

УДК 624.45.022.004.94

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ ГАЗА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

М. В. Дробыш, А. Н. Дубовицкий, А. Б. Лебедев, В. И. Фурлетов,  
К. Я. Якубовский

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва,  
ablebedev@ciam.ru

Разработан и апробирован экономичный метод численного моделирования самовозбуждения колебаний газа в малоэмиссионных камерах сгорания газотурбинных установок. Метод основан на использовании модели турбулентности SAS SST  $k-\omega$  и модели турбулентного горения с модифицированным уравнением для переменной степени завершенности горения. Для моделирования самовозбуждения колебаний газа в источниковый член этого уравнения введен множитель, связанный с пульсациями давления газа. Выделение одной из склонных к самовозбуждению мод колебаний газа осуществляется с помощью резонансного фильтра, действующего в каждой ячейке расчетной области. Результаты расчетного исследования, полученные по предложенной методике, позволяют изучать влияние конструктивных мероприятий и режимных параметров автоколебаний и подходить более рационально к выбору мер по их подавлению.

Ключевые слова: малоэмиссионная камера сгорания, метод расчета турбулентного горения, неустойчивость горения, самовозбуждение колебаний газа, моды автоколебаний.

DOI 10.15372/FGV2022.9273  
EDN OGGGLU

### ВВЕДЕНИЕ

Постоянное повышение требований к газотурбинным установкам (ГТУ) по снижению вредных выбросов оксидов азота  $\text{NO}_x$  требует ограничения температуры в зонах химических реакций. Современная технология малоэмиссионного сжигания топлива основывается на сжигании заранее хорошо перемешанной бедной топливовоздушной смеси, что позволяет исключить высокотемпературную стехиометрическую зону. При этом возникают три опасных для работы камеры сгорания (КС) сценария: срыв пламени, его проскок против потока в область предварительного смешения топлива с воздухом и потеря устойчивости.

Пламена бедных топливовоздушных смесей особенно склонны к самовозбуждению колебаний газа, вибрационному горению [1]. Как показывает опыт эксплуатации ГТУ, если амплитуда колебаний давления газа в КС на режимах  $50 \div 100\%$  мощности установки начинает превышать  $2\%$  полного давления воздуха на входе в камеру, она или отдельные узлы ГТУ быстро разрушаются [2]. Предотвращение неустойчивого горения в малоэмиссионных ка-

мерах сгорания (МЭКС) оказывается одной из ключевых проблем при их создании.

На самовозбуждение колебаний влияют не только характеристики пламени (пространственное распределение скорости тепловыделения, ее чувствительность к колебаниям скорости и давления газа), но и акустические характеристики полости камеры сгорания и каналов, по которым к зонам предварительного смешения подводятся воздух и топливо. Для прогнозирования вибрационного горения в таких системах требуется детальный учет различных параметров течения (тип топлива, смешение топлива с воздухом, скорость образования продуктов сгорания), стационарных и зависящих от времени граничных условий.

Все эти особенности взаимосвязаны и повышают требования к точности моделирования процессов в турбулентных течениях с горением. Традиционным подходом при газодинамических расчетах КС являлось использование метода RANS/URANS в сочетании с фронтовыми моделями турбулентного горения или с химическими моделями с конечными скоростями реакций. Такие подходы могут быть экономически эффективными для вычисления основных и экологических характеристик КС ГТУ. Однако обоснованный выбор адекватных

нестационарных методов расчета турбулентного горения, позволяющих описывать различные виды неустойчивого горения в камере, в частности использование для этих целей редуцированных химических схем, остается не решенной до конца задачей. Использование метода крупных вихрей (LES) совместно с моделью горения на основе уравнений переноса функций распределения плотности вероятности скалярных параметров потока (PDF) или стохастических полей и уравнений химической кинетики с детальной или скелетной кинетическими схемами связано с многократным увеличением вычислительных затрат. Отметим, что для минимизации стоимости и сроков расчетных исследований при проектировании КС разработаны методы «средней стоимости», такие как моделирование отсоединенных (отделенных) вихрей (DES) [3] и моделирование аддитивного масштабирования (SAS) [4].

Особое место занимают методы расчета нестационарных турбулентных течений с горением смеси газов в различных КС (см., например, [5, 6]). При таких подходах в потоках в КС моделируется спектр колебаний давления газа и анализируется усиление колебаний на каждой из частот. При этом система сгорания модифицируется с учетом временной задержки с помощью геометрии системы или путем добавления поглощения звуковых колебаний. Такой подход основан на работах Крокко [7] и Маркштейна [8] и получил дальнейшее развитие в целом ряде исследований (см., например, [9–12]), в которых для моделирования взаимодействия между акустическими колебаниями и процессом горения в математическую модель горения вводится показатель взаимодействия  $n$  (степенной закон влияния давления на скорость сгорания), впервые примененный в [7].

В работе рассматривается метод численного моделирования и исследования процесса нестационарного турбулентного горения заранее подготовленной бедной смеси метан/воздух, который при относительно малых затратах времени расчета и вычислительных ресурсов может помочь в создании и доводке МЭКС ГТУ. Основное внимание при разработке метода было удалено особенностям модели турбулентного горения и метода выделения наиболее опасных мод колебаний.

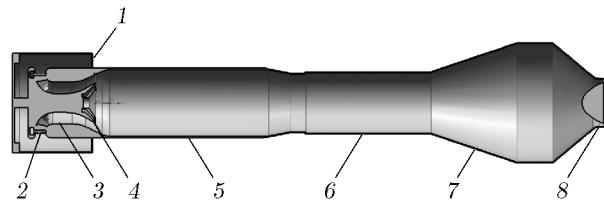


Рис. 1. Схема расчетной области МЭКС ЦИАМ:

1 — граница втекания воздуха в расчетную область, 2 — пилоны основного подвода топлива, 3 — канал смесителя, 4 — конический стабилизатор пламени, 5 — жаровая труба, 6 — мерный участок, 7 — переходный участок, 8 — «горячий дроссель»

## ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования выбрана полноразмерная МЭКС ЦИАМ с одной большой зоной рециркуляции [13, 14] (рис. 1). Она отличается от большинства КС газодинамической схемой течения и конструктивным обликом. Для формирования единственной зоны стабилизации пламени в ней используется конический стабилизатор пламени, а начальный участок жаровой трубы выполнен в виде безотрывного конического диффузора. Это позволяет существенно увеличить размеры зоны рециркуляции за стабилизатором пламени и значительно сместить границу бедного срыва пламени в область больших значений коэффициента избытка воздуха. На выходе из жаровой трубы к камере присоединен цилиндрический мерный участок, в котором происходит выравнивание потока и проводится отбор проб газа, а в конце мерного участка установлен модуль с регулируемым «горячим дросселем», обеспечивающим при помощи перемещения центрального тела изменение площади проходного сечения.

## ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Моделирование рабочего процесса в рассматриваемой МЭКС осуществлялось методами вычислительной гидродинамики (CFD) с использованием модели турбулентного горения с тепловыделением, зависящим от колебания давления. В нестационарном решении задачи моделируется процесс с возбуждением колебаний давления. В расчетном исследовании рассматривалось трехмерное нестационарное турбулентное течение сжимаемого газа с горением

смеси метан/воздух в отсеке камеры сгорания. Для численного интегрирования осредненной по Фавру определяющей системы уравнений Навье — Стокса (RANS) использовался подход SAS SST  $k-\omega$  [15], обеспечивающий LES-поведение крупных, явно разрешаемых вихрей и RANS-поведение у стенок и в других областях, где сеточное разрешение недостаточно для явного моделирования вихрей.

При моделировании турбулентного горения использовалось уравнение переноса для переменной степени завершенности горения  $C$ , модифицированное для учета влияния пульсаций давления на скорость горения:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{C})}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho}\tilde{C}u_i) - \nabla\left(\left(\frac{k}{c_p} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right)\nabla\tilde{C}\right) = \bar{W}. \quad (1)$$

Чертой сверху в этом уравнении обозначено осреднение по Рейнольдсу, тильдой — осреднение по Фавру,  $\rho$  — плотность,  $u_i$  —  $i$ -я компонента скорости,  $\bar{W}$  — скорость изменения параметра  $\tilde{C}$ , связанная с химическими реакциями,  $\mu_t$  — турбулентная вязкость,  $\sigma_t$  — турбулентное число Шмидта,  $k$  — теплопроводность,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $t$  — время.

Переменная степени завершенности горения  $C$  определялась как нормированная сумма массовых фракций компонентов смеси. Для моделирования самовозбуждения акустических колебаний газа в источниковый член уравнения для  $\tilde{C}$  был введен множитель, пропорциональный пульсациям давления в степени  $n$  [7] (нормированный показатель взаимодействия горения и акустики):

$$\bar{W} = \bar{\rho}_{unb}U_t|\text{grad } \tilde{C}| \left(\frac{p}{p_{av}}\right)^n, \quad (2)$$

где  $\bar{\rho}_{unb}$  — плотность свежей смеси,  $U_t$  — турбулентная скорость горения,  $p_{av}$  — среднее по времени давление,  $p$  — мгновенное значение давления.

Турбулентная скорость горения определялась с использованием аппроксимации из [16]:

$$U_t = \max \left[ U_n, GA \left( \frac{u'L_t}{a} \right)^{1/4} \left( \frac{u'}{U_n} \right)^{1/2} \right],$$

где  $U_n$  — нормальная скорость ламинарного горения, которая определялась решением

$U_n$ -задачи в пакете прикладных программ CHEMKIN для заданного состава смеси с использованием детальной кинетической схемы горения метана в воздухе GRI-Mech 3.0 [17],  $G$  — коэффициент продольного растяжения пламени,  $A$  — модельный коэффициент,  $u'$  — пульсационная компонента скорости,  $L_t$  — интегральный турбулентный масштаб длины,  $a$  — коэффициент температуропроводности. Зависимость  $U_n$  от состава, давления и температуры смеси была рассчитана заранее и использовалась в ходе CFD-решения в табличной форме.

## ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Границные условия на входе и выходе вычислительного объема должны учитывать акустическое взаимодействие с областями, не вошедшими в расчетную область [18, 19]. При исследовании склонности камеры сгорания к реализации режимов акустических колебаний на входе в расчетную область задавались граничные условия, учитывающие локальные параметры акустической волны. Они зависят от характера распространения звуковой волны из расчетной области навстречу потоку. При допущении свободного распространения волны по подводящему каналу без отражения мгновенный расход воздуха на границе расчетной области можно задать соотношением

$$G = G_{av} \left( 1 - \frac{1 - M_{av}}{\kappa M_{av}} \frac{p - p_{av}}{p_{av}} \right), \quad (3)$$

где  $G_{av}$  — заданный расход воздуха,  $M_{av}$  — среднее по времени число Маха в сечении входа,  $p_{av}$  — среднее по времени давление в сечении входа,  $p$  — мгновенное, среднее по сечению давление на входе,  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Дополнительно на границе входа задавались направляющие векторы потока, полная температура и параметры характеристик турбулентности в соответствии с выбранной моделью турбулентности.

На выходе камера сгорания должна оканчиваться участком, реализующим течение, подобное течению на входе в турбину ГТУ. Как правило, в ГТУ в сопловом аппарате турбины течение близко к критическому. В этом случае для упрощения моделирования совместной работы КС и турбины на выходе из расчетной области КС присоединяется имитатор соплового

аппарата — канал с большим загромождением на входе, длиной, достаточной для выравнивания течения перед выходом из этого канала (выхода из расчетной области). В сечении выхода из этого присоединенного канала задаются постоянное статическое давление и нулевые производные остальных параметров течения по нормали к границе расчетной области.

В используемой модели горения отсутствует механизм влияния отвода тепла в стенки жаровой трубы и КС на реализацию неустойчивых режимов. Ранее выполненные расчеты данной КС с подробным моделированием системы охлаждения показали, что действие конвективной системы охлаждения на течение в данной КС ограничено примерно зоной пограничного слоя. Поэтому, исходя из целей работы и выбранной расчетной области, на стенках использовались адиабатические граничные условия и пристенные функции.

При расчете отдельного (периодического) сектора камеры сгорания на боковых гранях ставилось граничное условие периодичности.

### МЕТОД РАСЧЕТА

Для расчетов используется периодический 60-градусный сектор КС. Выбор размера сектора накладывает ограничения на возможность возникновения тангенциальных мод колебаний, которые могли бы иметь место при моделировании полного объема камеры ( $360^\circ$ ). Однако для целей изложения методики такое ограничение расчетной области приемлемо, так как в выбранном секторе могут реализовываться продольные и радиальные моды колебаний.

Расчетная сетка — многоблочная-структурная, содержит  $\approx 2$  млн гексаэдрических элементов. При этом в окружном направлении шаг сетки постоянный, количество ячеек 60. По радиусу — 63 ячейки со сгущением к стенкам. В приосевой области использовался «декартов» сеточный блок.

Расчетное моделирование выполнено в пакете прикладных программ FLUENT [20]. Применялся решатель «pressure based» и матричный метод решения системы уравнений. Модель горения — «Premixed combustion — C Equation» с выражением для скорости турбулентного пламени «Turbulent flame speed model — Zimont». При этом использовалась возможность пакета FLUENT, позволяющая пользователю переопределять выражение для

источникового члена в уравнении для  $\tilde{C}$  с помощью пользовательской функции, написанной на языке СИ. На этапе инициализации для всех уравнений задавался первый порядок аппроксимации, затем выполнялся переход на нестационарный режим с минимальной схемной вязкостью, т. е. с максимальным порядком аппроксимации (третьим) и ограниченными центральными разностями для уравнения движения и с неявной схемой второго порядка по времени. Для задачи на самовозбуждение колебаний в зоне горения и во входном канале выбирался шаг по времени, обеспечивающий значение числа Куранта порядка единицы. При этом для обеспечения сходимости на два и более порядка величин на каждом временном слое задавалось не менее 15 подытераций решателя. Для ускорения получения начального решения методом установления допускалось значение числа Куранта порядка 10.

### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При расчете 60-градусного периодического сектора КС использовались следующие параметры смеси: давление  $p = 575$  кПа, температура  $T = 828$  К, коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 2.3$ . Статическое давление на выходе из расчетной области  $P_{ex} = 300$  кПа, для остальных параметров течения задаются нулевые производные по нормали к границе расчетной области.

На рис. 2 приведены результаты расчета установившегося режима турбулентного горения в рассматриваемой МЭКС (см. рис. 1).

На первом этапе расчета методом установления с использованием SST  $k-\omega$  модели тур-

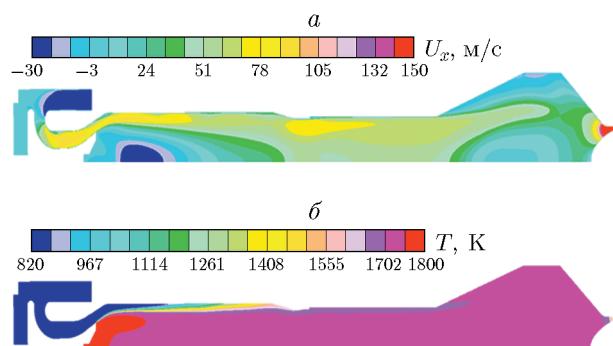


Рис. 2. Средние поля параметров потока:  
а — поле продольной компоненты скорости, б — поле температуры

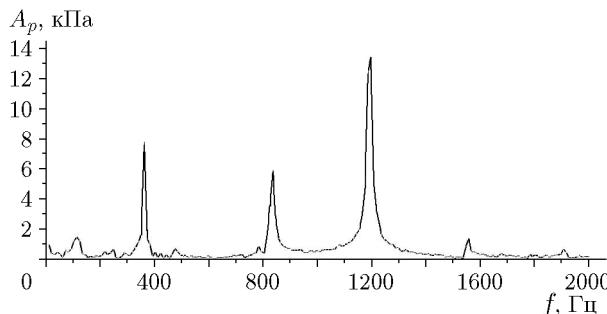


Рис. 3. Амплитудный спектр колебаний газа

булентности выполнялся расчет установившегося режима течения с горением. С помощью лопаточных завихрителей в смесителе создавалась небольшая закрутка потока. Конструкция камеры сгорания обеспечивала формирование единой большой зоны рециркуляции (рис. 2, а). Пламя примыкало к стенке в конце жаровой трубы (рис. 2, б), так как для расчета выбран напряженный режим с большой скоростью потока и с относительно низким коэффициентом полноты сгорания.

На втором этапе расчетов выполнен переход на нестационарный режим (методом SAS SST  $k-\omega$ ), для которого задан показатель взаимодействия  $n = 2$  в (2). При этом в ходе нестационарного решения самопроизвольно возникли колебания давления. После переходного режима получен квазистабилизированный режим с небольшими колебаниями давления. Затем показатель взаимодействия был увеличен до  $n = 4$  для получения четко выраженных колебаний давления с амплитудными значениями  $1 \div 3\%$ . В спектре автоколебаний давления газа при заданном на входе граничном условии (3) при показателе взаимодействия  $n = 4$  видны существенные по амплитуде  $A_p$  три моды колебаний с частотами  $f \approx 360, 820$  и  $1200$  Гц (рис. 3).

По мере выхода на установившийся режим колебаний газа соотношение между высотой пиков может меняться из-за небольшого изменения положения фронта пламени (оно зависит от интенсивности колебаний газа, так как при колебаниях усиливается процесс смешения).

На рис. 4 показано распределение среднеквадратичных значений колебаний давления газа  $A_{360}$  Гц. Из рис. 4 следует, что в смесительном канале амплитуда колебаний давления превышает амплитуду за стабилизатором пламени (ниже по потоку) — энергия акустических колебаний накачивается в канал смеше-

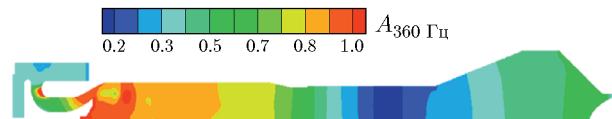


Рис. 4. Распределение относительного среднеквадратичного значения колебаний давления газа в продольном сечении камеры сгорания

ния. Полученное распределение среднеквадратичных значений амплитуды колебаний давления по объему КС позволяет определить положение пучностей и узлов колебаний — в КС возбудились колебания первой продольной моды с частотой 360 Гц. При этом газодинамические возмущения давления накладываются на эту картину течения вблизи границ расчетной области и внутри области на участках течения с большими поперечными градиентами средней скорости, но не сильно ее искажают. Колебания с частотой 350  $\div$  400 Гц реализовывались и в экспериментах, проведенных с данной камерой [21].

В полученном нестационарном расчете КС моделируется процесс турбулентного горения с возбуждением колебаний давления. При этом в первую очередь в потоке возбуждаются частоты колебаний, к которым камера наиболее склонна. На этом этапе исследования возможна расчетная отработка конструктивных мероприятий для подавления колебаний давления, однако это может быть затруднительно из-за возможной реализации режима с возбуждением нескольких частот.

## МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ВЫБРАННОЙ ЧАСТОТЫ

Спектральный анализ колебаний давления газа позволяет выбрать для дальнейшего анализа характерную частоту с максимальной амплитудой. Рассмотрим подход, позволяющий раздельно исследовать возбуждаемые частоты колебаний. Для этого определяются значения частот колебаний по осцилограммам, записанным в ходе расчета в нескольких характерных точках камеры. Далее с помощью одного из описанных ниже методов для каждой из выбранных частот колебаний рассчитывается поле и визуализируется пространственное распределение среднеквадратических значений колебаний давления. Дальнейший анализ позволяет определить форму моды колебаний для каждой частоты, а также численно оценить с

помощью предложенных критериев склонность камеры к реализации колебаний выделенной частоты.

В исследовании В. П. Ляшенко и В. И. Фурлетова (2001 г., неопубликованная работа) для колебаний выбранной частоты были созданы условия преимущественного развития. Для этой цели использовалось рекуррентное соотношение

$$\begin{aligned} p_{avN} &= p_{avN-1} \left( 1 - \frac{\delta t}{T_{fi}} \right) + p_N \frac{\delta t}{T_{fi}}, \\ p' &= p - p_{avN}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $N$  — номер шага по времени,  $\delta t$  — величина шага по времени,  $T_{fi}$  — ширина временного фильтра,  $p_N$  — мгновенное значение давления в текущий момент времени,  $p_{avN}$  и  $p_{avN-1}$  — уточняемые во времени значения среднего давления,  $p'$  — отклонение текущего давления от среднего. Это соотношение работает как фильтр высоких частот. Результат, приведенный на рис. 4, был получен с помощью формулы (4). При большой разности по частоте между спектральными пиками оно оказывается вполне эффективным, но, когда частота продольных мод колебаний оказывается близкой к частоте поперечных мод колебаний, возможность проанализировать отдельно каждую моду колебаний оказывается нереализуемой. Для этого требуется использовать более избирательные полосовые фильтры.

В данной работе для выделения колебаний выбранной частоты применялась модель резонансного фильтра [9], который описывается нестационарным уравнением для простого осциллятора с затуханием, на который действует «сила» — локальные колебания давления. Это уравнение имеет вид

$$\ddot{x} + k_d \dot{x} + \omega_0^2 x = p', \quad (5)$$

где второй член — линейное демпфирование, а третий — восстанавливающая сила. Здесь  $x(t)$  — функция времени, зависящая от амплитуды и частоты колебаний давления, коэффициента затухания и частоты собственных колебаний осциллятора. Получается, что источником членом  $p'$  является текущее локальное значение отклонения давления от его среднего по времени значения,  $\omega_0$  — выделяемая круговая частота колебаний,  $k_d$  — коэффициент линейного демпфирования. Приведенное уравнение описывает действие «силы» (локальных

колебаний давления газа) на колебательный контур. Решение определяется в ходе установления для каждой ячейки расчетного объема. В результате в ячейке устанавливаются колебания параметров  $x$ ,  $\dot{x}$  и  $\ddot{x}$ . Для простейшего случая гармонического одномодового силового воздействия вида  $p' = A \cos(\omega t)$  решением уравнения (5) будет  $x = \frac{A}{k_d \omega} \sin(\omega t)$ . При этом первая производная по времени  $\dot{x} = \frac{A}{k_d} \cos(\omega t)$  совпадает по фазе с силовым членом  $p'$ , а амплитуда колебаний первой производной оказывается в  $k_d$  раз меньше амплитуды вынуждающей силы. В ходе решения параметры осциллятора (частота, фаза и амплитуда  $\dot{x}k_d$ ) приближаются к параметрам интересующей моды колебаний в каждой ячейке расчетного объема. После получения установившегося решения выполняется сбор статистики для получения поля среднеквадратичного значения  $\dot{x}k_d$ , которое показывает амплитуду колебаний с выбранной частотой  $\omega_0$ .

Для качественного выделения необходимо соблюдение следующих условий:  $k_d/\omega_0 \ll 1$  и  $k_d/\omega_0 < d/2\pi$ , где  $d = \delta/f$  — логарифмический декремент затухания автоколебаний давления газа с частотой  $f$ ,  $\delta$  — коэффициент затухания. Первое неравенство отвечает за то, что уравнению колебаний соответствует резонансный контур (отсутствие апериодичности), второе неравенство позволяет контуру заметно возбуждаться, даже если частота автоколебаний газа несколько отличается от собственной частоты резонатора.

## РАБОТА РЕЗОНАНСНОГО ФИЛЬТРА

Проведено сравнение спектров силового источникового члена  $p'$  в уравнении колебаний (5) и установившихся колебаний  $\dot{x}$  в резонансном контуре для разных значений коэффициента линейного демпфирования и для двух выбранных частот 360 и 1 180 Гц, присутствующих в спектре колебаний газа.

Исходный сигнал колебаний давления газа  $p'$  (со спектром 1, рис. 5) получен в результате моделирования горения в полноразмерной МЭКС ЦИАМ с использованием вышеописанной модели с источником членом (2). На рис. 5, иллюстрирующем избирательность метода, показано выделение колебаний с интересующей частотой при соответствующем под-

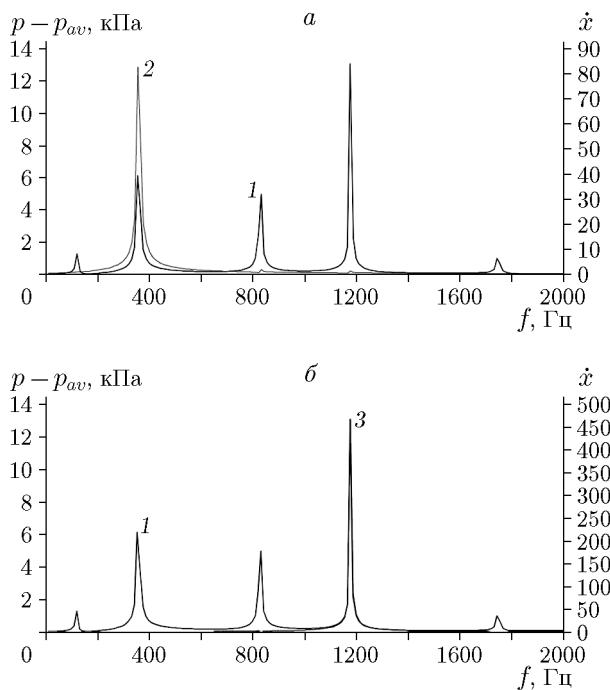


Рис. 5. Работа резонансного фильтра. Сравнение спектров:

*a* —  $\omega_0/(2\pi) = 360$  Гц,  $k_d = 70$ , *б* —  $\omega_0/(2\pi) = 1180$  Гц,  $k_d = 27$ , 1 — силовой источник колебаний ( $p' = p - p_{av}$ ), 2 и 3 — сигнал на выходе резонансного фильтра ( $\dot{x}$ )

боре коэффициентов  $k_d$ , что обеспечивает хорошее выделение как для высоких, так и для низких частот. При этом фаза колебаний  $\dot{x}$  в резонанском контуре совпадает с интересующим нас компонентом исходного сигнала.

На рис. 6 приведены результаты трехмерного CFD-моделирования с пространственным выделением колебаний по описанной методике — поля относительной амплитуды колебаний  $\dot{x}$  для двух выбранных частот (спектр колебаний давления в контрольной точке на оси камеры приведен на рис. 3).

Видно, что в ходе моделирования с широкополосным откликом источникового члена (2) два резонансных фильтра с частотой 360 и 1180 Гц, работающих одновременно в темпе расчета, хорошо выделяют и локализуют зоны колебаний с выбранными частотами.

В использованной расчетной постановке колебания давления газа воздействуют на скорость горения и тепловыделение через характеристики турбулентности потока, смешение метана с воздухом, колебания локального состава смеси и непосредственно с помощью множителя  $(p/p_{av})^n$  в (2). Показатель взаимодей-

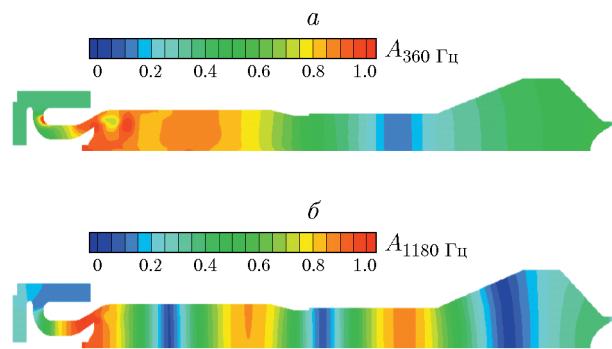


Рис. 6. Относительные амплитуды колебаний давления выделенных мод: первая продольная 360 Гц (*а*), третья продольная мода 1180 Гц (*б*)

ствия  $n$  подбирается в ходе получения решения с учетом целесообразности ограничения уставновившейся амплитуды колебаний на уровне  $1 \div 3 \%$ . В расчетах должно выполняться условие  $p'_{max}/p_{av} \gg kM$ , где  $k$  — показатель адиабаты при начальной температуре смеси,  $M$  — число Маха в смеси,  $p'_{max}$  — максимальное значение пульсаций давления. При  $p'_{max}/p_{av} > kM$  амплитуда колебаний газа в звуковой волне оказывается одного порядка со средней скоростью потока — это очень сильные, как правило, недопустимые на практике колебания.

В случае, когда возникает необходимость исследовать высокочастотные колебания и, например, оптимизировать для их подавления конструкцию реальных поглотителей, моделирование рассмотренным способом (с широкополосным откликом источникового члена) процесса горения с автоколебаниями может приводить к развитию превалирующей низкочастотной составляющей, которая может помешать возникновению высокочастотной моды или усложнить анализ высокочастотных колебаний. В этом случае можно, например, подавить низкочастотный режим автоколебаний большими реальными поглотителями. Отметим, что применительно к исследованной схеме МЭКС возможно подавить низкочастотные колебания и путем изменения основных геометрических параметров камеры (диаметра и длины жаровой трубы, диаметра конического стабилизатора) [14] или специальной настройкой граничных условий на входе и выходе из расчетного объема.

Однако в рамках настоящего исследования были рассмотрены другие подходы исследования высокочастотных мод. Один из них осно-

ван на возбуждении только представляющих интерес высокочастотных составляющих и отсутствии воздействия на остальные моды. Для реализации этого подхода развивается идея резонансного выделения, но уже с активным воздействием на скорость тепловыделения интересующей составляющей. Для этого в источниковом члене (2) уравнения (1) заменяется составляющая, чувствительная к давлению, выражение записывается в виде

$$\bar{W} = \bar{\rho}_{unb} U_t |\text{grad } \tilde{C}| \left( \frac{p_{av} + k_d \dot{x}}{p_{av}} \right)^n,$$

где  $\dot{x}$  — текущее значение первой производной параметра осциллятора с выбранной для анализа частотой (в текущей расчетной ячейке). В таком случае будут преимущественно возбуждаться колебания с частотой, близкой к заданной параметрами осциллятора. Однако и в этом случае механизмы, связанные с пульсациями концентрации топлива, могут приводить к возникновению низкочастотных колебаний с большой амплитудой, поэтому для такого анализа целесообразно обеспечивать однородный состав на входе в зону горения. Такой подход позволяет, например, расчетными методами отработать [22] эффективность реальных поглотителей, настроенных на выбранную частоту, значение которой получено или в результате спектрального анализа пульсаций давления при широкополосном возбуждении, или по результатам эксперимента.

Альтернативой вышеописанному методу с выборочным возбуждением заранее известной высокочастотной моды является подавление колебаний с заранее известными низкими частотами без прямого воздействия на остальные моды. Для этого аналогично вышеописанному способу вводятся осцилляторы, но с собственными частотами, соответствующими низким частотам колебаний. Далее в источниковом члене (2) из текущего значения давления  $p$  вычитается сумма значений первой производной  $\dot{x}_i$  от параметра осциллятора с соответствующими коэффициентами  $k_{di}$  для каждой подавляемой  $i$ -й низкочастотной составляющей:

$$\bar{W} = \bar{\rho}_{unb} U_t |\text{grad } \tilde{C}| \left( \frac{p - \sum k_{di} \dot{x}_i}{p_{av}} \right)^n. \quad (6)$$

Это позволяет не усиливать степенной зависимостью выбранные низкочастотные моды. Благодаря этому можно увеличить значение степени  $n$  влияния давления на источниковый член

для более заметного возбуждения и, соответственно, исследования высокочастотных колебаний.

### ОЦЕНКА СКЛОНОСТИ МЭКС К НЕУСТОЙЧИВОМУ ГОРЕНИЮ И ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДОВ ЕГО ПОДАВЛЕНИЯ

Источниковый член в уравнении переноса для переменной степени завершенности горения, записанный с множителем  $(p/p_{av})^n$ , и выбранные граничные условия для акустических колебаний газа допускают возбуждение большого числа мод колебаний.

Для оценки склонности конкретной моды колебаний к самовозбуждению требуется исследовать колебания давления небольшого уровня, которые незначительно влияют на средние параметры, характеризующие зону горения, и владеть методикой, позволяющей произвольно выделять колебания, соответствующие выбранному спектральному пику. При этом минимальное значение показателя взаимодействия  $n$  в выражении  $(p/p_{av})^n$ , начиная с которого в камере появляются колебания данной моды, должно оставаться чувствительным к изменению конструктивных и режимных параметров КС.

В качестве характеристики склонности камеры к возникновению режимов автоколебаний (относительно других исследованных этим методом конструкций) может использоваться значение показателя взаимодействия  $n$ , при котором получается контрольный уровень колебаний давления (как правило,  $1 \div 3\%$  пульсаций давления). Определение указанных характеристических значений  $n$  требует большого времени счета.

Более удобным критерием количественной оценки склонности камеры к неустойчивым режимам и эффективности мер подавления является логарифмический декремент затухания, который определяется по виду огибающей затухающего колебательного процесса. Для этого после получения в расчете установившегося процесса колебаний с выделенной частотой отключается обратная связь источника тепловыделения с пульсациями давления (выполняется обнулением показателя взаимодействия  $n$ ), после чего процесс переходит в затухающий. По темпу затухания колебаний определяется численное значение логарифмического декремента затухания. Чем медленнее будет происхо-

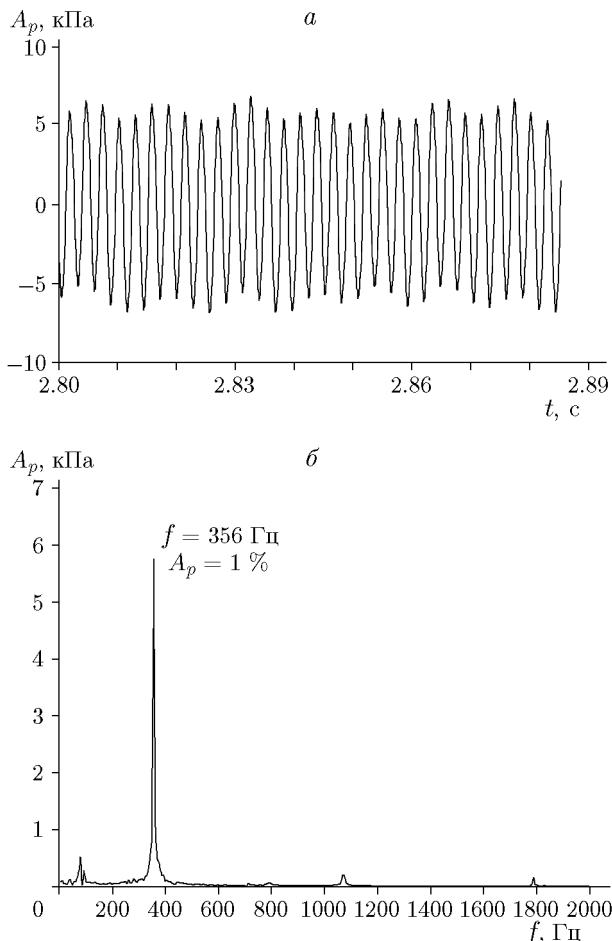


Рис. 7. Установившийся режим колебаний. Осциллограмма (а) и спектр (б) в точке на оси камеры на расстоянии от стабилизатора 100 мм

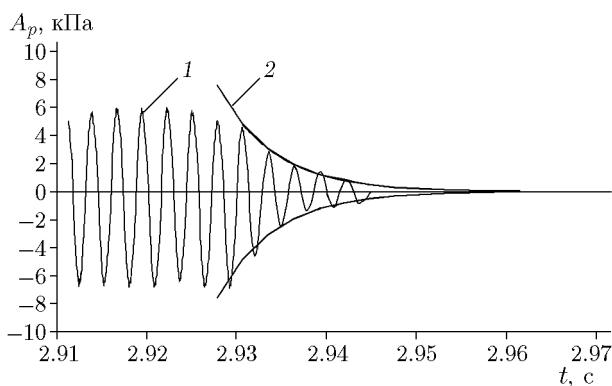


Рис. 8. Осциллограмма колебаний давления (1) с частотой \$f = 356 \text{ Гц}\$ до и после отключения обратной связи (отключение при \$t = 2.93 \text{ с}\$) и аппроксимация (2) \$A\_{\text{exp}}(-\delta t)\$ затухания амплитуды сигнала, по параметрам которой определяется значение логарифмического декремента затухания \$d = \delta/f = 161/356 = 0.45\$

дить затухание колебаний в их естественном масштабе времени (в единицах периода колебаний), тем выше считается склонность данных колебаний к самовозбуждению.

На рис. 7 приведены осциллограмма и спектр установившихся колебаний давления газа, полученный при трехмерном CFD-моделировании рассматриваемой МЭКС с относительно низким уровнем колебаний давления \$p'/p\_{av} \approx 1\%\$ и с частотой 356 Гц.

На рис. 8 показано затухание этих колебаний в промежутке непосредственно перед и после отключения обратной связи. Разрыв обратной связи осуществляется удалением множителя \$(p/p\_{av})^n\$ из выражения источникового члена (2) уравнения (1) для \$\tilde{C}\$ (или заданием \$n = 0\$).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан метод моделирования самовозбуждения автоколебаний газа в камерах сгорания ГТУ. Рассматривались трехмерное нестационарное турбулентное течение и горение бедной смеси метан — воздух в отсеке МЭКС. Для численного интегрирования системы уравнений применялся подход SAS с SST \$k-\omega\$ моделью турбулентности. Границные условия задавались с учетом связи с параметрами акустических колебаний. Скорости образования продуктов сгорания и тепловыделения зависят от колебаний давления газа. Склонность камеры сгорания к самовозбуждению колебаний газа характеризуется показателем взаимодействия \$n\$ и логарифмическим декрементом затухания \$d\$.

2. Выполнена апробация элементов методики расчета самовозбуждения колебаний газа на модели МЭКС ГТУ, ранее испытанной в ЦИАМ: 1) получено самовозбуждение колебаний первой продольной моды с частотой 360 Гц, наблюдаемой в эксперименте; 2) показана зависимость амплитуды колебаний давления газа в МЭКС от показателя взаимодействия; 3) продемонстрирована методика выделения из сложного спектра колебаний моды с интересующей частотой и её анализ — пространственное распределение среднеквадратичной амплитуды колебаний давления газа в объеме МЭКС, определение моды и декремента затухания.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет средств Центрального института авиационного моторостроения им. П. И. Баранова.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Скляров В. А., Фурлетов В. И. Частотные характеристики ламинарного пламени // ПМТФ. — 1974. — № 1. — С. 84–94.
2. Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling / T. C. Lieuwen, V. Yang (Eds). — AIAA Inc., 2005. — DOI: 10.2514/4.866807.
3. Travin A., Shur M., Strelets M., Spalart P. Detached-eddy simulations past a circular cylinder // Flow, Turbulence Combust. — 2000. — V. 63, N 1-4. — P. 293–313. — DOI: 10.1023/A:1009901401183.
4. Abou-Taouk A., Andersson N., Eriksson L.-E., Lörstad D. CFD analysis of a SGT-800 burner in a combustion rig // ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 13–17, 2016, Seoul, South Korea. — ASME Paper GT2016-572423. — DOI: 10.1115/GT2016-57423.
5. Lieuwen T. Modeling premixed combustion-acoustic wave interactions: A review // J. Propul. Power. — 2003. — V. 19, N 5. — P. 765–781. — DOI: 10.2514/2.6193.
6. Ducruix S., Schuller T., Durox D., Candel S. Combustion dynamics and instabilities: Elementary coupling and driving mechanisms // J. Propul. Power. — 2003. — V. 19, N 5. — P. 722–734. — DOI: 10.2514/2.6182.
7. Крокко Л., Чжен С.-И. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
8. Markstein G. H. Nonsteady Flame Propagation. — New York: Pergamon Press, 1964.
9. Кармалита В. А., Фурлетов В. И. Автогрессионный метод определения декремента и частоты собственных колебаний газа в камерах сгорания // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 6. — С. 33–40.
10. Noiray N., Bothien M., Schuermans B. Investigation of azimuthal staging concepts in annular gas turbines // Combust. Theory Model. — 2011. — V. 15, N 5. — P. 585–606. — DOI: 10.1080/13647830.2011.552636.
11. Bourgouin J.-F., Durox D., Moeck J. P., Schuller T., Candel S. Self-sustained instabilities in an annular combustor coupled by azimuthal and longitudinal acoustic modes // Proc. ASME Turbo Expo 2013. — 2013. — V. 1B. — ASME Paper GT2013-95010, V01BT04A007. — DOI: 10.1115/GT2013-95010.
12. Bauerheim M., Nicoud F., Poinsot T. Progress in analytical methods to predict and control azimuthal combustion instability modes in annular chambers // Phys. Fluids. — 2016. — V. 28, N 2. — 021303. — DOI: 10.1063/1.4940039.
13. Свердлов Е. Д., Дубовицкий А. Н., Лебедев А. Б. Разработка облика низкоэмиссионной камеры сгорания промышленной ГТУ на природном газе с уровнем эмиссии  $\text{NO}_x$  и CO менее 5 ppm // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 2. — С. 131–139. — DOI: 10.15372/FGV20220214. — EDN: QOBENF.
14. Дубовицкий А. Н., Лебедев А. Б., Свердлов Е. Д. Экспериментальное исследование низкочастотных режимов неустойчивого горения бедных метановоздушных смесей в малоэмиссионных камерах сгорания без закрутки течения // Горение и взрыв. — 2018. — Т. 11, № 3. — С. 51–59. — DOI: 10.30826/CE18110307. — EDN: YGKBCX.
15. Menter F., Egorov Yu. A scale-adaptive simulation model using two-equation models // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 10–13 Jan, 2005, Reno, Nevada, USA. — 2005. — AIAA Paper 2005-1095. — DOI: 10.2514/6.2005-1095.
16. Zimont V. L. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model // Exp. Therm. Fluid Sci. — 2000. — V. 21, N 1-3. — P. 179–186. — DOI: 0.1016/S0894-1777(99)00069-2.
17. Frenklach M., Wang H., Goldenberg M. et al. GRI-Mech — an optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion. — Techn. Rep. GRI-95/0058. — 1995. — [https://me.berkeley.edu/gri\\_mech/](https://me.berkeley.edu/gri_mech/).
18. Poinsot T., Veynante D. Theoretical and Numerical Combustion. — 2nd ed. — R. T. Edwards, Inc., 2005.
19. Poinsot T. Prediction and control of combustion instabilities in real engines // Proc. Combust. Inst. — 2017. — V. 36, N 1. — P. 1–28. — DOI: 10.1016/j.proci.2016.05.007.
20. ANSYS Fluent Theory Guide. Release 14.5, ANSYS Inc., 2012. <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>
21. Dubovitsky A. N. Analysis of combustion instabilities mechanisms in low-emission combustors designed for industrial gas turbines operating on natural gas // Nonequilibrium Processes in Physics and Chemistry / A. M. Starik, S. M.

- Frolov (Eds). — V. 2. Combustion and Detonation. — M.: Torus Press, 2016. — P. 206–215. — <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=27567413>.
22. Дубовицкий А. Н., Свердлов Е. Д., Пьянков К. С., Валиев Х. Ф., Чепрасов С. А. Применение акустических поглотителей для подавления неустойчивого горения

в малоэмиссионных камерах сгорания промышленных ГТУ // Процессы горения, теплообмена и экологии тепловых двигателей: сб. тез. XI Всерос. науч.-техн. конф. с междунар. участием. — 2019. — С. 38–40.

*Поступила в редакцию 29.11.2022.*

*После доработки 16.03.2023.*

*Принята к публикации 05.04.2023.*

---