

УДК 544.452:544.427

ИССЛЕДОВАНИЕ АККУМУЛЯЦИИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ЧЕРЕЗ КЛИНОВИДНУЮ ПРЕГРАДУ

П. М. Кришеник, С. В. Костин, С. А. Рогачёв

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН
142432 Черногловка, petr@ism.ac.ru

Выполнено расчетно-экспериментальное исследование перехода безгазовой волны горения через клинообразную инертную преграду. Исследовалась устойчивость переходного процесса горения к изменению теплофизических, геометрических параметров преграды и энергокинетических параметров химически активных слоев. Под областью устойчивого переходного процесса горения подразумевалась область параметров, при которых переход волны горения через границу контакта завершается выходом на установившийся режим ее распространения по поджигаемому составу. Исследована динамика переходного режима горения в околокритических условиях его существования.

Ключевые слова: переходные режимы горения, слоевые системы, устойчивость горения, срыв горения, теплопотери.

DOI 10.15372/FGV20210206

ВВЕДЕНИЕ

Теоретический и экспериментальный анализ переходных процессов горения на основе сопоставления «избытков энтальпий» ΔH (т. е. запасов тепла в зоне прогрева перед фронтом экзотермической реакции) для термитных составов проведен в работах [1, 2], для порохов и металлизированных гетерогенных составов — в [3, 4]. Показано, что если запаса тепла в зоне прогрева перед фронтом в воспламенительном слое недостаточно для зажигания волной горения следующего слоя, то для его инициирования может потребоваться формирование зоны прогрева с еще большим запасом тепла. Для зажигания следующего слоя необходимое дополнительное тепло может поступать от конденсированных продуктов горения воспламенителя уже после завершения его горения. При этом возможен значительный разброс временных характеристик горения, например, при внешних механических или тепловых воздействиях, что в некоторых случаях абсолютно неприемлемо.

Влияние теплопотерь на переходные режимы горения слоевых безгазовых систем изучались в [5, 6]. В [5] представлено приближенное аналитическое исследование режимов инициирования гетерогенных систем в предположении, что температура на границе их раздела к моменту полного выгорания воспламените-

ля — величина известная. В [6] получена оценка времени выхода на стационарный режим горения поджигаемой системы в зависимости от внешних потерь тепла.

В [7] проведено теоретическое исследование перехода одномерной волны горения безгазовых составов с различными теплофизическими и кинетическими параметрами в адиабатических условиях. Получены критерии, позволяющие оценить условия реализации устойчивого перехода волны горения через границу контакта.

В [8, 9] экспериментально и теоретически исследовалось влияние инертных преград на границе раздела химически активных безгазовых составов на устойчивость перехода волны горения. Проведен анализ влияния теплоотвода в окружающую среду на динамику переходного процесса и время задержки зажигания слоя за преградой. В [10] численно и с помощью приближенно-аналитических методов выполнено исследование зажигания волной горения безгазового слоя через газовый зазор. Изучена динамика перехода горения между слоями от теплофизических и кинетических характеристик слоев. В [11] получены критерии для оценки устойчивости переходных процессов горения для таких систем с учетом конкурирующих механизмов теплопереноса в газовом зазоре — кондуктивного и лучистого.

В [12] исследовано влияние перемещения

конденсированных продуктов горения при прохождении волны через инертную преграду. Обнаружено, что переход волны сопровождался изменением геометрической формы преграды. Влияние формы преграды на задержку зажигания слоя волной горения не исследовалось.

При анализе перехода волны горения между слоями, разделенными инертной преградой, целесообразно учитывать многомерные эффекты, которые могут определять характер инициирования, устойчивость перехода горения между слоями, формирование и распространение фронта за инертной преградой.

В данной работе представлен теоретический и экспериментальный анализ устойчивости перехода безгазовой волны горения между химически активными слоями, разделенными фигурной инертной преградой.

Цель работы:

исследование распространения волны горения по системе, состоящей из реагирующих слоев, разделенных инертной преградой клинообразной формы;

изучение с помощью двумерной математической модели и экспериментальными методами динамики перехода волны горения через фигурную преграду, формирование и распространение волны горения в поджигаемом слое;

исследование влияния геометрических характеристик элементов преграды и теплопотерь на переходные режимы горения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На рис. 1 представлена схема системы из двух химически активных слоев, разделенных фигурной преградой. В предложенной нестационарной модели преграда толщиной Δ имеет форму клина с «плечиками», острие клина направлено навстречу фронту горения. Исследуется горение термически тонких слоев, когда распределением температуры по глубине слоя в процессе горения можно пренебречь. Основание клина d , его высота h , поперечный размер образца L , угол клина φ . Спираль инициирует горение в воспламенительном слое. Предполагалось, что как реагенты, так и продукты экзотермической реакции представляют собой конденсированные вещества. Система уравнений, описывающая переходные режимы горения химически активных слоев S_1 и S_2 , разделенных фигурной преградой толщиной S_{in} (см. рис. 1), с учетом теплопотерь с поверхности слоя, имеет вид:

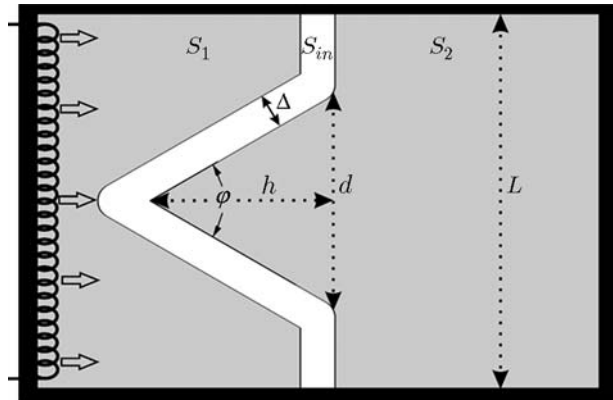


Рис. 1. Схема модельной системы для анализа переходных режимов горения через фигурную (клиновидную) преграду:

стрелками указано направление распространения фронта горения от спирали

$$\partial_\tau \theta = \partial_\xi (\partial_\xi \theta) + \partial_\zeta (\partial_\zeta \theta) + F_1(\eta, \tau) / \gamma - \alpha(\theta - \theta_0) \quad (A \in S_1); \quad (1)$$

$$\partial_\tau \theta = \partial_\xi (\delta_2 \partial_\xi \theta) + \partial_\zeta (\delta_2 \partial_\zeta \theta) + \delta_q F_2(\eta, \tau) / \gamma - \alpha(\theta - \theta_0) \quad (A \in S_2); \quad (2)$$

$$\partial_\tau \theta = \partial_\xi (\delta_3 \partial_\xi \theta) + \partial_\zeta (\delta_3 \partial_\zeta \theta) - \alpha(\theta - \theta_0) \quad (A \in S_{in}). \quad (3)$$

Уравнения макрокинетики экзотермического превращения слоев:

$$F_1(\eta, \tau) = \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \gamma(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta}, & 0 \leq \eta \leq 1, \\ 0, & \eta > 1, \end{cases} \quad (4)$$

(A \in S_1);

$$F_2(\eta, \tau) = \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \begin{cases} \delta_k E \gamma (1 - \eta) \exp \frac{\delta E \theta}{1 + \beta\theta}, & 0 \leq \eta \leq 1, \\ 0, & \eta > 1, \end{cases} \quad (5)$$

(A \in S_2).

Начальные условия:

$$A \in (S_1 + S_2): \theta = \theta_0, \eta = 0;$$

$$A \in S_{in}: \theta = \theta_0.$$

Теплопотери через боковые поверхности пренебрегаем, т. е. боковые границы теплоизолированные:

$$\text{для } \zeta = 0, 0 < \xi < l; \zeta = L, 0 < \xi < l:$$

$$\text{при } \tau \geq 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0,$$

где n — нормаль к боковой поверхности, l — длина образца. Иницирование горения осуществляется с торца слоя (граница области S_1) постоянным источником тепла:

$$\tau \geq 0, \xi = 0, 0 < \zeta < L: \theta|_{\xi=0} = \theta^*.$$

На границе химически активного и инертного слоев используются законы непрерывности потоков тепла и температуры:

$$\tau \geq 0: \left. \frac{\partial \theta}{\partial n} \right|_- = \delta_{\lambda 3} \left. \frac{\partial \theta}{\partial n} \right|_+, \theta|_- = \theta|_+,$$

а на границе контакта инертного и химически активного слоев — соответственно

$$\tau \geq 0: \delta_{\lambda 3} \left. \frac{\partial \theta}{\partial n} \right|_- = \delta_{\lambda 2} \left. \frac{\partial \theta}{\partial n} \right|_+, \theta|_- = \theta|_+.$$

В приведенных выше уравнениях η — глубина превращения конденсированных реагентов, n — нормаль к преграде, θ — температура, θ^* — температура иницирования, τ — время, ξ и ζ — пространственные переменные. Параметры γ , β , δ_{in} связаны с размерными переменными и параметрами системы соотношениями: $t_* = RT_*^2 k_1^{-1} c_1 \exp(E_1/RT_*)/Q_1 E_1$ — время, $x_* = [(\lambda_1/c_1 \rho_1) t_*]^{0.5}$ — длина, $T_* = T_0 + Q_1/c_1$ — характерная температура процесса, $\theta = E(T - T_*)/RT_*^2$, $\theta_0 = E(T_0 - T_*)/RT_*^2$, $\tau = t/t_*$, $\xi = x/x_*$, $\delta_2 = (\lambda_2/c_2 \rho_2)/(\lambda_1/c_1 \rho_1)$, $\delta_3 = (\lambda_3/c_3 \rho_3)/(\lambda_1/c_1 \rho_1)$, $\delta_{kE} = (k_2/k_1) \exp[(E_2 - E_1)/RT_*]$, $\delta_q = (Q_2/c_2)/(Q_1/c_1)$. Здесь T_0 — начальная температура, R — универсальная газовая постоянная, k_1, k_2 — предэкспоненты, E_1, E_2, Q_1, Q_2 — энергия активации, тепловой эффект реакций, c_i, ρ_i, λ_i ($i = 1, 2, 3$) — соответственно теплоемкость, плотность, теплопроводность реагирующих и инертного слоев, $\delta_{\lambda 2} = \lambda_2/\lambda_1$, $\delta_{\lambda 3} = \lambda_3/\lambda_1$, $\delta_E = E_2/E_1$. Параметр $\gamma = RT_*^2 c_1/E_1 Q_1$ — отношение ширины зоны реакции к ширине зоны прогрева в волне

горения в первом слое, $\beta = RT_*/E_1$ — температурная чувствительность скорости реакции.

Математическая модель (1)–(5) при соответствующих граничных и начальных условиях численно исследовалась методом переменных направлений [13] с применением двумерной прямоугольной регулярной сетки. Гладкие границы, разделяющие инертную и химически активные среды, аппроксимировались кусочно-постоянной функцией. В процессе численного моделирования соблюдались законы сохранения энергии (баланс разностных законов сохранения). При применении трехточечной неявной численной схемы в узлах сетки на границе контакта двух сред теплофизические параметры осреднялись по принципу, изложенному в [13], чтобы сохранить второй порядок погрешности аппроксимации в классе разрывных коэффициентов в уравнениях параболического типа. Для решения разностных уравнений использовался метод прогонки.

Неявная трехточечная аппроксимация вторых производных позволяла регулировать шаг по времени с учетом точности расчета и обеспечения устойчивости разностной схемы. При переходе с целого слоя на целый погрешность локальной аппроксимации $O(\Delta \tau^2 + h_\xi^2 + h_\zeta^2)$, т. е. схема имеет второй порядок аппроксимации по всем переменным, где h_ξ и h_ζ — пространственные шаги, $\Delta \tau$ — временной шаг, являющийся функцией скоростей тепловыделения и температуры в зоне реакции.

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ЧЕРЕЗ ИНЕРТНУЮ ПРЕГРАДУ

Переходный процесс горения исследовался для параметров, соответствующих устойчивому распространению плоского фронта в безгазовых системах [14, 15]. Предполагалось, что волны горения, формирующиеся в воспламенительном и поджигаемом слоях, устойчивы к малым возмущениям. Основное внимание в данной работе уделено анализу горения к возмущениям конечной величины, связанным с наличием инертной преграды.

Переход фронта горения через границу раздела составов рассматривался в несколько этапов. Первый этап — приближение горения к инертной преграде, прогрев преграды и поджигаемого слоя. Второй этап — зажигание химически активного слоя за преградой. Третий этап переходного процесса — формирование и

распространение установившегося фронта за преградой.

На рис. 2 представлены поля глубины превращения η в различные моменты времени. Волна горения преодолевает поперечную преграду в форме клина при околоритических значениях коэффициента теплопотерь α . Высокая тепловая активность преграды, внешние теплопотери определяют динамику перехода горения через преграду. При достижении горением острия клина фронт искривляется и становится существенно неоднородным (рис. 2, *a*). Теплоперенос в инертную преграду и внешние теплопотери приводят к падению температуры во фронте, скорости горения и глубины превращения в зоне реакции. Теплоотвод в инертную преграду и внешние теплопотери на этом этапе приводят к срыву горения в воспламенительном слое (рис. 2, *б*).

Высокая температура инертной преграды и продуктов горения обеспечивает прогрев слоя за преградой, достаточный для инициирования и формирования фронта горения в клине. На структуру и характер распространения фронта влияют краевые эффекты. Форма и кривизна фронта реакции определяются теплообменом с

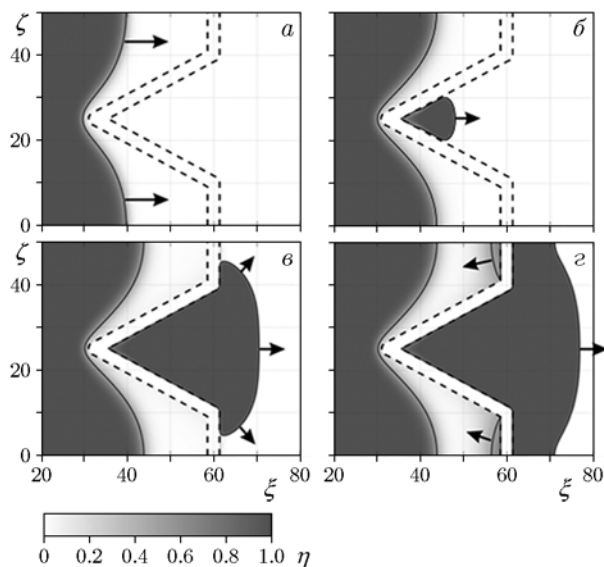


Рис. 2. Поля глубины превращения в различные моменты времени τ :

a — $\tau = 300$, *б* — 750 , *в* — 1250 , *г* — 1400 ; параметры системы: $\theta_0 = -3.19$, $\theta^* = 0$, $\gamma = 0.313$, $\beta = 0.28$, $\Delta = 3$, $L = 50$, $d = 30$, $h = 27.5$, $\delta_{\lambda 2} = 0.5$, $\delta_{\lambda 3} = 10$, $\delta_2 = 0.25$, $\delta_3 = 10.0$, $\delta_q = 1.25$, $\delta_{kE} = 2.965$, $\delta_E = 1.25$, $h_\zeta = 0.06$, $h_\xi = 0.06$, длина образца $l = 80$; стрелками указано направление распространения горения

преградой и ее геометрией.

На рис. 2, *в* стрелками указано направление движения горения после достижения фронтом основания клина. Далее горение распространяется как вдоль инертной преграды по предварительно прогретому слою, так и в осевом направлении. Вследствие дополнительного притока тепла от экзотермической реакции в подожженном слое возобновляется горение (рис. 2, *г*). На границе контакта с преградой формируется встречный фронт, распространяющийся по непрореагировавшему веществу. При удалении от прогретой инертной преграды теплопотери приводят к срыву фронтального процесса распространения горения перед преградой.

На рис. 3 отражена динамика развития нестационарного горения слоистой системы в адиабатических условиях. Фронт горения в воспламенительном слое, приближаясь к преграде, перестраивает свою структуру. Аккумуляция тепла в области острия клина вызывает инициирование горения за преградой. В клине формируется нестационарный фронт, распространяющийся в сверхадиабатическом режиме в направлении его основания (рис. 3, *a*). Интенсивный прогрев поджигаемого слоя на границе контакта слоев создает условия для воз-

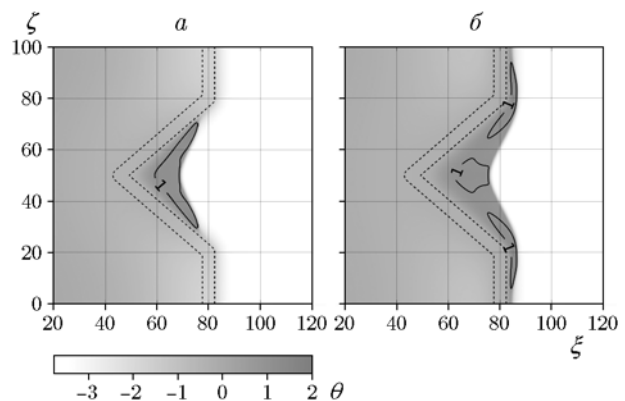


Рис. 3. Динамика распространения горения через инертную преграду. Поля температуры в моменты времени $\tau = 900$ (*a*) и 1000 (*б*):

время начала инициирования горения $\tau = 0$; параметры системы: $\theta_0 = -3.78$, $\theta^* = 0$, $\gamma = 0.265$, $\beta = 0.23$, $\Delta = 5$, $L = 100$, $d = 60$, $h = 34.6$, $\delta_{\lambda 2} = 0.25$, $\delta_{\lambda 3} = 10$, $\delta_2 = 0.05$, $\delta_3 = 10.0$, $\delta_q = 1.2$, $\delta_{kE} = 2.39$, $\delta_E = 1.2$, $h_\zeta = 0.04$, $h_\xi = 0.04$, длина образца $l = 160$; изотерма 1 соответствует температуре $\theta_{ad} = 1.0$, адиабатическая температура горения слоя до преграды $\theta_{ad} = 0$, за преградой — $\theta_{ad} = 0.76$

никновения и интенсивного протекания химической реакции. В клине формируется и распространяется волна горения с вогнутой зоной реакции. После достижения фронтом основания клина горение распространяется как вдоль прогретого слоя на границе контакта с преградой, так и в осевом направлении (рис. 3, б). После температур в процессе распространения горения в клине перестраивается, изотерма 1 соответствует температуре $\theta = 1.0$, адиабатическая температура горения поджигаемого слоя $\theta_{ad} = 0.76$. Сверхадиабатический характер горения сохраняется вплоть до достижения горения основания клина.

С помощью численного анализа задачи установлено, что в зависимости от коэффициента теплопотерь α срыв горения в поджигаемом слое возможен как за преградой в клине, так и при выходе горения из клина. Причиной срыва горения в клине являются изменение условий теплообмена с инертной преградой в процессе распространения фронта, расширение и изменение кривизны зоны реакции в клине [16] и внешние теплопотери. По этой же причине возможен срыв горения при выходе фронта из клина. В дальнейшем критическое значение коэффициента теплопотерь α_{cr} определяется по срыву горения при выходе фронта из клина как минимальное значение коэффициента теплопотерь в предельном режиме распространения горения.

Таким образом, третий этап перехода горения через преграду включает в себя распространение горения в клине, перестройку структуры фронта при выходе из клина и формирование плоского фронта в поджигаемом слое.

Сопоставление α_{cr} для фигурной и плоской преград характеризует эффективность применения аккумуляции тепла.

На рис. 4 представлена зависимость α_{cr} от отношения размера основания клина d к ширине слоя L при постоянных высоте h и ширине L (см. рис. 1). При варьировании основания клина $0 \leq d \leq L$ угол клина $\varphi = 2 \arctg(d/2h)$ изменялся в интервале $0 \leq \varphi < 2 \arctg(L/2h)$. Параметрическая область, ограниченная кривой $\alpha_{cr}(d/L)$, соответствует области устойчивого перехода горения через инертную преграду, т. е. значениям коэффициента теплопотерь, при которых после инициирования формируется плоский фронт горения в поджигаемом слое. Существует отношение d/L , или $\varphi = 2 \arctg(d/2h)$, при котором горение переходит

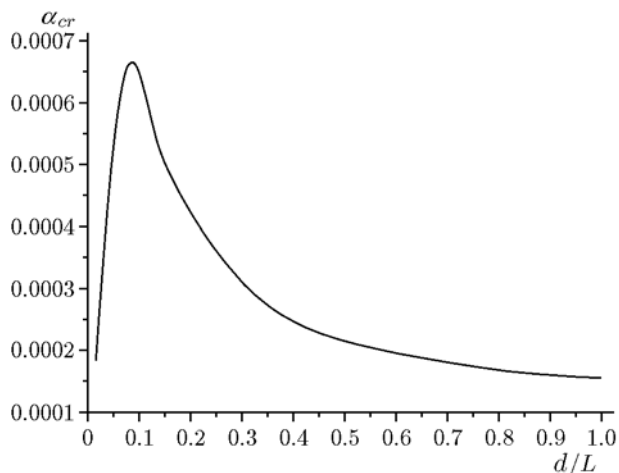


Рис. 4. Зависимость критических значений коэффициента теплопотерь от отношения основания клина к ширине кюветы:

параметры системы: $\theta_0 = -3.19$, $\beta = 0.28$, $\gamma = 0.313$, $\theta^* = 0$, $\Delta = 3$, $L = 300$, $h = 86.5$, $\delta_{\lambda 2} = 0.5$, $\delta_{\lambda 3} = 10$, $\delta_2 = 0.25$, $\delta_3 = 10.0$, $\delta_q = 1.25$, $\delta_{kE} = 2.965$, $\delta_E = 1.25$, $h_c = 0.1$, $h_\xi = 0.1$, длина образца $l = 800$

через клиновидную преграду при максимальном коэффициенте теплопотерь α_{cr} . Как показали расчеты, при оптимальном отношении d/L значение α_{cr} для клиновидной преграды в несколько раз превышает критическое значение α_{cr} для плоской преграды (что соответствует $d/L = 0$, или $\varphi = 0$).

Таким образом, структура фронта горения в поджигаемом и воспламенительном слоях, устойчивость перехода горения через преграду, динамика развития горения зависят не только от теплофизических и кинетических параметров слоев, но и от геометрических характеристик преграды.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Цель эксперимента — демонстрация осуществимости идеи аккумуляции энергии на границе слоев для устойчивого инициирования горения трудно поджигаемого состава с реальными энергокинетическими параметрами и структурой.

Для обеспечения визуальной доступности процесса горения опыты проводились в открытых прямоугольных кюветах с высотой бортика 11 мм, шириной $L = 64$ мм и длиной образца 120 мм. Схематически такая система представлена на рис. 1. На дно стальной кюветы за-

сыпался порошок диоксида титана TiO_2 (марки ЧДА) плотностью $\rho \approx 1.33 \text{ г/см}^3$ с высотой слоя $\approx 4.5 \text{ мм}$. На слой диоксида титана засыпались порошки термитных смесей слоем толщиной 5 мм, разделенные никелевой лентой (высотой 20 мм и толщиной $\Delta = 0.15 \text{ мм}$), внедренной в порошкообразный слой порошка TiO_2 (подложку). Этот прием использовался для предупреждения прохождения волны горения под преградой. Перегородка имела вид плоской ленты или плоского клина с «плечиками». Угол клина составлял $\varphi \approx 60^\circ$. Применение перегородки в модельном эксперименте позволяло продемонстрировать эффект оптимизации устойчивости горения слоевой системы при наличии фигурной инертной преграды между слоями. Как и в численном анализе, моделировался наиболее сложный случай — легко зажигаемый первоначальным импульсом быстрогорящий воспламенитель инициировал трудно зажигаемый смежный состав тепловым потоком от раскаленных продуктов. Причем при инициировании происходило либо воспламенение слоя за преградой, либо прекращение горения в зависимости от геометрических характеристик преграды.

В качестве модельного воспламенительного состава применялся хромово-алюминиевый термит ($\text{Cr}_2\text{O}_3 + 2\text{Al}$) — смесь оксида хрома с порошком алюминия АСД4.

Поджигались смеси железотитанового термита с диоксидом титана TiO_2 , отличавшиеся между собой только содержанием компонентов:

состав жт20:

80 % ($3\text{Ti} + 2\text{Fe}_2\text{O}_3$) + 20 % TiO_2 ,

состав жт25:

75 % ($3\text{Ti} + 2\text{Fe}_2\text{O}_3$) + 25 % TiO_2 ,

состав жт30:

70 % ($3\text{Ti} + 2\text{Fe}_2\text{O}_3$) + 30 % TiO_2 .

Продукты реакции модельных составов были конденсированными и характеризовались слабым диспергированием или его отсутствием, наличием задержки зажигания. В работе [17] приведены данные по энергокинетическим параметрам выбранных составов.

Зажигание хромово-алюминиевого термита осуществлялось с его торца электрической спиралью с керамическим сердечником. Сверху над поверхностью образца располагалась видеокамера, защищенная кварцевым стеклом, для фиксации процесса горения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты опытов подтвердили наличие ожидаемого эффекта. Все три выбранные смеси на основе железотитанового термита не зажигались хромово-алюминиевым термитом через плоскую ленточную преграду (рис. 5, а, б). Прогрев слоя за преградой осуществлялся тепловым потоком от продуктов горения после завершения горения воспламенителя. Однако значительные теплотери в подложку приводили к срыву переходного процесса горения, т. е. воспламенения слоя за преградой не происходило.

Тем не менее все вышеперечисленные железотитановые термитные смеси с разной степенью разбавления диоксидом титана зажигались через клиновидную преграду. Как и предсказывалось выше, зажигание происходило в вершине угла преграды, где должна аккумулироваться тепловая энергия.

Типичное развитие переходного процесса горения на примере термитной смеси жт25 иллюстрирует рис. 6. После зажигания в вершине клина формировался вогнутый фронт горения. При распространении горения в клине вогнутая форма фронта сохранялась (рис. 6, б). При выходе горения из клина происходила перестройка фронта (рис. 6, в). На этом этапе горение распространялось как вдоль границы контакта слоев, так и в осевом направлении слоя. Затем формировался фронт, который охватывал всю ширину образца. Характерно, что при инициировании состава жт30 (т. е. состава с наибольшим разбавлением диоксидом титана) наблюдался срыв при выходе горения из клина (рис. 7). Этот эффект, выше предсказанный теоретически, можно связать с ростом тепло-

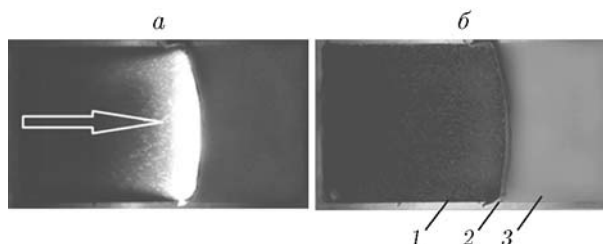


Рис. 5. Срыв фронта горения при достижении преграды:

а — горение перед преградой, стрелкой указано направление движения фронта, б — прекращение горения на границе раздела слоев, 1 — хромово-алюминиевый термит, 2 — преграда из никелевой ленты, 3 — поджигаемый термит жт20

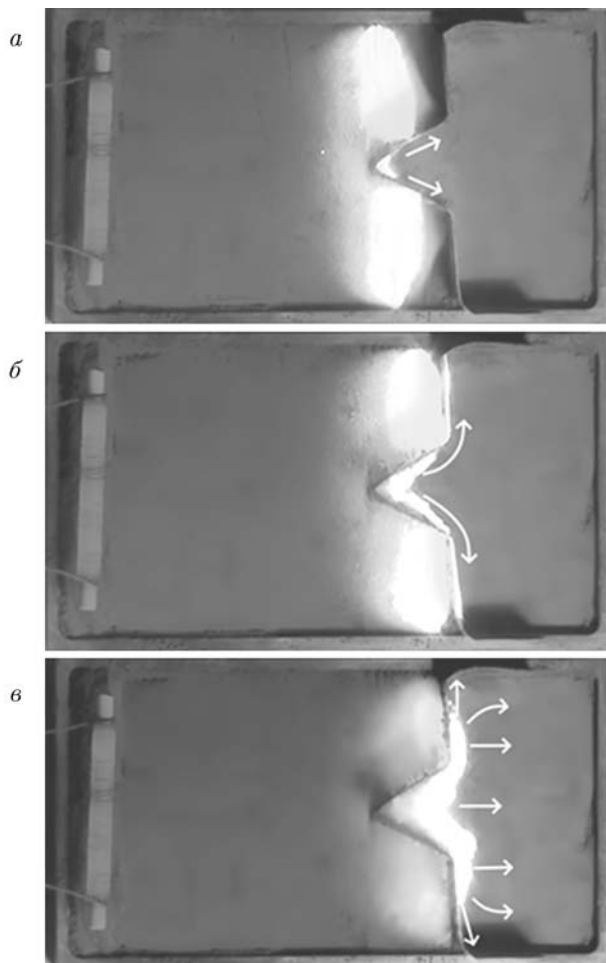


Рис. 6. Переход волны горения из хромо-алюминиевого термита в железотитановый термит жт25:

a — зажигание в вершине клиновидной преграды, *б* — начало горения за клиновидной преградой, *в* — развитие горения за преградой; стрелками указано направление движения горения

потерь из-за «веерного» рассеивания тепла при выходе горения из клиновидной преграды.

Таким образом, по мере приближения к пределу горения поджигаемого термита (например, при снижении его калорийности и изменении структуры с увеличением содержания примеси) достигался предел горения в переходном процессе, т. е. уже после осуществившегося зажигания и формирования фронта горения в клине.

Полученные результаты подтверждают эффективность аккумуляции тепла при использовании фигурной преграды для управления переходным процессом горения.

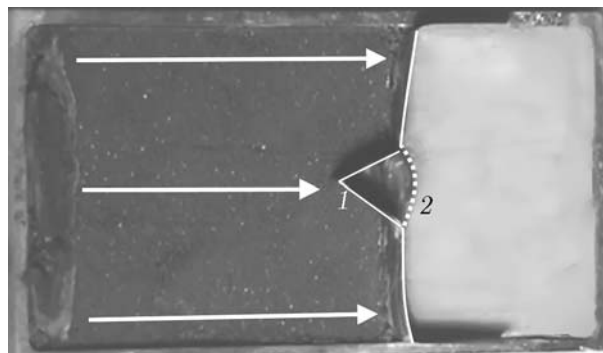


Рис. 7. Образец после опыта. Срыв горения состава жт30 при выходе из клина:

граница распространения горения жт30 за преградой (1) показана пунктиром (2), стрелками указано направление движения фронта

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аккумуляция тепловой энергии с использованием особой конфигурации слоев клиновидного типа может применяться в безгазовых слоевых системах для оптимизации переходных процессов горения плоских образцов, для увеличения их устойчивости к теплопотерям во внешнюю среду.

Эксперимент и численный анализ выявили зависимость параметрической области устойчивого перехода горения через инертную преграду от ее геометрических характеристик. Существуют оптимальные значения характеристик клиновидной преграды для устойчивого перехода горения между химически активными малогазовыми составами. Полученные результаты позволяют предложить метод управления процессом инициирования сложных многослойных конденсированных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Strunina A. G., Barzykin V. V.** Stability of transitional combustion regimes of gasless systems // *Arch. Combust.* — 1985. — V. 5, N 2. — P. 191–203.
2. **Струнина А. Г., Мартемьянова Т. М., Барзыкин В. В., Ермаков В. И.** Зажигание безгазовых систем волной горения // *Физика горения и взрыва.* — 1974. — Т. 10, № 4. — С. 518–526.
3. **Симоненко В. Н., Зарко В. Е., Кискин А. Б., Гладун В. Д., Кашпоров Л. Я., Силин Н. А.** Устойчивость горения составных металлизированных образцов // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 62–64.

4. **Симоненко В. Н., Зарко В. Е., Кискин А. Б.** Исследование нестационарных режимов горения баллистических порохов. — Новосибирск, 1980. — (Препр. / АН СССР. Сиб. отделение. ИХКГ; № 10).
5. **Ассовский И. Г.** Условие перехода волны горения через поверхность контакта двух топлив // Докл. АН СССР. — 1980. — Т. 253, № 1. — С. 124–128.
6. **Струнина А. Г., Ермаков В. И., Барзыкин В. В.** Влияние теплопотерь и теплофизических параметров на процесс зажигания безгазовых систем волной горения // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 4. — С. 42–50.
7. **Костин С. В., Струнина А. Г., Барзыкин В. В.** Влияние теплофизических параметров на устойчивость волны горения при переходе через границу раздела безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 6. — С. 56–61.
8. **Костин С. В., Струнина А. Г.** О зажигании безгазовых систем горящим воспламенителем // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 25, № 5. — С. 19–24.
9. **Крайнов А. Ю.** Влияние теплофизических характеристик инертной преграды и теплопотерь на распространение волны горения // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 6. — С. 16–19.
10. **Boyarchenko O. D., Kostin S. V., Krishenik P. M., Rogachev S. A., Sytschev A. E.** Combustion of layered SHS systems: Thermal conditions at the interface // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth. — 2015. — V. 24, N 3. — P. 115–118. — DOI: 10.3103/S1061386215030048.
11. **Кришеник П. М., Костин С. В., Рогачев А. С.** Устойчивость волны горения при переходе через границу раздела безгазовых систем // Хим. физика. — 2018. — Т. 37, № 8. — С. 52–58. — DOI: 10.1134/S0207401X18080101.
12. **Проскудин В. Ф., Голубев В. А., Бережко П. Г., Бойцов И. Е., Беляев Е. Н., Фунин В. Н., Кремзуков И. К., Малышев А. Я.** Особенности прохождения волны горения через инертную преграду в реальных конденсированных системах // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 6. — С. 43–47.
13. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. — М.: Наука, 1977.
14. **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.
15. **Махвиладзе Г. М., Новожилов Б. В.** Двумерная устойчивость горения конденсированных систем // ПМТФ. — 1971. — № 5. — С. 51–59.
16. **Aldushin A. P., Matkowsky B. J.** Stretch and compression of solid flames // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth. — 1995. — V. 4, N 1. — P. 5–23. — DOI: 10.3103/S1061386215030048.
17. **Дворянкин А. В., Струнина А. Г., Мержанов А. Г.** Устойчивость горения термитных систем // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 44–47.

Поступила в редакцию 13.03.2020.

После доработки 03.06.2020.

Принята к публикации 08.06.2020.