

**О СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ**

*Л. А. Вулис*

(Ленинград)

1. Для турбулентного горения характерно, как указал впервые Я. Б. Зельдович [1], различие между средними характеристиками и их расчетными значениями, отнесенными к средним параметрам. Простой расчет, выполненный в свое время для константы скорости реакции [2], показал, что различие может быть весьма значительным. Это относится не только к аррениусовской кинетике, но по существу к любой нелинейной зависимости (например, степенной вида  $T^m$ , где  $m=4$  — для излучения; для температурной зависимости электропроводности низкотемпературной плазмы обычно принимают  $m=12-13$  или полагают  $\sigma \sim e^{-A/T}$ ).

В общем виде для любого нестационарного (в частности, турбулентного) процесса нелинейный эффект можно выразить неравенством

$$\langle F[x_i(t)] \rangle \neq F[\langle x_i(t) \rangle],$$

где угловые скобки — символ осреднения за промежуток времени, достаточно большой сравнительно с периодом пульсаций

$$\langle F \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} F[x_i(t)] dt; \quad \langle x_i \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} x_i(t) dt;$$

$x_i$  — переменные во времени параметры (температура, концентрации реагентов и др.);  $t$  — время.

Для оценки удобно ввести отношение значений функций  $\kappa = \frac{\langle F \rangle}{F[\langle x_i \rangle]}$ .

При резкой (например, аррениусовской) температурной зависимости и симметричных относительно среднего значения колебаниях температуры изменение функции  $F$  будет асимметричным. Превышение роста  $F$  при увеличении температуры над падением при снижении объясняет достижение значений  $\kappa \gg 1$ . Для функций  $F_1 \sim \exp\left(-\frac{A}{T}\right)$  и  $F_2 \sim T^m$  в простейшем предположении (симметричные прямоугольные колебания температуры относительно средней) можно принять:

$$\kappa_1 = \frac{\langle \exp\left(-\frac{A}{T}\right) \rangle}{\exp\left(-\frac{A}{\langle T \rangle}\right)} \approx \text{ch}\left(\frac{A \Delta T}{\langle T \rangle^2}\right) \quad (1)$$

и

$$\alpha_2 = \frac{\langle T^m \rangle}{\langle T \rangle^m} \approx 1 + \frac{m}{2} (m-1) \left( \frac{\Delta T}{\langle T \rangle} \right)^2 \quad (2)$$

(приближенные формулы для малых пульсаций:  $\left( \frac{\Delta T}{\langle T \rangle} \right)^2 \ll 1$ ). При значительных пульсациях и низком уровне средней температуры значения  $\alpha$  могут достигать нескольких порядков [2, 3]. Экспериментальная проверка эффекта (в частности, допустимости пренебрежения времени релаксации) проводилась путем измерения электропроводности плазмы в турбулентной струе продуктов сгорания [3, 4]. В согласии с расчетом оказалось, что значения проводимости  $\langle \sigma \rangle$ , измеренные при одинаковой средней температуре в участках струи с низкой и высокой интенсивностью турбулентности, различаются на 3—4 порядка.

В работах [2, 3] применительно к турбулентному горению рассчитывалось влияние пульсаций температуры на эффективное значение константы скорости реакции. Предполагалось, и это представляется обоснованным, что резкая экспоненциальная зависимость скорости реакции от температуры превалирует над сравнительно слабой степенной зависимостью от концентрации. Это соотношение, типичное для экзотермических реакций, было поставлено под сомнение в работах [5]. В противовес ему было высказано утверждение о преобладающем эффекте торможения турбулентного горения за счет пульсаций концентрации, снижающих эффективную скорость реакции. Метод расчета, да и сама постановка задачи, принятые в [5], недостаточно отчетливы, и это затрудняет прямое суждение о полученных результатах, с физической стороны неправдоподобных. Взамен этого ниже приведены некоторые результаты упоминавшегося в обзоре [6] численного расчета, учитывающего в простейших предположениях совместное влияние пульсаций температуры и концентрации.

2. Будем исходить для расчета из предположения о локальной адиабатности мгновенного процесса сгорания, т. е. из равенства

$$-q dc = c_p dT \quad (3)$$

(обозначения — общепринятые). Ему отвечает обычная связь между температурой и концентрацией:

$$\frac{c}{c_0} = \frac{T_m - T}{T_m - T_0}; \quad T_m = T_0 + \frac{q c_0}{c_p}. \quad (4)$$

В этом предположении выделившееся при реакции тепло расходуется на повышение теплосодержания продуктов сгорания. Линейное соотношение между  $T$  и  $c$  можно сохранить и для общего случая, когда некоторая доля энергии отводится от данного элемента смеси:

$$-q dc = (1 + \beta) c_p dT, \quad (5)$$

где  $\beta$  — приведенный коэффициент потерь (теплоотдачи). В этом случае

$$\frac{c}{c_0} = \frac{T'_m - T}{T'_m - T_0}; \quad T'_m = T_0 + \frac{q c_0}{(1 + \beta) c_p} = T_m - \frac{\beta}{1 + \beta} (T_m - T_0) \quad (6)$$

или

$$\frac{c}{c_0} = 1 - \frac{1}{1 + \beta} \cdot \frac{T - T_0}{T_m - T_0}. \quad (7)$$

Для приближения, хотя бы качественного, результатов расчета к реальным условиям турбулентного горения примем, что температура пламе-

ни является случайной функцией времени, подчиняющейся нормальному распределению. Характеристиками распределения будут математическое ожидание  $\langle T \rangle$  и дисперсия  $\sigma = \sqrt{\langle T'^2 \rangle}$ , где  $T' = T - \langle T \rangle$  — пульсация температуры.

Скорость простой одноступенчатой реакции  $n$ -го порядка представим в виде  $V = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)c^n$  и введем отношение  $\kappa = \frac{\langle V \rangle}{V(\langle T, c \rangle)}$ . С учетом потерь тепла ( $\beta > 0$ ) имеем:

$$\kappa = \frac{\langle V(t) \rangle}{V[\langle T(t) \rangle, \langle c(t) \rangle]} = \frac{\langle \exp\left[-\frac{E}{RT(t)}\right] \left(1 - \frac{1}{1 + \beta} \frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right)^n \rangle}{\exp\left(-\frac{E}{R\langle T \rangle}\right) \left(1 - \frac{1}{1 + \beta} \frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0}\right)^n}. \quad (8)$$

Для дальнейшего отнесем все значения температуры к максимальному ее значению  $T_m$  при  $\beta = 0$ , обозначим  $\theta = \frac{RT_m}{E}$  и сохраним за безразмерными значениями  $\frac{T}{T_m}$ ;  $\frac{T_0}{T_m}$ ;  $\frac{\sigma}{T_m} = \frac{\sqrt{\langle T'^2 \rangle}}{T_m}$  и т. д. те же обозначения, что и для размерных величин. В приведенной формуле (8) значение  $\beta = 0$  отвечает локально-адиабатическому сгоранию; при  $n = 0$  результаты расчета совпадают с полученными в пренебрежении пульсациями концентрации [2], значение  $n = 2$  отвечает обычному предположению о бимолекулярной реакции; случай  $n = 1$  включен в расчет для общности.

Численный расчет, выполненный на ЭВМ БЭСМ-4, охватил следующий диапазон значений параметров задачи. Значения начальной температуры были приняты равными  $T_0 = 0,1$  или  $T_0 = 0,3$ . При этом считались строго неизменными (т. е. неппульсирующими во времени) крайние значения температурного интервала:  $T_0$  и  $T_m = 1$ . Значения дисперсии  $\sigma$  принимались одинаковыми:  $\sigma = 0,1$  или  $\sigma = 0,2$  — внутри расчетного интервала от  $T = T_0 + \sigma$  до  $T = 1 - \sigma$ . Вне этого интервала значение  $\sigma$  линейно снижалось до  $\sigma = 0$  при  $T = T_0$  и при  $T = 1$ . Величина  $\theta = \frac{RT_m}{E}$  принималась равной  $\theta = 0,12$ ;  $\theta = 0,24$ ; значение коэффициента потерь  $\beta$  считалось постоянным и варьировалось в пределах от  $\beta = 0$  до 1.

Для расчета случайной зависимости  $T = T(t)$  использовался электронный датчик случайных значений, выдающий равномерно распределенные в заданном интервале числа, которые по стандартной процедуре пересчитывались в числа, отвечающие нормальному распределению. Для каждого значения  $\langle T \rangle$  в расчет вводилось  $10^3$  случайных значений  $T$ , по которым производилось осреднение. Для большей наглядности, наряду с отношением  $\kappa$ , рассчитывалась еще одна относительная характеристика — безразмерная скорость реакции:

$$\delta = \left\langle \exp - \frac{1}{\theta T} \left( \frac{T'_m - T}{T'_m - T_0} \right)^n \right\rangle \exp\left(\frac{1}{\theta}\right), \quad (9)$$

изменение которой в расчетном температурном интервале отражает динамику горения.

Результаты расчетов оказались качественно единообразными, поэтому ниже приведены лишь некоторые из них.

3. На рис. 1 для случая  $\beta = 0$  (горение без потерь) изображена зависимость  $\lg \kappa$  от  $\langle T \rangle$  для разных значений  $\theta$ ,  $\sigma$  и  $n$  (кривые проведены внутри интервала  $\sigma = \text{const}$ ). Расчет показывает относительно слабое влияние порядка реакции  $n$ , как и следовало ожидать, основное

влияние температурной зависимости, а также дисперсии. Для  $\theta=0,24$  эффективная область проявления эффекта ограничена значением  $T \leq 0,4 - 0,5$ ; для  $\theta=0,12$  она несколько шире. Эта оценка условна; следует учитывать, что расчет при  $\sigma = \frac{V \langle T^2 \rangle}{T_m} = \text{const}$  соответствует падающей с ростом температуры величине  $\frac{V \langle T^2 \rangle}{\langle T \rangle}$ .

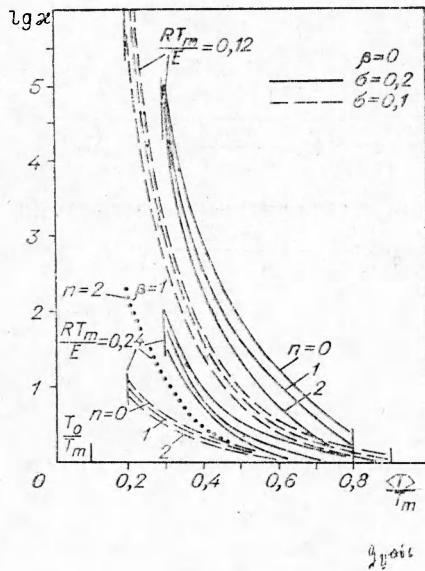


Рис. 1.

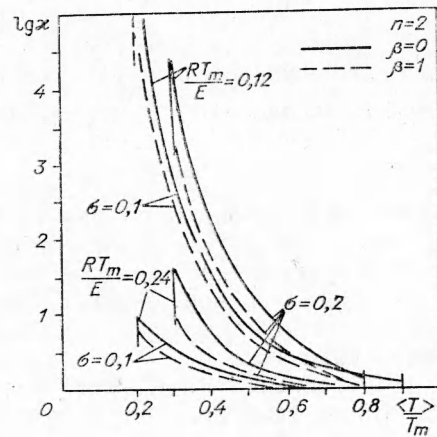


Рис. 2.

На рис. 2 сравниваются отдельные результаты расчета при значениях  $\beta=0$  и  $\beta=1$ . Последнему соответствует «потеря» половины освобождающегося при горении тепла. Как видно из рисунка, учет теплоотдачи хотя и снижает  $x$ , но качественно не меняет эффект. Заметим, что в содержание расчета входил еще один вариант, в котором потеря тепла предполагалась пропорциональной разности некоторой средней температуры (например,  $T_{\text{ср}} = \frac{T_0 + 1}{2}$ ) и начальной. Физически это соответствовало своеобразной переброске тепла из зоны завершения реакции, где  $T > T_{\text{ср}}$ , в начальную зону, где  $T_0 < T < T_{\text{ср}}$ . В этом случае (в какой-то мере имитирующем возврат продуктов сгорания к корню факела или встречный поток тепла в зоне горения и т. п.) увеличение  $x$  в области  $T_0 + \sigma < T < T_{\text{ср}}$  было значительно резче (см. точечную кривую на рис. 1 для  $\beta=1$ ;  $n=2$  и рис. 4).

На рис. 3 представлены примеры зависимости  $\delta = \delta(T)$  при  $\beta=0$  для умеренного значения  $\theta$ . Из приведенных кривых (и всего содержания расчета в указанном диапазоне параметров) следует, что прирост эффективной скорости реакции сравнительно со случаем стационарного горения ( $\sigma=0$ ) особенно велик в области резкого подъема кривой  $V=V(T)$  и практически отсутствует при больших значениях температуры. Во всех случаях при  $\sigma = \text{const}$  зависимость  $V(T)$  имеет обычный вид кривой с максимумом вблизи максимальной температуры. Результаты расчета, представленные на рис. 3, можно истолковать также путем введения эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$ , отвечающей равенству  $\delta(T_{\text{эф}}; \sigma) = \delta(\langle T \rangle; \sigma = 0)$  при тех же значениях  $T_0$ ,  $\theta$  и  $n$ . В начальной стадии при  $\langle T \rangle \cong T_0 + \sigma$  можно приближенно положить

$T_{\text{эф}} \approx \langle T \rangle + \sigma$ , что при выбранных для расчета значениях отвечает значительному превышению эффективной температуры над средней (например, при  $\sigma=0,2$  будет  $T_{\text{эф}} = 1,67 \langle T \rangle$ ). По мере повышения  $\langle T \rangle$  отношение  $\frac{T_{\text{эф}}}{\langle T \rangle}$  уменьшается, стремясь к единице (при совпадении на рис. 3 соответствующих штриховых и сплошных кривых).

Наконец, на рис. 4 представлена зависимость  $\delta(\langle T \rangle)$  для случая  $n=2$  и  $\beta=1$  (сплошные линии — при теплоотдаче, пунктирные — при «переброске» тепла, как указывалось выше). При качественном сходстве с рис. 3 новым здесь, при учете потерь тепла, является смещение максимальных значений эффективной скорости реакции при наличии пульсаций ( $\sigma > 0$ ) по сравнению с соответствующими значениями для «нетурбулентной» кривой ( $\sigma=0$ ). При этом в области выше  $\delta_{\sigma=0} = \delta_{\text{max}}$  теряет смысл введение соответствующей «эффективной температуры».

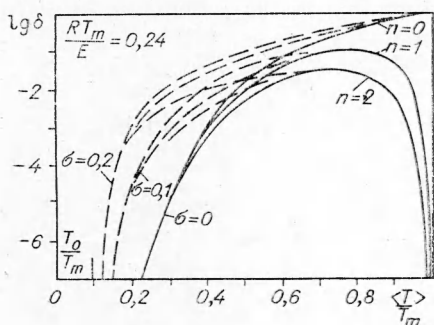


Рис. 3.

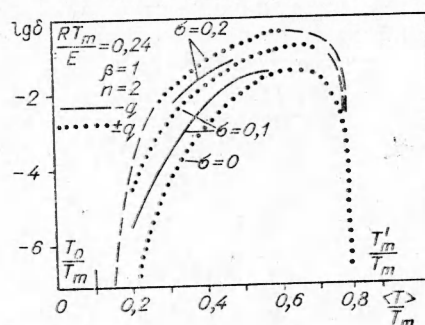


Рис. 4.

Это обстоятельство делает, по-видимому, возможным в принципе получение при определенных расчетных условиях кривой  $V=V(T)$  с двумя максимумами. В связи с этим следует подчеркнуть, что приведенные здесь результаты относятся не только к выбранному диапазону значений расчетных параметров, но — и это более существенно — к нульмерной (точечной) схеме расчета. В реальном процессе при учете пространственного распределения переменных теплопередачи и диффузии, а также возможного изменения от точки к точке значений дисперсии пульсаций  $\sigma$ , параметра  $\beta$  и т. п., могут быть, видимо, получены и другие по внешнему виду кривые  $V(T)$ . Все это, конечно, не меняет качественного характера полученных результатов, в частности, относящихся к учету совместного влияния пульсаций температуры и концентраций.

В целом выполненные расчеты подтверждают сделанные ранее выводы о преимущественном влиянии пульсаций температуры и сравнительно слабом влиянии пульсаций концентрации. Рассматриваемый эффект значительного ускорения турбулентного горения (по сравнению с ламинарным при  $T = \langle T \rangle$ ), как и указывалось [2], особенно значителен в области, близкой к воспламенению, и незначителен вблизи завершеного горения. Учет пульсаций концентраций не вносит принципиально нового, во всяком случае в пределах нульмерной расчетной схемы. К последнему стоит добавить, что и в предельном случае изотермической реакции турбулентные пульсации концентрации реагентов сглаживают (а не усиливают) тормозящее влияние разбавления свежей смеси инертными продуктами реакции. Из соображений, аналогичных приведенным в начале заметки, следует, например, что при средней концент-

рации  $\langle c \rangle = 0,5$  полученной путем последовательной смены во времени мгновенных значений  $c=1$  и  $c=0$ , эффективное значение концентрации при реакции второго порядка будет равно  $\sqrt{\langle c^2 \rangle} \approx 0,71$ , т.е. больше  $\langle c \rangle = 0,5$ . Соответственно наблюдаемая скорость реакции будет в два раза больше расчетной при  $c = \langle c \rangle$  и, следовательно, в два, а не в четыре раза меньше скорости реакции при  $c = c_m = 1$ .

Заметим, что в расчете была произведена также численная оценка при тех же значениях параметров величины отношения

$$\tau = \frac{\langle T' \exp \left[ -\frac{E}{RT(t)} \right] \rangle}{\sqrt{\langle T'^2 \rangle} \langle \exp \left[ -\frac{E}{RT(t)} \right] \rangle},$$

представляющего интерес для учета влияния турбулентных пульсаций температуры при горении в балансе турбулентной энергии. Расчет показал, что значение  $\tau$  ограничено и по порядку величины в первом приближении равно единице (в области низких температур оно достигает примерно 1,5—2; в области сравнительно высоких при  $\langle T \rangle \approx 0,4—0,5$  падает до  $\sim 0,2—0,3$ ).

В заключение автор выражает благодарность А. Л. Генкину за содействие в проведении численных расчетов.

Поступила в редакцию  
30/IX 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 1199.
2. Л. А. Вулис. Изв. АН КазССР., сер. энергет., 1959, 1, 66; сб. «Третье Всес. совещ. по теории горения», т. 1, стр. 86. М., Изд-во АН СССР, 1960.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
4. М. Б. Хажателев, Л. П. Ярин. Теплофиз. выс. темп., 5, 1965.
5. В. Р. Кузнецов. Сб. «Второй Всес. симпозиум по горению и взрыву». Черногловка, 1969; сб. «Третий Всес. симпозиум по горению и взрыву», АН СССР. Черногловка, 1971.
6. Л. А. Вулис. Сб. «Третий Всес. симпозиум по горению и взрыву». Черногловка, 1971.

УДК 536.46

### О ВЛИЯНИИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ НА ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО СОСТАВА ОТ ДИСПЕРСНОСТИ ГОРЮЧЕГО

Л. Д. Ромоданова, В. М. Мальцев, П. Ф. Похил  
(Москва)

Известно, что скорость горения смеси составов зависит как от размера частиц окислителя, так и от размера частиц горючего [1]. Существенное влияние на характер зависимости скорости горения смеси составов от дисперсности горючего и окислителя оказывают физико-химические свойства последних [2—3].

Для того, чтобы проследить влияние физико-химических свойств горючего и окислителя на характер зависимости скорости горения смеси составов от дисперсности горючего, были исследованы стехио-