

# Роль отдельных механизмов неустойчивости пламени в водородно-воздушной смеси

В. В. Володин<sup>1</sup>, В. В. Голуб<sup>1</sup>, А. Е. Ельянов<sup>1,2</sup>, А. Е. Коробов<sup>1</sup> и  
А. Ю. Микушкин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва  
125412, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1,  
Москва 119991, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2-я  
Бауманская ул., д.5, стр.1, Москва 105005, Россия

E-mail: golub@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 26 ноября 2018 г.

**Аннотация.** Для исследования роли отдельных механизмов неустойчивости фронта пламени была проведена серия экспериментов по сферическому распространению пламени. Прозрачные латексные оболочки наполнялись предварительно подготовленной водородно-воздушной смесью. В различных сериях экспериментов менялось процентное содержание водорода. Иницирование пламени производилось искровым разрядом с энергией 1 мДж, разрядником, расположенным в центре оболочки. Экспериментально обнаружен разброс параметров ускорения сферического водородно-воздушного пламени при неизменном составе смеси и энергии иницирования горения. Обнаружено, что на начальной стадии распространения возникают как ускорения, так и замедления фронта пламени. Экспериментально полученные параметры распространения фронта пламени дополнены расчетами, проведенными по аналитическим моделям из литературы.  
<https://doi.org/10.33849/2018117>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Самоподдерживающееся выделение химической энергии при окислении газовых топлив имеет широкое практическое применение для получения энергии или продуктов полного или частичного окисления. Помимо энергетических аспектов горения крайне важно получить знания о закономерностях распространения пламени в неподвижных смесях для обеспечения безопасности на промышленных объектах.

Распространение пламени в однородных смесях горючего с окислителем — основная тестовая задача для многих теоретических и численных моделей горения. Несмотря на простоту постановки начальных и граничных условий, сферическое распространение пламени сопряжено с большим количеством физических явлений, которые превращают одномерное распространение сферического гладкого фронта пламени в сложное трехмерное течение.

Ярким примером неустойчивости фронта пламени является гидродинамическая неустойчивость (она же — неустойчивость Дарье–Ландау). Впервые этот вид неустойчивости был получен математически Л.Д. Ландау в приближении бесконечно тонкого фронта пламени [1]. В дальнейшем, в работах А.Г. Истратова и В.Б. Либровича [2] предложенный подход был дополнен моделью фронта пламени конечной толщины. Дополненная модель показала хорошее совпадение с экспериментальными данными [3].

Другим примером является термодиффузионная неустойчивость, демонстрирующая увеличение поверхности и скорости распространения пламени, обусловленные дисбалансом переноса тепла и вещества через фронт пламени [4]. Развитие неоднородностей фронта пламени приводит не только к его ускорению, но и к возникновению пульсаций давления и скорости газа в

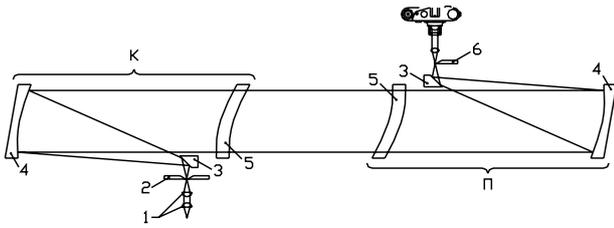
окрестности расширяющегося фронта пламени. В работе [5] показано разрушение первичного фронта пламени при горении вблизи концентрационных пределов и образование новых очагов воспламенения в нагретой частично прореагировавшей смеси. При этом важную роль играет выделение тепловой энергии при диссипации кинетической энергии внутри области сдвигового течения. В работах [6, 7] высказывается мнение об установлении Колмогоровского каскада масштабов турбулентных пульсаций, приводящих к ускорению фронта пламени по степенному закону с показателем 1.5 [8, 9].

Данная работа посвящена ускорению свободно распространяющегося сферического фронта пламени в объеме 4 л. Энергия иницирования составляла 1 мДж. Проанализированы механизмы роста неоднородностей фронта пламени.

## 2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Лабораторная установка состоит из системы смешивания газов, системы наполнения оболочки, искрового воспламенителя и системы визуализации. Схема системы визуализации представлена на рисунке 1. Горючая смесь предварительно смешивалась в баллоне под давлением 5 атм. После приготовления смесь выдерживали в баллоне не менее 24 часов для полного смешивания. В разных экспериментах горючей смесью заполнялись латексные или мыльные оболочки. Содержание водорода в водородно-воздушной смеси составляло 15, 17 и 20%. Давление было атмосферным, объем оболочек составлял  $4 \pm 1$  л. Смесь зажигалась через 1 минуту после наполнения для обеспечения неподвижности смеси во время зажигания. Зажигание проводилось в центре оболочки, энергия составляла 1 мДж.

Следует отметить, что в каждой серии экспериментов использовался один баллон с заранее подготовленной смесью. Таким образом удалось избежать разброса



**Рисунок 1.** Схема системы визуализации. К — коллиматор, П — приёмная часть, 1 — конденсор, 2 — щель, 3 — диагональное зеркало, 4 — сферическое зеркало, 5 — мениск, 6 — нож Фуко, 7 — цифровая камера с объективом.

экспериментальных результатов, связанного с погрешностью приготовления смеси.

Высокоскоростная съёмка проводилась с частотой 500 и 1000 кадров в секунду. В таких режимах размер кадра составлял 1280×1000 и 1280×500 точек. Камера регистрировала положение и форму фронта пламени в зависимости от времени.

Использование высокоскоростных камер связано с проблемой обработки большого объема экспериментальных данных. Автоматизация обработки экспериментальных данных довольно подробно обсуждается в литературе [10]. Поскольку каждая экспериментальная работа имеет свои особенности получения изображений и исследуемого объекта, мы разработали собственную технику автоматической обработки изображений.

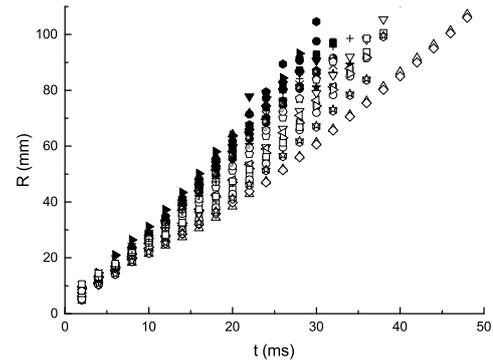
Точка воспламенения считается известной, и, после бинаризации изображения, было подсчитано расстояние между центром воспламенения и фронтом пламени в пикселях, которые умножались на коэффициент масштаба для перевода в единицы длины. Чтобы ускорить обработку была создана программа в среде MatLab. Погрешность результатов, полученных такими измерениями с автоматизированной обработкой, не превышала 3%.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

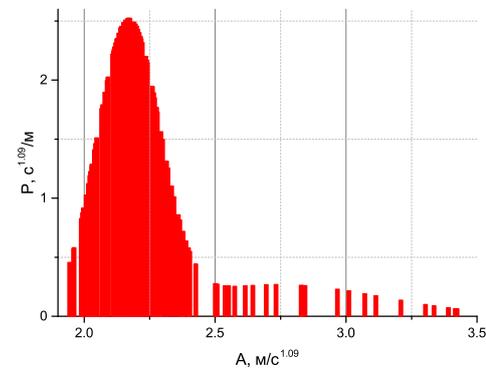
Была проведена серия экспериментов по распространению пламени в водородно-воздушной смеси с содержанием водорода 15%. Результаты представлены на рисунке 2. Состав, давление, температура смеси и энергия воспламенения были неизменны. При этом возникла существенная дисперсия зависимостей средних радиусов фронта пламени от времени. Такая дисперсия объясняется вероятностной природой происхождения неоднородностей фронта пламени и статистическими закономерностями их взаимодействия, что приводит к статистической дисперсии в рамках одной серии экспериментов с той же смесью и параметрами зажигания. В то же время, во всех экспериментах из серии рост неоднородностей в фронте пламени обусловлен одними и теми же механизмами.

Как было сказано выше, горючая смесь готовилась один раз на всю серию экспериментов, ошибка измерения положения фронта пламени составляет 3%, что позволяет считать данный разброс не связанным с погрешностью составления смеси и обработки изображений.

Представленные на рисунке 2 r-t-диаграммы были аппроксимированы степенными функциями вида  $r = At^n$ , как это принято в современных работах о сфериче-



**Рисунок 2.** R-t диаграммы распространения пламени в 80 экспериментах в 15% водородно-воздушной смеси.



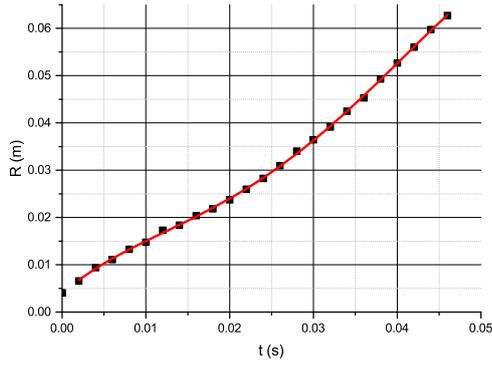
**Рисунок 3.** Плотность вероятности предэкспоненциального множителя.

ском распространении пламени [11]. Значения показателя степени  $n$  были усреднены,  $\langle n \rangle = 1.09$ . После этого r-t-диаграммы были заново аппроксимированы степенными функциями вида  $r = At^{1.09}$ . В результате для каждого эксперимента было получено значение предэкспоненциального множителя  $A$ . Полученный массив значений предэкспоненциальных множителей был использован для построения зависимости плотности вероятности распространения пламени по степенному закону с предэкспоненциальным множителем  $A$  (рисунок 3).

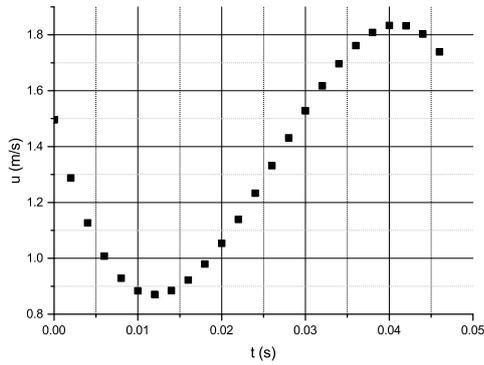
Плотность вероятности аппроксимируется суперпозицией двух нормальных функций распределения с медианами 2.17 и 2.73 и дисперсиями  $1.44 \times 10^{-2}$  и  $1.6 \times 10^{-1}$  соответственно:

$$f(A) = \frac{0.73}{0.12\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-2.17)^2}{0.0288}} + \frac{0.27}{0.4\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-2.73)^2}{0.32}}. \quad (1)$$

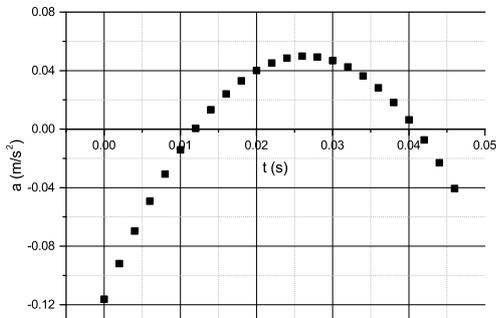
При рассмотрении одной r-t-диаграммы (рисунок 4(a)), наглядно видно, что она не является линейной, а пламя распространяется с ускорением и замедлением. R-t-диаграмма была аппроксимирована полиномиальной функцией четвертой степени. Первой производной зависимости радиуса пламени от времени является зависимость скорости пламени от времени. Это показывает, что есть области, где скорость увеличивается и уменьшается (рисунок 4(b)). Вторая производная



(a)



(b)



(c)

**Рисунок 4.** Зависимости от времени среднего радиуса (a), скорости (b) и ускорения (c) фронта пламени.

зависимости радиуса пламени от времени — это зависимость ускорения пламени от времени (рисунок 4(c)).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Бедные водородно-воздушные пламена неустойчивы по ТД механизму (число Льюиса ниже 0.4). Неустойчивость пламени по механизму ДЛ наблюдается при числах Рейнольдса  $10^2$ – $10^3$ , что также справедливо в нашем случае. На отдельных участках фронт пламени движется с ускорением, что является необходимым условием для неустойчивости по механизму РТ.

**Таблица 1.** Аналитические зависимости скоростей роста термодиффузионной (ТД), Дарье–Ландау (ДЛ) и Рэлея–Тейлора (РТ) неустойчивостей от волнового числа неоднородностей [7, 12].  $L_M$  — длина Маркштейна;  $S_L$  — нормальная скорость пламени;  $D$  — коэффициент диффузии;  $\delta$  — толщина фронта пламени;  $\Theta$  — степень расширения продуктов сгорания;  $\ddot{R}$  — ускорение фронта пламени;  $At$  — число Атвуда на границе раздела горючей смеси и продуктов сгорания;  $\nu$  — кинематическая вязкость горючей смеси.

ТД	$\omega = -L_M S_L k^2 - 4D\delta k^4$	[7]
ДЛ	$\omega = 0.5(1 - \frac{1}{\Theta})S_L k - L_M S_L k^2$	[7]
РТ	$\omega = \sqrt{\frac{(\ddot{R} \times At)^{4/3}}{2\nu^{2/3}}}$	[12]

**Таблица 2.** Размеры неоднородностей, соответствующие переходу механизмов ТД–ДЛ и ДЛ–РТ.

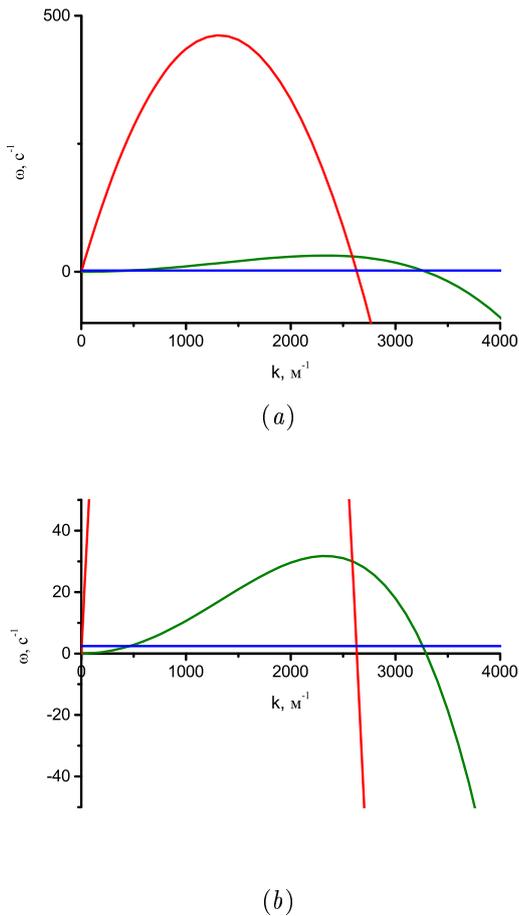
	$\lambda(15\%H_2), м$	$\lambda(20\%H_2), м$
ТД–ДЛ	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
ДЛ–РТ	1.80	0.23

Механизмы неустойчивости фронта пламени описываются с помощью зависимостей скорости роста от размера неоднородности ( $\lambda$ ). Обычно в вычислениях используют волновое число  $k = 2\pi/\lambda$ . Аналитические формулы зависимостей приведены в таблице 1. Положительное значение скорости роста свидетельствует о развитии неустойчивости, отрицательное — о ее затухании. Чем больше скорость роста, тем сильнее действие механизма неустойчивости на данную неоднородность фронта. Скорость роста ТД неустойчивости обратно пропорциональна квадрату ее длины волны.

Экспериментально измеренные значения ускорения фронта пламени и свойства горючих смесей в экспериментах были использованы для расчета скоростей роста неоднородностей фронта пламени по различным механизмам. Скорость роста по ДЛ механизму обратно пропорциональна первой степени своего размера. Стоит отметить, что скорость роста неустойчивости РТ не зависит от длины волны, она зависит только от параметров смеси и значения ускорения фронта пламени. Скорость роста ТД и ДЛ неустойчивостей стремится к нулю с увеличением длины волны неустойчивости, пока тот же параметр неустойчивости Рэлея–Тейлора остается константой. Это означает, что неустойчивость Рэлея–Тейлора почти всегда наблюдается при горении в больших объемах.

Условием перехода от одного механизма неустойчивости к другому является равенство их скоростей роста. В таблице 2 приведены значения размеров неоднородностей, при которых скорости роста по различным механизмам неустойчивости становятся равны. Видно, что переход от ТД неустойчивости к ДЛ происходит при малых размерах, а переход ДЛ в РТ происходит при большом размере неоднородности.

На рисунке 5 представлено сравнение скоростей роста по механизмам ТД, ДЛ и РТ при распространении пламени в 15% смеси. Малые возмущения с волновым



**Рисунок 5.** Зависимости скорости роста неустойчивости по механизмам ТД (зеленая линия), ДЛ (красная линия) и РТ (синяя линия); (a) — в полном масштабе и (b) — в увеличенном масштабе.

числом выше  $3300 \text{ m}^{-1}$  подавляются механизмами ТД и ДЛ (скорость роста отрицательна). Возмущения с волновым числом ниже  $3000 \text{ m}^{-1}$  растут по ТД механизму до значения волнового числа  $2600 \text{ m}^{-1}$ , когда скорость

роста по ДЛ механизму начинает превышать скорость роста по механизму ТД. Скорость роста повышается до значения волнового числа  $1300 \text{ m}^{-1}$ , после этого начинает снижаться и становится равной скорости роста по РТ механизму к значению волнового числа  $3.5 \text{ m}^{-1}$ .

## 5. ВЫВОДЫ

Экспериментально обнаружен разброс параметров ускорения сферического водородно-воздушного пламени при неизменном составе смеси и энергии инициирования горения.

На основании экспериментальных данных построена зависимость плотности вероятности параметра ускорения пламени от значения предэкспоненциального множителя.

Рассчитаны размеры неоднородностей, при которых происходит смена механизма неустойчивости фронта пламени в смесях с содержанием водорода 15 и 20%.

Неустойчивость Рэля–Тейлора в 15% водородно-воздушной смеси может наблюдаться при линейных размерах облака продуктов сгорания больше 2 метров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л Д 1944 *ЖЭТФ* **14** 240–249
2. Истратов А Г и Либрович В Б 1966 *ПМТФ* **1** 67–78
3. Зельдович Я Б и Розловский А И 1947 *ДАН* **4** 57–68
4. Баренблатт Г И, Зельдович Я Б и Истратов А Г 1962 *ПМТФ* **4** 21–26
5. Иванов М Ф, Киверин А Д и Яковенко И С 2015 *Вестник МГТУ* **6** 85–98
6. Гостинцев Ю А, Истратов А Г и Фортов В Е 1997 *ДАН* **353** 55–56
7. Sivashinsky G I 2002 *Proc. Combust. Inst.* **29** 1737–1761
8. Гостинцев Ю А, Истратов А Г и Шулепин Ю В 1988 *ФГВ* **24** 63–69
9. Bradley D, Cresswell T and Puttock J 2001 *Combust. Flame* **124** 551–559
10. Jie A C H, Zamli A F A, Zulkifli A Z S, Yee J L M and Lim M 2018 *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* **342** 012060
11. Akkerman V, Law C K and Bychkov V 2011 *Phys. Rev E* **83** 026305
12. Taylor G I 1950 *Proc. R. Soc. London A* **201** 192–196