

Рис. 5.

Интересно сопоставление рис. 5, а и б с изобарами  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$  (см. рис. 3, 4 и рис. 45, 47 в [4]). Видно постепенное почернение эпицентральной области жестких слоев — появление зоны растрескивания. Можно отметить появление как обратной (см. рис. 5, а — рис. 3, 4), так и прямой (см. рис. 5, б — рис. 45, 47 в [4]) волн разрушения. Такое различие в картине разрушения можно объяснить разной длительностью воздействия. В первом случае имеет место внедрение ударяющегося тела в мишень — образование каверны с соответствующим длительным квазидинамическим воздействием и, в результате, с обратными волнами разрушения. Во втором такого внедрения нет, длительность оценивается по времени двойного пробега упругих волн по ударнику с характерным динамическим механизмом разрушения [4].

Поступила в редакцию  
30/V 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Никифоровский, Е. В. Тетенов, Н. А. Фрейшист. ФГВ, 1979, 15, 5.
2. В. С. Никифоровский. ФТПРПИ, 1978, 3.
3. Е. В. Тетенов. ФТПРПИ, 1976, 6.
4. В. С. Никифоровский, Е. И. Шемякин. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, Наука, 1979.

### ПЕРЕХОД КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСЕЙ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА В ДЕТОНАЦИЮ

П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов  
(Москва)

В настоящее время в связи с проблемами техники безопасности возникла необходимость исследования перехода конвективного горения аэровзвесей унитарного топлива (порохов и ВВ) в детонацию. Возможны различные способы инициирования горения и детонации аэровзвесей. В данной работе рассматривается инициирование горения зажиганием без повышения давления.

Особенность систем с унитарным топливом состоит в выделении в процессе горения большого количества газообразных продуктов реакции. Эти продукты образуют конвективный фронт, который движется под действием возникающего в процессе газовыделения перепада давления, вовлекая в процесс горения новые частицы. В [1, 2] развивается

асимптотическая теория начального этапа распространения конвективного горения в аэровзвесах, когда скорости движения существенно дозвуковые, а частицы не успевают вовлечься в движение газа. При этом в области горячих газов выполняется условие однородности давления  $p = p(t)$  (или гомобаричности), а перед конвективным фронтом течение газа является простой волной Римана. В рамках такого подхода найден закон движения фронта конвективного горения вплоть до момента образования в потоке слабой ударной волны.

В данной работе в рамках полной системы уравнений механики многофазных реагирующих сред [3] численно решается задача о переходе конвективного горения аэровзвесей в детонацию. Описывается развитие конвективного горения аэровзвесей до момента образования в потоке сильной ударной волны, за которой происходит горение частиц, и последующий выход этой волны на режим стационарной детонации Чепмена — Жуге [4]. Отметим работу [5], где предпринята попытка анализа перехода горения в детонацию в пористом порошке при ударном воздействии, и [6], где рассмотрен выход на режим стационарной детонации в газонакапельной среде в результате точечного взрыва.

**Основные уравнения. Постановка задачи.** Рассмотрим плоское одномерное движение монодисперсной аэровзвеси при наличии гетерогенной химической реакции. Для упрощения будем полагать, что химическая реакция начинается при разогреве поверхности частиц до температуры разложения  $T_s(p)$  и протекает равновесно при температуре, равной  $T_s$ , так что все тепло, поступающее к частице, идет на ее газификацию и что химическая реакция подчиняется простейшему уравнению  $A \rightarrow B$ , где  $A$  и  $B$  символы химических элементов; термодинамические свойства продуктов реакции и несущего газа не отличаются, газ является калорически совершенным, а частицы несжимаемы.

Уравнения движения аэровзвесей при указанных предположениях имеют вид [2, 3]:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} = -f + J v_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} = f - J v_2,$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_2}{\partial x} = \begin{cases} q & T_{2\sigma} < T_s, \\ -J e_2 & T_{2\sigma} \geq T_s, \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_1 E_1 + \rho_2 E_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_1 v_1 E_1 + \rho_2 v_2 E_2 + (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) p] = 0,$$

$$\frac{\partial T_2'}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \kappa_2 \frac{\partial T_2'}{\partial r} \right), \quad t = 0: T_2'(r, 0) = T_0, \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial T_2'}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_2'}{\partial r} \right|_{r=r_0} = \frac{\lambda_1 \text{Nu}}{\lambda_2 r_0} (T_1 - T_{2\sigma}),$$

$$e_1 = c_p (T_1 - T^0) - \frac{p}{\rho_1^0}, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T^0) +$$

$$+ Q^0 - \frac{p^0}{\rho_2^0}, \quad p = \rho_1^0 R_1 T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad (5)$$

$$J = n \pi d^2 \rho_2^0 u_s \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\varphi}, \quad q = n \pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_{2\sigma}), \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{1/2}, \quad (6)$$

$$f = n \frac{\pi d^2}{4} C_d \rho_1^0 \frac{(v_1 - v_2) |v_1 - v_2|}{2}, \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4,4}{\text{Re}^{0,5}} + 0,42.$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к газу и к частицам;  $\rho_i^0, \alpha_i$  ( $i = 1, 2$ ) — истинные плотности и объемные содержания фаз;  $\rho_i, v_i, e_i, T_i$  — плотности, скорости, внутренние энергии, температуры фаз;  $Q^0$  — теплота химической реакции при  $T_2 = T_s, p = p^0$ ;  $E_i$  — полные энергии фаз;  $p$  — давление;  $n$  — число частиц в единице объема;  $T_{2\sigma}$  — температура поверхности частиц;  $d$  — диаметр частиц;  $u_s$  и  $\varphi$  — эмпирические константы, характеризующие скорость горения топлива. Уравнения: (1) — неразрывности газа и частиц и уравнение сохранения числа частиц в единице объема; (2) — импульса газа и частиц; (3) — энергии частиц и смеси в целом; (4) — разогрева частиц с учетом неоднородности температуры внутри частицы ( $T_2'(r)$ ); (5) — состояния; (6) — описывающие члены массового ( $J$ ), теплового ( $q$ ) и силового ( $f$ ) взаимодействия между фазами.

Рассмотрим развитие конвективного горения аэрозвеси после безударного иницирования процесса на участке  $0 \leq x \leq x_0$  у закрытого конца ( $x = 0$ ) неограниченного объема. Пусть выполняются следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad \rho_2 = \rho_{20}, \quad n = n_0, \quad v_1 = v_2 = 0, \quad p = p_0 \quad (0 \leq x < \infty), \\ T_1 = T_*, \quad T_2 = T_s \quad (0 \leq x \leq x_0), \quad T_1 = T_2 = T_0 \quad (x > x_0), \\ x = 0: \quad v_1 = 0 \quad (t \geq 0). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $T_*$  — температура газа в зоне иницирования ( $T_* > T_s$ ). Таким образом, в начальный момент времени в газе при  $x = x_0$  задается контактный разрыв, слева от которого ( $0 \leq x \leq x_0$ ) начинается горение ( $T_2 = T_s$ ).

**Результаты расчетов.** В качестве примера рассматривалось горение аэрозвеси пороха при термодинамических данных [7] и условиях

$$\begin{aligned} \rho_1^0 = 1,29 \text{ кг/м}^3, \quad \rho_2^0 = 1550 \text{ кг/м}^3, \quad c_p = 10^3 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}), \\ c_2 = 1466 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}), \quad T_0 = 300 \text{ К}, \quad T_s = 473 \text{ К}, \quad \mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}), \\ \lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кгм}/(\text{с}^3 \cdot \text{град}), \quad \lambda_2 = 0,68 \text{ кгм}/(\text{с}^3 \cdot \text{град}), \\ Q^0 = 1,93 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2, \quad R_1 = 286,69 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}), \quad p_0 = 1,01 \cdot 10^5 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2), \\ u_s = 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}, \quad \varphi = 0,7. \end{aligned}$$

Для конечной разностной аппроксимации (1)–(7) используется двухшаговый метод Лакса — Вендрофа [8]. Шаг счета выбирается из условий устойчивости по Куранту и устойчивости схемы по правой части [9] (здесь  $f, q, J$ ). Точность счета контролируется по выполнению интегралов массы и энергии и не превышает по относительным ошибкам 0,02 и 0,2% соответственно. Предварительно решалось описывающее разогрев одиночной частицы уравнение (4) при  $T_1 = T_*$ ,  $Nu = 2$ .

Из полученных данных следует, что значение температуры поверхности частицы к моменту воспламенения ( $T_{2\sigma}(t) = T_s$ ) практически совпадает со среднemasсовой температурой  $T_2 = T_{2\sigma}$ . Это объясняется тем, что при достаточно малых тепловых потоках к частице основной вклад в среднюю температуру дают поверхностные слои. При проведении основных расчетов момент воспламенения определяется по средней температуре, а выполнение условия  $T_2 = T_{2\sigma} = T_s$  при изменяющихся в процессе расчета  $T_1$  и  $Nu$  контролируется.

На рис. 1, 2 приведены результаты численного интегрирования, отображающие распределение параметров  $p(x)$  и  $v_i(x)$  при конвективном горении аэрозвеси с исходной концентрацией  $\rho_{20} = 11,55 \text{ кг/м}^3$  и  $d_0 = 100 \text{ мкм}$ ,  $T_* = 900 \text{ К}$ ,  $x_0 = 0,23 \text{ м}$  в различные моменты времени ( $1 - 1,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $2 - 2,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $3 - 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $4 - 8,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $5 - 1,4 \cdot 10^{-2}$ ,

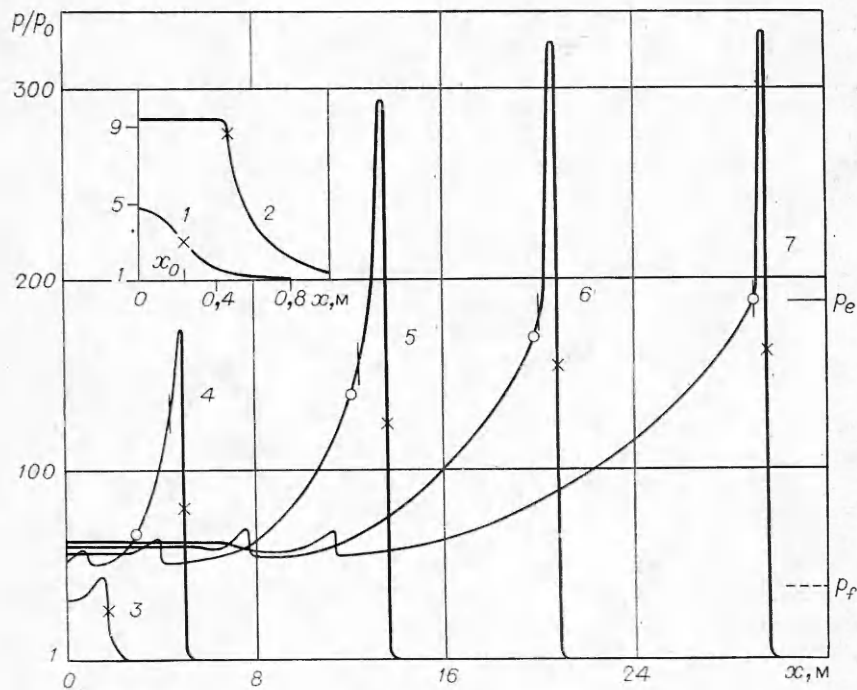


Рис. 1.

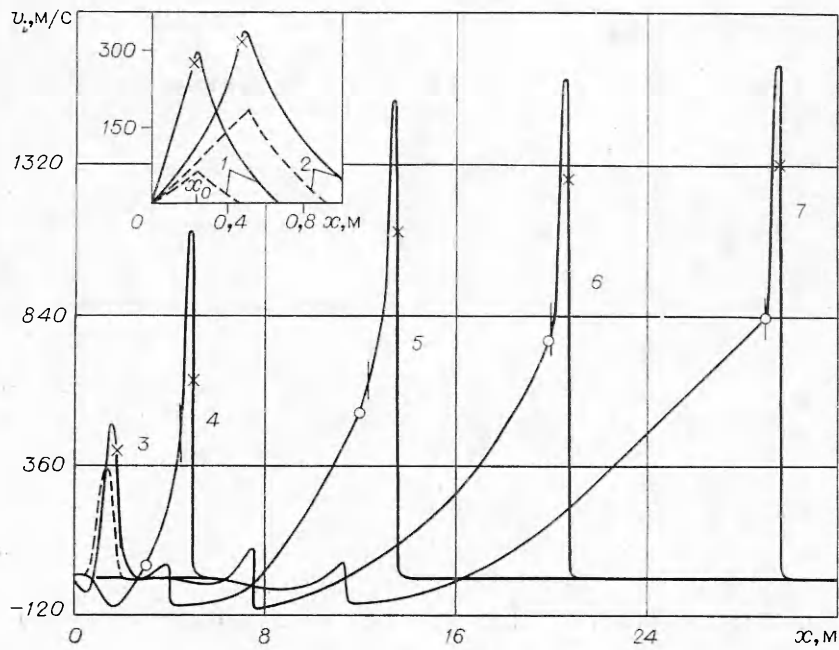


Рис. 2.

$6 - 1,8 \cdot 10^{-2}$ ,  $7 - 2,2 \cdot 10^{-2}$  с). Значками  $\times$ ,  $\circ$  отмечены места воспламенения частиц и места их полного сгорания, а вертикальными штрихами — положение поверхности Чепмена — Жуге, где скорость газа относительно ударной волны равна местной скорости звука.

Выделенный на рис. 1, 2 начальный этап горения характеризуется гомобаричностью и характерными линейными распределениями  $v_1(x)$

[1, 2] (кривые 1, 2 на рис. 1, 2) в области горячих газов. Частицы на начальном этапе вовлекаются в движение газа с существенной задержкой (см. штриховые линии на рис. 2). Благодаря этому горячие газы проникают за пределы зоны инициирования ( $x > x_0$ ), вытесняя из межчастичного пространства холодный газ и вовлекая в процесс горения новые частицы. В холодном газе образуется возмущенная область, передний фронт которой распространяется со скоростью звука; горячие газы образуют конвективный фронт. Положение фронта идентифицируется с точкой перегиба профиля  $T_1(x)$ , совпадающей с точкой максимума профиля  $v_1(x)$ . Частицы воспламеняются с небольшой задержкой за конвективным фронтом. Скорость конвективного фронта увеличивается и приближается к значению, совпадающему со скоростью звука в невозмущенном потоке. После этого за фронтом образуется пик давления, который, двигаясь ускоренно, догоняет фронт возмущения в холодном газе.

В результате их взаимодействия образуется нестационарная релаксационная волна сжатия, включающая ударную волну и зону химической реакции. Ударной волне, как обычно, сопутствует волна разрежения. Возникновение вблизи стенки области пониженного давления влечет за собой постепенное уменьшение скорости газа в этой области, а затем и движение газа по направлению к стенке. Из-за обратного движения газа возникает движущаяся от стенки волна сжатия, которая приводит к постепенному увеличению давления в пристенной области. Отметим, что на поздней стадии развития процесса скорости частиц отличаются от скорости газа незначительно (соответствующие штриховые кривые не показаны).

В определенный момент времени за ударной волной образуется плоскость Чепмена — Жуге. Последующее ускорение ударной волны полностью определяется энерговыделением, происходящим внутри зоны, ограниченной точкой воспламенения частиц и плоскостью Чепмена — Жуге. Массовая доля частиц, догорающих в волне разрежения, постепенно уменьшается и по мере выхода детонации на стационарный режим место полного сгорания частиц приближается и в конечном итоге совпадает с плоскостью Чепмена — Жуге. Полученные из расчетов скорость стационарной детонации  $1,98 \cdot 10^3$  м/с и давление в плоскости Чепмена — Жуге 189 бар (сплошная горизонтальная линия на рис. 1) соответствуют данным стационарной теории [4]. Штриховой горизонтальной линией показано давление на скачке в газе в стационарном детонационном фронте. Профили скорости и давления в зоне полного сгорания соответствуют автомодельному решению [10] с характерным линейным профилем  $v_1(x)$ .

Поступила в редакцию  
14/II 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. Докл. АН СССР, 1979, 279, 1.
2. П. Б. Вайнштейн. Изв. АН СССР, МЖГ, 1980, 3.
3. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М., Наука, 1978.
4. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн и др. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
5. H. Krieger, S. S. Gokhale. AIAA J., 1978, 16, 2.
6. С. А. Ждан. ФГВ, 1976, 12, 4.
7. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1940, 14, 8.
8. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
9. А. А. Самарский, А. В. Гулин. Устойчивость разностных схем. М., Наука, 1973.
10. А. А. Гриб. ПММ, 1944, 8, 3.