

УДК 536.46

МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ИСПАРЯЮЩИМСЯ ОХЛАДИТЕЛЕМ

А. В. Федорычев, Ю. М. Милёхин

Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090 Дзержинский, soyuz@fcfdt.ru

Представлена модель горения твердого топлива, состоящего из способной к самостоятельному горению матрицы и распределенных в ней частиц полидисперсного охладителя. Рассматривается теплообмен между экзотермически разлагающейся матрицей и частицами охладителя в конденсированной фазе и продуктами их газификации в газовой фазе. Ведущая реакция в области матрицы и поверхность испарения охладителя полагаются сосредоточенными на поверхности раздела фаз. Затраты тепла на испарение охладителя определяются глубиной его газификации при прохождении через поверхность раздела фаз, которая зависит от дисперсности охладителя и скорости горения топлива. Проведена параметрическая идентификация модели с использованием данных ситового анализа гранулометрического состава охладителя и экспериментальной зависимости скорости горения от давления. Показана возможность применения модели для решения задач прогнозирования и обеспечения требуемых баллистических характеристик топлива на этапах его отработки и серийного производства.

Ключевые слова: моделирование, регулирование горения, смесевое топливо, охладитель.

DOI 10.15372/FGV20220312

ВВЕДЕНИЕ

Применение математических моделей горения в повседневной практике создания твердых топлив в значительной степени сдерживается недостаточной точностью прогностических оценок. Для практических целей ошибка прогнозирования скорости горения, превышающая половину поля допуска ($\pm 6 \div 8 \%$), является критической, в то время как для теории горения вполне приемлема ошибка, многократно превышающая указанные значения. В практике разработки твердых топлив как качественные, так и количественные оценки влияния тех или иных рецептурных факторов на скорость горения получают, как правило, экспериментальным путем, что существенно увеличивает время и стоимость разработки рецептур. Наличие же математической модели, адекватно описывающей процесс горения твердого топлива, позволило бы достаточно быстро прояснить качественную картину явления и получить приемлемые количественные оценки. Как показывает опыт, этого можно добиться путем параметрической идентификации математической модели, которая на качественном уровне адекватно отражает влияние тех или иных рецептурных факторов на скорость горе-

ния топлива.

В работе [1] представлена математическая модель процесса горения смесового твердого топлива, состоящего из активной матрицы и распределенного в ней химически инертного охладителя — вещества, газифицирующегося в волне горения с эндотермическим эффектом. Система идеализирована как плоская ячейка с характерными размерами матрицы и охладителя, которые определяются объемными долями компонентов. Модель построена в предположении полного превращения охладителя на поверхности горения. Механизм превращения охладителя не конкретизирован. Учитывается продольный теплообмен между газовой и конденсированной фазами в слоях матрицы и охладителя и поперечный теплообмен между ними. Коэффициенты теплообмена в соответствующих фазах приняты постоянными и пропорциональными отношению коэффициента теплопроводности той или иной фазы к характерному размеру системы.

Применение модели [1] в практике отработки топлив с охладителями дало возможность на ограниченном массиве экспериментальных данных выявить основные режимы и закономерности их горения в широком интервале давлений и размеров частиц охладителя. Она оказалась действенным инструментом для

сглаживания экспериментальной зависимости скорости горения от давления. Параметрическая идентификация модели позволила решить ряд практических задач, связанных с выбором содержания и дисперсности охладителя на этапе разработки топлива, а также задач обеспечения и прогнозирования характеристик стационарного горения на поздних этапах отработки и серийного изготовления. Параметрам модели при этом придавался смысл согласующих коэффициентов.

Вместе с тем в процессе практического применения модели выявлены некоторые ее недостатки. Так, численные исследования показали, что в случае больших значений скорости горения системы и теплового эффекта газификации охладителя модель может давать значения температуры поверхности в слое охладителя ниже начальной температуры топлива, что не соответствует физике процесса. Этот результат является следствием принятого допущения о полной газификации охладителя на поверхности раздела фаз, отмечается при большом характерном размере системы (крупный охладитель) и закономерно усиливается с увеличением содержания охладителя. В действительности же с ростом скорости горения время пребывания и, соответственно, степень завершенности процесса газификации охладителя в волне горения уменьшаются. Часть охладителя диспергируется в газовую фазу. Затраты тепла на газификацию охладителя снижаются, и температура поверхности в слое охладителя уменьшается не так быстро, как это следует из модели [1].

В качестве геометрической характеристики системы, определяющей теплообмен в поперечном направлении, в модели фигурирует характерный размер, равный половине суммы толщин слоев матрицы и охладителя. В расчетах толщина слоя охладителя отождествлялась с радиусом частиц охладителя. Такое допущение не искажает качественной картины процесса, но при этом остается открытым вопрос о соотношении характерного размера слоя охладителя и частиц охладителя в реальном топливе, где присутствует дисперсный охладитель.

В настоящей работе проведена корректировка модели [1] — введен в рассмотрение дисперсный охладитель, конкретизирован механизм его газификации, уточнены зависимости для коэффициента теплообмена в конден-

сированной и газовой фазах. Авторами представлена модель горения системы с дисперсным испаряющимся охладителем и показана возможность ее применения для решения практических задач прогнозирования и обеспечения уровня скорости горения топлива.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматривается безметалльное смесевое твердое топливо в виде активной матрицы с распределенным в ней полидисперсным охладителем. Матрица состоит из высокодисперсного окислителя и активного полимерного горючего-связующего. Лимитирующие процесс горения химические реакции сосредоточены на поверхности раздела фаз в области матрицы и характеризуются суммарным тепловым эффектом $Q_1 > 0$. Учитывается продольный теплообмен между газовой и конденсированной фазами в областях, занятых матрицей и охладителем, и поперечный теплообмен между ними. Предполагается, что на поверхности раздела фаз часть охладителя η газифицируется с тепловым эффектом ηQ_2 . Продукты газификации охладителя химически инертны и не вступают в химическое взаимодействие с продуктами газификации матрицы. Оставшаяся часть охладителя $1 - \eta$ выносится в газовую фазу в твердом состоянии. Частицы охладителя при этом, как показывает видеосъемка процесса, быстро удаляются от поверхности горения. Их полная газификация происходит на значительном удалении от поверхности раздела фаз за пределами зоны влияния на скорость горения. Тепловой эффект газификации этой части охладителя сказывается только на термодинамической температуре продуктов сгорания, которая, как отмечалось, устанавливается за пределами зоны влияния на скорость горения, что позволяет не учитывать его в настоящей модели. Во избежание усложнения модели, связанного с описанием процесса диспергирования частиц охладителя и двухфазного течения, примем, что часть охладителя $1 - \eta$ газифицируется на поверхности раздела фаз с нулевым тепловым эффектом. Фронт горения полагается плоским, что означает равенство линейных скоростей горения матрицы и охладителя при равенстве их плотностей. На поверхности раздела фаз температуры в областях, занимаемых матрицей и частицами охладителя, постоянны и равны T_{1s} и T_{2s} соответственно.

Математическая модель, описывающая горение такой системы, содержит уравнения теплопроводности, записанные для конденсированной и газовой фаз в областях, занимаемых матрицей и охладителем. Теплопроводность принята постоянной. Горение рассматривается в системе координат, связанной с поверхностью раздела фаз, координата которой $x = 0$. Система уравнений имеет вид:

конденсированная фаза:

матрица —

$$\lambda_c \frac{d^2 T_1}{dx^2} - cu_m \frac{dT_1}{dx} - \frac{K_c}{\varphi} (T_1 - T_2) = 0, \quad (1)$$

охладитель —

$$\lambda_c \frac{d^2 T_2}{dx^2} - cu_m \frac{dT_2}{dx} + \frac{K_c}{1 - \varphi} (T_1 - T_2) = 0; \quad (2)$$

газовая фаза:

матрица —

$$\lambda_g \frac{d^2 T_1}{dx^2} - cu_m \frac{dT_1}{dx} - \frac{K_g}{\varphi} (T_1 - T_2) = 0, \quad (3)$$

охладитель —

$$\lambda_g \frac{d^2 T_2}{dx^2} - cu_m \frac{dT_2}{dx} + \frac{K_g}{1 - \varphi} (T_1 - T_2) = 0. \quad (4)$$

Условия сопряжения на поверхности горения, $x = 0$:

матрица —

$$T_1|_{0-} = T_1|_{0+},$$

$$\lambda_c \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{0-} = \lambda_g \left(\frac{dT_1}{dx} \right)_{0+} + Q_1 u_m, \quad (5)$$

охладитель —

$$T_2|_{0-} = T_2|_{0+},$$

$$\lambda_c \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{0-} = \lambda_g \left(\frac{dT_2}{dx} \right)_{0+} - \eta Q_2 u_m. \quad (6)$$

Граничные условия:

$$x = -\infty, \quad T_1 = T_2 = T_0, \quad (7)$$

$$x = +\infty, \quad \frac{dT_1}{dx} = \frac{dT_2}{dx} = 0. \quad (8)$$

Соотношение для массовой скорости горения:

$$u_m = Ap^n \exp\left(-\frac{E}{RT_{1s}}\right). \quad (9)$$

Здесь x — пространственная координата, T — температура, u_m — массовая скорость горения, c — удельная теплоемкость, λ — теплопроводность, φ — объемная доля матрицы в композиции, K — коэффициент теплообмена, Q — тепловой эффект, η — глубина газификации охладителя, E , A — энергия активации и предэкспонент реакции, p — давление, n — коэффициент зависимости скорости разложения матрицы от давления, T_0 — начальная температура. Индексы: 1, 2 — области матрицы и охладителя, c — конденсированная фаза, g — газовая фаза, s — поверхность горения.

Решение системы дифференциальных уравнений (1)–(8) сводится к решению трансцендентной системы уравнений:

$$\begin{aligned} \varphi T_{1s} + (1 - \varphi) T_{2s} &= \\ &= T_0 + \varphi \frac{Q_1}{c} - (1 - \varphi) \eta \frac{Q_2}{c}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$T_{1s} - T_{2s} = \frac{2 Q_1 + \eta Q_2}{c h_c + h_g}, \quad (11)$$

где

$$h_c = \sqrt{1 + \frac{4K_c \lambda_c}{\varphi(1 - \varphi)c^2 u_m^2}},$$

$$h_g = \sqrt{1 + \frac{4K_g \lambda_g}{\varphi(1 - \varphi)c^2 u_m^2}}.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ГАЗИФИКАЦИИ ОХЛАДИТЕЛЯ

Под глубиной газификации охладителя η будем понимать долю охладителя, который успевает перейти в газообразное состояние с эндотермическим тепловым эффектом Q_2 при прохождении частицы через поверхность раздела фаз.

При наличии поперечного потока тепла поле температур в сечении частицы охладителя не является однородным. Прилегающие к матрице слои частицы имеют более высокую температуру по сравнению с ее ядром. Газификация охладителя начинается в периферийных слоях по достижении температуры $T_{2s}^*(p)$ фазового превращения. Охладитель газифицируется полностью, если за время его пребывания в прогретом слое топлива температура в плоскости сечения частицы поверхностью раздела фаз

достигает $T_{2s}^*(p)$, т. е. $T_{2s} \geq T_{2s}^*(p)$. Если же в центральной зоне частицы $0 < \delta r < r_s$ температура не достигает температуры газификации $T_{2s}^*(p)$, т. е. $T_{2s} < T_{2s}^*(p)$, то охладитель из этой зоны диспергируется в газовую фазу, r_s — радиус частицы в сечении поверхностью горения.

Частицы охладителя за время пребывания в прогревом слое нагреваются до температуры T_{2s} под влиянием продольного (вдоль нормали к поверхности горения) потока тепла и поперечного потока тепла от матрицы к частице.

Допустим, что глубина газификации η (изменяющаяся в пределах $0 \div 1$) частицы охладителя диаметром d пропорциональна отношению времени ее пребывания в прогревом слое топлива $\tau_{\text{пс}} = \kappa/u^2$ к характерному времени прогрева $\tau_{\text{пр}} = d^2/\kappa$:

$$\bar{\tau} = \frac{\kappa^2}{u^2 d^2},$$

где $\kappa = 0.0017 \text{ см}^2/\text{с}$ — температуропроводность, $u = u_m/\rho$ — линейная скорость газификации охладителя.

Определим глубину газификации охладителя как

$$\eta = 1 - \exp(-a\bar{\tau}^b). \quad (12)$$

Это выражение дает хорошую аппроксимацию зависимости $\eta(\bar{\tau}(u, d))$, если принять $b = c_1 \exp(c_2 \bar{\tau}^{c_3})$. Значения коэффициентов c_i определяются из условия минимума невязки между значениями η и $\bar{\tau}(u, d)$. При такой форме записи выполняется условие $0 < \eta < 1$ при любых положительных значениях $\bar{\tau}$.

Глубина газификации охладителя при прохождении частиц через поверхность раздела фаз уменьшается с ростом давления, асимптотически приближаясь к нулю. Соответственно изменяется средний по фронту горения тепловой эффект газификации охладителя ηQ_2 .

Примем в качестве T_{2s}^* температуру кипения охладителя T_v . Величина η характеризует глубину испарения охладителя, т. е. массовую долю охладителя, который испарился с тепловым эффектом Q_2 . Путем испарения газифицируется, например, хлорид аммония, для которого $E_v = 19\,700 \text{ кал/моль}$, $A_v = 10^{7.05}$, теплота испарения $Q_v = 737 \text{ кал/г}$.

Будем полагать, что испарение охладителя наступает при достижении температуры T_v ,

соответствующей давлению насыщенного пара вещества, равного внешнему давлению $p_v = A_v \exp(-E_v/RT_v)$. Отсюда

$$T_v = \frac{E_v}{R \ln(A_v/p_v)}. \quad (13)$$

Таким образом, исследуемый диапазон давлений разбивается на два интервала:

$p \leq p_v$, в котором

$$T_{2s} \geq T_v, \quad \eta \cong 1, \quad Q_2 = Q_v, \quad (14)$$

$p > p_v$, в котором

$$T_{2s} < T_v, \quad \eta = \eta(p), \quad Q_2 = \eta(p)Q_v, \quad (15)$$

где $\eta(p)$ определяется из (12).

В интервале давлений $p \leq p_v$ охладитель испаряется полностью, а в интервале $p > p_v$ часть охладителя $(1 - \eta)(1 - \varphi)$ переходит в газообразное состояние с нулевым тепловым эффектом. Согласно (12) при $T_{2s}(p) \rightarrow T_0$ значение $\eta \rightarrow 0$, а при $T_{2s}(p) \rightarrow T_v$ значение $\eta \rightarrow 1$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛООБМЕНА

В предложенной модели рассматривается дисперсный охладитель. Количество тепла, подведенное в конденсированной фазе в единицу времени от матрицы к сферической частице охладителя, находится по формуле

$$S_d = \frac{\lambda_c}{d_{\text{eff}}} (T_1 - T_2) \pi d_0^2,$$

где d_{eff} — эффективный размер, определяющий теплообмен между частицей и матрицей, d_0 — начальный диаметр частицы охладителя.

Общее количество тепла, подведенное в конденсированной фазе в единицу времени от матрицы к частицам охладителя в единицу объема, составляет

$$S = S_d n_d,$$

где $n_d = N/V$ — объемная концентрация частиц, N — число частиц, V — объем. Получаем

$$S = \frac{\lambda_c}{d_{\text{eff}}} (T_1 - T_2) \pi d_0^2 \frac{N}{V},$$

где $\pi d_0^2 N/V$ — приходящаяся на единицу объема V суммарная площадь поверхности теплообмена по всем частицам, находящимся в этой

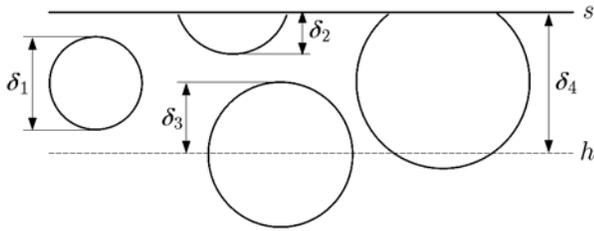


Рис. 1. К определению \bar{h} :

s — поверхность горения, h — толщина прогретого слоя

единице объема. Выразим объемную концентрацию частиц через их объемную долю и объем одной частицы:

$$n_d = 6 \frac{1 - \varphi}{\pi d_0^3}.$$

Тогда суммарная площадь поверхности теплообмена по всем частицам, приходящаяся на единицу объема V , запишется в виде

$$\pi d_0^2 \frac{N}{V} = 6 \frac{1 - \varphi}{d_0}.$$

С учетом этого выражение для количества тепла S принимает вид

$$S = 6 \frac{1 - \varphi}{d_0} \frac{\alpha \lambda_c}{d_{eff}} (T_1 - T_2),$$

где α — согласующий коэффициент.

Выражение для размера частиц охладителя d_{eff} в конденсированной фазе можно получить путем прямого подсчета суммарной площади поверхности и объема частиц охладителя, которые полностью или частично попадают в прогретый слой топлива толщиной $h = \lambda_c / (cu_m)$. Можно показать, что средний объем частиц охладителя \bar{V} не остается постоянным, а изменяется в зависимости от толщины прогретого слоя:

$$\bar{V} = V_0 \frac{\bar{h}(d_0, h)}{d_0}.$$

Здесь $\bar{h} = \sum_i \delta_i / n$ — средняя высота фрагментов частиц охладителя в прогретом слое; n — число фрагментов частиц, попавших в прогретый слой топлива. Порядок определения \bar{h} иллюстрирует рис. 1, где $\delta_1 = d_0$, $\delta_4 = h$.

Средняя высота фрагментов частиц, полностью или частично попавших в прогретый

слой топлива, связана с их диаметром d_0 и толщиной прогретого слоя зависимостью

$$\frac{1}{\bar{h}} = \frac{1}{d_0} + \frac{1}{h}. \quad (16)$$

Зная средний объем \bar{V} и среднюю высоту фрагмента \bar{h} частицы в слое толщиной h и принимая во внимание (16), можно получить выражение для эффективного размера частицы охладителя d_{eff} в поперечном направлении:

$$d_{eff} = \sqrt{\frac{2}{3}} d_0 \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 + d_0/h} \right)^2}. \quad (17)$$

Легко убедиться, что при $h \rightarrow 0$ значение $d_{eff} \rightarrow \sqrt{2/3} d_0$, как и в [2], а при $h \rightarrow \infty$ значение $d_{eff} \rightarrow d_0$. Отметим, что характерный размер системы $d_{eff}(h, d_0)$ не остается постоянным при изменении скорости горения.

Полагаем, что газифицировавшийся охладитель оттекает от поверхности горения в виде струй, диаметры которых d_j равны диаметрам сечений частиц поверхностью горения $d_j^2 = (2/3)d_0^2$. С учетом этого определяем количество тепла, подведенное к охладителю в газовой фазе:

$$S_g = 6Nu(1 - \varphi) \frac{\lambda_g}{d_0^2} (T_1 - T_2).$$

Число Нуссельта в дальнейших расчетах принимаем равным двум, $Nu = 2$.

МОНОДИСПЕРСНЫЙ ОХЛАДИТЕЛЬ

Проведен расчет параметров модельной композиции, содержащей 10 % монодисперсного охладителя с размером частиц $d = 10, 25, 50$ и 300 мкм. Зависимости $U_m = u_m / u_{m0}$ (u_{m0} — некоторое базовое значение массовой скорости горения), T_{1s} , T_{2s} и η от давления, полученные из решения уравнений (9)–(11) с учетом (12)–(17), показаны на рис. 2–4. Значения параметров модели выбраны так, чтобы получить вполне реальные значения скорости горения.

При равенстве температур $T_{2s} = T_v$ зависимости параметров U_m , T_{1s} , T_{2s} и η от давления претерпевают излом. Охладитель с наименьшим размером частиц во всем интервале давлений при $T_{2s} \geq T_v$ полностью испаряется, $\eta = 1$. Охладитель с наибольшим размером частиц полностью испаряется только в области низких давлений, с ростом давления глубина

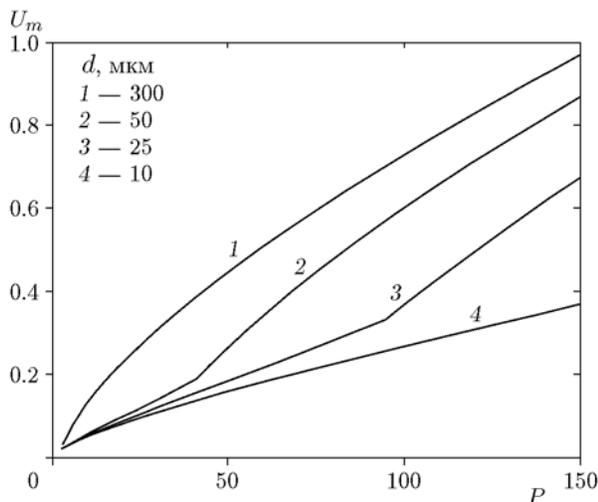


Рис. 2. Зависимость скорости горения топлива с монодисперсным охладителем от давления

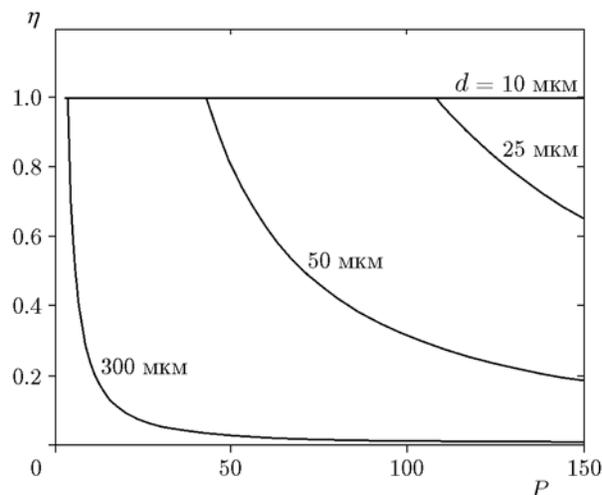


Рис. 4. Зависимость глубины испарения монодисперсного охладителя от давления

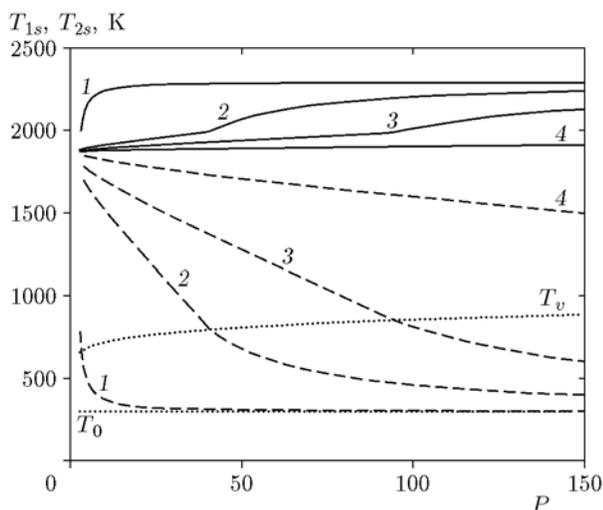


Рис. 3. Зависимости температуры на поверхности раздела фаз в областях, занимаемых матрицей (T_{1s} , сплошные линии) и охладителем (T_{2s} , штриховые), для топлива с монодисперсным охладителем:

d , мкм: 1 — 300, 2 — 50, 3 — 25, 4 — 10; T_v — температура испарения охладителя, T_0 — начальная температура

его испарения быстро уменьшается. В системах с диаметром частиц охладителя $d = 25$ и 50 мкм в области пониженных давлений реализуется режим горения, присущий горению топлива с мелким охладителем ($\eta = 1$), а в области повышенных давлений — горению топлива с крупным охладителем ($\eta \rightarrow 0$). Значение температуры T_{2s} ни в одном из вариантов не опускается ниже T_0 .

ПОЛИДИСПЕРСНЫЙ ОХЛАДИТЕЛЬ

Охладитель, применяемый в твердых топливах, является полидисперсным. Гранулометрический состав полидисперсного наполнителя характеризуется плотностью распределения $f(d)$ частиц по размерам, получаемой путем сглаживания данных экспериментальных рассеив с помощью того или иного теоретического или эмпирического распределения. Обычно применяют логарифмически-нормальное распределение (LN-распределение) или какое-либо из известных трехпараметрических распределений (Шарлье, Авдева и др.), которые дают меньшую невязку по сравнению с LN-распределением. В качестве примера на рис. 5 показано экспериментальное распределение (рассев) частиц охладителя по размерам (пунктир) и его сглаживание с помощью LN-распределения (линия 3). Там же представлены два гипотетических распределения со среднemasсовыми размерами частиц 36 мкм (линия 1) и 145 мкм (линия 2). Среднемассовый размер частиц экспериментального распределения равен 66 мкм.

В дальнейших оценках экспериментальные данные (распределение частиц по размерам и зависимость скорости горения от давления) принимались в качестве опорных, по отношению к которым варьировался дисперсный состав охладителя и оценивался отклик скорости горения.

Для полидисперсного охладителя расчет параметров в заданном диапазоне давлений

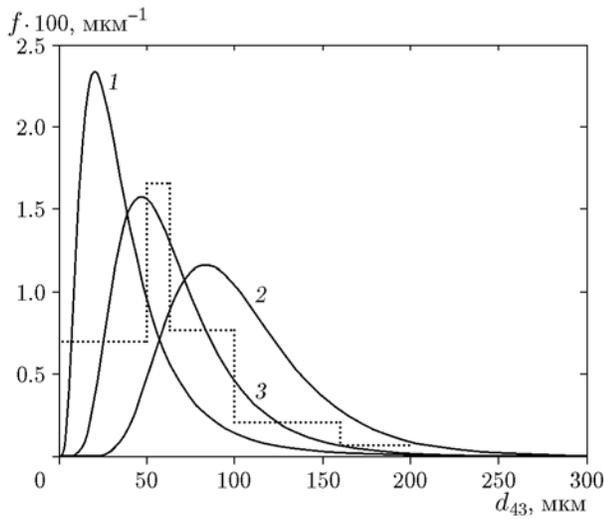


Рис. 5. Распределения частиц охладителя по размерам:

1, 2 — гипотетические распределения для расчета зависимости $\tilde{U}_m(P)$, пунктир — экспериментальное опорное распределение (рассев), 3 — его логнормальная аппроксимация

проводился для каждой фракции с размером частиц d_i в предположении, что в топливе присутствует охладитель только данного размера. Затем определялись средневзвешенные зависимости температуры поверхности $\tilde{T}_{1s}(P)$ в области матрицы и глубины испарения охладителя $\tilde{\eta}(P)$:

$$\tilde{T}_{1s} = \sum_i T_{1si}(P, d_i) f(d_i), \quad \tilde{\eta} = \sum_i \eta_i(P, d_i) f(d_i).$$

Здесь $P = p/p_0$, $p_0 = 1 \text{ кгс/см}^2$. Значения $f(d_i)$ имеют смысл весовых коэффициентов для каждой зависимости $T_{1si}(P, d_i)$ и $\eta_i(P, d_i)$, рассчитанной для частиц конкретного размера d_i . Далее с использованием \tilde{T}_{1s} и $\tilde{\eta}$ определялись зависимости скорости горения $\tilde{u}_m(P)$ топлива и температуры поверхности $\tilde{T}_{2s}(P)$ охладителя:

$$\tilde{u}_m = AP^n \exp\left(-\frac{E}{R\tilde{T}_{1s}}\right),$$

$$\tilde{T}_{2s} = \frac{1}{1-\varphi} \left(T_0 + \varphi \frac{Q_1}{c} - (1-\varphi) \frac{\tilde{\eta} Q_v}{c} - \varphi \tilde{T}_{1s} \right).$$

Зависимости параметров $\tilde{U}_m = \tilde{u}_m/u_{m0}$, \tilde{T}_{1s} , \tilde{T}_{2s} , $\tilde{\eta}$ от давления для топлива с полидисперсным охладителем, распределение частиц по размерам которого представлено на

рис. 5 (линия 3), полученные из решения уравнений (9)–(11) с учетом (12)–(17), показаны на рис. 6, 7. На рис. 6 $\tilde{\nu} = \left(\frac{\partial \ln \tilde{U}_m}{\partial \ln P}\right)_{T_0}$ — чувствительность скорости горения к изменению давления.

В случае полидисперсного охладителя переход от режима полной газификации (испарения) к режиму с диспергированием части охладителя в газовую фазу $\eta_i < 1$ осуществляется для каждой узкой i -й фракции охладителя

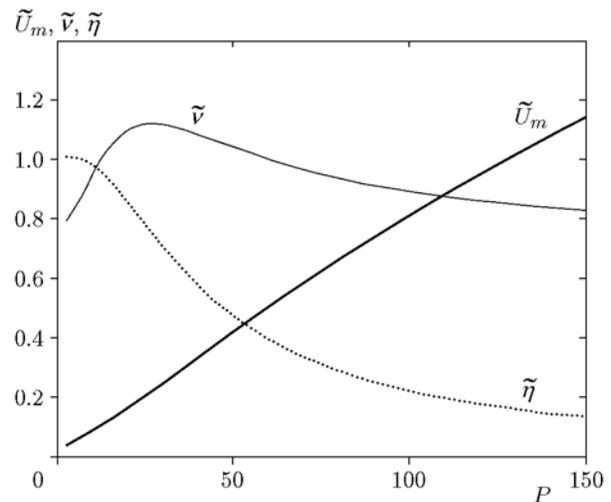


Рис. 6. Средневзвешенные зависимости $\tilde{U}_m(P)$, $\tilde{\eta}(P)$, $\tilde{\nu}(P)$ для топлива с полидисперсным охладителем

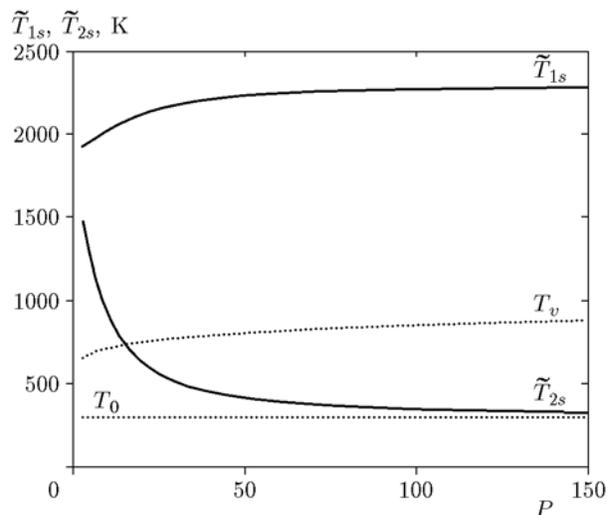


Рис. 7. Зависимости температур на поверхности раздела фаз для матрицы (\tilde{T}_{1s}) и охладителя (\tilde{T}_{2s})

при своем давлении P_i . Чем крупнее охладитель, тем при меньшем давлении происходит этот переход.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ ОХЛАДИТЕЛЯ НА ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Расчеты проводили с использованием модели, идентифицированной на экспериментальной зависимости скорости горения от давления для топлива, содержащего охладитель с распределением размеров частиц, показанным на рис. 5 (линия 3). Параметрическая идентификация модели позволила определить параметры A , n , E в (9), значения которых использовались в расчетах зависимостей \tilde{U}_m , $\tilde{\nu}$, $\tilde{\eta}$ от давления для вариантов охладителя с распределениями частиц по размерам, показанными на рис. 5 (линии 1 и 2). Результаты расчетов представлены на рис. 8. Подстрочные индексы дают привязку к соответствующим распределениям на рис. 5.

С увеличением размера частиц охладителя скорость горения системы растет, максимум зависимости $\tilde{\nu}(P)$ смещается в область низких давлений, глубина испарения быстро уменьшается.

На рис. 9 показана зависимость чувствительности скорости горения к изменению размера частиц охладителя $\tilde{\nu}_d = \ln(\tilde{u}_{md}/\ln \tilde{u}_{md_0})/\ln(d/d_0)$ от давле-

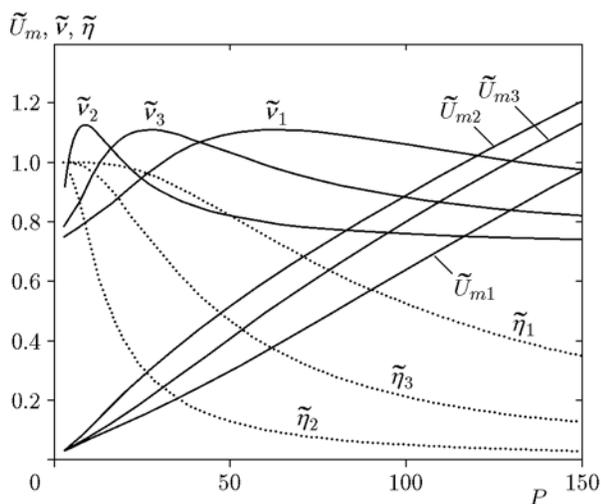


Рис. 8. Зависимости \tilde{U}_m , $\tilde{\nu}$, $\tilde{\eta}$ от давления для охладителя гранулометрического состава, представленного на рис. 5

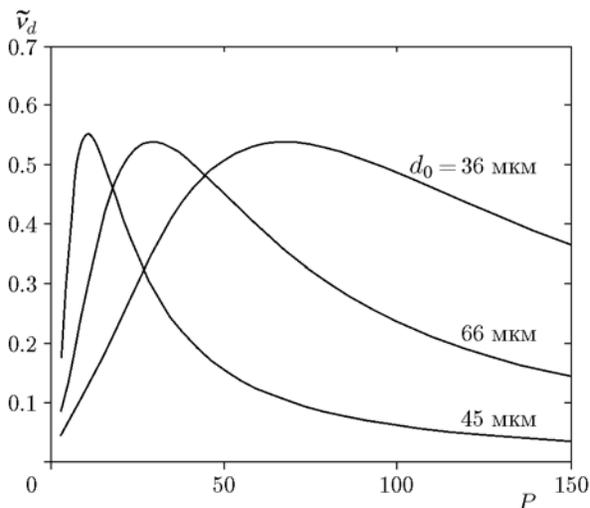


Рис. 9. Зависимость $\tilde{\nu}_d(P)$

ния для распределений, представленных на рис. 5. Здесь $d = d_0 + \delta d$, δd — приращение диаметра, $\delta d \rightarrow 0$.

Изменение величины $\tilde{\nu}_d$ с ростом давления имеет выраженный экстремальный характер. Неоднозначное поведение в различных областях давлений и сильная зависимость $\tilde{\nu}_d(P)$ от дисперсности охладителя создают существенные трудности в обеспечении требуемых значений скорости горения, особенно если необходим ее контроль на нескольких уровнях давления, что актуально для многорежимных двигательных установок.

Для регулирования скорости горения применяют охладитель мелкой и крупной фракций. В технической документации обычно задают требования к медианному диаметру d_{50} и среднему квадратичному отклонению σ размеров частиц: для мелкой фракции — $d_{50} = 50 \pm 10$ мкм при $\sigma = 30 \pm 10$ мкм, для крупной фракции — $d_{50} = 190 \pm 30$ мкм при $\sigma = 100 \pm 40$ мкм.

Представляет интерес оценить интервал изменения скорости горения, обусловленный изменением параметров d_{50} и σ мелкой и крупной фракций охладителя в пределах допусков. Оценку проводили для сочетаний минимальных, номинальных и максимальных значений d_{50} и σ , а также для перекрестных сочетаний $[\min(d_{50}), \max(\sigma)]$ и $[\max(d_{50}), \min(\sigma)]$.

Отклонения скорости горения, рассчитанные при различных сочетаниях параметров d_{50} и σ мелкой и крупной фракций охладителя, от скорости горения u_{nom} при номинальных зна-

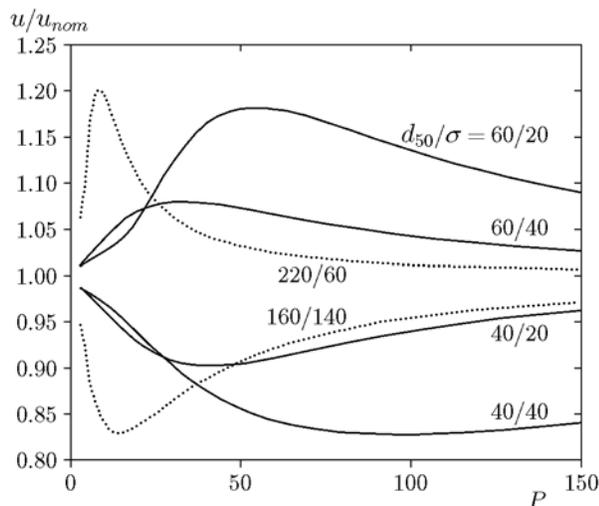


Рис. 10. Отклонение скорости горения, обусловленные допуском на изменение параметров d_{50} и σ распределений мелкой (сплошные линии) и крупной (пунктирные) фракций охладителя от скорости горения при номинальных значениях d_{50} и σ

чениях d_{50} и σ представлены на рис. 10.

Изменение дисперсности охладителя в пределах допусков оказывает существенное влияние на скорость горения. Максимальные относительные отклонения скорости горения для мелкой фракции реализуются при повышенных давлениях, а для крупной фракции — при пониженных. Относительное отклонение скорости горения при минимальных (максимальных) значениях d_{50} и σ и номинальных значениях d_{50} и σ составляет для мелкой фракции $\pm 10\%$ (линии 60/40 и 40/20 на рис. 10), а для крупной фракции не превышает 3.5% (на рисунке не показано).

Размах интервала относительных отклонений скорости горения определяют перекрестные сочетания параметров. Относительное отклонение скоростей горения при перекрестных сочетаниях $[\min(d_{50}), \max(\sigma)]$ и $[\max(d_{50}), \min(\sigma)]$ от скорости горения при номинальных значениях d_{50} и σ может достигать $\pm 20\%$.

Разброс значений скорости горения, обусловленный вариациями дисперсности охладителя от одной партии к другой, при необходимости можно существенно уменьшить путем введения ограничений на применение охладителя с сочетаниями параметров d_{50} и σ , близких к перекрестному.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТРЕБУЕМЫХ ЗНАЧЕНИЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

Как показано выше, при заданном допуске на изменение параметров d_{50} и σ , характеризующих дисперсность охладителя, различие скоростей горения топливных смесей при одинаковом содержании охладителя в топливе может достигать $\pm 20\%$. Возникает задача подбора оптимального дисперсного состава охладителя для обеспечения требуемых баллистических характеристик топлива.

При известном фракционном составе окислителя задача подбора дисперсного состава охладителя решается путем изготовления нескольких топливных смесей с охладителем различной дисперсности. Для решения этой задачи с использованием изложенной модели достаточно изготовить две топливные смеси с партией окислителя выбранного дисперсного состава. Одна из смесей должна содержать охладитель преимущественно крупной фракции, вторая — преимущественно мелкой. После определения зависимости скорости горения от давления и распределения частиц охладителя по размерам для каждой из смесей проводится идентификация модели по параметрам A , n , E в (9). При этом дисперсный состав охладителя и значения параметра A фиксируются для каждой топливной смеси, а значения параметров n , E принимаются одинаковыми для обеих смесей. Идентифицированная по параметрам A , n , E , α модель используется для прогноза зависимости скорости горения от давления при любом промежуточном дисперсном составе охладителя.

Ниже в качестве примера представлены результаты параметрической идентификации модели, выполненной для двух топливных смесей, и результаты прогнозирования баллистических характеристик третьей топливной смеси. Массовая доля охладителя (хлорида аммония) в каждой смеси составляла 11.8%.

Смесь № 1 содержала только мелкую фракцию охладителя со среднемассовым размером частиц $d_{43} = 57$ мкм, смесь № 2 — только крупную ($d_{43} = 198$ мкм), смесь № 3 — мелкую и крупную фракции в соотношении 1 : 1 ($d_{43} = 127$ мкм). Распределения частиц охладителя по размерам для каждой смеси представлены на рис. 11. Результаты идентификации баллистических характеристик в интервале давлений $P = 5 \div 150$ — на рис. 12.

Для расчета зависимости скорости горе-

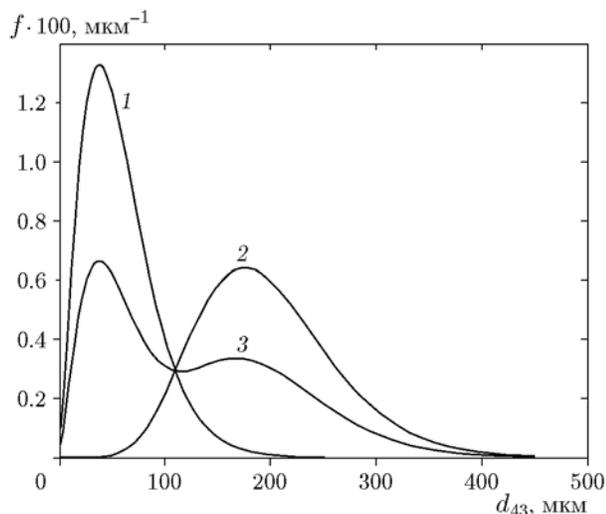


Рис. 11. Плотность распределения частиц охладителя по размерам для смесей № 1–3

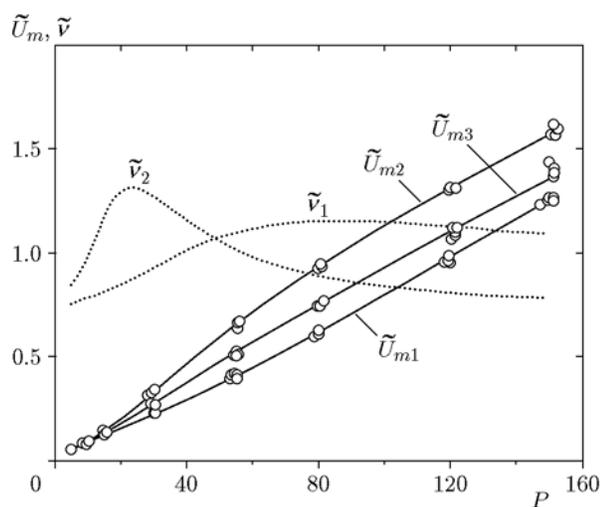


Рис. 12. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (линии) зависимости скорости горения от давления:

$\tilde{u}_{m1}, \tilde{u}_{m2}$ — идентифицированные, \tilde{u}_{m3} — прогноз по идентифицированной модели; цифра — номер смеси

ния смеси № 3 от давления использовались данные о распределении частиц охладителя по размерам (см. рис. 11, линия 3) и параметры n, E , полученные по результатам идентификации модели. Значение параметра A для третьей смеси определено путем линейной интерполяции с использованием зависимости $A(d_{43})$.

Максимальное отклонение значений скорости горения, рассчитанных по идентифицированной модели, от соответствующих экспериментальных значений не превысило $\pm 4\%$, что

вполне приемлемо для решения задачи обеспечения требуемых баллистических характеристик топлива.

При использовании в топливе мелких фракций охладителя максимум зависимости $\tilde{v}(P)$ смещается в область более высоких давлений, а крупных фракций — в область более низких (см. рис. 12), где система наиболее склонна к потере устойчивости. В зависимости от интервала рабочих давлений двигательной установки и требуемого уровня скорости горения рецептурные решения должны склоняться в сторону тех или иных фракций окислителя и охладителя.

Поиск оптимального фракционного состава компонентов при отработке топлив с охладителем представляет собой сложную задачу и осуществляется экспериментальным путем. С использованием изложенной модели объем экспериментальных исследований, направленных на обеспечение требуемых баллистических характеристик топлива, может быть значительно сокращен.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ В ДВИГАТЕЛЕ

Скорость горения топлива в условиях работы двигателя, как правило, оказывается выше той, которая определена при испытании аттестационных образцов в лабораторных установках. В двигателе присутствует поток излучения от стенок камеры сгорания к поверхности горения, в результате чего топливо получает дополнительную радиационную энергию.

Добавляя в правые части уравнений (1) и (2) слагаемые, учитывающие поглощение излучения от стенок камеры сгорания в объеме топлива, получаем уравнение теплового баланса, в котором, в отличие от (10), T_0 следует заменить на

$$\tilde{T}_0 = T_0 + S_r / cu_m,$$

где S_r — радиационный поток энергии [3, 4]. Значение S_r можно определить из выражения, связывающего скорость горения в лабораторных условиях u_a и в полузамкнутом объеме $u = K_u u_a$ [5]:

$$K_u = \exp\left(\beta \frac{S_r}{c\rho u_a K_u}\right),$$

где $\beta = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_0}\right)_P$ — чувствительность скорости горения к изменению температуры топ-

лива. Для этого достаточно одного испытания двигательной установки. При известном значении S_r модель (9)–(11) с учетом (12)–(17), идентифицированная по экспериментальной зависимости скорости горения от давления $u_a(p, T_0)$, позволяет рассчитать скорость горения в условиях двигателя в рабочем интервале давлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель горения топлива с испаряющимся полидисперсным охладителем. Тестирование модели по многочисленным экспериментальным данным показало, что она адекватно описывает взаимосвязь гранулометрического состава охладителя и баллистических характеристик топлива. Модель содержит минимум параметров и может быть идентифицирована с использованием данных ситового анализа охладителя и экспериментальной зависимости скорости горения от давления. Идентифицированная модель обеспечивает возможность проведения численных исследований и прогнозирования закономерностей горения топлива в зависимости от содержания и дисперсного состава охладителя как для лабораторных условий, так и для условий горения в двигателе. По результатам таких исследований могут быть уточнены требования к гранулометрическому составу фракций охладителя. Мо-

дель может быть использована для решения практических задач разработки твердых топлив с испаряющимся охладителем и легко доработана на случай охладителя, газификация которого происходит каким-либо другим путем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струнин В. А., Федорычев А. В., Гунин С. В., Ключников А. Н., Милехин Ю. М., Манелис Г. Б. Механизм и закономерности горения смесевых твердых топлив с охладителем // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 6. — С. 51–60.
2. Германс К. Е. Модель горения смесового ракетного топлива, учитывающая гетерогенность на поверхности и генерацию тепла // Ракетная техника и космонавтика. — 1966. — Т. 4, № 9. — С. 160–171.
3. Конев Э. В., Хлевной С. С. О горении пороха при наличии светового излучения // Физика горения и взрыва. — 1966. — Т. 2, № 4. — С. 33–41.
4. Ассовский И. Г., Истратов А. Г. Горение порохов при световом облучении // ПМТФ. — 1971. — № 5. — С. 70–77.
5. Новожилов Б. В., Милехин Ю. М., Ключников А. Н., Федорычев А. В. Влияние теплового потока излучения на нестационарное горение энергетических конденсированных систем // Докл. АН. — 2010. — Т. 432, № 1. — С. 77–81.

Поступила в редакцию 15.03.2021.

После доработки 18.10.2021.

Принята к публикации 12.01.2022.
