

## О ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ МОДЕЛИ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СИСТЕМ

*В. Н. Виллонов, А. Н. Ищенко, Ю. П. Хоменко*

*(Томск)*

Изучению конвективного горения пористых систем посвящено большое количество работ (см. [1—5] и указанную там литературу). В настоящее время используется несколько математических моделей для описания возникающих при этом эффектов. Сформулированы [4] некоторые требования, обязательные для корректности разрабатываемых моделей, и дан критический анализ некоторых из них. В большинстве известных подходов в описании процессов конвективного горения [2—4] используется предположение о несжимаемости конденсированной фазы, что, по-видимому, не всегда оправдано, так как возникающие давления могут достигать нескольких гигапаскалей. Определенную роль при этом могут играть и волновые процессы в твердой фазе.

Высокая концентрация твердой фазы способствует росту межгранулярных напряжений. В работах [2—4] для учета этих эффектов привлекаются эмпирические зависимости. Однако трудности, связанные с экспериментальным нахождением межгранулярных напряжений, побуждают к разработке моделей, в которых коэффициенты, определяющие эти напряжения, имели бы простой физический смысл, а их численные значения можно было бы указать ориентировочно на основе реологических характеристик твердой фазы. Такого рода расчет проделан в [5], при этом трубчатый заряд топлива предполагался линейно упругим. Вязкий режим деформирования использован в [6, 7] при построении модели ударно-волнового инициирования детонации. Здесь поры считаются сферическими, и фильтрация продуктов сгорания невозможна, реальные реологические характеристики используются для определения диссипируемой энергии.

В данной работе на основе иной кинематики деформирования твердой фазы предлагается система уравнений для описания конвективного горения пористого топлива. Калорические и термические уравнения состояния топлива и продуктов сгорания, а также реологические характеристики топлива считаются известными. Рассматриваемая модель обеспечивает предельный переход как к уравнениям, описывающим движение чистого газа, так и к уравнениям для сплошного твердого тела. В случае, когда конденсированная фаза диспергирована, предлагаемая модель аналогична [2—4].

**Постановка задачи. Основные уравнения.** Модель строится на следующих предположениях: все поры являются связанными; при возрастании пористости до некоторого заданного значения  $\Phi_1^*$  скелет диспергируется на совокупность одинаковых частиц, а давление в частицах принимается равным давлению в газе. Скорости и температуры фаз различны, давление в недиспергированной пористой матрице не совпадает с давлением в газе. Поверхность топлива поджигается при достижении условий зажигания в момент времени  $t_3$ .

Реальные системы содержат поры произвольной геометрии и разных размеров. Поскольку учесть эти особенности не представляется возможным, реальные поры для простоты заменяются эффективными цилиндрическими каналами с эквивалентными объемом и поверхностью. Замена дает возможность установить связь между пористостью, средним размером эффективных пор и их поверхностью. По-видимому, в общем случае эти зависимости должны быть взяты из эксперимента [1]. При описании силового и теплового взаимодействия фаз предполагается, что скелет состоит из эффективных сферических частиц с поверхностью, равной поверхности пор. Вязкость и теплопроводность газа учитывается лишь при взаимодействии фаз.

Совместное движение фаз описывается следующей системой уравнений и замыкающими соотношениями:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \Phi_1) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 \Phi_1 u_1) = I_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \Phi_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 \Phi_1 u_1^2) = -\Phi_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} - F + I_1 u_2, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \Phi_1 E_1) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 \Phi_1 u_1 E_1) = & -\frac{\partial}{\partial x} (\Phi_1 u_1 p_1) - F u_2 + I_1 (E_2 + Q) - q_1 - \\ & - p_1 \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - \frac{I_1}{\rho_2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_i = e_i + u_i^2/2, \quad i = 1, 2;$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \Phi_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 \Phi_2 u_2) = -I_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \Phi_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 \Phi_2 u_2^2) = \frac{\partial}{\partial x} (\sigma \Phi_2) - p_1 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} + F - I_1 u_2, \quad (5)$$

$$\frac{d_2 e_2}{dt} = -p_2 \frac{d_2 (1/\rho_2)}{dt} + \frac{Q_{\Gamma}}{\rho_2} + Q_{ze}^{-E_A/RT_2^*}, \quad (6)$$

$$\frac{d_2 N_1}{dt} = 0, \quad \frac{d_2}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_2 \frac{\partial}{\partial x}; \quad (7)$$

$$p_1 = \frac{\rho_1 (\gamma_1 - 1) e_1}{1 - a \rho_1}, \quad T_1 = \frac{p_1 (1 - a \rho_1) v}{\rho_1 R}; \quad (8)$$

$$e_2 = \frac{p_2 - c_0^2 (\rho_2 - \rho_2^0)}{(\gamma_2 - 1) \rho_2}, \quad (9)$$

$$e_2 + p_2/\rho_2 = c_{p2} (T_2^* - T^0), \quad \Phi_1 + \Phi_2 = 1;$$

$$\Phi_1 = \pi r_1^2 N_1, \quad s_{\text{уд}} = 2\pi r_1 N_1; \quad (10)$$

$$c_{p2} \rho_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial t} + v \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \lambda_2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) - c_{p2} u_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + Q_{\text{л}} + Q_{z\rho_2} e^{-E_A/RT_2}, \quad (11)$$

$$I_1 = \begin{cases} 0, & t < t_3, \\ 2\pi r_1 N_1 \rho_2 u_r \varepsilon(\sigma) & t \geq t_3, \\ 4\pi r_3^2 N_3 \rho_2 u_r \varepsilon(\sigma), & t \geq t_3, \Phi_1 \geq \Phi_1^*, \end{cases} \quad (12)$$

$$u_r = A p_1;$$

$$F = \pi r_3^2 N_3 C_d \rho_1 \frac{(u_1 - u_2) |u_1 - u_2|}{2}, \quad (13)$$

$$C_d = \begin{cases} C_1 = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4.4}{\text{Re}^{0.5}} + 0.42, & \Phi_2 < 0.08, \\ C_2 = \frac{4}{3\Phi_1} \left( 1.75 + \frac{150\Phi_2}{\Phi_1 \text{Re}} \right), & \Phi_2 \geq 0.45, \\ C_3 = \frac{(\Phi_2 - 0.08) C_2 + (0.45 - \Phi_2) C_1}{0.37}, & 0.08 < \Phi_2 < 0.45, \end{cases}$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_1 |u_1 - u_2| 2r_3}{\mu_1},$$

$$\frac{4}{3} \pi r_3^3 N_3 = \Phi_2, \quad (14)$$

$$4\pi r_3^2 N_3 = s_{\text{уд}}, \quad (15)$$

$$q_1 = \begin{cases} 4\pi r_3^2 N_3 \alpha_1 (T_1 - T_{2s}), & t < t_3, \\ 0, & t \geq t_3, \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
\text{Nu} &= \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re Pr}^{1/3}, & \text{Re} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} > 200, \end{cases} \\
\text{Pr} &= \frac{c_{p1} \mu_1}{\lambda_1}, \quad \alpha_1 = \frac{\lambda_1 \text{Nu}}{2r_0}, \\
\sigma &= \begin{cases} -p_2 + \tau, & \Phi_1 < \Phi_1^*, \\ -p_1 + k(\Phi_1) \tau, & \Phi_1 \geq \Phi_1^*, \end{cases} \quad (17) \\
k(\Phi_1) &= \begin{cases} \frac{\Phi_1 - \Phi_1^*}{\Phi_1^{**} - \Phi_1^*}, & \Phi_1^{**} < \Phi_1 \leq \Phi_1^*, \\ 0, & \Phi_1 \geq \Phi_1^{**}, \end{cases} \\
\tau &= \frac{2}{3} f \left( 2 \frac{\partial u_z}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right). \quad (18)
\end{aligned}$$

Здесь  $\rho$ ,  $u$  — плотность, скорость;  $e_1$  — внутренняя энергия газа;  $e_2$  — тепловая составляющая внутренней энергии топлива;  $\Phi$  — объемная доля;  $T$  — температура;  $\sigma$  — напряжение на площадке, нормальной к оси  $ox$ ;  $Q$  — калорийность топлива;  $z$  — предэкспоненциальный множитель;  $E_a$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $v$  — молекулярная масса продуктов сгорания;  $a$  — коволюм;  $\gamma_1, \gamma_2$  — показатели изэнтропы для газа и материала скелета;  $c_0$  — скорость звука в скелете в начальном состоянии;  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  $Q_d$  — приток тепла за счет диссипации энергии при деформации;  $v$  — скорость радиального движения;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности; сила сопротивления  $F$  и тепловой поток  $q_1$  определялись так же, как в работе [3];  $\text{Re}$ ,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pr}$  — соответственно числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля относительно обтекания;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $u_r$  — скорость послынного горения топлива;  $A$  — константа, определяемая из эксперимента;  $\varepsilon(\sigma)$  — функция, учитывающая зависимость скорости горения от напряженного состояния топлива;  $r_0$  — радиус эффективной поры;  $N_0$  — число эффективных сферических частиц в единице объема;  $s_{уд}$  — удельная поверхность пор;  $\tau$  — компонента девиатора тензора напряжений;  $f$  — известная из эксперимента функция инвариантов тензора скоростей деформаций и температуры;  $r_1$  — радиус эффективной цилиндрической поры;  $N_1$  — число эффективных пор в единице поперечного сечения;  $T_2^*$  — средняя температура топлива, определение которой обсуждается ниже. Индексы: 1 — газ, 2 — твердая фаза, 0 — начальное состояние,  $s$  — поверхность поры. Уравнения (1) — (3) — неразрывности, сохранения импульсов и энергии для газовой фазы, (4), (5) — неразрывности и сохранения импульсов для скелета, (7) — сохранения числа пор в подвижной лагранжевой частице скелета, (8), (9) — состояния фаз.

При описании поля температур в  $k$ -фазе выделяются две области: пограничная и основная. Первая — это тонкий слой топлива, прилегающий к стенке поры, распределение температуры в котором зависит от конвективного теплового потока  $q_1$ . Уравнение теплопроводности в пограничном слое записано в цилиндрических координатах (11). Сжимаемость конденсированной фазы здесь не учитывается, поскольку толщина слоя незначительна.

Основная область включает оставшуюся часть топлива. В ней изменение температуры связано с адиабатическим разогревом и диссипативными процессами, сопровождающими деформацию скелета, а также с выделением тепла от протекающей химической реакции. Влиянием теплового потока  $q_1$  на основную область можно пренебречь. Уравнение энергии, справедливое в основной области, имеет вид (6). На границе областей температура топлива равна  $T_2^*$ . Наличие в тензоре напряжений девиаторной части после диспергирования скелета учитывает обмен импульсом между частицами при столкновениях. Коэффициент  $k(\Phi_1)$  введен для учета зависимости напряжения от пористости.

Для замыкания системы (1)–(18) необходимо записать уравнения, связывающие изменение пористости с напряженным состоянием скелета, а также определить диссипируемую энергию. Рассмотрим цилиндрическую трубку топлива с внутренним  $r_1$  и наружным  $r_2$  радиусами, определяемыми из соотношения

$$r_1/r_2 = \sqrt{\Phi_1}.$$

Предположим, аналогично [8], что процесс деформации заряда можно адекватно описать, рассматривая деформирование определенной таким образом эффективной поры. Считаем, что трубка находится в условиях деформации растяжения или сжатия вдоль оси симметрии. В цилиндрической системе координат, ось  $ox$  которой совпадает с осью симметрии, одним из кинематически возможных полей скорости, удовлетворяющих уравнению неразрывности, будет поле, задаваемое формулами

$$u = u_2(x, t), \quad v = \frac{r}{2\Phi_2} \left( \frac{d_2 \Phi_2}{dt} + \frac{I}{\rho_2} \right) + \frac{B(x, t)}{r}, \quad (19)$$

где  $B(x, t)$  — произвольная функция, которая определяется из условия  $v(x, t, r_2) = 0$ . Это условие обеспечивает сохранение площади поперечного сечения трубки тока, осредненного по пространству движения к-фазы. Пренебрегая, аналогично [7], инерционными силами в поперечном направлении, имеем из проекции уравнения импульсов на ось  $or$

$$\partial \sigma_{rr} / \partial r = (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr}) / r. \quad (20)$$

Компоненты тензора напряжений находятся с использованием (19) при известной реологии топлива. Для простоты ограничимся случаем ньютоновской жидкости с постоянной вязкостью. Это означает, что в (18)  $f = \mu_2 = \text{const}$ . После интегрирования (20) по  $r$  от  $r = r_1$  до  $r = r_2$  с граничными условиями

$$\sigma_{rr}(x, t, r_1) = -p_1, \quad \sigma_{rr}(x, t, r_2) = -p_2$$

получим после простых выкладок

$$\frac{d_2 \Phi_1}{dt} = \frac{(p_1 - p_2) \Phi_1}{\mu_2} + \frac{I_1}{\rho_2}. \quad (21)$$

Отсюда с учетом (10) и (12) следует

$$\frac{d_2 r_1}{dt} = \frac{(p_1 - p_2) r_1}{2\mu_2} + u_r \varepsilon(\sigma). \quad (22)$$

Пренебрежем в выражении для диссипативной функции недиагональными составляющими девиаторов скоростей деформаций и напряжений, тогда

$$Q_d = \frac{4}{3} \mu_2 \left[ \left( \frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{1}{2\Phi_2} \left( \frac{d_2 \Phi_2}{dt} + \frac{I_1}{\rho_2} \right) \right)^2 + \frac{3}{4} \left( \frac{(p_1 - p_2) r_1^2}{\Phi_2 r^2 \mu_2} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

Последнее предположение означает, что напряженное состояние по длине трубки не меняется.

Из (23) следует, что топливо максимально разогревается на внутренней поверхности трубки. Этот эффект в действительности будет существенно меньшим вследствие того, что вязкость, как правило, уменьшается с ростом температуры и интенсивности скоростей деформаций. Учитывая приближительность используемой кинематики движения к-фазы, определим величину  $Q_d$ , входящую в (6) и (11) при  $r = r_c = (r_1 + r_2)/2$ . При этом значении  $Q_d$  из (6) и термического уравнения состояния находится  $T_2^*$  — средняя температура скелета. Тем самым при расчете  $T_2^*$  пренебрегаем поперечными градиентами температуры и долей тепла, запасенной в тепловом пограничном слое. Это допущение

оправдывается тем, что, как показали расчеты, толщина пограничного слоя примерно на 2 порядка меньше  $r_2$ . Выражения (22), (23) используются для замыкания системы (1) — (18).

Полученная система допускает предельные переходы при  $\Phi_1 \rightarrow 0$  и  $\Phi_2 \rightarrow 0$ . В первом случае получаются уравнения движения сплошного топлива, а во втором — продуктов сгорания. Видно также, что соотношения типа (22), (23) могут быть получены и для топлив с более сложной реологией.

После того, как скелет диспергируется на отдельные гранулы, в модель вносятся следующие изменения:

1) вместо (6) используется его интеграл:

$$\rho_2 = R_2 \left( \frac{p_2}{\Pi} + 1 \right)^{1/\gamma_2}, \quad \Pi = \frac{R_2 c_0^2}{\gamma_2},$$

где константы  $R_2$  и  $\Pi$  определяются из условия прохождения изоэнтропы через точку  $p_2$  и  $\rho_2$  в момент диспергирования данной частицы скелета;

2) начальные параметры гранул твердой фазы находятся из (14), (15) по текущим значениям пористости и межфазной поверхности;

3) уравнения (7), (22) и соотношения (10), (15), связанные с введением эффективных цилиндрических пор, не используются, не учитывается диссипативный разогрев, а  $d_2 N_s / dt = 0$ .

Описанный подход отличается от [5] возможностью моделировать процессы горения в пористых системах с произвольной геометрией пор с учетом деструкции скелета при отсутствии ограничений на величину его деформаций. Данная система лишена отмеченного в [4] недостатка и пригодна в случаях неоднородного начального распределения пористости.

**Частный случай.** Рассмотрим горение пористого заряда, который в начальном состоянии обладает недиспергированной матрицей и помещен в жесткую замкнутую оболочку. Длина заряда  $L_3$  совпадает с длиной оболочки. В начальный момент времени происходит воспламенение поверхности пор на отрезке  $0 \leq x \leq x_b$  без повышения давления.

В проведенных расчетах из-за отсутствия достоверной информации о кинетических контактах топлива вклад химических реакций в повышение температуры  $T_2$  в уравнениях (6), (11) не учитывался. Временем зажигания  $t_3$  считался момент достижения на поверхности поры фиксированной температуры  $T_3 = 600$  К. В действительности  $T_3$  не является физической константой, а определяется кинетикой и условиями подвода тепла к системе [9]. Аналогичное упрощение использовалось и при определении момента перехода конвективного горения в режим низкоскоростного взрывчатого превращения, описанный в [1]. Если при деформации скелета средняя температура внутренних слоев топлива  $T_2^*$ , определяемая из (6), превышает  $T_3$ , то это означает начало объемного выделения энергии, в дальнейшем, возможно, переходящее в детонацию. Для описания этого процесса необходимо развитие предложенной модели, поэтому при выполнении условия  $T_2^* \geq T_3$  расчет заканчивался. Расстояние между точкой начального инициирования горения и координатой выполнения этого условия принималось за длину преддетонационного участка горения  $d_{пр}$ . Исходные уравнения интегрировались при следующих начальных условиях:

$$t = 0, \quad u_1 = u_2 = 0, \quad p_1 = p_2 = p^0, \quad \Phi_1 = \Phi_1^0, \quad s_{уд} = s_{уд}^0, \\ 0 \leq x \leq L_3;$$

$$T_{2s} = T_3, \quad 0 \leq x \leq x_b; \quad T_2 = T^0, \quad x_b < x < L_3.$$

На торцах заряда задаются условия непротекания:

$$x = 0 \quad \text{и} \quad x = L_3: \quad u_1 = u_2 = 0.$$

Граничные условия для уравнения зажигания:

$$r = r_1: \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \alpha_1 (T_1 - T_{2s}),$$

$$r = \delta: T_2 = T_2^*,$$

где  $\delta$  — величина, заведомо превосходящая толщину пограничного слоя и определяемая в численном эксперименте.

**Метод расчета.** Интегрирование осуществлялось по явной разностной схеме типа предиктор — корректор. На этапе предиктора использовалась схема Лакса, а на этапе корректора аппроксимировались интегральные законы сохранения, полученные из системы (1) — (18). Аналогичная схема предложена в [10] при расчете уравнений Навье — Стокса. Расчеты проводились на подвижной разностной сетке, узлы которой движутся со скоростью  $u_2$ . Для скелета сетки является лагранжевой. Применение последней дает возможность более точно рассчитывать области максимальных деформаций скелета, поскольку здесь сетка естественным образом сгущается. Шаг интегрирования по времени выбирался из условия

$$\Delta t = \min(\Delta t_1, \Delta t_2, \Delta t_F, \Delta t_u, \Delta t_r).$$

Здесь  $\Delta t_1, \Delta t_2$  находятся из критерия Куранта для первой и второй фаз,  $\Delta t_F$  — из условия устойчивости по правым частям уравнений импульсов,  $\Delta t_u$  вводится при расчете вязкой жидкости [10], а  $\Delta t_r$  выбирается таким образом, чтобы пора не успевала схлопнуться за один шаг по времени.

Уравнение теплопроводности интегрировалось по неявной схеме на неравномерной подвижной сетке, один конец которой закреплялся на стенке поры. Граничные значения переменных находились с использованием фиктивных ячеек.

Для оценки применимости разностной схемы рассчитывался вариант из работы [2] по предлагаемой там модели. При этом отличие по локальным характеристикам не превосходило 10 %, а по интегральным — 3 %. В то же время следует подчеркнуть, что используемая в данной работе разностная схема консервативна, имеет на равномерной сетке второй порядок по пространственной переменной и обладает  $K$ -свойством [11]. Поэтому получаемые распределения величин имеют более крутые фронты вследствие меньшей аппроксимационной диффузии.

**Анализ результатов.** Расчеты проводились при следующих термодинамических и начальных данных:  $\rho_2 = 1600$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Phi_1^0 = 0,3$ ,  $s_{уд}^0 = 9 \cdot 10^3$  1/м,  $c_{p2} = 1,46$  кДж/(кг · град),  $c_{p1} = 1$  кДж/(кг · град),  $T^0 = 300$  К,  $\mu_1 = 2 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с),  $\lambda_1 = 8,33 \cdot 10^{-2}$  кг · м/(с<sup>3</sup> · град),  $\lambda_2 = 0,25$  кг · м/(с<sup>3</sup> · град),  $\mu_2 = 10^4$  кг/(м · с),  $x_a = 1,2 \cdot 10^{-2}$  м,  $L_s = 0,12$  м,  $\gamma_1 = 1,22$ ,  $\gamma_2 = 7$ ,  $c_0 = 1500$  м/с,  $p^0 = 0,1$  МПа,  $\Phi_1^* = 0,37$ ,  $\Phi_1^{**} = 0,8$ ,  $\nu = 28$  кг/кмоль,  $A = 1 \cdot 10^{-3}$  м/(с · МПа),  $\varepsilon(\sigma) = 1$ ,  $Q = 4,54$  МДж/кг,  $r_1 = 6,6 \cdot 10^{-5}$  м,  $N_1 = 2149 \cdot 10^4$  1/м<sup>2</sup>. При изучении влияния отдельных параметров на процесс горения их значения варьировались.

На рис. 1 показано типичное распределение газодинамических переменных по длине заряда. Отличие от подобных распределений в порошкообразных системах [2] заключается в том, что под действием области высокого давления деформируется вся негорящая часть топлива. Величина девиаторной части напря-

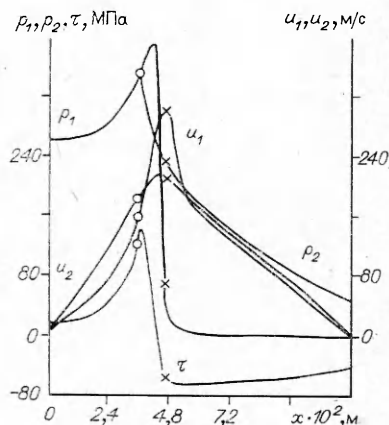


Рис. 1. Распределение параметров по длине моплоба. Основной вариант;  $t = 0,26$  мс,  $u_k = 396$  м/с.

× — фронт воспламенения; ○ — фронт деструкции заряда.



жения позволяет представить характер деформации. Если  $\tau > 0$ , скелет растягивается, если  $\tau < 0$  — сжимается. Максимум напряжений находится перед зоной горения, отсюда напряжения по скелету передаются на правый глухой торец. Это приводит к тому, что  $u_2$  в негорящей части заряда выше скорости газа. Разница скоростей невелика, так как за счет трения о стенки пор газ быстро увлекается в движение.

На рис. 2 приведены кривые, характеризующие динамику изменения пористости. Фронт деформации скелета очень широкий, ярко выраженной газонепроницаемой пробки, возникающей в насыпных зарядах, здесь нет. Зона горения недиспергированного скелета от фронта воспламенения до фронта деструкции имеет ширину  $\sim 0,01$  м и с течением времени практически не меняется.

Параметрические исследования показали, что наибольшее влияние на характер горения оказывает изменение начальной удельной поверхности пор  $s_{уд}^0$ . Ее увеличение приводит к резкому повышению скорости газоприхода и давления в зоне горения, возрастает и сила сопротивления движению газов. Однако влияние первого фактора преобладает, поэтому скорость конвективного воспламенения  $u_k$  в любом поперечном сечении заряда становится больше. На рис. 3 показано распределение  $u_k(x)$  для различных  $s_{уд}^0$  и  $\Phi_1^0$ . При одинаковой пористости кривые  $u_k(x)$  идут тем круче, чем больше  $s_{уд}^0$ . Изменение  $\Phi_1^0$  при постоянной  $s_{уд}^0$  дает следующие результаты. Уменьшение  $\Phi_1^0$  от 0,3 до 0,2 приводит к росту скорости воспламенения в произвольной фиксированной точке заряда (см. рис. 3, 3, 4), что связано с уменьшением объема, в котором происходит горение, и возрастанием давления в газе. При понижении  $\Phi_1^0$  от 0,2 до 0,1 этот эффект наблюдается на коротком начальном участке заряда (рис. 3, 5). Далее решающую роль начинает играть возрастание сопротивления скелета и скорость воспламенения становится меньше чем в случае больших  $\Phi_1^0$ .

Интенсивность деформации топлива во многом определяется величиной поверхности пор. Чем она больше, тем сильнее деформируется скелет, и при достаточно больших деформациях могут возникнуть условия для перехода горения в детонацию. В основном варианте при  $s_{уд}^0 \geq 1,2 \cdot 10^4$  1/м точка, в которой, согласно принятому критерию, топливо воспламеняется за счет диссипации энергии, лежит внутри зоны горения. Подобный характер перехода горения в детонацию наблюдался в экспериментах с тэном [1], когда в горячей среде происходили локальные тепловые взрывы, приводящие к возникновению детонации. На рис. 4 показана зависимость длины преддетонационного участка  $d_{пр}$  от  $s_{уд}^0$ . При уменьшении  $s_{уд}^0$  длина преддетонационного участка увеличивается. Эта зависимость качественно совпадает с экспериментальными результатами, представленными в [1].

Влияние изменения вязкости скелета сказывается следующим образом (рис. 5): с уменьшением вязкости интенсивность деформаций увеличивается, фронт сжатия скелета становится более узким, а передача напряжений на правый торец ослабляется. Таким образом, при уменьшении вязкости поведение недиспергированной пористой матрицы больше напоминает горение насыпных зарядов. На скорость воспламенения изменение вязкости влияет слабо. При увеличении  $L_3$  (рис. 6) скорости  $u_2$ ,  $u_k$  и интенсивность деформаций возрастают, поскольку влияние правого глухого торца сказывается на процессе значительно позже. Это может облегчить возникновение детонации, в частности сократить длину преддетонационного участка.

Отметим, что во всех исследованных вариантах зажигания топлива только вначале обеспечивалось опережающей фильтрацией горячих газов. С течением времени этот механизм сменялся зажиганием газом, находившимся в порах первоначально, нагретым за счет сжатия и вы-

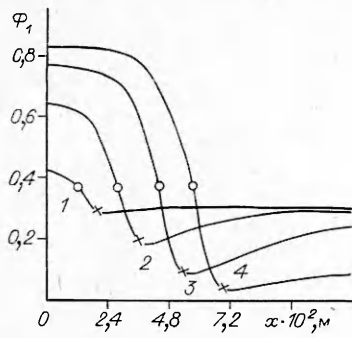


Рис. 2. Динамика изменения пористости. Основной вариант.  
 $t$ , мс: 1 — 0,18, 2 — 0,24, 3 — 0,28, 4 — 0,32.

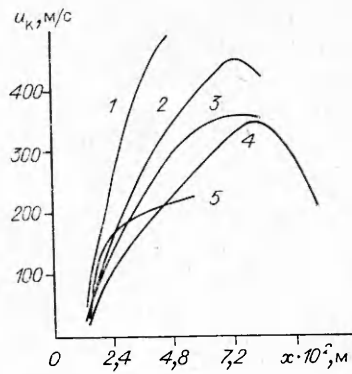


Рис. 3. Влияние начальной удельной поверхности пор и начальной пористости на скорость воспламенения.  
 $s_{уд}^0$ , 1/м: 1 —  $15 \cdot 10^3$ , 2 —  $9 \cdot 10^3$ , 3 — 5 —  $5 \cdot 10^3$ ;  $\Phi_1^0$ : 1, 2, 4 — 0,3, 3 — 0,2, 5 — 0,1.

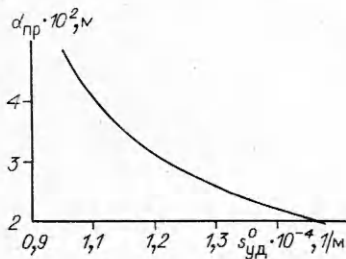


Рис. 4. Зависимость длины предтонового участка  $d_{пр}$  от  $s_{уд}^0$ .

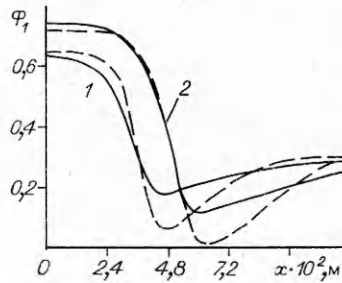


Рис. 5. Влияние вязкости на динамику изменения пористости при  $t = 0,24$  (1) и 0,28 мс (2).  
 — основной вариант; — — —  $\mu_2 = 2,5 \cdot 10^3$  кг/(м·с).

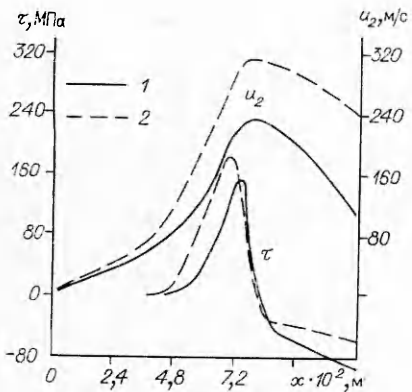


Рис. 6. Влияние длины заряда на распределение параметров по координате  $x$  при  $t = 0,32$  мс и  $L_з = 0,12$  (1) и 0,24 м (2).

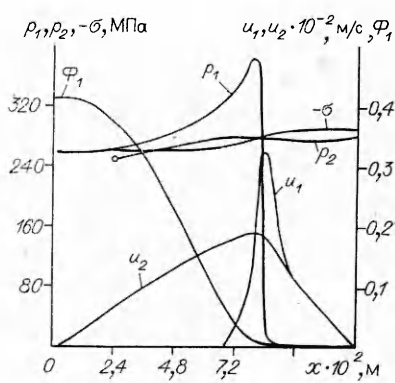


Рис. 7. Распределение параметров по длине заряда при низкой начальной пористости;  $\Phi_1^0 = 0,1$ ,  $t = 0,86$  мс,  $u_k = 126$  м/с.



сокоскоростного трения о стенки пор. В этом случае скорость воспламенения была выше скорости газа на фронте зажигания [2].

Большой интерес представляет течение процесса при  $\Phi_1 \rightarrow 0$ . На рис. 7 показано распределение параметров в заряде с начальной пористостью 0,1. В негорящей части заряда пористость с течением времени равномерно уменьшается до 0,005, при этом напряжения в скелете меньше максимального давления в зоне горения. Интенсивность деформаций сравнительно мала, поэтому различие между  $p_2$  и  $\sigma$  незначительное. Эта иллюстрация свидетельствует о правильности работы модели при низких значениях пористости.

**Выводы.** Предложена математическая модель горения и деформации пористого топлива с учетом его диссипативного разогрева и диспергирования на совокупность отдельных частиц. Изучены особенности горения заряда с первоначально недиспергированной пористой матрицей в замкнутом объеме. Результаты расчетов качественно совпадают с известными экспериментальными данными, что подтверждает правильность выбранной модели явления. Еще раз подчеркнем основную особенность описанного подхода: используемая система уравнений допускает естественный предельный переход как к случаю движения чистого газа, так и к случаю деформируемого твердого тела.

#### ЛИТЕРАТУРА

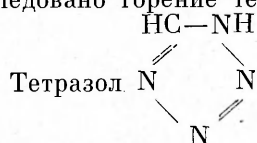
1. Беляев А. Ф., Боболев В. К. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
2. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
3. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. ФГВ, 1983, 19, 3, 53.
4. Gough P. S., Zwarts F. J. AIAA J., 1979, 17, 1, 19.
5. Смирнов Н. Н., Димитриенко И. Д. ФГВ, 1986, 22, 3, 59.
6. Хасанов Б. А., Борисов А. А. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черноголовка, 1980.
7. Хасанов Б. А., Борисов А. А. и др.— В кн.: Детонация. Вып. 11.— Черноголовка, 1981.
8. Carroll M. M., Holt A. C. J. Appl. Phys., 1972, 43, 4, 1626.
9. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
10. Браиловская П. Ю. Докл. АН СССР, 1965, 160, 5, 1042.
11. Рождественский Б. Л., Яненко П. Н. Системы квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию 5/1 1987,  
после доработки — 6/IV 1987

#### ГОРЕНИЕ ТЕТРАЗОЛА

А. И. Лесникович, Г. В. Принцев, О. А. Ивашкевич,  
В. А. Люцко, К. К. Коваленко  
(Минск)

Тетразол является родоначальником целого класса соединений [1]. Интерес к ним вызван значительным содержанием азота и высокими энергетическими характеристиками при достаточной термостабильности. Эти свойства характеризуют тетразолсодержащие соединения как перспективные компоненты газогенерирующих составов [2, 3]. Однако до настоящего времени закономерности горения индивидуальных производных тетразола, включая и сам тетразол, не изучались. О способности к стационарному горению тетразола сообщалось в [4]. В данной работе исследовано горение тетразола на воздухе и в инертной атмосфере.



Тетразол синтезировали взаимодействием азида нат-

рия с хлоридом аммония и ортомуравьиным эфиром по методике [5],