

интенсивного механического разрушения, следует, по-видимому, отнести к погрешности, вносимой ограничением ряда (12), а также за счет слабо изученной кинетики термического разложения углеводородов.

Поступила в редакцию  
18/IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Лошкарев, В. А. Шваб. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 2, ч. 2. Минск, 1972.
2. В. А. Красильников. Звуковые волны в воздухе, воде и твердых телах. М., 1954.
3. Развитие исследований по теории фильтрации в СССР. М., 1969.
4. И. Б. Сафонова. Отчет сектора физ.-техн. горн. проблем, ИФЗ АН СССР. М., 1971.
5. Б. Н. Стаднюк и др. ИФЖ, 1972, 22, 5.
6. Л. Бергман. Ультразвук. М., ИЛ, 1956.
7. В. П. Мотулевич. ИФЖ, 1960, 5.
8. В. П. Мотулевич. ИФЖ, 1963, 4.
9. В. А. Лошкарев, В. А. Шваб. Матер. III науч. конф. по математике и механике. Томск, ТГУ, 1973.
10. П. А. Теснер. Образование углерода из углеводородной газовой фазы. М., 1972.

УДК 536.46+662.612.2

### О СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ КРИТЕРИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ

B. N. Вилюнов

(Томск)

На основе размерностных оценок и подобия получены интерполяционные формулы для скорости турбулентного горения  $u_t$  перемешанных газов в крупномасштабном турбулентном потоке.

1. Рассматривается в среднем стационарное турбулентное пламя в трубе за решеткой. Поток изотропный. Пламя покоятся, смесь втекает в него со скоростью  $u_t$ , которая является скоростью распространения турбулентного горения. Исходная температура смеси  $T_+$ , конечная  $T_-$ .

При отсутствии турбулентности пламя относительно свежего газа распространяется по теплопроводному механизму с нормальной скоростью горения  $u_n$ , меньшей чем  $u_t$ . Для дальнейшего существенно, что ламинарное пламя при равенстве молекулярных коэффициентов переноса полностью определяется заданием двух размерных параметров, например, температуропроводностью  $\alpha$  и характерным временем реакции  $\tau_+$ , а также двух безразмерных параметров — относительного подогрева  $T_+/T_-$  и температуры активации  $E/RT_+$ .

Это означает, что знание указанных параметров позволяет определить не только скорость пламени  $u_n \sim \sqrt{\alpha/\tau_+}$ , но и структуру: тепловую  $\delta \sim \alpha/u_n$  и химическую  $\delta_x = \delta \omega(T_+/T_-; E/RT_+)$  ширину.

Для аррениусской зависимости скорости химической реакции от температуры с большой теплотой активации ( $E/RT_+ \gg 1$ ) характерное время реакции определяется равенством [1]

$$\tau_+ = \rho_+^{1-n} z_0^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT_+}\right). \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $z_0$  — предэкспонент,  $E$  — энергия активации,  $n$  — порядок реакции; индексом плюс отмечаются величины, относящиеся к температуре горения, а минус — к исходной смеси.

В пределе ( $E \gg RT_+$ ), когда справедливо разложение экспоненты по Франк-Каменецкому, вместо двух параметров  $T_+/T_-$ ,  $E/RT_+$  в задачу входит только один:  $\theta_0 = E(T_+ - T_-)/RT_+^2$ . Нереагирующий крупномасштабный турбулентный поток несжимаемой жидкости характеризуется двумя параметрами [2] — интенсивностью  $b = \frac{1}{2} \langle u'_\alpha u'_\alpha \rangle$  и интегральным масштабом  $L$ . Для изотропного потока  $\sqrt{b} \sim u'$ , где  $u'$  — среднеквадратичная пульсация скорости.

Отправным пунктом дальнейшего изложения является предположение о том, что основной вклад в скорость турбулентного распространения пламени вносят наиболее крупномасштабные пульсации (низкочастотная часть спектра турбулентности).

При таком подходе к описанию явления скорость распространения турбулентного горения в отличие от  $u_n$  определяется четырьмя размерными параметрами — два параметра дают турбулентность и столько же — нормальное пламя.

Турбулентность будем характеризовать интенсивностью  $u'$  и временем смешения  $\tau_1 = L/u'$ , а ламинарное пламя — нормальной скоростью горения  $u_n$  и характерным временем химической реакции  $\tau_+$ . Из названных параметров и искомой скорости турбулентного горения в соответствии с П-теоремой можно составить лишь три безразмерные комбинации, например,  $u_t/u'$ ,  $\tau_+/t_1$ ,  $u_n/u'$ . Поэтому скорость турбулентного распространения горения, при учете ее зависимости от  $T_+/T_-$  и  $E/RT_+$ , находится из уравнения

$$\Phi \left( \frac{u_t}{u'}, \frac{\tau_+}{\tau_1}, \frac{u_n}{u'}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right) = 0. \quad (2)$$

Критерий Рейнольдса (составленный по  $u'$ ,  $L$ ), а также относительный масштаб турбулентности явно не вошли, поскольку  $\delta/L \sim \tau_+ u_n / \tau_1 u'$ ;  $Re \sim \tau_+ L^2 / \tau_1 \delta^2$ .

Ограничимся описанием горения в крупномасштабном, высокоинтенсивном турбулентном потоке, когда выполняются неравенства  $L \gg \delta$ ,  $u' \gg u_n$ ,  $Re \gg 1$ . Величина  $\tau_+/t_1$  остается конечной. При этих условиях из постановки задачи выпадает нормальная скорость пламени. Однако пульсационная скорость потока должна быть сохранена, ибо при  $u' \gg u_n$ , как показывают элементарные оценки,  $u_t \sim u'$ . В результате вместо (2) приходим к уравнению

$$\Phi \left( \frac{u_t}{u'}, \frac{\tau_+}{\tau_1}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right) = 0. \quad (3)$$

При некоторых ограничениях на величины  $\tau_+/t_1$ ,  $T_+/T_-$ ,  $E/RT_+$  существует единственное решение (3)

$$\frac{u_t}{u'} = F \left( \frac{\tau_+}{\tau_1}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right). \quad (4)$$

В общем случае решение может быть и не единственным, а при некоторой связи между параметрами задачи и не существовать. Хотя эти вопросы в рамках теории подобия не разрешимы, важно, что на пределе распространения горения (пределы экспериментально обнаружены многими исследователями, см., например, [3]) имеет место функциональная зависимость

$$\frac{\tau_+}{\tau_1} = f \left( \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right). \quad (5)$$

Таким образом, предел турбулентного горения формулируется следующим образом: при постоянных  $T_+$  и  $T_-$  на пределе распространения горения характерное время реакции находится в постоянном отношении к времени турбулентного смешения. Аналогичный результат из других соображений получен в [4] (нужно (5) пересчитать на средние параметры потока).

Выше не учитывалась возможная разница в коэффициентах переноса. При ее учете в выражение (2) и во все последующие войдут еще два определяющих критерия:  $Le = D/a$ ,  $Pr = \nu/a$ .

2. Параметр турбулентного горения  $\tau_+/\tau_1$ , предложенный Щелкуновым [5], является более общим, чем параметр Коважного  $\Gamma = \tau_0/\tau_1$  [6]. Здесь  $\tau_0 = \delta/u_n$  — время тепловой релаксации пламени (время сгорания прогретого слоя  $\delta$ ). Его общность заключается в том, что он характеризует не только распространение турбулентного пламени в потоке, но и определяет закономерности протекания реакций в неизотермических условиях, когда распространяющееся пламя может отсутствовать (зажигание в турбулентном потоке, тепловой взрыв, турбулентные химические реакторы). В задачах макрокинетики при определении  $\tau$  вместо  $T_+$  нужно подставить соответствующую характерную температуру явления; так же заменяется  $\delta$  соответствующим характерным масштабом задачи.

В случае турбулентного горения между  $\tau_+$  и  $\tau_0$  существует очевидная связь, вытекающая из классической теории нормального пламени [1]

$$\tau_+ = \frac{2n!}{\theta_0^{n+1}} \cdot \tau_0. \quad (6)$$

3. Вдали от предела распространения турбулентного пламени, когда  $\tau_+/\tau_1$  меньше критического, в (5) представим  $u_t$  приближенной зависимостью, которая будет справедлива при любой интенсивности  $u' \gg u_n$ :

$$u_t = u_n + u' F \left( \frac{\tau_+}{\tau_1}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right). \quad (7)$$

Структура (7) выбрана из следующих соображений. При  $u' \rightarrow 0$  (распространение плоского пламени в неподвижном потоке)  $u_t$  должна совпадать с  $u_n$ ; а для малых  $\tau_+/\tau_1 \ll 1$  при  $u' \ll u_n$ ,  $F \rightarrow \text{const}$

$$u_t = u_n + \text{const } u', \quad (8)$$

где постоянная зависит от  $T_+/T_-$ ,  $E/RT_+$ ,  $Le$ ,  $Pr$ . Для другого предельного случая  $u' \gg u_n$  примем, как это обычно делается в прикладных вопросах, степенную интерполяционную для функции  $F$ . Тогда в соответствии с теорией подобия приходим к следующей полуэмпирической формуле

$$u_t = K (u')^m \frac{L^{1-m}}{\tau_+^{1-m}}. \quad (9)$$

Функция  $K(T_+/T_-, E/RT_+, Le, Pr)$  и показатель  $m$  должны находиться из эксперимента. Видно, что скорость турбулентного горения определяется не скоростью нормального пламени, а скоростью химической реакции в пламени [3].

В частных случаях получаем ранее известные результаты:  $m=1$ ,  $u_t \sim u'$  — поверхностная модель [5];  $m=0,5$ ,  $u_t \sim \sqrt{Lu'/\tau_+}$  — объемное пламя [7];  $m=0$ ,  $u_t \sim L/\tau_+$  — очаговое или микрообъемное горение [3, 8].

Иногда удобно представить (9) в переменных, явно включающих нормальную скорость пламени. Исключая  $\tau_+$  с помощью (6), будем иметь

$$u_t = K_1 (u')^m u_n^{2(1-m)} \frac{L^{1-m}}{a^{1-m}}. \quad (10)$$

Пересчет  $u_t$  на средние параметры потока элементарен и здесь не приводится.

Структура формул (9), (10) позволяет по экспериментальной зависимости  $u_t$  от  $u'$  восстановить зависимость от остальных параметров.

*Замечание.* При «неудачном» выборе определяющих параметров вместо (2) можно получить эквивалентную формулу

$$\frac{u_t}{u'} = \Phi_1 \left( \frac{\delta}{L}, \frac{u_n}{u'}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right). \quad (11)$$

Одновременное стремление  $\delta/L$ ,  $u_n/u'$  к нулю может не дать конечного  $\lim u_t/u'$ . Однако будет существовать предел [9]

$$\frac{u_t}{u'} \approx \left( \frac{\delta}{L} \right)^\alpha \Phi_1 \left( \frac{u_n/u'}{\left( \frac{\delta}{L} \right)^{\beta}}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_+} \right).$$

Поэтому при степенной интерполяции снова приходим к результату (9). Это замечание остается в силе и для других возможных представлений  $u_t/u'$  от определяющих параметров или иного выбора масштаба турбулентной скорости.

4. Я. Б. Зельдович на основании соображений размерности для случая, когда масштаб турбулентности много больше ширины нормального пламени, получил выражение [10]

$$u_t = u_n f \left( \frac{u_n}{u'} \right), \quad (12)$$

которое качественно (независимость  $u_t$  от масштаба турбулентности) отличается от (10). Формулы (10) и (12) по существу правильны, но имеют различные границы применимости.

Формула (10) получена при учете отношения  $\tau_+/\tau_1$ , но отброшена нормальная скорость пламени  $u_n$ , ибо при  $u' \gg u_n$  она не является существенной. Напротив, (12) может быть получена, если считать несущественным масштаб, но сохранить в качестве определяющего параметра нормальную скорость пламени; поэтому (12) будет верной как раз в другом предельном случае, когда  $u' \ll u_n$ , а время турбулентного смешения  $\tau_1 \gg \tau_+$  не является определяющим параметром.

5. При рассмотрении более тонкой структуры турбулентности следовало бы учесть наличие в турбулентности «внутреннего масштаба»  $\eta$ , определяющего диссипацию.

Приведем некоторые оценки локальной структуры турбулентности при наличии в потоке горения. Допуская в первом приближении, что пламя не оказывает влияния на турбулентность (ибо  $\delta_x \ll \delta$ ), в соответствии с [2] имеем:

$$\frac{\eta}{L} \sim Re^{-3/4}, \quad \frac{\tau_\eta}{\tau_1} \sim Re^{-3/4}, \quad \frac{v_\eta}{u'} \sim Re^{-1/4}, \quad (13)$$

где  $v_\eta$  — порядок изменения скорости турбулентного движения на протяжении расстояний порядка  $\eta$ ;  $\tau_\eta$  — характерный период; число  $Re$

Строка	$\frac{u_n}{u'}$	$\frac{\tau_0}{\tau_1}$	$\frac{\eta}{L}$	$\frac{\eta}{\delta}$	$\frac{v_\eta}{u'}$	$\frac{v_\eta}{u_n}$	$\frac{\tau_\eta}{\tau_1}$	$\frac{\tau_\eta}{\tau_0}$	Re	Неравенства
1	1	$k$	$k^{3/4}$	$k^{-1/4}$	$k^{1/4}$	$k^{1/4}$	$k^{-3/4}$	$k^{-1/4}$	$k^{-1}$	$L \gg \eta \gg \delta, \tau_1 \gg \tau_\eta \gg \tau_0$ $u' \sim u_n \gg v_\eta$
2	$k^{1/7}$	$k^{6/7}$	$k^{6/7}$	$k^{-1/7}$	$k^{2/7}$	$k^{1/7}$	$k^{6/7}$	1	$k^{-8/7}$	$L \gg \eta \gg \delta, \tau_1 \gg \tau_\eta \sim \tau_0$ $u' \gg u_n \gg v_\eta$
3	$k^{1/3}$	$k^{2/3}$	$k$	1	$k^{1/3}$	1	$k$	$k^{1/3}$	$k^{-4/3}$	$L \gg \eta \sim \delta, \tau_1 \gg \tau_0 \gg \tau_\eta$ $u' \gg u_n \sim v_\eta$
4	$k$	1	$k^{3/2}$	$k^{1/2}$	$k^{1/2}$	$k^{-1/2}$	$k^{3/2}$	$k^{3/2}$	$k^{-2}$	$L \gg \delta \gg \eta, \tau_1 \sim \tau_0 \gg \tau_\eta$ $u' \gg v_\eta \gg u_n$

определенено характеристикаами наиболее низкочастотного участка спектра турбулентности. При  $a=v$

$$Re = \frac{u'}{u_n} \cdot \frac{L}{\delta} = \frac{\tau^0}{\tau_1} \left( \frac{L}{\delta} \right)^2 \gg 1. \quad (14)$$

Оценки различных величин по (13), (14) в порядке увеличения числа Re в зависимости от  $k=\delta/L$  приведены в таблице. Строки таблицы соответствуют некоторым характерным случаям.

При выполнении неравенств  $L \gg \eta \gg \delta, \tau_1 \gg \tau_\eta \gg \tau_0, u' \sim u_n \gg v_\eta$ , когда «внутренний масштаб» турбулентности много больше тепловой ширины пламени, мелкомасштабная часть спектра турбулентности не оказывает влияния на нормальную скорость пламени; горение осуществляется по поверхностному механизму. Скорость турбулентного горения определяется формулой (12) или в следующем приближении для малых Г выражением

$$\frac{u_t}{u_n} = \Phi_0 \left( \frac{u_n}{u'}, \Gamma \right) \approx f \left( \frac{u_n}{u'} \right) + f_1 \left( \frac{u_n}{u'} \right) \Gamma + \dots \quad (15)$$

В другом предельном случае (четвертая строка таблицы), когда имеют место неравенства  $L \gg \delta \gg \eta, \tau_1 \sim \tau_0 \gg \tau_\eta, u' \gg v_\eta \gg u_n$ , мелкомасштабная часть спектра турбулентности проникает в зону горения нормального пламени, структура зоны турбулентного горения гомогенизируется<sup>1</sup>. Теперь величина  $u_n$  должна вычисляться с учетом влияния мелкомасштабности на коэффициенты переноса и скорость протекания химической реакции [11].

Выражение для скорости распространения турбулентного горения совпадает с (14) или в следующем приближении:

$$\frac{u_t}{u'} = \Psi \left( \frac{u_n}{u'}, \Gamma \right) = F(\Gamma) + F_1(\Gamma) \frac{u_n}{u'} + \dots \quad (16)$$

Вторая и третья строки таблицы описываются промежуточными формулами между (15) и (16).

При выводе (9), (10) использовался ряд предположений феноменологического характера, поэтому уверенность в правильности интерполяционных формул можно получить лишь после их детального сравнения с теоретическими результатами других авторов и с соответствующими экспериментами.

<sup>1</sup> Здесь, строго говоря, оценки справедливы лишь с некоторым приближением, ибо величина  $\eta$  определяется теперь не только величиной, диссирируемой энергией  $\langle \epsilon \rangle$  и коэффициентом переноса  $v$ , но и временем реакции  $\tau_+$ .

В пользу развитого выше представления о зависимости от параметров свидетельствуют, например, работы В. К. Баева и сотрудников (см. [12] и цитированную там литературу), в которых показано, что в случае развитого турбулентного потока ряд закономерностей горения (геометрия пламен, их срыв, частоты колебаний фронта) удовлетворительно описываются критерием  $\text{No} = \tau_0 W/d$ , который аналогичен  $\tau_+/\tau_1, \tau_0/\tau_1$ .

Наконец, в пользу интерполяционных формул свидетельствует и теоретическое исследование поведения фронта ламинарного пламени в турбулентном потоке [13].

Поступила в редакцию  
10/II 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖХФ, 1948, 22, 1.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1.
4. Б. В. Раушенбах и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964, с. 278.
5. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд. АН СССР, 1963.
6. L. S. Kovasznay. Jet. Prop., 1956, 26, 6.
7. M. Sutherland et al. Jet. Prop., 1955, 25, 8.
8. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
9. Г. И. Баренблatt, Н. И. Сивашинский. ПММ, 1969, 33, 5.
10. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Турбулентное и гетерогенное горение. М., Изд. ММН, 1947.
11. В. С. Башев, В. Н. Вилюнов. ПМТФ, 1972, 3.
12. В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. А. Ясаков. Сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
13. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, 3.

УДК 662.612.3

#### О ПОЛОЖЕНИИ НИЖНЕЙ ПОДЖИГАЮЩЕЙ КРОМКИ ПЛАМЕНИ И ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ

А. М. Левин, В. Д. Лозовой

(Саратов)

Многочисленные исследования пламени бунзеновских горелок, начиная с работ В. А. Михельсона [1] по теории горения, составили основу представлений о распределении скоростей газовоздушной смеси, скорости распространения пламени и о вопросах устойчивости горения. Было установлено наличие повышенной скорости распространения пламени у закругленной вершины конуса пламени бунзеновской горелки вследствие интенсивного подогрева газовоздушной смеси и резкое ее снижение у торца огневого отверстия вследствие отвода тепла от пламени к холодным стенкам. Благодаря последнему обстоятельству между торцом огневого отверстия и основанием конуса горения образуется так называемое мертвое пространство. Детальное исследование линий тока скоростей стехиометрической газовоздушной смеси и продуктов сгорания в пламени бунзеновской горелки проведено Льюисом и Эльбе [2] методом трассирующих частиц.