О ЗАТУХАНИИ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН, ВЫЗВАННЫХ ВЗРЫВОМ

В. Н. Кондратьев, И. В. Немчинов, Б. Д. Хррстофоров

(Москва)

Приведен гидродинамический расчет задачи о затухании плоской ударной волны в твердом теле, при взрыве слоя взрывчатого вещества (ВВ) на его поверхности, выполненный в квазиакустическом приближении. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными, полученными в алюминии и латуни при взрыве зарядов из сплава тротила с гексогеном (ТГ-50/50). Измерения проводились электроконтактным и емкостным методами на различных расстояниях от заряда, причем, максимальное расстояние равнялось десяти толщинам заряда.

1. В ряде инженерных приложений, в которых используется действие взрыва, а также при исследовании поведения вещества под действием высокого давления необходимо знание параметров ударной волны. Из теории пластичности следует, что разгрузка предварительно сжатого материала проходит последовательно через упругую и пластическую стадии. Эксперимент [1] показывает, что такая же последовательность процессов наблюдается при догоне ударного фронта волнами разгрузки, приходящими сзади. При этом первая волна разрежения движется со скоростью упругого расширения, соответствующей давлению за фронтом, и амплитудой, примерно, равной учетверенной величине динамического предела текучести.

Ранее гидродинамические расчеты [2,3] затухания взрывных волн в твердых телах были проведены в предположении постоянства энтропии во всей области течения, включая и ударный фронт. В этом случае решение будет простой волной с прямыми C_+-характеристиками. В качестве изэнтропического уравнения состояния в работе [3] было использовано уравнение Мурнагана, а в работе [2] предполагалось, что риманов инвариант имеет такой же вид, как и в газе, а связь давления и скорости звука дается политропическим законом. Однако такого типа уравнения состояния не во всем диапазоне исследуемых давлений достаточно точно согласуются с ударной адиабатой.

Обычно экспериментальные данные по ударной сжимаемости описывают линейной ависимостью между волновой N и массовой u скоростями ударной волны

$$N = \alpha + \beta u \tag{1.1}$$

Отсюда

$$p = \rho_0 N u = \rho_0 u (\alpha + \beta u) \tag{1.2}$$

Здесь p — давление, ρ_0 — начальная плотность вещества.

При решении задачи предполагалось, что (1.2) выполняется не только на фронте волны, но и за ним. Такое предположение, приводящее к прямолинейности характеристик в лагранжевых координатах, будет точным для уравнения состояния специального вида. Сравнение параметров вещества после разгрузки по этому специальному уравнению состояния и по уравнениям состояния, описывающим поведение реальных твердых тел [4,6], позволяет оценить верхний предел применимости квазиакустического расчета в области высоких давлений. Показано, что так же, как и в газах [7], погрешность такого расчета составляет несколько процентов вплоть до давлений $p \approx 1.5\rho_0\alpha^2$.

2. Решение задачи о затухании плоской ударной волны, вызванной взрывом слоя ВВ на поверхности твердого тела, проводилось в квазиакустическом приближении [7].

Уравнение состояния продуктов взрыва было выбрано в виде

$$p = A\rho^3 \tag{2.1}$$

где константа A определялась из условий Чепмена — Жуге на детонационном фронте. Приращение энтропии на фронте детонационной волны, отраженной от границы ВВ — среда, не учитывалось.

Вещество рассматривалось как идеальная жидкость, в которой вязкостью, теплопроводностью и жесткостью можно пренебречь. При ударном нагружении такое предположение вполне удовлетворительно при давлениях, значительно превосходящих предел текучести материала. Однако погрешности от введения такого предположения в области разгрузки заранее оценить трудно. Если ввести предположение о постоянстве энтропии среды везде, включая и ударный переход, то это равносильно пренебрежению в решении членами $\sim(u/\alpha)^3$. Справедливость этого предположения для небольших сжатий показана в работе [7]. При сделанных предположениях решение будет простой волной с прямыми C_+-характеристиками. При решении задачи предполагалось, что давление связано со скоростью вещества во всей области движения таким же соотношением (1.2), как и на фронте. В этом случае, не используя предположения об изэнтропичности, можно получить решение с прямыми C_+-характеристиками в лагранжевых координатах.

Запишем уравнение движения в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial p}{\partial m}=0 \tag{2.2}$$

При помощи (1.2) получим уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t}+f(u)\frac{\partial u}{\partial m}=0 \tag{2.3}$$

которое имеет решения u = const, p = const вдоль прямых с наклоном

$$\frac{dm}{dt}=f(u)=\frac{dp}{du}=\rho_0(\alpha+2\beta u) \tag{2.4}$$

Условие (1.2) с точностью до членов порядка $(u/\alpha)^3$ совпадает с инвариантом Римана. Более точной оценки погрешности квазиакустического приближения нельзя дать без сравнения используемой зависимости $p(u)$ с инвариантом Римана, построенным при помощи конкретных уравнений состояния.

Существует уравнение состояния специального вида, в котором условие (1.2), приводящее к прямолинейности характеристик в лагранжевых координатах, выполняется точно. Подставляя (2.4) в уравнения неразрывности и энергии, получим

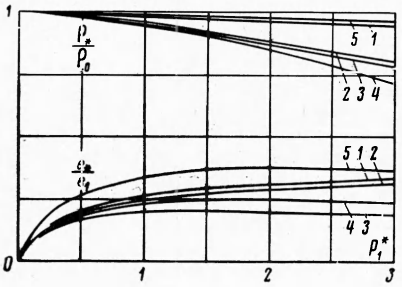
$$\frac{\partial V}{\partial t}=-\frac{1}{f(u)}\frac{\partial u}{\partial t}, \qquad \frac{\partial e}{\partial t}=-\frac{p(u)}{f(u)}\frac{\partial u}{\partial t} \tag{2.5}$$

В (2.5) входят лишь производные по времени t, поэтому, интегрируя (2.5) в фиксированной точке m, найдем зависимость между давлением p, удельным объемом V и удельной внутренней энергией e

$$p=\rho_0 u(\alpha+\beta u)$$

$$V=V_0\left[\frac{\alpha+(\beta-1)u_1}{\alpha+\beta u_1}+\frac{1}{2\beta}\ln\frac{\alpha+2\beta u_1}{\alpha+2\beta u}\right] \tag{2.6}$$

$$e=\frac{u^2+u_1^2}{4}+\frac{\alpha}{4\beta}(u-u_1)-\frac{\alpha^2}{8\beta^2}\ln\frac{\alpha+2\beta u_1}{\alpha+2\beta u}$$



Фиг. 1

В уравнениях (2.6) массовая скорость u в волне разрежения играет роль параметра, а ее значение u_1 в момент прохождения фронта через фиксированную точку m — роль энтропийной функции.

Сравним поведение кривых разгрузки из точек, лежащих на ударной адиабате для уравнения состояния (2.6) с другими уравнениями состояния [4-6]. При помощи этих уравнений состояния на фиг. 1 построены зависимости плотности ρ_* и удельной энергии e_* в конечном состоянии после разгрузки, отнесенные к ρ_0 и удельной энергии на фронте e_1, от безразмерного давления на фронте $p_1^*=p_1/\rho_0\alpha^2$, причем кривые 1,... ...,5 соответствуют уравнениям состояния (2.6), [4] при $\gamma=3$, [4] при $\gamma=2$, [5] и [6].

Заметим, что при расчетах разгрузки по этим уравнениям состояния не учитывалось расслоение вещества на фазы, что верно для малых времен разгрузки, при которых вещество, попадая в область, где возможно такое расслоение, находится в метастабильном состоянии.

Для всех использованных уравнений состояния наблюдается совпадение (с точностью до нескольких процентов) кривых разгрузки вплоть до давлений $p_1^*\approx 1.5$. Отсюда можно сделать вывод, что условие (1.2) выполняется с такой же точностью вплоть до этих давлений. Это определяет верхний предел применимости квазиакустического расчета.

3. Пусть в момент $t=0$ на свободной поверхности заряда в точке $x=0$ возбуждается детонационная волна. Во всей области течения слева от границы раздела ВВ — среда при сделанных предположениях поток описывается центрированной простой волной с прямыми C_+-характеристиками

$$x=(u+c)\,t=wt \tag{3.1}$$

где c — скорость звука. Чтобы получить траекторию границы раздела сред, где $dx/dt=u$, продифференцируем вдоль нее (3.1) по w, тогда

$$\frac{dx}{dw}=t+w\frac{dt}{dw}=\frac{x}{w}+\frac{w}{u}\frac{dx}{dw}, \tag{3.2}$$

Отсюда

$$\frac{dx}{x}=\frac{u\,dw}{w(u-w)} \tag{3.3}$$

Для нахождения функции $u\,(w)$ воспользуемся (2.1)

$$w = u + c = u + (p\,/\,A)^{1/3}\,(3A)^{1/2} \tag{3.4}$$

Из равенства давлений по обе стороны от границы ВВ — среда следует

$$p = \rho_0\, u\, (\alpha + \beta u) \tag{3.5}$$

Подставляя (3.5) в (3.4) получим

$$w = u + \sqrt{3}\,A^{1/6}\,[\rho_0 u\,(\alpha + \beta u)]^{1/3}$$

Определяя A из условия на детонационном фронте, где $w = D$, имеем

$$w = u + b\,[\alpha u\,(\alpha + \beta u)]^{1/3}, \qquad b = \frac{27}{16}\,\frac{D}{\alpha}\,\frac{\rho_0}{\rho_{00}} \tag{3.6}$$

Здесь D — скорость детонации, ρ_{00} — начальная плотность ВВ. Отсюда

$$dw = \{1 + {}^1/_3\; b\alpha\,(\alpha + 2\beta u)\,[\alpha u\,(\alpha + \beta u)]^{-2/3}\}\,du \tag{3.7}$$

Подстановка (3.6) и (3.7) в (3.3) дает (3.8)

$$\frac{dx}{x} = -\frac{[\alpha u\,(\alpha + \beta u)]^{2/3} + {}^1/_3 b\alpha\,(\alpha + 2\beta u)}{b\alpha\,(\alpha + \beta u)\,\{u + b\,[\alpha u\,(\alpha + \beta u)]^{1/3}\}}\,du = -\,g\,(u)\,du \quad x = \Delta \exp\left(\int_u^{u_0} g\,(u)\,du\right)$$

где Δ — толщина заряда. При $x = \Delta$, $u = u_0$. При помощи (3.1) для каждой точки x границы раздела определяется соответствующее значение времени t. Таким образом, формулы (3.8) и (3.1) определяют траекторию и параметры твердого тела на границе с ВВ до решения задачи о движении в твердом теле.

4. Определим затухание ударной волны в твердом теле при заданной зависимости $u\,(t)$ на его границе. Используя условие (1.2) во всей области течения, получим в массовых координатах решение с прямыми C_+-характеристиками, по которым значения массовой скорости на границе «переносятся» на ударный фронт, определяя его параметры. Пусть координата $m = 0$ соответствует границе раздела ВВ — среда, $t = 0$ — началу движения этой границы. Координаты фронта обозначим M, T.

Тогда уравнение фронта и C_+-характеристик запишется в виде

$$\frac{dM}{dT} = \rho_0 N, \qquad M = f\,(t)\,(T - t) = \frac{dp}{du}\,(T - t) \tag{4.1}$$

где t — время выхода C_+-характеристики с границы раздела. Дифференцируя (4.1) по t, последовательно получим (4.2)

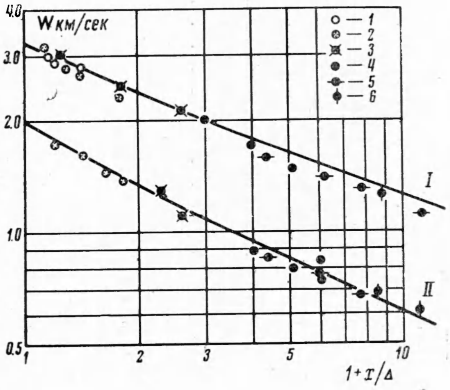
$$\frac{dM}{dt} = \rho_0 N\,\frac{dT}{dt} = f'\,(t)\,(T - t) + f\,(t)\left(\frac{dT}{dt} - 1\right), \qquad \frac{dT}{dt} = \frac{f'T}{\rho_0 N - f} + \frac{f't + f}{f - \rho_0 N}$$

Интегрируя последнее уравнение при помощи (1.2), получим следующие формулы

$$T = t + \frac{1}{\rho_0 \beta u^2}\int_0^t p\,dt, \quad \left(I\,(u) = \int_0^t p\,dt\right) \tag{4.3}$$

$$M = \rho_0 X = \frac{dp}{du}\,(T - t) = \frac{\alpha + 2\beta u}{\beta u^2}\int_0^t p\,dt =$$

$$= \frac{\alpha + 2\beta u}{\beta u^2}\int_0^t \rho_0 u\,(\alpha + \beta u)\,dt = \frac{\alpha + 2\beta u}{\beta u^2}\,I\,(u) \tag{4.4}$$



Фиг. 2

Здесь X — эйлерова координата фронта, $I\,(u)$ — импульс давления на границе раздела к моменту времени t, когда ее скорость была равна u. Уравнения (4.3), (4.4) определяют координаты фронта M и T в зависимости от массовой скорости u на ударном фронте, которая равна скорости движения границы раздела сред в момент t.

Когда величина u мала по сравнению со скоростью звука α, из (4.4) получим

$$u = \left[\frac{I(u)\,\alpha}{\beta M}\right]^{1/2} \qquad (4.5)$$

Для больших расстояний $I(u) \to I_0$, где I_0 — полный импульс, переданный ВВ веществу.

По формулам (3.8), (4.3), (4.4) были проведены расчеты затухания ударной волны в алюминии и латуни при взрыве заряда из сплава тротила с гексогеном (ТГ-50/50) на поверхности металлов. По данным работ [8,9], ударные адиабаты для этих металлов

$$N = 5.35 + 1.35\,u \text{ (алюминий)} \qquad N = 3.76 + 1.43\,u \text{ (латунь)}$$

Вместо реальных параметров детонационной волны: $\rho_{00} = 1.68$ *г/см*^{3}, $\gamma = 2.8$, $D = 7.65$ *км/сек*, $p = 266$ *кбар*, $u = 2.07$ *км/сек*, были использованы следующие: $\rho_{00} = 1.68$ *г/см*^{3}, $\gamma = 3$, $D = 7.95$ *км/сек*, $u = 1.99$ *км/сек*, $p = 266$ *кбар*, которые, по данным работы [10], достаточно точно определяют течение за детонационным фронтом. Результаты расчета в виде зависимости удвоенной массовой скорости $W = 2u$ на фронте от приведенного расстояния X / Δ показаны на фиг. 2; кривая I — алюминий, кривая II — латунь; там же нанесены экспериментальные данные, причем точкам 1, 2, 3,..., 6 соответствуют значения Δ = 50,25, 12,5, 5, 3 и 2 *мм*.

5. В опытах использовались образцы из алюминия АД-1 и латуни Л-59 диаметром 70 *мм* и толщиной от 3 до 20 *мм* и заряды ВВ диаметром 60 и толщиной от 2 до 50 *мм*.

В качестве генераторов плоской ударной волны при взрыве зарядов толщиной от 12.5 до 50 *мм* применялись взрывные линзы из ТГ-50/50 с наполнителем из баратола. Влияние взрывной линзы на параметры фронта ударной волны в образцах толщиной меньше 20 *мм* не было обнаружено. Возбуждение плоской детонационной волны в зарядах толщиной 2—5 *мм* производилось ударом алюминиевых пластин толщиной 0.08 *мм*, разогнанной до скорости 5.5 *км/сек*. В устройстве для разгона пластин основная масса ВВ, состоящая из взрывной линзы и заряда ТГ-50/50 толщиной 12.5 *мм*, отделялась от разгонявшего пластину заряда из ТГ-50/50 толщиной 3 *мм* латунным экраном толщиной 3 *мм*. Введение экрана позволило отсечь продукты взрыва основной массы ВВ и уменьшить давление продуктов взрыва за ударником в момент соударения с ВВ до 40 *кбар*. Возбуждение детонации при ударе происходило за время, примерно равное 10^{-7} *сек*. Искривление и перекос ударного фронта в образцах при двух способах возбуждения детонации в зарядах не превышали 0.5 *мм* на диаметре 50 *мм*.

В опытах электроконтактным и емкостным методами непосредственно измерялась скорость W свободной поверхности образцов, которая полагалась равной удвоенной массовой скорости вещества на фронте. Сигнал от емкостного датчика регистрировался осциллографом ОК-17 *м*, входное сопротивление которого равнялось волновому сопротивлению кабеля; скорость свободной поверхности

$$W = \frac{\varepsilon h}{ERC}\left(1 - \int_0^t \frac{W dt}{h}\right)^2$$

Здесь E — выходное напряжение датчика, E — э.д.с. источника питания, h и C — зазор и емкость измерительного конденсатора соответственно.

Регистрация сигналов при электроконтактных измерениях проводилась на двух осциллографах с точностью отсчета временных интервалов $\pm\, 5 \cdot 10^{-9}$ *сек*. При этом измерялась скорость пластин искусственного откола толщиной 0.1—0.5 *мм* приклеенных к образцам. Оба метода позволили производить измерения с ошибкой, не превышающей $\pm 10\%$ в каждом опыте. Результаты измерений в виде средних из двух — пяти опытов приведены в таблице.

X, *мм*	Δ, *мм*	W, *км/сек*
Алюминий АД-1		
3	12.5	3.05
3	25	3.14
7	50	2.98
7	25	2.72
10	50	2.85
10	25	2.63
10	12.5	2.44
20	50	2.74
20	25	2.30
20	12.5	2.11
10.1	5	2.01
10.1	3	1.55
15.1	5	1.70
15.3	3	1.39
15.1	2	1.23
20.5	5	1.42
20.5	3	1.30
20.3	2	1.07
Латунь Л-59		
5.25	25	1.72
10.5	25	1.63
15.5	25	1.46
20	25	1.38
15.5	12.5	1.30
20	12.6	1.1
10	3	0.856
10	2	0.755
15	5	0.882
15	3	0.82
15	3	0.74
15	2	0.685
20.5	5	0.79
20	3	0.67
20	2	0.604

6. Сравнение результатов расчета с опытными данными (фиг. 2) показывает их удовлетворительное согласие. Несколько заниженные значения экспериментальных данных в алюминии ~(5—10%) на больших расстояниях от заряда, возможно, связаны с действием упругой разгрузки. Однако погрешности расчета, связанные с упрощением вида уравнения состояния продуктов взрыва, не позволяют делать уверенные заключения по этому поводу. С необходимой для практических приложений точностью в исследованном диапазоне относительных давлений $0.09 \leqslant p/\rho_0\alpha^2 \leqslant 0.45$, значительно превосходящих динамический предел текучести σ исследованных металлов ($p \gg\ll 10\sigma$), гидродинамическое приближение пригодно не только для описания поведения вещества при ударном нагружении, но и в области разгрузки.

Поступила 26 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Успехи физ. наук, 1965, т. 85, № 2.
2. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
3. Drummend W. E. Explosive induced Shock waves. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 12.
4. Калмыков А. А., Кондратьев В. Н., Немчинов И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса. ПМТФ, 1966, № 5.
5. Корявов В. П. Приближенное уравнение состояния твердых тел. ПМТФ, 1964, № 3.
6. Кузнецов Н. М. Уравнение состояния и теплоемкость воды в широком диапазоне термодинамических параметров. ПМТФ, 1961, № 1.
7. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
8. Katz S., Doran D., Carran D. Equation of State from Oblique Shock Studies. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 4.
9. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
10. Зубарев В. Н. Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. ПМТФ, 1962, № 2.

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПАРАМЕТРАХ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ В ГРУНТАХ ПРИ ПОДЗЕМНОМ И КОНТАКТНОМ ВЗРЫВАХ

В. Д. Алексеенко, Г. В. Рыков

(_Москва_)

Сопоставляются экспериментальные данные о параметрах волн напряжений в песчаных и глинистых грунтах при взрывах тротиловых зарядов весом от 0.2 *кг* до 200 *кг*.

1. В работе [1] показано, что в окрестности оси симметрии при $\alpha \leqslant 30°$ (угол α отсчитывается от оси симметрии) поле напряжений при контактном взрыве сохраняет качественные особенности центрально симметричного поля напряжений, возникающего при подземном взрыве, причем при контактном взрыве на возбуждение волн напряжений в грунте расходуется только некоторая часть энергии E_0 от полной энергии взрыва заряда ВВ E. Поэтому параметры волны при контактном взрыве в области, близкой к оси симметрии, могут быть вычислены по данным о параметрах волн при подземном взрыве, если в последних учесть долю энергии ВВ E_0. Для проверки этих соображений был проведен ряд экспериментальных исследований параметров волн при контактном и подземном взрывах в одних и тех же грунтах — песчаных и глинистых. Методика этих исследований описана в [1-3]. Для определения максимальных радиальных напряжений σ_r^m, удельных импульсов I_r и времени действия τ при подземных взрывах были получены следующие эмпирические формулы: (1.1)

$$\sigma_r^m(R) = K_1 R^{-\mu_1} \ кг/см^2, \quad I_r^\circ(R) = K_2 R^{-\mu_2} \ кг^{2/3}сек/см^2, \quad \tau_r^\circ(R) = a + \eta R \ сек / кг^{1/3}$$

$$R = r / r_0, \qquad r_0 = 0.054\ C^{1/3}, \qquad I_r^\circ = I / C^{1/3}, \qquad \tau^\circ = \tau / C^{1/3}\cdot 10^3$$

Здесь r — расстояние от центра взрыва в *м*; r_0 — радиус заряда в *м*; C — вес заряда ВВ в *кг*; I_r° и τ° — удельный импульс и полное время действия, отнесенные к масштабу явления; K_1, K_2, μ_1, μ_2, a, η — опытные коэффициенты, зависящие от свойств грунта.

	K_1	μ_1	K_2	μ_2	a	η	λ
(1)	$11.5\cdot 10^3$	2.36	4.85	1.53	17.5	0.57	0.35
(2)	$42.6\cdot 10^3$	2.81	—	—	—	—	0.33
(3)	$2.8\cdot 10^6$	3.45	525	2.73	8.8	0.09	0.23