

Величина B зависит от природы окислителя и горючего и от давления. Теперь выражение (1) принимает вид

$$u/u_p = (\xi^*/\xi)^{1/3} / [\pi/2 + ((\xi^*/\xi)^{1/3} - 1)^2 u_p d / 2B]. \quad (4)$$

Для зависимости скорости горения от объемной доли наполнителя $u(\xi)$ при фиксированных d и p (4) предсказывает существование максимума скорости при $\xi = \xi_{\max} = \xi^* (1 + \pi B / u_p d)^{-3/2}$:

$$u(\xi_{\max}) / u(\xi^*) = (1 + \sqrt{1 + \pi B / u_p d}) / 2. \quad (5)$$

Максимумы скорости горения наблюдались в опытах [1] при достижении значения ξ , соответствующего стехиометрическому соотношению компонентов. При этом величина параметра $md/\rho D$ была невелика, имел место единый (без «носиков») фронт пламени, скорость распространения которого, естественно, была максимальной при достигавшемся в стехиометрии максимуме температуры продуктов сгорания.

В данном случае скорость распространения «носиков» на зависит от соотношения компонентов в ТТ (а значит, и от ξ), природа максимума иная и определяется характером зависимости скорости выгорания прослойки от ее толщины. Согласно (3), эта скорость меняется от ∞ до 0 при возрастании толщины от 0 до ∞ . Представив мысленно упомянутую выше процедуру «идеального разбавления», легко понять, что в ее начале добавление тонких слоев с очень большой скоростью выгорания приведет к увеличению средней скорости горения системы, а при достаточно сильном утолщении прослоек уменьшающаяся скорость их выгорания понизит и общую скорость горения.

Таким образом, для состава с несамогорящими компонентами (связкой и крупнозернистым монодисперсным наполнителем) в зависимости $u(\xi)$ ожидается существование максимума, положение и величину которого для любого размера зерен можно рассчитать по (5) с использованием величин B , u_p , найденных из опытов со слоистой системой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н.Н., Беляев А.Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. — М.: Наука, 1967.
2. Бекстед М.В., Маккарти К.П. Модельные расчеты для смесевых топлив на основе октогена // РТК. — 1982. — № 2.
3. Штрале В.К. Некоторые статистические аспекты процесса горения смесевых твердых топлив // Там же. — 1978. — № 8.
4. Либрович В.Б. О характерной скорости горения смесевых порохов // ПМТФ. — 1962. — № 4.
5. Бахман Н.Н., Широков Б.Ф. Скорость выгорания пластины горючего, контактирующей со слоем твердого окислителя // ФГВ. — 1972. — 8, № 2.

630090, г. Новосибирск,
ИХКиГ СО РАН

Поступила в редакцию 27/XI 1992,
после доработки — 17/V 1993

УДК 536.461+536.2.072

С.М. Решетников, В.М. Фролов

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОТЫ ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

Экспериментальные исследования пламени коаксиальной горелки позволяют остановиться на решении для «коротких» пламен модели Бурке — Шумана. Для данного решения получено качественное и масштабное совпадение формы диффузионного пламени. Проведена удовлетворительная аппроксимация пламени плоской моделью, которая учитывает изменения условий диффузии в газовой фазе и массовой скорости горения, изменения локальных соотношений основных ингредиентов СТТ и их стехиометрическое соотношение.

© С.М. Решетников, В.М. Фролов, 1994.

В отличие от кинетического горения предварительно перемешанной смеси диффузионное горение определяется взаимной диффузией горючего и окислителя. Фронт ламинарного диффузионного пламени находится из уравнений диффузии и теплопроводности с учетом массовых и тепловых стоков с мощностью, определяемой кинетикой химической реакции. Решение этих уравнений связано с серьезными математическими трудностями и обычно задача упрощается.

Примером может служить модель Бурке — Шумана, в которой рассматривается горение коаксиальных потоков реагентов [1—3]. Принимается, что массовый поток в газе одинаков по радиусу, направлен по оси z вдоль образующей и равен \dot{m} . Окислитель и горючее диффундируют по закону Фика, коэффициент диффузии D постоянен.

Математически это записывается так:

$$\dot{m} \frac{\partial C_i}{\partial z} = \rho D \nabla^2 C_i - w_i, \quad (1)$$

$$i = 1, 2; \quad z \geq 0, \quad b \geq r \geq 0,$$

где C_i — концентрация реагентов диффузионного пламени ($i = 1$ — окислитель, текущий по внутреннему цилиндру радиуса a , $i = 2$ — горючее, поступающее по внешнему цилиндру радиуса b); ρ — плотность, постоянная для обоих газов; w_i — скорость потребления реагентов в ходе химической реакции. Вводятся безразмерные параметры $c = a/b$, $\eta = z/b$, $\xi = r/b$, $\psi = \frac{\rho D}{\dot{m} b} = \frac{D}{ub}$, $\beta = C_1 - \nu C_2$ (u — линейная скорость течения газов, ν — массовое соотношение расходов горючего и окислителя, отнесенное к стехиометрическому).

В настоящее время известно два вида решения поставленной задачи: для «длинных» [2, 3] и «коротких» пламен [4, 5].

В настоящей работе проведен расчет формы пламени по обеим моделям, выполнена экспериментальная проверка полученных результатов и получены уравнения для расчетов эффективной высоты плоского диффузионного пламени над поверхностью горения, обеспечивающего поступление тепла в конденсированную фазу, одинаковое с «параболоидным» пламенем.

Решение для случая «длинных» пламен ($\psi \ll 1$) имеет вид

$$\beta = (1 + \nu)c^2 - \nu + 2c(1 + \nu) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(\varphi_k c) J_0(\varphi_k \xi)}{\varphi_k J_0^2(\varphi_k)} \times \exp(-\eta \psi \varphi_k^2) \quad (2)$$

и получено при следующих граничных условиях:

$$\xi = 0, \xi = 1: \quad \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = 0,$$

$$\eta = 0: \quad \beta = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq \xi < c, \\ -\nu & \text{при } c \leq \xi \leq 1. \end{cases}$$

Здесь J_1 и J_0 — бесселевы функции первого рода первого и нулевого порядка; φ_k — корни функции Бесселя первого рода первого порядка; $J_1(\varphi_k) = 0$; $\varphi_0 = 0$; $\varphi_k > \varphi_{k-1}$, $k = 1, 2, 3, \dots$ Для «коротких» пламен $\psi \geq 1$ и решается выражение

$$\beta = (1 + \nu)c^2 - \nu + 2c(1 + \nu) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(\varphi_k c) J_0(\varphi_k \xi)}{\varphi_k J_0^2(\varphi_k)} \times \frac{2 \exp\left\{-\frac{\eta}{2\psi} [\sqrt{1 + (2\varphi_k \psi)^2} - 1]\right\}}{1 + \sqrt{1 + (2\varphi_k \psi)^2}}, \quad (3)$$

которое получено при измененных граничных условиях

$$\xi = 0, \xi = 1: \frac{\partial \beta}{\partial \xi} = 0,$$

$$\eta = 0: \beta - \psi \frac{\partial \beta}{\partial \eta} = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq \xi < c, \\ -\nu & \text{при } c \leq \xi \leq 1. \end{cases}$$

Простота модели и возможность быстрой реализации решения на ЭВМ для нахождения фронта пламени привлекают внимание исследователей. Так, в [6—8] модель Бурке — Шумана используется при разработке статистических моделей горения смесевых систем.

Расчет параметра β , проведенный на ЭВМ ЭС-1033, включает нахождение суммы членов бесконечного ряда в решениях (2), (3). Счет обрывался, когда последующим членом можно было пренебречь по сравнению с суммой предыдущих членов, при этом учитывалось не более 60 корней функции Бесселя первого порядка [9]. Расчетные положения фронта пламени (рис. 1) существенно различаются по высоте и по форме при одних и тех же параметрах. Кривые, полученные из решения (3) (рис. 1, б), на нулевой высоте значительно разнесены пространственно, при чрезмерном избытке одного из компонентов диффузионное пламя вообще не реализуется.

Диффузионное пламя экспериментально исследовалось на коаксиальной горелке из кварцевого стекла. Окислитель и горючее поступали в зону пламени по соосным трубам диаметром $2a = 8,4$ мм и $2b = 22,2$ мм. В качестве окислителя использовались воздух или кислород, горючее — пропан-бутановая смесь в соотношении 2 : 3, которая поступала по внутренней трубе. Температура пламени измерялась хромель-алюмелевой термопарой диаметром 0,06 мм.

Экспериментально полученные изотермы диффузионного пламени изображены на рис. 2, где у каждой изотермы показана ее абсолютная температура. Перпендикулярно изотермам проведены линии тепловых потоков, стрелками указаны направления потоков тепла. Штриховой линией обозначена приближенно форма диффузионного пламени, которая определялась графически как поверхность истечения тепловых потоков.

Проведено сравнение эксперимента и теории (рис. 3). Для расчета принимались следующие значения констант [10]: коэффициент диффузии $1,75 \cdot 10^{-5}$ м²/с, плотность воздуха 1,29 кг/м³, плотность горючего 0,551 кг/м³. Найдены массовые скорости при избытке окислителя — $\dot{m}_1 = 3,15 \cdot 10^{-2}$ кг/(м²·с), $\dot{m}_2 = 5,2 \cdot 10^{-3}$ кг/(м²·с) (рис. 2, а, 3, 1); при избытке горючего — $\dot{m}_1 = 1,11 \cdot 10^{-2}$ кг/(м²·с), $\dot{m}_2 = 2,39 \cdot 10^{-2}$ кг/(м²·с) (рис. 2, б, 3, 1).

Результаты сравнения (см. рис. 3) показывают, что совпадение экспериментальных точек и теоретических расчетов для «коротких» пламен с избытком окислителя удовлетворительное. Некоторое расхождение данных при избытке пропан-бутановой смеси объясняется краевыми эффектами на

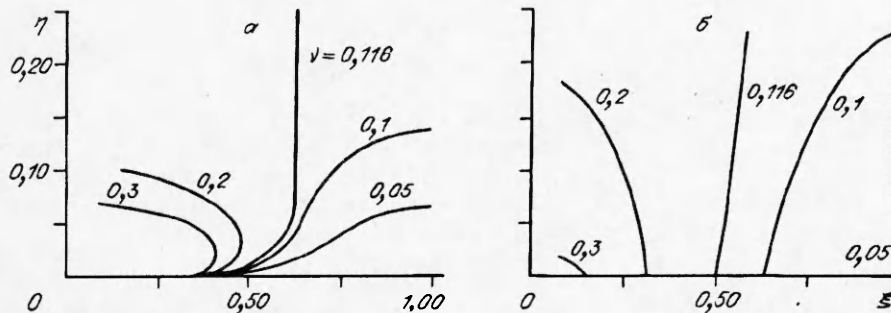


Рис. 1. Расчетные положения фронта пламени; $c = 0,323$, $\psi = 1,4$.
а — по (2); б — по (3).

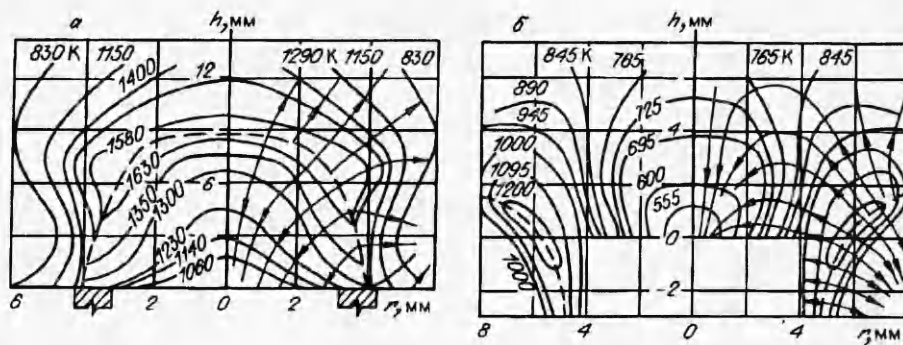


Рис. 2. Экспериментальное распределение изотерм и тепловых потоков при горении.
 а — избыток окислителя, $u_1 = 24,4$ мм/с, $u_2 = 9,49$ мм/с; б — избыток горючего, $u_1 = 8,58$ мм/с, $u_2 = 43,4$ мм/с.

срезе внутренней трубки — горючее из-за избытка давления опускается ниже среза, а при теоретическом расчете оно должно растекаться над поверхностью среза.

Дополнительно проводилось фотографирование пламени. Результаты исследования показывают, что решение задачи Бурке — Шумана для «коротких» пламен при горении смесевых систем более предпочтительно. Отсутствует даже качественное сходство формы наблюдаемых пламен с кривыми, полученными из решения (2) (см. рис. 1, а). Согласно расчету, внутренние пламена выпуклые, бочкообразные, а наружные имеют точку перегиба, что не наблюдается экспериментально. Для определения фронта диффузионного пламени при локальном анизотропном распределении связующего, рассмотренном в работе [11], предполагаем, что решение (3) применимо для каждого локального соотношения окислителя и связующего с последующим соединением всех точек фронта над сечением ячейки в плавную поверхность диффузионного пламени. Однако с учетом того, что для поиска одной точки на каждой высоте η от поверхности топлива необходимо задавать несколько радиусов ζ при отыскании нулевого значения параметра $\tilde{\rho}$, для определения формы пламени требуется значительное машинное время.

В некоторых моделях горения «параболоидное» диффузионное пламя заменяется плоским фронтом горения так, чтобы осредненные тепловые потоки на поверхность конденсированной фазы от истинного пламени и от его плоской модели были равны. Так в БДП-модели [6] находится одна наиболее удаленная от поверхности топлива точка пламени. Эффективная высота принимается равной 0,3 высоты найденной точки. В работе [12] численным счетом и подбором констант для эффективной высоты плоского диффузионного пламени получены следующие выражения:
 над окислителем

$$(\Phi > 1): \eta_1^* = 2,02L^{-0,675}\Phi^{-1,604}, \quad (4)$$

над связующим

$$(\Phi < 1): \eta_2^* = 1,17L^{1,013}\Phi^{1,871}, \quad (5)$$

где $\Phi = \nu(1 - c^2)/c^2$; L — стехиометрическое соотношение горючего к окислителю. Анализ решения (3) показывает, что эффективная высота должна зависеть не только от параметра Φ или связанного с ним параметра ν .

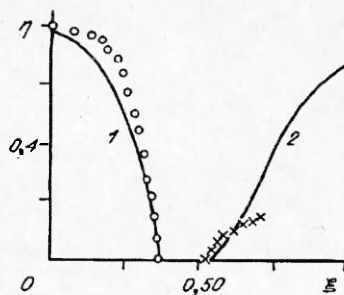


Рис. 3. Расчетное и экспериментальное положение фронта пламени; расчет по выражению (3).

1 — $c = 0,378$, $u = 2,27$ мм/с, $\psi = 0,070$, $\nu = 0,953$; 2 — $c = 0,378$, $u = 1,25$ мм/с, $\psi = 0,126$, $\nu = 0,0734$.

По первому члену ряда в этом решении при избытке горючего в работе [13] получено выражение

$$\eta^* = 2\psi\gamma / (\sqrt{1 + (7,64\psi)^2} - 1),$$

где γ — слабо меняющаяся логарифмическая функция ν , c , ψ .

Для уточнения зависимостей был составлен пакет программ VLADIF, при помощи которого по уравнению (3) находились 15 точек диффузионного пламени. Всего рассмотрено 150 пламен над окислителем и 105 над связующим. Из равенства теплового потока от диффузионного пламени

$$q \cdot \Delta S = \dot{m} Q \int_{\Delta S} \exp\left(-\frac{\dot{m} c_p b \eta}{\lambda}\right) dS$$

и потока от плоского пламени

$$q \cdot \Delta S = \dot{m} Q \Delta S \exp\left(-\frac{\dot{m} c_p b \eta^*}{\lambda}\right) \quad (6)$$

находим для эффективной высоты зависимость

$$\eta^* = -\frac{\lambda}{\dot{m} c_p b} \ln \left[\frac{\int_{\Delta S} \exp\left(-\frac{\dot{m} c_p b \eta}{\lambda}\right) dS}{\int_{\Delta S} dS} \right]. \quad (7)$$

Сравнение решения уравнений (3) и (7) дает необходимые результаты. Проверилось соответствие параметров уравнениям типа

$$\begin{aligned} \eta^* &= A_0 \nu^{A_1} c^{A_2} \psi^{A_3}, \\ \eta^* &= A_0 \exp(A_1 \Phi + A_2 c + A_3 \psi) \end{aligned} \quad (8)$$

или их комбинациям, которые после логарифмирования сводились к простым линейным зависимостям. Всего рассмотрено 16 видов уравнений (8). Методом наименьших квадратов получены уравнения, дающие совпадение зависимостей (7) и (8) для эффективной высоты диффузионных пламен:

пламя над окислителем ($\Phi > 1$):

$$\eta^* = 3,423 \cdot 10^{-2} \nu^{-1,356} \exp(6,046c - 3,517\psi), \quad (9)$$

пламя над связующим ($\Phi < 1$):

$$\eta^* = 3,267 \cdot 10^{-3} c^{-1,329} \psi^{-0,8795} \exp(4,195\Phi). \quad (10)$$

Приведем соотношения для более узких интервалов изменений параметра Φ , которые дают меньшие отклонения от рассчитанных по уравнению (7) высот плоских пламен, чем зависимости (9) и (10):

$$\begin{aligned} \Phi < 0,5: \eta^* &= 0,5719 \Phi^{2,389} \psi^{-1,165} \exp(-1,719c), \\ 0,5 \leq \Phi < 1,0: \eta^* &= 3,267 \cdot 10^{-3} c^{-1,329} \psi^{-0,8795} \exp(4,195\Phi), \\ 1,0 < \Phi < 2,0: \eta^* &= 5,799 \cdot 10^{-4} \nu^{-2,366} \exp(11,645c - 2,037\psi), \\ 2,0 \leq \Phi < 5,0: \eta^* &= 0,5210 \nu^{-1,226} c^{2,826} \psi^{-0,9128}, \\ 5,0 \leq \Phi: \eta^* &= 0,4491 \exp(3,2514c - 0,0349\Phi - 10,0909\psi). \end{aligned} \quad (11)$$

Тепловой поток из газовой фазы в конденсированную определяется одним из выражений (9)—(11) и уравнением (6), которые по сравнению с зависимостями (4) и (5) учитывают через параметр ψ диффузионные процессы в газовой фазе и массовую скорость горения.

На рис. 4 дается сравнение методов расчета эффективных высот диффузионных пламен. Точками здесь показаны результаты расчета «точным» методом по (3) и (7) при помощи пакета программ VLADIF. Расчет методом Бекстеда по (4), (5) представлен линией 5 на рис. 4, а и 1 и 2 на рис. 4, б.

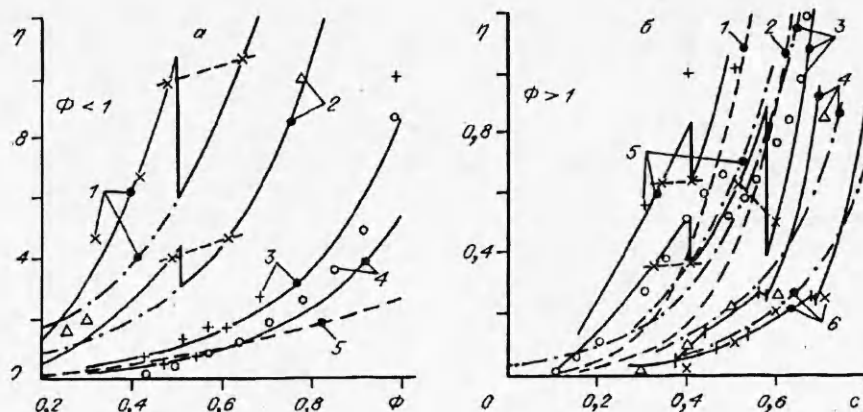


Рис. 4. Сравнение методов расчета эффективных высот диффузионных пламен.
 а - 1 - $c = 0,70, \psi = 0,05$, 2 - $c = 0,75, \psi = 0,10$, 3 - $c = 0,80, \psi = 0,30$, 4 - $c = 0,80, \psi = 0,50$; 5 - метод Бекстеда; б -
 1 - метод Бекстеда, $\nu = 1,00$, 2 - метод Бекстеда, $\nu = 1,75$, 3 - $\nu = 1,00, \psi = 0,10$, 4 - $\nu = 1,00, \psi = 0,35$, 5 - $\nu = 1,00,$
 $\psi = 0,05$, 6 - $\nu = 1,75, \psi = 0,30$.

Предложенные аппроксимирующие зависимости авторов изображены штрихпунктирными линиями по уравнениям (9) и (10) и сплошными линиями — по (11). Последние зависимости претерпевают разрыв на границах Φ_0 рассмотренных интервалов изменений параметра Φ . Для обеспечения плавного перехода из одной области параметра в другую проверены линейные уравнения типа

$$\eta^* = \eta_0 + A_4(\Phi - \Phi_0), \quad (12)$$

где $\eta_0 = (\eta_{0\max} + A_5\eta_{0\min}) / (1 + A_5)$; $\eta_{0\max}, \eta_{0\min}$ — наибольшее и наименьшее значения эффективных высот, рассчитанных по (11) при $\Phi = \Phi_0$. Значения параметров A_4 и A_5 , при которых получены наилучшие совпадения с «точным» методом расчета, приведены ниже:

$$\begin{aligned} \Phi_0 = 0,5: & A_4 = 0,4889, \quad A_5 = 0,1835, \\ \Phi_0 = 2,0: & A_4 = 0,1060, \quad A_5 = 2,713, \\ \Phi_0 = 5,0: & A_4 = 0,0, \quad A_5 = 0,0. \end{aligned}$$

На рис. 4 плавные переходы изображены штриховыми линиями при $\Phi = 0,5, c = 0,35$ и $c = 0,55$. Аппроксимация улучшается, но это ведет к небольшому усложнению расчета структуры пламен.

Анализ рассмотренных зависимостей показывает, что изменение условий диффузии в газовой фазе или величины массовой скорости горения существенно влияет на высоты модельных диффузионных пламен. Аппроксимирующие зависимости Бекстеда это не учитывают, при избытке окислителя (см. рис. 4, а) для всех рассмотренных случаев существует одна кривая 5. Зависимости (9)–(12), полученные авторами, учитывают изменения входных параметров и удовлетворительно аппроксимируют эффективные высоты диффузионных пламен.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- фотографирование и термопарные измерения зоны диффузионного пламени коаксиальной горелки при параметрах, часто встречаемых при горении смесевых систем, получают качественное и удовлетворительное масштабное совпадение и теоретическими расчетами по модели Бурке — Шумана для «коротких» пламен;

- по равенству тепловых потоков из газовой фазы в конденсированную проведена аппроксимация диффузионного пламени плоской моделью. Найдены зависимости эффективной высоты плоского пламени от трех параметров, полностью определяющих форму «параболоидного» диффузионного

пламени, которые отличаются от подобных однопараметрических уравнений других авторов;

— получены плоские модели пламен для узких областей изменения массового отношения ингредиентов смесового твердого топлива.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burke S.P., Schumann T.E.W. Diffusion Flames // I—II Symposium on Combustion. — Pittsburgh: Combustion Institute, 1965.
2. Вильямс Ф.А. Теория горения. — М.: Наука, 1971. — С. 63—73.
3. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980. — С. 480—463.
4. Гусаченко Л.К. Об использовании решения Бурке — Шумана для диффузионного пламени при описании горения конденсированных веществ // ФГВ. — 1985. — 21, № 2. — С. 41—45.
5. Моделирование процессов горения твердых топлив / Л.К. Гусаченко, В.Е. Зарко, В.Я. Зырянов, В.П. Бобрышев. — Новосибирск: Наука, 1985. — 182 с.
6. Бекстед М.В., Дерр Р.Л., Прайс К.Ф. Модель горения смесовых твердых ракетных топлив, базирующаяся на нескольких типах пламен // РТК. — 1970. — 8, № 12. — С. 107—117.
7. King M.K. Model for Steady Combustion of Unimodal Composite Solid Propellants // AIAA Paper, N 78—216.
8. Коэн Н.С. Обзор моделей горения смесовых твердых ракетных топлив // РТК. — 1980. — 18, № 4. — С. 186—209.
9. Янке Е., Эмид Ф., Леш Ф. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы. — М.: Наука, 1968. — 232 с.
10. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматгиз, 1963. — 708 с.
11. Решетников С.М., Фролов В.М. Учет локального распределения связующего смесовой системы в плоскости горения // Моделирование процессов в двигателях и энергоустановках летательных аппаратов. — Казань: КАИ, 1990. — С. 46—52.
12. Beckstead M.W. A Model for Solid Propellant Combustion // 18th Intern. Combustion Symp., 1981. — P. 175—187.
13. Коэн Н.С., Флеминг Р.В., Дерр Р.Л. Роль связующих веществ в горении твердых топлив // РТК. — 1974. — 16, № 2. — С. 108—117.

610601, г. Киров,
Политехнический институт

Поступила в редакцию
4/VIII 1993

УДК 662.612.2

Н.Е. Ермолин, О.П. Коробейничев, В.М. Фомин

КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ NH_2 С O_2 В ПЛАМЕНАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЭЛЕМЕНТЫ О, Н, N.

II. ОЦЕНКА КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СТАДИЙ С УЧАСТИЕМ ЧАСТИЦ NH_2O_2 , HNOOH , NH_2O

Продолжено начатое ранее [1] изучение кинетического механизма реакции NH_2 с O_2 . Оценены константы скоростей возможных стадий с участием частиц NH_2O_2 , HNOOH , NH_2O . Рассмотрены возможные тримолекулярные стадии, приводящие к торможению реакции с ростом давления.

В [1] на основе экспериментальных данных [2, 3] и кинетического механизма, представленного в табл. 1, получена константа скорости реакции $\text{NH}_2 + \text{O}_2 = \text{HNO} + \text{OH}$. Возможные реакции с участием рассмотренных в [2, 7] частиц NH_2O_2 , HNOOH , NH_2O приведены в табл. 2. Для их анализа используются два набора теплофизических данных, отличающихся теплотами образования, представленными ниже:

	NH_2O_2	HNOOH	NH_2O	Ссылка
ΔH ,	39,9	41,0	15,9	[7]
ккал/моль	31,4	31,2	2,5	[17]

© Н.Е. Ермолин, О.П. Коробейничев, В.М. Фомин, 1994.