

УДК 532.517

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ ЗАРАНЕЕ
НЕ ПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ***Ю. Я. Бурико, Ф. М. Гуревич, В. Р. Кузнецов**Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова,
105215 Москва*

Проанализированы условия моделирования эмиссии окиси углерода камерами сгорания газотурбинных двигателей, работающих на газообразном топливе. На основе фронтальной модели горения рассмотрены механизмы образования СО: они влияют на эмиссию СО единственным химическим параметром — критическим значением скалярной диссипации при срыве пламени. Проведены испытания камеры сгорания, показавшие, что введенный параметр позволяет обобщать результаты испытаний при разных давлениях.

В настоящей работе анализируется возможность моделирования турбулентного горения заранее не перемешанных газов в случае конечной скорости реакции. Под термином «моделирование» понимается такая процедура испытаний камеры сгорания сложной геометрии, при которой определяющие критерии на модельном и рабочем режимах одинаковы, несмотря на то, что абсолютные значения отдельных параметров различны. Эта проблема приобрела актуальность в связи с необходимостью создания экологически чистых газотурбинных двигателей и установок и сильным удорожанием их испытаний. Последнее обусловлено тем, что на рабочих режимах давление очень велико. Учитывая, что каждое такое устройство по мощности эквивалентно средней электростанции, можно заключить, что проведение испытаний на пониженных давлениях могло бы сэкономить значительные средства. В данной работе рассматривается лишь один аспект проблемы — моделирование эмиссии окиси углерода камерами, работающими на газообразном топливе.

Вообще говоря, поставленная задача решения не имеет, т. е. изменение любого параметра или любой группы параметров оказывается существенным. Действительно, в системе имеется много реакций и, следовательно, много критериев Дамкелера (отношений гидродинамического времени к времени химической реакции), которые по-разному зависят от температуры T и давления p . Следовательно, p и T должны быть одинаковы на модельном и рабочих режимах и возможно только масштабное моделирование, что не достаточно для решения практических задач. Можно найти лишь приближенное решение проблемы, анализируя ее важнейшие особенности.

К их числу относится отдельная подача воздуха и топлива и турбулентный характер течения, в силу чего в каждой точке наблюдаются флуктуации состава. Далее они будут описываться восстановленной концентрацией топлива z (массовой концентрацией всех атомов топлива, содержащихся во всех химических соединениях). В отличие от величины z , характеризующей состав в каждой точке в каждый момент времени, коэффициент избытка воздуха α будет иметь традиционный смысл, т. е. он будет характеризовать соотношение расходов воздуха и топлива.

Главная особенность системы — резкая зависимость скоростей реакций от температуры, в силу чего основные химические превращения происходят в наиболее нагретых областях. В данном случае эти области

сосредоточены вблизи поверхности стехиометрического состава $z = z_s$, которая искривлена и случайно перемещается из-за гидродинамических пульсаций. В [1] показано, что точные, неосредненные уравнения тепло- и массопереноса

$$\rho \frac{\partial c_\alpha}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial c_\alpha}{\partial x_k} = \nabla D \rho \nabla c_\alpha + \rho W_\alpha$$

внутри зоны реакций сводятся к простым соотношениям

$$N \frac{d^2 c_\alpha}{dz^2} + W_\alpha = 0, \quad N = D \nabla z^2, \quad (1)$$

которые являются асимптотически точными, если толщина зоны реакций стремится к нулю. Здесь ρ — плотность; c_α — энтальпия или массовая концентрация; u_k — скорость; t — время; x_k — координата; D — коэффициент молекулярной диффузии; N — скалярная диссипация. Последняя величина — единственная характеристика турбулентности, воздействующая на протекание химических реакций, описывает скорость смешения до молекулярного уровня.

Краевая задача для системы (1) ставится при $z = 0$ (чистый воздух) и $z = 1$ (чистое топливо). В [2] показано, что влияние граничных условий слабо сказывается на решении внутри зоны реакций. Применимость системы (1) к описанию турбулентного диффузионного горения в случае конечной скорости реакций продемонстрирована в [2] при анализе многочисленных опытов с лабораторными пламенами (в том числе и тех, в которых измерялась концентрация СО). Особенность промышленных камер сгорания состоит в том, что число Дамкелера Da (построенное по времени любой реакции) много меньше, чем в лабораторных пламенах.

Как показано в [2], в этих условиях на образование СО начинают влиять факторы, которые не могут быть описаны с помощью системы (1). Первый существен на ранних стадиях смешения и горения, когда скалярная диссипация в среднем велика. Действительно, краевая задача для системы (1) имеет два решения. Одно соответствует горению, а другое — смешению с медленными реакциями. Первое решение существует только, если $N < N_{cr}$. Другими словами, горение возможно только, если скорость смешения не превышает определенного значения.

Величина N_{cr} есть чисто химический параметр. Его можно интерпретировать, используя теорию [3], в которой показано, что горение в диффузионном пламени прекращается, если поток топлива к фронту становится больше, чем в нормальном пламени, распространяющемся по стехиометрической смеси. Используя эти соображения, можно получить формулу [2]

$$N_{cr} = b \frac{u_n^2 z_s^2 \rho_0^z}{D_s \rho_s^2}, \quad (2)$$

где u_n — скорость нормального распространения пламени в стехиометрической смеси; индексы 0 и s относятся к свежей смеси и продуктам сгорания стехиометрической смеси; b — численный коэффициент, который в рамках теории [3] равен 1. Численные расчеты [2] для разных горючих показывают, что величина b действительно порядка 1 (0,88–1,60), несмотря на сильную вариацию N (более чем на порядок).

Заметим, что скалярная диссипация на поверхности зоны реакций флуктуирует. Поэтому при ее больших средних значениях условие устойчивого горения $N < N_{cr}$ выполняется лишь на ее отдельных участках. Другими словами, в пламени появляются «дырки», через которые продукты неполного сгорания попадают в бедные, низкотемпературные части

факела, где реакции замораживаются. Поскольку в газотурбинных камерах сгорания $\alpha \gg 1$, то такие области в основном и наблюдаются на ее выходе. Таким образом, рассматриваемый процесс приводит к тому, что часть СО принципиально не может сгореть.

Система (1) не описывает это явление, так как она не справедлива вне зоны реакций. Она не справедлива также и при наличии «дырок» в пламени, поскольку при их появлении существенную роль начинают играть градиенты концентрации вдоль зоны реакции, которые не учитывались при выводе (1). Тем не менее она оказывается полезной при анализе формы критериев, описывающих анализируемый процесс. Действительно, поток СО в бедную часть факела определяется характеристиками турбулентности, площадью «дырок» и характерной концентрацией СО в богатой части факела ($z > z_s$). Последняя величина, как показывают расчеты (см. [2, рис. 13]), достаточно слабо зависит от химической кинетики, а на площадь «дырок» может влиять только один химический параметр, а именно величина N_{cr} . Таким образом, можно предположить, что влияние первого из рассматриваемых механизмов на образование СО описывается только параметром N_{cr} .

Второй механизм образования СО работает в режиме развитого горения. Анализ решений системы (1) показывает, что существует достаточно узкая область составов, в которой реакции резко замораживаются. Расчеты [2] показывают, что эта область расположена вблизи поверхности $z = z_1 < z_s$, и величина z_1 чрезвычайно слабо зависит от гидродинамики, начальной температуры и давления. В частности, для метана получено $z_1 = 0,042 \div 0,038$ при изменении N на 3 порядка, начальной температуры в 2 раза и давления в 15 раз. Этот результат — прямое следствие резкой зависимости скорости реакции от температуры и, следовательно, от состава.

Из сказанного ясно, что можно выделить область $z < z_1$, в которой реакциями можно пренебречь. В ней концентрация СО описывается уравнением диффузии без источников. При этом граничные условия задаются на поверхности $z = z_1$. Они, очевидно, находятся из решения системы (1). Это обстоятельство приводит к тому, что окись углерода диффундирует от поверхности $z = z_1$ в бедные области, где и замораживается, т. е. происходит тот же процесс, что и при образовании «дырок».

Важно, что концентрация СО на поверхности $z = z_1$ есть универсальная функция критерия N/N_{cr} (см. [2, рис. 9]). Этот вывод не следует из модели (1) и свидетельствует только об определенной универсальности кинетики окисления типичных горючих. Таким образом, влияние второго механизма на образование СО также описывается только одним химическим параметром N_{cr} .

Теперь можно записать в обозримой форме систему критериев, определяющих процесс в геометрически подобных устройствах. В них, очевидно, могут варьироваться характерный размер L , скорости воздуха и топлива u_a и u_f , их температуры, а также давление p . К числу определяющих параметров следует отнести величины N_{cr} , z_s , z_1 и вязкость ν . Скорость звука здесь исключена из определяющих параметров, так как в рассматриваемых устройствах число Маха $M \leq 0,1$.

Основным критерием является число Дамкелера LN_{cr}/u_a . Вместо него удобно ввести величину τN_{cr} , где время пребывания τ , используемое при анализе рабочего процесса в камерах, определяется в виде $\tau = V\rho_a/G_a$ (G_a и ρ_a — расход и плотность воздуха, V — объем камеры).

Критерием гидродинамического подобия является величина u_a/u_f (вместо нее удобно ввести величину α), а также ряд критериев, характеризующих зависимость плотности от температуры и состава. Анализ

показывает, что выдержать неизменность этих критериев при вариации температур воздуха и топлива не удастся. Поэтому моделирование возможно только при условии сохранения температур обоих компонентов.

Напротив, влияние давления на плотность не сказывается на результатах моделирования. Это связано с тем, что в рассматриваемом приближении можно пренебречь скоростной сжимаемостью потока, поэтому градиент давления, входящий в уравнения движения, — чисто гидродинамическая переменная, никак не связанная с давлением, входящим в уравнение состояния, которое считается постоянным. Плотность входит во все уравнения линейно, следовательно, ее можно обезразмерить, поделив, например, на плотность воздуха. При этом p не войдет непосредственно в основные уравнения и его влияние на состав и температуру (и, следовательно, на плотность) будет описываться только учтенным ранее числом Дамкелера. Критериями подобия будут также величины z_1 и z_3 . В связи с этим при моделировании нельзя заменить одно топливо на другое.

Помимо указанных, критерием подобия считается и число Рейнольдса Re . Если его влияние существенно, то поставленная задача практически значимого решения не имеет, поскольку условие постоянства критериев Re и τN_{cr} требует одновременной вариации размера, давления и скорости в широком диапазоне значений.

Заметим, что влияние вязких эффектов здесь нетривиально, и принцип автомодельности развитой турбулентности по числу Рейнольдса может оказаться не применимым из-за двух причин. Первая обусловлена тем, что концентрация CO — резко растущая функция z . Расчеты [2] показывают, что основной вклад в ее среднее значение могут давать маловероятные флуктуации с очень большой амплитудой, которая намного больше среднего значения z и сопоставима с z_3 . Другими словами, из-за турбулентного характера смещения в данной точке наблюдается временная последовательность богатых и бедных областей. Относительный объем богатых областей мал, но в них содержится столь много окиси углерода, что они и дают основной вклад в среднее значение концентрации CO . Принцип автомодельности по числу Re для редких турбулентных пульсаций не доказан.

Вторая причина связана с тем, что статистика скалярной диссипации, фигурирующей в (1), зависит от Re . Хотя анализ, проведенный в [2], показывает, что Re слабо влияет на осредненные решения системы (1). Этот вопрос нуждается в специальном рассмотрении.

Таким образом, теперь можно выбрать направления предстоящего экспериментального исследования. Очевидно, что при моделировании можно варьировать p , u и L , сохранив коэффициент избытка воздуха, температуры воздуха и топлива, а также число Da . Чтобы проверить этот вывод, сначала надо проконтролировать влияние числа Re . Это можно сделать в опыте, в котором p и τ меняются так, что величина Da сохраняется, а Re меняется. Затем следует проверить насколько хорошо критерий τN_{cr} обобщает результаты измерений, проведенных при изменении p и τ в широком диапазоне значений.

С этой целью выбрана типичная трубчатая камера сгорания авиационного двигателя. В ней имелось противокруточное завихрительное устройство для подачи первичного воздуха и топлива и два ряда отверстий в жаровой трубе для подачи вторичного воздуха. Камера имела сложную геометрию. Поэтому укажем лишь характерную длину 320 мм, характерный поперечный размер 165 мм и диаметр отверстий для подачи вторичного воздуха 16 мм и объем 3,5 л. Опыты проводились при температуре воздуха, равной 600 К, и комнатной температуре топлива, $p = 0,1 \div 0,5$ МПа. Основные опыты проведены на метане.

Продукты сгорания отбирались гребенкой пробоотборников на выходе из камеры. Представительность отбора проверялась сопоставлением измеренного значения α со значением, определенным по расходам воздуха и топлива. Концентрация CO и других стабильных компонентов измерялась газоанализатором Векманн (точность измерений 3 %, минимальная измеряемая концентрация 1 ppm).

Результаты первой серии опытов, направленных на выяснение роли числа Re, приведены на рис. 1. В ней варьировались p , τ и α . При этом число Da оставалось постоянным. В качестве топлива использовался метан. Величина N_{cr} находилась из системы (1). При этом использовалась кинетическая схема [4], так как она наиболее проста из всех известных и вместе с тем описывает результаты измерений u_n , проведенные в широком диапазоне изменения давления, температуры и состава. Последнее обстоятельство имеет важное значение, согласно формуле (2).

Из рис. 1 следует, что влияние числа Re несущественно, хотя оно варьировалось почти на порядок.

Следующая серия опытов также проведена на метане, $\alpha = 3,9$, а p и τ варьировались. Эти эксперименты потребовали значительных усилий, поскольку трудно выдерживать неизменность α в разных опытах. Поэтому при каждом p и τ измерялась концентрация CO в некотором нешироком диапазоне значений α , а затем выбирались точки с одинаковой величиной α . Данные помещены на рис. 2. По оси ординат отложен индекс эмиссии окиси углерода EICO (отношение расходов CO и топлива, умноженное на 1000). Видно, что измерения, проведенные при разных давлениях, хорошо обобщаются. Важно, что EICO сильно зависит от τN_{cr} . При таких условиях малые неточности развитого выше теоретического анализа должны были бы сильно сказаться на точности обобщения.

В следующей серии опытов сравнивались два вида топлива — метан и пропан. Такое сравнение представляло интерес в связи с большой разницей значений N_{cr} для обоих топлив (114 с^{-1} для пропана и 42 с^{-1} для метана при нормальном давлении и температуре воздуха 600 К). Кроме того, поскольку при одинаковом значении α скорость подачи метана примерно в 3 раза выше скорости подачи пропана, можно ожидать, что процесс образования «дырок» на пропане гораздо менее вероятен, чем на метане. В опытах варьировалось только время пребывания, $\alpha = 3,2$.

Результаты опытов нетривиальны и свидетельствуют о достаточно сложном характере взаимодействия химических процессов и смешения. Анализ удобно начать с измерений при очень больших τ . Из рис. 3 видно,

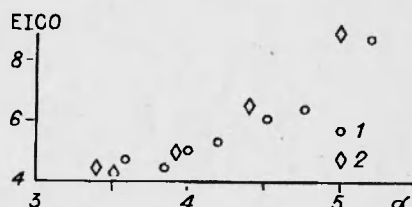


Рис. 1. Влияние числа Рейнольдса на индекс эмиссии окиси углерода.

1 — $p = 0,15$ МПа ($N_{cr} = 52 \text{ с}^{-1}$); 2 — $p = 0,5$ МПа ($N_{cr} = 100 \text{ с}^{-1}$).

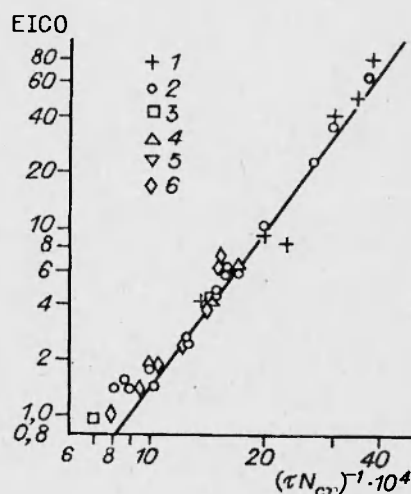


Рис. 2. Зависимость индекса эмиссии окиси углерода от числа Дамкелера.

p , МПа: 1 — 0,1, 2 — 0,15, 3 — 0,2, 4 — 0,3, 5 — 0,4, 6 — 0,5; N_{cr} , с^{-1} : 1 — 42, 2 — 52, 3 — 61, 4 — 78, 5 — 89, 6 — 100.

что ЕІСО для пропана не зависит от τ , если оно велико. Это возможно только, если химическая кинетика не существенна. Легко видеть, что измеренный индекс эмиссии на много порядков больше, чем его термодинамически равновесное значение в смеси с тем же α , что и в камере сгорания (оно меньше 10^{-5}). Такое увеличение индекса эмиссии может быть обусловлено только флуктуациями состава. На метане индекс эмиссии меньше чувствительности прибора, т. е. смещение здесь происходит значительно быстрее. Поскольку термодинамические характеристики метановоздушных и пропановоздушных смесей близки, то отсюда можно заключить, что различие в процессах смешения обусловлено начальными условиями (разной скоростью подачи обоих топлив).

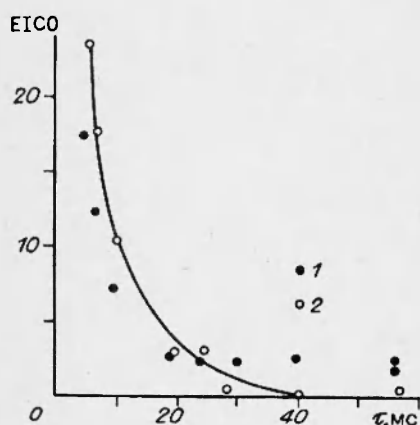


Рис. 3. Сравнение индексов эмиссии СО на пропане (1) и метане (2).

пропана низкая скорость смешения приводит к тому, что в выходном сечении смешение не закончилось, поэтому скалярная диссипация высока. Следовательно, большое значение имеет закон затухания скалярной диссипации. При этом увеличение скорости смешения, осредненной по всему объему камеры (что, на первый взгляд, приводит к менее благоприятным условиям протекания реакций), не обязательно ухудшает эффективность работы камеры.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что важнейшим химическим параметром, определяющим турбулентное горение не перемешанных газов, является величина N_{cr} . В данных опытах она была единственной химической характеристикой, достаточной для описания эмиссии СО. Дальнейшие эксперименты должны показать, насколько общий характер имеет этот вывод. Значение полученных результатов, по-видимому, выходит за рамки поставленной практической задачи. В частности, последний из проанализированных экспериментов, в котором сравнивалось горение пропана и метана, важен для понимания рабочего процесса в камерах сгорания. Он показывает, что в условиях, когда химические факторы существенны, ускорение смешения может приводить к улучшению полноты сгорания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17329) и Международного научного фонда (код проекта MDZ000).

При малых τ индекс эмиссии на пропане лишь не намного меньше, чем на метане, несмотря на то, что величина N_{cr} примерно в 3 раза больше. Это можно объяснить различием условий в выходном сечении камеры сгорания, так как в случае подачи пропана амплитуда флуктуаций z (и, следовательно, скалярная диссипация) выше, чем при подаче метана. Здесь нет противоречий с анализом, проведенным выше: высокая скорость смешения метана с воздухом в основной части камеры приводит к тому, что в ее выходном сечении процесс смешения почти закончился, и поэтому скалярная диссипация близка к нулю. В случае

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1988.
2. Buriko Yu. Ya, Kuznetsov V. R., Volkov D. V. et al. A test of a flamelet model for turbulent nonpremixed combustion // *Combust. and Flame*. 1994. V. 96, N 1/2. P. 104–120.
3. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов // *ЖТФ*. 1949. Т. 19, № 10. С. 1199–1210.
4. Tsatsaronis G. Prediction of propagating laminar flames in methane, oxygen, nitrogen mixtures // *Combust. and Flame*. 1978. V. 33, N 3. P. 217–239.

Поступила в редакцию 4/VIII 1994 г.
