

УДК 534.222.2

МОДИФИЦИРОВАННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ КИРКВУДА-БЕТЕ, ПОЗВОЛЯЮЩЕЕ РАССЧИТЫВАТЬ ПОЛНЫЙ ПРОФИЛЬ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ И ЕЕ СПЕКТР ВБЛИЗИ ИСТОЧНИКА

Петухов Ю. В.

Предложена модификация широко используемого приближения, позволяющая корректно рассчитывать параметры и спектральные характеристики взрывных волн, а также их изменения при удалении от источника и при варьировании глубины взрыва.

При изучении подводного взрыва значительное внимание уделяется расчетам не только параметров ударной волны, но и параметров последующих пульсаций давления, вызванных колебаниями газового пузыря [1-4].

Однако на основе существующих численных методов расчета разрывных решений уравнений гидродинамики [5-7] проведение детального описания всей формы взрывной волны затруднительно, поскольку из-за существенного преобладания периода первой пульсации T_1 над длительностью ударной волны T_s [3] требуется проведение расчетов в широких пределах по времени, зависящих, как и величина T_1 , от глубины детонации z_0 [8]. Обычно все имеющиеся в литературе расчеты [8-11] проводились до момента времени t_0 , к которому ударный фронт успевае достигнуть поверхности, расположенной в лучшем случае на расстоянии $r \approx \approx 10^2 R_0$ [11], где R_0 — радиус заряда, что для приповерхностных взрывов $z_0 < 5 \cdot 10^2$ м приводит к невозможности описания даже фазы разрежения во взрывной волне. Отсутствие достаточно эффективных методов расчета полного профиля взрывной волны и ее спектра в широком диапазоне изменения глубин детонации заряда приводит к необходимости развития приближенных методов расчета, использование которых позволило бы определить все параметры взрывной волны и ее спектра с достаточной для практических приложений точностью. Именно поэтому цель данной работы заключается в разработке эффективного приближенного метода расчета полной формы профиля взрывной волны с использованием гипотезы Кирквуда — Бете [3].

Как известно [3], суть этой гипотезы заключается в том, что принимается неизменность функции $G = r^j (w + u^2/2)$ вдоль характеристики

$$dr/du = c + u, \text{ где } w = \int_{p_0}^p dp/\rho - \text{энтальпия, } u - \text{возмущение скорости в волне,}$$

p, ρ — соответственно давление и плотность в области возмущения жидкости, p_0 — статическое давление, j — параметр, равный $j=1$ для сферического взрыва и $j=1/2$ для цилиндрического взрыва. Обычно наряду с этим допущением используется предположение о том, что выполняется равен-

$$\text{ство } u = \int_{p_0}^p dp/\rho c \text{ [3, 4, 12, 13], которое с достаточной степенью точности}$$

справедливо лишь в области фронта волны [12, 13]. Отмеченные выше предположения являются основой традиционного приближения Кирквуда-Бете [4, 12, 13], которое включает в себя также уравнение, описывающее движение границы газовой полости, и правило для нахождения параметров ударного фронта [3, 12, 13]. Хотя традиционное приближение Кирквуда-Бете предполагалось использовать в основном для расчетов формы профиля ударной волны вблизи ее фронта [3, 13], оно нашло широкое применение при расчетах не только всего профиля ударной волны [4, 14],

но и при расчетах всей взрывной волны с учетом последующих пульсаций давления, обусловленных колебаниями газового пузыря [12]. Однако в работах [15–17] было показано, что традиционное приближение Кирквуда-Бете приводит к существенным погрешностям при описании области

ударной волны вдали от ее фронта, где $u > \int_{p_0}^p dp/\rho c$, что препятствует ис-

пользованию этого метода для решения поставленных выше задач. Предложенная в [4] улучшенная схема приближения Кирквуда-Бете, в которой скорость распространения вдоль характеристики принималась равной $c+u-u(G/r-u^2)c/\frac{\partial G}{\partial t}$, также обладает недостатками, поскольку, во-первых, в ней необходимо использование известных эмпирических законов для оценки давлений на фронте ударной волны, вследствие чего нарушается теоретическая замкнутость приближения [8]; во-вторых, поправка к скорости распространения функции G справедлива лишь для области расстояний $r > 60 R_0$, где ударную волну можно считать «слабой» [4, 8].

По-видимому, авторы отмеченных выше работ [3, 4, 12–15] не учли, что возможность корректного расчета всей формы профиля взрывной волны существует уже в рамках исходной гипотезы Кирквуда-Бете. Действительно, предположение о распространении без изменения функции G ($dG/dt=0$) со скоростью $c+u$ приводит к следующим обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dt} + u \frac{du}{dt} &= -j \frac{(w+u^2/2)(c+u)}{r}, \\ \frac{dr}{dt} &= c+u. \end{aligned} \quad (1)$$

Для сходящейся волны, распространяющейся со скоростью $u-c$, аналогично получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dt} + u \frac{du}{dt} &= j \frac{(w+u^2/2)(c-u)}{r}, \\ \frac{dr}{dt} &= u-c, \end{aligned} \quad (2)$$

где $p'=p-p_0$ — возмущение давления в волне. Численное интегрирование системы уравнений (1), (2) с соответствующими граничными условиями на ударном фронте и на поверхности газового пузыря (о которых подробно будет сказано ниже) позволяет полностью решить поставленную задачу, но в такой форме (см. (1), (2)) приближение Кирквуда-Бете несколько не проще обычного метода характеристик [7, 15, 18–20]. Более того, в методе характеристик правые части соответствующих уравнений имеют более простой вид [7]:

$$\frac{1}{\rho c} \frac{dp'}{dt} + \frac{du}{dt} = -\frac{2jcu}{r}, \quad \frac{dr}{dt} = c+u, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\rho c} \frac{dp'}{dt} - \frac{du}{dt} = -\frac{2jcu}{r}, \quad \frac{dr}{dt} = u-c. \quad (4)$$

Однако приближение Кирквуда-Бете (1), (2) в сочетании с обычным методом характеристик (3), (4) позволяет предложить эффективный метод численного расчета взрывных волн. Так как здесь представляют интерес расходящиеся волны, то, комбинируя (1) с (3), получаем замкнутую систему уравнений вдоль одной характеристики:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= j \left\{ \frac{(w+u^2/2)(c+u) - 2cu^2}{r(c-u)} \right\}, \\ \frac{dp'}{dt} &= -j\rho c \left\{ \frac{(w+u^2/2)(c+u) - 2cu^2}{r(c-u)} \right\}, \quad \frac{dr}{dt} = c+u, \end{aligned} \quad (5)$$

для интегрирования которой не требуется дополнительных предположений относительно взаимосвязи p' и u . Зависимости местной скорости звука c и энтальпии w в (5) от p' найдутся из уравнения состояния для воды $p' = A \{ (\rho/\rho_0)^m - 1 \}$, где $A = \rho_0 c_0^2 / m$, ρ_0 , c_0 — соответственно равновесные значения плотности и скорости звука в жидкости, m — показатель изотропии [8], используя которое, получаем $c = c_0 (1 + p'/A)^{(m-1)/2m}$,

$$w = \frac{c_0^2}{m-1} \left[\left(1 + \frac{p'}{A} \right)^{(m-1)/m} - 1 \right].$$

Для корректного численного решения системы уравнений (5) необходимо задать соответствующие граничные условия. Так, согласно [7, 18–20], t_s — время распространения ударного фронта на расстояние r определится из решения системы двух уравнений:

$$\frac{dp'}{dr} = - \frac{2jcu_s}{r(c+u_s) \left(\frac{1}{\rho c} + \frac{du_s}{dp'} \right)}, \quad \frac{dt_s}{dr} = \sqrt{\frac{\rho_0}{p'} \left[1 - \left(1 + \frac{p'}{A} \right)^{-1/m} \right]}, \quad (6)$$

где $u_s = \sqrt{(p'/\rho_0) [1 - (1 + p'/A)^{-1/m}]}$ — скорость жидкости непосредственно за ударным фронтом. Давление на ударном фронте p'_s найдем из равенства $t(p') = t_s(p')$, в котором $t(p')$ определяется из решения системы (5).

Вторым граничным условием определяются возмущение давления p_R и скорость u_R на поверхности газового пузыря $r = R(t_R)$ в различные моменты времени $t = t_R$ [5–7, 9–20]. Для нахождения зависимостей $p'_R(t_R)$, $u_R(t_R)$, $R(t_R)$ воспользуемся также гипотезой Кирквуда-Бете, согласно которой для расходящейся волны в жидкости и сходящейся волны в продуктах взрыва имеем следующие уравнения [3, 4]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (c+u) \frac{\partial}{\partial r} \right\} G = 0, \quad (7)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} - (c_g - u) \frac{\partial}{\partial r} \right\} G_g = 0, \quad (8)$$

где индексом g в дальнейшем будем отмечать соответствующие величины в газообразных продуктах взрыва. Используя уравнения гидродинамики идеальной жидкости

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{dp}{dt} = - \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2ju}{r}, \quad \rho \frac{du}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (9)$$

из (7) на границе раздела $r = R$ со стороны жидкости получим уравнения

$$\frac{1}{\rho c} \frac{dp_R}{dt_R} = \frac{du_R}{dt_R} - \frac{j}{R} \frac{\left(w - \frac{3}{2} u_R^2 \right) (c + u_R) + 2u_R^3}{c - u_R}, \quad (10)$$

$$\frac{dR}{dt_R} = u_R,$$

а из (8) со стороны газа — уравнение

$$\frac{1}{\rho_g c_g} \frac{dp_R}{dt_R} = - \frac{du_R}{dt_R} + \frac{j}{R} \frac{\left(w_g - \frac{3}{2} u_R^2 \right) (c_g - u_R) - 2u_R^3}{c_g + u_R} \quad (11)$$

(см. [3, 13]). Совместное численное интегрирование уравнений (10), (11) позволит определить зависимости $p'_R(t_R) = p_R - p_0$, $u_R(t_R)$ и $R(t_R)$; однако необходимо знание зависимостей $c_g(p_g)$, $w_g(p_g)$, а также начальных данных, т. е.

$p_R(t_R=0)=p_1$, $u_R(t_R=0)=u_1$, $R(t_R=0)=R_0$. Для определения начальных данных воспользуемся приближением «мгновенной» детонации, согласно которому взрыв представляет собой адиабатический процесс, протекающий без изменения объема, с однородным распределением термодинамических параметров в последнем. Как известно [3, 8, 13], давление p_H , плотность ρ_H и скорость звука c_H в продуктах мгновенной детонации определяются из равенств

$$p_H = \frac{\rho \cdot D^2}{2(n+1)}, \quad \rho_H = \rho \cdot \frac{n+1}{n}, \quad c_H^2 = \frac{nD^2}{2(n+1)}, \quad (12)$$

где ρ — плотность заряда взрывчатого вещества, D — скорость распространения детонационной волны в нем, n — показатель изоэнтропы продуктов взрыва $p_g = p_H (\rho_g/\rho_H)^n$. Поскольку в момент времени $t_R=0$, когда давление в объеме с радиусом R_0 мгновенно достигает значения p_H , контактная поверхность раздела (граница газового пузыря) приобретает скорость

$$u_1 = \int_{p_1}^{p_H} dp_g / \rho_g c_g [8], \quad \text{где } p_1 \text{ — давление на границе в этот момент, то с учетом}$$

уравнения состояния для продуктов взрыва нетрудно получить простую зависимость $u_1(p_1)$ [8]:

$$u_1 = \frac{2c_H}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_H} \right)^{(n-1)/2n} \right]. \quad (13)$$

Движение контактной поверхности со скоростью u_1 приведет не только к появлению волны разрежения в продуктах детонации, но и к возникновению ударной волны в жидкости, поэтому из равенства $u_s = u_1$ при $t_R=0$ найдем p_1 , а следовательно, и значение u_1 .

При определении зависимостей $\rho_g(p_g)$, $c_g(p_g)$ и $w_g(p_g)$ воспользуемся более точным уравнением состояния продуктов взрыва в виде трехстадийной изоэнтропы [21, 22]:

$$p_g = p_H (\rho_g/\rho_H)^n, \quad p_g = p_\alpha (\rho_g/\rho_\alpha)^k, \quad p_g = p_\beta (\rho_g/\rho_\beta)^\gamma, \quad (14)$$

$$\rho > \rho_\alpha \quad \rho_\beta < \rho < \rho_\alpha \quad \rho < \rho_\beta$$

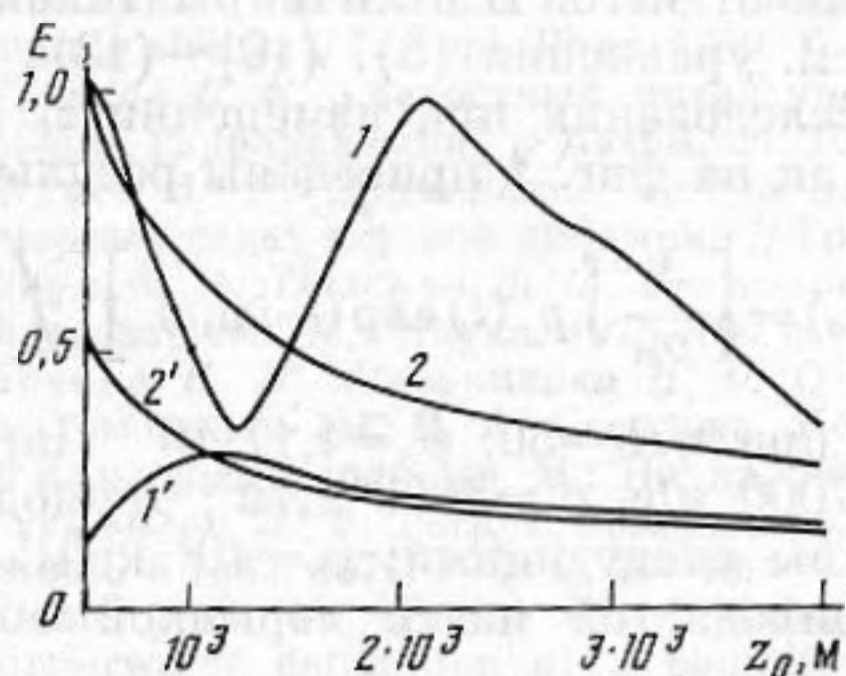
учитывающей изменения термодинамических свойств газа в полости по мере расширения последней; здесь p_α , p_β , n , k , γ — параметры, численные значения которых зависят от типа взрывчатого вещества и его плотности ρ . [21, 22]; $\rho_\alpha = \rho_H (p_\alpha/p_H)^{1/n}$, $\rho_\beta = \rho_\alpha (p_\beta/p_\alpha)^{1/k}$. Используя (14), для c_g и w_g получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} c_g &= c_H (p_g/p_H)^{(n-1)/2n}, & w_g &= \frac{c_H^2}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_g}{p_H} \right)^{(n-1)/n} \right], & p_g &> p_\alpha, \\ c_g &= c_\alpha (p_g/p_\alpha)^{(k-1)/2k}, & w_g &= \frac{c_H^2}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_\alpha}{p_H} \right)^{(n-1)/n} \right] + \\ &+ \frac{c_\alpha^2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_g}{p_\alpha} \right)^{(k-1)/k} \right], & & p_\beta < p_g < p_\alpha, & \\ c_g &= c_\beta (p_g/p_\beta)^{(\gamma-1)/2\gamma}, & w_g &= \frac{c_H^2}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_\alpha}{p_H} \right)^{(n-1)/n} \right] + \\ &+ \frac{c_\alpha^2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_\beta}{p_\alpha} \right)^{(k-1)/k} \right] + \frac{c_\beta^2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_g}{p_\beta} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right], & & p < p_\beta, \end{aligned} \quad (15)$$

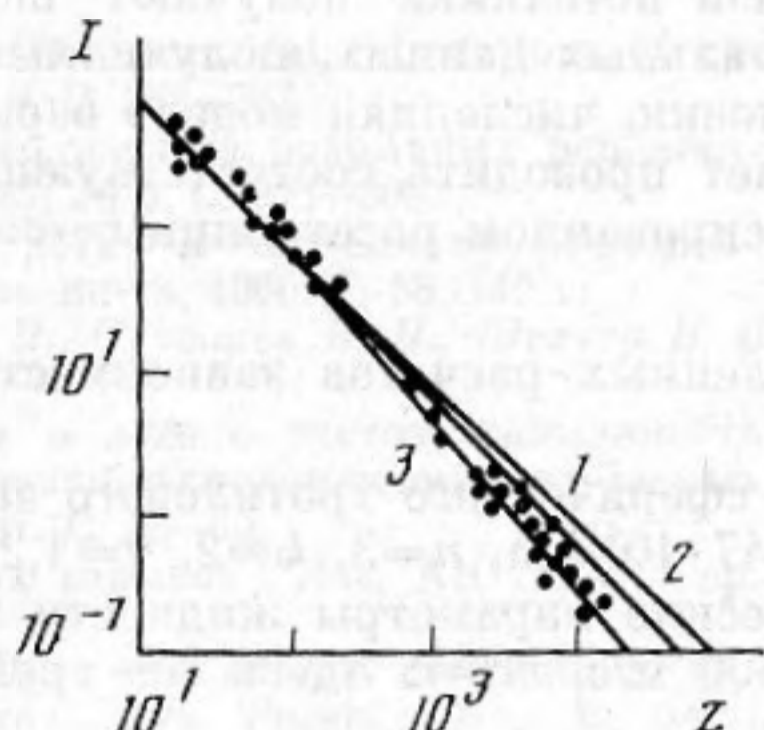
где $c_\alpha = \sqrt{k p_\alpha / \rho_\alpha}$, $c_\beta = \sqrt{\gamma p_\beta / \rho_\beta}$. При подстановке $c_g(p_g)$, $w_g(p_g)$ в (11) необходимо иметь в виду, что $p_g = p_R$.

Таким образом, все необходимые данные для проведения численных расчетов уравнений (10), (11) получены, что позволяет однозначно находить зависимости $p_R'(t_R)$, $u_R(t_R)$ и $R(t_R)$ в начальной стадии расширения газовой полости $t_R \leq t_\beta$. В момент времени t_β необходимо переопределение граничных условий (т. е. изменение уравнения (11)), поскольку по мере расширения газового пузыря в нем формируется вторичная ударная вол-

на [8, 10, 11], которая через промежуток времени $\Delta t_1 \approx R_0/c_H$ достигнет его центра, и, распространяясь от центра по расширяющимся продуктам детонации, за время $\Delta t_2 \approx (R_0 + \Delta t_1 u_1)/c_B$ догонит границу раздела: $t_B = \Delta t_1 + \Delta t_2$; причем процесс отражения вторичной ударной волны от границы газового пузыря будет происходить многократно. Однако известно [3, 8, 10, 11], что во-первых, влияние процесса многократного отражения вторичной ударной волны заметно сказывается на форме профиля взрывной волны лишь при первом ее отражении от границы полости, чему соответствует некоторое повышение давления в «хвостовой» части времен-



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость безразмерной величины максимума спектральной плотности энергии $E = E_1 m^2 / \rho_0 c_0 R_0^2$ от глубины взрыва z_0 . Кривая 1 отвечает теоретическим расчетам при $r/R_0 = 50$, 2 — экстраполированной эмпирической зависимости [1]; 1' и 2' — соответствующие кривые при $r/R_0 = 100$

Фиг. 2. Изменение импульса ударной волны I_s с глубиной взрыва z_0 : $I = I_s / Q^{1/2}$ (Па с/кг^{1/2}), $z = z_0 / Q^{1/2}$ (м/кг^{1/2})

ного профиля ударной волны, во-вторых, выравнивание давления в продуктах взрыва происходит достаточно быстро, практически после первого отражения [10, 11]. Поэтому волновые процессы в продуктах взрыва будем учитывать лишь в самом начале процесса генерации с использованием уравнений (10), (11); затем же, когда давление на границе полости достигнет значения $p_R(t \approx t_B) = p_B$, будем считать давление одинаковым во всей полости $p_g = p_R$ и дальнейшую динамику границы газового пузыря описывать уравнением (10), в котором изменение давления в полости от ее радиуса $R(t_R)$ подчиняется зависимости $p_R = p_B (R_B/R)^{(2j+1)\gamma}$ [12]:

$$\frac{du_R}{dt_R} = \frac{\left(w - \frac{3}{2}u_R^2\right)(c+u_R) + 2u_R^3}{R(c-u_R)} - \frac{(2j+1)\gamma p_B c_0^2}{AmR_B} \times \\ \times (R_B/R)^{(2j+1)\gamma+1} \frac{u_R}{c} \left[\frac{p_B}{A} \left(\frac{R_B}{R}\right)^{(2j+1)\gamma} + \frac{A-p_0}{A} \right]^{-1/m}. \quad (16)$$

Начальные условия R_B и u_B в момент времени, когда давление на границе станет равным значению p_B , определяются автоматически при интегрировании уравнений (10), (11).

Теперь задача о подводном взрыве является теоретически замкнутой в рамках одной лишь гипотезы Кирквуда-Бете; дополнительные методические упрощения были сделаны только при определении динамики газового пузыря. Последовательно расчет временной формы профиля взрывной волны в модифицированном приближении Кирквуда-Бете сводится к численному интегрированию уравнений (10), (11), а затем (16), результаты которого задают граничные условия, необходимые для численного решения системы уравнений (5) и уравнения (6).

Не останавливаясь здесь на стандартном сравнении соответствующих теоретических и эмпирических законов, описывающих изменения параметров ударной волны с расстоянием [1-4, 13] рассмотрим с целью ил-

люстрации возможностей модифицированного приближения, представляющую интерес для акустических исследований зависимость максимума спектральной плотности энергии E_1 на частоте $\omega_1 = 2\pi/T_1$ от глубины детонации z_0 , теоретические исследования которой до настоящего времени отсутствовали по причинам указанным в начале статьи. Следует отметить, что обычно подобные экспериментальные исследования ($E_1(z_0)$) проводятся на значительных расстояниях от источника, причем одновременно с изменением глубины z_0 изменяется и расстояние до источника r [1, 2]. Информацию о спектральных характеристиках взрывных волн вблизи источника получают исключительно из экстраполяции экспериментальных данных, полученных вдали от него. В отличие от такой постановки, численная модель взрыва (см. уравнения (5), (10)–(13)) позволяет проводить соответствующие исследования при изменении z_0 и на фиксированном расстоянии $r = \text{const}$. Так на фиг. 1 приведены результаты

численных расчетов зависимости $E_1(z_0) = \left[\frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^{t_*} p'(t) \exp(-i\omega_1 t) dt \right]^2 / \rho_0 c_0^2$

для сферического тротилового заряда при $r/R_0 = 50$: $p_a = 1,17 \cdot 10^{10}$ Па, $p_b = 1,47 \cdot 10^7$ Па, $n = 3$, $k = 2$, $\gamma = 1,2$, $D = 7000$ м/с, $\rho_* = 1600$ кг/м³; термодинамические параметры жидкости выбраны следующими: $\rho_0 = 10^3$ кг/м³, $c_0 = 1500$ м/с, $m = 7$. Здесь t_* — время прихода той части взрывной волны, которая излучалась при $t_R = 300 \frac{R_0}{c_0}$; зависимость $\omega_1(z_0)$ рассчитывалась

предварительно на различных глубинах z_0 .

Расчетная кривая $E_1(z_0)$ имеет относительный максимум при $z_0 = 2,2 \cdot 10^3$ м, наличие которого обусловлено существованием своеобразного резонанса $T_2 = 2T_1 = 4T_-$, где T_- — период фазы разрежения, T_2 — период второй пульсации [1]. С увеличением расстояния r/R_0 из-за влияния нелинейных эффектов в ударной волне наблюдается, во-первых, сглаживание в зависимости $E_1(z_0)$, во-вторых, смещение ее относительного максимума в область меньших значений z_0 , в-третьих, расширение области по z_0 , в которой имеет место согласие теоретической и эмпирической зависимостей для $E_1(z_0)$ (см. фиг. 1). По-видимому, полного согласия теории с экспериментальными данными можно ожидать лишь за областью действия нелинейных эффектов $r > 2 \cdot 10^5 R_0$ [1–4], что лишний раз подтверждает неправомочность экстраполяции эмпирических законов в ближнюю зону взрыва.

В заключении воспользуемся модифицированным приближением Кирквуда-Бете для объяснения результатов экспериментальных исследований

зависимости импульса ударной волны $I_s = \int_{t_0}^{t_0+T_s} p'(t) dt$ от глубины взрыва

[1] (см. фиг. 2). Как видно (см. фиг. 2), начиная с определенной глубины $z_0/Q^{1/3} = 200$ м/кг^{1/3} (Q — вес заряда в кг) точки, соответствующие экспериментальным данным [1] лежат систематически ниже эмпирической зависимости $I_s(r)$ (линия 1) (полученной при изменении r и $z_0 = \text{const}$ [1, 3]), с которой проводилось сравнение в [1]. Для объяснения имеющегося расхождения представим зависимость I_s от r и z_0 в следующем виде:

$I_s(r, z) = I(r)J(z_0)$, где функция $I(r) = 6,65 \cdot 10^3 \cdot Q^{1/3} \left(\frac{r}{Q^{1/3}} \right)^{-0,94}$ приведена в

[1]; $J(z_0)$ — безразмерная функция, причем $J(z_0) \rightarrow 1$ при $z_0 \rightarrow 0$. На фиг. 2 приведена зависимость $I_s(r=z_0, z_0)$, в которой значения $J(z_0)$ определялись при $r/R_0 = 50$ с помощью предложенной численной модели взрыва. С учетом влияния глубины детонации на временной профиль ударной волны согласие $I_s(z_0)$ с экспериментальными данными существенно улучшается (см. кривая 2 фиг. 2). Если теперь воспользоваться результатами работы [23], из которых следует, что отклонение зависимости $I(r) \sim r^{-0,94}$ от закона подобия $I(r) \sim r^{-1}$, обусловленное влиянием послепотока среды за фронтом волны (а не эффектами нелинейности на ударном фронте)

наблюдается лишь в области $r/R_0 \leq 120$, то совпадение зависимости $I_s(z_0)$ с экспериментальными данными становится идеальным (см. кривая 3 на фиг. 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев Э. В., Кузян О. И. Взрывы в море. Л.: Судостроение, 1977. 160 с.
2. Непрочнов Ю. П. Сейсмические исследования в океане. М.: Наука, 1976. 178 с.
3. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 495 с.
4. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967. 384 с.
5. Neumann J., Richtmyer R. D. A method for the numerical calculations of hydrodynamic shocks // J. Appl. Phys. 1950. V. 51. № 3. P. 232-237.
6. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Матем. сб. 1959. Т. 47. № 3. С. 271-306.
7. Жуков А. И. Применение метода характеристик к численному решению одномерных задач газовой динамики // Тр. Матем. ин-та, 1960. Т. 58. 149 с.
8. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
9. Кочина Н. Н., Мельникова Н. С. О взрыве в воде с учетом сжимаемости // Тр. матем. ин-та им. В. А. Стеклова. Неустановившиеся движения сжимаемых сред с взрывными волнами. М.: Наука, 1966. Т. 87. С. 35-65.
10. Шуршалов Л. В. Расчет мощных подводных взрывов // Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. и газа. 1971. № 5. С. 36-40.
11. Stenberg H. M., Walker W. A. Calculated flow and energy distribution following underwater detonation of a pentolite sphere // Phys. Fluids. 1971. V. 14. № 9. P. 1869-1878.
12. Акуличев В. А., Богуславский Ю. Я., Иоффе А. И., Наугольных К. А. Излучение сферических волн конечной амплитуды // Акуст. журн. 1967. Т. 8. № 3. С. 321-328.
13. Кедринский В. К. Приближение Кирквуда - Бете для цилиндрической симметрии подводного взрыва // Физ. горения и взрыва. 1972. Т. 8. № 1. С. 115-123.
14. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде (гидродинамическое описание). М.: Наука, 1981. 155 с.
15. Иванов В. В. О погрешностях, возникающих при исследовании цилиндрических подводных электрических взрывов в приближении Кирквуда - Бете // Физ. горения и взрыва. 1981. Т. 17. № 3. С. 142-143.
16. Петухов Ю. В. Поле давления и скорости, создаваемое расширяющейся сферой // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 1. С. 102-105.
17. Петухов Ю. В. Поле давления и скорости, возбуждаемое расширяющимся цилиндром // Акуст. журн. 1985. Т. 32. № 4. С. 549-553.
18. Иванов В. В. Гидродинамика подводных искровых разрядов // Физикомеханические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Сб. научн. тр. Киев: Наукова Думка, 1980. С. 79-88.
19. Иванов А. В. Численные исследования гидродинамических течений подводных искровых разрядов // Тр. НКИ. Гидромеханика и теория корабля. 1976. Вып. 114. С. 101-105.
20. Шамко В. В., Иванов А. В. Численное исследование гидродинамических явлений подводной искры // Гидромеханика. 1979. № 39. С. 35-40.
21. Козорезов К. И., Сергеев В. В. Трехстадийная изоэнтропа расширения продуктов детонации ВВ // Физ. горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 1. С. 102-107.
22. Козорезов К. И., Сергеев В. В. Расчет параметров ударной волны вблизи заряда взрывчатого вещества // Физ. горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 6. С. 928-938.
23. Петухов Ю. В. Изменение импульса давления ударной волны с расстоянием вблизи источника // ПМТФ. 1985. № 1. С. 102-106.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6.III.1986