

тивность окиси углерода при ее использовании в качестве возбуждающего газа в смеси с азотом: из данных рис. 14 (для смеси 1  $E_0=50$  мДж, для чистой закиси азота  $E_0=10$  мДж) следует, что эффективность работы системы на смешении падает примерно вдвое при замене половины азота на CO.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные наглядно иллюстрируют степень влияния различных молекулярных добавок на эффективность работы газодинамического лазера с селективным возбуждением. Вместе с приведенной ранее сравнительной оценкой эффективности газодинамической модели, в которой для получения инверсии используется турбулентное смешение сверхзвукового потока нагретого и затем «замороженного» азота со звуковой струей смеси углекислого газа и гелия в условиях непрерывного расширения и дальнейшего «замораживания». Эти данные подтверждают высокую степень устойчивости и эффективности выбранной схемы работы газодинамического лазера.

Авторы глубоко признательны П. И. Беломестнову за помощь в подготовке эксперимента и Ю. А. Якоби за полезные обсуждения и рекомендации.

Поступила в редакцию  
18/III 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 436.
2. Е. Т. Геггу. IEEE Spectrum, 1970, 7, 51.
3. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1967, 37, 339.
4. Е. Е. Wisniewski, M. E. Fein, a. o. Appl. Phys. Lett., 1968, 12, 257; 1969, 14, 337.
5. R. Bronfin, L. R. Boedeker, J. P. Cheyeg. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 214.
6. V. N. Croshhk, R. I. Soloukhin, P. Wolanski. Optics Communications, 1972, 6, 275; Proc. Ninth Intern. Shock Tube Symp., Ed. D. Bershad, W. Griffith, p. 167, Stanford, 1973.
7. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1973, 211, 829.
8. J. P. E. Tagap, M. Charpenel, R. Borgihi. Proc. AIAA Specialist Meeting on GDL, p. 1, Palm Springs, 1973; AIAA Paper № 70—622.
9. В. Н. Карюшин, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1972, 8, 2, 163.
10. R. Borgihi, M. Charpenel Astron. Acta, 1972, 17, 833.
11. J. Milewski, M. Buijne, a. o. Bull. Acad. Polon. Sci., 1972, 20, 73.
12. J. D. Anderson. Phys. Fluids, 1970, 13, 1983; 1971, 14, 2620; Proc. IEEE, 1971, 59, 651.
13. Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби. ПМТФ, 1974, 3.
14. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин, ФГВ, 1973, 9, 3, 352.
15. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1971, 5, 24.
16. G. Lee, F. E. Gowen. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 237; AIAA J., 1972, 10, 65.
17. P. V. Avizonis, D. R. Dean, R. Grotbeck. Appl. Phys. Lett., 1973, 23, 375.
18. С. А. Лосев, В. Н. Макаров, и др., ФГВ, 1973, 9, 4.
19. Г. В. Гембаревский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов. ПМТФ, 1973, 4.
20. V. B. Biopadonna, W. H. Christiansen. Proc. Ninth Intern. Shock Tube Symp., Ed. D. Bershad, W. Griffith, p. 173, Stanford, 1973.
21. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1972, 207, 912.

УДК 536.46

#### О ДЛИНЕ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН

В. К. Баев, П. П. Кузнецов, И. А. Могильный,  
П. К. Третьяков, В. А. Ясаков

(Новосибирск — Подольск)

Вопрос о длине диффузионных пламен вследствие его практической важности является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Приводимая в статье библиография не претендует на полноту.

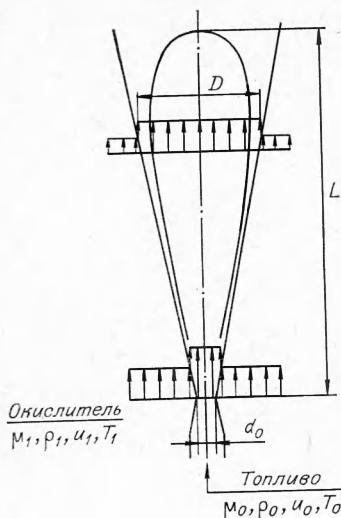


Рис. 1. Схема течения.

В принципе турбулентное горение непрерыванных газов является весьма сложным с физической точки зрения процессом. Тем не менее использование представления о смешении как об определяющей стороне процесса оказалось весьма полезным [1—4]. Во многих случаях с приемлемой для практики точностью может быть произведен расчет течения в диффузионном пламени в предположении о бесконечной скорости реакции [3—5]. Вместе с тем уже давно отмечено в экспериментах влияние подъемных сил на длину «свободных» пламен, т. е. диффузионных пламен, возникающих при истечении струи топлива в покоящийся окислитель (воздух) в поле силы тяжести [6]. Позже было опубликовано несколько работ, в которых проводился приближенный анализ влияния подъемных сил на длину «свободного» пламени [7—10]. Влияние спутной скорости на длину пламени, как правило, рассматривалось независимо от влияния подъемных сил [4, 11].

На длину диффузионного пламени кроме указанных выше факторов влияют также условия истечения, температура окружающей среды и, конечно, вид топлива. Если же речь идет об анализе экспериментальных данных, то необходимо также учитывать условия проведения эксперимента, например, при исследовании влияния спутного потока — размеры последнего.

С формальной или, точнее, математической точки зрения трудность анализа одновременного влияния различных факторов заключается в трудности или невозможности численного решения полной системы дифференциальных уравнений, не говоря уже о возможности получения аналитических решений в общем случае. Кроме того, сами дифференциальные уравнения для описания турбулентных реагирующих потоков являются приближенными или, по крайней мере, включают в себя априорные модели турбулентного массообмена.

Поэтому представляется целесообразным прибегнуть к упрощенной схеме течения, позволяющей использовать уравнения сохранения в интегральной форме, с тем, чтобы определить вид зависимости длины диффузионных пламен от указанных выше факторов в критериальном виде. Точность анализа в данном случае зависит от соответствия схемы течения действительному процессу, а ограничений на диапазоны изменения параметров течения не накладывается. В количественном отношении полученные зависимости должны корректироваться экспериментом.

**Схема течения (рис. 1).** 1. Струя топлива является квазидномерной, т. е. распределение параметров в поперечных сечениях струи равномерное.

2. Диаметр струи в сечении  $x$  есть

$$\bar{D} = 1 + C \cdot \bar{x},$$

что при  $C = \text{const}$  соответствует прямолинейным границам. Обычно длина пламени такова, что  $C \cdot \bar{x} \gg 1$ , поэтому ниже будем считать, что

$$\bar{D} = C \cdot \bar{x}.$$

3. Выгорание топлива вдоль оси  $x$  определяется смешением в том смысле, что выгорание определяется присоединением к струе массы окислителя. При бесконечной скорости реакции (в силу предположения 1) горение должно заканчиваться в сечении  $x$ , где  $\alpha = 1$ . В действительности из-за неоднородности потока в поперечных сечениях и из-за конеч-

ной скорости реакции выгорание топлива заканчивается при некотором значении  $\alpha = \text{const}$  в сечении  $x=L$ .

Уравнение количества движения

$$(p_0 - p_1) F_0 + \frac{G_1 u_1}{g} + g (\rho_1 - \tilde{\rho}) V + \rho_0 u_0^2 F = \rho u^2 F,$$

где  $G$  — массовый расход окислителя, присоединенный к струе топлива в сечении  $x$ , кг/с;  $V$  — объем струи на участке  $0 \div x$ , м<sup>3</sup>;  $\rho$  — средняя плотность в объеме  $V$ .

Очевидно, что коэффициент избытка воздуха в сечении  $x$  определяется соотношением

$$\frac{G_1}{g \rho_0 u_0 F_0} = \alpha L_0.$$

С учетом принятых обозначений получаем

$$1 + \frac{\sigma - 1}{\chi M_0^2 \sigma} + \alpha L_0 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho_1}\right) \frac{gV}{u_0^2 F} = (1 + \alpha L_0) \frac{\rho_0 F_0}{\rho F}. \quad (1)$$

В соответствии с принятыми выше предположениями

$$\frac{F}{F_0} = (1 + Cx)^2 \approx C^2 x^2.$$

Полагая, что форма объема  $V$  — круговой конус с площадью основания  $F$  и высотой  $x$ , имеем

$$V = \frac{1}{3} F x d_0,$$

тогда член, учитывающий подъемные силы, приближенно может быть записан как

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho_1}\right) \frac{gV}{u_0^2 F} = \frac{1}{3} \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho_1}\right) \frac{C^2 x^3}{Fr}. \quad (2)$$

Здесь  $Fr = \frac{u_0^2}{d_0 \cdot g}$  — критерий Фруда.

Для нахождения отношения плотностей используем уравнение энергии

$$i_0^* + \alpha L_0 i_1^* + H_u \Psi = (1 + \alpha L_0) \cdot i^*.$$

Если газы идеальные и давление в сечении  $\bar{x}$  равно давлению в спутном потоке, т. е.  $p = p_1$ , то

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\sigma} \frac{\mu C_p}{\mu_0 C_{p0}} \cdot \frac{i_0^*}{i_1^*} \cdot \frac{1 + \frac{\chi - 1}{2} M^2}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_0^2}.$$

Тогда, учитывая уравнение энергии, получаем

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \sigma \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \cdot \frac{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M^2} \cdot \frac{1 + \alpha L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u \Psi}{i_0^*}}{1 + \alpha L_0}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1) и учитывая (2), имеем

$$1 + \frac{\sigma - 1}{\sigma} \frac{1}{\chi M_0^2} + m \alpha L_0 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho}\right) \frac{C^2 x^3}{Fr} =$$

$$= \sigma \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \cdot \frac{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M^2} \cdot \frac{(1 + \alpha L_0)}{C^2 \bar{x}^2} \left( 1 + \alpha L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u \Psi}{i_0^*} \right),$$

откуда, полагая  $\bar{x} = L$ , для длины пламени  $L$  получаем следующее выражение:

$$\bar{L} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{(1 + \alpha L_0) \left( 1 + \alpha L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u \Psi}{i_0^*} \right) \sigma \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \frac{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\chi - 1}{2} M^2}}{1 + \frac{1}{\chi M_0^2} \frac{\sigma - 1}{\sigma} + m \alpha L_0 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left( 1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho} \right) \frac{C^2 \bar{L}^3}{3 Fr}}}. \quad (5)$$

Формула (5) не разрешена относительно  $\bar{L}$ , но тем не менее позволяет легко проследить характер влияния спутности ( $m$ ), нерасчетности истечения ( $\sigma$ ), сжимаемости ( $M$ ), подъемных сил ( $Fr$ ), физико-химических параметров топлива и окислителя ( $L_0$ ,  $H_u$ ), отношения температур и плотностей ( $i_1^*/i_0^*$ ;  $\mu_0/\mu$ ) на длину пламени. Можно также проследить, как влияет процесс смешения на длину пламени, варьируя  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\Psi$ .

Длину пламени естественно определить таким образом, что при  $x = L$   $\Psi = 1$ , если нет оснований полагать, что по каким-либо причинам полное сгорание не может быть достигнуто. Значения коэффициентов  $C$  и  $\alpha$  трудно задать априори достаточно точно, хотя приближенные значения могут быть указаны на основании имеющихся экспериментальных данных.

В настоящей работе вопрос о влиянии спутной скорости на длину пламени не обсуждается. Он будет предметом рассмотрения в следующей публикации. Заметим лишь, что влияние спутной скорости соответствует (5) и эксперименту при условии проведения опытов в неограниченном спутном потоке с учетом подъемных сил и других упомянутых выше факторов.

Рассмотрим следующие случаи:

1.  $Fr \rightarrow 0$ ;  $\sigma = 1$ ;  $m = 0$ ;  $\Psi = 1$ .

$$\bar{L} = \frac{1}{C} \sqrt{\frac{(1 + \alpha L_0) \left( 1 + \alpha L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u}{i_0^*} \right) \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \cdot \frac{\tau(M_0)}{\tau(M)}}{1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left( 1 - \frac{\tilde{\rho}}{\rho} \right) \frac{C^2 \bar{L}^3}{3 Fr}}}. \quad (6)$$

Единицей в знаменателе можно пренебречь и разрешить уравнение относительно  $L$ :

$$\bar{L} = \frac{1}{C^{4/5}} \left\{ 3 (1 + \alpha L_0) \left( 1 + \alpha L_0 \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u}{i_0^*} \cdot \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \frac{\tau(M_0)}{\tau(M)} \frac{\rho_0}{\tilde{\rho}} Fr \right)^{1/5} \right\}. \quad (7)$$

2.  $Fr \rightarrow \infty$ ;  $\sigma = 1$ ;  $m = 0$ ;  $\Psi = 1$ .

Подъемными силами можно пренебречь и, следовательно,

$$\bar{L} = \frac{1}{C} \sqrt{\left( 1 + \alpha L_0 \cdot \frac{i_1^*}{i_0^*} + \frac{H_u}{i_0^*} \right) \frac{\mu_0 C_{p0}}{\mu C_p} \cdot \frac{\tau(M_0)}{\tau(M)}}. \quad (8)$$

3.  $Fr \rightarrow \infty$ ;  $\sigma \leq 1$ ;  $m = 0$ ;  $\Psi = 1$ .

При прочих равных условиях длина пламени при нерасчетном истечении топливной струи от длины пламени при расчетном истечении отличается в  $\sqrt{\frac{\sigma}{1 + \frac{1}{\sigma M_0^2} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma}}}$  раз. При малых скоростях истечения, оче-

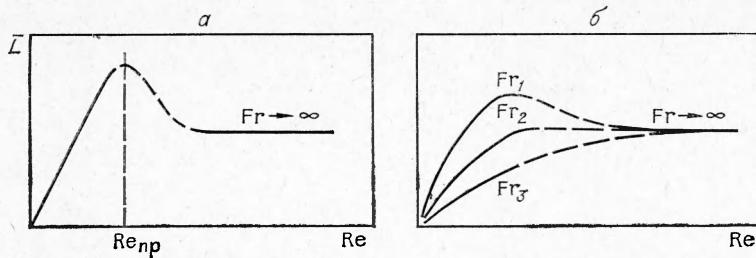


Рис. 2. Зависимость длины диффузионного пламени от числа  $Re$ .

видно,  $\sigma \rightarrow 1$ ,  $M_0 \rightarrow 0$  и тем более  $M \rightarrow 0$ , хотя при обработке экспериментальных данных отличие  $M_0$  от 0 следует учитывать. Поэтому, если используются параметры торможения струи, то целесообразно приводить экспериментальные данные к случаю  $M_0 \rightarrow 0$ . Коэффициент  $C$ , учитывающий расширение струи, не является постоянной величиной. Это особенно существенно при низких числах  $Re$ . Так для ламинарного течения можно положить, что

$$C \sim \frac{1}{\sqrt{Re_x}}, \quad (9)$$

так как при этом естественно предположить, что  $M_0 \rightarrow 0$ ,  $\sigma = 1$ , то длина ламинарного диффузионного пламени в отсутствии подъемных сил

$$\bar{L} \sim Re.$$

При наличии подъемных сил

$$\bar{L} \sim Re^{2/3} Fr^{1/3} \sim u^{4/3} d_0^{1/3}.$$

Качественная зависимость  $\bar{L}$  от  $Re$  в отсутствии подъемных сил изображена на рис. 2, а, а при наличии подъемных сил — на рис. 2, б. Характер кривых в переходной области (от ламинарного до развитого турбулентного течения) зависит от значений соответствующих чисел  $Re$  и от характера изменения  $C$ . Если в соответствии с экспериментальными данными [12] принять, что переход от ламинарного пламени к турбулентному начинается при числе  $Re_x = 3000$  (вычисленному по параметрам в конце пламени), то максимально возможная длина ламинарного пламени больше длины турбулентного пламени (при  $Fr \rightarrow \infty$ ) в 1,74 раза и не зависит от вида топлива.

В действительности длины ламинарных пламен экспериментально определяются зачастую в условиях, когда нельзя считать  $Fr \rightarrow \infty$ , осо-

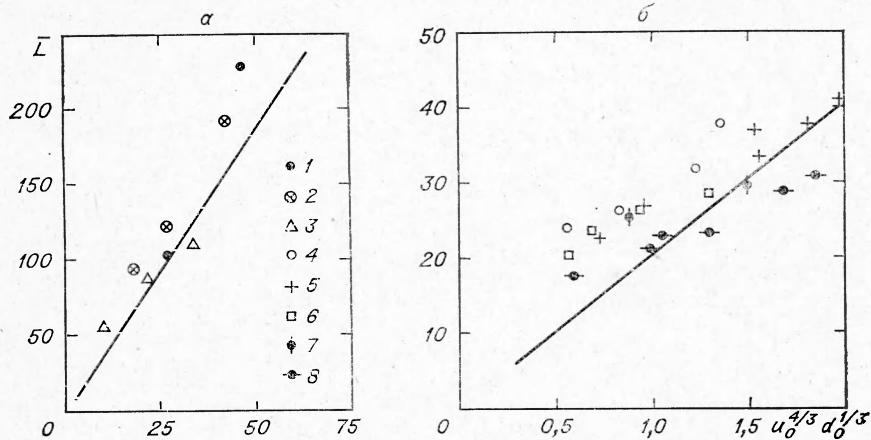


Рис. 3. Длина ламинарных диффузионных пламен.

а) водород,  $d_0$ , мм: 1 — 1,0, 2 — 3,43, 3 — 7,12; б) коксовый газ [14]: 4 — 10,1, 5 — 15,2, 6 — 20,3, 7 — 25,1, 8 — 40,2.

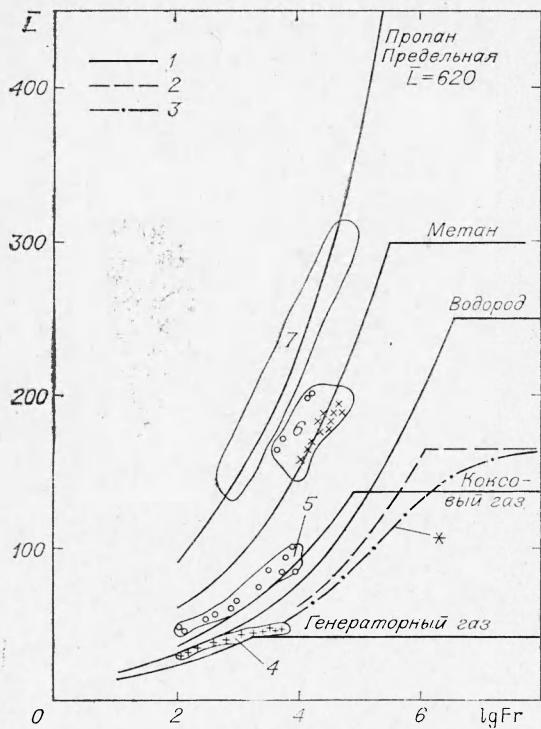


Рис. 4. Длины диффузионных пламен разных газов.  
Расчет: 1 — по (7), (8) при  $c=1/5$ ,  $\alpha=2$ , 2 — по (7), (8)  
для  $H_2$  при  $c=0,23$ ,  $\alpha=1,0$ , 3 — по (5) для  $H_2$  при  $c=0,23$ ,  
 $\alpha=1,0$ ; эксперимент: 4 — [6], 5 — [6], 6 — [15], 7 — [2, 13].

что удобно выполнить графически. На рис. 4 графически представлены зависимости (7) и (8) для пяти видов топлива при горении в воздухе с комнатной температурой. Там же нанесены области экспериментальных данных для этих топлив. В расчете было принято  $C = \frac{1}{5,3}$ ,  $\alpha = 2$ , что соответствует данным В. Хауторна, Д. Уэдделла, Г. Хоттеля [2].

Из зависимостей, приведенных на рис. 4, видно, что предельные формулы дают приемлемую точность, если число  $Fr$  не очень близко к  $Fr_{pr}$ . При  $Fr$ , близком к  $Fr_{pr}$ , наблюдается наибольшее расхождение. Из данных рис. 4 легко определить значение  $Fr_{pr}$  для различных топлив.

Следует также заметить, что «сидящие» пламена, т. е. пламена, стабилизированные на кромке сопла, имеют длины, лучше совпадающие с предельной зависимостью (7) в области чисел, близких к  $Fr_{pr}$ . Очевидно также, почему, например, в критериальных зависимостях для различных газов получены различные показатели степени у  $Fr$  [13]: для разных газов диапазоны чисел  $Fr$  находились в разном отношении к  $Fr_{pr}$ .

Заметим, что предложенная в [13] практическая рекомендация учета различных температур топлива и окислителя путем принятия коэффициента молекулярной вязкости для окислителя и коэффициента молекулярной диффузии для топлива в виде

$$\bar{L} \sim \left( \frac{v}{D} \right)^{0.3}$$

сводится к

$$\bar{L} \sim \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{0.5}.$$

бенно для больших диаметров сопел, и тогда должна наблюдаться картина, изображенная на рис. 2, б.

На рис. 3 приведена обработка экспериментальных данных для водорода и данных [6] для коксового газа для области малых чисел  $Re$ . Из рассмотрения зависимостей видно, что учет конечности числа  $Frc$  с учетом (9) позволяет обобщить результаты экспериментов с приемлемой точностью.

Значение  $Fr_{pr}$ , при котором можно уже не учитывать влияние подъемных сил, зависит от вида топлива, их температур и допускаемой погрешности в определении. Предельное значение числа Фруда можно определить из (5), например, в предположении, что член, учитывающий подъемные силы, является малой величиной, равной 0,1. Другим способом является совместное решение (7) и (8),

Действительно, так как  $v$  и  $D$  пропорциональны  $T^{1.6 \div 1.8}$ , то

$$\bar{L} \sim \left[ \left( \frac{T}{T_e} \right)^{1.6 \div 1.8} \right]^{0.3} \sim \left( \frac{T_1}{T_e} \right)^{0.48 \div 0.54}.$$

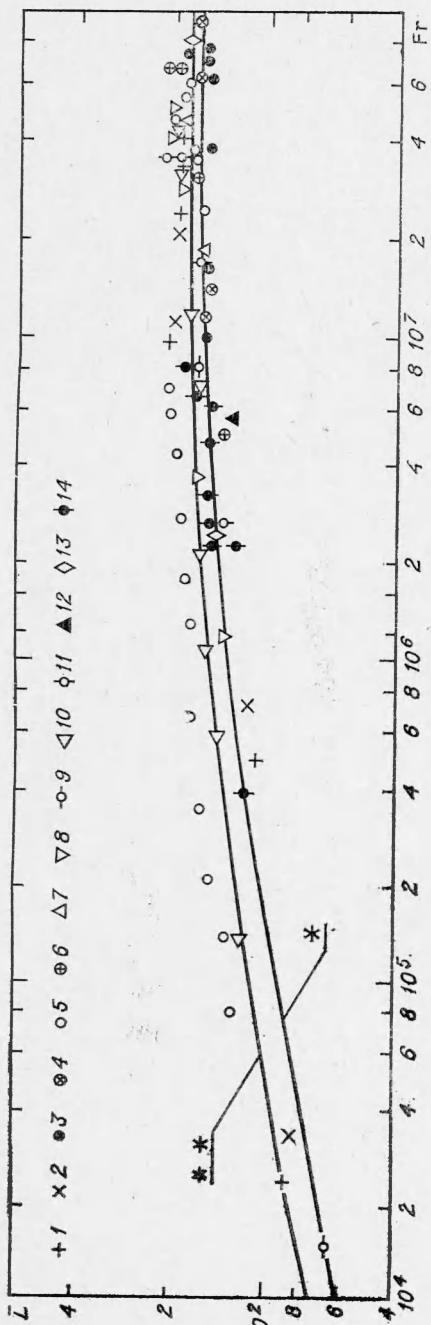


Рис. 5. Длина диффузионного пламени водорода.

Одиночные сопла,  $d_0$  мм: 1 — 1,0;  
2 — 1,02; 3 — 1,10; 4 — 1,5; 5 — 2,0;  
6 — 2,14; 7 — 2,22; 8 — 3,0; 9 — 3,08;  
10 — 3,43; 11 — 4,04; 12 — 6,2; 13 —  
11,85; 14 — 16,65.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные для водорода, полученные в широком диапазоне скоростей истечения ( $u_0 = 0 \div 2600$  м/с), коэффициентов нерасчетности ( $\sigma = 0,7 \div 1,8$ ) и чисел Маха ( $M = 0,25 \div 3,08$ ). Экспериментальные данные приведены к условиям расчетного истечения с  $M_0 \rightarrow 0$  указанным выше способом. На этой же фигуре приведена кривая (\*) с рис. 4, а также расчет по (5) при  $C = 0,2$  и  $\alpha = 1,0$  — кривая (\*\*). На рис. 6 приведен расчет длины пламени водорода при нерасчетном истечении и экспериментальные значения  $\bar{L}$ . Из рис. 5 и 6 видно, что расчетные значения длин диффузионных пламен водорода достаточно хорошо согласуются с многочисленными экспериментальными данными. Отклонение экспериментальных значений  $\bar{L}$  от расчетных нельзя объяснить только точностью экспериментального определения длины, которая в наших экспериментах составляла примерно  $\pm 15\%$ <sup>1</sup>. На длину пламени влияют также условия стабилизации («сидящее» или оторванное пламя), величина отрыва пламени от сопла. Об этом свидетельствует, в частности, некоторое расслоение по диаметрам даже при  $Fr > Fr_{\text{пр}}$ . Другой причиной, возможно, является форма профиля на выходе из сопла, которая должна влиять на значение  $C$ , и может зависеть от  $Re$ .

Изложенное выше не относилось к случаю, когда струя топлива истека-

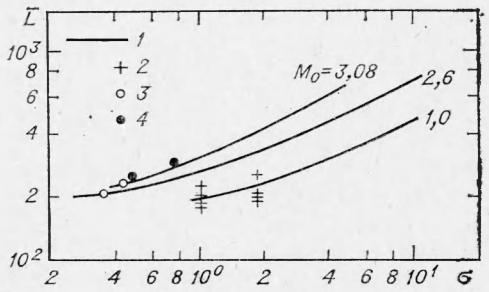


Рис. 6. Влияние нерасчетности истечения на длину диффузионного пламени водорода.  
1 — расчет по (5) при  $Fr \rightarrow \infty$ ,  $c=0,2$ ,  $\alpha=1,0$ ,  $m=0$ ,  $\Psi=1$ ; эксперимент: 2 —  $M_0=1,0$ , 3 — 2,6, 4 — 3,08.

<sup>1</sup> Оценка точности произведена специальными методическими исследованиями.

ет вниз, а подъемные силы имеют существенное значение. Здесь формально достаточно поменять знак у члена, учитывающего количество движения топлива. Однако при этом возникают трудности в правильном определении объема.

Таким образом, рассмотрение вопроса о длине диффузионного пламени в предположении о квазидномерности струи (пламени) позволяет проанализировать влияние большого числа факторов, определяющих условия горения и рекомендовать полученные количественные зависимости для приближенного расчета длины диффузионного пламени.

Поступила в редакцию  
4/IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Шваб. В сб. «Исследование процессов горения натурального топлива». М.—Л., 1948.
2. В. Хауторн, Д. Уэддел, Г. Хоттель. В сб. «Вопросы горения». ИЛ, 1953.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. «Энергия», 1968.
4. П. А. Либби. Ракетная техника и космонавтика, 1962, 32, 3.
5. A. Goldburg, Chen Sip. I. Combustion and Flame, 1969, 9, 3.
6. П. В. Левченко, Б. И. Китаев. Сталь, 1952, 3.
7. F. R. Steward. Combustion and Flame, 1964, 8, 3.
8. J. H. Masliyah, F. R. Steward. Combustion and Flame, 1969, 13, 6.
9. К. А. Замятин. В сб. «Вопросы горения». М., 1970.
10. А. Кинк. Изв. АН ЭССР, 1970, 19, 3.
11. В. Б. Рутовский. Изв. ВУЗов, Авиационная техника, 1967, 1.
12. К. Воль, К. У. Шипман. В сб. «Процессы горения». М., Физматгиз, 1963.
13. С. Н. Шорин, О. Н. Ермолов. Теплоэнергетика, 1959, 2.
14. В. А. Спейшер. Сжигание газа на электростанциях и в промышленности М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
15. L. Vapnitsenborge, A. van Tiggelen. Combustion and Flame, 1966, 10, 1.

УДК 620.113.2

#### К МЕТОДИКЕ ОТБОРА ГАЗОВОЙ ПРОБЫ ИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО РЕАГИРУЮЩЕГО ПОТОКА

С. И. Рожицкий, В. Н. Строкин

(Москва)

Отбор газовой пробы из реагирующего потока и последующий химический анализ ее является наиболее распространенным методом определения степени завершенности процесса горения. Особенно успешно он используется в исследованиях горения при дозвуковых скоростях движения смеси [1, 2].

Применение этого метода к исследованию горения в сверхзвуковых потоках связано с рядом практически не исследованных особенностей, основной из которых является образование вблизи отборника ударных волн, вызывающих частичное или полное догорание смеси в точке отбора пробы. В связи с этим форма отборника и метод отбора газовой пробы должны прежде всего обеспечить ослабление или невозможность возникновения скачков уплотнения в отбираемой из потока струйке тока. Этим требованиям, на наш взгляд, удовлетворяют отборники двух видов: конусный, принцип действия которого изложен в [3], но его возможности практически не исследованы до настоящего времени, и клиновидный, рассматриваемый, по-видимому, впервые в настоящей статье.