

УСТОЙЧИВОСТЬ СПОНТАННОЙ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛАМЕНИ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ РАСХОДА ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

В. П. Самсонов

Сургутский государственный университет, 628408 Сургут, samsonov@surgu.wsnet.ru

Исследуется устойчивость спонтанной вихревой структуры, образующейся при горении газа, вдуваемого через круглое отверстие в плоской горизонтальной пластине на ее нижнюю поверхность. Экспериментально и численно изучены нестационарные поля скорости, ротора скорости, температуры и давления в вихревой структуре. Установлено, что в диапазоне чисел Рейнольдса $Re \approx 10 \div 75$ и Рэлея $Ra \approx 10^3 \div 10^4$ вихревая структура устойчива к одиночным возмущениям скорости, а при наложении акустических колебаний с частотой $100 \div 150$ Гц она перестраивается. Мелкие ячейки, размеры которых сравнимы с толщиной фронта пламени, разрушаются, а скорость вихревого движения газа в крупных ячейках изменяется с частотой вынуждающих колебаний. Амплитуда колебаний линейной скорости частиц газа в вихре больше амплитуды колебаний скорости газа в сопле горелки. Предполагается, что рост амплитуды колебаний скорости газа в вихре связан с ускорением продуктов горения в поле сил тяжести и их тепловым расширением. Обнаружено запаздывание колебаний скорости газа в вихревой структуре на четверть периода относительно колебаний расхода газа.

Ключевые слова: вихреобразование, пламя, температура, скорость газа, пограничный слой.

В работе [1] отмечается, что естественная конвекция может создать гидродинамическую ситуацию в пламени, обеспечивающую эффективную самоорганизацию вихревой структуры. При этом вовлечение рабочего вещества в интенсивный вихревой поток рассматривается в [1] как способ управления преобразованием тепла в работу. Свободно-конвективное вихреобразование увеличивает интенсивность теплообмена и определяет преимущественные направления стока тепла. Необходимость дополнительной механической закрутки газа для интенсификации процессов тепло- и массопереноса в этом случае отпадает. Вихревая структура может быть источником акустических колебаний, порождая неустойчивость резонансного типа [2]. Актуальной является проблема устойчивости вихревой структуры при наличии эффектов самоорганизации в камере сгорания. Представления о том, каким образом вихревая структура влияет на развитие автоколебаний горения и генерацию акустических колебаний, в настоящее время развиты недостаточно. В экспериментах [3, 4] обнаружена связь между возбуждением акустических колебаний в резонансной камере сгорания и развитием когерентной вихревой структуры вблизи «поющего» пламени, однако механизм влияния вихревого течения на реализацию обратной связи между колебаниями давления и скоро-

сти горения во фронте пламени не предложен. В работе [5] отмечалось, что автоколебания в камере сгорания обусловлены неустойчивостью и перестроением крупномасштабных вихревых структур, которые являются источниками шума квадрупольного типа. Физические механизмы, определяющие амплитудно-фазовые соотношения между колебаниями скорости, давления и температуры пламени, остаются неизученными.

Цель данной работы — экспериментальное и численное исследование устойчивости стационарной вихревой структуры в пламени при наложении гармонических колебаний на расход горючей смеси в горелке. Метод получения стационарной вихревой структуры описан в работе [6]. Основным элементом экспериментальной установки была плоская пластина, изготовленная из нержавеющей стали. Ее устанавливали горизонтально. Нижнюю, обтекаемую продуктами горения поверхность пластины шлифовали и полировали. Это позволяло визуализировать течение в пограничном слое методом осаждения сажи. Газ (пропан) из газометра вытеснения через дросселирующий вентиль сначала поступал в ресивер, соединенный короткой трубкой с отверстием вдувания в пластину. Ресивер, представляющий собой тонкостенный металлический сосуд в форме параллелепипеда размерами $20 \times 20 \times 1$ см, со-

здавал колебания расхода горючей смеси. Расход газа регулировали дросселирующим вентилем и измеряли по перепаду давления на калиброванном капилляре. Возмущения расхода газа задавали двумя способами: наложением звуковых колебаний на тонкие стенки ресивера, и созданием колебаний давления в плоскости отверстия вдува газа. Чтобы вызвать колебания давления, на одной оси с отверстием устанавливали электродинамический громкоговоритель на расстоянии, в несколько раз превышающем характерные размеры пламени, с тем, чтобы не нарушалась однородность свободно-конвективного течения. Амплитуду и частоту колебаний задавали звуковым генератором. Одиночные возмущения формировали с помощью электрического сигнала, получаемого при разряде конденсатора через LC-контур и подаваемого на громкоговоритель. Кроме того, колебания расхода горючей смеси создавали поршневым газометром. На вал электродвигателя, сообщавшего через трансмиссию поступательное движение поршня в цилиндрическом сосуде, надевали эксцентрик заданных размеров и формы. Это позволяло изменять частоту колебаний в интервале $10 \div 100$ Гц, а переменную составляющую амплитуды колебаний — в интервале $1 \div 3$ % от скорости основного течения.

Пламя фотографировали фотоаппаратом «Зенит». Время экспозиции кадра изменяли от $1/50$ до $1/30$ с. Дополнительную информацию об устойчивости течения в отдельных ячейках вихревой структуры получали по характеру размытости сажевых отпечатков на поверхности пластины. Колебания светимости пламени регистрировали фотодиодом, а уровень звукового давления, создаваемого пламенем, — микрофоном. Сигналы со звукового генератора, фотодиода или микрофона одновременно фиксировали двухлучевым осциллографом.

Исследуемая свободно-конвективная вихревая структура представляет собой совокупность нескольких вихревых ячеек. Общая картина течения напоминает вихри, развивающиеся при неустойчивостях типа Бенара и Марангони. Аналогия не случайна, так как в данной гидродинамической обстановке создаются подходящие вертикальные градиенты температур и тангенциальные (относительно фронта пламени) градиенты скорости потока при «растяжении» пламени в критической точке [7]. Максимальное число ячеек (равное пяти) получа-



Рис. 1. Фотография свечения вихревого пламени и треков частиц сажи при горении пропановоздушной смеси (5 % C_3H_8 + воздух), $Re = 150$

лось при уменьшении диаметра отверстия вдува до 0,5 мм и скорости газа до 0,1 м/с, что соответствует числу Рейнольдса $Re < 30$ и числу Рэлея $Ra \approx 3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$.

Основная масса газа вовлекалась в движение в крупных вихревых ячейках. При относительно малых скоростях движение газа в них хорошо видно по траекториям светящихся несгоревших частиц сажи. Мелкомасштабные ячейки сосредоточены вблизи оси вдуваемой струи газа. Их число определяет расположение, форму и направление вращения газа в крупных ячейках. Для изучения поля скоростей в ячейках, размеры которых сравнимы с толщиной фронта пламени, применяли метод осаждения сажи. На рис. 1 представлена фотография свечения вихревого пламени под горизонтальной пластиной при горении смеси пропана с воздухом, близкой к стехиометрической. Пламя представляет собой слабосветящуюся сферу. Внутри сферы видны вовлеченные в вихревое течение несгоревшие частицы углерода, собравшиеся в светящееся кольцо, которое совершает медленное азимутальное равномерное вращение. Период обращения частиц в азимутальном вращении измерялся по визуальным наблюдениям и равнялся $\approx 2 \div 4$ с в зависимости от скорости вдува горючей смеси. Измерения радиуса кольца по фотографии позволяли вычислять линейную азимутальную скорость частиц при различных расходах горючей смеси. Оказалось, что она всегда составляет ≈ 1 % скорости газа на срезе горелки.

Для визуализации вихревого течения методом осаждения сажи пластину слегка откло-



Рис. 2. Фотография сажевого следа вихревой структуры в пламени, содержащей три вихревые ячейки, $Re = 75$, $Ra = 7 \cdot 10^4$

няли от горизонтального положения. Это позволяло наблюдать поле скоростей в проекции на плоскость пластины. На рис. 2 представлена фотография сажевого следа одной из возможных вихревых структур в пламени при горении богатой смеси пропана с воздухом. Наличие темных, светлых и полутонových по окраске областей сажевого следа с четкими границами между ними свидетельствует об устойчивости стационарной вихревой структуры и сложном распределении скорости газа в ней.

При наложении колебаний на упругие стенки ресивера изменение скорости газа в устье отверстия вдува пропорционально отношению площадей поверхности колеблющейся стенки ресивера и отверстия вдува. Соответствующим подбором амплитуды вынуждающих колебаний добивались отрицательного расхода газа, т. е. втягивания воздуха в газоподводящий тракт. Если не происходило срыва и погасания пламени, воздействие одиночных возмущений скорости приводило к однократному колебанию высоты конуса пламени и появлению на поверхности пламени волны, расходящейся от критической точки. Время возвращения пламени к исходному состоянию вычисляли по осциллограммам светимости и давления. Для различных диаметров отверстий вдува и расходов горючей смеси это время изменялось в интервале $\approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ с, что соот-

ветствует «периоду индукции» свободной конвекции. За «период индукции» свободной конвекции принимали время после воспламенения горючей смеси, в течение которого светящееся пламя принимало постоянную форму. Время измеряли по числу кадров фильма, снимаемого скоростной кинокамерой СКС-1М со скоростью 4000 кадр/с. Из экспериментов следует, что возмущения, длительность которых превышает половину периода индукции свободной конвекции, не вызывают волнообразования на поверхности пламени. Увеличение амплитуды таких возмущений до величины порядка скорости вдува газа равносильно кратковременной смене режима течения и перестройке вихревой структуры.

Верхнюю границу диапазона частот гармонических возмущений, на которые еще «откликается» пламя, также определяли по осциллограммам светимости и давления. Она оказалась равной $\approx 50 \div 150$ Гц. Характерно, что это максимальная частота вращения газа в вихревой структуре, которую удалось измерить экспериментально методом трассирующих частиц. При наложении вынуждающих колебаний с частотой, меньшей 150 Гц, волнообразование на поверхности пламени сопровождается перестройкой течения в вихревой структуре. По осциллограммам светимости и давления обнаружено запаздывание колебаний температуры и давления по фазе на четверть периода относительно вынуждающих колебаний скорости. Сдвиг фаз остается почти постоянным во всем частотном диапазоне. Это можно объяснить инерционным запаздыванием в развитии возмущенного конвективного течения, так как ускорения, создаваемые подъемными силами и растяжением поверхности пламени, меньше ускорения вынуждающих колебаний. При резонансной частоте вынуждающих колебаний мелкие ячейки в вихревой структуре разрушаются. Она вырождается в тор, в котором скорость движения газа изменяется за период колебания в несколько раз. Резонансная частота, измеренная по осциллограмме светимости пламени, равнялась ≈ 15 Гц. Очевидно, что она обратно пропорциональна «времени индукции» свободной конвекции.

Перестройку вихревой структуры при резонансной частоте вынуждающих колебаний наблюдали по размытости границ вихревых ячеек на сажевом следе пламени. После снятия вынуждающих колебаний система возвра-

щается к стационарному состоянию в течение «времени индукции» свободной конвекции, что говорит об отсутствии механизма положительной обратной связи между колебаниями температуры и скорости свободно-конвективного течения. Результаты эксперимента оставались неизменными независимо от способа наложения возмущений скорости газа.

Поскольку скорость азимутального вращения газа в пламени невелика, для описания вихревого течения использовали двумерную численную модель. Численное исследование нестационарной вихревой структуры осуществляли на основе системы двумерных нестационарных уравнений свободной конвекции и диффузии, записанной в следующем виде:

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\text{Eu}} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\text{RaPr}}{\text{Re}^2} \theta, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\text{Eu}} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\text{Sc}}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) + \frac{C}{\text{Dm}} \exp \left(-\frac{\bar{E}}{\theta} \right), \quad (3)$$

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) + \frac{Q}{c_p T_0} \frac{C}{\text{Dm}} \exp \left(-\frac{\bar{E}}{\theta} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (5)$$

Здесь $\text{Sh} = ut/d$, $\text{Eu} = \rho u^2/p$, $\text{Re} = ud/\nu$, $\text{Ra} = g\beta T d^3/\nu a$, $\text{Pr} = \nu/a$, $\text{Pe} = \text{RePr}$, $\text{Dm} = u\tau/d$ — критерии Струхала, Эйлера, Рейнольдса, Рэлея, Прандтля, Пекле и Дамкеллера, p — давление; d — диаметр отверстия вдува; ν — коэффициент кинематической

вязкости; μ — молекулярная масса; a — коэффициент температуропроводности; β — температурный коэффициент расширения газа; g — ускорение свободного падения; $\theta = T/T_0$ — безразмерная температура; $\bar{E} = E/RT_0$; E , Q — энергия активации и тепловой эффект реакции горения; R , c_p , C , ρ — универсальная газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном давлении, концентрация и плотность горючей смеси; T , T_0 — температура горения и окружающей среды; u , v — составляющие скорости газа вдоль вертикальной (x) и горизонтальной (y) осей соответственно.

Уравнения (1)–(5) решали методом конечных разностей на прямоугольной области относительно неизвестных функции тока $\psi(x, y)$, определяемой выражениями $u = \partial\psi(x, y)/\partial y$ и $v = \partial\psi(x, y)/\partial x$, и ротора скорости $\zeta(x, y) = \partial u/\partial y - \partial v/\partial x$. Горизонтальная сторона расчетной области L содержала 242 узла, а вертикальная сторона высотой h — 162 узла. Начальные и граничные условия для функций $\psi(x, y)$, $\zeta(x, y)$, $C(x, y)$ и $\theta(x, y)$ имеют вид:

$$0 \leq t \leq 0,05(d_0/u_0), \quad x = 0,05h, \quad y = L/2: \quad \theta = 4;$$

$$x = 0, \quad 0 \leq y \leq 0,47L:$$

$$\psi(x, y) = 0, \quad \zeta(x, y) = 0, \quad C = 0, \quad \theta = 1;$$

$$x = 0, \quad 0,53L \leq y \leq L:$$

$$\psi(x, y) = 0, \quad \zeta(x, y) = 0, \quad C = 1, \quad \theta = 1;$$

$$x = 0, \quad 0,47L \leq y \leq 0,53L:$$

$$\psi(x, y) = \int u_0 \left[\left(\frac{d_0}{2} \right)^2 - y^2 \right] dy,$$

$$\zeta(x, y) = 0, \quad C = 0, \quad \theta = 1;$$

$$x = h, \quad L \leq y \leq 0:$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad \zeta(x, y) = 0, \quad C = 0, \quad \theta = 1.$$

За масштабы скорости и расстояния взяты скорость вдува газа u_0 и ширина щели d_0 , через которую вдувается газ. Масштаб времени определен отношением ширины щели к скорости вдува газа, а масштабами температуры, давления и концентрации являются температура окружающей среды, динамическое давление

в струе и концентрация горючего газа в газоподводящем тракте. Предполагается, что реакция горения одностадийная и первого порядка.

Для решения конечно-разностной системы алгебраических уравнений использовали релаксационный алгоритм Ричардсона. Верхняя граница расчетной области соответствовала горизонтальной непроницаемой твердой стенке. В средней части границы интервал между узлами под номерами 130 и 144 соответствовал щели, через которую вдувается газ. На нем задавали синусоидальное по времени распределение функции тока, соответствующее параболическому профилю скорости. Прекращение вынуждающих колебаний в заданный момент времени имитировали равенством нулю переменной составляющей распределения функции тока. Нестационарные граничные условия для функции тока на нижней и вертикальной границах после каждого релаксационного цикла переопределяли из условия выполнения закона сохранения массы газа, вовлекаемого в химическую реакцию. При определении граничных условий считали, что воздух, содержащий кислород, необходимый для диффузионного горения, втекает через нижнюю границу, а продукты горения отводятся через боковые границы. Число молей горючей смеси рассчитывали исходя из предположения, что реакция горения газа одностадийная и протекает при стехиометрическом соотношении горючего и окислителя.

Расчеты выполняли в следующих диапазонах безразмерных параметров: $Sh = Dm = Eu = 0,1 \div 1$, $Re = Pe = 1 \div 75$, $Ra = 10^2 \div 10^5$, $Pt = Sc = 1$. В рассматриваемой задаче существует два характерных временных интервала: период индукции свободной конвекции и период вынуждающих колебаний. Их величина определяется числами Рэлея и Струхала. На каждом этапе численного эксперимента шаг по времени выбирали меньшим из характерных времен задачи. Это позволило, с одной стороны, обеспечить условие устойчивости разностной схемы, с другой — проследить динамику развития течения за один период вынужденных колебаний. Основное внимание в численном эксперименте уделялось выяснению пространственного распределения скорости, ротора скорости и их амплитудно-фазовых изменений относительно колебаний скорости вдува горючей смеси.

На рис. 3 зависимостями 1–3 представлены

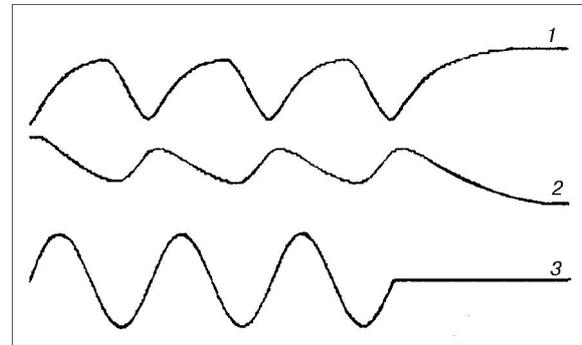


Рис. 3. Расчетные временные зависимости в контрольной точке области:

1 — ротор скорости, 2 — линейная скорость газа в вихревой ячейке, 3 — скорость вдува газа

соответственно результаты расчета колебаний ротора скорости, скорости газа в вихре и скорости вдува горючей смеси в фиксированном узле расчетной области. Видно, что скорость потока изменяется синхронно с вынуждающими колебаниями, а колебания ротора скорости происходят с запаздыванием по фазе, что соответствует экспериментальным данным. Отслеживание указанных параметров в других контрольных точках области дает качественно одинаковые результаты. Снятие вынуждающих колебаний (на рисунке — в конце третьего периода) приводит к затуханию колебаний с большим декрементом, что свидетельствует о высокой устойчивости вихревой структуры к внешним воздействиям.

Распределение ротора скорости в начале периода колебаний, представленное на рис. 4, а, рассчитано для чисел $Re = 75$ и $Ra = 6 \cdot 10^4$. Оно позволяет установить механизм формирования нестационарной вихревой структуры. Видно, что одна из зон максимальной завихренности потока расположена у краев отверстия вдува, другая — в середине слоя растекания продуктов горения. Отрицательные значения ротора скорости в середине слоя растекания означают, что вращение газа происходит в противоположном направлении относительно газа, находящегося у краев отверстия. Поток закручивается под действием вязких сил в пограничном слое и вследствие развития конвективной неустойчивости. В течение одного периода колебаний ведущая роль вязких и подъемных сил, обеспечивающих вращательное движение газа, чередуется. Очевидно, это связано с изменением величины ускорений, испытываемых

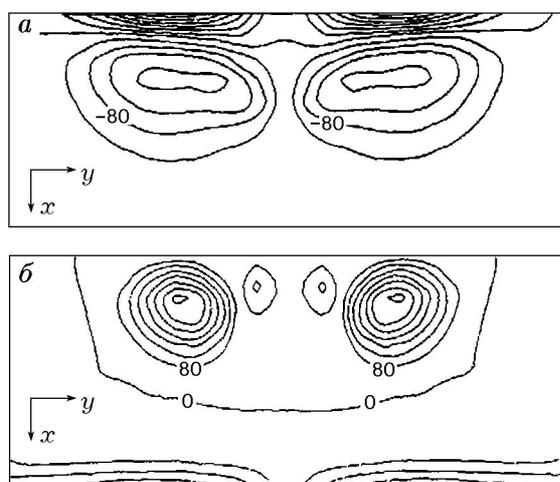


Рис. 4. Распределения ротора скорости (*a*) и функции тока (*б*) в вихревой структуре:

a — значения ротора скорости приведены в Гц, *б* — значения функции тока соответствуют расходу газа на единицу длины границы области, выражены в $10^3 \text{ м}^2/\text{с}$

продуктами горения, так как при увеличении размеров пламени роль подъемных сил становится более значительной. Максимумы ротора скорости смещены от краев отверстия вдува на расстояние, в несколько раз превышающее поперечный размер отверстия. Следовательно, торможение газа происходит не на краях отверстия, как это принято в гипотезе Прандтля [8], а вследствие расширения струи продуктов горения при соударении с восходящей струей воздуха.

Типичная картина течения, развивающегося в вихревой структуре в начале периода колебаний для чисел $Re = 75$ и $Ra = 6 \cdot 10^4$, показана на рис. 4, *б* в виде изолиний функции тока. Изолинии построены с равным по величине шагом. При скорости вдува газа, соответствующей условию $Re < 75$, в вихревой структуре развиваются две или более ячейек. Так же, как и в вихревых структурах, полученных в экспериментах (см. рис. 2), мелкомасштабные вихревые ячейки формируются вблизи отверстия вдува горючей смеси. По числу изолиний в вихревых ячейках видно, что скорость течения в мелкомасштабных ячейках в несколько раз меньше, чем в основной. В течение периода колебаний вихревая структура перестраивается. При скоростях вдува горючей смеси, соответствующих условию $Re > 75$, вихревая структура содержит только одну вихревую ячейку.

Перестройка поля скоростей в вихревой

структуре в течение периода колебаний определяет изменение распределения давления в ней. В соответствии с полем скоростей в вихревых ячейках в пламени появляются зоны разрежения и сжатия. Зона разрежения расположена у поверхности пластины, зона сжатия — в области соударения струи продуктов горения и всплывающей струи воздуха. Область пониженного давления в течение периода колебаний распадается на два участка симметрично относительно отверстия вдува. Это позволяет рассматривать вихревую систему, как квадрупольный источник шума и объясняет несинусоидальность колебаний в фиксированной точке расчетной области. Колебания давления происходят в слое газа, ограниченного сверху пластиной. На поверхности пластины в зоне сжатия амплитуда вертикального смещения частиц газа равна нулю и максимальна на нижней границе исследуемой области. Следовательно, условия для максимально интенсивного теплообмена между пламенем, обтекаемой пластиной и окружающим воздухом отсутствуют. Согласно критерию Рэлея, при горении в потоке условие возбуждения колебаний определяется фазовым сдвигом между колебаниями теплоподвода и скорости потока. При сдвиге фаз, меньшем четверти периода колебаний, их амплитуда не меняется, а частота определяется частотой вынуждающих колебаний [9]. Таким образом, обратная акустическая связь отсутствует, что и объясняет устойчивость вихревой структуры к внешним воздействиям.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. Спонтанная вихревая структура в пламени устойчива к малым одиночным и периодическим возмущениям скорости вдува газа.

2. Получены дополнительные сведения о механизме формирования вихревой структуры в пламени. Показано, что в пламени возможно формирование нескольких вихревых ячейек. Установлено, что вихреобразование обусловлено ускорением продуктов горения, вызываемым свободной конвекцией, и «растяжением» пламени.

3. Изучены амплитудно-фазовые зависимости колебаний скорости газа в вихре и колебаний скорости вдува газа. Амплитудно-фазовые соотношения между колебаниями скорости вдува горючей смеси и ротора скорости продуктов горения определяют устойчивость вихревой структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Скорняков Г. В.** Самоорганизация и преобразование тепла в работу // Журн. техн. физики. 1996. Т. 65, вып. 1. С. 35–46.
2. **Гупта А., Лили Д., Сайред Н.** Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
3. **Афанасьев В. В., Аbruков С. А., Кидин Н. И., Кузьмин А. К.** Исследование условий возбуждения ламинарного кинетического поющего пламени // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 34–39.
4. **Pyin S. V., Alexandrov D. S., Afanasyev V. V.** Application of holographic interferometry to the investigation in two large-scale coherent vortical structure occurring during in non-stationary combustion // CD-ROM Proc. of VSJ-SPIE98 Intern. Conference on Optical Technologies and Image Processing in Fluid, Thermal and Combustion Flow, AB074. Yokohama, Japan, 1998.
5. **Сухинин С. В., Ахмадеев В. Ф.** Автоколебания в газовой полости реактивного двигателя твердого топлива // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 42–52.
6. **Алексеев М. В., Самсонов В. П., Фатеев И. Г.** Закономерности спонтанного образования вихревого диффузионного пламени // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 47–50.
7. **Математическая теория горения и взрыва** / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.
8. **Петров П. А.** Механизм образования вихревых колец // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 2. С. 19–26.
9. **Раушенбах Б. В.** Об одном замечании, связанном с термическим возбуждением звука // Докл. АН СССР. 1953. Т. 91, № 4. С. 749–752.

Поступила в редакцию 20/II 2002 г.
