

ЛИТЕРАТУРА

1. Ross M., Nellis W. and Mitchell A. Shock-wave compression of liquid argon to 910 kbar.— Chem. Phys. Lett., 1979, vol. 68, N 2, 3.
2. Mott N. F. and Davis E. A. Electronic processes in noncrystalline materials. Oxford: Clarendon Press, 1979. Рус. пер. Мотт П., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982, т. 1.
3. Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В. Измерение высокой электропроводности в ударно-сжатых диэлектриках.— ПМТФ, 1989, № 1.
4. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н. и др. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия.— ФТТ, 1963, т. 5, вып. 1.
5. Van Thiel M. and Alder B. J. Shock compression of argon.— J. Chem. Phys., 1966, vol. 44, p. 1056.
6. Nellis W. I. and Mitchell A. C. Shock compression of liquid argon, nitrogen and oxygen to 90 GPa (900 kbar).— J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 12.
7. Калашников Н. Г., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Ударное сжатие политетрафторэтилена до давлений 1,7 Мбар.— ПМТФ, 1972, № 4.
8. Павловский М. Н. Ударная сжимаемость шести высокотвердых веществ.— ФТТ, 1970, т. 12, вып. 7.
9. Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Динамическая сжимаемость, электропроводность и скорость звука за фронтом ударной волны в капролоне.— ПМТФ, 1977, № 5.
10. Ross M. Shock compression of argon and xenon. IV. Conversion of xenon to a metal-like state.— Phys. Rev., 1968, vol. 171, N 3, p. 777.
11. Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В. Электропроводность йодистого цезия за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа.— ФТТ, 1981, т. 23, вып. 9.
12. Ross M. The repulsive forces in dense argon.— J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 9.
13. Регель А. Р., Андреев А. А. Жидкие полупроводники.— В кн.: Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980.
14. Клименко В. Ю., Дремин А. П. Структурная релаксация во фронте ударной волны в жидкости.— В кн.: Детонация. Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации. Черногоровка, 1981, вып. 2.
15. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.

Поступила 24/X 1983 г.

УДК 532.593

ИЗМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С РАССТОЯНИЕМ ВБЛИЗИ ИСТОЧНИКА

Ю. В. Петухов

(Горький)

Одной из величин, характеризующих разрушающее действие взрывного источника, является импульс давления ударной волны I_s , который определяется интегралом по времени от возмущения давления в фазе сжатия во взрывной волне [1]. Изменение импульса ударной волны обуславливает поведение ее низкочастотной части спектра, что также представляется важным [2]. Анализ экспериментальных данных показал [1—6], что вблизи заряда импульс $I_s(r)$ с расстоянием r спадает медленнее, чем это следует из обычной геометрической расходимости [7]. Более того, численные расчеты [8], подтвержденные экспериментально [6], показали, что начальный резкий спад импульса с расстоянием сменяется увеличением $I_s(r)$ в определенной области r , за которой происходит дальнейшее замедленное уменьшение импульса, которое лишь асимптотически стремится к закону $I_s \sim 1/r$. Существование относительного максимума функции $I_s(r)$ и ее замедленный спад по сравнению с $1/r$ в [6] объясняется передачей импульса среде продуктами детонации, которые в течение некоторого промежутка времени отдают энергию ударной волне. В [3] замедленный спад $I_s(r)$ объясняется нелинейными эффектами на фронте ударной волны, т. е. существованием и эволюцией ударного фронта. В [3] использовалось пиковое приближение в теории Кирквуда — Бете, которое не учитывает правильного распределения давления в хвостовой части ударной волны, кроме этого, при расчетах зависимости $I_s(r)$ не учитывалась нелинейная трансформация формы профиля ударной волны (квазиэкспоненциальное приближение). Однако, как показано в [9], корректный учет нелинейных эффектов в приближении Кирквуда — Бете приводит к зависимости $I_s(r) \sim 1/r$, не согласующейся с экспериментальными данными [1—6].

Указанные выше неясности в интерпретации замедленного спада импульса давления ударной волны с расстоянием по сравнению с зависимостью $I_s(r) \sim 1/r$ послужили предметом исследования данной работы, цель которой — выяснить влияние нелинейных эффектов на фронте ударной волны и влияние потока среды на закон изменения $I_s(r)$.

1. Рассмотрим сферически-симметричное движение сплошной среды:

$$(1.1) \quad v_t + vv_r + \frac{1}{\rho} p_r = 0, \quad \rho_t + (\rho v)_r + \frac{2}{r} (\rho v) = 0,$$

где v — скорость; p — давление; ρ — плотность. Комбинируя уравнения (1.1), можно получить соотношение, выражающее закон сохранения импульса:

$$(1.2) \quad p'_r = - \left\{ (\rho v)_t + (\rho v^2)_r + \frac{2}{r} (\rho v^2) \right\}.$$

Введем следующие обозначения: $T_1(r)$ — время прихода ударного фронта в точку на расстоянии r ; $T_2(r)$ — время прихода той части волны, где возмущение давления p' в волне равно нулю $p'(T_2) = 0$; при $t > T_2$ возмущение давления изменяет знак на противоположный, что соответствует фазе разрежения. В дальнейшем индекс 1 у гидродинамических величин будет отмечать их значения на ударном фронте, индекс 2 — при $t = T_2(r)$. Проинтегрировав (1.2) по времени $T_1 \leq t \leq T_2$ при постоянном r , получим следующее соотношение:

$$(1.3) \quad \frac{dI_s}{dr} = - \left\{ \frac{dE_s}{dr} + \frac{2}{r} E_s \right\} - \left\{ \rho_2 v_2 - \frac{dT_2}{dr} \rho_2 v_2^2 \right\} + \left\{ \rho_1 v_1 - \frac{dT_1}{dr} (\rho_1 v_1^2 + p'_1) \right\},$$

где $I_s = \int_{T_1}^{T_2} p' dt$ — импульс давления; $E_s = \int_{T_1}^{T_2} \rho v^2 dt$ — динамический импульс.

Если учесть соотношения Рэнкина — Гюгонио на ударном фронте [10], то нетрудно доказать, что выполняется тождество

$$(1.4) \quad \rho_1 v_1 - \frac{dT_1}{dr} (\rho_1 v_1^2 + p'_1) \equiv 0.$$

Из (1.3) и (1.4) видно, что импульс давления ударной волны зависит не только от значений динамического импульса, но и от значений гидродинамических величин на границе между фазами сжатия и разрежения $t = T_2(r)$, положение которой во времени при заданном r определяется течением за фронтом ударной волны:

$$(1.5) \quad \frac{dI_s}{dr} = - \left\{ \frac{dE_s}{dr} + \frac{2}{r} E_s \right\} - \left\{ \rho_2 v_2 - \frac{dT_2}{dr} \rho_2 v_2^2 \right\}.$$

Чтобы выяснить, какое из двух слагаемых в (1.5) является определяющим в поведении функции $I_s(r)$, проведем дальнейшие упрощения. Поскольку эмпирические законы хорошо описывают изменения параметров ударной волны в области расстояний $r \geq r_0 \approx 10R_0$, где отношения $p'_1 n / \rho_0 c_0^2$ и v_1 / c_0 достаточно малы по сравнению с единицей (см., например, [3]), то при преобразованиях соотношения (1.5) будем учитывать лишь квадратичные нелинейные слагаемые. Здесь ρ_0 — равновесная плотность среды; c_0 — скорость звука; n — показатель адиабаты; R_0 — радиус источника.

В линейном приближении из уравнений (1.1) и соотношений Рэнкина — Гюгонио на ударном фронте следует простая зависимость

$$(1.6) \quad v = p' / \rho_0 c_0 + \int_{T_1}^t p'(t) dt / \rho_0 r.$$

Используя (1.6), для E_s получим выражение

$$(1.7) \quad E_s = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \int_{T_1}^{T_2} (p')^2 dt + \frac{1}{\rho_0 r^2} \int_{T_1}^{T_2} \left[\int_{T_1}^t p' dt \right]^2 dt + \frac{I_s^2}{\rho_0 c_0 r}.$$

Второе слагаемое в (1.5) с учетом (1.6) приводится к виду

$$(1.8) \quad \rho_2 v_2 - \frac{dT_2}{dr} \rho_2 v_2^2 \approx \frac{I_s}{r} \left(1 - \frac{I_s}{\rho_0 c_0 r} \right),$$

так как $dT_2/dr \approx 1/c_0$. Из (1.5), (1.7), (1.8) окончательно получим уравнение для I_s

$$(1.9) \quad \frac{dI_s}{dr} + \frac{I_s}{r} \left(1 + \frac{2}{\rho_0 c_0} \frac{dI_s}{dr} \right) = - \left\{ \frac{dE'_s}{dr} + \frac{2}{r} E'_s \right\};$$

где $E'_s = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \int_{T_1}^{T_2} (p')^2 dt$. Если проводить интегрирование по времени в пределах $T_1 \leq t < \infty$, то можно получить уравнение для полного импульса давления взрывной волны $I = \int_{T_1}^{\infty} p' dt$:

$$(1.10) \quad \frac{dI}{dr} + \frac{I}{\rho_0 c_0 r} \left(\frac{I}{r} + 2 \frac{dI}{dr} \right) = - \left\{ \frac{dE}{dr} + \frac{2}{r} E \right\},$$

где

$$E = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \int_{T_1}^{\infty} (p')^2 dt.$$

2. Рассмотрим вначале уравнение (1.9) для импульса ударной волны в воде. Диссипация энергии на ударном фронте приводит к тому, что величина $E'_s = E'_s(r_0) \xi^{-(2+\kappa)}$ спадает быстрее ($\kappa > 0$), чем в линейной волне, где $\kappa = 0$; $\xi = r/r_0$. При решении уравнения (1.9) можно использовать теоретическую зависимость для E'_s [11, 12], которая хорошо согласуется с экспериментальными данными, однако удобнее использовать эмпирический закон для E'_s [2, 3, 5], где $\kappa = 0,08-0,12$.

Введем безразмерную величину $S = I_s(r) \xi / I_s(r_0)$, характеризующую отклонение закона $I_s(r)$ от сферического, для которого $S \equiv 1$. Уравнение (1.9) для S запишется в виде

$$(2.1) \quad \frac{dS}{d\xi} = \frac{\alpha \xi^{-\kappa} + \beta S^2 / \xi}{\xi^2 + \beta S}.$$

Здесь параметры $\alpha = \kappa E'_s(r_0) / I_s(r_0)$ и $\beta = 2I_s(r_0) / \rho_0 c_0 r_0$, зависящие от r_0 , определяются из эмпирических законов для E'_s и I_s , относящихся к заряду ТНТ весом в Q (кг) и плотностью $\rho_* = 1,6 \cdot 10^3$ кг/м³ [3, 5]:

$$\alpha = 0,014(r_0/Q^{1/3})^{-1,13}, \quad \beta = 0,049(r_0/Q^{1/3})^{-1,91}.$$

Из (2.1) нетрудно получить решение, отвечающее граничному условию $\xi = 1, S = 1$:

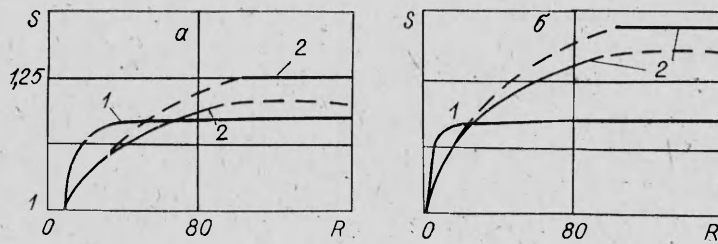
$$(2.2) \quad S = \frac{\xi^2}{\beta} \left\{ \left[1 + \frac{1}{\xi^2} \left(\beta(2 + \beta) + \frac{2\alpha\beta}{1 + \kappa} (1 - \xi^{-(1+\kappa)}) \right) \right]^{1/2} - 1 \right\}.$$

На значительных расстояниях от места взрыва $\xi \gg 1$ из (2.2) получаем, что значения S нарастают и стремятся к определенной постоянной величине:

$$(2.3) \quad S \approx 1 + \frac{\beta}{2} + \frac{\alpha}{1 + \kappa} (1 - \xi^{-(1+\kappa)}),$$

что согласуется с экспериментальными данными [5], где закон изменения импульса ударной волны в воде представлен зависимостью следующего вида:

$$I_s = \rho_0 c_0 R_0 \begin{cases} \frac{0,75}{R^{0,92}}, & R < 100, \\ \frac{1,12}{R}, & R > 100, \end{cases}$$



$R = \xi A^{-1/2} r_0 / R_0$ — приведенное расстояние; $0,6 \leq A \leq 4,5$. На фигуре показаны: 1 — теоретическая (2.2) и 2 — экспериментальная [5] зависимости величины S от приведенного расстояния R ; а — $A = 0,6$, б — $A = 4,6$. Штриховые линии показывают возможное поведение эмпирической зависимости, которое бы отвечало плавному изменению величины S вблизи $R = 100$.

Следует заметить, что в выражении (2.3) слагаемое, пропорциональное β , учитывает вклад потока жидкости в импульс ударной волны, так как его появление обусловлено учетом второго члена в правой части равенства (1.6), который не исчезает при $c_0 \rightarrow \infty$. Слагаемое, пропорциональное α , учитывает влияние нелинейных эффектов диссипации энергии на ударном фронте, так как в линейной волне $\kappa = 0$ и $\alpha = 0$. Поскольку для $r_0 / Q^{1/3} \approx 0,52 < 1$ отношение второго слагаемого в (2.3) к первому слагаемому $\beta(1 + \kappa) / 2\alpha = 2,7(r_0 / Q^{1/3})^{-0,78}$ существенно больше единицы, можно считать, что увеличение S обусловлено в основном существованием потока жидкости за фронтом ударной волны. Начиная с расстояний $r_0 > 2,7 Q^{1/3}$, где $\beta(1 + \kappa) / 2\alpha < 1$, увеличение S обусловлено нелинейными эффектами диссипации энергии на ударном фронте. Однако на таких расстояниях значения величины приращения S на 2—3 порядка меньше единицы, поэтому изменения S не превысят десятых долей процента, т. е. будут практически не наблюдаемыми. Следовательно, замедленный спад импульса давления ударной волны (увеличение S) с расстоянием объясняется влиянием потока жидкости на течение за фронтом ударной волны.

3. Рассмотрим теперь уравнение (1.10) для полного импульса давления взрывной волны, которое заменой $W = I(r) / I(r_0)$ приводится к виду

$$(3.1) \quad \frac{dW}{d\xi} = \frac{\alpha_1 \xi^{-(3+\kappa)} - \beta_1 W^2}{1 + \beta_1 W / \xi},$$

где $\alpha_1 = \kappa E(r_0) / I(r_0)$, $\beta_1 = 2I(r_0) / \rho_0 c_0 r_0$. Если не учитывать слагаемое, пропорциональное α_1 , то решение уравнения (3.1), удовлетворяющее граничному условию $W = 1$ при $\xi = 1$, можно получить в виде

$$W = \left(\frac{\frac{3}{2} \beta_1 W / \xi + 1}{\frac{3}{2} \beta_1 + 1} \right)^{1/3},$$

откуда следует, что поток среды приводит к уменьшению полного импульса взрывной волны, так как при $\beta_1 > 0$ для $\xi \rightarrow \infty$ $W \rightarrow \left(\frac{3}{2} \beta_1 + 1 \right)^{-1/3} < 1$.

Поскольку из (1.6) следует, что при $t \rightarrow \infty$ полный импульс стремится к нулю, т. е. $I(r_0) \approx 0$, то, пренебрегая слагаемыми в (3.1), пропорциональными β_1 ($\beta_1 < \alpha_1$), получим простое решение:

$$(3.2) \quad W = \frac{\alpha_1}{2 + \kappa} (1 - \xi^{-(2+\kappa)}).$$

Как следует из (3.2), нелинейные эффекты диссипации энергии на ударном фронте приводят к увеличению полного импульса давления взрывной волны.

В заключение отметим, что замедленный по сравнению с геометрической расходимостью спад импульса давления ударной волны с расстоянием при детонации сферического заряда в жидкости наблюдается также при взрыве в воздухе [5]. Поскольку такое поведение импульса обусловлено существованием потока среды за ударным фронтом, то очевидно, что с ростом массы продуктов детонации и с увеличением скорости их расширения заметнее будет проявляться эффект замедленного спада импульса давления ударной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. Лаврентьев Э. В., Кузян О. П. Взрывы в море. Л.: Судостроение, 1977.
3. Коул Р. Подводные взрывы. М.: ИЛ, 1950.
4. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
5. Христофоров Б. Д. О подобии ударных волн при взрыве сферических зарядов в воде и в воздухе.— ПМТФ, 1963, № 2.
6. Адушкин В. В., Коротков А. И. Параметры ударной волны вблизи заряда ВВ при взрыве в воздухе.— ПМТФ, 1961, № 5.
7. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований.— В кн.: Физика взрыва. М.: Изд-во АН СССР, 1956, № 5.
8. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge.— Phys. Fluids, 1959, vol. 2, N 2.
9. Петухов Ю. В. Об интерпретации аномального поведения импульса давления волн от подводного взрывного источника.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 2.
10. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике. М.: Наука, 1967.
11. Фридман В. Е. Сравнение эмпирических и теоретических законов для взрывных волн.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1980, т. 16, № 4.
12. Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане.— Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1979, т. 15, № 12.

Поступила 23/XII 1983 г.

УДК 532.529 + 532.593

ОТРАЖЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ПЕНАХ

А. Т. Малахов, Б. И. Паламарчук

(Киев)

Распространение ударных волн в газожидкостных пенах исследовалось в [1—5]. В [1, 2] установлено, что плоские ударные волны в пенах имеют развитые релаксационные зоны с временем нарастания давления до нескольких миллисекунд. При этом параметры падающих и особенно отраженных волн с увеличением их интенсивности отклонялись от равновесных параметров в пене, рассчитанных аналогично [6] путем введения эффективного показателя ударной адиабаты пены Γ_0 при пренебрежении объемной долей конденсированной фазы (κ -фазы). В [4] для описания процесса отражения ударных волн в газожидкостных средах предложено в качестве модельного подхода описывать ударное сжатие двухфазной среды показателем политропы $K = 1 + (\gamma - 1)(1 - \epsilon)$, где γ — показатель адиабаты Пуассона газовой фазы, ϵ — объемная доля κ -фазы. Несмотря на удовлетворительное описание в рамках такого подхода экспериментов [1, 2] по отражению ударных волн в пене, использование K для объяснения наблюдаемого затухания ударных волн в пене приводит к резкому отличию экспериментальных и расчетных данных [7, 8]. Одной из причин несоответствия расчетных равновесных и экспериментальных параметров ударных волн в пене, по-видимому, является наличие развитых релаксационных зон, сопоставимых с размерами рабочих каналов ударных труб, применяемых в [1, 2, 5] для их генерирования. Настоящие исследования проводились на ударных трубах, обеспечивающих достижение равновесных параметров за фронтом падающей ударной волны. Наряду с выполненными экспериментами проанализировано влияние объемной доли κ -фазы, а также правомерность обычно используемых предположений об идеальности газа и нежизнеспособности κ -фазы при расчете параметров падающих и отраженных ударных волн.

Исследования закономерностей распространения ударных волн в пенах проводились на горизонтально расположенной ударной трубе с внутренним диаметром 67 мм. Камера низкого давления (КНД) имела длину 5,9 м, камера высокого давления (КВД) — 2,6 м. С помощью спе-