

УДК 621.452.022

В.Е. КОСТЮК¹, И.Ф. КРАВЧЕНКО²

¹*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина*

²*ГП ЗМКБ «Прогресс» им. академика А.Г. Ивченко, Украина*

АНАЛИЗ СОВРЕМЕННЫХ ПОДХОДОВ К ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ПУСКОВЫХ И СРЫВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕР СГОРАНИЯ ГТД. II. МОДЕЛИРОВАНИЕ НА МИКРОУРОВНЕ

Рассмотрена проблема прогнозирования пусковых и срывных характеристик при разработке и модификации камер сгорания ГТД. В результате анализа опубликованных работ определена область применения методов математического моделирования явлений воспламенения и погасания пламени на микроуровне. Предложено использовать методы вычислительной аэрогидродинамики на этапах детального проектирования и доводки камер сгорания.

камера сгорания ГТД, пусковая и срывная характеристики, явления воспламенения и погасания пламени, моделирование на микроуровне, методы вычислительной аэрогидродинамики, модели горения

Надежное воспламенение и устойчивое горение топливовоздушной смеси (ТВС) – важнейшие функциональные требования к камере сгорания (КС) газотурбинного двигателя (ГТД).

В работе [1] показано, что тенденции развития авиадвигателестроения и перспективы применения в авиации топлив ухудшенного качества обостряют проблему обеспечения высоких пусковых и срывных характеристик КС ГТД. Сложность физических явлений, происходящих при запуске и погасании КС, затрудняет их математическое моделирование. В связи с этим до последнего времени прогнозирование пусковых и срывных характеристик КС ГТД осуществлялось, как правило, на основе обобщения экспериментальных данных с помощью эмпирических и теоретических моделей, отражающих критические свойства явлений воспламенения и погасания пламени на макроуровне. Такой подход приемлем на этапе предварительного проектирования КС традиционных конструктивных схем. Однако, точность и универсальность макромоделей недостаточны для прогнозирования характеристик КС, в которых реализованы принципиально новые конструктивные решения, продиктованные необходимостью удовлетворения возрастающих экологических требований

к ГТД.

Очевидно, повышение надежности прогнозирования требует перехода к моделированию характеристик КС на микроуровне, то есть к описанию физических процессов, протекающих в непрерывном пространстве и времени.

Математической моделью технического объекта на микроуровне может быть система дифференциальных уравнений в частных производных, описывающая процессы в сплошной среде с заданными краевыми условиями [2]. Для КС ГТД – это система уравнений сохранения массы, количества движения, энергии и концентрации химических компонентов двухфазной многокомпонентной реагирующей смеси, состоящей из воздуха, капель распыленного топлива, его паров и образующихся в ходе химической реакции продуктов сгорания.

Течение в КС ГТД в общем случае относится к классу внутренних турбулентных течений вязких многокомпонентных химически реагирующих двухфазных сред. Для анализа таких течений требуется решение полной системы уравнений Навье-Стокса. Несмотря на ряд теоретических и вычислительных трудностей, к настоящему времени достигнут значи-

тельный прогресс в области численного интегрирования таких уравнений.

В последние десятилетия разработаны прикладные методики и специализированные программы расчета течения, смесеобразования и горения в КС ГТД (например, ChemFlow, ALLSPD, CODAS, CONCERT, ANSWER/ACC, NCC и др.). Наряду со специализированными пакетами создаются и совершенствуются универсальные программные комплексы, способные решать задачи аэрогидродинамики как для произвольной геометрии объектов, так и с возможностью выбора математической модели течения (например, Fluent, CFX, Star-CD, Phoenix и др.) [3 – 8].

Численные методы аэрогидродинамики (конечных разностей, конечных элементов, конечных объемов) предполагают высокую степень дискретизации исследуемой области и решение задачи в двух- и трехмерной постановке. Вследствие этого становится возможным моделировать процессы в достаточно малой локальной зоне рабочего объема. Методы позволяют наиболее полно решить задачу моделирования КС, в том числе вычислить значения газодинамических и физико-химических параметров среды практически в каждой точке проточной части с учетом турбулентного характера течения, двухфазности потока и наличия химических реакций [9].

Задача, решаемая в данной работе – анализ современных возможностей описания процессов воспламенения и погасания пламени на микроуровне методами вычислительной аэрогидродинамики с целью прогнозирования пусковых и срывных характеристик КС ГТД.

Одна из первых попыток применения методов вычислительной аэрогидродинамики для решения задачи прогнозирования пусковых характеристик КС ГТД была предпринята В.Е. Костюком и др. [10–12]. Предложенный автором подход состоял в расщеплении сложной физической системы – запускаемой КС, – на ряд физических подсистем, описываемых разнородными моделями, и их последующем

синтезе на основе введения дополнительных гипотез. Одной из таких гипотез послужило представление о стадийном развитии процесса запуска. Первая стадия – образование начального очага горения, размеры и температура которого достаточны для его последующего распространения. Вторая стадия – распространение этого очага по первичной зоне КС, в ходе которого он либо выносится прямым током за ее пределы, либо, будучи вовлечен в циркуляционное течение, создает необходимую предпосылку для успешной стабилизации пламени. Другой дополнительной гипотезой было допущение о том, что в силу своей малости (что наиболее справедливо при поджигании искрой), начальный очаг горения не оказывает влияния на общую картину течения внутри жаровой трубы.

Возможность (или невозможность) запуска КС устанавливалась сопоставлением энергии искрового разряда E с минимальной энергией воспламенения E_{\min} ТВС в районе свечи зажигания с последующим анализом аэродинамической обстановки на пути перемещения начального очага горения. Величина E_{\min} рассчитывалась как функция локальных параметров двухфазной ТВС в районе источника зажигания с использованием макромодели, предложенной Баллалом и Лефевром [13].

Необходимые данные о полях скоростей, концентраций жидкого и испаренного топлива, параметрах турбулентности и дисперсном составе ТВС определялись путем численного расчета параметров газочапельного потока в первичной зоне КС. Газовая фаза моделировалась системой двухмерных уравнений Навье-Стокса, замыкаемых $k - \epsilon$ моделью турбулентности и дополненных уравнением сохранения концентрации пара топлива. Для описания жидкой фазы использовалась траекторная модель, предусматривавшая разбиение всего множества капель на «представительные» группы и интегрирование по времени системы уравнений движения, тепло- и массообмена капель каждой группы. Из всех видов межфазного взаимодействия учитывался только об-

мен массой.

С помощью предложенной методики было проведено численное исследование процесса запуска КС ТРДД ПС-90А, в результате которого была рассчитана граница высотного запуска, установлены зоны наимыгоднейшего размещения свечи зажигания, выявлено влияние конструктивных и эксплуатационных факторов на пусковые свойства КС [12].

Позднее подобный подход использовали Рицк и Монжа [14] для прогнозирования пусковых и срывных характеристик КС двигателя Т56-А-15. Авторами [14] была проведена оценка величин отношения топливо/воздух LBO на границе «бедного» срыва пламени, при высотном и наземном запуске КС с использованием результатов численного расчета течения и горения.

Численный расчет предусматривал решение трехмерных уравнений Навье-Стокса, замыкаемых $k-\epsilon$ моделью турбулентности. Полагалось, что горение происходит в газовой фазе после испарения топлива. Кинетика горения задавалась с помощью двухступенчатой химической реакции, скорость которой описывается законом Аррениуса и моделью «разрушения вихря». Для более полного использования выходных данных трехмерного расчета объем жаровой трубы дополнительно разделялся на большое число элементов объема. В каждом элементе объема оценивались требуемые параметры поля течения, которые затем использовались в качестве входных данных при корреляции с помощью эмпирических зависимостей.

При оценке LBO использовался итерационный метод в сочетании с данными трехмерного расчета поля течения в КС. Метод основан на сравнении величины отношения топливо/воздух на выбранном режиме работы КС и величины LBO, вычисляемой по формуле

$$LBO = \frac{98000}{H_u} P_{3d} \frac{F_{t_r}}{P_3^{1,3} e^{T/300}} \left[\frac{m_{ev} m_B}{T m_A m_F} \right]_{ijk}, \quad (1)$$

где H_u – низшая теплота сгорания топлива;

P_{3d} – давление на входе в КС на расчетном режиме;

F – доля расхода воздуха, определенная по средней величине отношения топливо/воздух в первичной зоне КС;

t_r – отношение времени испарения капель топлива в условиях «бедного» срыва к времени испарения на расчетном режиме работы КС;

P_3 – давление в КС;

T – температура газа;

m_{ev} и m_B – массовые доли топлива, испаряющегося и сгорающего в элементе объема;

m_A и m_F – массовые расходы воздуха и топлива.

Значения выражения, заключенного в квадратные скобки, определялись в результате численного расчета и суммировались по всем элементам объема.

Были получены следующие отличия расчетных значений отношения топливо/воздух от экспериментальных. При работе на топливе JP-4: для «бедного срыва» +0,0004 (+19%); для высотного запуска +0,0044 (+49%); для наземного запуска +0,0037 (+39%). При работе на топливе высокой плотности HDF-3: для «бедного срыва» -0,0013 (-28%); для высотного запуска +0,0018 (+32%); для наземного запуска +0,0023 (+15%).

Выражая уверенность в перспективности описанного выше подхода к расчету характеристик КС (названного им «гибридным»), Монжа [15] называет величину $\pm 0,001$ в качестве целевой точности предсказания величины LBO, надеясь на дальнейший прогресс вычислительной аэрогидродинамики и разработку более совершенных математических моделей локальных явлений, происходящих при воспламенении и срыве пламени.

Кьюнтилла и др. [16], разрабатывая численную модель запуска КС в рамках «гибридного» подхода, сосредоточили основные усилия на более детальном описании процесса искрового воспламенения.

Концепция авторов [16] состоит в первоначальном трехмерном расчете двухфазного потока для

получения полей необходимых параметров внутри КС, авторотирующего перед запуском двигателя. После этого в различных точках потока производится нульмерный расчет по разработанной авторами нестационарной модели воспламенения кластера капле топлива с целью определения, происходит воспламенение или нет. Кластерная модель использует неявный метод решения уравнения неразрывности, уравнений сохранения концентраций химических компонентов и энергии. Формулировка этих уравнений учитывает различные физические явления, такие как подвод энергии, нагрев и испарение капель, химическую кинетику и турбулентный перенос из кластера в окружающую среду.

Методика расчета, в которой кластерная модель объединена с численным решением трехмерных уравнений Навье-Стокса, использована для исследования оптимального положения свечи зажигания в реальной КС. Трехмерный расчет двухфазного потока перед подводом энергии свечой зажигания, предусматривал решение осредненных уравнений Навье-Стокса, замыкаемых $k-\epsilon$ моделью турбулентности. Жидкая фаза описывалась лагранжевым стохастическим распределением капель топлива. Данными, получаемыми в результате расчета (и которые затем используются для моделирования воспламенения), были параметры турбулентности и численная плотность распределения капель. Было исследовано три случая, соответствующих различным значениям заглупления свечи зажигания внутрь КС. Анализ зависимости температуры в кластере от времени для трех положений свечи зажигания позволил объяснить наблюдаемые на практике закономерности.

Направления дальнейших исследований авторы [16] видят во включении в численную модель таких явлений, как детальная химическая кинетика; влияние пространственной неравномерности на развитие ядра воспламенения; влияние стенок на химические реакции; точное описание закона подвода энергии по времени; химическое действие искры, обуслов-

ленное образующимися во время разряда радикалами; влияние групповых эффектов на испарение и горение капель; эволюция ядра воспламенения после того, как оно покидает свечу зажигания.

Последние достижения в области вычислительной аэрогидродинамики турбулентных реагирующих течений открывают возможность прямого моделирования процессов воспламенения и погасания пламени в КС ГТД на микроуровне, не прибегая к декомпозиции КС на отдельные физические подсистемы.

На сегодняшний день получили развитие три подхода к моделированию практически важных турбулентных реагирующих течений на основе численного интегрирования уравнений Навье-Стокса:

- 1) обобщенная модель конечной скорости химических реакций;
- 2) специализированные модели горения непеременных, предварительно перемешанных и частично перемешанных реагентов;
- 3) модель переноса функции плотности распределения вероятности (ФПВ) химического состава.

Обобщенная модель конечной скорости химических реакций предусматривает решение уравнений переноса для массовых долей химических компонентов с заданным механизмом химических реакций. Скорости реакций, которые появляются в виде источников членов в уравнениях переноса химических компонентов, могут быть рассчитаны по модели распада вихря Магнуссена и Хьертагера [17], по этой же модели в комбинации с выражениями Аррениуса (последние выполняют роль «кинетического выключателя», исключая горение в зонах со слишком низкой температурой), либо по модели, основанной на концепции распада вихря (EDC) [18].

Модель горения EDC предполагает, что реакция происходит в мелкомасштабных турбулентных структурах, объемная доля которых равна

$$\zeta_{\xi}^* = C_{\xi} \left(\frac{v\epsilon}{k^2} \right)^{3/4}, \quad (2)$$

где C_{ξ} – константа; v – кинематическая вяз-

кость; ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности; k – кинетическая энергия турбулентности.

Химические компоненты реагируют в мелко-масштабных структурах в течение времени

$$\tau^* = C_\tau \left(\frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где C_τ – константа.

Полагается, что горение в мелкомасштабных структурах происходит как в реакторе постоянного давления с начальными условиями, взятыми по текущим массовым долям химических компонентов, и температуре в расчетной ячейке. Кинетические уравнения с аррениусовскими скоростями реакций численно интегрируются на отрезке времени τ^* .

Источниковый член в уравнениях сохранения осредненных массовых долей химических компонентов моделируется как

$$R_i = \frac{\rho(\xi^*)^2}{\tau^* [1 - (\xi^*)^3]} (Y_i^* - Y_i), \quad (4)$$

где Y_i^* и Y_i – массовые доли химических компонентов в мелкомасштабных структурах после и до реагирования в течение времени τ^* .

Модель EDC позволяет включать в расчет турбулентных реагирующих течений детальные химические механизмы. Однако, типичные механизмы, как правило, жесткие, и их численное интегрирование требует больших вычислительных затрат.

В модели горения предварительно перемешанных реагентов вместо уравнений переноса индивидуальных химических компонентов решаются уравнения переноса для консервативного скаляра (коэффициента смеси f), а концентрации индивидуальных химических компонентов рассчитываются по предсказанному распределению коэффициента смеси. Влияние турбулентности учитывается с помощью ФПВ предполагаемой формы. Химическая кинетика может либо не учитываться (при этом реагирующая система описывается с использованием модели бес-

конечно тонкого фронта пламени («смешал – сжег») и расчетов химического равновесия), либо может быть учтена с помощью модели тонкого ламинарного пламени [19].

Концепция тонкого ламинарного пламени рассматривает турбулентное пламя как ансамбль тонких, ламинарных, локально одномерных пламенных структур, «встроенных» в турбулентное поле течения. Для их моделирования используется ламинарное диффузионное пламя встречных потоков реагентов. По мере увеличения скорости истечения пламя растягивается, все более отклоняясь от химического равновесия до тех пор, пока, в конечном итоге, не погаснет.

Характерную скорость растяжения для тонкого ламинарного диффузионного пламени встречных потоков можно определить как

$$a_s = \frac{v}{2d}, \quad (5)$$

где v – скорость истечения реагентов;

d – расстояние между срезами сопел.

Для оценки отклонения от равновесия вместо скорости растяжения используют скалярную диссипацию, определяемую как

$$\chi = 2D|\nabla f|^2, \quad (6)$$

где D – представительный коэффициент диффузии.

Скорость растяжения тонкого ламинарного пламени a_s можно связать со скалярной диссипацией в стехиометрической точке выражением:

$$\chi_{ст} = \frac{a_s \exp(-2[\operatorname{erfc}^{-1}(2f_{ст})]^2)}{\pi}, \quad (7)$$

где $\chi_{ст}$ – скалярная диссипация при $f = f_{ст}$;

$f_{ст}$ – стехиометрический коэффициент смеси;

erfc^{-1} – обратная функция дополнительной погрешности.

Физически, по мере того, как пламя растягивается, ширина зоны реакции уменьшается, а градиент f в стехиометрической точке $f = f_{ст}$ увеличивается. Мгновенная стехиометрическая скалярная диссипация $\chi_{ст}$ используется в качестве параметра не-

равновесности. В пределе $\chi_{ст} \rightarrow 0$ химия стремится к равновесию, а по мере того, как $\chi_{ст}$ увеличивается вследствие аэродинамического растяжения, неравновесность возрастает. Когда $\chi_{ст}$ достигает критической величины, происходит локальное погасание тонкого ламинарного пламени.

Осредненные значения температуры и массовых долей химических компонентов в турбулентном пламени можно определить из ФПВ для f и $\chi_{ст}$ как

$$\bar{\phi} = \iint \phi(f, \chi_{ст}) p(f, \chi_{ст}) df d\chi_{ст}, \quad (8)$$

где ϕ – представительный скаляр, такой как температура, массовая доля химических компонентов или плотность.

Полагая f и $\chi_{ст}$ статистически независимыми, совместную ФПВ $p(f, \chi_{ст})$ можно упростить как $p_f(f)p_{\chi_{ст}}(\chi_{ст})$. Для p_f полагается β -форма ФПВ, а чтобы определить p_f , решаются уравнения переноса для \bar{f} и $\overline{f'^2}$. Для $p_{\chi_{ст}}$ полагается двойная дельта-функция ФПВ, определяемая ее первыми двумя моментами. Первый момент, – осредненная скалярная диссипация $\overline{\chi_{ст}}$, – моделируется как

$$\overline{\chi_{ст}} = \frac{C_{\chi} \varepsilon \bar{f}'^2}{k}, \quad (9)$$

где C_{χ} – константа.

Дисперсия скалярной диссипации обычно полагается постоянной.

Уравнения тонкого ламинарного диффузионного пламени встречных потоков могут быть отображены из физического пространства (x в качестве независимой переменной) в пространство коэффициента смеси (f в качестве независимой переменной). В итоге решается система из N уравнений для массовых долей химических компонентов Y_i

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho \chi \frac{1}{Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial f^2} + S_i - \frac{1}{2} \frac{\partial Y_i}{\partial f} \times$$

$$\times \left[\rho \chi \frac{1}{Le_i^2} \frac{\partial Le_i}{\partial f} \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial Y_i}{\partial f} \times \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{Le_i} \right) \left(\frac{\partial \rho \chi}{\partial f} + \rho \chi \frac{c_p}{k} \frac{\partial (k/c_p)}{\partial f} \right) \right] \quad (10)$$

и уравнения для температуры T

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 T}{\partial f^2} - \frac{1}{c_p} \sum_i H_i^* S_i + \frac{1}{2c_p} \rho \chi \left[\frac{\partial c_p}{\partial f} + \sum_i \frac{1}{Le_i} c_{p,i} \frac{\partial Y_i}{\partial f} \right] \frac{\partial T}{\partial f}, \quad (11)$$

где k , c_p – теплопроводность и удельная теплоемкость смеси;

Le_i , $c_{p,i}$, S_i , H_i^* – число Льюиса, удельная теплоемкость, скорость образования и удельная энтальпия i -го химического компонента, соответственно.

Скалярная диссипация χ вдоль тонкого ламинарного пламени моделируется выражением

$$\chi(f) = \frac{a_s}{4\pi} \frac{3(\sqrt{\rho_{\infty}/\rho} + 1)^2}{2\sqrt{\rho_{\infty}/\rho} + 1} \times \exp\{-2[\text{erfc}^{-1}(2f)]^2\}. \quad (12)$$

Преимущество подхода в том, что при моделировании турбулентного пламени можно реалистично учесть проявления химической кинетики. Химические расчеты могут быть оформлены как препроцесс и табулированы, что экономит вычислительные ресурсы. Тем не менее, модель тонкого ламинарного пламени ограничена пламенем с относительно быстрой химией, поскольку предполагается, что пламя мгновенно реагирует на аэродинамическое растяжение турбулентностью.

В модели горения предварительно перемешанных реагентов, основанной на работах Зимонта и др. [20, 21], предполагается, что реагенты и продукты сгорания разделены фронтом пламени. Для предсказания положения этого фронта решаются уравнения сохранения для переменной прогресса реакции s :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c) + \nabla(\rho \bar{v} c) - \nabla \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \nabla c \right) + \rho S_c G, \quad (13)$$

где Sc_t – турбулентное число Шмидта;

S_c – источниковый член прогресса реакции (c^{-1});

G – коэффициент растяжения пламени.

Переменная прогресса определяется как

$$c = \frac{\sum_i Y_i}{\sum_i Y_{i,ad}}, \quad (14)$$

где $Y_{i,ad}$ и Y_i – массовые доли i -х химических компонентов после и до полного адиабатического сгорания.

Осредненная скорость реакции в уравнении (13) моделируется как

$$\rho S_c = \rho_u U_t |\nabla c|, \quad (15)$$

где ρ_u – плотность несгоревшей смеси;

U_t – турбулентная скорость пламени, вычисляемая с помощью моделей для складчатого и утолщенного фронтов пламени.

Коэффициент растяжения G представляет собой вероятность того, что растяжение не погасит пламя. Он получается интегрированием логарифмически нормального распределения скорости диссипации турбулентности ε :

$$G = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left\{ - \sqrt{\frac{1}{2\sigma} \left[\ln \left(\frac{\varepsilon_{cr}}{\varepsilon} \right) + \frac{\sigma}{2} \right]} \right\}, \quad (16)$$

где $\varepsilon_{cr} = 15 v g_{cr}$ – скорость диссипации турбулентности при критической скорости растяжения g_{cr} ;

σ – стандартное отклонение распределения ε :

$$\sigma = \mu_s \ln \left(\frac{L}{\eta} \right), \quad (17)$$

где μ_s – коэффициент растяжения для пульсации диссипации; L – интегральный масштаб длины турбулентного смешения; η – колмогоровский микромасштаб.

Модель горения частично перемешанных реагентов используется для турбулентных реагирующих течений, в которых имеет место комбинация перемешанного и неперемешанного горения. Уравнения

коэффициента смеси и переменной прогресса решаются для определения концентрации химических компонентов и положения фронта пламени, соответственно. Переменная прогресса реакции перемешанной смеси c определяет положение фронта пламени. За фронтом пламени ($c = 1$), где смесь является сгоревшей, используется решение для коэффициента смеси в приближении химического равновесия или тонкого ламинарного пламени. Перед фронтом пламени ($c = 0$) массовые доли химических компонентов, температура и плотность рассчитываются по коэффициенту смеси перемешанной, но несгоревшей смеси. Внутри пламени ($0 < c < 1$) используется линейная комбинация сгоревшей и несгоревшей смесей.

На рис. 1 представлены результаты выполненных авторами данной статьи численных расчетов горелочного устройства с помощью двух моделей горения: модели распада вихря и модели тонкого ламинарного пламени частично перемешанной смеси.

Из рис. 1 видно, что модель тонкого ламинарного пламени частично перемешанной смеси более реалистично описывает факел пламени при умеренной скорости обтекания стабилизатора воздухом и успешно прогнозирует срыв пламени при высокой скорости обтекания стабилизатора воздухом, в то время как модель распада вихря приводит к нефизичным результатам.

Модель переноса ФПВ химического состава является альтернативой осреднению по Рейнольдсу уравнений сохранения химических компонентов и энергии. Вместо этого используются уравнения переноса для их одноточечной совместной ФПВ. Такая ФПВ пропорциональна доле времени, которое поток проводит в каждом из своих состояний, характеризуемых массовой долей химических компонентов, температурой и давлением. Она имеет $(N + 2)$ измерения в пространстве из N химических компонентов, температуры и давления. По ФПВ можно вычислить любой термодинамический момент (например, осредненную или среднеквадратическую температуру, осредненную скорость реакции). Уравнение переноса ФПВ химического состава выводится из уравнений

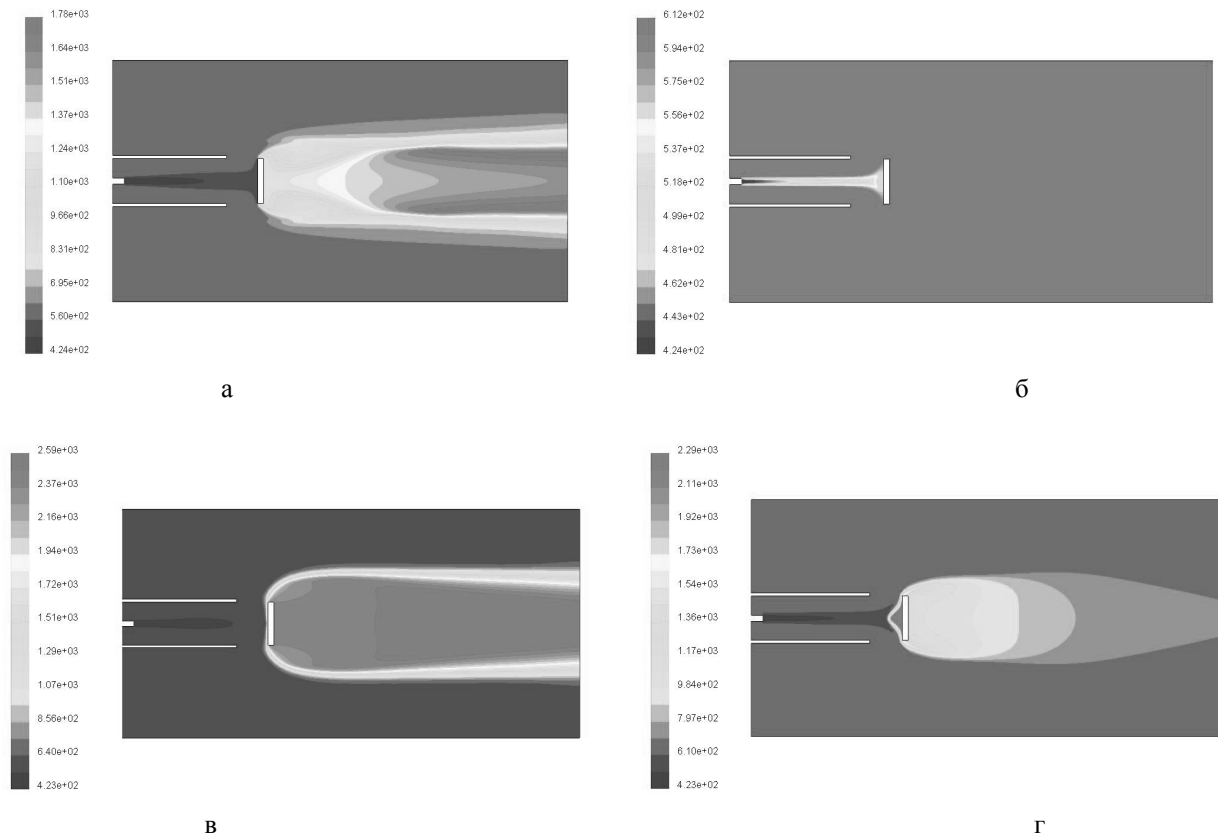


Рис. 1. Результаты численного моделирования срыва пламени в горелочном устройстве:
 а – модель тонкого ламинарного пламени частично перемешанной смеси; скорость воздуха 20 м/с;
 б – то же; скорость воздуха 200 м/с;
 в – модель разрушения вихря; скорость воздуха 20 м/с;
 г – то же; скорость воздуха 200 м/с

Навье-Стокса как [22]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho P) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i P) + \frac{\partial}{\partial \psi_k}(\rho S_k P) = \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho \langle u_i'' | \psi \rangle P \right] + \frac{\partial}{\partial \psi_k} \left[\rho \left\langle \frac{1}{\rho} \frac{\partial J_{i,k}}{\partial x_i} \middle| \psi \right\rangle P \right], \quad (18) \end{aligned}$$

где P – совместная по Фавру PDF химического состава; ρ – осредненная плотность континуума; u_i – осредненный по Фавру вектор скорости континуума; u_i'' – вектор флуктуации скорости континуума; S_k – скорость реакции для химического компонента k ; ψ – вектор пространства химического состава; $J_{i,k}$ – вектор потока молекулярной диффузии.

Обозначение $\langle \dots \rangle$ означает математическое ожидание, а $\langle A|B \rangle$ – условную вероятность события A при совершении события B .

В приведенном ниже уравнении (19) члены в левой части замкнуты, тогда как в правой – нет, и требуют моделирования. Первый член в левой части описывает нестационарную скорость изменения ПДФ, второй член – конвекцию осредненным полем скорости, третий – скорость химической реакции. Принципиальная сила данного подхода состоит в том, что сильно нелинейный реакционный член полностью замкнут и не требует никакого моделирования. Два члена в правой части представляют конвекцию скаляра турбулентностью (турбулентный поток скаляра) и молекулярную диффузию (смешение), соответственно. Член турбулентного потока скаляра не замкнут и моделируется с помощью подхода градиентной диффузии

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho \langle u_i'' | \psi \rangle P \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\rho Sc_t} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right). \quad (19)$$

Для моделирования переноса ФПВ химического состава требуется модель турбулентности, которая определяет μ_t .

Поскольку описаны одноточечные ФПВ, то требуется информация о соседних точках, а все градиентные члены, такие как молекулярное смешение, являются незамкнутыми и должны быть смоделированы. Модель смешения является критической, поскольку горение происходит в наименьших молекулярных масштабах, где диффундируют реагенты и теплота. В ФПВ-методах моделирование смешения является искусственной процедурой, что делает ее наиболее слабым звеном в подходе переноса ФПВ.

Решение уравнения переноса ФПВ (1) производится методом Монте-Карло, который идеально подходит для уравнений с большим числом измерений. Для этого вводится его аналогия со стохастическим дифференциальным уравнением, имеющим идентичное решение. Алгоритм Монте-Карло включает воображаемые частицы, которые перемещаются случайным образом сквозь физическое пространство вследствие конвекции частиц, а также сквозь пространство химического состава вследствие молекулярного смешения и химической реакции. Частицы обладают массой, и в среднем сумма масс частиц в ячейке равна массе ячейки (плотности ячейки, умноженной на ее объем). Процессы конвекции, диффузии и химической реакции моделируются методом мелких шагов.

Модель переноса ФПВ химического состава наиболее полно описывает реалистичную неравновесную химию в турбулентных пламенах. Недостатком метода является то, что он требует больших вычислительных ресурсов и вносит статистическую ошибку, которую необходимо контролировать.

На основании проведенного анализа можно сделать следующие выводы.

1. Прогресс в области вычислительной аэродинамики открывает возможность математического моделирования процессов воспламенения и погасания пламени в КС ГТД на микроуровне путем чис-

ленного решения уравнений Навье-Стокса.

2. Некоторые аспекты проблемы прогнозирования пусковых и срывных характеристик КС ГТД (оценка влияния типа топлива, отыскание оптимального места установки источника зажигания и др.) могут быть решены в рамках «гибридного» подхода, предусматривающего предварительную декомпозицию КС на ряд физических подсистем, часть из которых моделируется на микроуровне (например, осредненное течение), а часть – на макроуровне (например, развитие искрового очага).

3. Перспективным направлением в совершенствовании методов прогнозирования пусковых и срывных характеристик КС ГТД является прямой численный расчет турбулентных реагирующих течений с использованием моделей горения, наиболее адекватно описывающих взаимодействие турбулентности и химической кинетики (например, модель, основанная на концепции распада вихря (EDC), модель тонкого ламинарного пламени частично перемешанных реагентов или модель переноса ФПВ химического состава).

4. Высокие требования к вычислительным ресурсам при моделировании процессов воспламенения и срыва пламени на микроуровне пока ограничивают область применения методов вычислительной аэродинамики этапами детального проектирования и доводки КС ГТД.

Литература

1. Костюк В.Е., Кравченко И.Ф. Анализ современных подходов к прогнозированию пусковых и срывных характеристик камер сгорания ГТД. I. Макромоделирование // Авиационно-космическая техника и технология. – 2004. – № 4 (12). – С. 48 – 55.
2. Норенков И.П. Введение в автоматизированное проектирование технических устройств и систем. – М.: Высш. шк., 1986. – 304 с.
3. Кислов О.В., Немыкин В.А. Программа расчета течения и горения однородной топливовоздушной смеси в камере сгорания прямоточного типа. –

М.: ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1988. – 32 с.

4. Костюк В.Е. Программа расчета жидкой фазы газокапельного потока // Сборник алгоритмов и программ ХВВАИУ. – Х.: ХВВАИУ, 1988. – Вып. 4. – С. 24 – 42.

5. Ягодкин В.И., Фурлетов В.И. Методы и результаты экспериментальных и расчетных исследований пневматических форсунок и смесеобразования во фронтных устройствах камеры сгорания. – М.: ЦИАМ, 2002. – 82 с. (Техн. отчет № 1616).

6. Anand M.S., Priddin C.H. Combustion CFD – a Key Driver to Reducing Development Cost and Time // 15th International Symposium on Airbreathing Engines (XV ISABE). – Bangalore, India, September 2 – 7, 2001. – (ISABE-2001-1087).

7. Advanced combustion code: Overall description, prediction of a jet diffusion flame and combustor flowfields / A.K. Tolpadi, C. Prakash, H. Hura, H.C. Mongia // ASME Paper 98-GT-229. – 1998.

8. Liu, Nan-Suey. NCC – A modeling and simulation tool for combustion systems // ASME/IGTI Turbo Expo 2000 Panel.

9. Харитонов В.Ф. Методы, используемые при моделировании камер сгорания ГТД // Изв. ВУЗов. Авиационная техника. – 2001. – № 3. – С. 23 – 25.

10. Костюк В.Е., Кудринский В.З. Математическая модель розжига камеры сгорания ГТД // Материалы 4-й НТК. – Х.: ХВВАИУ, 1988. – С. 132 – 137.

11. Методика расчетно-экспериментального исследования розжига камеры сгорания ГТД / В.Е. Костюк, Ю.Н. Нечаев, С.В. Тарханов, В.З. Кудринский // Процессы и характеристики авиационных двигателей. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1989. – С. 213 – 225.

12. Костюк В.Е., Кудринский В.З. Численное исследование характеристик высотного запуска камеры сгорания ТРДД ПС-90А // Научно-методические материалы по теории авиационных двигателей. – Х.: ХВВАИУ, 1989. – Вып. 8. – С. 3 – 20.

13. Ballal D.R., Lefebvre A.H. General Model of Spark Ignition for Gaseous and Liquid Fuel/Air Mixtures // Proc. 18th Symposium (International) on Com-

bustion. – 1981. – P. 1737 – 1746.

14. Rizk N.K., Mongia H.C. Three-Dimensional Combustor Performance Validation With High-Density Fuels // J. Propulsion and Power. – 1990. – Vol. 6, № 5. – P. 660 – 667.

15. Mongia H.C. A Synopsis of Gas Turbine Combustor Design Methodology Evolution of Last 25 Years // 15th International Symposium on Airbreathing Engines (XV ISABE), Bangalore, India, September 2–7, 2001. (ISABE 2001-1086).

16. Predicting Ignition Performance for Altitude Relight / V. Quintilla, M. Cazalens, R. Lecourt, G. Lavergne, R. Lecourt // 15th International Symposium on Airbreathing Engines (XV ISABE), Bangalore, India, September 2–7, 2001. (ISABE-2001-1067).

17. Magnussen B.F., Hjertager B.H. On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. In 16th Symp. (Int'l.) on Combustion. The Combustion Institute, 1976.

18. Magnussen B.F. On the Structure of Turbulence and a Generalized Eddy Dissipation Concept for Chemical Reaction in Turbulent Flow. Nineteenth AIAA Meeting, St. Louis, 1981.

19. Bray K.N., Peters N. Laminar Flamelets in Turbulent Flames // Turbulent Reacting Flows / P. A. Libby and F. A. Williams, editors, Academic Press, 1994. – P. 63 – 114.

20. Zimont V. Gas Premixed Combustion at High Turbulence. Turbulent Flame Closure Model Combustion Model // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2000. – No. 21. – P. 179 – 186.

21. Zimont V.L., Lipatnikov A.N. A Numerical Model of Premixed Turbulent Combustion of Gases. // Chem. Phys. Report. – 1995. – No. 14 (7). – P. 993 – 1025.

22. Pope S.B. PDF Methods for Turbulent Reactive Flows // Progress Energy Combustion Science. – 1985. – No. 11. – P. 119.

Поступила в редакцию 25.05.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. П.М. Канило, Институт проблем машиностроения НАН Украины, Харьков.