

**ВТОРИЧНЫЕ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОДВОДНОМ ВОЗМУЩЕНИИ****Е.М. Иванова**

elena.moscow13@gmail.com

SPIN-код: 4988-2654

**МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация****Аннотация**

*Представлены результаты исследований, связанных с изучением основных явлений подводного взрыва. Дано описание основных воздействий подводного взрыва на гидродинамику. Показано, что характер распространения возмущения зависит от физических и химических свойств взрывчатого вещества. Получены уравнения движения сжимаемой жидкости в различной формулировке для интегрирования внутри объема, ограниченного фронтом ударной волны и поверхностью волны разрежения, которая следует за волной сжатия на некотором удалении. Волны сжатия и разрежения пересекаются на свободной морской поверхности, в окрестности которой выполняются условия быстрого расширения. Граничные условия выведены из уравнений сохранения массы, количества движения и энергии.*

**Ключевые слова**

*Подводный взрыв, ударная волна, стратификация, граничные условия, сжатие, морская поверхность, газовый пузырь, давление газа*

Поступила в редакцию 11.02.2019

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019

**Введение.** В статье приведено описание основных воздействий подводного взрыва на гидродинамику в их реальной последовательности [1–3]. Взрыв рассматривается как химическая реакция в веществе, в результате которой оно превращается в газ при весьма высоких значениях температуры и давления [4–6]. При исследовании явлений, возникающих в результате взрыва под водой [7–9], процесс детонации взрывчатого вещества представляет интерес главным образом с точки зрения определения физических условий на границе между взрывчатым веществом и окружающей водой. Если рассматривать воду как однородную жидкость, в которой отсутствуют касательные напряжения, то изменения объема среды будут зависеть от смещения его границ под воздействием потока. Кроме того, изменения давления, действующего на определенную массу жидкости, приводят к ее сжатию и изменению объема. Сжимаемость воды приводит к заключению, что давление, приложенное к определенному участку среды, будет передаваться на другие ее точки в виде волнового движения, обладающего конечной, но большой скоростью; распространение волны вызывает местное движение воды и изменение давления.

Если происходит одномерное движение потока, которое приводит к возникновению плоских волн, то амплитуда и форма волны в процессе движения не подвергаются значительным изменениям. Однако если волны распространяются от сферического источника, то их амплитуда уменьшается с увеличением расстояния от источника; движение воды видоизменяется под влиянием изменения разности давления, возникающей в результате сферической дивергенции. С точки зрения физики, возникновение этого явления связано с тем, что форма волны зависит от величины давления и смещения воды по мере распространения волны. Для волн конечной амплитуды эти усложнения приводят к более сложным математическим выражениям, по сравнению с теми, которые используются при изучении распространения волн малой амплитуды [4–8]. Однако если возмущения, воздействующие на воду, изменяются настолько медленно, что состояние движения воды может прийти в соответствие с этим возмущением до того, как последнее заметно изменится, то это может быть достаточным основанием для полного пренебрежения распространением волн в результате которого возникло движение воды. При детонации в воде сосредоточенного заряда взрывчатого вещества продукты взрыва, расширяясь, образуют газовый пузырь и сферическую ударную волну.

Давление в ударной волне при ее распространении быстро падает, а скорость уменьшается до скорости звука. Газовый пузырь пульсирует, излучая волны сжатия и всплывая на поверхность. Давление первого максимума пульсации несколько меньше давления на фронте ударной волны. При первой пульсации в основную волну излучается около 60 % всей энергии взрыва, при второй — до 25 % и при третьей — около 8 %. Импульс волны при второй пульсации на порядок меньше, чем при первой. Перед фронтом детонационной волны вещество является совершенно тем же, что и до возникновения взрыва, в то время как сзади фронта детонационной волны оно превращается в газ при давлении от десяти до ста тысяч атмосфер и при температуре в несколько тысяч градусов. Когда фронт детонации достигает границы между зарядом и водой, давление сообщается воде и возникает интенсивная волна сжатия, распространяющаяся в воде от места взрыва. Если бы давление не было очень велико, эта волна была бы обычной звуковой волной. Давление в ударной волне, возникающей при взрыве, очень быстро падает позади ударного фронта и по истечении времени, за которое ударная волна распространяется на расстояние порядка десяти градусов начальной массы заряда, она становится возмущением, распространяющимся от места взрыва, и практически не зависящим от движения воды и газов в области, близкой к центру взрыва.

Все теоретические расчеты давлений, создаваемых в воде после прохождения ударной волны, основываются на допущении о несжимаемости воды, т. е. на предположении, что можно пренебрегать изменениями плотности воды в зависимости от давления. Это допущение дает довольно точное описание основных характеристик движения газового пузыря (в особенности, величины максимального радиуса и периода пульсации); в то же время, это приближение

становится все более неточным по мере сокращения размеров пузыря до минимальных, сопровождающегося увеличением скорости потока и возрастанием давления. Однако именно эта область движения представляет наибольший интерес, так как вторичные волны давления, часто называемые пульсациями пузыря, излучаются в момент приближения пузыря к минимальному объему.

В работах [9–12] показаны погрешности, возникающие при использовании теории несжимаемой жидкости для исследования вторичных волн давления. Вместе с тем уже здесь можно заметить, что неточность этой теории связана с тем, что в этой теории предполагается мгновенная передача изменения давления в данной точке жидкости во все точки окружающей среды, а не с конечной скоростью звука, как это происходит в действительности. Изменения давления, определяемые в этой приближенной теории, связаны с изменениями скорости потока. Следовательно, эта теория позволяет с достаточной точностью определять истинные давления только в случае установившегося или медленно изменяющегося потока.

**1. Физические модели.** Уточненное исследование рассматриваемых явлений при подводном взрыве может быть проведено путем дополнения теории движения несжимаемой жидкости волновой теорией. Этот метод решения проблемы становится необходимым для определения энергии, излучаемой в волне сжатия при уменьшении размеров газового пузыря до минимальных. Однако строгое решение задачи связано со значительными математическими трудностями. Но если принять упрощенный метод решения с помощью наложения двух различных типов движения, то могут возникнуть серьезные физические затруднения при соответствующем согласовании принципиально несовместимых решений. Исследования, описанные в работах [5-8], выявили принципиальное затруднение, связанное с динамической неустойчивостью движения в критической области при максимальной сжатии пузыря. Вследствие этого можно предполагать возможность возникновения турбулентного потока с диссипацией энергии, идущей на образование вихрей. Это заключение подтверждается при сопоставлении общей потери энергии для минимума пузыря с величиной энергии излучаемой в волне сжатия. Здесь возникает гораздо более сложная задача, попыток разрешения которой, за исключением нескольких случаев весьма грубого приближения, до сих пор не осуществлялось.

На основании этих положений можно сделать заключение, что теоретическое исследование вторичных волн давления скорее полезно с качественной точки зрения, чем с количественной. Следовательно, при оценке происходящих процессов приходится в основном полагаться на результаты экспериментальных исследований.

К сожалению, наряду с трудностями теоретического исследования существуют серьезные экспериментальные проблемы в области проведения измерений и анализа подученных записей. Эти проблемы, возникающие в связи с относительно малой интенсивностью и большой продолжительностью действия вторичной волны, достаточно многочисленны и весьма специфичны, так что их трудно рассмотреть при общем анализе явления (см. подробнее раздел 5).

Трудности, возникающие как при теоретическом, так и при экспериментальном исследовании вторичных волн давления, не мешали разработке вполне удовлетворительных методов изучения этих явлений. В настоящее время существуют методы изучения процессов образования и распространения вторичных волн давления, позволяющие в большинстве практических случаев получить приближенную оценку основных параметров явления.

Давление  $p$  в любой точке несжимаемой и невязкой жидкости с плотностью  $\rho_0$  наиболее удобно находить из уравнения Бернулли в обобщенной форме:

$$\frac{p}{\rho_0} = -\frac{1}{2}u^2 + \frac{\partial\varphi}{\partial t} - \Omega + F(t), \quad (1)$$

где  $u$  — скорость в рассматриваемой точке;  $\varphi$  — потенциал скоростей;  $\Omega$  — потенциал внешних сил, действующих на последовательные циклы. Поэтому положительные и отрицательные площади за время цикла должны быть равны. Этот отрицательный импульс, или фаза разрежения, относительно мал, поскольку разность давлений никогда не превышает гидростатического давления  $p_0$ . То, что значение полного импульса пульсации оказывается большим, хорошо иллюстрирует опасность оценки расчетного значения импульса без подробного исследования давлений и продолжительности.

**2. О потерях энергии при пульсации.** До сих пор исследование движения жидкости и давлений, возникающих при движении газовой сферы, основывалось на теории несжимаемой жидкости. При этом предполагалось, что энергия взрыва, остающаяся после излучения ударной волны, существует исключительно в виде кинетической и потенциальной энергий потока воды, а также в виде внутренней энергии газообразных продуктов взрыва. На этом приближении потеря энергии во время пульсации не учитывалась; возможными изменениями энергии считалось только обратимое перераспределение полной энергии между газами и окружающей водой. Действительные потери энергии в процессе движения не могут быть учтены без рассмотрения механизма таких явлений, в результате которых может происходить рассеивание энергии (сжимаемость воды, влияние которой приводит к излучению энергии в виде волны и в дальнейшем, при распространении волны, к ее превращению в теплоту, и турбулентный поток вокруг пузыря).

**2.1. Потеря энергии при излучении.** В работе [6] утверждается, что если пренебречь вертикальным движением и внутренней энергией газовой сферы, то можно получить интеграл в уравнении движения, учитывающий в первом приближении сжимаемость воды. Это выражение, имеет вид

$$2\pi\rho_0 a^3 \left(\frac{da}{dt}\right)^2 - 4\pi \int_{a_m}^a (p_a - p_0) a^2 dt = \frac{4\pi}{c_0} \int_{a_m}^a \frac{dp_a}{dt} a^3 da, \quad (2)$$

где  $a_m$  — максимальный радиус пузыря;  $p_a$  — давление в газовой сфере радиусом  $a$ ;  $c_0$  — скорость звука. При выводе этого выражения был сделан ряд допу-

щений; в частности, члены порядка были отброшены. Это справедливо только в том случае, когда скорости потока во много меньше скорости звука. Члены, находящиеся в левой части уравнения (1), выражают кинетическую энергию газа при уменьшении радиуса от  $a_m$  до  $a$ . Таким образом, за исключением постоянного члена появляющегося при интегрировании, эта часть уравнения выражает консервативную энергию движения несжимаемой жидкости и изменения ее величины, определяемые правой частью, которая всегда отрицательна, должны представлять энергию, излучаемую при сжатии воды. Для точного решения уравнения (1) необходимо составить второе уравнение, определяющее  $P(a)$  в зависимости от радиуса  $a$ . Однако если допустить, что отличие от случая несжимаемой жидкости невелико, то решение, полученное для  $a(t)$  может быть использовано и этом приближении для подстановки в правую часть уравнения (2). Таким путем получается приближенная оценка величины излучаемой энергии. Выводы предыдущего раздела показывают, что этот член существенен только в том случае, когда размеры пузыря близки к минимуму; основная величина интеграла достигается именно в эти моменты времени. Это заключение легко проверить путем подстановки выражений для  $\frac{dp_a}{dt} = \frac{dp_a}{da} \frac{da}{dt}$  и  $a(t)$ . Однако этот анализ в статье не приводится, а будет рассмотрено только приближение для функции  $a(t)$ , справедливое при малых значениях  $a$ .

Давление газа  $p(a)$ , определяемое из адиабатического уравнения в формуле  $p_a a^{3\gamma} = \text{const}$ , удобно переписать в виде  $p_a a^{3\gamma} = p_a \bar{a}^{-3\gamma}$ , где  $p_a$  — максимальное давление, соответствующее минимальному радиусу  $a$ . Отсюда

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{3\gamma}{\bar{a}} p_a \left(\frac{a}{\bar{a}}\right)^{-3\gamma-1} \left(\frac{da}{dt}\right).$$

Вблизи минимума плавучестью газового пузыря можно пренебречь. Тогда уравнение энергии принимает вид

$$2\pi\rho_0 a^3 \left(\frac{da}{dt}\right)^2 + E(a) = Y$$

и, следовательно,

$$\frac{da}{dt} = \sqrt{\frac{Y}{2\pi\rho_0}} a^{-3/2} \sqrt{1 - \frac{E(a)}{Y}}.$$

Однако известно, что

$$E(a) = \frac{4\pi}{3} \frac{p_a a^3}{\gamma - 1} \text{ и } \frac{E(a)}{Y} = \left(\frac{a}{\bar{a}}\right)^{-3(\gamma-1)},$$

так как  $E(\bar{a}) = Y$ . Следовательно, кинетическая энергия при  $a = \bar{a}$  отсутствует. Подстановка в правую часть уравнения (1) дает излучаемую энергию:

$$\Delta Y = \frac{-4\pi}{c_0} \left( \frac{Y}{2\pi\rho_0} \right)^{1/2} \frac{3\gamma}{\bar{a}} p_{\bar{a}} \int a^{-3/2} \left[ 1 - \left( \frac{a}{\bar{a}} \right)^{-3(\gamma-1)} \right] \left( \frac{a}{\bar{a}} \right)^{-3(\gamma-1)} a^3 da.$$

Для того чтобы учесть всю излучаемую энергию, интегрирование обязательно должно производиться от первого максимального радиуса  $a_m$  до следующего максимума. В теории несжимаемой жидкости значения  $a$  симметричны относительно минимального радиуса  $a$ .

Поэтому можно вычислять значение удвоенного интеграла в пределах от  $a_m$  до  $\bar{a}$ . Подынтегральная функция достигает больших значений только вблизи  $a = \bar{a}$ , вследствие чего без внесения существенной погрешности предел  $a_m$  может быть заменен пределом  $a = \infty$ . Тогда замена  $a/\bar{a} = x$  приводит к интегралу

$$\Delta Y = \frac{24\pi\gamma}{c_0} p_a \left( \frac{Y}{2\pi\rho_0} \right)^{1/2} a^{-3/2} \int_1^{\infty} \left[ 1 - x^{-3(\gamma-1)} \right]^{1/2} x^{1/2-3\gamma} dx,$$

который может быть вычислен с использованием  $\Gamma$ -функции и дает относительную потерю энергии

$$\frac{\Delta Y}{Y} = \left[ 2\sqrt{6} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{2\gamma-1}{2\gamma-2}\right)}{I\left(\frac{5\gamma-4}{2\gamma-2}\right)} \right] \frac{p_{\bar{a}}^{1/2}}{c_0\rho_0^{1/2}}. \quad (3)$$

Здесь было использовано соотношение

$$Y = \frac{4\pi}{3} \frac{p_{\bar{a}} \bar{a}^3}{\gamma-1}.$$

Формула (3) выражает поток энергии через любую сферу, охватывающую пузырь. Формула (3), выведенная первоначально Геррингом, была также получена Виллисом [2], который применил другой способ вывода. Виллис вычислил поток энергии, используя акустическое уравнение, связывающее избыточное давление со скоростью:  $u = (p - p_0)/\rho_0 c_0$ . Тогда поток энергии через сферу радиусом  $r$  будет определяться следующим выражением:

$$\Delta Y = \int 4\pi r^2 u (p - p_0) dr = \frac{4\pi}{\rho_0 c_0} \int (p - p_0)^2 dt.$$

Для оценки этого интеграла можно использовать допущение, что  $p$  определяется теорией несжимаемой жидкости. В этом случае подстановка вида

$p - p_0 = \frac{p_0}{r} \frac{d}{dt} \left( a^2 \frac{da}{dt} \right)$  и использование  $da = (da/dt)dt$  приводит к результату, аналогичному выражению (2). Согласно уравнению (3), доля энергии, излучаемой при вторичной пульсации, изменяется пропорционально квадратному корню из значения максимального давления газа и, следовательно, достигает наибольшего значения, когда объем пузыря минимален и вертикальное движение отсутствует. Если принять значение  $\gamma = 1,25$ , то выражение (3) преобразуется к виду

$$\frac{\Delta Y}{Y} = 1,87 \frac{p_a^{1/2}}{c_0 \rho_0^{1/2}}.$$

Например, инженерный расчет для неосциллирующего пузыря, образовавшегося в результате взрыва тротила, дает при первом минимуме пузыря  $p_a = 580 \text{ кг/см}^2$ . Следовательно,  $\Delta Y = 0,31Y$ , что составляет значительную долю от общей энергии. Так как давление  $p_a$  изменяется пропорционально  $\bar{a}^{-3\gamma}$ , при минимальном радиусе втрое превышающем его наименьшее значение, получаем  $\Delta Y/Y = 0,03$ . Таким образом, согласно этому расчету, только 3 % энергии пузыря теряется при акустической пульсации давления.

Измерения периодов последовательных колебаний газового пузыря, как это показано в [3–5], дают непосредственную характеристику относительной потери энергии при последовательных сжатиях. Более подробные данные этого рода показывают, что при взрывах зарядов массой 90 кг на глубинах от 18 до 240 м примерно 2/3 энергии первой пульсации теряется при первом сжатии, причем эта величина весьма мало изменяется при увеличении глубины; учет влияния свободной поверхности на период почти устраняет зависимость  $\Delta Y$  от глубины погружения. Аналогичные данные были получены для других взрывчатых веществ и для других масс заряда, причем величина в 30 % для акустического излучения составляет менее чем половину потери общей энергии после первой волны сжатия. При этом следует помнить, что расчетное значение получено в результате довольно грубых допущений и что экспериментальные данные, полученные путем интегрирования кривых «давление—время», дают меньшие значения [6–8].

**2.2. Потеря энергии, вызываемая турбулентностью потока.** Подробное исследование баланса потерь энергии в турбулентном потоке в зависимости от диссипации является весьма трудной задачей, попытки решения которой до сих пор не предпринимались. Очевидно, что потери должны быть наибольшими вблизи минимума, особенно когда пузырь при сокращении достигает крайней неустойчивости и его форма изменяется по сравнению с первоначальной сферической. Легко показать, что потеря энергии за счет теплопроводности при малых интервалах времени и при малых градиентах температуры пренебрежимо мала даже в газовой сфере, если вблизи последней не возникает турбулентная

область. Остаются потери энергии, вызываемые силами вязкости, которые в совокупности с акустическим изучением могут быть использованы для составления баланса диссипации, полная величина которой определяется по измерениям периода.

Теория не дает достаточных оснований для объяснения причин весьма незначительного изменения потери полной энергии пузыря при первом минимуме, несмотря на то что потеря акустической энергии сильно уменьшается, когда пузырь имеет заметную скорость всплытия. В этих случаях пузырь приобретает существенные размеры, причем фотографии таких пузырей обнаруживают сплющивание нижней части поверхности (которая часто может быть вогнутой). В результате отрыва воды от поверхности пузыря происходит образование турбулентного следа и вихрей, при движении которых происходит превращение энергии в работу, расходуемую на преодоление вязкости.

В случае всплытия пузыря с постоянной скоростью  $U$  гидродинамическое сопротивление, создаваемое силами вязкости, должно уравновешивать силу плавучести пузыря. Гидродинамическое сопротивление может быть выражено в функции от коэффициента сопротивления  $C_d$ , определяемого из соотношения для силы плавучести:

$$F_{пл} = \rho_0 g V = C_d \left( \frac{1}{2} \rho_0 U^2 A \right),$$

где  $A$  — площадь проекции пузыря на плоскость, нормальную направлению движения;  $V$  — объем пузыря.

В работах [8,9] измеряли скорость подъема пузырей воздуха при их перемещении в жидкостях. Эти испытания показали, что значения  $C_d$  имеют порядок  $1,0 \text{ с}^{-1}$  для объемов от  $1,5$  до  $50 \text{ см}^3$ . Скорость диссипации  $V_{дис}$  энергии при таком движении должна быть равна произведению  $U$  на силу плавучести и, следовательно, определяется формулой

$$V_{дис} = \frac{1}{2} \rho_0 A C_d U^3.$$

В работах [1,4] показано, что выраженная таким образом потеря энергии является величиной такого же порядка, что и значения, вычисленные на основании теории изменения формы пузыря в турбулентном поле вязкого потока. Величина потерь энергии при вертикальном движении пузыря пропорциональна скорости диссипации и значима при приближении радиуса к его минимальному значению [5]. При этом более 80 % потерь энергии относится к последней миллисекунде периода общей продолжительностью 80 м/с. При скорости всплытия, соответствующей моменту первого минимума пузыря, суммарные потери составят всего 4 % общей энергии пузыря. Скорость в течение короткого промежутка вблизи минимума пузыря не поддается точному измерению и поэтому, вероятно, имеет заниженные значения. Кроме того, коэффициент сопро-

тивления может иметь более высокое значение для пузыря неправильной формы, образовавшегося при взрыве, по сравнению с его значениями для воздушных пузырей, измерения которых представлены в работе [1]. Поэтому вполне оправданным является предположение, что с помощью этого метода можно, по крайней мере полуэмпирически, объяснить происхождение потерь энергии при вертикальном движении пузыря. Следует отметить, что в рассматриваемом случае кинетическая энергия вертикального потока при минимуме пузыря была определена величиной порядка 6 % общей энергии.

**3. Расчетные модели вторичных волн давления.** Пусть  $u(r, t)$  — радиальная скорость воды на расстоянии  $r$  от центра в момент времени  $t$ . Положительное направление  $u$  соответствует возрастанию  $r$  объема воды в единицу времени через поверхность сферы с радиусом  $r$  и равно  $4\pi r^2 u$ . В любой заданный момент времени поток через две концентрические сферы должен быть одинаковым, так как в противном случае количество воды в пространстве между этими двумя сферами возрастает или убывает. Поэтому  $4\pi r^2 u = f(t)$ . Если  $r_b(t)$  — радиус газового пузыря в момент времени  $t$ , то

$$u(r_b, t) - \frac{dr_b}{dt} = r_b$$

и, следовательно

$$u(r, t) = \frac{r_b^2}{r^2}; \quad (4)$$

$$\int_{r_b}^{\infty} \frac{1}{2} \rho u^2 4 \pi r^2 dr = 2 \pi r_b^3 r_b^2; \quad (5)$$

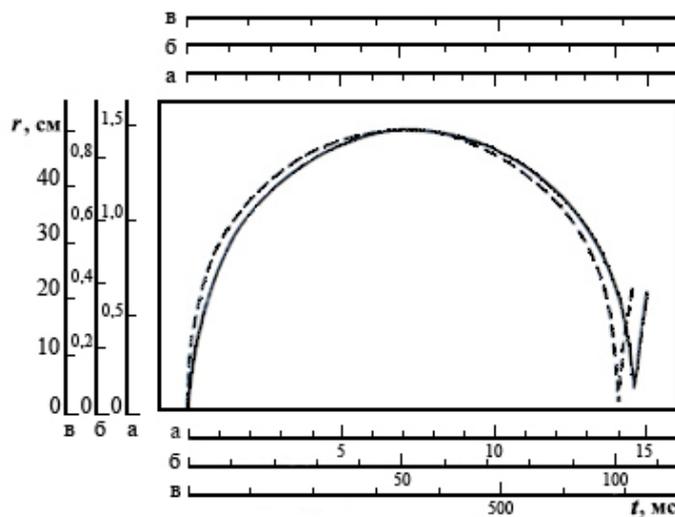
$$2 \pi \rho r_b^3 r_b^2 + \frac{4}{3} \pi p_{\infty} r_b^3 + G(r_b). \quad (6)$$

Изменение  $r_b$  в зависимости от времени определяется, таким образом, путем решения уравнения (5) относительно  $r_b$  и последующего интегрирования. Результат может быть выражен в форме, не зависящей от количества взрывчатого вещества, т. е. существует закон подобия той же формы, какая дана в [4] для ударной волны давления. Действительно, если положить радиус заряда равным  $r_0$ , то  $G$  будет функцией отношения  $r_b / r_0$ , умноженной на  $r_0^3$ , а  $W$ , представляющая ту часть начальной энергии, которая не была рассеяна или унесена ударной волной, пропорциональна  $r_0^3$ . Поэтому из уравнения (6) видно, что решение, полученное для определенного количества взрывчатого вещества, будет справедливо для любого другого количества, если масштабы для  $r_b$  и  $t$  изменятся пропорционально  $r_0$ .

Сплошная кривая на рис. 1 построена в предположении, что давление газа внутри пузыря определяется формулой

$$p = 0,064 \left( \frac{r_{\max}}{r_b} \right)^4 \text{ атм.} \quad (7)$$

Пунктирная кривая на рис. 1 построена в предположении, что давление газа внутри пузыря равно нулю. Горизонтальные шкалы соответствуют следующим случаям: а) капсюль находится на глубине 15 м; б) заряд 400 г тетрила на глубине 15 м; в) заряд 120 кг тетрила на глубине 15 м.



**Рис. 1.** Идеализированная кривая зависимости радиуса газового пузыря при подводном взрыве от времени

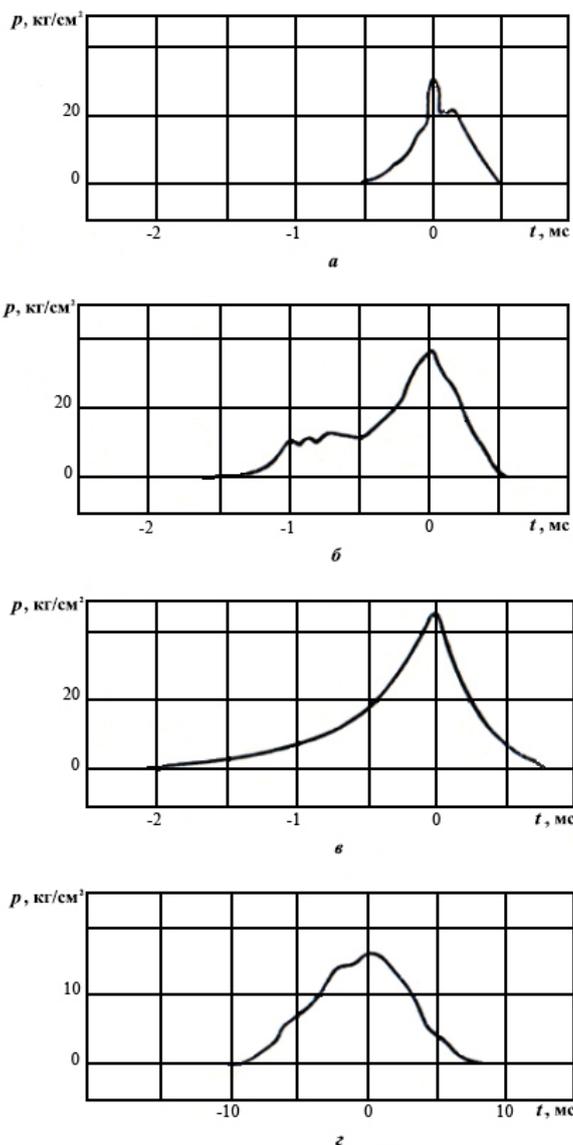
Пренебрегая давлением газа, период движения, легко получить из уравнения (7):

$$t_0 = 1,134 \rho^{1/2} p_{\infty}^{-5/6} W^{1/3} = 1,829 \rho^{1/2} p_{\infty}^{-1/2} r_{b \max}, \quad (8)$$

где  $r_b$  — радиус пузыря при его наибольшем размере, равный

$$r_{b \max} = \left( \frac{3W}{4\pi p_{\infty}} \right)^{1/3}.$$

Форма и интенсивность вторичных импульсов сильно зависят от влияния силы тяжести и от степени близости к поверхности, дну или взрываемому объекту. Например, пиковое давление в первом импульсе пузыря оказалось и измерениях равным 0,25...0,06 пикового давления в ударной волне (рис. 2). На этом рисунке представлены зависимости пикового давления для различных глубин и значений



**Рис. 2.** Типичные записи давления во времени для первой пульсации пузыря:  
*а* — 250 г тетрила, глубина 3 м, расстояние от приемника 0,81 м; *б* — 300 г тетрила, глубина 1,5 м, расстояние от приемника 1,2 м; *в* — 300 г тетрила, глубина 2 м, расстояние от приемника 1, 2 м; *г* — 120 килограммовая глубинная бомба, глубина 24 м, расстояние от приемника около 30 м

зарядов. Видно, что импульс  $\int p dt$ , содержащийся в любом вторичном импульсе, не очень чувствителен к этим факторам. Импульс, заключенный в половине ширины равного пика давления, имеет тот же порядок величины, что и в соответствующей части ударной волны; однако, как и для ударной волны, этот импульс значительно меньше, чем импульс, заключенный в «хвостах», которые в случае вторичных импульсов растянуты в обоих направлениях во времени.

Полный импульс во вторичном пике, вероятно, приблизительно равен рассчитанному на основании простой теории, предполагающей воду несжимаемой. Можно показать, что этот импульс составит

$$I = \frac{2^{1/6} r_{b\max}^2}{r} \sqrt{\rho p_\infty}. \quad (9)$$

В работах [5–7] уже указывалось на неустойчивость сферической формы пузыря, рассматриваемой в приближенных теориях. Эти теории строго применимы только при малых изменениях формы, но, во всяком случае, они объясняют наблюдаемое сплющивание пузыря при его сжатии. Сплющивание пузыря вызывает увеличение присоединенной массы при переносном движении [10–12]. Уменьшение величины вертикальной скорости пузыря, определяемой по данным экспериментов, по сравнению с результатами расчетов для сферического пузыря объясняется главным образом увеличением присоединенной массы для пузыря несферической формы. Однако энергетические соображения определенно исключают возможность объяснения уменьшения скорости всплытия только в результате этого явления. Наблюдаемые перемещения пузыря во время сжатия имеют величины одного порядка с перемещения пузыря во время второго сжатия [13, 14]. Это дает основание предполагать, что в конце первого сжатия происходит почти полное прекращение вертикальное движения пузыря. Следовательно, второе расширение пузыря начинается почти из состояния покоя. Поэтому единственным объяснением потери энергии является, по-видимому, турбулентность потока вблизи пузыря. Если это предположение правильно, то все попытки уточнения выводов теории несжимаемой жидкости без учета турбулентности потока являются бесполезными.

**Заключение.** В статье главное внимание обращено на последовательное и достаточно строгое изложение основ нестационарной гидродинамики применительно к неустановившимся движениям, характерной особенностью которых является наличие поверхностей разрыва. Материал не претендует на полноту изложения, позволяет составить суждения о методе решения задачи и содержит ряд формул и зависимостей, необходимых для практических оценок.

Приведены общие критерии подобия, знание которых необходимо как теоретику, так и особенно экспериментатору. В частности, рассматривается отражение ударной волны от свободной поверхности и дна. Сделана попытка вместе с результатами линейной теории дать представление о нелинейных эффектах, имеющих существенное значение при анализе подобных задач. Приведены полумпирические зависимости, позволяющие приближенно оценить параметры газового пузыря.

Представленный материал ни в коей мере не повторяет фундаментальные работы в области прочности при динамических нагрузках и не дает законченное представление об основных методах решения задачи. Изложенная теория пре-

небрегает сжимаемостью воды и теми влияниями, которые могут нарушить симметрию движения. Сжимаемость воды важна вблизи минимумов сжатия, когда давление в пузыре очень велико. Энергия, уносимая вторичным импульсом, обычно мала, но при исключительно симметричных условиях может быть сравнимой с полной энергией колебаний. Потеря энергии излучения и турбулентность приводят к тому, что последующее колебание, имеет меньшую амплитуду, чем первое колебание. Энергия излучается также при каждом последовательном сжатии.

Отклонения от сферической симметрии пузыря могут порождаться, кроме силы тяжести, также и другими причинами, например, близостью к свободной поверхности воды или к дну. Влияние таких поверхностей становится заметным, когда расстояние от пузыря до поверхности составляет несколько максимальных радиусов пузыря. Период колебаний уменьшается при близости к свободной поверхности и увеличивается при близости к жесткой поверхности; свободная поверхность отталкивает пузырь, в то время как жесткая поверхность притягивает его. Это движение, которое становится очень быстрым в течение периодов сжатия, приводит к ослаблению последующих колебаний по той же причине, как и всплывание под влиянием силы тяжести. Сила тяжести влияет значительно при большем заряде и меньшем внешнем гидростатическом давлении.

### Литература

- [1] Коул Р. Подводные взрывы. М., Издательство иностранной литературы, 1950.
- [2] Орленко Л.П. Физика взрыва и удара. М., Физмалит, 2006.
- [3] Николаевский В.Н., ред. Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
- [4] Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент, модели. Новосибирск, ИСО РАН, 2000.
- [5] Куликовский А.Г., Свешникова Е.И. Влияние изменения энтропии на форму ударной адиабаты квазипоперечных упругих волн. *ПММ*, 2003, т. 67, № 1, с. 88–98.
- [6] Сидняев Н.И., Гордеева Н.М. Исследование ударно-волновых и гидродинамических процессов при подводном взрыве. *Вопросы оборонной техники. Серия 16: Технические средства противодействия терроризму*, 2015, № 11-12, с. 66–72.
- [7] Сидняев Н.И. Теоретические исследования гидродинамики при подводном взрыве точечного источника. *Динамика возмущений в сплошных средах*. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013, с. 179–200.
- [8] Сидняев Н.И. Гидродинамические особенности при подводном взрыве. *Вопросы оборонной техники. Серия 16: Технические средства противодействия терроризму*, 2013, № 11-12, с. 70–79.
- [9] Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.
- [10] Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., Судостроение, 1967.
- [11] Сидняев Н.И. Гидродинамические особенности при подводном взрыве. *Технические средства противодействия террористическим и криминальным взрывам*. СПб., Любавич, 2014, с. 320–339.

- [12] Христофоров Б.Д. Влияние свойств источника на действие взрыва в воздухе и воде. *Физика горения и взрыва*, 2004, т. 40, № 6, с. 115–119.
- [13] Gelfand В.Е. Features and simulation of nonideal explosions. *Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Sem. Fire Explos. Hazards*. Preston, UK, Univ. of Central Lancashire, 2001, pp. 23–56.
- [14] Dubesset M., Lavergue M. Calcul de la cavitation due aux explosions sous-marines a faible profondeur. *Acustica*, 1968, vol. 20, no. 5, pp. 289–298.

**Иванова Елена Михайловна** — студентка кафедры «Высшая математика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

**Научный руководитель** — Сидняев Николай Иванович, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Высшая математика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

## SECONDARY PRESSURE WAVES WITH UNDERWATER DISTURBANCE

E. M. Ivanova

elena.moscow13@gmail.com

SPIN-code: 4988-2654

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

---

### Abstract

*The results of researches related to the study of the main phenomena of an underwater explosion are presented. The description of the main effects of underwater explosion on hydrodynamics is given. It is shown that the nature of the propagation of a disturbance depends on the physical and chemical properties of the explosive. Equations of motion of a compressible fluid are obtained in various formulations for integration within the volume bounded by the front of the shock wave and the surface of the rarefaction wave, which follows the compression wave at some distance. Waves of compression and rarefaction intersect on a free sea surface, in the vicinity of which the conditions of rapid expansion are satisfied. The boundary conditions are derived from the equations of conservation of mass, momentum, and energy.*

### Keywords

*Underwater explosion, shock wave, stratification, boundary conditions, compression, sea surface, gas bubble, gas pressure*

Received 11.02.2019

© Bauman Moscow State Technical University, 2019

---

### References

- [1] Cole R.H. Underwater explosions. Princeton Univ. Press, 1948. (Russ. ed.: Podvodnye vzryvy. Moscow, Izdatel'stvo inostrannoy literatury Publ., 1950.)
- [2] Orlenko L.P. Fizika vzryva i udara [Explosion and shock physics]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2006 (in Russ.).
- [3] Nikolaevskiy V.N., ed. Podvodnye i podzemnye vzryvy [Underwater and underground explosions]. Moscow, Mir Publ., 1974 (in Russ.).
- [4] Kedrinskiy V.K. Gidrodinamika vzryva: eksperiment, modeli [Explosion hydrodynamics: experiment, models]. Novosibirsk, ISO RAS Publ., 2000 (in Russ.).
- [5] Kulikovskiy A.G., Sveshnikova E.I. The effect of a change in entropy on the shape of the shock adiabatic curve of quasitransverse elastic waves. *PMM*, 2003, vol. 67, no. 1, pp. 88–98 (in Russ.). (Eng. version: *J. Appl. Math. Mech.*, 2003, vol. 67, no. 1, pp. 79–88. DOI: 10.1016/S0021-8928(03)00019-4 URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021892803000194>)
- [6] Sidnyaev N.I., Gordeeva N.M. Investigation of shock wave and hydrodynamic processes at underwater explosion. *Voprosy oboronnoy tekhniki. Seriya 16: Tekhnicheskie sredstva protivodeystviya terrorizmu* [Military Engineering. Counter-terrorism technical devices. Issue 16], 2015, no. 11-12, pp. 66–72 (in Russ.).
- [7] Sidnyaev N.I. Teoreticheskie issledovaniya gidrodinamiki pri podvodnom vzryve tochnogo istochnika [Theoretical study on hydrodynamics at underwater explosion of point source]. *Dinamika vozmushcheniy v sploshnykh sredakh* [Dynamics of agitation in continuous medium]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2013, pp. 179–200 (in Russ.).
- [8] Sidnyaev N.I. Hydrodynamic features at underwater explosion. *Voprosy oboronnoy tekhniki. Seriya 16: Tekhnicheskie sredstva protivodeystviya terrorizmu* [Military Engineering. Counter-terrorism technical devices. Issue 16], 2013, no. 11-12, pp. 70–79 (in Russ.).

- 
- [9] Yakovlev Yu. S. *Gidrodinamika vzryva* [Explosion hydrodynamics]. Leningrad, Sudpromgiz Publ., 1961 (in Russ.).
- [10] Zamyshlyayev B.V., Yakovlev Yu.S. *Dinamicheskie nagruzki pri podvodnom vzryve* [Dynamic loads at underwater explosion]. Leningrad, Sudostroenie Publ., 1967 (in Russ.).
- [11] Sidnyaev N.I. [Hydrodynamic features at underwater explosion]. *Tekhnicheskie sredstva protivodeystviya terroristicheskim i kriminal'nym vzryvam* [Technical equipment for terrorist and criminal explosion countermeasures]. Sankt-Petersburg, Lyubavich Publ., 2014, pp. 320–339 (in Russ.).
- [12] Khristoforov B.D. Effect of properties of the source on the action of explosions in air and water. *Fizika goreniya i vzryva*, 2004, vol. 40, no. 6, pp. 115–119 (in Russ.). (English version: *Combust. Explos. Shock Waves*, 2004, vol. 40, no. 6, pp. 714–719.  
DOI: 10.1023/B:CESW.0000048277.31127.06  
URL: <https://link.springer.com/article/10.1023/B%3ACESW.0000048277.31127.06>
- [13] Gelfand B.E. Features and simulation of nonideal explosions. *Proc. 3rd Int. Sem. Fire Explos. Hazards*. Preston, UK, Univ. of Central Lancashire, 2001, pp. 23–56.
- [14] Dubesset Moscow, Lavergue M. Calcul de la cavitation due aux explosions sous-marines a faible profondeur. *Acustica*, 1968, vol. 20, no. 5, pp. 289–298.

**Ivanova E.M.** — Student, Department of Higher Mathematics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.

**Scientific adviser** — N.I. Sidnyaev, Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of the Department of Higher Mathematics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.