

ных профилей сменяется на параболическую, при этом всегда можно найти такое значение δ , для которого температурный профиль становится почти плоским за исключением узкой области вблизи стенки, где сосредоточен основной перепад температур. Аналогично происходит изменение радиальных профилей по мере возрастания значений критерия Да (при условии, что $\frac{\delta}{\delta_{кр}} = \text{const}$).

Поступила в редакцию
31/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4.
2. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
3. Е. А. Иванов, В. С. Бесков, М. Г. Слинько. ТОХТ, 1967, 1, 4.
4. V. Hlavacek, H. Hofmann. Chem. Engng. Sci, 1970, 25, 1.
5. V. Hlavacek, H. Hofmann. Chem. Engng. Sci, 1970, 25, 8.
6. V. Hlavacek, H. Hofmann, M. Kubicek. Chem. Engng. Sci, 1971, 26, 10.
7. A. Varma, N. Amundson. Canad. J. Chem. Engng, 1973, 51, 2.
8. А. Г. Мержанов, Э. И. Максимов и др., Макрокинетическое исследование полимеризации этилена при высоком давлении. Отчет ИХФ АН СССР, М., 1970.
9. А. А. Бутаков, Э. И. Максимов. Докл. АН СССР, 1973, 209, 3.
10. В. С. Бесков, В. П. Кузин, М. Г. Слинько. Химич. пром., 1965, 1.
11. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968 180, 3.
12. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, Е. Д. Александровская. ЖФХ, 1971, 45, 2.
13. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
14. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
15. К. Г. Денбиг. Теория химических реакторов. М., «Наука», 1968.

УДК 662.611+532.517.45

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОДНОРОДНОЙ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

Современные представления о турбулентном горении однородных горючих смесей зачастую основываются на предположении о том, что в турбулентном потоке увеличение скорости горения обусловлено искривлением тонкого ламинарного фронта пламени. При этом считается, что фронт пламени есть поверхность, каждая точка которой движется со скоростью, равной сумме скоростей среды $u_j (j=1, 2, 3)$ и произведения нормальной скорости распространения пламени u_n на вектор нормали к поверхности фронта n_j . Отсюда из соображений размерности следует, что скорость распространения турбулентного фронта пламени u_T описывается зависимостью вида

$$u_T = u_n f(\sigma/u_n), \quad \sigma^2 = \langle (u_j - \langle u_j \rangle)^2 \rangle. \quad (1)$$

Ряд экспериментальных данных свидетельствует о том, что формула (1) носит достаточно приближенный характер и с ее помощью нельзя объяснить некоторые наблюдаемые в опыте закономерности. Напри-

мер, в [1,2] установлено, что увеличение масштаба турбулентности L приводит к возрастанию u_t , что противоречит (1). Известно также, что у углеводородных горючих с увеличением давления p величина u_t возрастает, а u_n уменьшается. Обычно этот факт объясняется тем, что с возрастанием давления увеличивается пульсационная скорость, влияние которой на u_t гораздо сильнее, чем влияние u_n . Такое объяснение опровергается результатами опытов [3], в которых интенсивность турбулентности не зависела от давления и тем не менее скорость распространения турбулентного фронта пламени с увеличением давления возрастала.

Упомянутые опыты свидетельствуют о том, что существующие представления о механизме горения в турбулентном потоке недостаточно полны и, что кроме величин u_n и σ , имеются и другие параметры, определяющие u_t . Наиболее естественно предположить, что на скорость горения однородной смеси влияет толщина нормального фронта пламени δ . Цель данной работы состоит в том, чтобы на двух простых примерах показать и проанализировать влияние δ на распространение пламени в турбулентном потоке. Постановка задачи в рассматриваемых случаях не отличается достаточной строгостью, так как предполагается, что плотность постоянна. Тем не менее из приведенного ниже анализа видно, что толщина нормального фронта пламени существенно влияет на горение однородной смеси в турбулентном потоке.

Обычно предполагается, что в турбулентном потоке фронт пламени есть искривленная поверхность, каждая точка которой движется со скоростью $u_j + u_n n_j$. Если $u_n = 0$ (т. е. фронт состоит из жидких частиц), то его площадь неограниченно возрастает со временем [4]. Однако движение отдельных точек по нормали к поверхности фронта приводит к сокращению его площади. Оба процесса должны уравниваться, в результате чего возникает некоторое статистическое равновесное состояние, в котором среднее значение площади поверхности фронта и, следовательно, u_t оказываются постоянными.

Для того чтобы проанализировать, каким образом устанавливается такое равновесное состояние, рассмотрим движение в среднем плоского фронта пламени в однородном турбулентном потоке. Пусть в некоторый момент времени турбулентность быстро затухла. В последующие моменты времени искривленный фронт пламени будет распространяться в покоящейся среде. Примерно в такой постановке задача рассматривалась в [5], где было показано, что на первоначально гладком фронте образуются изломы, которые препятствуют развитию неустойчивости фронта пламени.

Из полученного ниже точного решения будет видно, что сокращение поверхности фронта пламени целиком обусловлено появлением таких изломов. Сделаем следующие предположения: 1) плотность постоянна, 2) характерный масштаб искривлений фронта пламени много больше δ , 3) первоначальное положение фронта пламени описывается гладкой стационарной случайной функцией, 4) задача является двумерной. Рассмотрение трехмерных возмущений не вносит принципиальных особенностей, но заметно осложняет выкладки. Предположение 2 позволяет рассматривать пламя как математическую поверхность.

Пусть координата x_1 перпендикулярна осредненному положению фронта пламени, а его первоначальное положение в параметрическом виде описывается формулами:

$$x_1 = \varphi_1(\beta); \quad x_2 = \varphi_2(\beta); \quad -\infty < \beta < \infty.$$

Очевидно, что компоненты вектора скорости поверхности есть $(\partial x_1 / \partial t, \partial x_2 / \partial t)$, а вектор касательной к поверхности параллелен вектору с координатами $(\partial x_1 / \partial \beta, \partial x_2 / \partial \beta)$. Так как модуль скорости поверхности

равен u_n , а сам вектор скорости перпендикулярен поверхности, то

$$\left(\frac{\partial x_1}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial x_2}{\partial t}\right)^2 = u_n^2, \frac{\partial x_1}{\partial \beta} \frac{\partial x_1}{\partial t} + \frac{\partial x_2}{\partial \beta} \frac{\partial x_2}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Система (2) решается в виде:

$$x_1 = \varphi_1(\beta) + s\psi_1(\beta); \quad x_2 = \varphi_2(\beta) + s\psi_2(\beta); \quad s = u_n t.$$

Тогда из (2)

$$\psi_1^2 + \psi_2^2 = 1, \quad \varphi_2' \psi_1 + \varphi_1' \psi_2 = 0.$$

Отсюда

$$\psi_1 = \varphi_2' / \sqrt{\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2}; \quad \psi_2 = -\varphi_1' / \sqrt{\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2}.$$

В силу предположения 3 без ограничения общности можно считать, что $\varphi_1 = \varphi$; $\varphi_2 = \beta$. Тогда

$$x_1 = \varphi + \frac{s}{\sqrt{1 + \varphi'^2}}, \quad x_2 = \beta - \frac{s\varphi'}{\sqrt{1 + \varphi'^2}}. \quad (3)$$

Формулы (3) описывают, вообще говоря, многозначную функцию. Действительно, условие однозначности функции $x_1(x_2)$ ($\partial x_2 / \partial \beta \neq 0$) выполняется только, если

$$(1 + \varphi'^2)^{3/2} \neq s\varphi'',$$

что в силу стационарности функции φ возможно лишь при малых значениях s . При больших временах в областях, где $\varphi'' < 0$, возникает своеобразная «петля».

Характер решения проиллюстрирован на рисунке, где показан ряд последовательных положений фронта пламени. Первоначальное положение фронта пламени описывается формулой $x_1 = \sin x_2$. Стрелками указано направление движения.

Из физических соображений ясно, что участок фронта, соответствующий петле, в действительности не реализуется, а фронт пламени имеет вид, изображенный на рисунке сплошной линией. При этом на его поверхности образуются изломы.

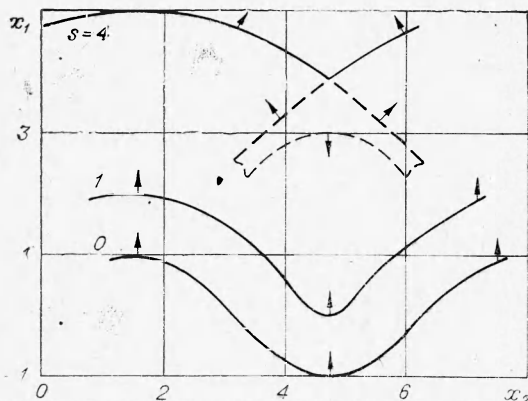


Рис.

Рассмотрим изменение среднего значения элемента площади поверхности фронта $dl = \sqrt{(\partial x_1 / \partial \beta)^2 + (\partial x_2 / \partial \beta)^2} d\beta$. Из (2)

$$\begin{aligned} \langle \sqrt{(\partial x_1 / \partial \beta)^2 + (\partial x_2 / \partial \beta)^2} \rangle &= \lim_{\beta_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{2\beta_1} \int_{-\beta_1}^{\beta_1} \sqrt{(\partial x_1 / \partial \beta)^2 + (\partial x_2 / \partial \beta)^2} d\beta = \\ &= \lim_{\beta_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{2\beta_1} \int_{-\beta_1}^{\beta_1} \left\{ \sqrt{1 + \varphi'^2} - s\varphi'' / (1 + \varphi'^2) \right\} d\beta = \lim_{\beta_1 \rightarrow \infty} \int_{-\beta_1}^{\beta_1} \sqrt{1 + \varphi'^2} d\beta. \end{aligned} \quad (4)$$

Следует иметь в виду, что после появления петли в формуле (4) из интервала значений β ($[-\beta_1, \beta_1]$), по которым производится интегрирование, надо исключить те отрезки значений β , которые соответствуют петле. Длина этих отрезков с течением времени возрастает, в силу

чего площадь поверхности фронта пламени будет уменьшаться. До появления изломов интегрирование производится по всем значениям β и, как видно из (4), в этом случае площадь поверхности фронта остается постоянной.

Из проведенного анализа ясно, что сокращение поверхности фронта пламени целиком обусловлено появлением изломов.

Очевидно, что в движущейся среде положение принципиально не изменяется. Турбулентные пульсации будут увеличивать поверхность пламени, а движение этой поверхности по нормали будет приводить к уменьшению ее площади из-за появления линий излома. Существенно отметить, что линии излома, раз появившись, в дальнейшем исчезнуть не могут, так как при турбулентном движении деформации среды носят гладкий характер. Поэтому в пределе при очень большом времени движения фронт пламени почти весь будет состоять из линий излома. Так как скорость распространения пламени существенно зависит от кривизны, то отмеченное обстоятельство указывает на то, что в турбулентном потоке даже при $L \gg \delta$ параметр δ будет существенно влиять на скорость горения.

Проанализируем характер влияния толщины нормального фронта пламени на скорость горения. Для этого рассмотрим воздействие слабой турбулентности на фронт пламени. Будем предполагать, что плотность постоянна, а $u_n \gg \delta$ и $L \gg \delta$.

Решим задачу в приближении Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [6], т. е. будем считать, что тепловая толщина фронта пламени гораздо больше толщины зоны химических реакций. В этом приближении зона химических реакций есть поверхность, на которой температура равна температуре продуктов адиабатического сгорания T_b , а производная от температуры по нормали равна $(T_b - T_0)u_n/a$ (T_0 — температура набегающей смеси, a — коэффициент температуропроводности).

Рассмотрим малые колебания в среднем плоского фронта пламени, расположенного вблизи плоскости $x_1 = 0$. Будем считать, что на фронт пламени со скоростью, близкой к u_n , набегают однородный, стационарный, изотропный турбулентный поток. При отсутствии пульсаций распределение температуры при $x \leq 0$ описывается выражением

$$T^{(0)} = T_0 + (T_b - T_0) \exp(u_n x_1 / a). \quad (5)$$

Представляя температуру и скорость

$$T = T^{(0)} + (T_b - T_0) \tau; \quad u_1 = u_n + v_1; \quad u_\alpha = v_\alpha; \\ |\tau| \ll T_0, \quad \langle v_j^2 \rangle \ll u_n^2 \quad (\alpha = 2, 3)$$

и линеаризуя уравнение теплопроводности, получаем

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + u_n \frac{\partial \tau}{\partial x_1} + \frac{u_n}{a} \exp(u_n x_1 / a) v_1 = a \Delta \tau. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь, с какими граничными условиями следует решать уравнение (6). В линейном приближении

$$\frac{\partial \tau}{\partial n} = \frac{\partial \tau}{\partial x_1}; \quad \frac{\partial^2 \tau}{\partial n^2} = \frac{\partial^2 \tau}{\partial x_1^2}, \quad (7)$$

где n — нормаль к поверхности, вблизи которой протекают химические реакции. Пусть уравнение этой поверхности есть $x_1 = \varphi(x_\alpha, t)$. Тогда в первом приближении

$$T_b = T(\varphi, x_\alpha, t) = T(0, x_\alpha, t) + \varphi \frac{\partial T(0, x_\alpha, t)}{\partial x_1}.$$

Так как $\partial T/\partial n = (T_b - T_0) u_n/a$, то в силу (5) и (7)

$$\tau = -u_n \varphi/a \quad \text{при } x_1 = 0. \quad (8)$$

Аналогичным образом находим

$$\frac{\partial T(\varphi, x_\alpha, t)}{\partial n} - (T_b - T_0) u_n/a = \frac{\partial T(0, x_\alpha, t)}{\partial x_1} + \frac{\partial^2 T(0, x_\alpha, t)}{\partial x_1^2} \varphi.$$

Отсюда, используя соотношения (5) и (7), получаем

$$\frac{\partial \tau}{\partial x_1} = -\frac{u_n^2}{a^2} \varphi \quad \text{при } x_1 = 0. \quad (9)$$

Будем искать решение уравнения (6) с граничными условиями (8) и (9) в виде стационарной случайной функции от x_α и t . Представим величины τ , φ и v_1 в виде:

$$\begin{aligned} \tau &= \int \exp(ik_\alpha x_\alpha + i\omega t) d\chi(k_\alpha, \omega, x_1); \\ \varphi &= \int \exp(ik_\alpha x_\alpha + i\omega t) d\psi(k_\alpha, \omega); \\ v_1 &= \int \exp(ik_j x_j + i\omega t) dZ_1(k_j, \omega). \end{aligned}$$

Эти интегралы следует понимать в смысле Стилтеса. Из (6), (8) и (9) получаем

$$\frac{d^2}{dx_1^2} d\chi - \frac{u_n}{a} \frac{d}{dx_1} d\chi - \left(\frac{i\omega}{a} + k_\alpha^2 \right) d\chi = \frac{u_n}{a^2} \exp\left(\frac{u_n x_1}{a} + ik_1 x_1\right) dZ_1;$$

$$\frac{d}{dx_1} d\chi = \frac{u_n}{a} d\chi \quad \text{при } x_1 = 0.$$

Отсюда с учетом того, что $d\chi \rightarrow 0$ при $x_1 \rightarrow -\infty$, находим

$$\begin{aligned} d\chi &= \frac{u_n dz_1}{a[-ak^2 + i(u_n k_1 - \omega)]} \left\{ \exp\left(\frac{u_n x_1}{a} + ik_1 x_1\right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{ik_1}{u_n/a - \lambda} \exp(\lambda x_1) \right\}; \quad (10) \end{aligned}$$

$$\lambda = \frac{u_n}{2a} + \sqrt{\frac{u_n^2}{4a^2} + k_\alpha^2 + \frac{i\omega}{a}}.$$

Далее из (8) получаем

$$d\psi = -\frac{dz_1}{-ak^2 + i(u_n k_1 - \omega)} \left(1 + \frac{ik_1}{u_n/a - \lambda} \right). \quad (11)$$

Степень увеличения поверхности, вблизи которой происходят химические реакции, описывается выражением $\sqrt{1 + (\partial\varphi/\partial x_\alpha)^2} \approx 1 + 1/2(\partial\varphi/\partial x_\alpha)^2$. Тогда величина u_τ в случае слабой турбулентности имеет вид

$$u_\tau = u_n + \frac{1}{2} u_n \langle (\partial\varphi/\partial x_\alpha)^2 \rangle = u_n + \frac{1}{2} u_n \int k_\alpha k'_\alpha \langle d\psi(k_\alpha, \omega) d\psi^*(k'_\alpha, \omega') \rangle. \quad (12)$$

Поскольку $\sigma \ll u_n$, то турбулентность в соответствии с гипотезой Тэйлора [7] можно считать «замороженной», т. е. в первом приближении можно считать, что $v_1 = v_1(x_1 - u_n t, x_\alpha)$. Это означает, что в формуле (12) можно положить $\omega = -k_1 u_n$. Так как предполагается, что $L \gg \delta$, то $ak_1/u_n \ll 1$ и, следовательно, $\lambda = u_n/a - ik_1$. Тогда из (10)

и (12) имеем

$$u_{\tau} = u_n + 2u_n \int \frac{k_{\alpha}^2}{a^2 k^4 + 4u_n^2 k_1^2} F_{11}(\vec{k}) d^3 k. \quad (13)$$

Здесь величина F_{ij} определяется формулой

$$\langle dZ_i(\vec{k}) dz_j^*(\vec{k}') \rangle = F_{ij} \delta(\vec{k} - \vec{k}') d^3 k d^3 k', \quad (14)$$

которая всегда справедлива для однородной турбулентности [8]. В силу изотропии и уравнения неразрывности

$$F_{11} = \frac{1}{2} F_{ij} k_{\alpha}^2 / k^2. \quad (15)$$

Тогда из (13) — (15)

$$u_{\tau} = u_n + \frac{2\pi u_n}{a^2} \int_0^{\infty} F_{ij}(k) \int_{-1}^1 \frac{(1-s^2)^2}{1 + 4u_n^2 s^2 / a^2 k^2} ds dk. \quad (16)$$

Поскольку предполагается, что $L \gg a/u_n = \delta$, то величина ak/u_n мала. Тогда получаем следующую асимптотическую формулу

$$\int_{-1}^1 \frac{(1-s^2)^2}{1 + 4u_n^2 s^2 / a^2 k^2} ds \rightarrow \frac{\pi a k}{2u_n} \text{ при } \frac{ak}{u_n} \rightarrow 0. \quad (17)$$

Из (16) и (17) находим

$$u_{\tau} = u_n + \frac{\pi^2}{a} \int_0^{\infty} F_{ij} dk = u_n + \frac{\pi}{2a} \int_0^{\infty} k^{-1} E(k) dk = u_n + \frac{\sigma^2 L}{a}. \quad (18)$$

Здесь $E = 2\pi k^2 F_{ij}$ — трехмерный спектр энергии, L — продольный интегральный масштаб турбулентности.

Средняя амплитуда пульсаций поверхности фронта пламени дается выражением

$$\langle \varphi^2 \rangle = \int \langle d\psi(k_{\alpha}, \omega) d\psi^*(k'_{\alpha}, \omega') \rangle.$$

Повторяя выкладки, приходим к соотношению

$$\langle \varphi^2 \rangle = \frac{\pi}{a} \int_0^{\infty} k^{-3} E(k) dk. \quad (19)$$

Проанализируем полученные выше результаты. Прежде всего заметим, что если спектр турбулентности описывается аналитической в нуле функцией F_{ij} , то, согласно [9], всегда $E \sim k^4$. Следовательно, интеграл (19) сходится. В этом случае положение фронта пламени стационарно.

Быстрое убывание спектральной плотности энергии E при $k \rightarrow 0$ означает, что корреляционные функции пульсаций скорости быстро затухают на бесконечности, т. е. в двух удаленных точках все флуктуации в статистическом смысле слабо связаны. Здесь уместно отметить, что в уравнения движения несжимаемой жидкости входит градиент давления, который выражается через интеграл Пуассона от всего поля скорости. При этом изменение скорости в некоторой точке приводит к мгновенному изменению градиента давления в любой другой точке. Другими словами, в несжимаемой жидкости пульсации давления могут приводить к тому, что в двух удаленных точках пуль-

сации скорости будут в статистическом смысле связаны сильно. В этом случае корреляционные функции будут медленно убывать на бесконечности, а спектральная плотность энергии будет убывать в нуле медленнее, чем k^4 .

Точный анализ влияния пульсаций давления на поведение E в нуле не проведен. Рассмотрение этого вопроса, основанное на ряде упрощающих предположений [10], показывает, что $E \sim k^2$. Если это так, то интеграл (19) не сходится. Это означает, что положение фронта пламени не стационарно и амплитуда его колебаний неограниченно растет со временем.

Вернемся к формуле (18). Если $E \sim k^2$ при $k \sim 0$, то интеграл (18) сходится. Это означает, что хотя и положение фронта пламени нестационарно, и амплитуда его колебаний неограниченно растет, но скорость распространения его остается постоянной. Последнее свидетельствует о том, что угол наклона фронта пламени к его осредненному положению оказывается стационарной случайной функцией.

Рассмотренный выше вопрос тесно связан с проблемой определения толщины зоны горения за стабилизатором пламени. Если в последнем случае перейти к системе координат, движущейся вдоль фронта пламени со скоростью u_τ (u_τ — компонента средней скорости, тангенциальная осредненному положению фронта), то обе задачи в силу принципа Галилея окажутся эквивалентными. В случае горения за стабилизатором практически во всех экспериментах (обзор их можно найти, например, в [11]) отмечается, что скорость распространения пламени постоянна, а ширина зоны горения возрастает с увеличением расстояния от стабилизатора.

Таким образом, полученный выше результат, казалось бы, полностью подтверждается экспериментом. Однако такой вывод был бы преждевременным. Во-первых, большинство опытов проведено в потоках, характеристики которых не стационарны (течение за решеткой или стабилизатором и т. д.). В таких потоках масштаб турбулентности растет, в силу чего может увеличиваться ширина зоны горения. Во-вторых, в рамках развитой выше теории ширина зоны горения не обязательно возрастает со временем — все зависит от того, как изменится с размером энергия самых крупных вихрей.

Из формулы (18) видно, что толщина нормального фронта пламени оказывается весьма важным параметром, определяющим процесс горения гомогенной смеси в турбулентном потоке. Из нее следует, что при $u_n = \text{const}$ и $a \rightarrow 0$ (т. е. при $\delta = a/u_n \rightarrow 0$) скорость распространения пламени неограниченно увеличивается.

Причина этого совершенно ясна: если в формуле (11) формально перейти к пределу при $a \rightarrow 0$ ($\delta \rightarrow 0$), то с учетом равенства $\omega = -u_n k_1$ получаем $i\omega d\psi = dZ_1$ или $\partial\phi/\partial t = v_1$. Это означает, что пульсационная составляющая скорости фронта пламени равна скорости среды. Тогда в соответствии с [4] получаем, что площадь фронта пламени и, следовательно, u_τ неограниченно растут со временем. На самом деле этого не происходит, так как при $\delta \neq 0$ скорость фронта пламени, хотя и слабо, но отличается от скорости среды. Это приводит к тому, что, несмотря на малость толщины нормального фронта пламени по сравнению с масштабом турбулентности, величина u_τ , во-первых, не зависит от времени, а во-вторых, увеличивается при уменьшении δ .

Сделанный вывод подтверждается приведенными выше результатами, где было показано, что статистическое равновесие между процессами увеличения площади пламени из-за турбулентных пульсаций и уменьшения ее при движении фронта по нормали происходит исключительно из-за образования линий излома. Вблизи таких линий кривизна фронта велика и, следовательно, параметр δ существенно влияет на распространение фронта пламени.

Полученный результат позволяет качественно объяснить данные опытов [1—3]. Действительно, из (18) видно, что увеличение масштаба турбулентности приводит к возрастанию u_t . Далее, поскольку при увеличении давления параметр a уменьшается, как p^{-1} , а u_n слабо зависит от давления, то из (18) следует, что с возрастанием давления вклад турбулентных пульсаций в скорость распространения пламени увеличивается.

Разумеется проведенный выше анализ не отличается достаточной строгостью, так как в нем не учитывается изменение плотности и, кроме того, были рассмотрены достаточно простые примеры. Однако полное качественное соответствие теоретических и экспериментальных данных указывает на то, что высказанные идеи могут оказаться полезными при анализе проблемы в общем случае.

Поступила в редакцию
10/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг. Газодинамика и физика горения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
2. А. В. Талантов, В. М. Янковский. Изв. вузов, Авиационная техника, 1969, 3.
3. В. А. Храмов. Горение в турбулентном потоке. М., Изд-во АН СССР, 1960.
4. G. K. Batchelor. Proc. Roy. Soc., 1952, a, 213, 1114.
5. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
6. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1949, 12, 1.
7. G. I. Taylor. Scientific Papers, Camb. Univ. Press, 1960.
8. Дж. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. М., ИЛ, 1955.
9. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1967.
10. P. G. Saffman. J. Fluid Mech., 1967, 27, 3.
11. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания ВРД. М., «Машиностроение», 1964.

УДК 534.46

СТРУКТУРА И РАСЧЕТ СПУТНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФфуЗИОННОГО ФАКЕЛА

Л. П. Ярин
(Ленинград)

В развитие работы [1] рассмотрим закономерности турбулентно-диффузионного факела, распространяющегося в безграничном спутном потоке. Примем, что струя газообразного топлива с начальной температурой $T_{1,0}$ и концентрацией $c_{1,0}$ втекает в спутный поток окислителя, движущийся со скоростью u_∞ (рис. 1). Температуру и концентрацию окислителя в спутном потоке будем считать равными соответственно T_∞ и c_∞ . Примем также, что начальное распределение скорости, температуры и концентрации в струе и спутном потоке равномерное.

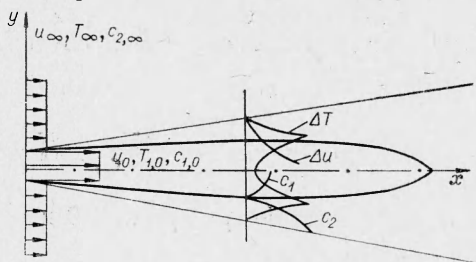


Рис. 1. Схема течения.