

17. Баев В.К., Бажайкин А.Н., Болдырев И.В. и др. Начальная стадия развития топливного факела, выброшенного из форсунки под большим давлением // ФГВ. — 1979. — 15, № 1. — С. 26.

630090, г. Новосибирск,
ИТПМ СО РАН

Поступила в редакцию
19/IX 1993

УДК 536.46

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

ТЕПЛОВОЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ГЕКСОГЕНА

На основании анализа экспериментальных данных о скорости горения гексогена при различных начальных температурах с учетом температурных зависимостей плотности, теплоемкости и кинетики химической реакции в конденсированной фазе показано, что критическая температура, аналогичная температуре воспламенения гексогена в условиях волны горения, соответствует температуре его кипения. Получены функциональные зависимости, воспроизводящие экспериментальные данные о скорости горения гексогена, барическом и температурном коэффициентах массовой скорости горения, а также производных от барического коэффициента по температуре и от температурного коэффициента по давлению в области 0,098—4,9 МПа и начальных температур 293—453 К.

Впервые тепловой анализ процесса горения вторичных ВВ с определением критической температуры $T_{кр}$ их воспламенения в условиях волны горения был сделан [1] с помощью вытекающей из представлений [2] линейной зависимости обратной величины скорости горения u от начальной температуры T_n

$$\frac{1}{u} = \frac{\bar{\rho} \bar{c}_p}{q} (T_{кр} - T_n) = A - BT_n, \quad (1)$$

где \bar{c}_p — средняя теплоемкость ВВ в области температур $T_n - T_{кр}$; ρ — плотность; q — тепловой поток, поступающий из зоны химических реакций в прогретый слой ВВ; A и B — константы аппроксимационных уравнений.

Экстраполяция линейной зависимости (1) к $u^{-1} = 0$ дает значение $T_{кр} = A/B$, а угловой коэффициент этой зависимости определяет величину теплового потока $q = (\rho \bar{c}_p)/B$.

Уравнение (1) соответствует экспериментальным данным для различных взрывчатых веществ [3—5]. Однако качество описания экспериментальных зависимостей $u(T_n)$ конденсированных систем заметно улучшается при учете температурных зависимостей плотности и теплоемкости [6—13]. В этом случае (1) принимает вид

$$\frac{1}{u(T_n) \cdot \rho(T_n)} = \frac{1}{q} [h(T_{кр}) - h(T_n)] = a_0 - a_1 h(T_n), \quad (2)$$

где $h(T) = \int_{T_0}^T c_p(T) dT + \Delta h_{фп}$; $T_0 = 293,15$ К — начало отсчета энтальпии; $h(T_0) = 0$; $\Delta h_{фп}$ — теплота фазового перехода (полиморфного превращения, плавления, испарения), учитываемая при соответствующих температурах фазовых переходов $T_{фп}$.

Фактически выражение (2), как и (1), — следствие уравнения теплового баланса на условной границе зоны химических реакций и прогретого слоя и отличается более точным учетом затрат тепла на нагрев горючей системы от T_n до $T_{кр}$. К тому же использование при тепловом анализе в качестве основной переменной энтальпии реакционноспособных систем позволяет вместо искусственного введения критической температуры [2] доказать факт

© Л.Я. Кашпоров, Ю.Е. Шелудяк, В.М. Мальцев и др., 1994.

ее существования в условиях стационарно распространяющейся волны горения и установить связь $T_{кр}$ с кинетическими параметрами химических реакций в прогретом слое [9]^{кп}.

Возможность повышения точности теплового анализа процесса горения ВВ за счет учета температурных зависимостей плотности, теплоемкости, а также тепловыделения от химической реакции в прогретом слое до сих пор не исследовалась и составляет основную задачу настоящей работы. В качестве объекта изучения выбран гексоген, для которого получены наиболее надежные экспериментальные данные [14] о скорости горения в широком диапазоне давлений и начальных температур.

Для использования (2) при анализе экспериментальных данных о скорости горения необходимо располагать температурной зависимостью теплоемкости. Измерения теплоемкости гексогена в области $T = 148 \div 448$ К проведены на стандартном приборе ИТ-С-400. Результаты экспериментов аппроксимированы уравнением

$$c_p(T) = 0,9786 + 0,28275 \cdot 10^{-2}(T - 273,15) \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

а соответствующее выражение для энтальпии твердого гексогена имеет вид

$$h(T) = -20,14 + 0,9786(T - 273,15) + 0,14137 \cdot 10^{-2}(T - 273,15)^2, \text{ кДж}/\text{кг}.$$

Измерения теплоемкости жидкого гексогена не проводились, так как температура плавления гексогена близка к температуре его самовоспламенения. Для жидкого гексогена принята зависимость

$$c_p(T) = 1,074 + 0,358 \cdot 10^{-2}(T - 273,15) \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

полученная в [9] при исследовании теплоемкости жидкого тротила. Значения c_p твердых гексогена и тротила в пределах погрешности измерений одинаковы. Если теплоемкости жидких гексогена и тротила также совпадают, то, приняв для температуры и теплоты плавления гексогена $T_{пл} = 475,65$ К и $\Delta h_{пл} = 122,7$ кДж/кг, получим следующее уравнение для энтальпии жидкого гексогена:

$$h(T) = 67,78 + 1,074(T - 273,15) + 0,179 \cdot 10^{-2}(T - 273,15)^2, \text{ кДж}/\text{кг}. \quad (3)$$

Наряду с уравнениями (1) и (2) представляет интерес выяснить возможности описания зависимости скорости горения взрывчатых веществ от начальной температуры с помощью часто применяемых уравнений

$$u = a_0 + a_1 T_n, \quad (4)$$

$$u = u_0 \exp(\beta T_n), \quad (5)$$

$$(u\varphi)^2 = \frac{r}{T_{кр} - T_n}, \quad (6)$$

где $a_0, a_1, u_0, \beta, \varphi$ — константы.

Ниже сопоставлены аппроксимационные возможности различных уравнений на примере экспериментальных данных [14] о массовой скорости горения гексогена при атмосферном давлении в области начальных температур $T_n = 293 \div 453$ К. Здесь же указаны среднеквадратичная погрешность аппроксимации δu и значения $T_{кр}$:

Аппроксимационные уравнения	a_0	$a_1 \cdot 10^2$	$\delta u, \%$	$T_{кр}, \text{ К}$
1. $(u\varphi)^{-1} = a_0 - a_1(T_n - 273,15)$	1,9464	0,4357	1,14	720
2. $(u\varphi)^{-1} = a_0 - a_1 h(T_n)$	1,8407	0,34496	0,75	565
3. $[u\varphi(T_n)]^{-1} = a_0 - a_1 h(T_n)$	1,8448	0,32833	0,77	578
4. $(u\varphi) = a_0 + a_1(T_n - 273,15)$	0,4741	0,2046	3,40	—
5. $\ln(u\varphi) = a_0 + a_1(T_n - 273,15)$	0,6964	0,2959	2,15	—
6. $(u\varphi)^{-2} = a_0 - a_1(T_n - 273,15)$	3,6397	1,3051	0,78	552

При использовании зависимостей (1), (3)—(5) влияние T_n на плотность гексогена не учитывалось. Экспериментальные данные по формуле (2) обрабатывались двумя способами: без учета температурной зависимости плотности и с учетом объемного расширения гексогена с коэффициентом $\alpha_V = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.

Выделяемые из экспериментальных данных с помощью формул (1), (2), (5) значения $T_{кр}$ соответствуют температуре T^* , до которой разогревается гексоген в прогревом слое без учета тепловыделения химической реакции. Действительная температура в критическом сечении стационарно распространяющейся волны горения T_m определяется из соотношения [9, 12]:

$$T_m = \frac{E}{2R} - \sqrt{\left(\frac{E}{2R}\right)^2 - \frac{E}{R}T^*}. \quad (7)$$

Из приведенных выше данных видно, что при наиболее точном тепловом анализе с учетом температурных зависимостей теплоемкости и плотности $T^* = 578 \text{ K}$. Приняв для гексогена $E = 42 \text{ ккал/моль}$, получим из уравнения (7) $T_m = 595 \text{ K}$. Это значение критической температуры практически совпадает с $T_{кип} = 613 \text{ K}$ гексогена при атмосферном давлении [15].

Такая же закономерность наблюдается при горении гексогена при повышенных давлениях. В табл. 1 приведены значения $h(T_{кр})$ и q , полученные в результате анализа экспериментальных данных [14] при различных давлениях с помощью уравнения (2) с учетом температурной зависимости плотности. Здесь же даны температуры T^* , выделенные из $h(T_{кр})$, и T_m , вычисленные по уравнению (7) при $E = 42 \text{ ккал/моль}$, а для сравнения приведены $T_{кип}$. Среднеквадратическая погрешность аппроксимации в данном случае выше, так как обработка проводилась по всем экспериментальным точкам без усреднения экспериментальных величин скорости горения при одинаковых начальных температурах.

Небольшие различия между T_m и $T_{кип}$ могут быть устранены без ухудшения описания исходных экспериментальных данных. В табл. 2 приведены значения тепловых параметров волны горения гексогена, полученные по следующей схеме:

- 1) T_m принимается равным $T_{кип}$;
- 2) по формуле (7) с использованием величины $T_{кип}$ при $E = 42 \text{ ккал/моль}$ вычисляется T^* ;
- 3) по (3) при $T = T^*$ вычисляется энтальпия $h_m = h^{ин}(T^*)$;
- 4) подстановкой u_0 и вычисленных значений h_m в уравнение (2) определяются q и среднее \bar{q} во всей области начальных температур.

При непосредственной обработке экспериментальных данных наибольшее отклонение T_m от $T_{кип}$ наблюдается при $p = 2,45 \text{ МПа}$. После наложения условия $T_m = T_{кип}$ скорректированные значения h_m и q увеличиваются по сравнению с данными табл. 1 на 10 и 11 %, однако погрешность аппроксимации исходных экспериментальных данных о скорости горения остается неизменной.

Т а б л и ц а 1

p , МПа	T_n , К	$h(T_{кр})$, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	q , $\frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$	δu , %	T^* , К	T_m , К	$T_{кип}$, К
0,098	293—453	561,9	304,6	1,76	578,1	594,8	613
0,49	293—453	709,2	1532	1,69	642,7	663,5	666
0,98	293—433	783,9	2550	1,30	673,2	696,1	692
2,45	293—413	783,9	7395	1,04	673,2	696,1	729
4,9	293—413	912,9	13886	0,66	722,9	749,5	760

Т а б л и ц а 2

p , МПа	T^* , К	h_m , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	q , $\frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$	δu , %
0,098	595,2	599,4	329,9	1,63
0,49	645,0	714,7	1546	1,47
0,98	669,1	773,6	2516	0,93
2,45	703,9	862,5	8210	1,01
4,9	732,7	939,3	14309	0,53

Таким образом, процесс горения гексогена определяется тепловыми параметрами в сечении волны горения, температура которого равна температуре кипения гексогена при соответствующем давлении. Характерная особенность этого сечения — независимость от начальной температуры теплового потока q , поступающего из зоны химических реакций, и затрат тепла на нагрев гексогена до кипения $h(T_{\text{кр}})$, отсчитываемых от некоторой наперед выбранной T_0 . Но фактические затраты тепла меньше энтальпии кипения гексогена $h_{\text{кми}}^*$ и равны максимальному значению энтальпии реагирующего гексогена h_m при характерной для гексогена энергии активации 42 ккал/моль, а соответствующая температура T_m является критической температурой воспламенения гексогена волной стационарного горения.

Доля вступившего в реакцию гексогена в критическом сечении волны горения невелика и определяется из соотношения [9]

$$\eta(T_m) = \frac{h^{\text{HH}}(T_m) - h^{\text{HH}}(T^*)}{Q} \quad (8)$$

Например, при $p = 4,9$ МПа и $E = 42$ ккал/моль $\eta(T_m) = 3,4$ %, и тепловыделение от химических реакций в конденсированной фазе составляет всего лишь несколько процентов от тепловыделения в газовой среде.

Задаваясь различными значениями E при фиксированной T^* , можно вычислить зависимость $\eta [T_m(E)]$. Подставим $\eta [T_m(E)]$ в уравнение химической кинетики для реакции нулевого порядка, тогда

$$\lg(k_0 t^*) = \lg \eta [T_m(E)] + \frac{E}{RT_m(E)} = f(E), \quad (9)$$

где k_0 — предэкспоненциальный множитель; t^* — характерное время протекания химической реакции при стационарном горении. Зависимости $\lg(k_0 t^*) = f(E)$, показанные на рис. 1 для $p = 0,098$ и $4,9$ МПа, близки к прямым.

Кинетические параметры k_0 и E гексогена [3], полученные разными авторами и в различных условиях, также укладываются на прямую линию в координатах $E, \lg k_0$. Расстояние между этими прямыми определяет величину t^* . При $E = 42$ ккал/моль $t^* = 0,74 \cdot 10^{-2}$ и $0,11 \cdot 10^{-4}$ с при $p = 0,098$ и $4,9$ МПа соответственно.

Таким образом, главная характеристика определяющего процесс сечения волны горения состоит в том, что его температура является критической температурой воспламенения гексогена волной стационарного горения. А то обстоя-

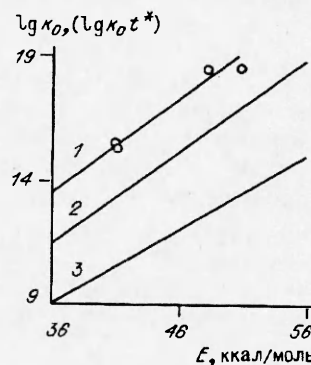


Рис. 1. Зависимость предэкспоненциального множителя k_0 от энергии активации для гексогена.

1 — $\lg k_0 = f(E)$ по данным [3] о термическом разложении гексогена; 2 — $\lg(k_0 t^*) = f(E)$ при $p = 0,098$ МПа, $h_m = 561,9$ кДж/кг; 3 — $\lg(k_0 t^*) = f(E)$ при $p = 4,9$ МПа, $h_m = 912,9$ кДж/кг.

ятельство, что она близка к $T_{\text{кип}}$ гексогена, следует рассматривать как важный фактор, который можно использовать при построении нужной для решения практических задач функциональной зависимости массовой скорости горения гексогена от давления и начальной температуры.

В соответствии с проведенным анализом, параметры h_m и q не зависят от T_n и есть функции только давления. Поэтому структура общего вида функциональной зависимости $u\rho = f(p, T_n)$ гексогена определяется выражением

$$u\rho = \frac{q(p)}{h_m(p) - h(T_n)}. \quad (10)$$

Погрешность определения h_m и q в несколько раз выше погрешности исходных данных о скорости горения гексогена. Поэтому построение зависимости $h_m(p)$ и $q(p)$ на основании аппроксимации данных в табл. 1 приводит к заметному увеличению погрешности описания экспериментальных данных о скорости горения единым выражением (10) по сравнению с отдельным описанием экспериментальных данных для каждого давления. Использование же для построения зависимостей $h_m(p)$ и $q(p)$, скорректированных по условию $T_m = T_{\text{кип}}$ значений h_m и q (табл. 2), позволяет получить единую функциональную зависимость (10), описывающую экспериментальные данные о скорости горения во всей исследованной области начальных температур и давлений с такой же погрешностью, что и при отдельной обработке экспериментальных данных.

Характерный вид функциональной зависимости $h_m(p)$ при известных $T_{\text{кип}}(p)$ и $t^*(p)$ определяется выражением

$$h_m(p) = h^{\text{нн}}(T_{\text{кип}}(p)) - Q\eta(T_{\text{кип}}(p), t^*(p)). \quad (11)$$

Из-за отсутствия надежных данных по кинетике разложения гексогена при различных давлениях вычисление h_m по уравнению (11) не представляется возможным. Однако в исследованной области изменения давлений данные табл. 2 с достаточной точностью можно воспроизвести эмпирическим уравнением

$$h_m(p) = 775,95 + 91,73p - 6,8317(\ln p)^2, \text{ кДж/кг}. \quad (12)$$

Характерный вид $q(p)$ может быть получен из анализа условий теплообмена на границе прогретого слоя гексогена и зоны химических реакций. К сожалению, такой анализ отсутствует. Поэтому при нахождении $q(p)$, как и в случае аппроксимации данных функции $h_m(p)$, воспользуемся эмпирическим уравнением.

Экспериментальная зависимость $q(p)$ имеет излом при $p = 0,98$ МПа, поэтому она аппроксимирована двумя эмпирическими уравнениями. В области $p = 0,098 \div 0,98$ МПа

$$q(p) = -40,5 + 3854,9p - 1271,9p^2, \text{ кВт/м}^2, \quad (13)$$

при $p = 0,98 \div 4,9$ МПа

$$q(p) = 2035,1 + 4968,2p - 334,13p^2, \text{ кВт/м}^2. \quad (14)$$

Уравнения (12)—(14) позволяют преобразовать выражение (10) до явного вида функциональной зависимости $u\rho = f(p, T_n)$. Последняя применима для расчетов с приемлемой для практики точностью не только скоростей горения в широкой области изменения p и T_0 , но и частных производных $\beta_p = [\partial \ln(u\rho) / \partial p]_{T_n}$, $\beta_T = [\partial \ln(u\rho) / \partial T_n]_p$, характеризующих чувствительность горения к барическим и тепловым воздействиям соответственно.

Функциональная зависимость барического коэффициента массовой скорости горения от давления и начальной температуры имеет вид

$$\beta_p(p, T_n) = \frac{d \ln q(p)}{dp} - \frac{1}{h_m(p) - h(T_n)} \frac{dh_m(p)}{dp}, \quad (15)$$

а показатель степени ν в законе горения $u = u_0(p/p_0)^\nu$ определяется связью ν с β_p :

$$\nu(p, T_n) = \left[\frac{\partial \ln(u\rho)}{\partial \ln p} \right]_{T_n} = p\beta_p(p, T_n). \quad (16)$$

Соответствующая зависимость температурного коэффициента массовой скорости горения от давления и начальной температуры находится из выражения

$$\beta_T(p, T_n) = \frac{c_p(T_n)}{h_m(p) - h(T_n)}. \quad (17)$$

Из (15) и (17) легко находится уравнение для производных

$$\left(\frac{\partial \beta_p}{\partial T_n} \right)_p = \left(\frac{\partial \beta_T}{\partial p} \right)_{T_n} = - \frac{c_p(T_n)}{[h_m(p) - h(T_n)]^2} \frac{dh_m(p)}{dp}. \quad (18)$$

Остановимся на некоторых общих свойствах полученных зависимостей. Для гексогена в исследованной области давлений функции $h_m(p)$ и $q(p)$ монотонно увеличиваются с ростом давления (производные этих функций dh_m/dp и dq/dp положительные).

В рассматриваемой области изменения давлений и начальных температур функции $\beta_p(p, T_n)$, $\nu(p, T_n)$ и $\beta_T(p, T_n)$ положительны, а их производные $(\partial \beta_p / \partial T_n)_p$, $(\partial \nu / \partial T_n)_p$, $(\partial \beta_T / \partial p)_{T_n}$ отрицательны. Из (15)–(17) непосредственно видно, что барический коэффициент β_p и показатель ν убывают с ростом T_n , а β_T снижается с p . Качественная взаимосвязь $\nu(\beta_T)$ впервые рассмотрена в [19]. Полученные соотношения (18) определяют аналогичную связь качественно и количественно.

В общем случае из (15) и (17) видно, что в зависимости от знака производной dh_m/dp с повышением T_n функции $\beta_p(T_n)$ и $\nu(T_n)$ могут быть монотонно убывающими или монотонно возрастающими. Так, если $dh_m(p)/dp > 0$ и $d \ln q(p)/dp > 0$, то при повышении T_n β_p и ν уменьшаются и становятся равными нулю при T_n^0 , определяемой из соотношения

$$h(T_n^0) = h_m(p) - q(p) \frac{dh_m(p)/dp}{dq(p)/dp}. \quad (19)$$

В области $T_n^0 < T_n < T_m$ значения β_p и ν становятся отрицательными, формально стремясь к $-\infty$ при $T_n \rightarrow T_m$ в случае $\eta(T_n) \approx 0$.

При $dh_m/dp = 0$, т.е. $h_m = \text{const}$, β_p и ν не зависят от T_n , тогда зависимость (10) можно представить часто используемым в расчетах внутрибаллистических характеристик произведением не зависящих друг от друга функций

$$u\rho = f_1(p) \cdot f_2(T_n), \quad (20)$$

где $f_1(p) = q(p)$; $f_2(T_n) = \frac{1}{h_m - h(T_n)}$.

В случае $dh_m(p)/dp < 0$ и $d \ln q(p)/dp > 0$ значения β_p и ν положительны и монотонно возрастают, приближаясь к $+\infty$ при $T_n \rightarrow T_m$, если $\eta(T_n) \approx 0$.

Из изложенного следует, что барический коэффициент β_p и показатель степени ν являются сложными функциями p и T_n . Они определяются не только природой горючей системы и кинетическими параметрами хими-

ческих реакций в прогретом слое, поскольку зависят от h_m , но и кинетическими параметрами химических реакций при высоких температурах и теплообмене с окружающей средой из-за зависимости от q . Последний фактор может приводить к большим различиям скорости горения и соотношений (15) и (16), полученных разными авторами. В частности, в работе [18] скорости горения гексогена при $T_n = 293$ К и $p = 0,49$ и $4,9$ МПа выше, чем в [14], на 43,2 и 19,4 % соответственно, а построенные по уравнению (16) на основании данных [14] и [18] и показанные на рис. 2 зависимости $\nu(p)$ совершенно различны. При этом для обеих групп данных использовалось одно и то же соотношение $h_m(p)$ (12).

При анализе экспериментальных данных часто используют законы горения, выражаемые зависимостью

$$u = u_0(p/p_0)^\nu, \quad (21)$$

где коэффициенты u_0 и ν постоянны в широкой области давлений. Уравнение (21) удовлетворительно описывает данные [18] в области $p = 0,49 \div 9,8$ МПа ($\nu = 0,865$, $\delta u = 2,8$ %), но совершенно непригодно для результатов [14] ни во всем диапазоне $p = 0,098 \div 4,9$ МПа ($\nu = 0,862$, $\delta u = 8,6$ %), ни при разбиении области аппроксимации на две подобласти $p = 0,098 \div 0,98$ МПа ($\nu = 0,791$, $\delta u = 5,5$ %) и $p = 0,98 \div 4,9$ МПа ($\nu = 0,967$, $\delta u = 8,9$ %).

В соответствии с (13), (14) и (17) в исследованной области изменения p и T_n β_T увеличивается с ростом T_n и уменьшается с повышением p . На рис. 3 показаны зависимости $\beta_T(T_n)$ гексогена при атмосферном давлении, вычисленные из уравнений (2), (4)–(6), и средние значения $\bar{\beta}_T$ между соседними экспериментальными точками [14]. При наиболее точной аппроксимации исходной зависимости $\beta_T(T_n)$ уравнением (2) β_T увеличивается в 2,3 раза при изменении T_n от 293 до 453 К. Следует отметить, что полученные результаты не согласуются с представлениями [16], согласно которым коэффициент $\bar{\beta}_T$ связан с энергией активации химических реакций при максимальной температуре горения T_r соотношением

$$\beta_T \approx \frac{E}{2RT_r^2}. \quad (22)$$

Так как T_r увеличивается с ростом T_n , то β_T должен уменьшаться, что противоречит экспериментальным данным.

В работе [17] предложено использовать в качестве характеристики процесса горения эффективную температуру T_3 , определяемую из соотношения

$$T_3 = \sqrt{\frac{E}{2R\beta_T}},$$

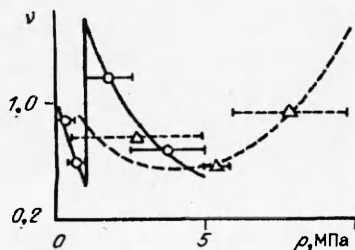


Рис. 2. Зависимости $\nu(p)$ гексогена при $T_n = 293$ К, вычисленные по уравнению (14) на основании данных [14] (—) и [18] (---); точки — средние значения ν между соседними экспериментальными точками.

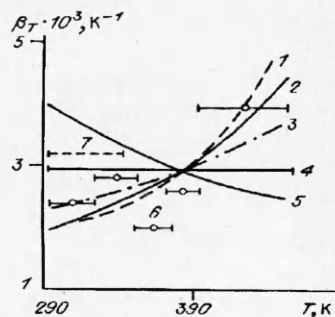


Рис. 3. Зависимость $\beta_T(T_n)$ для гексогена при атмосферном давлении.

Линии — аппроксимация данных [14] уравнениями: 1 — (2), 2 — (10), 3 — (1), 4 — (9), 5 — (8); 6 — средние значения между соседними экспериментальными точками [14]; 7 — данные [17].

согласно которому экспериментально наблюдаемое увеличение β_T с повышением T_n приводит к снижению эффективной температуры ведущей стадии реакции при увеличении скорости горения, что противоречит физическому смыслу. Таким образом, убедительных экспериментальных и теоретических свидетельств о зависимости β_T гексогена от кинетических характеристик высокотемпературных реакций нет, а отсутствие влияния теплообмена с окружающей средой на β_T экспериментально подтверждено в работе [4]. Поэтому β_T есть внутренняя характеристика, присущая данной горючей системе. Величина β_T определяется природой горючей системы ввиду зависимости от $h(T_n)$ и $c_p(T_n)$ и кинетикой химических реакций при критической температуре воспламенения гексогена волной стационарного горения из-за зависимости от h_m . Теплообмен с окружающей средой и кинетические параметры высокотемпературных реакций, определяющих значение q , на β_T не влияют.

Наконец, отметим, что характерная связь β_T с кинетическими параметрами химических реакций в критическом сечении волны горения при любых давлениях и начальных температурах определяются выражением

$$\beta_T(\bar{p}, T_n) = \frac{c_p(T_n)}{h^{ин}[T_m(p)] - Q\eta[T_m(p), t^*(p)] - h(T_n)}$$

Таким образом, представление о существовании в волне стационарного горения критического сечения, аналогичного поверхности воспламенения взрывчатых веществ [1], открывает новые возможности не только для описания экспериментальных данных о скорости горения, но и для исследования производных скорости горения по давлению и начальной температуре.

Существование критического сечения не противоречит химизму процесса горения, а наоборот, обусловлено протеканием химических реакций в прогретом слое горючей системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев К.К. Горение вторичных взрывчатых веществ // В кн. М. Патри. Горение и детонация взрывчатых веществ. — М.; Л.: Оборонгиз, 1938. — 72 с.
2. Mallard E., Le Chatelier H. Recherches experimentales et theoriques sur la combustion des melanges gazeux explosifs // Annales des Mines. — 1883. — 4, S. 8. — P. 274—559.
3. Андреев К.К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1966. — 346 с.
4. Андреев К.К., Плясунов М.С. О зависимости скорости горения взрывчатых веществ от начальной температуры // Теория взрывчатых веществ. — М.: Высш. шк., 1967. — С. 263—288.
5. Фогельзанг А.Е., Егоршев В.Ю., Синдицкий В.П. и др. Влияние строения органических азидов на закономерности их горения // ФГВ. — 1990. — 26, № 5. — С. 69—76.
6. Кашпоров Л.Я., Шелудяк Ю.Е., Мальцев В.М. и др. Влияние начального теплового состояния на скорость горения конденсированных систем // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. — Черногловка, 1989. — С. 18—21.
7. Кашпоров Л.Я., Рабинович В.А., Шелудяк Ю.Е. Теплофизические аспекты процесса горения // Теплофизические свойства веществ и материалов. — М.: Изд-во стандартов, 1991. — Вып. 30. — С. 139—147.
8. 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.
9. Шелудяк Ю.Е., Кашпоров Л.Я., Малинин Л.А. и др. Теплофизические свойства компонентов горючих систем: Справочник / Под ред. Н.А. Силина. — М.: НПО "Информ ТЭИ", 1992. — 184 с.
10. 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.
11. Kashporov L.Ya., Rabinovich V.A., Sheludyak Yu.E. et al. Enthalpy approach to the burning process analysis // IV Internat. Seminar on Flame Structure. Book of Abstracts. — Novosibirsk, 1992. — P. 102.
12. Кашпоров Л.Я., Канашин С.П., Шелудяк Ю.Е. и др. О механизме горения нитрогликоля // ФГВ. — 1993. — 29, № 2. — С. 32—36.

13. Kashporov L.Ya., Sheludyak Yu.e., Marshakov V.N. et al. Generalized law of nitroglycerol powder burning // Internat. conferences on combustion. Book of Abstracts. — M.: St. Peterzcburg, 1993, p. 14—15.
14. Плясунов М.С. Исследование влияния начальной температуры на скорость горения взрывчатых веществ: Дис. ... канд. техн. наук. — М.: МХТИ им. Д.И. Менделеева, 1963. — 174 с.
15. Беляев А.Ф. Механизм горения взрывчатых веществ: Дис. ... докт. физ. мат. наук. — М.: ИХФ АН СССР, 1946. — 211 с.
16. Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А. Теория теплового распространения пламени // ЖФХ. — 1938. — 12, № 1. — С. 100—105.
17. Беляев А.Ф., Лукашеня Г.В. Об эффективной температуре горения некоторых взрывчатых веществ // ПМТФ. — 1963. — № 6. — С. 114—119.
18. Марголин А.Д., Нефедова О.И., Похил П.Ф. О зависимости скорости горения различных горючих систем от начальной температуры // Там же. — 1964. — № 3. — С. 149—153.
19. Беляев А.Ф. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. — М.: Наука, 1968. — 255 с.

141300, г. Загорск,
НИИ прикладной химии

Поступила в редакцию 15/1 1992,
после доработки — 21/X 1993

УДК 542.5:535.214.4

О.А. Алексеев, М.Э. Шамсутдинов, Х.З. Давлетшин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГОРЕНИЯ ДРЕВЕСИНЫ ПОСРЕДСТВОМ СПЕКТРОРАДИОМЕТРОВ

Описан комплекс спектрорадиометрической аппаратуры, позволяющей определить изменение излучения объектов по длинам волн, во времени и пространственным координатам. Приведены результаты определения линейной скорости горения древесины, температуры и концентрации в пламени сажи, а также некоторых других параметров горения древесины.

Горение древесины — многостадийный физико-химический процесс, протекающий как в твердой, так и в газовой фазах. Он включает газификацию, при которой наружный слой образца разлагается на летучие продукты и твердый углистый остаток, состоящий в основном из углерода, а также диффузионное горение, в результате которого на границе летучих продуктов газификации и воздуха образуется пламя [1, 2].

Параметры процесса горения обычно определяются с использованием контактных датчиков. В данной работе для этой цели применен комплекс спектрорадиометрической аппаратуры.

В экспериментах сжигались образцы, изготовленные из высушенной древесины сосны, плотность которой $0,35 \text{ г/см}^3$. Образцы имели форму параллелограмма с нижней гранью $50 \times 5 \text{ мм}$, а высота менялась в пределах $4—20 \text{ мм}$. Образцы поджигались пламенем спички по нижней грани. В дальнейшем процесс протекал под действием нагрева образца от собственного пламени и был нестационарным. При этом менялись во времени площадь воспламененной поверхности образца F_d и массовый расход древесины

$$G_d(t) = (1 - \psi_{y0})\rho_d F_d(t)u_d, \quad (1)$$

где ψ_{y0} — массовый выход углистого остатка (отношение массы углистого остатка в конце газификации образца к начальной массе образца); ρ_d , u_d — плотность и линейная скорость горения древесины.

Образцы сжигали в неподвижном воздухе, поэтому образующееся при горении диффузионное пламя было плоским и направленным вертикально вверх. После разгорания большая часть пламени располагалась над образцом (рис. 1).

Спектральная плотность силы излучения I_λ и энергетической яркости L_λ в данном случае равны сумме двух составляющих, одна из которых

© О.А. Алексеев, М.Э. Шамсутдинов, Х.З. Давлетшин, 1994.