

Номер реак-ции	T, K	$k$ , см <sup>3</sup> /с	Ссылка
1	1000	$6 \cdot 10^{-14}$	[11]
3	1000	$10^{-15}$	[12]
4	800	$6 \cdot 10^{-17}$	[9]
7	1000	$3 \cdot 10^{-14}$	[13]
10	1700	$3 \cdot 10^{-13}$	[9]
11	1000	$3 \cdot 10^{-14}$	[9]
12	300	$6 \cdot 10^{-13}$	[14]

Таким образом, влияние переменного электрического поля на нормальную скорость горения органических соединений в воздухе может быть в принципе объяснено селективным возбуждением колебательных уровней молекул азота электронами при соответствующих значениях параметра  $E/N$  и дальнейшей передачей колебательного возбуждения молекулам кислорода. Однако для полного доказательства предложенного механизма в настоящее время отсутствуют необходимые

экспериментальные и теоретические данные.

Так, не ясно, в какой степени приводит к ускорению реакции(1) колебательное возбуждение молекулы кислорода, не известны константы скоростей многих релаксационных процессов, недостаточно хорошо исследован состав газовой смеси в зоне реакции фронта пламени. Представляется целесообразной постановка эксперимента по исследованию зависимости нормальной скорости горения органических веществ в воздухе от параметра  $E/N$ , что позволит более детально проверить справедливость выдвинутых в настоящей работе предположений.

Поступила в редакцию 13/VIII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Э. Малиновский. Социалистическая реконструкция и наука. Вып. 7, 1934.
2. Дж. Лаутон, Ф. Вейнберг. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976.
3. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: Metallurgy, 1968.
4. А. С. Соколик. Самовоспламенение пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
5. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
6. Г. И. Кеандогуло. Химия пламени. М.: Химия, 1980.
7. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах кинетики и реакционной способности. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
8. G. P. Tewari, J. R. Wilson. Comb. Flame, 1975, 24, 2.
9. А. В. Елецкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975.
10. В. И. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1975.
11. В. И. Кондратьев. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970.
12. P. F. Zittel, C. V. Moore. J. Chem. Phys., 1973, 58, 7.
13. D. J. Eckstrom. J. Chem. Phys., 1973, 59, 6.
14. Ю. Б. Конев, И. В. Кочетов и др. Препринт ИАЭ, № 2821. М., ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1977.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ НИЖНЕГО КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ПРЕДЕЛА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЗЕСИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

И. Х. Рахмагулина  
(Москва)

Многие технологические процессы в химической, угольной, горнодобывающей и других отраслях промышленности приводят к образованию взрывоопасных смесей. Один из аспектов проблемы безопасности таких смесей — нахождение критической концентрации смеси или концентрационного предела воспламенения. Для решения этой задачи используется схема эстафетного воспламенения газовзвеси унитарного топлива. Впервые модель эстафетного воспламенения изложена в [1] для случая капли жидкого топлива в атмосфере окислителя.

### Сферически симметричная модель эстафетного воспламенения

Рассмотрим бесконечную газовую среду, в которой взвешены сферические частицы унитарного топлива, причем газ и частицы неподвижны относительно друг друга. Пусть в некоторый момент времени происходит воспламенение одной из них. При достаточной энергии поджигания частица будет гореть в пламенном режиме. (Так, в случае баллистических порохов при атмосферном давлении пламенной режим горения осуществляется, когда температура конденсированной фазы достигает  $300^{\circ}\text{C}$ .) Из высокотемпературной зоны пламени к ближайшим холодным частицам распространяется интенсивная тепловая волна, в результате чего они разогреваются и возможно их воспламенение. Таким образом, по смеси будет распространяться волна горения. Ниже будут найдены критические условия, при которых такое воспламенение невозможно.

Процесс зажигания дисперсной смеси достаточно сложен, поэтому сделаем некоторые упрощающие предположения:

1) возникающие в газе массовые скорости много меньше скорости звука в нем, вследствие чего применимо условие однородности давления по пространству, т. е.  $p = p(t)$ ;

2) газовая фаза рассматривается как однокомпонентная среда со свойствами исходного газа, так как концентрация продуктов реакции мала;

3) наличие «холодных» частиц в газе не влияет на температурные и скоростные поля, возникающие при выгорании воспламенившейся частицы;

4) тепловое воздействие со стороны «горячей» частицы на «холодную» учитывается с помощью граничных условий на поверхности сферы радиуса  $r_c$ , в центре которой находится «холодная» частица. Радиус сферы определяется объемной концентрацией частиц  $\alpha$ :  $r_c = r_{d0}\alpha^{-1/3}$ . Здесь  $r_{d0}$  — начальный размер частиц,  $2r_c$  — расстояние между центрами частиц. На поверхности этой сферы задается температура, которая реализуется при выгорании «горячей» частицы в той точке пространства, где находится центр «холодной» частицы;

5) давление в ячейке равняется давлению во внешней задаче. Это условие однозначно определяет скорость на поверхности сферической ячейки;

6) для сферической ячейки справедливы те же условия воспламенения, что и для плоских образцов [2]. Процессы воспламенения и выгорания пороховых частиц описываются с помощью теории Беляева — Зельдовича горения порохов [3—5], которая в данном случае дает граничные условия на поверхности раздела фаз.

Предположения 3, 4 позволяют решать задачу в сферическом симметричном приближении, причем решение включает в себя два последовательных этапа: нахождение полей температур и скорости в газе при выгорании сферической пороховой частицы и воспламенение и выгорание сферической пороховой частицы в горячем газе. Каждая из сформулированных задач представляет и самостоятельный интерес. Вследствие сделанных предположений задача отыскания концентрационного предела воспламенения дисперсной смеси сводится к определению критических условий воспламенения холодной частицы пороха, находящейся в переменном поле температур, создаваемом выгорающей пороховой частицей.

#### Поле температур около горящей, равномерно прогретой частицы унитарного топлива (пороха)

Рассмотрим одиночную частицу унитарного топлива, находящуюся в бесконечном объеме однокомпонентного холодного газа. Пусть в некоторый момент времени частица мгновенно равномерно прогревается до тем-

пературы разложения пороха и воспламеняется. В этом случае скорость выгорания пороха и температура пламени сохраняются постоянными [5] и являются характеристиками конкретного вещества, определяемыми из эксперимента. Вокруг частицы образуется высокотемпературная узкая зона пламени (толщиной порядка 100 мкм), в которой происходит тепловыделение. За счет теплопроводности из этой зоны окружающий частицу газ начинает нагреваться. Вследствие вдува вещества с поверхности частицы и сжимаемости газа в нем возникает радиальное конвективное движение. В силу сделанных выше предположений система уравнений, описывающая нестационарные процессы в газе около равномерно прогретой выгорающей частицы, имеет вид

$$r > r_d: p(t) = \rho RT, \quad (1)$$

$$v = \frac{(\gamma - 1) \lambda}{\gamma p} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{r_d^2}{r^2} \left( v - \frac{\gamma - 1}{\gamma p} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{(\gamma - 1) T}{\gamma p r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Здесь использовано уравнение для скорости (2), полученное в работе [6]. В уравнениях (1)–(3) и ниже:  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $T$  — температура;  $v$  — скорость;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $R$  — газовая постоянная;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. Индексы  $d$ ,  $\sigma$ ,  $0$  соответствуют частице, поверхности частиц и начальному состоянию соответственно.

В качестве начальных условий выберем однородные распределения параметров

$$t = 0, r > r_d: T = T_0, p = p_0. \quad (4)$$

Так как предполагается, что частица мгновенно равномерно прогревается, то  $w = w_0 = \text{const}$ . Закон движения границы раздела фаз в данном случае известен

$$r_d = r_{d0} - w_0 t. \quad (5)$$

На поверхности частицы реализуется температура стационарного пламени  $T_b^0$  и выполняются следующие условия:

$$t > 0, r = r_d: T = T_b^0, v = (\rho_d / \rho_\sigma - 1) w_0. \quad (6)$$

На бесконечности давление и температура постоянны

$$t > 0, r \rightarrow \infty: T \rightarrow T_0, p \rightarrow p_0. \quad (7)$$

Из условия гомобаричности  $p = p(t)$  с учетом (7) следует, что давление постоянно  $p = p_0 = \text{const}$ .

Таким образом, задача свелась к интегрированию в бесконечной области с подвижной границей системы (1)–(3) с начальными и граничными условиями (4)–(7), учитывающими движение поверхности частицы.

Введем безразмерные переменные

$$\tau = \frac{t \kappa_d}{r_{d0}^2}, \quad \eta = \frac{r_d(t)}{r}, \quad \vartheta = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{P} = \frac{p}{p_0} = 1, \\ \delta = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \delta_d = \frac{\rho_d}{\rho_0}, \quad V = \frac{v r_d}{\kappa_d}, \quad \Lambda = \frac{\lambda}{\rho_0 c_p \kappa_d}, \quad \kappa_d = \frac{\lambda_d}{\rho_d c_d}.$$

Новая переменная  $\eta$  сводит область интегрирования к отрезку [0, 1]. Для учета изменения радиуса частицы введем параметр  $\xi_d = r_d / r_{d0}$ , который связан с безразмерным временем  $\tau$  соотношением

$$\xi_d = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 r_{d0} w_0 / \kappa_d \cdot \tau}}{2 r_{d0} w_0 / \kappa_d \cdot \tau}. \quad (8)$$

В новых переменных задача примет вид

$$\begin{aligned} \delta &= 1/\vartheta, \\ V &= -\Lambda\eta^2 \frac{\partial\vartheta}{\partial\eta} + \eta^2 \left( V + \Lambda \frac{\partial\vartheta}{\partial\eta} \right) \Big|_{\eta=1}, \\ (1 + 2q\xi_d\tau) \frac{\partial\vartheta}{\partial\tau} - \eta^2 \left( V + \frac{\xi_d}{\eta} q \right) \frac{\partial\vartheta}{\partial\eta} &= \\ &= \eta^4 \vartheta \frac{\partial}{\partial\eta} \left( \Lambda \frac{\partial\vartheta}{\partial\eta} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$\tau = 0, \eta < 1: \vartheta = 1; \tau > 0, \eta = 0: \vartheta = 1;$

$$\tau > 0, \eta = 1: \vartheta = \vartheta_b^0, \quad V = q\xi_d (\delta_d/\delta - 1), \quad q = \frac{r_{d0} w_0}{\kappa_d}.$$

Сформулированная краевая задача (9) численно интегрировалась для частицы нитрогликоля в воздухе при давлении в газе  $p_0 = 1$  бар и начальной температуре газа  $T_0 = 300$  К. При расчете использовалась неявная разностная схема [7]. Теплофизические параметры:  $T_s = 437$  К,  $T_b^0 = 1650$  К,  $w_0 = 0,065$  см/с,  $\lambda_d(\partial T/\partial r)^* = 4,59$  кал/(см<sup>2</sup>·с),  $\rho_d = 1,55$  г/см<sup>3</sup>,  $\lambda_d = 5 \cdot 10^{-4}$  кал/(К·см·с),  $c_d = 0,35$  кал/(г·К),  $l = 625,55$  кал/г. На неподвижной поверхности раздела фаз  $\eta = 1$  реализуется температура стационарного пламени  $\vartheta_b^0$ . При удалении от межфазной поверхности температура газа монотонно убывает. Газ, окружающий частицу, нагревается за счет тепловыделения при горении. Существенно, что с некоторого момента профиль температур в газе практически не меняется, причем это распределение не зависит от размера частицы. К моменту выхода на стационарное распределение для частицы начального радиуса 1 мм величина  $\xi_d = 0,2$ , а для  $r_{d0} = 0,1$  мм  $\xi_d = 0,55$ .

Это стационарное распределение может быть получено аналитически, как решение задачи (9), соответствующее предельному случаю  $\xi_d \rightarrow 0$ . При линейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры оно имеет вид

$$\begin{aligned} A/2 \cdot \vartheta^2 + B\vartheta &= c_0\eta + c_1, \quad V \equiv 0, \\ c_0 &= (1 - \vartheta_b^0) [B + A/2 \cdot (1 + \vartheta_b^0)], \quad c_1 = B + A/2, \\ A &= A\vartheta + B. \end{aligned} \quad (10)$$

В каждой точке пространства температура как функция времени имеет максимум (рис. 1). Это связано с тем, что по мере выгорания частицы интенсивность выделения тепла уменьшается. Предельное решение (10) соответствует достаточно большим моментам времени, когда газ в рассматриваемой точке уже охлаждается. Чем дальше от частицы, тем меньше максимум температуры и тем позже он наступает.

Отметим, что немонотонная зависимость температуры в газе от времени, полученная в результате решения нестационарной задачи, существенна для нахождения концентрационного предела в дисперсной системе.

### Воспламенение частицы унитарного топлива в горячем газе

Рассмотрим бесконечную газообразную среду, в которой взвешена неподвижная одиночная сферическая частица унитарного топлива. Температура газа  $T_0$  много больше температуры разложения пороха  $T_s$ . За счет теплопередачи из газовой фазы частица разогревается и поле температур внутри нее становится неоднородным. Распределение темпера-

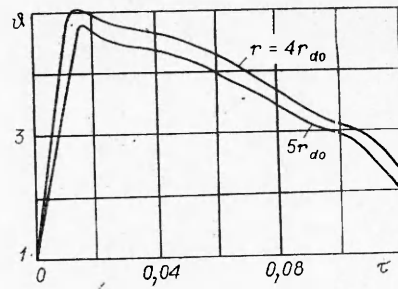


Рис. 1.

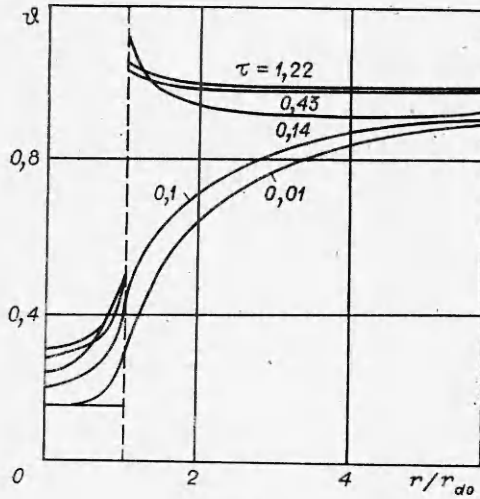


Рис. 2.

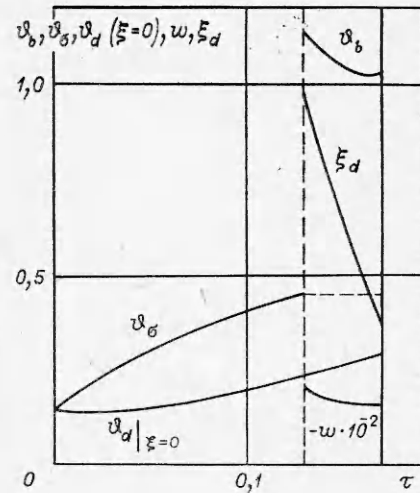


Рис. 3.

тур в частице описывается уравнением теплопроводности

$$r < r_d. \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho_d c_d r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \lambda_d \frac{\partial T}{\partial r} \right).$$

В дальнейшем будем считать  $\rho_d = \text{const}$ ,  $\lambda_d = \text{const}$ . Со временем в частице возникают условия, при которых возможно воспламенение и горение частицы [3—5]

$$T_\sigma = T_s, \quad (\partial T / \partial r)_{d\sigma} \leq \varphi^*.$$

Величины  $T_s$  и  $\varphi^*$  постоянные и характеризуют вещество частицы.

Система уравнений, описывающая процессы в газовой фазе, и граничные условия на бесконечности аналогичны приведенным выше. На поверхности частицы выполняются условия теплопроводности или условия возгонки, или условия горения.

Теплопроводность

$$T_{d\sigma} = T_\sigma, \quad (\lambda \cdot \partial T / \partial r)_{d\sigma} = (\lambda \cdot \partial T / \partial r)_\sigma, \quad v_\sigma = 0.$$

Возгонка

$$T_{d\sigma} = T_\sigma = T_s, \quad (\partial T / \partial r)_{d\sigma} > \varphi^*, \\ (\lambda \cdot \partial T / \partial r)_{d\sigma} = (\lambda \cdot \partial T / \partial r)_\sigma + \rho_d w l, \quad v_\sigma = (1 - \rho_{d\sigma} / \rho_\sigma) w.$$

Горение

$$T_{d\sigma} = T_s, \quad T_\sigma = T_b, \quad v_\sigma = (1 - \rho_{d\sigma} / \rho_\sigma) w, \\ (\partial T / \partial r)_{d\sigma} \leq \varphi^*.$$

Здесь  $l$  — скрытая теплота испарения или теплота разложения унитарного топлива. Частица прогревается постепенно и скорость горения пороха  $w$  и температура пламени  $T_b$  меняются и определяются формулами [3—5]

$$w = -\frac{w_0}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\beta\kappa_d\varphi}{w_0(1+\beta T_s)}} \right], \quad \varphi = \partial T_d / \partial r,$$

$$T_b = T_b^0 + c_d / c_p \cdot (T_s - T_{d0} - \kappa_d \varphi / w).$$

Сформулированная краевая задача решалась численно для частицы пороха Н в воздухе при давлении в газовой фазе 1 бар, начальной температуре частицы 300 К, начальной температуре воздуха 2000 К и различных начальных значениях радиуса частицы. Теплофизические параметры:  $T_s = 900$  К,  $T_b^0 = 1650$  К,  $\kappa_d = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $w_0 = 0,13$  см/с,  $\beta =$

$= 10^{-3} \text{ K}^{-1}, \varphi^* = 6,95 \cdot 10^4 \text{ K/см}, \rho_d = 1,6 \text{ г/см}^3, c_d = 0,35 \text{ кал/(г} \cdot \text{K)}, \lambda_d = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{K)}, l = 100 \text{ кал/г.}$

На рис. 2 приведены поля температур в частице и газе для частицы начального радиуса  $r_{d0} = 1 \text{ мм}$ . Сначала между газом и частицей идет теплообмен, в результате чего частица нагревается. Температура поверхности достигает значения температуры разложения  $\vartheta_*$ . К этому моменту ( $\tau = 0,13$ ) частица успевает прогреться, и градиент температуры в ней у поверхности меньше критического, т. е. происходит воспламенение. Сразу после воспламенения скорость горения (и соответствующая температура пламени) несколько уменьшаются, а затем капля начинает прогреться и скорость горения стремится к своему предельному значению.

Выгорание частицы происходит достаточно быстро, так что вся она прогреться до температуры разложения не успевает. На рис. 3 приведены значения  $\vartheta_b, \vartheta_c, \vartheta_d|_{z=0}, w, \xi_d$  в зависимости от времени.

В работе [8] также рассматривался процесс зажигания и нестационарного выгорания сферической частицы пороха Н. Предполагалось, что в период разогрева и возгонки поток тепла из газовой фазы к частице постоянный. Это позволяет не решать газодинамическую задачу. Как показал сравнительный расчет, качественно результаты одинаковы, но пренебрежение нестационарными и нелинейными эффектами в газовой фазе ведет к увеличению задержки воспламенения примерно в 2,5 раза.

#### Нахождение концентрационного предела в двухфазной монодисперсной смеси частиц унитарного топлива

Задача о нахождении концентрационного предела решалась численно для газозвеси частиц нитрогликоля в воздухе при  $p_0 = 1 \text{ бар}$  и  $T_0 = 300 \text{ K}$  в соответствии с сформулированными предположениями.

Рассмотрим решение в ячейке, когда давление в ней постоянно и на границе задан закон изменения температуры. Размер ячейки  $r_c = 1,25r_{d0}$ . На рис. 4 показаны распределения температур в газе и частице для случая  $r_{d0} = 0,1 \text{ мм}$  ( $\tau$  равно: 1 — 0,2, 2 — 0,144, 3 — 0,034, 4 — 0,015, 5 — 0,005). Частица разогревается, проходит стадию возгонки и воспламеняется. Температура на поверхности ячейки, индуцируемой выгорающей частицей, возрастает. Воспламенение происходит на той стадии, когда газ, окружающую горящую частицу, нагревается. Отметим, что в момент воспламенения ( $\tau^* = 0,16$ ) профиль температур в частице достаточно пологий. В частице большого радиуса профиль температур в момент воспламенения может быть существенно неравномерным.

Уменьшая объемную концентрацию диспергированной фазы, найдем критическое расстояние, при котором воспламенение холодной частицы невозможно. Это может произойти, когда температура поверхности частицы не достигает температуры разложения или когда температура поверхности частицы равна температуре разложения, но сама частица не успевает прогреться, т. е. градиент температуры у поверхности превышает критический, а тепла, поступающего из газовой фазы, недостаточно, для его уменьшения.

Критическое расстояние, при котором не происходит зажигания холодной частицы, тем меньше, чем меньше начальный радиус частиц. Критическое значение объемной концентрации диспергированной фазы, т. е. концентри-

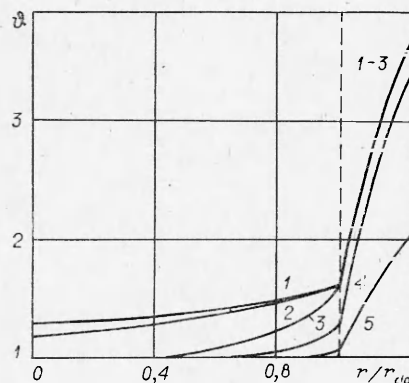


Рис. 4.

рованный предел, также уменьшается с начальным размером частиц. Результаты расчета аппроксимируются линейной зависимостью  $r_{20}w_0/\kappa_d = 3,91 \cdot r_{20}w_0/\kappa_d + 1,64$ . Относительная погрешность аппроксимации не превышает 5%. В рассмотренном случае холодные частицы не проходят стадию возгонки. Они не воспламеняются, так как температура поверхности не достигает температуры разложения.

Таким образом, найден концентрированный предел взвеси частиц унитарного топлива с учетом нелинейных и нестационарных эффектов в газе, которые существенны.

*Поступила в редакцию 3/III 1980*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко, З. В. Истратова. III Всес. совещание по теории горения. Т. 11. Горение неоднородных систем и научные основы сжигания топлива. М., 1960.
2. П. Б. Вайнштейн, В. А. Пыж, В. П. Алешин. Исследование распространения воли горения в турбулентных потоках газозвеси. Отчет Института механики МГУ, № 1753, 1976.
3. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11.
4. А. Ф. Беляев, К. К. Андреев. Теория взрывчатых веществ. М., 1960.
5. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
6. Р. И. Нигматулин, И. Х. Рахматулина. ПМТФ, 1977, 4.
7. А. А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.
8. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1971, 8, 3.

### ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ НЕОДНОРОДНЫХ СМЕСЕЙ ПЛОХООБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

*В. Л. Аполлонов, В. Н. Груздев, А. В. Талантов*

*(Казань)*

Стабилизация пламени неоднородных смесей — весьма сложное физическое явление. По сравнению с гомогенной смесью здесь вступают в действие дополнительные факторы, связанные с фазовой неоднородностью и распределением топлива в пространстве. Влиянием этих факторов, по-видимому, объясняется противоречивость литературных данных, отсутствие обобщающей теории и надежных методов расчета.

Ранее с целью восполнить отсутствие экспериментальных данных по влиянию балластирования и начальной температуры на срывные пределы исследована схема смесеобразования, используемая в реальной форсажной камере [1]. Полученные пределы стабилизации пламени не универсальны и зависят от расстояния между форсунками и стабилизатором, от характеристик форсунок, их расположения, размера канала и т. д. Говоря другими словами, они являются результатом совместного влияния неравномерности распределения топлива по сечению канала и двухфазности набегающей на стабилизатор смеси. С методической точки зрения желательно исследовать влияние каждого из этих факторов на стабилизацию пламени в отдельности. Для этого требуется организация специфических схем смесеобразования, которые исключали бы влияние на стабилизацию пламени одного фактора и в наиболее выпуклом виде отражали влияние другого.

Одна из таких схем исследована в [2], где за счет равномерного расположения форсунок по сечению трубы исключалось влияние неравномерности распределения топлива. В [2] показано, что при различном удалении форсунок от стабилизатора, т. е. при разной массовой доле паровой фазы топлива  $\varphi$  в набегающем потоке пределы стабилизации пламени обобщились коэффициентом избытка воздуха по массовой доле па-