

УДК 536.46

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ВОЛНЫ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР

Р. М. Габбасов¹, В. Д. Китлер¹, В. Г. Прокофьев^{1,2}, А. М. Шульпеков¹

¹Томский научный центр СО РАН, 634021 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

²Томский государственный университет, 634055 Томск

Экспериментально и расчетно-теоретически рассмотрены особенности распространения волны высокотемпературного синтеза через воздушный зазор. Использовались образцы цилиндрической формы, выполненные из шихты различного состава. Найдены критические значения ширины воздушного зазора, при которых еще возможен переход волны горения от одного образца к другому. В зависимости от параметров реагирующей смеси на основе построенной математической модели рассчитан эффективный коэффициент излучения с торцевой поверхности горящего образца, согласованный с экспериментальными данными.

Ключевые слова: СВС, излучение, волна горения, критические условия перехода волны горения.

DOI 10.15372/FGV2024.9457

EDN NWASIO

ВВЕДЕНИЕ

В [1] экспериментально исследован процесс распространения волны безгазового горения в модельной гетерогенной среде. Исследуемые образцы представляли собой систему в виде соосных дисков одного диаметра, выполненных из безгазовой смеси $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ и разделенных газовыми зазорами. Эксперименты выполнялись в инертной среде — аргон или гелий. Критические значения ширины зазора, минимально необходимые для распространения волны горения от диска к диску, в зависимости от толщины и диаметра дисков, а также от дисперсности порошковых компонентов смеси лежат в диапазоне $0.3 \div 1.4$ мм. Горение системы дисков проходило в эстафетном режиме: последующий диск воспламенялся только после сгорания предыдущего. Теоретическое исследование перехода волны безгазового горения через газовую прослойку под действием кондуктивной и радиационной составляющих теплового потока в адиабатических условиях проведено в [2, 3]. Для описания и расчета интенсивности излучения на основе диффузионного подхода применено приближение вперед-назад [4]. При решении задачи в безразмерных переменных установлена смена режимов горения структурированной гетерогенной системы [2] и рассчитано время задержки зажигания (время преодоления волной горения газового промежутка) [3] в зависимости от ширины зазора. Замечено наличие сверхадиабатических температур, существенно превышающих характерную температуру горения образца, на границах контакта конденсированного вещества с газом. Однако осталась неопределенной критическая толщина газового зазора, найденная, например, в экспериментах [1]. Особенности влияния излучения на режимы горения и глубину превращения при распространении волны горения в модельной гетерогенной системе с использованием закона Стефана — Больцмана приближенно рассмотрены в [5]. Лучистый перенос тепла в процессе самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) и его влияние на структуру

волны горения для высокопористой среды изучались в [6]. Исследована роль лучистого и кондуктивного переноса тепла в разных зонах волны горения смеси $\text{Ni} + \text{Al}$ с высокой пористостью. Получены оценочные значения коэффициента излучательной способности алюминиды никеля. В [7] выполнено математическое моделирование синтеза в режиме горения силицида титана Ti_5Si_3 с детальной схемой химических реакций и радиационно-конвективным теплообменом с окружающей средой. В [8] решена задача о зажигании твердого вещества через отслаивающуюся преграду, где неидеальность теплового контакта была обусловлена образованием газового зазора между тонким инертным слоем и реакционноспособным веществом.

ЭКСПЕРИМЕНТ: МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования проводили на примере систем $\text{Ni}-\text{Al}$ и $\text{Ti}-\text{Si}$. Для приготовления реакционных смесей использовали порошки алюминия АСД-6 (размер частиц $d < 10$ мкм), никеля УТ4 ($d < 15$ мкм), титана ПТС ($d < 63$ мкм), кремния КР1 ($d < 63$ мкм). Порошки смешивали в шаровом смесителе. Полученные смеси сушили в вакуумном шкафу при температуре 200°C в течение 3 ч. Образцы готовили методом двухстороннего прессования в стальной пресс-форме в виде цилиндров диаметром 15 и 20 мм, относительной плотностью $0.47 \div 0.5$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Образцы 1 и 2 располагали между двумя фиксирующими металлическими пластинами 5. Для уменьшения потерь тепла между образцами и пластиной прокладывали слой теплоизолирующей высокотемпературной бумаги 6 (Unifrax 1600). Расстояние h между образцами 1 и 2 устанавливали с помощью шаблона заданной толщины из металлической пластины. Конечный размер уточняли по снимку с видеокамеры 9. Реакцию инициировали нагревом поджигающей таблетки 4 смеси $\text{Ti} + 30\% \text{ В}$ до воспламенения с помощью электрической спирали 3. Эксперименты выполняли в реакторе 7 в воздушной среде при атмосферном давлении.

Видеосъемку процесса горения проводили высокоскоростной видеокамерой 9 Motion ProX-3 (частота кадров 1000 с^{-1}) через окно из кварцевого стекла 8 в реакционной камере 7. Скорость распространения фронта волны горения и время задержки перехода волны горения от образца 1 к образцу 2 определяли по видеозаписи. Максимальную температуру горения измеряли с помощью вольфрам-рениевых термопар ВР5/ВР20 10, диаметр проволок 100 мкм. Термограммы записывали с помощью АЦП LA20USB 11 на персональный компьютер.

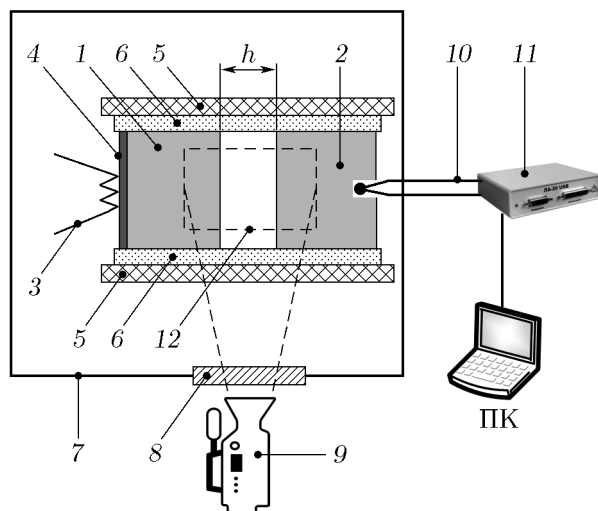


Рис. 1. Экспериментальная установка:

1 — образец 1, 2 — образец 2, 3 — поджигающая электрическая молибденовая спираль, 4 — поджигающая таблетка $\text{Ti}-\text{В}$, 5 — фиксирующие металлические пластины, 6 — теплоизолирующая высокотемпературная бумага, 7 — реакционная камера, 8 — кварцевое стекло, 9 — скоростная видеокамера, 10 — термопара, 11 — аналого-цифровой преобразователь, 12 — область визирования

Ширина воздушного зазора и время задержки перехода
волны горения от одного образца к другому

Смесь	h , мм	t_{ign} , с	U_r , мм/с	T_{max} , °C
Ni + 31.5 % Al	1.1	0.9	60	1 590
	1.5	8.2		
	1.7	10.4		
Ti + 26 % Si	1.5	1.0	18	1 950
	2.8	1.6		
	5.0	2.5		
	6.0	3.1		
	7.6	4.0		
	8.0	6.0		

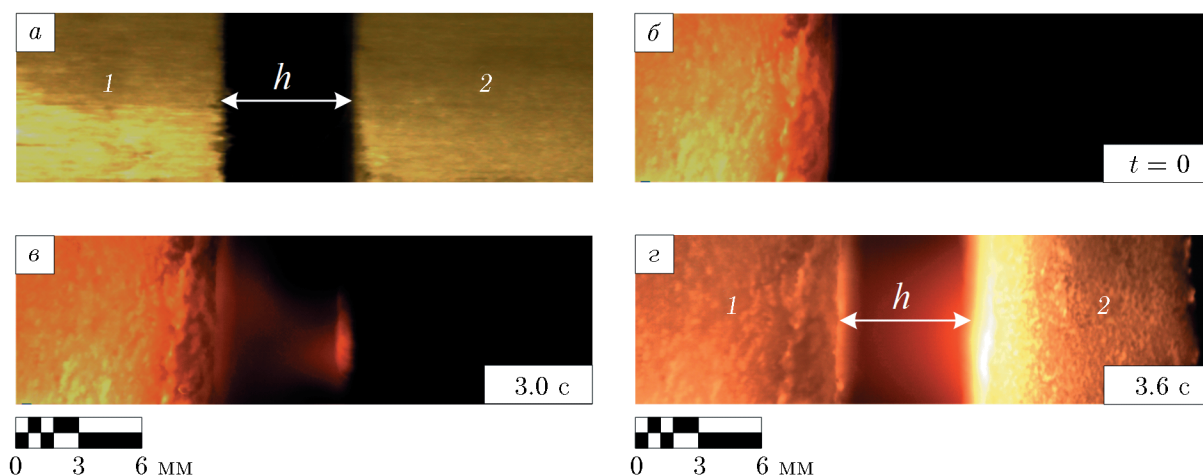


Рис. 2. Кадры видеосъемки:

a — исходные образцы 1 и 2; *б–г* — переход волны горения через газовую прослойку

Для изучения зависимости времени задержки зажигания второго образца от толщины воздушного зазора использовали порошковые смеси состава Ni + 31.5 % Al и Ti + 26 % Si. Значения ширины воздушного зазора и времени задержки перехода волны горения от одного образца к другому приведены в таблице. При ширине зазора $h = 1.8$ мм время задержки воспламенения системы Ni—Al составило 40 с (не включено в таблицу), так как второй образец реагировал в режиме теплового взрыва. С увеличением промежутка до 1.9 мм переход волны горения с воспламенением второго образца не происходил. В системе Ti—Si переход волны горения при $h = 8.6$ мм не регистрировался.

Видеокадры на рис. 2 детально иллюстрируют переход волны горения от образца 1 к образцу 2 из смеси Ti + 26 % Si. Заключительная фаза горения первого образца — выход волны горения на торцевую поверхность принимался за начало отсчета времени задержки зажигания (рис. 2, *б*). Через 3 с появлялся очаг горения на поверхности второго образца (рис. 2, *в*). Это время принимали за окончание времени задержки зажигания. Разницу между начальным и конечным временем определяли как период задержки зажигания t_{ign} . Далее волна горения устойчиво распространялась по второму образцу (рис. 2, *г*).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Математическая модель процесса перехода волны горения определяется следующими условиями. Имеются два образца цилиндрической формы радиуса r , расположенные соосно и разделенные газовым зазором шириной $h = L_2 - L_1$. Образцы сформированы из одной и той же порошковой смеси. Иницирование горения осуществляется при кратковременном контакте с накаливаемой поверхностью первого образца в плоскости $x = 0$. На цилиндрической поверхности образца происходит теплообмен по закону Ньютона с внешней средой с температурой T_0 . На торцевых поверхностях $x = L_2$ рассматривается радиационно-кондуктивный теплообмен и задаются сопряженные граничные условия с учетом эффективного излучения по закону Стефана — Больцмана. Предполагается, что интенсивность потока излучения постоянна на торцевых поверхностях образцов, что позволяет использовать одномерное приближение в математической модели. В [9] обоснована физико-математическая модель радиационного теплообмена через газовый промежуток с аналогичными граничными условиями. Конвективным переносом тепла в промежутке $L_1 < x < L_2$ будем пренебрегать. Схема организации процесса представлена на рис. 3.

Математическая модель включает в себя следующие уравнения ($i = 1, 2$):

уравнение теплопроводности реагирующей смеси

$$c\rho \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) - \frac{2\alpha}{r} (T_i - T_0) + Q\rho W(\eta_i, T_i) \quad (0 < x < L_1, L_2 < x < L), \quad (1)$$

уравнение теплопроводности в воздушном зазоре

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) \quad (L_1 < x < L_2), \quad (2)$$

уравнение химического превращения реагирующей смеси

$$\frac{d\eta_i}{dt} = W(\eta_i, T_i) \quad (0 < x < L_1, L_2 < x < L), \quad (3)$$

$$W(\eta_i, T_i) = \begin{cases} (1 - \eta_i) k_0 \exp(-E/RT_i), & T_i \geq T_k, \\ 0, & T_i < T_k. \end{cases}$$

Условия иницирования горения первого образца:

$$x = 0: \quad T_1(0, t) = T_w \quad (t < t_w), \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0 \quad (t > t_w). \quad (4)$$

Излучение поверхности пористого образца зависит от радиационных свойств отдельных частиц компонентов шихты и образующегося в процессе синтеза соединения, их распределения и размеров. В соответствии с законом Ламберта количество энергии, излучаемой торцевой поверхностью одного образца и поглощаемой торцевой поверхностью другого образца, пропорционально площади сечения каждого из образцов [10]. Излучение считается диффузным, не зависящим от спектрального состава. Угловой коэффициент пропорциональности в общем случае зависит от формы, геометрических размеров и взаимного

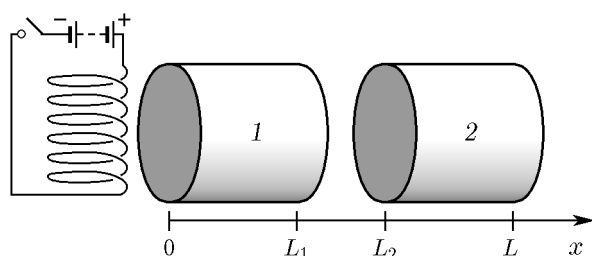


Рис. 3. Схема организации процесса перехода волны горения от одного образца к другому

расположения тел. Тогда граничные условия на границах воздушного промежутка можно записать в виде:

$$x = L_1: \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x} + \varepsilon_{red} \bar{\varphi}_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) = \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x}, \quad T_1 = T_g, \quad (5)$$

$$x = L_2: -\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} + \varepsilon_{red} \bar{\varphi}_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4), \quad T_g = T_2. \quad (6)$$

Граничные условия на торцевой поверхности $x = L$ второго образца:

$$x = L: \lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} - \alpha (T_0 - T_2) = 0. \quad (7)$$

Начальные условия:

$$t = 0: T_i = T_0, \quad \eta_i = 0. \quad (8)$$

Здесь L — суммарная длина образцов вместе с зазором; h — ширина газового зазора; r — радиус образцов; T_1, T_g, T_2 — текущая температура соответственно в первом образце, газовом зазоре и втором образце; T_0 — начальная температура; T_k — температура «обрезки» скорости химической реакции; T_w — температура нагретой поверхности; t — время; t_w — длительность теплового импульса внешнего источника; k_0, E — предэкспонент и энергия активации химической реакции; Q — тепловой эффект реакции; R — газовая постоянная; η_i — глубина превращения; i — номер образца; $\lambda, \lambda_g, \rho, \rho_g, c, c_g$ — теплопроводность, плотность и теплоемкость твердой и газовой фаз; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ε_{red} — приведенная степень черноты для результирующего радиационного потока; $\bar{\varphi}_{12}$ — средний угловой коэффициент излучения; W — скорость химической реакции. Для системы из двух соосных кругов радиуса r , расположенных на расстоянии h , угловой коэффициент равен [11] $\bar{\varphi}_{12} = \frac{1}{2} \left(h^2 + 2rh - \sqrt{h^4 + 4r^2h^2} \right) / h^2$.

Геометрические размеры образцов соответствовали экспериментальным данным: $L_1 = 2.45 \cdot 10^{-2}$ м, $L - L_2 = 1.26 \cdot 10^{-2}$ м, $r = 0.01$ м. Значения кинетических констант для смеси Ni + Al взяты из работы [12]: $E = 115$ кДж/моль, $\lambda = 9$ Вт/(м · К) [13], $Q = 935$ кДж/кг, $\rho = 3500$ кг/м³, $c = 598$ Дж/(кг · К), λ_g (воздух) = 0.026 Вт/(м · К), ρ_g (воздух) = 1.2 кг/м³, c_g (воздух) = 1 кДж/(кг · К). Коэффициент теплоотдачи от образца в окружающую среду $\alpha = 7.5$ Вт/(м² · К). Начальная температура $T_0 = 298$ К. В качестве температуры «обрезки» T_k принята температура появления жидкой фазы — температура плавления алюминия: $T_k = 900$ К [14]. В [15] температура «обрезки» была введена в закон реагирования смеси Co—Ti. Более общая схема изменения кинетического закона при переходе через температуру плавления при горении безгазовых систем рассматривалась в [16]. Температура нагретой поверхности равна температуре горения смеси Ni + Al: $T_w = 1863$ К. Длительность теплового импульса от внешнего источника равна $t_w = 0.25$ с. Численное решение задачи (1)–(8) получено методом прогонки с использованием неявной схемы со вторым порядком аппроксимации по пространственной координате и применением сквозного расчета по всему промежутку $0 < x < L$. Сходимость проверялась сгущением узлов равномерной расчетной сетки в сочетании с итерационной процедурой. Параметры численного интегрирования $\Delta h = 0.05$ мм и $\tau = 0.00005$ с обеспечивали устойчивость численных расчетов для выбранного диапазона значений параметров задачи. Значение предэкспоненциального множителя в законе Аррениуса $k_0 = 9 \cdot 10^6$ с⁻¹ подобрано таким образом, чтобы рассчитываемая средняя скорость горения смеси Ni + Al соответствовала экспериментальному значению 60 мм/с.

Другим параметром согласования математической модели с экспериментальными данными является приведенная степень черноты ε_{red} . Она подбиралась в ходе численных

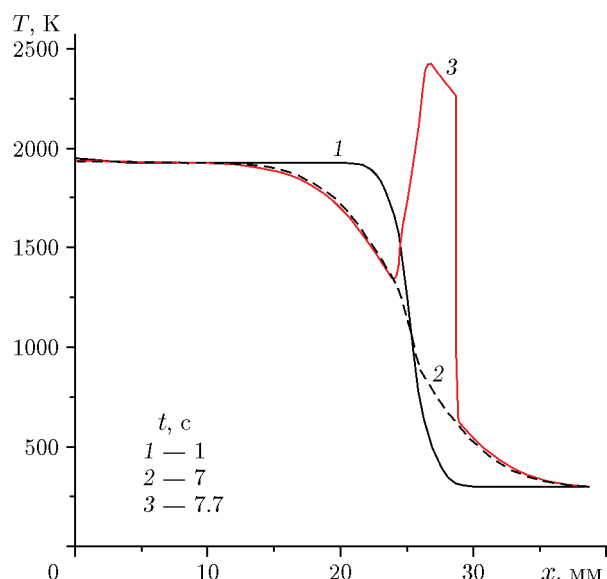


Рис. 4. Распределения температуры в системе Ni—Al

расчетов так, чтобы расчетное и экспериментальное значения t_{ign} при одном из значений ширины воздушного промежутка отличались не более чем на 6 %. При $h = 1.5$ мм получено значение $\varepsilon_{red} = 0.064$, принимаемое для дальнейших расчетов для смеси Ni + 31.5 % Al. Это значение ε_{red} следует рассматривать как эффективное, так как степень черноты металлов и тугоплавких соединений сильно зависит от температуры и топографии поверхности излучения [11]. Можно также оценить степень черноты ε отдельного образца. Согласно [10] $\varepsilon = 2\varepsilon_{red}/(1 + \varepsilon_{red}) = 0.12$. Для чистых литых металлов алюминия и никеля излучательная способность соответствует диапазону $\varepsilon = 0.025 \div 0.068$ при температуре 300 K; диапазону $\varepsilon = 0.054 \div 0.11$ при температуре 700 K [11]. В [6] получена оценка излучательной способности гетерогенной среды во внутренней структуре волны горения, распространяющейся по шихте Ni + 18 % Al пористостью 60 ÷ 68 %: $\varepsilon_{NiAl} = 0.264$. В [17, 18] для моделирования СВС в режиме горения системы Ni—Al приняты неоправданно высокие значения излучательной способности $\varepsilon = 0.9 \div 0.99$. Заметим, что критические условия зажигания, обусловленные кондуктивным теплообменом через воздушный зазор, при отсутствии потока излучения ($\varepsilon_{red} = 0$) в расчетах наблюдаются при $h = 0.08$ мм и далеки от результатов эксперимента.

Основной целью решения задачи (1)–(8) был расчет времени перехода (время задержки t_{ign}) волны горения через воздушный зазор в зависимости от его ширины h и критического значения этого промежутка h_{cr} , т. е. максимально возможного значения для успешного перехода волны горения от одного образца к другому. Расчет проводился до момента воспламенения второго образца, фиксируемого по моменту характерной «вспышки» — наличие максимума на профиле температуры $T_2(x)$. Время выхода фронта горения на торцевую поверхность $x = L_1$ (начало отсчета времени задержки t_{ign}) фиксировалось по достижению глубины превращения $\eta_1(L_1, t) = 0.5$.

На рис. 4 представлены распределения температуры в расчетной области в относительной близости от критических условий перехода волны горения от первого образца ко второму — $h = 1.5$ мм. После зажигания и горения первого образца ($t = 0.44$ с) температура его излучающей поверхности падает. К моменту зажигания второго образца ($t = 7.45$ с) температура в точке $x = L_1$ опускается до 1300 K. Максимум температуры в момент зажигания второго образца наблюдается на расстоянии примерно 0.5 мм от поверхности облучения. Увеличение ширины зазора до $h = 1.7$ мм приводит к задержке времени зажигания второго образца $t_{ign} = 19.75$ с (рис. 5, кривая 2). При ширине промежутка $h_{cr} = 1.8$ мм

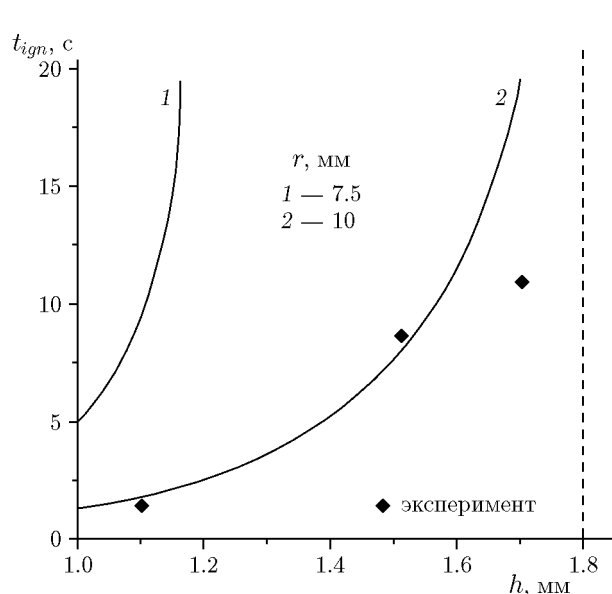


Рис. 5

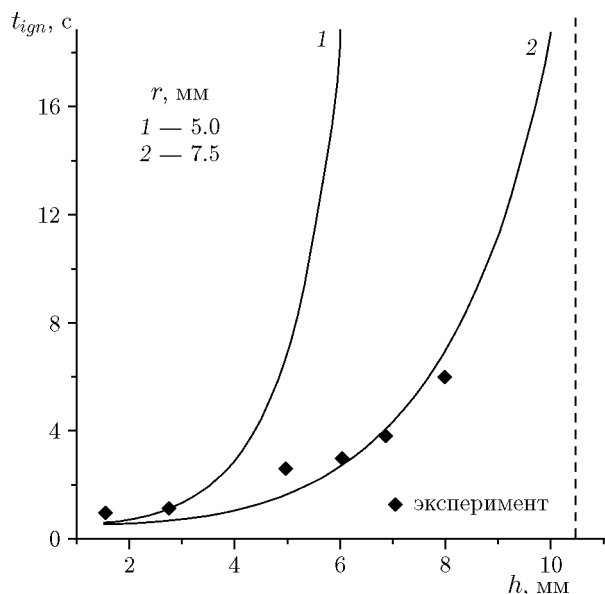


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость времени задержки зажигания второго образца из смеси Ni—Al от толщины воздушного зазора

Рис. 6. Зависимость времени задержки зажигания второго образца из смеси Ti—Si от толщины воздушного зазора

и принятых параметрах задачи не происходит перехода волны горения на второй образец (штриховая линия 2 на рис. 4). Оба образца остывают с течением времени.

Геометрические размеры образцов также могут влиять на критические условия перехода волны горения через воздушный зазор. Изменение длины первого образца в диапазоне $10 \leq L_1 \leq 25$ мм не влияет на критические условия перехода. Для первого образца в виде диска ($L_1 = 5$ мм, $r = 10$ мм) получено значение $h_{cr} = 1.42$ мм. Слабая зависимость критической толщины зазора от толщины дисков обнаружена и для системы Ti—Si в экспериментах [1]. Экспериментальное исследование критических условий перехода волны горения на образцах меньшего диаметра (≤ 15 мм) из смеси Ni + 31.5 % Al в данной работе не проводилось, но выполнено численное исследование задачи (1)–(8). Результаты иллюстрирует кривая 1 на рис. 4. Критическое значение толщины воздушного зазора для образца радиусом $r = 7.5$ мм равно 1.17 мм. В [19] изучались критические условия перехода волны горения в комбинированной системе NiAl/Cu/NiAl. Вместо воздушного зазора рассматривался слой меди с кондуктивным механизмом теплопередачи в системе. При толщине внутреннего инертного слоя больше 6 мм переход волны горения не происходил.

Как указано выше, другой исследуемой системой выбрана безгазовая смесь Ti + 26 % Si, для которой выполнено математическое моделирование перехода волны горения через воздушный зазор. Геометрические размеры соответствовали условиям эксперимента: $L_1 = 2.1 \cdot 10^{-2}$ м, $L - L_2 = 1.32 \cdot 10^{-2}$ м, $r = 0.0075$ м. Значения кинетических и теплофизических параметров [12]: $E = 125$ кДж/моль, $\lambda = 5$ Вт/(м · К), $Q = 830$ кДж/кг, $\rho = 4320$ кг/м³, $c = 430$ Дж/(кг · К). Значение предэкспоненциального множителя $k_0 = 1.2 \cdot 10^6$ с⁻¹ соответствует расчетной скорости горения смеси Ti + Si, равной 0.018 м/с. Рассчитанные зависимости задержки времени зажигания от ширины воздушного промежутка представлены на рис. 6. Согласование экспериментального и расчетного значений времени задержки зажигания, проведенное для промежутка $h = 6$ мм, дает величину

коэффициента излучения образца из силицида титана $\varepsilon_{red} = 0.45$. Более высокое значение ε_{red} в сравнении с интерметаллидом NiAl обусловлено относительно высокой для металлов степенью черноты технического титана $0.3 \div 0.49$ [11, 20, 21]. Рассчитанная при данном значении ε_{red} критическая толщина промежутка для образца диаметром 15 мм равна $h_{cr} = 10.5$ мм и для образца диаметром 10 мм — $h_{cr} = 6$ мм. Полученные критические значения толщины зазора больше, чем найденные в [1] при синтезе Ti_5Si_3 в режиме горения модельной многослойной композиции. Возможным объяснением расхождения является различие в схемах организации горения и размерах образцов, а также замена аргона на воздух.

ВЫВОДЫ

1. Определена динамика перехода и критическая толщина воздушного промежутка, максимально возможная для перехода волны безгазового горения от одного образца к другому, для систем Ni—Al и Ti—Si.

2. На основе радиационно-кондуктивного механизма теплопередачи построена математическая модель процесса перехода волны горения через газовый промежуток, учитывающая геометрические размеры образцов, теплофизические свойства среды и кинетические параметры реакции.

3. Результаты математического моделирования, согласованные с экспериментальными данными, позволяют вычислить эффективную степень черноты синтезируемых в режиме горения материалов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Томскому научному центру СО РАН (проект FWRP-2024-0009).

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором) // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 2. — С. 42–50. — EDN: ONVUUL.
2. Кришеник П. М., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Режимы фронтального превращения высокоэнергетических структурированных гетерогенных систем // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 51–61. — EDN: NXUFDZ.
3. Кришеник П. М., Костин С. В., Рогачев С. А. Устойчивость волны горения при переходе через границу раздела безгазовых систем // Хим. физика. — 2018. — Т. 37, № 8. — С. 52–58. — DOI: 10.1134/S0207401X18080101. — EDN: UWZKHU.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. — М.: Наука, 1966.
5. Филимонов И. А. Влияние передачи тепла излучением на распространение волны горения по модельной гетерогенной системе // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 3. — С. 69–76.
6. Евстигнеев В. В., Гуляев П. Ю., Иордан В. И., Калачёв А. В. Теоретические модели и экспериментальные методы исследования механизма формирования тепловой структуры в волне горения самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Ползуновский вестн. — 2005. — № 1. — С. 314–321. — EDN: PCFPQB.
7. Чумаков Ю. А., Князева А. Г., Прибытков Г. А. Влияние избытка титана в реакционной смеси Ti—Si на синтез композита в волне горения // Теор. основы хим. технологии. — 2021. — Т. 55, № 3. — С. 375–389. — DOI: 10.31857/S0040357121030040. — EDN: BKPUSL.

8. **Князева А. Г.** Зажигание твердого вещества через отслаивающуюся преграду // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 1. — С. 53–60. — EDN: ONVUOH.
9. **Семенов В. К., Иванова Н. Б., Вольман М. А., Беляков А. А.** Оценка влияния лучистого теплообмена на температурное поле микроячейки тепловыделяющего элемента водо-водяного ядерного реактора // Глобальная ядерная безопасность. — 2021. — № 3. — С. 52–61. — DOI: 10.26583/gns-2021-03-05. — EDN: XVBUVA.
10. **Михеев М. А., Михеева И. М.** Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1977.
11. **Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н.** Теплообмен излучением: справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. **Мержанов А. Г., Мукасян А. С.** Твердопламенное горение. — М.: Торус Пресс, 2007.
13. **Шиляев М. И., Борzych В. Э., Дорохов А. Р.** К вопросу о лазерном зажигании порошковых систем никель — алюминий // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 2. — С. 14–18.
14. **Габбасов Р. М., Китлер В. Д., Прокофьев В. Г., Шульпеков А. М.** Прохождение волны безгазового горения через перфорированную преграду // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 6. — С. 33–40. — DOI: 10.15372/FGV20220603. — EDN: KIIAVL.
15. **Габбасов Р. М., Китлер В. Д., Прокофьев В. Г., Шульпеков А. М.** Термически сопряженные СВС-процессы в слоевой системе (Ni + Al)/(Co + Ti)/(Ni + Al): экспериментальное и теоретическое исследование // Изв. вузов. Порошк. металлургия и функц. покрытия. — 2021. — Т. 15, № 4. — С. 20–29. — DOI: 10.17073/1997-308X-2021-4-20-29. — EDN: XAABZA.
16. **Прокофьев В. Г., Смоляков В. К.** Нестационарные режимы горения бинарной безгазовой смеси при зажигании накаливаемой стенкой // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 45–50. — EDN: NXUFDP.
17. **Gennari S., Maglia F., Anselmi-Tamburini U., Spinolo G.** Combustion modes and reaction paths of the self-sustained high-temperature synthesis of intermetallic compounds: A computer simulation study of the effect of exothermicity // J. Phys. Chem. B. — 2004. — V. 108, N 50. — P. 19550–19556. — DOI: 10.1021/jp046994n.
18. **Gennari S., Anselmi-Tamburini U., Maglia F., Spinolo G., Munir Z. A.** A new approach to the modeling of SHS reactions: Combustion synthesis of transition metal aluminides // Acta Materialia. — 2006. — V. 54, N 9. — P. 2343–2351. — DOI: 10.1016/j.actamat.2006.01.009.
19. **Gabbasov R. M., Kitler V. D., Prokof'ev V. G., Shulpekov A. M.** Layered NiAl/Cu/NiAl composite by SHS in a mode of frontal combustion // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth. — 2020. — V. 29, N 2. — P. 104–107. — DOI: 10.3103/S1061386220020053.
20. **Голубева И. Л., Сагадеев В. В.** Тепловое излучение твердых и жидких металлов // Вестн. технол. ун-та. — 2017. — Т. 20, № 2. — С. 31–32. — EDN: XVFSMZ.
21. **Шур Б. А., Пелецкий В. Э.** Излучательная способность иодидного и технического титана в диапазоне температур 1100–1900 К // Теплофизика высоких температур. — 1981. — Т. 19, № 6. — С. 1172–1177.

Поступила в редакцию 02.02.2024.

После доработки 20.02.2024.

Принята к публикации 21.02.2024.