

УДК 536.46

## ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ И НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦА В ФОРМЕ ДИСКА

В. Г. Прокофьев<sup>1</sup>, В. К. Смоляков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, 630050 Томск

<sup>2</sup>Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН, 634021 Томск, pvg@ftf.tsu.ru

В рамках модели твердопламенного горения диска выполнено численное исследование влияния условий зажигания и параметров фазового перехода — плавление инертного компонента — на неустойчивые режимы горения. Показано, что форма нагретой области, инициирующей горение диска, определяет количество и траектории движения очагов самораспространяющейся зоны горения. Влияние фазового перехода на характер горения проявляется тем сильнее, чем ближе температура фазового перехода к температуре горения. В этом случае фронт горения приобретает форму кольца.

Ключевые слова: безгазовое горение, неустойчивый режим горения, фазовый переход.

DOI 10.15372/FGV20170106

Одним из ярких проявлений неустойчивого распространения волн твердопламенного горения являются спиновые режимы, наблюдаемые в образцах цилиндрической формы, сформированных из смеси твердых компонентов [1, 2]. В плоских образцах в форме диска реализуются неустойчивые режимы горения с различными траекториями движения очагов, в том числе спиралевидной [3, 4]. В [5] проведено численное моделирование твердопламенного горения образца в форме диска и введена классификация режимов горения в зависимости от параметра устойчивости распространения плоского фронта  $\alpha_{st} = 9.1Td - 2.5Ar$  [6], где  $Td$ ,  $Ar$  — параметры Тодеса и Аррениуса. Для выхода на очаговый режим горения в [5] предложено «асимметричное искривление поджигающей таблетки», но не указано, как именно задавалась эта асимметрия. Отметим, что в экспериментальной практике очаговые режимы горения диска наблюдались только в безгазовых системах с фазовыми превращениями и появлением расплавов [3, 4].

В настоящей работе горение диска изучалось в рамках двумерной модели твердопламенного горения с учетом плавления инертного компонента смеси. Зажигание осуществлялось горячей областью в центре диска, соответствующей

поджигающей таблетке в эксперименте. Критические условия зажигания не рассматривались. В [7] решена похожая задача о переходе горения при ступенчато меняющемся диаметре цилиндрического образца и найдены критические условия распространения волны горения в зависимости от соотношения диаметров малого и большого цилиндров.

Математическая модель твердопламенного горения для исследования двумерных нестационарных волн горения с учетом плавления инертного компонента для образца в форме диска имеет следующий вид:

$$[1 + Ph\delta(\theta - \theta_l)] \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{Td} \frac{d\eta}{d\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = Td(1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + Ar\theta} \quad (2)$$

$$(0 \leq \xi \leq R_0, \quad -\pi \leq \varphi \leq \pi),$$

краевые условия:

$$\tau = 0: \theta(\xi, \varphi, 0) = \theta_0, \eta(\xi, \varphi, 0) = 0 (M(\xi, \varphi) \notin S),$$

$$\eta(\xi, \varphi, 0) = 1 (M(\xi, \varphi) \in S),$$

$$0 < \tau < \tau_{ign}: \theta(M, \tau) = \theta_{ign} (M(\xi, \varphi) \in S),$$

$$\xi = R_0: \frac{\partial \theta(R_0, \varphi, \tau)}{\partial \xi} = 0. \quad (3)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 10.1329.2014/К).

© Прокофьев В. Г., Смоляков В. К., 2017.

Безразмерные параметры и переменные:

$$\text{Td} = \frac{cRT_*^2}{QE}, \quad \theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \theta_l = \frac{(T_l - T_*)E}{RT_*^2},$$

$$\theta_0 = \frac{(T_0 - T_*)E}{RT_*^2}, \quad \text{Ar} = \frac{RT_*}{E},$$

$$\xi = \frac{r}{x_*}, \quad x_* = \sqrt{\frac{\lambda t_*}{c\rho}}, \quad t_* = \frac{cRT_*^2}{QEK(T_*)}, \quad \tau = \frac{t}{t_*},$$

$$\tau_{ign} = \frac{t_{ign}}{t_*}, \quad R_0 = \frac{R_S}{x_*}, \quad \text{Ph} = \frac{Q_l}{Q\text{Td}}.$$

Здесь  $T$  — температура;  $T_* = T_0 + (Q - Q_l)/c$  — адиабатическая температура горения с учетом затрат тепла на плавление инертного компонента;  $T_0$  — начальная температура образца;  $T_l$  — температура плавления;  $c$  — удельная теплоемкость;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $Q_l$  — теплота плавления в расчете на единицу массы инертного компонента;  $\rho$  — плотность;  $t$  — время;  $r, \varphi$  — радиальная и угловая координаты соответственно;  $T_{ign}, t_{ign}$  — температура и время действия теплового импульса;  $S$  — область действия теплового импульса;  $K(T)$  — константа скорости реакции;  $E$  — энергия активации;  $R_S$  — радиус диска;  $\delta(\theta - \theta_l)$  — дельта-функция;  $\text{Ph}$  — относительная теплота плавления;  $\theta_l$  — безразмерная температура плавления. Влияние фазового перехода на процесс теплопередачи учитывается введением функции эффективной теплоемкости  $c(\theta) = 1 + \text{Ph}\delta(\theta - \theta_l)$ . Такой метод использовался для описания влияния плавления инертного компонента на распространение плоской волны горения [8]. Для уменьшения числа второстепенных параметров будем полагать равенство теплофизических характеристик всех компонентов системы.

Задача (1)–(3) решалась конечно-разностным методом по неявной схеме с постоянным шагом по координатам и времени. По радиальной координате применялась стандартная прогонка, по угловой — циклическая. Базовые значения шагов разностной сетки по осевой, радиальной координатам и времени фиксировались равными  $h = 0.25$ ,  $\Delta\tau = 0.5$ , по углу —  $\Delta\varphi = 0.001\pi$ . При численном решении уравнения (1) применялось сглаживание дельта-функции:

$$\delta(\theta) \approx \Phi(\theta) = \frac{\varphi(\theta)\text{erf}^{-1}(\sqrt{2})}{\Delta\theta\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{(\theta_l - \theta)^2}{2\Delta\theta^2}\right),$$

$$\varphi(\theta) = \begin{cases} 0, & \theta > \theta_l + \Delta\theta, \\ 1, & \theta_l - \Delta\theta < \theta < \theta_l + \Delta\theta, \\ 0, & \theta < \theta_l - \Delta\theta. \end{cases}$$

Для функции  $\Phi(\theta)$  выполняется условие нормировки  $\int_{\theta - \Delta\theta}^{\theta + \Delta\theta} \Phi(\theta)d\theta = 1$ , которое не зависит от интервала сглаживания  $\Delta\theta$ .

Следует заметить, что бесконечно тонких плоских образцов не существует. С целью обоснования двумерной идеализации задачи выполнены расчеты по зажиганию и безгазовому горению диска конечной толщины в трехмерной постановке с адиабатическими граничными условиями по осевой координате  $z$ :  $\frac{\partial\theta(\xi, \varphi, 0, \tau)}{\partial z} = 0$ ,  $\frac{\partial\theta(\xi, \varphi, h, \tau)}{\partial z} = 0$ . Толщина диска в выбранных масштабах равна  $h = 20$ , что намного меньше радиуса диска  $R_0$ . Область  $S$  представляла собой кольцевой сектор ( $50 < \xi < 150$ ,  $|\varphi| < \pi/3$ ) на грани  $z = 0$ . В трехмерном случае часть диска, имеющая проекцию на область  $S$ , в течение интервала времени  $\tau < \tau_{ign}$  поддерживалась при температуре  $\theta_{ign}$ . На рис. 1 в трехмерном случае представлено поле температуры в момент времени, когда действие теплового импульса ( $\tau_{ign} = 4500$ ) уже закончилось. Границы области горения с наличием двух очагов и распределения температуры с точностью до 2% совпадают с решением аналогичной задачи (1)–(3). Однако имеет место отставание по времени развития зоны горения в двумерном случае на  $\Delta\tau = 764$ ,

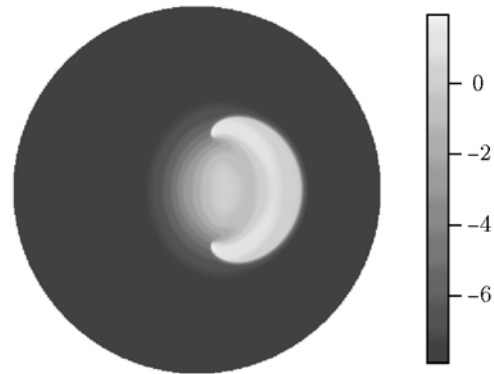


Рис. 1. Температурное поле диска:

$$\tau = 4836, \quad R_0 = 600, \quad \theta_0 = -8, \quad \text{Ar} = 0.11, \quad \theta_{ign} = 0, \\ \tau_{ign} = 4500, \quad \text{Ph} = 0$$

возможно, связанное с более длительной стадией прогрева.

Условия зажигания (геометрия и температура области  $S$  и длительность теплового импульса  $\tau_{ign}$ ) определяют продолжительность выхода на режим и вид режима горения. Длительность теплового импульса  $\tau_{ign}$  и температура  $\theta_{ign}$  в области  $S$  должны обеспечивать выход на самораспространяющийся режим горения диска. При конфигурации области  $S$  в виде идеального круга с однородным распределением температуры в нем область горения представляет собой расширяющийся по времени круг. Для обеспечения несимметричного распространения фронта с образованием движущихся по определенным траекториям очагов область  $S$  брали в форме квадрата (рис. 2), полукруга (рис. 3) и неравномерно нагретого круга (рис. 4), при этом параметр устойчивости  $\alpha_{st}$  полагался фиксированным. Выполненные расчеты показали влияние условий зажигания (геометрии и размера области  $S$ ) на режимы неустойчивого горения диска.

Возмущения температуры в виде очагов горения зарождаются в окрестности угловых точек области  $S$ . Из каждой такой точки формируется пара очагов, движущихся в про-

тивоположные стороны до встречи с очагом, движущимся от соседней вершины квадрата (рис. 2, *a*). Сливаясь, очаги образуют кольцевой фронт вокруг области  $S$  (рис. 2, *b*). Кольцевой фронт горения расширяется до момента образования восьми новых очагов горения (рис. 2, *в*), каждый из которых образует следующую новую пару очагов, движущихся в противоположных направлениях по окружности одного радиуса. В этот момент времени действие теплового импульса заканчивается и температура в области  $S$  начинает падать. Дальнейшее слияние очагов приводит к образованию следующего кольцевого фронта с более сложной структурой (рис. 2, *г*). В момент времени  $\tau = 5470$  общее количество очагов достигает 16, они располагаются на двух концентрических окружностях. На заключительной стадии горения температура во фронте выравнивается, и все точки фронта движутся преимущественно в радиальном направлении к границе диска. В течение всего времени горения диска температурное поле симметрично относительно средних линий и диагоналей квадрата (области  $S$ ), а движение очагов носит упорядоченный характер.

Заметим, что в экспериментальной практике, когда инициирование осуществляется от спирали или поджигающей смеси, добиться идеальной симметрии невозможно. Тем не менее, какой бы несимметричной ни была геометрия иницирующей области (таблетки), область горения стремится к форме круга с движущимися по его границе высокотемпературными очагами. Движение очагов происходит только в области неустойчивости распространения фронта горения, в стационарной области круг с течением времени становится идеальным. Отход от симметричного движения очагов (хаотизация) начинается при значительно больших размерах диска, в несколько раз превышающих радиус диска, принятый в работе.

Развитие зоны горения в области  $S$  в виде полукруга (рис. 3) значительно отличается от вышеописанного режима на рис. 2. В окрестности угловых точек области  $S$  зарождаются одиночные очаги, которые затем движутся вдоль прямолинейного участка границы области  $S$  до слияния в один очаг с максимальной температурой  $\theta_{max} = 3.7$ . Далее в этой зоне образуются следующие два очага, движущиеся в разные стороны по траектории большего радиуса вдоль круглой части границы области  $S$ . В процессе движения максимальная темпера-

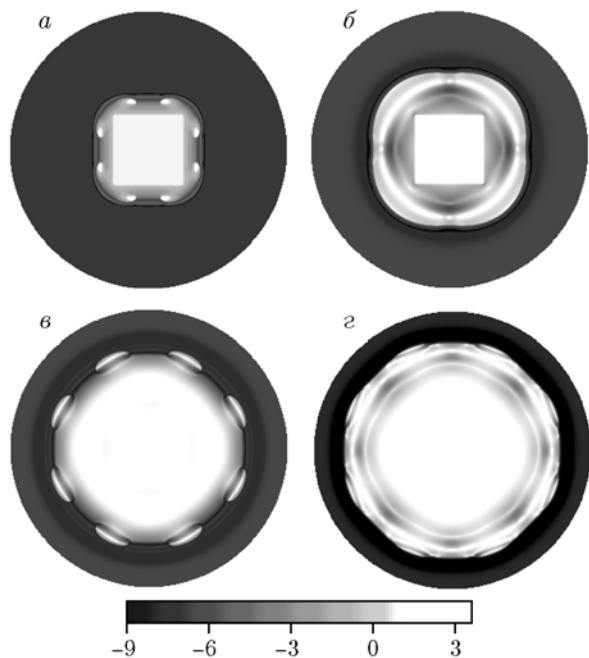


Рис. 2. Многоочаговый режим горения:

поджигающая область  $S$  — квадрат  $150 \times 150$ :  
 $\theta_{ign} = 1$ ,  $\tau_{ign} = 5000$ ;  $R_0 = 600$ ,  $\theta_0 = -9$ ,  $Ar = 0.08$ ,  $Ph = 0$ ;  $\tau = 926$  (*a*),  $3691$  (*б*),  $5097$  (*в*),  $5470$  (*г*)

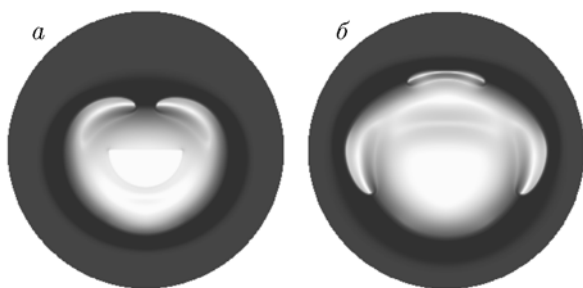


Рис. 3. Температурное поле диска с инициирующей горение областью  $S$  в виде полукруга радиусом  $|r| < 160$  ( $-\pi < \phi < 0$ ):

$\theta_{ign} = 1$ ,  $\tau_{ign} = 5000$ ;  $R_0 = 600$ ,  $\theta_0 = -9$ ,  $Ar = 0.08$ ,  $Ph = 0$ ;  $\tau = 4304$  (а),  $5580$  (б)

тура растет от  $\theta_{max} = 2.9$  в момент времени  $\tau = 4685$  до  $\theta_{max} = 3.7$  в момент  $\tau = 5580$  и в несколько раз увеличивается площадь очагов, определяемая по точкам с температурой  $\theta > \theta_{ign}$ . Следующая пара очагов, движущихся по траектории большего радиуса, также зарождается на оси симметрии (рис. 3,б). Тем самым происходит скругление фронта горения напротив плоской границы области  $S$ . В течение всего времени горения диска температурное поле симметрично относительно оси симметрии полукруга. Инициирование горения высокотемпературной областью  $S$  в виде неоднородно нагретого круга и режим горения диска представлены на рис. 4. Особенность этого режима проявляется в возникновении двух разнонаправленных очагов, движущихся по траекториям, отличающимся радиусом (рис. 4,б). Отметим, что все описанные режимы обладают следующим свойством: независимо от вида области  $S$  зона горения с течением времени стремится к форме круга, имеющего максимальную площадь среди всех фигур с фиксированной длиной границы. Наиболее сильные возмущения температурного поля возникают в угловых точках границы области  $S$ , что приводит к возникновению и развитию очагов в окрестности этих точек.

Влияние фазового перехода на горение проявляется через теплоту  $Ph$  и температуру  $\theta_l$  плавления инертного компонента смеси, которые в дальнейшем рассматриваются только как параметры задачи. Потери тепла на плавление, определяемые параметром  $Ph$ , компенсировались соответствующим изменением теплового эффекта реакции за счет изменения параметра Годеса  $Td = (Ph - \theta_0)^{-1}$ , что позволя-

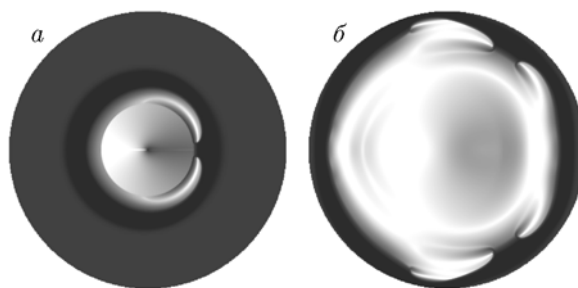


Рис. 4. Температурное поле диска с инициирующей горение областью  $S$  в виде неоднородно нагретого круга радиусом  $|r| < 200$ :

$\theta_{ign} = \theta_0(\pi - |\varphi|)/2\pi + 1$ ,  $\tau_{ign} = 5000$ ,  $R_0 = 600$ ,  $\theta_0 = -9$ ,  $Ar = 0.08$ ,  $Ph = 0$ ;  $\tau = 1468$  (а),  $6537$  (б)

ло считать постоянной адиабатическую температуру горения при различных значениях теплоты плавления.

Высокотемпературный фазовый переход  $-1 < \theta_l < 0$ , когда температура плавления близка к адиабатической температуре горения безгазовой смеси, как и для одномерного случая [8], приводит к полной стабилизации волны горения (рис. 5). Возможное развитие очагов с температурой, превышающей температуру горения, демпфируется фазовым переходом. Зона горения приобретает форму идеального круга (форма области  $S$  — полукруг) с температурой во фронте  $\theta_f \approx \theta_l$ . При более низких температурах плавления появляются очаги, количество которых определяется конфигурацией области  $S$ . Траектории движения очагов отличаются от аналогичного варианта с  $Ph = 0$ . Так, при инициировании процесса областью  $S$



Рис. 5. Стабилизация волны горения:

поджигающая область  $S$  — полукруг ( $|r| < 160$ ,  $\pi < \varphi < 0$ ):  $\theta_{ign} = 1$ ,  $\tau_{ign} = 4500$ ;  $R_0 = 600$ ,  $\theta_0 = -9$ ,  $Ar = 0.08$ ,  $Ph = 0.4$ ,  $\theta_l = -0.5$ ,  $\tau = 4157$



Рис. 6. Влияние фазового перехода на многоочаговый режим горения:

поджигающая область  $S$  — квадрат  $150 \times 150$ :  
 $\theta_{ign} = 1$ ,  $\tau_{ign} = 5000$ ;  $R_0 = 600$ ,  $\theta_0 = -9$ ,  $Ag = 0.08$ ,  $Ph = 0.3$ ,  $\theta_i = -1.5$ ,  $\tau = 5100$

в виде квадрата фронт горения содержит прямолинейные участки, а соответствующие траектории движения очагов параллельны сторонам квадрата (рис. 6). Влияние фазового перехода проявляется в более длительном сохранении геометрической формы области  $S$  при распространении волны горения.

Суммируя основные результаты работы, можно сделать следующие выводы.

1. Геометрия поджигающей области  $S$ , наряду с параметром устойчивости  $\alpha_{st}$ , определяет режим горения и его характеристики — конфигурацию фронта и особенности движения очагов.

2. Количество очагов на начальной стадии горения диска определяется количеством угловых точек границы поджигающей области  $S$ .

3. Область горения с течением времени стремится к форме круга независимо от конфигурации области  $S$ .

4. Фазовый переход влияет на характеристики горения тем сильнее, чем ближе температура фазового перехода к температуре горения и больше теплота плавления. В предельном случае, когда температура плавления близка к адиабатической температуре горения, область горения быстро принимает форму круга.

5. Влияние низкотемпературного фазового перехода проявляется в более длительном сохранении геометрической формы области  $S$  при распространении волны горения.

6. Выявлено, что если поджигающая область имеет симметрию, то симметрия проявляется в траекториях движения очагов горения до момента выхода зоны горения на границу диска.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 4. — С. 51–58.
2. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В., Найбороденко Ю. С., Мержанов А. Г. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 156–159.
3. Мержанов А. Г., Дворянкин А. В., Струнина А. Г. Новая разновидность спинового горения // Докл. АН СССР. — 1982. — Т. 267, № 4. — С. 869–872.
4. Максимов Ю. М., Лапшин О. В. Особенности неустойчивого горения плоских образцов системы  $Ti + 2V + \alpha Cu$  // Хим. физика. — 2015. — Т. 34, № 11. — С. 50–54.
5. Ивлева Т. П. Нестационарные режимы твердопламенного горения диска // Докл. АН. — 2004. — Т. 394, № 4. — С. 489–493.
6. 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.
7. Писклов А. В., Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Твердопламенное горение цилиндрических образцов со ступенчато изменяющимся диаметром // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 26–30.
8. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертным компонентом // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 2. — С. 21–25.

Поступила в редакцию 6/II 2016 г.