

водородных и других пламенах с высокой сверхзвуковесной степенью ионизации, характеризующихся амбиполярной диффузией заряженных частиц вблизи зоны максимальной температуры пламени.

В заключение авторы выражают признательность В. Б. Либровичу, В. И. Мышенкову и Г. И. Шапиро за полезные обсуждения и замечания.

Институт проблем механики АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
8/IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Miller. Oxidation and Combustion Reviews. Elsevier, 1968, 3, 2, 97.
2. J. Peters, C. Vinckier, A. van Tiggele. Oxidation and Combustion Reviews. Elsevier, 1969, 4, 1, 93.
3. H. F. Calkote. Combustion and Flame. 1957, 1, 4, 385.
4. J. Lawton, F. J. Weinberg. Electrical Aspects of Combustion. Clarendon Press, Oxford, 1969.
5. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович, ФГВ, 1974, 10, 5, 696; Archiwum procesow spalania, 1974, 5, 3, 261.
6. С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.
7. R. G. Fowler. Proc. Phys. Soc., 1962, 80, 3, 620.
8. Б. М. Смирнов. Физика слабоионизованного газа. М., «Наука», 1972.
9. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. Электрические свойства ламинарных пламен. Препринт ИПМ АН СССР, № 51, 1975.
10. Л. А. Гуссак, Е. С. Семенов. ФГВ, 1975, 11, 6, 830.

РАСЧЕТ УСЛОВИЙ СРЫВА ГОРЕНИЯ ЗА ПЛОСКИМ УСТУПОМ И В ВЫЕМКЕ, ОБТЕКАЕМЫХ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

E. A. Мещеряков, O. B. Макашева

Стабилизация на срывных зонах, образующихся при обтекании уступа или выемки потоком горючей смеси [1—3], — один из эффективных способов стабилизации горения в дозвуковом потоке. Все больший интерес к стабилизаторам подобного типа проявляется в связи с возможностью использования их при сверхзвуковом течении [4—5]. Работа [5] единственная, где сделана попытка теоретически оценить область устойчивой работы стабилизирующих устройств указанного типа применительно к углеводородным топливам. В ней срыв горения за стабилизаторами в форме плоского уступа и выемки рассматривался с позиций теории проточных изотермических реакторов.

В настоящей работе исследуется горение водородного топлива на основе принципов [5]. В отличие от работы [5], где используется суммарная кинетика горения углеводородов, привлекается полная кинетика горения водорода в воздухе, включающая восемь реакций для семи компонент.

Модель явления, основные допущения и метод расчета

При обтекании уступа или выемки нереагирующими сверхзвуковыми потоком горючей смеси в образующейся застойной зоне возможно устойчивое горение, характеризующееся определенными критическими пара-

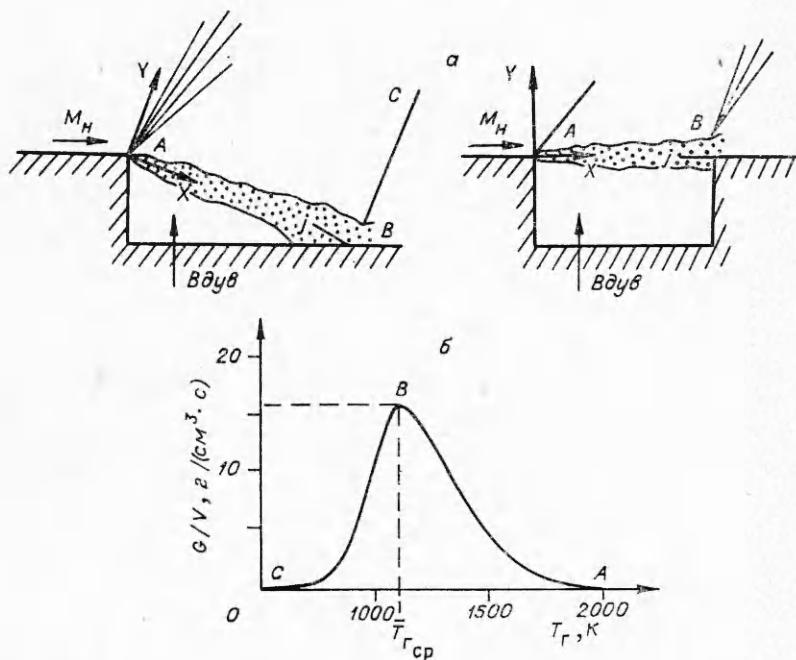


Рис. 1. Модель явления и типичная связь расхода и температуры горения в гомогенном реакторе.

метрами течения, при которых возникает срыв горения или самовоспламенение. Для однородных термодинамических параметров в застойной зоне определяющими факторами самовоспламенения и срыва горения, наряду с химической кинетикой, являются массообмен между внешним потоком и застойной зоной G_n^+ и размер этой зоны (высота уступа или глубина выемки h).

Необходимые для расчета границ горения параметры срывной зоны определялись по следующей модели явления (рис. 1): гомогенная горючая смесь с параметрами M_n , $T_{\text{он}}$, $\rho_{\text{он}}$, α (соответственно число M , полная температура, полное давление и коэффициент избытка окислителя набегающего потока) набегает на уступ или выемку. В угловой точке *A* происходит разворот потока в волне Прандтля — Майера и отрыв его от стенки с образованием рециркуляционной зоны отрыва. На границе оторвавшегося потока и застойной зоны возникает турбулентный слой смешения. Оторвавшийся поток ниже по течению вновь прилипает к стенке. При обтекании уступа прилипание происходит на нижней стенке уступа, при обтекании выемки — в угловой точке на задней стенке выемки (такое положение имеет место, очевидно, только в зоне «закрытого» типа, когда $h/a \sim 1$, где a — ширина выемки).

В точке присоединения *B* газ, текущий в слое смешения, разделяется на два потока, один из которых уходит с газом основного потока, а второй возвращается в застойную зону, осуществляя массообмен между внешним потоком и застойной зоной. В расчетах предполагалось, что для режимов вблизи срыва в слое смешения горение отсутствует, а существует лишь в застойной зоне. Для «бедных» срывов это положение не вызывает сомнений (см., например, [6]). Для «богатого» срыва, если водород не вдувается в зону рециркуляции (на уступ набегает готовая смесь), оно принимается априори. Считалось далее, что состав газа в застойной зоне по всему объему однороден, а вновь приходящий газ мгновенно с ним перемешивается. Теплоотводом в стенку пренебрегалось.

Поставленная задача сводилась к совместному решению задачи о срыве горения в изотермическом реакторе, который ставится в соответствие зоне рециркуляции, и задачи об определении параметров течения и массообмена. Расчеты проводились в три этапа:

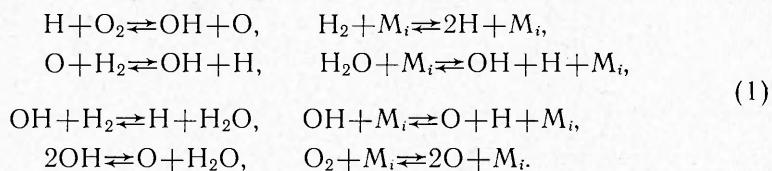
1) для заданных α , T_{on} и p_g (давление в застойной зоне) по теории изотермических реакторов определялись температура в зоне горения и расход G_{cp} горючей смеси для условий срыва горения;

2) на основе найденного значения температуры в застойной зоне решалась задача об определении газодинамических параметров и массообмена между застойной зоной и внешним потоком;

3) из равенства расхода горючей смеси при срыве горения и газа, попадающего из внешнего потока в застойную зону за счет массообмена $G_{\text{н}}$, получались искомые соотношения между параметрами течения при срыве горения.

Известно [1], что критическому условию срыва пламени в изотермическом проточном реакторе при «прокачивании» через него горючей смеси отвечает режим с максимальным расходом G_{cp} (максимальная скорость реагирования). Типичная связь расхода горючей смеси и температуры продуктов горения в реакторе представлена на рис. 1, б (V — объем реактора), где показаны результаты расчета для условий $p=1$ атм, $T_{\text{on}}=300$ К, $\alpha=1,5$. Точка А соответствует режим с малыми расходами горючей смеси через реактор и температурой, близкой к температуре при полноте сгорания $\eta=1$ (равновесное горение). Точка В соответствует срыв горения, ветвь BC описывает неустойчивое горение. Положение точки срыва — температура при срыве и соответствующий ей расход — зависит от кинетики реакций, начальных условий и т. д.

Основной составной частью расчета срыва горения в реакторе является расчет состава и термодинамических параметров смеси идеальных реагирующих газов в приложении к изобарному адиабатическому горению водорода в воздухе. Исследуемая газовая среда состоит из смеси инертного недиссоциированного азота и кислорода, который диссоциирует и реагирует с водородом по следующей схеме [7—9]:



Здесь M_i — любая из семи компонент H , O , H_2O , OH , O_2 , H_2 , N_2 , рассматриваемая в качестве «третьего тела» (в такой последовательности этим компонентам присвоены индексы от 1 до 7 соответственно).

Общее количество реакций окисления водорода довольно велико. Однако расширение набора реакций часто оказывается бесполезным, тем более что пределы срыва пламени со стабилизатора ввиду большой сложности этого явления вряд ли могут служить тем экспериментальным материалом, с помощью которого можно апробировать правильность заложенных в расчет кинетических данных. При помощи широко распространенной кинетической схемы [1] можно определить границы срыва в достаточно широком диапазоне параметров (α , T , p).

Система уравнений материального баланса для каждого из шести первых компонент (азот считается инертным разбавителем) для реактора имеет вид

$$(g_i^0 - g_i) G = V \cdot W_i \cdot \mu_i \quad (i = 1, \dots, 6), \tag{2}$$

где g_i , W_i — массовая концентрация и молярная скорость производства

i-го компонента в реакторе. В соответствии с законом действующих масс

$$W_i = \sum_j (v_{ij}'' - v_{ij}') \left[K_f^j \prod_i (y_i)^{v_{ij}'} - K_b^j \prod_i (y_i)^{v_{ij}''} \right] \quad (3)$$

$$(i=1, \dots, 6; j=1, \dots, 8).$$

К этим уравнениям необходимо добавить алгебраические соотношения, используемые для определения плотности ρ , температуры, концентрации инертного компонента y_7 и концентрации «третьего тела» Y , которую приближенно можно считать равной сумме концентраций всех компонент

$$\rho = \sum_i y_i \mu_i, \quad p = R_0 T Y, \quad y_7 = \rho g_7 / \mu_7, \quad Y = \sum_i y_i. \quad (4)$$

Без учета дополнительных тепловых потерь (например, излучением из зоны реакции) уравнение сохранения энергии может быть записано в форме равенства энталпий подводимой смеси и отводимых продуктов реакции

$$h = \rho^{-1} \sum_i y_i \mu_i h_i(T) = (\rho^0)^{-1} \sum_i y_i^0 \mu_i h_i(T^0) = \text{const}. \quad (5)$$

В уравнениях (2)–(5) y_i — мольная концентрация *i*-го компонента; v_{ij} , v_{ij}' — стехиометрические коэффициенты; K_f^j , K_b^j — константы скоростей прямой и обратной реакции соответственно; ρ — давление газовой смеси в реакторе; R_0 — универсальная газовая постоянная; μ_i — молекулярный вес *i*-го компонента; верхний индекс 0 относится к значению величины на входе в реактор.

Выражения для констант скоростей реакций K_f^j , K_b^j и парциальной энталпии компонент смеси h_i как функции температуры выбирались в соответствии с [7–9].

При заданных параметрах на входе в реактор и давлении в реакторе задача о срыве горения сводится к определению выходных концентраций, температуры продуктов сгорания и расхода на режиме срыва. Однако уравнений (2)–(5), очевидно, не хватает для определения перечисленных величин. Недостающее уравнение составляется из условия максимума зависимости $G(T)$ в точке B (рис. 1, б), которое может быть записано с помощью системы (2)–(5), если принять в ней переменную T за независимую. Система (2)–(5) решалась с помощью ЭВМ итерационным методом Стеффенсена.

Второй этап — расчет параметров течения и массообмена за уступом и в выемке проводился в основном по методике [5]. В его основу положены элементы теории турбулентных струй с привлечением нескольких модифицированной теории Корста. Течение в слое смешения считалось автомодельным; профили скорости и массовой концентрации вещества внешнего потока задавались в виде

$$u/u_e = 1/2 \{ 1 + \Phi [(\xi - \xi_e) / \sqrt{Pr_{\text{эфф}}}] \}, \quad (6)$$

$$C_e = 1/2 [1 + \Phi (\xi - \xi_e)], \quad (7)$$

где $\Phi(z) = 2/\sqrt{2\pi} \int_0^z e^{-t^2/2} dt$ — интеграл вероятности;

$\xi = y/\sigma$ — автомодельная координата; $\sigma(x)$ — характерный размер слоя смешения — рассчитывался согласно [10]; $Pr_{\text{эфф}}$ принималось равным 0,7. Индексом *e* здесь обозначены параметры потока над слоем смешения после разворота в волне Прандтля — Майера. Координаты средне-

го положения профилей ξ_c и ξ_e находились из уравнений сохранения потоков массы и импульса в слое

$$\int_0^{+\infty} d\xi - \delta^*/\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho/\rho_e \cdot c_e \cdot u/u_e \cdot d\xi, \quad (8)$$

$$\int_0^{+\infty} d\xi - (\delta^* + \delta^{**})/\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho/\rho_e \cdot (u/u_e)^2 \cdot d\xi, \quad (9)$$

где δ^* и δ^{**} — соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса пограничного слоя, прошедшего волну разрежения при $x=0$ (в настоящих расчетах принято $\delta^*=\delta^{**}=0$). Необходимое для расчетов распределение температуры в слое смешения определялось из подобия полных температур и концентраций в слое смешения [5]:

$$(T_0 - T_g)/(T_{0e} - T_g) = (T + u^2/2c_p - T_g)/(T_{0e} - T_g) = c_e \quad (10)$$

где индексом g обозначаются параметры в зоне рециркуляции. Средняя плотность ρ рассчитывалась по уравнению состояния.

Расчет отрывного течения становится замкнутым с привлечением условия сохранения массы в застойной зоне

$$\int_{\xi_j}^{\infty} \rho/\rho_e \cdot c_g u/u_e d\xi = \int_{-\infty}^{\xi_j} \rho/\rho_e \cdot c_e u/u_e d\xi + G_{вд}/\rho_e u_e \sigma, \quad (11)$$

где $G_{вд}$ — расход вдуваемого в возвратную зону вещества; $c_g=1-c_e$.

Координата разделительной линии тока ξ_j определялась в соответствии с критерием Корста-Нэша, который принимался равным единице для течения за уступом, и непосредственно из уравнения (11) — при обтекании выемки.

Расчет по описанной выше методике позволял найти газодинамический параметр массообмена $\bar{G}_n^+ = G_n^+/\rho_n u_n h$, где G_n^+ — расход газа, поступающего в застойную зону через слой смешения

$$G_n^+ = \rho_e u_e \sigma \int_{-\infty}^{\xi_j} \rho/\rho_e \cdot c_e \cdot u/u_e \cdot d\xi.$$

Приравняем G_n^+ расходу через зону реакции при срыве горения $G_{cp} = \bar{G}_{cp} V$ (G_{cp} — результат первого этапа расчетов; V — объем зоны реакции):

$$\bar{G}_{cp} V = \bar{G}_n^+ \rho_n u_n h. \quad (12)$$

Учитывая, что для уступа $V=1/2 \cdot h^2 \cdot \operatorname{ctg} \delta$, где δ — угол разворота потока на уступе, а для выемки $V=h^2$, получаем из (12) искомые уравнения границ существования горения, связывающие параметры течения, состав горючей смеси и геометрические размеры зоны отрыва (ρ_n и u_n находятся с помощью газодинамических функций). Для уступа это уравнение имеет вид

$$h = 2,41 \cdot 10^3 \cdot p_{on} \lambda_n \varepsilon(\lambda_n) \bar{G}_n^+ \cdot \operatorname{tg} \delta \sqrt{\mu^0(\alpha_n)} / \sqrt{T_{on}} \cdot \bar{G}_{cp};$$

для выемки

$$h = 1,2 \cdot 10^3 \cdot p_{on} \lambda_n \varepsilon(\lambda_n) \bar{G}_n^+ \sqrt{\mu^0(\alpha_n)} / \sqrt{T_{on}} \cdot \bar{G}_{cp}.$$

Здесь h — высота уступа или глубина выемки (в см); $\rho_{\text{он}}$, $T_{\text{он}}$ — полное давление (в атм) и температура (в К) набегающего потока; λ_n — коэффициент скорости набегающего потока; $\varepsilon(\lambda_n)$ — газодинамическая функция.

Обсуждение результатов расчета

Расчеты течения при срыве горения в застойной зоне за уступом и в выемке и границц устойчивого горения водородно-воздушной смеси выполнялись для следующих условий: $M_{\text{в}} = 1,5 \div 4$, $T_{\text{он}} = 300 \div 1200$ К, $\alpha = 0,2 \div 10$.

Рассмотрим некоторые результаты расчета. Исследование срывных характеристик изотермического проточного реактора на водородном топливе представляет самостоятельный интерес с точки зрения установления ограничивающего влияния химической кинетики на горение. На рис. 2 для примера представлены в виде диаграммы результаты расчетов срывных характеристик в реакторе (по существу, границы горения в переменных $\ln(G_{\text{ср}}/V)$, $T_{\text{ср}}/T_{\text{он}}$) для диапазона параметров: $p = 0,1 \div 1,1$ ата, $\alpha = 0,2 \div 10$ и $T_{\text{он}} = 700$ К. Анализ представленных результатов и результатов для других значений $T_{\text{он}}$ показал, что характер влияния давления на пределы стабильного горения для смесей, близких к стехиометрическим, определяется примерно зависимостью $G_{\text{ср}}/V \sim p^a$ при $a \approx 1,5 \div 2,1$. Что касается влияния коэффициента избытка окислителя α , то границы срыва горения имеют характерную для стабилизации на срывных зонах форму с максимумом. Наибольшая величина $G_{\text{ср}}/V$, т. е. наименьшее время пребывания газа в зоне, наблюда-

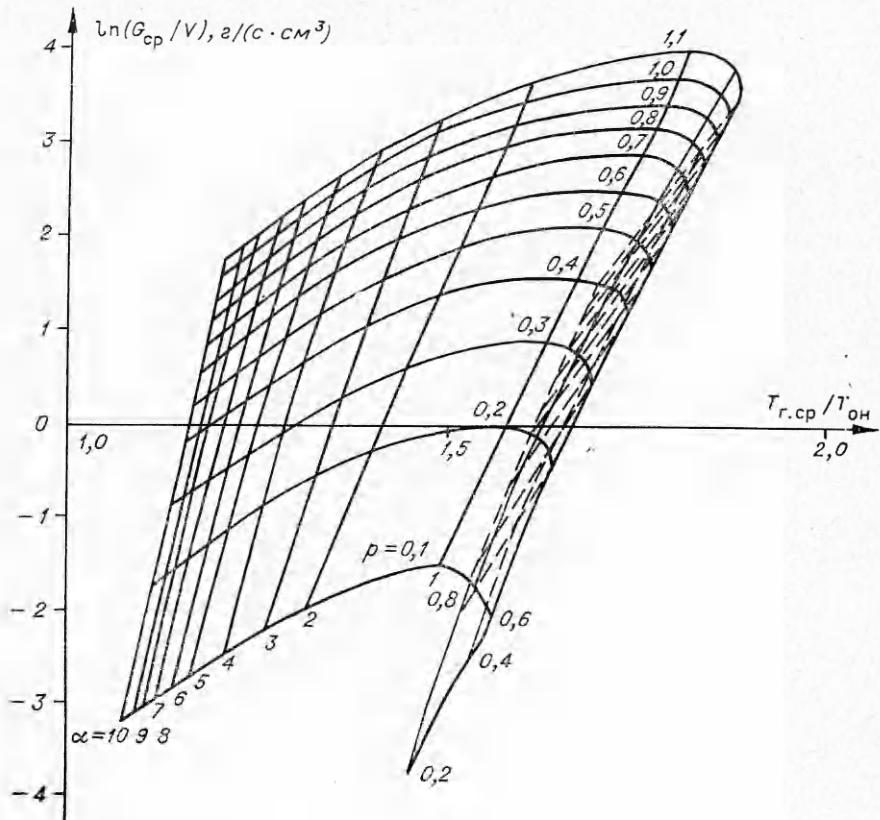


Рис. 2. Диаграмма срывных характеристик гомогенного реактора.

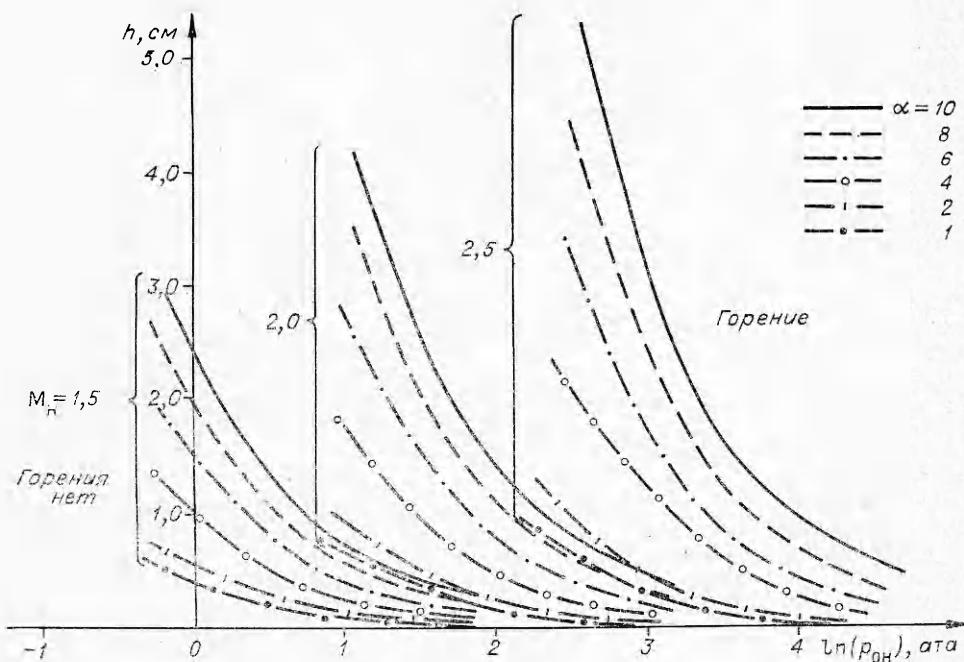


Рис. 3. Границы устойчивого горения в зоне за уступом.

ется в стехиометрической смеси. Увеличение начальной температуры смеси, естественно, расширяет область устойчивого горения.

На рис. 3 представлен пример результатов расчета границ устойчивого горения за уступом для $T_{\text{оп}} = 700$ К. Видно, что увеличение M_n при прочих равных условиях сужает область устойчивого горения.

Как уже отмечалось, рост начальной температуры смеси расширяет область устойчивого горения. Особенно наглядно это продемонстрировано на рис. 4, I для выемки ($M_n = 2,5$, $p_{\text{оп}} = 4,5$ ата, 1 — $T_{\text{оп}} = 300$ К, 2 — $T_{\text{оп}} = 500$ К, 3 — $T_{\text{оп}} = 700$ К). Из его анализа следует, что выемка как стабилизатор горения работает лучше, чем уступ (рис. 4, II) — область существования горения в выемке для одних и тех же значений M_n , $p_{\text{оп}}$, $T_{\text{оп}}$ значительно шире таковой для уступа.

Представляет интерес сравнение характеристик горения углеводородного и водородного топлив. Расчеты горения в выемке (расчет для углеводородного топлива — пропана проводился по аналогичной методике с привлечением суммарной кинетики горения углеводородных горючих) показали, что водород горит стablyно в значительно болееши-

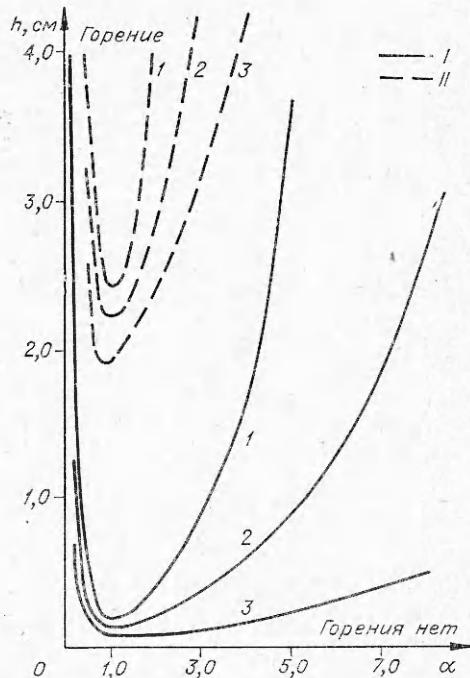


Рис. 4. Влияние начальной температуры смеси и коэффициента избытка окислителя на положение границ устойчивого горения.

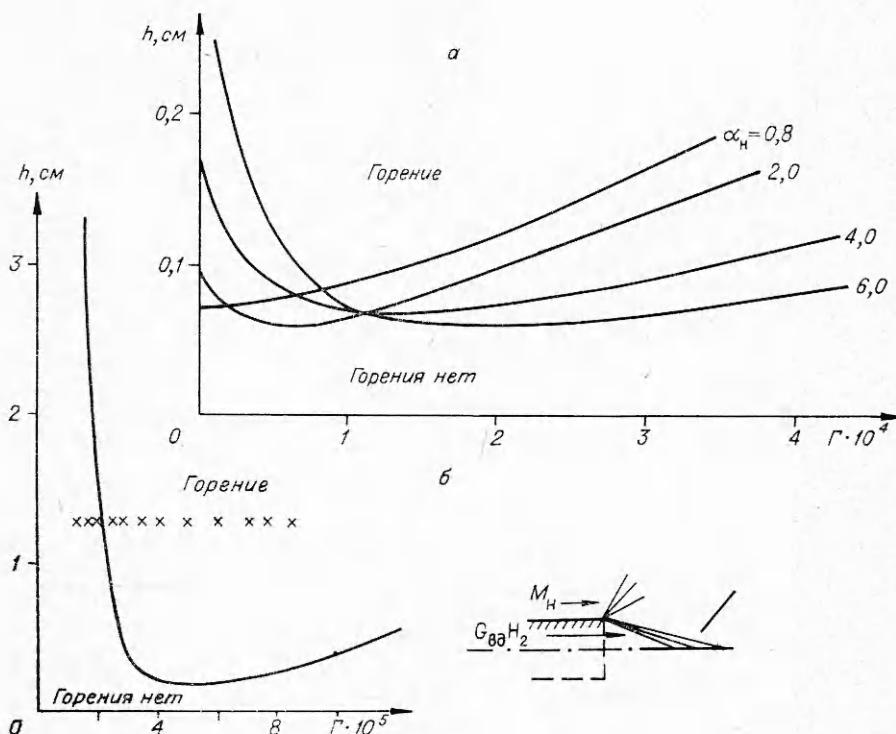


Рис. 5. Влияние вдува водорода на положение границ устойчивого горения.

роком диапазоне параметров, чем пропан (минимально необходимая глубина выемки для водорода получалась в ряде случаев в десятки и сотни раз меньше таковой для пропана).

Одним из активных способов воздействия на стабилизатор горения типа застойной зоны с целью расширения области его работы является вдув в зону рециркуляции дополнительной массы топлива (либо окислителя). Эффект вдува при этом получается значительным [11]. В настоящей методике предусмотрена возможность включения вдува топлива в зону рециркуляции (конечно, в таких количествах, при которых не нарушаются основные предпосылки расчетной модели), струйный профиль в слое смешения, критерий присоединения и т. д. Рис. 5, а ($M_n=2$, $p_{on}=2,17$ ата, $T_{on}=700$ К). Иллюстрирует влияние вдува водорода в зону рециркуляции в выемке на границы устойчивого горения. Наблюдается немонотонный характер поведения граничных кривых $h(\Gamma)$ для «бедных» исходных смесей ($\alpha_n > 1$), свидетельствующий о наличии «богатого» и «бедного» срывов горения в зоне. (Здесь $\Gamma = G_{vdH}/\rho_{on}h\{T_{on}R_n[(k_n+1)/2k_n]\}^{1/2}$). Наилучшие условия для существования стабильного горения, как и предполагалось, возникают когда в зоне образуется смесь, близкая к стехиометрической (рис. 4).

Принимая во внимание некоторую условность ряда предпосылок настоящего расчетного метода, несомненно интересно сравнить результаты расчетов с соответствующими экспериментальными данными. В литературе, однако, практически нет необходимых опытных данных по стабилизации горения в сверхзвуковом потоке с помощью плоского уступа или выемки, которые могли бы быть использованы для апробирования настоящего расчетного метода без добавочных допущений. Это обстоятельство заставило авторов обратиться к работе [11], в которой экспериментально исследовалось горение в ближнем следе за донным срезом плоского тела, помещенного в сверхзвуковой поток чистого воздуха. Весь водород вдувался в донную область через кормовой срез.

На рис. 5, б ($M_n = 2$, $T_{on} = 300$ К, $p_{on} = 7,8$ ата) представлена граница горения в переменных ($h - \Gamma$), рассчитанная для условий [11] (h — полная высота донного среза, точки — экспериментальные данные). В эксперименте было замечено, что крайняя левая точка ($\Gamma = 1,3 \cdot 10^{-5}$) является граничной (бедный срыв). Видно, что расчет «сузил» область устойчивого горения по сравнению с опытом. Но с учетом сложности рассматриваемого явления следует оценить согласие расчета с экспериментом как удовлетворительное, что позволяет надеяться на использование настоящей методики не только для выявления тенденций при имитации в расчетах различных факторов, но и для прямых оценок эффективности работы стабилизирующих устройств рассмотренного типа.

Центральный аэрогидродинамический институт
им. Н. Е. Жуковского, Москва

Поступила в редакцию
30/IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
2. I. L. Drell, F. E. Belfes. NACA Rep. 1383, 1958.
3. T. Kawamiga. Comb. and Flame, 1974, 22, 3.
4. В. К. Баев, А. В. Локотко, П. К. Третьяков. ФГВ, 1973, 9, 5.
5. В. Л. Зимонт, В. К. Иванов. С. Х. Оганесян.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. К. Е. Юрченок. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 2, 48.
7. В. И. Головичев. ФГВ, 1973, 9, 4.
8. Моретти. РТК, 1965, 2.
9. С. И. Слатски. РТК, 1965, 9.
10. R. S. Chapmanragada. AIAA J, 1963, 1, 9, 2188.
11. Л. Р. Девис. РТК, 1968, 5. 90 с.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин

Рассмотрим устойчивость фронта фильтрационного горения по отношению к возмущениям, длина волны которых значительно меньше ширины фронта. Система уравнений, описывающая фильтрационное горение, включает уравнение неразрывности, движения (закон Дарси), энергии (для исходных компонент и продукта реакции) и уравнение состояния газообразной компоненты:

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \vec{\rho v}_\phi + \beta \rho_{m1} \partial \eta / \partial t &= 0, \quad \operatorname{grad} p + \vec{v}_\phi / k_\phi = 0, \quad p = \rho R_t / m \cdot T, \\ \rho c_v \partial T / \partial t + \rho c_v (\vec{v}_\phi \nabla) T - \operatorname{div} m \lambda \operatorname{grad} T + Q &= 0, \\ \rho_m c_m \partial T_m / \partial t - \operatorname{div} \xi \lambda_m \operatorname{grad} T - \rho_{m1} q \partial \eta / \partial t + Q_m &= 0, \\ \rho_n c_n \partial T_n / \partial t - \operatorname{div} \sigma \lambda_n \operatorname{grad} T + Q_n &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где β — стехиометрический коэффициент; q — тепловой эффект реакции; k_ϕ — коэффициент фильтрации; m , ξ , σ — соответственно объемные доли газа (пористость), конденсированного реагента и продукта (в единице объема гетерогенной системы); $\eta = (\rho_{m1} - \rho_m) / \rho_{m1}$ — глубина превращения конденсированного реагента; Q , Q_m , Q_n — члены, учитывающие теплообмен между компонентами системы; индексы m и n — относятся соответственно к конденсированному реагенту и продукту реакции.

При написании системы уравнений (1) принято, что теплопроводность и теплопроводность компонент не зависят от температуры и давления, а пористость и коэффициент фильтрации изменяются только в зоне ре-