

му для таких СВС-процессов должны быть существенными все особенности равновесной диаграммы состояния.

Эксперименты показали, однако, что во всех исследованных системах наблюдается значительное запаздывание в образовании фазы конечного продукта. Наибольшее запаздывание зарегистрировано в системе Ni + Al [2, 3], где фаза конечного продукта (моноалюминид никеля) начинает образовываться спустя  $\sim 70$  с после прохождения фронта, и продолжается этот процесс затем еще  $\sim 70$  с. Для смеси  $3\text{Ni} + \text{Al}$  [1] структурные превращения продолжают не менее 1 мин после прохождения через точку регистрации фронта; в системе  $\text{PbO}_2 + 1,4\text{WO}_2$  запаздывание составляет 10—15, в смеси  $\text{Ti} + \text{C} + 0,25\text{TiC}$  — 5—7 и в случае  $\text{Hf} + 2\text{B}$  образование конечного продукта закапчивается через 3—5 с.

Принимая во внимание весьма высокие значения скоростей горения исследованных систем, по-видимому, на сегодня можно сделать вывод, что наиболее типичной для СВС-процессов является «неравновесная адиабатическая структура» волны горения. Это подтверждается также результатами, полученными с помощью модельной электронно-микроскопической методики на образцах частица — пленка: образование конечных продуктов при взаимодействии компонентов исследованных систем происходит посредством кристаллизации из расплава или пересыщенного раствора [7].

5. Строгих кинетических измерений пока что не выполнено. Кинетические кривые, полученные для системы Ni + Al [2, 3], носят предварительный характер. И хотя для большинства исследованных систем имеющегося временного разрешения достаточно для изучения кинетики образования конечного продукта, необходимо провести одновременное измерение температурных профилей.

Кроме изучения динамики изменения площади пиков конечного продукта заслуживают внимания еще два способа получения кинетических данных:

1) по расходованию неплавкого реагента (например, никеля в системе  $3\text{Ni} + \text{Al}$ );

2) по изменению параметра решетки, как это имеет место, например, по мере увеличения содержания углерода в нестехиометрическом карбиде титана  $\text{TiC}_x$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Корчагин, С. Н. Гусенко, Б. П. Толочко, В. В. Александров и др.— В кн.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, 1980, 93.
2. В. В. Болдырев, В. В. Александров, М. А. Корчагин, Б. П. Толочко и др. Докл. АН СССР, 1981, 259, 5, 1127.
3. В. В. Александров, М. А. Корчагин, В. В. Болдырев, Б. П. Толочко и др.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
4. В. В. Александров, В. П. Смирнов, В. В. Болдырев. ФГВ, 1979, 14, 3, 53.
5. А. Г. Мержанов. Вестн. АН СССР, 1976, 40, 76.
6. П. П. Боровинская.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977, 138.
7. М. А. Корчагин. Канд. дис. Новосибирск, ИХТИМС СО АН СССР, 1982.

УДК 536.462

### ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИЧНЫХ ПОРОХОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОФЛУКТУАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко, Т. С. Бондаренко*

*(Красноярск)*

В работе [1] изложены принципы термофлуктуационной спектроскопии, позволяющей исследовать температурные и ионизационные явления в газовой фазе вблизи поверхности горения баллистических порохов.

Измерение температуры газовой фазы основано на использовании известного выражения Найквиста, связывающего величину активного

сопротивления  $R(f)$  среды и уровень теплового шума  $\overline{e_{\text{ш}}^2}$  носителей заряда в ней с температурой  $T_{\text{ш}}$  среды:

$$\overline{e_{\text{ш}}^2} = 4kR(f)T_{\text{ш}}\Delta f, \quad (1)$$

где  $\overline{e_{\text{ш}}^2}$  — среднеквадратичное значение ЭДС теплового шума;  $k$  — постоянная Больцмана;  $R(f) = R/(1 + \omega^2 C^2 R^2)$  — действительная часть полного сопротивления  $Z$  среды;  $\omega$  — угловая частота;  $\Delta f$  — полоса частот, в которой усиливается тепловой шум;  $R$  и  $C$  — электрическое сопротивление и емкость среды.

Из формулы (1) следует, что, усилив и измерив в известной полосе частот  $\Delta f$  мощность теплового шума  $\overline{e_{\text{ш}}^2}$ , генерируемого сопротивлением  $R(f)$ , а также измерив саму величину сопротивления  $R(f)$ , можно определить температуру исследуемой среды. Анализ, приведенный в [1], дает выражение шумовой температуры в виде

$$T_{\text{ш}} = \frac{\int_0^x T(x) \Phi(x) dx}{\int_0^x \Phi(x) dx}, \quad (2)$$

где  $T(x)$  — распределение температуры зоны горения от поверхности вдоль оси пламени  $x$ ;

$$\Phi(x) = \frac{\rho(x)}{1 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2(x) \rho^2(x)}; \quad (3)$$

$\rho(x)$  — удельное сопротивление;  $\epsilon_0$  — проницаемость вакуума;  $\epsilon(x)$  — относительная диэлектрическая проницаемость.

Из (2) и (3) видно, что наибольший вклад в измеряемую  $T_{\text{ш}}$  будут давать участки пламени, для которых функция  $\Phi(x)$  максимальна. Условие максимума  $\Phi(x)$  имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{\omega_0 \epsilon_0 \epsilon} \quad \text{или} \quad \sigma_0 = \omega_0 \epsilon_0 \epsilon, \quad (4)$$

где  $\sigma_0$  — удельная электропроводность. Таким образом, устанавливая частоту измерений  $\omega_0$ , можно определить температуру участков зоны горения, имеющих сопротивление  $\rho_0$ . Участки, обладающие удельным сопротивлением  $\rho < 1/\omega_0 \epsilon_0 \epsilon$  и  $\rho > 1/\omega_0 \epsilon_0 \epsilon$ , будут давать незначительный вклад в измеряемую шумовую температуру. Следовательно, изменяя частоту измерений  $\omega = 2\pi f$ , можно получать информацию о температуре различных участков газовой фазы, отличающихся удельным сопротивлением  $\rho$ , поскольку для газа  $\epsilon = 1$ , т. е. избирательно «высвечивать» разные области пламени. При повышении частоты будут последовательно давать вклад в  $T_{\text{ш}}$  участки со все возрастающей электропроводностью (концентрацией электронов), которые, исходя из механизма хемиионизации, можно считать наиболее реакционноспособными и расположенными ближе к поверхности. Характерно, что пространственное сканирование температуры возможно без перемещения датчика относительно среды.

Повышенная ионизация газовой фазы сопровождается процессом горения твердых топлив в широком интервале давлений. Установлено [2] существование ранней ионизации (по сравнению с основным приращением температуры) в порах поверхностного слоя топлива. Таким образом, существование ионизационных эффектов при горении твердых топлив позволяет применять термофлуктуационную спектроскопию уже на ранней стадии горения.

С помощью ТФ-спектрометра исследовалось горение баллиститных порохов Н и Н с добавкой 1% окиси свинца. Испытывали образцы прямоугольного сечения  $7,5 \times 10 \times 100$  мм с напыленными на большие грани пленочными электродами из олова толщиной 0,5 мкм. Для обеспече-

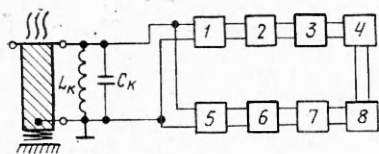


Рис. 1. Блок-схема измерения шумовой температуры зоны горения пороха термофлуктуационным спектрометром.

ния торцевого горения образцы покрывали парафином. Образцы подавались пружиной и фиксировались проволочным электродом из вольфрама диаметром 0,2 мм.

Блок-схема измерений дана на рис. 1. Шумящее сопротивление, образованное зоной горения, заключенной между центральным и заземленными пленочными электродами, а также другими заземленными металлическими частями прибора постоянного давления, включалось в измерительный контур  $L_k C_k$ , позволяющий в резонансе на частоте измерений скомпенсировать реактивную составляющую входной цепи. Тепловой шум на контуре усиливался широкополосным услителем 1 и услителем 2 с переменной частотой усиления. Общий коэффициент усиления составлял  $\sim 10^6$ . В дальнейшем шумовой сигнал детектировался квадратичным детектором 3, усиливался по постоянному току 4 и поступал на регистрирующий прибор 8. Параллельно измеряли добротность входного контура. Измеритель добротности 6 с помощью электронного ключа 5 периодически с частотой 3 Гц подключался к колебательному контуру. При этом усилительный тракт заперался. С выхода Q-метра 6 сигнал через усилитель постоянного тока 7 поступал на регистрирующий прибор 8. Измерения проводились в основном в диапазоне от 2 до 20 МГц. Обработку результатов измерений проводили на каждой частоте по формуле

$$T_{ш} = T_0 \left[ 1 + \frac{\overline{u_{ш}^2} - u_0^2}{u_0^2} \frac{Q_k}{(Q_k - Q_n)} \right], \quad (5)$$

где  $T_0$  — температура (комнатная) измерительного контура;  $\overline{u_{ш}^2}$  — средний квадрат напряжения теплового шума при горении;  $Q_k$  — добротность контура;  $Q_n$  — добротность контура с внесенными при горении электрическими потерями;  $u_0^2$  — шумовой сигнал при  $Q_n$  и  $T_0$ .

Погрешность измерений температуры газовой фазы составляла 3—5%. Частотные зависимости температуры во всех случаях имеют волнообразный характер и переходят на высоких частотах в плато, соответствующее температуре поверхности. На рис. 2 приведены частотные зависимости шумовой температуры для порохов Н и Н+1% РbО при давлении 4 МПа. Как видно из рис. 2, у поверхности горения существуют ионизационные зоны с разной степенью ионизации и температурой, свидетельствующие о существовании участков с активно и слабо протекающими реакциями. Рассчитанная концентрация электронов в первой ионизационной зоне достигает  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Как показала обработка результатов измерений, температура первой ионизационной волны (наиболее химически активной и близкой к поверхности) растет с давлением, следуя зависимости скорости горения от давления. Температуры второй ионизационной волны близки к принятым значениям температуры дымогазовой зоны, измеренным термомпарами.

На рис. 3 приведены зависимости логарифма скорости горения порохов от обратной температуры первой ионизационной волны. Полученные зависимости линейны и подчиняются уравнению Аррениуса. Значения температур второй и последующих волн данной зависимости уже не описываются. Энергии активации, определенные из полученных зависимостей, равны 27 и 17 кДж/моль соответственно для порохов Н и Н+1% РbО. Введение добавки окиси свинца снижает энергию активации процесса.

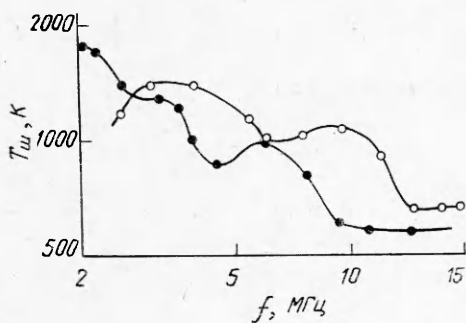


Рис. 2. Частотные зависимости шумовой температуры зоны горения при давлении 4 МПа.  
○ — порошок Н; ● — порошок Н+1% РbО.

Таким образом, при горении баллистических порохов экспериментально установлена ведущая роль тепловых реакций слоя химически ионизованного газа, близко расположенного к поверхности горения и характеризующегося радикальными реакциями.

Существование ионизационных волн у поверхности горения подтверждено исследованием распределения электропроводности газа вдоль оси пламени с помощью ионизационного зонда диаметром от 20 до 100 мкм. Связи скорости горения порохов с температурой реакционного слоя в κ-фазе не обнаружено.

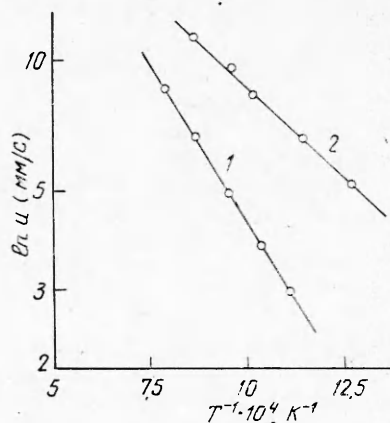


Рис. 3. Зависимости скорости горения порохов от температуры первой ионизационной волны у поверхности горения.  
1 — порошок Н; 2 — порошок Н+1% РbО.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Ивашенко, В. М. Зенченко. ФГВ, 1984, 17, 5, 127.
2. А. Сэбделл, Д. Виноград, М. Саммерфилд. РТК, 1965, 3, 9, 16.

УДК 517.9+538.46

### ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ БИФУРКАЦИЙ К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ

В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов  
(Черноголовка)

Теория бифуркаций нашла многочисленные приложения в различных задачах естествознания (см., например, [1]). В работах [2, 3] методами теории бифуркаций впервые проведен нелинейный математический анализ многомерных нестационарных режимов горения (с исследованием их устойчивости) для общей модели, описывающей процессы теплопроводности, диффузии и химического превращения. Ниже будут изложены наиболее существенные моменты этих исследований.

Рассматривается система уравнений

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T + \sum_k \frac{Q_k}{c} W_k, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = D_i \Delta c_i - \sum_k \nu_{ik} W_k \quad (i = 1, 2, \dots, m-1).$$

Здесь  $T$  — температура;  $c$  — теплоемкость;  $a$  — коэффициент температуропроводности горючей смеси;  $c_i$  — концентрации компонентов;  $\nu_{ik}$ ,  $Q_k$ ,  $W_k$  — стехиометрические коэффициенты, тепловые эффекты, скорости