

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова  
Национальной академии наук Беларуси

*ТЕПЛО-  
И МАССОПЕРЕНОС – 2011*

*Сборник научных трудов*

Минск 2011

УДК 536.2:532/533

Сборник фактически является развернутым научным отчетом Института тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси о важнейших результатах научных исследований и научно-технических разработок, выполненных в рамках заданий государственных программ (ГКПНИ, ГПНИ, ГПОФИ, ГНТП и др.), инновационных проектов в период 2006–2010 гг. и завершенных в 2010 г. Тематика работ полностью соответствует приоритетным направлениям научных исследований и научно-технической деятельности и включает проблемы тепло- и массопереноса, гидrogазодинамики, поиска, преобразования и использования источников энергии, получения и применения наноструктурных материалов, создания энергоэффективных технологий, оборудования и приборов для различных отраслей.

Книга рассчитана на научных работников, преподавателей вузов, инженеров, конструкторов, докторантов, аспирантов, магистрантов, студентов старших курсов вузов, специализирующихся в указанных выше областях.

*Редакционная коллегия:*

чл.-корр. НАН Беларуси **В.Л. Драгун** (главный редактор)  
чл.-корр. НАН Беларуси **В.А. Бородуля**  
чл.-корр. НАН Беларуси **Н.В. Павлюкевич**  
доктор физ.-мат. наук **О.С. Рабинович**  
доктор техн. наук **Ю.С. Теплицкий**  
канд. физ.-мат. наук **А.Н. Мицун**  
канд. техн. наук **С.М. Данилова-Третьяк**

*Рецензенты:*

акад. НАН Беларуси **С.А. Астапчик**  
доктор физ.-мат. наук **В.Г. Баштовой**  
доктор техн. наук **А.А. Шипко**

ISBN 978-985-6456-70-4

© Институт тепло- и массообмена  
им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
2011

**К.В. Доброго, И.М. Козлов, Н.Н. Гнездилов, Е.С. Шмелев**

## МЕХАНИЗМ СТАБИЛИЗАЦИИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ВЫСОКОПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

**Введение.** Распространение пламени в пористом теле по предварительно перемещанной газовоздушной смеси в условиях теплообмена между газом и пористой средой исследовалось А.А. Коржавиным с коллегами [1], Г.А. Ляминым и А.В. Пинаевым [2], В.С. Бабкиным [3], Д. Тримисом и Ф. Дарстом [4]. Часто такие работы проводились в контексте изучения пожаро- и взрывобезопасности. Несмотря на большое количество накопленных экспериментальных данных, принципиальный вопрос – механизм стабилизации скорости пламени в пористой среде – все еще остается открытым. Обзор результатов исследований представлен в монографии [5]. Большинство экспериментов было выполнено с трубами, заполненными пористой средой. В качестве горючей смеси использовались воздушно-метановая или воздушно-пропановая смесь. Основным результатом, полученным В.С. Бабкиным с коллегами [3], можно считать идентификацию нескольких стационарных режимов горения. К сожалению, достоверные данные по структуре пламени и особенностям гидродинамики горения недоступны из-за принципиальных трудностей диагностики и визуализации процессов внутри пористой среды. Вероятно, в некоторых случаях численное моделирование есть единственная возможность детального исследования горения в пористых средах.

В данной работе описаны результаты численного и натурного экспериментов по распространению метановоздушного пламени в замкнутом объеме, заполненном высокопористой средой. Численное моделирование выполнено в двумерном приближении. Результаты позволяют сделать вывод о существенном влиянии теплообмена между продуктами горения и пористой средой на стабилизацию скорости пламени.

**Описание физической модели реактора с пористой средой.** Рассматривается двумерный плоский замкнутый сосуд, заполненный горючей топливовоздушной смесью. В сосуде в шахматном порядке расположены не соприкасающиеся друг с другом препятствия, представляющие собой стержни, ориентированные поперек плоскости реактора и имеющие бесконечную теплоемкость (рис. 1).

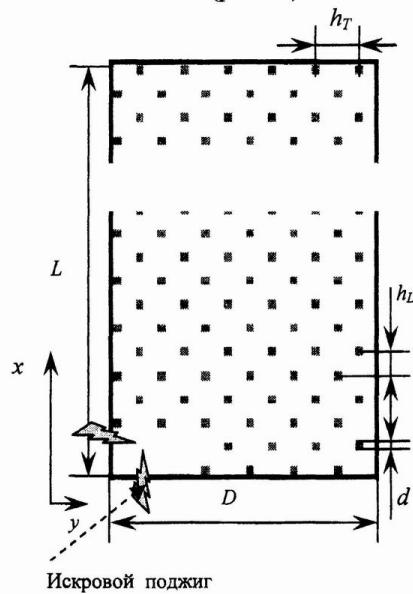


Рис. 1. Расчетная область

Частота расстановки и удельная поверхность стержней выбраны таким образом, чтобы, с одной стороны, препятствия были расположены достаточно близко друг к другу, образуя пористую среду, с другой – достаточно разреженно, чтобы расстояния между ними были больше толщины фронта пламени и удельная поверхность, определяющая теплопотери, была не столь высока, допуская горение газовой смеси. Объектом исследования является динамика распространения пламени. Заметим, что рассматриваемая система демонстрирует основные свойства газофазного горения в высокопористых средах – гидродинамические возмущения, дисперсию и объемный теплообмен между газом и пористой средой. Математическая формулировка приведена в следующем разделе. Она включает в себя уравнения Навье – Стокса для сжимаемого газа в приближении нулевого числа Маха. Горение метановоздушной смеси описывается одностадийной реакцией. Расчеты проведены для набора сосудов с поперечным размером  $D = 1.2$  см и длиной  $L = 15 - 34$  см. Толщина отдельного препятствия  $d = 0.3$  мм. Расстояния между препятствиями  $h_L = 1$  мм и  $h_T = 2$  мм. Шаг расчетной сетки  $h_x = h_y = 0.1$  мм (рис. 1). Удельная площадь препятствий  $2.4 \text{ mm}^{-1}$ .

Эксперименты проводились на метановоздушных смесях. Корпуса двух исследованных реакторов выполнялись из текстолита с шириной камеры  $D = 2.5$  см и длиной  $L = 17.7$  см у первого и 25 см у второго. Препятствия были сделаны из лакированной медной проволоки диаметром 0.8 мм. Расстояния между препятствиями  $S_L = 2.5$  мм и  $S_T = 5$  мм (рис. 1). Удельная площадь поверхности препятствий  $0.194 \text{ mm}^{-1}$ .

**Математическая модель** включает в себя нестационарные уравнения: неразрывности, Навье – Стокса, сохранения химических компонентов газа и сохранения энергии:

$$\frac{\dot{\rho}}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}', \quad (2)$$

$$\frac{dY_i}{dt} = \dot{\rho}_i + \nabla \cdot (\rho D \nabla Y_i), \quad i = \overline{1, N}, \quad (3)$$

где  $\dot{\rho}_i$  – скорость образования  $i$ -го компонента газа в результате химических реакций,  $\sum \dot{\rho}_i = 0$ ;  $D$  – коэффициент диффузии,  $\boldsymbol{\sigma}'$  – тензор вязких напряжений с компонентами:

$$(\boldsymbol{\sigma}')_{ik} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right).$$

Уравнение сохранения энергии записано через энталпию с учетом процессов диффузии и теплопроводности:

$$\frac{dH}{dt} = \nabla \cdot \left( \rho \sum_i h_i D \nabla Y_i + \lambda \nabla T \right), \quad (4)$$

где  $h_i$  – удельная энталпия  $i$ -го компонента газа,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности. Скорость звука принимается равной бесконечности.

Условия непроницаемости поставлены на стенках реактора и границах препятствий. Границные условия для температуры [6]:

$$\lambda \nabla T \cdot \vec{n} \Big|_{boundary} = \alpha(T - T_w),$$

где  $T_w$  – температура стенок препятствий,  $\alpha = 100 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{м}^2)$ .

Скорость горения метановоздушной смеси описывалась одностадийной реакцией  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$  следующим образом [7]:

$$\dot{\rho}_i = -\rho s_i k Y_{\text{CH}_4} \exp(-E/T),$$

здесь  $s_i$  – стехиометрический коэффициент для  $i$ -го компонента газа,  $k$  – предэкспонент,  $k = 2.6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ;  $Y_{\text{CH}_4}$  – массовая доля метана,  $E = 15640 \text{ К}$ .

В начальный момент времени реактор заполнен стехиометрической метановоздушной смесью. В его левом нижнем углу для моделирования поджига задавался источник энергии – удельной мощностью порядка  $10^{10} \text{ Вт/кг}$ . При возгорании смеси источник отключался. Детальное описание математической модели дано в [8].

Для численного моделирования использовался пакет *Gasburn*. Движение газа рассчитывалось с применением аналога МАК метода, обобщенного для расчета движения сжимаемого газа, учитывающего теплопроводность, диффузию и силы вязкости. Подобный метод был употреблен в [9] для расчета свободной конвекции. Уравнения сохранения химических компонентов газа (3) интегрировались совместно с уравнением сохранения энергии (4) по неявной схеме методом итераций Ньютона. Более подробно методика расчета описана в [10].

**Результаты моделирования.** На рис. 2 показаны типичные временные зависимости положения фронта пламени. Легко проследить три стадии его распространения:

- I – стадия интенсивного ускорения;
- II – стадия стоячей волны;
- III – стадия квазистационарного распространения.

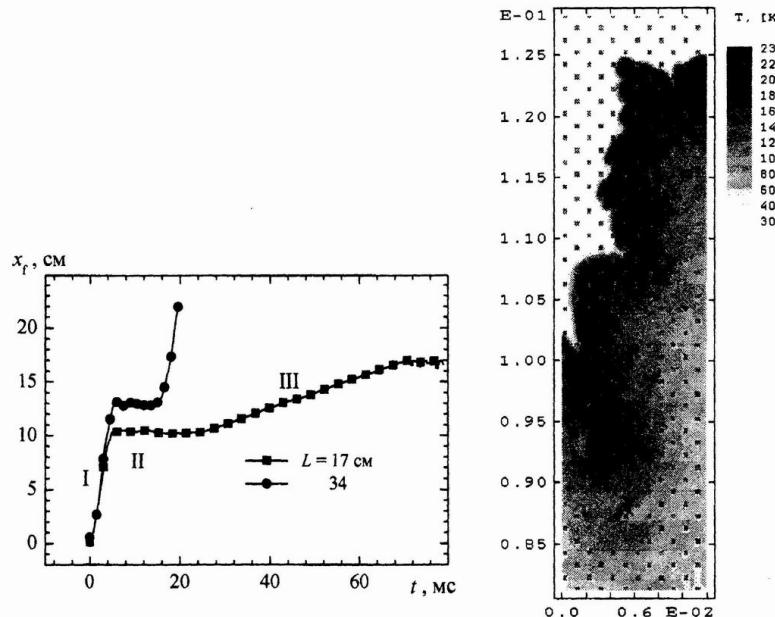


Рис. 2. Слева: зависимость координаты фронта пламени от времени при различных длинах канала. I–III – стадии распространения пламени. Справа: распределение температуры газа в камере на стадии квазистационарного распространения

Фронт горения имеет сложную структуру на всех этапах. Эта структура определяет характеристики движения фронта пламени. Даже на стадии квазистационарного распространения фронт горения сохраняет свою сложность (рис. 2–4) и претерпевает периодические трансформации. Такие трансформации вызывают осцилляции давления с частотой 80–100 Гц, что соответствует данным, полученным в экспериментах А.А. Коржавина [1].

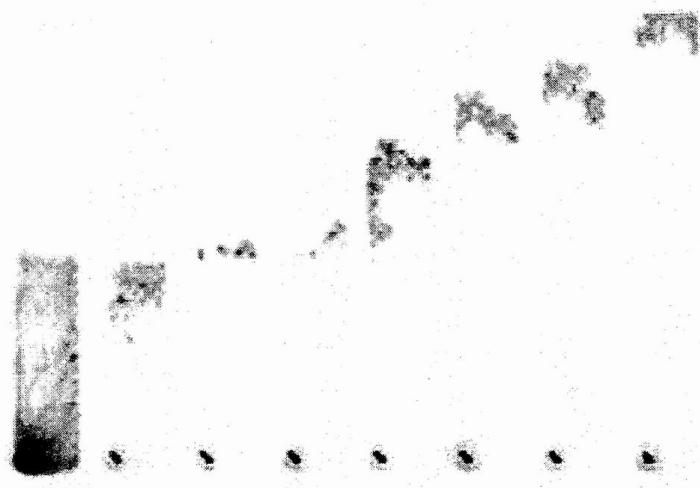


Рис. 3. Распространение пламени в экспериментальной установке. Частота смены кадров  $30 \text{ c}^{-1}$ . Временной шаг 0.033 с. Негатив

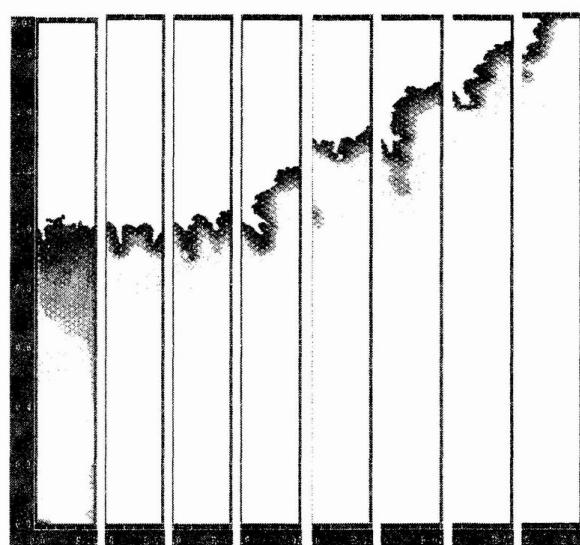


Рис. 4. Поле температуры газа в численном эксперименте. Длина реактора  $L = 17 \text{ см}$ . Шаг по времени 0.01 с. Более темные участки соответствуют большей температуре

Детальное моделирование распространения пламени в описанной выше системе требует много компьютерного времени. С целью его уменьшения начальное давление в системе снижено до  $P_0 = 0.5 \text{ атм}$ , что привело к увеличению толщины фронта пламени и позволило использовать более грубую расчетную сетку с шагом  $\Delta x = 0.1 \text{ мм}$ . Расчет горения длины реактора  $L = 17 \text{ см}$  занимает порядка трех дней на компьютере с процессором частотой 3 ГГц. Для моделирования того же реактора на более подробной сетке требуется

больше одного месяца. По этой причине наши расчеты ограничились случаями с начальным давлением 0.5 атм, хотя эксперименты были проведены при нормальном атмосферном давлении. Для упрощения изготовления экспериментальная установка была шире, а препятствия имели больший диаметр. Поэтому невозможно провести прямое сравнение данных эксперимента и численного моделирования. В то же время сравнение динамического поведения экспериментальной (рис. 3) и численной (рис. 4) систем демонстрирует впечатляющее сходство. Далее в статье все данные, относящиеся к численному моделированию, рассчитаны для длины реактора  $L = 17$  см.

Анализ данных, полученных с помощью численного эксперимента, позволяет сформулировать количественные соотношения и инварианты задачи. Построим качественную модель, описывающую основные особенности динамики пламени, не проводя детального исследования ускорения пламени и увеличения его поверхности. Принимая во внимание главную роль значительных гидродинамических возмущений, вносимых препятствиями, в увеличении площади поверхности фронта пламени, для описания ускорения пламени на первой стадии разумно использовать простую геометрическую модель. Цель использования подобной модели – нахождение корреляции между площадью поверхности пламени  $S$  и сгоревшим объемом  $V$  вида

$$V = aS^b. \quad (5)$$

Для автомодельного расширения в трехмерном пространстве  $b = 1.5$ . С учетом соотношения между производной от объема по времени и скоростью нормального распространения пламени  $S_l$  ( $\dot{V} = SS_l$ , м<sup>3</sup>/с) увеличение площади поверхности пламени со временем подчиняется квадратичному закону  $S \sim S_l^2 t^2$  (и  $V \sim S_l^3 t^3$ ). В случае  $b = 1$  поверхность фронта пламени, массовая скорость горения и объем сгоревших продуктов растут по времени экспоненциально:  $S = S_0 \exp(S_l t / a)$ . Здесь  $S_0$  – параметр модели, имеющий смысл площади поверхности фронта пламени в начальный момент. В общем случае геометрический закон (5) с рациональной степенью  $1 < b \leq 1.5$  соответствует степенной зависимости площади поверхности пламени от времени.

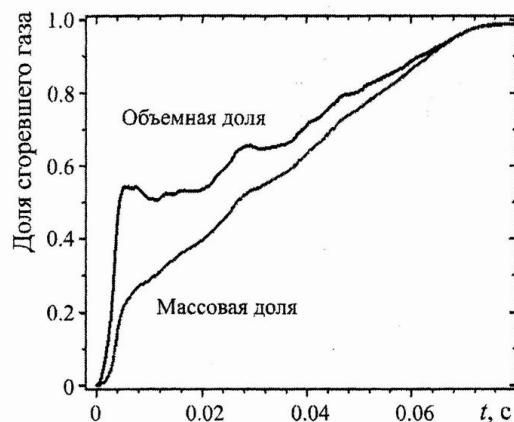


Рис. 5. Зависимость объемной и массовой долей продуктов горения от времени

Расчеты показывают, что ускорение пламени на начальной стадии соответствует геометрической концепции (рис. 5, 6). На рис. 5 изображена временная зависимость массы и объема продуктов горения при стандартных параметрах. Из рисунка видно, что в процессе горения можно выделить три временных стадии – интенсивное ускорение, остановка и

квазистационарное распространение пламени. График массовой доли сгоревшего газа демонстрирует первую и третью стадии. Те же кривые на первой стадии приведены на рис. 6. Пунктирные аппроксимационные кривые показывают, что квадратичная временная зависимость имеет место на начальной фазе, а кубическая зависимость характерна для стадии ускорения до момента резкого торможения пламени.

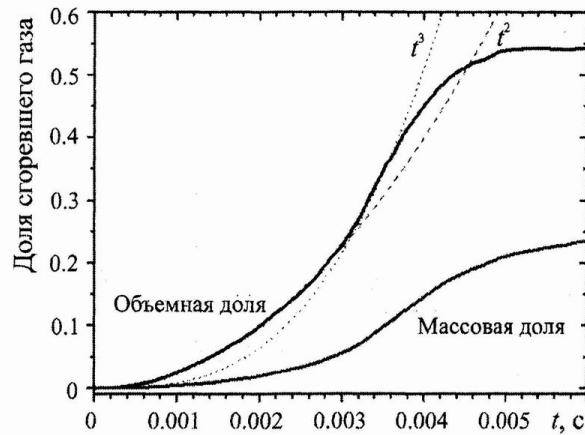


Рис. 6. Зависимость объемной и массовой долей продуктов горения от времени в фазе интенсивного ускорения. Штриховая и пунктириальная линии обозначают степенные аппроксимации зависимостей

Квадратичный закон роста площади поверхности пламени в начальной фазе объясняется тем, что на этом этапе пламя распространяется, практически не взаимодействуя с препятствиями. Дальнейшее изменение скорости горения происходит из-за взаимодействия пламени и препятствий (псевдопористой среды), поскольку поверхность фронта пламени приобретает фрактальные свойства. Корреляция между объемом сгоревшего газа и площадью поверхности (рис. 7) демонстрирует самоподобность ( $V \sim S^2$ ) и следует из фрактального характера растяжения пламени.

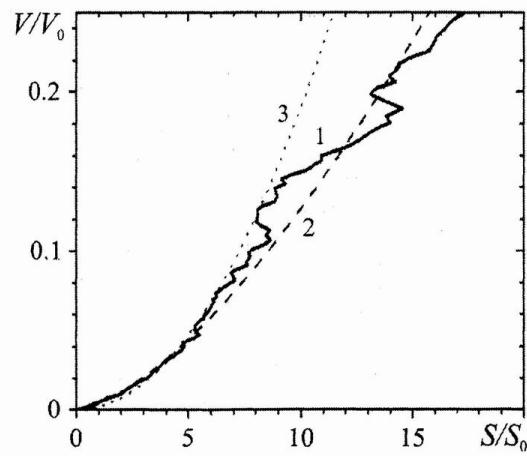


Рис. 7. Фаза интенсивного ускорения ( $t = 0$ – $3.2$  мс). 1 – корреляция между долей продуктов горения и безразмерной площадью поверхности пламени; 2 – степенная аппроксимация  $\sim S^2$ ; 3 –  $S^{1.5}$ .  $V_0$  – полный объем,  $S_0$  – площадь поперечного сечения системы

На рис. 8 представлена корреляция во времени между давлением в системе, площадью поверхности пламени и мощностью тепловыделения. Заметим, что давление имеет линейную зависимость от тепловой энергии (рис. 9). В неадиабатическом случае эта зависимость теряет свою однозначность.

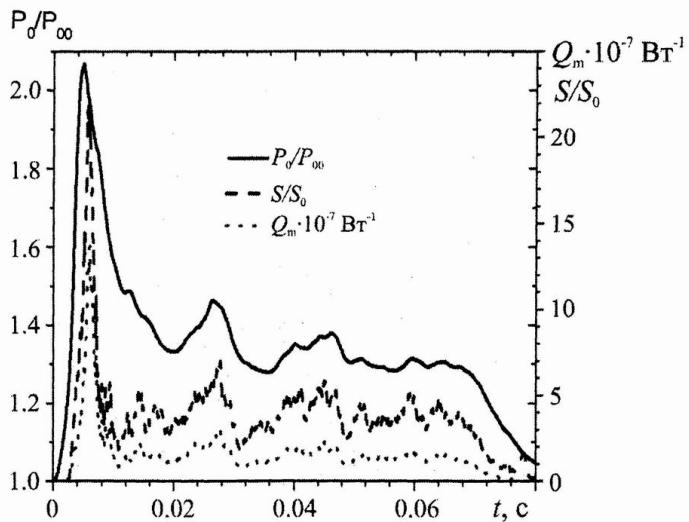


Рис. 8. Зависимость давления и площади поверхности пламени от времени

В случае геометрического увеличения поверхности фронта пламени (5), как показывает анализ, теплопотери никогда не превышают интегрального тепловыделения, что гарантирует постоянное ускорение пламени. Основной причиной торможения пламени является быстрое изменение соотношения между тепловыделением и теплопотерями в газе, которое наблюдается при уменьшении поверхности фронта пламени, когда он достигает стенок камеры реактора.

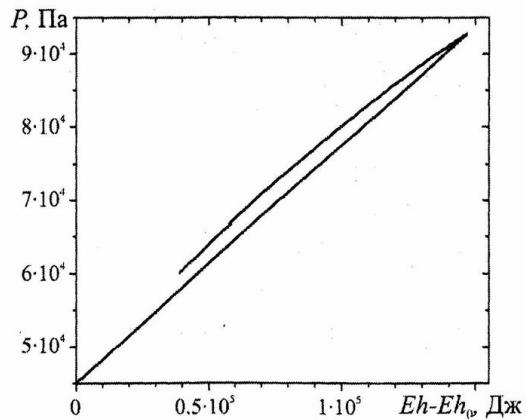


Рис. 9. Корреляция во времени между давлением и выделившейся энергией в промежутке 0–19 мс. Точка поворота – 4.9 мс

На рис. 10 изображены зависимости тепловыделения и теплопотерь от времени. В соответствии с этим рисунком за стадией ускорения (I,  $Q^+ > Q^-$ ) следует стадия стоячей волны (II,  $Q^+ < Q^-$ ). Вторая стадия характеризуется доминированием тепловых потерь, что приводит к временной остановке фронта пламени и даже к его движению в обратном направлении. При последующем уменьшении  $Q^-$  баланс тепловыделения и теплопотерь в газе восстанавливается, и система вступает в стадию квазистационарного распространения пламени III.

Наиболее важной проблемой при изучении горения в рассматриваемой системе является вопрос о скорости пламени в квазистационарной стадии и физических причинах ее установления. В связи с высокой сложностью таких систем точный анализ задачи невозможен.

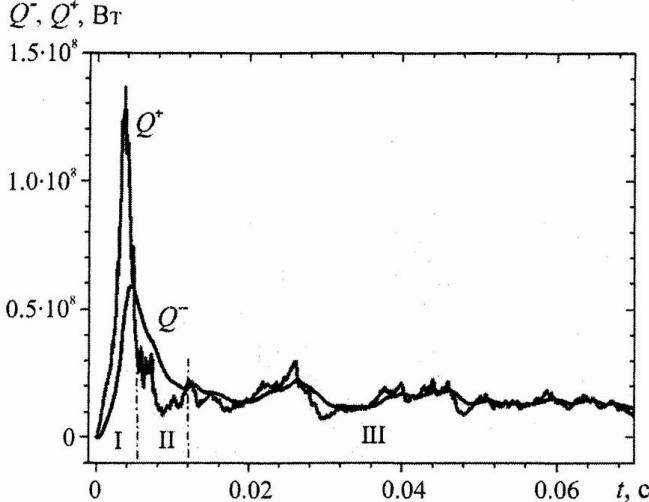


Рис. 10. Зависимость мощностей тепловыделения ( $Q^+$ ) и теплопотерь ( $Q^-$ ) от времени.  
I – стадия быстрого ускорения, II – стадия стоячей волны, III – квазистационарная стадия

Приведем анализ особенностей горения в квазистационарной стадии. Приближенное равенство интегральных мощностей тепловыделения и теплопотерь  $Q^+ \approx Q^-$  есть следствие создавшейся гидродинамической картины, в которой скорость газа на переднем крае фронта пламени, осредненная по поперечному сечению реактора, приблизительно равна нулю. В связи с этим повышенная по сравнению с  $S_l$  скорость пламени, обусловленная пульсациями поля скорости, имеет природу протуберанцев, распространяющихся возле правой и левой стенок реактора попеременно. Поскольку подобная гидродинамика в общем случае объясняется неустойчивостью плоского фронта пламени, необходимо построить математическую модель неустойчивости подобного рода. Принимая во внимание высокую пористость системы и учитывая то, что характерный диаметр каналов существенно больше толщины вязкого подслоя и толщины фронта пламени, можно использовать модель гидродинамической неустойчивости плоского пламени Ландау [11]. В соответствии с этой моделью плоский фронт абсолютно неустойчив и инкремент роста неустойчивости определяется выражением

$$\Omega = kV_1 \frac{\mu}{1+\mu} \left[ \sqrt{1+\mu-1/\mu} - 1 \right], \quad (6)$$

где  $\mu = \rho_1 / \rho_2 > 1$  – отношение плотностей газа перед фронтом пламени и за ним,  $k$  – волновое число,  $V_1$  – скорость газа, втекающего во фронт пламени. Максимальная линейная скорость роста возмущений определяется как  $\Omega D_1 = \Omega / k$ . Предполагая, что скорость газа, втекающего во фронт пламени, равна скорости нормального распространения  $S_l$ , получим выражение максимальной скорости распространения переднего края пламени:

$$S_r = \Omega D_1 + S_l = S_l \left[ 1 + \frac{\mu}{1+\mu} \left[ \sqrt{1+\mu-1/\mu} - 1 \right] \right]. \quad (7)$$

При условиях численного расчета  $\mu = 7.2$ , и соответствующей оценкой скорости фронта будет  $S_f / S_l = 2.61$  (сплошная тонкая линия на рис. 11). Видно, что эта оценка хорошо аппроксимирует результаты численных расчетов. В случае более плотного расположения препятствий, моделирующих пористую среду, т. е. при меньшей пористости, законы гидродинамического движения могут существенно измениться, и использование модели Ландау будет некорректно. Интересным следствием (7) является независимость скорости пламени от диаметра реактора.

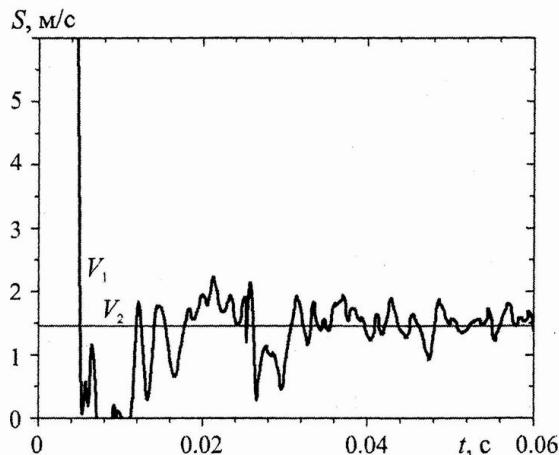


Рис. 11. Зависимость скорости пламени от времени:  $V_1$  – оценка по положению переднего края фронта пламени (математическое моделирование),  $V_2$  – оценка по (7)

Скорость пламени можно оценить используя производную по времени от объема продуктов горения (рис. 12). В этом случае усредненная по времени скорость близка к скорости переднего края фронта пламени, но флуктуации во втором случае значительно выше.

Другой подход к определению скорости фронта пламени основан на использовании различных моделей турбулентного (возмущенного) пламени, например модели Зельдовича  $S_f = S_l + u_g$ , где  $u_g$  – амплитуда пульсации скорости вблизи фронта пламени. Подобные модели требуют оценки гидродинамической скорости вблизи фронта пламени, и, как указано выше, среднее значение такой скорости в рассматриваемой системе близко к нулю.

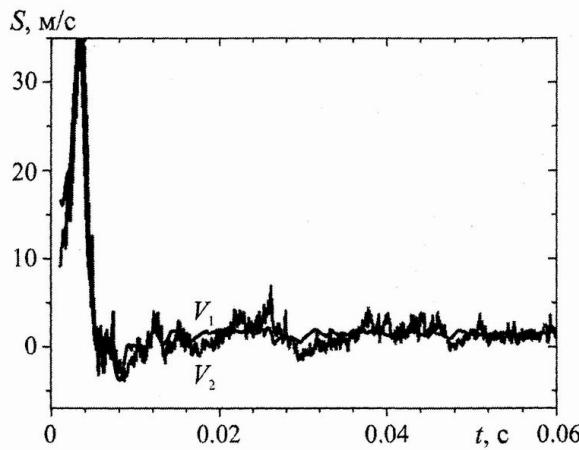


Рис. 12. Зависимость скорости пламени от времени:  $V_1$  – оценка с использованием производной по времени от объема продуктов горения,  $V_2$  – скорость переднего края фронта пламени

Для полноты описания системы оценим скорость релаксации средней температуры продуктов горения (рис. 13). Совместно с графиком, демонстрирующим результаты расчета

(сплошная кривая), приведена аналитическая оценка (пунктир), полученная из допущения о постоянстве скорости распространения фронта пламени:

$$\bar{T}_b = T_0 + (T_{ad} - T_0) \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t}, \quad (8)$$

где  $\alpha = h / \langle c \rho_g \rangle$  – коэффициент теплообмена.

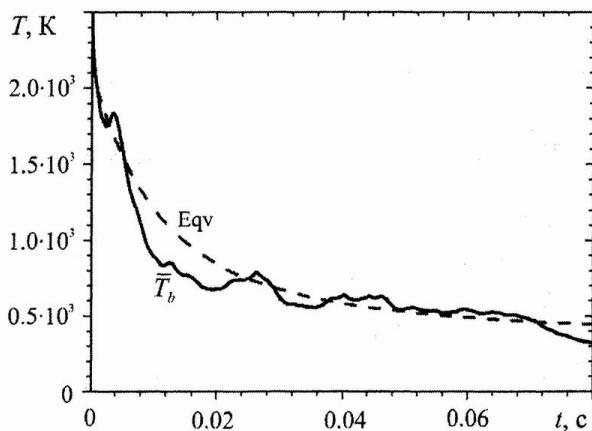


Рис. 13. Средняя температура продуктов горения. Сплошная линия – расчет. Пунктир – аппроксимация (8)

Как показывает анализ, скорость релаксации средней температуры продуктов слабо зависит от скорости и ускорения пламени. Поэтому средняя температура, рассчитанная по (8), хорошо согласуется с многочисленными данными численных экспериментов независимо от скорости пламени.

**Заключение.** Проведено детальное численное моделирование динамики пламен в закрытом двумерном сосуде, заполненном высокопористым материалом. Сравнение с экспериментальными данными показало качественное совпадение результатов расчета и эксперимента. Установлено, что квазистационарный режим распространения пламени возможен в случае достаточно большой относительной длины системы ( $L/D > 9$ ) и удельной поверхности пористой среды  $S_{sp} \geq 10^{-4}, \text{м}^{-1}$ . Разработанное программное обеспечение может использоваться для прямого трехмерного моделирования динамики пламен.

Изучен режим горения в высокопористых средах, характеризующийся слабой тепловой связью между твердой и газовой фазами. Отмечены три стадии распространения пламени: интенсивное ускорение, стадия стоячей волны и стадия квазистационарного распространения "leapfrog", в которой скорость пламени  $S_f/S_n = 2-3$ . Характеристические параметры последней стадии были определены при помощи теории Ландау, описывающей гидродинамическую неустойчивость плоского пламени.

Предложена физическая модель горения в указанной выше системе. Параметры стадии интенсивного ускорения определены с помощью геометрической модели поверхности пламени, где фрактальная размерность области продуктов горения вначале равна 1.5, а потом уменьшается до 1.33. Быстрое торможение пламени объясняется уменьшением площади поверхности пламени из-за тушения на стенках реактора и интенсивного теплообмена между горячими продуктами горения и пористой средой. Квазистационарное распространение пламени имеет место при приблизительном равенстве тепловыделения при горении газа и теплопотерь при теплообмене продуктов горения с пористой средой. Поскольку пламя распространяется в среднем по неподвижному газу, то скорость распространения пламени

можно определить из модели гидродинамической неустойчивости фронта, что дает довольно хорошее приближение скорости распространения пламени.

Полученные результаты могут быть использованы при создании пламегасителей взрывобезопасных топливных баков. Разработанное авторами программное обеспечение позволяет моделировать системы инициации детонационной волны прежде всего пульсационного детонационного двигателя (PDE).

Следующим шагом будет изучение критических условий для возникновения ускорения и стабилизации фронта пламени в закрытых камерах, имеющих большое отношение длины ширине, и в полуоткрытых камерах.

### Литература

1. Korzhavin A.A., Bunev V.A. and Babkin V.S. Dynamics of gaseous combustion in closed systems with an inert porous medium // Combust. Flame. 1997. Vol. 109. Pp. 507–520.
2. Лямин Г.А., Пинаев А.В. О режиме быстрого дозвукового горения газов в инертной пористой среде с плавным подъемом давления в волне // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 27–30.
3. Babkin V.S., Korzhavin A.A., Bunev V.A. Propagation of premixed gaseous explosion flames in porous media // Combust. Flame. 1991. Vol. 87. Pp. 182–190.
4. Trimis D., Durst F. Combustion in a porous medium – advances and applications // Combust. Sci. and Tech. 1996. Vol. 121. Pp. 153–168.
5. Доброго К.В., Жданок С.А. Физика фильтрационного горения газов. Минск: Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларусь, 2002. – 203 с.
6. Hackert L., Ellzey J.L., Ezekoye O.A. Effects of thermal boundary conditions on flame shape and quenching in ducts // Combust. Flame. 1998. Vol. 112. Pp. 73–84.
7. Hanamura K., Echigo R., Zhdanok S. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1993. Vol. 36, No. 13. Pp. 3201–3224.
8. Dobrego K.V., Kozlov I.M., Vasiliev V.V. Flame dynamics in thin semi-closed tubes at different heat loss conditions // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49. Pp. 198–296.
9. Kozlov I.M., Suvorov A.E., Tyukaev V.I. A numerical study of free convection in a strongly inhomogeneous gas medium // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1995. Vol. 38. Pp. 2689–2695.
10. Kozlov I.M., Dobrego K.V., Gnesdilov N.N. Application of RES methods for computation of hydrodynamic flows by an example of a 2D flow past a circular cylinder for  $Re = 5–200$  // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. No.1. Pp. 231–239.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. 5-е изд. 2006. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука. – 736 с.

**Научное издание**

**ТЕПЛО-И МАССОПЕРЕНОС – 2011**

**Сборник научных трудов**

**Редакторы Т.Г. Михалева, В.И. Царькова**

---

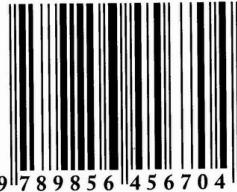
Подписано в печать 05.07.2011.  
Формат 60x84 1/8. Бумага офисная.  
Гарнитура Times New Roman.  
Усл. печ. л. 48,7. Уч.-изд. л. 41,78.  
Тираж 150 экз. Заказ. 44.

---

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси.  
220072, Минск, П. Бровки, 15. ЛИ № 02330/0549415 от 08.04.2009 г.

Отпечатано на ризографе Института тепло- и массообмена  
им. А.В. Лыкова НАН Беларуси. 220072, Минск, П. Бровки, 15.

ISBN 978-985-6456-70-4



A standard linear barcode representing the ISBN number 978-985-6456-70-4. The barcode is composed of vertical black bars of varying widths on a white background.

9 789856 456704