

УДК 551.465.41

В.Ю. Чанцев**АНАЛИЗ ВЕРТИКАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ
ВОЗДУШНО-ПУЗЫРЬКОВОЙ ЗАВЕСЫ В ВОДЕ**

Российский государственный гидрометеорологический университет, val@rshu.ru

V.Yu. Chantsev**THE VERTICAL MOTION OF AIR-BUBBLE CURTAIN ANALYSIS**

В статье рассматривается возможность расчета основных параметров воздушно-пузырьковой завесы. Основными характеристиками барботажа выступают частота отрыва воздушных пузырьков и их размер. Скорость всплытия пузырьков связана с их размером. Показано аналитическое решение уравнения импульса, демонстрирующее быстрый выход решения на стационарный режим. Для определения скорости всплытия рассматривается стационарное решение уравнения импульса и условия автомодельности относительно вязкости воды. Полученные результаты полезны для решения практических задач продления навигации в портах замерзающих морей.

Ключевые слова: воздушно-пузырьковая завеса, частота отрыва, размер воздушного пузырька, скорость всплытия.

The article considers a computation possibility of basic air-bubbles curtain parameters. The frequency of air-bubble breakaway and its size are the basic characteristics of the barbotage. Ascent velocity of air bubbles is related to their size. The stationary solution of the momentum equation and the automodel conditions in relation to viscosity of water is regarded for determining the ascent velocity. The obtained results are useful for solving practical problems of extending navigation in the ports of the freezing seas.

Key words: air-bubbles curtain, breakaway frequency, air bubble size, ascent velocity.

Для решения практических задач продления навигации в портах замерзающих морей используют методы борьбы с нарастанием морского льда путем увеличения теплоотдачи от прилежащего слоя воды, либо снижая температуру кристаллизации. Такие методы основаны на создании воздушно-пузырьковой завесы с помощью барботажных установок. Реализации такого подхода посвящаются достаточно много работ [8,10], которые в большей степени опираются на эмпирические выводы для вполне конкретных условий их использования.

Для получения более общего подхода расчета воздушно-пузырьковой завесы, который можно было бы использовать в численных моделях циркуляции вод в ограниченных водных пространствах необходимо найти более физичную взаимосвязь между расходом воздуха системы и скоростью подъема спудного потока воды. Эта скорость в первую очередь связана не просто с общим объемом всплывающих воздушных пузырей, а с их диаметром и частотой их отрыва от источника. Используя теорию размерностей, можно получить выражение, описывающее связь частоты отрыва воздушных пузырей с расходом воздуха. Лабораторные эксперименты по определению частоты отрыва воздушных пузырьков были

представлены в работе В.И. Елисеева, А.П. Толстопята и Л.А. Флеера [1]. Обобщенный анализ этих экспериментов позволил рассматривать выражение для частоты отрыва пузырей в виде:

$$f = A \left(\frac{\rho_w g^3}{\rho_a Q} \right)^{0,2}, \quad (1)$$

где A – численный коэффициент; g – ускорение свободного падения; Q – объемный расход воздуха; ρ_w, ρ_a – плотность воды и воздуха, соответственно.

Диаметр отрывающегося от сопла воздушного пузыря (D_b) является определяющей величиной для формирования вертикальной скорости их всплытия. Этот диаметр можно получить, представив частоту отрыва пузырей воздуха в виде отношения объемного расхода воздуха к объему пузыря. Тогда:

$$D_b = \frac{g}{f_b^2} \left(\frac{C \rho_w}{\pi \rho_a} \right)^{1/3} \quad (2)$$

или

$$D_b = \left[\frac{C}{\pi} \left(\frac{\rho_w Q^6}{\rho_a g^3} \right)^{0,2} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где C – числовая константа.

На частоту отрыва воздушных пузырей и их диаметр помимо величины расхода источника воздуха влияет также и внешнее давление водной среды. Так, увеличение глубины расположения источника воздуха еще больше снижает частоты отрыва пузырей при увеличении его расхода (рис. 1, *a*), а диаметр отрывных пузырей при этом увеличивается (рис. 1, *b*).

Диаметр отрывных пузырей воздуха влияет на скорость их всплытия (w). Для выявления этой взаимосвязи рассмотрим уравнение баланса сил для отрывного воздушного пузыря в воде:

$$m_a \frac{dw}{dt} = G_a + F_A + F_R, \quad (4)$$

где m_a – масса воздушного пузыря; G_a – гравитационная сила; F_A – сила плавучести; F_R – сила сопротивления.

Раскрывая силы правой части уравнения (4), перепишем его в следующем виде:

$$\frac{\pi D_B^3}{6} \frac{dw}{dt} = \frac{\pi D_B^3}{6} (\rho_a - \rho_w) g - C_D \frac{\pi D_B^2}{8} \rho_w w^2, \quad (5)$$

где C_D – безразмерный коэффициент сопротивления.

Уравнение (5) описывает свободное всплытие воздушного пузыря как в ламинарном режиме, так и в турбулентном. Ламинарный, или стоксовый, режим всплытия воздушного пузыря характеризуется числом Рейнольдса $Re \sim 1$ и меньше.

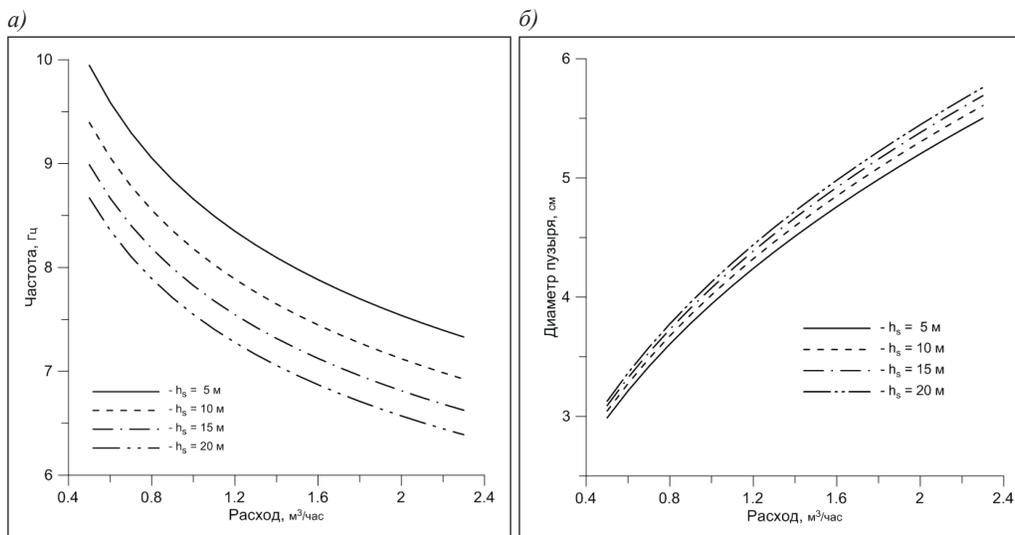


Рис. 1. Влияние глубины расположения источника воздуха: a – на частоту отрыва пузырьков; b – на их диаметр

Для этого режима большинство исследователей, в том числе и Лойцянский [5], определяют коэффициент сопротивления как:

$$C_D = \frac{24}{Re}. \quad (6)$$

При этом Re имеет вид

$$Re = \frac{\rho_w D_B w}{\mu},$$

где μ – динамическая вязкость воды.

Известно, что скорость всплытия воздушных пузырей достаточно быстро выходит на стационарный режим. Решение уравнения (5) с учетом (6) позволяет выявить изменение скорости всплытия со временем. Для этого введем новые переменные

$$-g \frac{\rho_w - \rho_a}{\rho_a} = Z, \quad -\frac{18\mu}{\rho_a D_b^2} = Y \quad (7)$$

и преобразуем уравнение (5) до вида

$$\frac{dw}{dt} = Yw - Z. \quad (8)$$

Если правую часть уравнения (8) обозначить через X , то это уравнение можно переписать как:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{1}{Y} \frac{dX}{dt}. \quad (9)$$

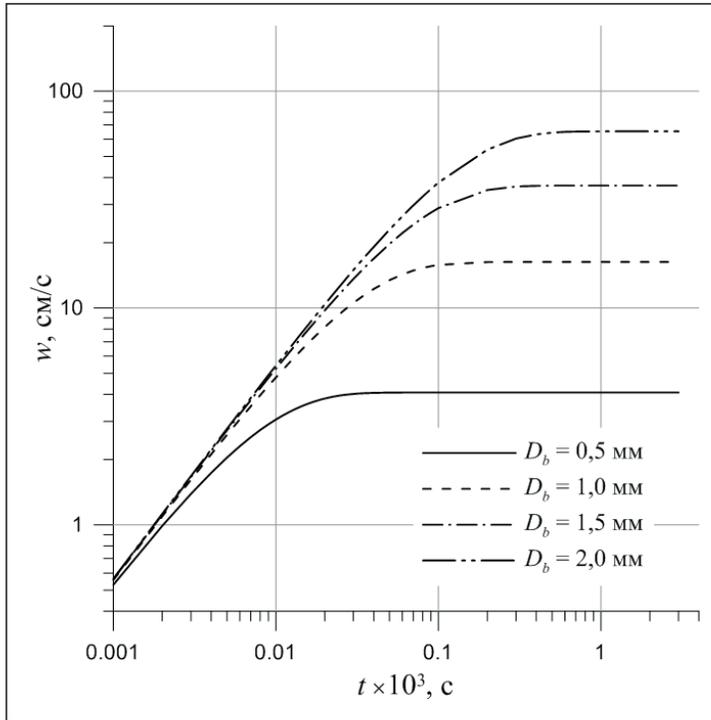


Рис. 2. Выход скорости всплытия пузырей воздуха на стационарный режим для различного диаметра пузырей

Тогда

$$\frac{dX}{X} = Ydt. \tag{10}$$

Решая это уравнение с начальными условиями $t_0 = 0$ и $w_0 = 0$, получим:

$$w = \frac{Z}{Y} [1 - \exp(-Yt)] \tag{11}$$

или

$$w = g \frac{(\rho_w - \rho_a) D_b^2}{18\mu} \left[1 - \exp\left(-\frac{18\mu}{\rho_a D_b^2} t\right) \right]. \tag{12}$$

Результат решения уравнения (12) для различных значений диаметра всплывающих воздушных пузырей представлен на рис. 2.

Из рисунка видно, что скорость всплытия воздушного пузыря очень быстро переходит в стационарный режим и зависит только от его объема. В этом случае можно определить максимальный диаметр пузыря, который обеспечивает стоковый режим всплытия, записав уравнение (5) в стационарной форме:

$$D_{\max} = \left(\frac{18\mu^2}{\rho_w (\rho_w - \rho_a) g} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Исходя из формулы (13) максимальное значение диаметра отрывного пузыря воздуха определяется исключительно характеристиками среды, в которой происходит всплытие. При этом глубина погружения источника воздуха практически не влияет на величину диаметра воздушного пузыря, обеспечивающего стоксовый режим всплытия. Исходя из полученного выражения, можно заключить, что размер всплывающего «стоксового» пузыря сильно ограничен и не превышает 2–3 мм.

Уравнение для скорости свободного всплытия воздушного пузыря в воде в стоксовом режиме получаем из стационарного вида уравнения (5) с учетом выражения для коэффициента сопротивления (6):

$$w = \alpha g \frac{D_b^2 (\rho_w - \rho_a)}{18\mu}, \quad (14)$$

где α – числовая константа. В теоретическом выводе $\alpha = 1$.

Турбулентный режим всплытия в воде практически для всего существующего размерного диапазона воздушных пузырей является определяющим. Характер и особенности движения газовых пузырей в этом режиме подробно анализировались в работах Маленкова [6] и Кутателадзе [3]. Этот режим характеризуется двумя размерными диапазонами всплывающих пузырей, соответствующих числам Рейнольдса $Re \sim 10 \dots 100$ и $Re \sim 1000$.

Первый режим можно считать переходной формой, связанной с изменениями формы пузыря и зависящей от силы поверхностного натяжения. Скорость всплытия пузыря в этом режиме находится из автомодельности относительно вязкости воды:

$$w = \alpha \sqrt{\frac{2\sigma}{D_b (\rho_w - \rho_a)}}. \quad (15)$$

Этот режим действительно является промежуточным для всего размерного диапазона воздушных пузырей в воде. Он действует при $D_b = 5 \dots 10$ мм и демонстрирует снижение скорости при увеличении размеров пузыря.

Уравнение (15) является частным случаем скорости всплытия воздушного пузыря, полученного Маленковым для всего турбулентного режима ($Re \sim 10 \dots 1000$):

$$w = \alpha \left(\beta \frac{2\sigma}{D_b (\rho_w - \rho_a)} + g D_b \frac{\rho_w - \rho_a}{2\rho_w} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Здесь числовые коэффициенты α и β , по Маленкову, являются единичными.

Экспериментальные исследования скорости всплытия газовых пузырей в воде во второй половине XX столетия [2, 4, 7, 9] показали характер зависимости скорости всплытия воздушных пузырей от их диаметра. Рассматриваемые данные

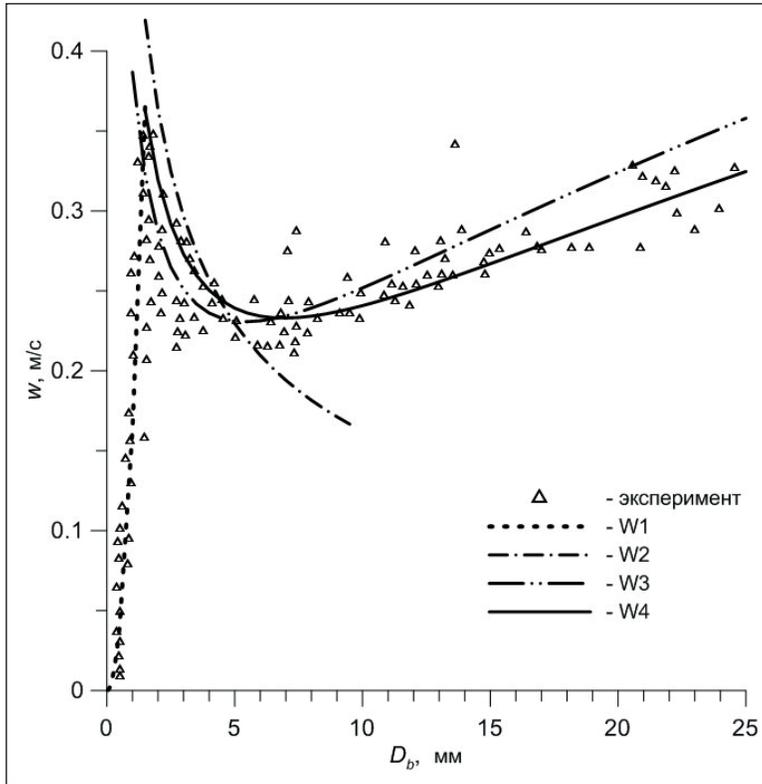


Рис. 3. Зависимость скорости всплытия воздушных пузырей от их диаметра: Δ – экспериментальные данные [2, 4, 7, 9]; W1 – по формуле (14) при $\alpha = 0,42$; W2 – по формуле (15) при $\alpha = 1,45$; W3 – по формуле (16) при $\alpha = 1$ и $\beta = 1$; W4 – по формуле (16) при $\alpha = 0,8944$ и $\beta = 1,625$

полностью подтверждают распределение ламинарного и турбулентного режимов всплытия на всем размерном диапазоне воздушных пузырей (рис. 3).

Ламинарный режим всплытия имеет хорошо выраженный линейный характер и достаточно точно описывается уравнением (14) с числовой константой $\alpha = 0,42$. Почти двукратное уменьшение, по всей видимости, связано с заданием коэффициента сопротивления. Скорость всплытия пузырей для промежуточного турбулентного режима (кривая W2), описываемая уравнением (15), оказалась несколько смещенной относительно данных экспериментов и имеет несколько другой наклон. Это означает, что переходный участок турбулентного режима лучше описывать совместно с режимом больших чисел Рейнольдса. Так, уравнение (16) достаточно хорошо воспроизводит зависимость скорости всплытия воздушных пузырей от их диаметра. Однако предложенное Маленковым уравнение (кривая W3) с $\alpha = 1$ и $\beta = 1$ дает завышенные значения скорости всплытия при повышенных размерах воздушных пузырей. Гораздо лучшее распределение получается при $\alpha = 0,8944$ и $\beta = 1,625$ (кривая W4).

Заключение

Определение частоты отрыва воздушных пузырей в водной среде и их размеры являются основными элементами расчета вертикальной скорости спудного потока воды. Зависимость этих характеристик от величины объемного расхода достаточно успешно можно получать из анализа теории размерностей. Возможность такого подхода подтверждается проведенными лабораторными экспериментами.

Анализ аналитического решения уравнения баланса сил, действующих на воздушный пузырь, показывает, что скорость всплытия выходит на стационарный режим за время, значительно меньшее 1 с. Этот факт позволяет рассматривать всплытие воздушных пузырей в воде как стационарный процесс.

Диаметр всплывающих воздушных пузырей определяет режим их всплытия. Так, ламинарный режим всплытия хорошо описывается теоретическим уравнением движения. В то же время турбулентный режим всплытия лучше описывать автоматической зависимостью относительно вязкости воды. Сравнение полученных уравнений с данными лабораторных экспериментов демонстрирует правильность сделанных выводов.

Литература

1. Елисеев В.И., Толстомят А.П., Флеер Л.А. Частота отрыва пузырей от газового прифурменного объема // Вестник Днепропетровского ун-та. Сер. «Механика». Т. 1, вып. 17, 2013. – С. 86–94.
2. Козлов Б.К., Мологин М.А. О скорости подъема и гидравлическом сопротивлении газоздушных пузырей в жидкости // Изд-во АН СССР, 1951. № 8. – С. 47–62.
3. Кутателадзе С.С., Тырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
4. Лодыженский Р.М. Исследование движения воздушного пузырька в воде при высоких значениях Re // Прикладная химия. Т. 27, вып. 1, 1954. – С. 103–119.
5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
6. Маленков И.Г. О движении больших пузырей газа, всплывающих в жидкости // Журнал прикл. мех-ки и техн. физике, 1968. № 6. – С. 130–134.
7. Сахаров В.А. Экспериментальное определение относительной скорости движения газового пузыря в потоке жидкости // Изв. вузов; Нефть и газ, 1966. № 6. – С. 84–102.
8. Huffmeier J., Sandkvist J. Ice Control Measures in Swedish Harbours / Ice Mechanics and Shipping in Ice-infested Waters, LTU Res. Rep, 2008. PP. 241–284.
9. Krevelen D.W., von Hofstizer P.I. Studies of gasbubble formation. Calculation of interfacial area in bubble contactors // Chem. Engng. Progr., vol. 46, № 1, 1950. PP. 72–88.
10. Pan H., Eranti E. Flow and heat transfer simulations for the design of the Helsinki Vuosaari harbour ice control system // Cold Regions Science and Technology 55, 2009. PP. 304–310.