

чистого гексамона по стандартной пробе¹ составила 20%, в то время как гексамон с 10% дифенила взрывов не дал.

Последнее связано, по-видимому, с ингибирующим действием добавки на процесс возбуждения взрыва при ударе.

Совокупность полученных результатов позволяет полагать, что введение в состав разрабатываемых предохранительных ВВ ингибиторов горения, уменьшающих способность ВВ к горению (что, в свою очередь, должно привести к значительному уменьшению опасности их выгорания), позволит значительно повысить их антигризунтность.

Авторы выражают искреннюю благодарность П. П. Поповой за любезное разрешение использовать результаты опытов по горению чистого гексамона и доктору техн. наук В. К. Боболеву за помочь в работе.

Поступила в редакцию
28/XI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев, А. И. Гольбиндер и др. Тез. докл. науч.-техн. конф. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1964.
2. В. Г. Хотин. Канд. дисс. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1964.
3. Н. С. Бахаревич, Н. В. Черемухина. Сб. «Взрывное дело», № 63/20. М., «Недра», 1967.
4. А. П. Глазкова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 7. 1922.
5. К. К. Андреев, А. П. Глазкова. Докл. АН СССР, 1952, 80, 4, 801.
6. А. П. Глазкова. Канд. дисс. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1952.
7. А. П. Глазкова, В. К. Боболев. Сб. «Взрывное дело», № 60/17. М., «Недра», 1966.
8. А. П. Глазкова. Докл. АН СССР, 1968, 181, 2, 383.
9. А. П. Глазкова, П. П. Попова. Докл. АН СССР, 1967, 177, 6, 1341.
10. А. П. Глазкова, О. К. Андреев. ФГВ, 1969, 5, 3.

УДК 532.593+662.215.1

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРЕГРАДЫ ПРИ КОНТАКТНОМ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ

В. П. Челышев, Б. И. Шехтер, Л. А. Шушкин
(Москва)

Задача об отражении детонационной волны от недеформируемой преграды в одномерной постановке решена Я. Б. Зельдовичем и К. П. Станюковичем [1, 2]. Показано, что для этих условий давление p_t на контактной поверхности и удельный импульс i_t взрыва цилиндрического заряда могут быть рассчитаны по формулам:

$$p_t = \frac{64}{27} p_n \left(\frac{l}{D t} \right)^3; \quad (1)$$

$$i_t = \frac{32}{27} \frac{l}{D} \left[1 - \left(\frac{l}{D t} \right)^2 \right] p_n, \quad (2)$$

где p_n — давление во фронте детонационной волны; l — длина заряда;

¹ Груз 10 кг при высоте падения 25 см.

D — скорость детонации; t — время, отсчитываемое с момента возбуждения детонации (выход фронта детонационной волны на границу раздела происходит в момент $t_0 = \frac{l}{D}$).

Реальные преграды не являются абсолютно жесткими и поэтому в момент времени t_0 граница раздела приобретает некоторую скорость u_{t_0} , вследствие чего начальное давление p_{t_0} должно быть существенно меньшим, чем это следует из формулы (1). Расчет параметров p_t и u_t для конкретных комбинаций ВВ — преграда может быть произведен по зависимости, установленной одним из авторов [3].

В данной работе приводится приближенное аналитическое решение задачи об изменении во времени давления на границе раздела ВВ — преграда для одномерного истечения продуктов детонации. Заметим, что течение продуктов детонации, близкое к одномерному, на практике реализуется при взрыве цилиндрического заряда, заключенного в неразрушающуюся оболочку. Для открытого заряда решение справедливо в некоторой центральной зоне контактной поверхности при условии, что $l \leq \frac{9}{4} d$ (d — диаметр заряда).

Выбор формы ударной адиабаты материала преграды

Уравнение ударной сжимаемости плотных материалов удобно записывать в форме Тэта:

$$p = A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right], \quad (3)$$

где ρ_0 — начальная плотность вещества; ρ — плотность вещества во фронте ударной волны с давлением p ; A, n — параметры сжимаемости, зависящие, строго говоря, от интенсивности ударной волны.

Для металлов в области давлений до $0,8 \div 1 \text{ Мбар}$ в настоящее время принято [3, 4] считать $A = \text{const}$ и $n = 4$. Однако проведенная нами обработка экспериментальных данных, представленных в работах [5, 6], показывает, что для каждого металла показатель n имеет свое значение, которое находится в пределах $3 < n < 6,5$ (см. таблицу).

Металл	$\rho, \text{ г/см}^3$	$A, \text{ кбар}$	n	Диапазон давлений (кбар), для которого определены A и n
Бериллий	1,845	368	3,2	0 \div 350
Алюминий	2,785	193	4,2	0 \div 500
Титан	4,51	255	3,8	0 \div 700
Железо	7,84	211	5,5	250 \div 1000
Кадмий	8,64	75,5	6,3	0 \div 700
Медь	8,90	296	4,8	0 \div 700
Молибден. . . .	10,20	715	3,8	0 \div 700
Тантал	16,46	449	4,0	0 \div 500
Золото	19,24	310	5,7	0 \div 700
Платина	21,37	528	5,3	0 \div 500

При использовании уравнения (3) с константами A и n , приведенными в таблице, ошибки в расчетах по определению массовой скорости за фронтом ударной волны в указанных диапазонах давлений не пре-

восходят ± 35 м/сек. Более того, как показывают результаты вычислений, скорости звука, найденные из соотношения

$$C = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{An}{\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{n-1}} = \sqrt{\frac{An}{\rho_0} \left(1 + \frac{p}{A}\right)^{\frac{n-1}{n}}},$$

отличаются от изэнтропических значений не более чем на 12—18%.

Из сказанного следует, что для металлов, по крайней мере в области взрывных давлений, уравнение (3) можно считать уравнением изэнтропы.

Движение границы раздела продукты детонации — преграда

В момент выхода фронта детонационной волны на поверхность преграды в последней возбуждается ударная волна, а по продуктам детонации начинает распространяться либо отраженная ударная волна, либо волна разрежения. Однако в любом случае на границе раздела выполняются условия:

$$\begin{aligned} p &= \bar{p}; \\ u &= \bar{u} = \frac{dx}{dt}, \end{aligned}$$

где x — координата; черточки сверху здесь и далее относятся к символам, характеризующим параметры преграды.

К. П. Станюкович [2, 3] показал, что для одномерного изэнтропического течения справедливы зависимости:

$$C = \frac{x}{t} - \bar{u}; \quad (4)$$

$$\bar{C} = \bar{C}_0 + \frac{\bar{n}-1}{2} \bar{u},$$

где \bar{C}_0 — начальная скорость звука в материале преграды; \bar{u} — скорость перемещения границы раздела, равная массовой скорости за фронтом ударной волны в преграде.

Приняв закон ударной сжимаемости в форме (3), а уравнение изэнтропы для продуктов детонации в виде

$$p = A\rho^3,$$

можно установить аналитическую формулу, характеризующую закономерности движения границы раздела:

$$\left(\bar{C}_0 + \frac{\bar{n}-1}{2} \bar{u} \right)^{\frac{2\bar{n}}{\bar{n}-1}} - \bar{C}_0^{\frac{2\bar{n}}{\bar{n}-1}} = B \left(\frac{x}{t} - \bar{u} \right)^3, \quad (5)$$

где

$$B = \frac{1}{3\sqrt[3]{3A}} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{\rho}_0} \right)^{\frac{\bar{n}}{\bar{n}-1}}; \quad (6)$$

\bar{A} , \bar{n} , $\bar{\rho}_0$ — характеристики материала преграды.

Уравнения (5) и (6) позволяют установить зависимость скорости движения контактной поверхности от времени до момента прихода на эту поверхность продольной волны разрежения с тыльной поверхности

преграды. Однако решение уравнения (5) может быть получено только численно.

Для того чтобы получить приближенное аналитическое решение, введем безразмерную переменную

$$\omega = \frac{\bar{u}}{D},$$

что позволяет привести уравнение (5) к виду

$$\left(\frac{\bar{C}_0}{D} + \frac{n-1}{2} \omega \right)^{\frac{2}{n}-1} - \left(\frac{\bar{C}_0}{D} \right)^{\frac{2}{n}-1} = \eta \left(\frac{x}{Dt} - \omega \right)^3, \quad (7)$$

где

$$\eta = BD^{\frac{n-3}{n-1}}.$$

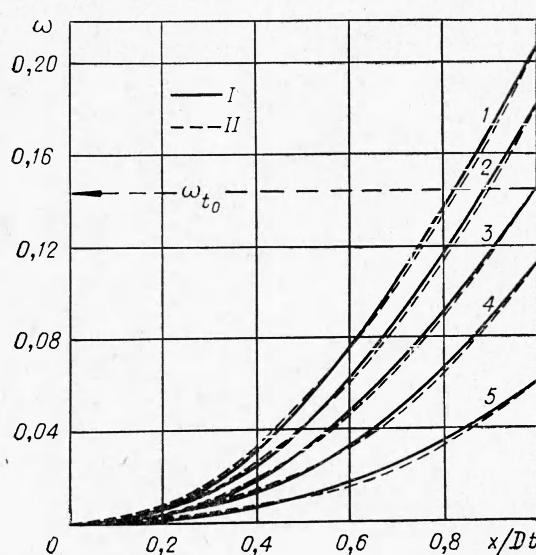


Рис. 1. Зависимость $\omega = f\left(\frac{x}{Dt}\right)$ для некоторых комбинаций ВВ — преграда.

1 — гексоген ($\rho_0 = 1,8 \text{ г/см}^3$) — алюминий; 2 — тротил ($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$) — алюминий; 3 — тротил ($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$) — титан; 4 — нитрометан ($\rho_0 = 1,14 \text{ г/см}^3$) — титан; 5 — тротил ($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$) — платина.

I — кривые, рассчитанные по зависимости (10);
II — аппроксимирующие кривые.

Расчеты, выполненные для множества (свыше двадцати пяти) различных комбинаций ВВ — преграда, показывают, что кривые $\omega = f \times \left(\frac{x}{Dt} \right)$ хорошо аппроксимируются степенными функциями

$$\omega = \omega_{t_0} \left(\frac{x}{Dt} \right)^\beta, \quad (8)$$

где

$$\omega_{t_0} = \frac{\bar{u}_{t_0}}{D};$$

\bar{u}_{t_0} — начальная скорость границы раздела; β — некоторая константа, определяемая свойствами заряда и преграды.

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты вычислений для некоторых комбинаций.

Изменение давления на контактной поверхности во времени

Поскольку $\omega = \frac{1}{D} \frac{dx}{dt}$, то из (8) следует

$$\frac{dx}{x^\beta} = \frac{\omega_{t_0}}{D^{\beta-1}} \frac{dt}{t^\beta}.$$

Интегрируя это уравнение, можно получить

$$\frac{x}{Dt} = \left[\omega_{t_0} + (1 - \omega_{t_0}) \left(\frac{t}{Dt} \right)^{1-\beta} \right]^{\frac{1}{1-\beta}}, \quad (9)$$

откуда

$$\omega = \omega_{t_0} \left[\omega_{t_0} + (1 - \omega_{t_0}) \left(\frac{l}{Dt} \right)^{1-\beta} \right]^{\frac{\beta}{1-\beta}}. \quad (10)$$

Подставив в (4) значения $\frac{x}{t}$ и $u = \omega D$ из (9) и (10), получим

$$\frac{C}{D} = \frac{l}{Dt} \frac{1 - \omega_{t_0}}{\left\{ 1 - \omega_{t_0} \left[1 - \left(\frac{l}{Dt} \right)^{\beta-1} \right] \right\}^{\frac{\beta}{\beta-1}}}. \quad (11)$$

Уравнение (11) определяет закон изменения скорости звука в продуктах детонации, контактирующих с поверхностью препятствия. Учитывая, что $\frac{p}{p_h} = \left(\frac{C}{C_h} \right)^3$ и $C_h = \frac{3}{4} D$, можно записать формулу, определяющую зависимость давления на контактной поверхности от времени:

$$\frac{p_t}{p_h} = \frac{64}{27} \left(\frac{l}{Dt} \right)^3 \frac{(1 - \omega_{t_0})^3}{\left\{ 1 - \omega_{t_0} \left[1 - \left(\frac{l}{Dt} \right)^{\beta-1} \right] \right\}^{\frac{3\beta}{\beta-1}}}. \quad (12)$$

Из анализа этой формулы можно сделать следующие выводы.

1. Если считать препятствие абсолютно несжимаемой ($\omega_{t_0} = 0$), то уравнение (12) полностью совпадает с уравнением (1). Для сжимаемой препятствия ($\omega_{t_0} > 0$) в момент выхода фронта детонационной волны на поверхность препятствия ($t_0 = \frac{l}{D}$) имеем

$$p_{t_0} = \frac{64}{27} p_h (1 - \omega_{t_0})^3. \quad (13)$$

Расчеты по этой формуле дают результаты, близкие к полученным в [3].

Таким образом, уравнение (12) представляет собой более общее решение задачи об отражении потока продуктов детонации от препятствия, чем решения, полученные в [1—3].

2. Расчеты показывают, что для любых реальных препятствий $\beta > 1$. В силу этого спад давления продуктов детонации на контактной поверхности должен происходить медленнее, чем это следует из уравнения (1). На рис. 2 представлены кривые $p(t)$, рассчитанные по формуле (12) для нескольких комбинаций ВВ — препятствия с учетом значений ω_{t_0} и β , найденных из соотношений (7) и (8) по методу наименьших квадратов. Сопоставляя эти кривые, можно заключить, что удельный импульс взрыва должен в меньшей степени зависеть от сжимаемости препятствия, чем начальное давление p_{t_0} . Этим, по-видимому, и объясняется тот факт, что регистрируемые с помощью баллистического маятника или близантометра Каста опытные значения удельного импульса взрыва при использовании полубесконечных препятствий (т. е. при $t \gg \frac{l}{D}$) неплохо согласуются с расчетными данными, полученными на основании формулы (2). Если же говорить о разрушении или метании тонкостенных препятствий, то влиянием сжимаемости препятствия на импульс взрыва пренебрегать нельзя.

3. Анализ формулы (12) показывает, что безразмерная начальная скорость ω_{t_0} сильно влияет как на начальное давление p_{t_0} , так и на весь ход кривой $p(t)$, в то время как влияние β -параметра весьма несущ-

щественно. Как показывают расчеты, ошибка в определении β в пределах до 10 : 15% приводит к отклонению давления p от номинального значения не более, чем на 4 : 6%. С другой стороны, результаты вычислений свидетельствуют о том, что β -параметр практически не зависит от характеристик заряда, а в основном определяется свойствами преграды. Иными словами, константу β можно рассматривать в качестве вполне определенной характеристики того или иного материала.

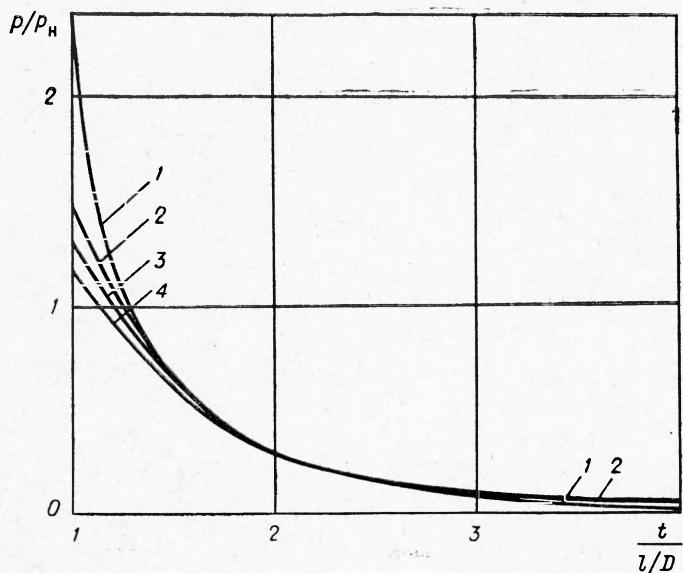


Рис. 2. Зависимости $p_t = f\left(-\frac{l}{Dt}\right)$ для некоторых комбинаций ВВ — преграда.

1 — несжимаемая преграда; 2 — тротил ($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$) — титан; 3 — тротил ($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$) — алюминий; 4 — гексоген ($\rho_0 = 1,8 \text{ г/см}^3$) — алюминий.

Оправданным оказалось предположение, что эта характеристика является однозначной функцией акустической жесткости $\bar{\rho}_0 \bar{C}_0 = \sqrt{\bar{A} \bar{n} \rho_0}$. На рис. 3 представлены результаты расчетов, выполненных для десяти металлов, характеристики которых приведены в таблице, а также воды и стеклотекстолита. Параметры ударной сжимаемости воды заимствованы из [7]; сжимаемость стеклотекстолита в области взрывных давлений

определенна авторами ($\bar{A} = 159 \text{ кбар}$; $n = 7,08$; $\rho_0 = 1,755 \text{ г/см}^3$). Анализ показывает, что зависимость $\beta(\bar{\rho}_0 \bar{C}_0)$ хорошо описывается единой кривой, которую можно аппроксимировать уравнением:

$$\beta = 1 + 0,02 (\bar{\rho}_0 \bar{C}_0)^{0,24}.$$

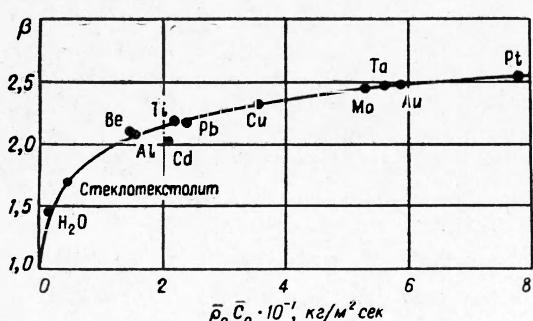


Рис. 3. Зависимость β -параметра от акустической жесткости вещества.

Физический смысл β -параметра не совсем ясен. В

качестве первого предположения можно считать, что он является мерой инерционной способности материала и характеризует массовую скорость потока вещества за фронтом ударной волны, поскольку, как известно, скорость слабой ударной волны близка к скорости звука \bar{C}_0 .

Таким образом, решение одномерной задачи об отражении детонационной волны от сжимаемой преграды сводится к расчету β -параметра и безразмерной скорости ω_{t_0} . Заметим, что наиболее удобным способом определения ω_{t_0} является совместное графо-аналитическое решение уравнения (13) и ρ , u -диаграммы вещества преграды.

Что же касается расчета удельного импульса взрыва, сообщаемого преграде за тот или иной промежуток времени, то в общем случае такой расчет не представляется возможным. Решение можно получить путем численного интегрирования уравнения (12), что, вообще говоря, не вызывает особых затруднений.

Выводы

1. Подтверждена целесообразность использования для описания процесса ударноволнового сжатия конденсированных сред уравнения ударной сжимаемости в форме Тэта. Уточнены параметры уравнения Тэта для ряда металлов.
2. Предложена приближенная аналитическая зависимость, позволяющая рассчитывать изменение во времени давления на поверхности преграды при контактном взрыве заряда ВВ. Эта зависимость справедлива для случая одномерного течения продуктов детонации в интервале времени от момента выхода фронта детонации на границу раздела до момента прихода на нее продольной волны разрежения с тыльной поверхности преграды.
3. В качестве обобщенной характеристики ударной сжимаемости предложен параметр β , однозначно определяемый плотностью и начальной скоростью звука.

Поступила в редакцию
23/XI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович и А. С. Компанейц. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
4. I. Egerton. J. Appl. Phys., 1961, **32**, 939.
5. М. Райс, Р. МакКуйн, Дж. Уолш. Сб. «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». М., «Мир», 1965.
6. Р. МакКуйн, С. Марш. Сб. «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». М., «Мир», 1965.
7. Р. Коул. Подводные взрывы. ИЛ, 1950.