

ЗАТУХАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ СОУДАРЕНИИ ПЛАСТИН

А. П. Рыбаков

(Челябинск)

В одномерном случае затухание плоской ударной волны рассмотрено в работах [1,2] в гидродинамическом приближении, в [1] получена в виде конечно-разностного уравнения формула затухания ударной волны как следствие гипотезы убывания энергии в зоне ударной волны. И хотя эта гипотеза не противоречит условиям динамической совместности на ударном фронте, она не имеет строгого обоснования. Однако формула затухания удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными. В [2] на основе метода Фридрихса для случая ударника и преграды из одного материала получены формулы для положения фронта ударной волны и формы импульса как функции времени. Ниже дан более простой способ определения положения фронта ударной волны как функции времени.

Распространение ударной волны, созданной в преграде ударом пластины, рассмотрим в тех же, что и в [2], предположениях. Приближенно считаем ударное сжатие изэнтропическим процессом. Распространение волн рассматриваем в гидродинамическом приближении без учета прочности, вязкости и теплопроводности. Кроме того, первоначально для простоты будем считать, что ударник и преграда выполнены из одного материала. Уравнение состояния этого материала можно представить уравнением [3]

$$(1) \quad p = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\sigma^n - 1),$$

где p — давление; ρ — плотность; c — скорость звука; n — постоянная; $\sigma = \rho/\rho_0$ — сжатие. Индекс 0 означает принадлежность к начальному состоянию. Процесс рассматриваем в принятых в газовой динамике координатах расстояние x — время t . Момент соударения совместим с началом координат.

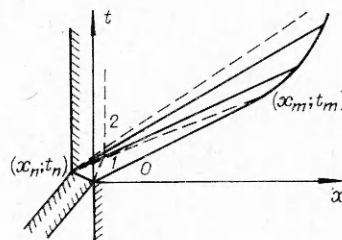
При соударении пластины с преградой в обе стороны от контактной границы пойдут ударные волны (фиг. 1). Из точки (x_n, t_n) выхода ударной волны на тыльную свободную поверхность пластины ударника направо пойдет центрированная волна разрежения. Обозначим через 0 и 1 состояния материала перед фронтом и за фронтом ударной волны соответственно. Через 2 обозначим состояние материала после прохождения по нему волны разрежения. Введем дополнительные обозначения: D — скорость ударной волны; u — массовая скорость. Головная характеристика волны разрежения догонит фронт ударной волны в точке (x_m, t_m) . Для волны, идущей вправо, постоянна инвариант Римана $I_- \equiv \text{const}$ [4]. В таком случае

$$c = [(n-1)/2]u + c_0.$$

Уравнение c_+ характеристики

$$(2) \quad (x - x_n)/(t - t_n) = c_0 + [(n+1)/2]u.$$

Уравнение траектории фронта ударной волны до точки (x_m, t_m) есть прямая ли-



Фиг. 1

ния $(x/t) = D = \text{const}$, после этой точки

$$(3) \quad dx/dt = c_0 + \beta u.$$

Здесь использовано известное соотношение между волновой скоростью D и массовой скоростью u ; c_0 и β — постоянные коэффициенты, c_0 имеет смысл начальной скорости звука при отсутствии фазового перехода.

Можно показать, что в рассматриваемом приближении изэнтропичности ударной волны выражение (3) следует из (1). При этом

$$\beta = (n + 1)/4.$$

Осуществление на практике для конденсированных тел линейного $(D - u)$ соотношения является подтверждением справедливости допущения изэнтропичности ударно-волнового сжатия конденсированных тел. Для сильных волн отклонение от линейности в $(D - u)$ соотношении является следствием неизэнтропичности сильной ударной волны. Из (2) получим

$$(4) \quad u = [2/(n + 1)] [(x - x_n)/(t - t_n) - c_0].$$

Подстановка (4) в (3) даст соотношение

$$dx/dt = A + B(x - x_n)/(t - t_n),$$

где

$$B = 2\beta/(n + 1) = 1/2, \quad A = (1 - B)c_0 = c_0/2.$$

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид

$$(5) \quad (x - x_n)/(t - t_n) = c_0 \{1 - [1 - (x_m - x_n)/c_0(t_m - t_n)] [(t_m - t_n)/(t - t_n)]^{1/2}\}.$$

Уравнение (5) описывает траекторию фронта ударной волны в зоне ослабления волной разрежения после точки (x_m, t_m) . В диапазоне $0 \leq x \leq x_m$ уравнение траектории фронта ударной волны есть прямая линия $x = Dt$, и массовая скорость за фронтом волны остается постоянной $u = u_1$. Величину массовой скорости на фронте в зоне ослабления волной разрежения как функцию времени можно получить из (4), (5)

$$(6) \quad u = u_1 [(t_m - t_n)/(t - t_n)]^{1/2}.$$

Таким образом, массовая скорость на фронте ударной волны изменяется обратно пропорционально корню квадратному из времени, т. е. подчиняется закону Ландау [5] для слабых волн.

Если ударник и преграда выполнены из различных материалов, то центрированная волна разрежения с тыльной поверхности ударника, преломившись, проходит в преграду. В таком случае можно найти новый полюс (x'_n, t'_n) преломленной волны разрежения. Подстановка координат этого полюса в уравнения (5), (6) делает последние справедливыми для случая соударения разных материалов.

Экспериментальные результаты работы [6] позволяют проверить справедливость различных формул затухания. Сравнение результатов расчета с опытными данными [6] приведено на фиг. 2. По оси абсцисс отложены экспериментальные значения массовой скорости $u_э$, по оси ординат — расчетные $u_р$.

Сплошная линия соответствует эксперименту. Цифрой 1 обозначены расчетные значения, полученные в [1] на основании гипотезы об убыли энергии в зоне ударной волны, 2 — результаты, определенные по формуле (6), 3 — значения массовой скорости, определенные по формуле, которая в наших обозначениях в явном виде представляет зависимость массовой скорости от времени, полученную в [2],

$$(7) \quad u = c_0 \{2(n + 1)/[1 + E \langle (t - t_n)/(t_m - t_n) \rangle^{1/2}] + 1\} - c_1,$$

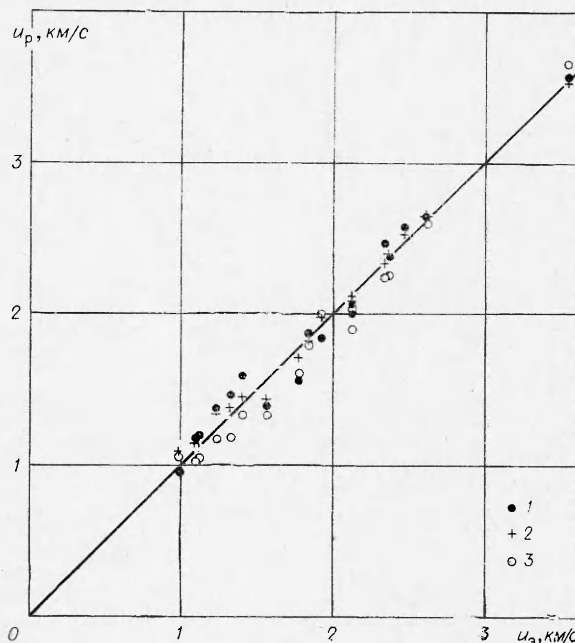
где

$$E = 2(n + 1)/[(u_1 + c_1)/c_0 - 1] - 1.$$

При вычислении по формуле (7) взяты следующие значения n , определенные по экспериментальным давлению и сжатию: для Al — 4,5, для Pb — 5,2, для Cu — 5,05 и для Fe — 5,86. Из работы [6] взяты значения величин t , x , u_1 , c_1 , значения c_0 для четырех металлов взяты из [7].

Как видно из фиг. 2, все три формулы затухания дают значения массовой скорости, близкие к экспериментальным. Козлов [1] отмечал, что расхождение между опытными и рассчитанными по его формуле значениями не более 13,5%. Отклонение результатов расчета по формуле (7) от опытных достигает 16,2%. Расчет по формуле (6) дает отличие от опыта, не превышающее 10%, а в большинстве случаев меньше 3—4%.

Таким образом, формула (6) дает несколько лучшее совпадение с экспериментом.



Фиг. 2

Поступила 27 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов В. П. Два случая распространения ударной волны по металлу.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 7, с. 1305.
2. Fowles G. R. Attenuation of the Shock Wave Produced in a Solid by a Flying Plate.— «J. Appl. Phys.», 1960, vol. 31, N 4, p. 655.
3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975, с. 268.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966, с. 27.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954, с. 460.
6. Альтшулер Л. В., Корнер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, № 4, с. 1061.
7. Жарков В. И., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968, с. 186—189.