

В заключение авторы выражают глубокую признательность В. А. Надточенко, С. Г. Ческис, В. М. Заманскому и всем другим, кто помогал при проведении экспериментов, при обсуждении и подготовке этой работы.

*Институт химической физики
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
9 /IX 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Durie. Proc. Roy. Soc., 1952, A, 211, 110.
2. G. Skirrow, H. G. Wolfhard. Proc. Roy. Soc., 1955, A, 232, 78.
3. Н. Г. Федотов, В. И. Веденеев, О. М. Саркисов. Докл. АН СССР, 1973, 208, 2, 401.
4. Н. Г. Федотов, О. М. Саркисов, В. И. Веденеев. Химия высоких энергий, 1975, 9, 17.
5. G. Black, M. Luria a. o. J. Chem. Phys., 1974, 60, 9, 3709.
6. D. E. Mann, V. A. Thrush a. o. J. Chem. Phys., 1961, 34, 2, 420.
7. Г. Герцберг. Спектры и строение простых свободных радикалов. М., «Мир», 1974.
8. A. J. Merer, D. N. Travis. Canad. J. of Physics, 1966, 44, 1541.

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ БОРА

*А. Н. Золотко, Л. А. Клячко, К. М. Копейка,
Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук*

Теоретически вопрос о воспламенении газозвеси частиц при гетерогенной реакции на их поверхности исследован в работах [1—3]. Применительно к частицам металлов эта задача проанализирована в [4, 5]. Экспериментально воспламенение газозвесей частиц изучено в значительно меньшей степени [6—8]. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию процессов воспламенения совокупности частиц бора в кислородсодержащих средах.

Как было показано в работе [9], особенности воспламенения одиночных частиц бора обусловлены прежде всего соотношением между скоростью образования и скоростью испарения окиси бора, и должны учитываться в расчетных схемах воспламенения совокупности частиц бора. Рассмотрим случай, когда газозвесь создается путем мгновенного ввода порошка бора в равномерно прогретый реакционный сосуд. Будем пользоваться приближением двухтемпературной среды, которое оправдано в случае, когда относительная массовая концентрация частиц $\eta < 0,5^1$. Предполагаем, что температура газа одинакова по всему объему, а частицы бора имеют одинаковый размер r_c и температуру T_b и равномерно распределены в сосуде, температура стенок которого T_c остается неизменной.

Введем следующие предположения [9]:

- 1) градиент температуры по радиусу сферической частицы отсутствует;
- 2) в течение всего предвоспламенительного периода частицы покрыты жидкой окисной пленкой, толщина которой h мала по сравнению с радиусом частицы;

¹ $\eta = m/(m + \rho_g)$ — отношение массы частиц к полной массе взвеси в единице объема (ρ_g — плотность газа).

3) скорость образования окиси ($\omega_{об}$) в общем случае может быть представлена в виде

$$\omega_{об} = \frac{L_{O_2} C_{O_2}^{\infty}}{\frac{1}{k\xi} + \frac{1}{\chi\xi} + \frac{1}{\beta}}, \quad (1)$$

где k — константа скорости реакции бора с кислородом; χ — константа скорости диффузии кислорода через пленку окиси ($\chi = D_*/h$, D_* — коэффициент диффузии кислорода через жидкую окись бора); ξ — постоянная Генри; β — константа скорости газовой диффузии; L_{O_2} — массовый стехиометрический коэффициент (по кислороду); $C_{O_2}^{\infty}$ — концентрация кислорода в среде;

4) на поверхности раздела жидкая окись — газ происходит испарение окиси бора, которое в соответствии с имеющимися данными [10, 11] может осуществляться в кинетическом или равновесном режиме. Соответственно скорость испарения:

$$\omega_{ис} = \begin{cases} a \exp(-\varphi_1/RT_k) & \text{— кинетический режим испарения,} \\ \frac{DMp^*}{RT\tau_0} \exp(-\varphi_2/RT_k) & \text{— равновесный режим испарения.} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь a — постоянная, имеющая смысл потока окиси бора в вакуум, D — коэффициент диффузии окиси бора в среду, M — молекулярный вес B_2O_3 , R — универсальная газовая постоянная;

5) выгоранием металла за предвоспламенительный период пренебрегаем. Возможность такого допущения подтверждается следующими оценками. Как показано в работе [2], выгорание частиц, необходимое для нагревания газовой взвеси от T^* (минимальная температура среды, при которой может начаться воспламенение) до температуры воспламенения одиночной частицы T , определяется следующим соотношением:

$$\bar{T} - T^* = \frac{Q}{c_p^*} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^3 \right] \cdot \eta. \quad (3)$$

Если в (3) взять $Q = 9480$ кал/г (Q — тепловой эффект реакции окисления в расчете на 1 г бора за вычетом теплотерь на испарение соответствующего количества окиси), то для $\eta = 0,1^2$ ($c_p^* = 0,3$ кал/г, где c_p^* — удельная теплоемкость взвеси) изменение радиуса частицы на 5% достаточно для повышения температуры взвеси от $T^* = 1480$ К до $T = 1980$ К [9].

Будем также пренебрегать выгоранием окислителя, поскольку, как показано ниже, температура воспламенения не зависит от концентрации кислорода. Под температурой воспламенения в дальнейшем будем подразумевать минимальную начальную температуру среды T_0 (равную температуре стенок сосуда), обеспечивающую воспламенение газовой взвеси.

В сделанных выше предположениях T_0 определяется из совместного решения системы уравнений теплового баланса для отдельной частицы, газа и массового баланса для окисной пленки

$$\frac{1}{3} c_{p_k} r_0 \frac{dT_k}{dt} = q\omega_{об} - l\omega_{ис} - \alpha(T_k - T_0) - \varepsilon\sigma(T_k^4 - T_0^4), \quad (4)$$

$$M_g c_g dT_g/dt = NS_k \alpha(T_k - T_g) - \alpha_1 S_c (T_g - T_0), \quad (5)$$

$$\rho dh/dt = \omega_{об} - \omega_{ис} \quad (6)$$

² Значению $\eta = 0,1$ соответствует $\beta_0 \approx 1$, где $\beta_0 = \rho_g/L_0 m$ — коэффициент избытка окислителя, L_0 — стехиометрический коэффициент по воздуху.

с начальными условиями: $t=0$, $h=h_n$, $T_k=T_{kn}$, $T_g=T_0$. Здесь c , c_g — теплоемкость частиц и газа соответственно, M_g — масса газа, N — число частиц, ρ , ρ_k — плотность окиси бора и бора соответственно, S_k , S_0 — площадь поверхности частицы и стенок сосуда, α — коэффициент теплоотдачи теплоотдачи от частицы к газу, α_1 — коэффициент теплоотдачи к стенке, q , l — соответственно тепловой эффект реакции окисления и теплота испарения окиси на один грамм окиси, ε — степень черноты, σ — постоянная Стефана—Больцмана.

Система нелинейных дифференциальных уравнений (4) — (6) допускает существование стационарного решения, когда величины T_k , T_g и h остаются неизменными во времени.

Условие существования такого решения имеет вид

$$q\omega_{об} - l\omega_{ис} = \alpha(T_k - T_g) + \varepsilon\sigma(T_k^4 - T_0^4), \quad (7)$$

$$NS_k\alpha(T_k - T_g) = \alpha_1 S_0(T_g - T_0). \quad (8)$$

$$\omega_{об} = \omega_{uo}. \quad (9)$$

Из уравнений (7), (8) исключим T_g и, следуя [2], введем эффективный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{эфф} = \alpha \cdot \alpha_1 S_0 / (\alpha_1 S_0 + NS_k\alpha), \quad (10)$$

тогда уравнение (7) запишется в виде

$$(q - l)\omega_{ис} = \alpha_{эфф}(T_k - T_0) + \varepsilon\sigma(T_k^4 - T_0^4). \quad (11)$$

Исследуем полученное решение системы (7) — (9) на устойчивость [12]. Для этого значениям T_k , T_g , h вблизи стационарного решения (\bar{T}_k , \bar{T}_g , \bar{h}) придадим приращения³:

$$T_k = \bar{T}_k + T'_k, \quad T_g = \bar{T}_g + T'_g, \quad h = \bar{h} + h'. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (4) — (6) и разлагая все функции в окрестности стационарного решения в ряд, после линеаризации получим

$$\frac{1}{3} c\rho_k r_0 \frac{dT'_k}{dt} = q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} T'_k + q \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial h} h' - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} T'_k - \alpha T'_k - \alpha T'_g - 4\varepsilon\sigma T_k^3, \quad (4')$$

$$M_g c_g \frac{dT'_g}{dt} = NS_k \alpha T'_k - (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) T'_g, \quad (5')$$

$$\rho \frac{dh}{dt} = \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} T'_k + \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} h' - \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} T'_k. \quad (6')$$

Решение системы (4'), (5') будем искать в виде

$$T'_k = T_k^* \exp(pt), \quad T'_g = T_g^* \exp(pt), \quad h' = h^* \exp(pt). \quad (13)$$

Подставляя (13) в (4') — (6'), получим алгебраическую систему уравнений, условие существования нетривиального решения которой имеет следующую форму:

$$\begin{vmatrix} \left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - \alpha - 4\varepsilon\sigma T_k^3 - \frac{1}{3} c\rho_k r_0 p \right) & \alpha & q \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial h} \\ NS_k \alpha & -(NS_k \alpha + \alpha_1 S_0 + M_g c_g p) & 0 \\ \left(\frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} \right) & 0 & \left(\frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} - \rho p \right) \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

³ Заметим, что дальнейшее рассмотрение не зависит от выбора знаков перед T'_g , T'_k , h' .

Выражение (14) представляет собой характеристическое уравнение для корней p . Раскрывая определитель, получим

$$p^3 + ap^2 + bp + c = 0, \quad (15)$$

где

$$a = -\frac{1}{\frac{1}{3} \rho \rho_k c c_g M_g r_0} \left\{ \frac{1}{3} M_g \rho_k c c_g r_0 \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} - \rho \left[\frac{1}{3} c \rho_k r_0 (NS_k \alpha + \alpha S_0) - M_g c_g \left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - \alpha - 4 \varepsilon \sigma T_k^3 \right) \right] \right\};$$

$$b = \frac{1}{\frac{1}{3} \rho \rho_k c c_g M_g r_0} \left\{ M_g c_g q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} \left(\frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} \left[\frac{1}{3} c \rho_k r_0 (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) - M_g c_g \left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - \alpha - 4 \varepsilon \sigma T_k^3 \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \rho \left[\left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - 4 \varepsilon \sigma T_k^3 \right) (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) - \alpha_1 S_0 \alpha \right] \right\};$$

$$c = -\frac{1}{\frac{1}{3} \rho \rho_k c c_g M_g r_0} \left\{ q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} \left(\frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} \right) (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) - \right.$$

$$\left. - \frac{\partial \omega_{об}}{\partial h} \left[\left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - 4 \varepsilon \sigma T_k^3 \right) (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0 \alpha) \right] \right\}.$$

Стационарное решение перестает существовать, когда $\{p_1, p_2, p_3\} = 0$, при этом $c = 0$, т. е.

$$q \left(\frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} \right) (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) - \left[\left(q \frac{\partial \omega_{об}}{\partial T_k} - l \frac{\partial \omega_{ис}}{\partial T_k} - 4 \varepsilon \sigma T_k^3 \right) (NS_k \alpha + \alpha_1 S_0) - \alpha_1 S_0 \alpha \right] = 0. \quad (16)$$

Учитывая, что $\frac{\partial \alpha_{ис}}{\partial T_k} = \frac{\Phi}{RT_k^2} \omega_{ис}(T_k)$,

где

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_1 - \text{кинетический режим испарения} \\ \Phi_2 - \text{равновесный режим испарения,} \end{cases}$$

и вводя эффективный коэффициент теплоотдачи (10), уравнение (16) запишем в виде

$$(q - l) \frac{\Phi}{RT_k^2} \omega_{ис}(T_k) = \alpha_{эфф} + 4 \varepsilon \sigma T_k^3. \quad (17)$$

Представим $\alpha_{эфф}$ в форме [2] $\alpha_{эфф} = \alpha / (1 + A)$, где

$$A = \rho_g / \rho_k \cdot \eta / (1 + \eta) \cdot Nu_k / Nu \cdot (R_0 / r_0)^2. \quad (18)$$

Здесь Nu_k, Nu — число Нуссельта для теплопередачи от частицы к газу и от газа к стенкам соответственно, R_0 — размер сосуда (радиус трубы). Тогда уравнения (11), (17) запишутся следующим образом:

$$(q - l) \omega_{ис}(T_k) = \frac{\alpha}{1 + A} (T_k - T_0) + \varepsilon \sigma (T_k^4 - T_0^4), \quad (19)$$

$$(q - l) \frac{\Phi}{RT_k^2} \omega_{ис}(T_k) = \frac{\alpha}{1 + A} + 4 \varepsilon \sigma T_k^3. \quad (20)$$

Уравнения (19), (20) образуют систему трансцендентных уравнений для нахождения температуры воспламенения и температуры частицы в момент воспламенения в зависимости от радиуса частицы и массовой концентрации.

Решение значительно упростится, если пренебречь теплотерями на излучение и применить для экспоненты разложение Франк-Каменецкого [13]. Тогда критические условия приобретут вид

$$\frac{(q-l)}{\alpha} \cdot \frac{\varphi}{RT_0^2} \omega_{ис}(T_0) = \frac{1}{e(1+A)}. \quad (21)$$

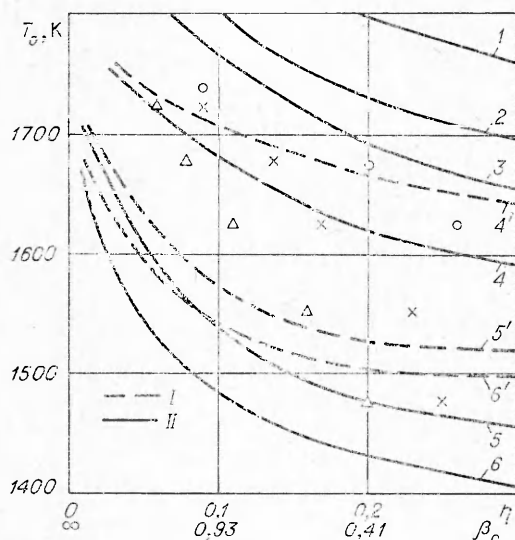
Таким образом видно, что воспламенение газозвеси частиц бора может быть описано по схеме гетерогенного механизма [2] с эффективной теплотой реакции q' , равной разности теплот окисления бора и испарения окиси $q' = q - l$, и скоростью реакции, равной скорости испарения окиси бора. Поскольку скорость испарения $\omega_{ис}$ (2) практически не зависит от концентрации окислителя, то, как следует из (19)–(21), T_0 не зависит от концентрации кислорода в среде.

На рисунке сплошными линиями изображены рассчитанные по (19)–(21) зависимости температуры воспламенения от массовой концентрации частиц для различных размеров частиц бора. При расчетах значения входящих в (19)–(21) величин полагались равными: $q' = 2980$ кал/г; $c_p = 0,27$ кал/(г·К); $\rho_g = 2,77 \cdot 10^{-4} (1273/T)$ г/см³; $\lambda = 196 \cdot 10^{-6} (T/1273)^{0,75}$ кал/(см·с·К); $\rho_h = 2,35$ г/см³; $\epsilon = 0,5$; $a = 6,79 \times 10^6$ г/(см²·с); $\varphi_1/R = 44\,000$ К⁻¹ [10] — кинетический режим испарения; $p^* = 5,52 \cdot 10^6$ атм; $\varphi_2/R = 40\,000$ К⁻¹ [14] — равновесный режим испарения. Кроме того, принималось $D\rho_p M/\lambda RT = 1$, $p = 1$ атм, $R_0 = 1$ см, $Nu_h = 2$, $Nu = 5,6$ [15].

Экспериментальные исследования критических условий воспламенения взвеси частиц бора проводились методом мгновенного ввода порошка в заданный объем. Преимущества такого метода перед другими (например, поточными, циркуляционными) заключаются в возможности хорошо дезагрегировать облако. Это особенно относится к мелким частицам (1–15 мкм), исследования которых представляют наибольший интерес.

Воспламенение взвеси частиц происходило в равномерно прогретой зоне горизонтально расположенной карбид-кремниевой печи. Такое расположение исключало наличие конвективных токов вдоль оси печи. С другой стороны, это не приводило к изменению дисперсного и концентрационного полей, связанного с седиментацией частиц, поскольку величина оседания их в течение периода задержки, рассчитанная в стоксовом приближении, на несколько порядков меньше диаметра печи.

Частицы вводились пневматически при помощи датчи-



Экспериментальные и расчетные зависимости между критическими параметрами воспламенения в воздухе.

1, 2, 3 — кинетический режим испарения без учета излучения для частиц диаметром 12,4; 5 и 3 мкм; 4, 5, 6 — равновесный режим испарения для тех же частиц; 4', 5', 6' — равновесный режим испарения с учетом излучения для тех же частиц; Δ , \times , \circ — экспериментальные значения для частиц диаметром 3; 5; 12,4 мкм соответственно.

ка порцией сжатого воздуха либо кислорода в момент подачи импульса на электромагнитный клапан. Датчик частиц представлял собой микропечь, на конце которой находилась насадка с навеской порошка, охлаждаемая водой. Расположение, количество и размер отверстий в насадке подбирались экспериментально так, чтобы получить равномерное по концентрации облако. Конструктивные особенности датчика и относительно небольшая ширина фракций исключали сепарирование частиц вдоль облака, что подтверждалось изучением кривых распределения частиц, взятых в различных местах вдоль облака. Измерения концентрации и распределения ее по объему проводились на прозрачной «камере-модели» двумя способами: методом отбора проб и исследованием изменения оптической плотности. Измерения показали, что в поперечном сечении концентрация взвеси практически постоянна; вдоль облака она изменяется от некоторого постоянного значения на большом участке от датчика до нуля в конце реакционного объема. За величину массовой концентрации принималась средняя концентрация на равномерном участке ее распределения вдоль облака. Относительная погрешность составляет 20%. Исследовались порошки кристаллического бора (чистота 99%), предварительно классифицированные по размерам на рассеивающей установке.

Как было показано выше, в настоящей работе за температуру воспламенения принималась минимальная температура стенки, равная начальной температуре среды, при которой достигалось воспламенение газозвеси. В условиях эксперимента отношение толщины зоны радиационного прогрева к характерному размеру (радиусу трубы печи) больше единицы во всех опытах, т. е. поглощение лучистой энергии происходит во всем объеме газозвеси одинаково. Воспламенение взвеси частиц фиксируется достаточно четко и вспышка имеет ослепительную ярко-зеленую окраску.

Обратимся к сопоставлению опытных данных с результатами расчета. Экспериментальные исследования критических условий воспламенения в среде кислорода показали, что в пределах погрешности эксперимента температура воспламенения не зависит от концентрации кислорода в диапазоне $c_{O_2} = 0,2 \div 1$ (где c_{O_2} — объемная доля O_2 в среде), что находится в согласии с результатами расчета критических условий воспламенения совокупности частиц бора.

Результаты экспериментального исследования зависимости критической температуры воспламенения от весовой концентрации представлены на рисунке для трех различных фракций. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений показывает, что для частиц диаметром меньше 10 мкм опытные точки ложатся между соответствующими теоретическими кривыми, полученными для кинетического и равновесного режимов испарения окиси. Это, вероятно, объясняется тем, что для мелких частиц может реализоваться переходной режим испарения окиси бора. Для крупных частиц имеет место равновесный режим испарения. Более подробный анализ процесса испарения окиси бора затрудняется отсутствием каких-либо прямых экспериментальных данных по коэффициентам испарения.

Наблюдающееся в эксперименте довольно резкое уменьшение температуры воспламенения при $\eta > 0,2$, по-видимому, объясняется тем, что для плотных газозвесей более вероятно образование отдельных участков газозвеси с повышенной плотностью за счет флуктуаций числа частиц в объеме. Данные скоростной киносъемки свидетельствуют, что при больших плотностях взвеси воспламенение происходит на отдельных хаотически расположенных центрах. В то же время, в случае $\eta < 0,2$ воспламенение происходит во всем объеме газозвеси.

Одесский государственный университет

*Поступила в редакцию
19/III 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. Теплоэнергетика, 1966, 8.
2. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
3. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. Н. Степанов. ФГВ, 1971, 7, 1.
4. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. Н. Степанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. В. Б. Либрович, В. Н. Лисицын, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1974, 1.
6. H. M. Cassel, L. Liebman. Comb. and Flame, 1959, 3, 4.
7. К. М. Копейка, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. Физика аэродисперсных систем, вып. 11, Киев, Изд-во КГУ, 1974.
8. Ю. А. Юрманов, А. Б. Рыжик и др. Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
9. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук и др. Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
10. Merrill K. King. Combustion Science and Technology, 1972, 5, 4.
11. G. Mohan, F. A. Williams. AIAAJ., 1972, 10, 6.
12. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М., «Наука», 1968.
13. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
14. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
15. Р. Берд, В. Стьюарт, Е. Лайтфун. Явления переноса. М., «Химия», 1974.

УСЛОВИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА ПРИ НАЛИЧИИ ИНЖЕКЦИИ И ЗАКРУТКИ ГАЗОВ В ПОЛУЗАМКНУТОЙ КАМЕРЕ

В. Н. Вилунов, А. П. Руднев

Отличительные особенности, характеризующие закрученный поток продуктов горения в полузамкнутой камере,— значительный перепад давления в поперечном сечении потока и сужение эффективной площади критического сечения сопла [1—3 и др.], что ведет к изменению расходных характеристик камеры по сравнению со сверхкритическим истечением без закрутки газов. Если вектор ускорения потока направлен к поверхности горения твердого топлива, то конденсированные частицы, находящиеся в продуктах горения, воздействуют механическим и тепловым образом на поверхность топлива, вызывая образование кратеров на ней, локальное повышение скорости горения и увеличение эффективной поверхности горения [3—6 и др.]. Наконец, для закрученного потока возрастает время пребывания продуктов горения в камере сгорания, что в общем случае приводит к большей полноте энергвыделения.

Все описанные обстоятельства непосредственно сказываются на давлении и расходных характеристиках камеры, обеспечивая возможность физического регулирования процессом горения.

В данной работе влияние закрутки газов на внутрикамерную устойчивость рассмотрено на примере инжекционной вихревой системы [7], состоящей из основной камеры с торцевым зарядом пороха, к которой подсоединен дополнительный твердотопливный газогенератор. Сверхзвуковой поток продуктов сгорания из газогенератора подается в околосопловую часть основной камеры тангенциально ее продольной оси и обеспечивает закрутку газов в камере. При этом расход газов из основной камеры G будет уже зависеть не только от давления и температуры в камере сгорания (как при сверхкритическом истечении), но и от прихода газов из вспомогательного газогенератора G_1 . Предполагается также, что твердотопливные заряды в камерах в общем слу-