

Вторичное воспламенение образца ПММА; скорость съемки 64 кадр/с.

Таким образом, в работе с учетом известных особенностей ингибирования фреонами диффузионного пламени проанализировано явление вторичного воспламенения, обнаруженное в процессе потухания пламени ПММА в спутном потоке воздуха с добавками  $C_2F_4Br_2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Баратов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 4, 369.
2. В. И. Еремин, В. М. Николаев. ФГВ, 1985, 21, 3, 18.
3. А. Д. Кокурин, В. Н. Виноградов. ЖПХ, 1973, XLVI, 2, 461.
4. Л. Е. Махаринский, Н. А. Халтуринский, Ал. Ал. Берлин и др. ФГВ, 1983, 19, 5, 83.
5. П. А. Теснер, Е. Я. Гаврилов, М. Г. Осипова и др. ФГВ, 1984, 20, 4, 16.
6. А. Д. Кокурин.— В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ ПО АЭРОВЗВЕСИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

*М. А. Андреев, А. М. Степанов*

*(Ленинград)*

Известно лишь несколько экспериментальных работ, посвященных исследованию нестационарных режимов распространения пламени по аэровзвесям металлических частиц. При воспламенении аэровзвеси у закрытого конца трубы авторы [1] наблюдали распространение ускоряющегося фронта пламени с большой средней видимой скоростью (100—200 м/с). В экспериментах [2] при определенных условиях также про-

исходило ускорение первоначально ламинарного фронта пламени, сменяющееся замедлением. В [3] ускорение фронта горения при поджигании взвеси порошка алюминия в кислороде приводило даже к детонации; причина ускорения пламени, по утверждению автора [3], — турбулизация взвеси в потоке перед фронтом пламени.

Рассмотрим вкратце, какую роль играла турбулентность в экспериментах [1, 2]. Для возникновения турбулентного течения в трубе необходимо, чтобы число Рейнольдса ( $Re$ ), построенное по скорости потока и диаметру трубы, превышало критическое значение (для газов  $\sim 2300$ ) и чтобы прошло некоторое время, пока турбулентность, генерируемая на стенках трубы, не достигнет ядра течения. Согласно данным [4], смыкание турбулентных пограничных слоев на входном участке стационарного течения в трубе происходит на расстоянии примерно 25 диаметров. В работе [1]  $Re \approx 10^5$ , а размеры трубы —  $2,7 \times 120$  см. Поэтому полностью турбулентное течение должно было достигаться, когда пламя проходило первые 70—80 см. Полученные скорости распространения пламени относительно свежей смеси (10—15 м/с) значительно больше его нормальной скорости ( $\sim 40$  см/с). Такое увеличение трудно объяснить одной только деформацией поверхности пламени (получилось бы слишком уж вытянутое пламя). Его большие скорости достигаются прежде всего за счет турбулентной диффузии свежей смеси и горячих продуктов сгорания и дальнейшего их смешения. То, что ускорение пламени вызвано именно развитием в трубе турбулентности, подтверждается и тем, что в трубе удвоенного диаметра оно происходило медленнее (со средней скоростью 5—10 м/с); длины трубы не хватало для смыкания турбулентных пограничных слоев. Дополнительное ускорение пламени получалось при установке в трубе турбулизующих решеток.

В экспериментах [2] перед фронтом пламени  $Re \approx 10^4$ . По-видимому, тот факт, что в некоторых случаях (при низких скоростях пламени) ускорение не отмечалось вообще, объясняется близостью числа  $Re$  к критическому значению. При больших скоростях пламени на начальном участке переход к полностью турбулентному течению должен был состояться за 30—40 см от выхода из трубы. Интересно, что как раз до этого расстояния и наблюдалось ускорение фронта. Напротив, на участке, где турбулентность заполняла все сечение трубы, скорость фронта несколько снижалась. Конечно, такое поведение видимой скорости движения фронта объясняется влиянием не только турбулизации смеси, но и других факторов (например, деформации поверхности пламени). Выделить же по экспериментам в трубе изменение нормальной скорости фронта, вызванное именно турбулентностью, — трудная задача.

В данной работе делается попытка численно исследовать влияние турбулентности на распространение пламени в аэровзвеси металлических частиц. Моделирование проводится в условиях неограниченной однородной турбулентности; обратное влияние процессов горения на турбулентность не учитывается.

### Метод функций ПРВ

Метод функций плотности распределения вероятности (ПРВ) в настоящее время дает наиболее полное описание турбулентного горения; его применение к горению газовых смесей и теория рассмотрены в [5]. Основное достоинство метода ПРВ состоит в том, что в уравнениях теории горения с его помощью получается точное замыкание членов, содержащих химическую реакцию. Именно это преимущество целесообразно использовать в случае газовзвесей металлов, когда воспламенение и горение частиц описываются достаточно сложной кинетикой.

Начнем с вывода эволюционного уравнения для совместной ПРВ характеристик газа и частиц. Исходные формулы для случайных полей концентрации газового компонента  $n(x, t)$  и характеристики частицы

$m(x_i, t)$  следующие:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + u_i \frac{\partial n}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x_i^2} + k, \quad (1)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} + v_i \frac{\partial m}{\partial x_i} = S. \quad (2)$$

Здесь  $D$  — коэффициент молекулярной диффузии,  $\rho D = \text{const}$ ;  $\rho$  — плотность газовой фазы. Уравнения типа (1) следует записать для всех компонентов и температуры газовой среды, а (2) — для всех характеристик частицы (ее массы, температуры и т. д.). Формулы (2) отличаются от (1) отсутствием диффузионного (или кондуктивного) члена; векторные случайные поля скорости газа  $\vec{u}(x_i, t)$  и частиц  $\vec{v}(x_i, t)$  тоже отличны друг от друга и связаны между собой линейным законом сопротивления

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{u} - \vec{v}}{\tau_p}, \quad \tau_p = \frac{\rho_s \delta^2}{18\mu}, \quad (3)$$

где  $\tau_p$  — характерное время релаксации относительной скорости;  $\mu$  — вязкость газа;  $\rho_s$  — плотность частицы;  $\delta$  — ее диаметр.

Введем тонкодисперсную плотность вероятности

$$\mathcal{P}(c, a; x_i, t) = \delta[c - n(x_i, t)] \delta[a - m(x_i, t)] \quad (4)$$

того, что в данной реализации случайных полей в точке  $(x_i, t)$   $n(x_i, t) = c$  и  $m(x_i, t) = a$ . Эволюционное уравнение для  $\mathcal{P}$  получается путем несложных преобразований (см., например, [5]) из (1) и (2) с использованием свойств  $\delta$ -функций Дирака, входящих в (4):

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x_i} + (v_i - u_i) \frac{\partial m}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial c} \left[ D \frac{\partial^2 n}{\partial x_i^2} \mathcal{P} + k \mathcal{P} \right] - \frac{\partial}{\partial a} (S \mathcal{P}). \quad (5)$$

Выражение (5) подлежит осреднению по ансамблю реализаций всех случайных полей; операция осреднения функции  $\mathcal{P}$  дает искомую совместную ПРВ характеристик газовой смеси  $c$  и  $a$

$$P(c, a; x_i, t) = \langle \mathcal{P}(c, a; x_i, t) \rangle.$$

Применим в (5), как и в случае одной переменной  $c$  (см. [6]), градиентное замыкание для конвективного члена и условное гауссово — для диффузионного

$$\begin{aligned} \left\langle u_i \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x_i} \right\rangle &= U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( D_\tau \frac{\partial P}{\partial x_i} \right), \\ \left\langle D \frac{\partial^2 n}{\partial x_i^2} \mathcal{P} \right\rangle &= \left[ -\frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} + D \nabla^2 \langle c \rangle \right] P. \end{aligned}$$

Тогда осредненная формула (5) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \left\langle (v_i - u_i) \frac{\partial m}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial m} \right\rangle &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left( D_\tau \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial c} (\Psi P) - \frac{\partial}{\partial a} (S P), \\ \Psi &= \frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - D \nabla^2 \langle c \rangle - k. \end{aligned}$$

Здесь  $U_i$  — компонента среднемассовой скорости газа;  $D_\tau$  — коэффициент турбулентной диффузии газа;  $\tau_c$  — характерное время турбулентного смешения до молекулярного уровня. Члены с источниками уравнений (1) и (2) записаны в замкнутой форме, если скорость химической реакции  $k$  и скорость изменения характеристики частицы  $S$  являются функциями только  $a$  и  $c$ .

Оставшийся незамкнутый член  $\langle (v_i - u_i) \frac{\partial m}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial m} \rangle$  возникает из-за скольжения между газом и частицами. Когда частицы успевают следовать за пульсациями скорости газа (если  $\tau_p \ll \tau_c$ ), он обращается в нуль. В другом предельном случае  $\tau_p \gg \tau_c$ , когда частицы почти не реагируют на пульсации скорости газа, он максимален. Для его замыкания введем коэффициент турбулентной диффузии частиц  $D_s$ , определив его через градиентное замыкание ПРВ характеристики частицы:

$$\langle v_i \frac{\partial \mathcal{P}(a)}{\partial x_i} \rangle = \langle v_i \frac{\partial \delta(a-m)}{\partial x_i} \rangle = U_i \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ D_s \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $P(a) = \int P(a, c) dc$  и средняя скорость частиц принята равной среднemasсовой скорости газа. В предельном случае  $\tau_p \gg \tau_c$  должно выполняться равенство  $n = \langle c \rangle$ , поскольку процесс турбулентного смешения идет очень быстро. Тогда

$$\begin{aligned} \langle (v_i - u_i) \frac{\partial m}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial m} \rangle &= \langle (v_i - u_i) \delta(c - n) \frac{\partial \delta(a-m)}{\partial x_i} \rangle = \\ &= \langle (v_i - u_i) \delta(c - \langle c \rangle) \frac{\partial \delta(a-m)}{\partial x_i} \rangle = \delta(c - \langle c \rangle) \langle (v_i - u_i) \frac{\partial \delta(a-m)}{\partial x_i} \rangle = \\ &= -P(c) \frac{\partial}{\partial x_i} \left( D_r \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Для того чтобы замыкание (7) согласовывалось с выражением (6), коэффициент относительной турбулентной диффузии частиц  $D_r$  должен быть принят равным разности  $D_s - D_\tau$ . Сохраним вид замыкания (7) и на случай  $\tau_p \sim \tau_c$ , тем более, что при  $\tau_p \ll \tau_c$  (7) тождественно обращается в нуль ( $D_s = D_\tau$ ).

Итак, уравнение для совместной ПРВ концентрации газового компонента и характеристики частицы имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial t} + U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( D_\tau \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) + P(c) \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ D_r \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} \right] + \frac{\partial}{\partial c} (\Psi P) - \frac{\partial}{\partial a} (SP), \quad (8)$$

$$\Psi = \frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - DV^2 \langle c \rangle - k.$$

Член относительной турбулентной диффузии представляет собой как бы «доперенос» плотности  $P(a)$ , но оставляет при этом неизменным распределение  $P(c)$ .

Для определения коэффициента турбулентной диффузии частиц используем результаты теоретической работы [7]. Ее авторы на основе линейной закона сопротивления (3) и модельного энергетического спектра изотропной турбулентности

$$E(k) \sim u' k_e^{-5} k^4 \exp\left(-\frac{2k^2}{k_e^2}\right)$$

вывели уравнение для среднего квадрата случайного смещения частицы ( $u'$  — среднеквадратичная пульсационная скорость,  $k_e^{-1}$  — масштаб энергосодержащих вихрей). Решение его позволяет найти коэффициент турбулентной диффузии частиц. В пределе  $\tau_p \ll (u' k_e)^{-1} \approx \tau_c$  теория [7] дает  $D_s - D_\tau = 0,89 \cdot u' / k_e$ . В общем случае оказывается, что коэффициент турбулентной диффузии частиц всегда больше такового для газа и монотонно возрастает с увеличением отношения  $\tau_p / (u' k_e)^{-1}$ ; иначе говоря, известна зависимость

$$D_s / D_\tau = f(\tau_p / \tau_c), \quad (9)$$

причем при  $\tau_p / \tau_c \rightarrow \infty$   $D_s = 1,4 D_\tau$ .

### Модель для аэровзвеси частиц магния

Система уравнений, описывающих горение аэровзвеси частиц магния в приближении постоянства давления, формулируется следующим образом (индекс 1 относится к газовой фазе, 2 — к частицам):

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_i}{\partial x_i} = -N \frac{dm}{dt}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho_1 n}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 n u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho_1 D \frac{\partial n}{\partial x_i} \right) - N \frac{dm}{dt}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_1 h_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 h_1 u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x_i} \right) + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho_1 D h_j \frac{\partial g_j}{\partial x_i} \right) - N \frac{d(mh_2)}{dt}, \quad (12)$$

$$h_1 = c_p T_1 + \sum_j h_j^0 g_j, \quad n = \sum_j \beta_j g_j, \quad g_{O_2}^0 (1 - n) = \sum_j \gamma_j g_j,$$

$$p g_{MgO} = (1 - g_{OK}) p_{MgO}, \quad \rho_1 R T_1 = (1 - g_{OK}) p,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + v_i \frac{\partial N}{\partial x_i} = -N \frac{\partial v_i}{\partial x_i}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} + v_i \frac{\partial m}{\partial x_i} = S_m, \quad (14)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_2}{\partial x_i} = S_T. \quad (15)$$

В (10)–(15)  $N$ ,  $m$  — концентрация, масса частиц;  $n$  — массовая доля Mg в первой фазе;  $h_j = c_p T_1 + h_j^0$  — удельная энтальпия  $j$ -го компонента этой фазы;  $T$  — температура;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $g_j$  — массовая доля  $j$ -го компонента (всего в первой фазе 5 компонентов:  $O_2$ ,  $N_2$ , пары Mg, пары MgO и мелкие частички MgO, массовая доля последних обозначена через  $g_{OK}$ ,  $g_{O_2}^0$  — начальная массовая доля кислорода);  $\beta_j$  и  $\gamma_j$  — массовые содержания элементов Mg и O в  $j$ -м компоненте;  $p$  — давление;  $p_{MgO}$  — давление насыщенных паров MgO при температуре  $T_1$ . При определенных допущениях систему (10)–(15) можно упростить — ограничиться лишь двумя дифференциальными уравнениями типа (1), (2).

Рассмотрим сначала уравнения для первой фазы (10)–(12); в их записи уже учтено, что поля массовых долей элементов Mg и O подобны. Однако при условии, что

$$c_p (T_2 - T_0) \ll Q \quad (16)$$

и число Льюиса  $\rho \frac{D c_p}{\lambda} = 1$ , приблизительно подобны поля концентраций и температуры газа. Для магния, у которого температура кипения мала, а тепловой эффект реакции на единицу массы металла  $Q$  велик, условие (16) выполняется хорошо. Тогда (12) заменяется соотношением  $h_i = \text{const}$ . Уравнение (10) осредняется. Таким образом, для описания состояния первой фазы вполне достаточно только выражения (11) для случайного поля  $n(x_i, t)$ ; другие ее случайные характеристики  $T_1$ ,  $\rho_1$ ,  $g_j$  связаны с  $n$  алгебраическими соотношениями.

Вторая (дискретная) фаза описывается тремя уравнениями (13)–(15). В них  $S_m$  — скорость убыли массы частицы, которая рассчитывается исходя из квадратичного закона диффузионного парового горения капли. Скорость нагрева частицы  $S_T$  — сумма трех слагаемых: теплообмена с газом, разогрева при гетерогенном предпламенном окислении и охлаждения из-за испарения металла; она рассчитывается по формулам квазистационарной теории воспламенения частицы магния [8]. Предварительные расчеты предпламенных режимов одиночных частиц показали следующее. По пределам воспламенения и временам ин-

дукции частиц получаются близкие к эксперименту результаты, если на стадии гетерогенного окисления пренебречь выгоранием и считать, что диффузионное парофазное горение начинается при  $T_2 = T_b$ , когда массовая доля паров магния у поверхности частицы достигает 0,4. Таким образом, можно положить, что до тех пор, пока  $T_2 < T_b$ , меняется только температура частицы (со скоростью  $S_T$ ), а начиная с момента  $T_2 = T_b$  меняется только ее масса (со скоростью  $S_m$ ). Вместо двух характеристик  $T_2$  и  $m$  можно ввести одну  $z \in [0, 1]$ , такую, что

$$\frac{\partial z}{\partial t} + v_i \frac{\partial z}{\partial x_i} = S_z;$$

$$0 \leq z < z_b: T_2(z) = T_0 + (T_b - T_0) \frac{z}{z_b}, \quad m(z) = m_0, \quad S_z = \frac{z_b S_T}{T_b - T_0},$$

$$z_b \leq z \leq 1: T_2(z) = T_b, \quad m(z) = m_0 \frac{1-z}{1-z_b}, \quad S_z = (1-z_b) \frac{S_m}{m_0}.$$

Поле концентрации частиц  $N(x_i, t)$  определяется уравнением (13), правая часть которого выражается не только через  $n$ ,  $z$  и  $N$ , но также и через дивергенцию скорости частиц. Поэтому введение ПРВ концентрации частиц привело бы к необходимости включения в задачу еще и совместной ПРВ скоростей газа и частиц. Чтобы избежать столь сильного усложнения, предположим, что

$$P(\tilde{N}, a, c) = \delta(\tilde{N} - \langle N \rangle) P(a, c);$$

случайная переменная  $\tilde{N}$  соответствует реализациям  $N$ ,  $a$  — реализациям  $z$ ,  $c$  — реализациям  $n$ . Сама же  $\langle N \rangle$  как функция координат и времени находится из осредненного уравнения (13).

Итак, состояние газозвеси описывается всего двумя переменными  $n$  и  $z$ . Выражение (8) для их совместной плотности вероятности  $P(a, c)$  в одномерном приближении примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + U \frac{\partial P}{\partial r} = & \frac{D_T}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^\nu \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{D_r}{r^\nu} P(c) \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^\nu \frac{\partial P(a)}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial a} (S_z P) + \\ & + \frac{\partial}{\partial c} \left[ P \left( \frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - D \nabla^2 \langle c \rangle + (1-c) \frac{\langle N \rangle}{\rho(c)} \frac{dm}{dt} \right) \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь  $\nu = 0, 1, 2$  соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрий. Среднемассовая скорость газа  $U$  рассчитывается из осредненного уравнения (10)

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (r^\nu \langle \rho \rangle U) = - \langle N \rangle \left\langle \frac{dm}{dt} \right\rangle. \quad (18)$$

Поджигание аэрозвеси горячими продуктами сгорания моделируется следующими начальными и граничными условиями:

$$t = 0: P(a, c) = \begin{cases} \delta(1-a) \delta(c - c_r), & 0 \leq r \leq r_0, \\ \delta(a) \delta(c), & r > r_0; \end{cases}$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad U|_{r=0} = 0$$

( $c_r$  — концентрация Mg в продуктах сгорания;  $r_0$  — радиус очага).

Система (17), (18) была приведена к безразмерному виду, причем за масштабы времени, расстояния и скорости взяты соответственно

$$\tau_r = \frac{\delta_t^2}{\kappa g_{O_2}^0}, \quad l_r = \sqrt{D_r \tau_r}, \quad u_r = \frac{l_r}{\tau_r},$$

где  $\kappa$  — константа скорости диффузионного парофазного горения частицы. Характерные времена частиц  $\tau_r$ ,  $\tau_k$  (время индукции) и  $\tau_p$ , как пра-

вило, — величины одного порядка ( $\sim \delta_0^2$ ). Учитывая это, а также зависимость (9), можно предвидеть, что решение задачи будет определяться главным образом двумя безразмерными параметрами: турбулентным числом Рейнольдса  $Re = D_r/D$  и отношением времен горения частицы и турбулентного смешения  $\tau_r/\tau_c$ .

Уравнение (17) интегрировалось численно по явной конечно-разностной схеме с использованием алгоритма [9].

### Результаты численного эксперимента

Проведена серия расчетов, в которых менялись  $Re$ ,  $\tau_r/\tau_c$  и коэффициент избытка окислителя  $\alpha$  при фиксированных начальных параметрах аэровзвеси:  $T_0 = 300$  К,  $p = 1$  атм,  $g_{O_2}^0 = 0,23$ . Большинство расчетов выполнено для плоской симметрии, некоторые — для сферической.

Процесс поджигания турбулентной аэровзвеси происходит следующим образом. Сначала вследствие турбулентной диффузии объемы холодной и сгоревшей смесей проникают друг в друга. Затем следует турбулентное смешение, которому помогает и молекулярная диффузия, в результате образуются состояния с повышенной температурой газа и холодными частицами; частицы начинают разогреваться и при достижении ими температуры воспламенения ( $T_2 = T_n$ ) загораются, увеличивая при этом концентрацию  $s$ . Когда турбулентное разбрасывание и растворение продуктов реакции уравниваются процессом их образования, формируется стационарный фронт горения. Из-за скольжения между фазами холодные частицы могут непосредственно проникать в горячий газ (этому процессу в (17) соответствует член относительной турбулентной диффузии). Однако вероятность образующихся в результате этого процесса состояний среды невелика, поскольку частицы очень быстро воспламеняются и сгорают. По мере расширения фронта горения процесс относительной турбулентной диффузии частиц становится несущественным.

Введем характеристики фронта пламени: ширину  $b_f$ , определяемую как расстояние между точками со средней массой частиц соответственно  $0,1 m_0$  и  $0,9 m_0$ , и скорость пламени

$$u_f = \frac{\rho(c_r)}{\rho(0)} \frac{dr_f}{dt}.$$

Координата фронта  $r_f$  находилась как точка, где  $\langle m \rangle = 0,5 m_0$ . Использовалась и другая формула

$$u_f = - \frac{1}{m_0} \int_0^\infty \frac{\langle \rho \rangle}{\rho(0)} \left\langle \frac{dm}{dt} \right\rangle dr. \quad (19)$$

При  $t \rightarrow \infty$  (на участке стационарного фронта горения) оба определения давали одинаковое значение скорости  $u_f = u_\infty$  (скорость турбулентного горения аэровзвеси).

На рис. 1 показаны зависимости  $u_f$  и  $b_f$  от времени на начальном участке поджигания смеси для разных значений  $\tau_r/\tau_c$ . Характерная особенность приведенных кривых (в отличие от газовых смесей [6]) состоит в наличии максимумов скорости горения (19) и ширины фронта перед выходом пламени на стационарный режим. Связано оно с задержкой воспламенения частиц. Действительно, в начальный период частицы еще не успевают загореться, хотя процессы турбулентной диффузии и смешения в газозвеси уже идут; вскоре, однако, этот дефицит в горящих частицах компенсируется почти одновременным сгоранием большого их числа. Чем больше величина  $\tau_r/\tau_c$ , тем быстрее заканчиваются переходные процессы. Отметим, что начальных продуктов сгорания при сферическом поджигании может и не хватить для перехода горения на режим распространения турбулентного пламени; горячие продукты реак-

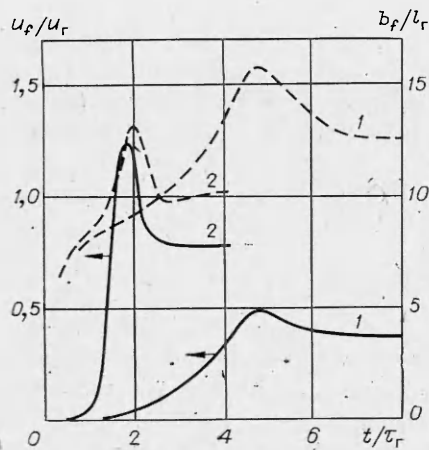


Рис. 1. Зависимость скорости и ширины пламени от времени;  $\tau_r/\tau_c = 0,22$  (1) и 5,5 (2).

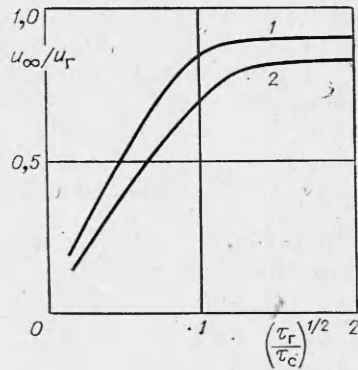


Рис. 2. Зависимость скорости горения аэровзвеси от соотношения времен  $\tau_r$  и  $\tau_c$  при  $Re = 10^3$ ,  $\alpha = 0,7$  (1) и 1 (2).

цпи перемешаются с холодной смесью раньше, чем частицы успеют воспламениться. Так, например, для стехиометрической аэровзвеси десятимикронных частиц с характеристиками турбулентности  $u' = 6$  м/с и  $k_e^{-1} = 4$  мм радиус критического очага  $r_0 = 4$  мм.

На рис. 2 показана зависимость турбулентной скорости горения аэровзвеси от  $(\tau_r/\tau_c)^{1/2} \sim u'$ . Уменьшение  $Re$  до 250 практически не повлияло на значения  $u_f/u_r$ . Это говорит о том, что главным критерием, определяющим режим турбулентного горения аэровзвеси, является соотношение времен  $\tau_r$  и  $\tau_c$ . Здесь можно выделить два характерных режима. При  $\tau_r/\tau_c \ll 1$  (участок линейной зависимости на рис. 2) скорость турбулентного горения лимитируется процессами турбулентного смешения — это так называемый режим черно-белого смешения; при  $\tau_r/\tau_c > 1$  (участок насыщения на рис. 2) имеет место режим объемного горения, когда скорость лимитируется процессами разогрева и горения частиц. Для указанного выше примера ( $\delta_0 = 10$  мкм,  $u' = 6$  м/с,  $k_e^{-1} = 4$  мм) величина  $\tau_r/\tau_c = 0,9$  ( $\tau_c = (u'k_e)^{-1}$ ,  $Re = 1000$ ) лежит фактически вблизи границы раздела режимов; при этом  $u_\infty = 3,9$  м/с,  $b_f = 3,5$  см.

Рис. 3 иллюстрирует структуру фронта пламени в виде зависимости ПРВ  $P(c)$  от расстояния до центра поджигания. Различие структуры фронтов состоит лишь в том, что в первом случае ПРВ более собранная к среднему значению  $\langle c \rangle$ . Отличие же фронтов от таковых для газовых смесей (см. [6]) в том, что после сгорания частиц в аэро-

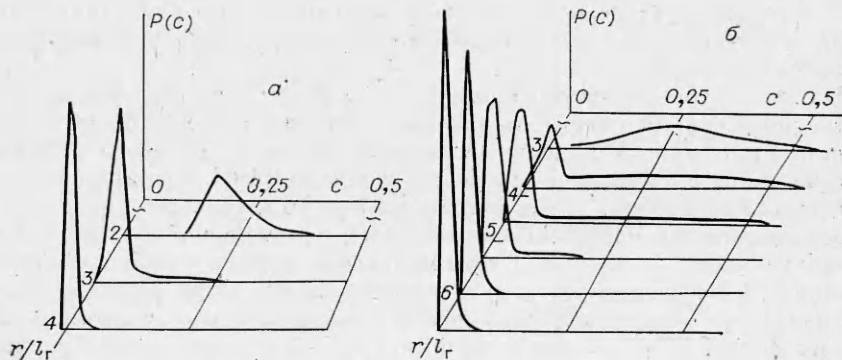


Рис. 3. Структура фронта пламени для характерных режимов горения  $\tau_r/\tau_c = 5,7$  (а) и 0,22 (б).



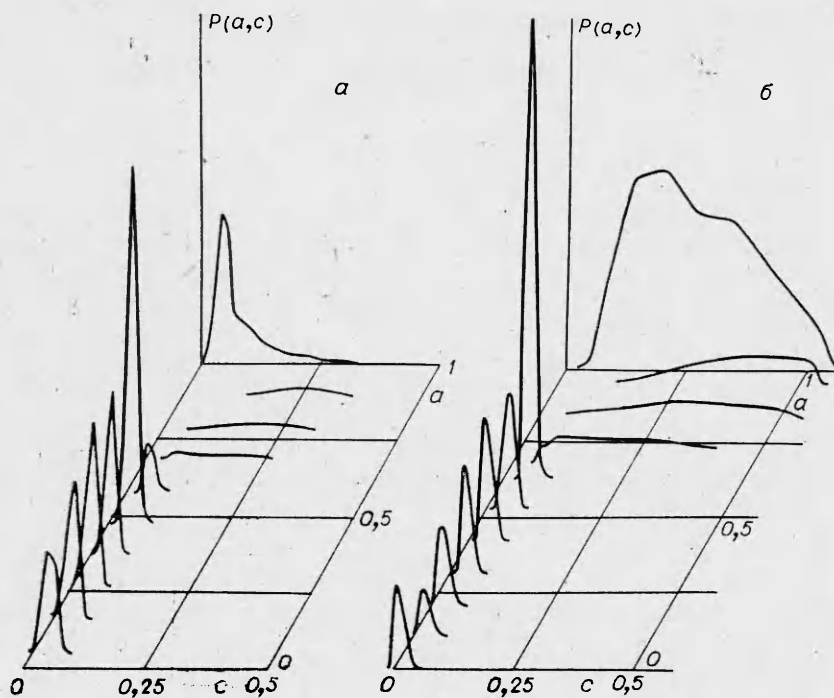


Рис. 4. Структура локального состояния аэрозвеси.  
 а)  $\tau_r/\tau_c = 5,7$ ,  $t/\tau_r = 2,9$ ,  $r/l_r = 3$ ; б)  $\tau_r/\tau_c = 0,22$ ,  $t/\tau_r = 8,2$ ,  $r/l_r = 3,3$ .

взвеси образуются не только стехиометрические концентрации  $c = c_r$  (как в газовых смесях), но и с заметной вероятностью концентрации  $c < c_r$  и  $c > c_r$ ; лишь потом с течением времени ПРВ  $P(c)$  собирается в  $\delta$ -функцию  $\delta(c - c_r)$ .

На рис. 4 показана структура локального состояния аэрозвеси по виду совместной ПРВ  $P(a, c)$ . Значения  $0 < a < 0,7$  соответствуют частицам, находящимся на участке разогрева до температуры воспламенения  $T_v$ . Острый пик ПРВ вблизи  $a = 0,5$  отвечает точке плавления частиц. На участке  $0,7 < a < 1$  частицы находятся в состоянии парофазного горения; при  $a = 1$  частицы полностью сгорают. На рис. 4, а (режим объемного горения) практически для всех значений  $a$  максимум  $P(a, c)$  находится вблизи  $c = \langle c \rangle \approx 0,05$ ; только на участке горения частиц можно наблюдать с большой вероятностью концентрации, отличные от средней. С увеличением  $\tau_r/\tau_c$  этот «выступ» в ПРВ сглаживается, т. е. все максимумы приближаются к  $c = \langle c \rangle$ .

Наоборот, на рис. 4, б (режим черно-белого смешения) в пламени с большой вероятностью наблюдаются все величины  $c$ . Однако при каждом значении  $c$  координата максимума ПРВ  $P(a, c)$  стремится к некоторому  $a_m(c)$ , соответствующему равновесному состоянию частиц с газом. Так, при достаточно больших  $c$  все частицы практически находятся при  $a = 1$ .

Наконец, исходя из результатов расчета, рассмотрим возможные упрощения модели (с целью дальнейшего ее применения в среде с неоднородной турбулентностью). Во-первых, оказалось, что невелик эффект относительно турбулентной диффузии в газозвеси. В режимах черно-белого смешения, когда рядом соприкасаются холодная смесь и горячие объемы газа, этот эффект невелик просто из-за малости коэффициента  $D_r$  (частицы движутся вместе с газом). Наоборот, в режимах объемного горения он велик, но при этом соседние моли газа имеют фактически одну и ту же концентрацию  $c = \langle c \rangle$ .

Во-вторых, можно упростить модель в двух предельных случаях:  $\tau_r/\tau_c \gg 1$  и  $\tau_r/\tau_c \ll 1$ . В первом из них разумно положить  $P(a, c) =$

$= \delta(c - \langle c \rangle)P(a)$  и уравнение (8) заменить системой

$$\frac{\partial P(a)}{\partial t} + U_i \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ D_s \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial a} [SP(a)],$$

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + U_i \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} = (D + D_T) \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x_i^2} + \langle k \rangle.$$

Во втором предельном случае  $P(a, c) = P(c) \delta(a - a_m)$ , причем  $a_m$ , подобно плотности и температуре газа, является функцией концентрации  $c$ . Кинетика реакции здесь не имеет значения, так как процесс определяется скоростью турбулентного смешения до молекулярного уровня. Уравнение (8) для ПРВ примет вид

$$\frac{\partial P(c)}{\partial t} + U_i \frac{\partial P(c)}{\partial x_i} = D_T \frac{\partial^2 P(c)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial}{\partial c} \left\{ P(c) \left[ \frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - DV^2 \langle c \rangle - k(c, a_m) \right] \right\},$$

т. е. по виду оно совпадает с уравнением для гомогенных смесей [6]. Важно, что в обоих случаях достигнуто сокращение размерности задачи на единицу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Cassel, А. К. Das Gupta, S. Guruswamy. Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion phenomena. Baltimore, 1949.
2. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1982, 18, 5.
3. W. A. Strauss. AIAA J., 1968, 6, 9.
4. A. R. Barbin, J. B. Jones. J. Basic Eng., 1963, 85, 29.
5. Е. Е. О'Брайен.— В кн.: Турбулентные течения реагирующих газов. М.: Мир, 1983.
6. М. А. Андреев, А. М. Степанов. ФГВ, 1985, 21, 4.
7. L. M. Pismen, A. Nir. J. Fluid Mech., 1978, 84, 193.
8. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2.
9. R. D. Reitz. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg, 1981.

Поступила в редакцию 15/VIII 1985

### РАСЧЕТ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА, ИСКЛЮЧАЮЩЕГО ПРОРЫВ ПЛАМЕНИ В КАНАЛ

Г. Г. Шелухин, И. Я. Баранов, С. С. Григорьян,  
С. А. Демин, Е. А. Финагин  
(Ленинград)

Использование пастообразного топлива в энергетических установках с вытеснительной системой подачи позволяет регулировать расход топлива, подаваемого в камеру сгорания.

Топливо поступает через фильтрный блок, отделяющий камеру сгорания от топливного бака. При этом к фильтрному блоку предъявляются следующие требования: минимальный перепад давления и отсутствие прорыва пламени. Для удовлетворения этим требованиям скорость в канале фильтрного блока  $\bar{v}_z$  должна быть больше критического значения  $v_*$ . В то же время, с учетом большой вязкости топлива, снижение которой ограничено седиментационной устойчивостью, величина  $\bar{v}_z$  не должна значительно превышать  $v_*$ .

В [1, 2] для определения скорости течения пастообразного топлива, при которой отсутствует прорыв пламени в канал, по аналогии с горением газовых смесей [3] вводится условие:

$$v_z(r) > u_r = \begin{cases} 0 & R_0 - \Delta x < r < R_0, \\ u_r(p) & r < R_0 - \Delta x, \end{cases}$$