

4. S. J. Corrsin. J. Appl. Phys., 1951, 22, 469.
5. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, А. И. Алимпиев.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. В. Б. Либрович, В. И. Лисицин. ИПМ АН СССР, препринт № 57, М., 1975.
7. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1976, 12, 1.

## ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО СГОРАНИЯ ГАЗА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

*В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев*

Динамические характеристики процесса сгорания гомогенной газовой смеси в сосуде постоянного объема представляют интерес в различных областях теории и практики горения газов. Скорость нарастания давления и время полного сгорания — основные параметры, содержащие необходимую информацию о горючих свойствах газов и используемые при разработке различных систем взрывозащиты технологического оборудования [1]. Другие характеристики процесса — ламинарная и турбулентная скорость распространения пламени — широко используются для описания явлений воспламенения, стабилизации и гашения пламени [2]. В отношении последних характеристик процесс горения газа в замкнутом объеме очень удобен для их определения и дает большие возможности для изучения пламен при различных начальных параметрах смеси (состав, давление, температура) и параметрах турбулентности (интенсивность, масштабы, спектры) [2].

Приближенные уравнения для определения динамических характеристик ламинарного горения газа в сферическом сосуде рассматривались многими авторами. Анализ этих уравнений и сделанных при их выводе допущений проведен в [3—6]. Наиболее строгие уравнения теории ламинарного горения газа для сферического сосуда получены в [7].

Первые попытки использования бомбы постоянного объема для измерения турбулентной скорости пламени были предприняты в работе [8]. Турбулизация смеси в сферической бомбе проводилась вращающимися мешалками. После зажигания ее в центре бомбы пламя фотографировалось и записывалось давление. Скорость определялась по средней видимой скорости и средней плотности смеси продуктов сгорания и свежего газа по разработанной авторами методике. В [2] показано, что определяемая таким путем турбулентная скорость относится к осредненной передней границе зоны пламени, и более простым является метод с использованием только записи давления, в котором скорость относится к сечению зоны горения с половинным выделением тепла. Оба метода, однако, ограничены начальным участком процесса горения, когда изменением состояния свежей смеси и продуктов сгорания в результате повышения давления в бомбе можно пренебречь.

В настоящей работе рассматривается турбулентное распространение пламени в условиях замкнутого объема, как на начальной стадии, так и на стадиях со значительным ростом давления и делается попытка связать динамические характеристики процесса с кинетическими и турбулентными характеристиками свежей смеси. Основной вывод этого рассмотрения заключается в том, что при определенном выборе поверхности, относительно которой определяется турбулентная скорость, практически все зависимости для динамических характеристик в турбулентном и ламинарном режимах формально одинаковы, несмотря на существенное различие в механизме распространения пламени. Поэтому главное внимание уделяется обсуждению исходных предпосылок, отличительных

особенностей турбулентного режима и условий применимости полученных результатов.

Как и в случае ламинарного режима [7] предполагается, что в процессе адиабатического распространения турбулентного пламени давление в каждый момент времени равномерно по сосуду и изменяется только во времени. Изменение числа молей в химической реакции остается постоянным в течение всего процесса. Турбулентное пламя в изотропном турбулентном поле в виде ядра распространяется от точечного источника зажигания по направлению к стенкам сосуда. Предполагается, что механизм горения соответствует «ламинарной» модели: сгорание смеси происходит в искривленной поверхности пламени при постоянной нормальной скорости на каждом элементе поверхности. Турбулентность не только искривляет поверхность горения и тем самым увеличивает скорость сгорания, но и образует отдельно горящие с поверхности объемы свежего газа за передним фронтом пламени [9].

Считая, что при горении остаются постоянными масса и объем газа

$$\begin{aligned} n + n_u &= 1, \\ \omega_b + \omega_u &= 1, \end{aligned}$$

можно написать

$$\omega_b = 1 - (1 - n)/\sigma, \quad (1)$$

где  $\omega_u = V_u/V_i$ ;  $\omega_b = V_b/V_i$ ;  $\sigma = \rho_u/\rho_i$ ;  $n$  — весовая доля газа;  $V$  — объем,  $\rho$  — плотность, индексы  $u, b, i$  относятся соответственно к свежему газу, сгоревшему и начальному состоянию.

Относительная масса свежего газа, сгорающего с нормальной скоростью  $S_u$  в зоне турбулентного пламени с суммарной поверхностью  $F_i$  за время  $dt$ ,

$$dn_u = -F_i S_u \sigma dt / V_i$$

и, следовательно,

$$(d\sigma/dt)_i = F_i S_u \sigma / V_i \cdot (dn/d\sigma)_i. \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем индекс  $i$  означает принадлежность величины к турбулентному режиму.

В работах [6, 7] были найдены общие и частные решения для доли продуктов сгорания  $n$  и выяснены точные термодинамические условия на фронте пламени. Этим условиям удовлетворяет соотношение

$$n = \left[ \sigma + \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} (1 - \sigma^{1-\gamma_u}) - 1 \right] / G, \quad (3)$$

где

$$G = \gamma_u \left[ E_i - \frac{\gamma_u (\gamma_b - 1)}{\gamma_b (\gamma_u - 1)} \right] \sigma^{1-\gamma_u} + \frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1};$$

$E_i$  — коэффициент расширения продуктов сгорания при начальном давлении;  $\gamma = C_p/C_v$  — отношение теплоемкостей.

Анализ соотношения (3) показывает, что оно содержит только термодинамические параметры свежего газа и продуктов сгорания. При его выводе не использовались предположения о механизме горения газа и характеристики формы и размера сосуда, т. е. указанное соотношение в одинаковой мере относится к ламинарным и турбулентным процессам. Следовательно, производная  $(dn/d\sigma)_i$  в формуле (2) может быть вычислена по (3).

Теперь из (2) видно, что если известна нормальная скорость пламени, то по экспериментальной кривой нарастания давления можно найти суммарную поверхность горения в турбулентном режиме. Это обстоятельство позволяет ввести в рассмотрение турбулентную скорость пла-

мени, используя принцип Гуи — Михельсона, согласно которому в нашем случае турбулентная скорость равна произведению нормальной скорости на отношение величин поверхностей фронтов в турбулентном и ламинарном режимах:

$$S_{ut} = S_u \cdot F_t / F.$$

Этот принцип, выражающий закон сохранения вещества, как известно, применяется в различной форме при определении нормальных и турбулентных скоростей распространения пламени.

С другой стороны, невозмущенную турбулентностью поверхность  $F$ , относительно которой рассматривается скорость  $S_{ut}$ , определим как минимально возможную поверхность всех продуктов сгорания, мысленно собранных вместе, т. е. как сферу с весовой долей продуктов сгорания  $n_i$  [2]. Но поскольку доля  $n$  по (3), как отмечалось, зависит только от давления и термодинамических параметров и не зависит от того, каков механизм сгорания — ламинарный или турбулентный, при одном и том же давлении в обоих режимах доли продуктов сгорания равны  $n_t = n$  и площадь  $F$  легко вычисляется по (1) и (3).

Таким образом, с учетом последнего замечания для скорости нарастания давления из (2) получим

$$\left(\frac{d\pi}{dt}\right)_t = \frac{3\gamma_u \sigma^{\gamma_u + \frac{1}{3}} (\sigma + n - 1)^{2/3} \cdot G}{a [\gamma_u \sigma - (\gamma_u - \gamma_b)(1 - n)]} \cdot S_{ut}, \quad (4)$$

где  $a = (3V_i/4 \cdot 3,14)$  — эквивалентный радиус сосуда;  $\pi = p/p_i$  — относительное давление, связанное с плотностью законом адиабатического сжатия  $\pi = \sigma^{\gamma_u}$ .

Сравнивая уравнение (4) с аналогичным уравнением для ламинарного пламени [7], получим

$$(d\pi/dt)_t = S_{ut}/S_u \cdot d\pi/dt, \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) позволяют определять все основные динамические характеристики процесса горения турбулизованный газ в закрытом сосуде — скорость нарастания давления, турбулентную скорость  $S_{ut}$  и время полного сгорания.

При экспериментальном определении  $S_{ut}$  по (4) нет необходимости знать нормальную скорость  $S_u$ , но требуются термодинамические данные для расчета  $\gamma_u$ ,  $\gamma_b$  и  $E$ . При определении  $S_{ut}$  по (5) и известной зависимости  $S_u$  от давления и температуры турбулентная скорость может быть экспериментально определена по записи давления в двух параллельных опытах с турбулентным и ламинарным пламенами.

Из (4) и (5) видно, что в турбулентном режиме по сравнению с ламинарным скорость нарастания давления в любой момент времени выше в  $S_{ut}/S_u$  раз. Величина  $(dp/dt)_t$  прямо пропорциональна начальному давлению смеси, турбулентной скорости и обратно пропорциональна характерному размеру сосуда.

Зависимость скорости нарастания давления от турбулентных и кинетических характеристик смеси дается через скорость  $S_{ut}$ , для которой в литературе предложено большое число теоретических и эмпирических формул [10]. Например, согласно [11],

$$S_{ut}/S_u = 4,5 (U'/S_u)^{0,6}, \quad (6)$$

где  $U'$  — среднеквадратичная пульсационная скорость. Из (5) и (6) следует, что при одинаковой степени турбулентности в околопредельных и стехиометрических смесях относительное нарастание давления в турбулентном режиме более эффективно в околопредельных (медленногорящих) смесях.

Влияние давления и температуры на скорость распространения турбулентного пламени описывается степенными зависимостями  $S_{ut} \sim T^m$ ,  $S_{ut} \sim p^n$  с показателями степеней, лежащими в пределах  $m=0,25-1,0$  и  $n=0-0,5$  [12]. Принимая для турбулентного пламени  $m=0,8$ ,  $n=0,25$ , а для ламинарного  $m=1,8$  и  $n=-0,25$ , получим  $S_{ut}/S_u \sim \sqrt{p}$  и  $S_{ut}/S_u \sim 1/T$ . Эти оценки показывают, что относительная скорость нарастания давления имеет тенденцию увеличиваться при повышении давления и уменьшаться при повышении начальной температуры.

На основе общих и некоторых дополнительных упрощающих предположений, не имеющих термодинамических особенностей в отношении турбулентного пламени, в работе [13] при  $\gamma_b = \gamma_u$  получена аналитическая зависимость давления от времени для ламинарного пламени при  $\pi < 2$ . Аналогичная зависимость для турбулентного пламени имеет вид

$$t_i = [(\pi - 1)/\gamma_u E_i^2 (E_i - 1)]^{1/3} \cdot a/S_{ut}. \quad (7)$$

Точность формулы (7) и соответствующей формулы для ламинарного пламени уменьшается по мере повышения текущего давления, в частности, вследствие зависимости  $S_u$  и  $S_{ut}$  от давления и температуры. Но всегда можно выбрать такой диапазон давлений, в котором обе скорости постоянны с хорошей точностью. Тогда

$$S_{ut}/S_u = \Delta t / \Delta t_i,$$

где  $\Delta t$  — временной интервал, в котором влияние давления и температуры на скоростях  $S_u$  и  $S_{ut}$  пренебрежимо мало.

При определении  $S_{ut}$  в бомбе постоянного объема необходима уверенность в том, что пульсационные характеристики статистически осреднены. Если в стационарном пламени, например на бунзеновской горелке, осреднение легко реализуется при больших временах наблюдения, то в условиях нестационарного пламени в бомбе постоянного объема время осреднения может оказаться недостаточным. В этих случаях плавная осредненная кривая роста давления будет искажена вследствие непредставительного характера изменения поверхности пламени и дает при расчете  $S_{ut}$  ошибочные значения величины скорости. Такие ситуации следует ожидать при малых  $U'/S_u$  и больших характерных размерах пульсаций по отношению к радиусу пламени. Избежать этот недостаток можно многократным повторением опытов в одних и тех же условиях с последующим осреднением записей давления.

При горении газа в замкнутом объеме возможны различные гидродинамические нестационарные течения, приводящие, как и при регулярной турбулентности, к ускоренному росту давления. Таковы течения, возникающие, например, при действии свободной конвекции на очаг продуктов сгорания, развитии гидродинамической неустойчивости фронта пламени, обтекании препятствий образующимися при горении потоками газа. Очевидно, что здесь для описания процесса сгорания неправомерно использовать турбулентную скорость  $S_{ut}$  — характеристическую величину, однозначно связанную с физико-химическими свойствами смеси, в том числе осредненными параметрами турбулентности. В таких случаях скорость нарастания давления может быть рассчитана, как это видно из уравнения (2), не по скорости турбулентного горения, а по величине поверхности пламени. Для этого уравнения (4) и (5) можно записать в виде

$$\left(\frac{d\pi}{dt}\right)_i = \frac{\gamma_u \sigma \gamma_u^{+1} S_u G}{V_i [\gamma_u \sigma - (1-n)(\gamma_u - \gamma_b)]} \cdot F_i$$

и

$$(d\pi/dt)_i = F_i/F \cdot d\pi/dt.$$

В заключение отметим некоторые факторы, осложняющие описание процесса главным образом на конечной стадии горения газа.

В работе не использовались предположения о форме сосуда, следовательно, выводы настоящего анализа применимы к сосудам любой формы. При этом имеются определенные ограничения. Опыты с ламинарными пламенами в несферических сосудах показывают, что пламя большую часть пути до ближайшей стенки распространяется в форме сферы. Затем, вблизи стенки, в результате торможения потока свежего газа поверхность пламени деформируется и приобретает форму стенки. Вследствие этого эффекта суммарная поверхность пламени при данных текущих параметрах газа в несферическом сосуде больше, чем в сферическом. Следовательно, выше скорость нарастания давления и скорости пламени, определяемая по записи давления. Указать момент, начиная с которого стенка оказывает существенное влияние на форму пламени, в настоящее время не представляется возможным.

Далее в несферических сосудах, особенно в сосудах удлиненной формы, и при расположении источника воспламенения вблизи стенки процесс горения не заканчивается одновременно по всей поверхности пламени. По достижении пламенем ближайшей стенки происходит интенсивное охлаждение продуктов сгорания, тогда как в удаленных участках сосуда продолжается горение. Этот эффект приводит к уменьшению скорости роста давления и занижению расчетной скорости пламени.

При горении нетурбулизованной медленногорящей смеси важную роль в динамике сгорания газа может играть свободная конвекция. Условие этого влияния определяется равенством времени развития конвекции и характерного времени горения и выражается критическим числом Фруда [14]. Особенно существенно конвективное действие вблизи пределов воспламенения, где скорость подъема очага продуктов сгорания лабораторных масштабов может превышать скорость пламени. Конвекция способна не только влиять на форму пламени, направление его движения, но и приводить к его гашению на стенке сосуда, в результате чего на опыте наблюдается неполное выгорание смеси [14]. В таких случаях в турбулентном режиме можно ожидать подавления свободноконвективного влияния, причем формула (5) уже неприменима.

*Институт химической кинетики и горения  
СО АН СССР,  
Новосибирск*

*Поступила в редакцию  
24/VI 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Веселов, Л. М. Мешман. Автоматическая пожаро- и взрывозащита предприятий химической и нефтехимической промышленности. М., «Химия», 1975.
2. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
3. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. ПМТФ, 1963, 6.
4. С. J. Rallis and G. F. V. Temeer. Comb. Flame, 1963, 7, 1.
5. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3.
6. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1969, 5, 1.
7. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
8. В. П. Карпов, Е. С. Семенов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1959, 128, 6.
9. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
10. G. E. Andrews, D. Bradley, S. B. Lwakamba. Comb. Flame. 1975, 24, 3.
11. Л. С. Козаченко. ПМТФ, 1961, 3.
12. А. В. Талантов. Основы теории горения. Казань, Изд-во КАИ, 1975.
13. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок. ФГВ, 1977, 13, 1.
14. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок и др. Archiwum termodynamiki i spalania, 1975, 6, 1.