

в устойчивости стационарного горения. Выполнение этой программы, применимой в принципе не только к свободному, но и к ограниченному факелу, на основе подробного эксперимента [7] составит предмет специального сообщения.

Поступила в редакцию  
30/X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 61.
2. D. B. Spalding. J. Inst. of Fuel., 1971, 44, 363.
3. A. D. Gosman, W. M. Pui a. o. Academic Press, L. N. I., 1969.
4. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, Н. Н. Сундуков. В сб. «Газодинамика и физика горения». М., 1959.
5. Л. И. Лупша. В сб. «Высокофорсированные огневые процессы». М., «Энергия», 1967.
6. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. А. Закарин. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 61.
7. Л. А. Вулис, О. А. Кузнецов, Л. П. Ярин. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 114.
8. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. Изд. 2. М., ГИТТЛ, 1953.
9. И. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранов и др. ФГВ, 1966, 2, 3.
10. G. Japisch. Chem. Ing. Techn., 1971, 43, 9.
11. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.

УДК 536.46+532.517.4

### КРИТЕРИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГОМОГЕННОЙ СМЕСИ

*В. К. Баев, П. К. Третьяков*

*(Новосибирск)*

Теории, описывающие устойчивость горения за плохообтекаемыми телами [1—3], сводятся либо к критерию Михельсона, либо требуют знания суммарной кинетики горения топлива: времени индукции  $\tau_i$  или времени химической реакции  $\tau_R$  (Лонгвелл, Жуковский и Марбл [4], Гольденберг). Следует отметить, что в литературе имеются экспериментальные данные, подтверждающие (прямо или косвенно) тот или иной подход, однако расчет для конкретных условий требует дополнительной экспериментальной информации.

Условие срыва при стабилизации пламени плохообтекаемым телом может быть получено из следующих соображений.

1. Толщина турбулентного пламени [5, 6].

$$\lambda_* = \sqrt{D_T \tau_i}. \quad (1)$$

2. На режимах, близких к срыву, фронт пламени практически параллелен направлению потока (рис. 1), причем поперечный размер

горящего слоя во избежание потухания пламени должен составлять порядка двух толщ пламени:

$$d_{ст} \approx 2\lambda_{*} \quad (2)$$

При наличии теплоотвода от пламени, например в стабилизатор, коэффициент пропорциональности должен быть больше, чем в (2).

3. По аналогии с выражением для коэффициента турбулентного обмена в струе [5] примем

$$D_T = \frac{u \cdot d_{ст}}{4\bar{L}_{з.р}^2} \quad (3)$$

Следовательно, мерой коэффициента турбулентного обмена в зоне рециркуляции является ее длина.

4. Из (1) — (3) следует

$$\sqrt{Ho} = 2k \cdot \bar{L}_{з.р}, \quad (4)$$

где  $k=0,5$  при отсутствии теплоотвода из зоны рециркуляции.

$$Ho = \frac{u\tau_r}{d_{ст}}, \quad (5)$$

где  $\tau_r$  — характерное время горения по [7]. Расчет срыва может быть произведен по формуле (4) для топливо-окислительной смеси с известным  $\tau_r$ , являющимся функцией температуры, состава и давления, а также  $\bar{L}_{з.р}$  и  $k$ .

Для проверки полученной зависимости (4) было проведено экспериментальное исследование и сопоставление с известными литературными данными. Эксперименты проводились на установке, описанной в [8]. Стабилизация пламени осуществлялась уступом (в канале с внезапным расширением) или выемкой (в канале постоянного сечения).

В качестве топлива использовалась смесь технического пропана с воздухом, скорость потока изменялась в преде-

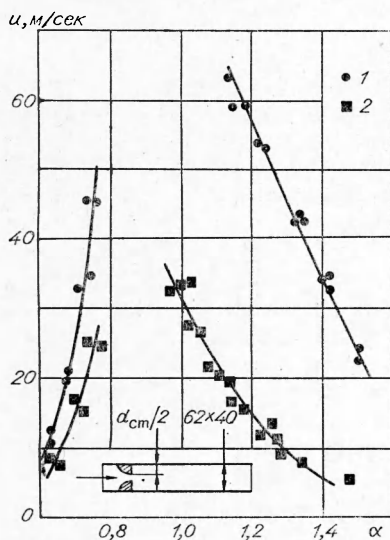


Рис. 2. Скорость срыва при стабилизации пламени уступом (в канале с внезапным расширением);  $d_{ст}$  равно 50 (1) и 38 мм (2).

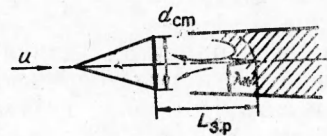


Рис. 1. Схема течения за стабилизатором пламени.

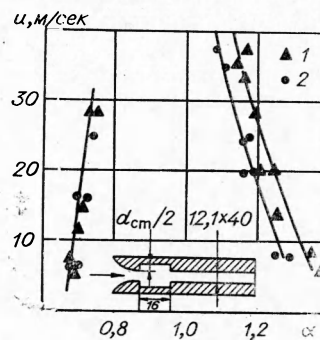


Рис. 3. Скорость срыва при стабилизации пламени выемкой (в канале постоянного сечения)  $d_{ст}$  равно 38 (1) и 24,4 мм (2).

лах  $u=10-60$  м/сек. Срывные характеристики представлены на рис. 2 и 3.

В экспериментах длина зоны рециркуляции (при стабилизации пламени уступами) определялась по фотографиям пламени. При этом использовались только те фотографии, на которых можно было определить направление линий тока в конце зоны рециркуляции.

Результаты измерений  $\bar{L}_{з.р}$  приведены на рис. 4. Длина зоны рециркуляции зависит от скорости истечения из устья камеры.

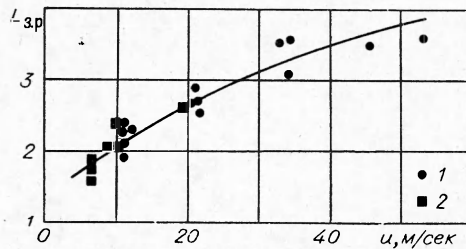


Рис. 4. Влияние скорости истечения из устья камеры сгорания на длину зоны рециркуляции;  $d_{ст}$  равно 50 (1) и 38 мм (2).

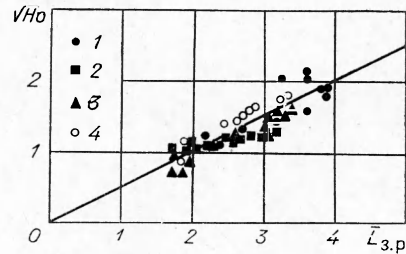


Рис. 5. Критериальная обработка данных по срыву пламени.

Уступ: 1 —  $d_{ст} = 50$  мм, 2 —  $d_{ст} = 38$  мм; выемка: 3 —  $d_{ст} = 38$  мм, 4 —  $d_{ст} = 24,4$  мм.

Коэффициент избытка воздуха практически не влияет на протяженность зоны. Степень загромождения канала  $\phi$ , при изменении в диапазоне  $0,62 \div 0,8$ , не оказывает заметного влияния на  $\bar{L}_{з.р}$ . Если предположить, что при стабилизации пламени выемками коэффициент турбулентного обмена определяется длиной зоны рециркуляции, соответствующей уступу одинакового с глубиной выемки размера, то  $\bar{L}_{з.р}$  может быть принята по рис. 4. Результаты обработки срывных характеристик представлены на рис. 5. Все эксперименты обобщаются единой зависимостью

$$\sqrt{Ho} = 0,5 \bar{L}_{з.р},$$

т. е.  $k$  оказался равным 0,25, что указывает на большое влияние теплоотвода из зоны рециркуляции в стенку камеры сгорания при таких способах стабилизации пламени.

В литературе имеется большое количество экспериментальных результатов по стабилизации пламени плохообтекаемыми телами различной формы, которые также были обработаны.

При обработке использовались данные по длине зоны рециркуляции, подробно исследованные Винтерфельдом [9] и Солохиным [10]. В работе [9] длина зоны рециркуляции определялась в зависимости от скорости набегающего потока, коэффициента избытка воздуха, степени загроможденности канала и формы стабилизаторов. Стабилизатор пламени  $\varnothing$  от 20 до 60 мм, что соответствовало  $\phi = 0,04 \div 0,36$  устанавливался в трубе  $\varnothing 100$  мм. Исследовались круглый диск, конус с углами  $\alpha^0 = 45$  и  $90$  и цилиндр. Эксперименты проводились на пропано-воздушных смесях при атмосферном давлении. Исследование показало, что при горении  $\bar{L}_{з.р}$  значительно увеличивается (на  $50 \div 100\%$ ) по сравнению с изотермическим случаем, было также обнаружено увеличение  $\bar{L}_{з.р}$  со скоростью. Поведение длины зоны рециркуляции сохраняется для всех форм стабилизаторов  $\bar{L}_{з.р}$  увеличивается с увеличением угла конуса. Для фиксированного стабилизатора увеличение

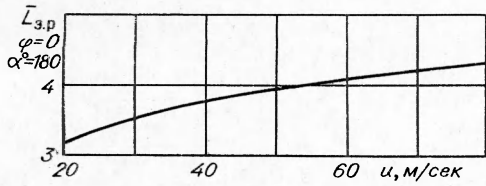


Рис. 6. Относительная длина зоны рециркуляции по данным Винтерфельда.

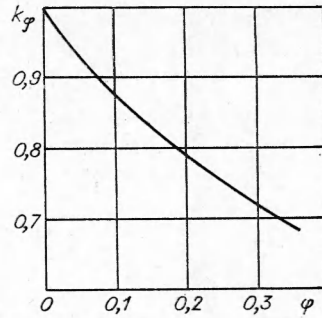


Рис. 7. Коэффициент, учитывающий загромождение канала.

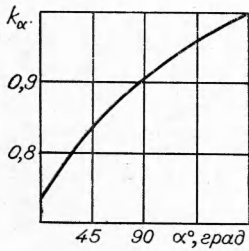


Рис. 8. Коэффициент, учитывающий форму стабилизатора.

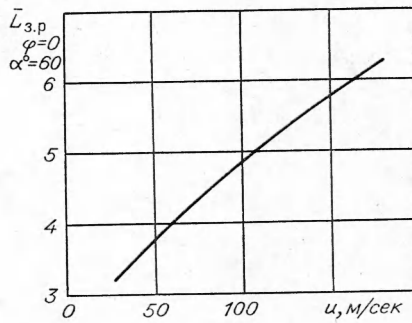


Рис. 9. Относительная длина зоны рециркуляции по данным Солохина.

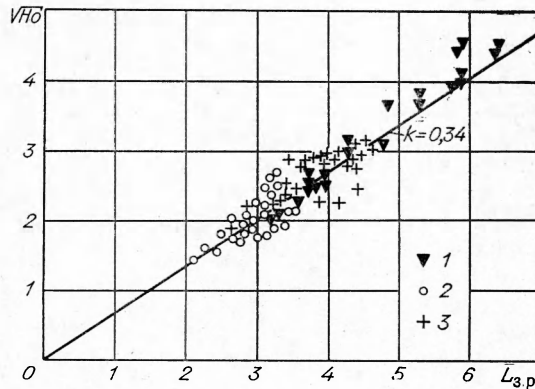


Рис. 10. Критериальная обработка литературных данных по срыву пламени.

1 — Э. А. Солохин, бензино-воздушная смесь, корытообразный стабилизатор ( $\alpha^0=60^\circ$ ),  $d_{ст}=20-60$  мм,  $p=1$  ат,  $T=100^\circ$  С; 2 — В. А. Храмцов, бензино-воздушная смесь, конус ( $\alpha^0=30^\circ$ ),  $d_{ст}=11,5-51,5$  мм, диск  $d_{ст}=40$  мм,  $p=1$  ат,  $T=100^\circ$  С; 3 — И. В. Беспалов, бензино-воздушная смесь, два клиновидных стабилизатора ( $\alpha^0=60^\circ$ ) в канале,  $d=40$  мм,  $p=0,3 \div 1$  ат,  $T=100 \div 300^\circ$  С.

коэффициента загромождения ( $\varphi$ ) уменьшает  $\bar{L}_{з,р}$ . Такой же результат дает рост уровня турбулентности набегающего потока [9]. Коэффициент избытка воздуха слабо влияет на  $\bar{L}_{з,р}$ . Все результаты (по определению  $\bar{L}_{з,р}$  с горением) удалось обобщить, они представлены на рис. 6, 7, 8. Длина зоны рециркуляции для произвольных значений  $\varphi$  и  $\alpha^0$ , при известной скорости набегающего на стабилизатор пламени потока, равна

$$\bar{L}_{з,р} = \bar{L}_{з,р\varphi=0} \Big|_{\alpha=180^\circ} (u) \cdot k_p k_x.$$

Э. Л. Солохин исследовал стабилизацию пламени корытообразным стабилизатором в открытом потоке бензино-воздушной смеси при  $\alpha^0=60^\circ$  и высоте стабилизатора  $d_{ст}=10\div 60$  мм.  $\bar{L}_{з,р}$  увеличивается (при горении) с ростом скорости, а коэффициент избытка воздуха ( $\alpha=1,07\div 1,6$ ) и изменение турбулентности набегающего потока (до  $\varepsilon=0,15$ ) существенного влияния на  $\bar{L}_{з,р}$  не оказывает.

На рис. 9 приведена зависимость  $\bar{L}_{з,р}$  (при горении) от скорости набегающего потока для всех размеров стабилизаторов.

Результаты обработки литературных данных (в виде зависимости  $\sqrt{Ho} = f(\bar{L}_{з,р})$  Э. Л. Солохина [10], И. В. Беспалова и В. А. Храмова (приведенных в [3]) по срыву представлены на рис. 10. Считалось, что длина зоны рециркуляции не зависит от температуры, давления и  $\alpha$ .  $\bar{L}_{з,р}$  бралась по данным Винтерфельда и Солохина, а характерные времена горения, при соответствующей температуре и давлении из [7] (учет давления производился по формуле

$$\tau_r(p) = \tau_r(p=1) \cdot p^{1-\nu_*} [11],$$

где  $\nu_*$  — порядок реакции,  $\nu_* = 1,6$  для бензино-воздушных смесей [12],  $\nu_* = 1,3\div 2$  для пропано-воздушных смесей [13—15]).

Как видно из рис. 10, для стабилизаторов различной геометрической формы в широком диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха, давления, температуры, для различной конфигурации канала, в котором установлен стабилизатор (или несколько стабилизаторов), срывные характеристики описываются (в основном с точностью по скорости срыва  $\pm 25\%$ ) единой зависимостью  $\sqrt{Ho} = 2k\bar{L}_{з,р}$ , где  $k=0,34$ , подтверждающей предложенный подход для описания пределов стабилизации.

Следует отметить, что при стабилизации пламени диском или конусом малого размера ( $9\div 12$  мм), по данным А. В. Талантова и В. И. Груздева [16] и Де Зюбея [3],  $k=0,5\div 0,65$ , что является, очевидно, следствием низких чисел Рейнольдса.

Поступила в редакцию  
1/XII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
2. А. В. Талантов, С. М. Ильяшенко. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. Машиностроение, 1964.
3. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. Машиностроение, 1964.
4. E. Zukowski, F. Marble. Gas Dynamics Symposium. North—Western University, August, 22—24, 1955.

5. В. К. Баев, П. К. Третьяков. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1969, 3, 1.
6. V. C. Baev, P. C. Tretjakov. Investigation of turbulent Flams. Heat and Mass transfer in turbulent boundary layers. International summer school on heat and mass transfer, 9—21 September, 1968. Herceg — Novi Jugoslavia.
7. В. К. Баев, П. К. Третьяков. ФГВ, 1968, 4, 3.
8. В. К. Баев, Ю. В. Серов, П. К. Третьяков. ФГВ, 1970, 6, 2.
9. G. Winterfeld. On process of turbulent exchange behind Flame Holders. Symposium on Combustion. Cembrids, 1964.
10. Э. Л. Солохин. В сб. «Стабилизация пламени и развитие процесса сгорания в турбулентном потоке». М., Оборонгиз, 1967.
11. Б. И. Обмоин, П. К. Третьяков. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1969, 13, 3.
12. С. А. Гольденберг, В. С. Пелевин. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, 2.
13. J. Mantou, V. B. Millikin. Proceedings of the gas dynamics Symposium on aerothermochemistry, Northwestern University, Illinois, 1956.
14. Н. Н. Иноземцев. ИФЖ, 1959, 11, 10.
15. А. Эджерстон, А. Лефевр. Вопросы ракетной техники. Сб. переводов и обзоров иностранной периодической литературы, № 1, 1955.
16. В. Н. Груздев, А. В. Талантов. Изв. вузов. Авиационная техника, 1969, 2.

УДК 536.46+532.517.4

## РАСЧЕТ РЕАГИРУЮЩЕЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ВОДОРОДА

*В. И. Головичев, В. А. Ясаков*

*(Новосибирск)*

Для расчета некоторых простейших случаев горения в турбулентном потоке широкое распространение получили полуэмпирические методы, исключающие из рассмотрения химический механизм процесса и исследующие явление в целом с гидродинамической точки зрения.

В настоящей работе гидродинамическая сторона задачи о смешении исследуется путем использования для уравнения сохранения количества движения пограничного слоя преобразования Мизеса, практического предположения относительно кажущейся турбулентной вязкости, основанного на гипотезе Магера, и линеаризации, предложенной Кляйнштайном [1—4].

Рассматривается течение, которое можно описать аналитически в соответствии с двумя предельными моделями химического процесса: замороженной и химически равновесной.

Замороженное течение представляет интерес для оценки условий, при которых наступает химически равновесное течение, и для определения того, как нужно изменить характеристики потока для увеличения вероятности воспламенения и наступления равновесного течения. Приближение равновесного течения позволяет получить некоторые характеристики пламени.

### АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассматриваемое течение схематически представлено на рис. 1. Равномерная, однородная струя реагирующего газа ( $H_2$ ) истекает со скоростью  $\vec{u}_j$  в неподвижное воздушное пространство, служащее окислительной средой.

В анализе используются следующие специфические предположения: