

РАСЧЕТ ДИФФУЗИОННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ ПО МГНОВЕННЫМ ПАРАМЕТРАМ

И. И. Перегудов, В. П. Володин, В. Я. Басевич
(Москва)

В настоящее время для расчетов турбулентного пламени обычно используются дифференциальные уравнения по усредненным параметрам [1]. При этом для замыкания уравнений приходится задаваться недостаточно изученными функциями плотности вероятности. Применение уравнений для мгновенных параметров [2, 3] со статистическим моделированием поля скоростей позволяет находить решение без задания этих функций. Расчет турбулентного пламени по мгновенным параметрам, который может быть выполнен в одно- и двухмерном приближении, дает возможность вводить в рассмотрение без упрощений сложные кинетические механизмы [4] и учитывать молекулярные свойства газа [5].

В данной работе метод расчета турбулентного горения по мгновенным параметрам впервые использован для расчета диффузионного пламени, который может быть полезен для описания химических и экологических особенностей диффузионного горения. Используется вариант одномерного приближения с заданием эмпирического выражения для скорости реакции, требующим относительно небольших затрат машинного времени, хотя известны недостатки такого подхода [2].

В простейшей постановке квазистационарные уравнения баланса энергии и вещества при пренебрежении средним движением имеют вид

$$\rho_0 c \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_{ij} h_{ij} W_{ij} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \rho \frac{\partial (cTu)}{\partial x},$$

$$\rho_0 \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial t} = \sum_j W_{ij} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_j \rho \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x} \right) - \rho \frac{\partial (u (n_j/\rho))}{\partial x},$$

где ρ_0 , ρ — начальная и текущая плотности; T — температура; c — теплоемкость; t — время; λ — коэффициент молекулярной теплопроводности; x — координата; n_j , D_j — концентрация и коэффициент молекулярной диффузии j -го компонента; W_{ij} и h_{ij} — i -я скорость и тепловой эффект реакции элементарного акта с участием j -го компонента; u — проекции мгновенной пульсационной скорости на ось координат x .

В основу рассматриваемой схемы процесса положено горение со струйной стабилизацией пламени (рис. 1). Струя газа с высокой температурой вытекает по щели и смешивается с горючим газом (водород) и окислителем (воздух), поступающим по центральному и наружному каналам. В зоне смешения реакция инициируется и поддерживается диффундирующими к ней компонентами, а выделяющееся тепло распространяется по всему сечению. Предполагается, что течение — изокINETическое: скорости водорода и воздуха одинаковы и равны постоянной величине U , так что расстояние по длине камеры $y = Ut$.

Начальные и граничные условия:

$$t = 0: \quad n = n_0, \quad T = T_0, \quad -x < x < x_1,$$

$$n = n_1, \quad T = T_1, \quad -x_2 < x < -x_1, \quad x_1 < x < x_2,$$

$$n = n_2, \quad T = T_0, \quad -x_3 < x < -x_2, \quad x_2 < x < x_3.$$

Индекс нуль относится к водороду, 2 — к кислороду, $x = -x_3$, x_3 , $\frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial (n_j/\rho)}{\partial x} = 0$. Значение мгновенной пульсационной скорости $u(x, t)$ получается моделированием ее возможной случайной величины для заданных характеристик турбулентности — среднеквадратичной пульсационной скорости \bar{u} , пространственного интегрального масштаба Эйлера L и временного интегрального масштаба Лагранжа τ , одинаковых для всех

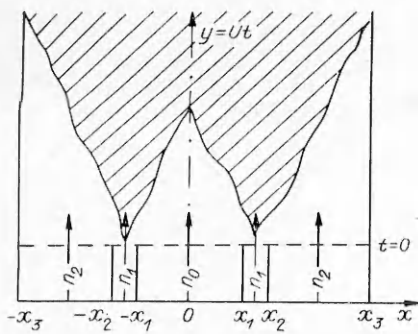


Рис. 1. Схема процесса горения (заштрихована зона горения).

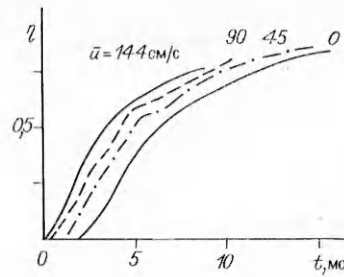


Рис. 2. Зависимость полноты сгорания $\eta(t) = 1 - n(\text{H}_2)/n(\text{H}_2)_{t=0}$ по оси камеры от времени при разных значениях среднеквадратичной пульсационной скорости.

x, T . Скорости находятся в m точках, случайно расположенных на оси x , а их значения между точками определяются линейной интерполяцией. Каждое решение соответствует возможной индивидуальной реализации мгновенных значений T, n_j в поле пульсационных скоростей $u(x, t)$. При необходимости имеется возможность усреднения по любому числу решений.

Расчеты проводились применительно к условиям горения водорода с кислородом с заданием скорости реакции в виде

$$\sum_{i,j} = k \cdot n(\text{O}_2) \cdot n(\text{H}_2),$$

где $k = A \exp(-E/RT)$ — константа скорости реакции; A — предэкспонент; E — энергия активации; R — газовая постоянная.

Предварительно по независимым кинетическим оценкам выбрано $A = 4 \cdot 10^{12}$ см³/(моль · с), $E = 15,6$ ккал/моль; $h_{ij} - h = 57,1$ ккал/моль; $\lambda = \lambda_*(T/T_*)^{0,7}$, $\lambda_* = 6,25 \cdot 10^{-5}$ кал/(см · с · град), $\rho = \rho_*(T_*/T)(p/p_*)$, $\rho_* = 4,16 \cdot 10^{-5}$ моль/см³, $D_j = D_{*j}(p_*/p)(T/T_*)^{1,75}$, где p — давление, индекс * соответствует нормальным условиям ($p_* = 103$ кПа, $T_* = 293$ К). Значения коэффициентов диффузии взяты по справочным данным: $D_j(\text{O}_2) = 0,27$ см²/с и $D_*(\text{H}_2) = 0,79$ см²/с. Теплоемкости вычислялись по формуле $c = c_* + c_{**}t$, где $c_* = 7$ ккал/(моль · град), $c_{**} = 10$ ккал/(моль · град²). Принималось, что $L = 4,2$ см, $\tau = 3,2 \cdot 10^{-4}$ с.

Расчеты проводились для условий, близких к экспериментам [6] (двухмерная камера сгорания 40×45 мм, скорость потока 18—57 м/с, степень турбулентности $\varepsilon = \bar{u}/U = 0,08$, давление атмосферное). Ширина центрального канала принималась равной 0,27 см, ширина щелей 0,03 (приблизительный размер зон рециркуляции в экспериментах).

На рис. 2 дана зависимость полноты сгорания на оси потока от времени. Для ламинарного течения ($\bar{u} = 0$) сгорание осуществляется за счет молекулярной диффузии и его относительно большая скорость объясняется высоким значением коэффициента $D_*(\text{H}_2)$. По мере увеличения \bar{u} полнота сгорания заметно возрастает. С увеличением \bar{u} резко повышаются затраты машинного времени и ужесточаются требования к точности счета, поэтому при больших величинах \bar{u} расчеты не проводились.

Значение $\bar{u} = 144$ см/с при $\varepsilon = 0,08$ соответствует средней скорости потока $U = 18$ м/с и результаты расчета могут быть сопоставлены с экспериментом [6] (рис. 3). Рис. 4 представляет распределение концентрации и температур по сечению камеры сгорания.

В расчетах варьировались некоторые параметры. Увеличение предэкспонента A на порядок практически не сказывается на η , а такое же уменьшение снижает полноту сгорания на 10%. Приблизительно так же влияет изменение постоянной времени ($\tau \approx 3\tau$, $\tau \approx \tau/3$) на $\eta(x)$. Это можно объяснить тем, что экспериментальный коэффициент турбулент-

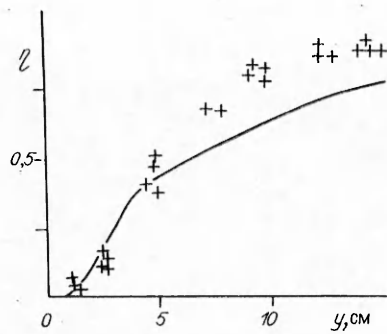


Рис. 3. Зависимость $\eta(y)$. Точки — эксперимент [6]; $U = 18 \div 57$ м/с.

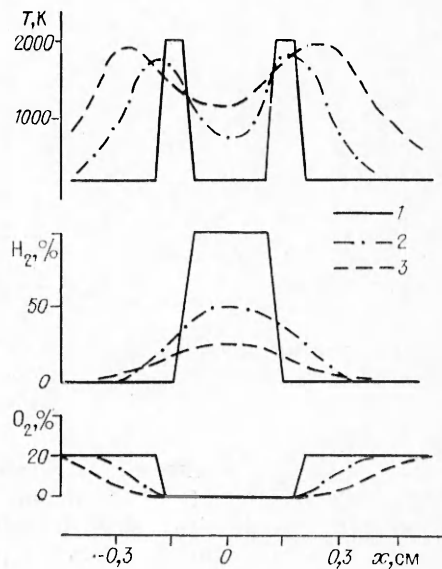


Рис. 4. Распределение температуры и концентраций по сечению камеры сгорания; $\bar{u} = 144$ см/с, $\varepsilon = 0,08$.
 t , мс: 1 — 0, 2 — 3,5, 3 — 7; y , см: 1 — 0, 2 — 6,3, 3 — 12,6.

ной диффузии зависит от τ . Аналогичное изменение пространственного интегрального масштаба заметно меньше сказывается на $\eta(x)$.

Общее согласие экспериментальных и теоретических данных позволяет заключить, что предлагаемый метод расчета диффузионного турбулентного горения оправдывает себя, по крайней мере, качественно. В двухмерной постановке с применением детального кинетического механизма можно ожидать хорошего количественного согласия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Либби П. А., Вильямс Ф. А., Билгер Р. В. и др. Турбулентные течения реагирующих газов. — М.: Мир, 1983.
2. Басевич В. Я., Володин В. П., Когарко С. М. и др. ФГВ, 1978, 14, 5, 48.
3. Ashurst W. T., Barr P. K. Combust. Sci Technol., 1983, 34, 227.
4. Басевич В. Я., Володин В. П., Когарко С. М. и др. ФГВ, 1980, 16, 4, 7.
5. Басевич В. Я., Володин В. П., Когарко С. М. и др. Хим. физика, 1982, 1, 1130.
6. Тюльпанов Р. С. Диффузионные турбулентные пламена. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1981.

Поступила в редакцию 24/VI 1986,
 после доработки — 25/XII 1986

ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ВДУВА НА ФАКЕЛ НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ

А. И. Щёлоков
 (Куйбышев)

В [1] приведен расчет турбулентных диффузионных пламен при наличии внешних воздействий, которые независимо от их природы задаются постоянным положительным или отрицательным градиентом давления. Такое воздействие предполагает профилирование канала для обеспечения требуемого градиента давления, т. е. необратимого воздействия. Однако, несмотря на общую постановку задачи и не оспаривая методов решения, отметим, что необходимы экспериментально-теоретические исследования на случай обратимых внешних воздействий.

Разновидность перспективного направления обратимого внешнего воздействия на турбулентный диффузионный факел — аэродинамическое воздействие, создаваемое струйными турбулизаторами. Их применение