

15. Дремин А. Н., Карпучин И. А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ, ПМТФ, 1960, т. 3 стр. 184.
16. Coleburn N. L., Lidiard T. P. Hugoniot equation of state of several unreacted explosives. J. Chem Phys., 1966, vol. 44. No. 5, p. 1929.
17. Boyle V. H., Jameson R. L., Allison F. E. Pressure measurements during shock initiation of composition B. X. Sympos. (Internat.) on Combustion, 1965, Pittsburg, Pennsylvania.
18. Корнер С. Б., Сеницин М. В., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Блинов А. В. Исследование сжимаемости пяти ионных соединений до давлений 5 мбар. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 4 (10), стр. 1202.
19. Thouvenin J. Effect of a shock wave on a porous solid. IV Sympos. (Internat.) on Detonation. Oct. 12—15, 1965, US Naval Ordnance Laboratory, White Oak, Maryland.
20. Natta J., Vassareda M. Sulla velocita di propagazione degli ultrasuoni nelle miscele ideali. Atti Accad. Nazionale di Lincei Roma, 1948, No. 4, p. 360.
21. Nomoto O. Empirical formula for sound velocity in liquid mixtures. J. Phys., Soc. Japan, 1958, vol. 13, No. 12, p. 1528.
22. Михайлов И. Г. Скорость ультразвука в водных смесях некоторых органических жидкостей. Докл. АН СССР, 1941, т. 31, стр. 324.
23. Ноздрев В. Ф. Применение ультразвука в молекулярной физике. М., Физматгиз, 1958, стр. 385.
24. Дремин А. Н., Розанов О. К. Измерение ударных адиабат смесей нитрометана с ацетоном. Изв. АН СССР, Сер. хим. наук, 1964, т. 8, стр. 1513.

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВО ВЗРЫВЧАТОМ ВЕЩЕСТВЕ НА ВЕЛИЧИНУ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ДЕТОНАЦИИ

С. С. Рыбанин

(Москва)

Проведен теоретический анализ влияния неоднородностей во взрывчатом веществе (ВВ) на величину критического диаметра детонации. В предположении, что неоднородности являются очагами возникновения химической реакции за фронтом детонации, получена формула для определения критического диаметра в зависимости от концентрации и размера неоднородностей. Показано, что в случае, когда неоднородности представляют собой частицы инертного вещества (ИВ), добавляемые в ВВ, зависимость критического диаметра от весовой доли и размера частиц ИВ может иметь минимум. Результаты теоретического анализа качественно согласуются с экспериментальными данными.

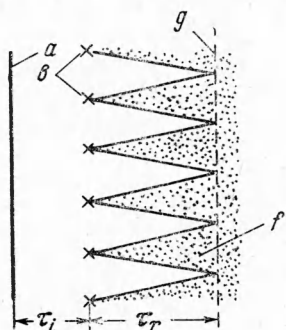
Как известно, неоднородности в заряде взрывчатого вещества (ВВ) могут оказывать существенное влияние на свойства детонации. Так, например, в работе [1] было получено, что введение во взрывчатое вещество неорганических добавок (CaCO_3 , PbO , W и др.) заметно (в отдельных случаях почти в два раза) уменьшает величину критического диаметра d_* . Для объяснения этого явления авторами [1] был предложен следующий механизм протекания химической реакции в детонационной волне, распространяющейся по заряду ВВ с добавками ИВ. (Вещество будем считать инертным, если тепловыделение в результате химической реакции его со взрывчатым веществом или его разложения происходит за плоскостью Чепмена — Жуге.) В детонационной волне (фиг. 1) химическая реакция инициируется в отдельных очагах — «горячих точках» b , возникающих за фронтом детонации a вследствие взаимодействия ударносжатого ВВ и частиц ИВ. Затем реакция распространяется на прилегающие слои ВВ f и в плоскости Чепмена — Жуге g заканчивается.

В соответствии с этим время горения τ_c складывается из двух частей: времени развития реакции в очаге воспламенения (времени индукции) τ_i и времени распространения реакции из очагов воспламенения до полного завершения горения τ_r .

$$\tau_c = \tau_i + \tau_r \quad (1)$$

Добавка частиц ИВ может существенно сократить время реакции τ_c , поэтому критический диаметр ВВ с добавкой частиц ИВ может оказаться меньше критического диаметра чистого ВВ, поскольку $d_* \sim \tau_c$.

Интересные результаты о зависимости критического диаметра жидкого ВВ (нитрометана) от содержания порошкообразных добавок Al_2O_3 , Al , W , сажи были получены недавно Р. Х. Курбангалиной [2]. Оказалось, что по мере увеличения весовой доли порошка ИВ критический диаметр смеси нитрометан — порошок Al_2O_3 сначала



Фиг. 1

уменьшается (в несколько раз!), а затем увеличивается. Кроме того, критический диаметр этой смеси зависит и от размера частиц порошка ИВ. При фиксированном значении весовой доли ИВ существует такой размер частиц порошка, при котором критический диаметр имеет минимальное значение. Такую зависимость критического диаметра от весовой доли и размера частиц порошка ИВ Р. Х. Курбангалина объясняет существенным влиянием очагов воспламенения, возникающих в результате взаимодействия ударносжатого ВВ и частиц ИВ, на время химической реакции при детонации.

Количественные оценки такого влияния можно получить, положив в основу рассмотрения модель детонации при наличии неоднородностей в заряде ВВ, предложенную в работе [1] (фиг. 1).

Итак, будем считать что химическая реакция за фронтом детонации инициируется в отдельных очагах — горячих точках, возникающих в результате взаимодей-

ствия ударносжатого ВВ с частицами инородного вещества, которое может происходить из-за отличия физических свойств (таких, как плотность, твердость и прочих) ИВ и ВВ. Величину критического диаметра d_* можно оценить следующим образом¹ [3];

$$d_* \sim D\tau_c \quad (2)$$

Здесь D — скорость детонации, $\tau_c = \tau_i + \tau_r$ — полное время химической реакции (горения) (1).

Если считать, что скорости частиц ИВ и ВВ в момент завершения химической реакции одинаковые, то величина скорости детонации Чепмена — Жуге приблизительно равна

$$D \approx D_0 \sqrt{1 - \alpha} \quad (3)$$

Здесь D_0 — скорость детонации чистого ВВ, α — весовая доля ИВ.

Займемся теперь вычислением величины времени горения τ_c (1). Оценим сначала время индукции τ_i . Если пренебречь выгоранием вещества за время τ_i и временем формирования очага воспламенения, то приближенное выражение для τ_i вблизи предела воспламенения имеет следующий вид [4]:

$$\tau_i \approx \sqrt{2} \pi \tau_q (e\tau_q/\tau_a - 1)^{-1/2} \quad (4)$$

$$\left(\tau_a = \frac{c_p \rho R T^2}{Q Z E} \exp \frac{E}{RT}, \quad \tau_q = \frac{2c_p \rho r_*^2}{3\lambda} \right)$$

Здесь τ_a — адиабатический период индукции, τ_q — характерное время теплоотвода, c_p — теплоемкость, ρ — плотность, Q — тепловой эффект химической реакции Z — предэкспоненциальный множитель, R — газовая постоянная, E — энергия активации, T и r_* — температура и размер горячей точки, λ — коэффициент теплопроводности.

Вблизи предела воспламенения $\tau_q/\tau_a \approx 1/e$, поэтому, умножив числитель и знаменатель дроби в равенстве (4) на $\sqrt{2}$, получим с точностью до коэффициента порядка единицы

$$\tau_i \approx \tau_a (1 - \tau_a^2/e^2\tau_q^2)^{-1/2} \quad (5)$$

Видно, что формула (5) дает качественно правильную зависимость τ_i от τ_a/τ_q не только при приближении к пределу воспламенения, когда $\tau_a/\tau_q \rightarrow e$ и $\tau_i \rightarrow \infty$, но и вдали от него, когда $\tau_a/\tau_q \rightarrow 0$, при этом $\tau_i \rightarrow \tau_a$.

Поэтому формула (5) может быть вполне применима для оценки времени индукции τ_i во всем интервале $(0, e)$ изменения τ_a/τ_q .

¹ Согласно Ю. Б. Харитону [3] $d_* \approx \tau_c c$, где c — скорость распространения волн разгрузки в ударносжатом ВВ. По порядку величины $c \sim \sqrt{\Delta p/\Delta \rho}$, где Δp и $\Delta \rho$ — изменение давления и плотности во фронте волны разгрузки. Для взрывчатых веществ $\Delta p \approx \text{const}$, $\Delta \rho \sim D^2$, поэтому $c \sim D$ и $d_* \sim \tau_c D$.

Температура горячей точки зависит как от скорости детонации, так и от физико-механических свойств ИВ и ВВ, и по-видимому, в первом приближении может быть определена следующим образом:

$$T = \frac{\delta D^2}{c_p} \approx \frac{\delta D_0^2 (1 - \alpha)}{c_p} \quad (6)$$

Величина δ зависит в основном от физико-механических свойств ИВ и ВВ.

Воспользовавшись равенствами (4) — (6), выражение для τ_i можно привести к следующему виду:

$$\tau_i \approx \frac{F}{D} \exp \frac{\theta}{1 - \alpha} \left(1 - \frac{\Phi}{r_*^4} \exp \frac{2\theta}{1 - \alpha} \right)^{-1/2} \quad (7)$$

$$\theta = \frac{E c_p}{R \delta D_0^2}, \quad F = \frac{c_p \rho R T D}{Q Z E}, \quad \Phi = \left(\frac{3 R T^2 \lambda}{2 E Q Z e} \right)^2$$

Время распространения химической реакции τ_r зависит от расстояния между горячими точками L и нормальной скорости горения u . Зависимость величины u от температуры и давления обычно имеет степенной характер, поэтому для ударносжатого ВВ можно считать в первом приближении $u \sim D$. Величину τ_r оценим следующим образом:

$$\tau_r = L / u \approx \beta L / D \quad (L = N^{1/3}, \quad N = n_0 + n) \quad (8)$$

Здесь N — концентрация горячих точек; n_0 — концентрация очагов воспламенения, возникших в результате неустойчивости детонации; n — концентрация частиц ИВ, которую выразим через их весовую долю

$$n = \frac{\alpha \rho_0}{4/3 \pi r^3 \rho [1 - \alpha (1 - \rho_0 / \rho)]}$$

Здесь ρ_0 — плотность ВВ, ρ — плотность ИВ, r — радиус частицы ИВ. Подставляя выражение для L и N в соотношение (8), получим

$$\tau_r \approx \frac{\beta}{D} (n_0 + n)^{-1/3} \quad (9)$$

Воспользовавшись соотношениями (1), (2), (7) и (9), для величины критического диаметра d_* получим

$$d_* = \beta \left\{ \xi \exp \frac{\theta}{1 - \alpha} \left(1 - \frac{\Phi}{r_*^4} \exp \frac{2\theta}{1 - \alpha} \right)^{-1/2} + \frac{1}{(n_0 + n)^{1/3}} \right\} \left(\xi = \frac{F}{\beta} \right) \quad (10)$$

В формуле (10) величины коэффициентов β и θ зависят в основном от свойств ИВ и ВВ, и в первом приближении их изменением можно пренебречь. Коэффициенты ξ и Φ хотя и зависят от скорости детонации, но все же этой зависимостью можно пренебречь по сравнению с экспоненциальной и поэтому считать ξ и Φ постоянными.

Проанализируем теперь в этих предположениях выражения для критического диаметра d_* (10). Отметим прежде всего случай, когда $n_0 \rightarrow \infty$ и $r_* \rightarrow \infty$. Это условие означает, что воспламенение происходит не в отдельных точках, а сразу во всех точках плоскости, т. е. имеет место классический механизм детонации. В этом случае формула для критического диаметра имеет то же классический вид [3]

$$d_* \sim \exp \frac{\theta}{1 - \alpha}$$

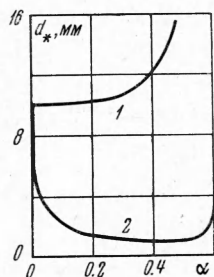
и критический диаметр d_* растет по мере увеличения весовой доли ИВ (кривая 1, фиг. 2).

Но наибольший интерес представляет случай, когда добавка частиц ИВ оказывает существенное влияние на свойства детонации, при этом критический диаметр зависит в основном от весовой доли и радиуса частиц ИВ. В этом случае $n_0 \ll n$ и $r_* \sim r$, а формула (10) приобретает следующий вид:

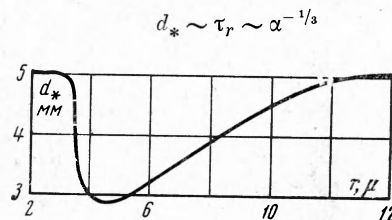
$$d_* \approx \beta \left\{ \xi \exp \frac{\theta}{1 - \alpha} \left(1 - \frac{\Phi}{r^4} \exp \frac{2\theta}{1 - \alpha} \right)^{-1/2} + \frac{1}{n^{1/3}} \right\} \quad (11)$$

Прежде чем перейти к анализу выражения (11), заметим, что первое слагаемое в правой части (11) пропорционально времени индукции τ_i , а второе — времени рас-

пространения горения τ_r . Видно, что зависимость каждого из этих слагаемых от весовой доли α и радиуса частиц r ИВ имеет разный характер, и поэтому зависимость критического диаметра d_* от α и r может иметь минимум. В самом деле, если температура горячих точек достаточно велика, то при малых значениях α $\tau_i \ll \tau_r$ и величина критического диаметра определяется концентрацией частиц ИВ



Фиг. 2



Фиг. 3

Но по мере увеличения α скорость детонации уменьшается, поэтому время индукции τ_i увеличивается, и при достаточно большом α будет выполняться уже противоположное неравенство $\tau_i \gg \tau_r$, при этом

$$d_* \sim \tau_i \sim \exp \frac{\theta}{1-\alpha} \left(1 - \frac{\Phi}{r^4} \exp \frac{2\theta}{1-\alpha} \right)^{-1/2}$$

и d_* уже увеличивается по мере роста α .

На фиг. 2 представлен график зависимости d_* от α , иллюстрирующий этот случай (кривая 2).

Поясним теперь характер зависимости d_* от r (фиг. 3) при фиксированном значении α .

Если размер частиц и, следовательно, горячих точек настолько мал, что не выполняется условие воспламенения, т. е. $\tau_a / \tau_q > e$, и поэтому частицы ИВ не принимают участия в иницировании химической реакции, то критический диаметр α_* не зависит от размера частиц.

Если же размер частиц достаточно велик и условие воспламенения выполняется $\tau_a / \tau_q < e$, то при $\tau_i \gg \tau_r$ (вблизи предела воспламенения) критический диаметр уменьшается с увеличением радиуса частиц

$$d_* \sim \tau_i \sim \left(1 - \frac{\Phi}{r^4} \exp \frac{2\theta}{1-\alpha} \right)^{-1/2}$$

При дальнейшем увеличении размера частиц существенную роль начинает играть время распространения горения τ_r , поэтому критический диаметр d_* увеличивается с ростом r

$$d_* \sim \tau_r \sim r$$

И наконец, когда размер частиц становится столь велик, что выполняется условие

$$n_0 \gg n$$

то критический диаметр снова не зависит от r .

Таким образом, показано, что зависимость критического диаметра детонации смеси взрывчатого вещества и частиц инертного вещества от весовой доли и размера частиц может иметь минимум.

В заключение автор приносит благодарность Р. Х. Курбангалиной за постановку задачи и обсуждения и Л. Н. Стесикю за полезные замечания.

Поступила 2 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. А п и н А. Я., С т е с и к Л. Н. О механизме химической реакции при детонации сплошных взрывчатых веществ. ПМТФ, 1965, т. 2, стр. 146—149.
2. К у р б а н г а л и н а Р. Х. Зависимость критического диаметра жидких взрывчатых веществ от содержания порошкообразных добавок. ПМТФ, 1969, № 4.
3. Х а р и т о н Ю. Б. О детонационной способности взрывчатых веществ. Вопросы теории взрывчатых веществ. Кн. 1, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947, стр. 5—28.
4. Ф р а н к — К а м е н е ц к и й Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967, стр. 347.