

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ В ОДНОМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. Я. Басевич, В. П. Володин, С. М. Козарко, Н. И. Перегудов

(Москва)

Скорость распространения и структура зоны пламени (распределение концентраций и температур) в большой степени зависят от кинетики химической реакции горения. Известна система уравнений баланса энергии веществ, участвующих в реакции, позволяющая описывать распространение ламинарного пламени [1]. Используя такую систему уравнений, можно численным методом получить решение для сложной цепной реакции горения, например, для водородно-кислородного пламени [2].

В действительности горение почти всегда турбулентное, и, хотя модели турбулентного горения предложены давно [3—6], до последнего времени не было решений, которые бы позволили определить истинные мгновенные параметры турбулентного пламени, а затем вычислить их средние значения. Это прежде всего относится к зоне химической реакции и ее характеристикам — протяженности, скорости ее движения и др., которые определяются мгновенными значениями концентраций и температур, зависящими, в свою очередь, от детального механизма химического процесса. Последнее связано с тем, что скорость химической реакции в турбулентной среде может в значительной степени зависеть от соотношения времени превращения  $t$  и частоты пульсаций скорости  $v$ . При  $tv \ll 1$  скорость реакции будет зависеть от неоднородностей температуры и состава, создаваемых турбулентными пульсациями, причем действительные параметры процесса, реализуемые в каждое данное мгновение (температура, концентрация), могут из-за нелинейности в десятки и более раз отличаться от средних.

В [7] на примере смешения показана принципиальная возможность вычисления мгновенных значений температур и концентраций, а в [8, 9] получены закономерности турбулентного смешения в простейшем случае одномерной турбулентности без использования феноменологических коэффициентов турбулентного переноса.

Полная система дифференциальных уравнений, описывающих горение в турбулентной среде, должна содержать нестационарные уравнения баланса тепла и вещества и движения в трехмерном пространстве. Чтобы упростить задачу, исключим из рассмотрения среднее движение. При этом будет сохранена принципиально важная сторона турбулентного горения — взаимодействие реакции и пульсационного движения, которое здесь главным образом и исследуется. В простейшей постановке и квазистационарном приближении уравнения баланса энергии и вещества в этом случае могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_0 c \frac{\partial T}{\partial t} &= \sum_{ij} h_{ij} + W_{ij} \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} - \rho \sum_k \frac{\partial c T u_k}{\partial x_k}, \\ \rho_0 \frac{\partial n_j}{\partial t} &= \sum_j W_{ij} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} D_j \rho \frac{\partial n_j}{\partial x_k} - \rho \sum_k \frac{\partial n_j u_k}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho_0$  и  $\rho$  — начальная и текущие плотности;  $T$  — температура;  $c$  — теплоемкость;  $t$  — время;  $\lambda$  — коэффициент молекулярной теплопроводности;  $x_k$  — координата;  $n_j$  и  $D_j$  — концентрация и коэффициент молекулярной диффузии  $j$ -го компонента химической реакции;  $W_{ij}$  и  $h_{ij}$  —  $i$ -я скорость и тепловой эффект реакции элементарного акта с участием  $j$ -го компонента;  $u_k$  — проекции мгновенной пульсационной скоро-

сти на ось координат  $x_k$ , связанные между собой уравнением неразрывности

$$\sum_k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0. \quad (2)$$

Значения проекций скорости могут быть получены как случайные числа, подчиняющиеся пространственным и временным корреляциям, наблюдаемым в турбулентной среде, или каким-либо другим способом.

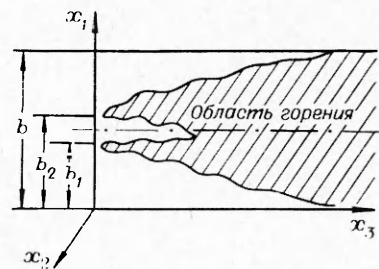


Рис. 1. Схема течения.

При решении такой системы уравнений может быть получено распределение в пространстве и времени мгновенных значений  $n_i$  и  $T$ , дающее представление о скорости движения волны горения, ширине зоны реакции, ее структуре и т. д. Осредняя мгновенные параметры  $n_i$  и  $T$ , полученные для ряда реализаций пульсационных скоростей, можно найти среднюю скорость распространения пламени в турбулентной среде, суммарную ширину зоны горения, обычно наблюдаемые в опыте, и другие параметры.

Задача в трехмерной постановке ( $k=3$ ) чрезвычайно сложна; в настоящее время практически осуществимо получение решения для двумерного случая ( $k=2$ ), хотя при этом и теряется информация, связанная с одной координатой. Ниже приводятся расчеты турбулентного пламени в еще более простом случае — в одномерном приближении ( $k=1$ ). Для ламинарного пламени такое приближение естественно и обычно всегда применяется. Но предположение об «одномерной» турбулентности противоречит физической картине явления и не соответствует уравнению неразрывности для несжимаемой жидкости (2). Однако получаемые при этом решения, рассматриваемые как модельные, могут быть оправданы простотой и значительным сокращением объема вычислений. Впервые предположение об «одномерной» турбулентности использовано в [10].

Рассмотрим процесс горения гомогенной смеси в турбулентном потоке со струйной стабилизацией пламени (рис. 1). Пусть струя газа высокой температуры вытекает по центральному каналу и смешивается со свежей горючей смесью, поступающей по периферийному каналу. В зоне смешивания начинается горение, распространяющееся по всему каналу. В настоящей работе задача решается для химической реакции, скорость которой задается в простейшем виде  $\sum W_{ij} = W = kn$ , где  $k = A \exp(-E/RT)$  — константа скорости реакции;  $A$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная. В соответствии с изложенным выше система (1) будет состоять из двух уравнений для  $T$  и  $n$ ; будем искать решение для граничных условий:

при  $t=0$

$$n = n_0, \quad T = T_0 \quad \text{для } x = 0 \div b_1, \quad b_2 \div b,$$

$$n = n_1, \quad T = T_1 \quad \text{для } x = b_1 \div b_2,$$

(3)

$$\text{при } x = 0, \quad b_3 \quad \rho \frac{\partial c T u}{\partial x} = \rho \frac{\partial n u}{\partial x} = 0.$$

Значения пульсационной скорости  $u(x, t)$  получаем разыгрыванием ее возможной величины для заданных среднеквадратичной пульсационной скорости  $\bar{u}$ , пространственного масштаба Эйлера  $L$  и временного масштаба Лагранжа  $\tau$ , одинаковых для всех  $x$  и  $t$ . Последнее условие, соответствующее предположению об изотропности, однородности, квазистационарности турбулентного движения и отсутствию влияния горения на пульсации скорости, не обязательно и вообще может варьироваться любым способом.

Процедура разыгрывания  $u(x, t)$  состоит в следующем. При  $t=0$  для  $m$  случайных точек, равномерно распределенных на интервале  $(0, b)$ , разыгрывались поочередно значения пульсационных скоростей, отвечающих нормальному распределению Гаусса. Для крайней точки с координатой  $x_1=0$  в момент  $t=0$  принималось распределение  $p(u) = (1/\sqrt{2\pi\bar{u}}) \exp(-u^2/2\bar{u}^2)$  и определялось значение  $u(x_1, 0)$ . Для следующей точки с координатой  $x_2$ , отстоящей от первой на расстоянии  $\Delta x_2 = x_2 - x_1$ , вычислялся коэффициент пространственной корреляции по аппроксимационной формуле  $R_{\Delta x_2} = \exp(-\Delta x_2/L)$ . Значение пульсационной скорости  $u(x_2, 0)$  определялось в соответствии с нормальным распределением, причем за среднюю величину скорости бралось  $R_{\Delta x_2} u(x_1, 0)$ , а за величину дисперсии  $\bar{u}^2 (1 - R_{\Delta x_2}^2)$  и т. д. до точки  $m$ . Через промежуток времени  $\Delta t_1$  снова определялись новые случайные точки  $m$ , равномерно распределенные на участке  $(0, b)$ , и в каждой из них разыгрывались значения  $u(x, \Delta t_1)$ . При этом для крайней точки с координатой  $x'_1 = 0$  определялось значение пульсационной скорости с коэффициентом корреляции  $R_{\Delta t_1} = \exp(-\Delta t_1/\tau)$ , со средней скоростью  $R_{\Delta t_1} u(x'_1, 0)$  и дисперсией  $\bar{u}^2 (1 - R_{\Delta t_1}^2)$ . В следующей точке с координатой  $x'_2$ , отстоящей от первой на расстоянии  $\Delta x'_2 = x'_2 - x'_1$ , пульсационная скорость  $u(x'_2, \Delta t_1)$  вычислялась в соответствии с коэффициентом корреляции  $R_{\Delta t_1} R_{\Delta x'_2}$ , с дисперсией  $\bar{u}^2 (1 - R_{\Delta t_1} R_{\Delta x'_2})$  и средней скоростью  $\frac{1}{3} [R_{\Delta t_1} u(x'_2, 0) + R_{\Delta x'_2} u(x'_1, \Delta t_1) + R_{\Delta t_1} R_{\Delta x'_2} u(x'_1, 0)]$  и т. д. Между точками розыгрыша значение  $u(x, t)$  определялось линейной интерполяцией.

На основе найденных значений  $u(x, t)$  решение задачи (1) для  $k=1$  с граничными условиями (3) искалось с помощью метода конечных разностей. Шаг интегрирования  $\Delta t$  определялся из условия допустимой степени роста температуры и концентрации. При этом предполагалось, что  $\Delta t_{\max} < \Delta t_1$ . Если при численном интегрировании системы (1) текущее время оказывалось большим  $\Delta t_1$ , то скорости, вычисленные при  $t = \Delta t_1$ , пересылались на место значений предшествующего слоя, а для нового слоя разыгрывались новые значения  $u(x, t)$  и т. д. до времени окончания счета задачи. В процедуре получения пульсационных скоростей использован генератор случайных чисел [11].

Уравнения решались для ряда значений  $n_0, T_1, L, \tau$  и  $\bar{u}$ . Одно такое решение при данной величине указанных параметров соответствует возможной индивидуальной реализации мгновенных значений  $T$  и  $n$  в поле пульсационных скоростей  $u(x, t)$ . Ряд  $N$  мгновенных значений  $T$  и  $n$  позволяет получить средние значения

$$\bar{T} = \sum_N T(x, t)/N \quad \text{и} \quad \bar{n} = \sum_N n(x, t)/N.$$

Расчеты сопоставлялись с опытными данными [12], относящимися к горению бедных смесей водорода с воздухом ( $[\text{H}_2]_0 = 8,5-11\%$ ) при скорости потока  $U = 30,6$  м/с и давлении  $p = 14-50$  кПа. При уменьшении давления масштабы по данным [13] сохраняются, а  $\bar{u} \sim p^{-0,3}$ . При  $p = 50$  кПа характеристики турбулентности брались из [14] для потока воздуха с  $\bar{u} = 190$  см/с,  $L = 4,2$  см и  $\tau = 3,2$  мс;  $b = 6$  см,  $m = 20$ .

По справочным данным было принято:  $c = c_* + c_{**} T$ ;  $c_* = 7$  кал/(моль·град);  $c_{**} = 10^{-3}$  кал/(моль·град<sup>2</sup>);  $\lambda = \lambda_*(T/293)^{0,7}$ ;  $\lambda_* = 6,25 \cdot 10^{-5}$  кал/(см·с·град);  $\rho = \rho_* \cdot (293/T) \cdot (p/100)$ ;  $\rho_* = 4,10^{-5}$  моль/см<sup>3</sup>;  $D = D_*(T/293)^{1,75} \cdot (100/p)$ ;  $D_* = 0,795$  см<sup>2</sup>/с;  $h = 57\,100$  кал/моль. В соответствии с экспериментальными данными, полученными по материалам [2], принимались значения  $A = 2,26 \cdot 10^9$  1/с,  $E = 11\,000$  кал/моль.

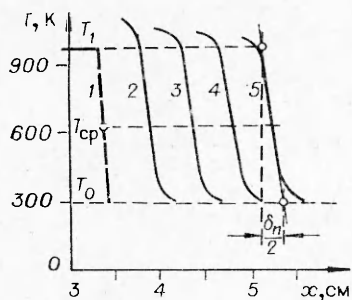


Рис. 2. Температурные профили ламинарного пламени.  
 $t$ , мс: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80.

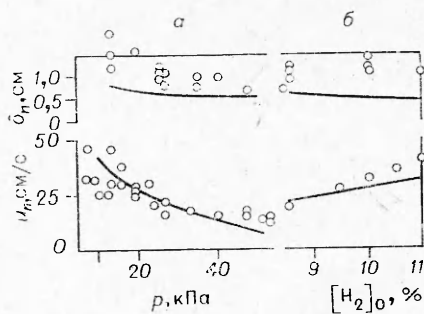


Рис. 3. Скорость распространения  $u_n$  и ширина зоны реакции  $\delta_n$  ламинарного пламени.  
 а)  $[H_2]_0 = 8,5\%$ ; б)  $p = 25$  кПа.

На рис. 2 представлен пример расчета распространения ламинарного пламени — распределение температур для времени  $t$  ( $\bar{u} = 0$ ). Условно скорость распространения пламени определялась как скорость движения точки профиля со средней температурой  $T_{ср}$ , а ширина зоны реакции — как удвоенная проекция на координатную ось отрезка касательной с максимальным градиентом к температурному профилю между точками  $T_0 = 293$  К и  $T_1$ , принимавшейся равной адиабатической температуре пламени. Наличие области  $T > T_1$  объясняется влиянием диффузии и неравенством единице числа Льюиса — Семенова. На рис. 3 кривые представляют определенные таким образом значения  $u_n$  и  $\delta_n$ , а точки — соответствующие опытные значения, полученные<sup>1</sup> по методике [2]. Видно, что выбранное эмпирическое выражение для скорости реакции позволяет достаточно точно описать скорость распространения ламинарного пламени в зависимости от давления и состава смеси, хотя несколько уменьшает ширину зоны реакции.

На рис. 4 представлен пример расчета распространения турбулентного пламени — распределение мгновенных значений  $T$  и средних температур  $\bar{T}$  ( $N = 9$ ) для  $t = 10$  мс (слева от оси ординат) и величины  $T$  для разных  $t$ . Описанным выше способом по мгновенным значениям  $T$  можно определить ширину зоны реакции  $\delta_{нт}$ . Ее расчетные значения представлены кривыми на рис. 5, точки — результаты эксперимента [12]. Из сопоставления расчетных кривых на рис. 4 и 5 видно, что  $\delta_{нт} \cong \delta_n$ . Отсюда следует, что решение данной системы уравнений приводит к заключению о реализации в условиях проведенных экспериментов «поверхностной» модели турбулентного пламени [3, 4].

Величина  $\delta_{нт}$  в данном диапазоне изменения условий меняется мало и удовлетворительно соответствует опытным значениям (некоторому несоответствию опытных величин  $\delta_{нт}$  и  $\delta_n$  — первые оказались меньше вторых — не следует придавать значения: по всей вероятности, это связано с методическими погрешностями).

Скорость распространения поверхности зоны реакции  $u_{нт}$  в направлении нормали может быть определена по профилям  $\bar{T}$  и представлена также на рис. 5 кривыми. Опытный материал по  $u_{нт}$  практически отсутствует. В [12] сделана попытка экспериментального определения нижней возможной границы значений  $u_{нт}$ , которые представлены на рис. 5. Эти значения меньше действительных во столько раз, во сколько коэффициент турбулентного переноса тепла внутри мгновенной зоны реакции больше молекулярного. По предварительным оценкам, в

<sup>1</sup> Совместно с Ю. П. Кафыринным.

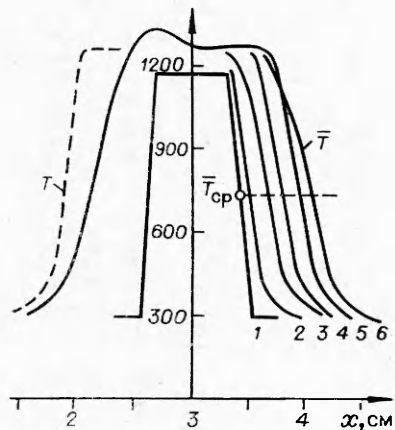


Рис. 4. Температурные профили турбулентного пламени.  
*t*, мс: 1—0, 2—2, 3—4, 4—6, 5—8, 6—10.

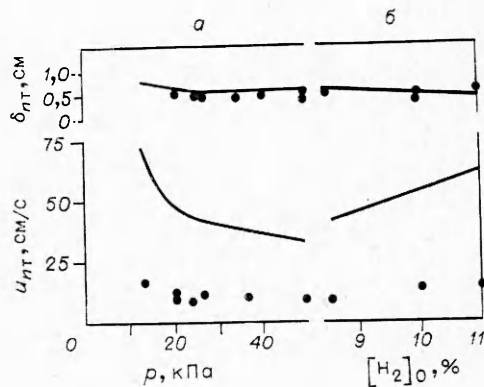


Рис. 5. Скорость распространения  $u_{нт}$  и ширина зоны реакции  $\delta_{нт}$  турбулентного пламени:  
 а)  $[H_2]_0=8,5\%$ ; б)  $p=25$  кПа.

данных условиях это отношение составляет несколько единиц. Расчетная величина  $u_{нт}$  возрастает с обогащением смеси водородом и с уменьшением давления и в общем правильно соотносится с опытным значением ее нижней границы. С уменьшением давления отношение расчетных  $u_{нт}$  и  $u_n$  уменьшается от 4 до 2.

Как видно на рис. 6, с ростом среднеквадратичной пульсационной скорости  $u_{нт}$  увеличивается. Такую зависимость можно предполагать из общих физических соображений как влияние мелкомасштабной турбулентности [3, 4]. При  $\bar{u}=0$   $u_{нт}=u_n$  (эта величина показана светлой точкой). Имеется еще только одно опытное значение нижней границы  $u_{нт}$ , соответствующее  $\bar{u}=190$  см/с.

Отмеченный выше рост  $u_{нт}$  с уменьшением давления не противоречит наблюдаемому в опытах уменьшению с давлением скорости распространения турбулентного пламени  $u_n$ , обычно измеряемому в опытах. Расчеты в одномерном приближении лишь весьма ориентировочно позволяют определить величину  $u_n$ . Как известно, между скоростями распространения пламени  $u_n$  и  $u_{нт}$  существует зависимость

$$u_n = u_{нт} \cdot F_n / F,$$

где  $F_n$  и  $F$  — соответственно площадь мгновенной поверхности горения, искривленной тур-

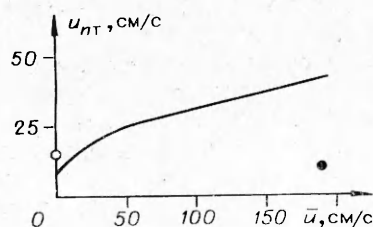


Рис. 6. Скорость распространения турбулентного пламени  $u_{нт}$  в зависимости от среднеквадратичной пульсационной скорости  $\bar{u}$ :  $L=4,2$  см,  $\tau=3,2$  мс,  $p=50$  кПа,  $[H_2]_0=8,5\%$ .

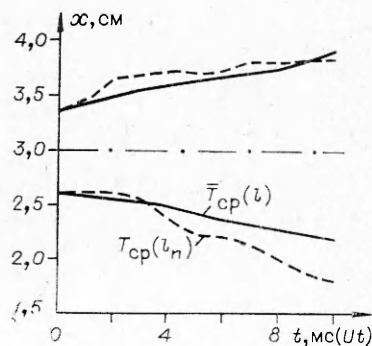


Рис. 7. Профиль «сечения» средней температуры турбулентного пламени;  $\bar{u}=190$  см/с,  $L=4,2$  см,  $\tau=3,2$  мс,  $p=50$  кПа,  $[H_2]_0=8,5\%$ .

булентными пульсациями, и площадь условной «средней» поверхности полупревращения исходного горючего вещества. При расчете в одномерном приближении можно сделать лишь оценку:  $F_n \sim l_n^2$ , где  $l_n$  — длина линии, образуемой точками  $T_{cp}$  в координатной плоскости  $x-Ut$  ( $U$  — средняя скорость движения, рис. 7). Здесь через  $l$  обозначена длина «сечения» поверхности  $F$ , получаемая движением точки  $T_{cp}$  по координате  $Ut$ .

Оценка  $F_n/F \approx (l_n/l)^2$  в случае  $p=50$  кПа,  $U=30,6$  м/с и  $n_0=8,5\%$  дает величину  $<1,1$  и  $u_r \approx u_{nr}$ . В опыте, согласно [12], для этих условий  $u_r \leq 300$  см/с.

Поступила в редакцию  
15/VI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Кинетика и катализ, 1965, 6, 23.
3. G. Damkohler. Zs. Elektrochem., 1940, 46, 601.
4. К. И. Шелкин. ЖТФ, 1943, 13, 520.
5. M. Sammerfield, S. H. Reiter a. o. Jet Propulsion, 1955, 25, 377.
6. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
7. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1972, 203, 144.
8. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, Е. И. Динабург. Теор. основы хим. технол., 1976, 10, 155.
9. В. А. Басевич, С. М. Когарко. Archiwun termodynamiki i spalania, 1976, 7, 421.
10. J. M. Burgers. Advances in Appl. Mech., 1948, 1, 35.
11. Библиотека программ на ФОРТРАНЕ. Под ред. Р. Н. Федорова. Т. 2. Дубна, ОИЯИ, 1970.
12. В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Archiwun termodynamiki i spalania, 1975, 6, 95.
13. В. А. Храмцов.— В сб.: Горение при пониженных давлениях. М., Изд-во АН УССР, 1960.
14. С. Н. Козлов, В. Я. Басевич, С. М. Когарко. Теор. основы хим. технол., 1973, 7, 614.

### ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДИФФУЗИОННЫХ ЗАТОПЛЕННЫХ ПЛАМЕН ПРИ ДОЗВУКОВОМ И НЕРАСЧЕТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ИСТЕЧЕНИЯХ ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА

Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов

(Москва)

Устойчивость горения топливной струи за соплом (после отключения системы зажигания) — важная характеристика горения диффузионного факела. Обычно анализ устойчивости пламени предшествует анализу аэродинамики газового факела. При неустойчивости пламени расчет его аэродинамики становится беспредметным. Расчет аэродинамики устойчивого пламени может быть проведен с использованием известных приближенных методов, предполагающих бесконечно большие скорости горения (или малые времена горения по сравнению с временами пребывания топливно-воздушной смеси в высокотемпературных слоях смешения) [1—4].

Из теоретического анализа [5, 6], базирующегося на идеях Я. Б. Зельдовича об устойчивости пламени в пограничном слое безгра-