


DOI: 10.24937/2542-2324-2023-1-403-31-47
УДК 623.566.5

А.И. Дульнев 

ФГУП «Крыловский государственный научный центр», Санкт-Петербург, Россия

О ПАРАМЕТРАХ ПУЛЬСАЦИИ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЯ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ В СВОБОДНОЙ ВОДЕ

Объект и цель научной работы. Объектом исследования является подводный взрыв. Цель работы – обоснование математической модели, позволяющей оценить параметры пульсации газового пузыря при подводном взрыве в широком диапазоне изменения глубины взрыва и массы заряда взрывчатого вещества (ВВ).

Материалы и методы. Рассматривается взрыв в свободной воде. Исследования базируются на аналитических материалах, численном решении обыкновенных дифференциальных уравнений и экспериментальных данных.

Основные результаты. Дана характеристика известным из литературных источников расчетным зависимостям для определения параметров пульсации газового пузыря. Приведен вывод уравнений предлагаемой математической модели. Выполнено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными для взрыва зарядов тротила.

Заключение. Разработанная математическая модель по сравнению с известными решениями и эмпирическими формулами обеспечивает оценку параметров пульсации в широком диапазоне изменения глубины взрыва и массы заряда. Результаты расчетов с использованием этой модели соответствуют имеющимся экспериментальным данным. Результаты работы могут быть использованы для оценок воздействия подводного взрыва на морские объекты и сооружения.

Ключевые слова: подводный взрыв, газовый пузырь, расчет, эксперимент.

Автор заявляет об отсутствии возможных конфликтов интересов.

DOI: 10.24937/2542-2324-2023-1-403-31-47
UDC 623.566.5

A. I. Dulnev 

Krylov State Research Centre, St. Petersburg, Russia

UNDERWATER EXPLOSION IN OPEN WATER: GAS BUBBLE PARAMETERS

Object and purpose of research. This paper discusses underwater explosion. The purpose of the study was to justify the mathematical model enabling the assessment of gas bubble pulses of underwater explosion for a wide range of explosion depths and charge weights.

Materials and methods. The paper discusses an explosion in open-water conditions. The study relies on analytical materials, numerical solution of common differential equations and on the experimental data.

Main results. The study describes calculation expressions for gas bubble pulse parameters available in literature. It also compares calculation results with the experimental data for TNT explosions.

Conclusion. As compared to existing solutions and empirical expressions, the mathematical model suggested in this paper enables the assessment of pulse parameters for a wide range of explosion depths and charge weights. Calculation results obtained as per this model correlate with available test data. The results of this work may be used to estimate underwater explosion impact upon marine objects and structures.

Keywords: underwater explosion, gas bubble, calculation, experiment.

The author declares no conflicts of interest.

Для цитирования: Дульнев А.И. О параметрах пульсации газового пузыря при подводном взрыве в свободной воде. Труды Крыловского государственного научного центра. 2023; 1(403): 31–47.

For citations: Dulnev A.I. Underwater explosion in open water: gas bubble parameters. Transactions of the Krylov State Research Centre. 2023; 1(403): 31–47 (in Russian).

Основные обозначения и размерность

Main nomenclature and measurement units

- Q – масса заряда ВВ, кг
 h – глубина взрыва заряда, м
 $z_0 = h + 10,3$ – эквивалентная глубина взрыва заряда с учетом атмосферного давления в метрах водяного столба (начальное положение центра пузыря), м
 z – текущая эквивалентная глубина центра пузыря, м
 $p_{atm} = 101,3$ кПа – атмосферное давление на поверхности воды
 p_0 – гидростатическое давление на эквивалентной глубине взрыва, Па
 R_0 – начальный радиус эквивалентного по массе заряда ВВ (для тротила принималось $R_0 = 0,053Q^{1/3}$), м
 R, R_{max} – текущий и максимальный радиусы газового пузыря, м
 T – период пульсации газового пузыря, с
 Δh (Δz) – величина вертикального перемещения (всплытия) пузыря, м
 Δp_{m1} – максимальное избыточное давление в воде при первой пульсации пузыря, Па
 J_+ – импульс положительной фазы давления при первой пульсации пузыря, Па·с
 t_+ – продолжительность положительной фазы пульсации, с
 ρ_{ex} – плотность ВВ, кг/м³
 $\rho_0 = 1000$ кг/м³ – плотность воды
 $c_0 = 1460$ м/с – скорость звука в воде
 p_{gb} – давление газообразных продуктов взрыва в пузыре, Па
 $g = 9,81$ м/с² – гравитационная постоянная
 γ – показатель адиабаты продуктов взрыва
 t – текущее время, с

Введение

Introduction

Основные явления, сопровождающие подводный взрыв, подробно рассматривались в [1–3]. В результате взрыва в окружающей жидкости начинает распространяться ударная волна (УВ), а продукты взрыва формируют газовый пузырь с высоким внутренним давлением. Пузырь совершает затухающие радиальные колебания (пульсации), которые, как и УВ, являются источником волн давления в жидкости.

Одновременно пузырь перемещается вверх вследствие действия силы плавучести. Наиболее

заметно такое перемещение при относительно небольшой (в зависимости от массы заряда ВВ) глубине взрыва. Вертикальное перемещение (всплытие) носит скачкообразный характер и происходит главным образом в момент наибольшего сжатия пузыря. Число пульсаций пузыря ограничено, и в итоге он разрушается, что обусловлено как потерей энергии при излучении, так и нестабильностью формы поверхности пузыря при схлопывании.

Воздействие подводных взрывов на морские объекты (корабли, подводные аппараты, морские трубопроводы, платформы и др.) вызывает с одной стороны нестационарную вибрацию (сотрясения)^{*)} объекта в целом или отдельных его конструкций, а с другой – может приводить к их большим пластическим деформациям и, возможно, разрушениям. В свою очередь сотрясения способны повредить оборудование даже при отсутствии разрушения конструкций. Какие факторы подводного взрыва (УВ, пульсация пузыря или их совместное действие) будут определять те или иные повреждения, зависит и от условий взрыва (масса заряда, глубина взрыва, дистанция до объекта и др.), и от конструктивных особенностей объекта.

Во многих случаях повреждения вызываются или усиливаются воздействием газового пузыря и, прежде всего, при его первой пульсации. Эффект воздействия пузыря связан как с импульсом избыточного давления пульсации, который может быть соизмерим с импульсом избыточного давления УВ, так и с периодом воздействия (пульсации) пузыря, который может совпадать с периодом собственных колебаний конструкций.

В условиях удаленного взрыва, когда отсутствует влияние объекта на параметры пульсации пузыря, последние будут зависеть только от типа и массы ВВ, глубины взрыва и наличия близко расположенных граничных поверхностей (свободная поверхность воды, морское дно). Применительно к таким условиям для практических оценок параметров пульсации наиболее часто используются либо аналитические зависимости [1, 4–7], определяющие максимальные значения параметров пульсации, либо результаты решения системы дифференциальных уравнений [8–12], которые позволяют определить изменение этих параметров во времени. Кроме того, аналитические зависимости и результаты решений уравнений применяются для верификации численного (конечно-элементного) моделирования подводного взрыва.

^{*)} В зарубежной литературе используется термин «whipping».

Все используемые зависимости и уравнения получены на основе ряда допущений и имеют явные или неявные ограничения и в связи с этим могут давать различие в оценках параметров пульсации. Как правило, при оценках кинематических параметров (период пульсации, радиус пузыря, величина и скорость его всплытия) различие незначительно, но оно может достигать существенной величины при оценках силовых параметров пульсации (избыточное давление, импульс положительной фазы).

В настоящей работе приводится разработанная математическая модель, позволяющая оценить величину всплытия и силовые параметры пульсации пузыря в широком диапазоне изменения глубины взрыва и массы заряда ВВ. В разделе 1 рассматриваются известные из литературных источников подходы и методы к оценке параметров пульсации пузыря. В разделе 2 приводится вывод уравнений предлагаемой математической модели. В разделе 3 дается сопоставление результатов, полученных на основе использования различных подходов, с экспериментальными данными для взрыва зарядов тротила.

Краткий обзор методов оценки параметров пульсации пузыря

Bubble pulse assessment methods: brief review

В настоящем разделе представлена краткая информация по известным аналитическим и полуэмпирическим зависимостям, а также дифференциальным уравнениям, позволяющим определить кинематические и силовые параметры пульсации пузыря. Приводятся результаты расчетов, полученные с их использованием.

Далее все коэффициенты в зависимостях и результаты расчетов, если не оговорено особо, рассматриваются применительно к первой пульсации пузыря при взрыве заряда тротила (ТНТ).

В соответствии с [1] оценка периода пульсации, максимальной величины вертикального перемещения пузыря, избыточного давления и импульса положительной фазы может быть получена с использованием следующих зависимостей

$$T = 2,11 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{5/6}} = 0,302 \frac{Q^{1/3}}{\bar{p}_0^{5/6}}, \quad (1)$$

$$\Delta h = 13,2 \frac{Q^{11/24}}{z_0^{5/6}} = 1,89 \frac{Q^{11/24}}{\bar{p}_0^{5/6}}, \quad (2)$$

$$\Delta p_{m1} = 7,08 \frac{Q^{1/3}}{r} \cdot 10^6, \quad (3)$$

$$J_+ = 35,5 \frac{Q^{2/3}}{z_0^{1/6} r} \cdot 10^3 = 24,1 \frac{Q^{2/3}}{\bar{p}_0^{1/6} r} \cdot 10^3, \quad (4)$$

где r – расстояние от центра взрыва (пузыря) до точки наблюдения, м; $\bar{p}_0 = p_0/p_{atm}$ – гидростатическое давление на эквивалентной глубине взрыва отнесенное к атмосферному.

При выводе формул (2)–(4) в [1] принято, что часть энергии, затрачиваемой на пульсацию пузыря, равна 440 кал/г, а результаты расчетов по этим формулам применимы для мелководья. При получении оценок для давления и импульса пренебрегалось влиянием вертикального перемещения пузыря, что, как предполагалось, должно давать оценку сверху для этих параметров на мелководье. Кроме того, при таком допущении оценка величины максимального давления не зависит от глубины взрыва.

Для оценки максимального радиуса пузыря может быть использована приближенная зависимость [1, 3]

$$T = 1,83 R_{max} \left(\frac{\rho_0}{p_0} \right)^{1/2}.$$

Тогда, полагая $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ и $p_{atm} = 101,3 \text{ кПа}$ и используя формулу (1), получим

$$R_{max} = 5,50 T \bar{p}_0^{1/2} = 1,66 \left(\frac{Q}{\bar{p}_0} \right)^{1/3}.$$

На основе общих зависимостей, приведенных в [1], А.А. Манзюк и Л.В. Фремке предложили решение для оценки величины вертикального перемещения пузыря, полагая известной зависимость изменения радиуса пузыря от времени. Для построения решения использовались уравнение энергии, включающее потенциальную энергию гидростатической плавучести и внутреннюю энергию пузыря, и уравнение количества движения его поступательного перемещения только под действием силы тяжести (без учета влияния свободной поверхности) [14].

В безразмерном виде эти уравнения могут быть записаны так (точка над переменной обозначает дифференцирование по времени):

$$x^3 \left(\dot{x}^2 + \frac{1}{6} \dot{\zeta}^2 + \frac{\zeta}{\zeta_0} \right) + \frac{k}{x^{3(\gamma-1)}} = 1, \quad (5)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{x^3}{3} \dot{\zeta} \right) = -\frac{x^3}{\zeta_0}.$$

Здесь обозначено: $x = \frac{R}{L}$, $\zeta = \frac{z}{L}$, $\zeta_0 = \frac{z_0}{L}$, $\tau = \frac{t}{C}$.

В качестве характеристических единиц длины и времени принято [1]:

$$L = \left(\frac{3E_1}{4\pi\rho_0 g z_0} \right)^{1/3} = \left(\frac{3E_1}{4\pi p_0} \right)^{1/3},$$

$$C = L \left(\frac{3}{2g z_0} \right)^{1/2} = L \left(\frac{3\rho_0}{2p_0} \right)^{1/2}.$$

Здесь E_1 – это полная энергия, оставшаяся в продуктах взрыва после излучения ударной волны. Масштабные множители L и C соответственно равны значению максимального радиуса и двум третям периода пульсации пузыря при пренебрежении величиной внутренней энергии и влиянием силы тяжести [1].

Член $\frac{k}{x^{3(\gamma-1)}}$ в левой части первого уравнения (5)

характеризует отношение изменения внутренней энергии продуктов взрыва к полной энергии E_1 , затрачиваемой на пульсацию пузыря. Далее для трипта принималось:

- удельная теплота взрыва $q = 4,40$ МДж/кг;
- часть полной энергии взрыва, затрачиваемой на пульсацию, – 0,45;
- адиабатическое уравнение состояния продуктов взрыва $p_{gb}(\bar{R})^{3\gamma} = K$, где $\bar{R} = R/R_0$; $\gamma = 1,25$; $K = 850$ МПа.

В этом случае $E_1 = 1,98$ МДж/кг, $k = 0,0810z_0^{1/4}$.

Принятые в уравнении состояния продуктов взрыва коэффициенты получены путем аппроксимации адиабаты Джонса [1, 2]. Известны и другие значения коэффициентов в адиабатическом уравнении состояния, полученные разными авторами. Так, в [13] для ТНТ приводятся следующие значения:

- $K = 556,2$ МПа, $\gamma = 1,20$ при $\rho_{ex} = 1,00$ г/см³;
- $K = 839,6$ МПа, $\gamma = 1,27$ при $\rho_{ex} = 1,50$ г/см³;
- $K = 1045$ МПа, $\gamma = 1,30$ при $\rho_{ex} = 1,63$ г/см³.

Несмотря на указанные различия, применение тех или иных коэффициентов приводит к незначительному (в пределах погрешности экспериментальных данных) изменению в оценках параметров пульсации пузыря.

Для интегрирования приведенной системы уравнений, следуя [1], вводится функция количества поступательного движения $s = \frac{x^3}{3}\dot{\zeta}$. Учитывая вид этой функции и полагая для стадии расширения пузыря $\zeta = \zeta_0$, первое уравнение системы можно записать в виде

$$x^3 \dot{x}^2 + x^3 + k x^{-3(\gamma-1)} + \frac{3s^2}{2x^3} = 1. \quad (6)$$

Для момента времени, соответствующего полупериоду пульсации, величина количества движения определяется как

$$s_1 = \frac{1}{\zeta_0} \int_{x_1}^{x_2} \frac{x^{9/2}}{\sqrt{1-x^3-kx^{-3/4}}} dx.$$

Пределами интегрирования x_1 и x_2 являются наибольший и наименьший корень уравнения

$$1 - x^3 - kx^{-3/4} = 0. \quad (7)$$

Предполагается, что количество движения за полный период равно $s_2 = 2s_1$.

Величина вертикального перемещения в момент достижения радиусом пузыря минимального значения (за полный период) определяется интегрированием второго уравнения системы (5) с использованием известной зависимости радиуса пузыря от времени. В [14] эта зависимость принималась в виде

$$x = x_{\min} + (x_{\max} - x_{\min}) \sin \left(\pi \frac{\tau}{\tau_m} \right),$$

$\tau_m = \frac{T}{C}$ – безразмерный период пульсации.

Максимальный и минимальный радиусы пузыря вычисляются с учетом их вертикального перемещения из уравнения (6), полагая $\dot{x} = 0$. Максимальный радиус будет являться наибольшим корнем уравнения при $s = s_1$, а минимальный – наименьшим корнем при $s = s_2$.

Переходя к размерным переменным, решение можно записать в виде

$$\Delta h = 79,5 \frac{Q^{2/3}}{z_0^{5/3}} B(R_{\max}, h). \quad (8)$$

Вид функции $B(R_{\max}, h)$ для нескольких значений R_{\max} приведен на рис. 1.

В работах [8–11] для оценки параметров пульсации пузыря используется система обыкновенных дифференциальных уравнений, которые решаются численно. В общем случае в уравнениях учитываются вертикальное перемещение пузыря, сила лобового сопротивления такому перемещению и влияние свободной поверхности. Вывод уравнений, представленный в [8, 9], базируется на основных подходах, изложенных в [1].

Система уравнений с использованием характеристических параметров L и C имеет вид:

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{x^3 \dot{x}^2 \left(1 - \beta \frac{x}{2\delta} \right) + \frac{x^3 \dot{\zeta}^2}{6} + \beta \frac{x^3 \dot{x} \dot{\zeta} \left(\frac{x^2}{\delta^2} \right) + x^3 \dot{\zeta}}{\zeta_0} + \frac{k}{x^{3(\gamma-1)}} \right] = C_D \frac{x^2 \dot{\zeta}^3}{4}, \quad (9)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{x^3}{3} \dot{\zeta} \right) = -\alpha \left[\frac{x^3}{\zeta_0} + \beta \left(\frac{3}{4} \frac{x^4 \dot{x}^2}{\delta^2} + \frac{x^5 \ddot{x}}{4\delta^2} \right) \right] = C_D \frac{x^2 \dot{\zeta}^2}{4},$$

здесь дополнительно обозначено $\delta = h/L$.

Коэффициенты α и β определяют рассматриваемый тип движения пузыря:

- при $\alpha = \beta = 0$ вертикальное перемещение пузыря и влияние свободной поверхности не учитываются;
- при $\alpha = 1$, $\beta = 0$ учитывается только перемещение пузыря;
- при $\alpha = \beta = 1$ учитываются перемещение пузыря и влияние свободной поверхности.

В соответствии с [15] влияние свободной поверхности целесообразно учитывать, если глубина взрыва соизмерима с максимальным радиусом пузыря $h \leq 5 R_{\max}$. В то же время использованный при выводе уравнений (9) метод учета свободной поверхности и положенные в его основу допущения становятся малодостоверными при $h < 2R_{\max}$ [1].

C_D является коэффициентом лобового сопротивления (коэффициентом сопротивления формы) при обтекании пузыря потоком жидкости. Для сферы $C_D = 0,47$. В общем случае в процессе движения пузыря его форма может отличаться от сферической и, как следствие, коэффициент C_D будет переменным. Кроме того, здесь этот коэффициент отражает не только сопротивление формы, но и другие процессы, например турбулентный характер обтекания. В связи с неопределенностью величины коэффициента C_D она выбирается постоянной, исходя из наилучшей сходимости результатов расчета с экспериментом. В [8] рекомендуется $C_D = 2,25^{**}$. Величина k в работах [8–11] задавалась как $k = 0,0743z_0^{1/4}$, а $\gamma = 1,25$.

В качестве начальных условий принимаются следующие: $x = x_0$, $\zeta = \zeta_0$, $\dot{x} = 0$, $\dot{\zeta} = 0$, где x_0 определяется как наименьший корень уравнения (7):

$$x_0 \approx k^{4/3} \left(1 + \frac{4}{3} k^4 \right).$$

**В работе [9] для коэффициента C_D указан диапазон возможных значений от 2 до 2,5.

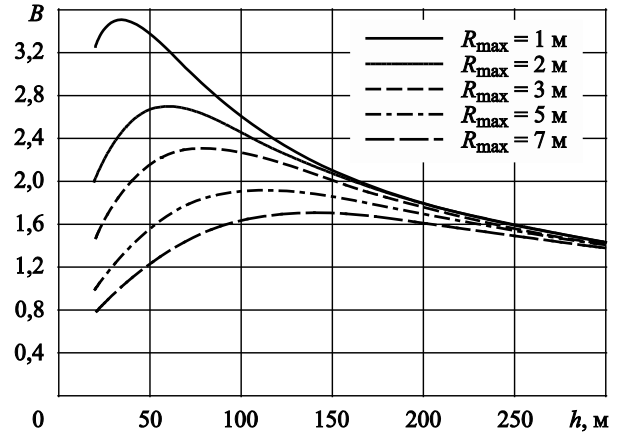


Рис. 1. Зависимость функции B от глубины взрыва для разных значений R_{\max}

Fig. 1. Function B versus explosion depth at different R_{\max}

Давление в жидкости на расстоянии r от точки взрыва может быть определено с использованием уравнения Бернулли. Для точек в жидкости, расположенных не очень близко к заряду, когда можно пренебречь членами, пропорциональными второй и высшим степеням $1/r$, а также скоростью вертикального перемещения, давление будет определяться зависимостью [1]:

$$\Delta p = \frac{\rho_0}{r} \frac{L^3}{C^2} \left(2x \dot{x}^2 + x^2 \ddot{x} \right),$$

или

$$\Delta p = \frac{R}{r} \left[(p_{gb} - p_0) + \frac{\rho_0}{2} \left(\dot{R}^2 + \frac{1}{2} \dot{z}^2 \right) \right], \quad (10)$$

а импульс положительной фазы давления – интегрированием этой зависимости.

При $r \geq 3R_{\max}$ для точек, расположенных сбоку от заряда, погрешность оценки максимального давления и импульса менее 5 и 10 % соответственно.

В (10) $p_{gb} = k_1 \left(\frac{3Q}{4\pi R^3} \right)^{\gamma}$ – давление в газовом пузыре, $k_1 = 1,387 \cdot 10^5$.

На рис. 2 и 3 приведены результаты решения системы (9) для упомянутых выше типов движения пузыря применительно к взрыву заряда массой $Q = 150$ кг ТНГ. Максимальное давление и вертикальное перемещение в расчетах определялись для момента времени, соответствующего максимальному сжатию пузыря. На рис. 2 по оси ординат отложено отношение давления в жидко-

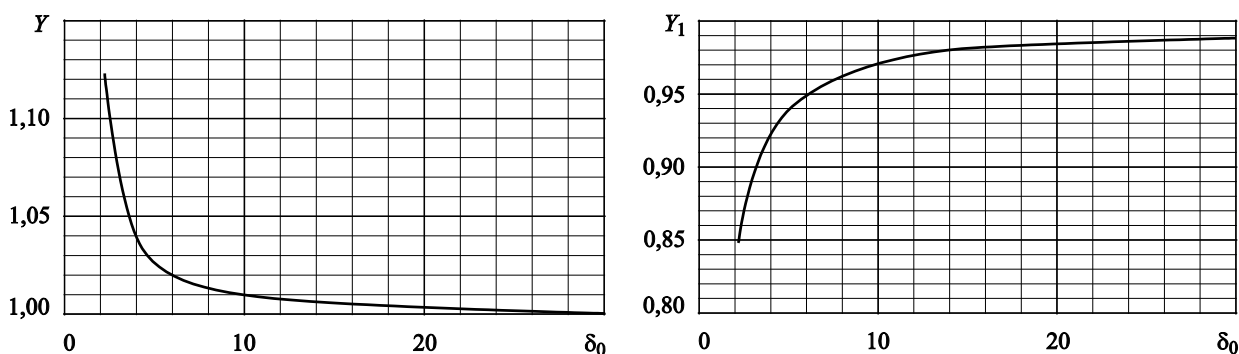


Рис. 2. Влияние свободной поверхности на параметры пульсации пузыря в соответствии с уравнениями (9)–(10)

Fig. 2. Free surface effect upon bubble pulses as per Equations (9)–(10)

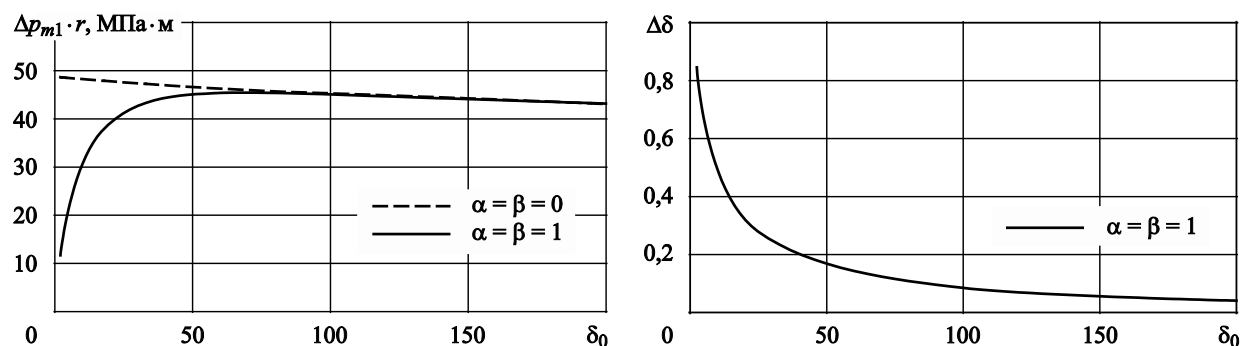


Рис. 3. Зависимость максимального давления в жидкости и вертикального перемещения пузыря от глубины взрыва в соответствии с уравнениями (9)–(10)

Fig. 3. Maximum pressure in fluid and bubble uplift depending on explosion depth as per Equations (9)–(10)

сти и вертикального перемещения пузыря с учетом и без учета влияния свободной поверхности, соответственно Y и Y_1 .

Как видно из рис. 2, при глубине взрыва $\delta > 4$ (для $Q = 150$ кг это соответствует примерно $h > 25$ м) учет влияния свободной поверхности вносит поправку на величину вертикального перемещения менее 8 %, при тех же условиях поправка для максимального давления составляет менее 5 %. Этот результат хорошо соответствует результатам работы [15]. Следует отметить, что учет влияния свободной поверхности приводит к уменьшению вертикального перемещения и, соответственно, к увеличению максимального давления (рис. 2).

Наиболее интенсивное вертикальное перемещение пузыря реализуется при глубине взрыва $\delta < 50$ –60 (рис. 3). Для таких глубин взрыва перемещение пузыря оказывает влияние и на давление в жидкости, которое уменьшается по срав-

нению с давлением, создаваемым при пульсации неподвижного пузыря. В соответствии с результатами расчетов при $\delta > 50$ ($h > 170$ м) максимальное давление, вызванное пульсацией пузыря, по мере увеличения глубины взрыва уменьшается. Это противоречит физическим представлениям о формировании давления в жидкости при пульсации пузыря, когда практически отсутствует его перемещение.

При увеличении внешнего давления должно происходить более интенсивное сжатие пузыря и, соответственно, повышение давления в нем и в жидкости. Это, в частности, следует из формулы (10): при $\dot{R} = \dot{z} = 0$ максимальное давление в жидкости пропорционально давлению в пузыре. Полученный на основе решения уравнений (9) результат, по-видимому, связан с тем, что величина энергии E_1 , которая определяет коэффициент в формуле для k , задается постоянной, не завися-

шей от глубины взрыва, а также с возможным пренебрежением скоростью радиального расширения пузыря в начальных условиях.

В работе [4] приведены следующие эмпирические зависимости для определения параметров пульсации пузыря в свободной воде (при $h \geq 10R_{\max}$)

$$T = 2,098 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{5/6}} = 0,300 \frac{Q^{1/3}}{P_0^{5/6}} \quad (11)$$

при $198 \leq z_0 \leq 4267$ м,

$$\Delta p_{m1} = 9,03 \frac{Q^{1/3}}{r} \cdot 10^6 \quad (12)$$

при $152 \leq z_0 \leq 1219$ м,

$$\Delta p_{m1} = 2,917 z_0^{1/6} \frac{Q^{1/3}}{r} \cdot 10^6 = 4,303 \bar{p}_0^{1/6} \frac{Q^{1/3}}{r} \cdot 10^6 \quad (12_1)$$

при $1219 \leq z_0 \leq 4572$ м,

$$J_+ = 85,2 \frac{Q^{2/3}}{z_0^{2/5} r} \cdot 10^3 = 33,52 \frac{Q^{2/3}}{\bar{p}_0^{2/5} r} \cdot 10^3 \quad (13)$$

при $198 \leq r/Q^{1/3} \leq 3174$ м/кг^{1/3},

$$t_+ = 0,532 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{5/6}} = 0,0762 \frac{Q^{1/3}}{\bar{p}_0^{5/6}} \quad (14)$$

при $198 \leq z_0 \leq 1372$ м,

$$t_+ = 0,099 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{3/5}} = 0,0244 \frac{Q^{1/3}}{\bar{p}_0^{3/5}} \quad (14_1)$$

при $1372 \leq z_0 \leq 6706$ м.

В [4] отмечается, что приведенные зависимости основаны на ограниченном количестве опытов, при этом в каждом опыте использовалось только один или два канала для записи результатов, а датчики располагались над зарядом. Поэтому данные зависимости надо рассматривать в лучшем случае как приблизительные. Кроме того, следует отметить, что различие результатов с использованием формул (11) и (1) будет составлять менее 1 %.

При сравнении результатов решения уравнений (9) с формулами (12) видно, что в соответствии с последними при увеличении глубины начиная с $h \approx 1220$ м при прочих равных условиях максимальное давление медленно возрастает пропорционально $z_0^{1/6}$.

В работе [5] приведены следующие зависимости для кинематических параметров пульсации пузыря:

$$T = 2,11 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{5/6}},$$

$$R_{\max} = 3,50 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{1/3}}, \quad (15)$$

$$\Delta h = 12,2 \frac{Q^{1/2}}{z_0}, \quad (16)$$

здесь для z_0 используется формула $z_0 = h + 9,8$, при этом формула для периода совпадает с формулой (1).

В [6, 7] для оценки параметров пульсации использовались формулы:

$$T = 2,11 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{5/6}},$$

$$R_{\max} = 3,3 \frac{Q^{1/3}}{z_0^{1/3}} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{m1} &= 1,9 \frac{3}{4\pi r R_{\max}^2} \left(1 - \frac{0,1581 Q^{0,25}}{R_{\max}^{0,75}} \right) \cdot 10^6 = \\ &= 0,0417 \frac{Q^{1/3} z_0^{2/3}}{r} (1 - 0,0646 z_0^{1/4}) \cdot 10^6. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь, как и в [5], формула для периода совпадает с формулой (1).

В [6, 7] приведенные зависимости использовались для оценки параметров пульсации при глубине взрыва от 200 до 744 м.

На рис. 4 приведено сопоставление различных подходов к оценке максимального давления в жидкости при пульсации пузыря для $Q = 150$ кг. Видно, что результаты решения уравнений (9) и формулы (12) в известной мере дополняют друг друга: уравнения (9) дают оценку в области относительно небольших глубин взрыва, а формулы (12) – при большой глубине. Формула (3), как отмечалось выше, дает верхнюю оценку давления для мелководья, не зависящую от глубины взрыва.

Существенное качественное и количественное отличие от других зависимостей дает оценка давления с использованием формулы (18). На наш взгляд,

***) В работе [7] вместо коэффициента 3,3 указан коэффициент 3,36.

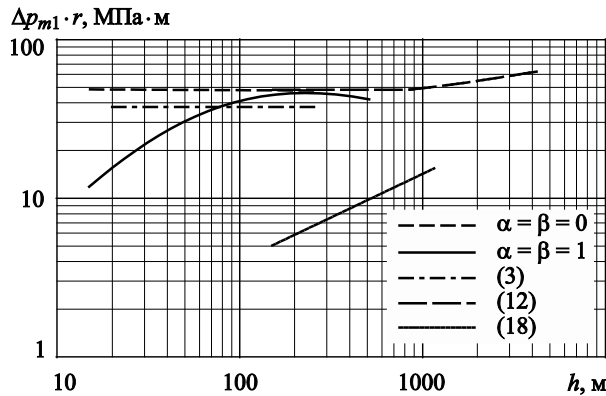


Рис. 4. Оценка максимального давления в жидкости при пульсации пузыря с использованием различных зависимостей ($Q = 150$ кг)

Fig. 4. Assessment of maximum pulse pressure in fluid as per various expressions ($Q = 150$ kg)

эта формула не отражает физическую картину формирования давления при пульсации пузыря и ее использование неприемлемо.

В работе [12] для оценки параметров пульсации пузыря приведена система уравнений, записанная в виде

$$\begin{aligned} & \left(\frac{3}{5} Q + 4\pi\rho_0 R^3 \right) \ddot{R} = \\ & = -6\pi\rho_0 R^2 \dot{R}^2 + \pi\rho_0 R^2 \dot{z}^2 + 4\pi R^2 \times \\ & \times \left[\left(1 + \frac{\dot{R} R}{c_0^2} \frac{d}{dt} \right) p_{gb} - p_{atm} + \rho_0 g z \right]; \\ & \left(Q + \frac{2}{3} \pi\rho_0 R^3 \right) \ddot{z} = \\ & = \left(\frac{4}{3} \pi\rho_0 R^3 - Q \right) g - 2\pi\rho_0 R^2 \dot{R} \dot{z} - \frac{\pi}{2} \rho_0 C_D R^2 \dot{z} |\dot{z}|. \end{aligned} \quad (19)$$

Данную систему уравнений удобно записать в безразмерном виде, используя в качестве характеристических параметров длины и времени соответственно R_0 и R_0/c_0 . Далее безразмерные величины обозначены с черточкой наверху. Используя

****) В [12] в первом уравнении член $\left(1 + \frac{\dot{R} R}{c_0^2} \frac{d}{dt} \right) p_{gb}$ за-

писан в виде $\left(1 + \frac{\dot{R} R}{c_0^2} \frac{d}{dt} \right) p_{gb}$, что, по-видимому, является опечаткой, поскольку в последнем случае не обеспечивается размерность слагаемых.

уравнение состояния продуктов взрыва в виде $p_{gb}(\bar{R})^{3\gamma} = K$, будем иметь

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{5\bar{R}^2} \frac{\rho_{ex}}{\rho_0} + \bar{R} \right) \ddot{\bar{R}} + \frac{3}{2} \frac{\dot{\bar{R}}^2}{\bar{R}^2} - \frac{\dot{\bar{z}}^2}{4} = \\ & = \frac{g R_0}{c_0^2} \left(\bar{z} - \frac{10,3}{R_0} \right) + \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \frac{K}{\bar{R}^{3\gamma}} (1 - 3\gamma \dot{\bar{R}}); \\ & \left(1 + \frac{\bar{R}^3}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \right) \ddot{\bar{z}} = - \frac{g R_0}{c_0^2} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \bar{R}^3 \right) - \\ & - \frac{3}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \bar{R}^2 \dot{\bar{R}} \dot{\bar{z}} - \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \bar{R}^2 \dot{\bar{z}} |\dot{\bar{z}}|. \end{aligned} \quad (20)$$

В [12] в качестве начальных условий задавались нулевая начальная скорость и ускорение при $\bar{R} = 1$.

Предлагаемый метод оценки параметров пульсации пузыря

Suggested method of assessment for bubble pulse parameters

В настоящем разделе приведена математическая модель, позволяющая оценить параметры пульсации пузыря в широком диапазоне изменения глубины взрыва. Вывод уравнений данной модели базируется на основных положениях и зависимостях, приведенных в [2], которые дополняются уравнениями, определяющими вертикальное перемещение пузыря под действием силы тяжести.

Далее звездочкой (*) обозначаются параметры, соответствующие начальному моменту времени $t = t_*$. Для величин, характеризующих длину и время, используются масштабные коэффициенты R_0 и R_0/c_0 соответственно. Начало координат располагается на поверхности воды. Положительное направление оси Z направлено в сторону увеличения глубины.

Уравнение сохранения удельной энергии (энергии, отнесенной к начальному объему заряда ВВ) при радиальном движении пузыря с учетом [2] можно записать в виде

$$\frac{3}{2} \rho_0 c_0^2 \bar{R}^3 \dot{\bar{R}}^2 - (\epsilon_{kin})_{\bar{R}^*} = \epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_3, \quad (21)$$

где $(\epsilon_{kin})_{\bar{R}^*} = \frac{3}{2} \rho_0 c_0^2 \bar{R}_*^3 \dot{\bar{R}}_*^2$ – кинетическая энергия радиального потока жидкости, расходящегося от поверхности пузыря при $\bar{R} = \bar{R}_*$;

$$\epsilon_1 = 3 \int_{\bar{R}_*}^{\bar{R}} p_{gb} \bar{R}^2 d\bar{R} = 3 \int_{\bar{t}_*}^{\bar{t}} p_{gb} \bar{R}^2 \dot{\bar{R}} d\bar{t} - \text{работа, произ-}$$

водимая газообразными продуктами взрыва (давлением p_{gb}) при расширении газового пузыря от \bar{R}_* до \bar{R} ;

$$\begin{aligned}\varepsilon_2 &= 3 \int_{\bar{R}^*}^{\bar{R}} \left(-\frac{dp_{gb}}{d\bar{R}} \right)_{\bar{r}=\bar{R}} \dot{\bar{R}} (1 - \dot{\bar{R}}) \bar{R}^3 d\bar{R} = \\ &= 3 \int_{\bar{t}^*}^{\bar{t}} \left(-\frac{dp_{gb}}{d\bar{t}} \right)_{\bar{r}=\bar{R}} \dot{\bar{R}} (1 - \dot{\bar{R}}) \bar{R}^3 d\bar{t} - \text{энергия, которая}\end{aligned}$$

расходуется при излучении давления при радиальном движении пузыря от \bar{R}^* до \bar{R} ;

ε_3 – работа, производимая против гидростатического давления p_z при изменении размеров пузыря от \bar{R}^* до \bar{R} .

При отсутствии вертикального перемещения пузыря, как это принималось в [2],

$$\varepsilon_3 = -(\bar{R}_*^3 - \bar{R}^3) p_z.$$

Если учесть вертикальное перемещение центра пузыря, то работа ε_3 может быть представлена интегралом

$$\varepsilon_3 = 3 \int_{\bar{R}^*}^{\bar{R}} \bar{R}^2 p_z d\bar{R} = 3 \int_{\bar{t}^*}^{\bar{t}} \bar{R}^2 \dot{\bar{R}} p_z d\bar{t},$$

здесь $p_z = \rho_0 g (z + 10,3)$ – текущее гидростатическое давление, соответствующее положению центра пузыря;

$z = z^* - \Delta z$ – текущее положение центра пузыря;

$z^* = z_0$ – глубина взрыва.

Уравнение (21) необходимо дополнить членами, обеспечивающими сохранение энергии при вертикальном перемещении пузыря переменного радиуса. Изменение кинетической энергии при таком движении должно равняться работе всех сил, действующих на пузырь при перемещении его центра на участке Δz . Следовательно,

$$(\Delta \varepsilon_{kin})_z = \int_{\bar{z}^*}^{\bar{z}} (f_1 + f_2 - f_3) d\bar{z},$$

где

$$(\Delta \varepsilon_{kin})_{\bar{z}} = (\varepsilon_{kin})_{\bar{z}} - (\varepsilon_{kin})_{\bar{z}^*};$$

$$(\varepsilon_{kin})_{\bar{z}} = \frac{1}{2} \rho_0 c_0^2 \left(k_D \bar{R}^3 + \frac{\rho_{ex}}{\rho_0} \right) \dot{\bar{z}}^2 - \text{удельная кинетическая}$$

энергия с учетом массы продуктов взрыва и присоединенной массы воды;

$$(\varepsilon_{kin})_{\bar{z}^*} = \frac{1}{2} \rho_0 c_0^2 \left(k_D \bar{R}_*^3 + \frac{\rho_{ex}}{\rho_0} \right) \dot{\bar{z}}_*^2 - \text{то же в началь-$$

ный момент времени $\bar{t} = \bar{t}^*$;

k_D – коэффициент присоединенной массы воды;

$f_1 = \rho_{ex} g$ – удельная сила веса продуктов взрыва;

$$f_2 = \frac{3}{8} \frac{\rho_0 c_0^2}{R_0} C_D \bar{R}^2 \dot{\bar{z}}^2 - \text{удельная сила сопротивления}$$

воды при поступательном движении пузыря;

$$f_3 = \rho_0 g \bar{R}^3 - \text{удельная сила плавучести.}$$

В общем случае коэффициенты k_D и C_D являются переменными, зависящими от \bar{z} . В связи с их неопределенностью целесообразно принять $k_D = 0,5$, как для сферы, а коэффициент C_D , как и для уравнений (9), выбирать постоянным исходя из экспериментальных данных. В соответствии с проведенными оценками для данной расчетной схемы коэффициент C_D может лежать в диапазоне 1,4–1,8. При этом при увеличении коэффициента величина максимального вертикального перемещения уменьшается, а максимального давления увеличивается.

Переходя в последнем уравнении от интегрирования по \bar{z} к интегрированию по \bar{t} , получим

$$\frac{1}{2} \rho_0 c_0^2 \left(\frac{\bar{R}^3}{2} + \frac{\rho_{ex}}{\rho_0} \right) \dot{\bar{z}}^2 - (\varepsilon_{kin})_{z^*} = \varepsilon_4 + \varepsilon_5 - \varepsilon_6, \quad (22)$$

$$\text{где } \varepsilon_4 = \rho_{ex} g R_0 (\bar{z} - \bar{z}^*); \quad \varepsilon_5 = \frac{3}{8} C_D \rho_0 c_0^2 \int_{\bar{t}^*}^{\bar{t}} \bar{R}^2 \dot{\bar{z}}^3 d\bar{t};$$

$$\varepsilon_6 = \rho_0 g R_0 \int_{\bar{t}^*}^{\bar{t}} \bar{R}^3 \dot{\bar{z}} d\bar{t}.$$

Складывая левые и правые части уравнений (21) и (22), получим уравнение сохранения энергии при радиальном движении пузыря с учетом его вертикального перемещения

$$\begin{aligned}\frac{3}{2} \rho_0 c_0^2 \bar{R}^3 \dot{\bar{R}}^2 + \frac{1}{2} \rho_0 c_0^2 \left(\frac{\bar{R}^3}{2} + \frac{\rho_{ex}}{\rho_0} \right) \dot{\bar{z}}^2 - (\varepsilon_{kin})_* = \\ = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \varepsilon_3 + \varepsilon_4 + \varepsilon_5 - \varepsilon_6,\end{aligned} \quad (23)$$

$$\text{где } (\varepsilon_{kin})_* = (\varepsilon_{kin})_{\bar{R}^*} + (\varepsilon_{kin})_{\bar{z}^*}.$$

В уравнение (23) входят две неизвестные функции – $\bar{R}(\bar{t})$ и $\bar{z}(\bar{t})$. Вторым уравнением для определения этих функций будет уравнение вертикального движения пузыря, которое можно записать в виде

$$\begin{aligned}\left(1 + \frac{\rho_0 \bar{R}^3}{\rho_{ex} 2} \right) \dot{\bar{z}} = \frac{g R_0}{c_0^2} \left(1 - \frac{\rho_0 \bar{R}^3}{\rho_{ex}} \right) + \\ + \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \bar{R}^2 \dot{\bar{z}}^2 - \frac{3}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{ex}} \bar{R}^2 \dot{\bar{R}} \dot{\bar{z}}.\end{aligned} \quad (24)$$

Продифференцировав уравнение (23) по безразмерному времени \bar{t} и выполнив необходимые

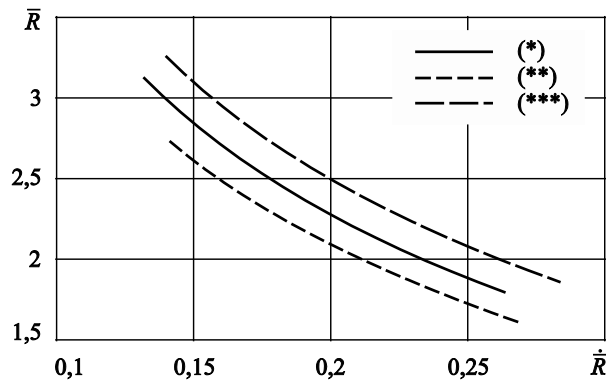


Рис. 5. Соотношение между перемещением и скоростью расширения поверхности пузыря в начальные моменты времени

Fig. 5. Displacement vs expansion rate of bubble surface at initial moments of time

преобразования, это уравнение можно представить в виде

$$\bar{R}\ddot{\bar{R}} + \frac{3}{2}\dot{\bar{R}}^2 - \frac{1}{4}\dot{\bar{z}}^2 = \frac{p_{gb} - p_z}{\rho_0 c_0^2} - \frac{\bar{R}}{\rho_0 c_0^2} (-\dot{p}_{gb})(1 - \dot{\bar{R}}).$$

Принимая адиабатическую зависимость давления продуктов взрыва от радиуса пузыря в виде $p_{gb}(\bar{R})^{3\gamma} = K$ ($K = 850$ МПа), последнее уравнение можно переписать так:

$$\begin{aligned} \bar{R}\ddot{\bar{R}} + \frac{3}{2}\dot{\bar{R}}^2 - \frac{1}{4}\dot{\bar{z}}^2 &= \\ &= \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \frac{K}{\bar{R}^{3\gamma}} \left(1 - 3\gamma\dot{\bar{R}} + 3\gamma\dot{\bar{R}}^2\right) - \frac{p_z}{\rho_0 c_0^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

Давление в жидкости на расстоянии \bar{r} от точки взрыва будет определяться зависимостью, аналогичной (10)

$$\Delta p = \frac{\bar{R}}{\bar{r}} \left[\Delta p_{gb} + \frac{\rho_0 c_0^2}{2} \left(\dot{\bar{R}}^2 + \frac{\dot{\bar{z}}^2}{2} \right) \right], \quad (26)$$

и, соответственно, импульс положительной фазы давления – интегрированием этой зависимости.

Проведенные предварительные расчетные оценки показали, что важным для получения адекватных результатов является соответствующий выбор начальных условий. Начальные условия для $\bar{R}(0)$ и $\dot{\bar{R}}(0)$ устанавливались с использованием подхода, предложенного в [13]. В соответствии с [13] для определения движения поверхности пузыря в начальной фазе расширения

используется профиль давления ударной волны в дальнем поле в виде

$$p = p_m \left(0,8251 e^{-1,338\tau} + 0,1749 e^{-0,1805\tau} \right)$$

при $\tau \leq 7$, где $\tau = t/\theta$.

Для ТНГ рассмотрено три набора эмпирических зависимостей для p_m и θ ****), а именно:

$$p_m = 52,4 \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{1,13}, \text{ МПа,}$$

$$\theta = 0,092 \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{-0,18}, \text{ мс при } \rho_{ex} = 1,52 \text{ г/см}^3; \quad (*)$$

$$p_m = 52,5 \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{1,13}, \text{ МПа,}$$

$$\theta = 0,084 \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{-0,23}, \text{ мс при } \rho_{ex} = 1,6 \text{ г/см}^3; \quad (**)$$

$$p_m = 52,16 \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{1,13}, \text{ МПа,}$$

$$\theta = 0,0904 \sqrt[3]{Q} \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \right)^{-0,185}, \text{ мс при } \rho_{ex} = 1,6 \text{ г/см}^3. \quad (***)$$

Используя соотношение между профилем давления и движением пузыря в виде $p = (\rho_0 / 4\pi R) \ddot{V}$, где V – объем пузыря, можно определить объемное ускорение поверхности пузыря и, соответственно, радиальное перемещение $\bar{R}(t)$ и скорость $\dot{\bar{R}}(t)$.

На основании данного подхода нами были определены зависимости $\bar{R}(\dot{\bar{R}})$ для трех указанных выше наборов p_m и θ (рис. 5). Учитывая, что в интервале $\bar{R} \leq 2$ на процесс расширения газового пузыря мало влияет гидростатическое давление, в качестве начального момента можно принять $\bar{R}(0) = 2$ и соответствующую этому значению скорость расширения. Далее принималось среднее для трех наборов эмпирических параметров значение $\dot{\bar{R}}(0) = 0,24$. Для оценки рассматриваемых начальных параметров может быть использован также подход, предложенный в [2]. Однако в этом случае скорость расширения по-

*****) В цитируемой работе [13] формулы для p_m и θ записаны относительно переменной \bar{r} .

верхности пузыря получается явно завышенной. Дополнительными начальными условиями являются $\bar{z}(0) = \bar{z}_0$, $\dot{\bar{z}}(0) = 0$.

Для указанной совокупности начальных условий с учетом экспериментальных данных коэффициент C_D принимался равным 1,6. Таким образом, уравнения (24)–(26) при указанных начальных условиях полностью определяют параметры пульсации газового пузыря.

Следует заметить, что полученные уравнения (24)–(25) с точностью до некоторых членов соответствуют уравнениям (20). Поэтому можно ожидать, что при задании одинаковых начальных условий результаты расчетов с использованием этих уравнений будут близки.

В качестве иллюстрации на рис. 6 приведены результаты расчета зависимостей параметров пульсации пузыря (радиуса, вертикального перемещения и избыточного давления) от времени при взрыве заряда $Q = 150$ кг на глубине $h = 50$ м. В этом случае максимальное давление равняется $\Delta p_{m1} \cdot \bar{r} = 115,8$ МПа, а импульс положительной фазы избыточного давления – $\bar{J}_+ \cdot \bar{r} = 7766$ МПа (здесь и далее $\bar{J}_+ = J_+ \frac{c_0}{R_0}$) и продолжительность этой фазы – $\bar{t}_+ = 411,5$.

Если бы вертикальное перемещение пузыря не учитывалось, то соответствующие величины равнялись бы $\Delta p_{m1} \cdot \bar{r} = 202,5$ МПа, $\bar{J}_+ \cdot \bar{r} = 8151$ МПа, $\bar{t}_+ = 390,9$. Таким образом, для рассматриваемых условий взрыва учет вертикального перемещения привел к существенному, на ~40 %, уменьшению максимального давления пульсации. В то же время импульс положительной фазы и ее продолжительность изменились незначительно: всего на ~5 %.

На рис. 7 и 8 представлены расчетные зависимости параметров пульсации от глубины взрыва для различных масс заряда (50, 150 и 500 кг). На этих же рисунках приведены зависимости при отсутствии перемещения пузыря. В целом при уменьшении глубины взрыва максимальное давление уменьшается, а приведенные импульс положительной фазы пульсации и продолжительность увеличиваются. Интересно отметить, что для относительно больших масс заряда при уменьшении глубины взрыва приведенный импульс сначала увеличивается, а затем уменьшается (рис. 8).

Как отмечалось выше, перемещение пузыря более существенно влияет на величину давления

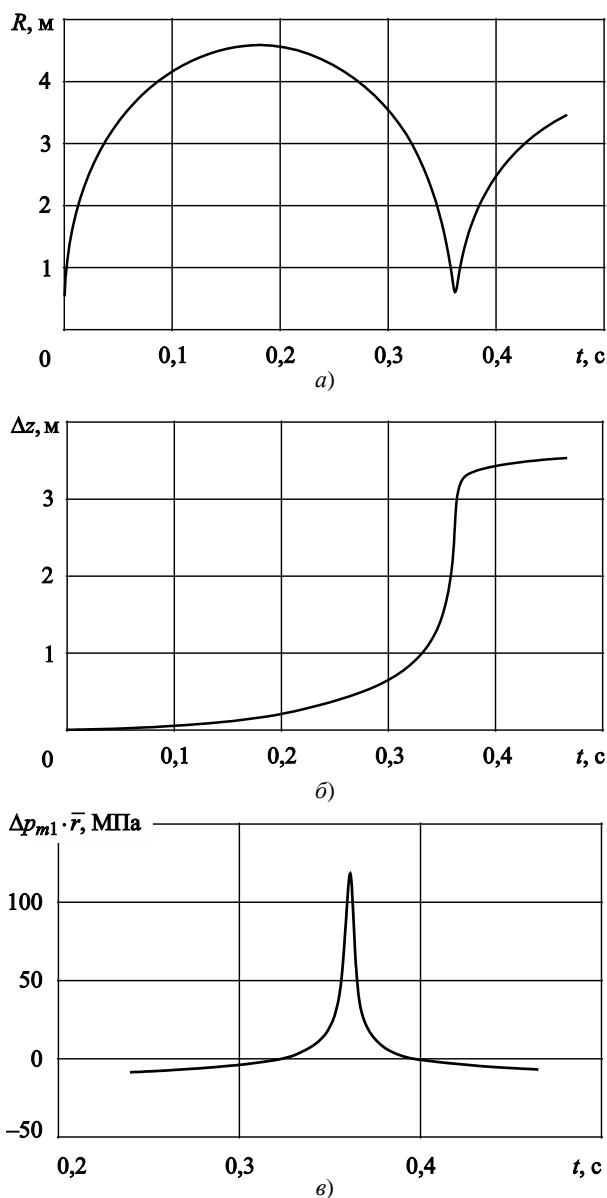


Рис. 6. Зависимость параметров пульсации пузыря – радиуса (а), вертикального перемещения (б) и избыточного давления (в) – от времени в соответствии с (24)–(26)

Fig. 6. Time histories of bubble pulse parameters: radius (a), uplift (b) and overpressure (c) as per Equations (24)–(26)

и в меньшей степени на импульс и его продолжительность. В соответствии с результатами расчетов для приведенных масс зарядов влияние перемещения пузыря на импульс и его продолжительность практически отсутствует при $h > 150$ и 90 м соответственно. Аналогичная ситуация для максималь-

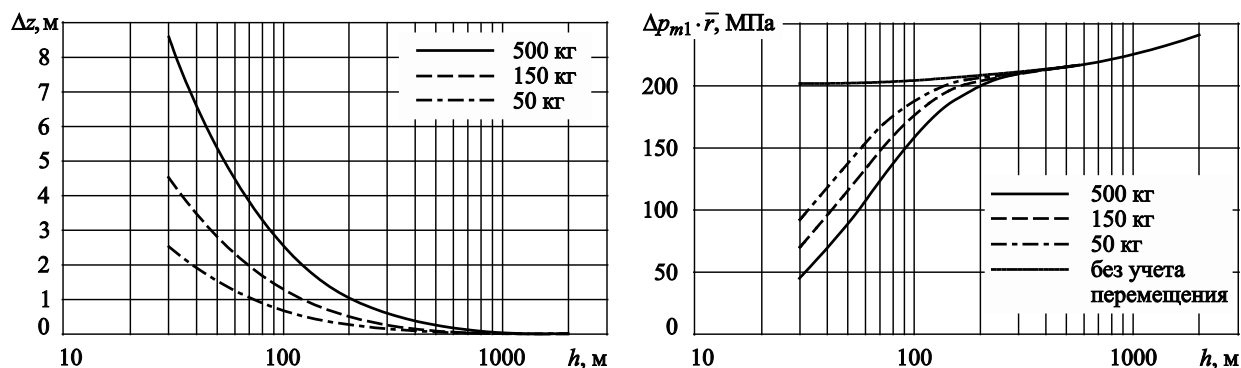


Рис. 7. Зависимость вертикального перемещения и максимального избыточного давления от глубины взрыва в соответствии с (24)–(26)

Fig. 7. Uplift and maximum overpressure versus explosion depth as per Equations (24)–(26)

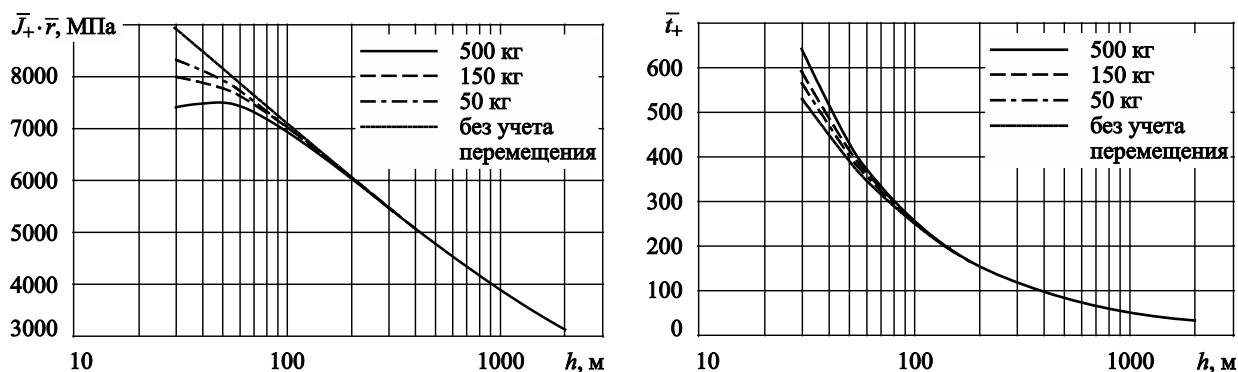


Рис. 8. Зависимость импульса и продолжительности положительной фазы пульсации от глубины взрыва в соответствии с (24)–(26)

Fig. 8. Pulse impact and positive-phase duration versus explosion depth as per Equations (24)–(26)

ного давления имеет место при $h > 300$ м. В диапазоне глубин взрыва, где проявляется влияние вертикального перемещения пузыря, увеличение массы заряда при одинаковой глубине приводит к уменьшению максимального давления и импульса положительной фазы пульсации, при этом продолжительность положительной фазы несколько увеличивается.

Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных

Calculation results vs test data

В данном разделе приведены сравнительные оценки результатов расчетов параметров пульсации пузыря, полученные по предлагаемому методу расчета, с другими методами и расчетными зависимостями, а также с экспериментальными данными.

Относительно последних предварительно отметим, что при измерении давлений при пульсации пузыря имеется множество факторов, вносящих погрешности в результаты измерений и приводящих к появлению значительного разброса в экспериментальных данных. Все это затрудняет интерпретацию и оценку результатов испытаний. Подробно эти вопросы рассмотрены в [1].

Одним из эффектов, влияющих на интерпретацию и оценку результатов, являются всплески (острые пики с большой амплитудой) на кривой «давление – время», которые накладываются на профиль основной кривой. Такие всплески обычно наблюдаются при быстром вертикальном движении пузыря, реализующемся при относительно небольшой глубине взрыва. В этом случае проявляется гидродинамическая неустойчивость пузыря, он теряет сферическую форму,

происходит схлопывание отдельных локальных газовых объемов.

На рис. 9 приведены записи давления при взрыве заряда массой 10 кг на различных глубинах. Измерения выполнялись в ближней зоне взрыва на дистанции до 15 м. На рис. 9б при глубине взрыва 15,5 м хорошо видно наличие острых пиков большой амплитуды, имеющих случайный характер. Случайность проявляется, в частности, в том, что амплитуда пика, зафиксированного датчиком, расположенным дальше от заряда, но в другом направлении, оказалась заметно выше, чем амплитуда у более близко находящегося датчика. При взрыве на глубине примерно 50 м запись носит достаточно плавный характер. Это позволяет полагать, что в процессе пульсации пузырь сохраняет форму, близкую к сферической.

При обработке экспериментальных данных с целью их дальнейшего использования для сопоставления с результатами расчетов упомянутые пики устранялись. Для этого использовались нерекурсивные низкочастотные фильтры. При этом та-

кая обработка практически не влияла на величину импульса положительной фазы давления (отличие не превышало 1 %) при одинаковой выбранной продолжительности фазы t_+ .

Для оценки результатов расчетов использовались имеющиеся экспериментальные данные, полученные при взрывах зарядов ТНТ массой 0,04, 0,053, 4, 10 и 20 кг во взрывной камере высокого давления (ВКВД) Крыловского центра и в открытой акватории, а также экспериментальные данные, приведенные в [8] для заряда массой 227 кг. В работе [8] максимальное давление при пульсации пузыря на разных глубинах взрыва приведено в виде отношения измеренного давления к расчетному давлению при отсутствии вертикального перемещения. Для определения величины измеренного давления в настоящей работе сначала в соответствии с зависимостями (9)–(10) при $\alpha = \beta = 0$ вычислялось расчетное давление. Затем на основании приведенного в [8] значения отношения для данной глубины взрыва рассчитывалась величина измеренного давления.

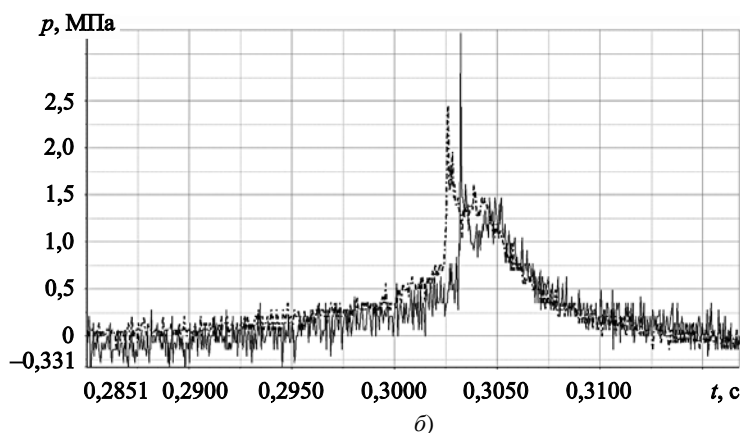
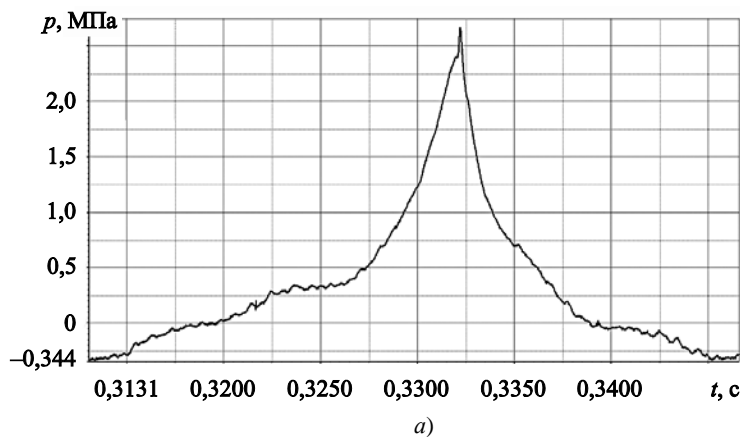


Рис. 9. Запись давления пульсации пузыря при взрыве заряда $Q = 10$ кг на разных глубинах:

а) $h = 48,6$ м; б) $h = 15,5$ м

Fig. 9. Time history of explosion bubble pulses for charge weight $Q = 10$ kg at different depths:

а) $h = 48.6$ m; б) $h = 15.5$ m

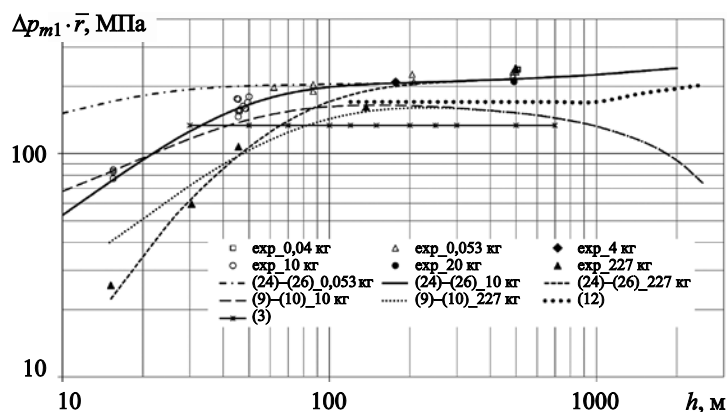


Рис. 10. Максимальное избыточное давление пульсации пузыря при разных глубинах взрыва

Fig. 10. Maximum overpressure of bubble pulses at different explosion depths

На рис. 10 приведено сопоставление результатов расчетов и экспериментальных данных для максимального избыточного давления пульсации пузыря. Экспериментальные данные указаны различными значками. Как видно, предлагаемое решение (24)–(26) хорошо соответствует экспериментальным данным в широком диапазоне изменения глубины взрыва и массы заряда. При $h > 200\text{--}300$ м влияние вертикального перемещения пузыря на максимальное давление практически отсутствует, соответственно, для данного диапазона глубин соблюдается условие энергетического подобия: в сходственных точках $\bar{r} = \text{const}$ (или $\sqrt[3]{Q} / r = \text{const}$) давление одинаково.

Решение (9)–(10) и формула (12), как отмечалось выше, дополняют друг друга и совместно качественно верно отражают влияние глубины взрыва на максимальное давление пульсации. Стыковка результатов в этом случае имеет место при глубине 150–200 м. При этом формула (12) дает несколько заниженные результаты относительно приведенных экспериментальных данных.

На импульс положительной фазы давления вертикальное перемещение пузыря оказывает влияние в меньшей степени, чем на максимальное давление (рис. 11). В соответствии с экспериментальными данными уже при $h > 70\text{--}80$ м для приведенного импульса \bar{J}_+ соблюдается условие энергетического подобия. С экспериментальными данными хорошо соотносится решение (24)–(26).

Решение (9)–(10) не в полной мере отвечает экспериментальным данным, причем в применимом (по максимальному давлению) диапазоне глубин до 200 м дает несколько завышенные результаты. Для глубин до 100 м данное решение практически совпадает с формулой (4). Формула (13), ориентированная на глубины более 200 м, демонстрирует более интенсивное по сравнению с экспериментальными данными уменьшение импульса с увеличением глубины взрыва.

Влияние глубины взрыва на вертикальное перемещение пузыря иллюстрирует рис. 12. Как видно, наибольшее качественное и количественное отклонение от экспериментальных данных и других расчетных результатов в сторону завышения пере-

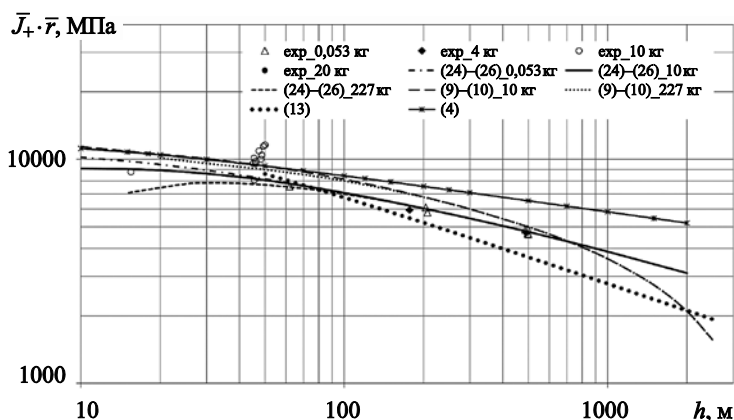
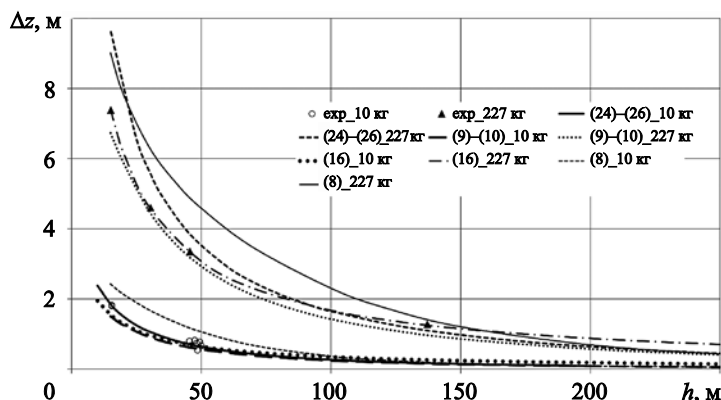


Рис. 11. Импульс положительной фазы давления при пульсации пузыря для различной глубины взрыва

Fig. 11. Impact of positive-phase pressure for bubble pulses at different explosion depths

Рис. 12. Вертикальное перемещение пузыря при разных глубинах взрыва

Fig. 12. Bubble uplift at different explosion depths



мещения дает зависимость (8). Погрешность ее применения, прежде всего, связана с выбором зависимости изменения радиуса пузыря от времени в виде синусоиды, что заметно отличается от «точной» зависимости, аппроксимация которой может быть записана, например, в виде, предложенном в [2] или [3]. Формула (16) является, по существу, аппроксимацией экспериментальных данных [8] для $Q = 227$ кг, и ее экстраполяция в область глубин более 140 м приводит к завышению перемещения пузыря. Для заряда массой $Q = 10$ кг эта формула оказывается уже менее точной.

Наилучшее соответствие с приведенным набором экспериментальных данных дает решение (9)–(10), в котором учитывается влияние свободной поверхности. Предлагаемое решение (24)–(26), где это влияние не учитывается, наибольшую погрешность дает при глубине взрыва $h \leq 5R_{\max}$, которая достигает 30 % при $h = 2R_{\max}$. Несмотря на такую погрешность, это, как показано выше, не отражается на хорошей сходимости решения (24)–(26) с экспериментальными данными в области относительно небольших глубин по максимальному давлению и импульсу пульсации пузыря. Для глубин взрыва более $5R_{\max}$ погрешность по перемещению не превышает 10–15 %.

Приведенное сравнение и обсуждение результатов расчетов и экспериментальных данных показывают, что предлагаемое решение (24)–(26) обеспечивает достаточно высокую точность оценок параметров пульсации пузыря в широком диапазоне изменения глубины взрыва зарядов ТНТ различной массы.

Заключение

Conclusion

В настоящей работе представлено решение для оценки параметров пульсации газового пузыря при

подводном взрыве с учетом его вертикального перемещения. По сравнению с известными решениями и эмпирическими формулами предложенное решение обеспечивает оценку параметров пульсации в широком диапазоне изменения глубины взрыва и массы заряда. Данное решение в целом достаточно хорошо соответствует имеющимся экспериментальным данным.

Результаты расчетов показывают, что наиболее чувствительным к влиянию глубины взрыва (и, соответственно, к учету вертикального перемещения пузыря) является максимальное избыточное давление при пульсации. В зависимости от массы заряда это влияние сохраняется до глубин примерно 300 м. Отсутствие практического влияния глубины взрыва на импульс положительной фазы давления при пульсации имеет место при $h > 150$ м, а на продолжительность этой фазы – при $h > 90$ м.

Результаты работы могут быть использованы для оценок воздействия подводного взрыва на морские объекты и сооружения.

Список использованной литературы

1. Коул Р. Подводные взрывы. Москва : Изд-во иностр. лит., 1950. 494 с.
2. Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Ленинград : Судостроение, 1967. 387 с.
3. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.
4. Swisdak M.M. Explosion Effects and Properties: Pt. II. Explosion Effects in Water / Naval Surface Weapons Centre. Dahlgren, 1978. 109 p. (NSWC/WOL TR ; № 76–116).
5. Reid W.D. The response of ships to underwater explosion : Report / Aeronautical and Maritime Research Laboratory. Melbourne, 1996. 38 p. (DSTO-GD-0109).

6. Structural integrity assessment of pipeline subjected to an underwater explosion / *P. Monti, C. Molinari, M. Bocciairelli* [et al.] // Proceedings of the ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE'2011). New York : ASME, 2011. Vol. 4: Pipeline and riser technology. P. OMAE2011-49178, p. 159–168.
7. Effects of Underwater Explosion on Pipeline Integrity / *L.M. Bartolini, L. Marchionni, C. Molinari, A. Parrella* // Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE'2015). St. John's, 2015. Vol. 5A: Pipeline and Riser Technology. P. OMAE2015-41092, 15 p. DOI: 10.1115/omae2015-41092.
8. *Hicks A.N.* The theory of explosion induced ship whipping motions / Naval Construction Research Establishment. Dunfermline, 1972. VII, 204 p. (Report ; NCRE/R579).
9. *Vernon T.A.* Whipping response of ship hulls from underwater explosion bubble loading / Defence Research Establishment Atlantic. Dartmouth, 1986. VI, 42, [2] p. (Technical memorandum ; № 86/225).
10. *Zhang N., Zong Z., Zhang W.* Dynamic response of a surface ship structure subjected to an underwater explosion bubble // Marine Structures. 2014. Vol. 35. P. 26–44. DOI: 10.1016/j.marstruc.2013.11.001.
11. *Brainard B.C.* An underwater explosion-induced ship whipping analysis method for use in early-stage ship design : master thesis / Virginia Polytechnic Institute and State University. Blacksburg, 2015. X, 142 p.
12. Loading on a rigid target from close proximity underwater explosions / *M. Riley, M. Smith, J.E. van Aanholt, N. Alin* // Shock and Vibration. 2012. Vol. 19, No. 4. P. 555–571. DOI: 10.3233/SAV-2011-0650.
13. *Geers T.L., Hunter K.S.* An integrated wave-effects model for an underwater explosion bubble // Journal Acoustical Society of America. 2002. Vol. 111, No. 4. P. 1584–1601. DOI: 10.1121/1.1458590.
14. *Манзюк А.А., Фремке Л.В.* Оценка действия вторичных волн давления близкого неконтактного подводного взрыва на конструкции подводных лодок: приложение 4 к техническому отчету по теме А-III-37. Ленинград : ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, 1966.
15. Experimental and numerical investigation on bubble dynamics near a free surface and a circular opening of plate / *N.N. Liu, W.B. Wu, A.M. Zhanga, Y.L. Liu* // Physics of Fluids. 2017. Vol. 29, No. 10. P. 107102. DOI: 10.1063/1.4999406.
2. *Zamyshlyayev B.V., Yakovlev Yu.S.* Dynamic loads caused by underwater explosion. Leningrad : Sudostroyeniye, 1967. 387 p. (in Russian).
3. *Kedrinsky V.K.* Explosion hydrodynamics: experiment and models. Novosibirsk : Publishing House of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 2000. 435 p. (in Russian).
4. *Swisdak M.M.* Explosion Effects and Properties: Pt. II. Explosion Effects in Water / Naval Surface Weapons Centre. Dahlgren, 1978. 109 p. (NSWC/WOL TR ; No. 76–116).
5. *Reid W.D.* The response of ships to underwater explosion : Report / Aeronautical and Maritime Research Laboratory. Melbourne, 1996. 38 p. (DSTO-GD-0109).
6. Structural integrity assessment of pipeline subjected to an underwater explosion / *P. Monti, C. Molinari, M. Bocciairelli* [et al.] // Proceedings of the ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE'2011). New York : ASME, 2011. Vol. 4: Pipeline and riser technology. P. OMAE2011-49178, p. 159–168.
7. Effects of Underwater Explosion on Pipeline Integrity / *L.M. Bartolini, L. Marchionni, C. Molinari, A. Parrella* // Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE'2015). St. John's, 2015. Vol. 5A: Pipeline and Riser Technology. P. OMAE2015-41092, 15 p. DOI: 10.1115/omae2015-41092.
8. *Hicks A.N.* The theory of explosion induced ship whipping motions / Naval Construction Research Establishment. Dunfermline, 1972. VII, 204 p. (Report ; NCRE/R579).
9. *Vernon T.A.* Whipping response of ship hulls from underwater explosion bubble loading / Defence Research Establishment Atlantic. Dartmouth, 1986. VI, 42, [2] p. (Technical memorandum; No. 86/225).
10. *Zhang N., Zong Z., Zhang W.* Dynamic response of a surface ship structure subjected to an underwater explosion bubble // Marine Structures. 2014. Vol. 35. P. 26–44. DOI: 10.1016/j.marstruc.2013.11.001.
11. *Brainard B.C.* An underwater explosion-induced ship whipping analysis method for use in early-stage ship design : master theses / Virginia Polytechnic Institute and State University. Blacksburg, 2015. X, 142 p.
12. Loading on a rigid target from close proximity underwater explosions / *M. Riley, M. Smith, J.E. van Aanholt, N. Alin* // Shock and Vibration. 2012. Vol. 19, No. 4. P. 555–571. DOI: 10.3233/SAV-2011-0650.
13. *Geers T.L., Hunter K.S.* An integrated wave-effects model for an underwater explosion bubble // Journal

References

1. *Cole R.H.* Underwater explosions (Russian translation). Moscow : Foreign Languages Publishing House, 1950. 494 p.

- Acoustical Society of America. 2002. Vol. 111, No. 4. P. 1584–1601. DOI: 10.1121/1.1458590.
14. *Manzyuk A.A., Fremke L.V.* Secondary pressure waves of near-field non-contact underwater explosion: structural impact upon submarines. Annex 4 to Report under Project A-III-37. Leningrad : Krylov Central Research Institute, 1966 (*in Russian*).
 15. Experimental and numerical investigation on bubble dynamics near a free surface and a circular opening of plate / *N.N. Liu, W.B. Wu, A.M. Zhang, Y.L. Liu* // *Physics of Fluids*. 2017. Vol. 29, No. 10. P. 107102. DOI: 10.1063/1.4999406.

Сведения об авторе

Дульнев Андрей Иванович, начальник лаборатории ФГУП «Крыловский государственный научный центр». Адрес: 196158, Россия, Санкт-Петербург, Московское шоссе, д. 44. Тел.: +7 (812) 415-48-23. E-mail: A_Dulnev@ksrc.ru. <https://orcid.org/0000-0003-3073-0576>.

About the author

Andrey I. Dulnev, Head of Laboratory, Krylov State Research Centre. Address: 44, Moskovskoe sh., St. Petersburg, Russia, post code 196158. Tel.: +7 (812) 415-48-23. E-mail: A_Dulnev@ksrc.ru. <https://orcid.org/0000-0003-3073-0576>.

Поступила / Received: 28.09.22
Принята в печать / Accepted: 06.02.23
© Дульнев А.И., 2023