

На рис. 3 показаны области неединственности для случая горения смеси состава  $Zr + 0,8C$  при использовании трех источников зажигания. Из рисунков видно, что при переходе от источника высокой температуры к источнику с промежуточной температурой также наблюдается сужение области неединственности режимов горения.

Таким образом, при горении системы цирконий — углерод — водород экспериментально наблюдаются предсказанная в теории неединственность стационарных режимов горения и критический переход от высокотемпературного режима к низкотемпературному при использовании источников зажигания с различной температурой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1979, 245, 1, 155.
2. И. А. Мартыросян, С. Л. Долуханиян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1981, 17, 4, 24.

УДК 536.46

### ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПЛАМЕН ВБЛИЗИ ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

*В. И. Гудкович, Э. А. Грановский, Э. А. Штессель*  
(Северодонецк)

Динамика течения газа в сравнительно быстрогорящих горючих газовых системах изучена достаточно полно экспериментально [1] и теоретически [2]. Получено качественное и количественное согласие результатов теоретического рассмотрения и экспериментов по изучению формы пламени и поведения линий тока исходной смеси и продуктов горения. Газодинамическая структура движения пламени в околопределных смесях практически не изучена, хотя можно предположить, что именно она определяет значительное различие в характерных скоростях горения в земных условиях и в условиях невесомости (по данным работы [3] в невесомости пламена горят в 5—10 раз медленнее). Косвенное подтверждение предположения о важности газодинамических факторов в процессе распространения пламени в околопределных смесях следует из результатов численного решения [4] точных уравнений Навье — Стокса для реагирующего газа в условиях естественной конвекции. Однако физическая картина явления интенсификации горения в условиях естественной конвекции остается неясной.

Для получения более детальной информации о газодинамической структуре пламени вблизи пределов распространения проведено исследование горения ряда околопределных горючих газовых систем с использованием полутеневой киносъемки. В качестве основного объекта исследований выбрано пламя распада ацетилена, так как ожидалось, что образующаяся при его горении сажа позволит естественным путем визуализировать картину течения продуктов горения. Горение ацетилена исследовалось в диапазоне начальных давлений от  $1,75$  до  $2,6 \cdot 10^5$  Па.

Эксперименты проводились в камере, моделирующей «свободное» пространство, и в прямоугольных каналах с размерами  $65 \times 65 \times 250$  мм. Камера представляла собой прямоугольный стальной параллелепипед с полезным объемом  $250 \times 250 \times 65$  мм, снабженный окнами из оптического стекла, которые обеспечивали наблюдение за всем полем камеры на теневом приборе ИАБ-451. Во время проведения опытов камера сообщалась с ресивером объемом  $0,3$  м<sup>3</sup>, заполненным азотом. Прямоугольные каналы получали размещением внутри камеры двух съемных стенок. Зажигание производилось кратковременным нагревом вольфрамовой проволоки длиной 5 и диаметром 0,1 мм. Процесс распространения пламени регистрировался кинокамерой РФК-5 с частотой съемки 10 кадр/с.

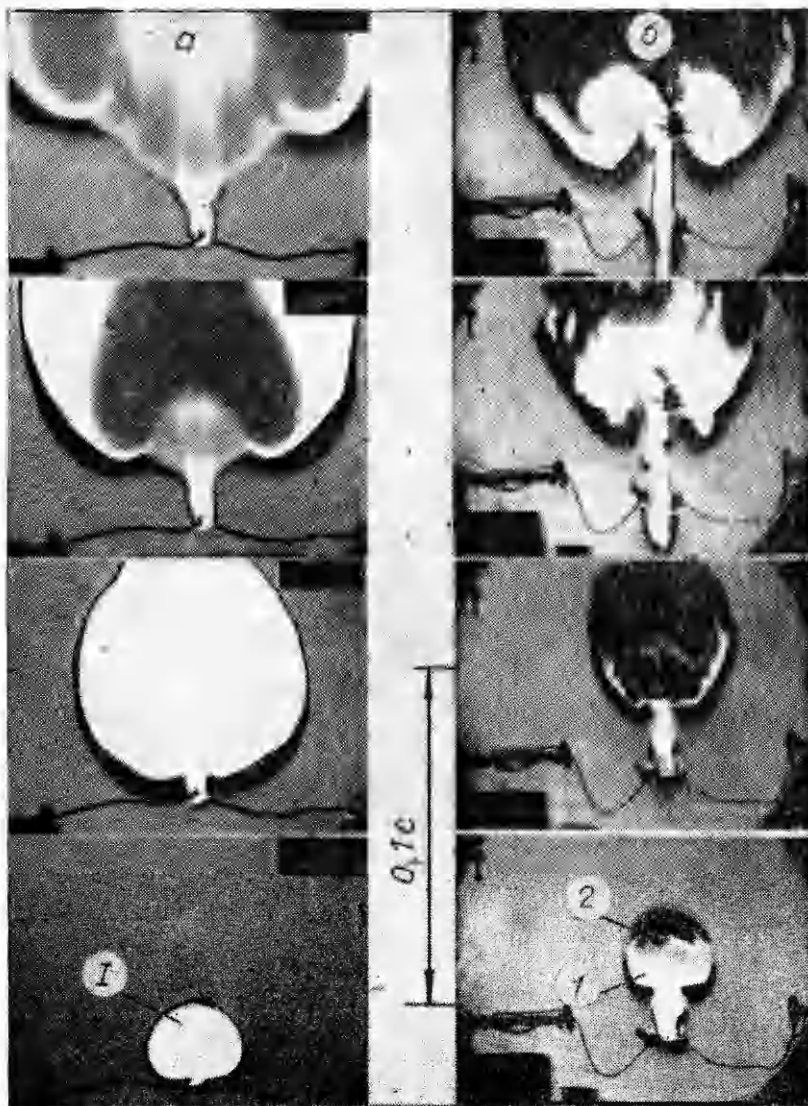


Рис. 1. Шлирен-кинограммы пламени распада ацетилена в камере при  $p_n = 2,6 \cdot 10^5$  (а) и  $1,8 \cdot 10^5$  Па (б).  
1 — собственное свечение пламени; 2 — сажа.

Фрагменты кинограмм пламени распада ацетилена в камере при различных начальных давлениях приведены на рис. 1. Время экспозиции отдельного кадра  $t_s = 0,001$  с. Из рис. 1 видно, что по мере снижения начального давления  $p_n$  (при приближении к пределу распространения пламени вверх) в верхней части очага пламени исчезает собственное свечение и появляется сажа (см. рис. 1, б). Момент появления сажи существенно зависит от  $p_n$ . Чем оно ниже, тем при меньших размерах очага на его верхней поверхности появляется сажа. В тех случаях, когда еще можно пренебрегать влиянием конечных размеров камеры на развитие пламенного очага, сажа не вылетает за пределы, ограниченные зоной подогрева. Появляясь в центре верхней части очага, сажа как бы растекается в стороны, экранируя свечение горячих продуктов сгорания внутри очага пламени.

Измерения температуры горения тонкими вольфрам-решетчатыми термомпарами показали, что температура продуктов горения внутри очага остается достаточно высокой (больше 1600 К) во всем исследованном диа-



Рис. 2. Пламя распада ацетилена в вертикальных каналах при горении вверх;  
 $t_0 = 0,001$  с.

а, б) фрагменты шпирен-кинограмм, прямоугольный канал,  $p_H = 2,6 \cdot 10^5$  и  $1,8 \cdot 10^5$  Па соответственно; в) прямая фотография с торца цилиндрической трубы,  $p_H = 2,2 \cdot 10^5$  Па.



Рис. 3. Шпирен-кинограмма пламени распада ацетилена в камере;  $t_0 = 0,02$  с,  $p_H = 2,3 \cdot 10^5$  Па.

назопе начальных давлений. Вылет сажи на верхнюю полуповерхность очага пламени позволяет предположить, что развитие очага в околопредельной области сопровождается интенсивным вихревым движением продуктов сгорания внутри очага. Анализ распределения градиентов плотности и скоростей исходного газа в окрестности поднимающегося очага пламени также свидетельствует о наличии крупномасштабного движения внутри очага и при более высоких давлениях, когда вылет сажи не наблюдается.

Появление сажи на поверхности очага наблюдалось и при исследовании горения ацетилена в каналах (рис. 2, б). Отдельные опыты по наблюдению за распространением вверх пламени распада ацетилена в цилиндрическом канале диаметром 5 см показали, что интенсивное свечение продуктов сгорания наблюдалось лишь на периферии канала (см. рис. 2, в) при  $p_H < 2,3 \times 10^5$  Па. В связи с этим можно предположить, что

и при горении околопредельных систем в каналах значительная часть очага пламени охвачена крупномасштабным вихревым движением.

На кинокадрах съемки пламени распада ацетиленового с большими временами экспозиции отдельного кадра (от  $3 \cdot 10^{-3}$  с до  $2 \cdot 10^{-2}$  с) видно, что распространение фронта пламени носит пульсационный характер (рис. 3). Зона горения распространяется не непрерывно, а скачками. Частота пульсаций оказалась равной 300—400 Гц как при горении в камере, так и при горении в прямоугольных каналах. В отдельных опытах по исследованию горения вверх в каналах бедных пропано-воздушных и богатых пропано-кислородных смесях пульсации обнаружены лишь в последних (частота  $\sim 400$  Гц).

Таким образом, газодинамическая структура околопредельных пламен характеризуется двумя основными особенностями: наличием крупномасштабного вихревого движения в значительной части очагов пламени и пульсационным характером распространения пламени. По нашему мнению, обе указанные выше особенности можно объяснить лишь конечной вязкостью исходных и конечных продуктов горения и действием силы тяжести. Наличие вихревого движения в продуктах горения находится в качественном согласии с результатами численного решения, приведенного в работе [4].

Зависимость момента появления сажи от начального давления и размера очага хорошо согласуется с влиянием естественной конвекции. Действительно, форма пламени в околопредельных смесях является результатом взаимодействия процесса горения (интенсивность которого будем характеризовать скоростью горения  $u_r \sim \exp(-E/2T_r)$ ) и процесса подъема очага пламени в поле сил тяжести (интенсивность которого можно характеризовать числом Рэлея). Поскольку пламя распада ацетиленового в данном диапазоне давлений является существенно неадиабатическим, относительная роль естественной конвекции усиливается по мере уменьшения начального давления и роста размера очага: максимальная температура пламени  $T_r \sim 1/p$  [5], следовательно,  $u_r \sim \exp(-Ep/2)$ , в то время как число Рэлея  $\sim p^2 d^3$ .

Наличие пульсаций фронта пламени может быть объяснено, исходя из представлений Л. Д. Ландау о механизме взаимодействия крупномасштабного вихревого движения с потенциальным течением [6]. Согласно [6], такое взаимодействие может происходить только посредством перехода энергии крупномасштабного движения к мелкомасштабным пульсациям и последующей диссипацией последних. Верхняя граница частотного спектра мелкомасштабных движений оценивается как

$$f \sim u/d \cdot \text{Re}^{0.75},$$

где  $f$  — частота;  $u$  — характерная скорость движения в целом;  $d$  — характерный размер (масштаб движения в целом);  $\text{Re}$  — число Рейнольдса для движения в целом.

При распространении пламени распада ацетиленового в канале видимые скорости изменялись от 35 до 50 см/с. По формуле Л. Д. Ландау  $f = 100 \div 200$  Гц, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемыми частотами. Оценки для богатых пропано-кислородных и бедных пропано-воздушных смесей дали значения  $\sim 300$  и  $\sim 1500$  Гц соответственно.

Кажется очевидным, что пульсации фронта пламени интенсифицируют горение. Прогрев исходной смеси в зоне подогрева осуществляется не молекулярной теплопроводностью, а более быстрым процессом — микротурбулентными газодинамическими пульсациями. Наличие последних приводит и к увеличению скорости тепловыделения. Таким образом, возникновение газодинамических пульсаций во фронте околопредельных пламен, распространяющихся в поле массовых сил, позволяет естественным образом объяснить интенсификацию горения в земных условиях по сравнению с горением в невесомости [3]. В последнем случае процессы

тепло- и массообмена во фронте пламени осуществляются молекулярными диффузией и теплопроводностью, а не конвективными мелкомасштабными движениями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
2. Я. Б. Зельдович и др. Препринт № 143 ИМП АН СССР. М., 1980.
3. В. Н. Кривулин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1184.
4. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Препринт № 125 ИПМ АН СССР. М., 1979.
5. Э. А. Грановский и др. ФГВ, 1974, 10, 3, 383.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

УДК 536.46+662.311

### ГАШЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ТОПЛИВ С АНОМАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

*В. И. Маршаков, Г. В. Мелик-Гайказов*  
(Москва)

За последние 20 лет появилось несколько десятков работ (см., например, [1]), в которых описываются композиции нитроглицериновых (двухосновных) топлив с малыми добавками соединений свинца и меди, приводящие к аномальной зависимости скорости горения от давления. Если обычно скорость горения ( $u$ ) растет с давлением ( $p$ ) и может быть описана степенным законом вида  $u \sim p^\nu$ , где  $\nu > 0$ , то введение свинцово-медных добавок приводит к тому, что в некотором диапазоне давлений скорость горения перестает зависеть от давления ( $\nu \approx 0$ ) или даже падает с ростом давления ( $\nu < 0$ ). Приводятся данные о природе и количестве добавок, строятся модели, объясняющие механизм их действия.

В настоящей работе исследуются режимы горения модельных топлив с  $\nu \leq 0$  при спаде давления. Такое экспериментальное исследование представляет интерес, так как в рамках существующих моделей невозможно предсказать поведение топлива с  $\nu \leq 0$  при спаде давления.

Исследовались образцы трех составов топлива: эталонный состав — модельное нитроглицериновое топливо, назовем его Н, Н с добавками 2% соединений свинца и меди — состав 1, Н с добавкой 1% соединений свинца — состав 2. Составы 1 и 2 были приготовлены А. П. Денисюком с сотрудниками и исследовались в работах [2, 3]. Образцы имели диаметр 7 мм, бронировались ПХВ-лаком. На рис. 1 представлена зависимость  $u(p)$  для этих трех топлив. Эксперименты со спадом давления проводились на установке бомба — ресивер [4], позволяющей независимо менять глубину и скорость спада давления. Осуществляющийся в установке спад давления может быть описан законом  $p = p_k + (p_n - p_k) \times \exp(-t/\tau_e)$ , где  $p_n$  — начальный уровень давления;  $p_k$  — конечный;  $\tau_e$  — характерное время спада, равное интервалу времени, за которое давление спадает от  $p_n$  до  $p_e = p_k + (p_n - p_k)/e$ . Будем характеризовать скорость спада величиной  $\dot{p}|_{t=0}$  или  $1/\tau_e$ , а глубину спада при заданном  $p_n$  — конечным уровнем давления  $p_k$  или  $p_k/p_n$ .

В работах [4, 5] для составов Н и Н + 2% MoO показано, что результаты экспериментов (в терминах «гаснет» — «сгорает») в координатах скорость — глубина спада располагаются в виде области параметров спада, приводящих к погасанию, и области параметров, при которых порох сгорает. Эти области могут быть разделены «кривой погасания». Эксперименты с составами 1, 2 и Н проводились при спаде давления с начальных уровней в 100, 80 и 40 атм. Кривые погасания в координатах  $(1/\tau_e, p_k)$  представлены на рис. 2. Показано, что на участке аномаль-