

УДК 536.46, 533.6.08

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНОГО МАСШТАБА ВРЕМЕНИ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ PIV

А. А. Чернов^{1,2}, К. В. Торопецкий², О. П. Коробейничев¹¹Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск, chernov@kinetics.nsc.ru, korobein@kinetics.nsc.ru²Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108 Новосибирск, ktoropetsky@gmail.com

Впервые представлены экспериментально измеренные методом PIV значения химической шкалы времени для пламен предварительно перемешанных смесей метан — воздух и диметилловый эфир — воздух в зависимости от эквивалентного соотношения и концентрации ингибитора три-метилфосфата при атмосферном давлении. Сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими оценками, выполненными исходя из положений гипотезы Зельдовича — Баренблатта, показало качественное их согласие. Химическая шкала времени в пределах точности эксперимента зависела только от скорости горения, быстро уменьшаясь при ее увеличении. При скоростях распространения топливовоздушных пламен, близких и выше 0.6 м/с, результаты экспериментов показали высокую точность теоретических оценок на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта.

Ключевые слова: скорость пламени, PIV, химическая шкала времени, длина Маркштейна, гипотеза Зельдовича — Баренблатта.

DOI 10.15372/FGV2022.9264

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие пламени предварительно перемешанной смеси с турбулентным полем скоростей, через которое оно распространяется, является фундаментальным процессом турбулентного горения. Знание закономерностей этих процессов имеет значительный научный и практический интерес для улучшения качества предсказаний и моделирования влияния примесей, препятствующих горению, на турбулентное пламя в камерах сгорания и при распространении крупных пожаров.

Скорость предварительно перемешанного турбулентного пламени в каждой точке при малых числах Рейнольдса, по крайней мере до $Re < 60\,000$, фактически равна локальной скорости распространения деформированного ламинарного пламени в этой точке и является режимом тонкой зоны химических реакций [1–5]. То есть при низкой и средней интенсивности турбулентности в режиме тонкой зоны химических реакций в современных теориях она опи-

сывается в виде зависимости скорости распространения турбулентного пламени от ламинарной скорости, характерного химического времени пламени и т. д. В частности, для решения многих инженерных задач используется корреляция Зимонта, которая более 20 лет по умолчанию входит в пакет программ ANSYS Fluent [6]. Корреляция показывает, что скорость турбулентного горения пропорциональна отношению характерного времени турбулентности к характерному химическому времени пламени:

$$U_T \sim u_{\text{RMS}} \left(\frac{\tau_{\text{turb}}}{\tau_{\text{chem}}} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1)$$

где u_{RMS} — среднеквадратичное значение пульсации скорости, τ_{turb} — характерное время турбулентных пульсаций, τ_{chem} — характерное химическое время пламени.

Формула (1) хорошо описывает экспериментальные результаты, если правильно подобрать эмпирический коэффициент для компенсации неточности в определении τ_{chem} . Характерное химическое время пламени в корреляции Зимонта определяется на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта [7, 8] следующим образом:

$$\tau_{\text{chem}} = B \frac{\chi/U_0}{U_0} = B \frac{\chi}{U_0^2}, \quad (2)$$

Доложено на 10-й Международной конференции им. В. В. Воеводского «Химия и физика элементарных химических процессов», 5–9 сентября 2022 г., Новосибирск.

© Чернов А. А., Торопецкий К. В.,
Коробейничев О. П., 2023.

где B — эмпирический коэффициент, равный $1/A^4$, A — эмпирический коэффициент в корреляции Зимонта, U_0 — нормальная скорость распространения ламинарного пламени, χ — температуропроводность.

Для уточнения расчетов эмпирический коэффициент в моделях турбулентного горения рекомендуется принимать в диапазоне $1 \div 16$, он практически одинаков для многих топливовоздушных смесей и условий распространения пламени (горение в бомбах, в высокоскоростном потоке в канале и в промышленных горелках) [9, 10]. При $B = 1$ мы возвращаемся к представлениям 1960–1980-х годов о влиянии деформации поля скоростей газа на градиенты температуры и концентрации в пламени, проявляющемся в увеличении или уменьшении локальной скорости горения вплоть до погасания. Коэффициент усиления или уменьшения называется длиной Маркштейна и, в частности, определяется гипотезой Зельдовича — Баренблатта о термодиффузионной устойчивости квазистационарного пламени на основе аналитического решения уравнений диффузии и теплопроводности [7, 8]. В соответствии с этой гипотезой основная зона химических реакций узкая, в результате чего ширина фронта топливовоздушного пламени и, соответственно, характерное химическое время пламени определяются только температуропроводностью горючей смеси и диффузией топлива. В этом случае и при произвольных числах Льюиса характерное время химических превращений в пламени согласно гипотезе Зельдовича — Баренблатта определяется длиной Маркштейна L_m следующим образом [8]:

$$L_m = l_f \left[\frac{D}{\chi} \right] + l_f \left[\frac{\chi - D}{\chi} \frac{Ze}{2} \right], \quad (3)$$

$$\tau_{chem} = L_m / U_0, \quad (4)$$

где $l_f = \chi / U_n$ — ширина фронта пламени, Ze — число Зельдовича, D — коэффициент диффузии топлива.

Нетрудно заметить, что τ_{chem} можно оценить, измерив длину Маркштейна L_m и нормальную скорость распространения ламинарного пламени U_0 . При числе Льюиса $Le = 1$ согласно гипотезе Зельдовича — Баренблатта и формуле (3) время $\tau_{chem} = \chi / U_0^2$. Это соответствует вычислениям по формуле (2) при $B = 1$.

Таким образом, определив зависимость локальной скорости горения от кривизны фронта пламени в топливовоздушных смесях, можно получить экспериментальную оценку характерного химического времени пламени и сравнить ее с теоретическими оценками на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта. Следует заметить, что таких данных и сравнений в литературе нет.

Целью работы являлось исследование зависимости характерного химического времени для предварительно смешанных пламен метан — воздух и диметиловый эфир — воздух от эквивалентного соотношения, начальной температуры и концентрации ингибитора. Тем самым впервые предполагалось получить данные для оценки диапазона соответствия между экспериментами и выводами гипотезы Зельдовича — Баренблатта. Эти данные позволят также оценить достоверность и уточнить значение эмпирического параметра B для вычисления турбулентной скорости горения с помощью корреляции Зимонта. Для достижения целей работы были измерены зависимости скорости горения от кривизны фронта бунзеновского пламени в топливовоздушных смесях с помощью метода визуализации поля скоростей (PIV).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Скорость распространения ламинарных предварительно перемешанных пламен измерялась при атмосферном давлении и при начальной температуре $25 \div 93$ °C методом PIV. Для этого предварительно перемешанное пламя метана (CH_4) и диметилового эфира (DME) с воздухом стабилизировалось на бунзеновской горелке типа Маха — Хебра [11] с диаметром сопла 1 см. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

В пламя добавлялись пары ингибитора триметилфосфата (TMP) в разной концентрации с помощью специальной системы подачи в испаритель жидкости с использованием шприца и шагового двигателя.

Для трековых стробоскопических измерений скорости газового потока в воздух вводили субмикронные частицы TiO_2 в концентрации не более 0.02 % по массе. Средний размер фиксируемых оптической системой PIV частиц на выходе из сопла горелки составлял порядка 600 нм. Размер и концентрация частиц измеря-

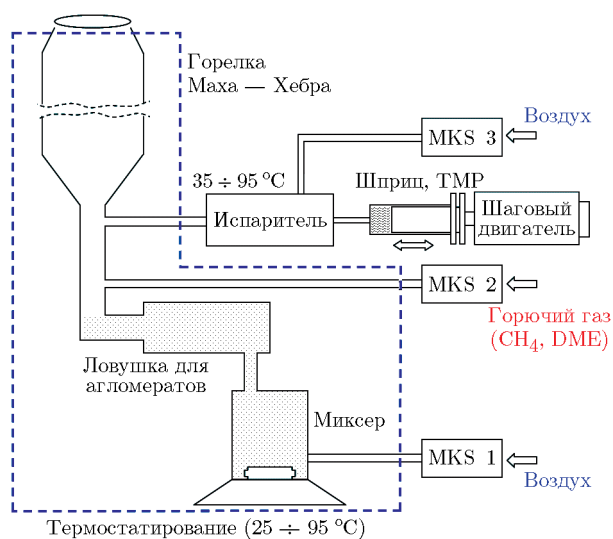


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

лись диффузионным аэрозольным счетчиком-спектрометром частиц ДСА [12, 13].

Оптическая система регистрации и обработки стробоскопических изображений частиц состояла из двух импульсных Nd:YAG-лазеров (длина волны 532 нм, длительность импульса 5 нс, энергия импульса 50 мДж, пучки сведены к одной оси), системы формирования планарного луча, CCD-камеры (1360 × 1024 пкс, размер каждого пикселя $\approx 9 \times 9$ мкм) с функцией двухкадровой съемки и объектива Tamron SP AF 180mm (коэффициент увеличения составлял 0.34, число апертуры было максимальным: $f\# = 32$). Плоскость измерения с толщиной лазерного ножа 100 мкм проходила через ось симметрии потока горючей смеси и конусного пламени. Оптическое разрешение системы было около 10 мкм/пкс. Для расчета смещения частиц в интервале между парой вспышек лазеров (интервалы 20 и 50 мкс) был использован адаптивный итерационный кросс-корреляционный алгоритм с перекрытием полей 50 % и непрерывным смещением расчетных областей на первом и втором кадрах [14]. Этот кросскорреляционный метод обработки изображений описан в работе [15]. Были выполнены рекомендации по минимизации влияния концентрации частиц на погрешность расчета, которые приведены в работе [16]. Конечный размер расчетной области, по которой определялась групповая скорость частиц, составлял 32×32 пкс ($\approx 0.29 \times 0.29$ мм). По измеренным стробоскопическим изображениям были рассчитаны 500 полей мгновенной скорости,

которые осреднялись для минимизации случайной ошибки измерений. Погрешность измерения мгновенной скорости газа оценивается в $2 \div 3$ % [16], после осреднения она уменьшается более чем в пять раз.

Полученное методом PIV осредненное двумерное поле скоростей использовалось для вычисления зависимости локальной скорости распространения пламени от локальной кривизны фронта пламени путем определения начальной скорости газа у выхода из сопла горелки, линий и геометрии трубок тока газа, градиента скорости газа в трубках тока, места положения линии фронта пламени по максимальному градиенту, локальной кривизны поверхности фронта пламени, степени расширения трубок тока газа, массовой скорости горения [17]. Локальная линейная скорость горения определялась из массовой скорости горения путем деления на площадь трубки тока. Таким образом, методика эксперимента позволяет получить так называемую длину Маркштейна для скорости потребления, которая используется в гипотезе Зельдовича — Баренблатта (в иностранной литературе — consumption Markstein length). Обоснование применения используемых нами процедур при исследовании бунзеновского конусного пламени методом PIV и некоторые экспериментальные результаты впервые опубликованы в статьях [16, 17]. Приведенные в них данные измерений метановоздушного пламени хорошо согласуются с имеющимися в литературе. В работе [16] установлено, что главными источниками погрешности измерений являются ограниченное временное и пространственное разрешение PIV-приборов, инерционность и каталитическая способность частиц, трассирующих поток. Результаты исследований и теоретические оценки показали, что используемый подход обеспечивает пространственное разрешение, ограниченное величиной ± 100 диаметров частиц. Обеспечивается также удовлетворительная точность измерения скорости газа во фронте пламени при незначительном каталитическом влиянии при массовой концентрации частиц не более 0.02 %.

Положение фронта пламени определялось по точкам с максимальным градиентом скорости газа. Поскольку для определения местоположения линии фронта пламени не используется абсолютное значение градиента, то полученные координаты практически не зависят от конечного размера области осреднения.

Скорость растяжения $\mathbb{k}$ принято выражать как удельное увеличение площади элементарной поверхности пламени A :

$$\mathbb{k} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \nabla[\vec{n} \times (\vec{v}_s \times \vec{n})] + (\vec{U} \cdot \vec{n})(\nabla \cdot \vec{n}), \quad (5)$$

где $\vec{n}$ — нормаль к поверхности, $\vec{v}_s$ — скорость потока газа, $\vec{U}$ — скорость поверхности как целого. В данном выражении первое слагаемое формулы обозначает вклад неоднородности скорости потока газа вдоль поверхности, а также влияние кривизны поверхности на параметр расширения, в то время как второе слагаемое учитывает нестационарность фронта пламени. Поскольку в работе использовано стабилизированное пламя, то второе слагаемое равно нулю. Поэтому для описания зависимости скорости распространения пламени U_f от кривизны фронта пламени можно использовать обобщающую формулу Лоу [18, 19]. Для конусного осесимметричного пламени, как правило, вводят цилиндрическую систему координат (r, θ, z) . В этом случае вектор нормали к фронту пламени $\vec{n} = (-\cos(\alpha), 0, \sin(\alpha))$, скорость потока газа $\vec{v}_s = (0, 0, -v)$, а формула (2) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbb{k} &= \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \nabla[\vec{n} \times (\vec{v}_s \times \vec{n})] = \\ &= -\left\{ \frac{\sin \alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_s \cos \alpha) + \cos \alpha \frac{\partial}{\partial r} (v_s \cos \alpha) \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

или эквивалентный ему

$$\begin{aligned} \mathbb{k} &= -\frac{v_s \sin 2\alpha}{2R_c} = -\frac{v_s 2 \sin \alpha \cos \alpha}{R_c} = \\ &= -\frac{v_c \sin \alpha}{R_c / \cos \alpha} = -\frac{U_f}{R_f} = -U_f \kappa, \end{aligned} \quad (7)$$

где R_c — радиус конуса, образованного фронтом пламени, α — половина угла при вершине конуса, v_s — средняя скорость потока газа в трубке тока, U_f — локальная скорость пламени, R_f — радиус фронта конусного пламени, $\kappa = 1/R_f$ — кривизна фронта пламени. Кривизна фронта пламени в литературе чаще всего определяется как полная кривизна. Она равна удвоенной средней кривизне: $\kappa = 2\kappa_{avg}$.

Начиная с экспериментальных работ Маркштейна [20] известно, что зависимость локальной скорости горения от кривизны

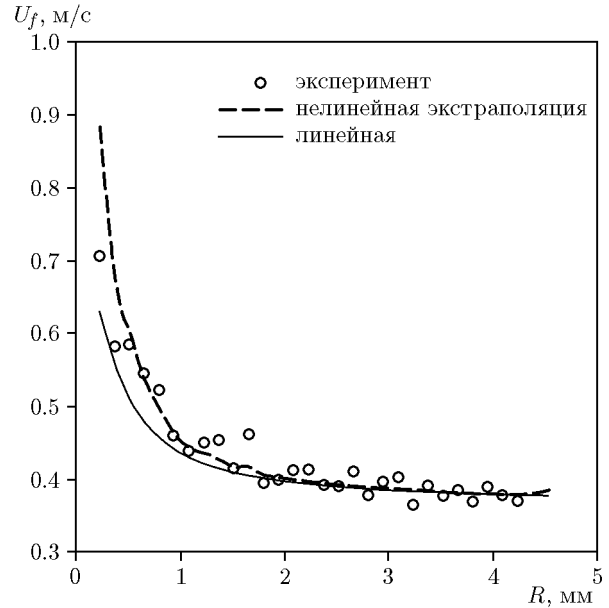


Рис. 2. Зависимость локальной скорости распространения пламени от среднего радиуса трубки тока в ее нижней части на срезе сопла

фронта пламени имеет почти линейный характер. Теоретическое исследование линейной и нелинейной теории стабилизации фронта пламени [21] также показывает линейный характер зависимости локальной скорости от скорости растяжения при небольшой кривизне фронта пламени (если радиус кривизны много больше тепловой толщины фронта пламени). Для обработки экспериментальных данных были построены две зависимости локальной скорости распространения U_f от локальной полной кривизны, с помощью которых определены нормальная скорость распространения пламени U_0 и длина Маркштейна L_m :

$$U_f = U_0 + L_m U_0 \kappa, \quad (8)$$

$$U_f = U_0 + L_m U_f \kappa. \quad (9)$$

Искомая нормальная скорость распространения пламени определялась линейной экстраполяцией значений локальных скоростей к нулевой кривизне $\kappa_{total} = 0$, при этом использовались только не подверженные дополнительным искажениям данные в области усеченного конуса в диапазоне $1 \div 4$ мм в соответствии с рекомендациями Фристрона [22]. На рис. 2 в качестве примера показаны экспериментальные зависимости локальной скорости распространения пламени U_f от среднего радиуса трубки тока R в ее нижней части на срезе сопла,

Результаты обработки двумерных полей скоростей в факеле пламени горючих смесей с $\phi = 1$

№ п/п	Состав смеси	U_0 , м/с	L_m , мм	τ_{chem} , мс
1	CH ₄ — воздух, $T_0 = 25$ °C	0.36 ± 0.01	0.27 ± 0.04	0.75 ± 0.11
2	CH ₄ — воздух, $T_0 = 55$ °C	0.41 ± 0.01	0.22 ± 0.03	0.53 ± 0.08
3	CH ₄ — воздух, $T_0 = 93$ °C	0.54 ± 0.01	0.17 ± 0.03	0.32 ± 0.05
4	CH ₄ — воздух, $T_0 = 93$ °C, [TMP] = 0.15 %	0.37 ± 0.01	0.29 ± 0.04	0.79 ± 0.12
5	DME — воздух, $T_0 = 25$ °C	0.44 ± 0.01	0.21 ± 0.03	0.48 ± 0.07
6	DME — воздух, $T_0 = 55$ °C	0.51 ± 0.01	0.14 ± 0.02	0.27 ± 0.04
7	DME — воздух, $T_0 = 55$ °C, [TMP] = 0.06 %	0.41 ± 0.01	0.23 ± 0.03	0.56 ± 0.08
8	DME — воздух, $T_0 = 55$ °C, [TMP] = 0.136 %	0.34 ± 0.01	0.38 ± 0.06	1.11 ± 0.17

что равно расстоянию до оси конуса пламени. Линиями на рис. 2 представлены линейная по формуле (8) и нелинейная по формуле (9) экстраполяции зависимости $U_f(R)$. Видно, что в области усеченного конуса экстраполяции отличаются незначительно. Приведенные далее в настоящей работе результаты экспериментов получены с помощью нелинейной экстраполяции.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате обработки двумерных полей скоростей в конусном пламени была получена зависимость локальной скорости распространения пламени от координаты трубки тока в сопле горелки. Геометрические параметры фронта пламени позволяют определить его локальную полную кривизну. Из зависимости локальной скорости горения от кривизны были получены нормальная скорость распространения пламени U_0 , длина Маркштейна L_m и характерное химическое время пламени $\tau_{chem} = L_m/U_0$.

В таблице приведены некоторые результаты измерений U_0 , L_m и τ_{chem} в пламени смесей воздуха с метаном и диметилэфиром с коэффициентом эквивалентности $\phi = 1$. Видно, что чем выше нормальная скорость распространения пламени, тем меньше длина Маркштейна L_m и характерное химическое время пламени τ_{chem} . Добавление ингибирующего вещества триметилфосфата уменьшает скорость распространения пламени, но увеличивает длину Маркштейна и характерное химическое время.

На рис. 3 нанесены значения характерного химического времени пламени в зависимости от нормальной скорости его распространения для всех исследованных в данной работе атмосферных пламен с начальной температурой $25 \div 93$ °C. Видно, что в пределах точности эксперимента характерное химическое время в первую очередь зависит от скорости распространения пламени и слабо зависит от состава горючей смеси, стехиометрического соотношения, начальной температуры и концентрации ингибитора. В диапазоне скоростей рас-

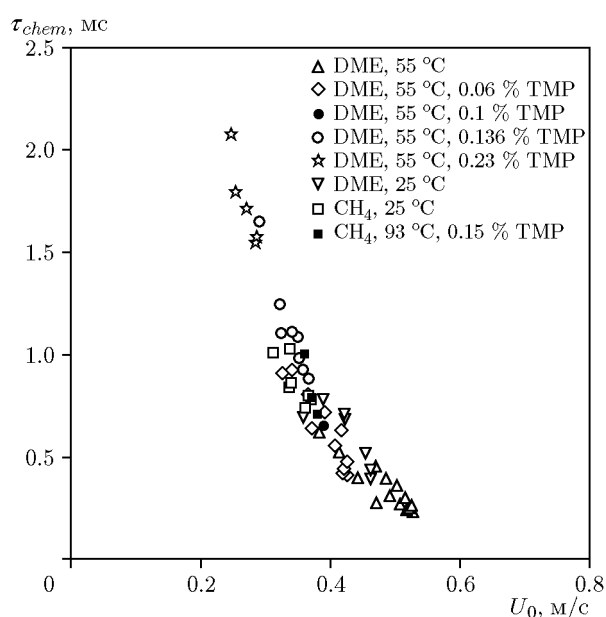


Рис. 3. Экспериментальная зависимость характерного химического времени пламени от скорости его распространения

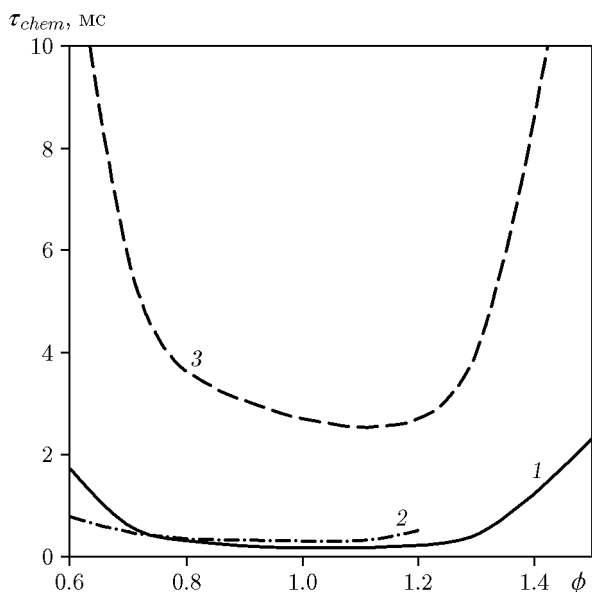


Рис. 4. Теоретические оценки зависимости характерного химического времени метановоздушного пламени от коэффициента эквивалентности:

1 — гипотеза Зельдовича — Баренблатта, 2 — расчет из работы [23], 3 — расчет с использованием CHEMKIN II

пространения пламени от 0.2 до 0.5 м/с характерное химическое время очень быстро уменьшается почти в десять раз — с 2.1 до 0.25 мс.

На рис. 4 представлены теоретические оценки характерного химического времени метановоздушного пламени со стехиометрическим коэффициентом 0.6 ÷ 1.5 при начальной температуре 25 °С и давлении 1 атм: оценки на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта по формуле (4) (линия 1), результаты численных расчетов из работы [23] (линия 2), которые очень близки к оценкам по формуле (4). Штриховой линией 3 на рис. 4 представлена оценка полного времени нахождения горючей смеси в пламени, полученная из результатов одномерных расчетов с помощью программного кода CHEMKIN II [24] с использованием механизма GRI-Mech 3.0 [25]. Это часто используемый в настоящее время механизм, разработанный для моделирования горения природного газа и содержащий 325 реакций для 53 соединений. Данная оценка получена суммированием времени нахождения газа в каждой счетной ячейке, находящейся в промежутке температур от $1.01T_0$ до $0.99T_{\max}$. Расстояние между указанными значениями температур называют

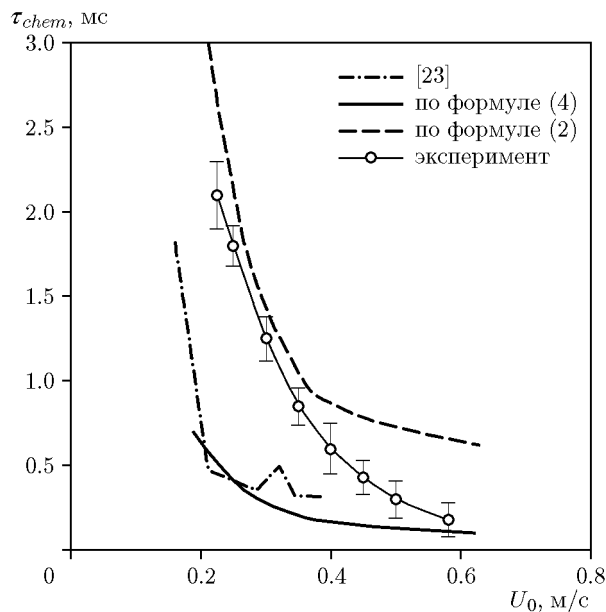


Рис. 5. Сравнение теоретических оценок характерного времени пламени и экспериментальных данных

полной шириной фронта пламени [21]. Соответственно, время между данными температурами — это максимальное время. Из рис. 4 видно, что результаты асимптотического анализа Зельдовича — Баренблатта и результаты численных расчетов из работы [23], выполненные на основе оценок зависимости скорости распространения пламени от кривизны фронта, значительно меньше верхней оценки времени нахождения горючей смеси во фронте пламени в промежутке температур от $1.01T_0$ до $0.99T_{\max}$.

На рис. 5 приведены оценки зависимости характерного химического времени метановоздушного пламени от скорости его распространения. Штрихпунктирной и сплошной линиями представлены оценки соответственно из работы [23] и по формуле (4). Штриховой линией даны оценки характерного химического времени, вычисленные по формуле (2) при эмпирическом коэффициенте $B = 6$ в соответствии с корреляцией Зимонта. Для сравнения на рис. 5 нанесены средние значения экспериментальных данных с рис. 3. Разброс экспериментальных оценок зависимости характерного химического времени от скорости распространения пламени составляет порядка $\pm 15\%$. Это может быть связано как с точностью эксперимента, так и с условиями горения, типом топлива и концентрацией ингибитора. Оценки, по-

лученные по формуле (2), в диапазоне скоростей $U_0 = 0.2 \div 0.4$ м/с практически воспроизводят результаты эксперимента.

Результаты сопоставления теоретических оценок и экспериментальных данных ясно показывают, почему в корреляции Зимонта для моделирования турбулентных пламен в стандартных условиях рекомендуется использовать подгоночный эмпирический коэффициент $B = 1/A^4 = 4 \div 16$ [9]. В диапазоне скоростей $U_0 = 0.2 \div 0.4$ м/с результаты оценок, полученные на основе теоретических работ [8, 23], в шесть раз меньше, т. е. необходимо характерное время привести к экспериментальным результатам и использовать в формулах (1) и (2) значение $B = 6$. В то же время из рис. 5 видно, что для скоростей $U_0 = 0.4 \div 0.6$ м/с необходимо использовать другое значение подгоночного коэффициента, $B < 6$, или использовать приведенные в настоящей работе экспериментальные данные. При скоростях распространения топливовоздушных пламен свыше 0.6 м/с уместно воспользоваться теоретическими оценками на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем анализа векторных полей скоростей, полученных с помощью PIV-диагностики процессов горения, в работе впервые представлены экспериментальные результаты исследования зависимости химической шкалы времени для предварительно перемешанных атмосферных пламен метан — воздух и диметиловый эфир — воздух от эквивалентного соотношения, начальной температуры и концентрации ингибитора. Установлено, что в пределах точности результатов экспериментов с увеличением скорости распространения пламени химическая шкала времени уменьшается независимо от начальной температуры смеси, вида топлива и концентрации ингибитора. Тем самым обнаружено качественное согласие гипотезы Зельдовича — Баренблатта и экспериментов для топливовоздушных пламен при числах Le , близких к 1.

Результаты сопоставления теоретических оценок и экспериментальных данных ясно показали, что основной причиной количественного разногласия являются упрощения и допущения при доказательстве гипотезы Зельдовича — Баренблатта о термодиффузионной устойчивости квазистационарного пламени на

основе аналитического решения уравнений Эйлера и неразрывности с соответствующими граничными условиями [8]. Согласно этой гипотезе можно сделать вывод, что характерные длина и время в пламени действительно равны сумме двух слагаемых. Первое слагаемое определяется теплопроводностью и диффузией, второе — химическими реакциями. До сих пор считалось, что первое слагаемое наиболее затратное по времени, а химические реакции протекают практически мгновенно. Полученные в настоящей работе данные показали обратную картину и являются первой прямой экспериментальной проверкой гипотезы Зельдовича — Баренблатта. Они согласуются с моделью турбулентного горения Зимонта для стандартных условий в диапазоне нормальных скоростей распространения пламен $0.2 \div 0.4$ м/с. При скоростях распространения топливовоздушных пламен свыше 0.6 м/с, что может достигаться при увеличении начальной температуры горючей смеси, эксперименты подтвердили высокую точность теоретических оценок на основе гипотезы Зельдовича — Баренблатта [7, 8].

В будущем планируются исследования горения топлив с большими числом Льюиса и скоростью горения. Однако стабилизировать топливовоздушное или водородовоздушное бунзеновские пламена, имеющие скорости горения более 0.6 м/с, на данной установке сложно без ее усовершенствования.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Clavin P.** Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1985. — V. 11, N 1. — P. 1–59. — DOI: 10.1016/0360-1285(85)90012-7.
2. **Tamadonfar P., Gülder Ö. L.** Experimental investigation of the inner structure of premixed turbulent methane/air flames in the thin reaction zones regime // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162, N 1. — P. 115–128. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.07.001.
3. **Troiani G., Creta F., Matalon M.** Experimental investigation of Darrieus–Landau instability effects on turbulent premixed flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2015. — V. 35, N 2. — P. 1451–1459. — DOI: 10.1016/j.proci.2014.07.060.
4. **Steinberg A. M., Coriton B., Frank J. H.** Influence of combustion on principal strain-rate transport in turbulent premixed flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2015. — V. 35, N 2. — P. 1287–1294. — DOI: 10.1016/j.proci.2014.06.089.

5. Ma L., Wu Y., Lei Q.-C., Xu W.-J., Carter C. D. 3D flame topography and curvature measurements at 5 kHz on a premixed turbulent Bunsen flame // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 166. — P. 66–75. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.12.031.
6. ANSYS Fluent 12.1 User's Guide 9.2.1. Propagation of the Flame Front. — 2009. — P. 1–2498.
7. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б. Об устойчивости распространения пламени // *Прикладная математика и механика.* — 1959. — Т. 2, № 6. — С. 856–859.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980. — С. 265, 407.
9. Зимонт В. Л. К теории турбулентного горения однородной горючей смеси при больших числах Рейнольдса // *Физика горения и взрыва.* — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 23–32.
10. Zimont V. L. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2000. — V. 21, N 1–3. — P. 179–186. — DOI: 10.1016/S0894-1777(99)00069-2.
11. Mache H., Hebra A. Zur Messung der Verbrennungsgeschwindigkeit Explosiver Gasemische // *Sitzungsber. Kaiserl. — Akad. Wiss. Abt. IIa.* — 1941. — S. 150–157.
12. Dubtsov S., Ovchinnikova T., Valiulin S., Chen X., Manninen H. E., Aalto P. P., Petäjä T. T. Laboratory verification of aerosol diffusion spectrometer and the application to ambient measurements of new particle formation // *J. Aerosol. Sci.* — 2017. — V. 105. — P. 10–23. — DOI: 10.1016/j.jaerosci.2016.10.015.
13. Onischuk A. A., Valiulin S. V., Baklanov A. M., Moiseenko P. P., Mitrochenko V. G. Determination of the aerosol particle size distribution by means of the diffusion battery: Analytical inversion // *Aerosol. Sci. Technol.* — 2018. — V. 52, N 8. — P. 841–853. — DOI: 10.1080/02786826.2018.1473839.
14. Токарев М. П., Маркович Д. М., Бильский А. В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // *Вычислит. технол.* — 2007. — Т. 12, № 3. — С. 109–131.
15. Keane R. D., Adrian R. J. Theory of cross-correlation analysis of PIV images // *Appl. Sci. Res.* — 1992. — V. 49. — P. 191–215.
16. Коробейничев О. П., Шмаков А. Г., Чернов А. А., Маркович Д. М., Дулин В. М., Шараборин Д. К. Пространственное и временное разрешение метода PIV при измерении скорости в пламени // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 5. — С. 13–21.
17. Большова Т. А., Коробейничев О. П., Торопецкий К. В., Шмаков А. Г., Чернов А. А. Каталитическое влияние субмикронных частиц TiO_2 на скорость распространения метановоздушного пламени // *Физика горения и взрыва.* — 2016. — Т. 52, № 2. — С. 35–48. — DOI: 10.15372/FGV160204.
18. Law C. K., Sung C. J. Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2000. — V. 26, N 4–6. — P. 459–505. — DOI: 10.1016/S0360-1285(00)00018-6.
19. Kelley A. P., Law C. K. Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156, N 9. — P. 1844–1851. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.04.004.
20. Markstein G. *Nonsteady Flame Propagation.* — New York: McMillan Publication, 1964.
21. Giannakopoulos G. K., Gatzoulis A., Frouzakis C. E., Matalon M., Tomboulides A. G. Consistent definitions of “Flame Displacement Speed” and “Markstein Length” for premixed flame propagation // *Combust. Flame.* — 2015. — V. 162, N 4. — P. 1249–1264. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.10.015.
22. Fristrom R. M. Definition of burning and a geometric interpretation of the effects of flame curvature // *Phys. Fluids.* — 1965. — V. 8, N 2. — P. 273–280. — DOI: 10.1063/1.1761220.
23. Bradley D., Gaskell P. H., Gu X. J. Burning velocities, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study // *Combust. Flame.* — 1996. — V. 104, N 1–2. — P. 176–198. — DOI: 10.1016/0010-2180(95)00115-8.
24. Kee R. J., Rupley F. M., Miller J. A. CHEMKIN II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics // *Rep. SAND89–8009B.* — Sandia Nat. Lab., 1989.
25. Frenklach M., Wang H., Goldenberg M., Smith G. P., Golden D. M., Bowman C. T., Hanson R. K., Gardiner W. C., Lissianski V. Rep. GRI-95/0058: Gas Research Institute. — http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.

Поступила в редакцию 09.11.2022.
Принята к публикации 14.12.2022.