

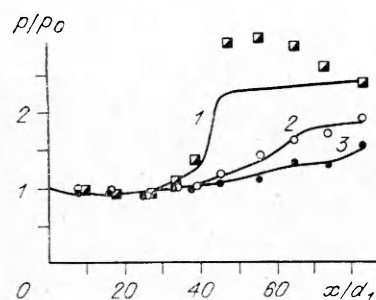


Рис. 1.

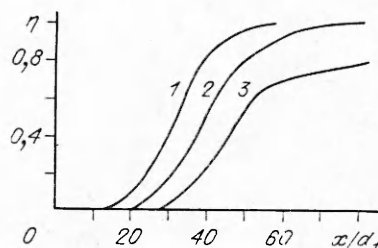


Рис. 3.

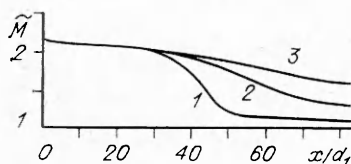


Рис. 2.

к единице уже при $\bar{x} = 50$. Вероятно, это связано с отрывом пограничного слоя, возникающим, когда продольный градиент давления превышает критическое значение. При увеличении расхода топлива градиент давления возрастает и зона отрыва смещается вверх по потоку, чем объясняется наблюдаемый в эксперименте характер изменения профилей давления.

Таким образом, предложенная математическая модель позволяет получить достаточно точное описание рабочего процесса в модельной камере сгорания на диффузионных режимах горения. Однако для успешного моделирования всех возможных режимов течения в таких камерах, включая режимы с отрывом пограничного слоя и возникновением зон обратных токов, необходимо создание математической модели на основе полных уравнений Навье — Стокса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baranovsky S. I., Levin V. M., Nadvorsky A. S. et al. Heat transfer in supersonic coaxial reacting jets // *Int. J. Heat and Mass Transfer*.—1990.— 33, N 4.— P. 641—649.
2. Баев В. К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке.— Новосибирск: Наука, 1984.— 304 с.
3. Шрайбер А. А. и др. Турбулентные течения газозвеси — Киев: Наук. думка, 1987.— 240 с.
4. Nautman D. J. et al. A Multiple-step overall kinetic mechanism for the oxidation of hydrocarbons // *Combust. Sci. Technol.*— 1981.— 25.— P. 219—235.
5. Патанкар С., Сполдинг Д. Тепло- и массообмен в пограничных слоях.— М.: Энергия, 1971.

г. Москва

Поступила в редакцию 29/VII 1991

УДК 536.46.662.612

В. Р. Кузнецов

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ И ОБРАЗОВАНИЕ ТОКСИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

Рассмотрено турбулентное горение однородной смеси и образование токсичных веществ. Построена модель, исходящая из представления о том, что основной процесс окисления происходит в узких зонах, а полное догорание топлива и образование окислов азота — во всем объеме слабонеравновесных продуктов сгорания. Первая стадия описана с помощью уравнения для плотности вероятностей температуры. Проанализированы его решения и показано, что скорость распространения в среднем плоского пламени целиком определяется условиями на его передней (примыкающей к свежей смеси) границе. Вторая стадия процесса описана с помощью уравнения для средних концентраций. Средние значения скоростей реакций вычислены по результатам исследования плотности вероятностей температуры.

Распространение турбулентного пламени в однородной смеси — классическая задача теории горения. В последние годы она приобрела особую актуальность в связи с тем, что один из основных способов снижения токсичности продуктов сгорания основан на сжигании бедных смесей. Необходимость изучения закономерностей образования токсичных веществ поставила перед теорией горения новые проблемы. Для пояснения их существа заметим, что, как правило, характерное время основных реакций много меньше характерного времени наименьших вихрей. Поэтому главные черты процесса хорошо описываются фронтальной моделью (т. е. свежая смесь и продукты сгорания разделены узкой промежуточной зоной, у которой радиус кривизны много больше толщины), а ее характеристики такие же, как и у нормального фронта пламени. Такая модель объясняет все качественные (часто весьма нетривиальные) закономерности процесса и дает достаточно точное критериальное описание экспериментальных данных, полученных при варьировании всех параметров в широком диапазоне значений [4]. Удовлетворительное количественное описание проблемы пока еще не получено.

Фронтальная модель не применима для описания образования токсичных веществ из-за того, что характерные времена соответствующих реакций существенно больше, чем характерные времена основных реакций. Это утверждение очевидно, если рассматривается окисление азота. Оно менее очевидно для окиси углерода. Здесь, однако, следует иметь в виду, что для целого ряда устройств (например, для стационарных газотурбинных установок) нормы на выбросы вредных веществ допускают лишь очень низкое содержание окиси углерода в выхлопных газах, а для этого необходимы большие времена пребывания в камере сгорания.

Таким образом, появляется необходимость в разработке смешанной модели, в которой основная часть топлива окисляется в узких зонах, а его полное догорание и образование окислов азота — в областях, размеры которых сопоставимы с масштабом турбулентности или даже много больше его. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

Основная стадия процесса. Рассмотрим протекание основных (быстрых) реакций, считая, что можно пренебречь медленными реакциями в продуктах неполного сгорания. Описание этой части проблемы сильно осложняется двумя взаимосвязанными эффектами [4]. Первый — автотурбулизация, приводящая к появлению на фронте пламени возмущений, с масштабами, сопоставимыми с его толщиной. Второй — различие в коэффициентах молекулярного переноса. Эти различия приобретают важную роль из-за сильного искривления фронта пламени вследствие автотурбулизации.

Приближенные методы описания обоих эффектов в настоящее время разработаны [4]. Они основаны на введении поправок в соотношения, получаемые из последовательной фронтальной модели (т. е. модели без учета кривизны пламени). В силу сказанного в качестве первого приближения целесообразно рассмотреть модель, в которой минимальный масштаб гидродинамических неоднородностей η (и, следовательно, возмущений поверхности пламени) много больше толщины нормального пламени. Поскольку в этом случае различия в коэффициентах переноса не играют принципиальной роли, естественно предположить, что поля температуры и концентраций подобны.

Для наглядности последующих математических выкладок предположим, что коэффициент температуропроводности $a \sim T^2$, а плотность $\rho \sim 1/T$. Кроме того, используем модель [2], в которой толщина зоны химических реакций много меньше толщины нормального пламени. В указанных предположениях уравнение для безразмерной температу-

ры c имеет вид [3]

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial c}{\partial x_k} = \nabla a \rho \nabla c + \rho_0 \frac{u_n^2}{a_0} \delta(c-1), \quad (1)$$

$$c = (T - T_0)/(T_b - T_0).$$

Здесь T — температура; u_n — скорость нормального распространения пламени; t — время; x_k — координата; u_k — скорость среды в лабораторной системе координат; индексы 0 и b относятся к свежей смеси и продуктам сгорания.

Поскольку источник в (1) пропорционален δ -функции, то тепловыделение происходит на некоторой искривленной, перемещающейся в пространстве поверхности (зоне реакции). Здесь выполняются условия

$$\frac{\partial c}{\partial n} = \frac{u_n}{a_0 \Theta}, \quad c = 1, \quad \Theta = \frac{\rho_0}{\rho_b}. \quad (2)$$

Согласно фронтальной модели, к поверхности примыкает тонкий пограничный слой (его толщина порядка $a_0 \Theta / u_n$), в котором величина c меняется от 1 до 0.

В соответствии с общепринятой точкой зрения для решения поставленной задачи удобно привлечь плотность вероятностей безразмерной температуры $P(c, x_k)$. В принятой модели $c = 1$ по одну сторону от зоны реакции, поэтому ее колебания приведут к тому, что каждой точке $c = 1$ в течение ненулевых промежутков времени. Как показано в [1], это приводит к тому, что в выражении для P содержится сингулярное слагаемое, пропорциональное $\delta(c-1)$. Все остальные значения температуры достигаются лишь на поверхностях, т. е. в данной точке равенство $c = \text{const} \neq 1$ будет выполняться лишь в отдельные моменты времени; этим величинам c соответствует регулярное слагаемое в выражении для P . Таким образом, справедливо равенство [1]

$$P = \gamma \delta(c-1) + F(c, x_k), \quad (3)$$

где γ — вероятность наблюдения продуктов сгорания; F — регулярная функция:

$$F' = 0, \quad c > 1. \quad (4)$$

В исследованиях часто используется модель [4], где помимо слагаемых, указанных в (3), присутствует еще и член, пропорциональный $\delta(c)$. Другими словами, предполагается, что области, занятые свежей смесью, также наблюдаются в течение ненулевых промежутков времени. Такой подход не верен, так как в силу принципа максимума для уравнения диффузии значение $c = 0$ может быть лишь на бесконечном удалении от зоны реакций.

Из (1), (3) вытекает, что для P можно записать эквивалентные уравнения [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} [v_k(x_k, c) \rho F + v_k(x_k, 1) \rho_b \gamma \delta(c-1)] &= - \frac{\partial^2}{\partial c^2} N(x_k, c) \rho F - \\ - \frac{u_n^2}{a_0} \frac{\partial}{\partial c} \rho_0 F \delta(c-1) &= - \frac{\partial}{\partial c} F \Delta(x_k, c) - \frac{u_n^2}{a_0} \frac{\partial}{\partial c} \rho_0 F \delta(c-1). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь N , Δ , v_k — значения величин $a(\partial c / \partial x_k)^2$, $\nabla a \rho \nabla c$ и u_k , условно осредненных при $c = \text{const}$. Хотя и выражение (5) не замкнуто, зависимость $P(c)$ находится в явном виде.

Рассмотрим некоторую точку в зоне реакции и скорость, с которой движется эта точка в некоторый момент времени. Перейдем в систему координат, движущуюся равномерно и прямолинейно с указанной выше

скоростью. Тогда уравнение (1) приобретает вид

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho v_n \frac{\partial c}{\partial n} = \nabla a \rho \nabla c, \quad c < 1, \quad (6)$$

где n — нормаль к поверхности зоны реакций; v_n — нормальная компонента скорости зоны реакций относительно среды. Если толщина фронта пламени $a_0 \Theta / u_n$ много меньше минимального масштаба гидродинамических неоднородностей, то в первом приближении (6) имеет тот же вид, что и в модели [2]:

$$\rho_0 u_n \frac{\partial c}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} a \rho \frac{\partial c}{\partial n}, \quad c < 1. \quad (7)$$

Таким образом, распределение c в новой системе координат в первом приближении не случайно. Интегрируя (7) и учитывая, что $a \rho \sim T$, получим

$$N = \frac{u_n^2}{a_0} c^2, \quad \Delta = \frac{u_n^2}{a_0} \rho_0 \frac{c}{1 + (\Theta - 1)c}. \quad (8)$$

В силу (2) первое соотношение в (8) точно при $c = 1$. Оба соотношения в (8) справедливы с точностью до малых поправок, обусловленных различиями между видимой (v_n/Θ) и нормальной скоростью распространения пламени. При $c \rightarrow 0$ оба соотношения не верны принципиально, так как область малых значений c расположена далеко от зоны реакций и для ее описания фронтальная модель неприменима.

Рассмотрим предел $a_0 \rightarrow 0$, $u_n = \text{const}$, в котором и справедлива фронтальная модель. В этом пределе v_n конечно, а $N \rightarrow \infty$, $\Delta \rightarrow \infty$, поэтому из (5), (8), имеем

$$\frac{\partial}{\partial c} F \Delta = \frac{\partial^2}{\partial c^2} N \rho F = 0, \quad F = \frac{1 + (\Theta - 1)c}{c} A(x_k), \quad c < 1, \quad (9)$$

где A — произвольная функция координат. Физический смысл этой функции легко пояснить, исходя из геометрической интерпретации плотности вероятностей как объема, заключенного между двумя близкими изотермами. Выберем некоторую точку и рассмотрим ее малую окрестность, имеющую объем dV . Пусть dS — площадь части поверхности ($c = \text{const}$), заключенной внутри объема. Тогда получим общую формулу [1]

$$P = \frac{d\langle S \rangle}{dV} \langle 1/|\partial c/\partial n| \rangle_c, \quad (10)$$

где нижний индекс c означает условное осреднение при $c = \text{const}$. В пределе, когда $a_0 \rightarrow 0$, $u_n = \text{const}$ и $c = \text{const} \neq 0$, изотермы $c = \text{const}$ расположены на малом расстоянии друг от друга, т. е. S не зависит от c . Используя (7), (10), приходим к (9). При этом функция A характеризует среднюю поверхность зоны реакций, т. е.

$$A = \frac{d\langle S \rangle}{dV} \frac{a_0 \Theta}{u_n}, \quad (11)$$

где под S понимается поверхность зоны реакций.

Функция A не может быть найдена из последовательной фронтальной модели, т. е. только из рассмотрения предела $a_0 \rightarrow 0$, $u_n = \text{const}$, так как здесь уравнения (5) приобретают вид (9) и условия для определения A отсутствуют. Поэтому необходимо учесть следующие члены асимптотического разложения решения в ряд по малой величине $u_n \eta / a_0$. Проблема осложняется тем, что корректный анализ названных членов требует вычисления малых поправок к формулам (8).

Несмотря на это, проведенный анализ оказывается полезным, поскольку позволяет получить точное соотношение между двумя основными параметрами теории — функциями A и γ , характеризующими поверхность зоны реакции и объем продуктов сгорания. Пронинтегрируем

(5) по c от $1 - \varepsilon$ до $1 + \varepsilon$. Используя (4), (9) при $\varepsilon \rightarrow 0$, получим

$$-\frac{\partial}{\partial x_k} v_k(x_k, 1) \gamma = \frac{\partial}{\partial c} N_0 F = \frac{u_n^2}{\varepsilon_0} A, \quad c = 1. \quad (12)$$

Таким образом, из (9) видно, что плотность вероятностей имеет неинтегрируемую особенность при $c \rightarrow 0$. Ее появление обусловлено тем, что формулы (8) несправедливы при $c \rightarrow 0$. Эта особенность не влияет на осреднение различных зависимостей, что вытекает из тождественных преобразований при использовании (3), (9):

$$\begin{aligned} \langle \varphi(c) \rangle &= \langle \varphi(c) - \varphi(0) \rangle + \varphi(0) = \gamma \varphi(1) + (1 - \gamma) \varphi(0) + \\ &+ A \int_0^1 \frac{1 + (\Theta - 1)c}{c} [\varphi(c) - \varphi(0)] dc, \end{aligned}$$

где φ — произвольная гладкая функция, зависящая только от c . Интеграл в этой формуле сходится, т. е. особенность не существенна.

Турбулентная диффузия. Равенства (3), (9) и (12) — единственные точные соотношения, которые удается получить из последовательной фронтальной модели. Для дальнейшего продвижения необходимы новые предположения.

Рассмотрим возможные аппроксимации величины v_k и проанализируем возможности традиционного подхода, основанного на концепции градиентной диффузии. Последняя концепция приводит к соотношению

$$v_k = \langle u_k \rangle - D_t \frac{\partial}{\partial x_k}, \quad (13)$$

где D_t — коэффициент турбулентной диффузии, т. е. под величиной v_k понимается дифференциальный оператор (13). Такая запись, очевидно, всегда справедлива, если подразумевается, что величина D_t может не совпадать с коэффициентом диффузии инертной примеси. Важно, таким образом, выяснить, при каких условиях величины D_t для инертной и реагирующей примеси одинаковы (только в этом случае для вычисления D_t можно воспользоваться результатами полуэмпирических теорий турбулентности).

Очевидно, следует различать два случая: 1) пульсационная скорость $v_n \gg u_n$, 2) пульсационная скорость сопоставима с u_n при $v_n \ll u_n$. Наиболее важен для практики первый вариант, где зона реакций движется со скоростью, почти равной скорости среды. В связи с этим формула (13) справедлива, если под D_t понимать коэффициент турбулентной диффузии инертной примеси. Во втором случае следует ожидать каких-либо особенностей в поведении величины D_t .

Такие особенности действительно наблюдаются. Например, в работе [5] изучалось горение однородной смеси, стабилизированное тонкой проволокой; пульсационная скорость была сопоставима с u_n . Установлено, что коэффициент турбулентной вязкости (и, по-видимому, связанный с ним коэффициент турбулентной диффузии) отрицательный. В потоках с высокой интенсивностью турбулентности (например, в следе за плохообтекаемым телом, имеющим большой диаметр) эта особенность не наблюдается [6].

Из сказанного следует, что формула (13) является приемлемой аппроксимацией, если $v_n \gg u_n$. Поскольку при этом D_t — коэффициент турбулентной диффузии инертной примеси, то считаем его заданной величиной (его вычисление — задача теории турбулентности, а не теории горения). В рассматриваемом приближении выражение (12) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \langle u_k \rangle \gamma = \nabla D_t \nabla \gamma + \frac{u_n^2}{\varepsilon_0} A. \quad (14)$$

Скорость распространения пламени. Проанализируем возможности определения величины A . Здесь и возникают основные трудности тео-

рии. В данном разделе пути их преодоления лишь намечены. Выведем сначала два точных соотношения. Интегрируя последнее равенство в (5) по c и учитывая (4), найдем

$$\frac{\partial}{\partial c} N \rho F = F \Delta, \quad c = 1. \quad (15)$$

Далее умножим первое равенство в (5) на c , проинтегрируем по c от 0 до $1 - \varepsilon$, учтем (9), (13) и (15) и получим

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \langle u_k \rangle A = \nabla D_t \nabla A \frac{1}{\rho_0} [\rho_b N(x_k, 1) - \Delta(x_k, 1)] A. \quad (16)$$

Как уже отмечалось, первая формула в (8) является точной при $c = 1$, а вторая — приближенной. Чтобы найти величину Δ , осредним (6) при $c = \text{const}$, и на основе (2) получим

$$\Delta = \rho_b u_n \langle v_n \rangle / \Theta a_0, \quad c = 1. \quad (17)$$

Тогда из (9), (16), (17) найдем

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \langle u_k \rangle A = \nabla D_t \nabla A + \frac{u_n}{a_0 \Theta} (u_n - w) A, \quad w = \langle v_n \rangle \Theta. \quad (18)$$

Величина v_n / Θ , очевидно, есть видимая скорость распространения пламени. В плоском стационарном пламени она совпадает с u_n . В общем случае равенство $w = u_n$ приближенное и его нельзя использовать в уравнении (18), так как из общих соображений [7] ясно, что $\langle w \rangle$ и u_n различаются на величину, пропорциональную толщине нормального пламени $a_0 \Theta / u_n$. Поэтому в пределе при $a_0 \rightarrow 0$, $u_n = \text{const}$ последнее слагаемое в (18) не стремится к нулю, в нем фигурирует новая неизвестная функция координат, характеризующая малые различия между нормальной и видимой скоростью распространения пламени, т. е. замкнутого описания получить не удастся.

Несмотря на это, уравнение (18) позволяет сделать ряд качественных выводов. Рассмотрим в среднем плоское пламя, считая, что свежая смесь находится при $x_1 = x = -\infty$, а скорость движения в этой области равна u_t (продукты сгорания находятся в области $x_1 = +\infty$, а скорость в этой области равна Θu_t). Соотношение (18) становится обыкновенным дифференциальным уравнением. Исследуем асимптотику его решений при $x \rightarrow \pm\infty$. Имеем $A \sim \exp(\lambda x)$, где

$$\lambda = \frac{1}{2D_t} \left[\langle u_1 \rangle \pm \sqrt{\langle u_1 \rangle^2 - \frac{4D_t u_n}{a_0} (u_n - w)} \right], \quad (19)$$

$$\langle u_1 \rangle = u_t, \quad x \rightarrow -\infty, \quad \langle u_1 \rangle = \Theta u_t, \quad x = \infty.$$

Решающее значение имеет знак величины $u_n - w$. Из геометрических соображений ясно, что знак средней кривизны пламени различен при $x \rightarrow +\infty$ и $x \rightarrow -\infty$. Если нормаль к зоне реакций направлена в продукты сгорания, то при $x \rightarrow +\infty$ пламя в среднем обращено выпуклой стороной в продукты сгорания, поэтому $w(\infty) > u_n$. Тогда из (19) следует, что одно решение стремится к бесконечности, а другое — к нулю. Аналогичные соображения приводят к неравенству $w(-\infty) < u_n$.

Возможны два случая: 1) $\langle u_t \rangle < U$, где $U = 2 \sqrt{\frac{u_n D_t}{a_0} (u_n - w(-\infty))}$, и оба решения осциллируют, а поскольку $A > 0$, то они бессмысленны; 2) при $u_t \geq U$ оба решения стремятся к нулю, т. е. краевая задача разрешима при $u_t \geq U$ и, следовательно, существует сплошной спектр значений u_t . В теории горения [7] показывается, что физический смысл имеет лишь нижняя граница этого спектра, а все остальные значения определяются особенностями начальных условий. Таким образом, $u_t = U$.

Разумеется, конкретные значения u_t из этих соображений получить не удастся, так как величина $w(-\infty)$ неизвестна. Тем не менее проведенный анализ имеет важное методологическое значение, поскольку по-

казапо, что скорость распространения турбулентного пламени определяется исключительно условиями на его передней (примыкающей к свежей смеси) границе. Таким образом, получено доказательство утверждения о решающей роли лидирующих точек [9], сделанного на основе интуитивных представлений.

Вернемся теперь к общему уравнению (5) и проанализируем характер его решений в области малых c . Здесь формулы (6) несправедливы. Однако ряд качественных заключений можно сделать исключительно из неравенств $D_t > 0$, $N > 0$. Снова рассмотрим в среднем плоское пламя. Из (13), (5) имеем

$$\frac{\partial}{\partial x} \langle u_1 \rangle \rho F = \frac{\partial}{\partial x} D_t \frac{\partial \rho F}{\partial x} - \frac{\partial^2}{\partial c^2} N \rho F.$$

Это уравнение гиперболическое, а его характеристики описываются соотношением

$$\frac{dc}{dx} = \pm \sqrt{\frac{N}{D_t}}. \quad (20)$$

Появление характеристик вполне понятно, если учесть, что значение $c = 0$ может наблюдаться только на бесконечном удалении от зоны реакций. Отсюда ясно, что при любом $x = \text{const}$ существует предельно малая безразмерная температура $c_m(x)$. Ясно также, что распределение $c_m(x)$ описывается соотношением (20).

Заключительная стадия процесса. Рассмотрим протекание медленных химических реакций на заключительной стадии процесса. Для решения практических задач приходится рассматривать полную кинетическую схему. Использование плотностей вероятностей в этом случае делает задачу безнадежно сложной. Однако существует упрощение, связанное с тем, что реакции медленные и завершаются в областях, значительно больших масштаба турбулентности. Поэтому законы переноса реагирующей и инертной примеси должны быть одинаковы. Следовательно, целесообразно исследовать уравнения для средних концентраций. Проблема осреднения скоростей реакций при этом остается, поскольку эти скорости нелинейно связаны с температурой и концентрациями, а пульсации безразмерной температуры велики и достигают почти 50 % [9].

Решение осложняется тем, что полученные выше результаты применимы лишь в области $c_m \ll c \leq 1 - \delta$, где δ — некоторое малое число, а величина $c = 1 - \delta$ условно разграничивает медленную и быструю стадии окисления. В точной постановке сингулярное слагаемое в (3) отсутствует, так как достижение термодинамического равновесия требует бесконечного времени, т. е. значение $c = 1$ может наблюдаться только на бесконечном удалении от зоны реакции. Поэтому в области $c \geq 1 - \delta$ качественная структура плотностей вероятностей такая же, как и в области $c \sim c_m$.

Здесь, однако, возможны упрощения, обусловленные тем, что основной вклад в пульсации вносят колебания зоны реакции, и полученные выше результаты позволяют приближенно оценить этот эффект, разделив быструю и медленную стадии окисления. Чтобы описать влияние колебаний зоны реакций, решим задачу о распространении нормального пламени, используя реальную кинетическую схему. Из этого решения найдем зависимость температуры и всех концентраций от c . Тем самым можно рассчитать, как зависят от c источниковые члены W_α в уравнениях переноса тепла и концентраций реагирующих веществ. По-прежнему будем считать, что справедлива фронтальная модель, т. е. c — единственный случайный параметр в выражениях для W_α . Запишем тождество

$$\langle W_\alpha \rangle = \int_0^{1-\delta} W_\alpha P dc + \int_{1-\delta}^1 W_\alpha P dc. \quad (21)$$

При вычислении первого слагаемого можно использовать формулы (3), (9). Вследствие того что основное изменение W_α происходит в малой окрестности точки $c = 1 - \delta$, первый интеграл в (20) приближенно запишется в виде

$$\int_0^{1-\delta} W_\alpha P dc = G_\alpha P(1 - \delta, x_h) \approx G_\alpha F(1) = \Theta A G_\alpha, \quad (22)$$

$$G_\alpha = \int_0^{1-\delta} W_\alpha dc.$$

Выбор конкретного значения δ мало меняет величины G_α из-за малости скоростей реакции в области $c \geq 1 - \delta$.

Для вычисления второго слагаемого в (21) формулы (3), (9) использовать нельзя. Однако можно дать приближенную оценку, основанную на предположении о том, что пульсации температуры и концентраций внутри продуктов сгорания малы. Поскольку вероятность промежуточных значений температуры и концентраций мала, то температура или концентрации (обозначаемые далее символами c_α) принимают только два значения: c_α^0 и c_α^b . При этом c_α^0 (температура или концентрация в свежей смеси) имеет заданное постоянное значение, а c_α^b (температура или концентрация в продуктах сгорания) является функцией координат, которую и предстоит найти. Очевидно, что первое значение наблюдается с вероятностью $1 - \gamma$, а второе — с вероятностью γ . Таким образом,

$$\int_{1-\delta}^1 W_\alpha P dc = \gamma W_\alpha(c_\alpha^b). \quad (23)$$

Формулы (21) — (23) решают задачу об осреднении скорости реакций. Найдем теперь корреляцию $\langle \rho u_k c_\alpha \rangle$. Очевидно,

$$\begin{aligned} \langle \rho u_k c_\alpha \rangle &= \int \rho c_\alpha v_k(c) P dc = \langle u_k \rangle \langle c_\alpha \rho \rangle - D_t \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \rho c_\alpha \rangle = \\ &= \langle u_k \rangle [(1 - \gamma) \rho_0 c_\alpha^0 + \gamma \rho_b c_\alpha^b] - D_t \frac{\partial}{\partial x_k} [(1 - \gamma) \rho_0 c_\alpha^0 + \gamma \rho_b c_\alpha^b]. \end{aligned} \quad (24)$$

Из (21) — (24) получаем основное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} \langle u_k \rangle [(1 - \gamma) \rho_0 c_\alpha^0 + \gamma \rho_b c_\alpha^b] &= \nabla D_t \nabla [(1 - \gamma) \rho_0 c_\alpha^0 + \gamma \rho_b c_\alpha^b] + \\ &+ \Theta G_\alpha A + \gamma W_\alpha(c_\alpha^b). \end{aligned} \quad (25)$$

Поскольку функции A и γ , входящие в (25), связаны соотношением (14), задача сводится к определению одной из них, например γ . Заметим, что в ряде случаев она сводится к отысканию коэффициента гидродинамической перемежаемости, поэтому может быть решена с помощью уже разработанных методов [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Ф., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. — М.: Наука, 1986. — С. 288.
2. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени // ЖФХ. — 1938. — 12, № 1. — С. 100—105.
3. Кузнецов В. Р. Распространение пламени в турбулентном потоке горючей смеси // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1976. — № 5. — С. 3—15.
4. Bray K. N. C. Turbulent flows with premixed reactants // Turbulent reacting flows/ Ed. by P. A. Libby, F. A. Williams. Topics in Applied Physics, vol. 44. — Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 1980. — P. 115—183.
5. Cheng R. K., Ng T. T. Velocity statistics in premixed turbulent flames // Combust. Flame. — 1983. — 52, N 2. — P. 185—202.

6. Schefer R. W., Namazian M., Kelly J. Velocity measurements in a turbulent premixed flames // AIAA Pap.— 1987.— N 1349.— P. 1—13.
7. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.— С. 478.
8. Зельдович Я. Б. Турбулентное и гетерогенное горение.— М.: ММИ. 1947.— С. 213.
9. Yoshida A., Günther R. Temperature and ionization measurements in turbulent premixed flames // AIAA Pap.— 1980.— P. 1—17.

г. Москва

Поступила в редакцию 17/V 1991

УДК 536.46 + 534.222.2 + 661.215.1

А. А. Васильев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ВЗРЫВЧАТОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

Скорость пламени в потоке за ударной волной оценивается по фоторегиограммам расширения очага пламени, возникающего в зоне между УВ и фронтом горения при режимах перехода горения в детонацию. Измеренная величина близка к разности между скоростями движения УВ и массового потока газа в ней и значительно превышает расчетную скорость нормального пламени, что указывает на турбулентный характер горения за УВ.

Распространение пламени относительно неподвижной (лабораторной) системы координат w_d определяется суммой массовой скорости u движения газовой смеси перед фронтом пламени (ФП) и скорости самого фронта горения w относительно этой смеси: $w_d = u + w$. Величина u включает в себя общую скорость газового потока в отсутствии химической реакции и дополнительную скорость смеси непосредственно перед фронтом пламени, движение которой обусловлено воздействием самого пламени на исходную смесь за счет расширения продуктов сгорания. Значение w определяется процессами передачи тепла от горячих продуктов горения к исходной смеси и их диффузии, которые, в свою очередь, зависят от состояния взрывчатого газа (давления p_0 , температуры T_0 , ...), степени турбулентности смеси и ее изотропности.

Теплопроводность и диффузия в «ламинарной» смеси определяют нормальную скорость пламени w_0 , а пульсационные составляющие u'_x , u'_y , u'_z (или u') совместно с w_0 характеризуют турбулентное движение пламени w_t ($w_0 < w_t < c_0$, где c_0 — скорость звука исходной смеси). В теории горения особая роль принадлежит максимальной скорости распространения пламени w_1 , которая не зависит от конкретных механизмов распространения пламени и протекания химической реакции в волне горения, а определяется лишь интегральным тепловыделением Q : $w_1 = c_0/M_0 = W_{0\max}$, где M_0 — число Маха детонационной волны для смеси с данным Q . В «турбулентной» смеси все скорости дефлаграционного горения — нормальная, турбулентная, максимальная, кроме Q — будут зависеть от степени исходной турбулентности. Следует подчеркнуть, что турбулизация газа может осуществляться как за счет внешнего воздействия, так и за счет автотурбулизации пламени из-за его неустойчивости в химически активной газовой смеси.

В эксперименте, как правило, фиксируется видимая скорость пламени w_d . Для корректной идентификации w необходимо дополнительно перед фронтом горения измерять массовую скорость газа и ее профиль, величины пульсационных скоростей турбулентного потока и закон их затухания, а также макропараметры (p , T) смеси, неточность которых заметно увеличивает ошибку определения w в силу функциональной зависимости последней от этих параметров.

Одновременное измерение перечисленных величин сопряжено с большими трудностями, и следует признать, что несмотря на многочис-