УДК 532.517.4, 532.525.2, 532.556.2, 532.574.7

Исследование прецессии вихревого ядра в камерах сгорания

С.В. Алексеенко^{1,2}, Д.М. Маркович^{1,2}, В.М. Дулин^{1,2}, Л.М. Чикишев^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет ²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: dmark@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования закрученного потока при горении обедненной пропановоздушной смеси в модельной камере сгорания при атмосферном давлении. Для исследования нестационарного турбулентного течения использован панорамный метод измерения скорости потока (Particle Image Velocimetry). В результате анализа полученных данных сделан вывод, что при сильной закрутке потока, как и в случае течения без горения, его динамика определяется глобальной спиральной модой неустойчивости, соответствующей прецессирующему вращению двойной спирали по направлению закрутки потока. В случае стабилизации слабой закруткой пламя обладает схожими характеристиками устойчивости и компактности, но амплитуда спиральных когерентных структур существенно осциллирует во времени одновременно с изменением интенсивности возвратного течения в окрестности оси струи. Таким образом, случай слабой закрутки, для которого отсутствует выраженная центральная зона рециркуляции, оставляет возможность более эффективного использования активных методов управления потоком и процессом горения. В частности, данный результат может быть полезен для устранения термоакустического резонанса в камерах сгорания.

Ключевые слова: PIV, прецессия вихревого ядра, закрученные пламёна.

Введение

Закрученные пламёна широко используются в горелочных устройствах благодаря тому, что закрутка потока обеспечивает высокую эффективность поджига пламени, устойчивость горения для широкого диапазона расходов топлива и окислителя, а также компактность зоны горения [1–4]. Одной из причин этого является то, что для закрученных потоков, испытывающих спонтанное расширение, характерен распад вихревого ядра и возникновение центральной зоны рециркуляции. Возвратное течение обеспечивает тепломассобмен (в том числе свободными радикалами) между продуктами горения и подаваемыми реагентами. Широко распространенной технологией снижения вредных выбросов NOx и CO в камерах сгорания является сжигание предварительно перемешанных компонент смеси топлива и воздуха при значительном избытке последнего [5–8]. Невысокая температура пламени позволяет добиться выбросов оксидов азота менее 9 ppm на 15 % О₂.

^{*} Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №№ 11-08-00985-а, 12-08-33149-мол_а_вед), ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг" (проект № 8233), СО РАН (Междисциплинарный интеграционный проект № 24) и НП "Глобальная энергия" (грант МГ/2012/04/3).

[©] Алексеенко С.В., Маркович Д.М., Дулин В.М., Чикишев Л.М., 2013

Существенной практической проблемой реализации данной технологии является высокая чувствительность бедного пламени к возмущениям, что, в частности, может приводить к термоакустическому резонансу в камере сгорания [9, 10]. Лежащие в основе этого явления механизмы определяются сложным взаимодействием между гидродинамической структурой потока, полем давления, процессами переноса и химическими реакциями, которые недостаточно изучены до сих пор. Многообещающей стратегией дальнейшего снижения выбросов NOx при горении углеводородного топлива является использование слабой закрутки потока [11]. В отличие от сильной закрутки, в слабозакрученном расширяющемся течении не возникает центральной зоны рециркуляции, но при этом пламя обладает схожими характеристиками устойчивости и компактности, как и в случае сильной закрутки. Отсутствие зоны рециркуляции существенно сокращает время пребывания молекул азота и кислорода в области высокой температуры, что позволяет снизить уровень выбросов NOx до 5 ppm на 15 % O₂ [12]. Однако применение технологии слабой закрутки в существующих газотурбинных установках (ГТУ) путем замены соплового блока осложнено тем, что уменьшение плотности газа в процессе горения может приводить к распаду вихревого ядра в потоке и формированию зоны рециркуляции [13]. При этом индуцированный горением распад вихря приводит к проскоку пламени внутрь горелочного устройства даже для больших расходов подаваемой смеси [13].

Детальные измерения в полномасштабных горелочных устройствах с целью оптимизации камер сгорания вряд ли возможны и очень дороги, а численные методы пока не достигли необходимого уровня для решения данной задачи. Очевидной стратегией является исследование фундаментальных аспектов реализации новых технологий на модельных горелочных устройствах лабораторного масштаба, обладающих практически важными особенностями реальных устройств с возможностью измерения характеристик протекающих процессов. Использование контактных методов может не только приводить к локальным возмущениям потока, но и существенно влиять на условия стабилизации пламени в целом [14, 15]. Таким образом, в реагирующих турбулентных течениях использование оптических методов измерения является предпочтительным для получения надежных экспериментальных данных. Отдельное место среди панорамных оптических методов измерения занимает методика Particle Image Velocimetry (PIV), позволяющая получать количественную информацию о пространственных распределениях мгновенной скорости потока. Активное развитие PIV алгоритмов, во многом очень схожих с алгоритмами машинного зрения, за последние тридцать лет [16] сделали метод стандартным измерительным инструментом гидроаэродинамики, обладающим рядом существенных преимуществ по сравнению с другими методами.

Мотивация настоящего исследования обусловлена тем, что, несмотря на частое использование закрутки потока для стабилизации пламени в камерах сгорания ГТУ, даже изотермическая закрученная турбулентная струя, вытекающая в открытое пространство, является сложным гидродинамическим объектом, включающим в себя возникновение различных спиральных мод неустойчивости и формирование спиральных вихрей [17, 18], явление распада вихревого ядра и т. д. Так, в ряде работ отмечаются существенные отличия в морфологии распада ядра и свойств вихревых структур в закрученных струях в зависимости от способа организации закрутки [19, 20]. Очевидно, что процесс горения в существенной степени усложняет структуру течения [21, 13].

Экспериментальная установка и методика исследования

Измерения проводились на стенде, состоящем из цилиндрической камеры сгорания с сопловым блоком, обеспечивающим закрутку потока, камеры смешения топлива и окислителя, набора расходомеров. В качестве топлива использовался пропан (чистота газа 99 %). Коэффициент избытка топлива Ф определялся как отношение мольной доли топлива в подаваемой смеси к мольной доле при ее стехиометрическом составе

и составлял 0,8. Горелочное устройство представляет собой профилированное сопло с установленным внутри сменным завихрителем (см. рис. 1). Выходной диаметр сопла d составлял 15 мм. Использовались два сменных завихрителя с различным углом наклона лопаток, при этом слабая и сильная степень закрутки потока S (см. [1]) составляла 0,41 и 1 соответственно. Камера сгорания представляла собой цилиндр из кварцевого стекла (внутренний диаметр $D_0 = 77$ мм, высота — 120 мм). Число Рейнольдса Re по диаметру d, среднерасходной скорости смеси и вязкости смеси) было фиксировано и составляло 5 600. Измерения проводились при атмосферном давлении.

Стереоскопическая PIV система состояла из двойного импульсного Nd:YLF лазера и пары КМОП камер. Система работала в двухкадровом режиме с частотой измерений 770 Гц. Задержка между двумя вспышками, определяющая смещение частиц на паре кадров составляла 40 мкс. Плоскость лазерного ножа проходила в центральном сечении потока и имела толщину в области измерения 0,8 мм. Поток засевался частицами диоксида титана средним диаметром менее 1 мкм. Цифровые камеры оснащались узкополосными оптическими фильтрами, пропускающими излучение лазера и подавляющими свечение пламени. Полученные изображения частиц после вычитания фонового сигнала обрабатывались при помощи адаптивного итерационного кросскорреляционного алгоритма (детальное описание алгоритмов обработки изложено в работах [22–24]). Для калибровки камер стереосистемы использовались калибровочная мишень и алгоритм, автоматически корректирующий возможное рассогласование плоскости измерений и плоскости мишени.

Для анализа пространственной структуры крупномасштабных вихрей в настоящей работе применялся метод статистической обработки ансамблей полей мгновенной скорости идентификацией когерентных структур POD [25]. Данный подход основан на представлении каждого поля скорости в виде конечного разложения по ортонормированному базису пространственных функций φ_n с зависящими от времени коэффициентами a_n^i :

 $\mathbf{u}_{i}^{*}(\mathbf{x}) = \sum_{n=0}^{N} a_{n}^{i} \boldsymbol{\varphi}_{n}(\mathbf{x}), \quad \text{где } \left\langle \boldsymbol{\varphi}_{i}(\mathbf{x}) \boldsymbol{\varphi}_{j}(\mathbf{x}) \right\rangle_{\Omega} = \delta_{ij}.$



Рис. 1. Сменные лопаточные завихрители, обеспечивающие слабую закругку (*a*) (угол наклона лопаток 30°), и сильную закругку (*b*) (угол наклона лопаток 55°), схема расположения завихрителя внутри соплового блока (*c*). $d_1 = 7$ мм, $d_2 = 27$ мм.

(1)

Здесь символом $\langle \rangle_{\Omega}$ обозначено осреднение по пространству, а δ_{ij} — символ Кронекера. В соответствии с методом, предложенным Сировичем [26], базисные функции ϕ_n могут быть представленные в виде следующих сумм:

$$\boldsymbol{\varphi}_{n}^{*}\left(\mathbf{x}\right) = \sum_{k=0}^{N} A_{k}^{n} \mathbf{u}_{k}^{*}\left(\mathbf{x}\right).$$
⁽²⁾

Решение вариационной задачи для подходящего ортонормированного базиса (1) может быть найдено в виде решения интегрального уравнения Фредгольма второго рода, в этом случае ядро интегрального оператора представляет собой ковариационную матрицу полей мгновенной скорости:

$$\frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N} \left\langle \mathbf{u}_{n}\left(\mathbf{x}\right)\mathbf{u}_{m}\left(\mathbf{x}\right)\right\rangle_{\Omega} A_{m}^{i} = \lambda_{i}A_{n}^{i}.$$
(3)

Решение задачи нахождения собственных чисел и собственных векторов (3) позволяет определить N собственных векторов $\mathbf{A}^i = \{A_1^i \dots A_N^i\}$ и соответствующие им собственные значения λ_i для расчета POD базисных функций ϕ_n . Благодаря симметрии матрицы собственные значения обладают следующим свойством: $\lambda_i > 0$ (для любого *i*). Кроме того, возможно удовлетворить требованию: $\lambda_{i-1} \ge \lambda_I > 0$ (i = 1, ..., N). В настоящей работе задача (3) решалась исходя из симметрии матрицы с использованием QR-алгоритма для разложения ковариационной матрицы. Нулевая POD мода ϕ_0 соответствует полю средней скорости U, а λ_i связаны с пространственно осредненными значениями квадрата пульсаций скорости для выбранной моды. Для потоков с постоянной плотностью λ_i дает информацию о кинетической энергии турбулентности, содержащейся в соответствующей моде [27]. Согласно выражению (1) и выстраиванию мод в порядке уменьшения собственных чисел, РОД позволяет строить модели пониженной размерности, которые включают информацию о первых наиболее энергоемких модах. В случае течения с сильными квазипериодическими пульсациями фазово-осредненная часть когерентных пульсаций может быть извлечена посредством модели низкоразмерной аппроксимации, основанной на первых двух POD модах и на поле средней скорости [28]:

$$\mathbf{u}_{\text{L.O.}}^{*}\left(\phi, x\right) = \mathbf{\varphi}_{0}\left(\mathbf{x}\right) + a_{1}\left(\phi\right)\mathbf{\varphi}_{1}\left(\mathbf{x}\right) + a_{2}\left(\phi\right)\mathbf{\varphi}_{2}\left(\mathbf{x}\right) = \mathbf{U} + R_{1}\sin\left(\phi\right)\mathbf{\varphi}_{1}\left(\mathbf{x}\right) + R_{2}\cos\left(\phi\right)\mathbf{\varphi}_{2}\left(\mathbf{x}\right), \quad (4)$$

где ϕ — фазовый угол, а R_i соответствует $(2\lambda_I)^{1/2}$. Тем не менее, разница между низкоразмерной реконструкцией и фазово-осредненным полем скорости в случае квазипериодического течения может приводить к эффекту сглаживания [28–32].

Результаты исследования

На рис. 2 показаны фотографии исследованных пламен. В случае сильной закрутки пламя имело форму расширяющегося конуса, нижняя точка которого располагалась внутри соплового блока. Для слабой закрутки поверхность пламени была существенно деформирована турбулентными пульсациями потока, но в среднем также имело V-образную форму. Существенным отличием от сильной закрутки является то, что нижняя точка слабозакрученного пламени находилось на расстоянии около 0,2 *d* от выходного отверстия горелочного сопла.

Поле средней скорости для обедненного ($\Phi = 0,8$) сильнозакрученного пламени показано на рис. 3, *a*. Поперечная (*r*) и продольная (*z*) координаты нормированы на диаметр выходного отверстия горелочного сопла *d*. При расширении сильнозакрученного потока на оси возникла область возвратного течения, между вертикальной стенкой камеры и основным потоком присутствовала внешняя тороидальная зона рециркуляции. Сравнение со случаем без горения показало, что горение существенно изменило структуру потока: зона



Рис. 2. Фотография режимов горения обедненной пропановоздушной смеси для случая сильной (a) и слабой (b) закрутки потока.

рециркуляции приобрела форму конуса, внутри которого значение возвратного течения было практически постоянным (20 % от среднерасходной скорости подаваемой смеси) и слаботурбулентным. Угол раскрытия конуса составлял 28°. На рис. 3, *b* представлено поле осредненной по фазе скорости, полученное из уравнения (4). Когерентные вихревые структуры визуализированы специальным критерием (см. определение ниже) и, как видно, их расположение в сдвиговых слоях соответствует шахматному порядку.

Анализ пространственных распределений мгновенной скорости, полученных в результате исследования сильнозакрученного потока в модельной камере сгорания, показал, что как в случае с горением, так и без него динамика потока определялась вращением крупномасштаных спиральных вихревых структур. В результате исследования устойчивости течения сильнозакрученной струи в работе [33] было показано, что динамика течения определяется глобальной спиральной модой неустойчивости, соответствующей прецессии вихревого ядра струи. При этом во внешнем слое смешения между основным потоком и вовлекаемым внешним воздухом присутствовала вторичная вихревая структура спиральной формы. Такая же когерентная структура пульсаций сильнозакрученного течения была показана ранее в работе [34] с использованием техники условного осреднения.



Рис. 3. Поля средней во времени (a) и по фазе (b) скорости в центральном сечении модельной камеры сгорания для случая сильной закрутки потока. Контуры визуализируют крупные вихри.



Рис. 4. Когерентные вихревые структуры в бедном пропановоздушном пламени при сильной (*a*) и слабой (*b*) закрутке потока.

Поле скорости получено фазовой реконструкцией по двум модам, изоповерхности соответствуют положительной величине *Q* критерия; *с* — амплитуда мод.

В недавних работах [35] и [36] аналогичные когерентные структуры (прецессирующие внутренний и вторичный спиральные вихри) также были обнаружены для потока с горением обедненной и богатой топливом смеси, соответственно. Аналогично вышеупомянутым работам [33-35] для сильнозакрученных потоков, исследованных методом PIV, в настоящей работе была определена фазово-осредненная картина течения, которая представлена рис. 4, а, b. Изоповерхность соответствует положительному значению величины $Q = \Omega^2 - S^2$, где Ω и S — тензоры завихренности и деформации скорости, соответственно. Согласно работе [37], эта величина является удобным критерием для визуализации крупномасштабных вихревых структур в турбулентных сдвиговых течениях. Можно видеть, что как для слабой, так и для сильной закрутки потока наиболее энергоемкие вихри, определявшие динамику всего течения, соответствовали двум спиральным когерентным структурам. Один спиральный вихрь располагался во внутреннем сдвиговом слое, а второй — во внешнем. Вся структура, состоящая из двух спиралей, прецессировала вокруг оси z по направлению закрутки потока. На рис. 4, с показано фактическое изменение амплитуды этих когерентных структур во времени (оцененной из корня суммы квадратов корреляционных коэффициентов для первой и второй моды). Можно видеть, что для слабой закрутки потока имели место значительные осцилляции амплитуды.

Структура течения для случая слабой закрутки потока представлена на рис. 5, *а*. Как можно видеть, такое течение обладает значительно меньшим углом раскрытия струи. Для потока без горения центральная зона рециркуляции на поле средней скорости



Рис. 5. Поля средней во времени (a) и по фазе (b) скорости в центральном сечении модельной камеры сгорания для случая слабой закрутки потока. Контуры визуализируют крупные вихри.

отсутствовала вовсе, в то время как при горении средняя скорость на оси уже принимает отрицательные значения (небольшие по абсолютной величине). В обоих случаях, течение характеризовалось наличием двух сдвиговых слоев: наряду с внешним слоем между основным потоком смеси и боковым возвратным течением образуется внутренний сдвиговый слой вокруг области торможения ядра струи. В то время как значения средней аксиальной скорости указывают на отсутствие выраженной центральной зоны рециркуляции в вихревом ядре струи, анализ полей мгновенной скорости и третей POD моды показал, что эта зона периодически возникала в потоке и приводила к увеличению амплитуды спиральных вихрей (на рис. 5, b), способствующих стабилизации пламени. Как уже упоминалось выше, в случае слабой закрутки потока обедненное пламя ($\Phi = 0,8$) стабилизируется на некотором расстоянии от сопла (рис. 2, b), характерной особенностью течения при этом, как и в случае изотермического потока, является наличие зоны пониженной скорости вблизи оси струи (см. рис. 5, а). Таким образом, область торможения потока и сопутствующее развитие спиральных мод неустойчивости привело к стабилизации нижней точки пламени на высоте около 0,2 d. Как показывают сравнения (например, [38]), сильно- и слабозакрученные пламена обладают схожими характеристиками устойчивости и компактности горения, но во втором случае достигаются лучшие показатели по сокращению выбросов NOx для бедных режимов горения, так как в потоке отсутствует выраженная, а иногда и вовсе не возникает, центральная зона рециркуляции [12].

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование структуры и динамики течения закрученного пламени пропана в модельной камере сгорания. В исследовании был использован панорамный метод измерения скорости потока (Particle Image Velocimetry). Акцент сделан на режиме горения предварительно перемешанной смеси со значительным избытком воздуха, так как использование таких пламен является эффективной технологией для уменьшения вредных выбросов NOx и CO в стационарных ГТУ. Рассмотрено два характерных случая закрутки: слабая и сильная. В отличие от сильной закрутки, где после расширения в потоке периферийно присутствует центральная зона рециркуляции, в случае слабой закрутки такая область возвратного течения появляется только кратковременно (или отсутствует вовсе), что как известно, позволяет еще больше снизить уровень NOx при горении бедной смеси.

Как и в случае течения без горения, динамика потока струйного сильнозакрученного пламени определялась совместной прецессией двух спиральных вихрей, расположенных в разных сдвиговых слоях. Даже в случае горения смеси, когда центральная зона рециркуляции принимает форму конуса, свойства когерентных структур также определялись прецессией двух спиралей, расположенных вблизи фронта пламени. Таким образом, по результатам исследования можно сделать вывод, что как при наличии горения, так и без него, динамика сильнозакрученного течения определяется глобальной спиральной модой неустойчивости. Это объясняет значительный отклик сильнозакрученного пламени только к высокоамплитудному внешнему воздействию, отмечаемый в исследованиях, направленных на поиск способов управления термоакустическим резонансом (его устранения) в камерах сгорания. Важным результатом с практической точки зрения является то, что при использовании слабой закрутки при организации бедных пламен (в отличие от случая избытка топлива, где существенное влияние могут оказывать продукты неполного сгорания) динамика потока связана со значительным значением амплитуды этой когерентной моды, что является благоприятным фактором для эффективного применения внешнего воздействия при управлении потоком.

Список литературы

- 1. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. Swirl flows. Kent: abacus Press, 1984. 475 p.
- Syred N., Chigier N.A., Beér J.M. Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl // Proc. Combust. Inst. 1971. Vol. 13. P. 617–624.
- 3. Syred N., Beér J.M. Combustion in swirling flow: a review // Combust. Flame. 1974. Vol. 23. P 143-201.
- Weber R., Dugué J. Combustion accelerated swirling flows in high confinements // Prog. Energy Combust. Sci. 1992. Vol. 18. P. 349–367.
- Tacina R.R. Combustor technology for future aircraft // Proc. 26th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference, Orlando, Florida, USA, 16–18 July, 1990.
- 6. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Под ред. П.А. Власова: перевод с англ. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 352 с.
- Correa S.M. Power generation and aeropropulsion gas turbines: from combustion science to combustion technology // Proc. Combust. Inst. 1998. Vol. 27. P. 1793–1807.
- 8. Lefebvre A.H. Gas turbine combustion. Philadelphia: Taylor & Francis, 1999. 400 p.
- Lieuwen T., Torres H., Johnson C., Zinn B.T. A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors // J. Eng. Gas Turbines and Power. 2001. Vol. 123. P. 182–189.
- 10. Dunn-Rankin D. Lean combustion: technology and control. Academic Press, 2008. 280 p.
- Cheng R.K. Low swirl combustion. In the gas turbine handbook / Ed. by R. Dennis. DOE Washington, DC, 2006. P. 241–254.
- 12. Cheng R.K. Low-swirl combustion-an ultra-low emissions technology for industrial heating & gas turbines, and its potential for hydrogen turbines. Leader, Combustion Technologies Group Environmental Energy Technologies Div. Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA. LBNL, DOE-FE, EPRI Webcast, Nov. 8, 2006.
- Konle M., Kiesewetter F., Sattelmayer T. Simultaneous high repetition rate PIV–LIF-measurements of CIVB driven flashback // Exp. Fluids. 2008. Vol. 44. P. 529–538.
- Meier W., Duan X.R., Weigand P. Temperatur-messungen in turbulenten drall-flammen: thermoelemente in vergleich zu laser-raman-streuung // Gaswärme Int. 2004. Vol. 53. P. 153–158.
- Applied Combustion Diagnostics / Stricker W., Kohse-Höinghaus K. J. Jeffries. New York. Taylor & Francis. 2002. P. 155–193.
- 16. Adrian R.J. Twenty years of particle image velocimetry // Exp. Fluids. 2005. Vol. 39. P. 159–169.
- Echekki T., Mastorakos E. Turbulent combustion modeling: advances, new trends and perspectives. Springer, 2011. 513 p.
- 18. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Наука, 2003. 504 с.
- Billant P., Chomaz J.-M., Huerre P. Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 376. P. 183–219.
- 20. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // J. Fluid Mech. 2005. Vol. 525. P. 115–159.
- Mourtazin D., Cohen J. The effect of buoyancy on vortex breakdown in a swirling jet // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 571. P. 177–189.
- **22. Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В.** Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычисл. технологии. 2007. Т. 2. С. 1–23.

- **23. Маркович Д.М., Токарев М.П.** Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // Вычисл. методы и программирование. 2008. Т. 9. С. 311–326.
- 24. Дулин В.М., Козорезов Ю.С., Маркович Д.М., Токарев М.П. Исследование газодинамической структуры потока в закрученном турбулентном пламени методом цифровой трассерной визуализации // Вестн. НГУ. Сер. Физика. 2009. Т. 4. С. 30–42.
- 25. Holmes Ph., Lumley J.L., Berkooz G. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. N.Y.: Cambridge University Press., 1996. 420 p.
- 26. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I: Coherent structures / Q. Appl. Maths. 1987. Vol. 45. P. 561–571.
- 27. Fukunaga K. Introduction to statistical pattern recognition. 2nd edn. Academic Press, 1990. 592 p.
- 28. Van Oudheusden B.W., Scarano F., N.P. van Hinsberg, Watt D.W. Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence // Exp. Fluids. 2005. Vol. 39. P. 86–98.
- 29. Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Barthet A., Sevrain A., Mockett C., Thiele F. Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD // Phys. Fluids. 2007. Vol. 43. P. 341–355.
- 30. Legrand M., Nogueira J., Lecuona A., Nauri S., Rodríguez P.A. Atmospheric low swirl burner flow characterization with Stereo-PIV // Exp. Fluids. 2010. Vol. 48. P. 901–913.
- Legrand M., Nogueira J., Tachibana S., Lecuona A., Nauri S. Flow temporal reconstruction from non timeresolved data. Part II. Practical implementation, methodology validation and applications // Exp. Fluids. 2011. Vol. 51. P. 861–870.
- 32. Stöhr M., Sadanandan R., Meier W. Phase-resolved characterization of vortex-flame interaction in a turbulent swirl flame // Exp. Fluids. 2011. Vol. 51. P. 1153–1167.
- 33. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.-C., Noack B.R., Wygnanski I. Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 679. P. 383–414.
- 34. Cala C.E., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. Coherent structures in-unsteady swirling jet flow // Exp. Fluids. 2006. Vol. 40. P. 267–276.
- **35.** Boxx I., Stöhr M., Carter C., Meier W. Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially premixed swirl flame in a gas turbine model combustor // Combust. Flame. 2010. Vol. 157. P. 1510–1525.
- 36. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M. Effect of high-amplitude forcing on turbulent combustion intensity and vortex core precession in a strongly swirling lifted propane-air flame // Combust. Sci. Technol. 2012. Vol. 184, No. 10–11. P. 1862–1890.
- 37. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. 1995. Vol. 285. P. 69-94.
- 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, Turbuence and Combust. 2011. Vol. 87. P. 569–595.

Статья поступила в редакцию 30 апреля 2013 г.