

КЛАССИФИКАЦИЯ И ДИНАМИКА УЛЬТРАБЕДНЫХ ВОДОРОДО-ВОЗДУШНЫХ ПЛАМЕН В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ ХЕЛЕ – ШОУ

П. В. Москалев^{a}, В. П. Денисенко^b, И. А. Кириллов^b*

*^a Воронежский государственный технический университет
394006, Воронеж, Россия*

*^b Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 ноября 2022 г.,
после переработки 24 марта 2023 г.
Принята к публикации 25 марта 2023 г.

С помощью метода последовательно инвертированного проецирования изучена динамика ультрабедных водородо-воздушных пламен, свободно распространяющихся в горизонтальной цилиндрической ячейке Хеле–Шоу. Для количественной оценки двух выявленных характеристик динамики пламени — зависимости усредненных скоростей пламени от времени и зависимости начальной скорости пламени от стехиометрии исходной водородо-воздушной смеси — были предложены временное и стехиометрическое скейлинговые соотношения. Первое соотношение аппроксимирует зависимость пути фронта пламени в водородо-воздушных смесях с начальной концентрацией водорода, превышающей некоторое критическое значение. Второе соотношение аппроксимирует зависимости начальных скоростей фронта пламени от концентрации водорода. Наличие единых соотношений для топологически различных типов ультрабедных водородо-воздушных пламен может быть интерпретировано как дополнительное свидетельство наличия единого механизма перехода от дискретных фронтов изолированных шаровых пламен к квазинепрерывному фронту дефлаграционного пламени через каскад бифуркаций.

DOI: 10.31857/S0044451023070118
EDN:GGBIA

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известны две особенности горения смесей водорода с воздухом в условиях земного притяжения для объемных концентраций от 4 до 9% водорода. Первой особенностью является неполнота сгорания водорода в воздухе, которая была экспериментально обнаружена фон Гумбольдтом и Гей-Люссаком еще в 1805 году [1]. Но лишь в 1914 году Ковард [2] дает современную интерпретацию эмпирических данных фон Гумбольдта и Гей-Люссака. В той же работе [2] Ковард вводит понятие «концентрационного предела воспламеняемости» и формулирует вторую особенность водородо-воздушных пламен — разницу между концентрационными пределами для восходящих и нисходящих пламен, ис-

пользуя как более ранние данные Малларда [3], Бунте [4], Эйзера [5], так и собственные данные [2]. Заметим, что в указанном концентрационном диапазоне водородо-воздушных смесей, который в дальнейшем будем называть ультрабедным, в условиях действия земной гравитации могут существовать лишь восходящие водородо-воздушные пламена.

Вслед за Ковардом [2] в работе Бома и Клузиуса [6] было отмечено, что в отличие от дефлаграционных пламен, распространяющихся в бедных смесях, в околостехиометрических и в богатых смесях в виде единого непрерывного бегущего фронта реакции, в ультрабедных водородо-воздушных смесях структура восходящих (всплывающих, дрейфующих) пламен представляет собой систему множественных дискретных очагов горения, число, размер и динамика движения которых существенно зависят от начальной концентрации водорода в смеси. Для обозначения указанных очагов в разных работах использовались различные термины:

* E-mail: moskaleff@mail.ru

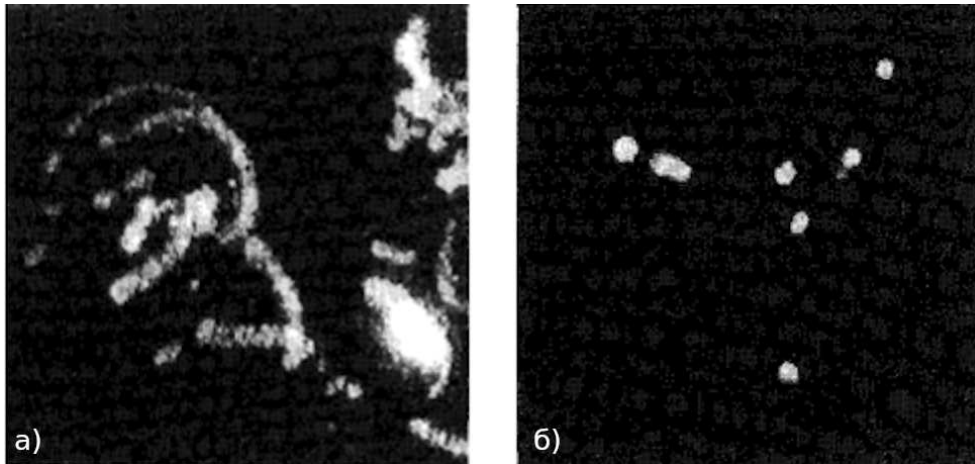


Рис. 1. Кадры видеозаписи сгорания ультрабедных водородовоздушных смесей в цилиндрической камере от центрального источника зажигания в условиях микрогравитации по данным работы [8] при различных концентрациях водорода: а) «пламенные нити» при $[H_2] = 4$ об. %; б) «шаровые пламена» при $[H_2] = 3.75$ об. %

- в работе [2] — «маленькие шары пламени», «вихревые кольца пламени», «кольцевые пламена», «чашки» или «колпачки»; заметим, что в некоторых ситуациях шарообразные пламена имели тенденцию распадаться на более мелкие фрагменты;
- в работе [6] — «пламя с нитевидной структурой», изолированные «языки» пламени, восходящее головное пламя с последующими «щупальцами».

Интерес к исследованию принципиально различных типов пламен в ультрабедных водородовоздушных смесях усилился после того, как Ронни в своих экспериментах в условиях микрогравитации [7, 8] обнаружил существование отдельных долгоживущих шаровых пламен (рис. 1), предсказанных Зельдовичем в 1944 году [9].

Эксперименты [7, 8] проводились в замкнутой цилиндрической камере с центральным поджигом. Обобщая в [10] результаты исследований в условиях микрогравитации — в башнях с падающим лифтом, в самолетах, летящих по параболической траектории, и на космическом корабле Space Shuttle, — Ронни качественно описал смену морфологии трехмерных, сферически расширяющихся пламен в водородо-воздушной смеси. При последовательном увеличении начальной концентрации водорода система дискретных, локально сферических шаровых пламен трансформировалась в дефлаграционное пламя с непрерывным, локально плоским фронтом реакции.

Работы Ронни по горению ультрабедных водородо-воздушных смесей в условиях микро-

гравитации положили начало многочисленным исследованиям разных геометрий пламени (плоской, цилиндрической, сферической) как в условиях микрогравитации, так и в лабораториях на Земле.

Марута с сотрудниками [11] исследовали погасание растянутых, с малым числом Льюиса, пламен в бедных метано-воздушных газовых смесях для двух обращенных друг к другу противоточных горелок в условиях микрогравитации и обнаружили переход от стационарного плоского пламени к системе шаровых стационарных пламен, расположенных в одной плоскости. Численные трехмерные расчеты Фурсенко и других авторов [12] позволили воспроизвести обнаруженный переход, исследовать зависимости характерных параметров шаровых пламен (диаметр и расстояние между соседними очагами) от параметров метано-воздушной смеси (величины растяжения потока, числа Льюиса, стехиометрии, потерь тепла) и предсказать неполноту сгорания смеси в режиме шаровых пламен.

Шошин с соавторами [13, 14] обнаружили переход от дефлаграционных распространяющихся пламен к шаровым распространяющимся пламенам в трубах при нормальной силе тяжести и исследовали стационарные шаровые пламена, стабилизированные на поверхности пористой горелки в нисходящих потоках околопредельных смесей водород-метан-воздух [15].

Помимо экспериментов в горелках, обеспечивающих «растяжение пламени», переход от шаровых пламен к дефлаграционным исследовался в ячейках Хеле-Шоу с различным типом симметрии (плоской и цилиндрической).

Прямое изучение трехмерного распространения дефлаграционных пламен в условиях действия гравитации затруднено влиянием естественной конвекции, а также различными динамическими структурами, возникающими и развивающимися на поверхности неустойчивого фронта реакции. В теоретической работе [16] Джоулин и Сивашинский предложили использовать ячейку Хеле–Шоу в качестве удобного инструмента для детального изучения различных типов неустойчивостей (Дарье–Ландау, Рэлея–Тейлора и Саффмана–Тейлора) плоского фронта дефлаграционного пламени при его квазидвумерном распространении между двумя параллельными пластинами. В данной экспериментальной конфигурации облегчается визуализация структуры пламени по сравнению квазидвумерной конфигурацией в длинных трубах.

Развивая идею Джоулин и Сивашинского, Ронни с сотрудниками [17, 18] и их последователи проводили эксперименты по свободному квазидвумерному распространению ультрабедных дефлаграционных пламен в горизонтальных и вертикальных прямоугольных, полукрытых [19, 20] и цилиндрических [21] ячейках Хеле–Шоу. Почти во всех указанных работах пламя инициировалось на границе ячейки электрическими искрами или бунзеновскими пламенами, чтобы обеспечить формирование единого фронта квазидвумерного дефлаграционного пламени, форма и динамика которого были основным предметом исследований в приближении плоской геометрии. В работе [17] исследовалось влияние плавучести и теплового расширения на скорость распространения и форму дефлаграционных пламен в предварительно перемешанных смесях метана CH_4 и пропана C_3H_8 с воздухом. В работе [18] изучалось влияние неустойчивостей Дарье–Ландау, Рэлея–Тейлора, Саффмана–Тейлора и диффузионно-тепловой неустойчивости на форму и скорость распространения дефлаграционных пламен в перемешанных бедных (12.8 и 15.9 об. % H_2), околостехиометрических (25 об. % H_2) и богатых (45.7 об. % H_2) смесях водорода с воздухом для разных значений числа Льюиса. В работах [19, 20] исследовались неустойчивости плоского фронта дефлаграционного пламени и параметры ячеистых дефлаграционных пламен, движущихся вверх, в околостехиометрических смесях пропана с воздухом при вертикальном расположении ячейки Хеле–Шоу. В работе [21] исследовались: а) зависимость от высоты горизонтальной цилиндрической ячейки Хеле–Шоу видимой скорости ячеистых дефлаграционных пламен для околостехиометриче-

ских и богатых смесей пропана с воздухом (при стехиометрических соотношениях в диапазоне от 1.0 до 1.25); б) эволюция во времени ячеистой структуры фронта реакции; в) влияние расположения (центрального и внецентрального) точки поджига на морфологию пропано-воздушных пламен.

В серии работ Кузнецова с соавторами [22–24], в прямоугольной полукрытой ячейке Хеле–Шоу при ее вертикальном и горизонтальном расположении относительно направления силы тяжести и при инициировании горения на границе ячейки экспериментально исследовались различные режимы распространения пламен в водородо-воздушных смесях для зазоров между пластинами от 1 до 10 мм. Целью работы [22] было исследование специфики процессов ускорения пламен и перехода дефлаграционных пламен в детонацию при распространении горения в узких каналах. В работе [23] пламя инициировалось либо у открытого, либо у закрытого конца в вертикальной, полукрытой прямоугольной ячейке Хеле–Шоу и исследовалось в водородо-воздушных смесях при концентрации водорода от 6 до 15 об. %. Как и в более ранних работах других научных групп для других конфигураций горения [11–14], при снижении концентрации топлива и приближении к пределам погасания помимо хорошо исследованных ячеистых пламен был обнаружен переход плоских и ячеистых пламен в режим, названный авторами «пальцеобразным» распространением пламени. В этом режиме горение распространяется либо за счет стационарного движения одного или хаотического движения двух ведущих очагов. Несмотря на то, что в теоретических работах [25, 26] конца 1990-х – начала 2000-х годов было предсказано существование «самораспространяющихся» шаровых пламен и прямо предложено использовать ячейки Хеле–Шоу для их экспериментального доказательства, в работе [24], обобщающей цикл исследований [22–24], для распространения ультрабедных водородных пламен использовался термин «неожиданное».

При обобщении результатов предшествующих работ [2, 6–8, 10–15] по феноменологии ультрабедных водородных пламен в работах [27–29] было отмечено, что при последовательном повышении концентрации водорода в смеси в диапазоне от 4 до 9 об. % как при трехмерном, так и при квазидвумерном свободном распространении пламен в водородо-воздушных смесях в различной геометрии (плоской, цилиндрической и сферической) экспериментальных установок их макроскопическая форма (морфология) закономерно изменяется от системы отдель-

ных, взаимодействующих друг с другом локально сферических шаровых пламен к локально плоским с единым непрерывным фронтом дефлаграционным пламенам. В работах [25, 26] было предложено назвать это явление «переходом от шаровых пламен к дефлаграционным» и рассматривать его как третью характерную особенность ультрабедного горения водородо-воздушных смесей. Описание данного явления, которое исследовалось в условиях микрогравитации, было в основном качественным из-за ограничений, вызванных малой продолжительностью экспериментов как в башнях с падающими лифтами или в планирующих по параболической траектории самолетах, так и в космических миссиях. Несмотря на значительный прогресс в теоретических и экспериментальных исследованиях отдельных физико-химических и газодинамических эффектов при ультрабедном горении водородо-воздушных смесей за последние 20 лет, четкая общая картина перехода дискретных шаровых пламен в непрерывные дефлаграционные пламена все еще отсутствует.

Несмотря на большой объем экспериментальных работ по исследованию макроскопической (интегральной) морфологии различных типов свободно распространяющихся трех- и двумерных ультрабедных водородо-воздушных пламен, не ограниченных поверхностью горелок или растяжением пламени, многие фундаментальные вопросы перехода от шаровых пламен к дефлаграционным остались открытыми.

1. Каков движущий механизм и основные этапы перехода от шаровых пламен к ячеистым дефлаграционным пламенам?

2. Какие микроскопические структурные элементы (элементарные компоненты) присущи всем ультрабедным водородо-воздушным пламенам, и как их динамика определяет макроскопическую морфологию ультрабедных пламен?

3. Сколько различных макроскопических фенотипов (наблюдаемых макроскопических форм и связанного с ними поведения в пространстве и времени) ультрабедных пламен существуют в диапазоне концентраций от 4 до 9 об. % H_2 , и в каких концентрационных пределах они существуют?

4. Каков механизм перехода от системы дискретных шаровых к непрерывным дефлаграционным пламенам при изменении начальной стехиометрии смеси?

5. Какие критические явления горения определяют развитие ультрабедных пламен для разных начальных химических составов смеси?

6. Какие детерминированные термодинамические и статистические топологические показатели можно использовать для измеряемых или вычисляемых количественных характеристик макроскопического поведения ультрабедных пламен, и как эти интегральные характеристики зависят от стехиометрии водородо-воздушной смеси?

2. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для ответов на указанные вопросы в работе [28] было предложено использовать закрытую горизонтальную, цилиндрически-симметричную ячейку Хеле–Шоу с центральным поджигом в наземной лаборатории как недорогую и удобную альтернативу экспериментам в условиях микрогравитации. В отличие от работы [16], где ячейка Хеле–Шоу прежде всего рассматривалась как инструмент для детального исследования неустойчивостей изначально плоского непрерывного фронта дефлаграционного пламени, основной идеей в наших работах [28, 29] было воспроизведение в наземной лаборатории двумерных аналогов различных типов трехмерных свободных сферически-расширяющихся ультрабедных водородо-воздушных пламен, исследованных ранее в условиях микрогравитации [17, 18].

Сочетание альтернативного метода визуализации следов водородо-воздушного пламени, которые образуются при конденсации продукта реакции (водяного пара) на внутренней прозрачной поверхности стенки горизонтальной ячейки Хеле–Шоу, в отраженном видимом свете при указанных в работе [30] трех особенностях, которые отсутствуют в работах предшественников, а именно: а) горизонтальное расположение для компенсации влияния силы тяжести и эффектов плавучести; б) закрытость ячейки Хеле–Шоу; в) центральный поджиг водородо-воздушной смеси, дало возможность исследовать двумерное свободное цилиндрическое расширение ультрабедных водородо-воздушных пламен с различной морфологией.

Нами использовались цифровые видеозаписи, полученные Денисенко и Кирилловым в НИЦ «Курчатовский институт» в 2019 году для следующих условий эксперимента. Горение водородо-воздушных смесей инициировалось в горизонтальной цилиндрической ячейке Хеле–Шоу с внутренним диаметром 150 мм. Верхнее и нижнее основания цилиндрической камеры располагались параллельно друг другу на расстоянии 5 мм, как это показано на рис. 2. Цилиндрическая боковая стенка

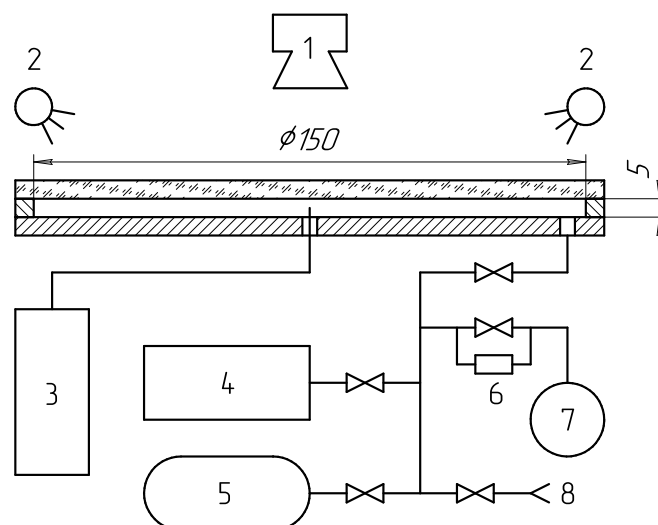


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — видеочкамера; 2 — подсветка; 3 — генератор высоковольтного разряда; 4 — вакуумный насос; 5 — баллон с водородом; 6 — дифференциальный манометр; 7 — образцовый вакуумметр; 8 — подача воздуха

и нижнее основание были изготовлены из листового капролона. Через отверстие в этом основании камера была подключена к системам приготовления газовой смеси и измерения статического давления в камере. Верхнее основание камеры было выполнено из прозрачного плоского кварцевого стекла для визуального наблюдения и видеозаписи.

Перед каждым экспериментом камера вакуумировалась до уровня остаточного давления $P_7 = 0.025 \pm 0.025$ кПа, после чего туда подавался водород до заданного давления P_{H_2} , а затем туда же подавался атмосферный воздух с давлением $P_0 = 101.325 \pm 0.025$ кПа и абсолютной температурой $T_0 = 297 \pm 1$ К. Таким образом, полное давление газовой смеси равнялось P_0 , а объемная концентрация водорода определялась отношением давлений $[H_2] = P_{H_2}/P_0 = x$ и контролировалась с помощью манометров с точностью до 0.05 об. % H_2 .

Воспламенение предварительно перемешанной водородо-воздушной газовой смеси осуществлялось искровым разрядом на поверхности керамического диэлектрика у нижнего капролонового основания камеры. Определяющее длину искрового разряда межэлектродное расстояние варьировалось в диапазоне от 2 до 6 мм, что приводило к вариациям энергии электрического разряда в диапазоне от 100 до 350 мДж. Заметим, что изменение энерговклада в указанном диапазоне не оказывало значимого влияния ни на макроскопическую морфологию фронта пламени в целом, ни на число и динамику его микроскопических компонентов (дрейфующих шаровых пламен, рассмотренных подробнее в следующем разделе).

Через определенный промежуток времени фиксировалось падение статического давления в камере, вызванное, с одной стороны, уменьшением общего числа молекул при сгорании водорода, а с другой, — частичной конденсацией образовавшегося при сгорании водяного пара. Конденсация паров воды после прохождения фронта водородо-воздушного пламени вблизи верхней плоской оптически прозрачной стенки ячейки Хеле–Шоу позволила визуализировать динамику процесса распространения пламени за счет рассеяния света от внешнего источника на сконденсировавшихся микрокаплях. С одной стороны, это обеспечивало неинвазивный характер наблюдений, а с другой, — давало возможность зафиксировать траектории распространения фронтов ультрабедного водородо-воздушного пламени с чрезвычайно низкой светимостью в оптическом диапазоне.

Видеосъемка проводилась цифровой камерой Digma DiCAM 400 с разрешением 1920×1080 точек и частотой 30 кадров в секунду в отраженном свете. Диаметр цилиндрической ячейки Хеле–Шоу составлял 150 мм или 540 точек на кадрах видеозаписи, что соответствует пространственному разрешению видеозаписи порядка 3.6 точки на миллиметр.

Временное и пространственное разрешения используемой видеочкамеры в видимом свете позволяли анализировать зарождение и распространение фронтов горения, определяемых химической реакцией. Для анализа начальной (плазменной) стадии инициирования горения необходимо использование высокоскоростных камер в ультрафиолетовом и ин-

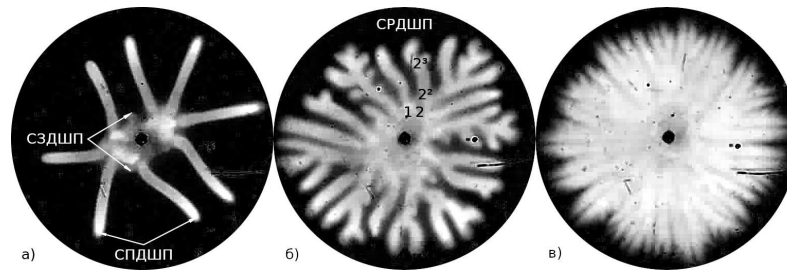


Рис. 3. Три характерных морфотипа следов горения ультрабедного водородно-воздушного пламени в горизонтальной цилиндрической ячейке Хеле–Шоу с центральным зажиганием [30]: а) лучеобразные следы при 6.8 об. % H_2 ; б) дендритные следы при 7.2 об. % H_2 ; в) квазиоднородные следы при 9.0 об. % H_2 (СЗДШП — самозатухающие ДШП, СПДШП — самоподдерживающиеся ДШП, СРДШП — саморазвивающиеся ДШП)

фрактальном диапазоне. В данной работе задача исследовать влияние ударных волн и ультрафиолетового излучения, генерируемых стримерами, на формирование предпламенного ядра не ставилась.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ УЛЬТРАБЕДНЫХ ВОДОРОДО-ВОЗДУШНЫХ ПЛАМЕН

Наши эксперименты [30] подтвердили, что качественные феноменологические особенности, описанные ранее Ронни [7, 8] при переходе от трехмерных сферических шаровых к дефлаграционным пламенам для условий микрогравитации, наблюдаются и для квазидвумерного расширения ультрабедных пламен в горизонтальной цилиндрической ячейке Хеле–Шоу.

При постепенном увеличении начальной концентрации водорода в смеси с воздухом при нормальных условиях $[H_2] = x$ от 3 до 12 об. % были выявлены (рис. 3) три базовых морфологии следов: а) лучеобразные следы; б) дендритные следы; в) квазигомогенные следы, оставляемые на поверхности ячейки при конденсации паров воды, после прохождения фронта пламени. Указанные морфологии пламен в ячейке Хеле–Шоу являются двумерными аналогами трехмерных пламен, ранее описанных Ронни: а) шаровых пламен; б) отдельных ячеек пламени; в) ячеистых дефлаграционных пламен.

Заметим, что переходы при варьировании начальных концентраций водорода с инкрементом 0.1 об. % H_2 между обнаруженными морфотипами происходили существенно различным образом. Переход между лучеобразным и дендритным морфотипами происходил в сравнительно узком диапазоне x аналогично фазовым переходам первого рода. Переход между дендритным и квазиоднородным морфотипами происходил в более широком диапазоне x и может рассматриваться как аналог фазовых переходов второго рода.

Для всех трех морфологий (макроскопических форм) следов ультрабедных пламен основными элементами были одиночные, обозначенные цифрами 1, 2 на рис. 3б микроскопические ведущие центры с характерным размером порядка ширины зазора 5 мм, которые, следуя выдвинутой в [26] гипотезе, были названы в работах [27, 29] «дрейфующими шаровыми пламенами (ДШП)». В работе [30] было обнаружено, что поведение отдельных ДШП существенно различается для различных начальных концентраций водорода в смеси. Анализ видеозаписей показал, что можно выделить три типа поведения ДШП: а) самозатухающие ДШП; б) самоподдерживающиеся ДШП, предсказанные в работе [30]; в) саморазветвляющиеся ДШП (см. рис. 3а, б).

Наблюдаемая форма отдельного фронта реакции, по-видимому, подобна полумесяцу, выпуклому в сторону свежей смеси. Результаты численного моделирования детальной структуры одиночных и парных ДШП описана в теоретической работе [31]. Для систематического экспериментального исследования внутренней структуры ДШП необходимы дополнительные эксперименты с применением видеокамер высокого разрешения в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах, которые не являлись целью данной работы. В работе [30] также было получено прямое экспериментальное свидетельство того, что механизм топологического перехода через каскад бифуркаций от дискретных фронтов изолированных ДШП к квазинепрерывному фронту дефлаграционного пламени с ростом объемной концентрации водорода в ультрабедной водородо-воздушной смеси определяется двумя критическими явлениями: 1) первичной бифуркацией предпламенного ядра, приводящей к появлению ДШП первого поколения, которые обозначены цифрами 1, 2 на рис. 3б; 2) каскадом последующих бифуркаций, которые обозначены как 2^2 , 2^3 ,... на рис. 3б. Надстрочный индекс обозначает номер поколения до-

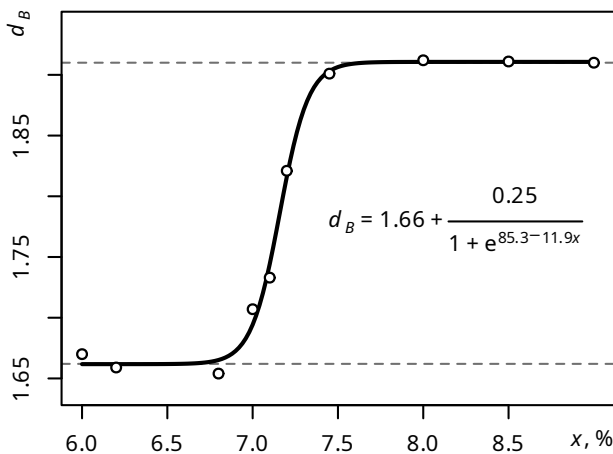


Рис. 4. Зависимость (1) фрактальной размерности $d_B(x)$ ультрабедных водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу от объемной концентрации водорода x

черных ДШП, которые появились в ходе эволюции родительского ДШП номер 2.

При последовательном повышении концентрации водорода в смесях с лучеобразным морфотипом горения первичная фрагментация предпламенного ядра приводила к увеличению общего числа от 6 до 15 лучей-следов, оставшихся после прохождения первого поколения самоподдерживающихся ДШП. Поскольку инкремент приращения общего числа таких ДШП в первом приближении пропорционален увеличению начальной концентрации водорода, первичная фрагментация предпламенного ядра была названа линейной.

При превышении определенного концентрационного предела, зависящего от величины междискового зазора, повышение начальной концентрации водорода в смесях с дендритным морфотипом горения приводило к нелинейному росту общего числа ДШП за счет вторичной, третичной и последующих самофрагментаций ДШП. По указанной причине самофрагментация высоких порядков ДШП была названа нелинейной, или разветвленной, когда из одного ДШП первого поколения возможно возникновение от 1 до 5 ДШП следующих поколений.

При дальнейшем повышении начальной концентрации водорода в смесях с квазиоднородным морфотипом горения происходил нелинейный рост (разветвленное размножение) числа ДШП, что приводило к быстрому смыканию следов от различных очагов и формированию квазинепрерывного фронта горения (двумерному аналогу трехмерных ячеистых пламен).

Стохастический характер искривленных разветвляющихся траекторий движения фронтов ультрабедных водородо-воздушных пламен, переходящих по мере роста концентрации водорода в квазинепрерывный фронт, позволяет рассматривать их структуру как единый стохастически самоподобный фрактал [32] с размерностью $d_B \in (1, 2)$. Для статистической оценки фрактальной размерности использовался метод клеточной размерности, реализованный в программе обработки и анализа изображений ImageJ [33]. Для построения оценки использовался следующий размерный ряд покрывающих конденсационные следы квадратов: $L = 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 32, 64$ точек.

На рис. 4 показаны статистические оценки зависимости клеточной фрактальной размерности от объемной концентрации водорода, $d_B(x)$, для ультрабедных водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу. Заметим, что указанная зависимость вполне удовлетворительно аппроксимируется логистической моделью вида

$$d_{Bi} = a_0 + \frac{a_1}{1 + \exp(a_2 - a_3 x_i)} + \varepsilon_i, \quad (1)$$

где $\mathbf{a} = (a_0, a_1, a_2, a_3)$ — вектор параметров, оцениваемый по данным выборки $\{x_i, d_{Bi}\}$ при $i = 1, 2, \dots, n$; ε_i — отклонения модели, минимизируемые нелинейным методом наименьших квадратов. Нетрудно видеть, что полученная аппроксимация описывает переход усредненных оценок клеточной размерности d_B между двумя горизонтальными асимптотами, $1.66 < d_B < 1.91$, значимо отличаясь от них при объемных концентрациях водорода в интервале $6.8 \leq x \leq 7.5$ об. %. Уровень $d_B = 1.66$ соответствует фрактальной размерности следа, формируемого в результате первичных бифуркаций предпламенного ядра и следов самозатухающих ДШП, а уровень $d_B = 1.91$ — фрактальной размерности квазиоднородного следа дефлаграционного водородо-воздушного пламени. Промежуточные уровни $1.66 < d_B < 1.91$ соответствуют последовательному росту фрактальной размерности следов от самозатухающих к самоподдерживающимся и саморазветвляющимся ДШП.

Для устранения существующих пробелов в фундаментальном понимании явления перехода шаровых пламен в дефлаграционные, помимо исследования топологии ультрабедных пламен, необходимо исследование их динамики. В опубликованных ранее работах [21, 34–37], посвященных исследованию скорости или ускорения цилиндрически расширяющихся пламен в ячейках Хеле–Шоу, рассматрива-

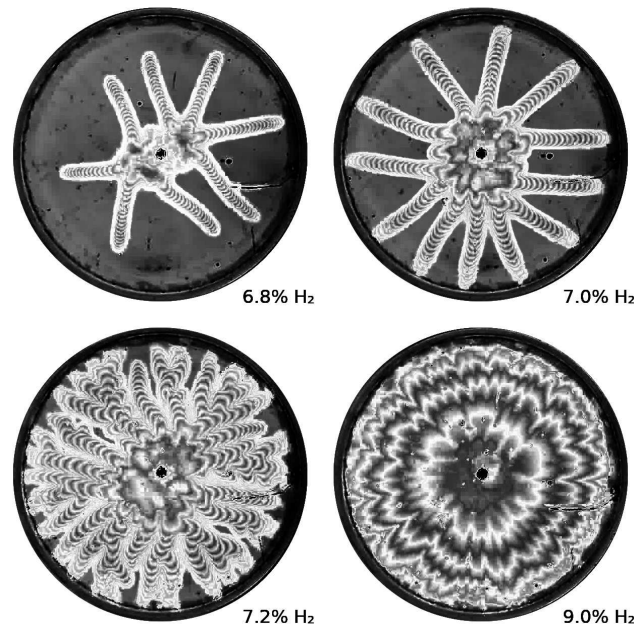


Рис. 5. Примеры последовательно инвертированных покадровых проекций водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу при концентрациях водорода x от 6.8 до 9.0 об. %

лись либо околостехиометрические смеси углеводородов с воздухом (метан–воздух [21, 34], н-бутан–воздух [35], синтез-газ–воздух [36]), либо бедные, околостехиометрические и богатые смеси водорода с кислородом [37] с коэффициентом избытка топлива в диапазоне от 0.4 до 1.4. Во всех указанных случаях исследовались только ячейстые дефлаграционные пламена, поскольку исследование перехода шаровых пламен в дефлаграционные было затруднительно из-за высоких значений числа Льюиса.

4. ДИНАМИКА УЛЬТРАБЕДНЫХ ВОДОРОДО-ВОЗДУШНЫХ ПЛАМЕН

Для анализа экспериментальных данных, характеризующих горение водородо-воздушных смесей в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу при различных концентрациях водорода в воздухе, будем использовать последовательно инвертированные покадровые проекции [38], примеры которых показаны на рис. 5.

Для построения этих проекций кадр, непосредственно предшествующий моменту зажигания смеси, исключается из кадров, отображающих процесс горения водородо-воздушной смеси. В результате этой процедуры цвет, отличный от черного, будут иметь только те пиксели, которые расположены вдоль траектории фронта пламени. Совмещение таких изображений в режиме последовательной инверсии формирует чередующиеся черно-белые изображения, хорошо видимые на фоне кадра, непосредственно

предшествующего моменту воспламенения водородо-воздушной смеси.

Сравнительный анализ проекций на рис. 5 показывает, что увеличение концентрации водорода приводит к уменьшению среднего числа черно-белых полос и к увеличению промежутков между ними. Это говорит об увеличении средней скорости сгорания водородо-воздушной смеси с ростом концентрации водорода. Кроме того, ширина полос вблизи центра оказывается существенно больше, чем на внешних границах ячейки Хеле–Шоу, что можно интерпретировать как снижение скорости сгорания в водородо-воздушных смесях с течением времени для концентраций водорода в диапазоне от 4 до 12 об. %.

С учетом фрактальной структуры фронта ультрабедных водородо-воздушных пламен для аппроксимации зависимости длины пройденного фронтом пламени пути s от времени t , прошедшего с момента воспламенения смеси, можно использовать степенные модели с мультипликативной ошибкой:

$$s_i = b_0 t_i^{b_1} \varepsilon_i, \tag{2}$$

где $\mathbf{b} = (b_0, b_1)$ — вектор параметров, оцениваемый по данным выборки $\{t_i, s_i\}$ при $i = 1, 2, \dots, n$.

Можно показать, что степенная модель в рамках гипотезы (2) вполне удовлетворительно описывает процесс распространения некоторого усредненного фронта пламени $s(t)$ с положительной скоростью $v(t) = ds(t)/dt$ в неограниченном объеме. При

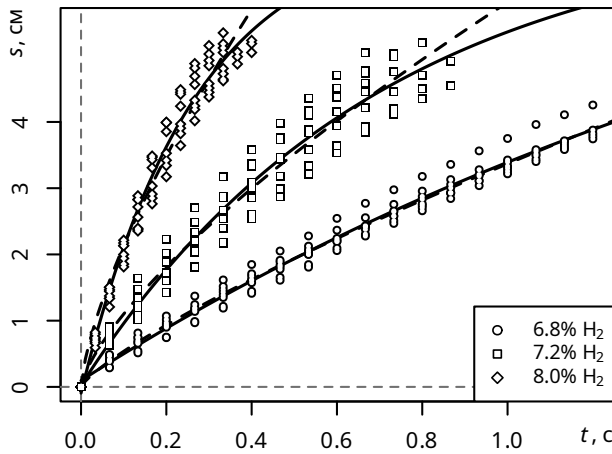


Рис. 6. Примеры аппроксимаций (2) и (3) длины пути $s(t)$ ультрабедных водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу при концентрациях водорода $x = 6.8, 7.2, 8.0$ об. %

этом путь $s(t)$, пройденный фронтом, неограниченно возрастает: $s(t) \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow \infty$, а скорость движения $v(t)$ монотонно убывает и при $t \rightarrow \infty$ ограничена снизу нулем, $v(t) \rightarrow 0+$. Заметим, что в правой окрестности нуля при $t \rightarrow 0+$ скорость движения фронта неограниченно возрастает, $v(t) \rightarrow \infty$. Эти особенности, на взгляд авторов, делают модели типа (2) малоприменимыми для описания горения бедных и ультрабедных смесей в ограниченных объемах.

Нетрудно проверить, что зависимость длины пути, пройденного фронтом пламени, от времени, прошедшего с момента воспламенения смеси, $s(t)$, также может быть удовлетворительно описана экспоненциальной моделью с аддитивной ошибкой:

$$s_i = b_0[1 - \exp(-b_1 t_i)] + \varepsilon_i. \quad (3)$$

Можно показать, что экспоненциальная модель в рамках гипотезы (3) удовлетворительно описывает процесс распространения некоторого усредненного фронта пламени $s(t)$ с конечной положительной скоростью $v(t)$ в некотором Пути $s(t)$, пройденный этим фронтом, монотонно возрастает и при $t \rightarrow \infty$ ограничен сверху пределом $s(t) \rightarrow b_0-$, определяемым коэффициентом b_0 , а его скорость $v(t)$ монотонно убывает и при $t \rightarrow \infty$ ограничена снизу нулем, $v(t) \rightarrow 0+$.

Сплошными и штриховыми линиями на рис. 6 показаны примеры аппроксимации выборочных данных при концентрациях водорода $x = 6.8, 7.2, 8.0$ об. % с помощью степенной (2) и экспоненциальной (3) моделей соответственно. Усредненное по выборочной совокупности среднее квадратическое

отклонение для обеих аппроксимаций не превышает величины порядка 0.25 см.

Как видно из сопоставления графиков, приведенных на рис. 6, обе модели, (2) и (3), дают вполне удовлетворительные результаты на временном интервале, ограниченном эмпирическими данными, $0 < t < t_1$, где t_1 — время распространения фронта пламени до границы ячейки Хеле–Шоу. Значимые различия между моделями (2) и (3) проявляются лишь за пределами указанного интервала при $t > t_1$ в связи с тем, что существенно различается общая асимптотика функций (2) и (3) во времени при $t \rightarrow \infty$.

В таблице приведены статистические оценки компонент вектора параметров $\mathbf{b} = (b_0, b_1)$ для степенной (2) и экспоненциальной (3) моделей процесса распространения ультрабедных водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу при различных концентрациях водорода x от 6.0 до 9.0 об. %.

Таблица. Статистические оценки параметров экспоненциальной (3) и степенной (2) моделей

[H ₂], об. %	Модель (3)		Модель (2)	
	b_0	b_1	b_0	b_1
6.0	8.74	0.46	2.69	0.89
6.2	9.55	0.51	3.03	0.96
6.8	7.78	0.57	3.37	0.80
7.0	9.33	0.64	4.42	0.81
7.1	7.82	0.93	4.82	0.75
7.2	6.96	1.46	5.81	0.72
7.45	6.98	2.17	7.44	0.69
8.0	7.15	3.52	10.91	0.71
8.5	6.98	5.15	14.03	0.71
9.0	7.07	6.33	17.20	0.73

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дифференцирование аппроксимирующих функций $s(t)$ из моделей (2) и (3) позволяет получить временные зависимости (4) и (5) для скоростей фронта в горизонтальной ячейке Хеле–Шоу, усредненных по выборке ДШП:

$$v = b_0 b_1 t^{b_1 - 1}, \quad (4)$$

$$v = b_0 b_1 e^{-b_1 t}. \quad (5)$$

Скейлинговые соотношения (4) и (5) определяют зависимость усредненной скорости фронта пламени от времени в процессе его эволюции при фиксированной стехиометрии водородо-воздушной сме-

си — от возникновения пламени в результате искрового зажигания до достижения им внешней границы, ограниченной стенками ячейки Хеле–Шоу.

В степенной модели (2) скорость фронта пламени v также монотонно убывает по времени t с конечной скоростью, стремящейся к нулю, но начальная скорость фронта пламени при $b_1 \in (0, 1)$ является неограниченной величиной, что плохо согласуется с физической моделью процесса сгорания гомогенной газовой смеси:

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow 0+} b_0 b_1 t^{b_1-1} &= \infty, \\ \lim_{t \rightarrow +\infty} b_0 b_1 t^{b_1-1} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

В экспоненциальной модели (3) скорость фронта пламени v монотонно убывает по времени t , при этом начальная скорость фронта пламени $v_0 = b_0 b_1$ ограничена и больше нуля, а конечная скорость стремится к нулю:

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow 0+} b_0 b_1 e^{-b_1 t} &= v_0, \\ \lim_{t \rightarrow +\infty} b_0 b_1 e^{-b_1 t} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Сравнительный анализ степенной (2) и экспоненциальной (3) аппроксимаций, представленных на рис. 6, показывает, что с увеличением концентрации водорода в воздухе увеличивается как начальная v_0 , так и текущая v скорости фронта пламени, усредненные по ансамблю ДШП. На рис. 7 показана оценка эмпирической зависимости начальной скорости фронта пламени v_0 от концентрации водорода x .

Нетрудно увидеть, что при объемных концентрациях водорода $x \geq 7.0$ об. % зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией с положительным угловым коэффициентом. При более низких концентрациях $x < 7.0$ об. % H_2 существуют лишь самозатухающие или самоподдерживающиеся ДШП. При этом динамика дрейфа самозатухающих шаровых пламен в значительной степени имеет стохастический характер. С учетом этих фактов для однородной (по всем исследуемым концентрациям водорода) аппроксимации зависимости $v_0(x)$ предлагается логарифмически-экспоненциальная модель с аддитивной погрешностью:

$$v_{0j} = \ln(c_0 + \exp(c_1 + c_2 x_j)) + \varepsilon_j, \quad (8)$$

где $\mathbf{c} = (c_0, c_1, c_2)$ — вектор параметров, оцениваемый на основе данных выборки $\{x_j, v_{0j}\}$ для $j = 1, 2, \dots, m$. Доверительный интервал для углового коэффициента модели (8) по показанным на рис. 7 выборочным данным имеет вид

$$I_{0.95}(c_2) = (18.8, 21.1) \text{ см/с.}$$

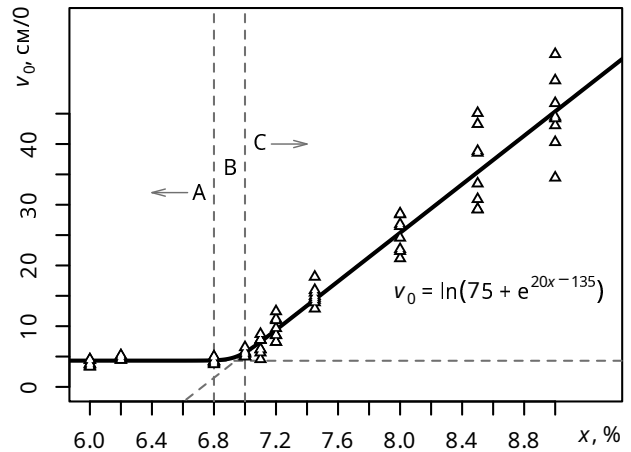


Рис. 7. Зависимость (8) начальной скорости $v_0(x)$ ультрабедных водородо-воздушных пламен в горизонтальных цилиндрических ячейках Хеле–Шоу от объемной концентрации водорода x

При этом усредненные по выборочной совокупности оценки среднего и среднеквадратичного отклонений будут соответственно равны $c_2 \approx 20.0$ см/с при $\sigma_{c_2} \approx 0.6$ см/с.

Скейлинговое соотношение (8) определяет зависимость максимальной скорости пламени $v_0(x)$ от начальной концентрации водорода в исследуемых ультрабедных водородо-воздушных смесях. Аппроксимирующая функция модели (8) описывает переход от горизонтальной асимптоты $v_0 = \ln 75 \approx 4.32$ см/с при $x < x_c$ (область A на рис. 7) к наклонной асимптоте $v_0 = 20x - 135$ при $x \geq x_c$ (область C на рис. 7), где $x_c = (\ln 75 + 135)/20 \approx 6.95$ об. %. Последний параметр модели (8) $c_2 \approx 20.0$ см/с соответствует увеличению начальной скорости фронта пламени v_0 при увеличении объемной концентрации водорода в воздухе на один процент, а точка пересечения наклонной и горизонтальной асимптот $x_c = (\ln 75 + 135)/20$ — оценке критической концентрации водорода в воздухе $x_c \approx 6.95$ об. %, которая будет соответствовать переходу фронта ультрабедного водородо-воздушного пламени из неразветвляющегося в саморазветвляющееся состояние (область B на рис. 7).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения динамики квазидвумерного ультрабедного водородо-воздушного пламени, свободно расширяющегося в горизонтальной замкнутой цилиндрической ячейке Хеле–Шоу, в этой работе предложен метод композиции последовательно

инвертированных по кадровых проекций видеозаписей экспериментов, фиксирующих конденсационные следы фронта пламени на прозрачной стенке камеры в видимом свете.

Для количественной оценки начальной и усредненной скоростей движения фронта ультрабедного водородо-воздушного пламени предложены временное (3) и стехиометрическое (8) скейлинговые соотношения.

Первое скейлинговое соотношение соответствует усредненным зависимостям перемещений и скорости движения фронта пламени от времени. Соотношение (3) предлагает экспоненциальную аппроксимацию перемещения фронта пламени в водородо-воздушных смесях с начальной концентрацией водорода, превышающей критическое значение: $x \geq x_c \approx 6.95$ об. % для плоской горизонтальной ячейки Хеле–Шоу с толщиной канала 5 мм. В этих водородо-воздушных смесях существуют саморазветвляющиеся ДШП. Из модели (3) следует, что в начальный момент времени шаровые пламена имеют максимальную скорость движения v_0 , которая экспоненциально снижается с течением времени.

Для аппроксимации зависимости максимальных (начальных) скоростей фронта v_0 пламени от начальной концентрации водорода x предлагается второе скейлинговое соотношение, описываемое логарифмически-экспоненциальной функцией (8). Для всех типов пламени начальная скорость v_0 линейно зависит от начальной концентрации водорода для всех водородо-воздушных смесей с $x > x_c$.

Наличие единого скейлингового соотношения $v_0(x)$ для двух топологически различных типов ультрабедных водородо-воздушных пламен можно интерпретировать как наличие единого механизма перехода через каскад бифуркаций от дискретных фронтов изолированных шаровых пламен к квазинепрерывному фронту дефлаграционного пламени с ростом объемной концентрации водорода в ультрабедной водородо-воздушной смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. von Humboldt and J.F. Gay-Lussac, *Versuche über die Eudiometrischen Mittel und über das Verhältnis der Bestandtheile der Atmosphäre*, J. Phys. **LX**, 38 (1805).
2. H.F. Coward and F. Brinsley, *The Dilution-Limits of Inflammability of Gaseous Mixtures. Part I. The Determination of Dilution-Limits. Part II. The Lower Limits for Hydrogen, Methane, and Carbon Monoxide in Air*, J. Chem. Soc. Trans. **105**, 1859 (1914).
3. D.E. Mallard and H.L. le Chatelier, *Étude sur la Combustion des Mélanges Gazeux Explosifs*, Ann. Mines. **4**, 296 (1883).
4. H. Bunte, *Über die Neuere Entwicklung der Flammenbeleuchtung*, Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft **31**, 5 (1898).
5. P. Eitner, *Untersuchungen über die Explosionsgrenzen Brennbarer Gase und Dämpfe*, Habilitationsschrift, München (1902).
6. G. Bohm and K. Clusius, *Die Struktur Aufsteigender H_2 - O_2 -Flammen*, Z. Naturforschg. **3a**, 386 (1948).
7. P.D. Ronney, *Near-Limit Flame Structures at Low Lewis Number*, Comb. Flame **82**, 1 (1990).
8. P.D. Ronney, K.N. Whaling, A. Abbud-Madrid et al., *Stationary Premixed Flames in Spherical and Cylindrical Geometries*, AIAA J. **32**, 569 (1994).
9. Я. Б. Зельдович, *Теория горения и детонации газов*, АН СССР, Москва (1944).
10. P.D. Ronney, *Understanding Combustion Processes through Microgravity Research*, Proc. Combust. Inst. **27**, 2485 (1998).
11. K. Maruta, M. Yoshida, Y. Ju et al., *Experimental Study on Methane-Air Premixed Flame Extinction at Small Stretch Rates in Microgravity*, Proc. Combust. Inst. **26**, 1283 (1996).
12. R. Fursenko, S. Minaev, H. Nakamura et al., *Cellular and Sporadic Flame Regimes of Low-Lewis-Number Stretched Premixed Flames*, Proc. Combust. Inst. **34**, 981 (2013).
13. Y.L. Shoshin and L.P.H. de Goeij, *Experimental Study of Lean Flammability Limits of Methane/Hydrogen/Air Mixtures in Tubes of Different Diameters*, Exp. Therm. Fluid Sci. **34**, 373 (2010).
14. Y. Shoshin, J. van Oijen, A. Sepman et al., *Experimental and Computational Study of the Transition to the Flame Ball Regime at Normal Gravity*, Proc. Combust. Inst. **33**, 1211 (2011).
15. F.E. Hernández-Pérez, B. Oostenrijk, Y. Shoshin et al., *Formation, Prediction and Analysis of Stationary and Stable Ball-Like Flames at Ultra-Lean and Normal-Gravity Conditions*, Combust. Flame **162**, 932 (2015).

16. G. Joulin and G.I. Sivashinsky, *Influence of Momentum and Heat Losses on the Large-Scale Stability of Quasi-2D Premixed Flames*, Combust. Sci. Tech. **98**, 1 (1994).
17. J. Sharif, M. Abid, and P.D. Ronney, *Premixed-Gas Flame Propagation in Hele-Shaw Cells*, in Spring Technical Meeting, US Section of Combustion Institute, March 15-17 (1999), p. 352
18. J. Wongwiwat, J. Gross, and P.D. Ronney, *Flame Propagation in Narrow Channels at Varying Lewis Numbers*, in Proc. ICDERS-2015 (2015), p. 258
19. C. Almarcha, J. Quinard, B. Denet et al., *Experimental Two Dimensional Cellular Flames*, Phys. Fluids, **27**, 9 (2015).
20. E. Al Sarraf, C. Almarcha, B. Radisson et al., *Flame Instability in a Hele-Shaw Cell: Thickness Effect*, in Proc. 8th European Combustion Meeting (2017), p. 357.
21. M. M. Alexeev, O. Yu. Semenov, and S. E. Yakush. *Experimental Study on Cellular Premixed Propane Flames in a Narrow Gap Between Parallel Plates*, Combust. Sci. Technol. **191**, 1256 (2019).
22. M. Kuznetsov and J. Grune, *Experiments on Flame Acceleration and DDT for Hydrogen/Air Mixtures in a Thin Layer Geometry*, Int. J. Hydrog. Energy **44**, 8727 (2019).
23. F. Veiga-Lopez, M. Kuznetsov, J. Yanez et al., *Flame Propagation Near the Limiting Conditions in a Thin Layer Geometry*, in Proc. 8th ICHS (2019), p. 193.
24. F. Veiga-Lopez, M. Kuznetsov, D. Martínez-Ruiz et al., *Unexpected Propagation of Ultra-Lean Hydrogen Flames in Narrow Gaps*, Phys. Rev. Lett. **124**, 174501 (2020).
25. I. Brailovsky and G.I. Sivashinsky, *On Stationary and Travelling Flame Balls*, Combust. Flame **110**, 524 (1997).
26. S. Minaev, L. Kagan, G. Joulin et al., *On Self-Propagating Flame Balls*, Combust. Theory Model. **5**, 609 (2001).
27. I. A. Kirillov, *Physics-Based Approach for Reduction Uncertainties in Concentration Limits of “Slow-to-Fast” Flame Transition in Hydrogen-Air Gas Mixtures*, in Technical Meeting on Hydrogen Management in Severe Accidents in VIC, Vienna, Austria, 25–28 September (2018), p. 259.
28. А. С. Мелихов, И. А. Кириллов, В. П. Денисенко, *Устройство для определения концентрационных пределов распространения пламени по газовым смесям в условиях, соответствующих невесомости*, Патент RU 2702422 С1, Дата подачи заявки: 11.05.2018, Опубликовано: 08.10.2019.
29. I. A. Kirillov, *On Flame Ball-to-Deflagration Transition in Hydrogen-Air Mixtures*, in Proc. ICHS-2021 (2021), p. 134.
30. V. P. Denisenko, S. S. Kingsep, I. A. Kirillov et al., *Critical Morphological Phenomena During Ultra-Lean Hydrogen-Air Combustion in Closed Horizontal Hele-Shaw Cell*, in Proc. ICHS-2021 (2021), p. 128.
31. A. Domínguez-González, D. Martínez-Ruiz, and M. Sánchez-Sanz, *Stable Circular and Double-Cell Lean Hydrogen-Air Premixed Flames in Quasi-Two-Dimensional Channels*, Proc. Combust. Inst. (2022).
32. Ю. А. Гостинцев, А. Г. Истратов, Н. И. Кидин и др. *Автотурбулизация газовых пламен. Теоретические трактовки*, ТВТ **37**, 633 (1999).
33. ImageJ, *Image Processing and Analysis in Java*, Version: 1.53t, URL: <https://imagej.net/ij/>.
34. В. Е. Борисов, С. Е. Якуш, *Численное моделирование распространения метанового пламени в зазоре между параллельными пластинами*, Препринт №004 ИПМ им. М. В. Келдыша (2019).
35. J. Huo, H. Su, L. Jiang et al., *The Effect of Gap Width on Premixed Flame Propagation in Non-Adiabatic Closed Hele-Shaw Cells*, Combust. Sci. Technol. **194**, 2793 (2021).
36. S. Diao, X. Wen, Z. Guo et al., *Flame Propagation Characteristics of Syngas-Air in the Hele-Shaw Duct with Different Equivalence Ratio and Ignition Positions*, ACS Omega **7**, 20118 (2022).
37. G. Gu, J. Huang, W. Han et al., *Propagation of Hydrogen-Oxygen Flames in Hele-Shaw Cells*, Int. J. Hydrog. Energy **46**, 12009 (2021).
38. P. V. Moskalev, V. P. Denisenko, and I. A. Kirillov, *Scaling Laws for Velocity Dynamics of the Ultra-Lean Hydrogen-Air Flames Expanding in Horizontal Cylindrical Hele-Shaw Cell*, in Proc. ICDERS-2022 (2022), p. 221.