

УДК 532.525.2, 532.529.3, 544.452.42

## КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ И ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СТРУЙ И ПЛАМЕНИ В ПОТОКЕ С ЗАКРУТКОЙ

А. С. Лобасов, Л. М. Чикишев, В. М. Дулин, Д. М. Маркович

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: Alexey.lobasov@gmail.com, l.chikishev@gmail.com, vmd@itp.nsc.ru, dmark@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственной структуры течения и когерентных структур на начальном участке закрученных струй при числе Рейнольдса, равном 5000, и различной степени закрутки. Впервые выполнена количественная оценка вклада данных структур в интенсивность турбулентного переноса импульса и массы (примеси). Также для случая сильной закрутки с распадом вихревого ядра исследовано влияние когерентных структур на пульсации интенсивности локального тепловыделения вследствие деформаций фронта пламени при горении смеси метана и воздуха с коэффициентом избытка воздуха, равным 1,43.

Ключевые слова: закрученная струя при наличии горения, распад вихревого ядра, когерентные структуры, турбулентный теплообмен.

DOI: 10.15372/PMTF20200305

**Введение.** Нормативные требования к вредным выбросам энергетических установок постоянно возрастают, что обуславливает необходимость разработки малоэмиссионных камер сгорания, работающих с высокой эффективностью. В настоящее время при создании камер сгорания газовых турбин применяется технология сжигания частично перемешанной смеси со значительным избытком воздуха [1, 2]. Для осуществления поджига и устойчивого горения пламени в камерах сгорания газовых турбин, как правило, создается закрутка потока [3, 4], обеспечивающая горение в небольшой области в широком диапазоне значений расходов и соотношения масс топлива и окислителя. Стабилизации пламени способствуют следующие особенности закрученного потока, имеющие место при его истечении в камеру сгорания: наличие области пониженного давления в центре вихревого ядра, где скапливаются горячие продукты горения; замедление потока при прохождении вихревого ядра и формирование следа (или зоны рециркуляции при больших значениях степени закрутки) [5, 6]; центробежная неустойчивость вихревого ядра, его прецессия и распад (также имеющий место при больших значениях степени закрутки) [7–10].

Как правило, распад вихревого ядра обусловлен сильной турбулизацией потока, формированием центральной зоны рециркуляции и интенсивными пульсациями давления (и скорости) на выделенной частоте. В ряде работ отмечено значительное уменьшение амплитуды пульсаций после зажигания пламени, в других работах существенного снижения уровня пульсаций не выявлено [11, 12]. Проведено большое количество исследований го-

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 16-19-10566).

© Лобасов А. С., Чикишев Л. М., Дулин В. М., Маркович Д. М., 2020

рения в закрученных струях при наличии прецессирующего вихревого ядра и влияния данного процесса на стабилизацию пламени [13, 14].

В последнее время появилось множество работ, посвященных экспериментальному исследованию влияния горения на структуру закрученных потоков с использованием метода анемометрии по изображениям частиц (particle image velocimetry (PIV)) и его стереоскопической модификации [15–17]. Проведение PIV-измерений и измерений с использованием метода плоскостной лазерно-индуцированной флюоресценции (planar laser-induced fluorescence (PLIF)) позволяют детально исследовать условия стабилизации пламени в турбулентном закрученном потоке и влияние крупных вихрей на этот процесс [18–20].

Целью настоящей работы является исследование влияния когерентных структур в потоке закрученных струй на интенсивность локального турбулентного переноса и на процесс тепловыделения при горении предварительно перемешанной смеси с избытком воздуха на основе измерений методами PIV, PLIF и анализа данных с использованием метода главных компонент.

**Экспериментальный стенд и методы измерений.** Измерения проводились на горелочном стенде, который представлял собой открытый контур, подключенный к баллонам с горючим газом и к магистрали со сжатым воздухом (давление до 2 МПа). Стенд был оснащен вытяжкой, расположенной на расстоянии 2 м от сопла. Расход газов задавался контроллерами массового расхода (производитель — фирма “Bronkhorst”), которые контролировали также температуру газов. Исследовались течения на начальном участке закрученных струй. Течения в отсутствие горения и при его наличии создавались осесимметричным сужающимся соплом (выходной диаметр  $d = 15$  мм) с расположенным внутри него сменным лопастным завихрителем (рис. 1).

Степень закрутки  $S$ , определенная как отношение момента импульса к импульсу струи с учетом радиуса выходного сечения сопла (согласно определению в [6]), изменялась в диапазоне значений от нуля до единицы. Критическое значение, при котором происходит

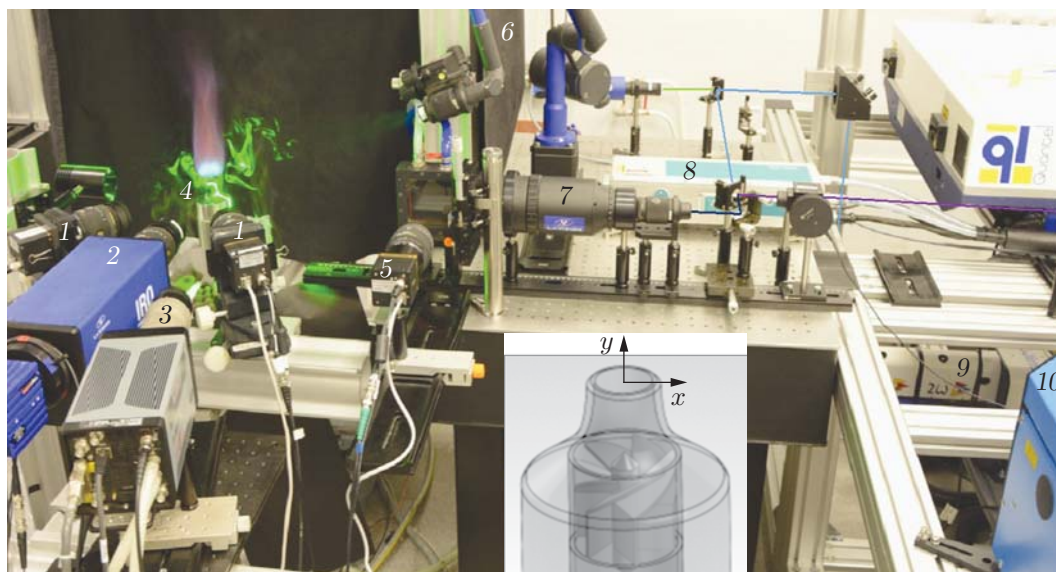


Рис. 1. Измерительное оборудование и схема сопла:

1 — PIV-камера, 2 — PLIF-камера, регистрирующая интенсивность флюоресценции НСНО, 3 — PLIF-камера, регистрирующая интенсивность флюоресценции ОН, 4 — сопло, 5 — PLIF-камера, 6 — оптическая система (PIV), 7 — коллиматор (PLIF), 8 — PIV-лазер, 9 — лазер НСНО PLIF-системы, 10 — лазер ОН PLIF-системы

распад вихревого ядра, приближенно равно 0,6. Число Рейнольдса, вычисленное по среднему расходу струи и вязкости воздуха, составляло 5000. Среднерасходная скорость струи без подачи топлива равна  $U_0 = 5$  м/с. При исследовании пламени, стабилизированного закруткой потока, рассматривался только случай наиболее сильной закрутки ( $S = 1$ ). В этом случае из сопла поступала предварительно перемешанная метановоздушная смесь со значительным избытком воздуха (коэффициент избытка воздуха составлял 1,43).

Проведены измерения структуры потока на начальном участке закрученных струй с использованием PIV-системы (стереоскопической модификации), синхронизированной с двумя PLIF-системами, регистрирующими интенсивность флюоресценции паров ацетона (в случае отсутствия горения) или гидроксильного радикала OH и формальдегида HCHO (в случае горения) (см. рис. 1). В первом случае пары ацетона использовались в качестве пассивной примеси, поступающей из сопла (с объемной долей  $C_0 = 0,02$ ). Во втором случае интенсивность флюоресценции гидроксильного радикала и формальдегида служила индикатором промежуточной химической реакции  $\text{HCHO} + \text{OH} \rightarrow \text{HCO} + \text{H}_2\text{O}$ , при которой происходит тепловыделение в результате окисления углеводородов до  $\text{CO}_2$  ( $\text{CH}_2\text{O} \rightarrow \text{HCO} \rightarrow \text{CO} \rightarrow \text{CO}_2$ ) в смесях с избытком воздуха.

В качестве трассеров потока использовались частицы оксида титана  $\text{TiO}_2$  (средний размер 0,5 мкм). Трассерные частицы в окружающем воздухе создавались с помощью генератора дыма. Для освещения трассерных частиц в потоке были использованы два лазера Nd:YAG, сведенные к одной оптической оси. Лазерный луч разворачивался в плоскость с использованием системы цилиндрических и сферических линз. Длительность и энергия каждого лазерного импульса составляли приблизительно 10 нс и 0,2 Дж соответственно. Каждая из двух камер PIV-системы с ПЗС-сенсором (специализированная аналоговая интегральная микросхема, выполненная на основе полупроводниковых приборов с зарядовой связью (ПЗС)) регистрировала по два изображения частиц с малой временной задержкой (35 мкс). Камеры были снабжены узкополосными оптическими фильтрами для регистрации рассеянного излучения на длине волны PIV-лазера, равной 532 нм.

Возбуждение флюоресценции OH в результате перехода  $Q_1(8)$  ( $v' = 1 \leftarrow v'' = 0$ ,  $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$ ) индуцировалось излучением перестраиваемого лазера на красителе (с энергией 30 мДж в импульсе, длительность которого приблизительно равна 10 нс, на длине волны 283 нм). Локальная интенсивность флюоресценции OH была зарегистрирована ПЗС-камерой с электронно-оптическим преобразователем и усилителем, оснащенной кварцевым объективом и узкополосным фильтром ( $320 \pm 20$ ) нм. Флюоресценция HCHO в результате  $4_0^1$ -перехода A-X системы возбуждалась с использованием третьей гармоники лазера Nd:YAG (с энергией 90 мДж в импульсе, длительность которого приблизительно равна 9 нс, на длине волны 355 нм) и регистрировалась гибридной ПЗС-КМОП-камерой (светочувствительная матрица, для которой строятся интегральные микросхемы на основе технологии “комплементарная структура металл — оксид — полупроводник” (КМОП)), совмещенной по оптической оси с электронно-оптическим преобразователем и усилителем и оснащенной соответствующим оптическим фильтром. Лучи лазеров были развернуты в плоскость с использованием кварцевого коллиматора. Для возбуждения флюоресценции паров ацетона в потоке без горения, регистрируемой в диапазоне длин волн  $300 \div 600$  нм, использовалось излучение перестраиваемого лазера на длине волны 283 нм.

Работа PIV-системы и двух PLIF-систем была синхронизирована с использованием нескольких программируемых генераторов TTL-сигналов (цифровой сигнал, основанный на технологии транзисторно-транзисторной логики (TTL)). Частота регистрации объединенной системы составляла 1,5 Гц. Регистрация флюоресценции (с длительностью экспозиции 200 нс) осуществлялась в интервале между первым и вторым импульсами, генерируемыми PIV-лазерами (время задержки после подачи импульса первого PIV-лазера

составляло 10 мкс для НСНО и 20 мкс для ОН). Проверка сведения лазеров трех систем в единую плоскость осуществлялась с помощью листа фотобумаги, закрепленного в области измерений. Для пространственного сопоставления изображений, регистрируемых камерами различных систем, использовалась плоская калибровочная мишень с черными круглыми маркерами на белом фоне (размер маркеров и расстояние между соседними маркерами составляли 2 мм), установленная в плоскости освещения.

Для количественной интерпретации PLIF-сигнала был применен ряд математических алгоритмов обработки данных, в том числе учитывающих в автоматическом режиме изменение энергии импульса лазера во времени и выполняющих коррекцию неравномерного пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в плоскости измерения, а также неоднородной пространственной чувствительности сенсора камеры. В случае PIV-измерений изображения трассеров были обработаны с помощью итерационного кросскорреляционного алгоритма с нецелым смещением и деформацией окон опроса между итерациями. Размер конечного окна опроса составлял приблизительно 0,9 мм. В алгоритме учитывалось количество частиц в окне опроса: если их число не превышало пяти, то в данной области вектор скорости не рассчитывался. Для анализа данных и определения когерентных структур с наибольшей энергией использовался метод главных компонент, реализованный в виде сингулярного разложения [21] пространственных распределений пульсаций скорости  $\mathbf{u}'$ :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_k) = \sum_{q=1}^N \alpha_q(t_k) \sigma_q \boldsymbol{\varphi}_q(\mathbf{x}). \quad (1)$$

Здесь

$$\sum_{k=1}^M \boldsymbol{\varphi}_i(\mathbf{x}_k) \boldsymbol{\varphi}_j(\mathbf{x}_k) = \delta_{ij}, \quad \sum_{k=1}^N \alpha_i(t_k) \alpha_j(t_k) = \delta_{ij}, \quad (2)$$

$\delta_{ij}$  — символ Кронекера;  $\sigma$  — сингулярные числа, квадраты которых являются собственными значениями ковариационной матрицы для ансамбля полей скорости;  $\boldsymbol{\varphi}$  — пространственные распределения (моды) векторов главных компонент, являющиеся собственными векторами ковариационной матрицы пульсаций скорости  $\mathbf{u}'$ ;  $\alpha_i(t_k)$  — временные коэффициенты  $i$ -й моды;  $t_k$  — время регистрации  $k$ -й реализации. Поскольку каждая пространственная мода может быть представлена в виде линейной комбинации полей пульсаций скорости

$$\boldsymbol{\varphi}_q(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^N a_{qk} \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_k) \sigma_q^{-1},$$

можно также выполнить условное осреднение пульсаций любой другой измеряемой величины  $c'(\mathbf{x}, t_k)$  (подробнее об этом см. [22]):

$$\hat{c}_q(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^N a_{qk} c'(\mathbf{x}, t_k).$$

**Результаты исследования.** На рис. 2 представлены распределения мгновенной скорости и концентрации примеси в струях при различных значениях степени закрутки. Закрытые линии являются контурами областей положительных значений критерия  $Q^{2D}$  (двумерной модификации  $Q$ -критерия) [23, 24], используемого для определения центров крупных вихрей. В случае отсутствия закрутки вихри формируются практически симметрично по обе стороны струи в сечениях тороидальных вихрей, увлекающих окружающий

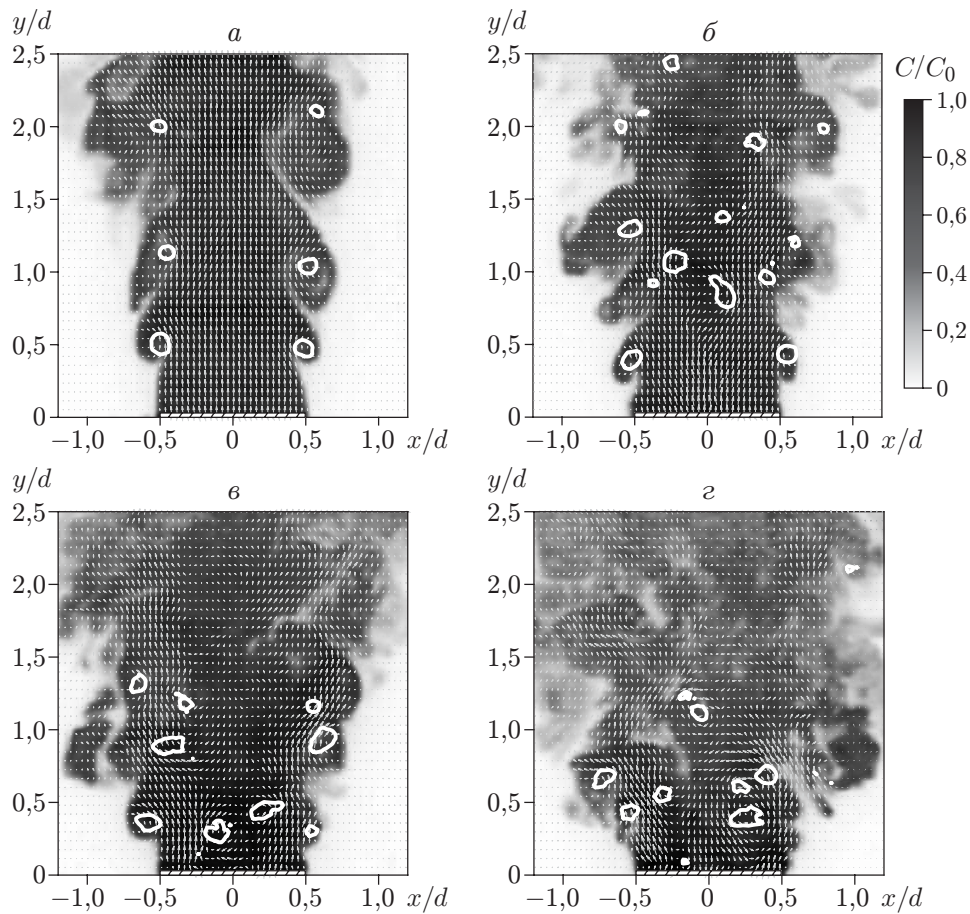


Рис. 2. Распределения мгновенной скорости и концентрации примеси в струях с различной степенью закрутки:  
 а —  $S = 0$ , б —  $S = 0,41$ , в —  $S = 0,7$ , г —  $S = 1,0$ ; выделенные области — центры крупных вихрей, определенные на основе критерия  $Q^{2D} > 4,2U_0^2 d^{-2}$

воздух в струю. В случае слабой закрутки ( $S = 0,41$ ) вихри вблизи сопла также расположены практически симметрично, но вниз по потоку симметрия нарушается. В ядре струи со слабой закруткой присутствует след. В образованном им внутреннем слое смешения также формируются вихри, расположенные асимметрично. В случае струй с сильной закруткой ( $S > 0,6$ ) в центре потока возникает возвратное течение. При этом турбулизация потока и смешение струи с воздухом происходят значительно быстрее.

На рис. 3 представлена зависимость квадратов сингулярных чисел (долей кинетической энергии пульсаций скорости) от номера моды. В работе [24] показано, что на начальном участке незакрученной струи первые моды соответствуют тороидальным вихрям. Для струи с умеренной закруткой в потоке наблюдались как тороидальные вихри, формирующиеся вблизи среза сопла, так и продольные винтовые вихри. Две первые моды для струй с сильной закруткой соответствуют двум перпендикулярным сечениям вращающейся когерентной структуры, состоящей из винтовых вихрей.

Результаты визуализации когерентных пульсаций скорости (значения корреляции когерентных пульсаций поперечной компоненты скорости и концентрации примеси, соответствующие вкладу моды в локальный турбулентный перенос  $\langle u'_x c' \rangle$ ) представлены на рис. 4. Аналогичные распределения, соответствующие вкладу моды в сдвиговые напряжения  $\langle u'_x u'_y \rangle$ , показаны на рис. 5. Впервые установлено, что в струе без закрутки вследствие

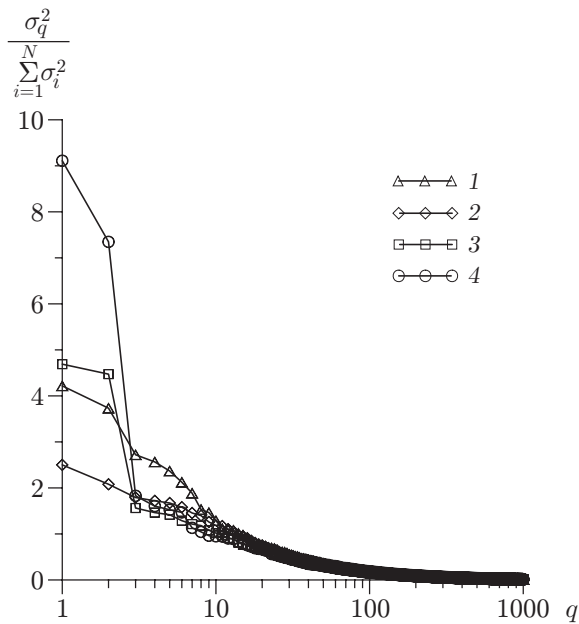


Рис. 3. Зависимость квадратов сингулярных чисел от номера моды в потоке без горения: 1 —  $S = 0$ , 2 —  $S = 0,41$ , 3 —  $S = 0,7$ , 4 —  $S = 1,0$

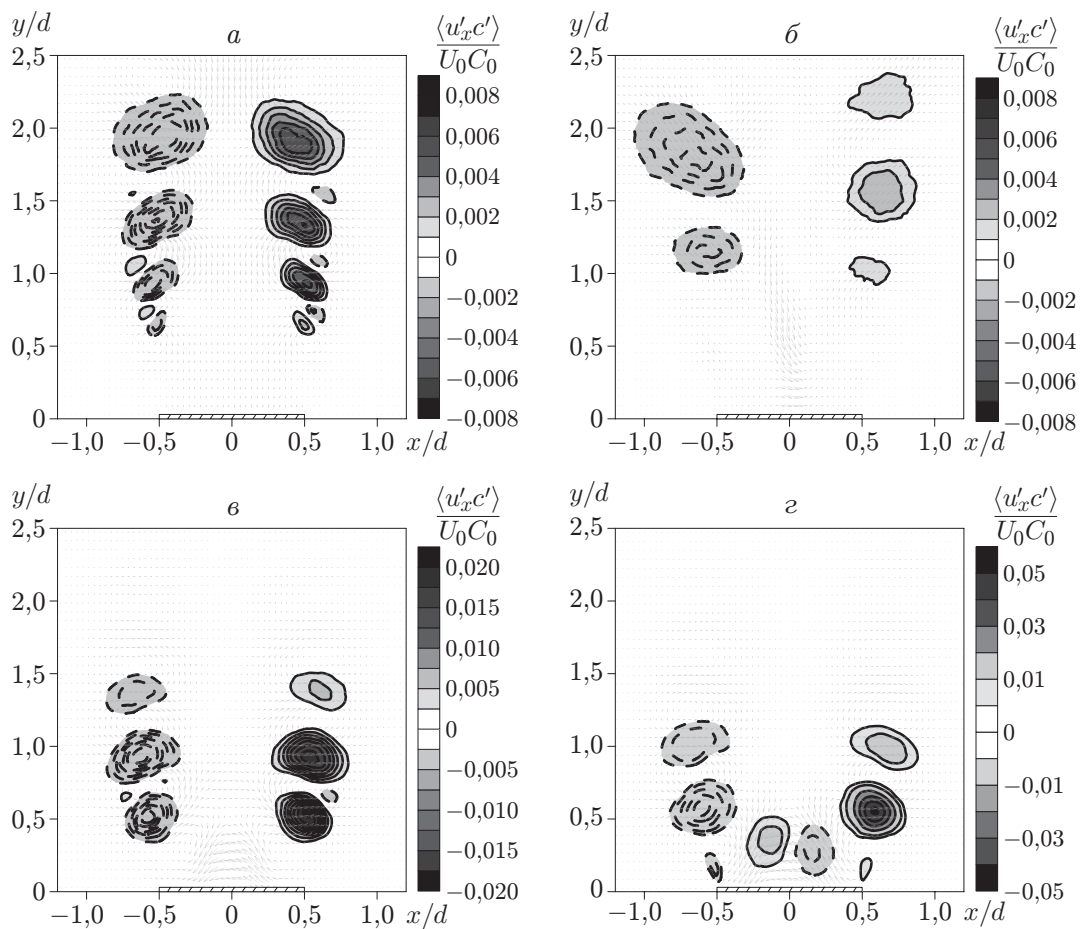


Рис. 4. Распределения когерентных пульсаций скорости для моды  $\varphi_1$  с наибольшей амплитудой, соответствующие их вкладу в турбулентный перенос примеси в поперечном направлении  $\langle u'_x c' \rangle$ : а —  $S = 0$ , б —  $S = 0,41$ , в —  $S = 0,7$ , г —  $S = 1,0$ ; штриховые линии — отрицательные значения  $\langle u'_x c' \rangle$



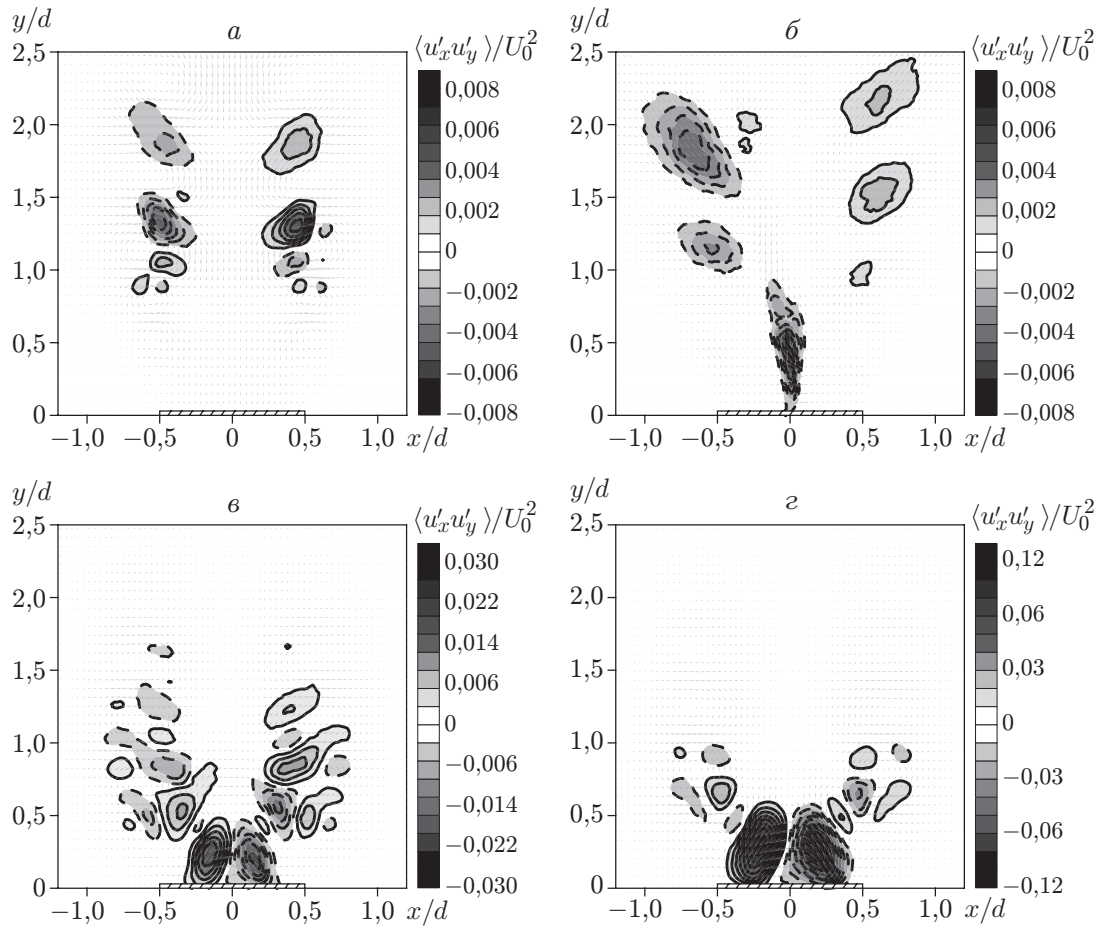


Рис. 5. Распределения когерентных пульсаций скорости для моды  $\varphi_1$  с наибольшей амплитудой, соответствующие их вкладу в сдвиговые напряжения  $\langle u'_x u'_y \rangle$ : а —  $S = 0$ , б —  $S = 0,41$ , в —  $S = 0,7$ , г —  $S = 1,0$ ; штриховые линии — отрицательные значения  $\langle u'_x u'_y \rangle$

прохождения тороидальных вихрей вклад когерентных пульсаций как в турбулентный перенос, так и в турбулентное сдвиговое напряжение в отдельных областях может достигать 20 % (для суммы первой и второй мод).

В случае сильной закрутки вклад когерентных структур в турбулентный перенос существенно возрастает. Так, в случае  $S = 1$  первые две главные моды содержат более 16 % кинетической энергии турбулентности, осредненной по области измерения (рис. 6). В некоторых областях вклад этих двух мод в турбулентный перенос массы (примеси) и импульса может значительно превышать 65 %. На рис. 7, а, б представлены распределения мгновенной скорости и относительной концентрации ОН при горении метановоздушной смеси. Гидроксильный радикал ОН, являющийся маркером областей, содержащих горячие продукты горения, концентрируется в зоне рециркуляции и присутствует также во фронте пламени, где имеет место наибольшее тепловыделение (см. рис. 7, в). На рис. 7, а, б видно, что вихревые структуры обеспечивают теплообмен между продуктами горения в зоне рециркуляции и смесью, поступающей из сопла. В соответствии с условным осреднением интенсивности пульсаций  $[\text{ОН}] \times [\text{НСНО}]$  прохождение вихревых структур приводит к пульсациям интенсивности локального тепловыделения, в частности вследствие деформации фронта пламени (рис. 8).

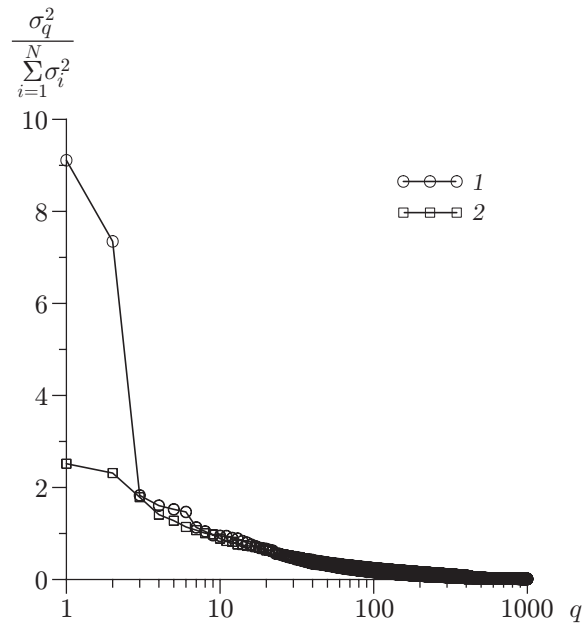


Рис. 6. Зависимость квадратов сингулярных чисел от номера моды в закрученной струе в случае распада вихревого ядра ( $S = 1,0$ ):  
 1 — в отсутствие горения, 2 — при наличии горения

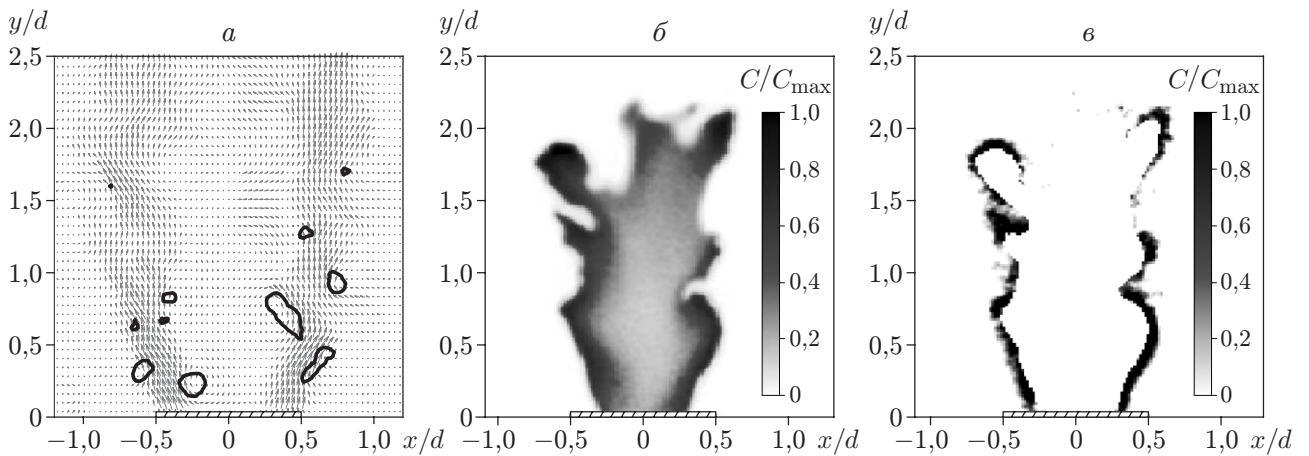


Рис. 7. Результаты визуализации процесса горения метановоздушной смеси:  
 а — распределение мгновенной скорости и положения центров крупных вихрей ( $Q^{2D} > 4,5U_0^2 d^{-2}$ ) в струе при наличии горения, б — результаты визуализации областей, содержащих ОН, в — результаты визуализации областей, содержащих ОН и НСНО



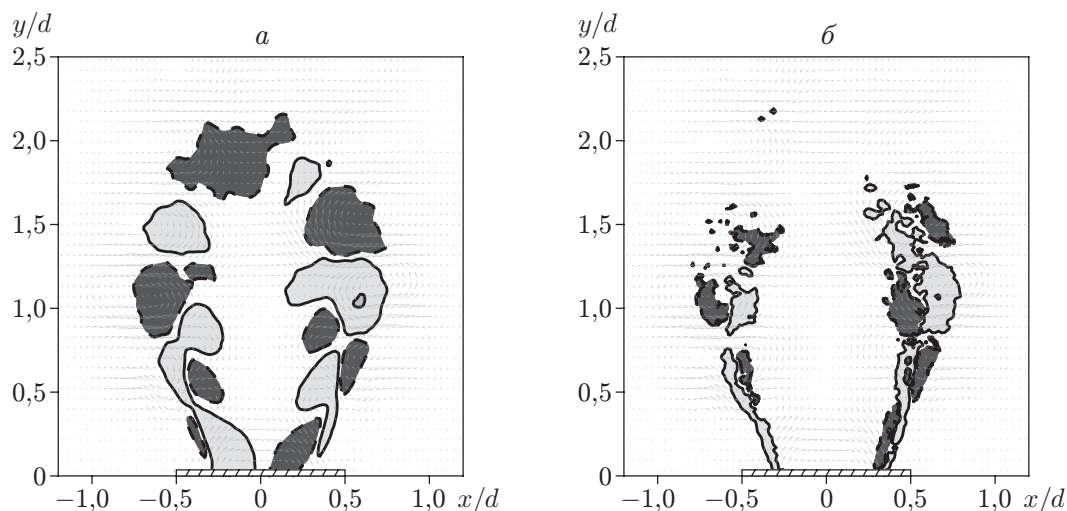


Рис. 8. Распределения когерентных пульсаций скорости и пульсаций относительной концентрации ОН (*а*) и интенсивности тепловыделения (*б*) для моды с наибольшей амплитудой в струе при наличии горения

**Заключение.** В работе проведен анализ влияния когерентных структур, состоящих из крупных кольцевых или тороидальных вихрей, на турбулентный перенос на начальном участке струй с различной степенью закрутки. Установлено, что в случае сильной закрутки в некоторой области вклад когерентных пульсаций, вызванных наличием винтовых вихрей, в турбулентный перенос массы (примеси) и импульса может превышать 65 % осредненного по времени значения. Также установлено, что при горении бедной (со значительным избытком воздуха) смеси движение данных вихрей приводит к значительным пульсациям интенсивности локального тепловыделения. Полученные в работе результаты могут быть использованы при исследовании механизма срыва пламени, стабилизированного закруткой потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Tacina R. R.** Combustor technology for future aircraft. Cleveland, 1990. (Prepr. / NASA Tech. Memorandum; N 103268).
2. **Lean** combustion: technology and control / Ed. by D. Dunn-Rankin. Boston; San Diego; L.: Acad. Press, 2008.
3. **Михайлов А. И.** Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей / А. И. Михайлов, Г. М. Горбунов, В. В. Борисов, Л. А. Квасников, Н. И. Марков. М.: Оборонгиз, 1959.
4. **Штым А. Н.** Аэродинамика циклонно-вихревых камер. Владивосток: Изд-во Дальневост. гос. ун-та, 1985.
5. **Ахмедов Р. Б.** Аэродинамика закрученных струй / Р. Б. Ахмедов, Т. Б. Балагула, Ф. К. Рашидов, А. Ю. Сакаев. М.: Энергия, 1977.
6. **Гупта А.** Закрученные потоки / А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред. М.: Мир, 1987.
7. **Lucca-Negro O., O'Doherty T.** Vortex breakdown: a review // Progr. Energy Combust. Sci. 2001. V. 27. P. 431–481.
8. **Billant P., Chomaz J. M., Huerre P.** Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // J. Fluid Mech. 1998. V. 376. P. 183–219.

9. **Liang H., Maxworthy T.** An experimental investigation of swirling jets // *J. Fluid Mech.* 2005. V. 525. P. 115–159.
10. **Oberleithner K., Paschereit C. O., Seele R., Wygnanski I.** Formation of turbulent vortex breakdown: intermittency, criticality, and global instability // *AIAA J.* 2012. V. 50, N 7. P. 1437–1452.
11. **Schneider C., Dreizler A., Janicka J.** Fluid dynamical analysis of atmospheric reacting and isothermal swirling flows // *Flow Turb. Combust.* 2005. V. 74. P. 103–127.
12. **Anacleto P. M., Fernandes E. C., Heitor M. V., Shtork S. I.** Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor // *Combust. Sci. Technol.* 2003. V. 175. P. 1369–1388.
13. **Syred N.** A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2006. V. 32. P. 93–161.
14. **Markovich D. M., Abdurakipov S. S., Chikishev L. M., et al.** Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // *Phys. Fluids.* 2014. V. 26. 065109.
15. **Johnson M. R., Littlejohn D., Nazeer W. A., et al.** A comparison of the flowfields and emissions of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines // *Proc. Combust. Inst.* 2005. V. 30. P. 2867–2874.
16. **Legrand M., Nogueira J., Lecuona A., et al.** Atmospheric low swirl burner flow characterization with stereo PIV // *Exp. Fluids.* 2010. V. 48. P. 901–913.
17. **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. V. 184. P. 1862–1890.
18. **Filat'yev S. A., Thariyan M. P., Lucht R. P., Gore J. P.** Simultaneous stereo particle image velocimetry and double-pulsed planar laser-induced fluorescence of turbulent premixed flames // *Combust. Flame.* 2007. V. 150. P. 201–209.
19. **Stöhr M., Sadanandan R., Meier W.** Phase-resolved characterization of vortex-flame interaction in a turbulent swirl flame // *Exp. Fluids.* 2011. V. 51. P. 1153–1167.
20. **Dulin V. M., Lobasov A. S., Chikishev L. M., et al.** On impact of helical structures on stabilization of swirling flames with vortex breakdown // *Flow, Turb. Combust.* 2019. V. 103, N 4. P. 887–911.
21. **Kerschen G., Golinval J. C., Vakakis A. F., Bergman L. A.** The method of proper orthogonal decomposition for dynamical characterization and order reduction of mechanical systems: an overview // *Nonlinear Dynamics.* 2005. V. 41, N 1. P. 147–169.
22. **Lobasov A. S., Alekseenko S. V., Markovich D. M., Dulin V. M.** Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // *Intern. J. Heat Fluid Flow.* 2020. 108539.
23. **Hunt J. C. R., Wray A. A., Moin P.** Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows // *Studying turbulence using numerical simulation databases: Proc. of the 1988 Summer program.* Stanford: Stanford Univ., 1988. V. 2. P. 193–208.
24. **Alekseenko S. V., Abdurakipov S. S., Hrebtov M. Y., et al.** Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: A tomographic PIV study // *Intern. J. Heat Fluid Flow.* 2018. V. 70. P. 363–379.

*Поступила в редакцию 24/III 2020 г.,  
после доработки — 24/III 2020 г.  
Принята к публикации 30/III 2020 г.*