

УДК 536.46,533.6.08

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ И ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ МЕТОДА PIV ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ В ПЛАМЕНИ

О. П. Коробейничев¹, А. Г. Шмаков^{1,3}, А. А. Чернов¹, Д. М. Маркович²,
В. М. Дулин², Д. К. Шараборин²

¹Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск
korobein@kinetics.nsc.ru

²Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

³Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Исследованы ограничения пространственного и временного разрешения метода PIV (particle image velocimetry) при измерении поля скорости в ламинарном пламени. Ограничения вызваны необходимостью внесения взвеси трассерных частиц в поток. Для метановоздушной смеси с коэффициентом стехиометрии 0.9 определено, что при массовой доле твердых частиц TiO_2 свыше 0.08 % изменение скорости распространения пламени частицами превышает 5 %. Максимальное пространственное разрешение метода PIV, для которого влияние частиц незначительно, соответствует концентрации 0.03 %, при этом минимальный разрешаемый масштаб ограничен величиной, в 200 превышающей размер трассерных частиц. На основе аналитических оценок, сравнения результатов измерения скорости частиц во фронте пламени и численного расчета сделан вывод, что частицы размером менее 2 мкм удовлетворительно отслеживают скорость потока. В этих условиях погрешность измерения скорости главным образом определяется ограниченным пространственным разрешением метода PIV. Результаты выполненной работы могут быть использованы для оценки погрешности измерений PIV в других экспериментальных исследованиях пламен.

Ключевые слова: горелка Маха — Хебра, скорость распространения пламени, анемометрия, цифровая трассерная визуализация, PIV.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время метод анемометрии по изображениям частиц PIV (particle image velocimetry) часто применяется в исследованиях потоков жидкостей и газов. Для газовых пламен метод был апробирован в работах [1–7]. Главными источниками погрешности измерений являются ограниченное временное и пространственное разрешение PIV-приборов и инерционность частиц, трассирующих поток.

В литературе представлен ряд работ, в которых описывается влияние пространственного разрешения метода PIV на измерение характеристик турбулентных течений без горения (см., например, [8]). Известно, что погрешность измерения статистических моментов турбулентных пульсаций скорости и гра-

диента скорости для второго порядка и выше определяется именно разрешением метода. Распределение средней скорости существенно искажается только в области больших градиентов, например, вблизи твердой поверхности.

В работе [9] выполнен обзор характеристик трассерных частиц, используемых в PIV-измерениях. Влияние инерционности частиц при измерениях в сверхзвуковых потоках рассмотрено в работе [10]. Для потоков с горением ограничения временного разрешения описаны в работах [2–4] и др. В работе [3] представлен обзор по типам применяемых частиц и анализ их инерционности в пламени. Исходя из результатов расчета сделан вывод, что время измерения не должно превышать 100 мкс. Авторы также провели оценку погрешности PIV-измерений, вызванную изменением коэффициента преломления газа, и пришли к заключению, что для пламен лабораторного масштаба данный источник вносит малую погрешность. Другим источником ошибки PIV-измерений, почти не описанным в литературе, может быть влияние

Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН (междисциплинарный интеграционный проект № 24).

© Коробейничев О. П., Шмаков А. Г., Чернов А. А.,
Маркович Д. М., Дулин В. М., Шараборин Д. К.,
2014.

твердых частиц на процесс горения [11–13].

Линии тока для конусообразного пламени были построены Льюисом и Эльбе в 1943 г. [14] по трекам твердых частиц. Общепринято, что компонента скорости горючей смеси, перпендикулярная к фронту пламени, соответствует нормальной скорости распространения пламени S_L . Из угла наклона пламени, объемного расхода смеси и диаметра выходного отверстия горелочного сопла можно оценить S_L . Однако правомочность такого подхода вызывает дискуссии [15]. Если использовать суммарную площадь пламени и объемный расход в качестве параметров для определения скорости пламени, то точность измерений будет не выше 20 % [16]. Только в средней части конуса (где потери тепла, действие внешних сил и кривизна фронта минимальны) перпендикулярная компонента скорости газа максимально близка к фундаментальной величине S_L . В статье [6] показано, что оценка локальной скорости распространения конусообразного пламени по данным PIV-измерений вблизи фронта пламени лежит в интервале отклонения $\pm 10\%$ от скорости распространения, оцененной по наклону фронта пламени и среднерасходной скорости смеси. Следует отметить, что в этой работе только средняя часть конуса пламени была подвержена минимальным искажениям.

В настоящей работе выполнены PIV-измерения скорости газа в ламинарном метановоздушном пламени. Целью работы являлось определение ограничений пространственного и временного разрешения метода, вызванных необходимостью внесения высококонцентрированной взвеси твердых частиц в поток. В работе изучено влияние массовой концентрации трассерных частиц TiO_2 на скорость распространения пламени и даны оценки предельного оптического разрешения PIV-прибора, не оказывающего существенного влияния на скорость горения.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. Установка и измерительное оборудование

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Использовалась горелка Маха — Хебра [17], представляющая собой стеклянную, вертикально расположенную трубку с внутренним диаметром 2.4 см и длиной 27 см. На верхнем конце, на участке длиной 3 см, трубка

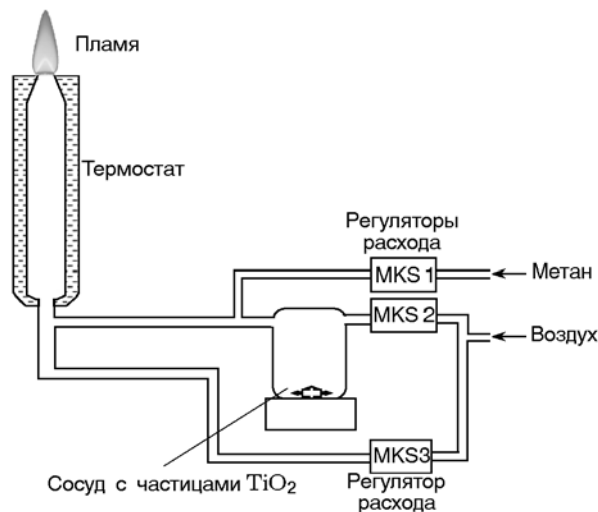


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

сужается до диаметра $d = 1.05$ см, при этом форма сужения близка к профилю Витошинского. Такая форма горелки позволяет получить пламя правильной конусообразной формы, поскольку сужение существенно выравнивает профиль скорости на выходе из горелки (см. ниже рис. 4). Температура стенок горелки поддерживалась постоянной на уровне $22\text{ }^\circ\text{C}$. Объемный расход горючей смеси метана и воздуха со стехиометрическим коэффициентом $\phi = 0.9$ составлял $55.83\text{ см}^3/\text{с}$, что соответствовало среднерасходной скорости на срезе сопла $u_0 = 64.5\text{ см}/\text{с}$. Расход потоков регулировался тремя регуляторами MKS Instruments с точностью установки расходов $\pm 0.3\%$.

Стандартные генераторы частиц для метода PIV на основе форсунок или генераторов дыма малоприспособлены для измерения в пламенах, так как капли используемых жидкостей испаряются уже при $100\text{ }^\circ\text{C}$. По этой причине в данной работе поток воздуха засеивался химически нейтральными частицами TiO_2 размером около 1 мкм . Для контроля концентрации частиц в газовзвеси воздух перед перемешиванием с метаном проходил по двум параллельным каналам, один из которых (основной) включал в себя сосуд объемом 2 дм^3 , где механическим миксером создавалась взвесь твердых частиц TiO_2 . При этом суммарный поток воздуха был фиксирован — $51\text{ см}^3/\text{с}$.

Регистрация и обработка стробоскопических изображений частиц в выбранном сечении потока проводилась с использованием PIV-системы ПОЛИС. Она включала в себя

два импульсных Nd:YAG-лазера (длина волны 532 нм, длительность импульса 5 нс, энергия импульса 50 мДж, пучки сведены к одной оси), ПЗС-камеру (1360×1024 пикселей, размер каждого пикселя 4.65×4.65 мкм) с функцией двухкадровой съемки, оптический объектив Tamron SP AF 180 mm (коэффициент увеличения 0.34, число апертуры было максимальным — $f/32$), синхронизирующий процессор и компьютер с программным обеспечением «ActualFlow». С помощью оптической системы, состоящей из цилиндрической и сферической линз, луч лазера был развернут в вертикальный «нож» с толщиной 100 мкм в области измерения. Плоскость измерения проходила через ось симметрии потока. Размер кадра 18.9×14.1 мм соответствовал оптическому разрешению в 13.8 мкм/пиксель. Для расчета смещения частиц в интервале между парой вспышек лазеров (100 мкс) был использован адаптивный итерационный кросскорреляционный алгоритм с непрерывным смещением расчетных областей на первом и втором кадрах [18]. Конечный размер расчетной области, по которой определялась групповая скорость частиц, соответствовал 32×32 пикселей (0.44×0.44 мм). По измеренным двухкадровым изображениям было рассчитано 100 полей мгновенной скорости. Для минимизации случайной ошибки измерений анализировались распределения средней скорости. Если погрешность измерения мгновенной скорости оценивается в $2 \div 3$ % [18], то после осреднения ошибка может уменьшиться более чем в 5 раз.

1.2. Концентрация частиц в потоке

Существует несколько модификаций метода анемометрии по изображениям частиц, которые отличаются концентрацией трассеров, и следовательно, алгоритмом анализа изображений. В качестве критерия обычно используется параметр N_I — «плотность образов частиц» в расчетной области, определенный в [19] следующим образом:

$$N_I = C \Delta z_0 (D_I / M_0)^2, \quad (1)$$

где C — количество частиц в единице объема, Δz_0 — толщина лазерного ножа, D_I — характерный размер расчетной области на матрице камеры, M_0 — коэффициент увеличения оптической системы. При $N_I \ll 1$ применяются

подходы, в основе которых лежит анализ траекторий каждой отдельной частицы (particle tracking velocimetry), при $N_I \gg 10$ проводится анализ спекловых картин (laser speckle velocimetry). В настоящей работе измерения выполняли методом PIV, для которого обычно $N_I = 4 \div 10$. Использованный кросскорреляционный метод обработки изображений описан в работе [18]. Влияние концентрации частиц на погрешность расчета рассмотрено в [19].

В настоящей работе исследовано влияние трассерных частиц на пламя, так как для увеличения пространственного разрешения метода PIV необходимо увеличивать количество частиц C . Оценка показала, что массовая концентрация частиц в воздухе, проходящем через основной канал, составляла 3.5 ± 0.3 мг/л. Эта величина получена измерением массы твердой фракции на выходе из горелки. Для этого поток воздуха закачивался в пластиковый мешок массой 19 г. Благодаря малой массе и большому объему мешка паразитное противодавление было минимальным. Масса мешка изменялась на $50 \div 100$ мг в зависимости от соотношения между расходами в каналах и от длительности накопления. Использовались весы Sartorius CP 124S с минимальным значением шкалы 0.1 мг. На рис. 2 представлена зависимость расхода улавливаемых частиц G_p от соотношения расходов $g_1/(g_1 + g_2)$ по двум каналам воздуха, байпасному (g_1) и основному (g_2). Несмотря на погрешность измерений массы твердых частиц, уносимых потоком воздуха, и вероятным осаждением частиц в патрубках, результаты хорошо описываются прямой линией.

На рис. 3 представлена гистограмма до-

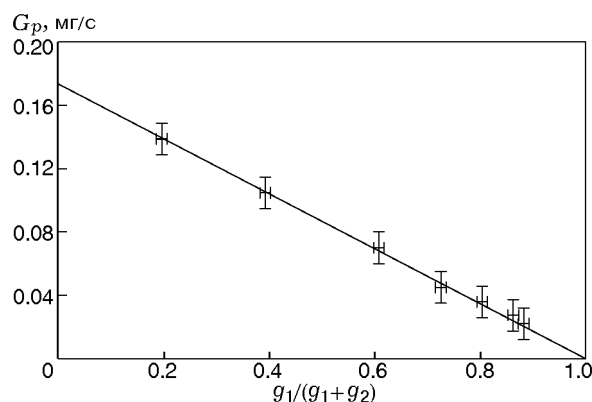


Рис. 2. Расход твердых частиц в зависимости от соотношения расходов между байпасным и основным каналами

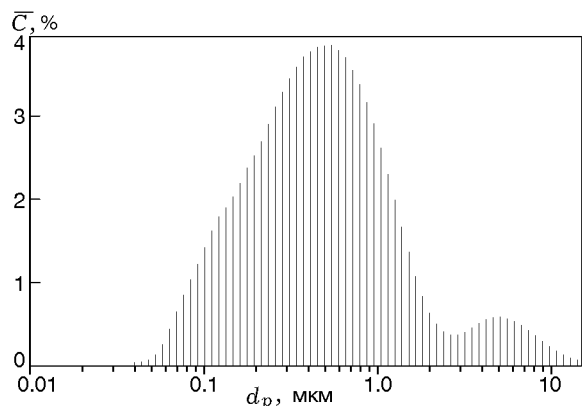


Рис. 3. Гистограмма доли частиц в суммарной отражающей площади в зависимости от их диаметра

ли частиц в суммарной отражающей площади (\bar{C}) в зависимости от их диаметра. Для определения характеристик частиц был использован оптический анализатор LS 13320, основанный на анализе индикатрисы рассеяния. Основная доля в суммарной площади приходится на частицы, размер которых близок к 1 мкм. Частицы менее 20 нм данным прибором не определяются. В потоке также присутствовало некоторое количество частиц размером $2 \div 10$ мкм. Вероятно, это более крупные частицы Al_2O_3 , оставшиеся в сосуде после предыдущего эксперимента. Тем не менее их вклад в интенсивность изображений незначителен.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Скорость газа на выходе из горелки

Особенностью горелочного устройства является наличие сужающегося участка, где приблизительно за 150 мс средняя по сечению скорость газа, равная 0.11 м/с, увеличивается более чем в 5 раз. На рис. 4 представлено нормированное распределение продольной компоненты средней скорости потока (u_y/u_0) в выходном сечении сопла (точнее, на расстоянии 1.1 мм от кромки). Доверительный интервал соответствует среднеквадратичному отклонению продольной скорости от среднего значения, в том числе вследствие ошибки измерений. Значения скорости в двух крайних точках профиля подвержены наибольшему влиянию систематической погрешности измерения вследствие максимального градиента скорости вблизи внутренней поверхности сопла. По этой при-

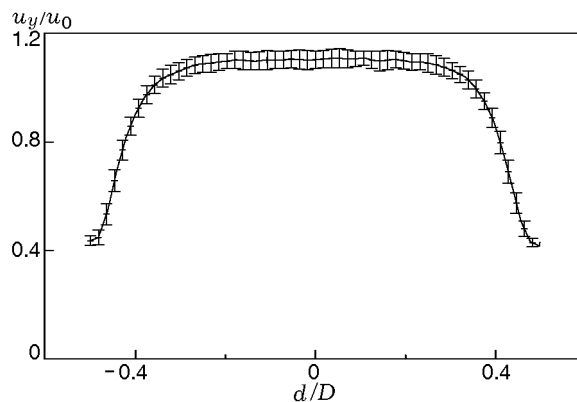


Рис. 4. Профиль продольной скорости потока газа на расстоянии 1.1 мм от выходного отверстия горелки:

доверительный интервал соответствует среднеквадратичному отклонению пульсирующей продольной скорости

чине значения скорости на внутренней кромке ($\pm 0.5d$) не являются нулевыми. Видно, что в ядре потока диаметром ≈ 6 мм распределение средней скорости близко к равномерному со значением $1.1u_0$, среднеквадратичное отклонение не превышает 4 % от u_0 .

В измерениях скорости газа методом PIV присутствует систематическая погрешность, связанная с инерционностью частиц и действием на них силы тяжести. Оба этих эффекта приводят к тому, что скорость частиц на выходе из сопла оказывается меньше скорости газа. Считая плотность и вязкость среды постоянными, можно записать уравнение движения сферической частицы в поле скорости ламинарного потока с учетом действия силы тяжести, направленной против потока. Уравнение движения имеет следующий вид (см. [7], интеграл Бассета в уравнении опущен):

$$\frac{du}{dt} m = -mg - 3\pi\mu d_p(u - v) + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_l \frac{dv}{dt} - \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_l \frac{d(u - v)}{dt}, \quad (2)$$

где u , d_p и m — скорость, диаметр и масса частицы, μ , ρ_l и v — динамическая вязкость, плотность и скорость газовой фазы. Поскольку плотность материала сферической частицы ρ_p много больше ρ_l , уравнение принимает вид

$$\frac{du}{dt} = -g - \frac{18\mu(u - v)}{\rho_p d_p^2}$$

или

$$\frac{du}{dt} = -g - \frac{u - v}{\tau}, \quad (3)$$

где τ — время релаксации частиц. При постоянной скорости газовой фазы скорость частиц будет меньше на величину скорости свободного падения $g\tau$, т. е. $u = v - g\tau$. В случае, когда поле скорости газовой фазы является функцией только пространства (стационарный поток газа), удобно перейти к уравнению на траекторию частицы X_p :

$$\frac{d^2 X_p}{dt^2} = -g - \frac{1}{\tau} \left(\frac{dX_p}{dt} - v(X_p) \right). \quad (4)$$

Предположив, что скорость в поперечном сечении сопла постоянна (в пренебрежении трением о стенки) и определяется только расходом газа и локальным радиусом сопла, можно оценить запаздывание частиц при ускорении газа в сужающемся осесимметричном сопле. Для простоты рассматривается траектория частиц на оси симметрии. Сужение сопла аппроксимируется полиномом третьей степени от осевой координаты. Если наклон внутренней поверхности сопла на входе и на выходе задан (считается вертикальным), полином определяется однозначно. Время релаксации частиц TiO_2 и скорость свободного падения в зависимости от их диаметра приведены в табл. 1. Видно, что отставание частиц от газа (воздуха) становится больше 2 мм/с при диаметре свыше 4 мкм. В табл. 1 также приведены результаты расчета скорости частиц на оси сопла при их ускорении вместе с ламинарным потоком. Существенное отставание частиц (1 %

Таблица 1
Релаксационные характеристики частиц TiO_2 в воздухе

d_p , мкм	τ , мкс	$g\tau$, мм/с	Отставание частиц после сужения, %
1	13	0.13	<0.1
2	52	0.51	<0.1
4	208	2.04	0.46
8	832	8.16	1.94
10	1300	12.75	3.15
16	3327	32.64	9.54

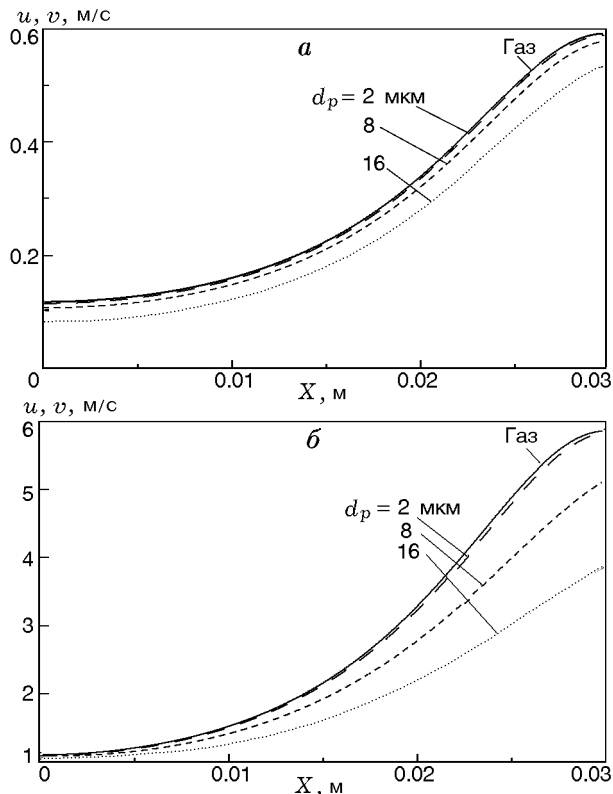


Рис. 5. Результаты расчета скорости газа и частиц на оси сужающегося сопла при расходе воздуха 51 (а) и 510 см³/с (б)

и более) от потока на выходе из сопла имеет место при размере частиц более 5 мкм. Вследствие низкой скорости потока эффект определяется действием гравитации, т. е. рассчитанные профили скорости частиц для расхода воздуха 51 см³/с (рис. 5,а) отличаются от профиля скорости несущей фазы на величину, близкую к $g\tau$. При увеличении расхода в 10 раз (рис. 5,б) отличие скоростей существенно возрастает и достигает максимальных значений 38, 18 и 1.7 % для частиц диаметром 16, 8 и 2 мкм соответственно. Тем не менее на срезе сопла ($X = 0.03$ м) запаздывание частиц диаметром 1 мкм не превышает 1 %.

Отметим, что при очень больших концентрациях частиц необходимо учитывать взаимодействие частиц между собой и их влияние на газовый поток. Фронт пламени также оказывает сложное воздействие на динамику частиц вследствие изменения плотности и вязкости газа. Дополнительный вклад в отставание частиц от потока вносит действие термофорической силы. Некоторые оценки этого эффекта приведены в работах [2, 3].

2.2. Скорость распространения пламени

Для пламен, близких к стехиометрии, в отсутствие действия внешних сил и теплопотерь, т. е. в идеальных условиях, скорость распространения пламени S_L можно с высокой точностью оценить численно, например, с помощью программы ChemKin. В то же время результаты измерений важны для верификации упрощенного механизма химических реакций. Часто используемым в настоящее время механизмом является GRI-Mech.3 [20], разработанный для моделирования горения природного газа и включающий химические реакции с азотом. Механизм содержит 325 реакций для 53 соединения.

В табл. 2 приведены данные измерений, опубликованные в литературе для метановоздушного пламени при атмосферном давлении со стехиометрическим коэффициентом $\phi = 0.9$. Разброс довольно существенный, что, вероятно, вызвано вариацией условий проведения экспериментов, а именно давления, температуры смеси и стенок сопла, точности контроля расходов. В таблицу также включены результаты измерения различными методами, в частности, методом установления нулевого потока тепла для пламени над плоской пластиной из пористого металла [21].

На рис. 6 представлено распределение скорости газа в одномерном фронте пламени метан/воздух, рассчитанное по програм-

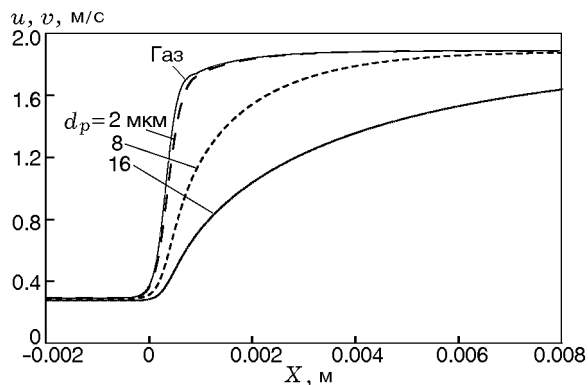


Рис. 6. Результаты расчета скорости газа и частиц поперек одномерного фронта пламени смеси метан/воздух ($\phi = 0.9$)

ме ChemKin. Видно, что во фронте пламени на расстоянии 1 мм скорость увеличивается в 5.8 раза. На рисунке также приведены скорости сферических частиц TiO_2 размером 2, 8 и 16 мкм, рассчитанные с использованием уравнения (4). Скорость частиц размером 2 мкм и меньше удовлетворительно совпадает со скоростью потока во фронте пламени, отличие не превышает 5 %.

При обработке PIV-полей скорости, измеренных в настоящей работе, анализировался градиент скорости, вызванный присутствием пламени. Это позволило определить локальное положение и угол наклона фронта пламени, а также значение перпендикулярной к фронту компоненты скорости набегающего потока. В настоящей работе средняя скорость невоз-

Таблица 2

Данные измерения скорости распространения метановоздушного пламени ($\phi = 0.9$)

S_L , см/с	Источник	Примечание
32	[22]	300 К, 1 атм
31.74	[23]	298 К, 1 атм
30.89	[24]	300 К, 1 атм
29.82	[25]	293 К, 1 атм
33.98	[26]	293 К, 1 атм
31.6	[27]	298 К, 1 атм
31.76	[28]	298 К, 1 атм
30.3	[21]	Экстраполяция данных для 308 К, 1 атм
30.3	Настоящая работа	295 К, 740 мм.рт.ст.

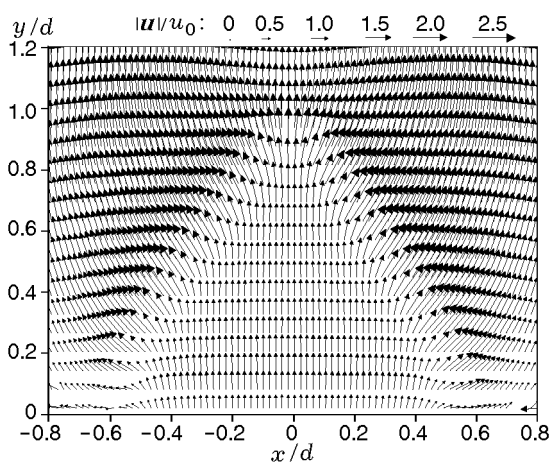


Рис. 7. Поле скорости частиц в центральном сечении пламени, измеренное методом PIV при массовой доле частиц 0.026 %

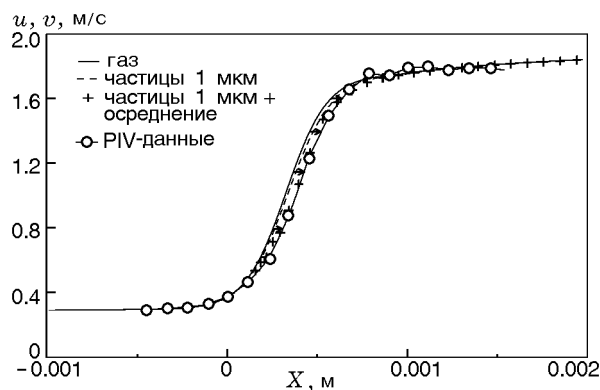


Рис. 8. Рассчитанный профиль скорости газа поперек одномерного фронта пламени метан/воздух и результаты PIV-измерений при массовой доле частиц 0.026 %

мущенного потока в ядре струи составляла ≈ 70 см/с, а угол наклона пламени относительно вектора скорости набегающего потока близок к 30° . В качестве примера на рис. 7 представлено измеренное методом PIV поле скоростей в пламени при массовой доле частиц 0.026 %.

На рис. 8 представлены результаты эксперимента и численного моделирования для частиц размером 1 мкм. Следует отметить, что в эксперименте, в отличие от расчета, на газ действует сила тяжести, и поток после фронта пламени расширяется в радиальном направлении. Тем не менее на рассматриваемом участке длиной 2 мм данные эффекты незначительны. Также следует отметить, что расчет не учитывает растяжение фронта пламени [29, 30]. Из рисунка видно, что результаты моделирования скорости микронных частиц отличаются от PIV-данных. Это связано с тем, что PIV-алгоритмы осредняют скорость трассеров по пространственной области, размер которой в данном эксперименте составлял 0.44×0.44 мм. При учете пространственного разрешения метода PIV в численном моделировании профили начинают совпадать, при этом ограниченное разрешение приводит к сдвигу профиля на 0.06 мм, т. е. приблизительно на $1/8$ от размера расчетной области. Таким образом, для использованных частиц точность измерения скорости газа в основном определяется пространственным разрешением метода PIV.

На рис. 9 представлена зависимость скорости распространения пламени от концентрации частиц в смеси. Первая точка на графиче

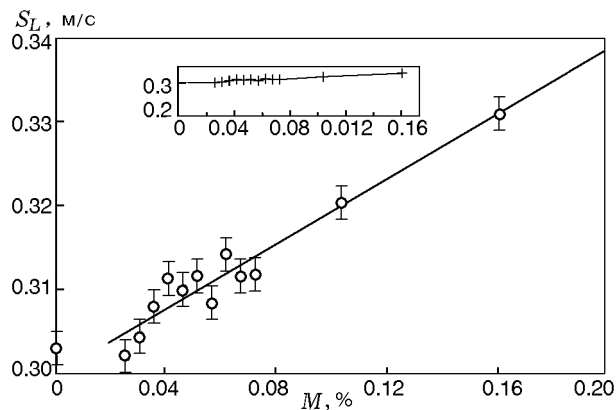


Рис. 9. Зависимость скорости распространения пламени от массовой доли частиц TiO_2 в набегающем потоке

ке при нулевой концентрации получена независимым методом и опубликована в работе [21]. На врезке приведен график в другом масштабе, показывающий, что относительное изменение скорости невелико, но проявляется тенденция к росту S_L с увеличением массовой доли частиц M . В качестве примера, распределение продольной компоненты средней скорости частиц на рис. 10 демонстрирует уменьшение высоты конуса, образованного фронтом пламени, по мере увеличения концентрации частиц. При дальнейшем увеличении концентрации твердых частиц нарушалась стабильность пламени вблизи кромки сопла.

Влияние частиц на процесс горения может быть обусловлено следующими факторами:

- каталитический эффект поверхности частиц;
- увеличение температуры смеси до фронта пламени вследствие поглощения излучения частицами и изменения излучательной способности самого пламени;

— возможная десорбция углеводородных примесей твердыми частицами при нагреве. Влияние этих эффектов требует дополнительных оценок и исследований, что выходит за рамки данной работы. Тем не менее, важным доводом в пользу применимости метода PIV является то, что изменение скорости распространения пламени наблюдается в случае массовых долей частиц свыше 0.03 %. Оценивая минимальный размер расчетной области в присутствии в ней, как минимум, четырех частиц, можно заключить, что пространственное разрешение метода PIV в этом случае ограничено

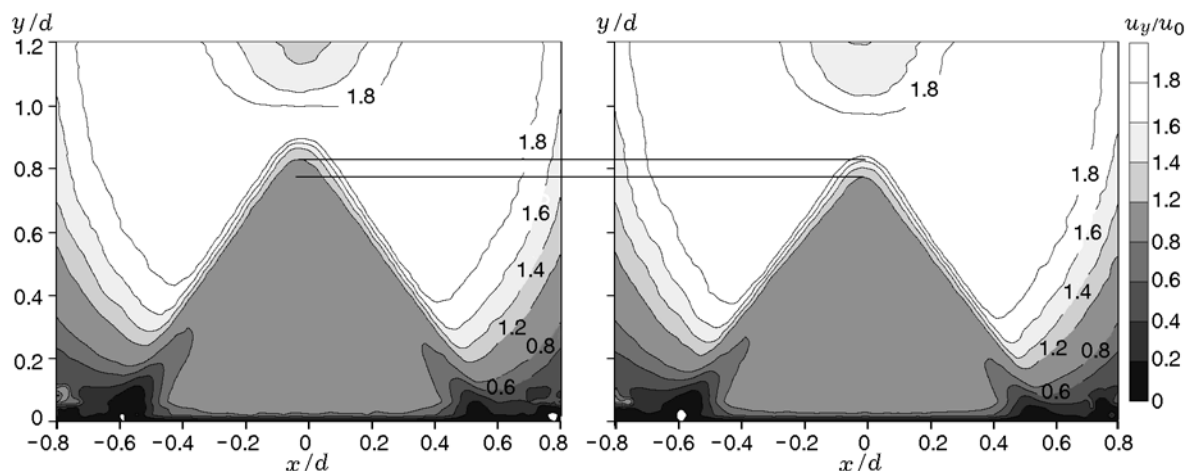


Рис. 10. Распределение продольной компоненты средней скорости частиц, измеренное методом PIV, при массовой доли частиц 0.026 % (слева) и 0.161 % (справа)

величиной, в 200 раз превышающей характерный размер трассерных частиц TiO_2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально и численно исследовано пространственно-временное разрешение метода PIV при измерении скорости газа в пламени метановоздушной смеси. Оценено влияние инерционности трассерных частиц TiO_2 при их ускорении в сужающемся сопле и во фронте пламени. Оценки показывают, что частицы размером 2 мкм и меньше удовлетворительно отслеживают поток газа во фронте пламени. Без учета действия термофорической силы максимальное отличие скоростей не превышает 5 %. На основании данных измерения скорости распространения фронта пламени по его локальному положению и наклону относительно набегающего потока установлено, что для массовой доли частиц TiO_2 в смеси свыше 0.08 % скорость распространения пламени увеличивается более чем на 3 %. Заметное влияние частиц наблюдается при их концентрации свыше 0.03 %, что ограничивает максимальное оптическое разрешение метода PIV. В представленных результатах минимальная область пространственного осреднения не может быть меньше 200 диаметров трассерных частиц. Сравнение данных PIV-измерений скорости частиц размером 2 мкм и результатов численного моделирования скорости газа в одномерном фронте пламени подтверждает вывод, что основным источником погрешности PIV измерений скорости в пламенах является огра-

ниченное пространственное разрешение метода.

В. М. Дулин выражает благодарность Р. И. Мулляджанову за полезные рекомендации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mungal M. G., Lourenco L. M., Kropthapalli A. Instantaneous velocity measurements in laminar and turbulent premixed flames using on-line PIV // *Combust. Sci. Technol.* — 1995. — V. 106. — P. 239–265.
2. Sung C. J., Law C. K., Axelbaum R. L. Thermophoretic effects on seeding particles in LDV measurements of flames // *Combust. Sci. Technol.* — 1994. — V. 99. — P. 119–132.
3. Stella A., Guj G., Kompensans J., Raffel M., Richard H. Application of particle image velocimetry to combustions flows: Design considerations and uncertainty assessment // *Exp. Fluids.* — 2001. — V. 30. — P. 167–180.
4. Han D., Mungal M. G. Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow // *Combust. Flame.* — 2003. — V. 132. — P. 565–590.
5. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Y. S., Markovich D. M., Shtork S. I., Tokarev M. P. Flow structure of swirling turbulent propane flames // *Flow Turbulence Combust.* — 2011. — V. 87. — P. 569–595.
6. Li Y.-H., Wu C.-Y., Chen B.-C., Chao Y.-C. Measurements of a high-luminosity flame structure by a shuttered PIV system // *Meas. Sci. Technol.* — 2008. — V. 19. — 045401.
7. Bouvet N. Experimental and numerical studies of the fundamental flame speeds of methane/air and syngas (H_2/CO)/air mixtures. — PhD Thesis, The Univ. of Orleans, 2009.

8. **Alekseenko S. V., Dulin V. M., Markovich D. M.** Stereo PIV measurements of fine-scale turbulence statistics in a free jet flow // Proc. 6th Intern. Symp. Turbulence, Heat Mass Transfer / K. Hanjalić, Y. Nagano, S. Jakirlić (Eds). — Rome, Italy: Begell House, 2009.
9. **Melling A.** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. — 1997. — V. 8. — P. 1406–1416.
10. **Ragni D., Schrijer F., Van Oudheusden B. W., Scarano F.** Particle tracer response across shocks measured by PIV // Exp. Fluids. — 2011. — V. 50. — P. 53–64.
11. **Egolfopoulos F. N., Campbell C. S.** Dynamics and structure of dusty reacting flows: inert particles in strained, laminar, premixed flames // Combust. Flame. — 1999. — V. 117. — P. 206–226.
12. **Andac M. G., Egolfopoulos F. N., Campbell C. S., Lauvergne R.** Effects of inert dust clouds on the extinction of strained, laminar, flames at normal and micro-gravity // Proc. Combust. Inst. — 2000. — V. 28. — P. 2921–2929.
13. **Andac M. G., Egolfopoulos F. N., Campbell C. S.** Premixed flame extinction by inert particles in normal- and micro-gravity // Combust. Flame. — 2002. — V. 129. — P. 179–191.
14. **Lewis B., von Elbe G.** Stability and structure of burner flames // J. Chem. Phys. — 1943. — V. 11. — P. 75–97.
15. **Andrews G. E., Bradley D.** Determination of burning velocities: A critical review // Combust. Flame. — 1972. — V. 18. — P. 133–153.
16. **Kuo K. K.** Principles of combustion. — Wiley, 2005. — P. 100–120.
17. **Mache H., Hebra A.** Zur Messung der verbrennungs Geschwindigkeit explosiver Gasemische // Wien Leipzig Hölder-Pichler-Tempsky, [Abt.:] Akad. d. Wiss. — 1941. — S. 150–157.
18. **Tokarev M. P., Markovich D. M., Bilsky A. V.** Adaptive algorithms for PIV image processing // J. Comput. Technol. 2007. — V. 12. — P. 109–131.
19. **Keane R. D., Adrian R. J.** Theory of cross-correlation analysis of PIV images // Appl. Sci. Res. — 1992. — V. 49. — P. 191–215.
20. **Frenklach M., Wang H., Goldenberg M., Smith G. P., Golden D. M., Bowman C. T., Hanson R. K., Gardiner W. C., Lissianski V.** Gas Res. Inst. Rep. GRI-95/0058; http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
21. **Рыбицкая И. В., Шмаков А. Г., Шварцберг В. М., Коробейничев О. П.** Влияние коэффициента избытка горючего на эффективность ингибирования ламинарных перемешанных водородо- и углеводородо воздушных пламен добавками триметилфосфата // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 2. — С. 14–22.
22. **Vagelopoulos C. M., Egolfopoulos F. N., Law C. K.** Further considerations on the determination of laminar flame speeds with the counter flow twin-flame technique // Proc. Combust. Inst. — 1994. — V. 25. — P. 1341–1347. — (Twenty-Fifth Symp. (Intern.) Combust.).
23. **Van Maaren A., de Goey L. P. H.** Stretch and adiabatic burning velocity of methane and propane-air flames // Combust. Sci. Technol. — 1994. — V. 102. — P. 309–314.
24. **Vagelopoulos C. M., Egolfopoulos F. N.** Direct experimental determination of laminar flame speeds // Proc. Combust. Inst. — 1998. — V. 27. — P. 513–519.
25. **Hassan M. I., Aung K. T., Faeth G. M.** Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures // Combust. Flame. — 1998. — V. 115. — P. 539–550.
26. **Gu X. J., Haq M. Z., Lawes M., Wooley R.** Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures // Combust. Flame. — 2000. — V. 121. — P. 41–58.
27. **Dyakov I. V., Konnov A. A., De Ruycck J., Bosschaert K. J., Brock E. C. M., de Goey L. P. H.** Measurement of adiabatic burning velocity in methane-oxygen-nitrogen mixtures // Combust. Sci. Technol. — 2001. — V. 172. — P. 81–96.
28. **Bosschaert K. J., de Goey L. P. H., Burgers J. M.** The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method // Combust. Flame. — 2004. — V. 136. — P. 261–269.
29. **Matalon M.** On flame stretch // Combust. Sci. Technol. — 1983. — V. 31. — P. 169–181.
30. **Chung S. H., Law C. K.** An invariant derivation of flame stretch // Combust. Flame. — 1984. — V. 55. — P. 123–125.

*Поступила в редакцию 12/IX 2013 г.,
в окончательном варианте — 2/II 2014 г.*