

УДК 536.46

## СПОРАДИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ

<sup>1</sup>Минаев С.С., <sup>1,2</sup>Фурсенко Р.В., <sup>1</sup>Луценко Н.А.

<sup>1</sup>Школа Инженерных наук, ДВФУ, Владивосток

<sup>2</sup>ИТПМ им. С.А.Христиановича СО РАН, Новосибирск

### 1. Введение

Отличительной чертой волн горения является их способность принимать форму самоподдерживающейся волны, распространяющейся по горючей среде с вполне определенной скоростью. Фронт пламени в или поверхность с максимальным тепловыделением, расположенная внутри зоны химической реакции волны горения, обычно рассматривается как непрерывная поверхность, которая в некоторых случаях имеет ячеистую структуру. Образование ячеистой структуры фронта пламени вызвано развитием диффузионно-тепловой или гидродинамической неустойчивостью. Диффузионно-тепловая неустойчивость наиболее сильно проявляется в бедных смесях газов с малым числом Льюиса ( $Le = D_{th}/D_{mol} < 1$ , где  $D_{th}$  коэффициент температуропроводности газа, а  $D_{mol}$  коэффициент диффузии недостающего компонента смеси) вблизи пределов существования горения, вызванных и тепловым излучением газа. В таких системах ячеистое пламя может разбиваться на отдельные фрагменты, которые могут принимать форму почти сферических очагов горения или шариков пламени [1, 2].

Волна горения в этом случае представляет собой структуру, состоящую из отдельных шариков пламени, находящихся в состоянии непрерывного хаотического движения. Отдельные очаги могут увеличиваться в размерах и делиться на более мелкие, а мелкие очаги затухают. В то же время, множественные очаги горения между которыми происходит обмен теплом и реагентами, формируют структуру, которая распространяется по горючей среде со вполне определенной скоростью, по-прежнему сохраняя свойства волны горения. Такой режим горения, наблюдаемый в предварительно перемешанных смесях газов с малым числом Льюиса, горении частиц в газе, фильтрационном горении и процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза может быть назван спорадическим, учитывая его специфику и свойства, которые отличают его от режима распространения обычных одномерных волн горения. Необычное свойство такой волны, в частности, проявляется в том, что значительная часть горючего вещества может проникать через пространство между отдельными очагами горения в продукты горения. В то же время, скорость распространения таких волн по горючей среде может даже превышать скорость распространения плоской волны, рассчитанной для адиабатических условий [3]. Эксперименты по горению газа бедных смесей газов в условиях микрогравитации [4] и численные расчеты [3], [4] показали, что спорадические волны горения могут существовать в условиях, когда существование обычного пламени невозможно из-за большого уровня тепловых потерь, вызванных излучением теплопотерь.

Сложная нестационарная пространственная структура спорадической волны горения, состоящей из отдельных очагов, вызывает трудности в оценках скорости распространения таких волн и недогорания. В данной работе описывается метод, позволяющий оценить скорость распространения спорадических волн горения и выделить основные параметры, определяющие поведение и структуру спорадических волн горения.

## 2. Метод оценки скорости распространения спорадических волн горения

Для упрощения задачи предположим, что спорадическая волна горения состоит из шариков пламени, имеющих одинаковый размер и регулярно расположенных в одной плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (рис. 1).

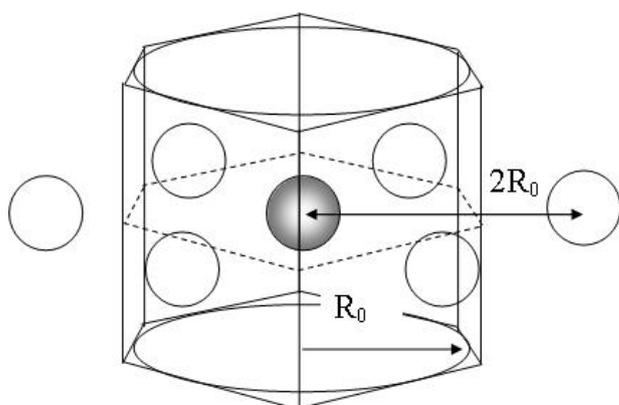


Рис. 1. Схема регулярного расположения шариков пламени в спорадической волне горения

Предположим, что шарики расположены в узлах гексагональной решетки. В этом случае, для описания коллективного распространения шариков, достаточно рассмотреть задачу о движении одного шарика в канале с гексагональным сечением. Стенки канала предполагаются теплоизолированными и непроницаемыми для газа из-за симметрии задачи. На следующем этапе упрощения, канал с гексагональным сечением заменялся на цилиндрический канал с радиусом  $R_0$ , где  $R_0$  равно половине среднего расстояния между центрами соседних шариков. Предполагалось, что скорость распространения одиночного шарика в цилиндрическом канале будет примерно равна скорости спорадической волны горения. Скорость распространения волны зависит от плотности упаковки шариков, которая в случае, когда центры шариков расположены в одной плоскости, обратно пропорциональна квадрату среднего расстояния между шариками  $R_0^{-2}$ . В случае, когда расстояние между шариками достаточно большое, скорость дрейфа шариков замедляется и при очень большом расстоянии между шариками решение стремилось к решению задачи о неподвижном шарике в безграничной среде [1, 2]. В этом случае, горючее поступает в зону реакции только за счет диффузии, а подогрев смеси осуществляется только за счет теплопроводности. Поток горючего, поступающего в зону горения спорадической волны, распределяется между отдельными шариками и при большой плотности шариков, расход горючего, в расчете на отдельный шарик, уменьшается. Это снижает температуру в зоне реакции и может привести к прекращению горения.

Поэтому можно предположить, что существует некоторое оптимальное расстояние между соседними шариками  $R_0^*$ , при котором достигается максимальная скорость распространения спорадической волны горения. В этом случае спорадическая волна горения будет распространяться именно с максимальной возможной скоростью. Действительно, если в какой-то момент времени упаковка шариков такова, что волна распространяется с меньшей скоростью, то из-за внешних возмущений расстояние между некоторыми шариками может изменяться так, что эта группа шариков будет двигаться быстрее остальных. Поток горючего к шарикам, расположенных за лидирующей группой уменьшается, что приведет к их замедлению и к еще большему отставанию от лидирующей группы. В свою очередь, дополнительный приток горючего к шарикам в лидирующей группе может привести к их делению и образованию новых шариков вокруг них. В результате такой самоорганизации шариков внутри спорадической волны выживет конфигурация, которая будет распространяться с со скоростью близкой к максимально возможной. Согласно этим рассуждениям, задачу о скорости распространения спорадической волны горения можно свести к задаче о нахождении максимально возможной скорости распространения отдельного шарика в цилиндрическом канале, которая достигается при некотором оптимальном значении диаметра канала  $R_0^*$ . Для этого были выполнены расчеты задачи о движении неустойчивой волны горения, состоящей из отдельных очагов, в каналах с различными диаметрами, с тем, чтобы оценить оптимальный диаметр канала и соответствующую ему максимальную скорость распространения волны горения. Численное решение этой задачи описано в следующем разделе.

### 3. Распространение шариков пламени в каналах. 2D моделирование

Для оценки зависимости скорости распространения очагов горения бедных смесей газов в каналах различного диаметра было выполнено 2D численное моделирование в рамках обычной диффузионно-тепловой модели. Диффузионно – тепловая модель, применяемая в расчетах, подробно описана работе [3]:

$$T_t = \Delta T - h(T^4 - \sigma^4) + (1 - \sigma)W(T, C) \quad (1)$$

$$C_t = Le^{-1}\Delta T - W(T, C) \quad (2)$$

Здесь  $T$  – безразмерная температура газа, выраженная в единицах  $T_b$ , где  $T_b$  – адиабатическая температура горения исследуемой смеси.  $C$  – безразмерная концентрация недостающего компонента смеси (топлива), измеряемая в единицах  $C_0$  – концентрации топлива в исходной смеси.  $\sigma = T_b/T_0$ , где  $T_0$  – температура горючей смеси вдали от зоны горения,  $h$  – безразмерный параметр, характеризующий радиационные теплотери,  $W(T, C)$  – скорость химической реакции и  $Le$  – число Льюиса. Время измерялось в единицах  $D_{th}/U_b^2$ , масштаб длины был  $D_{th}/U_b$  и скорость измерялась в единицах нормальной скорости распространения плоского адиабатического пламени  $U_b$ . Расчеты выполнялись в прямоугольной области с граничными условиями, подразумевающими отсутствие потоков концентрации и температуры на границах перпендикулярных направлению распространения волны горения. На

границах области, параллельных направлению распространения пламени, задавались периодические граничные условия. В начальный момент времени на одном из концов канала задавалась область с высокой температурой газа, где и формировалась волна горения. Расчеты выполнялись для каналов с различными поперечными диаметрами  $R_0$  для одних и тех же значений параметров с целью найти такой размер канала  $R_0^*$ , при котором достигается максимальная скорость распространения волны горения. Нестационарные уравнения (1, 2) решались численно с использованием явной конечно-разностной схемы. Вычисления выполнялись на персональном компьютере с распараллеливанием вычислений на графическом процессоре GTX 295. Это позволило существенно ускорить вычисления.

Расчеты показали, что в очень узком канале горение инициировалось и затем затухало из-за радиационных теплопотерь. Горение происходило в том случае, когда размер канала становился больше некоторой критической величины. С возрастанием поперечного размера канала  $R_0$  формировался почти сферический очаг горения, который распространялся с большой скоростью по каналу (рис. 2 а).

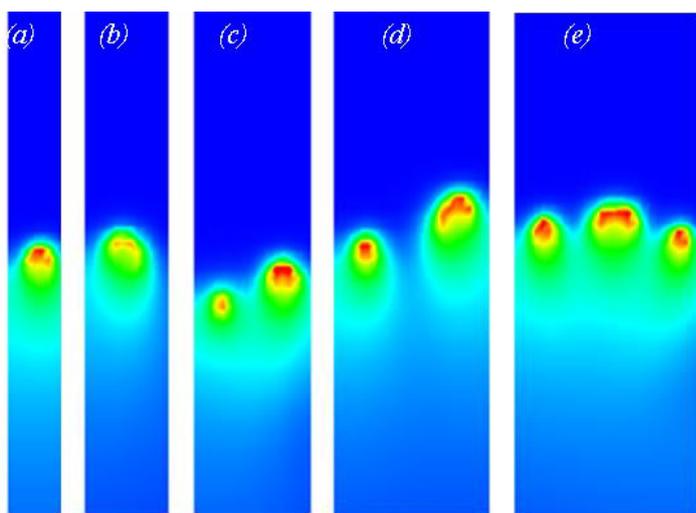


Рис. 2. Температурное распределение в канале при горении бедной смеси газа при различных диаметрах канала:  $R_0=20$ (а),  $30$ (b),  $40$ (c),  $50$ (d),  $60$ (e), рассчитанные для  $Le=0.3$ ,  $h=0.15$ ,  $\sigma=0.2$ . Шарики пламени распространяются снизу вверх.

В более широком канале после зажигания формировалась непрерывная зона горения, которая быстро распадалась на отдельные ячейки пламени, напоминающие шарики пламени (рис.2 с-е). Ячейки пламени имели полусферическую форму, выпуклую по отношению к свежей смеси и разделены областями в которых горение отсутствовало. В процессе распространения те шарики пламени, которые имели меньшую скорость отставали и затухали. Лидирующие шарики увеличивались в размерах и затем делились, формируя новые, почти с теми же размерами, которые они имели до деления. Эти расчеты согласуются с результатами 3D расчетов волны горения в расширяющемся канале, которые были выполнены в работе [4]. Во всех случаях наблюдалось неполное сгорание смеси за счет протекания горючей смеси между отдельными шариками пламени.

Расчеты скорости распространения разрывной волны горения показали, что наибольшая скорость распространения достигалась в каналах, размер которых был

близок к критической величине канала, соответствующему затуханию пламени. С увеличением теплопотерь, характеризуемых параметром  $h$ , скорость распространения волн горения уменьшалась. Зависимости скорости распространения волн горения от размера канала, построенные для различных значений параметра теплопотерь, показаны на рис. 3.

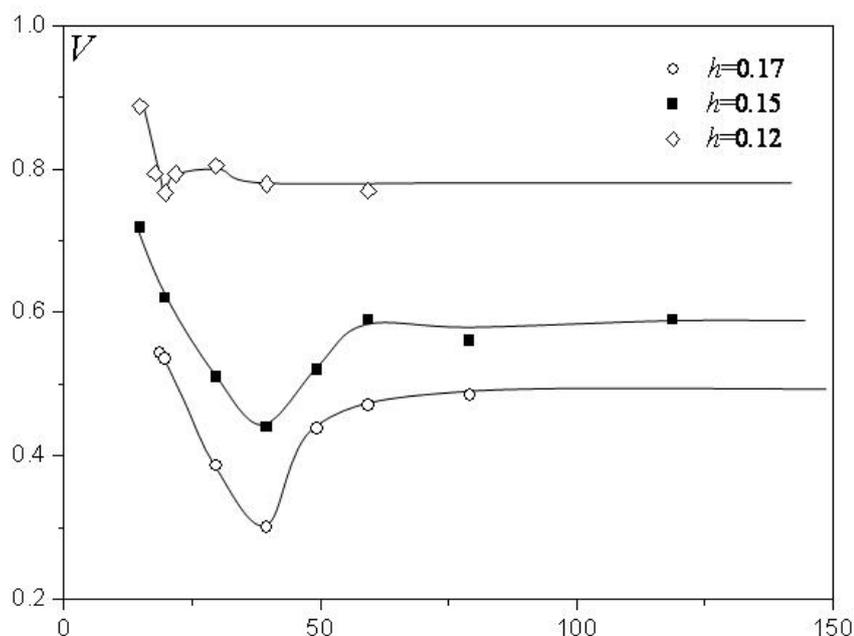


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости распространения шариков пламени  $V$  от диаметра канала  $R_0$ , рассчитанные для различных значений параметра теплопотерь  $h$  и  $Le=0.3$ ,  $\sigma=0.2$

Эти выводы согласуются с результатами расчетов работы [3]. Данные, приведенные на рис. 3 подтверждают гипотезу о существовании максимальной скорости распространения пламени, которая достигается при некотором значении поперечного размера канала. Этот размер примерно соответствует очагами горения половине среднего расстояния между шариками пламени в спорадической волне горения. Расчеты подтверждают предположение о затухании отстающих шариков из-за недостатка топлива и возможность деления лидирующих шариков. Эти факты говорят в пользу гипотезы о том, что скорость распространения спорадической волны горения близка по величине к максимальной скорости распространения отдельного шарика пламени в теплоизолированном канале. В заключении отметим, что подобный метод оценки скорости распространения волн горения, состоящих из отдельных очагов, может быть применен и для других систем. Можно предположить, что при распространении, например, спорадической волны самоподдерживающегося высокотемпературного синтеза (сцинтилляционный режим) скорость волны горения можно

оценить из решения более простой задачи о максимальной скорости отдельного очага горения в теплоизолированном канале.

#### **4. Заключение**

Показано, что задача о скорости распространения спорадической волны горения тесно связана с задачей о распространении единственного очага горения в теплоизолированном канале. Данный подход, по-видимому, может быть использован для оценок скорости распространения спорадических волн горения в гетерогенных средах, горении конденсированных веществ и других системах.

Эта работа была частично поддержана Интеграционным проектом №. 38 СО РАН-ДВО РАН.

#### **Литература**

- [1] P.D. Ronney, *Combust. Flame*, 82 (1990), 1-14.
- [2] J. Buckmaster, G. Joulin, P. Ronney, *Combust. Flame*, 79 (1990), 381-392.
- [3] R. Fursenko, S. Minaev, *Comb. Theory and Modelling*, 15 (2011), 817-825.
- [4] R. Fursenko, S. Minaev, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, K. Takase, X. Li, M. Katsuta, M. Kikuchi, K. Maruta, *Proc. Combust. Inst.*, 34 принято к печати.
- [5] F. A. Williams, J.F. Grcar, *Proc. Combust. Inst.*, 32 (2009), 1351–1357.