

УДК 532.51, 532.52, 533.6, 536.4

## **АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НЕСТАЦИОНАРНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА ПОЗАДИ ВНЕЗАПНОГО РАСШИРЕНИЯ\***

**С.И. ШТОРК<sup>1,2</sup>, О. КОМАС<sup>2</sup>, Э.К. ФЕРНАНДЕС<sup>2</sup>, М.В. ХЕЙТОР<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Инженерно-механический факультет Лиссабонского технического университета, Португалия*

Проведено экспериментальное исследование изотермического закрученного потока позади осесимметричного внезапного расширения, способствующего развитию неустойчивости в форме прецессирующего вихревого ядра. ЛДА, скоростная видеозапись и акустическая техника были использованы для исследования мгновенной и осредненной структуры нестационарного течения. Обнаружено, что при увеличении степени закрутки потока течение проходит ряд характерных стадий развития, включая область аномального снижения частоты прецессии. С использованием условия винтовой симметрии потока [1] показано, что инверсия зависимости частоты прецессии происходит за счет вклада осевого перемещения винтового вихря, шаг которого увеличивался с изменением параметра крутки.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Интенсивная закрутка потока, приводящая к распаду вихря и образованию приосевой зоны возвратного течения, широко применяется в горелочных устройствах для стабилизации пламени [2]. Тем не менее, имея очевидные положительные свойства, возвратное течение характеризуется развитием спиральной моды неустойчивости потока, которая наблюдается как прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) [2–9]. С одной стороны, ПВЯ улучшает процессы смешения, что может быть полезным для обеспечения надежной стабилизации пламени при сжигании низкокалорийных топлив [10] или обедненных топливно-воздушных смесей, позволяющих радикальное снижение выбросов окислов азота [11]. С другой стороны, гидродинамическая неустойчивость течения представляет собой потенциальную опасность из-за возможности резонанса с термоакустическими модами камеры сгорания [10]. Этот факт должен, безусловно, учитываться при проектировании промышленных энергетических установок. Для прогнозирования влияния эффекта прецессии на работу горелочных устройств необходима информация о характеристиках течения с ПВЯ и прежде всего частоте прецессии.

Первое описанное в литературе наблюдение ПВЯ, связанное с регистрацией периодических пульсаций течения в вихревом свистке, было представлено в [12], однако качественное описание его структуры приведено в более поздней работе [13], согласно которой отличительным свойством ПВЯ является спиральная форма

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Научно-технического фонда Португалии (грант № SFRH/BPD/1641/2000).

оси вращения, завитой против вращения потока. В [1] обосновывают факт, что именно такие вихри (левовинтовые в терминологии данных авторов) индуцируют возвратное течение вдоль оси камеры, которое, как было сказано, играет ключевую роль в стабилизации пламени в горелочных устройствах.

Обычно отмечается, что частота прецессии линейно растет с увеличением расхода и степени закрутки потока [2, 5]. Однако наши опыты с закрученным потоком в модельной камере сгорания выявили необычный режим течения с аномально высокой частотой прецессии, реализующийся сразу после распада вихря. Дальнейшее увеличение закрутки приводит к резкому уменьшению частоты до некоторого минимального значения. Только после этого частота начинает увеличиваться. Следует отметить, что подобный эффект немонотонной эволюции частоты прецессии не наблюдался ранее.

Особенностью течений с ПВЯ, реализующихся в горелках, наряду со сложной нестационарной трехмерной структурой потока [10], является то, что ПВЯ быстро эволюционирует в осевом направлении в зоне распада, где все параметры вихревого ядра, имеющего форму конической спирали, претерпевают заметные изменения. Это затрудняет применение теоретических подходов, успешно привлекаемых для описания вихревых структур, ось вихря которых может быть аппроксимирована бесконечной винтовой линией с постоянными радиусом и шагом [1, 14]. Отмеченные сложность структуры и непредсказуемое поведение закрученных потоков с зоной распада вихря являются на самом деле одним из главных факторов, затрудняющих их практическое применение [15]. Создание адекватной теории таких течений требует прежде всего опытных данных по режимам течения и внутренней структуре.

В контексте сказанного выше данная работа представляет результаты детальных экспериментов по структуре высокотурбулентного закрученного потока с ПВЯ в рабочем участке, моделирующем практические камеры сгорания. Статья состоит из четырех параграфов. В первом из них дано описание рабочего участка и экспериментальных методов. Второй параграф содержит результаты экспериментов, а их обсуждение — третий. В последней части статьи даны основные выводы работы.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Эксперименты проводились с изотермическим потоком в модели камеры сгорания (рис. 1), используемой для сжигания предварительно перемешанной топливно-воздушной смеси [11]. Рабочий участок состоит из камеры смешения 1 внутренним диаметром 50 мм и длиной 160 мм, служащей для подготовки топливной смеси при работе в условиях горения, и собственно камеры сгорания 2,

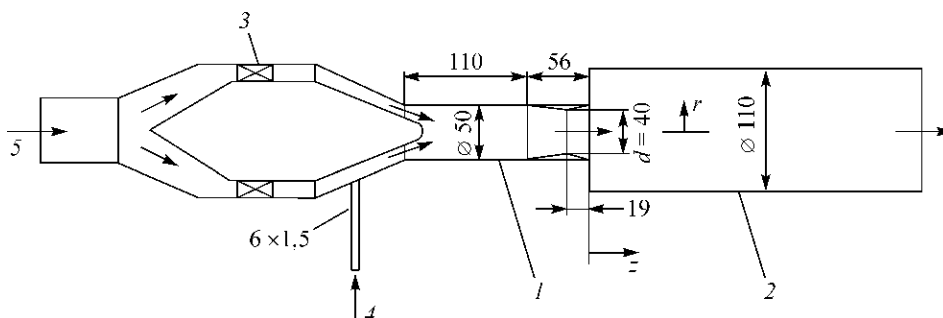


Рис. 1. Схема модельной камеры сгорания.

Камеры смешения (1), сгорания (снята в этой серии экспериментов) (2); лопаточный завихритель (3); подачи аэрозоля (4), рабочего воздуха (5).

сделанной в виде цилиндра с диаметром 110 мм и общей длиной до 300 мм. На выходе из камеры смешения установлено сужение диаметром  $d = 40$  мм. Конструкция завихрителя 3 позволяла менять угол установки лопаток в пределах  $0-60^\circ$  для регулирования степени закрутки потока. Параметр крутки потока, представляющий собой отношение осевых компонентов потоков момента количества движения и умноженного на характерный радиус количества движения, вычислялся на основе геометрических параметров завихрителя [2]:

$$S = \frac{2}{3} \left[ \frac{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^3}{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2} \right] \operatorname{tg} \varphi, \quad (1)$$

где  $D_1 = 90$  мм — диаметр центральной втулки и  $D_2 = 120$  мм — внешний диаметр завихрителя,  $\varphi$  — угол установки лопаток. Фактическая степень закрутки течения в исследуемой секции установки может быть оценена непосредственным интегрированием профилей скоростей [2]:

$$S_p = \frac{\int_0^\infty \rho U W r^2 dr}{R \int_0^\infty \left\{ \rho U^2 + [P(r) - P(\infty)] \right\} r dr}. \quad (2)$$

На рис. 2 представлено сравнение геометрического параметра крутки с параметром  $S_p$ , вычисленным по формуле (2) на основе данных, полученных на расстоянии  $0,25d$  от среза сопла. В (2) характерный радиус полагался равным  $R = d/2$ , а вклад давления определялся на основе распределения тангенциальной скорости:

$$P(r) - P(\infty) = - \int_r^\infty \frac{W^2}{\xi} d\xi \quad [16].$$

Как можно видеть, оба определения дают близкие значения параметра крутки, что означает отсутствие существенной диссипации

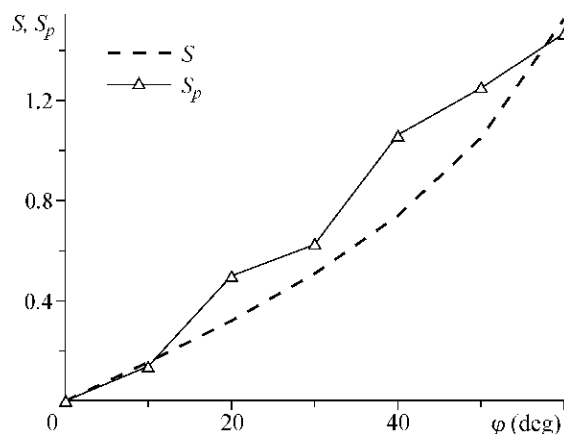


Рис. 2. Параметр крутки в зависимости от угла установки лопаток завихрителя. Параметры крутки: геометрический ( $S$ ), вычисленный интегрированием экспериментальных профилей скоростей ( $z = 0,25d$ ,  $Re = 8,1 \cdot 10^4$ ) ( $S_p$ ).

углового момента при движении потока от завихрителя к измеряемому сечению. Более того, формула (2) дает даже несколько завышенные значения степени закрутки, что, по-видимому, связано с возможным дополнительным вкладом турбулентных пульсаций, не учтенных в формуле (2). Поскольку полный набор Рейнольдсовых напряжений, необходимый для точного вычисления параметра закрутки, не измерялся в данных опытах, мы представляем наши результаты, пользуясь геометрическим параметром, определенным по формуле (1), предполагая, что она дает возможность рассчитать степень закрутки потока, близкую к той, которую имеет поток на выходе из камеры смешения.

В качестве рабочей среды использовался атмосферный воздух комнатной температуры (20 °С), подаваемый вентилятором. Расход воздуха определялся по перепаду давления на стандартной диафрагме, измеряемого  $U$ -образным водяным манометром. Номинальные числа Рейнольдса  $Re = U_0 d / \nu$  в рассматриваемых условиях были порядка  $10^4$ – $10^5$ . Здесь  $d$  и  $U_0$  представляют диаметр и среднерасходную скорость выходной горловины камеры смешения (см. рис. 1), а  $\nu$  обозначает кинематическую вязкость.

Качественная картина течения изучалась с помощью скоростной видеокамеры (Kodak Motion Corder Analyzer), позволяющей производить запись режимов течения со скоростью до 10 000 кадров в секунду. Генератор аэрозоля, заполненный парафиновым маслом, применялся для запыления потока частицами микронного размера. Картина течения визуализировалась световым ножом толщиной 2 мм, полученным при расширении луча от 5 Вт аргонового лазера с использованием цилиндрической линзы.

Поле скоростей измерялось при помощи однокомпонентного лазерно-доплеровского анемометра (ЛДА) фирмы TSI, работающего на прямом рассеянии [11, 17]. В качестве рассеивающих центров также использовался парафиновый аэрозоль. Измерительная система включала в себя двухваттный аргоновый лазер, работающий на длине волны 0,514 мкм, и счетный процессор. Чувствительность к направлению скорости обеспечивалась использованием акусто-оптической ячейки Брэгга, с результирующим сдвигом частоты сигнала до 10 МГц. Ортогональные компоненты скорости измерялись поворотом формирующей оптики вокруг горизонтальной оси на 90°.

Мгновенное поле давления регистрировалось с помощью акустического датчика, включающего в себя конденсаторный микрофон Brüel&Kjær-2230 [18]. Сигнал с микрофона опрашивался платой АЦП Fulcrum DT3808, установленной в персональный компьютер. Специальное программное обеспечение производило FFT преобразование сигнала для определения доминантной частоты с точностью до  $\pm 1,22$  Гц.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом параграфе представлены результаты по исследованию вихревого течения в ближней зоне камеры сгорания, играющей определяющую роль для ее работы, поскольку именно там происходит стабилизация пламени. Ввиду достаточно большой степени расширения рабочего участка при переходе из камеры смешения в камеру сгорания, влияние ограниченности на ближнюю зону течения оказалось несущественным, как подтверждено специальными экспериментами [11]. Поэтому представленные результаты экспериментов получены для неограниченной закрученной струи, т. е. в отсутствие камеры сгорания. Представление результатов будет начато с описания основного режима течения с фиксированными параметрами  $Re = 8,1 \cdot 10^4$  и  $S = 1,05$ , типичными для опытов с горением [11]. Далее будет исследовано влияние на поле течения числа Рейнольдса и параметра закрутки.

Осредненная структура потока в исходном варианте показана на рис. 3 посредством пространственных распределений основных компонент скорости (осевой и тангенциальной) вместе с их среднеквадратичными пульсациями. Данные демонстрируют типичную структуру сильно закрученной струи с зоной рециркуляции (приосевая зона возвратного течения ограничена нулевой изолинией на рис. 3, *a*). Максимальные значения интенсивности пульсаций осевой скорости достигаются за границей зоны обратного тока в осевом положении, соответствующем приблизительно его максимальной интенсивности ( $z = 0,8 d$ ), т. е. в области максимального сдвига осевой скорости. В начальной зоне струи имеется два выраженных максимума пульсаций тангенциальной скорости, обусловленных прецессионным движением вихревого ядра с локализованной закруткой [2]. Обращает внимание быстрое ослабление этих пиков в осевом направлении, что свидетельствует о быстром уменьшении интенсивности ПВЯ. Увеличение радиусов максимумов скоростей в направлении осевого движения потока показывает коническую структуру закрученной струи. Наряду с радиальным расширением происходит достаточно быстрое уменьшение максимальных уровней обеих компонент скоростей, что свидетельствует об интенсивных процессах смешения входной струи с окружающим воздухом. Дальнейшие исследования выполнены в непосредственной близости от выхода из сопла в фиксированном сечении  $z = 0,25d$  (10 мм), где присутствие ПВЯ наиболее выражено.

Мгновенная картина течения была исследована при помощи высокоскоростной видеосъемки. На рис. 4 два отдельных стоп-кадра показывают прецессирующее вихревое ядро со смещенной относительно центра сопла осью вращения. ПВЯ с локализованной закруткой образует область разреженного давления вблизи своей оси, которая прецессируя вместе с ПВЯ генерирует мощные пульсации статического давления. Измеренная с помощью акустического датчика частота пульсаций давления, соответствующая частоте прецессии вихря, показана на рис. 5 в безразмерном

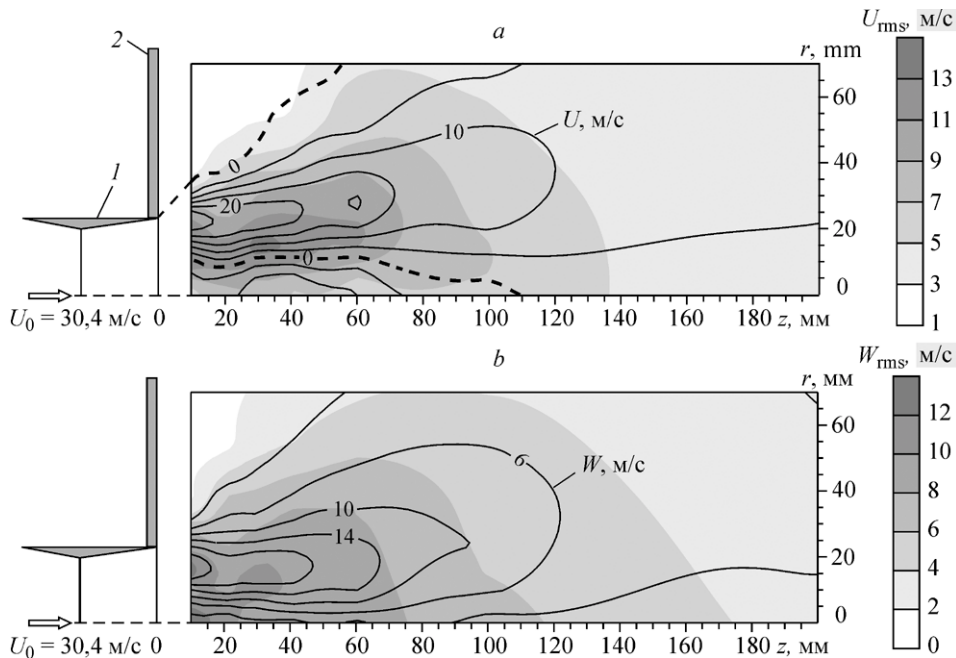


Рис. 3. Пространственные распределения осредненных осевой (*a*) и тангенциальной (*b*) компонент скоростей и их среднеквадратичных пульсаций для  $S = 1,05$ ,  $Re = 8,1 \cdot 10^4$ .

1 — выходная часть камеры смешения, 2 — фланец для крепления камеры сгорания.

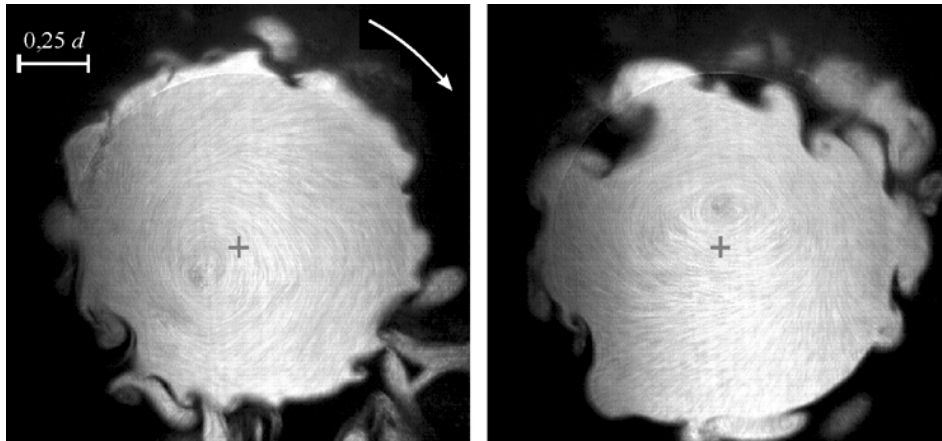


Рис. 4. Визуализация ПВЯ в сечении, перпендикулярном продольной оси сопла.

$Z = 0,25d$  (10 мм),  $S = 1,05$ ,  $Re = 1,7 \cdot 10^4$ . Стоп-кадры в разные моменты времени, экспозиция — 1/250 с. Стрелка в правом верхнем углу — направление прецессии, перекрестие в центре кадров — геометрический центр выходного сопла.

виде (число Струхалиа  $Sh = fd/U_0$ , где  $f$  — частота пульсаций) как функция  $Re$  и  $S$ . Видно, что при достаточно больших числах Рейнольдса, больших  $8 \cdot 10^4$ , течение становится независимым от эффекта вязкости, и это также отмечалось в предыдущих исследованиях [19]. Между тем зависимость частоты прецессии от степени закрутки потока отличается от ожидаемого монотонного увеличения при росте  $S$ . На рис. 5 построена диаграмма начиная с параметра крутки 0,5, при котором появляются четкие дискретные пики в спектрах давления, соответствующие частоте прецессии ПВЯ. Начало режима с ПВЯ происходит вследствие явления распада вихря, приводящего к образованию приосевой зоны возвратного течения [2]. Далее, при увеличении параметра крутки, частота прецессии уменьшается до

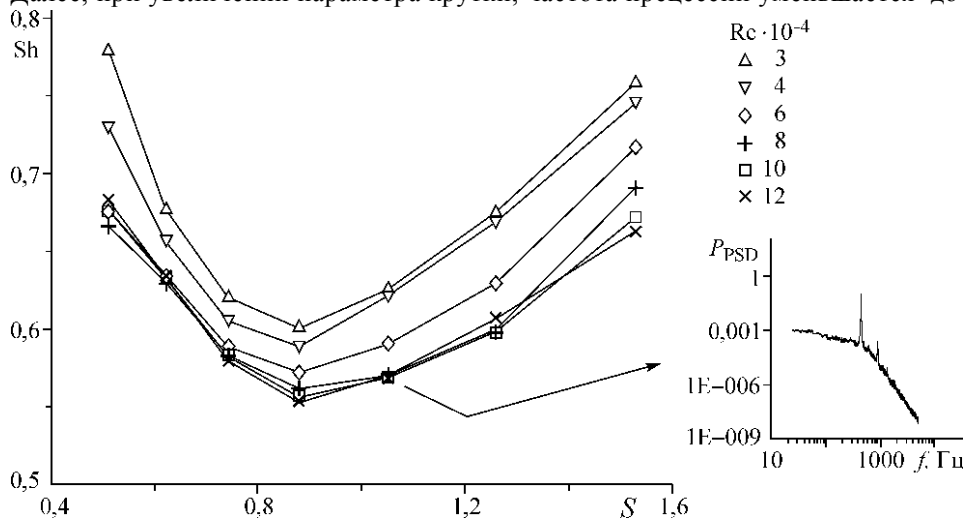


Рис. 5. Безразмерная частота прецессии как функция  $S$  и  $Re$ .

Измерения выполнены датчиком давления, установленным вблизи внешней границы струи (внешняя изолиния нулевой осевой скорости, см. рис. 3, а) на расстоянии  $z = 0,25d$  от среза сопла. Представленный типичный энергетический спектр пульсаций давления (вертикальная шкала — в относительных единицах), содержащий дискретный доминантный пик, по которому определялась частота прецессии, соответствует  $S = 1,05$  и  $Re = 8,1 \cdot 10^4$ .

минимального значения при  $S = 0,88$ . Только после этого частота начинает расти с увеличением степени закрутки потока, как это обычно отмечается в предыдущих опытах [19]. Заметим, что обнаруженный нами эффект параболической зависимости частоты прецессии от  $S$ , содержащей точку минимума, ранее не отмечался в режимах ПВЯ с распадом вихря. Подобная зависимость наблюдалась только в режимах течения при небольших  $S < 0,2$ , т. е. до распада вихря [4, 7]. Отмечался также эффект снижения частоты прецессии при очень больших  $S > 4$ , после достижения максимума [5].

Очевидно, что характерные режимы течения, выявленные при акустических измерениях, соответствуют стадиям эволюции внутренней структуры потока, которая была подробно исследована с помощью ЛДА. На рис. 6 показано влияние числа Рейнольдса на профили осредненных компонент скорости в поперечном сечении вблизи выхода из сопла ( $z = 0,25d$ ). Измерения выполнены для  $S = 1,05$ . Результаты демонстрируют отмеченную автомодельность течения при больших  $Re$ . Влияние параметра крутки для числа Рейнольдса  $8,1 \cdot 10^4$  представлено на рис. 7. Видно, что увеличение закрутки наряду с ростом тангенциальной компоненты скорости приводит к появлению и углублению центрального провала в профилях осевой скорости и, в конечном итоге, к появлению зоны возвратного течения. Отметим, что образование возвратного течения вдоль оси происходит примерно при том же  $S$ , который соответствует началу распада вихря и появлению ПВЯ, как отмечалось на основе акустических измерений.

Влияние ПВЯ на осредненные характеристики течения наиболее заметно для тангенциальной компоненты скорости. Для условий, когда прецессия ярко выражена ( $S = 1,05, 1,53$ ), изменение  $W$  вдоль радиуса отличается от линейного, с явным прогибом профиля вниз. Здесь заниженный (по сравнению с квазитвердым распределением) уровень средней тангенциальной скорости есть результат того, что ПВЯ индуцирует тангенциальную скорость разного знака в разных фазах прецессии вокруг центра координат. Соответственно, при осреднении скорости противоположного знака взаимно компенсируются. Распределение флуктуаций тангенциальной скорости  $W_{rms}$  демонстрирует, как уже отмечалось, наличие выраженных пиков на радиусах  $r/d = 0$  и  $0,4$ , где профиль средней скорости  $W$  показывает минимальный сдвиг. Данные пики отражают вклад когерентной составляющей пульсаций скорости, обусловленной движением ПВЯ.

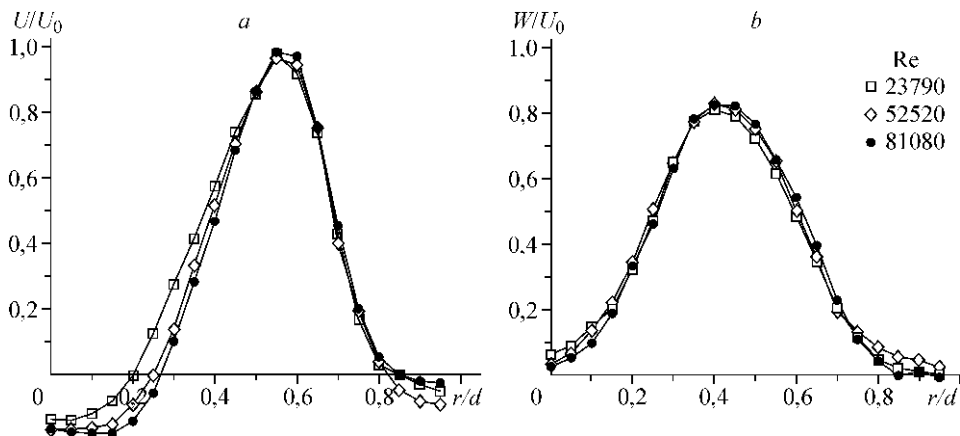


Рис. 6. Влияние числа Рейнольдса на осредненные скорости.  $z = 0,25d, S = 1,05$ . Профили скоростей: осевой (a), тангенциальной (b).

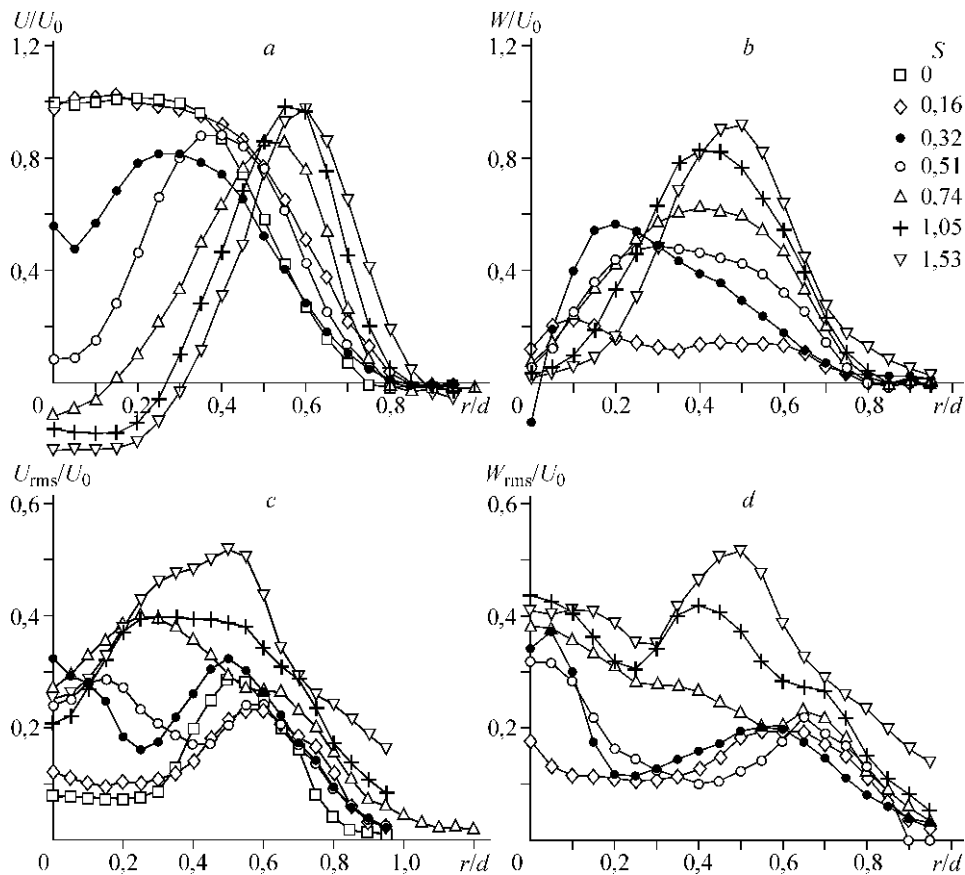


Рис. 7. Влияние параметра крутки на осредненные скорости и их пульсации.  $z = 0,25d$ ,  $Re = 8,1 \cdot 10^4$ . Профили осредненных осевой и тангенциальной скоростей (a, b), профили пульсаций осевой и тангенциальной компонент скоростей (c, d).

Далее, в следующем параграфе полученные осредненные данные будут использованы для анализа геометрии ПВЯ и частоты его прецессии.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обычный подход к объяснению эффекта появления спирального ПВЯ в зоне распада связан с анализом развития возмущений вида (в цилиндрических координатах)  $\sim \exp i(kz + m\theta - \omega t)$ , накладываемых на закрученное течение [20–22]. Здесь  $\omega$  — угловая частота,  $k$  и  $m$  — аксиальные и угловые волновые числа. В текущем анализе  $\omega$  и  $k$  полагаются реальными (заметим, что при исследовании временной и пространственной неустойчивости рассматриваются комплексные  $\omega$  и  $k$ ). Целое число  $m$  определяет количество вихрей и направление завивки их оси относительно направления закрутки потока. В этих обозначениях левовинтовые вихри, ось которых завита против вращения потока, имеют положительное азимутальное число. Анализ неустойчивости [20, 21] и кинематические соображения [1] обосновывают тот факт, что только левовинтовые вихри могут существовать в закрученном потоке с распределением осевой скорости, типичном для следа. Вернувшись к профилям осевой скорости на рис. 7, a, показывающим наличие центрального провала при  $S > 0,32$ , мы можем заключить, что в нашем случае ПВЯ должно иметь положительное азимутальное число ( $m > 0$ ). Более того, исходя из факта, что только



моды с  $|m| = 1$  генерируют пульсации тангенциальной скорости на оси (ввиду симметрии моды с  $m = 0$  или  $|m| > 1$  не возмущают течение на оси потока, см. [22]), мы можем заключить, что в нашем случае мы, безусловно, имеем дело с первой винтовой модой ( $m = +1$ ). Это подтверждается профилями  $W_{rms}$ , имеющими четкий центральный максимум (рис. 7, *d*). Заметим, что одиночное ПВЯ было выявлено и на основе визуализации (для небольших чисел Рейнольдса), как показано на рис. 4.

Бегущие винтовые возмущения индуцируют пульсации потока, которые экспериментально регистрируются неподвижным измерительным датчиком. Частота пульсаций может быть выражена через компоненты фазовой скорости возмущений. Перемещение точки, движущейся с возмущением, описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}[kz + m\theta - \omega t] = 0 \quad (\text{условие постоянства фазы}). \quad \text{Тогда для угловой частоты имеем}$$

$$\omega = mC_\theta + kC_z, \quad (3)$$

где угловая и осевая компоненты фазовой скорости равны соответственно  $C_\theta = \frac{d\theta}{dt}$  и  $C_z = \frac{dz}{dt}$ . Из (3), в частности, видно, что частота пульсаций зависит не только от чистого вращения спирального возмущения, а еще и от его осевого перемещения.

Для оценки компонент фазовой скорости возмущения предположим в первом приближении, что оно вращается вместе с базовым средним течением с угловой скоростью  $C_\theta = \frac{W_{\max}}{R_{\max}}$  (полагая квазитвердое распределение тангенциальной ско-

рости) и переносится в осевом направлении со скоростью  $C_z = \frac{U_{\min} + U_{\max}}{2}$ . Здесь

$W_{\max}$  и  $R_{\max}$  обозначают максимум тангенциальной скорости и его радиус, а  $U_{\min}$  и  $U_{\max}$  — соответственно минимальную (на оси) и максимальную осевые скорости. Заметим, что для оценки осевой фазовой скорости использована аналогия с конвективным переносом когерентных структур, образующихся в сдвиговых слоях [6]. Это является оправданным, т. к. на самом деле ПВЯ образуется вблизи границы, разделяющей области прямого и возвратного течений [2]. Таким образом, на основе (3) можно записать для частоты пульсаций (учитывая, что в нашем случае  $m = 1$ ):

$$\omega = \frac{W_{\max}}{R_{\max}} + k \frac{U_{\min} + U_{\max}}{2}. \quad (4)$$

Дальнейший анализ должен показать характер изменения частоты  $\omega$  как функции интенсивности закрутки потока. На рис. 8 влияние параметра крутки на закрученное течение обобщено на основе аэродинамических характеристик течения [17], определенных из осредненных профилей, представленных ранее на рис. 7. Видно, что увеличение закрутки приводит к увеличению максимума компонента  $W_{\max}$  (рис. 8, *b*), а также к радиальному расширению закрученной струи, что отражается в увеличении положения максимума тангенциальной скорости  $R_{\max}$  (рис. 8, *a*). Отметим, что взаимное изменение  $R_{\max}$  и  $W_{\max}$  происходит таким образом, что циркуляция  $\Gamma_m = 2\pi R_{\max} W_{\max}$ , являющаяся инвариантом закрученного потока [23], сохраняет линейный рост с увеличением  $S$  (рис. 8, *c*). Расширение струи приводит к появлению центрального провала в профилях осевой скорости и, в конечном итоге, развитию приосевой зоны возвратного течения, как можно видеть из

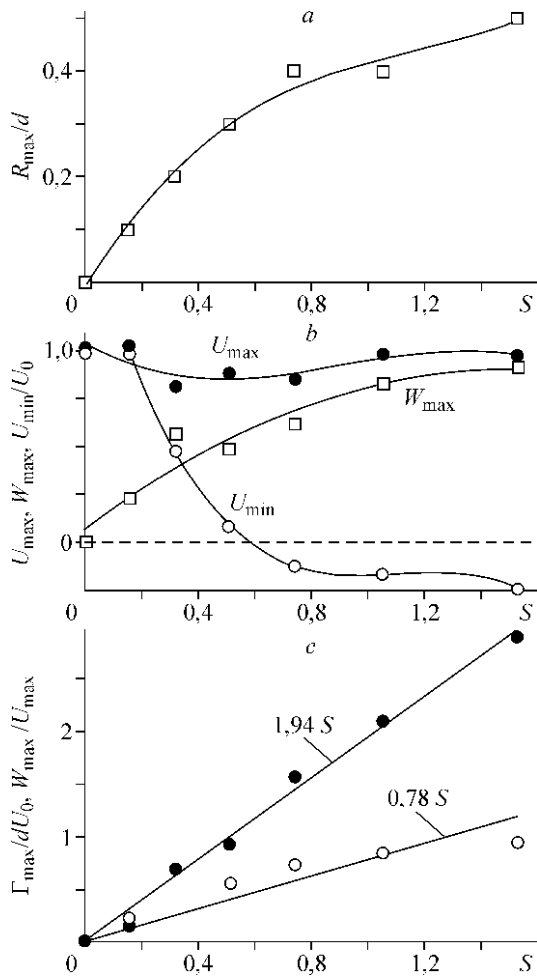


Рис. 8. Безразмерные характеристики осредненного течения в зависимости от геометрического параметра крутки ( $z = 0,25d$ ,  $Re = 8,1 \cdot 10^4$ ).

$a$  — радиус максимума тангенциальной скорости;  $b$  — максимум тангенциальной скорости ( $W_{\max}$ ), максимум и минимум осевых ( $U_{\max}$  и  $U_{\min}$ ) скоростей;  $c$  — циркуляция  $\Gamma_{\max}$ , параметр  $S_v = W_{\max}/U_{\max}$ .

графика для  $U_{\min}$  (рис. 8,  $b$ ). Вместе с тем, значения  $U_{\max}$  существенно не меняются с изменением  $S$ . Взаимное изменение  $W_{\max}$  и  $U_{\max}$  показано на рис. 8,  $c$  в виде их отношения  $S_v = W_{\max}/U_{\max}$ . На самом деле величина  $S_v$  часто используется как индикатор степени закрутки потока [2, 24]. На рис. 9,  $c$  это отношение в первом приближении аппроксимировано линейной зависимостью, которая показывает, что  $S_v$  дает примерно на 20 % меньшие значения для степени закрутки, чем геометрический параметр крутки  $S$ .

Запишем линейные аппроксимации для двух характеристик течения  $\Gamma_{\max}$  и  $S_v$  в общем виде как

$$\frac{\Gamma_{\max}}{d u_0} = g S, \quad (5)$$

$$S_v = q S, \quad (5a)$$

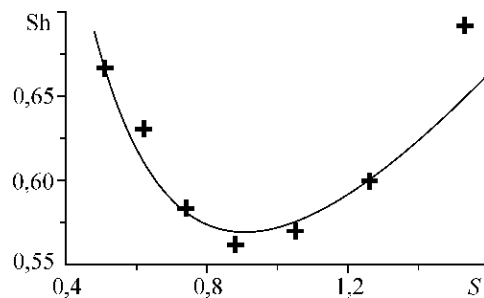
где  $g$  и  $q$  — безразмерные константы. Используя (5) и (5a), первый член в уравнении (4) может быть записан в виде

$$W_{\max}/R_{\max} = q^2 U_{\max}^2 S/G, \quad (6)$$

где константа  $G = \frac{d U_0}{2\pi} g$ . Соотно-

шение (6) дает прямо пропорциональный рост вращательной составляющей частоты прецессии с увеличением закрутки, т. к.  $U_{\max}$  практически не меняется с  $S$ .

Рис. 9. Сравнение расчетной частоты прецессии (формула (11)) с экспериментальными данными ( $Re = 8,1 \cdot 10^4$ ).



Для определения второго члена в уравнении (4) используем предположение о винтовой симметрии, которое определяет связь между локальной осевой скоростью и циркуляцией [1]. Для случая, когда спиральное вихревое ядро имеет левовинтовую симметрию (мода  $m = 1$ ) это может записано в следующем виде (здесь волновое число представляет инвертированный шаг винтовой симметрии):

$$U(r) = U(0) + k r W(r). \quad (7)$$

Применяя соотношение (7) к радиусу  $r = R_m$  (предполагаем, что радиусы максимумов  $W_{\max}$  и  $U_{\max}$  близки между собой), получим для волнового числа  $k$ :

$$k \approx \frac{(U_{\max} - U_{\min})}{G S}. \quad (8)$$

Заметим, что здесь использована линейная аппроксимация для циркуляции  $\Gamma_m$ , как определено выше. Можно видеть, что в области изменения параметра крутки после распада вихря ( $S > 0,5$ )  $U_{\min}$  мало по сравнению с  $U_{\max}$ , которое, в свою очередь, слабо изменяется с  $S$  (см. рис. 8, *b*). При этих условиях соотношение (8) дает обратно пропорциональную зависимость  $k$  от  $S$  и, соответственно, прямо пропорциональный рост шага винтовой структуры с увеличением интенсивности закрутки потока.

Подставляя (6) и (8) в формулу (4), имеем для безразмерной частоты пульсаций

$$\text{Sh} = \frac{(U_{\max}/U_0)^2}{g} \left[ q^2 S + \frac{1}{2} (1 - (U_{\min}/U_{\max})^2) S^{-1} \right]. \quad (9)$$

Для нашего случая калибровочные константы установки равны соответственно  $q = 0,78$  и  $g = 1,94$  (см. рис. 8, *c*). Далее, замечая, что для условий распада (при  $S > 0,5$ )  $U_{\max}/U_0 \approx 1$  и  $(U_{\min}/U_{\max})^2 \ll 1$  (см. рис. 8, *b*), уравнение (9) можно записать в простом виде как

$$\text{Sh} = 0,314 S + 0,258 S^{-1}. \quad (10)$$

На рис. 9 представлено сравнение частоты прецессии, рассчитанной по этой формуле, с частотой, измеренной акустическим датчиком. Видно достаточно хорошее совпадение для  $0,5 < S < 1,23$ . При больших значениях крутки измеренная частота с увеличением  $S$  имеет тенденцию расти быстрее, чем предсказывается формулой (10).

Дальнейшая проверка предложенных аппроксимаций была проведена с использованием данных, опубликованных в литературе. В таблице приведены характеристики течений, измеренные в различных камерах сгорания вблизи выхода из сопла. Здесь безразмерная измеренная частота прецессии  $\text{Sh}_{\text{exp}}$  сравнивается с частотой  $\text{Sh}_{\text{calc}}$ , рассчитанной с использованием формулы (9). Имеется хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений. Заметим, что хотя в рассмотренных примерах данные доступны только для единственного параметра крутки, эволюция частоты прецессии как функция  $S$  может быть предсказана на

**Аэродинамические характеристики закрученных течений в различных вихревых камерах сгорания**

Ссылка	$S$	$R_{\max}/d$	$U_{\min}/U_0$	$U_{\max}/U_0$	$W_{\max}/U_0$	$\text{Sh}_{\text{exp}}$	$\text{Sh}_{\text{calc}}$
Реагирующий поток [11]	1,05	0,42	-0,1	0,83	0,68	0,51	0,45
Изотермическое течение [25]	0,79	0,43	-0,7	1,27	1,10	0,58	0,61

основе общей формулы (9), если пренебречь изменением членов  $U_{\max}/U_0$  и  $1 - (U_{\min}/U_{\max})^2$ . Как показывают наши эксперименты, последнее предположение вполне адекватно.

Заметим, что рассмотренный анализ не включает влияния числа Рейнольдса, т. к. было показано, что характеристики течения не зависят от эффекта вязкости при достаточно больших  $Re$ . Следует также иметь в виду, что изложенные рассуждения имеют локальный характер и применимы только к исследованному сечению потока вблизи выхода из сопла. Поскольку при распаде закрученной струи характеристики ПВЯ существенно изменяются при движении потока в осевом направлении, необходимы дополнительные исследования, чтобы экстраполировать этот анализ на область течения, находящуюся вниз по потоку.

Подводя итог данного параграфа, можно заключить, что нетривиальная зависимость частоты прецессии, обнаруженная в наших экспериментах, связана с изменением вклада вращательного и поступательного движений винтового вихревого ядра. Из формулы (10) можно видеть, что при  $S < 0,88$  частота определяется изменением второго члена, отражающего эффект поступательного движения ядра и дающего обратно пропорциональный тренд. При  $S > 0,88$  эволюция частоты в большей степени определяется вращением вихревого ядра, прямо пропорционального  $S$  (первый член в (10)). Уменьшение влияния второго слагаемого в правой части формулы (10) при большой закрутке связано с эффектом увеличения шага спиральной оси (соответственно, уменьшения  $k$ ) с ростом  $S$ , как определено уравнением (8).

#### ВЫВОДЫ

Таким образом, проведено экспериментальное исследование высоко турбулентного закрученного потока в модельной камере сгорания с наличием зоны распада и гидродинамической неустойчивости в форме прецессирующего вихревого ядра. ЛДА, скоростная видеозапись и акустическая техника были использованы для исследования мгновенной и осредненной структуры течения.

Согласно режимным картам, построенным на основе частоты прецессии, течение в первичной зоне камеры сгорания имеет характерные стадии развития при увеличении степени закрутки потока. Новый результат состоит в обнаружении эффекта аномального уменьшения частоты прецессии при увеличении параметра закрутки в диапазоне  $0,5 < S < 0,88$ . Непосредственные ЛДА измерения локальных характеристик потока показывают, что эти режимы течения связаны с появлением и развитием центральной зоны возвратного течения. Предположение о винтовой пространственной структуре прецессирующего вихревого ядра позволило заключить, что выявленная эволюция частоты прецессии связана с изменением вклада вращательного и поступательного движений ПВЯ. При  $S < 0,88$  частота определяется поступательным движением ядра, дающим обратно пропорциональный тренд. При  $S > 0,88$  эволюция частоты в большей степени определяется вращением вихревого ядра. Уменьшение влияния поступательного перемещения ПВЯ при большой закрутке связано с эффектом увеличения шага винтовой оси ПВЯ с ростом  $S$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L., Shtork S.I. Helical vortices in swirl flow // J. Fluid Mech. — 1999. — Vol. 382. — P. 195–243.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. — М.: Мир, 1987. — 590 с.
3. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассобмен в ограниченных вихревых потоках. — Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1987. — 282 с.

4. **Dellenback P.A., Metzger D.E., Neitzel G.P.** Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion // *AIAA J.* — 1988. — Vol. 26, No. 6. — P. 669–681.
5. **Alekseenko S.V., Shtork S.I.** Swirling Flow Large — Scale Structures in a Combustor Model // *Rus. J. of Eng. Thermophys.* — 1992. — Vol. 2, No. 4. — P. 231–266.
6. **Coats C.M.** Coherent structures in combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1996. — Vol. 22. — P. 427–509.
7. **Guo B., Langrish T.A.G., Fletcher D.F.** Simulation of turbulent swirl flow in an axisymmetric sudden expansion // *AIAA J.* — 2001. — Vol. 39, No. 1. — P. 96–102.
8. **Volchkov E.P., Lebedev V.P., Lukashov V.V.** The LDA study of flow gas-dynamics in a vortex chamber // *Intern. J. of Heat and Mass Transfer.* — 2004. — Vol. 47. — P. 35–42.
9. **Syred N., Wong C., Rodriguez-Martinez V., Dawson J., Kelso R.** Characterisation of the Occurrence of the Precessing Vortex Core in Partially Premixed and Non-Premixed Swirling Flow // *Proc. 12th Intern. Symp. on Appl. of Laser Techniques to Fluid Mech.* — Lisbon, Portugal, 2004.
10. **Froud D., O'Doherty T., Syred N.** Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions // *Comb. and Flame.* — 1995. — Vol. 100. — P. 407–412.
11. **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. Tech.* — 2003. — Vol. 175, No. 8. — P. 1369–1388.
12. **Vonnegut B.** A vortex whistle // *J. of the Acoustical Society of America.* — 1954. — Vol. 26. — P. 18–20.
13. **Chanaud R.C.** Observations of oscillatory motion in certain swirling flows // *J. Fluid Mech.* — 1965. — Vol. 21, No. 1. — P. 111–127.
14. **Kuibin P.A., Okulov V.L.** Self-induced motion and asymptotic expansion of the velocity field in the vicinity of helical vortex filament // *Phys. Fluids.* — 1998. — Vol. 10, No. 3. — P. 607–614.
15. **Алексеев С.В., Окулов В.Л.** Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // *Теплофизика и аэромеханика.* — 1996. — Т. 3, № 2. — С. 17–20.
16. **Milosavljevic V.D., Taylor A.M.K.P., Whitelaw J.H.** Influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames // *Combust. and Flame.* — 1990. — Vol. 80. — P. 196–208.
17. **Heitor M.V., Moreira A.L.N.** Velocity characteristics of a swirling recirculating flow // *Exp. Thermal. Fluid Sci.* — 1992. — Vol. 5, No. 3. — P. 369–380.
18. **Fernandes E.C., Heitor M.V.** Experimental characterization of an oscillating reacting shear layer // *Proc. 1st Intern. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena.* — Santa Barbara [California, USA], 1999.
19. **Cassidy J.J., Falvey H.T.** Observation of unsteady flow arising after vortex breakdown // *J. Fluid Mech.* — 1970. — Vol. 41. — P. 727–736.
20. **Loiseleux T., Chomaz J. M., Huerre P.** The effect of swirl on jets and wakes: Linear instability of the Rankine vortex with axial flow // *Phys. of Fluids.* — 1998. — Vol. 10, No. 5. — P. 1120–1134.
21. **Yin X.-Y., Sun De-J., Wei M.J.** Absolute and convective instability character of slender viscous vortices // *Phys. of Fluids.* — 2000. — Vol. 12, No. 5. — P. 1062–1072.
22. **Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л.** Введение в теорию концентрированных вихрей. — Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО РАН, 2003. — 504 с.
23. **Escudier M.P., Bornstein J., Zehnder N.** Observations and LDA measurements of confined vortex flow // *J. Fluid Mech.* — 1980. — Vol. 98. — P. 49–63.
24. **Billant P., Chomaz J.-M., Huerre P.** Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // *J. Fluid Mech.* — 1998. — Vol. 376. — P. 183–219.
25. **Selle L., Lartigue G., Poinso T., Koch R., Schildmacher K.-U., Krebs W., Prade B., Kaufmann P., Veynante D.** Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes // *Combust. Flame.* — 2004. — Vol. 137. — P. 489–505.

*Статья поступила в редакцию 2 марта 2005 г.*