

Трансцендентные уравнения для определения T_{Π} . В качестве исходной независимой переменной принимается p .

Режим отрыва

$$\left(T_{\Pi} - T_{\Gamma} + \frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right) [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \frac{\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{2c} \times \\ \times \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = 0.$$

Смешанный режим

$$\left(\frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right)^2 [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \\ + \frac{\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{c} \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = 0.$$

Режим слияния

$$\left(T_{\Pi} - T_{\Gamma} + \frac{Q_K + Q_c}{c} \eta_c\right)^2 [\bar{W}_K(T_{\Pi}) + \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi})] + \\ + \frac{2\lambda_{\Gamma}}{\lambda_K} \frac{Q_K + Q_c}{c} \left[T_0 - T_{\Pi} + \frac{Q_K(1 - \eta_c)}{2c} - \frac{Q_c \eta_c}{2c}\right] (1 - \eta_c) [\bar{W}_{\Gamma}(T_{\Gamma}) - \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi})] = 0.$$

u_m находится из (6), η_c — из (1). Принятые обозначения:

$$\bar{W}_K(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_K} \rho_K k_{0K} e^{-E_K/RT_{\Pi}}, \\ \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Pi}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}}, \\ \bar{W}_{\text{кг}}(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Pi}^2}{E_{\Gamma} + L} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Pi}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}}, \\ \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Gamma}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_{\Gamma}} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Gamma}} e^{-L/RT_{\Pi}} e^{-E_{\Gamma}/RT_{\Gamma}}, \\ \bar{W}_{\Gamma}(T_{\Pi}) = \frac{RT_{\Gamma}^2}{E_{\Gamma}} \frac{\mu_c B k_{0\Gamma}}{R^* T_{\Gamma}} e^{-(E_{\Gamma} + L)/RT_{\Pi}},$$

$$R = 2 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}, R^* = 82 \text{ атм} \cdot \text{см}^3/\text{град} \cdot \text{моль}.$$

Поступила в редакцию 28/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 100.
2. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1938, 12, 94.
3. В. А. Струнин, А. Н. Фирсов, К. Г. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 3.
4. В. А. Струнин, Г. Б. Манелис, А. Н. Пономарев и др. ФГВ, 1968, 4, 584.
5. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1, 143.
6. Б. П. Хайкин, Э. П. Руманов. ФГВ, 1975, 11, 5, 671.
7. Б. П. Хайкин, А. К. Филоненко, С. П. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4, 591.
8. В. А. Струнин, Г. Б. Манелис. ФГВ, 1975, 11, 5, 797.
9. В. А. Струнин. ЖФХ, 1965, 2, 433.

К РАСЧЕТУ ТУРБУЛЕНТНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ФАКЕЛОВ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

Структура гетерогенных факелов, образующихся при горении частиц мелкодисперсного топлива в турбулентных газовых струях, зависит от большого числа факторов, отражающих физические свойства конденсированного и газообразного реагентов, условия истечения двухфазной

смеси и др. Существенное влияние на протекание процесса в гетерогенных пламенах оказывают химические свойства взаимодействующих компонентов, а также агрегатное состояние конденсированного реагента (жидкость, твердое тело).

Механизм горения факела жидкого топлива заключается в нагреве и испарении капель, смешении пара жидкости с газообразным окислителем, содержащимся в газозвеси или поступающим из окружающей среды, в химическом взаимодействии газообразных компонентов и, наконец, в смешении продуктов сгорания с исходными реагентами. В зависимости от способа образования горючей смеси в факеле могут реализоваться различные режимы, отвечающие горению струй распыленной жидкости, а также богатых, бедных или стехиометрических газок капельных смесей. Во всех случаях характеристики факела зависят от интенсивности испарения, как правило, лимитирующей скорость протекания процесса.

При высокой степени распыла закономерности распространения факела жидкого топлива во многом сходны с закономерностями распространения турбулентных газовых пламен. В случае, когда испарение капель полностью завершается в пределах начального участка, горение будет протекать в парофазном режиме. Предельное условие его существования определяется равенством характерной длины испарения и длины начального участка струи. Считая, что в пределах последнего скорости газа и капель приблизительно одинаковы, характерное время испарения пропорционально начальной поверхности капли, а длина начального участка определяется, согласно [1], содержанием жидкости в исходной смеси, можно получить искомое соотношение в виде некоторой функции для предельного значения начального содержания жидкости в смеси

$$\kappa_{0н} = \varphi_1(\text{Re}_0 \bar{\delta}^2), \quad (1)$$

где $\kappa_{0н} = G_{02}/G_{01}$ — начальное содержание жидкой фазы в смеси; G_{01} и G_{02} — расходы газовой и конденсированной фаз; $\text{Re}_0 = u_0 d / \nu_1$; u_0 — скорость истечения; d — диаметр сопла; ν_1 — вязкость; $\bar{\delta} = \delta / d$; δ — начальный диаметр капли; индексы 1 и 2 относятся к газу и жидкости. Аналогичным образом можно определить предельное значение κ_0 , отвечающее состоянию, при котором на начальном участке температура кипения в каплях не достигается и заметного испарения жидкости не происходит

$$\kappa_{0н} = \varphi_2(\text{Re}_0 \bar{\delta}^2). \quad (2)$$

Кривые I и II разграничивают параметрическую плоскость $\kappa_0 - \text{Re}_0 \bar{\delta}^2$ на ряд областей, соответствующих различным условиям горения в факеле (рис. 1). При значениях параметров, отвечающих областям 1а и 1б, процесс испарения капель полностью завершается в начальном участке. В зависимости от содержания жидкого топлива здесь образуется бедная или богатая парогазовая смесь, при горении которой в поле течения двухфазной струи формируется гомогенный ($\kappa_0 < 1/\Omega$, Ω — стехиометрический коэффициент) или диффузионный ($\kappa_0 > 1/\Omega$) факел. Областям 2а и 2б соответствуют режимы, при которых на начальном участке факела капли испаряются лишь частично, а в областях 3а и

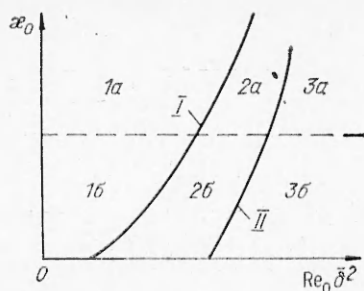


Рис. 1. Зависимость $\kappa(\text{Re}_0 \bar{\delta}^2)$.

I — полное испарение капель в начальном участке; II — нагрев капель на начальном участке до температуры кипения.

36 процессы испарения и смешения пара жидкости с окислителем и продуктами сгорания смещаются в переходный и основной участки.

В соответствии со сказанным при описании факела жидкого топлива целесообразно использовать различные подходы, основанные на представлении последнего либо в виде горящей парогазовой струи, либо в виде реагирующей двухфазной струи, несущей капли жидкого топлива. В первом случае, отвечающем горению мелкодисперсной газозвеси, основные характеристики факела могут быть найдены аналогично методам расчета турбулентных газовых пламен [3]. Когда процессы нагрева и испарения капель протекают во всем объеме факела, нужно применять интегральный метод расчета. При горении богатых смесей последний сводится к определению осевых значений u и κ , а также длины факела l_ϕ при заданном распределении скорости и концентрации в поперечных сечениях.

Полагая, что распределения безразмерной скорости и концентрации являются функциями переменной $\eta = y/y_r$ (y_r — толщина струйного пограничного слоя), определим зависимость длины факела от режимных параметров. Из выражений для интегрального импульса и расхода

$$I_x = \rho_1 u_m y_r^2 \int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1 \eta d\eta, \quad G_x = \rho_1 u_m y_r^2 \int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1 \eta d\eta \text{ следует}$$

$$u_m(x, \kappa_0) = \frac{I_x}{G_x} \frac{\int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1 \eta d\eta}{\int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1^2 \eta d\eta}, \quad (3)$$

где $\bar{u}_1 = u_1/u_m$; $u_m(x, \kappa_0)$ — осевая скорость; κ — содержание жидкой фазы в смеси ¹.

Полагая, что в сечении, проходящем через вершину факела, горение жидкого топлива полностью завершается, запишем уравнение материального баланса при $\kappa = l_\phi$

$$G_{\phi 1} = G_{02} (1 + \Omega). \quad (4)$$

Подстановка выражений (4) и $I_x = G_{01} u_0 (1 + \kappa_0)$ в соотношение (3) приводит к следующему уравнению для определения осевой скорости в вершине факела жидкого топлива:

$$u_{m\phi} = u_0 \frac{1 + \kappa_0}{\kappa_0 (1 + \Omega)} \frac{\int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1 \eta d\eta}{\int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1^2 \eta d\eta}. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что рост начальной концентрации жидкого топлива приводит к снижению $u_{m\phi}$ и соответственно к увеличению l_ϕ . Максимальное значение длины факела, отвечающее горению струи распыленной однородной жидкости, соответствует минимуму скорости ²

$$u_{m\phi} = u_0 \int_0^1 (1 + \kappa) \bar{u}_1 \eta d\eta / (1 + \Omega) \int_0^1 \bar{u}_1^2 \eta (1 + \kappa) d\eta.$$

При расчете длины факела, образующегося при горении бедной или стехиометрической смеси, можно воспользоваться данными по скорости распространения пламени в газозвеси. Координаты фронта пламени определяются дифференциальным соотношением $dy_\phi/dx = \pm [(u_0/u_r)^2 - 1]^{-0.5}$, где u_r — скорость распространения пламени; $y_\phi =$

¹ Явный вид зависимости $u_m(x, \kappa_0)$ находится методами теории турбулентных струй.

² Условие $u_m/u_0 \leq 1$ можно использовать для определения κ_0 , соответствующего $l_{\phi \min}$.

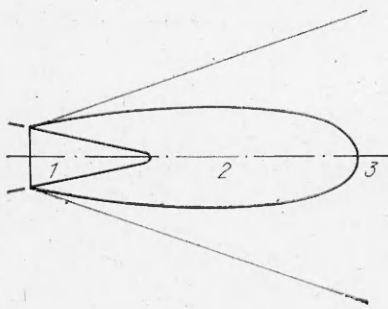


Рис. 2. Схема пылеугольного факела.

— $y_\phi(x)$ — координата фронта пламени. Интегрируя это соотношение в предположении постоянства u_r и u_0 в зоне пламени, получим $l_\phi/d \approx 0,5(u_0/u_r)$. Так как скорость распространения пламени в газозвеси мелких капель слабо зависит от их диаметра ($u_r \approx u_n$, u_n — нормальная скорость горения парогазовой смеси), а в газозвеси крупных капель $u_r \sim u_n/\delta$, то в обоих случаях $l_\phi/d \approx u_0/u_n$, $i_\phi/\dot{u} \sim (u_0/u_n) \times (\delta/r)$, где r — линейный размер, характеризующий газозвесь капель³.

Структура факела, несущего частицы твердого топлива, в значительной степени определяется последовательностью и продолжительностью процессов прогрева и физико-химического превращения топлива. Ограничиваясь в дальнейшем анализом структуры пылеугольного факела, полагаем, что прогрев частиц и выход летучих происходит параллельно и полностью завершается при достижении температуры воспламенения⁴. Тогда в поле течения факела можно выделить три характерные зоны (рис. 2). В первой — зоне прогрева — температура частиц изменяется от начальной до температуры воспламенения. Во второй — зоне пламени — происходит резкий разогрев примеси до температуры, отвечающей диффузионному горению угольных частиц. Здесь выгорает основная масса твердого топлива. В третьей — зоне догорания — наряду с газообразными продуктами сгорания присутствуют также отдельные наиболее крупные частицы, но не прореагировавшие полностью в зоне пламени.

Для оценки порядка толщины зон прогрева $\delta_{пр}$ и горения δ_r воспользуемся условием равенства пролетного времени частиц τ_n и времени их прогрева $\tau_{пр}$ или горения τ_r . При движении без скольжения ($u_2 = u_{02}$ и $u_2 = \langle u_{1m} \rangle$ — соответственно для начального и основного участков) пролетное время

$$\tau_n = \delta_n/u_{02}; \quad \tau_{осн} = \delta_{осн}/\langle u_{1m} \rangle,$$

где u_{02} — начальная скорость частиц, равная скорости истечения u_0 ;

$$\langle u_{1m} \rangle = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} u_{1m}(x) dx \quad \text{— средняя по длине зоны реакции скорость;}$$

u_{1m} — скорость газа на оси факела; x_1 и x_2 — координаты границ зоны реакции.

На основе уравнения теплового баланса переагирующей частицы $mc_{p2} \cdot dT_2/d\tau = \alpha f(T_1 - T_2)$ найдем время тепловой релаксации

$$\tau_{пр} = \frac{2}{3} \frac{\lambda_{21}}{Nu} \frac{\delta^2}{a_2}. \quad (6)$$

Здесь $\lambda_{21} = \lambda_2/\lambda_1$; $Nu = 2(1 + 0,08 Re_\delta^{2/3})$; $a_2 = \frac{\lambda_2}{c_{p2}\rho_2}$; $Re_\delta = u_0\delta/\nu_1$;

f и m — площадь поверхности и масса частиц.

Заимствуя из [4] выражение для поверхностной скорости горения частиц $u_r = 0,375\rho_1 D_1 Nu c_{ок}/\delta\Omega(1 + D_1 Nu_D/k\delta)$, определим из соотношения $m = u_r f \tau_r$ время выгорания. Считая процесс диффузионным

³ По-видимому, можно принять $r = N^{-1/3}$, где N — концентрация капель.

⁴ В зависимости от условий истечения, дисперсности топлива и т. д. последовательность и продолжительность процессов прогрева частиц, выхода летучих и горения коксового остатка могут изменяться в широких пределах. В частности, при горении полидисперсной пыли выгорание коксового остатка и летучих протекает параллельно во всем поле течения.

($D_1 \text{Nu}_D / k\delta \ll 1$, k — константа скорости реакции, Nu_D — диффузионное число Нуссельта), найдем

$$\tau_r = 4\rho_{21}\Omega\delta^2/9c_{\text{ок}}\text{Nu}_D D_1, \quad (7)$$

где $\rho_{21} = \rho_2/\rho_1$; D_1 — коэффициент диффузии компонентов газовой фазы.

Связывая значения τ_n , $\tau_{\text{осн}}$, $\tau_{\text{пр}}$ и τ_r равенствами $\tau_n = \tau_{\text{пр}}$ и $\tau_{\text{осн}} = \tau_r$, получим следующие выражения для протяженности зон прогрева и горения:

$$\delta_n = \delta_{\text{пр}} = \frac{\lambda_{21}\delta^2 u_0}{6a_2 \text{Nu}}, \quad \delta_{\text{осн}} = \delta_r = \frac{4\delta_{21}\Omega\delta^2 \langle u_{1m} \rangle}{9c_{\text{ок}}\text{Nu}_D D_1}. \quad (8)$$

В результате преобразования выражения для δ_r с учетом соотношения

$$u_{1m} = \sqrt{3I_x/8\pi\rho_1 a_c^2 x^2}; \quad I_x = 0,25\pi d^2 \rho_1 u_{01}^2,$$

(I_x — импульс струи; a_c — коэффициент турбулентной структуры струи [1]; $\langle u_{1m} \rangle = \left[\sqrt{\frac{3}{32}} u_0 d / a_c (x_2 - x_1) \right] \ln \frac{x_2}{x_1}$; $x_2 - x_1 = \delta_r$; $x_2/x_1 = 1 + \delta_r/\delta_{\text{пр}}$) получим

$$\delta_r = (54a_c^2)^{-1/4} (\rho_{21}\Omega \text{Re}_0 \text{Sc}_1 / \text{Nu}_D)^{1/2} \left[\ln \left(1 + \frac{\delta_r}{\delta_{\text{пр}}} \right) \right]^{1/2} \delta, \quad (9)$$

$$\text{Sc}_1 = v_1 / D_1.$$

Перейдем к безразмерным величинам $\bar{\delta}_{\text{пр}} = \delta_{\text{пр}}/d$, $\bar{\delta}_{\text{отн}} = \delta_r/\delta_{\text{пр}}$, $\bar{\delta} = \delta/d$ и запишем соотношения (8) и (9) в окончательном виде

$$\bar{\delta}_{\text{пр}} = \frac{1}{6} \frac{\lambda_{21}}{a_{21}} \frac{\text{Re}_0 \text{Pr}_1}{\text{Nu}} \bar{\delta}^2, \quad (10)$$

$$\frac{\bar{\delta}_{\text{отн}}}{\ln^{0,5}(1 + \bar{\delta}_{\text{отн}})} = \left(\frac{24}{a_c^2} \right)^{1/4} \frac{a_{21}}{\lambda_{21}} \frac{\text{Nu}}{\text{Pr}_1} \left(\frac{\text{Sc}_1 \Omega \rho_{21}}{\text{Re}_0 c_{\text{ок}} \text{Nu}_D} \right)^{1/2} \frac{1}{\bar{\delta}}, \quad (11)$$

где $a_{21} = a_2/a_1$; $\text{Pr} = v_1/a_1$; $c_{\text{ок}}$ — концентрация окислителя.

На срезе сопла скорость движения частиц обычно несколько отличается от скорости газа ($u_{02} \neq u_{01}$), u_{02} релаксирует к u_{01} и в потоке устанавливается динамическое равновесие. В связи с этим оценим также длину участка динамической релаксации $\bar{\delta}_{\text{рел}}$ при движении частиц в ядре постоянных скоростей. Согласно [2],

$$\bar{\delta}_{\text{рел}} = \left(\frac{1}{18} \right) \text{Re}'_0 \delta_{21} \psi \bar{\delta}^2. \quad (12)$$

Здесь $\bar{\delta}_{\text{рел}} = \delta_{\text{рел}}/d$; $\psi = \psi(\text{Re}_0)$ — коэффициент, учитывающий отличие обтекания частицы от стоксовского;

$$\text{Re}'_0 = (u_{01} - u_{02}) d / v_1.$$

При следующих значениях геометрических и режимных параметров: $\delta = 10^{-4}$ м, $d = 10$ м, $u_{01} = 20$ м/с, $u_{02} = 18$ м/с, $\lambda_1 = 2,6 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К), $\lambda_2 = 0,25$ Вт/(м·К), $c_{p1} = 10^3$ Дж/(кг·К), $c_{p2} = 2,7 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $v_1 = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\text{Pr}_1 = \text{Sc}_1 = 0,7$ получены величины $\delta_{\text{пр}}/\delta_r \approx 5 \cdot 10^{-2}$, $\delta_{\text{рел}}/\delta_r = 2 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, $\delta_{\text{рел}} \ll \delta_{\text{пр}} \ll \delta_r$, откуда следует, что в условиях, близких к реальным, скоростью скольжения частиц можно пренебречь и считать $\text{Nu} \approx 2$. Обращает также на себя внимание значительная толщина зоны пламени, соизмеримая с толщиной струйного пограничного слоя. Это обстоятельство исключает возможность представления пламени в виде узкой зоны (в пределе — математической поверхности), в которой сгорают частицы твердого топлива.

Поступила в редакцию 24/XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

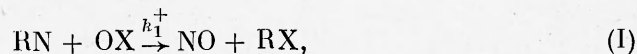
1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
2. Р. Бусеройд. Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1974.
3. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. Аэродинамика факела. Л.: Энергия, 1978.
4. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ТОПЛИВНЫХ ОКИСЛОВ АЗОТА

К. А. Гордин
(Москва)

В одной из первых экспериментальных работ [1] по исследованию механизма образования окислов азота из азота топлива рассмотрена простая модель образования NO и N₂ — основных термодинамически устойчивых соединений при сжигании обедненных и стехиометрических смесей.

Согласно этой модели, весь азот топлива превращается в процессе термического пиролиза в промежуточное соединение RN, которое полностью реагирует в соответствии с реакциями



где OX — кислородсодержащий компонент в продуктах горения, которым, согласно экспериментальным данным [1—5], вероятнее всего, является радикал OH. Работы [4—7] подтверждают выводы [1], что вещество RN представляет собой одну из аминогрупп, но сложность независимого определения констант скоростей NH_i (i = 0, 1, 2, 3) в реакции (I) не позволяет пока однозначно идентифицировать RN.

В предположении, что окислы азота потребляются лишь по реакции (II), весь азот топлива вступает в реакцию, и вещество RN расходуется по реакциям (I) и (II), в [4] получена аналитическая формула, связывающая [NO] в продуктах сгорания с концентрацией исходного азотсодержащего соединения. Наличие в этом уравнении экспериментально подбираемого эмпирического параметра позволило успешно использовать формулу для расчета выхода топливных окислов азота в предварительно перемешанных и диффузионных пламенах ряда органических топлив.

Высокая степень конверсии азота топлива в NO должна наблюдаться лишь при сжигании стехиометрических и обедненных смесей, для которых велики равновесные концентрации окислов азота. При увеличении степени обогащения горючей смеси (α ≤ 0,7) основными азотсодержащими соединениями в продуктах сгорания становится аммиак, а при достаточно низких коэффициентах избытка окислителя — и синильная кислота (рис. 1). Поэтому при этих режимах сжигания органического топлива уже нельзя пренебрегать скоростью обратной реакции (I).

Теоретические оценки констант скоростей образования NO из аминов [6, 7], а также экспериментальные данные по кинетике конверсии топливного азота показывают, что скорость R₁ как прямой, так и обратной реакции (I) более чем на порядок выше скорости R₂ реакции (II) при сжигании обогащенных смесей (рис. 2).

Цель настоящей работы — получение методом сращиваемых асимптотических разложений аналитических зависимостей концентраций азотсодержащих соединений от времени для более широкого интервала α.

Постановка задачи. На основании реакций (I) и сделанных выше