

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Струминский. Топливо будущего — водород. «Правда», 1974, 3 августа.
2. G. D. Brewer. *Astr. and Aeron.*, 1974, 12, 5, 40; L. O. Williams. *Cry.*, 1974, 13, 12, 693.
3. Л. Н. Хитрий.— В кн.: Физика горения и взрыва. М.: МГУ, 1957.
4. L. N. Cassutt et al. *Adv. Cry. Eng.*, 1960, 5, 55.
5. M. G. Zabetakis et al. *Adv. Cry. Eng.*, 1961, 6, 185.
6. Б. А. Горев и др. *Изв. АН СССР, МЖТ*, 1970, 5, 148.
7. Н. В. Филин и др. Информационный листок ЦИНТИхимнефтемаш, сер. ХМ-6, 1971, 5 (8), 1.
8. Ю. А. Кондрашков, О. В. Кривенко.— В сб.: Процессы горения и проблемы тушения пожаров. Ч. 1. М.: ВНИИПО, 1973.
9. В. К. Баев и др. *ФГВ*, 1974, 10, 4, 485.
10. В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков.— В сб.: Пожарная профилактика, № 13, М.: ВНИИПО, 1977.
11. В. И. Макеев и др.— В сб.: Проблемы горения и тушения пожаров. М.: ВНИИПО, 1975.
12. В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков и др.— В сб.: Пожарная наука и техника. М.: 1977.
13. Жидкий водород. Сб. перев./Под ред. М. П. Малкова. М.: Мир, 1964.
14. В. П. Кривулин и др. *ФГВ*, 1978, 14, 6, 11.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПОРОХА С РАЗНЫМ ДИСПЕРСНЫМ СОСТАВОМ

О. Б. Ковалев, А. П. Петров, А. В. Фольц, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Скорость горения конденсированных смесей в общем случае зависит от давления, состава и дисперсности компонентов, начальной температуры заряда и других параметров. Сложность процессов, сопровождающих горение, не всегда позволяет в конечной форме учесть влияние того или иного параметра. Часто используются простейшие эмпирические соотношения, выражающие зависимость стационарной скорости горения от давления,

$$u = u_0 p^n, \quad u = ap + b, \quad u = ap/(1 + bp^{2/3}).$$

В каждое из этих соотношений входят два параметра, значения которых выбираются таким образом, чтобы обеспечить наилучшую аппроксимацию опытных зависимостей скорости горения от давления в рассматриваемом диапазоне [1—3]. При этом получение опытной зависимости $u(p)$ требует многократного повторения эксперимента в бомбе постоянного давления, так как измеряются, как правило, две физические величины, характеризующие процесс горения,— давление $p(t)$ и значение самой скорости горения $u(t)$ или производной $dp/dt \cdot (t)$.

В данной работе исследовано горение конденсированной системы, состоящей из черного дымного пороха с разным дисперсным составом. На основе численного решения обратной задачи об истечении газов из полузамкнутого объема и результатов экспериментального измерения давления $p(t)$ определена скорость горения такой системы.

Горение пороха, помещенного в полузамкнутый объем, математически описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных из обычных уравнений газовой динамики путем осреднения всех физических параметров по свободному объему камеры

$$d\rho/dt = 1/\omega \cdot [uS(\rho_r - \rho) - G], \quad (1)$$

$$dp/dt = 1/\omega \cdot [uS\rho_r kRT_* - uSp - kRTG], \quad (2)$$

$$d\omega/dt = uS, \quad dz_1/dt = u/l_{10}, \quad dz_2/dt = u/l_{20}, \quad (3)$$

$$p = \rho RT, \quad (4)$$

$$u = u_1(p/p_0)^{\nu}. \quad (5)$$

Здесь $S = \frac{3}{\rho_r} \left[\frac{m_1(1-z_1)^2}{l_{10}} + \frac{m_2(1-z_2)^2}{l_{20}} \right]$ — общая поверхность горения; ρ — плотность; ρ_r — плотность пороха; k — отношение удельных теплоемкостей; z_i, l_{i0} — относительная и начальная толщина сгоревшего свода ($i = 1, 2$); T_* , m_1, m_2 — соответственно температура горения, массы крупных и мелких частиц, ω — свободный объем. Величина расхода G в зависимости от режима истечения находится из выражений [4]:

$$G = \begin{cases} \varphi_2 V \sqrt{k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{pF_{кр}}{\sqrt{\chi RT}} & \text{при } \frac{p_0}{p} \leq \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \\ \varphi_2 V \sqrt{k} \sqrt{\frac{2}{\chi RT} \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} pF_{кр} & \text{при } \frac{p_0}{p} > \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \end{cases} \quad (6)$$

где φ_2 — потери давления; χ — потери тепла; $F_{кр}$ — площадь критического сечения. Первое характеризует сверхзвуковой режим, второе — дозвуковой. Выражения (6) и (7) получены из теории квазистационарного истечения. Применимость их к нестационарному процессу считается обоснованной, если характерное время нестационарного процесса существенно больше времени пробега волны разрежения по объему камеры. Для системы (1) — (4) при $t = t_0$ ставится следующая задача Коши:

$$\rho = \rho_0, \quad p = p_0, \quad \omega = \omega_0, \quad z_1 = 0, \quad z_2 = 0, \quad (8)$$

если известен закон горения (5). В противном случае система становится незамкнутой, появляется еще одна неизвестная — скорость горения. Поэтому если задать одну из искоемых функций, например $p(t)$, то все сводится к решению обратной задачи, которая отличается от прямой тем, что по известной величине давления определяется неизвестная скорость горения. В работе [4] рассмотрен аналогичный подход к решению подобной задачи в упрощенной постановке, когда выражение для скорости горения кроме опытной зависимости $p(t)$ содержит еще и $dp/dt \cdot (t)$.

Вычисление производной всегда связано с ошибками вычислительного характера, а при решении обратных задач это может приводить к неустойчивости расчетного алгоритма. Чтобы избежать этого, разделим (2) на (1) и, используя уравнение состояния (4), получим

$$u = (k-1) TG/\rho_r S (kT_* - T). \quad (9)$$

Таким образом, если решать совместно уравнения (1), (3), (4) и (9) с начальными условиями (8), по известной зависимости $p(t)$ и заданным теплофизическим характеристикам пороха численно можно найти скорость горения $u(t)$.

Дымный порох часто используется в производстве различного рода воспламенителей. Экспериментально исследовались воспламенители, изготовленные в виде пакетов насыпных гранул с мелким (ДРП) и крупным (КЗДП) порохом. Вначале поджигался мелкий порох с помощью электрозапала. Давление регистрировалось тензодатчиком типа ЛХ-412, сигнал с которого поступал на измерительную систему «Спектр», сделан-

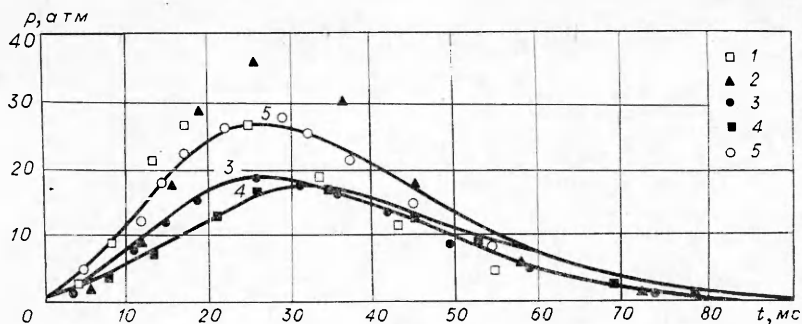


Рис. 1.

ную в стандарте КАМАК [5]. Обратный сигнал фиксировался на листе бумаги с помощью стандартного самописца.

Перед экспериментом датчик тарировался на прессе МП-600. Ошибка в точности измерений не превосходила 1,5—2%. Исследовались пять типов навесок, для которых массовая доля мелкого пороха составляла 1/6 и 2/5. В большие пакеты с 20, 30, 15, 18, 24 г крупного пороха (средний размер зерна 4,5 мм) помещались пакеты с 8, 5, 6, 3, 4 г мелкого (средний размер 2 мм) соответственно. Полученные навески в дальнейшем будут нумероваться цифрами 1—5 соответственно.

На рис. 1 представлены результаты испытаний (номер точки соответствует номеру навески). Следует отметить, что для навесок с равной массой наблюдается различный рост давления. Это связано с различием в интенсивности горения за счет разных начальных поверхностей горения. Следовательно, одинаковые массы пороха, имеющие разную дисперсность зерен, в одних и тех же условиях горят с разной скоростью.

Для нахождения скорости горения навесок 1 и 2 система уравнений (1), (3), (4), (8), (9) решалась методом Рунге — Кутты второго порядка точности. Экспериментальная кривая $p(t)$ аппроксимировалась аналитической кривой, хотя ее можно задавать и таблично. На рис. 2 представлены зависимости $u(p)$ в логарифмической системе координат для навесок 1 и 2. Кривая $\ln u = f(\ln p)$ заключена в интервале $0 < \ln p < \ln p_{\max}$, где p_{\max} — точка максимума зависимости $p(t)$, причем на концах этого интервала она неограниченно растет по абсолютной величине.

Если вернуться к соотношению (9), выражающему связь скорости горения с газодинамическими параметрами, то можно заметить, что при $t = 0$, когда $p = p_0$, расход $G = 0$, получим $u = 0$ (нижний участок кривой). С другой стороны, когда давление достигает p_{\max} , размеры зерен и общая поверхность горения $S \rightarrow 0$, а из (9) следует, что $u \rightarrow \infty$ (верхний участок кривой). Определить скорость горения вблизи предельных случаев, когда изменения в скорости горения не оказывают влияния на газодинамику, этим методом невозможно. На рис. 2 имеется прямолинейный участок, соответствующий интервалу изменения давления $p_0 < p < p_{\max}$, который может быть аппроксимирован прямой $\ln u = \ln u_1 + \ln p$, откуда легко определить параметры u_1 и v .

Найденные законы горения для навесок 1 и 2 имеют вид

$$u = 0,025(p/p_0)^{0,77}, \quad (10)$$

$$u = 0,019(p/p_0)^{0,78}, \quad (11)$$

где u выражено в м/с. Полученные значения

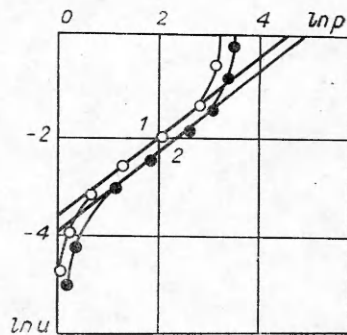


Рис. 2.

u_1 и v удовлетворительно согласуются с данными [6] для воспламенителей на основе дымных порохов. Однако при сравнении показателей с известными в литературе необходимо учитывать дисперсность пороха, поскольку последнее, как показано выше и отмечено ранее в работе [1], влияет на скорость горения.

По уравнению (10) решалась прямая задача для навески 3, имеющей одинаковое с навесками 1, 2 содержание мелкого пороха, но меньшую общую массу. Оказалось, что полученное решение системы (1) — (5), (8) хорошо согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 1, кривую 3). Эта же задача решалась по (11) для навесок 4, 5 (см. рис. 1, кривые 4, 5). Отсюда следует вывод, что заряды с одинаковым содержанием мелкого пороха горят с одинаковой скоростью.

В расчетах потери тепла на нагрев стальной стенки камеры толщиной $l = 1,210^{-2}$ м продуктами сгорания не учитывались, так как характерное время t_1 переноса тепла в стенке камеры существенно больше времени t_2 всего процесса горения и истечения продуктов сгорания: $t_1 = \rho c_p l^2 / \lambda = 6,675$ с, $t_2 = 0,1$ с ($\rho = 7860$ кг/м³, $c_p = 109,94$ калл/(кг·К), $\lambda = 18,642$ калл/(м·с·К)).

Поступила в редакцию
29/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Бахмац, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
2. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962.
3. В. С. Аксенов, Г. Н. Леонов и др. ФГВ, 1979, 15, 2.
4. Б. А. Райзберг, Б. Т. Ерохин, К. П. Самсонов. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1972.
5. Ю. И. Вышенков и др. Быстродействующая многоканальная измерительная система «СПЕКТР», выполненная в стандарте «КАМАК». Отчет № 847. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1977.
6. Б. Т. Ерохин, Л. М. Липанов. Нестационарные и квазистационарные режимы работы РДТТ. М.: Машиностроение, 1977.

ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ С ТВЕРДОФАЗНЫМИ ПРОДУКТАМИ

А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов, С. В. Костин
(Черноголовка)

Теоретическое исследование переходных режимов горения [1, 2] при иницировании безгазовой системы волной горения проведено в предположении, что конденсированная система гомогенна. Функция тепловыделения такой системы:

$$\Phi(T, \eta) = k_0 \exp(-E/RT) \varphi(\eta),$$

где E — энергия активации; k_0 — предэкспоненциальный фактор; η — глубина разложения. Анализировался случай реакции первого порядка $\varphi(\eta) = 1 - \eta$. Исследовались характеристики зажигания (время t_1 , температура T_0 и энергия Q_0) переходных режимов горения (время выхода на режим t_2 и характер изменений нестационарной скорости горения в переходной области).