

Рис. 3. Зависимость скорости распространения пламени W от степени наполнения N .
1 — немодифицированный стеклопластик; 2 — модифицированный стеклопластик.

цированного стеклопластика располагаются гораздо ближе к поверхности образца, чем немодифицированного.

В эксперименте фоторегистратором измерена скорость распространения пламени W по поверхности горизонтальных образцов с $l = 200$, $b = 25$ и $\Delta = 23 \div 25$ мм. Опыты проводили на воздухе при атмосферном давлении. Образцы приклеивали к термостатированной подложке, описанной выше, и поджигали с одного конца по всей ширине образца электроспиралью. Из рис. 3 следует, что величина W для модифицированного стеклопластика гораздо ниже, чем для исходного (при $N = 4\%$ в ~ 2 раза, а при $N = 14\%$ — более чем в 20 раз). Исходный стеклопластик горит при $N \sim 50\%$, а модифицированный гаснет уже при $N = 15\%$. Эти результаты хорошо коррелируют с описанным выше накоплением карбонизованного слоя на поверхности модифицированного пластика при тепловых воздействиях.

На кривой $W(N)$ для немодифицированных стеклопластиков наблюдается максимум при $N = 10\%$. Возможно, что увеличение W с ростом N в интервале 10% связано с «эффектом фитиля», т. е. стеклоткань облегчает подвод расплавленных жидких продуктов деструкции смолы из глубины образца. Однако при больших N начинает сказываться разбавление образца негорючим наполнителем и скорость пламени снижается (в согласии с результатами [3]).

Таким образом, установлено образование при циклических прогревах карбонизованного слоя на поверхности модифицированного эпоксиполимера, что приводит к изменению теплопроводности материала. Показано, что модификация наполненных эпоксиполимеров приводит к существенному снижению скорости распространения пламени. При этом установлена зависимость между степенью наполнения и горючестью материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кодолов В. И., Повстугар В. И., Михайлов В. И. // Теоретические и практические аспекты огнезащиты древесины материалов.— Рига: Зинатне, 1985.
2. Михайлов В. И., Кодолов В. И., Никулина И. А. // Получение, структура и свойства модифицированных аморфно-кристаллических термопластов.— Л., 1986.
3. Бахман Н. Н., Кодолов В. И., Ларионов К. И. и др. // Горение гетерогенных и газовых систем.— Черногловка, 1986.

гг. Ижевск, Москва

Поступила в редакцию 12/VI 1989

УДК 541.126

В. Я. БАСЕВИЧ, В. П. ВОЛОДИН, Н. И. ПЕРЕГУДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ РАСЧЕТОМ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ ПО МГНОВЕННЫМ ПАРАМЕТРАМ

Кинетика, наряду с другими физическими процессами, определяет характеристики распространения турбулентного пламени. Однако для

© 1990 Басевич В. Я., Володин В. П., Перегудов Н. И.

турбулентной среды нет общепринятого метода математического описания химической реакции. Учесть турбулентные пульсации при решении задачи со строгим учетом кинетики реакций можно, пользуясь двумя путями. Первый из них, наиболее широко применяемый, состоит в том, что во всех балансовых дифференциальных уравнениях переменные представляются в виде суммы средней и пульсационной составляющих. Далее, проводя тем или иным способом усреднения этих уравнений, получают уравнения относительно моментов или функций плотности вероятности (ФПВ). При этом в уравнениях появляются члены, нуждающиеся в независимом определении [1]. Второй путь — это решение уравнений с мгновенными параметрами, соответствующими случайным реализациям, с последующим их осреднением. Так решались одно- и двумерные задачи в [2, 3]. Для получения решений здесь необходимо статистическое моделирование поля турбулентных скоростей, что при современном уровне знаний можно сделать достаточно обоснованно. Получаемые таким образом решения имеют неэмпирический характер и, более того, позволяют определить и ФПВ (хотя в литературе до сих пор этого не сделано). Поэтому оба названных пути не исключают, а дополняют друг друга.

Цель настоящей работы — первая попытка определения ФПВ для температуры расчетом турбулентного пламени по мгновенным параметрам и последующее решение осредненных уравнений с помощью полученной ФПВ.

Задача о турбулентном горении с уравнениями для мгновенных параметров

Для решения выбрана одномерная задача о турбулентном горении с химической реакцией, протекающей за один акт. Несмотря на модельность и противоречивость такой постановки (невыполнение условий неразрывности для пульсаций скорости) [2], ее простота позволяет получить решения с приемлемыми затратами машинного времени (задача решалась на БЭСМ-6). Постановка более реалистичной и строгой задачи, например двумерной со сложной кинетикой, также возможна и не вызывает никаких принципиальных затруднений, но требует значительно больших машинных ресурсов.

Рассмотрим процесс горения гомогенной смеси в турбулентном потоке со струйной стабилизацией пламени (рис. 1). Пусть струя газа с высокой температурой вытекает по центральному каналу и смешивается со свежей горючей смесью, поступающей по периферийному каналу. В зоне смешения начинается горение, распространяющееся далее по всему объему. При исключении из рассмотрения среднего движения в постановке, предполагающей квазистационарность [2], уравнения баланса энергии и вещества при данной схеме течения имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_0 c \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \rho \frac{\partial (cTu)}{\partial x} + hW, \\ \rho_0 \frac{\partial n/\rho}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(D\rho \frac{\partial n/\rho}{\partial x} \right) - \rho \frac{\partial (n/\rho u)}{\partial x} + W, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_0 и ρ — начальная и текущая плотности; T — температура; c — теплоемкость; t — время; λ — коэффициент молекулярной теплопроводности; x — координата; n и D — концентрация и коэффициент молекулярной диффузии горючего реагента; W и h — скорость и тепловой эффект реакции; u — мгновенная пульсационная скорость. Полагаем, что $W = kn$, $k = A \exp(-E/RT)$ — константа скорости реакции; A — предэкспонент; E — энергия активации; R — газовая постоянная;

$$c = c_* + c_{**}T; \quad \lambda = \lambda_* (T/T_0)^{0,7}; \quad \rho = \rho_* (T_0/T) p; \quad D = D_* (T/T_0)^{1,75}/p.$$

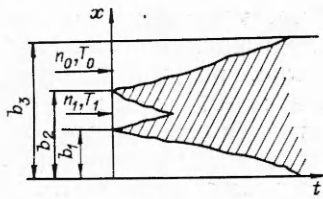


Рис. 1. Схема течения.

Начальные и граничные условия:

при $t = 0$ $n = n_0$, $T = T_0$ для

$$x = 0 \div b_1, b_2 \div b_3,$$

$n = n_1$, $T = T_1$ для $x = b_1 \div b_2$;

при $x = 0, b_3$ $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial n/\rho}{\partial x} = 0$.

Значения пульсационной скорости $u(x, t)$ находились статистическим моделированием для заданных среднеквадратичной скорости \bar{u} , интегрального пространственного масштаба L и временного масштаба τ , одинаковых для всех x и t , по методике [2]. Уравнения решались для ряда значений n_0 , T_1 , τ , \bar{u} . T_1 принималась равной адиабатической температуре пламени. Численные параметры выбирались соответствующими опытными данным, относящимся к горению бедных смесей водорода с воздухом [2]: $T_0 = 293$ К, $p = 0,5$ атм, $A = 2,26 \cdot 10^6$ с⁻¹, $E = 11$ ккал/моль, $h = 57,1$ ккал/моль, $\tau = 3,2 \cdot 10^{-4}$ с, $L = 4,2$ см. Значения $b_1 = 1,09$, $b_2 = 1,85$, $b_3 = 3,0$ см. Для физических констант принимались значения: $c_{**} = 10^{-3}$ ккал/(моль·К²), $c_* =$ ккал/(моль·К), $\lambda_* = 6,25 \cdot 10^{-5}$ ккал/(см·с·К), $\rho_* = 4,1 \cdot 10^{-5}$ моль/см³, $D_* = 0,795$ см²/с.

Одно решение при указанных параметрах 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 их средние значения

$$\bar{T} = \left(\sum_i T_i(x, t) \right) / N, \quad \bar{n} = \left(\sum_i n_i(x, t) \right) / N.$$

Одновременно вычисляем ФПВ температуры $P(T, x, t)$ — одну из многих других возможных функций плотности вероятности. По определению эта функция представляет собой вероятность того, что в точке (x, t) температура находится в интервале $[T, T + dT]$ и при этом

$$\int_{T_0}^{T_1} P(T, x, t) dT = 1$$

для произвольной точки (x, t) . Но поскольку рассматривается разбиение интервалов $[T_0, T_1]$, $[0, b_3]$, $[0, t_{\max}]$ на конечное число частей I, J, K соответственно, то фактически находим функцию $P(T_i, x_j, t_k)$ или, что то же самое, функции $P_l(T_i)$, $l = 1, \dots, J \times K$, которые представляют нормированную частоту появления температуры в интервале $[T_i, T_i + \Delta T]$ в точке (x_j, t_k) при условии $\sum_{i=1}^J P_l(T_i) \Delta T = 1$ ($l = 1, \dots, J \times K$).

Прежде всего, по результатам расчетов необходимо сделать следующие замечания и выводы, совпадающие с полученными в [2]. Профили $\bar{T}(x, t)$ и $\bar{n}(x, t)$ позволяют определить скорость распространения пламени и ширину зоны реакции (рис. 2). При $\bar{u} = 0$ получается ламинарная скорость распространения пламени u_n (см. таблицу), которая оказывается сопоставимой с опытными значениями (ее приблизительная величина указана в скобках). Это соответствие указывает на приемлемость принятых эффективных кинетических параметров — константы скорости реакции, A и E . Следуя установленным определениям [4], отметим, что при одномерной постановке задачи вычисления дают скорость распространения турбулентного пламени u_{nT} в направлении, нормальном к его поверхности, увеличенное за счет влияния мелкомасштабной турбулентности (масштабы, меньшие ширины зоны реакции). Эти величины оказываются больше u_n . Для них практически нет измерений, но они в

\bar{u} , см/с	Скорость распространения пламени (см/с) при n_0 , %	
	8,5	17,5
0	19,4 (14)	47,1 (60)
45	22,5 (22,5)	—
190	28,8 (40,5)	65 (88)

Примечание. Для $\bar{u} > 0$ 1-я цифра — для системы уравнений (1), цифра в скобках — для (2).

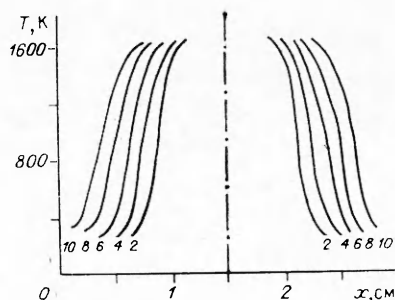


Рис. 2. Профили температуры \bar{T} для $n_0 = 17,5\%$, $\bar{u} = 190$ см/с, $T_1 = 1640$ К при $t = 2, 4, 6, 8$ и 10 мс согласно (2).

«поверхностной» модели турбулентного пламени связываются обычно определенными в опыте скоростями распространения турбулентного пламени u_T соотношением

$$u_T = u_{нТ} F_n / F,$$

где F_n и F — соответственно площадь мгновенной поверхности горения, искривленной турбулентными пульсациями (в одномерном приближении не может быть определена), и площадь условной «осредненной» поверхности полупревращения исходного горючего вещества. Ширина зоны реакции в турбулентном пламени оказалась всюду меньше 1 см, в пределах коэффициента 1—2 совпадают в турбулентном пламени с шириной зоны реакции ламинарного пламени и много меньше интегрального пространственного масштаба. Это соответствует представлениям «поверхностной» модели турбулентного пламени.

Рассматриваемые ФПВ температуры зависят от среднеквадратичной пульсационной скорости. Для ламинарного пламени ($\bar{u} = 0$) ФПВ имеют вид

$$P(\bar{T}; x, t) = \delta(\bar{T} - T(x, t)),$$

где $T(x, t)$ — решение соответствующей краевой задачи. С увеличением среднеквадратичной пульсационной скорости ФПВ изменяются, происходит «размывание» первоначальной дельта-функции. Ее примеры представлены на рис. 3. Обнаруживаемая негладкость ФПВ обязана ограниченному числу осреднений, $N \approx 50$. Вид ФПВ существенно зависит от температуры T_i . На рис. 4 показана $P_l(T_i)$ для четырех температур в порядке возрастания последних. Видны большие значения функции плотности вероятности для температур, близких к крайним ее значениям T_0 и T_1 , и меньше — для промежуточных. Такой вид ФПВ для температуры соответствует представлениям «поверхностной» модели турбулентного пламени и качественно совпадает с определенным в опытах [5].

Получено и проанализировано большое число ФПВ $P_l(T_i)$, где $l = 1, \dots, J \times K$, т. е. соответствует точке (x_j, t_k) . Если этой точке поставить в соответствие температуру

$$\bar{T}_l = \frac{\sum_i T_i P_l(T_i)}{\sum_i P_l(T_i)},$$

то оказывается, что для принятых конкретных условий проведенных расчетов $P_l(T_i)$ определяется не собственно точкой (x_j, t_k) , а только самой величиной T_i , т. е. $P_l(T_i) \approx P(T_i, \bar{T}_l)$. Отождествляя точки, лежащие в интервале $[T_i + \Delta T]$, приходим, проводя соответствующие усреднения, от функции трех переменных к функции двух переменных.

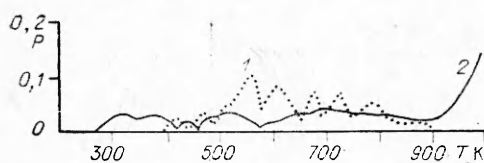


Рис. 3. ФПВ температуры для $n_0 = 8,5\%$ и $T \approx 640$ К.
 \bar{u} , см/с: 1 — 45, 2 — 190.

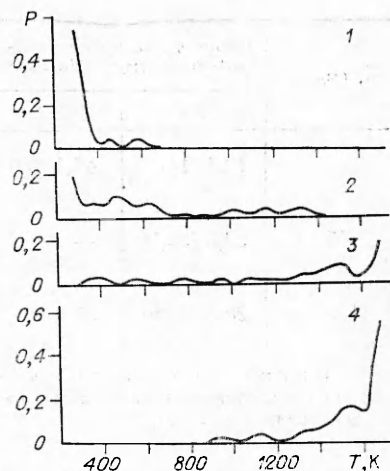


Рис. 4. ФПВ температуры для $n_0 = 17,5\%$ и $\bar{u} = 190$ см/с.
 T_i , К: 1 — 33, 2 — 686, 3 — 1500, 4 — 1635. t , мс:
1 — 2, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 8.

На основе этого вывода оказывается возможным подход к решению задачи о турбулентном горении с помощью осредненных дифференциальных уравнений с вычисленными ФПВ для температуры.

Задача о турбулентном горении с уравнениями для осредненных параметров

Далее решалась та же задача с помощью осредненных дифференциальных уравнений с применением ФПВ для температуры в достаточно простой приближенной постановке, аналогичной (1):

$$\rho_0 c \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) + h \int_{T_0}^{T_1} WP(T, \bar{T}) dT, \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \bar{n}/\rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_T \rho \frac{\partial \bar{n}/\rho}{\partial x} \right) + \int_{T_0}^{T_1} WP(T, \bar{T}) dT,$$

где λ_T и D_T — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии. Начальные и граничные условия те же самые.

В соответствии с известными положениями теории о тепло- и массообмене в турбулентной среде [4] приближенно принято, что

$$D_T = \bar{u}^2 \tau, \quad \lambda_T = D_T \rho_0 c_0$$

и не учитывалось влияние горения на величину этих коэффициентов. Из таблицы видно, что получаемые величины скорости пламени несколько отличаются от рассчитанных по (1), но коррелируют с ними. Определяемые по профилю температуры ширины зон реакций находятся приблизительно в таком же соотношении. Точного совпадения решений уравнений (1) и (2) нельзя ожидать в силу принятых допущений.

В заключение сформулируем основной вывод работы: расчетом турбулентного пламени по мгновенным параметрам могут быть определены функции плотности вероятности, необходимые для неэмпирических расчетов турбулентного горения по осредненным дифференциальным уравнениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Либби П. А., Вильямс Ф. А., Бильгер 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. Басевич В. Я., Володин В. П., Когарко С. М. и др. Хим. физика, 1982, 1, 1130.
4. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
5. Magre P., Mareau P. et al. Comb. Flame, 1988, 71, 147.

г. Москва

Поступила в редакцию 10/VIII 1988