

Рис. 3. Зависимость времени задержки воспламенения двухкомпонентной газовой взвеси частиц металлов от суммарной массовой концентрации (обозначения аналогичны рис. 2).

вания облака взвеси частиц соизмеримо со временами задержки воспламенения данного состава.

Таким образом, в данной работе установлена возможность инициирования воспламенения газовой взвеси частиц бора путем добавления небольшого количества магния, выявлен механизм этого процесса и дано его математическое описание. Результаты работы, а также метод инициирования воспламенения взвеси частиц трудновоспламеняемого металла могут быть применены и для смесей других горючих, обладающих разными температурами воспламенения.

Кроме того, полученные данные могут быть полезны для решения вопросов, связанных с обеспечением пожаро- и взрывобезопасности при работе с различными порошкообразными материалами.

Поступила в редакцию
9/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. D. K. Kuehl. Amer. Inst. Aeron. and Astron. J., 1965, 3, 12, 2239.
2. D. K. Kuehl. Pyrodynamics., 1965, 1—2, 65.
3. A. M. Mellor, J. Glassman. Combustion Science and Technology, 1970, 1, 6, 437.
4. В. Г. Поярков, Н. В. Мануев, В. В. Тимашов. Порошковая металлургия, 1970, 7, 96.
5. Е. И. Попов, А. Л. Брейтер. Порошковая металлургия, 1973, 5, (125), 101.
6. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
7. А. Н. Золотко, К. М. Копейка и др. Материалы V Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Черногоровка, 1977.
8. H. M. Cassel, J. Liebman. Combustion and Flame, 1962, 6, 3, 153.
9. К. М. Копейка, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 11. Киев, Вища школа, 1974.
10. А. Б. Рыжик, Б. С. Лимонов, В. С. Махин.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 12. Киев, Вища школа, 1975.
11. К. М. Копейка, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 12, Киев, Вища школа, 1975.
12. К. М. Копейка, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. Материалы Всесоюз. науч. семинара. Таллин, 1974.
13. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 129.
14. M. K. King. Combustion Science and Technology, 1972, 5, 4, 155.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ ТОПЛИВ В ТУРБУЛЕНТНОМ СПУТНОМ И ВСТРЕЧНОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов

(Москва)

Теоретическая схема диффузионного горения топлива, т. е. горения горючего в струе по мере ее смешения при эжекции внешнего окислителя, впервые сформулированная Я. Б. Зельдовичем [1], в практике ис-

пользуется давно, но наиболее изучено лишь диффузионное горение газов в неподвижном окислителе¹ [2—7].

Для расчетов аэродинамики факела, развивающегося в спутном не-турбулентном потоке окислителя при отсутствии стабилизирующих зон рециркуляции у кромок сопел имеется несколько теоретических моделей² [8—10], базирующихся в основном на интегральных методах теории турбулентных струй [11] или теории струй вязкой жидкости [12]. Применяется так же расчетный метод А. Ферри и сотр. [13—14], в основу которого положено обобщение экспериментов по исследованию смешения осесимметричных струй без горения и закономерностей изменения длин факелов водорода (с горением) при обтекании их спутным ($m_a > 0$) сверхзвуковым воздухом в условиях самовоспламенения топлива, истекающего из сопел с острыми кромками ($\bar{\delta} = 0$). Эти условия не являются типичными для газоструйных энергетических устройств и ВРД умеренных сверхзвуковых скоростей, где из требований обеспечения стабилизации пламени (при $T_b < 800 \div 900$ К) даже при дозвуковой скорости спутного потока необходимы сопла с относительно широкими кромками ($\bar{\delta} = \delta/d_c = 2 \div 2,5$) (здесь d_c — диаметр сопла, δ — толщина кромки сопла, $m_a = w_b/w_t$, w_b и w_t — скорость воздуха и топлива соответственно).

В последнее время начали развиваться теоретические методы расчета диффузионного горения, в которых численно интегрируются определяющие уравнения [6, 15]. Теоретический расчет факела при наличии широких зон рециркуляции практически невозможен, и единственным методом изучения закономерностей горения пока что остается физический эксперимент с перспективой его обобщения или непосредственного применения опытных данных для практических задач.

Длина факела пламени в общем случае зависит от многих определяющих параметров, в частности:

- от начального отношения скоростей ($m_a = w_b/w_{та}$) и плотностей ($\bar{\rho}_a = \rho_b/\rho_{та}$) смешиваемых потоков в начальном (изобарическом) сечении;
- стехиометрического коэффициента топлива L_0 (по отношению к окислителю);
- степени турбулентности внешнего окислителя (ϵ_b) и струи в начальном сечении (ϵ_a);
- масштабов турбулентности (l_t и l_b);
- величин накопленных к начальному сечению смешения пограничных слоев на внутренней ($\bar{\delta}_1 = \delta_1/d_a$) и наружной стенках сопла ($\bar{\delta}_2 = \delta_2/d_a$); или относительных толщин вытеснения импульса ($\bar{\delta}_1^{**} = \delta_1/d_a$, $\bar{\delta}_2^{**} = \delta_2/d_a$), в сумме с толщиной кромок $\bar{\delta}_1^{**} + \bar{\delta}_2^{**} + \bar{\delta}$ сильно искажающих закономерности смешения [16];
- конструкций сопел, характеризуемых, в частности, относительной толщиной кромок ($\bar{\delta} = \delta/d_a$), определяющих объем зон рециркуляции и генерируемых в них пульсаций скорости ϵ_d ;
- чисел Рейнольдса (Re) и Архимеда (Ar) и т. п.

В общем случае для диффузионного факела пламени можно записать:

$$\bar{l}_\phi = l_\phi/d_a = f(m_a, \bar{\rho}_a, L_0, \epsilon_b, \epsilon_a, \epsilon_d, \bar{\delta}, \bar{\delta}_1^{**}, \bar{\delta}_2^{**}, l_t, l_b, Re, Ar, \dots).$$

Анализ влияния различных параметров на \bar{l}_ϕ при смешении топливной струи в спутных ($m_a > 0$) потоках окислителя показал [16], что влиянием чисел Re и Ar (в спутном и встречном потоке в отличие от достаточно сильного их влияния на \bar{l}_ϕ при $m_a = 0$) можно пренебречь; влияние ϵ_a на смешение так же мало [17]. При $\bar{\delta} > \bar{\delta}_1^{**} + \bar{\delta}_2^{**}$ основное

¹ Цитируемая в работе литература не претендует на полноту.

² При расчетах по указанным методам предполагается, что пламя устойчиво на всех режимах истечения и при всех (m_a).

влияние на l_ϕ могут оказывать следующие параметры:

$$\bar{l}_\phi = f(L_0, \varepsilon_v, \bar{F}_d, m_a, \bar{\rho}_a),$$

где относительная величина прикомочного уступа

$$\bar{F}_d = F_d/F_c = (1 + 2\bar{\delta})^2 = (D_n/d_c)^2 \text{ — для осесимметричного сопла,}$$

$$\bar{F}_d = F_d/F_c = (1 + 2\bar{\delta}) = h_n/h_c \text{ — для плоского сопла.}$$

В основную задачу работы входило: выяснение влияний на длину факела пламени параметров $\bar{\rho}_a, L_0$ при $m_a = 0$ (где не проявляется влияние F_d); определение относительного влияния m_a и стехиометрического коэффициента L_0 на закономерности изменения факела пламени в условиях повышенных ε_v при \bar{F}_d , обеспечивающих стабилизированное горение в широком диапазоне скоростей w_τ и w_v ; сравнение закономерностей изменения длины факела пламени в спутном и встречном потоке воздуха (осесимметричных и плоских пламен) и выявление закономерностей выгорания топлив в различных условиях ($m_a \geq 0$).

Экспериментальные исследования проводились в широком диапазоне m_a ($m_a = -0,1 \div +3$ — для водорода и при $m_a = 0 \div 3$ — для метана).

Длина автомодельного факела пламени в неподвижном окислителе ($m_a = 0$)

Длина автомодельного затопленного факела пламени может быть определена теоретически методом интегральных соотношений для горячей струи при универсальных профилях «восстановленной» концентрации вещества струи и относительной скорости [16], а определяющие соотношения представлены достаточно простыми видами.

Для осесимметричной струи с радиусом изобарического сечения r_a или при истечении из сопел квадратной формы $b_c = 2h_c \approx d_c$:

$$\bar{l}_\phi = l_\phi/r_a \approx 27 \frac{1 + L_0}{\sqrt{\bar{\rho}_a}} = 27 (1 + L_0) \sqrt{\frac{R_B T_B}{R_{Ta} T_{Ta}}}, \quad (1)$$

где r_a для нерасчетной сверхзвуковой струи определяется, например, методом А. Я. Черкеза³ [18], а статическая температура в изобарическом сечении $T_{Ta} = T_\tau^* \tau(\lambda_a)$ — приведенной скоростью λ_a по газодинамическим функциям.

При дозвуковом и расчетном сверхзвуковом истечении топлива начальное сечение смешения совпадает со срезом сопла ($d_a = d_c = 2r_c$, а $T_{Ta} \approx T_\tau^* \tau(\lambda_c)$).

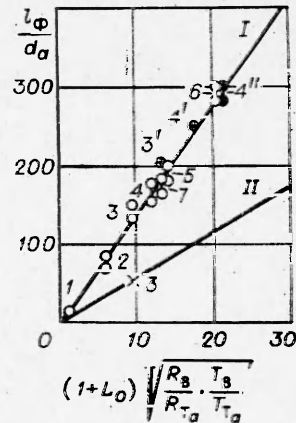
Соотношение (1) отличается от известного соотношения [2] тем, что более точно учитывает влияние характеристик внешней среды, в частности — T_B , и справедливо в области скоростей истечения топлива, где скорость (или Re) перестает влиять на l_ϕ , а влияние подъемных сил мало (при $Ag = \frac{w_{Ta}^2}{g l_\phi} \frac{\rho_n}{\rho_v - \rho_\phi} > 4 \cdot 10^3$), т. е. где длина факела (с точностью до 10%) не зависит от его положения в пространстве и скорости истечения топлива [16].

Соотношение (1) хорошо подтверждается опытом при различных $L_0, \bar{\rho}_a, \theta_a = T_{Ta}/T_B$ для дозвуковых и сверхзвуковых топливных струй (рис. 1) как при нормальной (300 К), так и при большой (до 1000 К)

³ Зависимости $\bar{d}_a = d_a/d_{кр}$ и $\tau(\lambda_a)$ для сверхзвуковых сопел различного расширения ($\lambda_c = \text{var}$) от располагаемого сверхзвукового перепада $\bar{\Delta p}_c = \frac{p_n^* - p_n}{p_n}$ приведены в работе [19].

Рис. 1. Обобщенная зависимость длин осесимметричных автомоделных факелов различных газов, истекающих в неподвижное пространство.

1 — смесь бутан+пропан+воздух в воздухе, $L_0=1,3$, $\bar{\rho}_a = 4$ [9]; 2 — СО [20, 21]; 3 — водород; 3' — водород, $\bar{\rho}_a = 30$ (нерасчетная сверхзвуковая струя, $T_{Ta} = 150$ К); 4—4'' — городской газ; 4' — $\Theta_a = T_{Ta}/T_B = 300/700$, $\bar{\rho}_a = 1,2$ [4]; 4'' — $T_B = 900$ К, $\bar{\rho}_a = 0,6$ [4]; 5 — метан, $\Theta_a = 1$; 6 — пропан, $\Theta_a = 1$; 7 — ацетилен, $\Theta_a = 1$ [2, 20]. I — расчетная длина факела горения по (1); II — расчетная длина стехиометрической поверхности струи топлива без горения (× — опыт, водород).



температуре воздуха. При нерасчетном (недорасширенном) истечении струи из сопла ($p_c > p_n$) длина факела пламени (l_ϕ/d_c) растет из-за увеличения диаметра изобарического сечения (d_a/d_c) и уменьшения T_{Ta} с расширением струи к изобарическому сечению при $T_T^* = \text{const}$.

Аналогично, тем же методом, может быть определена и длина автомоделного плоского пламени. При бесконечно большом «размахе» сопла ($b_c/2h_c = \infty$)

$$\bar{l}'_\phi = l_\phi/h_a \approx 47 \frac{(1+L_0)^2}{\bar{\rho}_a} = 47(1+L_0) \frac{R_B T_B}{R_{Ta} T_{Ta}}, \quad (1')$$

где h_a — высота начального (изобарического) сечения пристеночной струи или полувысота (для струи при двухсторонней эжекции окислителя).

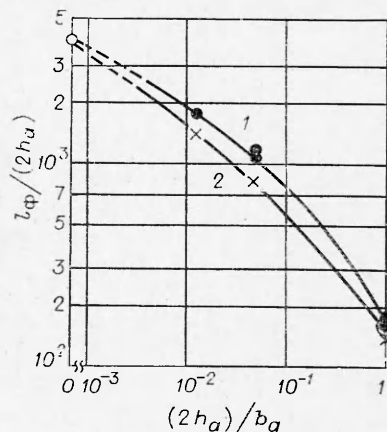
Расчет длин факелов газообразных топлив, истекающих из плоских сопел конечного размаха ($1 > 2h_a/b_a > 0$), пока не представляется возможным даже при $m_a = 0$ из-за трансформирования плоского течения в пространственное по мере смешения струи, что особо свойственно длинным факелам топлив с большими L_0 (водород, метан, пропан). Влияние же параметра $2h_a/b_a$ на \bar{l}'_ϕ весьма существенно. Так, например, для водорода (рис. 2) с уменьшением относительной высоты щели $2h_a/b_a$ от единицы до нуля (бесконечная плоская струя) относительная длина факела пламени изменяется более чем на порядок.

Длина факела, определенная по фотографиям и по химическому анализу проб газов на оси струи (с выгоранием 99% топлива) с точностью 10—15% совпадает на различных режимах ($m_a = \text{var}$); длина же стехиометрической поверхности негорящей струи топлива существенно меньше длины факела, так как теплопровод в струе затягивает смешение (при $c_s = 1/1 + L_0 = \text{idem}$) для осесимметричной струи (при $T_B = 300$ К) в $\sqrt{\bar{\rho}_\phi} = \sqrt{R_\phi T_\phi / R_B T_B} \approx 2,8 \div 3$ раза (см. рис. 1), а для плоской — в $\bar{\rho}_\phi \approx 8 \div 9$ раз.

Приведенные зависимости длин пламен относятся к факелу, горящему в неподвижном окислителе. Закономерности смешения горячей струи и изменения

Рис. 2. Зависимость максимальной длины автомоделного турбулентного пламени водорода, истекающего из плоского сопла, от относительной высоты щели, $m_a = 0$, $\Theta_a = 1$.

1 — $w_T = 1000$ м/с; 2 — $w_T = 300$ м/с.



длины пламени в спутном и встречном потоке окислителя существенно сложнее, так как наряду с влиянием относительной скорости на изменение \bar{l}_ϕ влияет конструкция сопла (F_d) и степень турбулентности спутного потока (ϵ_b), т. е. при $m_a \cong 0$ длину факела пламени определяют в основном три параметра (m_a , F_d , ϵ_b).

Изменение длины пламени в спутном и встречном турбулентном воздухе

Методика эксперимента. Предварительно турбулизованные течения образуются за выравнивающими решетками, уступами, компрессорами газотурбинных ВРД, при торможении воздушного потока в воздухозаборниках сверхзвуковых ПВРД со скачками, предшествующими топливным коллекторам, и являющимися, как известно, мощными генераторами пульсаций воздушного потока [22].

Схема экспериментальной установки (рис. 3) предусматривала генерацию пульсаций в воздушном потоке в скачках за критическим сечением сильно перерасширенного сопла Лавала, задресселированного рабочим сужающимся соплом диаметром $D_c = 160$ мм, в ядре потока которого (на длине $1 \div 1,5$ диаметра) размещались практически полностью факелы пламени. При этом в рабочей части сопла радиальное поле скорости равномерно, а степень турбулентности (равномерная по сечению сопла), измеренная диффузионным методом по дисперсии [23], составляла $\epsilon_b = 0,1 \div 0,13$.

Исследования проводились в барокамере (при $p_n = 100 \div 25$ кПа), поэтому эжекция постороннего воздуха в воздушную струю была исключена, что увеличивало длину рабочей части воздушного сопла с однородными параметрами ($\epsilon_b = \text{const}$, $w_b = \text{const}$). На срезе воздушного сопла создавалось течение воздуха при скорости w_b от нуля до скорости, соответствующей числу Маха $M_b = 1$ (при $T_b^* = 300$ К $w_{b_{\text{max}}} = 318$ м/с). В рабочей части воздушного сопла на радиальном пилоне устанавлива-

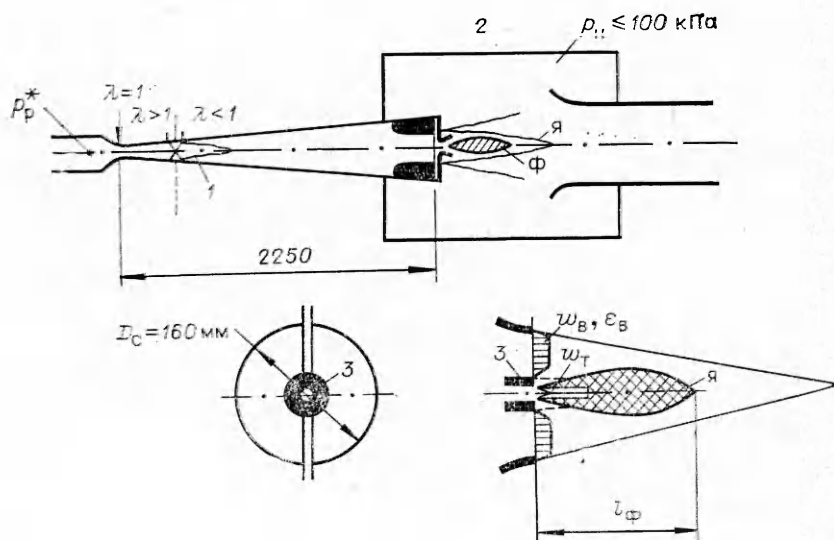


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для исследования закономерностей изменения длины факела пламени в спутном и встречном потоке воздуха.

1 — прямой скачок с псевдоскачком; 2 — барокамера; 3 — топливное сопло; я — ядро потока (рабочая часть для размещения факела); ф — факел пламени.

лись суживающиеся сопла различных конфигураций и размеров с истечением топлива по потоку и против потока воздуха.

В эксперименте микронасадком (диаметром 0,2 мм), устанавливаемом в координатнике, измерялись профили скоростных напоров на внешней и внутренней стенках сопла в сечении, близком к срезу (торцам). Суммарная величина толщин вытеснения импульса в пограничных слоях составляла $\delta_{\Sigma}^{**} = \delta_1^{**} + \delta_2^{**} = 0,3 \div 0,5$ мм и была пренебрежимо малой (примерно 10%) по сравнению с толщиной кромок сопел δ ($\delta = 5$ мм для сопел $d_c = 2$ мм, $\delta = 10$ мм при $d_c = 4$ мм и для плоских сопел $\delta = 3$ мм при $h_c = 0,41 \div 1,2$ мм).

В процессе экспериментов вдоль оси факела пламени через водоохлаждаемые насадки отбирались газовые пробы для химического анализа продуктов сгорания. Использовались высокоэнергетические газы (метан и водород) при $T_T^* = 300$ К. Температура воздуха могла варьироваться в диапазоне $300 \div 700$ К ($\Theta_a = 1 \div 0,44$). Большинство экспериментов проведено при дозвуковой скорости истечения водорода и частично — при сверхзвуковой скорости в изобарическом сечении при нерасчетном (недорасширенном) истечении из суживающихся сопел.

Топливная струя воспламенялась электроразрядом с напряжением на электродах 6,5 кВ с выводом из струи разрядника после ее зажигания. Факел стабилизировался на толстых кромках сопел в широком диапазоне скоростей воздуха и топлива (водорода).

Основные результаты исследований и их анализ. Экспериментальные исследования показали, что закономерности изменения длин факелов в реальных условиях смешения со стабилизацией пламени на кромках сопел сильно отличаются от закономерностей, рассчитанных по теории [11, 16] без учета влияния степени турбулентности воздуха и кромок сопел δ , когда в условиях расчета максимум длины факела соответствует соотношению $m_a = 1$. К сожалению, сравнить расчет с опытом при $\delta = 0$, $\epsilon_b = 0$ не представляется возможным, так как при $m_a > 0,03 \div 0,04$ (рис. 4), где наблюдается наибольшее расхождение, практически невозможно обеспечить стабилизацию пламени на острых кромках в турбулентном спутном потоке (при $T_b < 900$ К).

С толстыми кромками сопел ($\bar{\delta} = 2 \div 2,5$), когда реализуется весьма устойчивое горение пламени в широкой области скоростей воздуха ($w_e = 50 - 280$ м/с) и топлива (рис. 5), как при $\lambda_a < 1$, так и при $\lambda_a > 1$, длина пламени и длина зоны выгорания по химическому анализу (см. рис. 4) сильно уменьшаются с увеличением m_a и не зависят от абсолютных скоростей, диаметров сопел (при геометрически подобных кромках) и абсолютного давления окружающей среды p_n . Опытные данные обобщаются при $L_0 = \text{const}$ единой кривой (см. рис. 4), причем с уменьшением L_0 экстремум (максимум) длины факела смещается в сторону больших m_a (рис. 6) примерно в соответствии с соотношением

$$m_a^* \approx c_s = \frac{1}{1 + L_0} \quad (\epsilon_b > 0, \bar{\delta} \gg 0)$$

без нарушений монотонности при $\bar{\rho}_a m_a = 1$ и при $\bar{\rho}_a m_a^2 = \bar{q} = 1$ и практически не зависит (в условиях опыта) от ρ_a . В известных опытах [9] при малых L_0 , полученных разбавлением высокоэнергетических газов воздухом в форкамере и предварительным сжиганием их при $\Theta_a = 3 \div 4$, максимум \bar{l}_f находится в окрестности $m_a^* \approx 0,5$, что при $\bar{\rho}_a \approx \Theta_a \approx 4$ дает соотношение:

$$\bar{\rho}_a m_a^2 \approx \left(\frac{1}{1 + L_0} \right)^2 \bar{\rho}_a \approx 1$$

(при $\epsilon_b \approx 0,03$ и стабилизации пламени у кромок). В опытах [8] при $\epsilon_b \approx 0,01$ и малых L_0 экстремум совпадает с $m_a^* \approx 1$, а в настоящих опы-

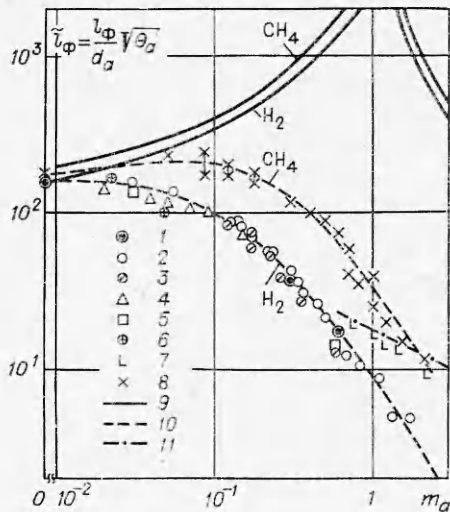


Рис. 4. Изменение длины пламени водорода и метана в спутном потоке.

1— $d_c = 2$ мм, $\bar{\delta} = 2,5$; 2— $d_c = 2$ мм, $\bar{\delta} = 2,5$; 3— $d_c = 2$ мм, $\bar{\delta} = 2,5$; 4— $d_c = 2$ мм, $\bar{\delta} = 1,5$; 5— $d_c = 4$ мм, $\bar{\delta} = 2,5$; 6— $d_c = 3$ мм, $\bar{\delta} = 0$; 7—опыты [14]; 8— $d_c = 2$ мм, $\bar{\delta} = 2,5$; 9—расчет по теории турбулентных струй ($\varepsilon_B = 0$, $\bar{\delta}_1^{**} + \bar{\delta}_2^{**} = 0$, $\bar{\delta} = 0$) методом интегральных соотношений; 10—эксперименты авторов; 11—расчет по [14]. Метод определения l_ϕ : 1, 7—химический анализ, 2÷6 и 8—фотографирование пламен. 1, 4, 5, 6, 8— $p_H = 100$ кПа; 2, 3— $p_H = 50$ кПа.

Рис. 5. Относительная длина пламени водорода в спутном дозвуковом потоке воздуха при $T_1^* = T_B^* = 300$ К, $\varepsilon_B = 0,1 \div 0,13$; $d_c = 2$ мм; $\bar{\delta} = 2,5$; А—срыв пламени; кривые—расчет по обобщенной кривой рис. 4 при w_B , м/с:

1—50, 2—100, 3—150, 4—200, 5—280.

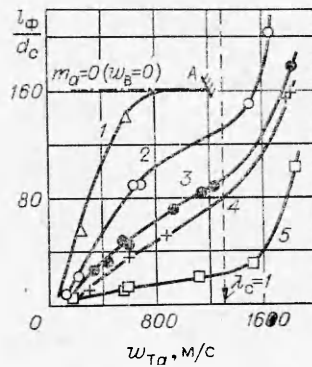
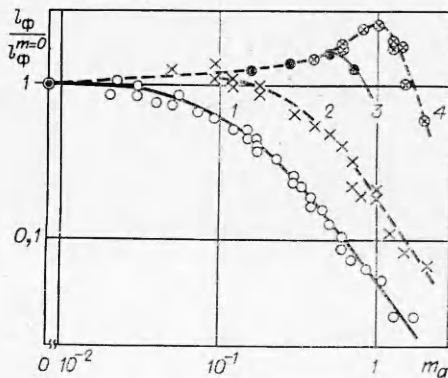


Рис. 6. Влияние параметра m_a на длины факелов газов, имеющих различающиеся стехиометрические коэффициенты L_0 , в условиях стабилизации на кромках.

1—водород ($L_0 = 34,5$); 2—метан ($L_0 = 17,2$); 3—смесь метана, пропана и воздуха в воздухе со стабилизацией кольцом ($L_0 \approx 1,4$) [9]. $\varepsilon_B \approx 0,03$; 4—смесь топлива с окислителем ($L_0 \approx 1,4$), $\varepsilon_B \approx 0,01$ [8].



тах при $L_0 = (17,2 \div 34,5)$ в условиях стабилизации (при его существовании) $m_a^* = 0,058 \div 0$, т. е. практически близок к $m_a = 0$. Уменьшение длины факела водорода наблюдалось с увеличением m_a так же в исследованиях [10] при $m_a = 0 \div 0,03$ и в опытах [14] при $m_a = 0,8 \div 2$, в сверхзвуковом спутном потоке ($M_b = 1,546$) в условиях самовоспламенения водорода. Полученные экспериментальные зависимости для водорода в диапазоне $m_a = 0 \div 2,5$ качественно совпадают с известными упомянутыми исследованиями, количественное же расхождение (см. рис. 4) можно объяснить различием ε_n и $\bar{\delta}$ (F_d), с увеличением которых сильнее уменьшается \bar{l}_ϕ при увеличении m_a : при $m_a = 0,8 \div 2$ в опытах [14] $\bar{l}_\phi / \bar{l}_\phi^{m=0} \sim 1 / \sqrt{\rho_a m_a}$; в настоящем исследовании для водорода и метана при $m_a > 0,2$, $\varepsilon_n = 0,1 \div 0,13$, $\bar{\delta} = 2,5 \div 2$ (см. рис. 4):

$$\bar{l}_\phi / \bar{l}_\phi^{m=0} \sim 1 / m_a \sqrt{\rho_a}$$

Это показывает, что для высококалорийных топлив (большие L_0) уменьшение \bar{l}_ϕ с увеличением m_a является типичным.

У водорода и метана с увеличением m_a сильно уменьшается длина факела. Так, при $m_a = 1$ длина факела водорода в 15 раз, а метана⁴ в 5 раз меньше, чем при $m_a = 0$ (см. рис. 6). Расхождение же с расчетом, проведенным при $\varepsilon_n = 0$, $\bar{\delta} = 0$ составляет $1 \div 2$ порядка в зависимости

от m_a при качественно противоположном влиянии m_a на \bar{l}_ϕ .

Увеличение относительной скорости спутного потока при горении струй высокоэнергетических газовых топлив является мощным средством интенсификации горения. Теоретически к этому заключению пришли еще авторы работы [24], но отсутствие экспериментальных доказательств, расходящихся с выводами теории турбулентных струй, долгое время не приводило к широкому практическому использованию в энергетических конструкциях режимов m_a , близких к единице, тем более, что эксперименты, проводимые с топливами, имеющими малые L_0 [8, 9] (низкокалорийные топлива), показывают действительно увеличение \bar{l}_ϕ с увеличением m_a . У углеводородных топлив и водорода $H_u \sim L_0$, поэтому переход на высококалорийные топлива одновременно связан с увеличением L_0 и изменением качественного влияния m_a на \bar{l}_ϕ в условиях обеспечения стабилизации пламени в турбулентном спутном потоке.

Из опытных зависимостей (см. рис. 4, 6) следует интересный вывод (подтверждающийся в практике) о том, что в области $m_a > 0,1$, при постоянном расходе топлива G_T через единичное сопло, абсолютная длина пламени для топлив с большими L_0 (водород, метан и т. п.)

$$l_\phi \sim d_a / m_a \sqrt{\rho_a} \sim d_a / \sqrt{\bar{q}_a} \sim G_T / W_b \rho_a d_a \sqrt{\rho_a},$$

где $\bar{q}_a = \rho_a m_a^2$ — относительный скоростной напор. Из этого соотношения следует, что для сокращения \bar{l}_ϕ целесообразно увеличивать диаметр сопла (уменьшая скорость), а также увеличивать скорость спутного потока w_b . С увеличением d_c при $\bar{\delta} = \text{idem}$ растет одновременно и устойчивость пламени.

Для плоской струи при конечной величине $b_a / 2h_a$ изменение длин факелов подобно осесимметричным, причем изменение «габаритных» длин факелов во встречном потоке ($m_a < 0$) происходит сильнее, чем в спутном⁵ при $|m_a| = \text{idem}$ (рис. 7). Кроме «габаритного» размера фа-

⁴ Устойчивость метанового пламени при $d_c = 2 \div 4$ мм, $\bar{\delta} = 2 \div 2,5$ выполняется при $w_T < 35$ м/с, $w_b < 30$ м/с.

⁵ Во встречном потоке при $p_n = 100 \div 50$ кПа не возникало проблемы устойчивости пламени, поэтому применялись сопла с относительно тонкими кромками ($\bar{\delta} < 0,5$).

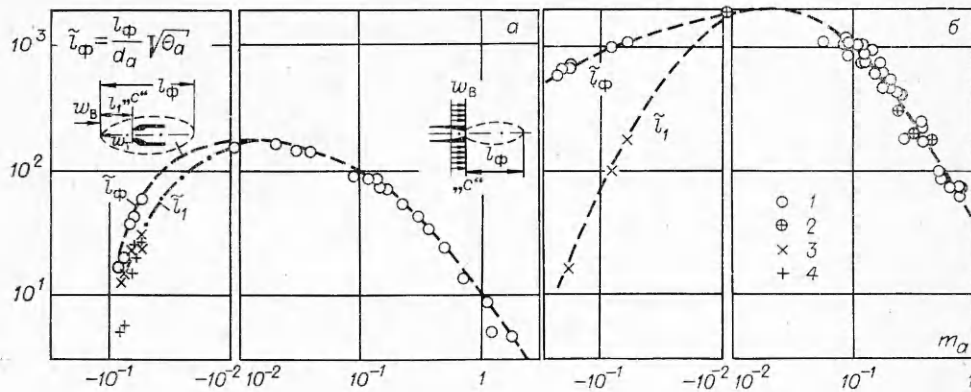


Рис. 7. Закономерности изменения длины факела водорода в слутном и встречном ($m_a < 0$) турбулентном потоке воздуха ($\varepsilon_B = 0,1-0,13$).

а) осесимметричные сопла; б) плоские сопла с конечным размахом: встречная струя при $b_a/2h_a = 90$; пристеночная слутная струя при $b_a/2h_a = 31/0,4 = 75$ (1) и $b_a/h_a = 31/1,2 = 26$ (2), (экспериментальные точки приведены к одним условиям по подогреву $\theta_a = idem$), 3 — \tilde{l}_1 , 4 — $(\tilde{l}_\Phi - \tilde{l}_1)$.

кела пламени при встречном смешении измерялась величина вылета пламени против воздушного потока \tilde{l}_1 , необходимая для правильного размещения сопел в каналах и расчета выгорания топлива вдоль пути горения x_r .

Сравнение относительных размеров факелов пламен показывает (см. рис. 7), что из-за худшего смешения плоское пламя при малых m_a много больше осесимметричного (при $m_a = 0$ примерно на порядок). С увеличением m_a разница \tilde{l}_Φ плоского (при $b_a/2h_a < 100$) и осесимметричного факела сокращается. При $2h_a \ll d_a$ в условиях больших m_a может оказаться в конструкциях предпочтительным (по абсолютной длине факела) применение плоских сопел с малыми щелями.

Максимум длины факела водорода в условиях стабилизации пламени на кромках (в условиях его существования) во всех случаях широкого диапазона $m_a \geq 1$ соответствует затопленному пламени ($m_a \approx 0$).

Выгорание топлива вдоль факела пламени

Выгорание топлива вдоль диффузионного пламени может быть определено по кривой $\eta_r = f(x/x_r)$ (рис. 8), рассчитанной методом интегральных соотношений [16] при условиях, что в каждой точке поля факела в зонах $\alpha < 1$ тепловыделение соответствует локальному α , $Q_{\max}/H_u = \alpha$. Эта зависимость в грубом приближении оказывается справедливой для различных топлив ($L_0 = \text{var}$, $\rho_a = \text{var}$), горящих как в неограниченном, так и в ограниченном пространстве [25]. Однако при горении факела в канале при $\alpha_k \geq \tilde{\alpha}_\Phi \approx 2,5$ ограниченность пространства (с точностью до влияния продольных градиентов давления) не препятствует смешению, так как факел может закончиться до соприкосновения границ струи со стенками.

При горении факела в канале при лимитированном коэффициенте избытка воздуха, когда α_k меньше среднего значения α в конце свободного факела ($\alpha = \tilde{\alpha}_\Phi$), на смешение сказывается ограниченность пространства (недостаток окислителя), и факел при слутном смешении увеличивается примерно в соответствии с зависимостью

$$\bar{x}_{ГК} \approx \bar{l}_\Phi \frac{\tilde{\alpha}_\Phi}{\alpha_k^V},$$

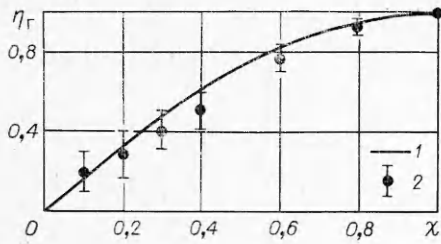


Рис. 8. Зависимость средней полноты сгорания топлива от величины $\chi = x/\bar{x}_r$ для различных топлив ($L_0 = \text{var}$). 1 — расчет методом интегральных соотношений [16]; 2 — опытные данные (с доверительным интервалом).

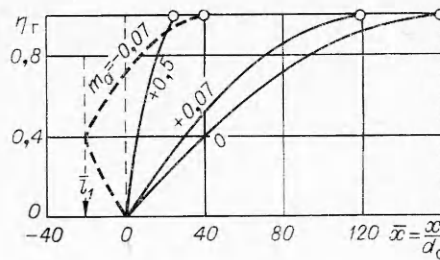


Рис. 9. Выгорание водорода вдоль оси неограниченной струи при встречном и спутном смешении (дозвуковое истечение топлива), точки — конец факела.

где $\nu = 1$ при $\alpha_k > 1$ и $\nu = -1$ при $\alpha_k < 1$; l_ϕ — относительная длина свободного факела. При $\alpha_k < 1$ факел замыкается на стенку, и с уменьшением α_k смешение в канале улучшается. В этом случае, как известно [25], при фиксированной длине канала l_k изменяется величина $\chi = l_k/l_\phi$ и имеется минимум полноты сгорания при $\alpha_k = 1$.

При спутном смешении $x_r = l_\phi$. При встречном смешении, когда смешение происходит сначала на длине вылета l_1 , а затем при обратном движении на длине «габаритного» размера пламени l_ϕ (см. рис. 7), длина «выпрямленного» пути горения суммируется: $x_r = |l_1| + |l_\phi|$. Зная из эксперимента l_ϕ и l_1 по кривой выгорания (см. рис. 8), подтверждаемой опытом [26], можно приблизительно определить выгорание топлива вдоль относительной длины (рис. 9). При спутном смешении полнота сгорания по длине факела определяется по $\chi = \bar{x}/\bar{x}_r$ для свободного потока или по $\chi = \bar{x}/\bar{x}_{r1}$ для ограниченного потока по одной и той же зависимости $\eta_r = f(\chi)$ (см. рис. 8).

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что при диффузионном горении струй высокоэнергетических топлив (типа водород, метан и т. п.), имеющих большие стехиометрические коэффициенты, в условиях стабилизации пламени на толстых кромках сопел ($\bar{\delta} = 2 \div 2,5$) наблюдается сильная интенсификация смешения и диффузионного горения с увеличением относительной скорости спутного ($m_a > 0$) или встречного ($m_a < 0$) потока воздуха при максимуме длины факела, соответствующего примерно $m_a = 0$.

На основании экспериментальных исследований закономерностей изменения длин факелов выявлены некоторые типичные закономерности их изменения и предложен приближенный метод расчета полноты сгорания в спутном и встречном потоке окислителя $\eta_r = f(\bar{x})$ по кривой выгорания $\eta_r = f(\chi)$, длине факела \bar{l}_ϕ и вылету пламени во встречный поток \bar{l}_1 .

Авторы благодарны Е. Д. Свердлову и Н. С. Лошенковой за помощь, оказанную в экспериментальных исследованиях горения топлива во встречном воздухе, а также А. Н. Секундову, С. Ю. Крашенинникову, и проф. В. А. Сосунову за полезные обсуждения основных результатов исследований.

Поступила в редакцию
22/XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10, с. 107.
2. В. Гаусорн, Д. Уиделл, Г. Хоттел.— В сб.: Вопросы горения. М., Мир, 1953, с. 146.
3. В. К. Баев, П. П. Кузнецов и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 485.

4. Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов. ФГВ, 1970, 6, 4, 495.
5. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1974, 27, 6.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 1, 30.
7. А. Л. Сурис, Е. В. Фланкин, С. Н. Шорин. ФГВ, 1977, 13, 4, 539.
8. В. Б. Рutowский. Изв. вузов. Авиационная техника, 1967, 1, 78.
9. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., Энергия, 1968.
10. В. К. Баев, М. Г. Кталхерман, В. А. Ясаков.— В сб.: Исследование горения газообразных топлив. Новосибирск, ИТПМ, СО АН СССР, 1977.
11. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
12. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
13. А. Ферри.— В сб.: Проблемы полета с большими скоростями. М., ИЛ, 1960.
14. A. Feggi. J. of The Royal Aeronautical Society, 1964, 68, 645, 575.
15. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черногловка, ОИХФ АН СССР, 1977.
16. Ю. М. Аннушкин. Диффузионное горение газообразных топлив в неограниченном пространстве. Тр. ЦИАМ, № 857, 1979.
17. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., Машиностроение, 1969.
18. А. Я. Черкез. Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1962, 5.
19. Ю. М. Аннушкин, Е. Д. Свердлов. ФГВ, 1978, 14, 5.
20. С. И. Аверин, И. Д. Семикин. Изв. вузов. Черная металлургия, 1962, 12, 162.
21. А. С. Телегин, Б. И. Китаев.— В сб.: Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах. М., Металлургиздат, 1951.
22. В. В. Богданов, В. Г. Гурылев, А. К. Трифонов. Уч. зап. ЦАГИ, т. VIII, № 3, 1977.
23. Ю. А. Иванов, С. Ю. Крашенинников. Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, 3, 90.
24. С. И. Аверин, И. Д. Семикин. Изв. вузов. Черная металлургия, 1965, 10, 146.
25. Ю. М. Аннушкин, Л. Н. Дружинин, В. А. Сосунов.— В сб.: Ф. А. Цандер и современная космонавтика. М., Наука, 1976.
26. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 4, 687.

К ТЕОРИИ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

А. П. Алдушин, Б. С. Сеплярский, К. Г. Шкадинский

(Черногловка)

Реализация процесса синтеза тугоплавких нитридов в режиме горения [1] вызвала постановку задачи о распространении фронта экзотермического взаимодействия частиц пористой среды с газообразным реагентом [2]. Новым элементом, определяющим специфику рассматриваемой волны горения, является саморегулируемый фильтрационный поток окислителя в зону реакции, где происходит поглощение газа. В зависимости от схемы организации процесса, а также от соотношения проницаемостей исходной среды и продуктов горения подвод газообразного реагента может осуществляться как навстречу, так и вслед движущемуся фронту. Случай встречной фильтрации анализировался в [2, 3]. В настоящей работе исследуется распространение волны реакции при спутной и двусторонней фильтрации окислителя.

1. Рассматривается полубесконечная пористая среда, частицы которой могут вступать в экзотермическую реакцию с газообразным окислителем, образуя конденсированный продукт с пористой структурой. После подачи теплового импульса на границу раздела пористая среда — окислитель (содержание примеси полагается пренебрежимо малым) реакция распространяется по исходному веществу в виде волны горения.