

электрода диаметром 0,4 мм, заклеиваемых в образец на расстоянии 10 мм от плоскости воспламенения, расстояние между электродами 3 мм. Использовались образцы круглого сечения диаметром 10 и длиной 50 мм. Для обеспечения торцевого горения образцы покрывались тонким слоем парафина. В процессе горения зонд, оставаясь неподвижным, последовательно проходил через поверхность и газовую фазу, прилегающую к ней. Малый диаметр электродов обеспечивал их быстрый прогрев, тем самым исключалось влияние пограничных слоев на электродах.

Измерения показали, что после прохода зондом поверхности электропроводность газа нарастает, достигая максимума на расстоянии 3—4 мм от поверхности. Максимальная электропроводность газа у поверхности при $p = 4$ МПа (в $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) $6,4 \cdot 10^{-2}$ для пороха Н, $7,8 \cdot 10^{-2}$ для Н + 2 % РbО и $1,5 \cdot 10^{-2}$ для Н + 2 % РbО + 3 % Ф-3. Данные получены без учета эффекта растекания тока, что завышает их значения приблизительно на порядок.

Поскольку электропроводность пламени определяется электронами пламени, введение в состав пороха Н добавки РbО увеличивает концентрацию электронов, а Ф-3 резко снижает ее за счет явления прилипания. В обоих случаях возрастает сажеобразование на поверхности, что согласуется с представлениями, изложенными выше.

Таким образом, подтверждается предположение о влиянии химической ионизации на процесс сажеобразования на поверхности горения κ -систем. При этом возможно регулирование процессов химионизации с помощью добавок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иващенко Ю. С., Зенченко В. М., Павленко В. Л. и др. Исследование ионизационных явлений вблизи поверхности горения баллистического пороха // ФГВ.— 1984.— 20, № 5.— С. 55—57.
2. Дьячков Б. Г., Попов В. А., Снятков Ю. П. Интенсификация процесса горения с помощью присадок // ТВТ.— 1972.— 10, № 6.— С. 1289—1294.
3. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения.— М.: Энергия, 1976.— С. 186.
4. Calcote H. F. Mechanisms of soot nucleation in flames — a critical review // Combust. Flame.— 1981.— 42, N 3.— P. 215—242.
5. Calcote H. F. Why does soot inception stop? // Ibid.— 1988.— 71, N 1.— P. 105—106.
6. Фиалков А. Б., Зиновьев Л. А., Фиалков Б. С. Влияние тетрафтордибромэтана на химионизацию и химилюминесценцию в пропан — бутан — воздушных пламенах // ФГВ.— 1983.— 19, № 6.— С. 41—43.

г. Красноярск

Поступила в редакцию 18/X 1990

УДК 614.841.11

*Г. Е. Голиневич, В. Л. Карнов, А. П. Федотов,
И. А. Болодьян, В. И. Макеев, А. П. Пермяков*

ЕСТЕСТВЕННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ И СРЫВ ОТОРВАННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФфуЗИОННОГО ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Приближенным аналитическим методом получена формула для определения скорости истечения при срыве оторванного диффузионного факела. Экспериментально исследованы пределы устойчивого горения пламен водорода и метана, разбавленных азотом, в атмосфере с переменным содержанием кислорода на горелках различного профиля.

Исследованию механизма стабилизации и условий срыва диффузионных факелов посвящены работы [1—7]. Предложены различные зависимости для определения условий срыва пламени. Например, в [4] полу-

чена формула, по которой можно рассчитать скорости истечения газа при срыве факелов пропана, метана, водорода. Однако она, как отмечается в [5], не позволяет определить пределы срыва для других газов. В [5] найдена «универсальная» формула, работающая не только на чистых газах, но и на смесях метана и пропана с воздухом и углекислым газом. К сожалению, универсальность зависимости оказалась ограниченной и не позволила распространить ее на смеси водорода с инертными газами.

Подходы и зависимости, предложенные в исследованиях [6, 7], весьма заманчивы, но на практике вызывают значительные затруднения ввиду сложности определения исходных параметров (τ_r , b) интегральных характеристик, особенно для смесей газов (таблицы характерных времен горения для различных топлив приведены в [8]). Кроме того, почти все имеющиеся в литературе опытные данные относятся к круглым горелкам малого диаметра, что в значительной степени ограничивает практическую ценность полученных экспериментальных результатов.

Основная цель работы — изучение предельных режимов стабильного горения турбулентных диффузионных оторванных факелов в атмосфере с переменным содержанием кислорода при широком варьировании размеров и профилей горелок, т. е. в условиях, приближенных к реальным, а также получение обобщающих зависимостей в удобном для практического использования виде.

Анализ предельных условий стабилизации пламени проведен при следующих допущениях, имеющих определенное теоретическое и экспериментальное обоснование [1—10]: 1) в диффузионном факеле реакция протекает на стехиометрической поверхности; 2) зона стабилизации пламени характеризуется точками, где скорость распространения пламени $u_{\text{н}}$ равна скорости потока газа

$$u = u_{\text{н}}. \quad (1)$$

Рассмотрим предельные условия стабилизации оторванных факелов. При турбулентном числе Шмидта $Sc_{\tau} = 1$ имеет место подобие полей концентраций и скоростей

$$u = u_0 f, \quad (2)$$

где u_0 — начальная скорость истечения струи; f — коэффициент смешения [3], характеризующий массовую долю истекающего газа на стехиометрической поверхности.

Для общего случая истечения разбавленного горючего газа в атмосферу с переменным содержанием кислорода значение f может быть определено по следующей зависимости:

$$f = \frac{1}{1 + \frac{C_0 \rho_{\infty}}{k_s C_{\infty} \rho_0}}. \quad (3)$$

Здесь k_s — стехиометрический коэффициент, характеризующий объемное соотношение горючего и окислителя; C_0 , C_{∞} — объемное содержание горючего газа в истекающей смеси и кислорода в окружающем пространстве; ρ_0 , ρ_{∞} — плотность; индексы 0, ∞ , s относятся соответственно к истекающей из горелки смеси, окружающей среде и стехиометрической поверхности.

Для определения $u_{\text{н}}$ воспользуемся полуэмпирическим соотношением, дающим по данным [9] наилучшую корреляцию с экспериментальными значениями:

$$u_{\text{н}} = k_1 u_{\text{н}}' \frac{u' l_s}{v_s}, \quad (4)$$

где $u_{\text{н}}$ — нормальная скорость горения соответствующей стехиометрической смеси; u' — пульсационная составляющая скорости потока; l_s — ли-

нейный микромасштаб турбулентности Тейлора; ν_s — коэффициент кинематической вязкости; k_1 — коэффициент пропорциональности.

Значения u' и l_s определим из следующих соотношений, характерных для турбулентных струй [4, 6]:

$$l_s = \frac{0,88x}{\sqrt{u_0 d / \nu_0}}, \quad u' = k_2 u_m, \quad u_m = \frac{6,57 u_0}{x/d \cdot \sqrt{\rho_\infty / \rho_0}}. \quad (5)$$

Здесь x — осевое удаление зоны стабилизации от среза горелки; u_m — скорость потока газа на оси струи на расстоянии x ; d — внутренний диаметр горелки; k_2 — коэффициент пропорциональности.

Подставив выражения (5) в (4), получим для турбулентной скорости

$$u_{II} = k u_{II} \frac{u_0 d \nu_0}{\nu_s \sqrt{\rho_\infty / \rho_0}}. \quad (6)$$

Используя условие (1), из (2) и (6) получаем

$$\frac{u_0^*}{d} = \left(\frac{k u_{II}}{f \nu_s} \right)^2 \nu_0 \frac{\rho_\infty}{\rho_0}, \quad (7)$$

u_0^* — скорость истечения газа при срыве пламени.

Таким образом, с точностью до коэффициента пропорциональности k , получены зависимость, связывающая газодинамические условия истечения при срыве факела, и параметры, зависящие только от физико-химических свойств истекающего газа и окружающей атмосферы. Значения всех параметров, входящих в правую часть (7), могут быть найдены по данным [12—14].

Экспериментальное исследование пределов устойчивого горения диффузионных факелов проводилось на установке, включавшей горелку и устройства разбавления окружающей атмосферы кислородом или азотом.

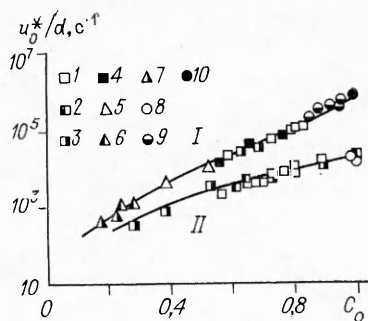
Газогорелочное устройство состояло из емкости для приготовления при избыточном давлении (8—10 мПа) смеси азота и горючего газа трубопровода подачи, приборов регулирования и измерения расхода газа и сменных горелок. В устройство разбавления окружающей атмосферы входил воздушный вентилятор с направляющей трубой диаметром 0,4 м, в которую равномерно подавался газ — разбавитель (азот или кислород) для изменения содержания кислорода в продуваемом потоке.

В качестве горелок преимущественно использовали цилиндрические металлические трубки внутренним диаметром $d = 4 \div 140$ мм и относительной длиной $l/d > 50$. Сравнительные данные получены на горелках с различным профилем поперечного сечения (квадрат, треугольник, прямоугольник с соотношением сторон от 1:2 до 1:50) при изменении d_0 в интервале 2—40 мм. Значение эквивалентного внутреннего диаметра d_0 горелок некруглого профиля принимали по площади поперечного сечения.

Горючий газ подавался в горелку, воспламенялся дежурным факелом и путем повышения расхода осуществлялся срыв оторванного пламени, при этом фиксировалось соответствующее значение скорости истечения газа u_0^* . При проведении экспериментов в атмосфере с переменным содержанием кислорода зона подготовки горючей смеси, т. е. область от среза горелки до основания факела, продувалась поперечным азотно-кислородным потоком со сравнительно равномерным профилем скоростей ($\sim 1,5$ м/с) и низкой интенсивностью начальной турбулентности. Таким образом, основание факела и зона формирования горючей смеси оказывались в атмосфере с заданным содержанием кислорода.

Поперечный поток, имеющий умеренную турбулентность и относительно низкую скорость, по-видимому, не должен вносить изменений в условия стабилизации факела, что и было подтверждено в серии предварительных опытов в воздушном потоке — скорости срыва пламен в

Рис. 1. Приведенная скорость истечения u_0^*/d при срыве факела в зависимости от объемного содержания горючего газа в смеси с азотом. I — водород; II — метан; диаметр горелки, мм: 1—7—4, 8, 10, 20, 40, 80, 140, 3—10—0,55, 1,9 и 32 [5, 15].



неподвижном воздухе и в потоке ($\sim 1,5$ м/с) оказались практически равными.

В процессе экспериментов измеряли и контролировали состав горючей смеси и ее расход, состав и скорость азотно-кислородной атмосферы. Расход горючего газа измеряли с помощью стандартных диафрагм по методике [11], скорость потока окислителя — анемометрами. Контроль состава горючей смеси и окружающей атмосферы осуществлялся хроматографами.

На рис. 1 приведены результаты настоящего исследования, а также работ [5, 15], относящихся к срыву висящих факелов водорода и метана с разной степенью разбавления азотом в неподвижном воздухе. Кривые построены в соответствии с (7) в виде функций

$$u_0^*/d = f(C_0, C_\infty). \quad (8)$$

Такое представление данных наглядно и вполне корректно, так как все параметры правой части выражения (7) зависят от состава истекающей смеси и окружающей атмосферы, в данном случае $C_\infty = \text{const}$. Значения коэффициентов пропорциональности k по данным настоящего исследования приняты равными 0,16 для водорода и 0,1 для метана.

В дополнение к результатам, приведенным на рис. 1, проанализированы экспериментальные данные [5, 15, 16] по срыву оторванных факелов метана, ацетилена, этилена, пропана и бутана в неподвижном воздухе, в том числе при разбавлении метана и пропана двуокисью углерода. Значения k при полном совпадении с экспериментальными значениями u_0^* представлены в таблице.

Из анализа рис. 1 и таблицы видно, что для одного газа в широком диапазоне изменения условий истечения и теплофизических характери-

Горючий газ	d , мм	u_0^* , м/с	k (9)
Метан	10	168 [5]	0,10
Природный газ (93,0 % метана)	32	381 [14]	0,08
	50	Нет срыва [14]	0,08
Метан + 10 % CO_2	5	51 [5]	0,11
Метан + 20 % CO_2	5	29 [5]	0,10
Пропан	5	154 [5]	0,15
Пропан + 20 % CO_2	5	85 [5]	0,15
Пропан + 40 % CO_2	5	44 [5]	0,16
Бутан	5	152 [5]	0,14
Этилен	5	350 [5]	0,13
Водород	0,55	1300 [15]	0,16
	1,0	Нет срыва [15]	0,16
Ацетилен	1,0	312 [5]	0,16

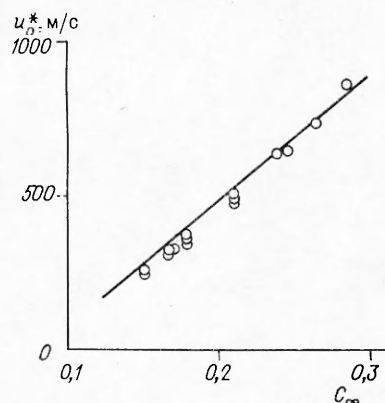


Рис. 2. Скорость истечения u_0^* при срыве водородно-азотного факела в зависимости от концентрации кислорода в окружающей среде.

стик, т. е. независимо от степени разбавления и типа газа — разбавителя, наблюдается удовлетворительная корреляция экспериментальных и расчетных данных. Некоторый разброс значений k (аномальное отличие наблюдается только для метана) у различных горючих газов обусловлен, вероятно, более сложными зависимостями между скоростью истечения и характеристиками турбулентности, ламинарной и турбулентной скоростями горения, которые не в полной мере учитываются в принятой выше модели стабилизации пламени.

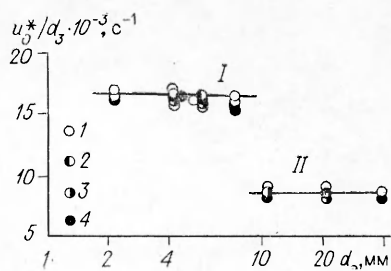
Рис. 2 иллюстрирует результаты экспериментов по срыву факела одной из водородно-азотных смесей ($C_0 = 0,7$ и $d = 0,01$ м) в атмосфере с переменным содержанием кислорода. Кривая построена по уравнению (7) в виде функции (8) при $C_0 = \text{const}$ и $k = 0,16$ (постоянным для всех водородных смесей).

Представленные выше результаты относятся к различным цилиндрическим горелкам ($l/d \geq 50$). Однако имеющиеся в литературе [10] сведения о перестройке канального течения в развитую турбулентную практически осесимметричную струю позволяют предполагать, что зависимость (7) может быть использована и для горелок произвольного сечения. Это связано с тем, что перестройка течения происходит на меньших расстояниях, чем осевое удаление основания факела при срыве горения. В подтверждение сказанному на рис. 3 по данным настоящих испытаний показано изменение приведенной скорости истечения u_0^*/d_0 в зависимости от d_0 для горелок различного профиля. Видно, что в пределах погрешности измерений параметр u_0^*/d_0 практически не зависит от формы поперечного сечения горелок.

Таким образом, проведенное исследование указывает на удовлетворительную приемлемость рассмотренной модели стабилизации оторванных турбулентных диффузионных газовых факелов. Предложенная аналитическая зависимость (7) для вычисления приведенной скорости истечения газа при срыве факела в неподвижной атмосфере может быть использована для инженерных оценок u_0^* и d в достаточно широком диапазоне изменения реальных условий истечения горючих газов.

Рис. 3. Приведенная скорость течения при срыве факела в зависимости от эквивалентного диаметра горелки.

I — метан; II — водород ($C_0 = 0,5$); 1 — 4 — горелки круглого, треугольного, квадратного и прямоугольного (1 : 2 — 1 : 50) сечения.



ЛИТЕРАТУРА

1. Vanguickenbrne L., van Tiggelen A. // Combust. Flame.— 1969.— 10, N 1.— P. 59.
2. Hall L., Horch K., Gunther R. // J. Brennstoff — Wärme — Kraft.— 1980.— 32, N 1.— P. 26.
3. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен.— М.: Машиностроение, 1985.
4. Аннушкин Ю. М., Свездлов Е. Д. Закономерности изменения длины диффузионных пламен газообразных топлив в спутном потоке воздуха // ФГВ.— 1984.— 20, № 3.— С. 46—52.
5. Kalghatgi G. T. // Combust. Sci. Techn.— 1981.— 26, N 5.— P. 233.
6. Баев В. К., Третьяков П. К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1969.— Вып. 1, № 3.
7. Баев В. К., Ясаков В. А. Устойчивость диффузионных пламен в затопленных и спутных струях // ФГВ.— 1975.— 11, № 2.— С. 164.
8. Баев В. К., Третьяков П. К. Характерные времена горения топливо-воздушных смесей // ФГВ.— 1968.— 4, № 3.— С. 367.
9. Andrews G. E., Bradley D B. // Combust. Flame.— 1975.— 24, N 3 — P. 285.
10. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Наука, 1984.
11. Правила 26—64.— М.: Изд-во стандартов, 1978.
12. Льюис Б., Эльбэ Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
13. Morgen G., Kane W. 4th Symp. (Int.) on Combustion (Combustion and Detonation Waves).— Baltimore, 1953.
14. Бретшнейдер С. Свойства газов и жидкостей.— М.; Л.: Химия, 1966.
15. Сомов В. П. Пожарная защита судов.— М.: ВНИИПО, 1979.
16. Аннушкин Ю. М. // Тр. ЦИАМ.— 1979.— № 857.— С. 1.

г. Балашиха

Поступила в редакцию 18/V 1989,
после доработки — 8/I 1991

УДК 536.46

Л. К. Гусаченко, И. Ф. Садыков

МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ СЛОЕВОЙ СИСТЕМЫ

Для системы из слоев окислителя и горючего, не способных к самостоятельному горению и реагирующих только в газовой фазе, проведена оценка характерных времен переходного процесса. В ограниченной сверху области частот получено простое выражение для нестационарной скорости газообразования. Использован феноменологический подход.

Для выяснения механизма горения некоторых типов смесевых твердых топлив могут быть полезны композиции из чередующихся слоев твердых окислителя и горючего [1, 2]. Математическое моделирование их горения затруднено сложностью процесса. Если, например, оба компонента системы по отдельности не способны к самостоятельному горению и реагируют между собой только в газовой фазе, то для вычисления скорости горения и формы выемки на границе слоев нужно решать задачу о вязком течении газовой смеси с учетом диффузии, теплопередачи и реакций. Кроме того, в определяющем скорость горения районе дна выемки картина процесса существенно двумерна (см. рисунок). Попытка приближенного ее описания сделана в [3].

В настоящее время более точное описание можно, по-видимому, получить приближенными методами, развитыми для родственных двумерных задач [4]. Наконец, можно просто решать задачу численно. К сожалению, во многих случаях эта работа в значительной мере лишена смысла из-за незнания физико-химических процессов в районе тройного контакта твердых горючего, окислителя и продуктов их газификации. Перечислим важнейшие усложняющие факторы, наличие или отсутствие которых трудно установить в эксперименте: а) экзотермическая реакция на прогретой части поверхности контакта твердых реагентов; б) гетерогенные реакции на свободных (контактирующих с газом) поверхностях твердых компонентов; в) появление жидкой фазы (плавление одного или обоих компонентов, образование эвтектики) и смачивание части свободной поверхности, возможно, реакции в жидкой фазе; г) появление