

ПАРАМЕТРЫ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ ПРИ ВЗРЫВЕ
ЗАРЯДОВ ИЗ ТЭНА И АЗИДА СВИНЦА РАЗНОЙ ПЛОТНОСТИ

Б. Д. Христофоров

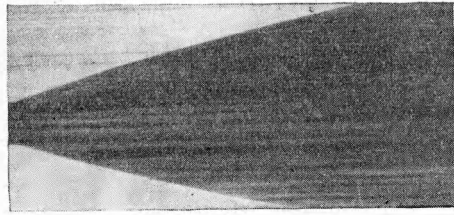
(Москва)

Приводятся экспериментальные данные о параметрах фронта и результаты расчета энергии, потерянной ударной волной из-за диссипативных процессов при взрыве в воздухе зарядов из тэна с плотностью $\rho = 1.6$ и 0.4 г/см^3 и азида свинца с $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 в диапазоне от 1 до 30 радиусов заряда.

Работа проводилась для определения влияния свойств ВВ на действие взрыва.

Для удобства изложения введем следующие обозначения: $C \text{ кг}$ — вес заряда, $R / C^{1/3} = R^0 \text{ м/кг}^{1/3}$ — приведенное расстояние от центра заряда, $t / C^{1/3} = t^0 \text{ сек/кг}^{1/3}$ — приведенное время, $\Theta / C^{1/3} = \Theta^0 \text{ сек/кг}^{1/3}$ — время, в течение которого давление в волне спадает в e раз.

1. Опыты проводились с насыпными и прессованными зарядами ВВ.



Фиг. 1

Плотность насыпных зарядов из азида свинца была 1.6 и 0.85 г/см^3 , у тэна 0.4 г/см^3 . ВВ помещалось в сферические оболочки из алюминиевой фольги толщиной 0.15 мм . Применялись насыпные заряды из тэна весом $0.5, 2.2$ и 3.3 г и азида свинца весом $2.2, 4$ и 7 г . Прессованные заряды из тэна при плотности 1.6 г/см^3 имели вес $0.2, 0.8$ и 2.8 г .

Иницирование осуществлялось взрывом манганиновой проволоки толщиной 0.05 мм , пропущенной сквозь заряд, при прохождении через нее импульса электрического тока.

Величина разбрасываемого слоя ВВ бралась согласно данным К. Е. Губкина [1] для тэна при $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ равной 0.2 мм . Величина разбрасываемого слоя у зарядов, заключенных в оболочку, не учитывалась, так как предполагалось, что они детонируют полностью.

Движение фронта ударной волны фотографировалось в параллельном пучке проходящего света шпирно-теневым методом. В диапазоне от 1 до $8 R_0$ применялся ждущий фоторегистр ЖФР [2], а на больших расстояниях от заряда фотографирование производилось камерой СФР 2М.

На фиг. 1 приведена фотография развертки взрыва заряда из тэна, полученная на приборе ЖФР.

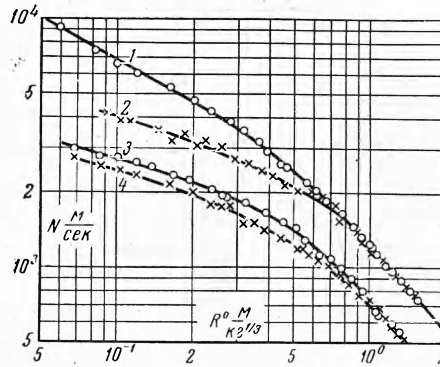
Скорость фронта N ударной волны определялась графическим дифференцированием кривых $R(t)$ для фронта, полученных при обработке шпирно-теневого фотографий.

Максимальное давление ударной волны ΔP , отсчитанное от атмосферного, определялось по скорости фронта N с помощью ударной адиабаты для воздуха Я. Б. Зельдовича и Ю. П. Райзера [3].

Ошибка в определении N не превышала, в среднем, 5% .

Опытные данные и результаты расчетов приводятся на графиках фиг. 2—8. Кривые для тэна с плотностью $\rho = 1.6$ и 0.4 г/см^3 и азида свинца с $\rho = 1.6$ и 0.85 г/см^3 отмечены цифрами 1, 2, 3, 4 соответственно.

Для каждого ВВ результаты, полученные при взрыве зарядов с большей плотностью, отмечаются на графиках кружками, а данные для зарядов меньшей плотности — крестиками.



Фиг. 2

2. График на фиг. 2 иллюстрирует зависимость скорости фронта N в м/сек от приведенного расстояния R° м/кг^{1/3} для зарядов из тэна и азид свинца в логарифмической системе координат в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 1.6$.

Экспериментальные данные можно описать эмпирическими формулами

$$\begin{aligned} N &= \frac{1880}{(R^\circ)^{0.56}} & 0.053 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ \text{тэн } \rho = 1.6 \text{ г/см}^3 \quad N &= \frac{1280}{(R^\circ)^{0.9}} & 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ N &= \frac{1230}{(R^\circ)^{1.13}} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} N &= \frac{1800}{(R^\circ)^{0.355}} & 0.084 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ \text{тэн } \rho = 0.4 \text{ г/см}^3 \quad N &= \frac{1380}{(R^\circ)^{0.605}} & 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ N &= \frac{1230}{(R^\circ)^{1.13}} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} N &= \frac{1420}{(R^\circ)^{0.3}} & 0.053 \leq R^\circ \leq 0.25 \\ \text{азид свинца } \rho = 1.6 \text{ г/см}^3 \quad N &= \frac{900}{(R^\circ)^{0.58}} & 0.25 \leq R^\circ \leq 0.7 \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} N &= \frac{740}{(R^\circ)^{1.13}} & 0.7 \leq R^\circ \leq 1.6 \\ N &= \frac{1230}{(R^\circ)^{0.3}} & 0.0655 \leq R^\circ \leq 0.25 \\ \text{азид свинца } \rho = 0.85 \text{ г/см}^3 \quad N &= \frac{810}{(R^\circ)^{0.58}} & 0.25 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ N &= \frac{740}{(R^\circ)^{1.13}} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Интегрируя выражения (2.1) — (2.4), получим формулы для радиуса R° фронта волны в функции приведенного времени t°

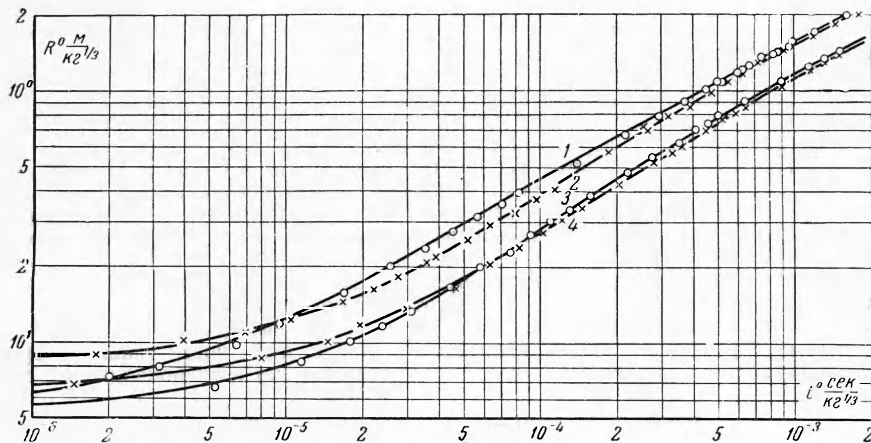
$$\begin{aligned} \text{тэн } \rho = 1.6 \text{ г/см}^3 \\ R^\circ = 0.053 (1 + 2.88 \cdot 10^5 t^\circ)^{0.64} & 0.053 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ R^\circ = 0.35 [(t^\circ - 6.25 \cdot 10^{-5}) 17800 + 1]^{0.526} & 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ R^\circ = 0.8 [(t^\circ - 2.81 \cdot 10^{-4}) 4220 + 1]^{0.47} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \text{тэн } \rho = 0.4 \text{ г/см}^3 \\ R^\circ = 0.084 (1 + 0.694 \cdot 10^5)^{0.737} & 0.084 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ R^\circ = 0.35 [1 + 12000 (t^\circ - 8 \cdot 10^{-5})]^{0.622} & 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ R^\circ = 0.8 [1 + 4250 (t^\circ - 31.1 \cdot 10^{-5})]^{0.47} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \text{азид свинца } \rho = 1.6 \text{ г/см}^3 \\ R^\circ = 0.053 (1 + 81000 t^\circ)^{0.77} & 0.053 \leq R^\circ \leq 0.25 \\ R^\circ = 0.25 [1 + 12700 (t^\circ - 7.7 \cdot 10^{-5})]^{0.633} & 0.25 \leq R^\circ \leq 0.7 \\ R^\circ = 0.7 [1 + 3380 (t^\circ - 4 \cdot 10^{-4})]^{0.47} & 0.7 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \text{азид свинца } \rho = 0.85 \text{ г/см}^3 \\ R^\circ = 0.0655 (1 + 55500 t^\circ)^{0.77} & 0.0655 \leq R^\circ \leq 0.25 \\ R^\circ = 0.25 [1 + 11400 (t^\circ - 8.5 \cdot 10^{-5})]^{0.633} & 0.25 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ R^\circ = 0.8 [1 + 2550 (t^\circ - 5.55 \cdot 10^{-4})]^{0.47} & 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (2.8)$$

На фиг. 3 на графике нанесены кривые $R^0(t^0)$ по формулам (2.5)—(2.8). Там же приведены экспериментальные точки, снятые непосредственно со шпирно-теневых фотографий ударной волны. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с результатами расчета.



Фиг. 3

3. Рассчитанные по скорости фронта и уравнению состояния воздуха Зельдовича и Райзера [3], значения максимального давления ΔP в ударной волне для всех четырех исследуемых ВВ представлены на графике фиг. 4 в зависимости от приведенного расстояния R^0 . Приводим эмпирические формулы, которыми можно описать кривые $\Delta P (R^0)$ на фиг. 4.

тэн $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\Delta P = \frac{38}{(R^0)^{1.14}} \quad 0.053 \leq R^0 \leq 0.35 \quad (3.1)$$

$$\Delta P = \frac{17.8}{(R^0)^{1.81}} \quad 0.35 \leq R^0 \leq 0.8$$

$$\Delta P = \frac{14.2}{(R^0)^{2.55}} \quad 0.8 \leq R^0 \leq 1.6$$

$$\Delta P = \frac{34}{(R^0)^{0.74}} \quad 0.084 \leq R^0 \leq 0.35$$

тэн $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$

$$\Delta P = \frac{21}{(R^0)^{1.2}} \quad 0.35 \leq R^0 \leq 0.8 \quad (3.2)$$

$$\Delta P = \frac{14.2}{(R^0)^{2.55}} \quad 0.8 \leq R^0 \leq 1.6$$

$$\Delta P = \frac{20}{(R^0)^{0.61}} \quad 0.053 \leq R^0 \leq 0.25$$

азид свинца $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\Delta P = \frac{8}{(R^0)^{1.17}} \quad 0.25 \leq R^0 < 0.7 \quad (3.3)$$

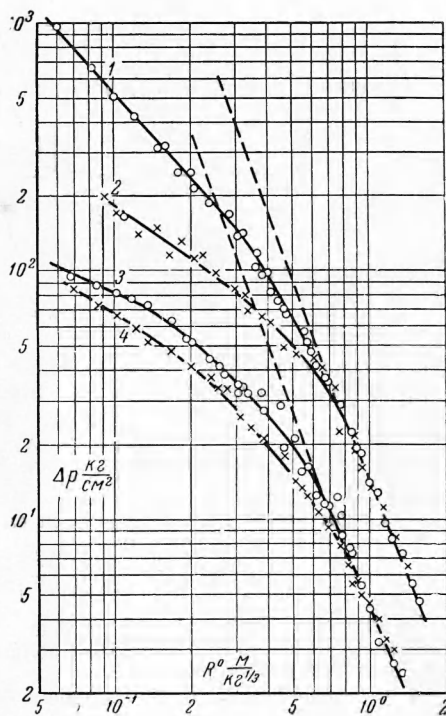
$$\Delta P = \frac{4.5}{(R^0)^{2.55}} \quad 0.7 \leq R^0 \leq 1.6$$

$$\Delta P = \frac{14.7}{(R^0)^{0.66}} \quad 0.0655 \leq R^0 \leq 0.25$$

азид свинца $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$

$$\Delta P = \frac{5.4}{(R^0)^{1.22}} \quad 0.25 \leq R^0 \leq 0.7 \quad (3.4)$$

$$\Delta P = \frac{4.5}{(R^0)^{2.55}} \quad 0.8 \leq R^0 \leq 1.6$$



Фиг. 4

Штриховые кривые проведены в соответствии с формулой М. А. Садовского [4], пересчитанной для тэна и азиды свинца в соответствии с принципом энергетического подобия. Энергия взрыва тэна при этом принималась равной $Q = 1400$ ккал/кг, а азиды свинца $Q = 365$ ккал/кг.

В диапазоне $0.8 \leq R^\circ \leq 1.6$ наши данные для всех типов ВВ можно описать формулой М. А. Садовского. В той области имеет место энергетическое подобие и давление во фронте волны не зависит от свойств ВВ.

При $R^\circ < 0.8$ имеет место лишь геометрическое подобие. Для каждого типа ВВ максимальное давление в ударной волне на каждом приведенном расстоянии R° не зависит от веса заряда. Однако оно понижается при уменьшении плотности ВВ и при переходе от взрыва тэна к взрыву азиды свинца.

Таким образом, для описания распространения волны в ближней к заряду зоне необходимо ввести кроме параметра R° еще один, характеризующий условия выделения энергии при взрыве ВВ. В качестве такового можно взять давление или скорость детонации. Или же связанные с ними давление или скорость на границе заряд-воздух.

При переходе от заряда тэна с $\rho = 1.6$ г/см³ к заряду с $\rho = 0.4$ г/см³ скорость детонации меняется от 9500 до 4400 м/сек, при этом давление во фронте ударной волны на расстоянии $1R_0$ от заряда уменьшается от 1060 до 200 атм.

4. На больших расстояниях от места взрыва форма ударной волны близка к треугольной [5], в то же время, вблизи от заряда в окрестности ударного фронта затухание давления со временем в точке измерения близко к экспоненциальному

$$\Delta P(t) = \Delta P \exp\left(-\frac{t^\circ}{\theta^\circ}\right) \quad \left(\theta^\circ = -\frac{\Delta P}{dP/dt^\circ}\right)$$

При этом θ° можно определить, решая уравнения гидродинамики (4.3) совместно с условиями на фронте (4.2) при помощи ударной адиабаты воздуха Я. Б. Зельдовича и Ю. П. Райзера [3]

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial \Delta P}{\partial t} + \frac{2\rho u}{R} + \rho \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{u}{a^2} \frac{\partial \Delta P}{\partial R} = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{\partial \Delta P}{\partial R} = 0$$

$$\frac{du}{dR} = \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{1}{N} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\frac{d\Delta P}{dR} = \frac{\partial \Delta P}{\partial R} + \frac{1}{N} \frac{\partial \Delta P}{\partial t}$$

Выражение для величины θ° в диапазоне $0.053 \leq R^\circ \leq 1.6$ имеет вид

$$\theta^\circ = \frac{\left[1 - \left(\frac{N-u}{a}\right)^2\right] R^\circ}{\alpha N \left(1 + \frac{N-u}{a^2} u + \frac{1}{1-u/N} - \frac{2}{\alpha} - \frac{\Delta P}{N} \frac{dN}{d\Delta P} \frac{1}{1-u/N}\right)} \quad (4.3)$$

Здесь значение

$$\alpha = -\frac{d\Delta P}{dR} \frac{R}{\Delta P}$$

определялось графическим дифференцированием кривых на фиг. 4.

Графики зависимости $\theta^\circ = f(R^\circ)$ представлены на фиг. 5. На фиг. 6 приведены кривые

$$\left| \frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} \right|_{t^\circ=0} = \frac{\Delta P}{\theta^\circ} = f(R^\circ) \left[\frac{\text{атм}}{\text{сек/кг}^{1/2}} \right]$$

При этом на фиг. 6 используются следующие обозначения

$$\xi = \lg \left| \frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} \right|_{t^\circ=0}, \quad \xi = \lg R^\circ$$

В диапазоне $R^\circ \geq 0.8$, т. е. в области, где сохраняется энергетическое подобие, спад давления за фронтом ударной волны на каждом расстоянии от заряда зависит лишь от энергии взрыва.

В области $R^\circ \leq 0.8$ с уменьшением скорости детонации ВВ, при той же энергии взрыва, постоянная времени волны увеличивается. На расстоянии $R^\circ = 0.1$, при переходе от взрыва тэна с $\rho = 1.6$ г/см³ к зарядам с $\rho = 0.4$ г/см³ θ° возрастает от $1.1 \cdot 10^{-6}$ до $4.5 \cdot 10^{-6}$ сек/кг^{1/2}.

Кривые на графиках 5—6 можно описать следующими эмпирическими формулами:

тэн $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\theta^\circ = 7.1 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{1.81} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 1 \quad (4.4)$$

$$\theta^\circ = 7.8 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{2.57} \quad 1 \leq R^\circ \leq 1.6$$

тэн $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$

$$\theta^\circ = 14.2 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{1.51} \quad 0.084 \leq R^\circ \leq 0.4$$

$$\theta^\circ = 7 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{0.730} \quad 0.4 \leq R^\circ \leq 1 \quad (4.5)$$

$$\theta^\circ = 7.8 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{2.57} \quad 1 \leq R^\circ \leq 1.6$$

азид свинца $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\theta^\circ = 1.25 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{0.90} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 1 \quad (4.6)$$

$$\theta^\circ = 1.58 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{2.43} \quad 1.0 \leq R^\circ \leq 1.8$$

азид свинца $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$

$$\theta^\circ = 1.8 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{0.95} \quad 0.0655 \leq R^\circ \leq 1 \quad (4.7)$$

$$\theta^\circ = 1.58 \cdot 10^{-5} (R^\circ)^{2.43} \quad 1 \leq R^\circ \leq 1.6$$

тэн $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{6.1 \cdot 10^{-5}}{(R^\circ)^{2.86}} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 0.4$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{2.2 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{3.89}} \quad 0.4 \leq R^\circ \leq 0.8 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{1.8 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{5.4}} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6$$

тэн $\rho = 0.4 \text{ г/см}^3$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{2.45 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{2.23}} \quad 0.084 \leq R^\circ \leq 0.8 \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{1.8 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{5.4}} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6$$

азид свинца $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{1.24 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{1.6}} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 0.35$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{0.57 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{2.31}} \quad 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \quad (4.10)$$

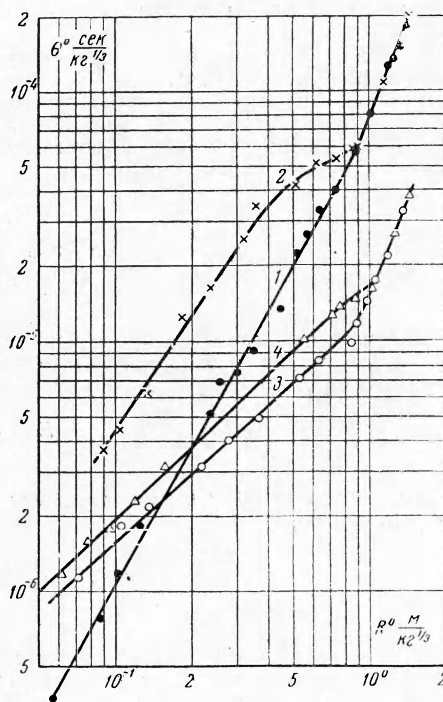
$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{0.285 \cdot 10^5}{(R^\circ)^5} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6$$

азид свинца $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$

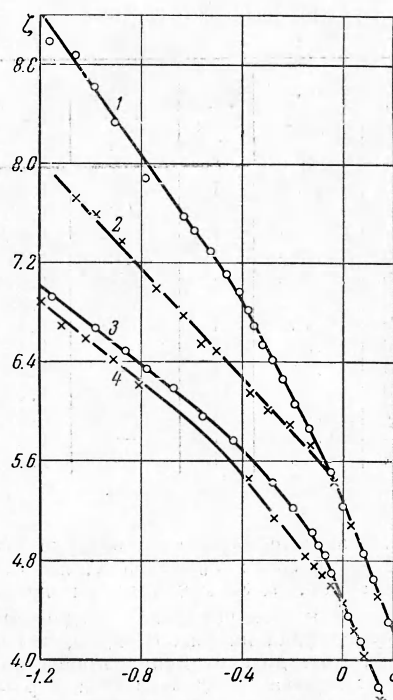
$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{0.79 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{1.65}} \quad 0.066 \leq R^\circ \leq 0.35$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{0.29 \cdot 10^5}{(R^\circ)^{2.54}} \quad 0.35 \leq R^\circ \leq 0.8 \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t^\circ} = - \frac{0.285 \cdot 10^5}{(R^\circ)^5} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6$$



Фиг. 5



Фиг. 6

5. При распространении ударной волны часть ее энергии, в результате диссипативных процессов на фронте, переходит в тепловую энергию E_{∂} сильно нагретого воздуха при атмосферном давлении P_0 , которая уже не может совершать механической работы.

Пусть вначале воздух имеет параметры P_0, ρ_0, T_0, μ_0 , а после прохождения по нему ударной волны P_0, ρ, T, μ . При переходе из начального в конечное состояние, при постоянном давлении P_0 , единица массы воздуха приобретает добавочное количество тепла, равное разности энтальпий $h-h_0$ этих состояний.

Отсюда можно подсчитать энергию E_{∂} , потерянную волной в результате диссипативных процессов по формуле

$$\frac{E_{\partial}}{C} = 4\pi\rho_0 \int_{R_1^{\circ}}^{R^{\circ}} \Delta h (R^{\circ})^2 dR^{\circ} \quad (5.1)$$

Предполагая, что вся энергия взрыва Q переходит в ударную волну и тратится при ее распространении в результате диссипативных процессов, можно определить энергию ударной волны E по формуле

$$E = Q - E_{\partial} \quad (5.2)$$

При больших давлениях расширение воздуха за фронтом описывается адиабатой с переменным γ

$$\frac{p}{\rho\gamma} = \text{const}, \quad 1.2 \leq \gamma \leq 1.4 \quad (5.3)$$

Для определения h задавалось состояние на фронте ударной волны, от которого спускались до давления P_0 по участкам адиабаты с постоянным γ , значение которого определялось на левом конце отрезка. На каждом отрезке γ изменялось не более, чем на 4%.

В расчетах были использованы таблицы термодинамических функций воздуха [6].

В табл. 1 приведены данные о параметрах воздуха после прохождения ударной волны при взрыве тэна плотностью 1.6 г/см^3 .

Т а б л и ц а 1

ΔP , атм	R° , $\frac{\text{м}}{\text{кг}^{1/3}}$	P_0 , атм	$T^{\circ}\text{К}$	γ	μ , $\frac{\text{г}}{\text{гмоль}}$	Δh , $\frac{\text{ккал}}{\text{г}}$	$\frac{E_{\partial}}{C}$, $\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$	$\frac{E}{C}$, $\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$	ρ/ρ_0
1000	0.056	1	5100	1.21	24	3000	1	1399	0.046
400	0.126	1	3450	1.23	27	1282	20	1380	0.077
200	0.234	1	2120	1.33	29	532	60	1340	0.134
99	0.389	1	1310	1.37	29	268	145	1255	0.217
69	0.478	1	1054	1.37	29	197	200	1200	0.23
49	0.572	1	840	1.39	29	137	264	1136	0.342
29	0.74	1	645	1.4	29	86.5	382	1018	0.444
19	0.89	1	—	1.4	29	55.5	490	910	0.553
14	1.01	1	—	1.4	29	39.5	566	834	0.632
9	1.19	1	—	1.4	29	24.3	665	735	0.74
7	1.31	1	—	1.4	29	18	728	672	0.794
5	1.49	1	—	1.4	29	11	810	590	0.862
4	1.63	1	—	1.4	29	7.8	860	540	0.818

Начальные параметры воздуха были приняты следующими: $p_0 = 1 \text{ атм}$, $\rho_0 = 1.22 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$; $T_0 = 209^{\circ}\text{К}$, $h_0 = 58.5 \text{ ккал/г}$, $\mu_0 = 29 \text{ г/гмоль}$.

На фиг. 7, 8 представлены графики зависимости $\Delta h (R^{\circ})$, $E_{\partial}/C (R^{\circ})$ соответственно для всех четырех исследованных ВВ.

Из графика на фиг. 8 видно, что на расстоянии $R^{\circ} = 1.4$ ударная волна теряет в результате диссипативных процессов соответственно 55 и 48% энергии при переходе от взрыва зарядов из тэна с $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$ к азиду свинца при $\rho = 0.85 \text{ г/см}^3$.

Следовательно, при уменьшении скорости детонации ВВ энергия, уносимая волной, увеличивается.

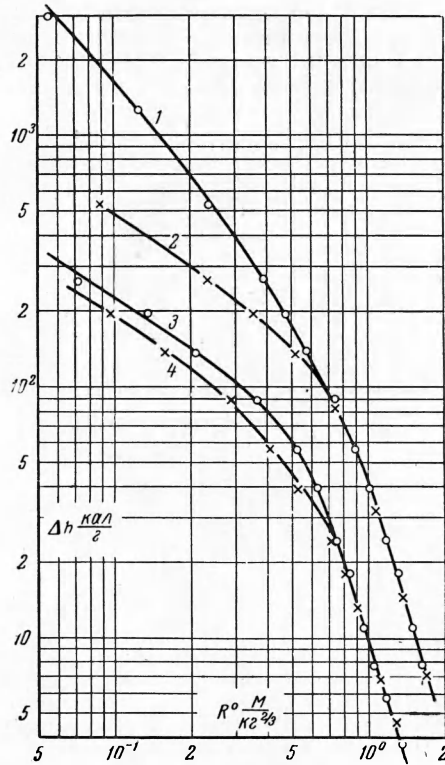
Приращение энтальпии Δh единицы массы воздуха после прохождения ударной волны, в зависимости от расстояния до центра взрыва, описывается следующими эмпирическими формулами

$$\begin{aligned} \text{тэн } \rho &= 1.6 \text{ г/см}^3 \\ \Delta h &= \frac{72}{(R^\circ)^{1.39}} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 0.4 \\ \Delta h &= \frac{52}{(R^\circ)^{1.77}} \quad 0.4 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ \Delta h &= \frac{42}{(R^\circ)^{3.24}} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \text{тэн } \rho &= 0.4 \text{ г/см}^3 \\ \Delta h &= \frac{92}{(R^\circ)^{0.72}} \quad 0.084 \leq R^\circ \leq 0.4 \\ \Delta h &= \frac{54}{(R^\circ)^{1.38}} \quad 0.4 \leq R^\circ \leq 0.8 \\ \Delta h &= \frac{42}{(R^\circ)^{3.24}} \quad 0.8 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (5.5)$$

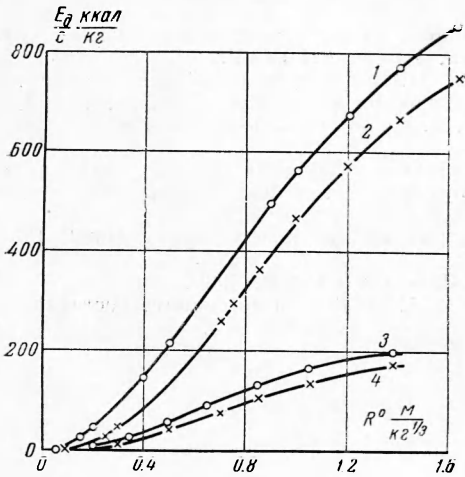
$$\begin{aligned} \text{азид свинца } \rho &= 1.6 \text{ г/см}^3 \\ \Delta h &= \frac{48}{(R^\circ)^{0.67}} \quad 0.053 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ \Delta h &= \frac{18.5}{(R^\circ)^{1.61}} \quad 0.35 \leq R^\circ \leq 0.7 \\ \Delta h &= \frac{9.7}{(R^\circ)^{3.14}} \quad 0.7 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \text{азид свинца } \rho &= 0.85 \text{ г/см}^3 \\ \Delta h &= \frac{42}{(R^\circ)^{0.65}} \quad 0.066 \leq R^\circ \leq 0.35 \\ \Delta h &= \frac{17}{(R^\circ)^{1.3}} \quad 0.35 \leq R^\circ \leq 0.7 \\ \Delta h &= \frac{9.7}{(R^\circ)^{3.14}} \quad 0.7 \leq R^\circ \leq 1.6 \end{aligned} \quad (5.7)$$



Фиг. 7

6. Из приведенных экспериментальных данных следует, что в области $0.053 \leq R^\circ \leq 0.8$ обычное энергетическое подобие не имеет места. Чем меньше скорость детонации и соответственно начальное давление на границе заряд — воздух, тем сильнее отступления от закона энергетического подобия.



Фиг. 8

В то же время, везде наблюдается геометрическое подобие при одинаковых параметрах детонации.

Отсюда следует, что при моделировании явления взрыва в воздухе вблизи от заряда необходимо, кроме энергии ВВ, учитывать еще один параметр — скорость детонации или начальное давление на границе заряд — воздух.

Указанное обстоятельство, видимо, связано с тем, что энергия, выделяющаяся в результате детонации ВВ в ближней зоне, распределяется между сжатым ударной волной воздухом и продуктами взрыва. Соотношение между количеством этой энергии зависит от параметров детонации заряда.

При уменьшении скорости детонации ВВ больше энергии остается в продуктах взрыва и меньше уносится вначале ударной волной, однако, по мере распространения ударной волны продукты, которые движутся почти вплотную за фронтом, имеют поэтому возможность отдать ей свою избыточную энергию.

На расстоянии $R^0 \geq 0.8$ продукты отстают от фронта и не влияют на его дальнейшее движение. При этом энергетическое подобие начинает выполняться.

Оценим энергию продуктов взрыва тэна при их расширении до некоторого расстояния R^0 в зависимости от плотности заряда. Предположим, что продукты расширяются в соответствии с политропическим законом от начальных параметров P_1, ρ_1 с показателем политропы $n = 3$ до некоторого промежуточного состояния P_x, ρ_x . Дальнейшее расширение происходит при показателе степени политропы $\gamma = 1.25$.

Взаимодействие с ударной волной и волновые процессы внутри продуктов не будем рассматривать.

Пользуясь условиями

$$\frac{P_1}{\rho_1^n} = \frac{P_x}{\rho_x^n}, \quad \frac{P_x}{\rho_x^\gamma} = \frac{P}{\rho^\gamma}$$

получим

$$Y = \frac{P}{\rho(\gamma-1)} - \frac{P_1 \rho_1^{\gamma-1}}{\rho_1^3 (\gamma-1) \rho_x^{\gamma-1}} \quad (6.1)$$

Т а б л и ц а 2

ρ_0 , г/см ³	P_1 10 ⁻³ , атм	D , км/сек	R^0 , м/кг ^{1/3}	Y , кал/г
1.5	232	7.6	0.1	462
1	103	5.95	0.1	730
0.4	28	4.41	0.1	930

Далее для продуктов взрыва используем приближенное соотношение

$$\frac{P_x}{\rho_x(\gamma-1)} = Q - \frac{D^2}{2(n^2-1)} \quad (6.2)$$

полученное в работе [7] при указанных выше предположениях. Подставляя (6.2) в (6.1), получим

$$Y = \left(\frac{P_1}{\rho_1^3(\gamma-1)} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho^{\gamma-1} \left(Q - \frac{D^2}{2(n^2-1)} \right)^{\frac{3-\gamma}{2}} \quad (6.3)$$

Результаты расчета по формуле (6.3) приведены в табл. 2 для 1 г ВВ. Были использованы данные о параметрах детонации тэна [7].

Из табл. 2 следует, что при снижении плотности ВВ энергия продуктов взрыва на заданном расстоянии от центра заряда возрастает. Предполагая, что энергия взрыва Q в ближней зоне распределяется между ударной волной и продуктами, можно сделать заключение, что энергия ударной волны при этом уменьшится, что соответствует результатам эксперимента.

Автор благодарит Э. А. Широкову за помощь в работе, В. Н. Костюченко и В. В. Адушкина за ценное обсуждение результатов.

Поступила 28 VIII 1961

ЛИТЕРАТУРА

- Губкин К. Е. Исследование отраженных волн с помощью полутеневых фотографий. Сб. физика взрыва, 1955, № 3, Изд-во АН СССР.
- Дубовик А. С., Чурбаков А. И. Высокоскоростной фоторегистр непрерывного действия ЖФР. Оптикомеханическая промышленность, 1959, № 1.
- Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах. УФН, 1957, т. XIII, вып. 3.
- Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований. Сб. физика взрыва, Изд-во АН СССР, 1952, № 1.
- Губкин К. Е. Распространение разрывов в звуковых волнах. ПММ, 1958, т. XXII, вып. 4.
- Термодинамические функции воздуха. Изд-во АН СССР, 1960.
- Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. Гостехиздат, 1955.