

ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ ПРИ ВЗРЫВЕ У ДНА ВОДОЕМА

Л. С. Козаченко, Б. Д. Христофоров
(Москва)

Приведены результаты пьезоэлектрических измерений параметров ударной волны в глубоком водоеме при взрыве сферических зарядов ВВ у дна из воздухомыщенного песка, полистирола и бетона.

1. Ниже приняты следующие обозначения: H , h , R — соответственно высота заряда и точки измерения над дном и расстояние между зарядом и датчиком, выраженные в радиусах заряда R_0 ; θ — постоянная экспоненциального спада, сек/м; τ — время действия, сек/м; I — удельный импульс ударной волны, кг·сек/м³, отнесенные к R_0 .

При взрыве в безграничной жидкости ударная волна имеет экспоненциальную форму, а ее максимальное давление p_1 , постоянная времени θ и удельный импульс I определяются формулами, приведенными в [1, 2].

При взрыве в реальном водоеме его свободная поверхность и дно существенно влияют на параметры ударной волны. При взрыве вблизи свободной поверхности на глубине $H > 6$ влияние границы сводится лишь к уменьшению времени действия и импульса ударной волны по сравнению с этими параметрами, зарегистрированными при взрыве в безграничной жидкости. В этом случае параметры волнового поля в воде описываются формулами акустического приближения [1, 2]. При взрыве на глубине $H < 6$ существенное влияние на характер взаимодействия ударной волны со свободной поверхностью оказывают нелинейные эффекты. Поэтому при расчетах параметров необходимо учитывать зависимость скорости звука и фронта от давления [3, 4]. Влияние свободной поверхности приводит к уменьшению давления на фронте и увеличению времени действия ударной волны по сравнению с рассчитанными без учета нелинейных эффектов. Зависимость давления от времени близка к параболической или треугольной. Эмпирические формулы для параметров ударной волны в этом случае приведены в работе [4].

В акустическом приближении влияние дна сводится к образованию отраженной волны, фронт которой — сфера с центром в точке мнимого источника, и волн сейсмического происхождения, вызванных преломлением продольных и поперечных волн из дна в воду. Несмотря на большое разнообразие грунтов, их можно разделить на три класса, характер взаимодействия с волной в воде которых имеет общие особенности и определяется соотношением между скоростью звука a в воде и скоростями продольных c_1 и поперечных c_2 волн в грунте.

В случае низкоскоростного дна $a > c_1 > c_2$ волны в грунте не могут перегнать фронт волны в воде. Волновое поле в воде состоит лишь из прямой и отраженной волн, последняя может быть как волной сжатия, так и разрежения. На больших расстояниях, когда угол падения α , образованный касательной к фронту и нормалью ко дну, достаточно мал, образуется отраженная волна разрежения. При ее взаимодействии с прямой волной могут быть существенны нелинейные эффекты, аналогичные наблюдениям при взрыве у свободной поверхности.

В случае высокоскоростного дна, если $c_1 > a > c_2$, перед фронтом прямой волны в воде дополнительно возникает головная волна из-за преломления продольных волн из грунта в воду, если же $c_1 > c_2 > a$, то кроме перечисленных выше волн образуется также боковая волна из-за пре-

ломления поперечных волн в воду. Головная и боковая волны возникают при углах падения волны на дно водоема, меньших α_1 и α_2 соответственно, где

$$\alpha_1 = \arccos a/c_1;$$

$$\alpha_2 = \arccos a/c_2.$$

Кроме этих волн в воде образуется донная волна, вызванная движением поверхности грунта в релейской волне. В акустическом приближении волновое поле в воде описывается формулами, приведенными в работах [5, 6]. Они сложны, описывают лишь качественную картину явления и не учитывают нелинейных эффектов, которые могут быть весьма существенны, как и при взрыве вблизи свободной поверхности. Поэтому экспериментальное исследование явления представляет интерес.

2. Параметры ударных волн в воде измерялись турмалиновыми датчиками давления с диаметром чувствительного элемента 1-6 мм, с последующей регистрацией на установках ПИД-9 [7] с полосой пропускания частот от 2 гц до 300 кгц. Взрывы производились литыми сферическими зарядами тротила весом 100 кг, прессованными зарядами тротила весом 0,2 кг и микросферическими зарядами из тэна весом $\sim 10^{-3}$ кг. Инициатор помещался в центр заряда. Точность отдельного измерения турмалиновыми датчиками составляет не менее $\pm 10\%$. При каждом измерении использовалось не менее двух датчиков. Опыты повторялись для повышения точности. Приведены результаты измерений в опытах, где свободная поверхность не влияла на параметры ударной волны.

3. Опыты с низкоскоростным дном (случай $c_2 < c_1 < a$) проводились в водоеме размером $87 \times 20 \times 3$ м³ с песчаным водо-воздухонасыщенным дном. Плотность грунта и скорость звука в нем соответственно равны $\rho_0 = 1,95$ г/см³ и $c_1 = 270$ м/сек, плотность отдельных песчинок $\rho_{01} = 2,65$ г/см³, объемная концентрация воздуха в грунте $\sim 10^{-3}$. Возможно, что по мере проведения опытов характеристики дна (определенные перед опытами) менялись и при этом происходило его уплотнение и уменьшение концентрации воздуха. Измерения параметров ударных волн производились на расстояниях $R = 30, 60, 90$ и 120 при различных высотах зарядов и датчиков над дном. Взрывы производились литыми

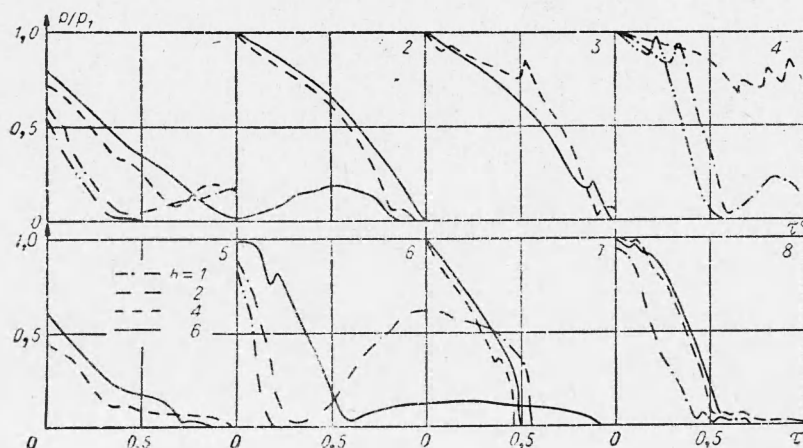


Рис. 1. Зависимость относительного давления p/p_1 от приведенного времени τ (мксек/м) в ударных волнах при взрыве в водоеме с песчаным дном.

$R=60$: 1 - $H=1$, 2 - $H=6$, 3 - $H=8$; $R=30$: 4 - $H=4$; $R=120$: 5 - $H=1$; 6 - $H=6$, 7 - $H=8$; $R=90$: 8 - $H=4$.

зарядами из тротила весом 100 кг. На рис. 1 приведены некоторые экспериментальные кривые давления — время при взрыве вблизи дна водоема. В первом приближении они похожи на полученные при взрыве у свободной поверхности [4]. Форма кривых давление — время близка к параболической, что свидетельствует о наличии нелинейного взаимодействия с волнами разрежения, идущими от дна водоема. С приближением точки измерения к дну длительность прямой волны уменьшается. На эпюре прямой волны можно заметить отраженные волны сжатия, за которыми следует зона разрежения. Кроме того, позднее регистрируется возмущение большой длительности с малой амплитудой, которое можно отождествить с донной волной. Ее импульс может быть сравним при взрыве у дна с импульсом прямой волны. Отраженная волна сжатия наблюдается лишь при больших углах падения прямой волны на дно водоема, а донная — в точках измерения, близких ко дну, при взрыве вблизи дна. Максимальное давление в отраженной волне сжатия достигает 30% от давления на фронте прямой волны. Она наблюдается на расстояниях $R \leq 60$, что совпадает с первой областью регулярного отражения от дна. Во всем диапазоне расстояний до заряда за отраженной волной сжатия следует интенсивная волна понижения давления. На рис. 2 приведена зависимость максимального давления в прямой волне от h при $H=1$ и 4 в исследованном диапазоне расстояний от центра взрыва.

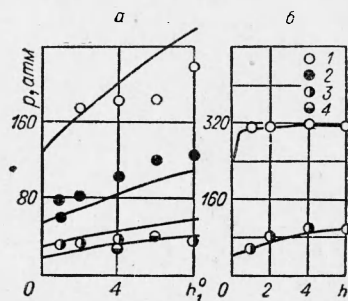


Рис. 2. Зависимость давления на фронте ударной волны от высоты датчика над песчаным дном водоема.
 $a - H=1$; $b - H=4$; 1-4 — $R=30, 60, 90, 120$ соответственно.

Наблюдается ослабляющее действие волн разрежения, идущих от дна водоема, на фронтовое давление в исследованном диапазоне расстояний R . С приближением точки измерения ко дну давление на фронте уменьшается. На рис. 3 приведены зависимости $\tau(h)$. С увеличением h время действия волны возрастает. При взрыве вблизи дна водоема напрямую увеличить время действия волнового поля.

Зависимости $I(h)$, которые здесь не приведены, напоминают полученные при взрыве у свободной поверхности. Анализ опытных данных

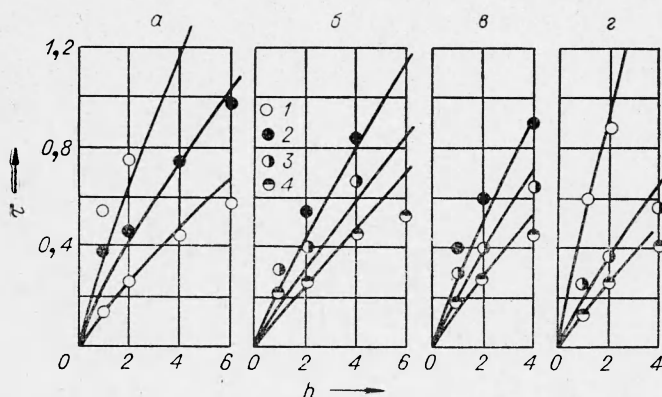


Рис. 3. Зависимость времени действия ударной волны τ (мсек/м) от высоты h датчика над песчаным дном.

H равно: $a - 5$; $b - 8$; $v - 10$; $z - 11$.
 R равно: 1 — 30; 2 — 60; 3 — 90; 4 — 120.

показывает, что низкоскоростное дно водоема при взрыве вблизи него влияет на параметры ударной волны во многом аналогично свободной поверхности. Возникновение подобного режима взаимодействия ударной волны с дном должно определяться характеристиками грунта. Вид $p(\rho)$ зависимости для грунта, определяющий особенности взаимодействия ударной волны с дном, выведен с учетом измеренных характеристик грунта.

Пусть в начальном объеме грунта V_0 объемные концентрации сухого песка, воды и воздуха соответственно равны n_0, m_0, ε_0 , тогда начальная ρ_0 и конечная ρ плотности трехфазной среды определяются выражениями

$$\rho_0 = \rho_{01}n_0 + \rho_{02}m_0 + \rho_{03}\varepsilon_0,$$

$$\rho = \rho_1n + \rho_2m + \rho_3\varepsilon,$$

где n, m, ε и ρ_1, ρ_2, ρ_3 — объемные концентрации и плотности частиц песка, воды и воздуха после сжатия. Используя закон Гука для описания малых деформаций частиц песка и воды и адиабату Пуассона для воздуха, а также условия $n_0 + m_0 + \varepsilon_0 = n + m + \varepsilon = 1, \varepsilon \ll n, m$, получим следующие зависимости для параметров состояния трехфазного грунта и параметров ударной волны в нем:

$$\frac{p}{\rho_0} = 1 - (p - p_0) \left(\frac{n_0}{k} + \frac{m_0}{L} \right) - \varepsilon_0 \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right], \quad (2)$$

$$c_0 = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho=p_0} \right]^{1/2} = \left[\rho_0 \left(\frac{n_0}{k} + \frac{m_0}{L} + \frac{\varepsilon_0}{\gamma p_0} \right) \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

$$D = \left\{ \rho_0 \left(\frac{n_0}{k} + \frac{m_0}{L} \right) + \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{p - p_0} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right] \right\}^{-1/2}, \quad (4)$$

$$W = \frac{p - p_0}{\rho_0} \left\{ \left(\frac{n_0}{k} + \frac{m_0}{L} \right) \rho_0 + \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{p - p_0} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right] \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где $k = 380 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2$, $L = 22 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2$ — модули объемного сжатия кварца и воды; $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты воздуха; W, D — массовая и волновая скорости грунта; p_0 — гидростатическое давление. Из (1) и (3) и данных с плотностью компонент грунта и скорости звука в нем, приведенных выше, получим $n_0 = 0,576$, $m_0 = 0,424$, $\varepsilon \approx 10^{-3}$. Расчеты показывают, что при нормальном падении ударной волны на дно с характеристиками (2), (3) при давлениях, меньших 12 атм, происходит отражение волны разрежения, так как сжимаемость грунта при этих давлениях, связанная в основном с деформацией воздуха в порах, очень велика. При больших давлениях происходит отражение волн сжатия, поскольку после схлопывания пор с воздухом податливость грунта резко уменьшается. При взрыве давление под зарядом велико и при нормальном падении волны на дно происходит отражение волн сжатия. На больших расстояниях от заряда, где волна падает на дно под углом α , может отражаться как волна сжатия, так и волна разрежения.

В точке пересечения падающей волны с дном выполняются условия

$$N/\cos \alpha = N/\cos \beta = D/\cos \psi,$$

$$u \sin \alpha = W \sin \psi + (u_n^* - u_n) \sin \beta, \quad (6)$$

где α, β, ψ — углы падения отражения и преломления между фронтом и нормалью ко дну соответственно. Звездочкой отмечены параметры отраженной волны, индексом n — составляющие массовой скорости, нормальные к фронту отраженной волны. p_2, W — давление и массовая скорость волны в грунте. При некотором угле падения α_4 , определяемом из усло-

вия равенства нормальных ко дну составляющих массовой скорости в грунте и в падающей волне, отражения не происходит. В этом случае

$$u \sin \alpha_4 = W \sin \psi,$$

откуда, используя (6), получим

$$\sin \alpha_4 = \left[\frac{1 - (D/N)^2}{(u/W)^2 - (D/N)^2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

При $\alpha > \alpha_4$ происходит отражение волн сжатия, которые можно наблюдать на опытных осциллограммах рис. 1. При $\alpha < \alpha_4$ должно происходить отражение волн разрежения от дна водоема. В этом случае у дна должно устанавливаться течение, наблюдаемое при взрыве вблизи свободной поверхности. Результаты расчета α_4 на различных расстояниях от заряда по формулам (2), (4), (5), (7) приведены в табл. 1. Там же

приведены значения углов $\alpha_* = \sqrt{\frac{n+1}{2} \frac{p_1}{Bn}}$, характеризующие по аналогии с взаимодействием со свободной поверхностью наступления режима нерегулярного отражения от дна [3, 4]. В исследуемом диапазоне расстояний обычно $\alpha_4 > \alpha_*$. Поэтому с уменьшением α наблюдается переход от первой области регулярного отражения (случай отражения волны сжатия) ко второй области регулярного отражения (отражения волны разрежения, не догоняющей фронта прямой волны) и далее при $\alpha < \alpha_*$ к области нерегулярного отражения (волны разрежения уменьшают давление на фронте). Такой переход можно проследить на осциллограммах. При заданном H он наблюдается при увеличении R , а при заданном R — при уменьшении H . Также возможен случай, когда режим отражения изменяется сразу от характерного для первой области и, минуя вторую область регулярного отражения, переходит к области нерегулярного отражения. Это имеет место при $R=30$, $H=1$, где $\alpha_4 < \alpha_*$. В опытах отмечено уменьшение времени действия и удельного импульса при $\alpha > \alpha_4$ при приближении точки измерения ко дну. В этом случае в соответствии с описанной выше картиной явления при отражении от дна возникает отраженная ударная волна, видимая на осциллограммах. Однако за ней следует волна разрежения. Поэтому и в этом случае время действия прямой волны определяется в первом приближении временем прихода от дна отраженной волны. В области углов падения на дно водоема, где образуется отраженная волна разрежения, для максимального давления p и времени действия τ справедливы эмпирические формулы

$$\frac{p}{p_1} = \frac{A}{p_1} \left\{ 1 + \frac{h [(p_1/A)^3 - 1]}{4 R \alpha_* (1 - 1,2 \alpha/\alpha_*)^4} \right\}^{1/3} = K. \quad (8)$$

$$A/p_1 = (1 + \alpha/\alpha_*)^{2/4}; \quad \alpha \approx H/R;$$

$$\alpha_* = \left[\frac{(n+1) p_1}{2 B n} \right]^{1/2}; \quad p_1 = \frac{14700}{R^{1,13}},$$

где p_1 — давление на фронте при взрыве тротила в безграничной жидкости; $n=7,15$; $B=3045 \text{ кг/см}^2$. Формула (8) справедлива при $K \leq 1$. При $K > 1$ $p=p_1$. В случае $H=0$ p_1 рассчитывается для заряда вдвое меньшего веса. Далее

$$\tau = 2 \frac{Hh}{aR} l_1; \quad l_1 = \left(0,55 \frac{\alpha_*}{\alpha} + 1 \right) - \frac{h}{6H} \left(1 - \frac{h}{R} \right), \quad (9)$$

$$I = 0,5 p \tau \text{ при } H \leq 1; \quad I = 0,6 p \tau \text{ при } H \geq 2.$$

Таблица 1

R	p_1	α_4	α_*
30	314	0,166	0,242
60	144	0,268	0,164
90	91	0,352	0,129
120	64	0,436	0,112

Формулы (9) справедливы при $l_1 \geq 1$; при $l_1 < 1$ расчет производится по формулам акустического приближения. Формулы (8), (9) отличаются от полученных при взрыве вблизи свободной поверхности [4] лишь тем, что здесь H и h отсчитываются от дна. На рис. 2, 3 совместно с экспериментальными данными приведены рассчитанные по этим формулам кривые. Наблюдается их удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Это подтверждает близкий характер взаимодействия ударной волны с низкоскоростным дном и свободной поверхностью водоема на больших расстояниях от центра взрыва. Необходимо, однако, отметить, что донная волна может существенно увеличить время действия в точках измерения, расположенных у дна водоема ($h=1$).

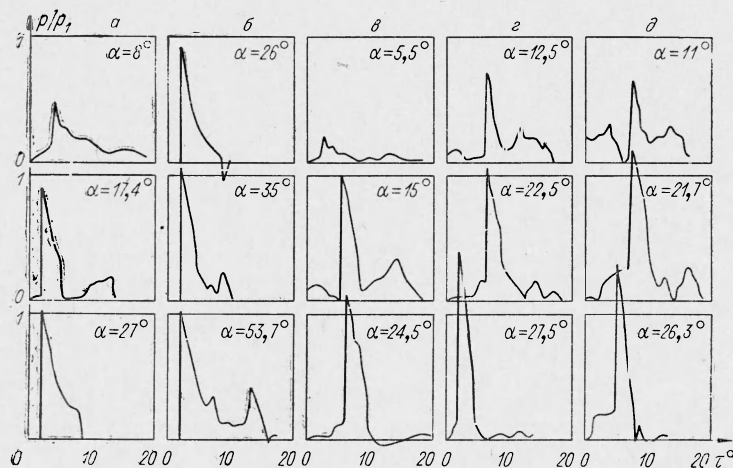


Рис. 4. Зависимость относительного давления p/p_1 от приведенного времени τ (мсек/м) в ударных волнах при взрыве вблизи дна из полистирола.

H равно: а — 12; б — 10; в — 8, г — 4; д — 1.

4. Опыты в случае $c_1 > a > c_2$ проводились в стальном баке с водой размером $2 \times 1,5 \times 1$ м³. Дно из полистирола имело размеры $1,2 \times 0,45 \times 0,065$ м³, $\rho_0 = 1,073$ г/см³, $c_1 = 2200$ м/сек, $c_2 = 1130$ м/сек. Взрыв осуществлялся прессованными сферическими зарядами из тэна весом около 1 г. Турмалиновые датчики давления устанавливались по поверхности полусферы радиусом 0,45 м с центром в точке дна под зарядом. Заряд взрывался на высотах $H = 1, 4, 8, 10$ и 12 от дна. При таком расположении датчиков по поверхности, близкой к поверхности фронта прямой волны, удобно наблюдать образование характерных особенностей волнового поля в воде, которое в исследуемом случае состоит из прямой отраженной, головной и донной волны.

На рис. 4 приведены некоторые характерные копии осциллограмм ударной волны, полученных в опытах, по которым можно проследить характер формирования волнового поля в воде. На каждой осциллограмме указан угол α между лучом, проведенным из точки мнимого источника в точку измерения, и линией дна. Волновая картина, зарегистрированная датчиками, расположенными под углами $\alpha > \alpha_0$, где α_0 определяется точкой пересечения фронта головной волны с фронтом прямой, состоит из прямой и отраженной волны. Для H , равной 1, 4, 8, 10, 12, угол α_0 равен 38; 30,6; 26,3; 25,5; 24,5° соответственно. Из-за недостаточной дли-

тельности электронной развертки приборов и искажений от свободной поверхности, отраженная волна видна лишь на отдельных осциллограммах (см. рис. 4, б, $\alpha = 53,7^\circ$). Согласно линейной теории [5] коэффициент отражения становится отрицательным при углах $\alpha < 45^\circ$. В этом диапазоне углов с приближением датчика ко дну (что соответствует уменьшению α) длительность прямой ударной волны уменьшается.

Возмущения за прямой волной (см. рис. 4) являются донной волной, вызванной распространением поверхностных волн в дне. Интенсивность донной волны возрастает с приближением заряда и точки измерения ко дну. Между прямой и донной волнами наблюдается зона разрежения, которая, взаимодействуя с прямой волной, искажает ее форму и умень-

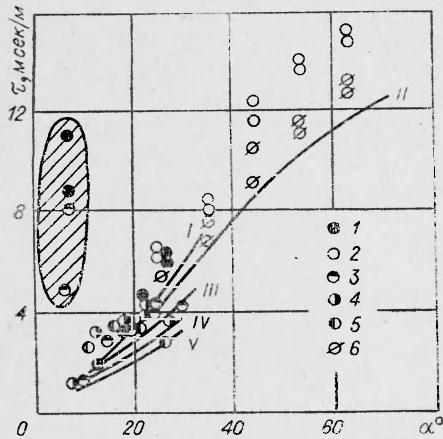


Рис. 5. Зависимость приведенного времени действия τ (мсек/м) ударной волны от угла α при взрыве у дна из полистирола.

H равно: 1 — 12; 2 — 10; 3 — 8; 4 — 4; 5 — 1.

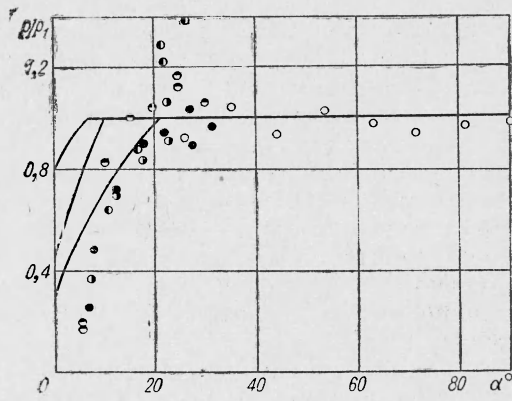


Рис. 6. Зависимость относительного давления p/p_1 от угла α при взрыве у дна из полистирола. Обозначения см. на рис. 5.

шает время действия и амплитуду с приближением точки измерения ко дну водоема. Головная волна возникает перед фронтом прямой при α , близких к соответствующему значению α_0 . С приближением заряда ко дну водоема давление в головной волне возрастает и при $H=1$ составляет 20—30% от максимального в прямой волне. Начало предвестника зарегистрировано не во всех осциллограммах. При $\alpha \approx \alpha_0$ вступление предвестника имеет скачкообразный характер, а не плавный, как при других значениях α . В результате суперпозиции давлений в головной и прямой волнах максимальное давление может примерно на 40% превосходить наблюдаемое при взрыве в безграничной жидкости (см. рис. 4, г, д). В придонной зоне при $\alpha < 10^\circ$ все волны налагаются друг на друга и их трудно различить. В этой области максимальное давление значительно ниже, чем при взрыве в безграничной жидкости.

На рис. 5 приведены зависимости $\tau(\alpha)$ для прямой волны. При уменьшении α , когда датчик приближается ко дну, τ уменьшается из-за взаимодействия прямой волны с отраженной от дна волной разрежения. При $H=8—12$ τ близко к рассчитанному в акустическом приближении промежутку времени между фронтами прямой и отраженной волн (см. рис. 5, I, II, III). Время между прямой и отраженной волнами сжатия показано на рис. 5 перечеркнутыми кружками. При $H < 8$ рассчитанные времена между вступлениями этих волн меньше времени действия волны. Однако кривые IV, V, построенные по формуле (9), учитывающей

нелинейные эффекты взаимодействия, удовлетворительно описывают результаты измерений при $H=4,1$. Интересно отметить, что при $\alpha > 45^\circ$ время действия также уменьшается с приближением точки измерения ко дну, хотя при этом отражается волна сжатия. Этот эффект связан с возникновением за отраженной волной сжатия волны разрежения, определяющей время действия прямой волны. В придонной зоне общая длительность волнового поля с учетом донной волны много больше длительности прямой волны (заштрихованная область на рис. 5).

На рис. 6 приведена зависимость $p(\alpha)/p_1$ в диапазоне изменения α от 90° до α_0 , где α_0 соответствует точке пересечения фронтов прямой и головной волн. Давление на фронте прямой волны постоянно и равно p_1 , измеренному при взрыве в безграничной жидкости. Вблизи $\alpha = \alpha_0 \approx 20-30^\circ$ максимальное давление в прямой волне резко возрастает из-за ее взаимодействия с головной. В этой области на кривой $p(\alpha)$ наблюдается максимум, причем амплитуда волны возрастает при приближении заряда ко дну. Давление на фронте прямой волны при $\alpha < 20^\circ$ уменьшается из-за взаимодействия с волнами понижения давления, идущими от дна. Результаты расчета максимального давления с учетом ослабляющего влияния дна по формуле (8) (см. кривые на рис. 6) лежат несколько выше экспериментальных данных в этой области значений α . В точках измерения, расположенных вблизи дна, на ослабление амплитуды прямой волны, видимо, кроме отраженной волны разрежения влияют и другие компоненты волнового поля, действие которых существенно в придонной зоне. Значения удельного импульса всего волнового поля, в воде в придонной зоне близко к импульсу ударной волны в безграничной жидкости.

5. Опыты в случае $c_1 > c_2 > a$ проводились в бассейне глубиной $H_0=8$ и 12 с бетонным дном ($\rho_0=2,1 \text{ г/см}^3$, $c_1=2800 \text{ м/сек}$, $c_2=1620 \text{ м/сек}$) размером $4 \times 3 \times 0,5 \text{ м}^3$. Взрывались прессованные заряды тротила весом

Т а б л и ц а 2 0,2 кг. Результаты измерений приведены в табл. 2.

h	$\left(\frac{p}{p_1}\right)_z$	$\left(\frac{p}{p_1}\right)_p$	$\tau_z, \text{ мсек/м}$	$\tau_p, \text{ мсек/м}$	$\left(\frac{p}{p_1}\right)_z$	$\left(\frac{p}{p_1}\right)_p$
	$R=90, H=4$				$R=90, H=3$	
0	0,28	0,45	0,384	0	0,38	0,40
1	0,23	0,64	0,384	0,123	0,70	0,55
2	0,78	0,75	0,376	0,25	0,78	0,64
3	0,73	0,78	0,376	0,37	0,99	0,72
	$R=60, H=1$				$R=120, H=1$	
0	0,39	0,31	3,5	0	0,33	0,30
4	0,52	0,58	2,1	0,49	0,44	0,51
8	0,57	0,71	0,93	0,87	0,46	0,62

Примечание: Индексами „z“ и „p“ обозначены экспериментальные данные и результаты расчета по формулам (8), (9) соответственно.

В рассматриваемом случае волновое поле в воде состоит из прямой, отраженной донной, головной и боковой волн [5, 6]. Углы падения прямой волны на дно, при которых головная и боковая волны начинают обгонять фронт прямой, равны $57,5^\circ$ и 22° соответственно. В условиях проведения опытов углы падения прямой волны на дно не превышали нескольких градусов. При этом головная и боковая волны значительно опережали

фронт прямой и поэтому не были зарегистрированы на осциллограммах. Коэффициент отражения в этом случае отрицательный, и волны разрежения, идущие от дна, существенно влияют на параметры прямой волны. С приближением точки измерения ко дну максимальное давление в прямой волне уменьшается и близко к рассчитанному по (8). Однако время действия не совпадает с рассчитанным по формуле (9) из-за того, что при взрыве у дна образуется интенсивная донная волна, которая смыкается с прямой у поверхности дна. Поскольку водоем был сравни-

тельно мелкий, не удалось полностью исследовать влияние дна на параметры ударной волны при больших h , где донная волна имеет низкую интенсивность.

6. Приведенные экспериментальные данные показывают, что на больших расстояниях от центра взрыва влияние всех исследованных типов дна на параметры ударной волны в воде в основных чертах аналогично влиянию свободной поверхности. Параметры ударной волны могут быть рассчитаны по предложенным формулам (8), (9). В точках измерения, расположенных у дна, время действия обычно больше рассчитанного из-за влияния донной волны, интенсивность которой убывает с удалением от дна. Давление в боковой и головной волнах обычно не более 20—30% от давления в прямой волне. Вблизи области пересечения фронтов головной и прямой волн максимальное давление в последней на 30—40% выше измеренного при взрыве в безграничной жидкости.

Авторы благодарят К. И. Барышева, Я. Т. Гноевого, В. М. Мальцева, А. Г. Рябинина, принимавших участие в выполнении этой работы.

Поступила в редакцию
20/IX 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
2. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1960, 2.
3. А. А. Гриб, А. Г. Рябинин, С. А. Христианович. ПМТФ, 1956, XX, 3.
4. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 1.
5. К. И. Маркова, Е. И. Шемякин. ПММ, 1957, XXI, 1.
6. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.
7. А. И. Соколик, А. И. Станиславский. Передовой научный и технический опыт. М., Изд-во ВИНТИ, 1957.

УДК 662.215.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

С. К. Годунов,
А. А. Дерibas, И. Д. Захаренко, В. И. Мали
(Новосибирск)

Поведение металлов при высоких скоростях деформирования (10^3 — 10^5 сек⁻¹ и выше) в настоящее время привлекает все большее внимание исследователей. В литературе имеются некоторые разрозненные сведения о вязкости металлов при этих условиях. Так, в ранних работах А. А. Ильюшина [1, 2] и С. М. Попова [3] металл при скоростном нагружении рассматривался как вязко-пластическое тело, для которого напряжение σ связано со скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ соотношением:

$$\sigma = \sigma_T + \mu \dot{\epsilon},$$

где σ_T — пластическое сопротивление металла; μ — коэффициент вязкости.