

О СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ ГОРЕНИЯ
В МЕЛКОМАСШТАБНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В. Н. Виллюв, И. Г. Дик

(Томск)

Большинство моделей турбулентного горения газов базируются в основном на интуитивных представлениях о процессах, происходящих в пламени. Значения характеристик турбулентного пламени оцениваются из соображений размерности и подобия. Подробный обзор работ по турбулентному горению дан в [1].

Задачи о вычислении скорости горения в турбулентном потоке как собственного значения уравнений теплообмена и соответствующих граничных условий ставятся недавно. При этом тоже приходится опираться на положения полуэмпирического характера, что в большой мере связано с недостаточным уровнем развития теории турбулентности.

В данной работе по аналогии с исследованиями турбулентных течений статистически осредняется уравнение распространения зоны химических реакций в потоке. Корректное осреднение возможно при масштабах гидродинамических возмущений, меньших толщины пламени (мелкомасштабная турбулентность). Пульсации температуры связываются с величиной теплового потока при помощи теории путей смешения. Основное влияние уделено эффектам, возникающим при осреднении функции тепловыделения.

В рамках задачи Коши при заданной начальной температуре смеси и равенстве нулю теплового потока в сгоревшем газе выделяются два стационарных режима, разделенных скоростью нормального распространения ω_1 . При скорости потока $\omega > \omega_1$ осуществляется теплопроводный режим, при $\omega < \omega_1$ — индукционный.

Найдено выражение для ω_1 , отражающее основные явления в пламени и в пределе совпадающее с формулой Зельдовича — Франк-Каменецкого для ламинарного пламени. В тех случаях, когда влияние искажения функции тепловыделения мало, турбулентность влияет на скорость горения через механизм интенсификации процессов переноса.

1. Имея в виду случай $Le = D / \kappa = 1$, рассмотрим лишь уравнение энергии. Далее используются обозначения [3]. Малые масштабы возмущений делают возможным рассмотреть одномерную схему

$$(1.1) \quad \frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \Phi(T)$$

Здесь актуальные величины связаны со средними значениями $\langle w \rangle$, $\langle T \rangle$ и пульсационными составляющими w' , T' соотношениями

$$(1.2) \quad T = \langle T \rangle + T', \quad w = \langle w \rangle + w'$$

Для связи гидродинамического и теплового поля можно привлечь теорию пути смешения Прандтля

$$(1.3) \quad T' = l_1 \partial \langle T \rangle / \partial x$$

Осреднение (1.1) с учетом (1.2), (1.3) с использованием правил Рейнольдса дает

$$(1.4) \quad \langle w \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} = (\kappa + l_1 w') \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial x^2} + \langle \Phi(T) \rangle$$

Влияние нерегулярного конвективного теплопереноса на коэффициент молекулярной теплопроводности учитывалось всегда, а искажение функции тепловыделения и влияние этого эффекта на характеристики пламени учитывается лишь в последних работах (см. [1-3] и цитированную там литературу).

Исследование аналога уравнения (1.4) с соответствующими граничными условиями, составляющими задачу на собственное значение, проведено в [3]. При отрезанной на холодной границе функции тепловыделения для сильно экзотермических пламен (температура сгоревшего газа более чем вдвое превышает температуру холодной смеси) собственное значение задачи, отвечающее «нормальной» скорости турбулентного значения, существует лишь при $l_1 \leq l_*$. Более детальное исследование показывает, что это условие не нарушается для мелкомасштабной турбулентности.

Необходимость обрезания функции тепловыделения на холодной границе не всегда оправдывается в технических установках. Зачастую тепловой режим на входе системы сгорания таков, что характерное химическое время на холодном конце сравнимо и даже меньше времени процесса, так что промежуточная асимптотика решения задачи о нормальном пламени оказывается неверной.

Стационарные режимы существования пламени в ламинарном потоке, когда нельзя пренебречь скоростью химической реакции при начальной температуре, описаны в [4,5].

Влияние турбулентности на такие пламена будем исследовать, исходя из уравнения (скобки осреднения опускаем)

$$(1.5) \quad \frac{dp}{du} = \frac{\Phi(u, p)}{p} - \omega$$

с начальным (в смысле задачи Коши) условием

$$(1.6) \quad p = 0, \quad u = 0$$

Безразмерная форма уравнения (1.5) связана с уравнением (1.4) соотношениями

$$\begin{aligned} p &= -\frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad u = \frac{T_+ - T}{T_+ - T_-}, \quad \xi = \frac{x}{[(\kappa + \kappa_1)\tau_+]^{1/2}} = \frac{x}{x_+} \\ \tau_+ &= \rho^{1-n} z^{-1} \exp(E/RT_+) \\ \theta_0 &= E(T_+ - T_-) / RT_+^2 \\ \omega &= w(\kappa + \kappa_1)^{-1/2} \tau_+^{1/2}, \quad \kappa_1 = l_1 w', \\ \sigma &= 1 - T_- / T_+ = Q / cT_+ \end{aligned}$$

Осредненная безразмерная функция тепловыделения для реакции первого порядка имеет вид [3]

$$(1.7) \quad 2\Phi(u, p) = (u + Fp) \exp \left[-\frac{\theta_0(u + Fp)}{1 - \sigma(u + Fp)} \right] + \\ + (u - Fp) \exp \left[-\frac{\theta_0(u - Fp)}{1 - \sigma(u - Fp)} \right]$$

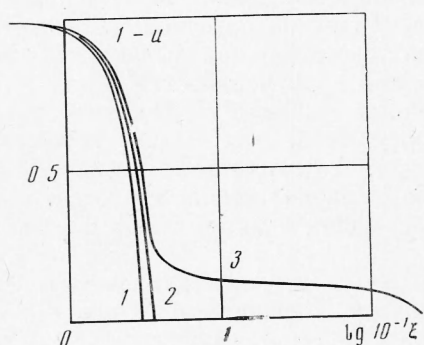
где параметр F характеризует относительный масштаб турбулентных пульсаций

$$(1.8) \quad F = l_1 / x_+$$

Начальное условие (1.6) означает отсутствие тепловых потоков после достижения пламенем максимальной температуры.

В масштабные переменные входит суммарный коэффициент теплопроводности $\kappa + l_1 w'$, т. е. фактически пренебрегается зависимостью $l_1 w'$ от параметров основного потока. Такая область постоянного κ_1 реализуется при течениях в трубах, когда $Re \gg 10^4$ [6]. При этом влияние искажения осредненной функции тепловыделения можно выделить в чистом виде, отделив известный эффект Дамкеллера увеличения интенсивности процессов переноса в турбулентном потоке.

2. Задача (1.5) — (1.7) анализировалась на ЭВМ. Исследовалась функция u (ξ , ω , σ , F , θ_0) и связанные с ней характеристики: L — длина предпламенной зоны, или расстояние до точки максимальной скорости реакции, отсчитываемое от холодного конца, p_1 — величина теплового потока на холодной границе. Диапазоны изменения параметров задачи таковы: $0 \leq \omega \leq 10$, $0 \leq F \leq 10$, $0 \leq \sigma \leq 0.8$, $1 \leq \theta_0 \leq 10$. Основные результаты приведены на графиках. Хотя представлены расчеты лишь при не большом наборе параметров, тем не менее в них отражены все существенные стороны качественной картины явления.



Фиг. 1

На фиг. 1 показан ход температурных кривых при различных ω , при $\theta_0 = 10$, $\sigma = 0.2$, $F = 6$. Цифры 1, 2, 3 соответствуют $\omega = 0.1, 0.2, 0.3$. При малых ω область больших тепловых потоков практически совпадает с длиной пламени, в то время как при достаточно больших ω на значительной длине пламени тепловые потоки малы. В первом случае исходная смесь подготавливается к горению за счет кондуктивного переноса тепла (теплопроводный режим), при больших ω холодный газ прогревается теплом, выделяющимся в ходе химической реакции (индукционный режим).

Условием, разделяющим два режима, является равенство скорости потока ω нормальной скорости распространения пламени ω_1 , которое может быть определено как собственное значение задачи (1.5) — (1.7). При $\omega < \omega_1$ пламя движется против потока, сокращая величину зоны прогрева. Тепловой поток в холодную смесь соответственно нарастает, что и оказывает стабилизирующее действие движению пламени. Если $\omega > \omega_1$, то поток сносит пламя вниз по течению, пока время движения порции газа не станет достаточным для воспламенения этой порции.

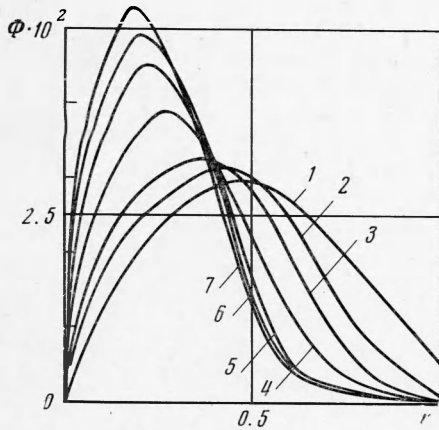
Взгляды, развитые в [5], для ламинарного случая при $F = 0$ приложимы к задаче о мелкомасштабном пламени. Здесь существенно то, что ω , будучи произвольным параметром задачи, определяет конвективную часть теплообмена.

Для фиксированного ω и постоянных кинетических параметров стационарное протекание процесса возможно при единственном значении теплового потока в холодную смесь. Таким образом, градиент температуры на холодной границе и во всей области связан со значением ω .

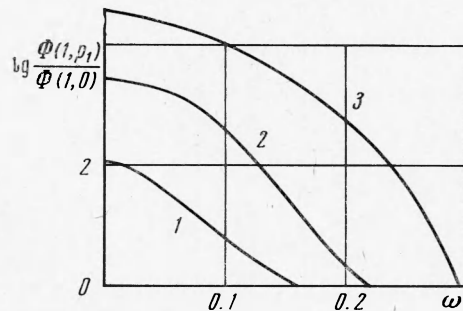
Если $F = 0$, то функция тепловыделения $\Phi(u)$ не меняется с ω и имеет максимум при $u \approx 0.1$. При $F > 0$ зависимость осредненной скорости реакции от температурного градиента вызывает ее зависимость от ω . На фиг. 2 можно видеть, что с падением ω максимум скорости реакции размывается, приближаясь к холодному концу. Кривые 1—7 соответствуют $\omega = 0.1, 0.2, 0.3, 0.6, 1, 1.5, 2$. На самой границе $u = 1$ функция выделения тепла при малых ω не равна нулю. Это возможно из-за большого

значения температурного градиента. С ростом скорости потока градиент уменьшается и его искажающее действие функции тепловыделения исчезает.

На фиг. 3 дана зависимость логарифма отношения турбулентной $\Phi(1, p_1)$ и ламинарной $\Phi(1, 0)$ функций скорости реакции на холодной границе от значения ω при различных величинах, характеризующих степень турбулентности. Значения $F = 3, 6, 10$ соответствуют кривым 1, 2, 3.



Фиг. 2

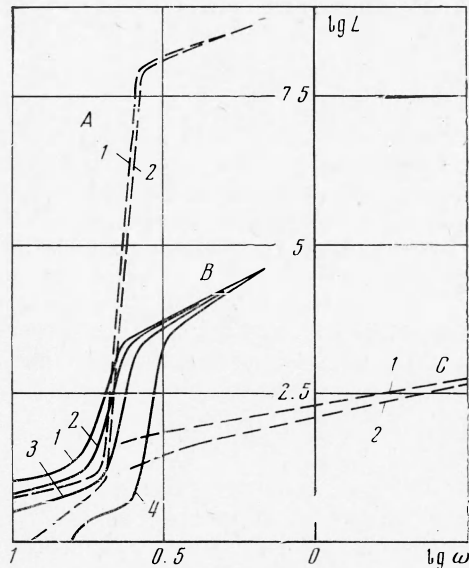


Фиг. 3

При некотором ω , зависящем от F , скорости реакций в осредненном турбулентном и ламинарном потоках сравниваются. Это значение ω соответствует нормальной скорости распространения пламени.

На фиг. 4 показаны изменения длины предпламенной зоны в зависимости от ω . Семейство кривых *A* получено при $\theta_0 = 6, \sigma = 0.8$ ($\theta_0 / (1 - \sigma) = 30$), *B* — для $\theta_0 = 10, \sigma = 0.2$ ($\theta_0 / (1 - \sigma) = 12.5$), *C* — для $\theta_0 = 6, \sigma = 0.2$ ($\theta_0 / (1 - \sigma) = 7.5$). На этой фигуре номера 1, 2, 3, 4 введены для обозначения кривых, соответствующих $F = 0, 3, 6, 10$. Видно, что при некотором ω происходит смена одного стационарного режима горения с малыми зонами подогрева другим с большей на несколько порядков предпламенной зоной.

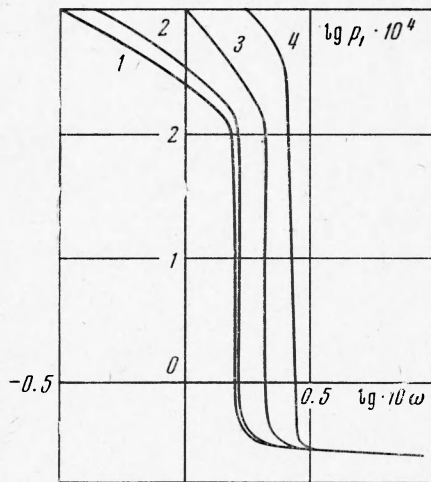
Этот переход в зависимости от F осуществляется при разных ω_1 . Глубина и четкость перехода зависят от величины $\theta_0 / (1 - \sigma)$. При малых значениях $\theta_0 / (1 - \sigma)$ переходная область размывается. При больших значениях $\theta_0 / (1 - \sigma)$ кривые, соответствующие различным F , почти сливаются для всех значений ω , т. е. искажения мелкомасштабной турбулентностью функции тепловыделения при больших энергиях активации E или малых значениях Q / cT_+ несущественны.



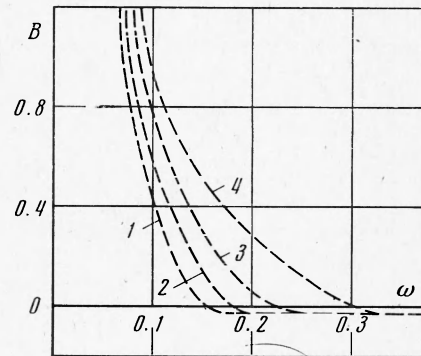
Фиг. 4

Смыкание кривых $L(\omega)$ при $\omega > \omega_1$ свидетельствует о том, что в этом режиме турбулентность перестает влиять на характеристики пламени, так как тепловые потоки малы практически во всей области протекания химических реакций и почти изотермическая смесь газа не испытывает температурных возмущений.

Фиг. 5 дает представления о ходе кривых p_1 в зависимости от ω для различных F . Как и в предыдущем случае, значениям $F = 0, 3, 6, 10$ соответствуют кривые 1, 2, 3, 4. Все указанные замечания об особенностях протекания горения в турбулентном потоке можно проиллюстрировать и здесь.



Фиг. 5



Фиг. 6

Наконец, на фиг. 6 отложены значения величины

$$B = \left[\int_0^{\infty} \Phi d\xi - \omega \right] / \omega^{-1}$$

характеризующей вклад кондуктивного теплового потока по сравнению с конвективным отводом тепла, в зависимости от ω . Здесь цифры 1, 2, 3, 4 соответствуют кривым с $F = 0, 3, 6, 10$. Для $\omega < \omega_1$ это значение большое — тепло в основном переносится по кондуктивному механизму, при $\omega > \omega_1$ общее тепловыделение почти полностью компенсируется конвективным потоком.

3. Существование двух стационарных режимов горения в потоке дает возможность оценить нормальную скорость турбулентного пламени. При $\omega < \omega_1$ пренебрежем конвективным членом в уравнении (1.5), оставляя начальное условие прежним (1.6)

$$(3.1) \quad dp^2/du = 2\Phi(u, p)$$

Считая температурные возмущения не слишком большими, осредненную функцию скорости реакции разложим по малой величине $u'/u = Fp/u$. Нетрудно проверить, что первые члены разложения запишутся в виде

$$(3.2) \quad \Phi(u, p) = \Phi(u) + \frac{F^2 p^2}{u^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^2}$$

Линейный член разложения отсутствует ввиду симметричности функции. Для упрощения величина F^2/u^2 заменялась на $F^2/\langle u_1 \rangle^2$, где $\langle u_1 \rangle$ — некоторое среднее значение между нулем и единицей.

При достаточно большом θ_0 оценка величины теплового потока в теплопроводностном режиме на холодном конце, где $u = 1$, дает

$$(3.3) \quad p_1^2 = (1 + 2\alpha_1 F^2 / \langle u_1^2 \rangle) \left[2 \int_0^1 \Phi(u) du + \Phi_1^2 F^2 / \langle u_1 \rangle^2 \right]$$

где

$$\alpha_1 = \left(\frac{\theta_0}{1 - \sigma} - 1 \right) \exp \left(- \frac{\theta_0}{1 - \sigma} \right)$$

$$\Phi_1 = \exp \left(- \frac{\theta_0}{1 - \sigma} \right)$$

С ростом скорости набегающего потока роль конвективного тепла переноса возрастает и при некотором значении $\omega = \omega_1$ становится сравнимым с кондуктивным теплообменом.

Такое соотношение тепловых потоков на холодной границе $u = 1$ запишется в виде

$$(3.4) \quad p_1 = \omega_1$$

что в сочетании с (3.3) дает скорость пламени в переходном режиме

$$(3.5) \quad \omega_1^2 = \left(1 + \frac{2\alpha_1 F^2}{\langle u_1^2 \rangle} \right) \left(2 \int_0^1 \Phi(u) du + \frac{\Phi_1^2 F^2}{\langle u_1 \rangle^2} \right)$$

Значение $F = 0$ определяет ламинарную скорость нормального распространения пламени

$$\omega_0 = 2 \int_0^1 \Phi(u) du$$

Полученный результат тождествен известной формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого, что и следовало ожидать, ибо формально была повторена их процедура получения ω_0 . Но в данном случае основное уравнение (1.5) расщеплялось, исходя не из пространственной структуры нормального пламени, а из соотношения различных механизмов теплоотвода в зависимости от ω .

Формулы (3.5) качественно верно отражает основные черты процесса. В частности, при больших значениях $\theta_0 / (1 - \sigma)$ имеем $\alpha_1 \approx \Phi_1 \ll 1$, поэтому $\omega_1 \rightarrow \omega_0$, другие характеристики пламени также близки к ламинарным. Для вычисления величины ω_1 значения $\langle u_1 \rangle$ брались в точке, где достигается максимум тепловыделения, $\langle u_1 \rangle \approx 0.1$. При этом примененная здесь оценка нормальной скорости горения в сравнении с результатами численного счета дает заниженную величину (порядка 30%), что вполне объяснимо, так как предположение малости пульсаций температуры, существенное при выводе формулы, не всегда выполняется при расчетах на ЭВМ.

Следует оговорить, что даже в том случае, когда влияние фактора искажения тепловой функции очень мало, например $\theta_0 / (1 - \sigma) \gg 1$, турбулентность продолжает играть роль в распространении пламени через механизм интенсификации процессов переноса. В физических переменных это влияние отражает соотношение между нормальными турбулентной и ламинарной скоростями

$$w_T = w_n [(k + l_1 w') / k]^{1/2}$$

В заключение заметим, что использованное в [4] граничное условие на холодной границе обеспечивает стационарное протекание процесса при единственном значении максимальной температуры пламени T_+ . В данной работе, как и в [5], температура T_+ однозначно определена через начальную температуру пламени T_- и заданные теплокинетические характеристики газа. При этом стационарный режим определяет единственное значение теплового потока в исходную смесь. В частных случаях его величину легко оценить. В теплопроводностном режиме он определится из решения уравнения

$$dp / du = \Phi(u, p) / p$$

с условием $u = 0, p = 0$ в точке $u = 1$; в глубоком индукционном режиме стационарный градиент следует искать как корень трансцендентного уравнения $p = \Phi(1, p) / \omega$.

Поступила 3 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Вулис Л. А. Турбулентное горение газов (очерк современного состояния теории). В кн. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
2. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
3. Баушев В. С., Вилюнов В. Н. Скорость распространения и пределы существования турбулентного пламени. ПМТФ, 1972, № 3.
4. Зайдель Р. М., Зельдович Я. Б. О возможных режимах стационарного горения. ПМТФ, 1962, № 4.
5. Мержанов А. Г., Филоненко А. К. О тепловом самовоспламенении гомогенной газовой смеси в потоке. Докл. АН СССР, 1963, т. 152, № 1.
6. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. М., Изд. МГУ, 1957.