

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПУЛЬСАЦИЙ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В. М. ЛЮБОШИЦ, В. Е. ПЕРВУШИН

(Москва)

Рассмотрены радиальные колебания газонаполненной сферической полости в безграничной сжимаемой идеальной жидкости. Численное решение уравнения движения газовой сферы использовано для сравнения акустических и энергетических характеристик подводного взрыва тротила и низкоамплитудных взрывных источников звука (детонация взрывчатой газовой смеси, расширение сжатого инертного газа).

1. **Постановка задачи.** Сферическая полость, возникающая при подводном взрыве, совершает нелинейные радиальные колебания, создавая при этом расходящиеся волны сжатия и разрежения в воде. Точное решение уравнений гидродинамики для сферических волн конечной амплитуды не найдено, однако разработаны приближенные методы: квазиакустическое приближение и приближение Кирквуда — Бете [1-4].

Сущность обеих приближенных теорий состоит в предположении, что функция

$$G(r, t) = r\partial\varphi/\partial t = r(h + 1/2v^2) \quad (1.1)$$

постоянна вдоль исходящей характеристики

$$\partial G/\partial t + c\partial G/\partial r = 0 \quad (1.2)$$

Здесь  $\varphi$  — потенциал скорости,  $v$  — массовая скорость,  $h$  — избыточная удельная энтальпия жидкости.

В квазиакустическом приближении принято

$$c = a_\infty \quad (1.3)$$

согласно более точной теории Кирквуда — Бете

$$c = a + v \quad (1.4)$$

Здесь  $a_\infty$  — скорость звука в невозмущенной жидкости,  $a$  — местная скорость звука.

Следовательно, если известно значение  $G$  на поверхности излучающей сферы радиуса  $R$  в момент  $t_R$ , то ее значение в произвольной точке пространства  $r$  в момент  $t$  определяется равенством

$$G(r, t) = G(R(t_R), t_R) = G_R(t_R) \quad (1.5)$$

$$t - t_R = \int_R^r \frac{dr}{c} = \frac{r - R}{a_\infty} - \frac{\delta r}{a_\infty} \quad (1.6)$$

В квазиакустическом приближении  $\delta r = 0$ , характеристики в плоскости  $rt$  представляют собой параллельные прямые, тогда как по теории Кирквуда — Бете возможно пересечение характеристик, что физически означает возникновение ударной волны. Момент прихода и амплитуда ударной волны в точке  $r$  определяются из геометрического условия равенства площадей под кривыми давление — время, описывающими истинный и «опрокинувшийся» профиль [3, 5]. При этом значение давления, на фронте ударной волны оказывается меньше максимального значения давления, определяемого только с учетом сферического расхождения. Таким образом, теория Кирквуда — Бете учитывает в отличие от квазиакустической теории диссипацию энергии во фронте ударной волны, несмотря на то, что при вычислении энтальпии и местной скорости звука энтропия считается постоянной.

Для изэнтропического течения

$$h = \int_{p_\infty}^p dp/\rho \quad (1.7)$$

где  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность,  $p_\infty$  — гидростатическое давление.

Выбрав в качестве изэнтропического уравнения состояния уравнение Тэта [4], получаем

$$h = \frac{a^2 - a_\infty^2}{n - 1}, \quad a = a_\infty \left( \frac{p + B}{p_\infty + B} \right)^{1/2(n-1)/n}, \quad a_\infty^2 = \frac{n(p_\infty + B)}{\rho_\infty} \quad (1.8)$$

$$(B = 3045 \text{ атм}, n = 7.15)$$

Здесь  $a_\infty$  и  $\rho_\infty$  — скорость звука и плотность в невозмущенной жидкости при  $p = p_\infty$ .

Из определения функции  $G$  и (1.8) следует, что избыточное давление

$$p - p_\infty = (p + B) \left[ 1 + \frac{n-1}{a_\infty^2} \left( \frac{G}{r} - \frac{v^2}{2} \right) \right]^{n/(n-1)} - (p_\infty + B) \quad (1.9)$$

На больших расстояниях от полости  $a_\infty^2 \gg G/r \gg 1/2 v^2$  можно положить

$$\Delta p = p - p_\infty = \rho_\infty G / r \quad (1.10)$$

Сравнивая (1.5), (1.6), (1.10), видим, что рассмотрение сферических волн конечной амплитуды сводится к определению  $G_R(t_R)$  и времени запаздывания  $t - t_R$ .

Функция  $G_R(t_R)$  определяется зависимостями  $R(t_R)$  и  $P(R)$ .

2. Движение газовой полости. Подставив  $G$  из формулы (1.1) в уравнение (1.2) с последующим исключением частных производных на границе полости ( $r = R$ ) при помощи уравнений гидродинамики, получаем функциональную зависимость скорости радиальных колебаний полости от давления на ее границе в виде обыкновенного нелинейного дифференциального уравнения второго порядка [4].

В квазиакустическом приближении

$$RR \left( 1 - \frac{2R}{a_\infty} \right) + 1.5R^2 \left( 1 - \frac{4R}{3a_\infty} \right) = \frac{P - p_\infty}{\rho_\infty} + \frac{RP}{\rho_\infty a_\infty} \quad (2.1)$$

в приближении Кирквуда — Бете

$$RR \left( 1 - \frac{R}{A} \right) + 1.5R^2 \left( 1 - \frac{R}{3A} \right) = H \left( 1 + \frac{R}{A} \right) + \frac{HR}{A} \left( 1 - \frac{R}{A} \right) \quad (2.2)$$

Здесь  $R$ ,  $\dot{R}$ ,  $\ddot{R}$  — радиус, скорость и ускорение границы полости;  $H$ ,  $P$ ,  $\dot{H}$ ,  $\dot{P}$  — избыточная удельная энтальпия, давление и их производные по времени на поверхности полости;  $A$  — скорость звука на поверхности полости.

В предельном случае несжимаемой жидкости ( $\rho = \rho_\infty$ ,  $a_\infty = \infty$ ) уравнения (2.1), (2.2) приобретают вид

$$RR + 1.5R^2 = (P - p_\infty) / \rho_\infty \quad (2.3)$$

Уравнения (2.1) — (2.3) позволяют определить  $R(t_R)$ , если известно либо  $P(R)$ , либо  $\dot{P}(t_R)$ . Примем, что с начального момента расширения полости волновой картиной внутри нее можно пренебречь, т. е. состояние продуктов взрыва зависит от времени, но не от координат. При таком допущении начальное давление на границе полости равно давлению мгновенного взрыва, а расширение начинается с нулевой скоростью. Из условия равенства давлений жидкости и газа на границе полости следует, что давление на границе полости  $P(R)$  может быть задано законом изэнтропического изменения объема газа

$$P(R) = M(R/R_0)^{-3\gamma} \quad (2.4)$$

Здесь  $R_0$  — начальный радиус полости.

Для идеального газа  $M$  и  $\gamma$  постоянны при всех  $R/R_0$ ; для продуктов детонации конденсированных ВВ изэнтропическую зависимость можно аппроксимировать [2] уравнением (2.4) с коэффициентами  $M$  и  $\gamma$ , постоянными в  $j$ -м интервале изменения  $R/R_0$ .

Переходя в уравнениях (2.1) — (2.3) к безразмерным переменным

$$x = R/R_0, \quad \xi = tR_0^{-1} \sqrt{p_\infty / \rho_\infty}, \quad \dot{x} = \dot{R} \sqrt{\rho_\infty / p_\infty} \quad (2.5)$$

получаем безразмерные дифференциальные уравнения.

В квазиакустическом приближении

$$(1 - 2\xi k) x \ddot{x} + 1.5 \xi^2 (1 - 4/3 \xi k) = m x^{-3\gamma} (1 - 3\gamma \xi k) - 1 \quad (2.6)$$

В приближении Кирквуда — Бете

$$\begin{aligned} & (1 - \dot{x}\eta(x)) x \ddot{x} + 1.5 \xi^2 (1 - 1/3 \dot{x}\eta(x)) = \\ & = (1 + \dot{x}\eta(x)) \frac{[\psi(x)]^{(n-1)/n} - 1}{(n-1)k^2} - 3\gamma \dot{x} k m x^{-3\gamma} (1 - \dot{x}\eta(x)) [\psi(x)]^{-(n+1)/2n} \end{aligned} \quad (2.7)$$

В несжимаемой жидкости

$$x \ddot{x} + 1.5 \xi^2 = m x^{-3\gamma} - 1 \quad (2.8)$$

В уравнениях (2.6) — (2.8)

$$m = \frac{M}{p_\infty}, \quad k = \left[ n \left( 1 + \frac{B}{p_\infty} \right) \right]^{-1/2}, \quad \psi(x) = \frac{mx^{-3\gamma} + B/p_\infty}{1 + B/p_\infty}, \quad \eta(x) = \frac{k}{[\psi(x)]^{(n-1)/2n}} \quad (2.9)$$

Уравнения (2.6) — (2.8) в общем виде не решаются [4]. Они могут быть численно проинтегрированы при конкретных значениях входящих в них параметров. В табл. 4 приводятся некоторые результаты численного интегрирования уравнения (2.7) методом Рунге — Кутты на ЭЦВМ БЭСМ-4 для различных  $m$ ,  $\gamma$  и  $p_\infty$  при начальных условиях  $x(0) = 1$ ,  $\dot{x}(0) = 0$ .

Принятые обозначения:  $\xi_i$  — безразмерная длительность  $i$ -го периода,  $x_i$  — безразмерный  $i$ -й максимальный радиус,  $\varepsilon_i$  — доля начальной внутренней энергии газа  $Q$ , уносимая  $i$ -й волной сжатия. По величине  $x_i$  определяется  $\varepsilon_i$

$$\varepsilon_1 = 1 - \left[ x_1^3 - 1 + \frac{m x_1^{-3(\gamma-1)}}{\gamma-1} \right] \frac{p_\infty}{q} \quad (2.10)$$

$$\varepsilon_i = \left[ \frac{m(x_{i-1}^{-3(\gamma-1)} - x_i^{-3(\gamma-1)})}{\gamma-1} + (x_{i-1}^3 - x_i^3) \right] \frac{p_\infty}{q} \quad (i = 2, 3, \dots) \quad (2.11)$$

Здесь  $q$  — начальная плотность внутренней энергии газа в полости.

Таблица 1

Для идеального газа результаты получены при  $\gamma = 1.40$ , кроме первых двух строк, где  $\gamma = 1.25$ .

(Здесь  $p_\infty$  в атм,  $\varepsilon_i$  в процентах,  $q$  в кал/см<sup>3</sup>)

$m$	$p_\infty$	$\xi_1$	$\xi_2$	$x_1$	$x_2$	$x_3$	$\varepsilon_1$	$\varepsilon_2$	$\varepsilon_3$	$q$
20	1.5	7.875	7.81	3.648	3.541	3.446	2.5	4.2	3.7	2.81
50	1.5	10.50	10.32	5.102	4.894	4.721	4.5	7.0	5.0	7.03
50	1.5	9.25	9.00	4.615	4.407	4.238	5.4	9.9	6.8	4.40
100	1.5	11.44	11.00	5.836	5.503	5.246	8.9	11.9	8.1	8.80
200	1.5	14.12	13.44	7.328	6.812	6.439	12.4	14.6	8.9	17.60
200*	1.5	14.12	13.38	7.311	6.797	6.425	12.7	14.7	9.0	17.60
200**	1.5	14.75	14.75	7.707	7.707	7.707	0	0	0	17.60
75	2.0	10.40	10.10	5.273	4.968	4.733	8.7	11.7	8.0	8.80
200	2.0	14.06	13.26	7.275	6.712	6.324	14.0	15.6	9.5	23.40
Тройил	2.5	38.38	34.60	20.07	17.60	—	65.5	8.8	—	1700
	10	24.25	22.13	12.38	10.68	9.760	65.0	8.8	3.9	1700
	100	11.44	10.81	5.409	4.496	4.048	62.9	7.9	2.2	1700

В табл. 1 приведены для сравнения результаты численного интегрирования уравнений (2.6) и (2.8) при  $m = 200$ ,  $\gamma = 1.40$ ,  $p_\infty = 1.5$  атм (отмечено одной и двумя звездочками соответственно). Решения квазиакустического и Кирквуда — Бете уравнений практически совпадают при  $m \leq 200$ .

Подстановка решения уравнения (2.7)

$$x = x(\xi, n, k, m, \gamma) \quad (2.12)$$

в (1.1), (1.8) и (2.4) позволяет определить функцию

$$G_R(t_R) = \frac{x p_\infty R_0}{\rho_\infty} \left[ \frac{[\psi(x)]^{(n-1)/n} - 1}{(n-1)k^2} + \frac{x^2}{2} \right] \quad (2.13)$$

При  $m \ll B/p_\infty$  можно принять

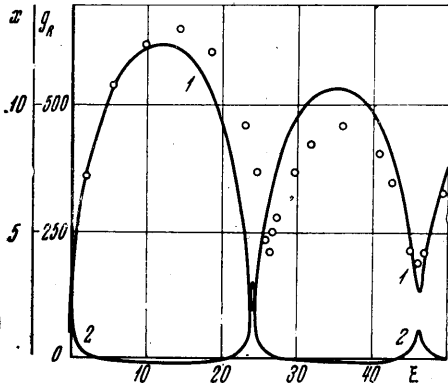
$$G_R(t_R) = x p_\infty R_0 (m x^{-3\gamma} - 1 + 1/2 x^2) / \rho_\infty \quad (2.14)$$

На фиг. 1 представлены безразмерные функции  $x(\xi)$  (кривая 1),  $g_R(\xi) = \rho_\infty G_R(t_R) / p_\infty R_0$  для  $p_\infty = 10$  атм  $q = 1700$  кал/см<sup>3</sup>. Кружками обозначены экспериментальные значения  $x(\xi)$  [4].

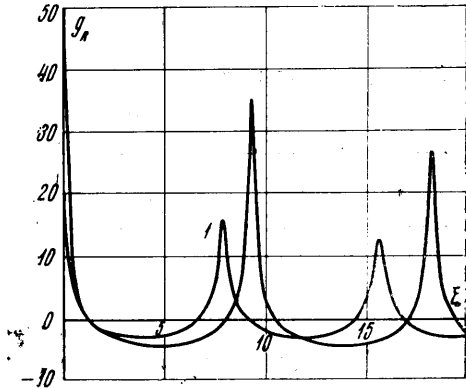
На фиг. 2 кривой 1 представлена безразмерная функция  $g_R(\xi)$  для полости, содержащей продукты детонации газовой смеси пропан-бутана с кислородом ( $m = 20$ ,  $\gamma = 1.25$ ,  $p_\infty = 1.5$  атм), а кривой 2 — для полости, содержащей сжатый воздух ( $m = 50$ ,  $\gamma = 1.40$ ,  $p_\infty = 1.5$  атм).

3. Давление в жидкости. Из приведенных на фиг. 1 и фиг. 2 графиков функции  $g_R(\xi)$  и формул (1.5), (1.6), (1.10) следует, что давление в жидкости представляет собой последовательность коротких импульсов сжатия, разделенных длительными фазами разрежения.

Первая волна сжатия (ударная волна) может быть аппроксимирована мгновенным возрастанием давления до  $p_1$  с последующим экспоненциальным спадом с постоянной времени  $\theta_1$ ; каждая следующая — двойным экспоненциальным импульсом с постоянной времени  $\theta_i$  и пиковым давлением  $p_i$  ( $i = 2, 3, \dots$ ) [8].



Фиг. 1



Фиг. 2

По теории Кирквуда — Бете скорость распространения функции  $G$  зависит от  $G$  и  $r$ , поэтому для определения времени запаздывания  $t - t_R$  по формуле (1.6) требуются дополнительные допущения, помимо (1.2) и (1.4). Приближенное вычисление интеграла (1.6) может быть выполнено с привлечением решения Римана для плоской волны конечной амплитуды

$$v = \sigma = \int_{p_\infty}^p \frac{dp}{\rho c} \quad (3.1)$$

которое, однако, приближенно справедливо лишь при достаточном удалении от границы полости и вблизи вершины волны [1-3].

В работе [3] используется квазиакустическое выражение для определения массовой скорости

$$v = \frac{G}{ra_\infty} \left(1 - \frac{R}{r}\right) + \left(\frac{R}{r}\right)^2 R \quad (3.2)$$

где  $G$  и  $R$  вычислены в приближении Кирквуда — Бете.

Согласно (1.1), (1.4), (1.8)

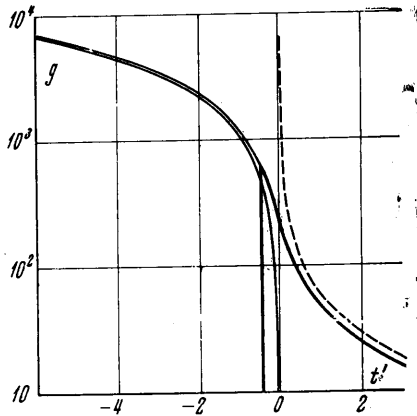
$$c(G, r) = a_\infty \left[1 + \frac{n-1}{a_\infty^2} \left(\frac{G}{r} - \frac{v^2}{2}\right)\right]^{1/2} + v \quad (3.3)$$

Подставляя (3.2), (3.3) в (1.6) и пренебрегая квадратом скорости по сравнению с  $G/r$ , получаем после интегрирования сложную зависимость  $\delta r$  от  $G$ , которая становится [3] линейной при  $\alpha = G/Ra_\infty^2 \ll 1$

$$\delta r = \frac{n+1}{2} \frac{G}{a_\infty^2} \ln \frac{r}{R} \quad (3.4)$$

что соответствует поправке для определения искажений профиля сферических звуковых волн [3].

На фиг. 3 штриховой кривой представлена функция  $g_R(t')$  в зависимости от времени  $t' = t - (r - R_0)/a_\infty$  для первой волны сжатия, а сплошной кривой —  $g(t')$  на



Фиг. 3

расстоянии  $r = 10^3 R_0$  при взрыве заряда тротила весом 6.7 кг ( $R_0 = 10$  см) на глубине 90 м ( $t'$  в мсек). Нелинейные эффекты при распространении приводят к заметному искажению формы функции  $g(r, t)$ , так что она становится неоднозначной. Жирной линией показана функция  $g(t')$  с учетом разрыва, положение которого и максимальная величина  $g_1$  определены из условия равенства площадей. Согласно фиг. 3 на фронте ударной волны  $g_1 = (p_1 - p_\infty)r/R_0 p_\infty = 650$ ,  $\alpha = 0.2$ ,  $t' = -0.48$  мсек.

Искажения последующих волн сжатия незначительны ( $\delta r/a_\infty < 0.10_2$ ), что согласуется с выводом о невозможности возникновения ударной волны при схлопывании полости, если  $g_1 p_\infty < 2000$  атм [4].

Таблица 2

Для идеального газа результаты получены при значении  $\gamma = 1.40$ , кроме первых двух строк, где  $\gamma = 1.25$

(Здесь  $p_\infty$  в атм,  $\kappa_i$  в мсек/см)

$m$	$p_\infty$	$g_1$	$g_2$	$g_3$	$\kappa_1$	$\kappa_2$	$\kappa_3$	$g_1 \kappa_1$	$2g_2 \kappa_2$	$2g_3 \kappa_3$
20	1.5	19.0	15.4	12.7	0.290	0.338	0.390	5.5	10.4	9.9
50	1.5	49.0	35.2	26.8	0.203	0.270	0.338	10.0	19.0	18.1
50	1.5	49.0	35.2	26.8	0.174	0.231	0.282	8.5	16.3	15.1
100	1.5	99.0	62.8	44.2	0.124	0.190	0.256	12.3	23.9	22.6
200	1.5	199.0	105.6	68.1	0.090	0.161	0.231	17.9	34.0	31.5
75	2.0	74.0	47.0	33.0	0.129	0.186	0.243	9.6	17.5	16.0
200	2.0	199.0	99.8	62.2	0.078	0.150	0.221	15.5	29.9	27.5
Тротил	2.5	2600	548.0	—	0.047	0.160	—	122.4	175.0	—
	10	650	142.0	54.3	0.047	0.128	0.280	30.6	36.3	30.4
	100	65	15.3	6.2	0.046	0.072	0.116	3.0	2.2	1.44

Когда  $m \leq 200$ ,  $p_\infty \leq 2$  атм, то  $\alpha < 0.02$ ,  $\delta r/a_\infty < 0.05\theta_1$ , нелинейными эффектами можно полностью пренебречь и считать

$$g(t') = g_R(\xi), g_1 = g_R(0) = m - 1 \quad (4.5)$$

В табл. 2 для тех же режимов, что и в табл. 1, приведены значения  $g_1$ ,  $\kappa_1 = \theta_1 / R_0$ ,  $g_i \kappa_i$ ,  $g_i$ ,  $\kappa_i = \theta_i / R_0$  и  $2g_i \kappa_i$  ( $i = 2, 3$ ) на расстоянии  $r = 10^3 R_0$ .

4. Влияние плотности энергии в источнике взрыва на параметры волн сжатия. Уменьшение в несколько сотен раз начальной плотности внутренней энергии газа в полости  $q$  при постоянной величине начальной внутренней энергии газа  $Q$  существенно изменяет параметры каждой из волн сжатия. Период колебаний газовой полости, напротив, меняется мало. Согласно табл. 1 безразмерная длительность первой пульсации полости

$$\xi_1 = 1.83 [q(1 - \epsilon_1) / p_\infty]^{1/3} \quad (4.1)$$

с точностью до 2%. Переходя к размерным величинам, получаем

$$T_1 = 1.14 \rho_\infty^{1/2} [Q(1 - \epsilon_1)]^{1/3} / p_\infty^{5/6} \quad (4.2)$$

что совпадает с известной формулой Виллиса для пульсаций продуктов взрыва конденсированных ВВ [1].

Величина  $q$  по данным табл. 1 составляет 1700 кал/см<sup>3</sup> для тротила, 17.6 кал/см<sup>3</sup> для воздуха ( $m = 200$ ,  $p_\infty = 1.5$  атм) и 2.81 кал/см<sup>3</sup> для газовой смеси пропан — бутан с кислородом ( $m = 20$ ,  $p_\infty = 1.5$  атм). Сравним параметры ударной волны для этих трех значений  $q$  при равной величине  $Q$ . Радиусы и объемы эквивалентных по внутренней энергии газа сфер связаны соотношениями

$$2.81V_{01} = 17.6V_{02} = 1700V_{03} = Q \quad (4.3)$$

$$R_{01} = 1.84R_{02} = 8.45R_{03} \quad (4.4)$$

Из табл. 2 и (4.4) следует, что произведение  $r(p_1 - p_\infty) / R_{01}$  атм на расстояниях свыше  $120R_{01}$  составляет 770 для тротила, 162 для сжатого воздуха и 28.5 для газовой смеси. Аналогично  $\theta_1 / R_{01}$  мсек/см равно 0.00556, 0.0490, 0.290 соответственно для тротила, сжатого воздуха и газовой смеси. В пиковом приближении импульс ударной волны  $I_1 = (p_1 - p_\infty)\theta_1$ . Величина  $I_1 r / R_{01}^2$  составляет 4.3, 8.0, 8.25 соответственно

для тротила, сжатого воздуха и газовой смеси. Плотность потока энергии ударной волны можно ориентировочно оценить по формуле

$$E_1 = 1/2(p_1 - p_\infty)^2 \theta_1 / \rho_\infty a_\infty \quad (4.5)$$

Поток энергии  $4\pi r^2 E_1$  при  $r > 120R_{01}$  равен  $0.24Q$  для тротила,  $0.11Q$  для сжатого воздуха,  $0.021Q$  для газовой смеси.

Из полученных результатов следует, что при одной и той же энергии  $Q$  импульс ударной волны от низкоамплитудных источников взрыва (газовая смесь, сжатый воздух) почти вдвое больше, чем от тротила, тогда как пиковое давление и поток энергии меньше.

С уменьшением величины  $q$  колебания полости приближаются к незатухающим, отношения  $g_2/g_1$  и  $\theta_2/\theta_1$  стремятся к единице, энергия второй волны сжатия становится больше энергии ударной волны. Каждая из волн сжатия является источником сейсмической волны, амплитуда которой в основном определяется амплитудным спектром волны сжатия в рабочем диапазоне частот морской сейсморазведки (20—40 гц) [8]. Очевидно, что амплитудные спектры зависят не только от  $Q$ , но также и от  $q$ ,  $\gamma$  и  $p_\infty$ .

5. Спектры волн сжатия. На больших расстояниях от полости длительность и амплитуда волны сжатия пропорциональны  $R_0$  (см. (1.10), (2.5), (2.13)). Из линейности преобразования Фурье [7]

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta p(t) e^{-j\omega t} dt, \quad \omega = 2\pi f \quad (5.1)$$

следует, что с увеличением  $R_0$  спектр сужается пропорционально  $R_0$ , а спектральный уровень на «приведенной частоте»  $\xi = fR_0$  возрастает пропорционально  $R_0^3$ .

Ударную волну и последующие волны сжатия на частотах выше частоты пульсации газовой полости можно рассматривать отдельно, пренебрегая фазами разрежения [6].

Для экспоненциального импульса имеем из (5.1)

$$S_1(\omega) = \frac{\Delta p_1 \theta_1}{1 + j\omega \theta_1} = \frac{I_1}{1 + j\omega \theta_1} \quad (5.2)$$

$$|S_1(\omega)| = \frac{\Delta p_1 \theta_1}{(1 + \omega^2 \theta_1^2)^{1/2}} = \frac{I_1}{(1 + \omega^2 \theta_1^2)^{1/2}} \quad (5.3)$$

На низких частотах ( $f < f_1 = 1/2\pi\theta_1$ ) ударная волна имеет плоский амплитудный спектр

$$|S_1(\omega)| = I_1 \propto R_0^2 / r \quad (5.4)$$

На высоких частотах спад спектральной характеристики составляет 6 дБ на октаву

$$|S_1(\omega)| = \Delta p_1 / \omega \propto R_0 / r \quad (5.5)$$

Для двойного экспоненциального импульса получаем из (5.1)

$$|S_i(\omega)| = S_i(\omega) = \frac{2\Delta p_i \theta_i}{1 + \omega^2 \theta_i^2} = \frac{I_i}{1 + \omega^2 \theta_i^2} \quad (i = 2, 3, \dots) \quad (5.6)$$

На низких частотах ( $f < f_i = 1/2\pi\theta_i < f_1$ ) спектры пульсаций давления плоские

$$|S_i(\omega)| = I_i \propto R_0^2 / r \quad (5.7)$$

тогда как на высоких частотах они имеют наклон 12 дБ на октаву

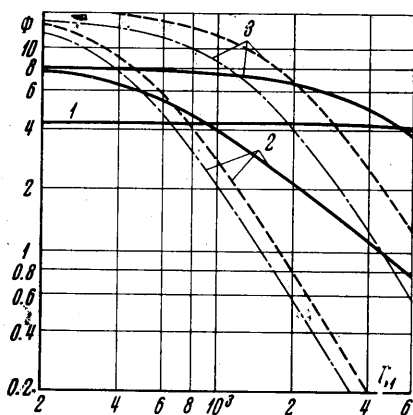
$$|S_i(\omega)| = 2\Delta p_i / \theta_i \omega^2 \propto 1/r \quad (5.8)$$

Функции  $\Phi(\xi_1 = fR_{01}, q) = r|S(\omega)|R_{01}^{-2}$  представлены на фиг. 4 для трех указанных выше значений  $q$ :  $1700 \text{ кал/см}^3$  (кривая 1),  $2.81 \text{ кал/см}^3$  (кривые 2),  $17.6 \text{ кал/см}^3$  (кривые 3) при равной величине  $Q$ .

Спектральные характеристики ударных волн нанесены сплошными линиями, вторых волн сжатия — штриховыми, третьих волн сжатия — штрих-пунктирными линиями.

Согласно фиг. 4 низкоамплитудные источники взрыва превышают взрыв тротила по спектральному уровню ударной волны при  $\xi_1 < 900 \text{ см/сек}$ , если  $q = 2.81 \text{ кал/см}^3$ , и при  $\xi_1 < 5100 \text{ см/сек}$ , если  $q = 17.6 \text{ кал/см}^3$ . На частоте 30 гц это имеет место, если  $Q$  менее 320 ккал в первом случае и 55 000 ккал во втором.

При любой величине  $q$  имеется полоса частот, внутри которой спектральный уровень второй волны сжатия превышает спектральный уровень ударной волны, поскольку импульс второй волны сжатия больше импульса ударной волны. Расчеты



Фиг. 4

по формулам (5.3) и (5.6) и данным табл. 2 показывают, что при взрыве тротила на глубине 15 м  $S_2 > |S_1|$ , если  $\zeta_1 < 6000$  см/сек. Это означает, в частности, что на частоте  $f = 30$  гц  $S_2 > |S_1|$ , если  $Q < 94000$  ккал. Как известно, для устранения сейсмических волн, обусловленных второй волной сжатия, взрывы зарядов тротила весом менее 100 кг производятся на такой глубине, чтобы газовый пузырь прорвался в атмосферу в конце первого расширения [8].

У газовых и пневмоизлучателей спектральный уровень второй волны сжатия превышает спектральный уровень ударной волны в менее широкой полосе частот при той же величине  $Q$ , чем у конденсированных ВВ. Согласно фиг. 4  $S_2 > |S_1|$  при  $\zeta_1 < 660$  см/сек, если  $q = 2.81$  ккал/см<sup>3</sup> и при  $\zeta_1 < 2000$  см/сек, если  $q = 17.6$  ккал/см<sup>3</sup>. На частоте 30 гц  $S_2 > |S_1|$ , если  $Q$  меньше 125 ккал в первом случае и  $Q = 3500$  ккал во втором.

Следует отметить, что согласно табл. 2 импульс третьей волны сжатия также превышает или близок по величине импульсу ударной волны, однако сравнение с экспериментальными данными для тротила показывает [8], что реальные значения  $I_3$ , а следовательно, и  $S_3$ , возможно, в полтора-два раза меньше расчетных из-за потери энергии на турбулентность потока воды вблизи полости при ее всплытии, теплопроводность и т. д.

Поступило 6 II 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
3. Левковский Ю. Л. Поле давлений, вызванных замыканием кавитационной каверны. Акуст. ж., 1969, т. 15, вып. 2.
4. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
6. Weston D. E. Underwater explosions as acoustic sources. Proc. Phys. Soc. London, 1960, vol. 76, pt. 2, No. 4881.
7. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962.
8. Зверев С. М. Сейсмические исследования на море. М., Изд-во МГУ, 1964.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ ПРИ НИЗКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Ю. А. КОРСУНОВ, А. П. ТИШИН

(Москва)

Описываются некоторые результаты экспериментального исследования деформации и дробления капель жидкости при низких значениях чисел Рейнольдса при помощи специально сконструированной установки, в которой с целью понижения чисел Рейнольдса применялся поток гелия низкого давления. Значения критических чисел Вебера при статической деформации оказались равными 15–22, что неплохо согласуется с теоретическими исследованиями.

Процесс разрушения капель жидкости газовым потоком имеет большое значение в ряде областей науки и техники. Знание характеристик этого явления необходимо при решении некоторых важных задач, связанных с такими процессами, как распыление и сгорание струй жидкости, дробление частиц конденсата в соплах ракетных двигателей, течение в скрубберах Вентури и т. д.