

в диффузионную. Так, для частицы $\delta = 3$ мм при $C_{O_2} = 5\%$ $R_k = 0,6$, а при $C_{O_2} = 15$, $R_k = 0,92$. Это объясняется тем, что увеличение C_{O_2} приводит к росту температуры частицы, в результате чего значительно растёт химическая скорость горения и скорость горения определяется подводом окислителя к поверхности горячей частицы. Уменьшение энергии активации с 30 до 15 и 20 ккал/моль при $C_{O_2} = 10\%$ приводит к чисто диффузионному горению, что также объясняется увеличением скорости химической реакции.

На рис. 4 представлено изменение стехиометрического коэффициента β по мере выгорания частицы при различных температурах слоя. Из рисунка видно, что уменьшение температуры слоя приводит к частичному горению кокса до CO_2 на поверхности частицы. Но доля горения до CO_2 сильно зависит от размера частицы. Так, для частиц размером 4 мм уменьшение температуры слоя с 1223 до 1073 К увеличивает β с 0,5 до 0,53, а для частицы размером 1 мм — соответственно с 0,5 до 0,64. Увеличение β с уменьшением размера частицы объясняется понижением температуры частицы в связи с увеличением коэффициента теплообмена. Расчёты показывают, что уменьшение содержания O_2 в газах приводит к увеличению β , что объясняется относительно низкой температурой горячей частицы.

Таким образом, как показали расчёты, режим и макрохимизм горения зависят от энергии активации реакции, температуры слоя и содержания кислорода. Этим объясняются противоречивые выводы, имеющиеся в литературе.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. M. Avedesian, J. F. Davidson. Trans. Inst. Chem. Eng., 1973, 51, 124.
2. Probir Basu. Fuel, 1977, 56, 4, 320.
3. R. K. Chakraborty, I. R. Howard. J. Inst. of Fuel, 1978, 409, 51, 220.
4. А. Б. Резняков, И. П. Басина, С. В. Бухман и др. Горение натурального твердого топлива. Алма-Ата: Наука, 1968.
5. P. N. Rowe, K. T. Claxton, J. V. Lewis. Trans. Inst. Chem. Eng., 1963, 43, T14 — T31.
6. С. В. Бухман, Е. Нурекенов. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 2. Алма-Ата: Наука, 1965.

УДК 536.46 : 533.6

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ НЕПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ В КАНАЛАХ

В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников
(Москва)

Сверхзвуковое горение перемешанных газов в каналах определяется взаимодействием турбулентного обмена, химической кинетики и газодинамических эффектов, сопровождающих тепловыделение. При определенных условиях влияние каждого из перечисленных факторов может стать критическим для процесса горения. В настоящей работе приводятся экспериментальные и расчетные результаты, имеющие целью прояснить роль этих факторов в формировании физической картины течения. Основное внимание уделено анализу влияния на горение торможения сверхзвукового потока до дозвуковых скоростей, пульсаций концентрации и конечных скоростей химических реакций.

1. При горении в сверхзвуковых потоках в каналах возможны два режима, которые являются аналогами недосжатой (продукты сгорания имеют сверхзвуковую скорость, $M > 1$) и пересжатой ($M < 1$) детонационных волн [1]. В отличие от собственно детонации торможение в каналах происходит в псевдоскачке на длине порядка 10 калибров [2, 3].

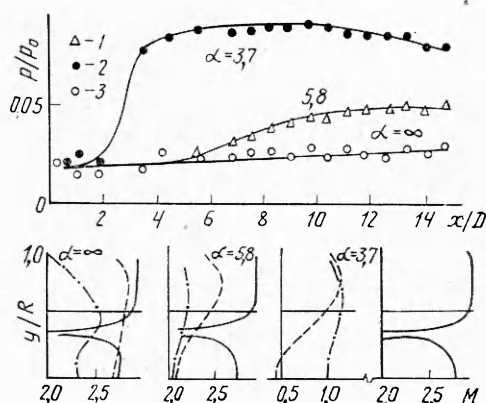


Рис. 1. Распределения статического давления и профили чисел M в цилиндрическом канале; $M_j = 2,7$, $M_e = 2,9$, $T_{0j} = 243$ К, $T_{0e} = 2100$ К, e — окислитель, j — горючее, $D = 70$, $d = 20$ мм, $p_{0e} = 24,7 \cdot 10^2$ кПа, α — коэффициент избытка окислителя. 1 — сверхзвуковое горение, 2 — горение в псевдоскачке, 3 — горения нет; $x/D = 0,3$ (—), 5,5 (---), 13,7 (—·—).

Одним из авторов [4] были разработаны малогабаритные охлаждаемые датчики полного и статического давления, которые позволяют найти распределение чисел M в поперечных сечениях канала для обоих режимов горения. Опыты проводились на установке, описанной в [3]. На рис. 1 приведены профили чисел M при сверхзвуковом горении и горении в псевдоскачке соосной струи водорода. Отметим следующие качественные особенности. В первом случае тепловыделение в ядре потока происходит при $M > 1$. При горении в псевдоскачке в центре канала наблюдается обширная дозвуковая область. Этим и отличается картина течения во втором случае (при рассмотренной подаче топлива) от течения в псевдоскачке без горения, где дозвуковая зона располагается вблизи стенки [2]. Это обстоятельство следует учитывать при развитии моделей подобных течений. По-видимому, корректный расчет таких течений возможен лишь на основе решения полной системы уравнений переноса в эллиптической постановке.

2. В настоящее время расчетные исследования горения в каналах осуществляются в основном в приближении пограничного слоя. Влияние пульсаций концентраций на процесс диффузионного горения при дозвуковых скоростях течения в каналах анализировалось в [5]. Здесь анализ обобщен на горение сверхзвуковой струи водорода. В отличие от дозвукового горения в рассматриваемом случае в выражении для полной энергии (энтальпии) нельзя пренебрегать кинетической энергией. Поэтому неосредненные плотность и температура оказываются зависящими от концентрации инертной примеси Z и скорости u . Для определения средних значений плотности $\bar{\rho}$ и температуры \bar{T} совместная плотность вероятностей $P(Z, u)$ аппроксимировалась выражением (если это выражение проинтегрировать по u , то получим аппроксимацию плотности вероятностей $P(Z)$, использованную в [5])

$$P(Z, u) = (1 - \gamma) \delta(u - u_e) \delta(Z) + \gamma \delta(u - u_t) \delta(Z - Z_t),$$

$$\bar{u} = \gamma u_t + (1 - \gamma) u_e, \quad \bar{Z} = \gamma Z_t.$$

Здесь γ — коэффициент перемежаемости; Z_t , u_t — условно осредненные концентрация и скорость в турбулентной жидкости; u_e — скорость спутного потока. Осредненные скорость \bar{u} и концентрация \bar{Z} находились из уравнений движения и диффузии. Коэффициент перемежаемости γ определялся из полуэмпирического уравнения:

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \gamma}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \gamma}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\bar{\rho} v_t (1 - \gamma)}{\text{Pr}_\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial y} \right] + \frac{bE}{v_t} \gamma (1 - \gamma),$$

$$\text{Pr}_\gamma = 2,0, \quad b = 0,18.$$

Здесь x , y — продольная и радиальная координаты; E , v_t — энергия турбулентности и турбулентная вязкость. В остальном описание диффузион-

Рис. 2. Профили температуры и мольных концентраций компонентов при горении водорода в плоском канале.

1 — H_2O , 2 — N_2 , 3 — O_2 , 4 — T , эксперимент [8]; кривые — расчет. Условия опытов: $M_j = 1,0$, $M_e = 2,44$, $T_j = 254$ К, $T_e = 1270$ К. В расчетах $\nu_{te}/u_e H = 2 \cdot 10^{-3}$, $E_e/u_e^2 = 2 \cdot 10^{-4}$, $\nu_{tj} = 0$, $E_j = 0$.

ного пламени и метод численного решения совпадают с использованными в [6].

На рис. 2 приведено сопоставление рассчитанных и измеренных в [7] профилей температуры и мольных концентраций компонентов в выходном сечении плоского канала при горении пристенной струи водорода.

Для того чтобы выяснить условия, при которых пульсации концентрации играют существенную роль, проведены сравнительные расчеты горения осесимметричной струи водорода по рассмотренной методике и по квазиламинарной схеме (т. е. без учета пульсаций). Результаты расчетов по обеим методикам практически совпадают, значит, влияние пульсаций концентраций пренебрежимо мало, если $d/D \geq 0,3$ (d — диаметр сопла, D — диаметр канала). Роль пульсаций становится весьма заметной при $d/D \approx 0,1$. Эффект затягивания горения из-за пульсаций тем значительнее, чем больше отношение масштаба турбулентности l_t к диаметру сопла, из которого истекает струя (рис. 3). Отметим, что заметное увеличение длины выгорания топлива при крупномасштабной турбулентности экспериментально наблюдалось в [8].

3. При численном моделировании сверхзвукового горения еще не вполне установлены границы применимости обычно используемого предположения о бесконечно больших скоростях реакций. Известны опытные данные (см., например, [8]), свидетельствующие о резком замедлении горения в расширяющихся каналах. Вопрос о том, вызвано ли это смещением или конечной скоростью хи-

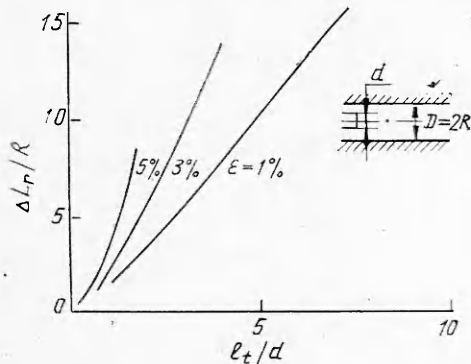


Рис. 3. Влияние масштаба l_t и интенсивности ϵ турбулентности на длину выгорания L_Γ водорода в цилиндрическом канале. L_Γ^0 — без учета пульсаций, L_Γ — с учетом пульсаций, $\Delta L_\Gamma = L_\Gamma - L_\Gamma^0$, $l_t = \nu_{te}/0,3\sqrt{E_e}$, $\epsilon = \sqrt{E_e}/u_e$, $d/D = 0,1$, $M_e = 2,85$, $M_j = 2,4$, $T_e = 940$ К, $T_j = 140$ К.

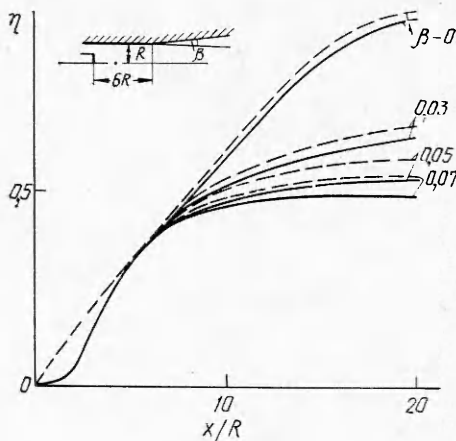
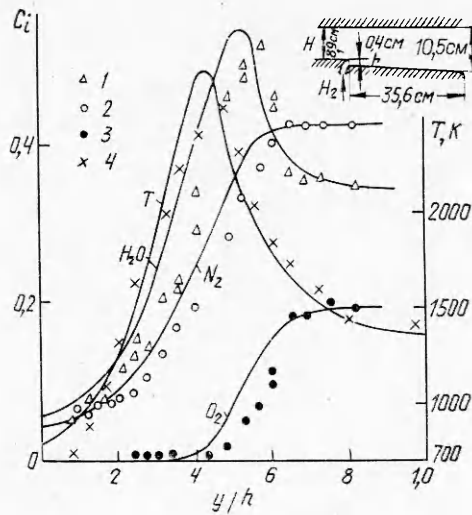


Рис. 4. Полнота сгорания η в комбинационном канале.

----- — бесконечная скорость реакции, ————— — конечная. Условия расчетов: $M_j = 1,0$, $M_e = 2,6$, $T_j = 250$ К, $T_e = 900$ К, $\alpha = 4,0$, $d/D = 0,25$, $\nu_{te}/u_e R = 3 \cdot 10^{-3}$.

мической реакции, является открытым. Ниже этот вопрос анализируется с привлечением суммарного кинетического уравнения, заимствованного из [9]. Рассматривается случай горения струи водорода при $l_i/d \approx 0,5$. Поэтому в силу анализа, проведенного в п. 2, пульсациями концентраций и температуры пренебрегали. Расчет проводили с помощью численного метода, описанного в [6].

На рис. 4 дано сравнение значений полноты сгорания в комбинированном канале, вычисленных с учетом конечных скоростей реакций и при бесконечных скоростях. Видно, что замедление горения в слабо расширяющемся отсеке канала ($\beta = dD/dx \leq 0,05$) обусловлено в основном ухудшением смешения. Кинетика начинает играть существенную роль при $\beta \geq 0,07$, и на кривой выгорания появляется горизонтальный участок (плато), свидетельствующий о «замораживании» реакции или о срыве горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетинков. ФГВ, 1972, 8, 4, 52.
2. В. Л. Зимонт, В. И. Острась. Зап. ЦАГИ, 1974, 5, 3, 40.
3. В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков. ФГВ, 1978, 14, 4, 23.
4. В. И. Иванов, В. М. Левин.— В кн.: III Всесоюзная школа по методам аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
5. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. И. Секундов, И. П. Смирнова.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черногловка, 1977.
6. Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников. ФГВ, 1981, 17, 2, 55.
7. M. C. Burrows, A. P. Kurkov. AIAA Paper, 1971, N 71—721.
8. L. P. Cooper, C. J. Marek, R. A. Strehlow. AIAA Paper, 1977, N 77—186.
9. E. Lezberg, R. Lancashire. Combustion and Propulsion, IV AGARD Colloq., Pergamon Press, 1961.

УДК 536.46+662.2

УНИВЕРСАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЛЯ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ В К-ФАЗЕ И МАКРОКИНЕТИКА ГАЗА ПРИ ГОРЕНИИ БАЛЛИСТИЧНЫХ ПОРОХОВ

А. А. Зенин
(Москва)

В работе получены две закономерности для параметров зон горения двухосновных (баллиститных) порохов. Во-первых, найдена универсальная зависимость для теплового эффекта в реакционном слое конденсированной фазы (к-фазы), которая позволяет рассчитывать тепловой баланс к-фазы. Во-вторых, получен формальный кинетический закон скорости теплового выделения в газовой фазе (на примере пороха Н), в котором, как оказалось, степень полноты реакции удовлетворяет экспоненциальному, а не степенному закону. При обсуждении подчеркнута решающая роль большой ширины реакционной зоны в газовой фазе (см. [1, 2]). В работе частично использованы опубликованные данные [2—4].

Универсальная зависимость для теплового эффекта в к-фазе. Анализ экспериментального материала показывает, что значения теплового эффекта в к-фазе Q примерно пропорциональны калорийности пороха Q_2 . Коэффициент пропорциональности зависит от давления. Это наблюдение оказывается решающим для поиска универсальной зависимости для Q : очевидно, зависимость от внешних параметров (скорости горения u , давления p) следует искать для относительного теплового эффекта Q/Q_2 . Удалось подобрать аргумент для этой функции (p/\sqrt{u}), который обеспечил небольшой разброс экспериментальных данных для 8 двухосновных порохов и 56 режимов горения (давление от 5 до 150 атм, начальная температура T_0 одного из порохов ст -150 до $+100^\circ\text{C}$). Полученная зависимость $Q/Q_2 = f(p/\sqrt{u})$ представлена на рис. 1. Сплошная кривая про-