Физика горения и взрыва

№ 5
1985 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ СИСТЕМ ПРИ ВОЗРАСТАЮЩЕМ ДАВЛЕНИИ

Б. С. Ермолаев, Б. В. Новожилов,
В. С. Посвянский, А. А. Сулимов

(Москва)

Проблема перехода горения в детонацию в твердых ВВ, обладающих газопроницаемой пористостью [1], а также некоторые задачи внутренней баллистики [2, 3] определяют постоянный интерес к исследованиям в области конвективного горения. В последние годы в этом направлении достигнут ощутимый прогресс за счет применения комплексных экспериментальных методик [4, 5] и теоретических подходов [3, 6—10]. Новый этап исследований открывает возможность для всестороннего описания этого сложного нестационарного явления.

В данной статье анализируются результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных ВВ при возрастающем давлении. Постановка задачи воспроизводит типичную экспериментальную методику: замкнутая прочная оболочка с каналом, равномерно заполненным исследуемым ВВ, снабжена устройствами для инициирования и регистрации взрывного процесса [1]. В отличие от предшествующих расчетных работ [3, 6, 7] акцент сделан на сравнительном изучении закономерностей изменения комплекса основных параметров волны, большая часть которых может быть измерена экспериментально, с варьированием в широком диапазоне начальных свойств системы. Подробно изучено влияние длины заряда, размера частиц и сжимаемости порошка, воспламеняемости и константы скорости послойного горения ВВ на скорость распространения фронта воспламенения, на профили давления, межгранулярного напряжения и пористости. Рассмотрена роль скорости течения газов и частиц ВВ в волне конвективного горения.

Показано, что наиболее типично такое соотношение между скоростями распространения пламени и волн сжатия в порошке и темпом повышения давления в зоне горения, когда перед фронтом воспламенения образуется узкая зона уплотнения. Здесь плотность порошка увеличивается из-за сжатия порового объема. По мере развития процесса амплитуда сжатия растет и, наконец, достигается момент, когда поры в зоне уплотнения схлопываются. В результате перед фронтом воспламенения образуется газонепроницаемая пробка, которая делает невозможным дальнейшее распространение конвективного горения. Кроме того, схлопывание сопровождается интенсивным ростом межгранулярных напряжений. Хотя модель конвективного горения, использованная в данной работе, не включает механизмы образования горячих точек при схлопывании пор (например, механизм вязкопластического разогрева [11]) и поэтому не может предсказать последующее развитие процесса, однако применительно к мощным ВВ естественно было связать схлопывание пор с переходом конвективного горения в детонацию (низкоскоростную детонацию), что позволило оценить длину преддетонационного участка.

Другой важный результат получен при анализе разности между скоростями пламени и течения газов во фронте воспламенения. Оказалось, что когда скорость пламени превышает 150—200 м/с, реализуется специфический механизм конвективного разогрева ВВ, в котором ведущую роль играют газофазные диссипативные процессы, сопровождающие высокоскоростное трение газов о стенки пор. Традиционный механизм конвективного разогрева, основанный на переносе энергии потоком горячих газов, является определяющим лишь в области более низких скоростей распространения пламени, а также в случае мелкодисперсных систем.

Модель процесса

Вывод уравнений и обсуждение исходных положений модели конвективного горения подробно изложены в [3, 6, 7]. Предполагается, что среда состоит из двух взаимопроникающих континуумов — твердой фазы, образуемой частицами ВВ, и газовой фазы (продукты горения и газ, первоначально заполняющий поры). В каждой точке фазы имеют различные температуру, плотность, давление и скорость течения. В твердой фазе из-за контакта и деформации частиц ВВ возникает межгранулярное напряжение, которое принимается не зависящим от скорости нагружения. Частицы воспламеняются, когда температура на их поверхности достигает некоторой температуры воспламенения $T_в$, которая считается константой ВВ. Частицы горят по наружной поверхности, скорость регрессии определяется эмпирическим законом послойного горения ВВ. Пренебрегается эффектами, связанными с нестационарностью послойного горения, конечной скоростью пламенных реакций, сжимаемостью частиц ВВ и разогревом за счет работы вязкопластических деформаций в твердой фазе.

В одномерном приближении задача описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g\varphi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g\varphi u_g) = M, \quad t>0, \quad 0\leqslant x\leqslant L, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g\varphi u_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g\varphi u_g^2) + \varphi\frac{\partial p}{\partial x} = Mu_к - F, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g\varphi E) + \frac{\partial}{\partial x}[\varphi u_g(\rho_g E + p)] + p\frac{\partial\varphi}{\partial t} = Q - Fu_к, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_к(1-\varphi)] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho_к u_к(1-\varphi)] = -M, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_к u_к(1-\varphi)] + \frac{\partial}{\partial x}\left[(\rho_к u_к^2 + \sigma)(1-\varphi)\right] + (1-\varphi)\frac{\partial p}{\partial x} = F - Mu_к, \tag{5}$$

$$\frac{\partial d}{\partial t} + u_к\frac{\partial d}{\partial x} = -2u_p, \tag{6}$$

$$\frac{\partial T_к}{\partial t} + u_к\frac{\partial T_к}{\partial x} = \varkappa_к\left(\frac{\partial^2 T_к}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T_к}{\partial r}\right), \quad 0\leqslant r\leqslant d/2, \tag{7}$$

$$p = \rho_g e(\gamma-1)/(1-\rho_g v_0), \quad e = c_v T_g, \quad \rho_к = \mathrm{const}, \tag{8}$$

$$F = \frac{(1-\varphi)\rho_g(u_g-u_к)|u_g-u_к|}{d}\left\{\frac{100}{\mathrm{Re}} + 1{,}75\right\}, \tag{9}$$

$$M = \begin{cases} A_s\rho_к u_p, & T_{кs}\geqslant T_в, \\ 0, & T_{кs}< T_в, \end{cases} \tag{10}$$

$$Q = \begin{cases} Me_p, & T_{кs}\geqslant T_в, \\ -A_s\alpha_s(T_g - T_{кs}), & T_{кs}< T_в, \end{cases} \tag{11}$$

$$\alpha_s = \lambda_g \mathrm{Nu}/d, \quad \mathrm{Nu} = 0{,}58\mathrm{Re}^{0,7}, \quad \mathrm{Re} = \rho_g d\varphi|u_g - u_к|/\mu_g, \quad u_p = bp^{\nu}, \tag{12}$$

$$\sigma = \sigma_M\Pi(\varphi), \quad \Pi(\varphi) = \begin{cases} 0, & \varphi>\varphi_0, \\ (1-\varphi/\varphi_0)^3, & \varphi_0\geqslant\varphi\geqslant\varphi_A, \\ A/\varphi, & \varphi<\varphi_A. \end{cases} \tag{13}$$

Здесь t — время; x — расстояние вдоль оси заряда; L — длина заряда; r — радиальное расстояние, отсчитываемое от центров частиц ВВ; φ — пористость (доля объема, занятого газовой фазой); ρ — плотность; p — давление; u — скорость течения; e и $E = e + u_g^2/2$ — внутренняя и полная энергия газа; T — температура; c_V — удельная теплоемкость; γ — показатель адиабаты; v_0 — коволюм; λ и $\varkappa$ — коэффициенты тепло- и температуропроводности; μ — вязкость; d — размер частиц ВВ, равный диаметру приведенной сферы; e_p — полная энергия, выделяемая при сгорании единицы массы ВВ; u_p — скорость послойного горения ВВ; M, F и Q — скорости межфазного обмена массой, количеством движения и энергией; α_s — коэффициент теплообмена; σ — межгранулярное напряжение; $A_s = 6(1-\varphi)/d$ — удельная поверхность частиц ВВ; Re — число Рейнольдса; Nu — число Нуссельта; $\sigma_М$, φ_0, $\varphi_А$, A, b и ν — константы, определяемые из экспериментов по статическому сжатию порошка и послойному горению ВВ. Индексы: к — твердая фаза, g — газовая фаза, s — поверхность частиц; (1) — (3) — уравнения неразрывности, сохранения количества движения и энергии газовой фазы, (4) и (5) — неразрывности и сохранения количества движения твердой фазы, (6) — выражение для диаметра частиц, (7) — уравнение теплопроводности, описывающее распределение температур внутри частиц и необходимое для определения момента воспламенения частиц, (8) — уравнения состояния фаз, (9) — (13) — формулы, определяющие интенсивность межфазных обменов и межгранулярное напряжение. Граничные условия включают условия в центре и на поверхности частиц для (7):

$$\text{при} \quad r = 0 \quad \frac{\partial T_к}{\partial r} = 0, \quad \text{при } r = d/2 \quad \frac{\partial T_к}{\partial r} = \alpha_s (T_g - T_{кs})/\lambda_к \tag{14}$$

и условие непроницаемости торцов заряда

$$u_g(0, t) = u_к(0, t) = u_g(L, t) = u_к(L, t) = 0. \tag{15}$$

В начальный момент времени мгновенно воспламеняется слой заряда длиной $L_в$, примыкающий к торцу $x = 0$. Таким образом, при $t = 0$

$$u_g = u_к = 0, \ \varphi = \varphi_н, \ d = d_н, \ p = p_н, \ T_g = T_н \ (0 \leqslant x \leqslant L);$$
$$T_к = T_н \quad (L_в < x \leqslant L), \quad T_к = T_в \quad (0 \leqslant x \leqslant L_в).$$

Процедура вычислений

Уравнения (1) — (6) преобразовывались к виду

$$\frac{\partial \vec{Z}}{\partial t} + K(\vec{Z}) \frac{\partial \vec{Z}}{\partial x} = \vec{D}(\vec{Z}), \tag{16}$$

где $\vec{Z}$ — вектор, компоненты которого — переменные p, φ, u_g, $u_к$, T_g и d; $K(\vec{Z})$ — матрица и $\vec{D}(\vec{Z})$ — вектор-функция находятся из указанных выражений и здесь в явном виде не приводятся. Тип системы (16) определяется характеристическим уравнением, которое является алгебраическим уравнением 6-го порядка

$$(\omega - u_к)(\omega - u_g) \{[(\omega - u_g)^2 - c_g^2][(\omega - u_к)^2 - c_к^2] - B(\omega - u_g)^2\} = 0, \tag{17}$$

$$c_g^2 = \frac{\gamma p}{\rho_g(1 - v_0\rho_g)}; \quad c_к^2 = \frac{\sigma_М}{\rho_к}\left[\Pi - (1-\varphi)\frac{d\Pi}{d\varphi}\right]; \quad B = \frac{(1-\varphi)\rho_g c_g^2}{\varphi\rho_к}.$$

Если все корни (17) действительны, то система (16) относится к гиперболическому типу, и рассматриваемая краевая задача будет корректной. Согласно [12], уравнение (17) не всегда имеет шесть действительных корней. Например, если $c_к = 0$, $u_g \neq u_к$ и $|u_g - u_к| < c_g$, то два корня будут комплексно-сопряженными, и, следовательно, система (16) будет негиперболической. Условие гиперболичности может нарушаться и при $c_к \neq 0$.

Заметим, что при численном решении (16) потеря двух действительных корней у уравнения (17) приводит к неустойчивому счету из-за неограниченного роста высокочастотных возмущений. Поскольку коэффициенты выражения (17) зависят от решения, то заранее нельзя указать область, где корни уравнения будут действительны.

В литературе высказываются различные мнения относительно природы обсуждаемой проблемы и возможных путей ее решения. Чтобы избежать затруднений при численном счете, в работах [3, 9] использовался метод сглаживания осцилляций решения. Однако сглаживание подавляет осцилляции независимо от их природы и искажает решение в областях, которые могут представлять наибольший интерес [3]. Поэтому в данной работе не применен метод сглаживания и решения ограничились областью, где уравнения удовлетворяют условию гиперболичности. Для этой цели использован критерий, выведенный в [12], позволяющий при любых параметрах системы судить о наличии комплексных корней уравнения (17). В процессе численного решения критерий контролировался во всех счетных точках. При нарушении счет прекращался.

Задачу численно интегрировали следующим методом. Каждый шаг по времени осуществляли в два этапа. На первом интегрировали только систему (16) с граничными условиями (15), на втором определяли функцию $T_к(x, r, t)$ решением двумерного уравнения (7) с граничными условиями (14). На первом этапе использовали неявную разностную схему. Все производные по пространству и времени заменяли разностями, согласно формулам

$$\frac{\partial \vec{Z}}{\partial t} = \frac{\vec{Z}_m^{n+1} - \vec{Z}_m^n}{\tau}, \quad \frac{\partial \vec{Z}}{\partial x} = \frac{\vec{Z}_{m+1}^{n+1} - \vec{Z}_{m-1}^{n+1}}{x_{m+1} - x_{m-1}}, \tag{18}$$

где τ — шаг по времени; n — номер временно́го слоя; m — номер счетной точки на оси x с координатой x_m. Шкала по пространству (координаты точек x_m) не была фиксированной: равномерная в начальный момент, она автоматически изменялась в процессе счета, подстраиваясь под характер решения. В зонах, где переменные сильно изменялись вдоль координаты x, узлы сетки сгущались, в зонах слабого изменения пространственная сетка разреживалась. Выбор переменной шкалы, адаптирующейся к решению, осуществлялся по программе [13].

Матрица $K(\vec{Z})$ и вектор-функция $\vec{D}(\vec{Z})$ расписывались таким образом, чтобы взять максимум информации с верхнего слоя, по сохранить линейность алгебраической системы, получаемой на верхнем слое. Так как на границах интервала $[0, L]$ заданы лишь две функции из шести, то выводились дополнительные соотношения, аппроксимирующие уравнения (16) для переменных p, φ, T_g и d в граничных точках. Полученная линейная система алгебраических уравнений решалась методом матричной прогонки.

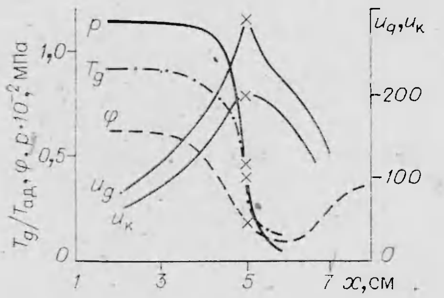
На втором этапе при интегрировании (7) первоначально также применялась неявная разностная схема с матричной прогонкой. Однако анализ результатов предварительных расчетов показал, что к моменту воспламенения разогревается лишь очень тонкий слой ВВ вблизи поверхности частицы. Этот результат объясняется тем, что при конвективном горении характерное время контакта частицы ВВ с горячими газами (вплоть до воспламенения) гораздо меньше времени полного прогрева частицы, равного $d^2/\varkappa_к$. В результате в задаче появляется малый параметр ε, равный отношению указанных времен, что позволяет применить более экономный метод интегрирования уравнения (7). Если пренебречь изменением параметров, которые входят в граничные условия (14), за времена порядка шага интегрирования, то для решения (7), (14) можно использовать известное аналитическое решение задачи о нагреве тела постоянным тепловым потоком [14]. Переходя в этом решении к пределу в соответствии с условием $\varepsilon \to 0$, получим следующую приближенную формулу, которая позволяет рассчитать изменение $T_{кs}$ в узлах пространственной решетки за временной интервал τ:

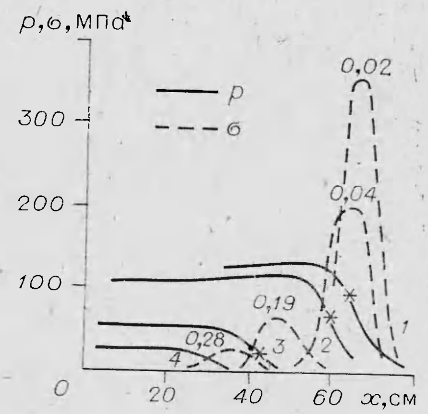
$$T_{\text{кs}}(x_m, t+\tau) = T_{\text{кs}}(\bar{x}_m, t) + \sqrt{\frac{\tau}{\pi\lambda_{\text{к}}\rho_{\text{к}}c_{\text{к}}}}\,\alpha_s(x_m, t+\tau)\left[T_g(x_m, t+\tau) - T_{\text{кs}}(\bar{x}_m, t)\right], \tag{19}$$

где $\bar{x}_m = x_m - u_{\text{к}}(x_m,\ t+\tau)\tau$; $c_{\text{к}}$ — теплоемкость ВВ. Окончательно процедура вычислений па втором этапе сводится к определению $T_{\text{кs}}$ по (19), где $T_{\text{кs}}(\bar{x}_m,\ t)$ находится линейной экстраполяцией.

Результаты вычислений и их обсуждение

Приведем константы расчетного варианта, который принят в качестве основного: $\rho_{\text{к}} = 1600$ кг/м^3, $c_p = c_{\text{к}} = 1{,}46$ кДж/(кг · град), $\lambda_{\text{к}} = 3\lambda_g = 0{,}25$ Дж/(м · с · град), $\mu_g = 6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $e_p = 4{,}2$ МДж/кг, $\gamma = 1{,}25$, $T_{\text{в}} = 600$ К, $\nu = 1$, $b = 0{,}1$ см/(с · МПа), $d_{\text{н}} = 0{,}04$ см, $\varphi_{\text{н}} = 0{,}4$, $T_{\text{н}} = 300$ К, $p_{\text{н}} = 0{,}1$ МПа, $L = 12$ см, $L_{\text{в}} = 1{,}24$ см, $\sigma_{\text{М}} = 200$ МПа, $\varphi_0 = 0{,}8$, $\varphi_{\text{А}} = 0{,}05$. Для прочих вариантов будем указывать лишь значения варьируемых констант, отличающихся от основного варианта. Решения представлялись в виде пространственных профилей основных переменных среды в последовательные моменты времени и диаграммы $x_* - t$ (расстояние, пройденное фронтом воспламенения,— время). Кроме того, вычислялись скорость пламени $w = \dfrac{dx_*}{dt}$, значения переменных во фронте воспламенения и на воспламенительном торце (ниже с индексами * и т соответственно), а также масштабы длины, характеризующие протяженность участков существенного изменения давления и температуры газа вблизи фронта воспламенения: $h_p = \left(\dfrac{\partial \ln p}{\partial x}\right)^{-1}$, $h_t = \left(\dfrac{\partial \ln T_g}{\partial x}\right)^{-1}$, где производные вычисляются при $x = x_*$. Значения перечисленных параметров и их эволюция





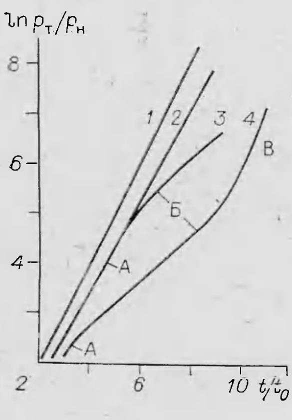


Рис. 1. Типичное распределение параметров в волне конвективного горения. Основной вариант, $t = 0{,}3$ мс, $w = 340$ м/с, точки — фронт воспламенения.

Рис. 2. Эволюция во времени профилей давления в газе и межгранулярного напряжения в твердой фазе; $d_{\text{н}} = 0{,}33$ см, $\varphi_{\text{н}} = 0{,}47$, $L = 80$ см.
t, мс: *1* — 3,15, *2* — 3,1, *3* — 2,7, *4* — 2,3.

Рис. 3. Изменение давления на воспламенительном торце заряда.
1 — зависимость (21); варианты: *2* — $\sigma_{\text{М}} = 6$ ГПа, *3* — основной, *4* — $d_{\text{н}} = 0{,}33$ см, $L = 24$ см. А, Б и В — участки разного наклона.

во времени анализировались при различных начальных свойствах системы ($d_н$, $T_в$, $\sigma_М$, b, L и $\varphi_н$), изменение которых позволило варьировать в широком диапазоне (на порядок и более) темп повышения давления в зоне горения, газопроницаемость, сжимаемость, воспламеняемость и скорость послойного горения ВВ.

На рис. 1 приведен пример мгновенных распределений переменных, дающий представление о типичной структуре волны конвективного горения. Отметим однородность распределений давления, температуры газа и пористости в пределах большей части зоны горения и резкое изменение этих параметров вблизи фронта воспламенения, а также совпадение точек максимумов градиента давления и скорости газа с фронтом воспламенения, наличие перед фронтом воспламенения зоны уплотнения, в которой из-за уменьшения норового объема плотность твердой фазы выше начальной.

Рассмотрим основные закономерности изменения параметров волны. На рис. 2 показан пример эволюции во времени пространственных распределений давления в газе и межгранулярных напряжений в твердой фазе. Профили $p(x)$ имеют вид ступеньки, с течением времени высота ступеньки, ее протяженность и крутизна переднего фронта возрастают и на профиле появляется слабо выраженный максимум. Область повышенного давления действует как поршень на слоп ВВ, расположенные перед фронтом воспламенения. В результате образуется зона уплотнения, в которой поровый объем уменьшается, а плотность твердой фазы и межгранулярное напряжение σ возрастают. Динамика роста σ характеризуется значительным превышением амплитуды напряжений над уровнем газового давления в зоне горения на последних стадиях схлопывания пор. О степени схлопывания можно судить по цифрам над соответствующими кривыми на рпс. 2, означающим пористость в точке максимального напряжения. Дополнительные сведения об эффекте схлопывания рассмотрены ниже при анализе профилей пористости.

Скорость повышения давления в зоне горения зависит от начальных свойств ВВ, особенно от $d_н$ и константы b. В качестве примера рассмотрим кривые изменения давления на воспламенительном торце заряда от времени, представленные на рис. 3. Масштаб времени находится из формулы

$$t_0 = \varphi_н / A_s b \rho_к R T_{ад}, \tag{20}$$

где $T_{ад}$ — адиабатическая температура горения ВВ. Выбор координат определяется теоретической зависимостью, которая в соответствии с известным уравнением пиростатики описывает повышение давления при сгорании в постоянном объеме ВВ с $\nu = 1$, если пренебречь коволюмом и изменением размера частиц в процессе горения

$$p_т - p_н \exp(t/t_0). \tag{21}$$

В основном варианте $t_0 = 23{,}5$ мкс. Как видно из рис. 3, расчетные кривые при различных начальных данных расположены близко друг к другу, но несколько ниже прямой, отвечающей зависимости (21), и имеют участки разного наклона. Уменьшение наклона на участке Б отражает эффект сжимаемости ВВ, который подробно рассматривается ниже в связи с анализом профилей пористости. Увеличение наклона на участке В наблюдается тогда, когда волна давления достигает противоположного торца заряда и движение частиц тормозится в системе отраженных волн.

Давление во фронте воспламенения p_* также возрастает с течением времени, однако остается всегда меньше $p_т$. Для оценок получена зависимость $p_* = p_т(1 - 2{,}6 \cdot 10^{-3} w)$, с точностью около 5% описывающая результаты вычислений при различных временах и начальных свойствах системы в диапазоне w до 250 м/с. При более высоких скоростях зависимость *ослабляется*.

Как видно из рис. 4, кривая изменения масштаба длины h_p от времени проходит через максимум. Участок возрастания h_p совпадает с задержкой воспламенения частиц ВВ, примыкающих к слою $L_в$, когда $w=0$. Затем h_p уменьшается, что отражает увеличение градиента давления во фронте волны. Сопоставляя кривые $h_p(t)$ и $\delta_*(t)$, можно видеть, что снижение h_p частично объясняется уменьшением диаметра пор во фронте воспламенения из-за эффекта уплотнения ВВ. Что касается влияния начальных свойств системы на h_p, то расчеты подтвердили аналитическую зависимость, предсказанную в [10], и, в частности, увеличение h_p пропорционально размеру частиц.

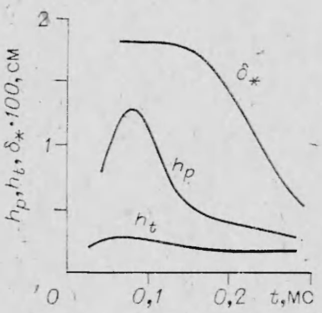


Рис. 4. Изменение во времени масштабов длины h_p и h_t и диаметра пор во фронте воспламенения δ_*. Основной вариант.

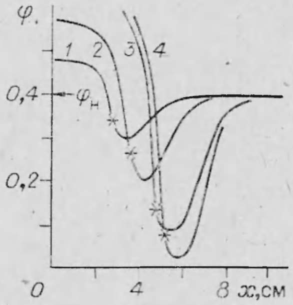


Рис. 5. Эволюция во времени профиля пористости. Основной вариант. t, мс: *1* — 0,22, *2* — 0,26, *3* — 0,3, *4* — 0,31.

Иначе ведет себя масштаб длины, вычисленный по профилю температуры. Как видно из рис. 4, за исключением участка начального роста h_t почти не изменяется во времени. В результате если на начальных стадиях процесса h_p превышает h_t почти на порядок, то с течением времени разница уменьшается и масштабы длины становятся сравнимыми по величине. Интересно также проследить за изменением температуры в двух характерных точках профиля: во фронте воспламенения (T_{g*}) и на воспламенительном торце ($T_{gт}$). Не приводя соответствующих графиков, укажем, что на начальной стадии эти температуры близки друг к другу и возрастают с течением времени. В дальнейшем, однако, $T_{gт}$ остается примерно постоянной на уровне $(0{,}9—0{,}95)T_{ад}$, тогда как T_{g*} достигает максимума и быстро уменьшается, приближаясь к $T_в$.

На рис. 5 показан пример эволюции во времени пространственного распределения пористости. Видно, как формируются две зоны, различающиеся направлением изменения пористости: перед фронтом воспламенения пористость уменьшается (твердая фаза уплотняется), в большей части зоны горения возрастает. Локализация сжимающих напряжений, действующих на твердую фазу, в сравнительно узкой зоне уплотнения объясняется быстрым повышением давления в зоне горения, являющегося действующей нагрузкой, и сравнительно низкими скоростями пластических волн сжатия в твердой фазе, которые в рассматриваемых порошкообразных системах не сильно превышают скорость распространения пламени. Подтверждением этого могут служить расчеты, согласно которым при изменении начальных свойств ВВ протяженность зоны уплотнения растет пропорционально комбинации $d_н/b\sqrt{\sigma_M}$.

С течением времени процесс уплотнения достигает стадии, когда в зоне уплотнения поры схлопываются и перед фронтом воспламенения образуется газонепроницаемая пробка. В результате дальнейшее распространение процесса в форме конвективного горения становится невозможным. Одновременно в зоне уплотнения значительно возрастают межгранулярные напряжения (см. рис. 2), достигая значений, достаточных для возбуждения химических реакций по механизму низкоскоростной детонации в случае мощных ВВ насыпной плотности [1]. Для корректного описания последующего развития процесса модель конвективного горения, использованная в данной работе, должна быть дополнена механизмом, обеспечивающим создание горячих точек при схлопывании пор, например, за счет вязкопластического разогрева [11]. Тем не менее эффект схлопывания пор, предсказанный в рамках данной модели, может быть непосредственно сопоставлен с переходом конвективного горения в детонацию и использован для оценки длины преддетонационного участка. Результаты расчетов показали, что длина преддетонационного участка, вычисленная

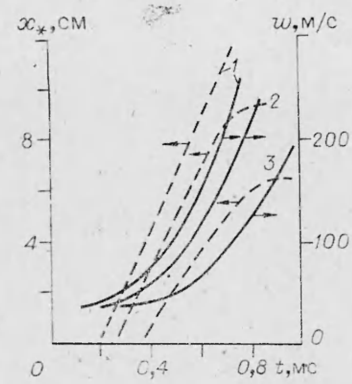


Рис. 6. Влияние температуры воспламенения на скорость распространения пламени; $d_н$ — 0,1 см. $T_в$, К: *1* — 450, *2* — 600, *3* — 1200.

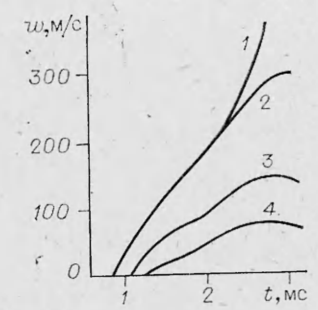


Рис. 7. Влияние длины заряда на скорость распространения пламени. Варианты с параметрами $d_н$ = 0,33 см, $\varphi_н$ = 0,47. L, см: *1* — 80, *2* — 50, *3* — 24, *4* — 12.

по расстоянию от места схлопывания пор до точки $L_в$, составляет для основного варианта 4,5 см и возрастает при изменении $d_н$ и b примерно пропорционально масштабу времени t_0, определяемому формулой (20), т. е. коррелирует с темпом увеличения давления в зоне горения. Эти оценки можно сравнить с результатами экспериментальных работ [1, 15], посвященных изучению закономерностей перехода горения в детонацию и роли подпрессовки ВВ на стадии конвективного горения.

Увеличение пористости в зоне горения также в основном обязано сжимаемости порошка. Дело в том, что образование зоны уплотнения сопровождается перемещением частиц ВВ в направлении распространения пламени. Это движение охватывает и зону горения (см. профиль $u_к(x)$ на рис. 1), вызывая уменьшение концентрации горящих частиц. Следствием этого является отмеченное при анализе рис. 3 заметное снижение скорости роста давления на воспламенительном торце. Параллельно протекающий процесс увеличения пористости из-за уменьшения объема горящих частиц дает, согласно расчетам, незначительный вклад в суммарный эффект.

На рис. 6 приведены диаграммы $x_* - t$ и $w - t$, иллюстрирующие характер изменения скорости пламени во времени. Можно выделить участок $w = 0$ (аналог задержки воспламенения), зоны ускорения, когда скорость пламени быстро возрастает, и стабилизации, когда скорость пламени почти не изменяется и может даже уменьшаться, несмотря на интенсивное повышение давления и градиента давления во фронте воспламенения. Анализ расчетов показал, что рост скорости пламени в условиях возрастающего давления ограничивается в основном развитием зоны уплотнения. В результате уменьшается пористость и газопроницаемость слоев ВВ перед фронтом воспламенения, что затрудняет фильтрацию газов и проникание горения в поры. Экспериментальное доказательство возможности конвективного горения с почти постоянной скоростью при возрастающем давлении получено в работе [5].

Другим фактором, влияющим на рост скорости пламени, является выход волны давления на противоположный (закрытый) торец заряда. Именно этим эффектом объясняется показанная на рис. 7 зависимость $w(L)$. Существует предельная длина заряда, свыше которой рост L не изменяет существенно w. Эта длина зависит от начальных свойств ВВ, и, в частности, тем выше, чем больше t_0. В случае достаточно длинных зарядов при изменении начальных свойств w будет тем выше, чем больше $d_н$ и b и меньше $\varphi_н$ и $T_в$.

Расчетные профили скоростей течения фаз использовались в работах [3, 9] лишь для иллюстрации явления. В настоящей работе установлены количественные закономерности. Как показали расчеты, в случае доста-

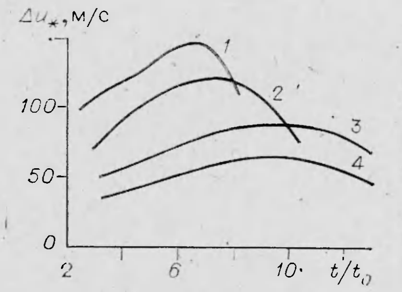


Рис. 8. Влияние константы скорости послойного горения на относительную скорость фильтрации Δu_*.

b, см/(с·МПа): 1 — 0,2, 2 — 0,1, 3 — 0,05, 4 — 0,01.

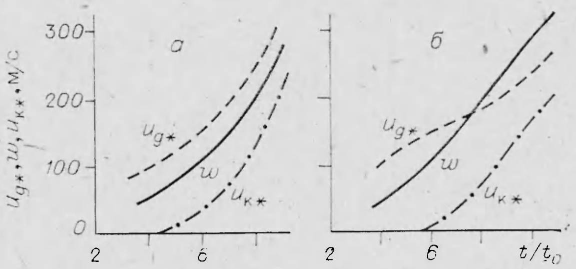


Рис. 9. Сравнение скоростей течения фаз и скорости распространения пламени.

а) $d_н = 0{,}01$ см, $\varphi_н = 0{,}3$; *б*) основной вариант.

точно длинных зарядов скорость частиц во фронте воспламенения монотонно возрастает с течением времени, подчиняясь в диапазоне давлений до 300 МПа следующей линейной зависимости: $u_{к*} = ap_т$. В основном варианте $a = 2{,}5$ м/(с · МПа), при варьировании начальных свойств она изменяется обратно пропорционально скорости звука $c_к$ в исходном порошке, которая, согласно (17), включает из числа варьируемых параметров только $\sigma_М$ и $\varphi_н$.

Скорость газа во фронте воспламенения меняется во времени немонотонным образом. Интерес представляет относительная составляющая $\Delta u_* = u_{g*} - u_{к*}$, определяющая скорость фильтрации. Как видно из рис. 8, кривые $\Delta u_*(t)$ имеют куполообразную форму. Наличие максимума Δu_* в условиях возрастающего давления и зависимость Δu_* в максимуме от начальных свойств ВВ, например от константы b, подтверждают аналитические оценки [10]. Падение величины Δu_* после максимума связано с уменьшением диаметра пор из-за уплотнения.

Рассмотрим соотношение между скоростями w и u_{g*}. Неравенство $u_{g*} > w$, которое получило название условия опережающей фильтрации, отвечает общепризнанному механизму конвективного горения [1], согласно которому энергия, затрачиваемая на нагрев и поджигание частиц ВВ, переносится из зоны горения потоком горячих газообразных продуктов, движущихся со скоростью, превышающей скорость фронта воспламенения. Из рис. 9 видно, что в первом случае (мелкие частицы размером 0,01 см) указанное неравенство выполняется вплоть до момента схлопывания пор, а во втором кривые w и u_{g*} пересекаются при 170 м/с, и в дальнейшем $w > u_{g*}$. Полученный результат имеет принципиальное значение и отражает смену механизма переноса энергии, контролирующего конвективное распространение пламени.

Анализ уравнения сохранения энергии газа (3) показывает, что при отсутствии опережающей фильтрации решающим фактором становится диссипативный механизм, связанный с работой сил давления при трении высокоскоростного потока газа о стенки пор. В этом случае перенос энергии из зоны горения осуществляется по следующей схеме. В результате горения частиц возникает перепад давления по длине заряда, который вызывает течение газа в самой зоне горения и перед фронтом воспламенения. Вследствие сжатия и диссипативных процессов газ, заполняющий поры перед фронтом воспламенения, нагревается, и генерируемое тепло передается частицам ВВ посредством конвективной теплопередачи. Так как приведенные расчеты показывают ограниченность Δu_*, то интенсивность переноса энергии по диссипативному каналу будет тем выше, чем выше в данный момент времени давление и больше масштаб длины (пропорциональный $d_н$).

Смена механизма, контролирующего перенос энергии при конвективном горении, сопровождается изменением структуры волны. Так, если в условиях опережающей фильтрации T_{g*} близка к $T_{ад}$ и $h_p \gg h_t$, то в области, контролируемой диссипативным механизмом, $T_{g*} \ll T_{ад}$ и приближается к $T_в$, а h_p и h_t близки по величине. Эти данные согласуются с аналитическими оценками [10]. Напомним, что диссипативный механизм уже рассматривался ранее при анализе стационарного конвективного горения [8]. Однако тогда не удалось определить место этого механизма в схеме реального конвективного горения.

Таким образом, в работе теоретически изучено изменение основных параметров волны конвективного горения ВВ насыпной плотности при возрастающем давлении в зависимости от времени и начальных свойств ВВ. Результаты исследования проясняют такие аспекты механизма конвективного горения и перехода горения в детонацию, как роль уплотнения ВВ в процессе распространения пламени, а также роль темпа возрастания давления и диссипативного разогрева газовой фазы в порах перед фронтом воспламенения.

Поступила в редакцию 12/VI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др.** Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. **W. G. Soper.** Comb. Flame, 1973, 20, 157.
3. **S. S. Gokhale, H. Krier.** Prog. Energy Comb. Sci., 1982, 8, 1, 1.
4. **R. R. Berneeker, H. W. Sandusky e. a.** VII Symp. (Intern.) on Detonation. ONR, 1981.
5. **В. А. Фотеенков, А. И. Коротков и др.** ФГВ, 1982, 18, 2, 137.
6. **K. K. Kuo. R. Viehnevetsky, M. Summerfield.** AIAA J., 1973, 11, 4, 444.
7. **P. S. Gough, F. L. Zwarts.** AIAA J., 1979, 17, 1, 17.
8. **Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасаинов и др.** ФГВ, 1977, 13, 2, 169.
9. **Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов.** Отчет № 2668. Институт механики МГУ, 1982.
10. **Б. С. Ермолаев, В. С. Посвянский и др.** ФГВ, 1983, 19, 4, 52.
11. **Б. А. Хасаинов, А. А. Борисов и др.**— В кн.: Детонация. Вып. II. Черноголовка, 1981.
12. **Б. С. Ермолаев. В. С. Посвянский.**— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1980.
13. **Т. П. Ивлева, К. Г. Шкадинский.** Алгоритм построения подвижной, неравномерной, адаптирующейся к решению расчетной сетки. Препринт ОИХФ АН СССР, 1977.
14. **Х. Карслоу, Д. Егер.** Операционные методы в прикладной математике. М.: ИЛ, 1948.
15. **А. И. Коротков, А. А. Сулимов и др.** ФГВ, 1969, 5, 3, 315.

ОБРАЗОВАНИЕ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ГОРЕНИИ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

В. Я. Басевич, С. М. Когарко

(Москва)

Образование углеводородов в процессах горения и пути его предотвращения — предмет многочисленных исследований. Обычно считается, что образование углеводородов при горении (в частности, в двигателях внутреннего сгорания) связано с наличием объемов и щелей, где затруднено распространение пламени, с процессами адсорбции и десорбции топлива на поверхности стенок при сжатии (расширении), с гашением пламени вблизи холодных стенок [1]. Часто экспериментальное и расчетное моделирование этого процесса проводится для ламинарного пламени. Однако, как будет показано ниже, следует принимать во внимание еще одну возможную причину, связанную с турбулентностью.

Исследование превращения топлива в горении важно не только для практической экологии, но и для теории турбулентного горения, посколь-