

УДК 532.46

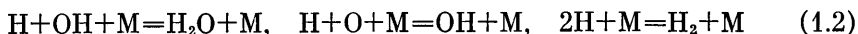
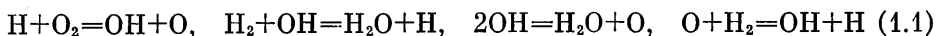
ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОБРАЗОВАНИЕ БОЛЬШИХ СВЕРХРАВНОВЕСНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ АТОМОВ И СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕНАХ

КУЗНЕЦОВ В. Р.

При описании химических реакций между предварительно не смешанными реагирующими веществами часто предполагается, что скорость реакции очень велика и поэтому в каждой точке потока реализуется термодинамическое равновесие. Это предположение позволяет свести решение задачи к описанию поля концентрации инертной (не реагирующей) примеси. Однако в ряде случаев такое предположение недостаточно. Характерный пример — образование окислов азота. В этом случае малые отклонения от равновесия температуры и концентраций основных продуктов сгорания приводят к большому изменению концентраций свободных атомов и радикалов [1], вследствие чего скорость окисления азота сильно меняется. Аналогичные проблемы возникают и при анализе поджигания горючей смеси струей продуктов сгорания. Список таких примеров можно продолжить.

Поскольку основной интерес представляет протекание реакций в турбулентном потоке, то возникает вопрос, каким образом характеристики турбулентности влияют на отклонения от термодинамического равновесия. Выяснение этого вопроса является целью данной работы.

1. Рассмотрим горение водорода в воздухе. Кинетика этого процесса определяется реакциями



Здесь символ M соответствует любому веществу, находящемуся в смеси.

Видно, что процесс описывается температурой и концентрацией шести веществ. Три закона сохранения тепла и вещества позволяют сократить число переменных до четырех. Действительно, если число Рейнольдса велико, то можно пренебречь различиями в коэффициентах диффузии и температуропроводности. Это предположение основано на принципе автомодельности турбулентных течений по числу Рейнольдса, согласно которому характеристики молекулярного переноса (и тем более различия в коэффициентах переноса) слабо влияют на распределения температуры и концентраций. В силу сказанного полная энтальпия и две линейные комбинации из концентраций удовлетворяют одному и тому же уравнению диффузии без источников. Обычно начальные и граничные условия подобны и поэтому температуру и концентрации всех веществ можно алгебраически выразить через концентрации каких-либо четырех веществ и концентрацию инертной примеси z , которая удовлетворяет уравнению

$$\rho \partial z / \partial t + \rho u_k \partial z / \partial x_k = \nabla \rho D \nabla z \quad (1.3)$$

Здесь ρ — плотность, u — скорость, D — коэффициент молекулярной диффузии, t — время, x — координата.

Пусть горение происходит при смешении двух потоков, в одном из которых находится чистый водород ($z=1$), а в другом чистый воздух ($z=0$). Поэтому z — массовая концентрация водорода в потоке без горения. При

$z=z_s=0,028$ концентрации водорода и воздуха находятся в стехиометрическом соотношении и, следовательно, поверхность пламени можно условно определить соотношением $z(x, t)=z_s$. Далее предполагается, что все необходимые свойства решения уравнения (1.3) известны.

Таким образом, существуют лишь четыре переменных, распределения которых зависят от скоростей реакций. В качестве таких переменных выберем c_1, c_2, c_3, c_4 соответственно концентрации H_2, OH, O, H . Оценки показывают, что вблизи равновесия скорости реакций (1.1) по крайней мере на полтора порядка выше скоростей реакций (1.2). Поэтому при не слишком больших отклонениях от равновесия можно считать, что реакции (1.1) находятся в равновесии. Это условие дает четыре алгебраических соотношения между c_1, \dots, c_4 , из которых лишь три являются независимыми. Таким образом, решение проблемы сводится к отысканию концентрации какого-либо одного вещества.

Следуя [1], в качестве независимой переменной выберем величину $c=c_1+1/2c_2m_1/m_2+c_3m_1/m_3+3/2c_4m_1/m_4$, где m — молекулярный вес. Умножим уравнения переноса для величин c_1, \dots, c_4 соответственно на $1, 1/2m_1/m_2, m_1/m_3, 3/2m_1/m_4$ и сложим полученные соотношения. Тогда получим уравнение, в которое не входят скорости наиболее быстрых реакций (1.1)

$$\rho dc/dt + \rho u_k dc/dx_k = \nabla \rho D \nabla c + \rho W, \quad W = -2m_1(W_1 + W_2 + W_3) \quad (1.4)$$

Здесь W_1, W_2, W_3 — скорости трех реакций в (1.2). В силу вышесказанного величину W можно единственным образом выразить через c и z . Расчет [1] показывает, что

$$W = -k[c - c^0(z)]^2 \quad (0,02 < z < 0,04; 510^{-4} < c - c^0 < 10^{-2}) \quad (1.5)$$

Здесь $k=1,6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, а индекс 0 соответствует равновесию.

При горении водорода концентрации OH, O, H очень малы и поэтому в первом приближении величина c дает концентрацию H_2 . Это обстоятельство обусловлено большими значениями константы равновесия брутто-реакции $1/2O_2 + H_2 = H_2O$, которая для стехиометрической смеси равна $\kappa_2=4 \cdot 10^3$. Следовательно, при расчете c^0 в первом приближении можно пренебречь концентрациями OH, O, H . Тогда из закона сохранения атомов H легко получить

$$c^0 = 0 \quad (z < z_s), \quad c^0 = (z - z_s)/(1 - z_s) \quad (z > z_s) \quad (1.6)$$

Точный термодинамический расчет [1] показывает, что формула (1.6) в первом приближении вполне пригодна.

Таким образом, задача сводится к интегрированию уравнения (1.4), в котором скорость реакции дается выражением (1.5). Видно, что в уравнении содержится большой параметр k . В самом деле, величина k характеризует скорость переработки вещества и имеет размерность с^{-1} . Ее естественно сравнить с масштабом времени, характеризующим подвод вещества к фронту пламени, которое легко определить по величине $Q = D\rho \nabla c$. Используя (1.6), имеем $Q = \rho \sqrt{ND}$, где $N = D(\nabla z)^2$ и учтено, что $z_s \ll 1$. Величина N имеет фундаментальное значение в теории турбулентного смешения (она описывает скорость затухания концентрационных неоднородностей). Поскольку N имеет размерность с^{-1} , то естественно сравнить величины k и N . Тогда получим критерий $G = k/N$. Очевидно, что диффузионное горение есть предельный случай, отвечающий асимптотике $G \rightarrow \infty$. При конечных значениях G наблюдаются отклонения от термодинамического равновесия. Задача, таким образом, сводится к отысканию первого члена в асимптотическом разложении решения уравнения (1.4) по числу G .

Для этого необходимо уточнить зависимость (1.6). Действительно оценим слагаемое $\Delta = D\rho\Delta c$, фигурирующее в (1.4). Имеем $c = c^\circ$ при $G = \infty$ и тогда из (1.6) получаем $\Delta = \rho N\delta(z - z_s)$, где δ — дельта-функция, т. е. при $G \rightarrow \infty$ в (1.4) возникает сингулярность. Это обстоятельство вызвано тем, что при выводе (1.6) не учтены скорости обратных реакций, приводящих к образованию O, OH, H, т. е. (1.6) есть асимптотическое выражение, справедливое в пределе при $\kappa_g \rightarrow \infty$. Очевидно, что (1.6) правильно описывает зависимость $c^\circ(z)$ вне малой окрестности точки $z = z_s$. В окрестности этой точки следует пользоваться результатами точных термодинамических расчетов. Такие расчеты показывают, что справедливо выражение

$$c^\circ = \kappa\varphi(s), \quad s = (z - z_s)/\kappa \quad (1.7)$$

Здесь κ — малое число ($\kappa \rightarrow 0$ при $\kappa_g \rightarrow \infty$), $\varphi \rightarrow 0$ при $s \rightarrow -\infty$, $\varphi(0) = 1$, $\varphi' \rightarrow 1/(1 - z_s)$ при $s \rightarrow \infty$. Легко видеть, что формулы (1.6) и (1.7) эквивалентны при любом $z - z_s \neq 0$ и $\kappa \rightarrow 0$. Можно показать, что существует определенная связь между константами κ и κ_g . Однако есть прямой способ оценки κ . Термодинамический расчет показывает, что $c^\circ = 1,4 \cdot 10^{-3}$ при $z = z_s$. Тогда $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-3}$, поскольку, по определению, $\varphi(0) = 1$. Конкретный вид функции $\varphi(s)$, как будет видно далее, несуществен.

Таким образом, чтобы оценить отклонения от термодинамического равновесия, следует решить задачу (1.4), (1.5), (1.7), считая, что $G \rightarrow \infty$, $\kappa \rightarrow 0$. В этом пределе толщина зоны химических реакций δ стремится к нулю, а все химические процессы существенны лишь вблизи поверхности пламени $z = z_s$. Особенность турбулентного течения проявляется лишь в том, что поверхность $z = z_s$ искривлена и случайно перемещается в пространстве. Минимальный масштаб ее искривлений, очевидно, порядка колмогоровского размера $\eta = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$, где $\varepsilon = \langle \nu(\partial u_h / \partial x_s)^2 \rangle$ — диссипация энергии, ν — коэффициент кинематической вязкости. Если характеристики турбулентности неизменны, а $G \rightarrow \infty$ и $\kappa \rightarrow 0$, то толщина зоны реакций много меньше η и поэтому ее можно рассматривать как локально плоскую, что позволяет найти точное решение задачи. Следует, однако, иметь в виду, что турбулентные течения характеризуются большими числами Рейнольдса, т. е. малыми значениями η . Поэтому область применимости решения зависит от Re. Отсюда ясно, что помимо критериев G и κ , величина Re также является, вообще говоря, существенным параметром.

2. В этом разделе рассматривается случай $\delta \ll \eta$. При решении задачи предположим, что $\delta \ll \eta$, упростим уравнение (1.4), получим решение упрощенного уравнения, из этого решения оценим δ и найдем условие применимости полученных результатов в явном виде.

Выберем некоторую точку на поверхности $z = z_s$ и перейдем в систему координат, движущуюся вместе с этой точкой. Тем самым исключается воздействие крупномасштабных пульсаций, которые переносят пламя как целое, не меняя его внутренней структуры. Имеем

$$\rho \partial c / \partial t + \rho w \partial c / \partial n = \partial / \partial n (D \rho \partial c / \partial n) + \rho W \quad (2.1)$$

Здесь \mathbf{n} — нормаль к поверхности $z = z_s$, $\mathbf{w} = (\mathbf{u} - \mathbf{v})\mathbf{n}/n$, \mathbf{v} — скорость поверхности $z = z_s$ в исходной системе координат. В (2.1) не учтены вторые производные от c в направлениях, касательных к поверхности $z = z_s$, поскольку из условия $\delta \ll \eta$ вытекает, что величина δ так же, как и в обычном пограничном слое, в направлении \mathbf{n} изменяется гораздо сильнее, чем в касательных направлениях.

Оценим сначала величину w . Очевидно, что $\mathbf{v} = -(\partial z / \partial t \nabla z) / (\nabla z)^2$. Найдя $\partial z / \partial t$ из (1.3), получим $\mathbf{w} = \mathbf{u} + (\mathbf{u} \nabla z - \rho^{-1} \nabla D \rho \nabla z) \nabla z / (\nabla z)^2$, т. е.

$$\rho w \partial z / \partial n = \nabla D \rho \nabla z \quad (2.2)$$

Отметим, что в (2.2) фигурируют случайные величины. Поэтому для оценок отдельных слагаемых в (2.2) будем рассматривать различные моменты величин w , $\partial z / \partial n$, $\nabla D \rho \nabla z$. Известно, что в турбулентном потоке при больших числах Рейнольдса средние производные от концентрации существенно меньше, чем соответствующие среднеквадратичные значения. Отсюда вытекает, что амплитуда колебаний величины $\nabla D \rho \nabla z / (\partial z / \partial n)$ порядка $A = [\langle (\nabla D \rho \nabla z)^2 \rangle / \langle (\partial z / \partial n)^2 \rangle]^{1/2}$. Для оценки величины A воспользуемся теорией [3, 4], из которой следует, что величина A зависит лишь от ρ ,

$\langle N \rangle$, ε , D (предполагается, что $v \approx D$). Из [4] следует также, что $\langle (\nabla D \rho \nabla z)^2 \rangle$ и $\langle (\partial z / \partial n)^2 \rangle$ линейно зависят от $\langle N \rangle$. Тогда из соображений размерности получаем $A \sim \rho (\varepsilon D)^{1/2}$. На основе этой оценки из (2.2) заключаем, что амплитуда колебаний величины w порядка $(\varepsilon D)^{1/2}$. Этот результат вполне естествен, поскольку при $D=0$ поверхность $z=z_s$ неподвижна относительно среды, а при малых значениях D скорость движения этой поверхности относительно среды определяется наиболее мелкомасштабной частью спектра турбулентности.

Из вышесказанного видно, что $w \partial c / \partial n \sim c_z (\varepsilon D)^{1/2} / \delta$, $\partial^2 c / \partial n^2 \sim c_z / \delta^2$, где c_z — характерное значение величины c в зоне реакций (здесь так же, как и выше, для оценки случайных величин используются среднеквадратичные значения). Отсюда вытекает, что второй член в левой части (2.1) много меньше первого слагаемого в правой части (2.1), если $\delta \ll \eta$.

Перейдем к оценке слагаемого $\partial c / \partial t$. Поскольку $\delta \ll \eta$, а характерный масштаб пространственного изменения величины z порядка η , то внутри зоны химических реакций можно считать, что

$$z = z_s + n \partial z / \partial n \quad (2.3)$$

где производная $\partial z / \partial n$ вычисляется на поверхности $z = z_s$, а расстояние n отсчитывается от этой поверхности.

Величина $\partial z / \partial n$ случайно изменяется во времени, что, как видно из (1.5), (1.7), (2.3), приводит к флуктуациям скорости реакции и, следовательно, величины c . Характерное время этого процесса совпадает с характерным временем пульсаций величины $\partial z / \partial n$, т. е. зона реакции быстро реагирует на изменение количества подводимого к ней вещества. Из теории [3, 4] следует, что искомое характерное время есть $\sqrt{D/\varepsilon}$, т. е. $\partial c / \partial t \sim c_z \sqrt{\varepsilon/D}$. Сравнивая эту оценку с проведенной ранее оценкой слагаемого $\nabla D \rho \nabla c$, находим, что величина $\rho \partial c / \partial t$, входящая в (2.1), несущественна.

Из проведенных оценок следует, что (2.1) приобретает вид

$$\partial / \partial n D \rho \partial c / \partial n + \rho W = 0 \quad (2.4)$$

Заметим, что поскольку $\delta \ll \eta$, то можно пренебречь изменениями ρ и D в зоне реакции. Тогда, вводя новые переменные $y = c/\kappa$, $g = \kappa^3 G$, $s = (z - z_s)/\kappa$, из (1.5), (1.7), (2.3), (2.4) получаем

$$d^2 y / ds^2 - g [y - \varphi(s)]^2 = 0 \quad (2.5)$$

Отметим, что в (2.5) влияние турбулентности учтено тем, что параметр g является случайным (в нем фигурирует неосредненное значение скалярной диссипации N). Исследуем два предельных случая $g \gg 1$ и $g \ll 1$. В первом случае решение ищем в виде $y = \varphi(s) + \varphi_1(s) / \sqrt{g} + \dots$. Тогда $\varphi_1 = \sqrt{g} \varphi''$, т. е. $c = c^0 + \sqrt{G}^{-1} d^2 c^0 / dz^2 + \dots$. Эта формула получена в [1] другим методом, не позволившим установить, что условие ее применимости есть $g \gg 1$. Она описывает лишь очень малые отклонения от равновесия и, следовательно, не представляет особого интереса.

Рассмотрим другой предельный случай $g \ll 1$, который, очевидно, соответствует пределу $\kappa \rightarrow 0$ ($G = \text{const} \gg 1$). Этот случай в [1] не анализировался. Тогда вместо (1.7) можно пользоваться более простой зависимостью (1.6). Физически это означает, что ширина зоны реакции много больше ширины области, в которой существенны отклонения от зависимости (1.6). Из (1.5), (1.6), (2.4) имеем

$$d^2 q / dr^2 - [q - r \theta(r)]^2 = 0, \quad q = G^{1/3} c, \quad r = G^{1/3} (z - z_s) \quad (2.6)$$

Здесь $\theta = 0$ при $r < 0$, $\theta = 1 / (1 - z_s) \approx 1$ при $r > 0$.

Решение уравнения (2.6) должно быть гладким и ограниченным при любом конечном значении r . Такое решение единственно. Оно имеет вид $q=r\theta(r)+6(24^{1/3}+|r|)^{-2}$, т. е.

$$c=c^0(z)+6(N/k)^{1/3}[24^{1/3}+(k/N)^{1/3}|z-z_s|]^{-2} \quad (2.7)$$

При выводе (2.7) использована связь (2.3) между n и z .

Остановимся на условиях справедливости формулы (2.7). Одно из этих условий ($g \ll 1$) несущественно. Действительно, (2.7) правильно описывает большие отклонения от равновесия, а малые отклонения не имеют значения, поскольку из (2.7) следует, что $c \rightarrow c^0$ при $G \rightarrow \infty$, т. е. возникающая ошибка мала, даже если $g \gg 1$. Второе условие есть $\delta \ll \eta$. Полученное решение позволяет оценить δ . В самом деле, из (2.3), (2.7) видим, что расстояние δ , на котором происходит существенное изменение величины c , порядка $\delta \sim k^{-1/3}N^{-1/3}D^{1/2}$. Таким образом, неравенство $\delta \ll \eta$ приводится к виду $\beta = \epsilon^{1/2}D^{-1/2}N^{-1/3}k^{-2/3} \ll 1$.

3. Поскольку β растет при увеличении пульсационной скорости $u = \sqrt{1/3 \langle (u_k - \langle u_k \rangle)^2 \rangle}$ или при уменьшении масштаба турбулентности L ($\epsilon \sim L/u^3$, $N \sim u/L$), то представляет интерес и другой предельный случай $\beta \gg 1$, т. е. $\delta \gg \eta$. В данном разделе рассматривается горение при условии, что $L \gg \delta \gg \eta$, из которого следует, что в спектре турбулентности существует инерционный интервал, а размер δ принадлежит этому интервалу.

Очевидно, что воздействие вихрей с размером много больше δ по-прежнему несущественно, а влияние вихрей с меньшими размерами приведет к появлению пульсаций внутри зоны реакций и оно в первом приближении сводится к интенсификации процессов переноса внутри зоны реакций. Чтобы учесть указанный эффект, воспользуемся процедурой, разработанной при создании так называемых подсеточных моделей турбулентности. Рассмотрим куб со стороной δ и центром в точке x . Величины u , c , ρ , z осредним по этому кубу, а результат осреднения обозначим $u(x, t, \delta)$, $c(x, t, \delta)$, $\rho(x, t, \delta)$, $z(x, t, \delta)$. Введенные величины являются случайными, однако их характеристики не зависят от пульсаций с размером много меньше δ . Под зоной реакции будем понимать область, расположенную вблизи поверхности $z(x, t, \delta) = z_s$ и имеющую толщину порядка δ . Поскольку предполагается, что влияние вихрей с размером порядка δ и меньше сводится лишь к интенсификации процессов переноса внутри зоны реакции, то можно допустить, что уравнения (1.4), (1.5) описывают распределение $c(x, t, \delta)$, если входящие в него величины u , c , ρ , z , D заменить на $u(x, t, \delta)$, $c(x, t, \delta)$, $\rho(x, t, \delta)$, $z(x, t, \delta)$, $D(\delta)$, где $D(\delta)$ — коэффициент турбулентной диффузии, обусловленный вихрями с размером δ и меньше. Принятое предположение, разумеется, справедливо только при оценке порядков величин.

Теперь можно повторить оценки, аналогичные тем, которые проведены в начале предыдущего раздела. Перейдем в систему координат, движущуюся вместе с некоторой точкой на поверхности $z(x, t, \delta) = z_s$, исключив тем самым влияние крупномасштабных пульсаций. Учтем, что в области в размере порядка δ все величины зависят лишь от ϵ , $\langle N \rangle$, δ и не зависят от характеристик молекулярного переноса ($\delta \gg \eta$). Отсюда ясно, что $D(\delta) \sim \epsilon^{1/3}\delta^{1/3}$. Скорость среды, очевидно, порядка $(\epsilon\delta)^{1/3}$. Эта величина заметно меняется на расстояниях порядка δ , а временной масштаб ее флуктуаций порядка $\epsilon^{-1/3}\delta^{2/3}$. Поэтому справедлива оценка

$$u(x, t, \delta) \sim (\epsilon\delta)^{1/3}V(y, \tau), \quad D(\delta) \sim \epsilon^{1/3}\delta^{1/3} \\ y = x/\delta, \quad \tau = t\epsilon^{1/3}\delta^{-2/3} \quad (3.1)$$

Здесь V — случайная функция, зависящая лишь от переменных y и τ . Аналогичная формула справедлива и для плотности, т. е. $\rho(x, t, \delta) = \rho(y, \tau)$.

Величину $z(x, t, \delta)$ можно представить в виде

$$z(x, t, \delta) = z_s + \langle N \rangle^{1/2} \epsilon^{-1/2} \delta^{1/2} \psi(y, \tau) \quad (3.2)$$

где ψ — случайная функция, зависящая лишь от y и τ .

Аналогичные соображения справедливы и при описании величины c , т. е.

$$c = c_z q(y, \tau) \quad (3.3)$$

Здесь c_z — некоторый неизвестный пока масштаб изменения концентрации.

Заменим в (1.4)–(1.6) величины u, ρ, c, z, D на $u(x, t, \delta), \rho(x, t, \delta), c(x, t, \delta), z(x, t, \delta), D(\delta)$, перейдем к новым переменным y, τ и воспользуемся (3.1)–(3.3). Имеем

$$\rho \frac{\partial q}{\partial \tau} + \rho V_k \frac{\partial q}{\partial y_k} = \frac{\partial}{\partial y_k} \rho \frac{\partial q}{\partial y_k} - B[q - H\psi]^2, \quad B = k\epsilon^{-1/2} c_z \delta^{1/2} \quad (3.4)$$

$$H = \langle N \rangle^{1/2} \delta^{1/2} c_z^{-1} \epsilon^{-1/2}$$

Так как V, ρ, q зависят только от y, τ , то из (3.4) заключаем, что $B = \text{const}, H = \text{const}$, что дает два условия для нахождения c_z и δ . Получаем

$$c_z \sim (\langle N \rangle / k)^{1/2}, \quad \delta \sim \epsilon^{1/2} k^{-1} \langle N \rangle^{-1/2} \quad (3.5)$$

Сравнивая (2.7) с первой формулой в (3.5), видим, что обе формулы дают одинаковый порядок значений c в зоне реакций, т. е. формула (2.7) в первом приближении справедлива и при $\delta \gg \eta$.

4. Проанализируем полученные результаты. Формула (2.7) связывает величину c с истинным (а не осредненным) полем концентрации инертной примеси. По величине c из алгебраических соотношений можно найти температуру и концентрации всех веществ. Видно, что влияние турбулентности на отклонения от равновесия определяется единственным параметром — скалярной диссипацией N . Напомним, что ее среднее значение не зависит от числа Рейнольдса, а амплитуда ее пульсаций очень слабо возрастает с увеличением этого числа [5]. Поскольку величина c слабо растет с увеличением N ($c \sim N^{1/2}$), то при $\beta \ll 1$ в первом приближении можно пренебречь влиянием процессов молекулярного переноса на отклонения от равновесия. При $\beta \gg 1$ в (2.7) под величиной N следует понимать скалярную диссипацию, осредненную по области с размером порядка δ . Осредненное таким образом значение скалярной диссипации вообще не зависит от числа Рейнольдса ($\delta \gg \eta$). Таким образом, в первом приближении можно считать, что отклонения от равновесия не зависят от коэффициентов молекулярного переноса.

Оценим теперь порядок отклонений от равновесия. В качестве примера проанализируем опыты [6] (горение водорода, вытекающего из сопла диаметром 0,5 мм со скоростью 880 м/с). Расчет, проведенный по методике [2], показывает, что $\langle N \rangle = 0,08 \text{ с}^{-1}$ на вершине пламени, т. е. в точке, где на оси пламени выполняется соотношение $\langle z \rangle = z_s$. Предполагая, что $N \sim \langle N \rangle$, получим $G = 2 \cdot 10^7$, т. е. время, характеризующее подвод вещества к пламени, на семь порядков больше времени химической реакции. Из (2.7) получаем $c - c^0 = 2,7 \cdot 10^{-3}$ при $z = z_s$. Тогда, используя результаты расчетов [1], заключаем, что $T^0 - T = 200 \text{ К}$, $c_2/c_2^0 = 2,7$, $c_3/c_3^0 = 15$, т. е. снижение температуры пламени весьма значительно, а концентрация ОН, в особенности концентрация О, существенно превышает равновесное значение. По мере приближения к соплу величина $\langle N \rangle$ возрастает (энергия турбу-

лентности увеличивается, а ее масштаб уменьшается), что приведет к еще более сильному снижению температуры и повышению концентрации атомарного кислорода.

Отметим, что столь большие отклонения от равновесия происходят в пламени, которое находится в режиме, весьма далеком от его срыва. Действительно в диффузионном пламени поток горючего не может превышать некоторого значения, которое по порядку совпадает с потоком горючего Q_{cr} в нормальном фронте пламени [7]. Имеем $Q_{cr} = \rho_0 u_{nm} z_m$, где ρ_0 — плотность смеси, u_{nm} — максимальное значение скорости нормального распространения пламени, z_m — концентрация горючего в смеси с максимальной скоростью нормального распространения пламени ($u_{nm} = 280$ см/с, $z_m = 0,046$ для водорода). Сравним величину Q_{cr} с потоком горючего в диффузионном пламени, который, как показано выше, равен $Q = \rho \sqrt{ND}$ (величины ρ и D считаются по температуре пламени). Получаем критерий $G_0 = (Q_{cr}/Q)^2 = \rho_0 u_{nm}^2 z_m^2 / \rho^2 ND$. Так как $\rho \sim 1/T$, $D \sim T^2$, то $G_0 = u_{nm}^2 z_m^2 / ND_0$, где D_0 — коэффициент диффузии при начальной температуре ($D_0 = 0,6$ см²/с для водорода). В рассмотренном выше примере имеем $G_0 = 3,5 \cdot 10^3$, т. е. поток горючего к фронту пламени в 60 раз меньше максимально возможного значения.

Из вышесказанного видно, что турбулизация потока (увеличение энергии пульсаций или уменьшение их масштаба) приводит к увеличению потока горючих веществ к фронту пламени. Такое увеличение прежде всего влияет на самые медленные реакции. В данном случае это реакции диссоциации, у которых энергии активаций очень велики. Это влияние приводит к их полному подавлению (константа k , связанная с константой равновесия, в (2.7) не входит). В результате образуется много промежуточных веществ, а температура пламени снижается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bilger R. W. Perturbation analysis of turbulent nonpremixed combustion.— Combust. Sci. and Technol., 1980, v. 22, № 5–6, p. 251–261.
2. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Расчет турбулентного диффузионного факела горения с учетом пульсаций концентрации и архимедовых сил.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 30–40.
3. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса.— Докл. АН СССР, 1941, т. 30, № 4, с. 299–303.
4. Обузов А. М. Структура температурного поля в турбулентном потоке.— Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1949, т. 13, № 1, с. 58–69.
5. Steenivassan K. R., Danh H. Q., Antonia R. A. Temperature dissipation fluctuations in turbulent boundary layer.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, p. 288.
6. Lavoie G. A., Schlader A. F. A scaling study of NO formation in turbulent diffusion flames of hydrogen burning in air.— Combust. Sci. and Technol., 1974, v. 8, № 5–6, p. 215–224.
7. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов.— Ж. техн. физ., 1949, т. 19, № 10, с. 1199–1210.

Москва

Поступила в редакцию
22.1.1981