

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

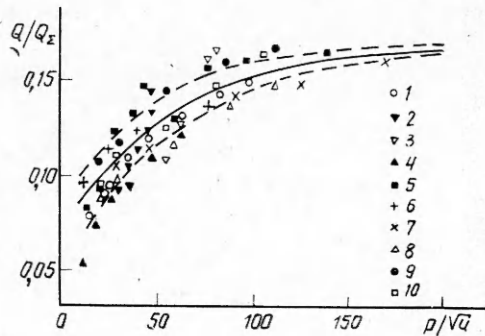
(Москва)

В работе получены две закономерности для параметров зон горения двухосновных (баллистичных) 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-

Рис. 1. Универсальная зависимость относительного тепловыделения в реакционном слое к-фазы Q/Q_z от параметра p/\sqrt{u} .

1 — порох Н, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=5-150$ атм; 2 — порох Н, $p=20$ атм, $T_0=-150 \div 120^\circ\text{C}$; 3 — порох Н, $p=50$ атм, $T_0=-150 \div 120^\circ\text{C}$; 4 — порох № 3, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=5-100$ атм; 5 — порох № 4, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=5-150$ атм; 6 — порох № 5, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=5-150$ атм; 7 — порох № 6, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=5-150$ атм; 8 — порох № 7, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=10-150$ атм; 9 — порох № 8, $T_0=20^\circ\text{C}$, $p=10-150$ атм; 10 — порох № 9, $p=10-150$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$.



ведена методом наименьших квадратов, штриховые кривые показывают средневероятный разброс. Экспериментальная ошибка при получении Q составляет $\pm 10\%$ [1]. Доверительный интервал не превышает этой ошибки почти во всем интервале p/\sqrt{u} , поэтому можно говорить об универсальности полученной зависимости.

Возможны различные аналитические представления зависимости рис. 1. В работе предлагается следующая формула:

$$Q/Q_z = 0,17 - 0,103 \exp(-0,02p/\sqrt{u}), \quad (1)$$

где p — в атм; u — в см/с. Эта формула дает хорошее описание универсальной зависимости в исследованном диапазоне p/\sqrt{u} ($10 \leq p/\sqrt{u} \leq 200$). Такое представление кривой означает, что при больших давлениях $Q/Q_z \rightarrow 0,17$, т. е. максимальное тепловыделение в к-фазе составит 17% от калорийности пороха.

Основное достоинство универсальной зависимости в возможности рассчитывать тепловой баланс к-фазы двухосновных порохов, т. е. рассчитывать Q и q_s (теплоподвод из газа в к-фазу) по внешним параметрам — u , p и Q_z . Для такого расчета достаточно полученной универсальной зависимости $Q/Q_z(p/\sqrt{u})$ и существующей единой зависимости $T_s(u)$ [2, 5]. Действительно, зная u , p и Q_z , нетрудно найти температуру T_s , Q , а по уравнению $Q + q_s = c(T_s - T_0)$ — значение q_s (c — коэффициент теплоемкости к-фазы, T_0 — начальная температура пороха). Особенно важно уметь рассчитывать Q и q_s в необычных режимах горения, когда экспериментальные определения этих величин очень трудны, например при раздувании, когда скорость горения при фиксированном давлении возрастает за счет обдува горячей поверхности горячим газом [6, 7]. Интересно, что в этом случае, как видно из рис. 1, рост скорости горения всегда сопровождается некоторым уменьшением Q , несмотря на увеличение T_s .

Другим достоинством универсальной зависимости является возможность объяснения хорошо известного факта: более калорийные пороха горят, как правило, быстрее. Старое объяснение этого эффекта (до открытия широких реакционных зон в газовой фазе): скорость горения тем больше, чем выше максимальная температура газа T_r ($O_z \sim T_r$), — неверно, так как тепловое воздействие зоны максимальной температуры не может достигнуть горячей поверхности из-за большой ширины газофазной зоны. Обнаруженная пропорциональность $Q \sim Q_z$ является, по-видимому, единственным объяснением связи u и Q_z : $u \sim Q \sim Q_z$ (сильная зависимость u от Q очевидна).

Формальная кинетика (макрокинетика) реакционного процесса в газовой фазе горящего пороха рассчитывалась по реальным распределениям скорости тепловыделения $\Phi(x)$ по газовой фазе. Кривые $\Phi(x)$ получались по экспериментальным профилям температуры $T(x)$ с помощью уравнения теплопроводности

$$\frac{d}{dx} \lambda_1(T) \frac{dT}{dx} - mc_1(T) \frac{dT}{dx} + \Phi(x) = 0, \quad (2)$$

где λ_1 и c_1 — коэффициенты теплопроводности и теплоемкости газа; m — массовая скорость горения [1, 2]. Исходным материалом служили кривые $T(x)$ для пороха Н, полученные при вариации T_0 при 20 атм [4, 2] и при 50 атм (данные В. М. Пучкова). В настоящей работе рассматривается лишь первая (темная) зона А [3] газовой фазы, наиболее интересная с точки зрения воздействия газа на горящую поверхность пороха (рис. 2).

При описании кривых $\Phi(x)$ естественно использовать обычно применяемую (см. [8]) для газофазных реакций в теории нормального распространения пламени степенную зависимость от концентрации

$$\Phi = Qk_0 p^k (1 - \eta)^n e^{-E_r/RT}, \quad (3)$$

где Qk_0 — коэффициент; η — степень полноты реакции (относительная концентрация конечного продукта); n — порядок реакции; E_r — энергия активации. Используя закон подобия температур и концентраций, можно написать, что $\eta = (T - T_s)/(T_A - T_s)$, где T_A — конечная температура зоны А. Для нахождения параметров (3) строят для выбранного режима кривые $T(x)$, $\Phi(x)$ и $\eta(x)$. Сначала находят E_r . Из набора Φ и T при фиксированных η строятся графики $\ln \Phi \div 1/T$ и из наклона прямых находят E_r , соответствующие разным η . Как правило [9, 10], эти значения E_r близки. Затем определяется собственно кинетический закон, т. е. зависимость Φ от η . Для этого строится график $\ln \Phi + \frac{E_r}{RT} \div f(\eta)$, где $f(\eta)$ подбирается такой, чтобы получилась прямая линия. Существенным моментом этой стадии работы оказалось то, что для кривой $f(\eta) = \ln(1 - \eta)$, соответствующей уравнению (3), не удается получить спрямления кривой, идущей по экспериментальным точкам, ни для одного из режимов горения. Отсюда следует, что (3) не может описать реальные скорости тепловыделения Φ в зоне А горящего пороха.

Оказалось, далее, что прямые линии получаются лишь при $f(\eta) = \eta$, т. е. в случае экспоненциальной зависимости Φ от η . Таким образом, подходящий для газовой фазы пороха закон для Φ имеет вид

$$\Phi = Qk_0 p^k e^{-m_0 \eta} e^{-E_r/RT}.$$

Причина невыполнения степенного кинетического закона — большая ширина реакционной зоны газовой фазы. Именно экспонента $e^{-m_0 \eta}$ дает сильную нелинейность, необходимую для описания широкой зоны.

Аналогичный вывод — о связи вида кинетического закона с относительной шириной реакционной зоны — получен также для безгазовых систем [9—11]. Таким образом, можно сделать общий вывод: для порохов и безгазовых систем широкой реакционной зоне соответствует экспоненциальный кинетический закон.

Определение макрокинетических констант указанным выше способом позволяет написать выражение для скорости тепловыделения в зоне А пороха Н, удовлетворительно описывающее экспериментальные данные в интервале давлений 20 ÷ 80 атм:

$$\Phi = p^{5,75+0,2} \eta \exp(-5,5 - (7,15 - 0,0675p)\eta - (11300 + 135p)/RT).$$

Φ — в ккал/см³·с, p — в атм. Отсюда видно, что для полного описания экспериментально полученных кривых $\Phi(x)$ необходимо полагать, что E_r и m_0 зависят от p , а k — от η .

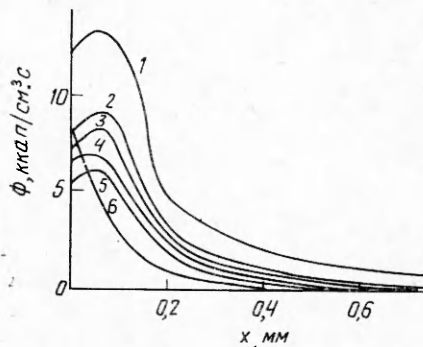


Рис. 2. Распределения скорости тепловыделения $\Phi(x)$ по зоне А газовой фазы горящего пороха Н при 20 атм и разных начальных температурах T_0 (°C):
1 — +120, 2 — +50, 3 — +20, 4 — 0, 5 — -50, 6 — -140.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 2, 28.
2. А. А. Зенин. — В кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
3. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3, 67.
4. А. А. Зенин, О. П. Нефедова. ФГВ, 1967, 3, 1, 45.
5. А. А. Зенин. Докл. АН СССР, 1973, 213, 6, 1357.
6. О. П. Лейпунский. Докт. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1945.
7. А. А. Беляев, А. А. Зенин, В. В. Кулешов и др. Химическая физика, 1983, 1, 10, 1421.
8. Л. П. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
9. А. А. Зенин, А. Г. Мержанов, Г. А. Нерсисян. Исследование структуры тепловой волны в СВС процессах на примере синтеза боридов. Препринт. Черноголовка, 1980.
10. А. А. Зенин, Г. А. Нерсисян. Тепловая структура волн СВС, механизм и макрокинетика высокотемпературного неизоэнтальпического взаимодействия элементов в системах Ti—Si и Zr—Si. Препринт. Черноголовка, 1980.
11. А. А. Зенин, Г. А. Нерсисян. Химическая физика, 1982, 1, 3, 411.

УДК 543.46 : 536.46

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ КАЧЕСТВЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

*И. Н. Бебелин, С. С. Кабанов, Г. С. Потехин,
М. А. Рогинян, И. А. Федоров
(Ленинград)*

Исследование процессов смешения и горения топлив в камерах сгорания теилонапряженных энергетических устройств проводится, как правило, с использованием контактных методов, которые, несмотря на присущие им положительные качества — надежность, простота интерпретации замеренных параметров и пр., обладают рядом недостатков. Они позволяют получать только дискретную локальную информацию, вносят возмущение в исследуемый поток, не позволяют проводить замеры в области высоких температур и агрессивных сред. Свободны от указанных недостатков количественные оптические методы, широко применяемые в аэродинамических исследованиях [1].

Методы классической интерферометрии малоприспособны для изучения процессов горения в камерах. Они требуют наличия плоскопараллельных оптических окон, что нарушает структуру течения и делает невозможным количественную обработку интерферограмм. Кроме того, нагрев окон затрудняет получение качественных интерферограмм [2]. Голографические методы позволяют получать интерферограммы струй и факелов в плоских и цилиндрических камерах сгорания приемлемого для последующей количественной обработки качества.

Регистрация голографических интерферограмм единичной и группы струй газообразного кислорода в спутном потоке, состоящем из смеси азота с гелием, распространяющихся в объеме цилиндрической камеры с внутренним диаметром 50 и толщиной стенки 10 мм, выполненной из кварцевого стекла, осуществлялась методом двух экспозиций. На стадии восстановления голограмм можно было получать интерферограммы в угле обзора $\pm 7^\circ$. Характерные интерферограммы одной и трех струй приведены на рис. 1.

Далее предпринята попытка регистрации голографических интерферограмм факелов окислителя, истекающих из форсунок со скоростями 30—50 м/с, $Re = 0,5 \div 2,5 \cdot 10^6$ в спутный поток горючего. Для уменьшения влияния самосвечения факела перед голограммой устанавливался