

ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Lovachev, V. S. Babkin a. o. Comb. and Flame, 1973, 20, 259.
2. Le Chatelier. Ann. mines, 1891, 19, 8, 388.
3. H. F. Coward, G. W. Jones. US Bur. Mines Bull., 1952, 503.
4. В. А. Бунев, В. С. Бабкин. ФГВ, 1973, 9, 4, 605.
5. Y. Nagai. J. Soc. Chem. Ind. Japan, 1930, 33, 210.
6. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. В сб. «Ингибирование цепных газовых реакций». Алма-Ата, 1971.
7. R. F. Simmons, N. Wright. Comb. and Flame, 1972, 18, 203.
8. A. G. Egerton. Fourth Symposium (International) on Combustion. Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
9. R. F. Simmons, H. G. Wolfhard. Trans. Farad. Soc., 1955, 51, 1211.
10. W. Devecchi. Kohlenwasserstoffgase, 1967, 2, 3, 83.
11. T. Numano, T. Kitagawa. J. Chem. Soc. Japan, Ind. Chem. Sec., 1962, 65, 9, 1351.
12. A. G. White. J. Chem. Soc., 1925, 127, 48.
13. C. P. Fenimore. The International Encyclopedia of physical Chemistry and chemical Physics, 1964, 19, 5, 78.
14. Н. Н. Норкин, Г. Д. Специ. Третье Всесоюзное совещание по теории горения. Т. 1. М., 1960.

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ СПУТНОЙ СКОРОСТИ НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

В. К. Баев, В. А. Ясаков

(Новосибирск)

Общая зависимость длины диффузионного пламени L от параметров потока топлива и окислителя, следующая из квазиодномерного анализа, получена в работе [1]:

$$\bar{L} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{(1 + \alpha L_0) \left(1 + \sigma L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u \cdot \psi}{i_0^*} \right) \sigma \frac{\mu_0 c_p}{\mu c_p} \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_0^2}{\kappa + \frac{\kappa - 1}{2} M^2}}{1 + \frac{1}{\kappa M_0^2} \frac{\sigma - 1}{\sigma} + m \alpha L_0 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(i - \frac{\rho}{\rho_0} \right) \frac{C^2 \bar{L}^3}{3 Fr}}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность; $\tilde{\rho}$ — некоторая характерная плотность; μ — молекулярный вес; H_u — теплотворная способность топлива; i^* — энтальпия торможения; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; κ — показатель адиабаты; α — коэффициент избытка воздуха; L_0 — стехиометрический коэффициент; ψ — коэффициент полноты сгорания; σ — коэффициент нерасчетности истечения; M — число Маха; $m = \frac{u_1}{u_0}$ — отношение скоростей окислителя и горючего; C — коэффициент, характеризующий расширение струи; $\bar{L} = \frac{L}{d}$ — относительная длина пламени; d — диаметр сопла; 0 — относится к горючему; 1 — к окислителю; $Fr = \frac{u_0^2}{d_0 g}$ — критерий Фруда (u_0 — скорость истечения топлива; d_0 — диаметр топливного сопла; g — ускорение свободного падения). Подробному анализу влияния подъемных сил на длину ламинарных и турбулентных

диффузионных пламен посвящена работа [2]. В настоящей работе исследуется влияние спутного потока на длину диффузионного пламени.

Как следует из (1), на длину пламени одновременно влияет несколько факторов, в частности подъемная сила. Однако элементарная оценка показывает, что наличие уже небольшой спутной скорости существенно сглаживает влияние подъемной силы. Так, для водорода, например, при $\alpha=1$ и $m = \frac{u_1}{u_0} \cong 0,03$ влияние спутного потока оказывается таким же, как влияние подъемных сил при числе $Fr \approx 10^6$ (при $M_0 \rightarrow 0$ и $\psi=1$). Поэтому в практически важных случаях для газов с большим L_0 при $M_0 \rightarrow 0$ и $\psi=1$ формула (1) может быть применена в существенно упрощенном виде

$$\bar{L} = \frac{i}{C} \sqrt{\frac{\left(1 + \alpha L_0 \frac{\rho_1}{\rho_0} + \frac{H_u}{i_0}\right) (1 + \alpha L_0)}{1 + \alpha L_0}}, \quad (2)$$

причем коэффициент C может зависеть от параметров спутности.

Относительное влияние спутного потока на длину диффузионного пламени удобно характеризовать отношением \bar{L}_m (длина пламени при $m \neq 0$) к \bar{L} (то же при $m=0$). Это отношение при $Fr \rightarrow \infty$

$$\frac{\bar{L}_m}{\bar{L}} = \frac{C}{C_m} \sqrt{\frac{1}{1 + \alpha L_0}}. \quad (3)$$

Здесь и ниже C — численное значение константы C в (1) при $m=0$, C_m — численное значение константы C в (1) при $m \neq 0$.

Зависимости (1) — (3) получены в предположении о безграничности спутного потока. Вместе с тем условия организации процесса горения в коаксиальных струях зачастую не позволяют считать внешний поток неограниченным. Внешний поток окислителя можно считать безграничным в том случае, если его часть, смешавшаяся с топливом к моменту полного выгорания последнего (и составляющая αL_0 от расхода топлива), не оказывается затронутой слоем смешения внешнего потока с окружающей средой.

Условие стехиометрического соотношения расходов топлива и окислителя

$$\frac{1}{L_0} \frac{\rho_1 u_1}{\rho_0 u_0} \left[\left(\frac{d_1}{d_0} \right)^2 - 1 \right] = 1 \quad (4)$$

дает предельную границу влияния ограниченности спутного потока. В действительности правая часть в (4) должна быть существенно больше единицы.

Если при выводе уравнения (1) учесть ограниченность спутного потока в уравнении импульсов и считать, что истечение коаксиальных струй топлива и окислителя происходит в пространство, заполненное покоящимся окислителем, то нетрудно показать, что влияние спутной скорости будет описываться следующей зависимостью:

$$\frac{\bar{L}_m}{\bar{L}} = \frac{C}{C_m} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} m^2 \left[\left(\frac{d_1}{d_0} \right)^2 - 1 \right]}}. \quad (5)$$

Зависимость, аналогичная (5), была получена в [3] на основании анализа экспериментальных данных Л. А. Вулиса и сотрудников по смешению коаксиальных струй.

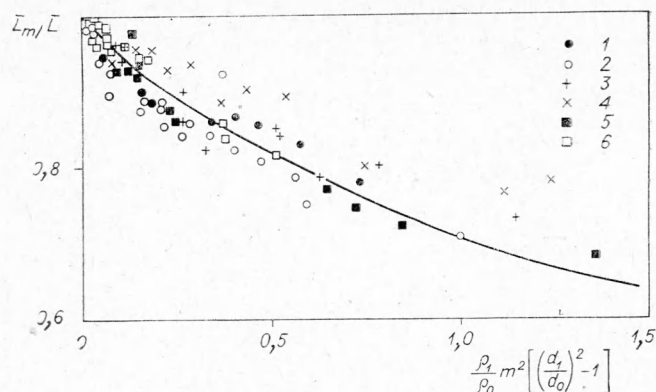


Рис. 1. Длина пламени газообразных топлив в спутном потоке конечных размеров (кривая — расчет по формуле (5)). Эксперимент, H_2 — данные авторов: 1 — $d_0=1,2$ мм, $d_1=36$ мм, 2 — $d_0=2,0$ мм, $d_1=36$ мм, 3 — $d_0=3,0$ мм, $d_1=36$ мм; CH_4 по данным [3]: 4 — $d_0=8$ мм, $d_1=15,5$ мм, 5 — $d_0=10$ мм, $d_1=27,5$ мм, 6 — $d_0=10$ мм, $d_1=98,5$ мм.

Экспериментальное исследование по влиянию скорости спутного потока на длину пламени водорода было проведено на установке, представляющей собой систему двух коаксиальных струй. Центральная струя водорода истекала из сопла, диаметр которого изменялся в экспериментах от 1 до 5 мм. Внешнее сопло для организации спутного потока имело диаметр 36 мм. Срезы сопел совпадали. Расходы сред измерялись при помощи стандартных диафрагм; при малых расходах величина

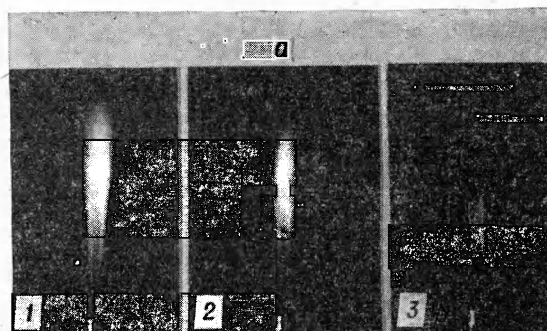


Рис. 2. Влияние спутного потока на конфигурацию пламени; $d_0 = 4,32$ мм; $d_1 = 36$ мм; $u_1 = 10$ м/с.

а) прямые фотографии пламени при m равном 0,03 (1), 0,044 (2) и 0,12 (3); б) результаты фотометрирования негативов.

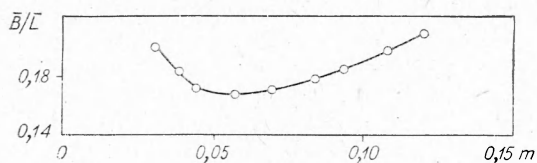
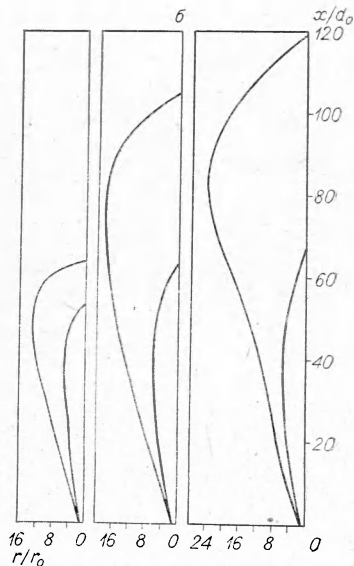


Рис. 3. Влияние спутного потока на отношение максимальной ширины пламени к его длине.



скорости на срезах как центрального, так и внешнего сопла контролировалась трубкой полного давления, соединенной с V-образным манометром. Профиль скорости спутного потока на срезах сопла была равномерным с точностью до 2%. Толщина пограничного слоя на внешней стороне центрального сопла составила $\sim 1,2$ мм, а на внутренней стороне сопла для организации спутного потока она

составила 1,5 мм. Профиль скорости на срезе центрального сопла в силу малости последнего не измерялся.

Длина пламени определялась по фотометрированию негативов. Результаты опытов приведены на рис. 1—4. Данные рис. 2 и 3 по гео-

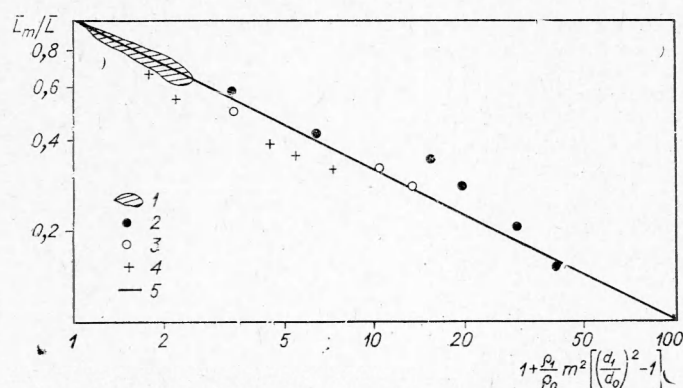


Рис. 4. Влияние спутной скорости на длину диффузионных пламен по данным работы [4].

1 — область экспериментальных данных (настоящая работа); 2 — $d_0 = 4,3 \div 14,5$ мм, $d_1 = 35$ мм; 3 — $d_0 = 6 \div 12,5$ мм, $d_1 = 49$ мм; 4 — $d_0 = 4,3 \div 12,5$ мм, $d_1 = 65$ мм; 5 — зависимость (5) при $\frac{C}{C_m} = 1$.

метрии пламен водорода в спутном потоке свидетельствуют о примерно одинаковом угле расширения пламени при различных m и, соответственно, о примерно постоянном отношении максимальной ширины пламени \bar{B} к его длине. На рис. 4 приведены результаты обработки данных работы [4], полученные при истечении коаксиальных струй с примерно стехиометрическим соотношением расходов в среду, заполненную продуктами сгорания (топочное пространство). Очевидно, что и в этом случае соотношение (5) может быть использовано, однако для расчета абсолютной длины пламени необходимо учесть, что истечение происходит в среду с меньшей плотностью, и поэтому дальность струй и, следовательно, пламени, должна быть увеличена примерно в корень квадратный из отношения плотностей окислителя (или смеси) и продуктов сгорания.

Условия организации эксперимента (стабилизация пламени при истечении в продукты сгорания) позволили авторам [4] получить данные в более широком диапазоне изменения параметра $\frac{\rho_1}{\rho_0} m^2 \left[\left(\frac{d_1}{d_0} \right)^2 - 1 \right]$ по сравнению с описанными выше опытами.

Поступила в редакцию
23/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, П. П. Кузнецов и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
2. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1974, 10, 6 (в печати).
3. Д. Греков, И. Йордаке. Rev. Roum. Sci. Tech.—Electrotech. et Energ. 1966, 11, 1.
4. Б. С. Сорока, А. Е. Еринов. В сб. «Теория и практика сжигания газа», под ред. к. т. н. А. С. Иссерлина. Л., «Недра», 1972.