

КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ В КАНАЛАХ И ТРЕЩИНАХ В ТВЕРДОМ ТОПЛИВЕ

Н. Н. Смирнов

(Москва)

При наличии дефектов и трещин в твердых топливах возможно возникновение аномальных режимов горения, характеризующихся большими скоростями распространения пламени и приводящих к резким повышениям давления на отдельных участках трещин [1—3]. При этом, если данный вид топлива чувствителен к возбуждению детонации, возникающие аномально высокие давления при проникновении пламени в трещину могут привести к детонации всего топлива [2].

При горении поверхности некоторого твердого топлива горячие продукты сгорания, обладающие высокими температурой и давлением, могут проникать в трещины и вследствие конвективной теплоотдачи воспламенять поверхностный слой топлива [4—7]. Происходящее в результате этого резкое увеличение площади поверхности горящего свода приводит к возникновению очень высоких давлений в трещинах, что увеличивает скорость конвективного фронта горячих продуктов, затекающих в трещину, и ускоряет распространение пламени по поверхности трещины. Таким образом, при относительно небольшой скорости нормального горения твердого топлива, которая в зависимости от внешних условий изменяется от 1 до 10 см/с, скорость распространения пламени по поверхности трещины возрастает в сотни и тысячи раз и для отдельных видов топлив и диаметров каналов может составлять ~ 100 — 1000 м/с. Поэтому особую актуальность приобретают вопросы об определении условий, при которых в трещинах возникают конвективные режимы горения, и о влиянии условий инициирования конвективного горения на стационарную скорость распространения.

Упрощенная стационарная схема движения фронта воспламенения предложена в [8]. В работе [9] рассчитана нестационарная задача без учета сил вязкой диссипации, которая достаточно хорошо описывает процессы, происходящие в каналах небольшого относительного удлинения. Методы расчета, разработанные в [10], не позволяют учесть трение и теплообмен на межфазной границе после воспламенения поверхности и поэтому не объясняют сложный, немонотонный характер зависимости скорости конвективного горения от диаметра и геометрии канала [2, 11].

В данной работе предлагаются математическая модель и метод расчета нестационарного распространения конвективного фронта пламени в цилиндрических каналах в твердом топливе с учетом трения и межфазного тепло- и массообмена.

Физическая модель. Проникновение горения в канал включает в себя процесс воспламенения входного участка, подвергаемого воздействию затекающих в канал горячих продуктов реакции, и распространение фронта горения.

Особенность гетерогенных систем, содержащих твердое унитарное топливо, состоит в том, что при горении выделяется большое количество газообразных продуктов реакции, что приводит к резкому повышению давления в зоне горения. Под действием перепада давления продукты реакции начинают истекать в негорящие участки канала, образуя конвективный фронт горячих газов, вовлекающий в процесс горения новые порции топлива. Задача сводится к определению скорости распространения горения по поверхности топлива (скорости воспламенения), инициируемого затекающими в канал горячими продуктами реакции. Типичность такого механизма распространения пламени подтверждается экспериментальными исследованиями [2, 8], где с помощью оптических методов установлено, что впереди фронта воспламенения с большей скоростью движутся продукты горения, прогревающие поверхность. В канале с от-

крытым противоположным концом продукты движутся в основном поступательно в направлении распространения пламени. При этом в начальной стадии скорость воспламенения резко возрастает (воспламенение носит лавинный характер), а затем устанавливается постоянная скорость. В канале с закрытым противоположным концом возможно образование застойной зоны, нарушение одномерности процесса, что приводит к заметному уменьшению скорости воспламенения у закрытого конца [1—3, 11]. Повышение начального давления в канале в результате прохождения ударной волны ведет к возрастанию температуры и ускорению фронта пламени.

Основные уравнения. Пусть имеется труба диаметром d_1 с нанесенным на стенки слоем твердого топлива толщиной δ . Тогда внутренний диаметр канала $d_0 = d_1 - 2\delta$. Предположим, что термодинамические свойства продуктов реакции и газа, заполняющего трубу до воспламенения, одинаковы, т. е. газовая фаза однокомпонентна. Конденсированную фазу в первом приближении считаем абсолютно твердой, газ — невязким и нетеплопроводным, а процессы вязкой и тепловой диссипации учитываем лишь при взаимодействии газа со стенкой трубы или с поверхностью твердого топлива. Параметры, относящиеся к газу и топливу, обозначим индексами 1 и 2 соответственно. Тогда уравнения нестационарного одномерного течения в канале с учетом трения, тепло- и массообмена и энерговыделения на поверхности имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1 F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 F}{\partial x} = \dot{m} \Pi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 u_1 F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1^2 F}{\partial x} = -F \frac{\partial p}{\partial x} - \tau_w \Pi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_1 E_1 F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} u_1 F (\rho_1 E_1 + p) = -q_w \Pi + \dot{m} \Pi H_{2w}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_2 (F_0 - F)}{\partial t} = -\dot{m} \Pi, \quad (4)$$

где p , u_i , ρ_i — давление, скорости и плотности фаз; Π , F — периметр и площадь внутреннего поперечного сечения канала; $\dot{m} = \rho_2 u_f$ — массовая скорость выгорания топлива; u_f — скорость нормального горения топлива; τ_w — напряжение трения на стенке канала (границе раздела фаз); q_w — поток тепла от газа к топливу или стенкам трубы; $E_i = c_{vi} T_i + \frac{u_i^2}{2} + h_i^0$ — удельная энергия i -й фазы; $H_i = c_{pi} T_i + u_i^2/2 + h_i^0$ — удельная энтальпия i -й фазы; h_i^0 — удельная энтальпия образования (химическая энергия). Вводя удельную теплоту химической реакции при абсолютном нуле $Q = h_2^0 - h_1^0$, нетрудно найти выражение для энергии

$$E_i = c_{vi} T_i + \frac{u_i^2}{2} + (i-1) Q.$$

В качестве граничных условий системы (1)–(4) у закрытого конца канала ($x = L$) используется условие непротекания $u_1 = 0$. Граничные условия у открытого конца ($x = 0$) зависят от режима течения. Когда внешнее давление p_e больше давления в канале, у открытого конца задаются условия критического затекания $u_1(0, t) = a_{1*}(T_e)$, а когда параметры в канале таковы, что реализуется дозвуковой режим, при $x = 0$ $p = p_e$ и $T = T_e$. В случае истечения газа из канала (p_e меньше давления в канале) у открытого конца задается только внешнее давление при дозвуковом режиме, а при дальнейшем повышении скорости вплоть до звуковой — условия критического истечения $u_1(0, t) = a_{1*}(T_1)$. Из-за неизоэнтропичности течения a_{1*} переменна и зависит от параметров газа в канале. Если же переход через скорость звука уже произошел внутри канала, а такие случаи возможны при наличии воздействий раз-

пых знаков (трение, теплоотвод, выделение энергии при горении), то в канале существует участок $0 < x < x_*$, где выполняется условие $u_1 < -a_1$, тогда граничное условие при $x = 0$ вообще не ставится, а параметры на открытом конце канала полностью определяются из решения системы (1)–(4). Для замыкания уравнений (1)–(4) необходимо задать величину межфазных взаимодействий \dot{m} , τ_w , q_w и алгоритм воспламенения поверхности топлива.

Параметры межфазного взаимодействия. Трение, тепло- и массообмен при турбулентном течении горячих газов в канале переменного сечения не поддаются строгому теоретическому описанию и требуют привлечения большого числа экспериментальных данных. Массообмен в данной задаче определяется нормальной скоростью горения топлива

$$\dot{m} = \rho_2 u_f. \quad (5)$$

Теоретические исследования скорости горения монолитных топлив [12] и анализ экспериментов показали, что в законе горения $u_f = u_f(p, T)$ основную роль играет зависимость от давления. Кроме того, поток, протекающий параллельно горячей поверхности конденсированного вещества, изменяет его линейную скорость горения [12, 13]. Такой эффект называется раздуванием или эрозией и существенно зависит от структуры внешнего потока [14, 15]. Поэтому при проведении конкретных расчетов предполагаем, что $u_f = u_{f0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^\varphi K_\phi$, где u_{f0} , φ — экспериментально определяемые константы; K_ϕ — коэффициент эрозии, определяемый по данным [13].

Из физической модели процесса конвективного горения видно, что функции, описывающие межфазное взаимодействие, разрывны по длине канала и отличаются в областях: 1) поверхность топлива еще не воспламенилась, 2) происходит горение и 3) топливо полностью выгорело. До воспламенения и после выгорания массообмен отсутствует: $\dot{m}^0 = \dot{m}^{00} = 0$. При горении \dot{m} определяется по формуле (5).

При отсутствии массообмена на стенках трение определяется по формуле из [16] для турбулентного течения в круглых трубах:

$$\frac{\tau_w^0}{\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2} = c_f = 0,066 \text{Re}^{-1/4}, \quad (6)$$

где $\text{Re} = \frac{\rho_1 u_1 4F}{\mu_1}$ — число Рейнольдса; μ_1 — коэффициент динамической вязкости; c_f — коэффициент турбулентного трения.

Теплообмен между газом и конденсированной фазой при отсутствии массообмена определим из аналогии Рейнольдса [17]:

$$C_H = 1/2 \cdot c_f S_R. \quad (7)$$

Здесь S_R — параметр аналогии Рейнольдса; C_H — коэффициент теплообмена. Тогда поток тепла от газовой фазы к поверхности задается соотношением

$$q_w^0 = C_H \rho_1 u_1 (H_{1r} - H_{1w}), \quad (8)$$

$H_{1w} = c_{p1} T_w$ — удельная энтальпия газа у поверхности; $H_{1r} = c_{p1} T_1 + \frac{ru_1^2}{2}$ — полная удельная энтальпия восстановления; r — коэффициент восстановления [17]. Согласно измерениям, $0,91 \approx r \approx 0,98$ [16], а, по данным [17], для турбулентного течения $r \approx \text{Pr}^{1/3}$, что при числе Прандтля $\text{Pr} = 0,72$ дает $r = 0,895$. Для определения S_R в работе [18] предлагается использовать аппроксимационную формулу $S_R = \text{Pr}^{-2/3}$. При $\text{Pr} = 0,72$ $S_R = 1,24$.

Для определения трения и теплообмена в канале в случае горения поверхности топлива необходимо учитывать влияние на эти параметры

вдува большого количества продуктов реакции. В [19] получена приближенная формула

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{\ln(4+B)}{B}, \quad (9)$$

определяющая напряжение трения τ_w при наличии вдува через безразмерный параметр массообмена $B = \dot{m}u_1/\tau_w$. Формула (9) получена в предположении, что $B \ll 1$. Эксперименты и численные расчеты [20] показывают, что (9) справедлива с достаточной точностью и для более широкого диапазона изменения B (например, для $B > 1$). Поэтому в нашей задаче, несмотря на большой вдув при поверхностном горении топлива, будем использовать для определения трения формулу (9).

Поток тепла в конденсированную фазу определим в предположении, что горение происходит в стационарном режиме и конденсированная фаза несжимаема. Тогда уравнение энергии в топливе имеет следующий вид:

$$-c_{p2}u_f \frac{\partial T_2}{\partial y} = \frac{\lambda_2}{\rho_2} \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2}, \quad (10)$$

$$T_2|_{y=0} = T_w, \quad T_2|_{y \rightarrow +\infty} = T_0.$$

Интегрируя (10), получаем соотношение для определения потока тепла в конденсированную фазу

$$q_w = -\lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial y} \right)_{y=+0} = c_{p2}\rho_2 u_f (T_w - T_0). \quad (11)$$

Воспламенение поверхности топлива в нагретом газовом потоке. Механизм воспламенения топлива существенно зависит от физико-химических свойств исследуемой системы, интенсивности подвода тепла и состояния окружающей среды. В настоящее время широкое распространение получили газо- [12] и теплофазные [21] теории. При создании расчетной схемы предполагаем, что воспламенение стенок происходит по твердофазной теории, а последующее горение может осуществляться и в том и в другом режиме. Аналогичное предположение о механизме воспламенения делается и в работе [10]. При подводе потока тепла $q_w^0(t)$ температура поверхности вещества T_w медленно повышается, и при некотором ее значении начинает проявляться реакция в конденсированной фазе, при этом T_w резко возрастает. Температура T_* , при которой происходит излом функции $T_w(t)$, отождествляется с температурой воспламенения.

При известной T_* для определения времени прогрета Δt_* найдем $T_w(t)$ из решения нестационарной одномерной задачи теплопроводности с заданным теплотокном $q_w^0(t)$ на поверхности

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\lambda_2}{\rho_2 c_{p2}} \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2}, \quad (12)$$

$$T_2 = T_0 \text{ при } y \rightarrow +\infty, \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=+0} = q_w^0(t). \quad (13)$$

Решение второй краевой задачи теплопроводности (12), (13) имеет вид

$$T_2(t, y) = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_{p2}}} \int_0^t \frac{q_w^0(\xi)}{\sqrt{t-\xi}} \exp \left[-\frac{y^2 \rho_2 c_{p2}}{4\lambda_2(t-\xi)} \right] d\xi. \quad (14)$$

Для определения закона прогрета поверхности $T_w(t)$ из (14) получим соотношение

$$T_2(t, 0) = T_w(t) = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\lambda_2 \rho_2 c_{p2}}} \int_0^t \frac{q_w^0(t-\eta)}{\sqrt{\eta}} d\eta, \quad (15)$$

которое позволяет найти Δt_* . Наличие задержки воспламенения τ_* , вы-

званное конечной скоростью реакции в конденсированной фазе, можно учесть непосредственно —

$$\Delta t_b = \Delta t_* + \tau_i$$

и увеличивая заранее заданное значение T_* .

Метод расчета. Система (1) — (4) может быть представлена в векторном виде

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{A}(\mathbf{X}) + \mathbf{B}(\mathbf{X}) \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{C}(\mathbf{X}) = \mathbf{D}(\mathbf{X}), \quad (16)$$

где \mathbf{X} , $\mathbf{A}(\mathbf{X})$, $\mathbf{B}(\mathbf{X})$, $\mathbf{C}(\mathbf{X})$, $\mathbf{D}(\mathbf{X})$ — вектор-столбцы, определяемые равенствами

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \rho_1 F \\ \rho_1 u_1 F \\ \rho_1 E_1 F \\ \rho_2 (F_0 - F) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}(\mathbf{X}) = \begin{pmatrix} \rho_1 u_1 F \\ \rho_1 u_1^2 F \\ u_1 F (\rho_1 E_1 + p) \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{X}) = \begin{pmatrix} 0 \\ F \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C}(\mathbf{X}) = \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D}(\mathbf{X}) = \begin{pmatrix} \dot{m} \Pi \\ -\tau_w \Pi \\ -q_w \Pi + \dot{m} \Pi H_{2w} \\ -\dot{m} \Pi \end{pmatrix}.$$

Для решения (16) применим двухшаговую разностную схему Лакса — Вендроффа [22]. В данной работе эта схема используется в модифицированном виде. При отсутствии межфазных взаимодействий ($\mathbf{D} = 0$) схема имеет вид:

первый шаг

$$\mathbf{X}_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\mathbf{X}_{j+1}^n + \mathbf{X}_{j+1}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{1}{2} (\mathbf{A}_{j+1}^n - \mathbf{A}_j^n) - \frac{1}{4} \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{B}_{j+1}^n + \mathbf{B}_j^n) (\mathbf{C}_{j+1}^n - \mathbf{C}_j^n),$$

второй шаг

$$\mathbf{X}_j^{n+1} = \mathbf{X}_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{A}_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{A}_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{B}_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + \mathbf{B}_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \left(\mathbf{C}_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{C}_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right).$$

Схема имеет второй порядок точности, условием устойчивости является условие Куранта

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\max_j (|u_j| + a_j)},$$

где a — местная скорость звука. Для учета межфазных взаимодействий используется третий шаг

$$\mathbf{X}_j'^{n+1} = \mathbf{X}_j^{n+1} + \Delta t \mathbf{D}(\mathbf{X}_j^{n+1}).$$

Для подавления осцилляций численного решения использовалась процедура послыонного сглаживания по формуле

$$\mathbf{X}_j^n = (1 - 2\alpha) \mathbf{X}_j^n + \alpha (\mathbf{X}_{j+1}^n + \mathbf{X}_{j-1}^n).$$

Анализ результатов. Расчеты проведены для модельного топлива с параметрами: $Q = 3,58 \cdot 10^6$ Дж/кг, $T_* = 550$ К, $T_0 = 273$ К, $\rho_2 = 1700$ кг/м³, $c_{p2} = 1400$ Дж/(кг·град), $c_{v1} = 1580$ Дж/(кг·град), $\lambda_2 = 0,16$ Вт/(м·град), $u_{j0} = 4,18 \cdot 10^{-3}$ м/с, $\gamma_1 = c_{p1}/c_{v1} = 1,25$, $m_1 = 0,023$ кг/моль, $\phi = 0,45$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м, $L = 0,2$ м. Эти характеристики близки к типам топлива А и В, экспериментально исследованным в [1], что позволяет провести сравнение расчетов с экспериментом. Начальное

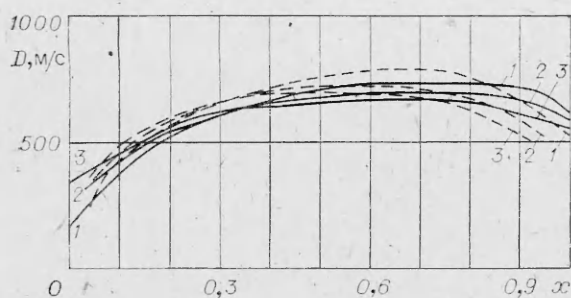


Рис. 1. Изменение скорости распространения фронта конвективного горения по длине канала; $\frac{\partial p(0, t)}{\partial t} = 2,5 \cdot 10^4$ МПа/с, $p(0, 0) = 0,1$ МПа.
 — теоретический расчет для $d_0 = 0,5$ мм (1), 0,85 (2) и 1,5 (3); - - - эксперимент [1] для $d_0 = 0,5$ мм (1), 0,89 (2) и 1,27 (3).

давление предполагалось постоянным по всей длине канала и равным 0,1 МПа.

На рис. 1 представлены результаты расчетов изменения скорости распространения конвективного фронта пламени по длине канала. Из графика видно, что для исследуемых систем характерно уменьшение D вблизи закрытого конца канала, объясняемое отражением лидирующей ударной волны от задней стенки и образованием сжатой газовой пробки, которая препятствует затеканию в канал горячих продуктов реакции. Расчетное снижение скорости меньше экспериментального, так как одномерная модель не в состоянии уловить эффекты неоднородности течения в конце канала. На начальном участке канала ($x \lesssim 0,5L$) происходит ускорение конвективного фронта пламени с последующим выходом на стационарный режим. Стационарная скорость распространения конвективного фронта пламени D_{st} существенно больше скорости нормального горения для исследуемого вида топлива при данных условиях и не зависит от условий инициирования (от вида функции $p_e = p(0, t)$). Значение D_{st} в канале диаметром 0,5 мм больше, чем в канале с $d_0 = 1,5$ мм.

Интересно отметить, что в начальный момент ускорения пламени зависимость обратная. Это объясняется тем, что инициирование конвективного фронта пламени осуществляется горячими продуктами реакции, затекающими в канал при повышении давления на входе. Скорость втекания продуктов и определяет начальную скорость конвективного фронта пламени. В случае, когда значение $\frac{\partial p(0, t)}{\partial t}$ одинаково, скорость втекания продуктов в канал меньшего диаметра будет меньше ввиду больших потерь на трение и теплоотвод. В дальнейшем при выходе процесса на стационарный режим D_{st} определяется не только трением, но и интенсивностью ($J = \dot{m} \Pi / F$) притока массы к единице объема канала в результате поверхностного горения. Значение J определяет приток энергии в канал, повышение давления и дальнейшее проталкивание в глубь канала горячих продуктов реакции. Величина $J = 4\dot{m}/d$ также возрастает с уменьшением диаметра цилиндрического канала. Таким образом, на стационарное распространение конвективного горения отрицательное влияние оказывают трение и теплоотвод в стенки и положительное — приток энергии в процессе горения, пропорциональный J . Эти воздействия возрастают по абсолютной величине с уменьшением d_0 .

В случае, когда влияние притока энергии растет быстрее, чем трения и теплопотерь, D_{st} увеличивается при уменьшении d_0 . Пример такой ситуации показан на рис. 1. При других d_0 возможны случаи, когда роль трения и теплопотерь возрастает по абсолютной величине быстрее, чем влияние притока энергии. Тогда D_{st} падает при уменьшении d_0 .

На рис. 2 представлены расчетные зависимости скорости конвективного фронта пламени для различных условий инициирования. Сплошные кривые соответствуют случаю, когда на входе в канал поддерживается постоянно большое давление $p(0, t) = 100$ МПа, а штрихпунктирные — когда давление на входе равно начальному давлению в канале ($p_e = p(x, 0) = p_0$) и присутствует начальное принудительное зажигание стенок канала на участке $0 \leq x < x_0$; $x_0 = 0,01$ м ($0,05L$).

Рис. 2. Изменение скорости распространения фронта конвективного горения по длине канала.

Из рис. 2 видно, что при $d_0 = 0,5 \div 0,1$ мм наблюдается снижение D_{st} при уменьшении d_0 , а в случае $d_0 > 0,5$ мм D_{st} растет при уменьшении d_0 . Такой характер зависимости подтверждается экспериментальными исследованиями [2, 11].

Убывание стационарной скорости конвективного фронта при уменьшении диаметра канала объясняется преимущественным ростом потерь энергии в зоне реакции за счет трения и теплоотвода. Таким образом, результаты проведенных расчетов и эксперименты [2, 11] указывают на необходимость учета этих факторов.

Наличие больших скоростей в конце канала при $d_0 = 1,5$ и 3 мм и $p_e = 100$ МПа (см. рис. 2) объясняется тем, что на данной длине скорость конвективного фронта пламени не успевае замедлиться до стационарной. При отсутствии начального перепада давлений на входе в канал так же, как и при умеренной скорости нарастания начального давления (см. рис. 1), конвективный фронт пламени движется с нарастающей скоростью до момента выхода на стационарный режим. При большом инициирующем давлении значения D на начальных участках больше средней стационарной скорости. Уменьшение D до D_{st} быстрее происходит в каналах меньшего диаметра.

Величина D_{st} не зависит от способа инициирования конвективного горения. Условия инициирования оказывают влияние только на процесс выхода на стационарный режим и на возникновение конвективного горения. Так, при $d_0 = 3$ мм, принудительном зажигании канала на участке $x_0 = 0,01$ м и $p_e = 0,1$ МПа режим конвективного горения вообще не возникает, а при $p_e = 100$ МПа он существует, причем фронт пламени замедляется относительно слабо и при $L = 0,2$ м скорость не успевает уменьшиться до стационарного значения.

На рис. 3 изображены распределения давления и массовой скорости газов по длине канала ($\frac{dp_e}{dt} = 2,5 \cdot 10^4$ МПа/с) для различных t . Видно, что в начальный момент давление газа в камере на входе в канал больше, чем в канале. Горячие продукты реакции втекают в канал, что вызывает воспламенение топлива на стенках. Затем по мере формирования конвективного фронта горения и выхода его на стационарный режим

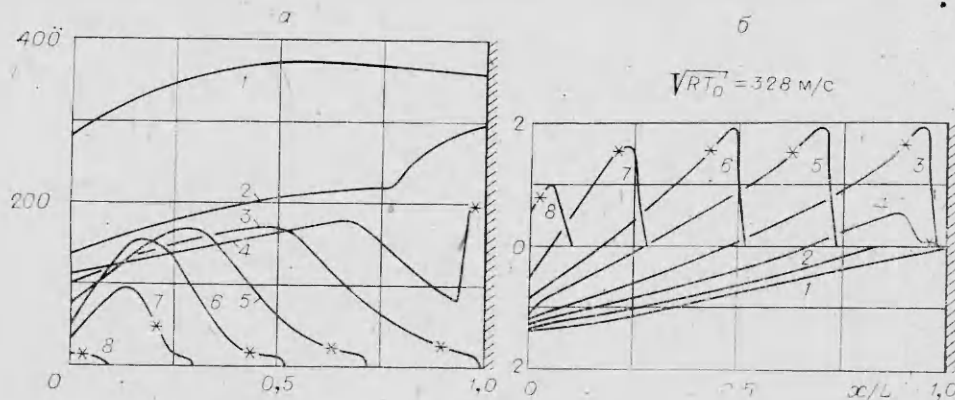


Рис. 3. Профили давления (а) и массовой скорости газа (б) в канале с $d_0 = 0,85$ мм, $\delta = 0,2$ мм для различных моментов времени.
 t , с: 1 - $1,12 \cdot 10^{-3}$, 2 - $5,5 \cdot 10^{-4}$, 3 - $3,9 \cdot 10^{-4}$, 4 - $4,4 \cdot 10^{-4}$, 5 - $2,95 \cdot 10^{-4}$, 6 - $2,1 \cdot 10^{-4}$, 7 - $1,3 \cdot 10^{-4}$, 8 - $4,3 \cdot 10^{-5}$.

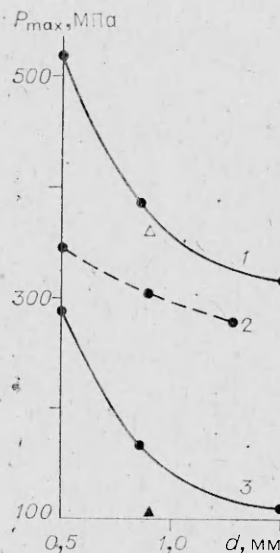


Рис. 4. Зависимость $p_{\max}(d)$.

1 — $t_1 = 1,2 \cdot 10^{-3}$ с (время воспламенения всего канала); 2 — эксперимент [1]; 3 — $t_2 = 0,4 \cdot 10^{-3}$ с (время разгорания канала); Δ , \blacktriangle — значения p_{\max} для t_2 и t_3 (состав А).

давление в канале становится больше давления в камере и происходит истечение горячих продуктов реакции из канала в камеру. При этом, как показывают вычислительные эксперименты, дальнейшее изменение условий на выходе фронта воспламенения на стационарный режим не оказывает влияния на скорость распространения фронта. (Точками на рис. 3 отмечено положение фронта воспламенения в различные моменты времени.)

Результаты расчетов показывают, что поверхность канала воспламеняется потоком ударно-сжатого газа. Наличие задержки воспламенения сказывается на расстоянии от ударной волны до

места воспламенения, а на скорость распространения фронта существенно не влияет.

На рис. 4 представлена расчетная зависимость максимального давления в канале от его диаметра. Расчеты показывают, что для каждого режима большие давления наблюдаются в каналах меньших диаметров. При этом давления в процессе воспламенения меньше давлений в режиме разгорания. После выгорания порохового свода и навески в камере начинается постепенное падение p по всей длине канала. На рис. 4 приведены также экспериментальные данные работы [1] для топлива на основе ПХА с сополимером бутадиена и акриловой кислоты при $t_3 = 10^{-2}$ с (уменьшены в 10 раз, так как в [1], по-видимому, присутствует опечатка).

В заключение автор выражает благодарность И. Ш. Ахатову и Н. Иногамову за помощь в проведении расчетов.

Поступила в редакцию 12/III 1984,
после доработки — 19/XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Кумар, С. М. Ковачич, К. К. Куо. РТК, 1981, 19, 7, 78.
2. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
3. Годан. ВРТ, 1970, 6, 36.
4. М. Кумар, К. К. Куо. РТК, 1980, 18, 7, 259.
5. А. Д. Марголин, В. М. Маргулис. ФГВ, 1969, 5, 1, 15.
6. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков. ФГВ, 1969, 5, 1, 8.
7. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. Докл. АН СССР, 1965, 162, 5, 388.
8. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис, А. Д. Марголин и др. ФГВ, 1970, 6, 3, 290.
9. В. П. Виллонов, В. М. Ушаков, Э. Р. Шрагер. ФГВ, 1970, 6, 3, 311.
10. К. К. Куо, А. Г. Чен, Т. Р. Дэвис. РТК, 1978, 16, 6, 74.
11. Н. Н. Бахман. ЖФХ, 1961, 35, 4.
12. Я. Б. Зельдович. — В кн.: Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982.
13. В. Н. Виллонов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2.
14. В. Н. Виллонов, П. В. Кузьминных, Э. Р. Шрагер. ФГВ, 1981, 17, 1, 60.
15. В. Н. Виллонов, Ю. М. Псаев, А. Т. Кузнецов. ФГВ, 1981, 17, 3, 133.
16. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
17. М. Ф. Широков. Физические основы газодинамики. М.: Физматгиз, 1958.
18. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.
19. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
20. П. П. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 5, 63.
21. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 131.
22. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.