

Л.Я. Кашпоров, Ю.Е. Шелудяк, В.М. Мальцев,
В.Н. Маршаков, А.Г. Распопин

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ НИТРОГЛИЦЕРИНОВОГО ПОРОХА ОТ ДАВЛЕНИЯ И НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предложены аналитические зависимости для описания экспериментальных данных о скорости горения пороха Н в широком диапазоне давлений и начальных температур. Полученные соотношения с высокой точностью передают зависимость термического и барического коэффициентов скорости горения от давления и начальной температуры.

Проведение количественных расчетов по внутренней баллистике, расчет параметров устойчивости или других характеристик феноменологической теории нестационарного горения требует знания аналитической зависимости скорости горения u пороха Н от давления p и начальной температуры T_n . Часто эту зависимость представляют в виде [1--3]

$$u(p, T_n) = u_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^\nu \exp[\beta(\bar{T}_n - T_0)], \quad (1)$$

где u_0 — линейная скорость горения при p_0 и T_0 , а коэффициенты

$$\nu = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial \ln p} \right)_{T_n} \quad \text{и} \quad \beta = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_n} \right)_p \quad (2)$$

имеют постоянные значения. Предлагались и другие эмпирические зависимости $u(T_n)$ [4].

Тщательный анализ экспериментальных данных о скорости горения нитроглицериновых порохов показывает, что β зависит как от T_n , так и от p [5, 6], а показатель ν — от T_n [7]. Вместе с тем выбор вида соотношения $u(p, T_n)$ может играть существенную роль при расчетах в рамках феноменологической теории горения. Так, в [8] показано, что для различных типов эмпирической зависимости $u(T_n)$ соотношение между максимальной и минимальной скоростями стационарного горения при постоянном давлении может принимать значение 2, e и ∞ .

Похожая ситуация складывается, если определять β и ν в соответствии с (2) из разного вида зависимостей $u(p, T_n)$. На основании анализа экспериментальных данных П.Ф. Похила, В.М. Мальцева, А.Е. Воскресенского, В.М. Пучкова, А.П. Глазковой, М.С. Плясунова, приведенных в [20], и данных [5, 6] В.Н. Маршаковым было предложено следующее уравнение для скорости горения нитроглицеринового пороха Н:

$$u(p, T_n) = \sum_i \sum_j a_{ij} T_n^i p^j, \quad (3)$$

в котором коэффициенты a_{ij} имеют значения: $a_{00} = 0,439$, $a_{01} = 0,674 \cdot 10^{-2}$, $a_{10} = -0,45 \cdot 10^{-2}$, $a_{02} = -0,453 \cdot 10^{-4}$, $a_{11} = 0,252 \cdot 10^{-4}$, $a_{20} = 0,112 \cdot 10^{-4}$; размерности: T в К, p в кг/см², u в см/с. Среднеквадратичное отклонение рассчитанных по уравнению (3) значений скорости горения от экспериментальных составляет 6 % в области $p = 20 \div 100$ кг/см² и $T_n = 173 \div 373$ К.

На основании тех же данных в [9] предложено соотношение

$$u(p, T_n) = \frac{Ap}{1 - \frac{1-\gamma}{1+p/\alpha}} \exp\left(\frac{CT_n^3}{1 - \frac{1-\gamma}{1+p/\alpha}} \right), \quad (4)$$

© Л.Я. Кашпоров, Ю.Е. Шелудяк, В.М. Мальцев, В.Н. Маршаков, А.Г. Распопин, 1994.

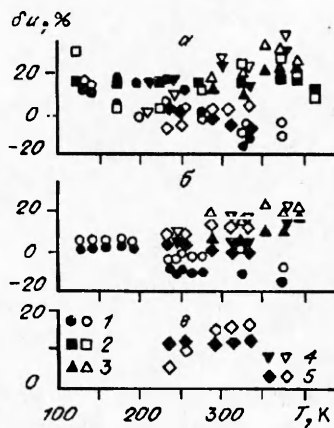


Рис. 1. Отклонения значений скорости горения пороха Н, рассчитанных по уравнениям (3) (светлые символы) и (4) (темные), от экспериментальных данных О.И. Нефедовой (1), [5, 6] (2), М.С. Плясунова (3), [10, 11] (4) и А.Е. Воскресенского (5).

p , МПа: а - 2,0, б - 4,9, в - 9,8.

в котором $A = 6,08 \cdot 10^{-4}$, $C = 1,22 \cdot 10^{-8}$, $\gamma = 0,33$, $\alpha = 3,00$ (T в К, p в МПа, u в м/с). Зависимость (4) описывает упомянутые экспериментальные данные примерно с погрешностью, что и уравнение (3).

На рис. 1 показаны отклонения $\delta u = (u_p/u_s - 1) \cdot 100\%$ рассчитанных по уравнениям (3) и (4) значений скорости u_p горения пороха Н от экспериментальных u_s . Максимальные значения δu относятся к результатам

М.С. Плясунова и [10, 11] и составляют соответственно 10 и 39% для (3) и 17 и 30% для (4). Однако при этом и отличия экспериментальных величин u при одинаковых p и T_n достигают 40%. Существенна же в данном анализе не только точность описания экспериментальных данных, но и принципиальная возможность расчета коэффициентов β и ν в соответствии с их определением в виде (2).

На рис. 2 показаны зависимости $\beta(T_n)$, вычисленные по уравнениям (3) и (4). Для сравнения приведены также средние значения β , найденные по экспериментальным данным [5, 6] между соседними экспериментальными точками. Рассчитанная по (4) зависимость $\beta(T_n)$ хорошо согласуется с экспериментальной, однако расчетные значения скорости горения систематически выше экспериментальных [5, 6] на 11–16%. Расчет по уравнению (3) дает неверную зависимость $\beta(T_n)$. При этом средняя погрешность описания данных [5, 6] уравнениями (3) и (4) одинакова ($\overline{\delta u} = 13,8\%$).

На рис. 3, 1, 4 показаны вычисленные по (3) и (4) зависимости $\nu(p)$. В области $p = 2 \div 10$ МПа рассчитанная по (3) зависимость $\nu(p)$ ближе к экспериментальным оценкам ν , однако средняя погрешность аппроксимации экспериментальных величин скорости горения уравнением (3) $\delta u = 10,8\%$ выше, чем уравнением (4) $\overline{\delta u} = 5,5\%$.

Такие расхождения, особенно в части поведения производных (2), неизбежны при попытках построения единой зависимости $u(p, T_n)$ по большому массиву разнородных экспериментальных данных. Погрешность экспериментального определения скорости горения пороха обычно не превышает 5%. Наблюдающиеся расхождения до 40% обусловлены различием условий измерений и содержания компонент в исследуемых образцах пороха. Предложенный в [12–14] энтальпийный подход к анализу горения позволяет классифицировать экспериментальные данные по условиям измерений и для каждой группы данных получить с высокой точностью зависимости $u(p, T_n)$, $\beta(p, T_n)$, $\nu(p, T_n)$. Согласно этому подходу, уравнение для массовой скорости горения [12–14] имеет вид

$$u\rho = \frac{q_m(p)}{h_m(p) - h(T_n)}, \quad (5)$$

где q_m — тепловой поток в критическом сечении волны горения, кВт/м²; h_m — максимальная энтальпия, кДж/кг. Вытекающие из функциональной зависимости (5) выражения для температурного коэффициента массовой скорости горения β_M^T и барического коэффициента массовой скорости горения β_M^p имеют вид

$$\beta_M^T = \left[\frac{\partial \ln(u\rho)}{\partial T_n} \right]_p = \frac{c_p(T_n)}{h_m(p) - h(T_n)}, \quad (6)$$

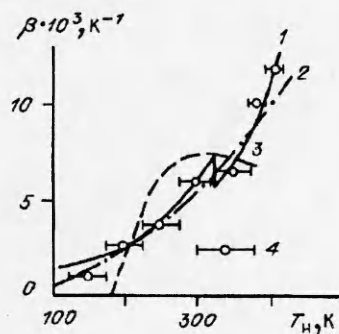


Рис. 2. Зависимость температурного коэффициента линейной скорости горения пороха Н при $p = 2,0$ МПа от начальной температуры. 1–3 – расчет по уравнениям (6), (4) и (3) соответственно; 4 – средние значения β .

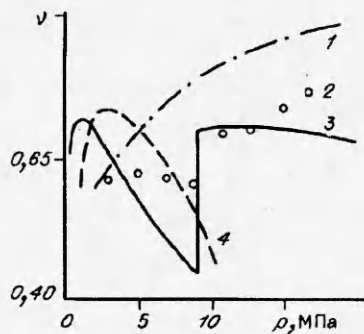


Рис. 3. Зависимость $v(p)$ при $T_n = 293 K$. 1 – расчет по (4); 2 – средние значения v , вычисленные по экспериментальным данным А.Е. Воскресенского; 3 – расчет по (7); 4 – расчет по (3).

$$\beta_m^p = \left[\frac{\partial \ln(u\rho)}{\partial p} \right]_{T_n} = \frac{v}{p} = \frac{d \ln q_m(p)}{dp} - \frac{1}{h_m(p) - h(T_n)} \cdot \frac{dh_m(p)}{dp}. \quad (7)$$

Температурные коэффициенты $\hat{\beta}_m^T$ и линейной скорости горения $\hat{\beta}_l^T$ связаны соотношением

$$\hat{\beta}_l^T = \hat{\beta}_m^T + \alpha_v. \quad (8)$$

Здесь ρ , h , c_p , α_v — плотность, энтальпия, изобарная теплоемкость и коэффициент объемного расширения пороха.

В координатах $(u\rho)^{-1}$, $h(T_n)$ экспериментальные данные о скорости горения укладываются на прямую

$$(u\rho)^{-1} = \frac{h_m}{q_m} - \frac{1}{q_m} \hat{h}(T_n), \quad (9)$$

наклон которой определяет величину q_m , а отсекаемое на оси абсцисс значение энтальпии — величину h_m . Поэтому построение уравнения (5) сводится к выделению из экспериментальных данных и последующей аппроксимации зависимостей $h_m(p)$ и $q_m(p)$. Необходимые для построения и использования уравнений (5)—(7) температурные зависимости теплофизических свойств пороха Н приведены в работах [14, 15].

Значения h_m и q_m для пороха Н, полученные из экспериментальных зависимостей $u(T_n)$ различных авторов, приведены в таблице. Анализ этих результатов приводит к следующим выводам об особенностях горения пороха Н.

1. Известно, что в области низких и умеренных давлений в зависимости от T_n наблюдаются два режима горения пороха Н [16, 17]. Обычно при атмосферном давлении изменение режима происходит при $T_n \approx 293 K$, а при увеличении p — при более высоких T_n . В соответствии с таблицей при этом происходит скачкообразное возрастание параметров h_m и q_m . С увеличением p различия между значениями тепловых параметров низко- и высокотемпературных режимов горения уменьшается, а при $p > 3$ МПа в пределах погрешности измерений экспериментальные данные укладываются на единую прямую $(u\rho)^{-1} = f(h(T_n))$ во всей области изменения T_n . Поэтому при смене режима истинный температурный коэффициент скорости горения, определяемый уравнением (6), уменьшается скачком, после чего монотонно возрастает с увеличением T_n (см. рис. 2, 1). В отличие от истинного, средний температурный коэффициент скорости горения, определяемый по наклону прямых в координатах $\ln u$, T_n , при смене режима скачкообразно возрастает [16, 17].

2. Скорость горения пороха Н сильно зависит от условий теплообмена горящего образца с окружающей средой. При атмосферном давлении зна-

Тепловые параметры волны горения пороха Н

Источник данных, условия измерений	T_n , К	p , МПа	h_m , кДж/кг	q_m , кВт/м ²	$\bar{\delta}u$, %
[16]	273—291 291—373	0,098 0,098	63,8 107,3	55,4 164	— 2,5
[5, 6]	77—273 323—373 123—323 323—413	0,098 0,098 1,96 1,96	62,7 199,5 246,4 325,2	82,1 258 1152 1590	1,4 — 1,1 0,7
[10, 11]	213—375 248—376 251—376	3,04 4,02 5,00	336,2 398,9 387,1	2237 3254 3656	2,8 3,2 2,7
[10, 18], на воздухе	195—343 358—388	0,098 0,098	172,5 254,4	190 363	2,7 0,4
[19], в струе азота Н + 1 % С, Н + 1 % РbO	195—358 293—393 293—393	0,098 0,098 0,098	171,8 281 332	162 368 395	3,3 2,2 1,2

чения u в работе [16] в 1,5—1,6 раза ниже полученных в [5, 6]. Однако величина h_m для обоих наборов экспериментальных данных одинакова, и подобный результат объясняется различием тепловых потоков q_m , обусловленным спецификой условий теплообмена при проведении эксперимента. Еще более наглядно влияние теплообмена продемонстрировано в работах [10, 18]. Сжигание идентичных образцов пороха Н проводилось на воздухе и в слабой струе азота. Во втором случае из-за увеличения теплоотвода в окружающую среду q_m и u уменьшаются на 15 %, но значение h_m остается неизменным. Температурный коэффициент скорости горения также не изменился и не зависел от условий теплообмена с окружающей средой.

3. Введение небольшого количества добавок в порох Н сильно изменяет параметры h_m и q_m . Добавка всего лишь 1 % сажи или окиси свинца [19] увеличивает h_m и q_m в 1,4—1,6 раза по сравнению с данными [5, 6].

4. Параметры h_m и q_m увеличиваются с ростом давления (рис. 4).

Полученные из данных А.Е. Воскресенского зависимости $h_m(p)$ и $q_m(p)$ можно аппроксимировать соотношениями

$$\begin{aligned} h_m(p) &= 187,6 + 24,033p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \\ q_m(p) &= 110,8 + 581,63p, \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2} \end{aligned} \quad (10)$$

при $0,098 \leq p \leq 9$ МПа;

$$\begin{aligned} h_m(p) &= 349,15 + 5,22p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \\ q_m(p) &= 966 + 487,58p, \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2} \end{aligned} \quad (11)$$

при $9 \leq p \leq 17,7$ МПа. При выводе уравнений (10) для $p = 0,098$ и 1,96 МПа использовали значения h_m и q_m из высокотемпературного режима горения, а для более высоких давлений величины h_m и q_m получены во всей области изменения T_n от 233 до 333 К. Вычисленные по (5) с использованием (10) скорости горения в области $T_n = 293 \div 333$ К при атмосферном давлении на 19,3 % выше экспериментальных значений А.Е. Воскресенского, что, по-видимому, связано с отличием условий теплообмена при атмосферном и высоких давлениях. При $p = 1,96 \div 17,65$ МПа и $T_n = 233 \div 333$ К уравнение (5) с зависимостями $h_m(p)$ и $q_m(p)$ (10) и (11) описывает данные А.Е. Воскресенского с $\bar{\delta}u = 1,6$ % (при $p < 9$ МПа $\bar{\delta}u = 2,2$ %, при $p > 9$ МПа $\bar{\delta}u = 0,65$ %).

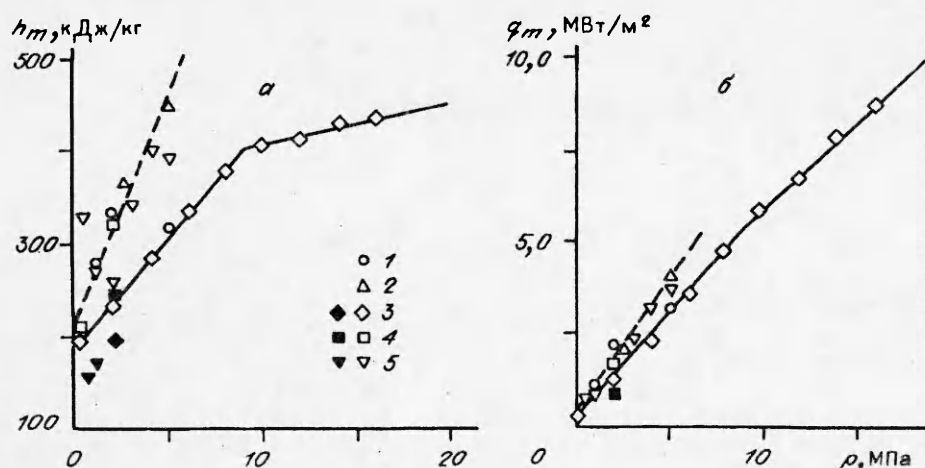


Рис. 4. Зависимости $h_m(p)$ (а) и $q_m(p)$ (б), вычисленные из экспериментальных данных [17] (1), М.С. Плясунова (2), А.Е. Воскресенского (3), [5, 6] (4) и [10, 11] (5). Светлые точки соответствуют высокотемпературному режиму, темные — низкотемпературному.

Анализ последующих исследований, проведенных в более широком диапазоне T_n , дает более высокие значения h_m и q_m . Отклонения могут быть обусловлены различием состава образцов и условий теплообмена при горении. Поэтому вычисленные с использованием зависимостей (10) значения u при $T_n = 293$ К в области $p = 1 \div 5$ МПа ниже экспериментальных. Максимальное отклонение составляет 12 % при $p = 2,45$ МПа для данных М.С. Плясунова. С увеличением T_n отклонения возрастают и достигают 20—30 % при $T_n = 373$ К. Это обусловлено тем, что в опытах А.Е. Воскресенского образцы пороха имели более высокий температурный коэффициент скорости горения.

Выделенные из данных [5, 6, 10, 11, 17] и М.С. Плясунова значения h_m и q_m в области $p = 1 \div 5$ МПа можно аппроксимировать уравнениями

$$\begin{aligned} h_m(p) &= 227,2 + 40,65p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \\ q_m(p) &= 65 + 777,5p, \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Максимальные отклонения экспериментальных величин u от рассчитанных с использованием (12) составляют при $T_n = 293$ К 8,7 % для данных М.С. Плясунова при $p = 2,45$ МПа и 3,4 % для данных [10, 11] при $p = 1,08$ МПа. Такой же уровень отклонений сохраняется во всей области T_n .

В работе [7] представлены результаты исследований скорости горения нитроглицериновых порохов при давлениях вплоть до 400 МПа при $T_n = 223, 293$ и 323 К в виде зависимостей

$$u = Bp^\nu, \text{ мм/с}. \quad (13)$$

Здесь размерность p — МПа. Для пороха Н-280, близкого по составу к пороху Н, получены следующие значения коэффициентов B и ν : 0,53 и 1,06 при $T_n = 223$ К, 1,03 и 0,96 при $T_n = 293$ К и 1,02 и 0,97 при $T_n = 323$ К.

Отклонения рассчитанных по (13) значений скорости горения при $p = 20$ МПа от определенных по (5) с использованием зависимостей (11) составляют -6,4, 12,9 и 3,6 % при $T_n = 223, 293$ и 323 К соответственно. Такой же уровень отклонений для $p = 20$ МПа наблюдается и при обработке данных [7] с помощью соотношения (9): -2,2; 8,7 и -5,8 % при соответствующих T_n . В области $p = 100 \div 300$ МПа максимальная погрешность аппроксимации данных [7] уравнением (9) не превышает 3 % и лежит в пределах погрешности эксперимента.

Поэтому для построения функциональной зависимости (5) в области сверхвысоких давлений можно использовать значения h_m и q_m , выделенные из данных [7] в области $p = 100 \div 300$ МПа и вычисленные по уравнениям (11) при $p = 20$ МПа. Полученные зависимости аппроксимированы уравнениями

$$\begin{aligned} h_m(p) &= 413,93 + 1,9812p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \\ q_m(p) &= -394 + 560,6p + 2,53162p^2, \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Среднеквадратичная погрешность описания данных [7] уравнением (5) с зависимостями (14) при $p = 50 \div 400$ МПа, рассчитанных по уравнениям (13) с шагом 50 МПа, составляет 2,3 %.

Таким образом, существующие экспериментальные результаты можно разделить на две группы, отличающиеся значениями температурного коэффициента скорости горения. Данные с более высокими β описывает уравнение (5) с зависимостями (10) при $0,1 \leq p \leq 9$ МПа, (11) при $9 \leq p \leq 20$ МПа и (14) при $20 \leq p \leq 400$ МПа. Данные с более низкими значениями β описывает уравнение (5) с зависимостями (12) при $1 \leq p \leq 5$ МПа.

Полученные уравнения позволяют описывать экспериментальные данные о скорости горения порохов с более высокой точностью и в более широком диапазоне давлений и начальных температур, чем существующие эмпирические зависимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. О скорости горения пороха при переменном давлении // ПФМТ. — 1964. — № 3. — С. 126—138.
2. Истратов А.Г., Либрович В.Б., Новожилов Б.В. О приближенном методе в теории нестационарной скорости горения пороха // ПМТФ. — 1964. — № 3. — С. 139—144.
3. Librovich V.B., Novozhilov B.V. Self-similar solutions in the nonsteady propellant burning rate theory and stability analysis // *Combust. Science and Technol.* — 1972. — 4, N 6. — P. 257—267.
4. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973. — 176 с.
5. Зенин А.А., Нефедова О.И. О горении баллистического пороха в широком диапазоне начальных температур // ФГВ. — 1967. — 3, № 1. — С. 45—53.
6. Зенин А.А. Процессы в зонах горения баллистических порохов // Физические процессы при горении и взрыве. — М.: Атомиздат, 1980. — С. 68—105.
7. Шепелев Ю.Г., Фогельзанг А.П., Денисюк А.П. и др. Влияние начальной температуры на скорость горения баллистических порохов в области высокого давления // ФГВ. — 1990. — 26, № 4. — С. 40—45.
8. Гостинцев Ю.А., Марголин А.Д. О нестационарном горении пороха под действием импульса давления // Научно-технические проблемы горения и взрыва. — 1965. — № 2. — С. 69—75.
9. Лидский Б.В., Новожилов Б.В., Попов А.Г. Теоретическое исследование нестационарного горения газифицирующегося твердого топлива при спаде давления // ФГВ. — 1983. — 19, № 4. — С. 20—24.
10. Конев Э.В. Влияние светового излучения на процесс горения баллистических порохов и некоторые вопросы их горения: Дис... канд. хим. наук. — Новосибирск: ИХКИГ СО РАН. 1967. — 133 с.
11. Ковальский А.А., Конев Э.В., Красильников Б.В. О горении нитроглицеринового пороха // ФГВ. — 1967. — 3, № 4. — С. 547—554.
12. Кашпоров Л.Я., Шелудяк Ю.Е., Мальцев В.М. и др. Влияние начального теплового состояния на скорость горения конденсированных систем // Горение конденсированных систем. Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву. — Черногловка, 1989. — С. 18—21.
13. Силин Н.А., Кашпоров Л.Я., Шелудяк Ю.Е. и др. Функциональная зависимость скорости горения смесей $Mg + NaNO_3$ от многих переменных // ФГВ. — 1992. — 28, № 5. — С. 27—34.
14. Шелудяк Ю.Е., Кашпоров Л.Я., Малинин Л.А. и др. Теплофизические свойства компонентов горючих систем. — М.: НПО "Информ ТЭИ", 1992. — 184 с.
15. Кашпоров Л.Я., Шелудяк Ю.Е., Мальцев В.М. и др. Влияние температурной зависимости плотности на оценки тепловых параметров волны горения нитроглицериновых порохов // ФГВ. — 1992. — 28, № 3. — С. 8—13.
16. Коротков А.И., Лейпунский О.И. Зависимость температурного коэффициента скорости горения пороха при атмосферном давлении от температурного пороха // Физика взрыва. Изв. АН СССР. — 1953. — № 2. — С. 213—224.

17. Похил П.Ф., Нефедова О.И., Марголин А.Д. Об аномальной зависимости скорости горения пороха от начальной температуры // Докл. АН СССР. — 1962. — 145, № 4. — С. 860—862.
18. Конев Э.В. О влиянии светового излучения на скорость горения пороха Н // Научно-технические проблемы горения и взрыва. — 1965. — № 2. — С. 76—81.
19. Симоненко В.Н. Исследование нестационарного горения порохов: Дис... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск: ИХКиГ СО РАН. 1981. — 155 с.
20. Маршаков В.Н. Дис... д-р физ.-мат. наук. — М.: ИХФ АН СССР. 1986. — 357 с.

14100, г. Сергиев Посад,
НИИПХ

Поступила в редакцию 6/V 1993,
после доработки — 5/VIII 1993

УДК 662.612

В.М. Гремячкин

МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ КОКСА В СМЕСИ РЕАКЦИОННЫХ ГАЗОВ

Разработана теоретическая модель горения и газификации пористых коксов в смеси реакционных газов (диоксид углерода, пары воды, водород, кислород). Рассматриваются процессы тепло- и массопереноса, а также химическое реагирование веществ в газовой фазе и кинетика гетерогенных реакций внутри пористой структуры кокса. Модель дает возможность определять скорость, а также состав продуктов горения и газификации кокса. Приведены расчетные зависимости скорости горения кокса от состава окисляющих газов и интенсивности тепло- и массообмена кокса с газом.

Подземная газификация углей, технологические процессы их переработки с целью получения топливного газа, а также химических продуктов и сырья для химической промышленности требуют для своего развития разработки математической модели горения и газификации углей. Разработка такой модели позволит без значительных материальных затрат определять оптимальные технологические параметры процессов переработки угля, обеспечивающие необходимый состав продуктов газификации.

Исследования процессов горения и газификации коксов [1—5] направлены главным образом на определение кинетических констант химических реакций взаимодействия коксов с отдельными реакционными газами: кислородом, водородом, водяным паром и диоксидом углерода. Однако уже предварительное рассмотрение процесса течения в угольном канале показывает, что состав реакционных газов по длине канала существенно меняется — в газах уменьшается количество кислорода и паров воды, а количество водорода, оксида и диоксида углерода увеличивается. Таким образом, для расчета технологического процесса газификации угля необходимо прежде всего иметь данные по скорости взаимодействия кокса со смесью реакционных газов, а также по скоростям потребления реакционных компонентов газовой смеси и образования продуктов горения и газификации.

Рассмотрим плоский, полубесконечный слой кокса, над поверхностью которого в газовой фазе имеется «приведенная пленка» толщиной δ . На внешней границе пленки задаются условия в окружающей среде: температура T_0 и состав газовой фазы z_c^0 ($j = 1 - \text{CO}_2$, $2 - \text{CO}$, $3 - \text{H}_2\text{O}$, $4 - \text{H}_2$, $5 - \text{CH}_4$, $6 - \text{O}_2$).

Математическая модель горения и газификации кокса должна быть основана на рассмотрении уравнений диффузии и теплопроводности в газовой фазе и внутри пористой структуры кокса, которые могут быть записаны в виде уравнений сохранения атомов, участвующих в процессе (углерода, кислорода и водорода), а также тепла, что позволяет в уравнениях исключить из рассмотрения скорости газофазных химических реакций:

$$\operatorname{div} \sum \frac{m_j I_j}{\mu_j} = \Phi_c / \mu_c, \quad (1)$$

© В.М. Гремячкин, 1994.