

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ МОНОБЛОЧНЫХ ДИСПЕРГИРУЮЩИХСЯ ТОПЛИВ В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

А. Н. Ищенко, Ю. П. Хоменко, В. А. Бураков, Д. А. Зимин

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 634050 Томск

Проведены экспериментальные исследования горения моноблочных диспергирующихся зарядов в сопловой бомбе. Для описания происходящих процессов предложены две математические модели разного уровня сложности. На основе сравнения расчетных и экспериментальных зависимостей давления в объеме бомбы от времени установлены эффективные законы горения и диспергирования топлива, изучена динамика образующейся дисперсной смеси.

Одним из наиболее перспективных направлений увеличения начальной скорости снаряда в ствольных системах высокоскоростного метания является использование моноблочных низкопористых зарядов. Они позволяют существенно увеличить плотность заряжения без изменения максимального давления выстрела, используя постепенное воспламенение внутренних слоев топлива и прогрессивный характер его горения при движении снаряда по стволу. Этапу баллистической отработки новых зарядов обычно предшествуют их испытания в манометрической бомбе, позволяющие оценить общий уровень газопритока и составить наиболее общее представление о характере горения. Однако условия манометрических испытаний существенно отличаются от условий работы зарядов в баллистических установках. Это, во-первых, низкая плотность заряжения (до $0,25 \text{ г/см}^3$), во-вторых, всесторонний характер сжатия моноблока. В процессе выстрела моноблок, как правило, находится в состоянии одноосной деформации, а плотность заряжения значительно превышает $0,25 \text{ г/см}^3$.

С целью наиболее близкого воспроизведения условий баллистической установки была разработана специальная сопловая бомба, общая схема которой приведена на рис. 1. Она фактически представляет собой короткоствольную баллистическую установку, в которой моноблок развернут горящим торцом к дульному срезу, а зажигание осуществляется через стенку ствола. Исследованные модельные моноблочные заряды представляют собой композитную низкопористую смесь быстрогорящего взрывчатого вещества и пластифицированной нитроцеллюлозы. Сначала смесь горит в послыном торцевом режиме, а при достижении

в рабочем объеме бомбы определенного уровня давления ($\approx 50 \text{ МПа}$) горение переходит в конвективный режим из-за интенсивного образования пор в приповерхностном слое топлива. Этап конвективного горения сопровождается диспергированием к-фазы на горящем торце и возрастанием скорости газопритока в сотни раз. Волна конвективного горения, включающая зону образования пор, фронт воспламенения, зону канального горения и фронт деструкции, локализована в достаточно узкой области, которая перемещается по заряду. Для создания начального давления и вывода горения на конвективный режим используется быстрогорящий воспламенитель и снаряд-заглушка, который помещается в сопловый блок. Меняя диаметр сопла и массу моноблока, можно реализовывать различные плотности заряжения и уровни давления в рабочем объеме бомбы в процессе истечения газов.

Для успешного применения моноблочных топлив описанного типа на практике и для точного расчета баллистических параметров выстрела необходимо знать закон перехода кон-

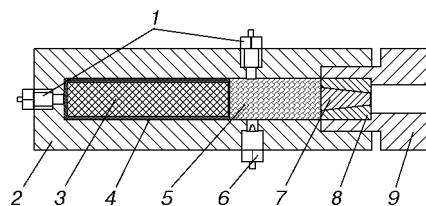


Рис. 1. Общая схема сопловой бомбы:

1 — датчики давления; 2 — корпус; 3 — топливный моноблок; 4 — бронировка; 5 — воспламенитель; 6 — воспламенительное устройство; 7 — снаряд-заглушка; 8 — сопло; 9 — сопловый блок

денсированного топлива в газообразное состояние. Причем детализация закона зависит от точности математической модели, применяемой для расчета выстрела с использованием моноблочного заряда. В данной работе этот закон определяется на основе двух подходов, основанных на обработке экспериментальных результатов по двум моделям разной степени сложности.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЗАКОНА ПОСЛОЙНОГО ГОРЕНИЯ МОНОБЛОЧНОГО ТОПЛИВА

Математическая модель первого типа, использованная для изучения процессов в сопловой бомбе, основана на следующих допущениях. Моноблок представляет собой сплошной образец топлива, горящий с одного торца параллельными слоями, фронт горения бесконечно тонкий и заменяется поверхностью сильного газодинамического разрыва. Топливо считаем несжимаемым, толщиной бронирования на боковой поверхности пренебрегаем. Продукты сгорания моноблока и зёрна воспламенительного заряда образуют газопороховую смесь, подчиняющуюся единому уравнению состояния. Это означает, что скорости движения газа и частиц пороха в каждом сечении равны между собой.

Движение газопороховой смеси по каналу переменного сечения описывается следующей системой уравнений [1]:

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u S}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 S}{\partial x} = -S \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u E S}{\partial x} = -\frac{\partial \rho u S}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{p}{I_k}, \quad z = \frac{h}{h_0}, \quad (4)$$

$$E = e + \frac{u^2}{2} + (1 - \psi)Q, \quad (5)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1 - \psi}{\delta} - \alpha \psi \right), \quad (6)$$

$$\psi = k_1 z (1 + k_2 z + k_3 z^2), \quad (7)$$

где ρ , u , e , p — соответственно плотность, скорость, внутренняя энергия и давление продуктов сгорания; S — площадь поперечного сечения канала бомбы; E — полная энергия единицы массы газопороховой смеси; h , h_0 — соответственно текущая и начальная толщины горящего свода зерна воспламенителя; Q — калорийность воспламенителя; ψ — относительная масса сгоревшей части воспламенителя; δ — истинная плотность воспламенителя; α , γ — коволюм и показатель адиабаты продуктов сгорания; k_1 , k_2 , k_3 — коэффициенты формы порохового зерна; I_k — полный импульс давления продуктов сгорания воспламенителя [2].

Система уравнений (1)–(7) дополняется начальными условиями

$$t = 0: \quad p = p_0, \quad \rho = \rho_0.$$

Левой границей расчетной области служил фронт горения моноблока, поэтому здесь задавалось условие

$$x = x_T^{\text{МК}}: \quad u = u_g, \quad (8)$$

где $x_T^{\text{МК}}$ — координата торца моноблочного заряда; u_g — скорость втекания газообразных продуктов в расчетную область. Для определения величины u_g на фронте горения записывались условия непрерывности потоков массы, импульса и энергии [3]:

$$\rho_{\text{МК}} u_G = \rho_g (u_G - u_g),$$

$$p_{\text{МК}} + \rho_{\text{МК}} u_G^2 = p_g + \rho_g (u_G - u_g)^2, \quad (9)$$

$$\frac{u_G^2}{2} + \frac{p_{\text{МК}}}{\rho_{\text{МК}}} + Q_{\text{МК}} = \frac{(u_G - u_g)^2}{2} + \frac{p_g}{\rho_g} + \frac{p_g(1 - \alpha \rho_g)}{\rho_g(\gamma - 1)},$$

где u_G — скорость послойного горения моноблока; $Q_{\text{МК}}$ — калорийность моноблочного топлива. Индексы g и «МК» обозначают соответственно принадлежность параметра к газовой фазе и к моноблочному топливу.

Предварительно экспериментально было установлено, что на этапе послойного горения моноблочного топлива скорость u_G меняется по закону, типичному для пироксилиновых порохов: u_G [см/мс] = $A p_g^{0,85} = 10^{-5} p_g^{0,85}$ (p , бар). Этот период рассматривался как своеобразная задержка начала конвективного режима горения. Для количественной характеристики данного этапа введено понятие импульса задержки

$$I_z = \int_0^{t_z} p dt, \text{ где } t_z \text{ — время перехода горения}$$

в конвективный режим. Таким образом, закон изменения u_G был следующим:

$$u_G = \begin{cases} Ap^{0,85}, & I < I_z, \\ u_G^{cc}, & I \geq I_z, \end{cases} \quad (10)$$

где u_G^{cc} — эффективная послынная скорость горения моноблока на этапе конвективного горения.

После того как моноблок полностью сгорел, в сечении на дне сопловой бомбы ставилось условие $u = 0$. На правой границе расчетной области также задавалась скорость движения газа:

$$x = x_{pr}: \quad u = u_{pr}.$$

Здесь x_{pr} — координата торца снаряда-заглушки; u_{pr} — скорость его движения, которая определялась из уравнения

$$q \frac{du_{pr}}{dt} = Sp_{pr} - F_r, \quad (11)$$

где q — масса снаряда, p_{pr} — давление на дно снаряда, F_r — сила взаимодействия снаряда со стенками сопла. После вылета снаряда-заглушки из сопла в минимальном сечении сопла задавались условия критического истечения.

Модель (1)–(11) позволяет рассчитать эффективную торцевую скорость горения моноблока u_G и выявить ее зависимость от начальных свойств топлива. Основное достоинство модели заключается в простоте и в возможности эффективно использовать подходы, развиваемые при решении обратных задач, для определения u_G на основе этой модели.

Обратная задача восстановления скорости горения на этапе конвективного режима состояла в определении функции

$$u_G^{cc} = ap_g^\nu, \quad (12)$$

при которой достигается минимум функционала невязки экспериментально измеренного ($p_{exp}(t)$) и расчетного ($p_{calc}(t)$) давлений в рабочем объеме бомбы:

$$J(a, \nu) = \left(\int_{t_z}^{t_k} (p_{exp} - p_{calc})^2 dt \right)^{1/2} \quad (13)$$

$$(J, \text{ кбар} \cdot \text{мс}),$$

где t_k — время окончания горения моноблочного топлива.

В расчетах предполагалось, что заряд горит при давлении p_g справа от фронта газодинамического разрыва. Обратную задачу решали на основе подхода, связанного с отысканием квазирешений [4]. В качестве множества M , на котором отыскивалось решение, использовали множество степенных функций, дополненных очевидными физическими ограничениями:

$$M = \{u_G^{cc}, u_G^{cc} = ap_g^\nu;$$

$$a, \nu \in \mathbf{R}, 0 < a \leq C, 0 \leq \nu \leq 1\}.$$

Здесь \mathbf{R} — множество действительных чисел; C — положительная константа, ограничивающая a сверху; M — конечномерное евклидово пространство с ограничением на норму элемента.

Прежде чем перейти к отысканию квазирешений, провели исследования для оценки возможности решения поставленной обратной задачи. Путем численного эксперимента была показана достаточная чувствительность измеряемого давления и, как следствие, функционала (13) к вариациям скорости горения. Так, пятипроцентное отклонение u_G^{cc} соответствует значению функционала $J \approx 10^4$ кбар · мс. Сделанные оценки суммарной (экспериментальной и расчетной) погрешности определения J показали, что она не превышает $10 \div 20$ кбар · мс. Поскольку точное время перехода горения моноблока в конвективный режим t_z в эксперименте неизвестно и его можно лишь приближенно определить по кривой $p_{exp}(t)$, существует проблема совмещения по времени расчетных и экспериментальных данных. Для ее решения был разработан эффективный численный алгоритм совмещения кривых $p_{exp}(t)$ и $p_{calc}(t)$ по началу конвективного горения, основанный на требовании минимизации функционала (13) и не требующий решения прямой задачи (1)–(11). Получив таким образом начальное минимальное значение J , дальнейшее снижение расхождения расчетных и экспериментальных результатов проводили за счет оптимизации u_G^{cc} .

Задача минимизации функционала J на множестве M решалась с применением технологии прямого поиска [5]. Выбор данной технологии связан с тем, что ее использование, в

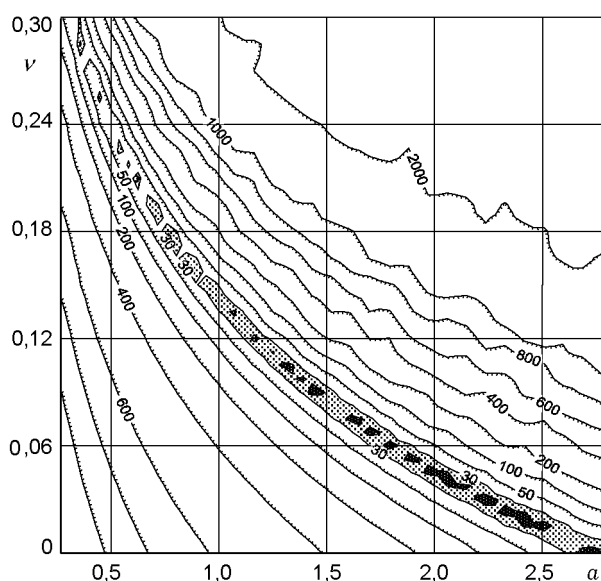


Рис. 2. Изолинии функционала невязки

отличие от традиционных методов, позволяет выделить область возможных решений.

На рис. 2 приведен профиль функционала невязки в координатах параметров закона горения. Темным цветом отмечена найденная область квазирешений. С точностью до погрешности дискретизации квазирешения лежат на некоторой кривой $\nu(a)$, которая хорошо аппроксимируется функцией

$$\nu(a) = \frac{1}{\ln p} (\ln u_G^{cc} - \ln a),$$

полученной из степенного закона горения. Вид области квазирешений отражает тот факт, что основная часть моноблока сгорает при высоком давлении, колеблющемся около некоторого среднего. При этом вследствие слабой зависимости от давления (малое значение ν) скорость горения изменяется мало. При $\nu \geq 0,3$ колебания давления изменяют скорость горения настолько, что ее обратное влияние на давление p_{calc} в точке измерения приводит к расхождению с наблюдаемым в эксперименте значением p_{exp} , и функционал невязки растет. Точка $\nu = 0$ соответствует расчетному варианту с эффективной скоростью горения, постоянной для данного эксперимента и характеризующейся средним уровнем давления. Для экспериментов, проведенных при другом уровне давления, эта точка смещается. В то же время части кривых, соответствующие $\nu \rightarrow \nu_{max}$ (максимально допустимым значениям ν), остаются близки и даже пересекаются в пределах погрешности дискретизации (рис. 3). На рис. 3 приведены области квазирешений для трех экспериментов с различными уровнями среднего давления в рабочем объеме сопловой бомбы. В качестве приближенного решения обратной задачи предлагается брать область пересечения или наибольшей концентрации множеств квазирешений, найденных при обработке экспериментов, проведенных с различными уровнями давления. Размер полученной области дает возможность оценить погрешности для определенных таким образом параметров закона горения.

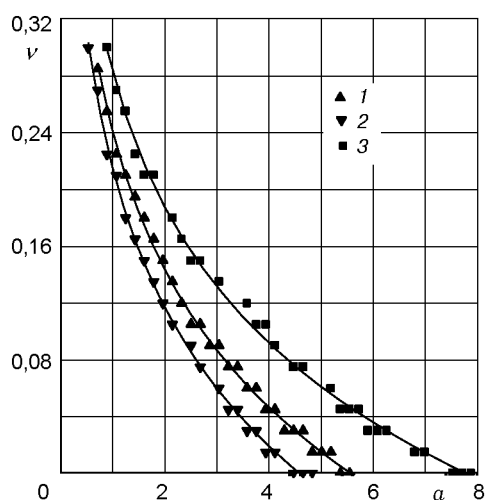


Рис. 3. Области квазирешений и их аппроксимации для экспериментов с различными уровнями давления:

среднее давление при горении моноблочного заряда, МПа: 1 — 130, 2 — 150, 3 — 220

Использование аппроксимации для ν позволяет построить эффективный алгоритм отыскания области квазирешений. Задается $\nu = 0$, и отыскивается значение a , обеспечивающее минимум функционала невязки. Соответствующие этим параметрам скорость горения и среднее давление подставляются в аппроксимационную формулу для ν , и дальнейший поиск проводится в окрестности этой области.

По результатам обработанных экспериментов установлено ограничение сверху на параметр ν : $\nu < 0,3$. Эффективный закон горения моноблока для рассматриваемой модели определен в виде

$$u_G^{cc} [\text{см/мс}] = (0,37 \pm 0,06) \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,28 \pm 0,02}, \quad (14)$$

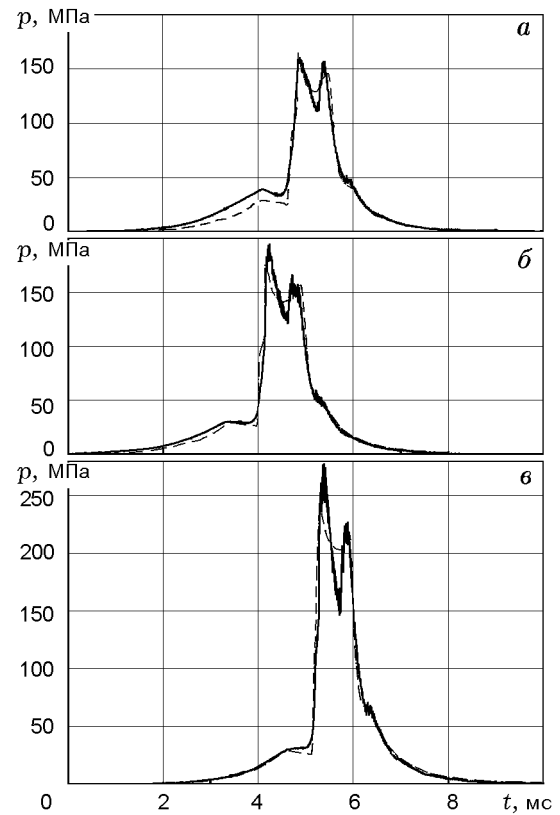


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные зависимости давления в рабочем объеме бомбы от времени:

a — опыт 1; *б* — опыт 2; *в* — опыт 3; сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет с установленными параметрами закона горения

$p_0 = 0,1 \text{ МПа}$.

На рис. 4 показаны расчетные и экспериментальные зависимости давления от времени в рабочем объеме бомбы, полученные в диапазоне давлений $130 \div 220 \text{ МПа}$. Наблюдается хорошее качественное и количественное согласование теоретических результатов с экспериментом.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЗАКОНА ГОРЕНИЯ И ДИСПЕРГИРОВАНИЯ МОНОБЛОЧНОГО ТОПЛИВА

Система уравнений (1)–(7) с граничным условием (8), (9) не позволяет исследовать диспергирование и характеристики образующейся дисперсной смеси. Для решения этих задач применяли более сложную математическую модель, основанную на следующих предположениях. Газопороховая смесь в рабочем объеме бомбы включает n фракций, каждая из

которых движется со своей скоростью и горит по своим законам. Фракции могут быть образованы как частицами воспламенителя, так и продуктами диспергирования моноблочного топлива. Считается, что при диспергировании образуется только одна фракция частиц, имеющая индекс m . Продукты сгорания всех фракций одинаковы по термодинамическим свойствам и образуют единую несущую среду. Газ считается невязким и нетеплопроводным. Влияние вязкости учитывается лишь во взаимодействии фаз. Переход частиц из одной фракции в другую отсутствует.

Используя феноменологический подход и традиционный алгоритм вывода уравнений [6], можно описать динамику движения n -компонентной смеси следующей системой:

$$\frac{\partial(\Phi\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi\rho u S)}{\partial x} = \sum_{j=1}^n G_j S; \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Phi\rho u S)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi\rho u^2 S)}{\partial x} = \\ = -\Phi S \frac{\partial p}{\partial x} + S \sum_{j=1}^n (G_j u_j - F_j); \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Phi\rho E S)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi\rho u E S)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Phi\rho u S}{\partial x} \right) = \\ = S \sum_{j=1}^n \left[G_j \left(Q_j + \frac{u_j^2}{2} \right) - F_j u_j \right] - p \sum_{j=1}^n \frac{\partial(\Phi_j u_j S)}{\partial x}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} E = e + \frac{u^2}{2}; \\ \frac{\partial(\Phi_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi_j u_j S)}{\partial x} = -\frac{G_j}{\delta_j} S, \end{aligned} \quad (18)$$

$$j = 1, \dots, n;$$

$$\frac{\partial(\Phi_j u_j S)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi_j u_j^2 S)}{\partial x} = \frac{S}{\delta_j} \left(F_j - \Phi_j \frac{\partial p}{\partial x} - G_j u_j \right), \quad (19)$$

$$j = 1, \dots, n;$$

$$\delta_j = \text{const}, \quad j = 1, \dots, n; \quad (20)$$

$$\frac{\partial z_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial z_j}{\partial x} = \frac{p}{I_{kj}}, \quad (21)$$

$$z_j = \frac{h_j}{h_{0j}}, \quad j = 1, \dots, n;$$

$$\Phi_j = \Lambda_j^0 (1 - \psi_j) N_j, \quad j = 1, \dots, n; \quad (22)$$

$$\Phi + \sum_{j=1}^n \Phi_j = 1; \quad (23)$$

$$\psi_j = k_{1j} z_j (1 + k_{2j} z_j + k_{3j} z_j^2), \quad (24)$$

$$j = 1, \dots, n;$$

$$e = \frac{p(1 - \alpha\rho)}{\rho(\gamma - 1)}; \quad (25)$$

$$G_j = S_j^0 \sigma_j N_j \delta_j u_G, \quad u_G = \frac{h_{0j}}{I_{kj}} p; \quad (26)$$

$$\sigma_j = 1 + 2k_{2j} z_j + 3k_{3j} z_j^2; \quad (27)$$

$$F_j = \frac{\pi d_{eff,j}^2}{4} N_j C_{xj} \frac{\rho(u - u_j)|u - u_j|}{2}; \quad (28)$$

$$d_{eff,j} = \left(\frac{6\Lambda_j^0(1 - \psi_j)}{\pi} \right)^{1/3}; \quad (29)$$

$$C_{xj} = \begin{cases} C_1, & \Phi \geq 0,92, \\ C_2, & \Phi \leq 0,55, \\ C_3, & 0,55 < \Phi < 0,92, \end{cases} \quad (30)$$

$$C_1 = \frac{24}{\text{Re}_j} + \frac{4,4}{\text{Re}_j^{0,5}} + 0,42,$$

$$C_2 = \frac{4}{3} \left(1,75 + \frac{150(1 - \Phi)}{\Phi \text{Re}_j} \right),$$

$$C_3 = \frac{(0,92 - \Phi)C_2 + (\Phi - 0,55)C_1}{0,37},$$

$$\text{Re}_j = \frac{\rho|u - u_j|d_{eff,j}}{\eta}.$$

Здесь Φ — объемная доля фазы; G_j — источник массы при горении j -го сорта частиц; N_j — число частиц в единице объема; F_j — сила межфазного трения; Λ_j^0 — начальный объем частицы; $d_{eff,j}$ — диаметр эквивалентной по объему сферы; η — динамическая вязкость газа. Индекс j означает принадлежность параметра к частицам j -й фракции.

Уравнения (15)–(17) выражают законы сохранения массы, импульса и энергии для газовой фазы, а уравнения (18), (19), повторяющиеся n раз, — законы сохранения массы и импульса для каждой фракции частиц; (20) — условие несжимаемости; (21) — уравнение горения; выражения (22), (24), (27) определяют взаимосвязь различных характеристик внутри фракции. В качестве уравнения состояния выбрано соотношение (25), а для источника массы записано выражение (26). Поскольку при проведении расчетов пористость не опускалась ниже гравиметрической, для описания силового межфазного взаимодействия использовали известные [6] зависимости (28)–(30).

При описании перехода моноблочного топлива в газообразные продукты будем предполагать, что оно частично сгорает в торцевом режиме, а частично диспергируется на частицы, догорающие в рабочем объеме бомбы. Если теперь заменить фронт горения поверхностью газодинамического разрыва, то через нее вместе с продуктами будут вдуваться и частицы. Предварительные оценки показывают, что при конвективном горении низкопористого заряда в момент диспергирования его скелета скорости газа и образующихся частиц примерно равны. Поэтому будем полагать, что на поверхности разрыва со стороны рабочего объема продукты и к-фаза движутся с одинаковой скоростью. В области, непосредственно примыкающей к фронту горения, присутствует только диспергируемая фракция, а частиц воспламенительного заряда нет. Тогда условия динамической совместности для введенного газодинамического разрыва будут иметь вид [6]:

$$\rho_{\text{МК}}u_G = \bar{\rho}_g(u_G - u_g);$$

$$\rho_{\text{МК}} + \rho_{\text{МК}}u_G^2 = p_g + \bar{p}_g(u_G - u_g)^2;$$

$$\frac{u_G^2}{2} + \frac{p_{\text{МК}}}{\rho_{\text{МК}}} + Q_{\text{МК}} = \frac{(u_G - u_g)^2}{2} + \frac{p_g}{\rho_g} +$$

$$+ \frac{\rho_g\Phi}{\bar{\rho}_g} \frac{p_g}{\gamma - 1} \left(\frac{1}{\rho_g} - \alpha \right) + \frac{\rho_{\text{МК}}\Phi_m}{\bar{\rho}_g} Q_{\text{МК}}; \quad (31)$$

$$\bar{\rho}_g = \rho_g\Phi + \rho_{\text{МК}}\Phi_m;$$

$$\Phi + \Phi_m = 1.$$

Здесь u_G имеет смысл скорости «послойного» конвективного горения и одновременного диспергирования моноблочного топлива. Индекс m обозначает параметры m -й фракции.

Нетрудно видеть, что при $\Phi_m = 0$ система уравнений (31) полностью совпадает с (9). Граничные условия теперь будут иметь вид

$$x = x_{\text{T}}^{\text{МК}}: \quad u = u_j = u_g;$$

$$x = x_{\text{пр}}: \quad u = u_j = u_{\text{пр}}.$$

При разрешении системы (31) величина u_G считалась известной и служила параметром согласования расчетных и экспериментальных результатов. Причем, поскольку до момента перехода горения в конвективный режим диспергирования моноблока не происходит, для u_G выбиралась аналогичная (10) зависимость

$$u_G = \begin{cases} Ap^{0,85}, & I < I_z, \\ u_d^{cc}, & I \geq I_z, \end{cases} \quad (32)$$

а определению подлежала только величина u_d^{cc} . Ее зависимость от давления задавалась формулой (12).

Поскольку параметры диспергируемой фракции заранее неизвестны, их также находили из согласования численных и экспериментальных значений давления. Таким образом, для поиска минимума функционала невязки (13) в рамках модели (15)–(32) использовалось изменение следующих характеристик: a_g, ν_g в законе $u_d^{cc} = a_g p_g^{\nu_g}$; объемной доли m -й фракции Φ_m на фронте горения и характеристик диспергируемых частиц. При проведении расчетов рассмотрена возможность диспергирования топлива на частицы различных форм: сферы, цилиндры, пластинки и т. д. — с соответствующими законами изменения горячей поверхности после диспергирования. Результаты показали, что удается достичь хорошего согласования с экспериментом, если считать форму частиц близкой к сферической. Поиск минимума функционала в

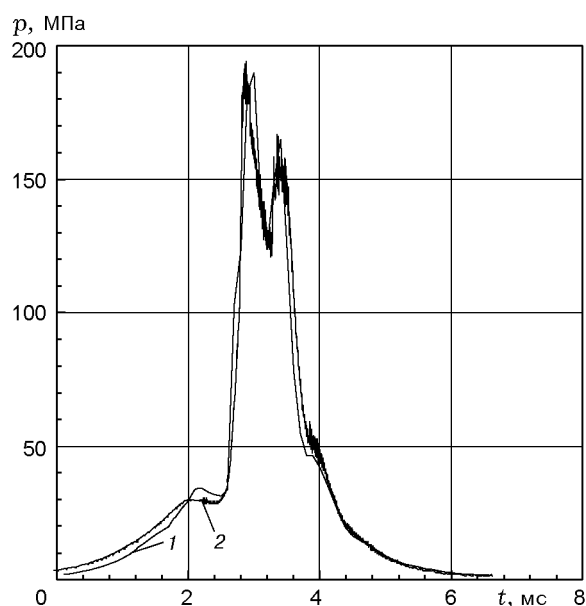


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости давления в рабочем объеме бомбы от времени:

модель с диспергированием: 1 — расчет, 2 — эксперимент

многомерном пространстве проводили методом перебора, причем в качестве начального приближения закона диспергирования брали зависимость (14), а начальные параметры частиц задавали с учетом данных о составе компонентов моноблочного топлива.

На рис. 5 для сравнения приведены расчетная зависимость $p_{calc}(t)$, полученная на основе модели (15)–(32) при достижении минимума функционала (13), и экспериментальная зависимость $p_{exp}(t)$. Оказалось, что при таком совпадении кривых моноблок горит и диспергируется по закону

$$u_d^{cc} [\text{см/мс}] = (0,8 \pm 0,05) \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,15 \pm 0,02}, \quad (33)$$

$$p_0 = 0,1 \text{ МПа},$$

причем во фронте сгорает до 70 % массы топлива, 30 % заряда попадает в рабочий объем в виде частиц с эффективным диаметром 200 мкм. Сравнение кривых $p(t)$, полученных при других условиях, показало, что зависимость (33) для исследованного типа топлива носит универсальный характер и может применяться для расчета внутрибаллистических параметров артиллерийского выстрела.

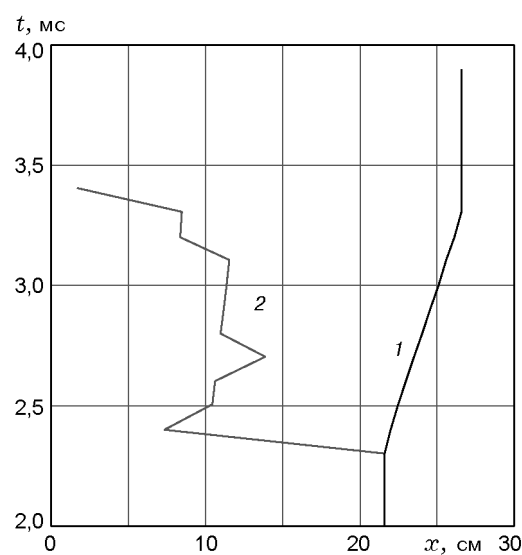


Рис. 6. Траектории фронтов горения моноблока и догорания диспергированных частиц:

1 — фронт горения и диспергирования моноблока, 2 — фронт догорания диспергированных частиц

Динамику рождающейся на фронте горения m -й фракции диспергированных частиц иллюстрирует рис. 6, где показаны траектории фронта горения моноблока и фронта догорания частиц. Движение происходит справа налево, и срез сопла, ограничивающий камеру, соответствует $x = 0$. Из анализа данных на рис. 6 следует, что образующиеся частицы заполняют область шириной 10 ÷ 15 см, границы которой перемещаются в соответствии с волновым характером течения. Все диспергированные частицы успевают сгореть в камере бомбы.

Таким образом, в работе предложена экспериментальная методика для исследования особенностей горения новых композитных

моноблочных топлив и разработаны две модели внутрикамерных процессов, которые позволяют определять законы горения и газообразования изучаемых зарядов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00792).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Газодинамические** основы внутренней баллистики / С. А. Бетехтин, А. М. Виницкий, М. С. Горохов и др. М.: Оборонгиз, 1957.
2. **Серебряков М. Е.** Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962.
3. **Овсянников Л. В.** Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
4. **Архипов В. А., Бондарчук С. С., Боровской И. Г., Шелупанов А. А.** Технология прямого поиска при решении задач прикладной математики // Сборник науч. тр. ИВТ СО РАН. Новосибирск, 1995. Т. 4, № 10. С. 42–54.
5. **Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.** Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986.
6. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.

*Поступила в редакцию 25/V 1999 г.,
в окончательном варианте — 12/X 1999 г.*
