой реагирует также в пульсирующем режиме и полностью сгорает в заключительной фазе горения образца. Амплитуда колебаний продольной составляющей скорости горения вблизи сердечника вдвое выше, чем на боковой поверхности образца. Период колебаний сохраняется по ширине реакционного слоя. Аналогичное изменение амплитуды колебаний с изменением расстояния от инертной оболочки, но с удвоением периода описано в [7].

Характерно, что инициировать горение однородного образца без инертного ТЭ при смещении в область неустойчивости одномерного фронта и при сохранении уровня теплотерьер не удается даже при многократном увеличении времени контакта с нагретой стенкой. Введение сердечника достаточно малого радиуса ξ_0 также не позволяет организовать устойчивое распространение волны горения при фиксированном времени контакта со стенкой, являясь, по существу, задачей на критические условия зажигания. Инициировать горение всего реагирующего вещества при $\tau_{ign} = 200$ и $\theta_0 = -7.5$ удается сердечниками размера $\xi_0 \geq 22$. Увеличение ξ_0 приводит к росту начальной скорости горения за счет накопленного сердечником тепла, но при этом возрастает толщина несгоревшего слоя на поверхности инертного элемента. Дальнейшее распространение волны горения сопровождается снижением продольной составляющей скорости горения вследствие внешне- и внутреннего теплообмена до срыва горе-

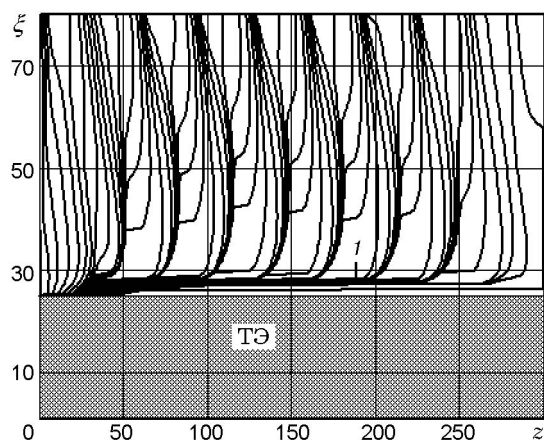


Рис. 6. Пульсирующий режим горения. Зажигание при полном контакте накаливаемой поверхности с образцом. Положения фронта горения в различные моменты времени ($\Delta\tau = 30$):

$\theta_0 = -7.5$, $\beta = 0.1$, $\alpha_t = 0.02$, $R = 80$, $\xi_0 = 25$, $L = 300$;
1 — несгоревший слой

ния. Срыв горения наступает, как и в одномерном случае, на стадии депрессии. Полное превращение реакционного слоя можно получить, применяя сердечник радиусом $22 \leq \xi_0 \leq 27$. Нижняя граница вышеуказанного промежутка значений ξ_0 зависит от τ_{ign} и L . С увеличением времени контакта со стенкой область устойчивого зажигания расширяется. Увеличение L при фиксированном времени контакта со стенкой, наоборот, приводит к уменьшению средней температуры инертного стержня, и толщина слоя несгоревшего вещества на его поверхности возрастает. Эффективность использования ТЭ [3] в процессе безгазового горения со снижением начальной температуры θ_0 возрастает (см. рис. 4). Горение цилиндрического слоя реагирующего вещества при сохранении коэффициента теплообмена α_t в полном объеме становится невозможным при дальнейшем снижении θ_0 .

ВЫВОДЫ

1. Введение теплопроводящего элемента в безгазовый состав в рассматриваемом диапазоне изменения параметров не приводит к существенному увеличению скорости горения, наблюдаемому для модельных пиротехнических составов.

2. При наличии теплопотерь теплопроводящий элемент способствует «запуску» синтеза в цилиндрическом слое реагирующего вещества.

3. При увеличении радиуса теплопроводящего элемента на его поверхности возможно образование слоя несгоревшего вещества.

4. Существует оптимальное значение диаметра теплопроводящего элемента, при котором средняя скорость горения образца безгазового состава максимальна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н. Н., Лобанов И. Н. Влияние теплопроводящих элементов на скорость горения // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 3. С. 501–506.
2. Архипов В. А., Абушаев А. К., Трофимов В. Ф. Горение конденсированных веществ, армированных элементами с эффектом памяти формы // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 59–64.
3. Бахман Н. Н., Лобанов И. Н. Влияние диаметра теплопроводящих элементов на их эффективность при горении конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 46–50.
4. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерное моделирование твердопламенного хаоса // Докл. АН. 2001. Т. 381, № 2. С. 210–213.
5. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов безгазового горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 47–54.
6. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерные нестационарные режимы твердопламенного горения в неадиабатических условиях // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 3. С. 67–76.
7. Копелиович Б. Л. О горении безгазовой смеси в узком цилиндрическом канале // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 32–36.
8. Копелиович Б. Л. О возникновении очагов во фронте безгазового горения под влиянием потерь тепла // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 6. С. 45–51.
9. Smolyakov V. K., Prokofiev V. G. The theory of self-propagating high-temperature synthesis of functionally gradient materials // Intern. J. of SHS. 2003. V. 12, N 1. P. 1–9.
10. Мержанов А. Г. Твердопламенное горение. Черноголовка: Изд-во ИСМАН, 2000.
11. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 19–28.
12. Зельдович Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11, вып. 1. С. 159–168.

Поступила в редакцию 2/XI 2005 г.,
в окончательном варианте — 24/V 2006 г.