

Таким образом, в рамках модели конечной зоны реакции удастся определить выражения всех характеристик процесса, соответствующих стационарным режимам горения и критическим условиям воспламенения и потухания.

В заключение отметим, что, определив по (13) толщину зоны горения, можно найти связь между величиной эффективной постоянной k_0' в квазигетерогенной модели [3, 5] и значением k_0 для реакции в объеме $k_0' = k_0 \delta$. Из последнего соотношения и уравнения (13) видно, что в общем случае эффективное значение предэкспоненциального множителя квазигетерогенной реакции k_0' зависит от ряда параметров, определяющих процесс горения. Возможность использования в расчете допущения о постоянстве k_0 определяется слабым изменением температуры в зоне реакции при переходе от устойчивого горения к потуханию.

Расчет по схеме конечной зоны реакции может быть выполнен и для ряда других аэродинамических схем горения неперемешанных газов. Во всех случаях полученные в результате расчета выражения позволяют оценить значение характерных параметров процесса и, в частности, проверить допустимость применения как самой расчетной схемы, так и квазигетерогенной.

Поступила в редакцию
13/III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Burke, T. E. W. Schumann. Diffusion flame Ind. Chem., 1928. **20**, 10.
2. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматиздат, 1960.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
4. Е. С. Шетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
5. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис и др. Сб. «Тепло- и массоперенос». Т. 3, Госэнергоиздат, 1960.
6. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. Госэнергоиздат, 1954.

УДК 536.46+532.507

ДЛИНА ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ В НЕПОДВИЖНОМ ВОЗДУХЕ РАЗЛИЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов
(Москва)

Задачи на расчет длин диффузионных факелов в практике встречаются часто. Наиболее простой и удачной аналитической зависимостью для определения длины открытых турбулентных газовых пламен считается формула Хауторна, Уиделла и Хоттеля [2]:

$$L_{\Phi}^0 = \frac{L_{\Phi}}{d_c} K (1 + L_0) \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_s}}, \quad (1)$$

где L_ϕ — длина факела; $K=5,3$ — опытный коэффициент; ρ_c — плотность топлива в начальном сечении смешения; ρ_s — плотность сгоревшей стехиометрической смеси.

Зависимость (1) получена при весьма приближенном предположении о постоянстве температуры газа (равной температуре сгорания стехиометрической смеси T_s по всему сечению струи в конце факела пламени. При выводе (1) не учитывалась величина радиуса сопла (r_c), которая при больших L_0 мала по сравнению с радиусом струи в конце факела (R_ϕ). Формула (1) дает хорошее совпадение с опытом при горении холодных газов топлив с большим L_0 , горящих в воздухе нормальной тем-

пературы, но приводит к ошибкам при малых значениях L_0 и, как показывает опыт, становится непригодной при горении всех топлив в атмосфере нагретого воздуха ($T_2 > 300^\circ \text{K}$).

Из наиболее общих положений с использованием основных закономерностей теории турбулентных струй [3] получены более точные зависимости, исключающие указанные недостатки, вывод которых приводится ниже.

1. Полагается, что струя изобарическая¹, а факел оканчивается в точке на оси струи, где путем турбулентного диффузионного перемешивания достигается стехиометрическое соотношение топлива и воздуха ($\chi_s = \frac{1}{1+L_0}$) (рис. 1).

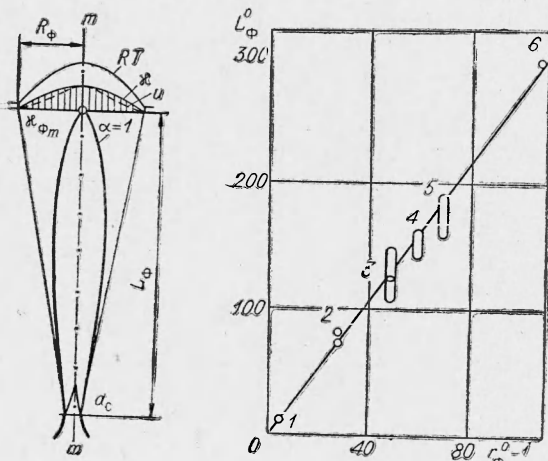


Рис. 1. Схема диффузионного пламени и его относительная длина у различных газов, $T_2=300^\circ \text{K}$.

- 1 — пропан+бутан+воздух: $L_0=1,3$; $\rho_c^0 = \theta=4$ [4];
 2 — CO: $L_0=4,93$, $\rho_c^0=1,03$, $\theta=1$, [1, 5]; 3 — водород:
 $L_0=34,5$, $\rho_c^0=14,5$, $\theta=1$ [1, 5]; 4 — городской газ: $L_0=14,5$,
 $\rho_c^0=1,82$, $\theta=1$; 5 — ацетилен: $L_0=13,25$, $\rho_c^0=1,11$, $\theta=1$ [1];
 6 — пропан: $L_0=15,65$, $\rho_c^0=0,655$, $\theta=1$ [1].

Длина факела определяется из уравнений сохранения вещества топлива и количества движения в сечениях начала смешения «с» и конца факела «ф» без учета Архимедовых сил²:

$$\left\{ \begin{aligned} \left[\int_F \chi \rho u dF \right]_\phi &= \rho_c u_c F_c; \\ \left[\int_F \rho u^2 dF \right]_\phi &= \rho_c u_c^2 F_c. \end{aligned} \right\}$$

После введения осредненных параметров газа в сечении конца факела имеем:

$$\left. \begin{aligned} K_1 \langle \chi \rangle_\phi \langle \rho \rangle_\phi \langle u \rangle_\phi F_\phi &= \rho_c u_c F_c; \\ K_1 \langle \rho \rangle_\phi \langle u \rangle_\phi^2 F_\phi &= \rho_c u_c^2 F_c. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

¹ При сверхзвуковой струе сечение «с» совпадает с изобарическим сечением.

² Как и в других аналогичных струйных задачах, уравнение энергии не привлекается, поскольку в дальнейшем используются эмпирические зависимости для распределения параметров по сечению струи.

Здесь

$$\langle x \rangle_\Phi = \frac{(\int_F x \rho u dF)_\Phi}{(\int_F \rho u dF)_\Phi}; \quad (3)$$

$$\langle \rho \rangle_\Phi = \frac{(\int_F \rho u dF)_\Phi}{(\int_F u dF)_\Phi}; \quad (4)$$

$$\langle u \rangle_\Phi = \frac{(\int_F \rho u^2 dF)_\Phi}{(\int_F \rho u dF)_\Phi}; \quad \langle \rho u \rangle_\Phi = \frac{(\int_F \rho u dF)_\Phi}{F_\Phi}; \quad K_1^0 = \frac{\langle \rho u \rangle_\Phi}{\langle \rho \rangle_\Phi \langle u \rangle_\Phi}.$$

Нетрудно показать, что по нашему определению среднего значения плотности (4) сохраняется уравнение состояния для осредненных значений параметров, т. е.

$$\langle \rho \rangle_\Phi = \frac{p}{\langle RT \rangle_\Phi},$$

где

$$\langle RT \rangle_\Phi = \frac{(\int_F RT \rho u dF)_\Phi}{(\int_F \rho u dF)_\Phi} = \frac{(\int_F u dF)_\Phi}{(\int_F \frac{u}{RT} dF)_\Phi}. \quad (5)$$

С учетом уравнения состояния K_1 имеет вид:

$$K_1 = \frac{(\int_F u dF)_\Phi (\int_F \frac{u}{RT} dF)_\Phi}{F_\Phi (\int_F \frac{u^2}{RT} dF)_\Phi}. \quad (6)$$

Из (2) после деления второго уравнения на первое получим

$$\frac{\langle u \rangle_\Phi}{u_c} = \langle x \rangle_\Phi. \quad (7)$$

С другой стороны, из второго уравнения системы (2)

$$\frac{\langle u \rangle_\Phi}{u_c} = \frac{1}{r_\Phi^0} \sqrt{\frac{1}{K_1} \frac{\rho_c}{\langle \rho \rangle_\Phi}}. \quad (8)$$

Здесь $r_\Phi^0 = \frac{R_\Phi}{r_c}$ — отношение радиуса струи в сечении конца факела к радиусу изобарического сечения, которое может быть определено из (7) и (8) путем исключения скоростей $\frac{\langle u \rangle_\Phi}{u_c}$:

$$r_\Phi^0 = \frac{1}{\langle x \rangle_\Phi} \sqrt{\frac{1}{K_1} \frac{\rho_c}{\langle \rho \rangle_\Phi}} = \frac{1}{\langle x \rangle_\Phi} \sqrt{\frac{1}{K_1} \frac{\langle RT \rangle_\Phi}{R_c T_c}}. \quad (9)$$

Введем коэффициент K_2 — отношение средней концентрации вещества топлива к максимальной на оси (в сечении конца факела — стехиометрической: $x_s = \frac{1}{1 + L_0}$, $x_{m\phi} = x_s$).

$$K_2 = \frac{\langle x \rangle_\phi}{x_{m\phi}} = \frac{\left(\int_F \frac{x}{x_m} \frac{u}{RT} dF \right)_\phi}{\left(\int_F \frac{u}{RT} dF \right)_\phi} = \langle x \rangle_\phi (1 + L_0). \quad (10)$$

Отношение средней избыточной энергии к максимальной ее разности на границах запишем в виде

$$K'_2 = \frac{\langle RT \rangle_\phi - R_2 T_2}{R_\phi T_\phi - R_2 T_2}. \quad (11)$$

Коэффициенты K_2 и K'_2 по смыслу близки друг к другу, но принципиально не идентичны. Подставляя в (9) выражения $\langle x \rangle_\phi$ из (10), $x_{m\phi} = \frac{1}{1 + L_0}$ и $\langle RT \rangle_\phi$ из (11), имеем

$$r_\phi^0 = K_3 (1 + L_0) \sqrt{K'_2 \left(\frac{R_s T_s}{R_c T_c} - \frac{R_2 T_2}{R_c T_c} \right) + \frac{R_2 T_2}{R_c T_c}}, \quad (12)$$

где

$$K_3 = \frac{1}{K_2 \sqrt{K_1}}. \quad (13)$$

Полагая в сечении конца факела автомодельность распределения концентрации вещества топлива¹, избыточной энергии (RT) и скорости (при совпадающих тепловой и динамической границах струи) в виде [3]:

$$\frac{x}{x_m} = \frac{RT - R_2 T_2}{R_\phi T_\phi - R_2 T_2} = 1 - \xi^{3/2} = F(\xi),$$

$$\frac{u}{u_m} = (1 - \xi^{3/2})^2 = F^2(\xi),$$

определим величины коэффициентов K_1 , K_2 , K'_2 и K_3 при различных значениях $\frac{\rho_s}{\rho_2} = \frac{R_2 T_2}{R_s T_s}$, изменяющихся в пределах от 0 до 1.

Пределы изменения коэффициентов K_1 , K_2 и K'_2 определяются отношениями, приведенными в табл. 1, где A_1, A_2, A_3, A_4 — известные в теории турбулентных струй интегралы от функций распределения $F(\xi)$ [3]:

$$A_1 = 2 \int_0^1 F(\xi) \xi d\xi = 0,428, \quad A_2 = 2 \int_0^1 F^2(\xi) \xi d\xi = 0,258,$$

$$A_3 = 2 \int_0^1 F^3(\xi) \xi d\xi = 0,18, \quad A_4 = 2 \int_0^1 F^4(\xi) \xi d\xi = 0,134.$$

Числовые значения коэффициентов приведены в табл. 2.

¹ Имеется в виду «восстановленная» концентрация топлива, соответствующая концентрации продуктов его сгорания.

Таблица 1

Коэффици- енты	$R_2 T_2 / R_s T_s$	
	1	0
K_1	A_2^2 / A_4	$(A_1 \cdot A_2) : A_3$
K_2	A_3 / A_2	A_2 / A_1
K_2'	0/0	A_2 / A_1

Таблица 2

Коэф- фици- енты	$R_2 T_2 / R_s T_s$			
	1	0,5	0,1	0
K_1	0,495	0,52	0,8	0,614
K_2	0,7	0,68	0,63	0,6
K_3	2,03	2,04	2,03	2,13
K_2'	—	0,69	0,65	0,6

Значения K_1 , K_2 , K_2' и в особенности K_3 практически не зависят от соотношения $R_2 T_2 / R_s T_s$, которое обычно на практике изменяется в узких пределах от 0,1 до 0,5 (что соответствует $T_2 = 300—1500^\circ \text{K}$), причем $K_2 \approx K_2'$.

С учетом приведенных выше значений коэффициентов (средних для указанного диапазона) (12) для r_Φ^2 примет вид

$$r_\Phi^0 = 2,06 (1 + L_0) \sqrt{0,67 \frac{R_s T_s}{R_c T_c} + 0,37 \frac{R_2 T_2}{R_c T_c}}. \quad (14)$$

При прямолинейных внешних границах струи, т. е. при $db/dx = b^0 = \text{const}$, может быть найдено уравнение для относительной длины диффузионного турбулентного факела (от изобарического сечения):

$$L_\Phi^0 = \frac{L_\Phi}{a_c} = K (r_\Phi^0 - 1), \quad K = \frac{1}{2b^0}. \quad (15)$$

С учетом (14)

$$L_\Phi^0 = \frac{1}{2b^0} \left[2,06 (1 + L_0) \sqrt{0,67 \frac{R_s T_s}{R_c T_c} + 0,33 \frac{R_2 T_2}{R_c T_c}} - 1 \right], \quad (16)$$

или

$$L_\Phi^0 = K \left[2,06 (1 + L_0) \sqrt{0,67 \frac{\rho_c}{\rho_s} + 0,33 \frac{\rho_c}{\rho_2}} - 1 \right].$$

2. Для определения угловых коэффициентов расширения границ струи b^0 с горением проведена обработка литературных данных о длинах пламен некоторых газообразных топлив известного состава [1, 2, 4, 5], а также результатов, полученных авторами при фотографировании факелов пламени московского городского газа. Городской газ¹ вытекал вертикально вверх из сопел диаметром 2 мм со скоростью 30—80 м/сек².

Согласно [1], экспериментальные безразмерные длины факелов откладывались в зависимости от вычисленной по (14) величины относительного увеличения радиуса струи в конце факела ($r_\Phi^0 - 1$), (см. рис. 1). Длины факелов пламени различных топлив описываются

¹ Состав газа (объемный), %: 88,6 CH₄, 8,8 H₂, 1 CO, 0,3 CO₂, 0,8 N₂, 0,2 O₂, 0,2 — прочие.

² Число Фруда $Fr = u_0^2 / g d_c = 50000 - 330000$. Согласно [6], влияние Архимедовых сил проявляется при $Fr < 5000 - 10000$.

единой прямой, являющейся одновременно и теоретической (15) при $b^0=0,18$, несмотря на то, что параметры топлив в указанных экспериментах изменялись в широком диапазоне: $L_0=1,3-34,5$; $\theta = \frac{T_c}{T_2} = 1-4$; $\rho_c^0 = \frac{\rho_2}{\rho_c} = 0,65-14,5$.

Постоянство углового коэффициента $b^0=0,18$ у всех топлив в столь широком диапазоне $\rho_c^0 = 0,65-14,5$ на первый взгляд противоречит известным экспериментальным данным по исследованию турбулентных струй без горения о влиянии на угловой коэффициент расширения струи отношения плотностей смешивающихся потоков (см., например, [3, 7, 9]), которое по опытным данным указанных работ можно приближенно принять

$$\frac{b^0}{c_0} \approx \sqrt{\rho^0} = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_m}}. \quad (17)$$

Экспериментальный факт постоянства b^0 с горением отмечался и ранее различными исследователями, однако ему не находилось теоретического объяснения.

Можно высказать гипотезу о том, что на угловой коэффициент расширения границ струи с горением влияет не начальное отношение плотностей потоков или переменное отношение плотностей на оси струи и в окружающей среде (как в струе без горения), а отношение плотности окружающей среды к плотности на фронте пламени, причем относительное влияние сохраняется по (17) при $\rho^0 = \rho_s^0 = \rho_2/\rho_s$, т. е.

$$b^0 = c_0 c_p^r \approx c_0 \sqrt{\rho_s^0}.$$

Действительно отношение плотности окружающего воздуха к плотности сгоревшей смеси стехиометрического состава на фронте пламени $\rho_s^0 = \frac{\rho_2}{\rho_s} = \frac{R_s T_s}{R_2 T_2}$, определенное с учетом диссоциации, мало отличается у всех газообразных топлив при различном начальном подогреве топлива, истекающего в воздухе с нормальной температурой ($T_2 \approx 300^\circ \text{K}$) (табл. 3). У большинства топлив ρ_s^0 много больше начального отношения плотностей ρ_c^0 , лишь у водорода $\rho_{c,2}^0 > \rho_{s,2}^0$ (т. е. при горении водорода

Таблица 3

Топливо	L_0	$\rho_c^0 = \frac{\rho_2}{\rho_c}$	$\rho_s^0 = \frac{\rho_2}{\rho_s}$
Бутан+пропан+воздух ($\theta=4$)	1,3	3,92	9,1
Оксид углерода	4,93	1,03	8,0
Ацетилен	13,25	1,11	9,6
Городской газ (Москва)	14,5	1,82	8,9
Пропан	15,68	0,655	9,3
Водород	34,5	14,5	9,7

да плотность в факеле растет, а у других топлив падает). Поэтому параметр ρ_s^0 в большинстве случаев определяет максимальную разность плотностей в зоне смещения и его величина практически не изменяется по длине факела. При нормальной температуре воздуха у газообразных топлив $\rho_s^0 \approx 9$, чему соответствует $b^0 = 0,18$ (см. рис. 1). Найденная величина $b^0 = 0,18$ при $\rho_s^0 = 9$ может считаться, строго говоря, лишь некоторым условным угловым коэффициентом, соответствующим принятой расчетной схеме факела, которая дает правильную структуру зависимости L_ϕ^0 от параметров топлива и воздуха, но может не совпадать с реальной картиной распространения турбулентной струи с горением.

Однако теневые фотографии турбулентных пламен городского газа дают полуугол расширения границ струи, равный $\sim 12^\circ$ [8], что соответствует величине $b^0 \approx 0,21$; кроме того, рассмотрение фотографий хорошо видимых выхлопных струй, полученных при испытаниях крупногабаритных ракетных двигателей твердого топлива (РДТТ) [9, 10], показывает, что величина b^0 в этих случаях, равная $0,17 \div 0,19$, также близка к полученной выше (0,18). Топлива РДТТ имеют отрицательный кислородный баланс (с $L_0 = 1 \div 2$), и продукты их первичного горения образуют в воздухе турбулентное пламя, причем величина ρ_s^0 близка к 9, как и у рассмотренных ранее газовых топлив.

Таким образом, величина углового коэффициента расширения границ струй горящих газовых топлив $b^0 = 0,18$ (при $T_2 = 300^\circ \text{K}$) достаточно хорошо подтверждается косвенной обработкой экспериментальных длин турбулентных пламен и прямыми измерениями по фотографиям, т. е. близко к угловому коэффициенту физических границ горящих струй.

3. Рассмотрим полученные зависимости при вариации температурой окружающей среды.

Как следует из выражений (17), при сделанных нами предположениях коэффициент K в уравнении (15), равный 2,7 ($b^0 = 0,18$ при $T_2^* \approx 300^\circ$), должен следующим образом зависеть от температуры окружающего воздуха:

$$K = \frac{1}{2 b^0} = \frac{1}{2 c_0 c_p} \approx \frac{1}{0,12 \sqrt{\rho_s^0}} \approx 2,7 \sqrt{\frac{T_2^*}{300}}.$$

При увеличении температуры окружающего воздуха угол расширения границ струи уменьшается, а K и длина факела увеличиваются. Выражение длины факела при произвольной температуре воздуха приобретает вид

$$L_\phi^0 = \frac{1}{0,12 \sqrt{\rho_s^0}} \left[2,06 \frac{(1 + L_0)}{\sqrt{\rho_c^0}} \sqrt{0,67 \rho_s^0 + 0,33 - 1} \right], \quad (18)$$

где

$$\rho_s^0 = \rho_{s300}^0 \left(\frac{300}{T_2^*} \right) \approx 9 \left(\frac{300}{T_2^*} \right); \quad \rho_c^0 = \frac{\rho_2}{\rho_c} = \frac{R_c T_c}{R_2 T_2} = \mu^0 \theta.$$

Увеличение температуры воздуха удлиняет пламя, а подогрев топлива укорачивает его. При подогреве топлива длина пламени уменьшается

примерно обратно пропорционально корню квадратному из его температуры, причем границы горячей струи остаются неизменными ($\rho_s^0 = \text{const}$). При увеличении температуры воздуха пламя удлиняется как за счет изменения наклона границ струи, так и за счет роста радиуса струи в сечении конца факела. В результате длина факела растет сильнее, чем пропорционально корню квадратному из T_2 , которому пропорционален угловой коэффициент K в уравнении (16).

С целью проверки принятых предположений и полученных на их основе расчетных соотношений были проведены опыты по сжиганию московского городского газа в условиях высоких температур окружающего воздуха. Использовалась специально изготовленная прозрачная кварцевая электропечь (рис. 2), позволяющая нагревать эжектируемый воздух до температуры $\sim 900^\circ \text{K}$ и визуально наблюдать за изменением

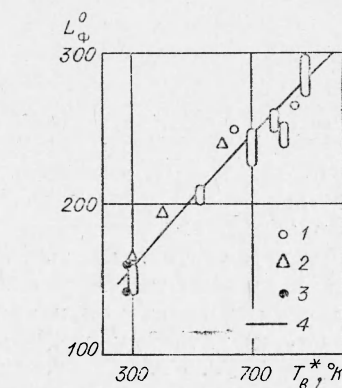
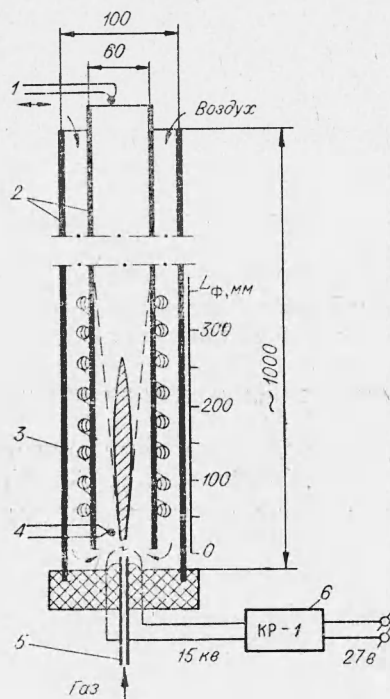


Рис. 3. Относительная длина пламени городского газа в зависимости от температуры воздуха.

1 — $d_c = 1$ мм в трубе; 2 — $d_c = 2$ мм в трубе, 3 — $d_c = 2$ мм на открытом воздухе; 4 — расчет по (17).

Рис. 2. Схема электропечи для подогрева воздуха.

1 — термометры, измеряющие температуру газа; 2 — кварцевые прозрачные трубы; 3 — система электроподогрева; 4 — термометр, измеряющий температуру воздуха; 5 — сопло для подачи топлива; 6 — система воспламенения.

длины факела. Топливо подавалось в предварительно прогретую печь через сопла диаметром 1 и 2 мм со скоростью 50—200 м/сек¹.

На срезе сопел топливо поджигалось и в случае необходимости пламя стабилизировалось с помощью искрового разряда между электродами, установленными вблизи топливного сопла и соединенными с высоковольтной индукционной катушкой типа КР-1, дающей 600—800 разрядов в секунду. Стабилизация оказывалась необходимой при неподогретом воздухе ($\sim 300^\circ \text{K}$) и высокой скорости истечения топлива. При подогретом воздухе (500—900°С) пламя не срывалось даже при скорости топлива 200 м/сек. Включение стабилизации не изменяло длины пламени.

¹ Известно, что скорость истечения топлива мало влияет на длину турбулентного диффузионного факела [1, 8].

Коэффициент избытка воздуха α , эжектированного струей газа в печь, определенный расчетом по средней температуре, измеренной на выходе из трубы, равнялся ~ 15 ($d_c = 1$ мм), отношение скорости воздуха к скорости топлива в начальном сечении смешения из-за большой относительной площади трубы ($\frac{F_{\text{трубы}}}{F_c} \approx 3600$) было очень малым ($m_c \approx 0,02-0,05$), поэтому ограниченность пространства печи и наличие спутного потока воздуха не могли заметно сказаться на длине факела. Это подтверждается совпадением экспериментальных длин факелов в печи и открытом пространстве при $T_2^* = 300^\circ\text{K}$.

На рис. 3 показаны результаты измерения длины факела при различной температуре окружающего воздуха. Экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с полученной ранее зависимостью (18), что подтверждает сделанные при ее выводе предположения, в частности, об одинаковом характере влияния плотности воздуха на относительное изменение угла наклона границ газовых струй с горением и без горения и об определяющей роли параметра ρ_s^0 в струях с горением.

При эксперименте было обнаружено, что при низкой скорости подачи топлива ($u_c = 50-70$ м/сек, $Re_r = 3000-4500$ при $d_c = 1,0$ мм), пламя, турбулентное в холодном воздухе, становилось ламинарным в нагретом до $500-900^\circ\text{K}$, т. е. происходит гашение турбулентных пульсаций. Для его турбулизации приходилось повышать скорость истечения топлива до $150-250$ м/сек ($Re_r = 10000-15000$).

По-видимому, наблюдавшиеся случаи полного гашения турбулентных пульсаций связаны с отмеченной выше общей тенденцией уменьшения интенсивности турбулентного переноса в горячей струе при нагреве окружающего воздуха. Представило бы большой теоретический и практический интерес прямое экспериментальное определение физических характеристик турбулентных горящих и негорящих струй при вариации температурой окружающего воздуха, которое позволило бы, в частности, проверить и высказанные в данной работе предположения.

Поступила в редакцию
14/VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Хауторн, Д. Уиделл, Г. Хоттел. Сб. «Вопросы горения». Т. 1. ИЛ, 1953.
2. Камеры сгорания авиационных газотурбинных двигателей. Под ред. Б. П. Лебедева, Г. Н. Абрамовича, Ю. Ф. Дитякина. МАП им. П. И. Баранова, 1957.
3. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
4. Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Сб. «Прикладная теплофизика», Алма-Ата, изд. АН КазССР, 1964.
5. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. В кн. «Теплообмен и вопросы экономики топлива в металлургических печах». М., Металлургиздат, 1951.
6. С. И. Аверин, И. Д. Семикин. Изв. вузов, «Черная металлургия», 1965, 10.
7. Г. Н. Абрамович, Ю. В. Яковлевский и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
8. К. Воль, К. Шипмен. Диффузионные пламена. В кн. «Процессы горения». М., Физматгиз, 1961.
9. Weltraumfahrt und Raketentechnik, 1962, 4.
10. Air Force and Space Digest International, 1966, 2, 3.