

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. С. Райнхарт, Д. Пирсон. Взрывная обработка металлов. М., ИЛ, 1966.
2. О. К. Bergman, J. Barrington. J. of Amer. Ceramic Soc., 1966, 49, 502.
3. Г. А. Ададулов, О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин. Сб. докл. Всесоюзного совещания по формированию порошковых материалов. Ленинград, 22—27 февраля 1970 г.
4. K. R. Linde, D. N. Schmidt. J. Appl. Phys., 1966, 37, 8, 3259.
5. R. R. Voade. J. Appl. Phys., 1968, 39, 12, 5693.
6. P. C. Lysne, W. I. Halpin. J. Appl. Phys., 1968, 39, 12, 5488.
7. R. R. Voade. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, 13, 12, 1678.
8. W. Herrmann. J. Appl. Phys., 1969, 40, 6, 2490.
9. P. C. Lysne. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1, 351.
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
11. J. S. Ripenart. J. Appl. Phys., 1951, 22, 3, 555.
12. R. A. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2, 654.
13. J. H. Smith. ASTM Special Techn. Publ., 1962, 336, 264.
14. D. W. Blincow, D. V. Keller. ASTM Special Techn. Publ., 1962, 336, 252.
15. V. V. Keller, J. G. Trulio. J. Appl. Phys., 1963, 34, 1, 172.
16. В. М. Бутчер, Л. М. Варкер а. о. AIAA J., 1964, 2, 6, 977.
17. Л. В. Альтшулер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, 166, 1, 67.
18. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
19. А. П. Рыбаков, Е. В. Ментешев, В. П. Шавков. ФГВ, 1968, 4, 1, 126.
20. F. David, J. Vasseller а. о. Explosifs, 1970, 4, 121.
21. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. А. Колдунов. В сб. докладов III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Ленинград, 5—10 июля 1971 г.
22. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1972, 8, 1.
23. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1970, 3, 140.
24. T. C. Skidmore, E. Morris. Symp. on Thermodynamics of Nuclear Materials, Vienna, 1962, p. 173.
25. М. Райс, Р. Мак-Куин, Дж. Уоми. В сб. «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». М., «Мир», 1965, стр. 9.
26. P. Lahagague, J. Morvan, J. Thouvenin. Comport. Milieux denses hautes pressions dynam., Paris — New-York, 1968.
27. J. Heyda. Comport. milieux denses tates pressions dynam. Paris — New-York, 1968.
28. А. Н. Дремин, Н. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
29. Е. А. Дорошкевич, О. В. Роман. Сб. «Новая техника и прогрессивная технология». Минск, «Высшая школа», 1969, стр. 276.
30. О. В. Роман, Е. А. Дорошкевич и др. В сб. «Прогрессивные способы изготовления металлокерамических изделий». Минск, «Польмя», 1971, стр. 136.

УДК 662.215.1+662.4

РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ МЕХАНИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ ВВ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. Васильев, А. А. Ивлев

(Москва)

О двух пределах инициирования детонации

Согласно общепринятой точке зрения, в ударно сжатых механически неоднородных (насыпных и прессованных) ВВ химическая реакция первоначально возникает в отдельных очагах — горячих точках. При этом, хотя кинетика реакции в каждом очаге определяется законом Аррениуса, суммарное энерговыделение зависит уже не от средней температуры неоднородно нагретого ВВ, а от размеров и концентрации го-

рячих точек. Согласно результатам измерения ширины зоны реакции в стационарных детонационных волнах скорость суммарного энерговыделения пропорциональна давлению [1].

Наличие этих двух кинетических зависимостей обуславливает возможность трех различных нестационарных процессов при инициировании порошкообразных ВВ ударной волной.

Действительно, если в ударной волне образуются очаги разогрева, обеспечивающие воспламенение ВВ, то движение вещества определяется взаимодействием ударной волны с разгрузкой, а энерговыделение определяется средним давлением. Ударная волна при этом инициирует реакцию в каждом последующем слое ВВ, а при достаточной начальной амплитуде постепенно усиливается и переходит в стационарную детонационную волну.

Уменьшение амплитуды и длительности инициирующей ударной волны может привести к ее затуханию, несмотря на идущую в веществе реакцию. Возникший на начальном участке заряда горячий слой в зависимости от геометрии заряда может быть либо разбросан в результате разлета, либо от этого слоя может распространяться горение (в очень больших зарядах горение может перейти в детонацию). Наконец, при достаточно малой амплитуде инициирующей волны ВВ в очагах нагрева не воспламеняется и ударная волна затухает под влиянием диссипации и разгрузки.

Таким образом, приходим к выводу о существовании двух предельных случаев инициирования детонации механически неоднородных ВВ ударной волной. Для зарядов обычных размеров критические условия возникновения детонации определяются минимальной амплитудой и длительностью инициирующей волны, при которой еще возможен ее разгон, а более слабые волны затухают и могут вызвать лишь горение (возможность инициирования горения слабой ударной волной, не способной вызвать детонацию заряда, показана в работе [2]). В этом случае главную роль имеет суммарная кинетика энерговыделения. При достаточно больших размерах зарядов, когда горение может перейти в детонацию, критические условия определяются способностью ударной волны к поджиганию вещества в горячих точках, т. е. в основном по теории теплового взрыва при локальной температуре в очаге. Наличие этих двух предельных случаев инициирования отличает механически неоднородные ВВ от однородных жидких и кристаллических, для которых имеется лишь один предельный случай, определяемый кинетикой по закону Аррениуса с температурой гомогенного разогрева.

В ряде работ проводился численный расчет инициирования ВВ ударной волной с аррениусовской кинетикой реакции и с разными видами уравнения состояния [3, 4]. Было получено качественное согласие с экспериментальными данными по передаче детонации в случае гомогенных ВВ, в которых вблизи границы заряда возникает тепловой взрыв. В работе [5] проводился расчет разгона волны

в веществе с кинетикой $\sim pe^{-\frac{E}{RT}}$, было получено плавное ускорение волны с переходом в детонацию, однако автор высказал мнение о невозможности получить затухание инициирующей волны без искусственного введения минимального давления, при котором еще идет реакция.

В данной работе приводятся результаты расчета инициирования механически неоднородных ВВ в первом предельном случае, когда ударная волна инициирует реакцию в каждом следующем слое ВВ. В расчете были использованы экспериментальные данные по кинетике суммарного энерговыделения и ударной сжимаемости тротила разной

начальной плотности из работы [6]. Точный расчет второго предельного случая инициирования горения с последующим переходом в детонацию в настоящее время невозможен из-за отсутствия данных о локальном нагреве в горячих точках.

Закон энергосвободы и уравнение состояния

Одна из первых моделей, описывающих химическое превращение порошкообразных ВВ в детонационных волнах, была предложена Эйрингом [7] в теории взрывного горения:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{3}{R_0} (1-z)^{2/3} \frac{dR}{dt}, \quad (1)$$

где z — глубина превращения; R_0 — размер сферической частицы ВВ; dR/dt — линейная скорость горения. Согласно прямым измерениям линейной скорости горения в ударно сжатых ВВ выполняется простая зависимость $dR/dt \sim p$.

Однако результаты измерений ширины зоны реакции в детонационных волнах показывают [8], что в пределах точности измерений время реакции не зависит от величины зерна ВВ. В то же время при малых давлениях в волне (при инициировании ударной волной и при малых диаметрах заряда) проявляется существенная зависимость от R_0 . По-видимому, при сжатии сильной волной характерным размером в (1) является не размер исходного зерна, а расстояние между горячими точками, их размеры и концентрация. Из-за невозможности проведения прямых измерений или теоретического рассмотрения горения в ударно сжатом механически неоднородном веществе целесообразно воспользоваться данными о времени реакции в стационарных детонационных и преддетонационных волнах. Было установлено, что время реакции в насыпном и прессованном тротиле обратно пропорционально среднему давлению в зоне реакции:

$$\tau = a\sqrt{p}. \quad (2)$$

В связи с линейностью по времени измерения давления в зоне реакции кинетику химического превращения можно представить в виде

$$\frac{\partial z}{\partial t} = ap. \quad (3)$$

Поскольку при малых давлениях в инициирующих ударных волнах (~ 1 кбар) удельная тепловая энергия мала, то концентрация горячих точек незначительна, и вещество в зоне реакции можно представить в виде смеси продуктов реакции и несгоревшего ВВ, при этом теплообменом между этими двумя компонентами можно пренебречь из-за малого времени реакции. В этом случае состояние несгоревшего ВВ в зоне реакции меняется адиабатически, величина энтропии определяется ударным сжатием исходного ВВ на переднем фронте зоны реакции.

Задавая состояние каждого компонента параметрами (p, V, e), определим значения удельного объема и внутренней энергии единицы массы смеси

$$V = (1-z)V_T + zV_\Gamma, \quad (4)$$

$$e = (1-z)e_T + ze_\Gamma. \quad (5)$$

Индекс T соответствует параметрам твердого тела, Γ — параметрам продуктов реакции. Условия механического равновесия сводятся к равенству давлений в обоих компонентах:

$$p = p_T = p_\Gamma. \quad (6)$$

Таким образом, уравнение состояния смеси может быть получено, если известны уравнение состояния продуктов реакции и изэнтропа ВВ. В данной работе уравнение состояния продуктов реакции было взято в виде

$$e_{\Gamma} = \frac{p_{\Gamma} V_{\Gamma}}{\gamma - 1} \quad (7)$$

с $\gamma=3$. Этот выбор, в частности, оправдывается тем, что расчеты нестационарных течений за детонационной волной хорошо согласуются с опытом.

Второй компонент смеси — ударно сжатое ВВ — описывался двучленным уравнением состояния твердого тела с тепловой и упругой частями в энергии и давлении:

$$e_{\Gamma} = e_e + e_t. \quad (8)$$

Упругая и тепловая части энергии и давления определялись уравнениями

$$e_e = - \int_{V_{\text{K}}}^{V_{\text{T}}} p_e dV_{\text{T}}, \quad e_t = \frac{p_t V_{\text{T}}}{n-1}; \quad p_e = \frac{c_{\text{K}}^2}{nV_{\text{K}}} \left[\left(\frac{V_{\text{K}}}{V_{\text{T}}} \right)^n - 1 \right]. \quad (9)$$

Индексы соответствуют: e — упругая часть, t — тепловая часть; c_{K} и V_{K} — скорость звука и удельный объем кристалла ВВ. Уравнения (9) представляют собой так называемую «самосогласованную» модель твердого тела с $n = \Gamma + 1$.

Полное давление определяется выражением изэнтропы

$$p_{\Gamma} = \frac{c_{\text{K}}^2}{nV_{\text{K}}} \left[\left(\frac{V_{\text{K}}}{V_{\text{T}}} \right)^n \psi \left(\frac{V_{\text{H}}}{V_{\text{K}}} \right) - 1 \right], \quad (10)$$

где индекс n соответствует параметрам ударного фронта.

Функция $\psi(V_{\text{H}}/V_{\text{K}})$ характеризует скачок энтропии на фронте ударной волны:

$$\psi \left(\frac{V_{\text{H}}}{V_{\text{K}}} \right) = \left(\frac{V_{\text{H}}}{V_{\text{K}}} \right)^n \frac{2n/(n-1) - k - V_{\text{H}}/V_{\text{K}}}{(n+1)(n-1) \cdot V_{\text{H}}/V_{\text{K}} - k}.$$

Здесь k — коэффициент пористости, равный отношению удельного объема ВВ перед фронтом V_0 к удельному объему кристалла ВВ V_{K} .

Константы, входящие в эти выражения, были взяты по экспериментальным значениям для тротила (в частности, величина n выбиралась подгонкой выражения ударной адиабаты под экспериментальные данные по ударной сжимаемости тротила плотности 1,62 и 1 г/см³):

$k=1,67$ (соответствует начальной плотности 1 г/см³), $\gamma=3$, $n=5$, $V_{\text{K}}=0,6$ г/см³, $c_{\text{K}}=2,8$ км/сек, $Q_0=3,72 \cdot 10^{10}$ эрг/г.

Из уравнений (4) — (10) можно получить уравнение состояния смеси в виде $e=e(p, V, z)$, а именно:

$$e = (1-z) \frac{c_{\text{K}}^2}{n-1} \left[\psi^{1/n} \frac{pV_{\text{K}}/c_{\text{K}}^2 + 1}{(npV_{\text{K}}/c_{\text{K}}^2 + 1)^{1/n}} - 1 \right] + \frac{pV}{\gamma-1} - (1-z) \times \\ \times \frac{\psi^{1/n} pV_{\text{K}}}{(\gamma-1)(npV_{\text{K}}/c_{\text{K}}^2 + 1)^{1/n}}. \quad (11)$$

Система уравнений и метод ее решения

Исходная система уравнений гидродинамики в переменных Лагранжа имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} &= 0, \\ \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial V}{\partial t} &= Q_0 \frac{\partial z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

К ней присоединяются уравнение кинетики

$$\frac{\partial z}{\partial t} = f(p, z) \quad (13)$$

и уравнение состояния $e = e(p, V, z)$, которое замыкает систему.

На правой границе рассчитываемой области выполняются условия для сильной ударной волны:

$$\rho_0 D = \rho_n (D - u_n), \quad p_n = \rho_0 D u_n, \quad e_n = \frac{1}{2} p_n (V_0 - V_n). \quad (14)$$

На левой границе задавалось давление, спадающее по закону $p = P \exp(-t/\tau)$.

Система уравнений решалась методом характеристик, который обладает большей физической наглядностью и позволяет более точно рассчитать область гладкого течения по сравнению с методом сеток, хотя и приводит к более сложной логической части программы. Кроме того, в методе характеристик автоматически выполняется условие устойчивости Куранта.

В характеристической форме исходная система уравнений (12), (13) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} dp + \rho c du &= F dt && \text{вдоль } dm = \rho c dt \dots C_+ \text{-характеристика,} \\ dp - \rho c du &= F dt && \text{вдоль } dm = -\rho c dt \dots C_- \text{-характеристика,} \\ dp - \rho^2 c^2 dV &= F dt \\ dz &= f dt \end{aligned} \right\} \text{вдоль } dm = 0 \dots C_0 \text{-характеристика.} \quad (15)$$

Здесь введены обозначения

$$\rho c = \sqrt{\left(\frac{\partial t}{\partial V}\right)_{p,z} + p} / \sqrt{\left(\frac{\partial e}{\partial p}\right)_{V,z}};$$

$$F = \left(\rho_0 - \left(\frac{\partial e}{\partial z}\right)_{p,V}\right) \cdot f(p, z) / \left(\frac{\partial e}{\partial p}\right)_{V,z}.$$

Кроме переменных p, V, e, u, z , вычислялась также эйлера координата x , приращение которой $dx = (u + V \cdot dm/dt) dt$ на характеристиках C_{\pm} имеет вид $dx = (u \pm c) dt$, на C_0 — $dx = u dt$ и на ударном фронте $d = D dt$.

Характеристические соотношения аппроксимировались системой уравнений в конечных разностях в характеристической сетке, при решении использовалась схема первого приближения с пересчетом. Если через H_A обозначить величину некоторой переменной в точке A , а через H_{AB} — среднее значение этой переменной по точкам A и B , то аппроксимирующая система запишется в следующем виде:

$$p_D - p_A + [\rho c]_{AD} (u_D - u_A) - F_{AD} (t_D - t_A) = 0, \quad (16)$$

$$m_D - m_A - [\rho c]_{AD} (t_D - t_A) = 0, \quad (17)$$

$$p_D - p_B - [\rho c]_{BD} (u_D - u_B) - F_{BD} (t_D - t_B) = 0, \quad (18)$$

$$m_D - m_B + [\rho c]_{BD} (t_D - t_B) = 0, \quad (19)$$

$$x_D - x_A - [u + c]_{AD} (t_D - t_A) = 0, \quad (20)$$

$$x_D - x_B - [u - c]_{BD} (t_D - t_B) = 0, \quad (21)$$

$$p_D - p_G + [\rho^2 c^2]_{DG} (V_D - V_G) - F_{DG} (t_D - t_G) = 0, \quad (22)$$

$$z_D - z_G - f_{DG} (t_D - t_G) = 0. \quad (23)$$

Эти уравнения использовались при расчете внутренних точек области течения (рис. 1).

Для расчета точек на левой границе течения уравнения (16), (17), (20) заменяются следующими:

$$p_D - P \exp(-t_D/\tau) = 0,$$

$$m_D - m_A = 0,$$

$$x_D - x_A - u_{AD} (t_D - t_A) = 0.$$

Здесь D — точка на границе; A — предыдущая точка на границе. Система уравнений для расчета новой точки D на правой границе (на ударном фронте) по предыдущей точке B состоит из уравнений (14), (17), (19) и уравнений

$$m_D - m_B - \rho_0 D_{BD} (t_D - t_B) = 0,$$

$$x_D - x_B - D_{BD} (t_D - t_B) = 0.$$

Для оценки суммарной точности счета вычислялся контурный интеграл $I = \oint p dt - u dm$, который должен тождественно равняться нулю при интегрировании по границе области течения в силу закона сохранения импульса.

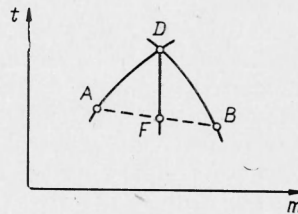


Рис. 1.

Результаты расчета детонационной волны и переходного режима

Предварительно было найдено распределение величин в зоне реакции стационарной детонационной волны по уравнениям, полученным из исходной системы (12), (13) заменой $\mu = \rho_0 D t - m$ и дальнейшим их интегрированием с учетом условий на ударном фронте:

$$\rho_0 D V + u = D, \quad p = \rho_0 u D, \quad e - Q_0 z = \frac{u^2}{2},$$

$$\dot{m} \int \frac{dz}{f(p, z)} = \rho_0 D t - m.$$

Для закона химического превращения типа $f_1 = ap$ и $f_2 = (1-z)^{2/3} ap$ ($a = 0,2 \cdot 10^{-3}$ см·сек/г, $D = 7,72$ км/сек) получаются зависимости, показанные на рис. 2. Сопоставление профилей массовой скорости на рис. 2, а показывает, что учитывающий выгорание член $(1-z)^{2/3}$ в законе химического превращения приводит к существенному сглаживанию профиля скорости в завершающей стадии реакции и более правильно описывает наблюдаемый в эксперименте ход изменения параметров в стационарной детонационной волне. Кроме того, на этих же графиках видно, что наличие члена $(1-z)^{2/3}$ слабо сказывается в начальной стадии химического превращения, играющей главную роль в процессе раз-

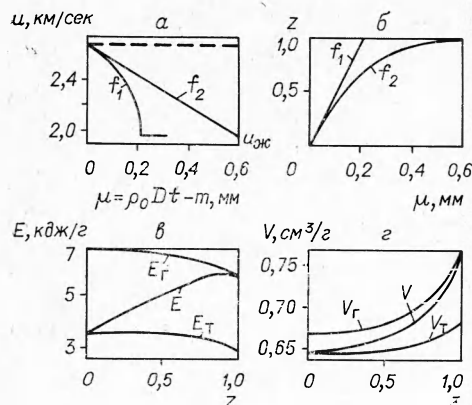


Рис. 2.

тов реакции, обладающих большей удельной энергией, чем исходное ВВ.

Результаты расчета разгона ударной волны иллюстрируются графиками рис. 3—8. На рис. 2 видно, что действующая на границе вещества разгрузка приводит к быстрому уменьшению скорости границы и перемене ее знака. При этом скорость ударного фронта плавно возрастает в отличие от случая возникновения детонации при ударном инициировании гомогенных ВВ. Это связано с использованием плавной зависимости в законе энерговыделения от давления, которая обеспечивает максимальную скорость энерговыделения на фронте ударной волны. Совместное действие разгрузки и выделения энергии приводит к тому, что реакция раньше всего завершается во внутренней части заряда между границей и ударным фронтом, так как идущая с торца заряда волна разрежения снижает давление, а значит, и скорость реакции. В то же время в гомогенных ВВ химическое превращение идет в основном по механизму теплового взрыва с максимальным выделением энергии на границе заряда, при этом эффект разгрузки оказывается значительно слабее влияния энерговыделения. Как видно на рис. 3, точка завершения реакции постепенно приближается к ударному фронту на ширину стационарной зоны. Вместе с тем происходит продвижение второй точки завершения реакции к границе заряда (не следует путать это явление с детонационной волной, возникающей при переходе горения в детонацию в газах, так как в точке завершения реакции нет разрыва гидродинамических величин).

Картина движения ударного фронта на рис. 3 позволяет установить, что время установления стационарной детонации тем больше, чем меньше давление на фронте входящей волны; при этом стационарный режим достигается асимптотически, что не позволяет точно определить время задержки возникновения детонации. В ка-

гона ударной волны вблизи предела инициирования. Поэтому в расчете нестационарной задачи описывающий выгорание член не учитывался.

Интересной особенностью химического превращения описываемой двухкомпонентной смеси является монотонное убывание удельной внутренней энергии каждой из компонент, в то время как суммарная внутренняя энергия первоначально растет, а затем проходит через максимум, как и в случае гомогенной реакции в газах (рис. 2, в). Это связано с увеличением доли продук-

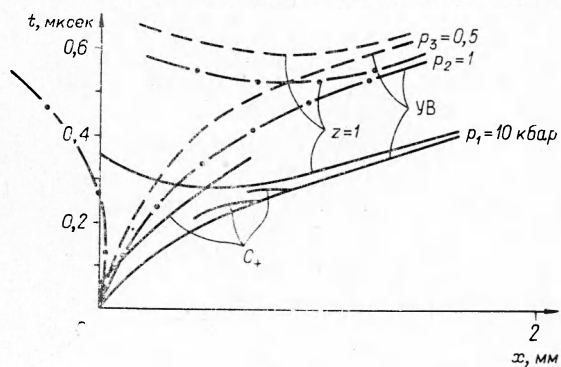


Рис. 3.

честве соответствующей характеристики на рис. 4 приведена зависимость времени появления точки завершения реакции от инициирующего давления. Эта зависимость имеет плавный характер в отличие от случая энерговыделения по закону Аррениуса, когда существует некоторое предельное инициирующее давление, выше которого время установления детонации почти не зависит от начальных условий. Ход S_+ -характеристик на рис. 3 показывает, что влияние действующей разгрузки на течение в стационарной зоне ограничено малым начальным временем, в силу чего длительность воздействия играет существенную роль при критических условиях инициирования.

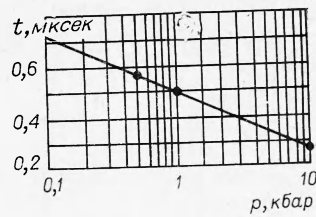


Рис. 4.

На рис. 5 и 6 приведены распределения $z(m)$ и $u(t)$ для $p=1$ кбар и $\tau=5$ мксек. В этих условиях между ударным фронтом и границей заряда через 0,5 мксек возникает точка, в которой реакция закончена (см. рис. 5), после чего профиль $z(m)$ быстро ($\sim 0,2$ мксек) стремится к стационарному. Приведенные на рис. 6 распределения $u(t)$ удобно сравнивать с экспериментальными профилями, получаемыми электромагнитным методом. Начиная с некоторой глубины в заряде, на первоначально треугольном профиле массовой скорости появляется излом, соответствующий завершению реакции и переходящий в точку Чепмена-Жуге при стремлении к стационарному режиму. Эта картина изменения профиля скорости хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в случае слабого инициирования тротила плотности $\rho_0=1$ г/см³ [1].

Интегральная зависимость среднего давления в зоне реакции от времени реакции, приведенная на рис. 7, совпадает с экспериментальной прямой из работы [1]. Одинаковый наклон свидетельствует о правильном выборе закона выделения энергии внутри зоны реакции $\partial z/\partial t = ap$.

В качестве численного критерия при определении критических условий инициирования детонации было взято значение dD/dm при $m=0$, которое оставалось постоянным на значительной глубине в заряде. Критические величины τ^* и p^* , полученные экстраполяцией к случаю $dD/dm=0$, величина τ при разных p (0,075; 0,1; 0,2; 0,5 кбар) и величины p при $\tau=0,5$ мксек приведены на рис. 8 (при этом $a=0,2 \cdot 10^{-4}$ см·сек/г). Ударные волны с параметрами, соответствующими точкам под полученной критической кривой, затухают, при более высоких значениях параметров возникает детонация.

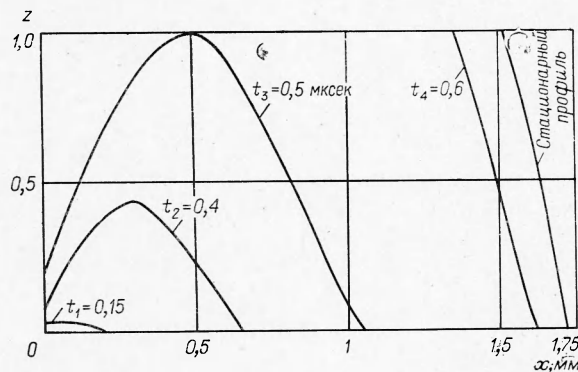


Рис. 5.

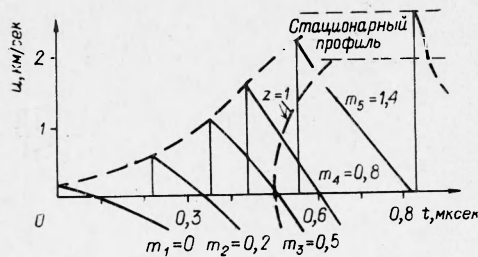


Рис. 6.

Качественно аналогичная зависимость критических параметров была получена в работе [3] для гомогенных ВВ, при этом затухание обусловлено резким увеличением времени реакции в законе Аррениуса при уменьшении параметров инициирующей волны. В то же время в случае плавной зависимости скорости тепловыделения от давления [5] не было получено затухания, обусловленного гидродинамическим разлетом. Для согласования с наблюдавшимся в эксперименте затуханием слабых ударных волн авторы были вынуждены ввести некоторое произвольное давление, ниже которого, как считалось, реакция не идет. Введение этого предельного давления не имеет каких-либо физических обоснований. Одним из основных результатов данной работы является доказательство возможности затухания ударных волн во взрывчатых веществах с плавным законом энерговыделения по чисто гидродинамическим причинам.

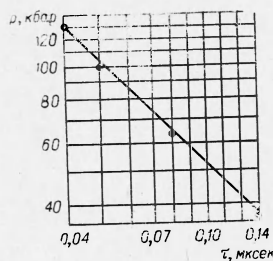


Рис. 7.

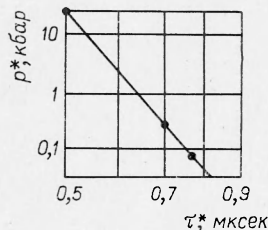


Рис. 8.

Результаты расчета показывают, что предложенная модель состояния вещества и энерговыделения за фронтом ударной волны дает качественное описание процесса инициирования детонации механически неоднородных ВВ в режиме разгона ударной волны. В то же время было обнаружено, что закон энерговыделения $z = ap$ с постоянным значением a не обеспечивает правильной зависимости критических параметров ударной волны при изменении начальной плотности ВВ. Этот вопрос, а также необходимость определения двумерных эффектов при инициировании детонации в реальных условиях требуют дальнейшего изучения.

Поступила в редакцию
7/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Васильев. Канд. дисс. М., 1969.
2. Л. В. Дубнов, А. И. Романов, В. И. Кирис. I Всес. симп. по горению и взрыву. «Наука», 1968.
3. H. W. Hubbard, M. H. Johnson. *J. Appl. Phys.*, 1952, 30, 765.
4. M. H. Boyer, R. Grandey. *Detonation and Two-phase Flow*, № 6, London, 1962.
5. F. G. Wagner. IX-th Int. Symp. on Somb., 1962.
6. В. А. Васильев, Л. Г. Болховитинов, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1967, 3, 4.
7. H. Eyring et al. *Chem. Rev.*, 1949, 45, 69.
8. S. G. Gascob et al. IX-th Int Symp. on Somb., 1962.