

УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА ВОДОРОДА В СПУТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов, Е. Д. Свердлов

(Москва)

В отличие от способов стабилизации горения предварительно подготовленной топливно-воздушной смеси за уступами или в выемках, широко рассматриваемых для энергетических устройств с до- и сверхзвуковым потоками воздуха [1—3], стабилизация пламени зонами рециркуляции у кромок топливных сопел изучена недостаточно. Создание расчетных методов стабилизации в этом случае осложняется тем, что соотношение компонентов, эжектированных в зону рециркуляции со стороны воздуха и газообразного топлива, заранее неизвестно.

Большинство исследований устойчивости пламени и смешения в ближайшем следе с массо- и теплоподводом за уступами [1, 3—5] проведено при относительно слабом вдуве ($M_b = M_n/M_t > 4 \div 5$, где M_b и M_t — числа Маха воздуха и топлива), когда размеры зоны рециркуляции не зависят от интенсивности вдува и пропорциональны поперечному размеру тела (стабилизатора), а состав смеси в зоне рециркуляции (коэффициент избытка воздуха α_d) пропорционален произведению отношения потоков масс $m_{b\rho_b} = \frac{w_b \cdot \rho_b}{w_t \cdot \rho_t}$ и отношения площадей уступа и топливоподающего сопла $F_n = F_n/F_c$.

С увеличением интенсивности вдува реагирующего газа в донную область длина зоны рециркуляции при сильном вдуве, особенно при $M_b < 1$ (когда длина факела намного превышает длину зоны рециркуляции, $l_f \gg l_d$), сокращается и становится пропорциональной толщине кромки сопла $l_d \sim \delta$ [6], играющей определяющую роль для стабилизации диффузионного факела. Задача по выяснению закономерностей устойчивости горения диффузионного факела при «сильном» вдуве с его стабилизацией широкими кромками сопла или кромками пилона, наряду с исследованием реализуемых при этом закономерностей изменения самой длины факела [7], весьма актуальна. Она составляет предмет самостоятельного рассмотрения применительно, в частности, к фронтным устройствам камер сгорания энергетических систем, работающих на водороде [8] и других газообразных топливах, где множество сопел обычно располагается на обтекаемых воздухом пилонках, являющихся одновременно стабилизаторами пламени, и к ряду других задач.

В настоящей работе сделаны попытки теоретического обобщения полученных экспериментальных данных по срыву диффузионных факелов водорода, истекающего в спутный поток воздуха из сужающихся сопел при до- и сверхзвуковых перепадах давления.

Теоретические предпосылки, предшествующие постановке систематических экспериментальных исследований, основаны на гипотезе о том, что устойчивость горения диффузионного пламени принудительно воспламененной струи водорода при температуре спутного воздуха, меньшей температуры его самовоспламенения ($T_n^* < 1150$ К [8]), определяется отношением времени индукции τ_n к времени пребывания смеси эжектированных газов в зоне рециркуляции у кромок сопла, т. е. при выполнении соотношения

$$\int_s^{\tau_n} \frac{ds}{w} \leq 1, \quad (1)$$

где ds — элемент пути вихря; w — скорость; s — путь движения газа при циркуляции в прикромочной зоне эжектированных компонентов. Суть решения этой задачи аналогична решению задачи по самовоспламенению

струй [9] в условиях температуры воздуха, превышающей температуру самовоспламенения водородно-воздушной смеси.

На основании теоретического анализа закономерностей изменения времени индукции однородной водородно-воздушной смеси при различных коэффициентах избытка воздуха $\alpha = G_B/G_T L_0$ (G_T, G_B — расходы эжектируемого воздуха и топлива, $L_0 = 34,5$ — стехиометрический коэффициент водорода при горении в воздухе) в [10] получены аппроксимирующие соотношения, которые можно представить в следующем виде:

$$\tau_n = 8 \cdot 10^{-11} / p \cdot \exp(9600/T) \cdot \exp[0,0845(\alpha^\nu - 1)], \quad (2)$$

где p — давление; кПа; T — температура горения, К; $\nu = 1$ при $\alpha > 1$, $\nu = -1$ при $\alpha < 1$; τ_n — время индукции, с. Соотношение (2) справедливо для диапазонов $1000 \leq T \leq 2900$ К, $30 \leq p \leq 300$ кПа, $0,1 \leq \alpha \leq 10$.

Температура газа T при горении топлива в зоне рециркуляции (без учета теплоотвода в торцы стенок сопла) есть функция α_d , температур топлива T_T^* и спутного воздуха T_B^* , а также полноты сгорания топлива η_d :

$$T \equiv T_d^* = f(\alpha_d, T_B^*, T_T^*, \eta_d).$$

Она зависит от соотношения параметров смешиваемых потоков $m_B, \bar{\rho}_B$ и относительной площади кромок стабилизатора $F_d = F_d/F_c$, так как функцией этих параметров является состав газа α_d в зоне рециркуляции при эжекции компонентов [2, 3].

В воздушно-топливном вихре зоны рециркуляции превалирует масса воздуха (так как $\alpha_d L_0 \gg 1$), вследствие чего скорость течения газа в зоне рециркуляции можно принять пропорциональной скорости воздуха (w_B), а длину зоны рециркуляции — пропорциональной толщине кромки сопла δ . Тогда время пребывания газа в зоне рециркуляции

$$\tau_{пр} = \int_s ds / w \sim \frac{\delta}{w_B}. \quad (3)$$

Из (1) с учетом (2) и (3) найдем условие устойчивости диффузионного пламени

$$A = w_B / \delta \cdot 1/p \cdot 1/\vartheta \leq A^* = f(\alpha_d), \quad (4)$$

где $A^* = \frac{w_B^*}{\delta} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{\vartheta}$ — некоторое предельное значение комплексного параметра, характеризующего устойчивость пламени; w_B^* — скорость воздуха, соответствующая срыву пламени при фиксированных p, T_B^*, T_T^* и известном α_d .

Теоретическая функция влияния температур воздуха и топлива и состава газа (α_d) при полноте сгорания $\eta = 1$ и $p = \text{const}$ на время индукции

$$\vartheta = \frac{\tau_n^0}{\tau_n} = \frac{\tau_n(T_B^* = T_T^* = 300\text{K})}{\tau_n(T_B^*, T_T^*)} = f(T_B^*, T_T^*, \alpha) \quad (5)$$

показана на рис. 1. Следует отметить сильное влияние на ϑ состава газа и температуры воздуха и незначительное температуры топлива.

Соотношение вида (4) широко применяется при практическом обобщении экспериментальных данных по стабилизации пламен предварительно смешанных топливно-воздушных смесей (при заданных α) плохообтекаемыми телами [11]. Трудности его использования для диффузионного пламени, стабилизированного у кромок сопел, состоят в том, что коэффициент избытка воздуха у кромок даже при постоянных размерах топливоподающего сопла является функцией соотношения параметров смешиваемых потоков

$$\alpha_d = f(m_B, \bar{\rho}_B). \quad (6)$$

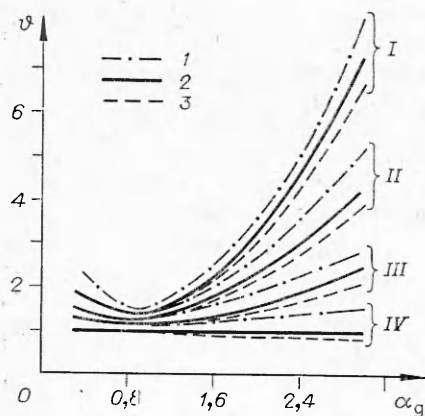


Рис. 1. Влияние начальных температур воздуха и топлива на функцию τ , характеризующую изменение времени индукции различных составов водородно-воздушной смеси. T_T^* , К: I — 800, II — 300, III — 50; T_B^* , К: I — 900, II — 700, III — 500, IV — 300.

При малых временах пребывания газа в зонах рециркуляции, сопоставимых на границах срыва с временем индукции, полнота сгорания топлива также может зависеть от параметров смешиваемых потоков

$$\eta_d = f(m_b, \bar{\rho}_b, \bar{F}_d), \quad (7)$$

вследствие чего при постоянных T_B^* и T_T^* температура газа T_d^* , определяющая время индукции, может зависеть от m_b , ρ_b и соотношений размеров сопла и стабилизатора

$$T_d^* = f(m_b, \bar{\rho}_b, \bar{F}_d, d_c, \dots). \quad (8)$$

Исключая промежуточные соотношения (6) и (8), уравнение (4), характеризующее устойчивость, целесообразно в эксперименте искать в виде

$$A^* = f(m_b, \bar{\rho}_b, F_d, d_c, \dots). \quad (9)$$

Таким образом, из теоретических предпосылок можно сформулировать задачу экспериментальных исследований, которая заключается в следующем:

— нахождение параметров смешиваемых потоков, определяющих состав газа (6), полноту сгорания водорода (7) и температуру газа в зоне рециркуляции (8) при параметрической вариации начальных условий смешения ($m_b = \text{var}$, $\rho_b = \text{var}$, $\delta = \text{var}$, $d_c = \text{var}$);

— определение обобщенных зависимостей (9) при различной форме и размерах стабилизирующих кромок для одиночных сопел или нескольких сопел, расположенных линейно в пилонах.

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой показана на рис. 2. Из сопла диаметром 160 мм истекал воздух с плотностью ρ_b и скоростью w_b при $T_B^* = 300 \div 800$ К и числе $M_b \leq 1$ в окружающую среду (барокамеру) с наружным давлением p_n , варьи-

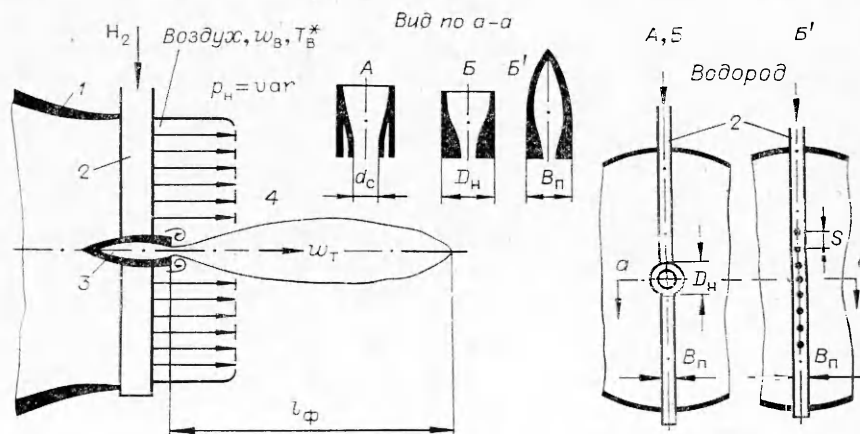


Рис. 2. Экспериментальная установка.

1 — аэродинамическое сопло; 2 — пилон для подачи водорода к топливным соплам; 3 — топливное сопло; 4 — диффузионный факел. А, Б — одиночные сопла с различающейся формой задних кромок (А — с утолщенными кромками, Б — с плоскими кромками).

руемым в диапазоне $25 \leq p_n \leq 100$ кПа. Интенсивность турбулентности воздуха на срезе сопла, измеренная диффузионным способом, составляла $\epsilon_v = 0,1 \div 0,12$ [7]. Через пилон к топливному соплу подводился водород при $T^* \approx 300$ К, который истекал параллельно потоку воздуха со скоростью w_t при докритических ($\Delta p = (p_c/p_n) - 1 < 0,89$) и сверхкритических ($0,89 < \Delta p_c < 6$) перепадах давления.

Водородная струя зажигалась выдвигаемым на время зажигания внешним электроискровым источником. Параметры воздуха и топлива после воспламенения водорода варьировались двумя способами: $w_v = \text{const}$ при $w_t = \text{var}$ или $w_v = \text{var}$ при $w_t = \text{const}$ до достижения срыва диффузионного факела.

Применялись две системы подачи топлива в спутный воздух: через одиночное сопло (А, Б, см. рис. 2) с подачей топлива к нему через тонкий пилон ($B_n \ll D_n$) и через толстый пилон толщиной $B_n = d_c + 2\delta$, в торце которого линейно располагалось N_c сопел с относительным расстоянием между ними $S - S/d_c \gg 1$ при относительной площади кромок $\bar{F}_d = \frac{B_n S}{F_c} - 1 \gg 1$. Осесимметричные одиночные сопла имели различную форму кромок (см. рис. 2): с утопленными торцами, имеющими расширенную зону рециркуляции (А), и плоскими торцами (Б). При пилонной подаче торцы были плоскими (Б'). В процессе исследования диапазон вариации параметров составлял: $M_v = M_v/M_t = 0,1 \div 10$ (при соотношении скоростных напоров $\bar{q}_v = q_v/q_t = 0,01 \div 100$), диаметр сопел $d_c = 2 \div 4$ мм и толщина кромок $\delta = 2,5 \div 10$ мм.

В сечении среза сопла в середине толщины кромок (см. рис. 2) отбиралась газовая проба (при горении факела) в вакуумную емкость через трубку диаметром $2 \times 0,5$ мм, после чего она анализировалась на газовом хроматографе. По составу газа определялись коэффициент избытка воздуха (α_d), полнота сгорания (η_d), а по полноте сгорания (через энтальпию) — температура газа T_d^* и при вариации w_v и w_t — предельная скорость срыва w_v^* . Все экспериментальные исследования проведены при числах $Re = \frac{\rho_v w_v \delta}{\mu_v} \geq 2 \cdot 10^4$, соответствующих турбулентному течению в зоне рециркуляции.

Результаты экспериментальных исследований, исходные данные которых приведены в таблице, показаны на рис. 3 и 4. Опыт показал, что параметром, обобщающим закономерности изменения α_d , η_d и T_d^* при различных отношениях плотностей смешивающихся потоков ($\rho_v = 5,4 \div 14,5$) и $\bar{F}_d = 6 \div 35$, является отношение скоростных напоров, или для изобарической струи водорода при отношении показателей адиабаты $k_v/k_t = 1$ — отношение чисел Маха $M_v = M_v/M_t$. В диапазоне $\delta = 1 \div 2,5$ при $\bar{F}_d = 6 \div 35$ не замечено влияния δ и \bar{F}_d на η_d и α_d . При меньших δ наблюдается некоторое уменьшение η_d .

№ п/п	Форма кромок	d_c , мм	δ , мм	$\bar{\delta} = \frac{\delta}{d_c}$	D_n , мм	$\bar{F}_d = \frac{F_d}{F_c}$	T_v^* , К	P_n , кПа	$\bar{\rho}_v$
1	А	4	2,5	0,625	9	6,08	300	100	14,5
2	А	4	4	1	12	8	300	100	14,5
3	А	4	4	1	12	8	800	100	5,43
4	А	2	5	2,5	12	35	300	100	14,5
5	А	2	5	2,5	12	35	300	54	14,5
6	А	2	5	2,5	12	35	300	27	14,5
7	А	4	10	2,5	24	35	300	100	14,5
8	Б	2	5	2,5	12	35	300	100	14,5
9	Б	3	6	2	—	46	300	100	14,5

Примечание. В опыте № 9 $N_c = 4$, $S = 22$ мм, $\bar{S} = S/d_c = 7,35$, $B_n = 15$ мм.

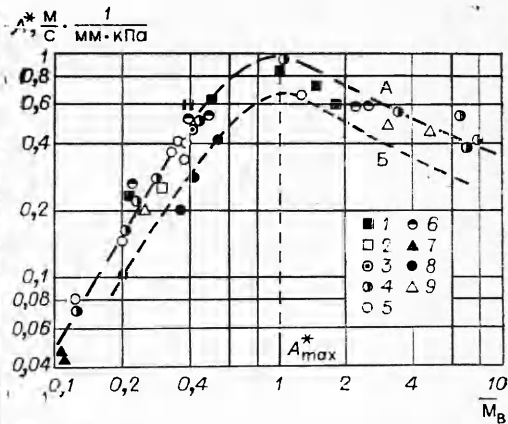
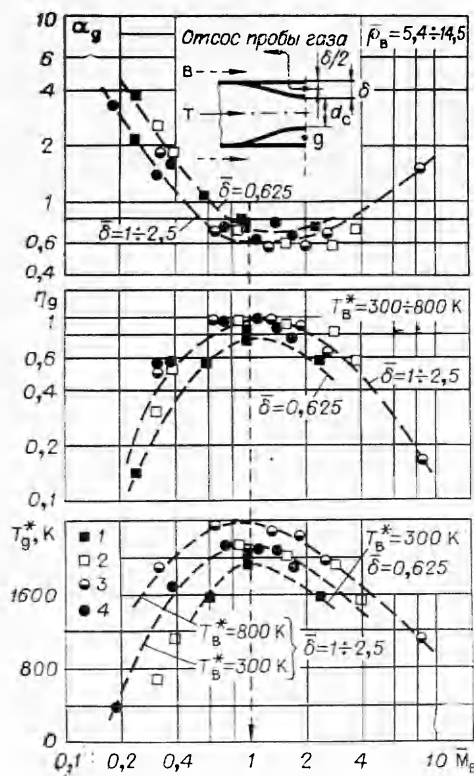


Рис. 4. Обращающая зависимость предельного параметра A^* , определяющего срыв диффузионного факела водорода, от соотношения чисел Маха смешиваемых потоков M_b : $\delta = 2,5 \div 10$ мм, ($0,6 \leq \delta \leq 2,5$), $d_c = 2 \div 4$ мм, А — для сопел серии А; Б — для сопел серии Б (условные обозначения см. в таблице).

Рис. 3. Зависимости коэффициента избытка воздуха (α_d), полноты сгорания (η_d) и температуры газа (T_d^*) в зоне рециркуляции у кромки сопла от отношения чисел Маха набегающего воздуха (M_b) и истекающего топлива (M_r), $F_d = 6 \div 35$ (условные обозначения см. в таблице).

Обнаружены явные экстремумы параметров α_d , η_g , T_d^* в области отношения скоростных напоров (при $\rho_v = \text{var}$), близких к единице ($M_b \approx 1$), с минимумом α_d и максимумами η_d и T_d^* (см. рис. 3).

Закономерности изменения состава газа α_d , полноты сгорания η_d и температуры в зоне рециркуляции у кромок сопла (см. рис. 3) свидетельствуют о том, что параметр A^* , зависящий от α_d и T_d^* , также определяется отношением скоростных напоров (или числом M_b смешиваемых потоков). Обработка опытных данных по срыву факела водорода (см. рис. 4) показала наличие максимума устойчивости (A_{max}^*) при примерно равенстве скоростных напоров смешиваемых потоков воздуха и газообразного топлива (где реализуется максимум T_d^*). Срыв пламени при

$M_b < 1$ и $M_b > 1$ наступает в условиях $A^* = \frac{w_r}{\delta} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{v} < A_{\text{max}}^*$, т. е. существуют две границы устойчивости, обе соответствующие «бедному» срыву (при $\alpha_d > 1$), сходящиеся вблизи $M_b \approx 1$ в области богатых смесей.

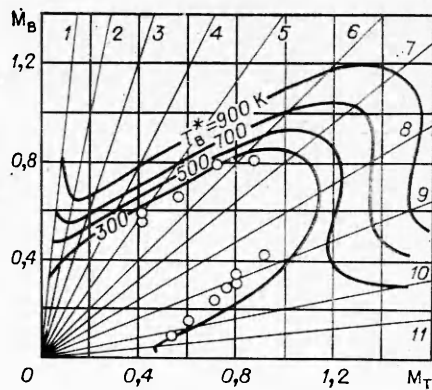
Закономерности по устойчивости пламени при линейном расположении сопел в пилоне с относительным расстоянием между соплами $\bar{S} = 7,35$ и для одиночного сопла с осесимметричным стабилизатором аналогичны (при одинаковой форме кромок $A = A'$, $B = B'$), что свидетельствует о возможности распространения в первом приближении результатов по устойчивости, полученных с одиночным соплом, на группу сопел, расположенных линейно на пилоне.

При уменьшении δ в области $\delta < 0,6$ наблюдается некоторое снижение параметра устойчивости A^* во всем диапазоне M_b с сохранением экстремума A^* при $M_b \approx 1$ (экспериментальные данные не приводятся). У сопел с плоскими кромками (Б) устойчивость (параметр A^*) несколько меньше, чем у сопел с утопленными кромками (А) (см. рис. 4):

$$A_A^*/A_B^* \approx 1,5,$$

Рис. 5. Области начальных условий, огибаемые кривыми $M_B = f(M_T)$, с устойчивым горением факела водорода. Сопло схемы А.

$T_B^* = \text{var}$; M_B : 1—10, 2—5, 3—3, 4—2, 5—1,4, 6—1, 7—0,8, 8—0,6, 9—0,4, 10—0,2, 11—0,1.
Линии — расчет; точки — эксперимент при $T_B^* = T_T^* = 300 \text{ К}$.



что свидетельствует о том, что на время пребывания газа в зоне рециркуляции оказывает некоторое влияние также форма задних кромок топливных сопел.

Полученное количественное обобщение (см. рис. 4) можно использовать для расчетов устойчивости водородного факела в спутном потоке воздуха, а общую форму обобщения вида

$$\frac{w_B^*}{\delta} \cdot \frac{1}{p^{\beta}} \cdot \frac{1}{\phi} = f(\bar{M}_B)$$

(где β — степень влияния давления на время индукции) — при обобщении параметров устойчивости диффузионных факелов других газообразных топлив, широко применяемых в практике.

Метод расчета области устойчивого пламени при диффузионном горении газового топлива, основанный на использовании обобщающей зависимости (см. рис. 4) и теоретической функции влияния T_B^* , T_T^* и α на время индукции (см. рис. 1), позволяет определить расчетную область режимов с устойчивым факелом, огибаемую функцией $A^* \phi = f(M_B)$ при различных температурах воздуха и топлива. В качестве примера на рис. 5 приведены расчетные области режимов устойчивого горения факела водорода, развивающегося в спутном потоке воздуха различной температуры ($T_B^* = \text{var}$). Внутри огибающих кривых горение устойчиво, так как отвечает условиям $A < A^*$, вне — наступает срыв пламени. Расчеты выполнены для некоторых произвольных, но реальных условий: $p_a = 55 \text{ кПа}$, $\delta = 5 \text{ мм}$ (для исследованного диапазона $d_c = 2 \div 4 \text{ мм}$). На рис. 5 приведены также опытные данные по срыву факела, полученные в условиях расчета, хорошо отражающие качественные и количественные области режимов устойчивого горения. Расчет выполнен для условий $T_T^* = 300 \text{ К}$, однако в первом приближении для практического использования может быть принят и для $T_T^* = 50 \div 800 \text{ К}$ (из-за малого влияния T_T^* на ϕ , см. рис. 1).

Температура воздуха оказывает повышенное влияние на M_B в области $M_B < 1$ ввиду более сильной зависимости α_d от M_B (см. рис. 3). Следует отметить, что приведенные экспериментальные закономерности по устойчивости диффузионного факела водорода получены в условиях реализации развитого турбулентного течения спутного воздуха и достаточно больших его скоростей ($w_B \geq 50 \text{ м/с}$) при относительно толстых кромках сопел $\delta \geq 2,5 \text{ мм}$, когда в рециркуляционной зоне за кромками также реализуется развитое турбулентное вихревое течение (при $Re = \rho_B w_B \delta / \mu_B \geq 2 \cdot 10^4$ [12]). При ламинарном обтекании прикромочного уступа полученные зависимости могут и не выполняться, для их применения требуется экспериментальная проверка, которая может быть предметом самостоятельного рассмотрения.

В результате экспериментально-теоретических исследований получены закономерности влияния отношения скоростных напоров спутных потоков на соотношение компонентов, полноту сгорания топлива и температуру газа в зоне рециркуляции в диапазоне изменения $\bar{q}_B = 0,01 \div 100$, необходимые для выявления закономерностей устойчивости диф-

фузионного пламени и оценки теплового состояния кромок сопел, находящихся в высокотемпературной зоне рециркуляции.

Полученные обобщающие характеристики устойчивости диффузионного факела водорода могут быть использованы при определении областей начальных параметров смешиваемых потоков с устойчивым пламенем и выборе фронтальных устройств энергетических систем, работающих на водороде с высокой теплонапряженностью, а форма обобщения — для анализа устойчивости диффузионных факелов других газообразных топлив.

Поступила в редакцию 15/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. Е. А. Мещеряков, О. В. Маклашева. ФГВ, 1976, 12, 6.
3. В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков. ФГВ, 1982, 18, 3.
4. Г. Корст. Механика, 1974, 5.
5. А. И. Швец, И. Т. Швец. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наукова думка, 1978.
6. A. Craven. Base pressure at subsonic speeds in the presence of a supersonic jet. The college of aeronautics.— Cranfield, Rept. N 129, 1960.
7. Ю. М. Аннушкин, Г. М. Маслов. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов. ФГВ, 1982, 18, 2.
9. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1972, XII, 3.
10. L. S. Cohen. AIAA Paper, 1966. N 66—617.
11. М. М. Бондарюк, С. М. Ильященко. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Оборонгиз, 1958.
12. E. Zukoski, F. Marble. Comb. Res. and Rev. AGARD. Butterworth. Lnd., 1955.

О СКОРОСТИ ПОДЪЕМА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОЧАГА ГОРЕНИЯ В ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

Г. М. Махвиладзе

(Москва)

В последнее время в связи с интенсивными исследованиями конвективных пределов воспламенения большое внимание уделяется вопросу эволюции локального очага горения в поле силы тяжести. В околопредельных смесях очаг под действием архимедовой силы поднимается вверх и может переноситься на большие расстояния. Основной характеристикой этой стадии развития очага является скорость подъема, которая для сферического очага определялась в работах [1—4].

Ниже дается оценка скорости подъема цилиндрического очага горения, который возникает, если протяженность начального очага инициирования реакции в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом (например, при зажигании смеси длинной горизонтальной накаленной проволокой).

Уравнение движения цилиндрического очага, испытывающего действие подъемной силы и силы сопротивления, в плоскости, перпендикулярной его оси, имеет вид

$$\frac{d}{dt}[(m_s + m_n)v] = (\rho_0 - \rho_s)Sg - c_d(Re)1/2\rho_0v^2S_m, \quad (1)$$

где $v = dY/dt$ — скорость подъема (Y — вертикальная координата); $m_s = \rho_s S$ — полная масса горячего газа плотности ρ_s на единицу длины цилиндра; $S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения цилиндра; $m_n = \rho_0 S$ — присоединенная масса [5]; g — ускорение силы тяжести; c_d — коэффициент сопротивления, зависящий от текущего числа Рейнольдса $Re = Rv\rho_0/\eta$ (η — динамическая вязкость); $S_m = 2R$ — площадь миделевого сечения.