

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ
И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 534.2

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ
ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОДА–ВОЗДУХ

© 2020 г. А. П. Волощенко*

ФГАОУ ВО Южный федеральный университет, ул. Шевченко 2, Таганрог, 347922 Россия

*e-mail: apvoloshhenko@sfedu.ru

Поступила в редакцию 26.04.2019 г.

После доработки 23.10.2019 г.

Принята к публикации 29.10.2019 г.

Рассмотрено влияние эффекта аномальной прозрачности на прохождение звука из воды в воздух. На основе математической модели рассчитан коэффициент прохождения по давлению через границу раздела вода–воздух с учетом влияния неоднородных плоских волн. Показаны особенности акустического поля в воздухе при расположении подводного источника на расстоянии меньше длины волны от границы раздела сред. Приведены теоретические зависимости коэффициента прохождения по давлению от волнового расстояния от источника до границы раздела сред. Описаны условия и методики измерения коэффициента прохождения сферических волн через плоскую границу раздела сред. Приведены экспериментальные зависимости коэффициента прохождения по давлению от частоты излучения источника и его глубины. Приведены осциллограммы акустических сигналов, прошедших из воды в воздух.

Ключевые слова: неоднородная плоская волна, сферическая волна, граница раздела вода-воздух, коэффициент прохождения

DOI: 10.31857/S032079192002015X

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос взаимосвязи акустических полей в соприкасающихся водной и воздушной средах является одним из основных в акустике и актуален как для фундаментальных, так и для прикладных задач. Согласно расчетам, прохождение акустических волн из воды в воздух незначительно и имеет слабое практическое применение. Данный вывод основан на анализе процессов падения, отражения и прохождения плоских волн от точечного источника сигнала в рамках лучевой теории. Эта теория не может быть использована для описания сферической звуковой волны на расстояниях меньше длины волны от источника сигнала. Лучевая теория не учитывает процессы, которые могут стать причиной значительного увеличения прохождения волн через границу раздела вода–воздух [1–7].

Необходимо отметить теоретические работы [8–10], в которых математически описан процесс прохождения сферических волн через плоскую границу раздела двух сред. В работах доказано, что сферическая волна является суммой однородных и неоднородных плоских волн. Этот факт показан при вычислении интеграла, полученного в результате разложения сферической волны на плоские волны. Из-за своих свойств, амплитуда

неоднородной плоской волны быстро спадает в направлении распространения. Поэтому для большинства прикладных задач ее вкладом в акустическое поле можно пренебречь. Если источник в воде поместить на расстояние меньше длины волны от границы раздела двух сред, то уровень звукового давления в воздухе будет одновременно зависеть от двух типов плоских волн.

Недавно эта задача получила новое решение. В работах [11–13] описана математическая модель, позволяющая оценить степень прохождения акустической энергии через границу раздела вода–воздух. Само явление получило название эффекта аномальной прозрачности. В работе [13] теоретически доказано существование эффекта аномальной прозрачности не только для точечных источников, но и для излучателей с реальными размерами. Был проведен эксперимент [1], подтверждающий данное явление. Однако полученные в ходе лабораторных исследований результаты нельзя назвать исчерпывающими, а сами условия проведения исследований вызывают много вопросов. Поэтому, чтобы дополнить существующие знания о явлении, была проведена серия экспериментальных исследований данного вопроса [14–17].

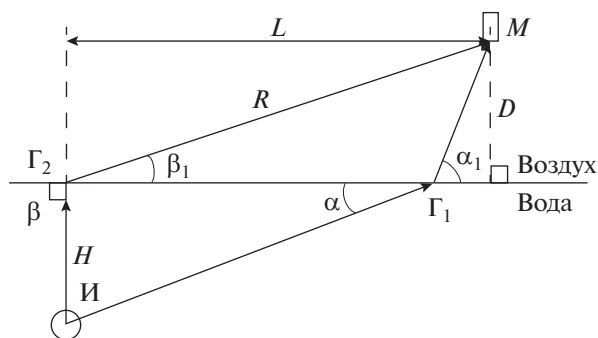


Рис. 1. Распространение однородной (путь ИГ₁М) и неоднородной (путь ИГ₂М) плоских волн от источника И в приемник М для случая $n > 1$.

Однако в работах [14–17] основным доказательством эффекта аномальной прозрачности являются графики зависимостей коэффициента прохождения по давлению для различных условий моделирования и эксперимента. В тоже время практически не рассмотрены причины, объясняющие характер зависимостей. А именно тот факт, что в процессе прохождения звука из воды в воздух участвуют две волны. Отсутствуют осциллограммы, которые наглядно демонстрируют этот факт и являются существенным доказательством эффекта аномальной прозрачности. В результате недочетов в расчетах на графиках зависимостей коэффициента по давлению отсутствуют осцилляции, которые являются результатом интерференции двух волн. Отсутствуют также расчеты скорости распространения неоднородной плоской волны. Целью данной статьи является устранение описанных выше недостатков.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель в работах [11–13] описывает перенос энергии. Данный факт несколько затрудняет привязку результатов моделирования к условиям эксперимента. В работе [8] акустическое поле описано с помощью звукового потенциала, который можно легко преобразовать в акустическое давление. Поэтому наиболее рационально воспользоваться математической моделью работы [8]. Коэффициент прохождения по давлению определяется формулой

$$A_p = 20 \lg \left(\left| \frac{p}{p_0} \right| \right), \tag{1}$$

где p – акустическое давление в точке М (рис. 1) в воздухе, p_0 – акустическое давление в точке И в воде. Путь распространения акустической волны из точки И в точку М в обоих случаях одинаков.

Акустическое давление в воздухе p в точке М складывается из двух составляющих. Первая часть – это акустическое давление p_1 , создаваемое плоской волной, прошедшей путь ИГ₁М. Вторая часть – это акустическое давление p_2 , создаваемое волной, прошедшей путь ИГ₂М. Необходимо отметить, что тип волны, проходящий путь ИГ₂М, на разных участках различен. Отрезок ИГ₂ проходит неоднородная плоская волна. После чего, на границе раздела, происходит ее трансформация в однородную плоскую волну [8]. В итоге, акустическое давление в воздухе волне можно записать как

$$p = p_1 + p_2, \tag{2}$$

$$p_1 = \frac{i\rho_1\omega 2\sqrt{\cos\alpha} e^{ik\left[\frac{H}{\sin\alpha} + \frac{n^2D}{\sqrt{n^2 - \cos^2\alpha}}\right]}}{\sqrt{L\left(\frac{H}{\sin^3\alpha} - \frac{n^2D}{(n^2 - \cos^2\alpha)^{3/2}}\right)} (m\sin\alpha + \sqrt{n^2 - \cos^2\alpha})}, \tag{3}$$

$$p_2 = i\rho_1\omega \frac{2n}{R} e^{ik_1R - kH\sqrt{n^2\cos^2\beta_1 - 1}} \times \left[\frac{\sin\beta_1}{n\sin\beta_1 + im\sqrt{n^2\cos^2\beta_1 - 1}} + \frac{i}{m(1 - n^2)kR} \right], \tag{4}$$

$$R = \sqrt{L^2 + D^2}, \quad \cos\beta_1 > 1/n,$$

$$k^2(L^2 + H^2 + D^2) \gg 1,$$

где L – расстояние между приемником и источником (рис. 1), D – высота приемника, H – глубина источника, ω – угловая частота, α – угол скольжения волны на отрезке ИГ₁, α_1 – угол скольжения волны на отрезке Г₁М, β_1 – угол скольжения волны на отрезке Г₂М, k – волновое

число в воде, k_1 – волновое число в воздухе, $m = \rho_1/\rho$, ρ – плотность воды, ρ_1 – плотность воздуха, n – коэффициент преломления.

Акустическое давление в воде равно

$$p_0 = \frac{i\rho\omega B e^{ikh}}{h}, \tag{5}$$

где $h = \frac{H}{\sin\alpha} + \frac{n^2D}{\sqrt{n^2 - \cos^2\alpha}}$, B – константа, определяемая из граничных условий.

Формулы (1)–(5) позволяют исследовать зависимость коэффициента прохождения по давлению от двух основных параметров: глубины ис-

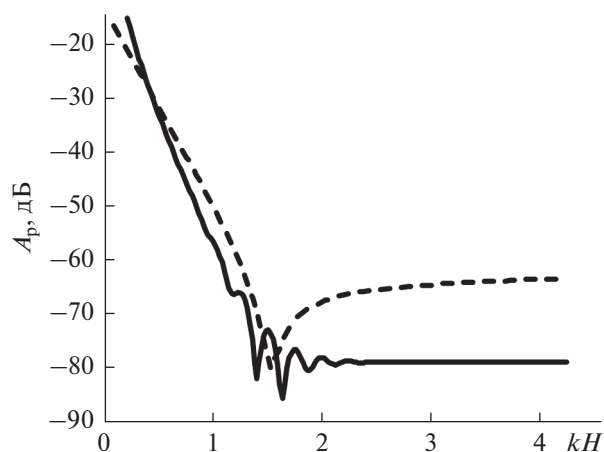


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения по давлению от волнового расстояния от источника до границы раздела. Сплошная линия – $H = 0.05$ м, $L = 0.5$ м, $\alpha = 6^\circ$, $\beta_1 = 11.3^\circ$, $D = 0.1$ м, $f = [1...20]$ кГц. Пунктирная линия – $H = [0.01...0.5]$ м, $L = 0.5$ м, $\alpha = [1.2...45.9]^\circ$, $\beta = 11.3^\circ$, $D = 0.1$ м, $f = 2$ кГц.

точника H и его частоты излучения f . При проведении расчетов примем значения скорости звука в воде c и воздухе c_1 равными $c = 1480$ и $c_1 = 340$ м/с. Значения плотности воды ρ и воздуха ρ_1 примем равными $\rho = 1000$ и $\rho_1 = 1.2$ кг/м³. Тогда значения показателя преломления n и отношения m плотностей двух сред равны $n = 4.35$ и $m = 0.0012$.

Результаты математического моделирования зависимости коэффициента прохождения по давлению A_p от глубины источника H и его частоты излучения f представлены на рис. 2 и 3. Для удобства сравнения зависимостей на рис. 2 параметры H и f связаны при помощи волнового расстояния $kH = 2\pi fH/c$. Сплошной линией показана зависимость коэффициента прохождения при изменении частоты излучения источника. Пунктирной линией показана зависимость коэффициента прохождения при изменении глубины источника.

Из рис. 2 видно, что величина коэффициента прохождения существенно зависит от волнового расстояния от излучателя до границы раздела. При уменьшении волнового расстояния растет уровень акустического давления в воздухе, причем влияние изменения частоты и глубины на коэффициент прохождения неодинаково. Кривые зависимостей на рис. 2 можно условно разделить на три участка. На первом участке ($kH \leq 1$) подавляющее влияние на коэффициент прохождения оказывает акустическая волна, прошедшая путь IG_2M (рис. 1). На втором участке ($1 \leq kH \leq 2$) влияние на коэффициент прохождения оказывает интерференция акустических волн, прошедших путь IG_2M и IG_1M . Поэтому на рис. 2 на втором участке можно наблюдать увеличение или

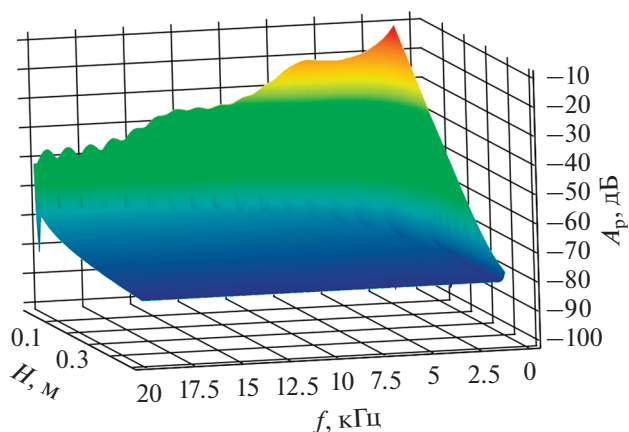


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения по давлению от глубины H источника и его частоты f излучения: $L = 0.5$ м, $\beta_1 = 11.3^\circ$, $D = 0.1$ м.

уменьшение результирующей амплитуды двух волн. На третьем участке ($kH \geq 2$) подавляющее влияние на коэффициент прохождения оказывает акустическая волна, прошедшая путь IG_1M . Различный характер кривых на третьем участке можно объяснить тем, что при изменении глубины H углы скольжения α и α_1 изменяются, в то время как при изменении частоты они постоянны.

Анализ рис. 3 приводит к похожим выводам, полученным при анализе рис. 2. В определенных диапазонах частоты излучения источника и глубины его расположения происходит значительный рост коэффициента прохождения по давлению. В этих диапазонах основной вклад в акустическое поле в воздухе вносит формула (4). Вне этих диапазонов коэффициент прохождения остается неизменным, т.к. основной вклад вносит формула (3).

Необходимо отметить, что математическая модель не объясняет, какой путь проходит неоднородная плоская волна от источника И до границы раздела Γ (рис. 1), т.е. под каким углом β волна падает на границу (в расчетах β был принят равным 90°). Не определены также механизм трансформации неоднородной плоской волны в однородную плоскую волну и под каким углом β_1 происходит дальнейшее распространение однородной плоской волны в воздухе. Чтобы разобраться в этих вопросах, рассмотрим процесс формирования акустического поля сферическим источником.

Акустическое давление и колебательная скорость частиц среды связаны соотношением [18, 19]

$$\frac{p}{v} = \rho c \cos \varphi e^{i\varphi} = \left(\frac{\rho c k r}{\sqrt{1 + k^2 r^2}} \right) e^{i\varphi},$$

где

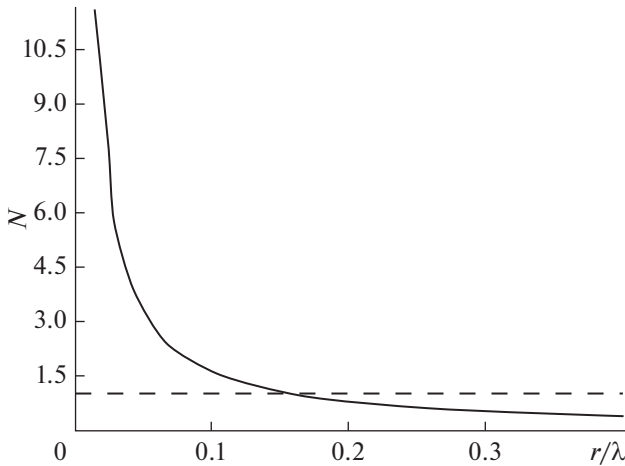


Рис. 4. Отношение скорости частиц в ближнем и дальнем поле как функция расстояния (выраженная в длинах волн) от источника.

$$\varphi = \text{arctg}\left(\frac{1}{kr}\right) = \text{arctg}\left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right). \quad (6)$$

В сферической волне колебательная скорость частиц v запаздывает по фазе на угол φ от давления. Угол φ зависит от волнового расстояния kr до точки наблюдения. Нам интересен случай $kr \ll 1$ ($r \ll \lambda$). Тогда $\cos(\varphi) \rightarrow kr$, $\varphi \rightarrow \pi/2$, а амплитуда скорости частиц убывает обратно пропорционально квадрату расстояния ($1/r^2$). Область вблизи центра волны, где действует этот закон, называют неволновой зоной или ближним полем, так как в этой области гидродинамические эффекты перетекания жидкости преобладают над волновыми процессами. Размеры этой области определяются неравенством $kr < 1$ или $r < \lambda/2\pi \approx \lambda/6$ [18, 19].

Действительная часть выражения для скорости частиц в сферической волне имеет вид

$$\begin{aligned} \text{Re}(v) = & \left(\frac{p_0}{\rho cr}\right) \cos(\omega t - kr) + \\ & + \left(\frac{p_0}{\omega r^2}\right) \sin(\omega t - kr). \end{aligned} \quad (7)$$

Первое слагаемое в формуле (7) совпадает по фазе с давлением и, следовательно, определяет излучаемую акустическую энергию. Эта часть существенна при больших значениях r , т.е. в дальнем поле, где амплитуда скорости частиц, как и акустического давления, уменьшается пропорционально увеличению расстояния. Второе слагаемое, убывающее с расстоянием по квадратичному закону, преобладает при малых значениях r , т.е. в ближнем поле источника. Здесь скорость колебаний частиц отстает по фазе от давления на $\pi/2$, и поэтому ближнее поле не вносит вклада в излуча-

емую источником энергию, оно характеризует поток жидкости вблизи источника. Отношение амплитуд колебательной скорости в ближнем и дальнем полях N совпадает со значением $\text{tg}(\varphi)$ (формула (6) и рис. 4):

$$N = (p_0/\omega r^2)/(p_0/\rho cr) = 1/kr = \text{tg}\varphi. \quad (8)$$

На малых расстояниях это отношение амплитуд резко уменьшается, на больших расстояниях — уменьшается значительно медленнее. На рис. 4 пунктирной линией показано отношение амплитуд колебательной скорости в ближнем и дальнем полях, равное 1. Таким образом, из рис. 4 видно, что граница ближнего и дальнего полей находится на расстоянии $0.16r/\lambda$ от источника звука и об- ладает зависимостью от частоты.

Акустическая волна, распространяющаяся в ближнем поле, не является чисто продольной волной. Ее скорость распространения зависит от фазы φ между колебательной скоростью частиц и акустическим давлением.

Как известно [20], скорость распространения волны можно записать в виде

$$c = \frac{\omega}{k}.$$

Тогда скорость распространения волны в ближнем поле равна

$$c_{б.п.} = \frac{\omega}{k\sqrt{1 + \text{tg}^2\varphi}} = \frac{c}{\sqrt{1 + \text{tg}^2\varphi}}. \quad (9)$$

Из рис. 5 видно, что скорость звука в воде в ближнем поле меняется в широком диапазоне значений (от 0 до 1480 м/с), и при определенных условиях ($77^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$) может быть меньше скорости звука в воздухе (340 м/с). Это означает, что при наличии границы раздела вода—воздух вблизи источника, углы скольжения α_1 для акустической волны, прошедшей через границу, не ограничены диапазоном значений от 0° до 13° .

Если достаточно близко приблизить источник акустических волн к границе раздела вода—воздух, то получается, что акустическое поле в воздушной среде формируется в результате преломления акустических волн из ближнего и дальнего полей. Акустическая волна попадает из источника в приемник двумя разными путями (рис 6). Один из них характерен для акустической волны, распространяющейся в дальнем поле (путь ИГ₁М), другой свойственен акустической волне, распространяющейся в ближнем поле (путь ИГ₂М).

Рассчитаем геометрическую картину на рис. 6. Примем $c_{д.п.} = 1480$ м/с, $c_1 = 340$ м/с, $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 78^\circ$, $D = 0.1$ м, $H = 0.05$ м. Тогда применив закон Снеллиуса, получим $\alpha_1 = 77^\circ$, $\beta_1 = 27^\circ$, $c_{б.п.} = 79$ м/с. Согласно формуле (9) и рис 5, по-

добная скорость в ближнем поле возможна, если $\varphi = 87^\circ$. Согласно формуле (8) и рис. 4, подобные условия выполняются для частоты 230 Гц.

Можно заметить, что свойства акустической волны в ближнем поле повторяют свойства неоднородной плоской волны [8, 20]. Обе волны не являются чисто продольными волнами, т.к. их колебательные скорости частиц имеют компоненту, перпендикулярную к скорости распространения волн. Картина прохождения однородной и неоднородной плоских волн через плоскую границу раздела воды и воздуха похожа на картину прохождения акустических волн из ближнего и дальнего полей через границу раздела двух сред. Поэтому можно связать коэффициент преломления n_1 неоднородной плоской волны с расстоянием r , которое она проходит от поверхности источника до границы раздела сред. Используя формулы закон Снеллиуса и формулы (8), (9), запишем

$$n_1 = \frac{\cos\beta}{\cos\beta_1}, \quad n_1 = \frac{\omega r c}{c_1 \sqrt{\omega^2 r^2 + c^2}}, \quad \frac{c}{\omega r} > 1.$$

АППАРАТУРА И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основная задача экспериментов состояла в измерении уровня акустического давления в воздухе в результате работы сферического источника в воде. В ходе экспериментов был определен коэффициент прохождения по давлению сферических акустических волн A_p для гладкой границы раздела вода–воздух. Были получены зависимости коэффициента A_p от двух параметров: а) места расположения излучателя и б) его частоты излучения.

Структурная схема измерительной установки с заглушенным гидроакустическим бассейном показана на рис. 7. Пространственное расположение приемника и излучателя соответствует рис. 1. Акустические оси приемника и излучателя направлены перпендикулярно к границе раздела сред. Измерительная установка состоит из излучающего (блоки 1–4) и приемного (блоки 7–12) тракта.

Генератор 1 работал в импульсном режиме и формировал электрический сигнал с требуемыми параметрами. Длительность импульса на разных этапах эксперимента изменялась от 1 до 20 периодов. С выхода генератора 1 электрический сигнал проходил на вход усилителя мощности 2, а затем усиленный сигнал поступал на вход излучателя 4. Контроль уровня и формы электрического сигнала на излучателе 5 осуществлялся с помощью осциллографа 3, синхронизированного с генератором 1. В качестве источника акустических волн использовался сферический излучатель диаметром 30 мм.

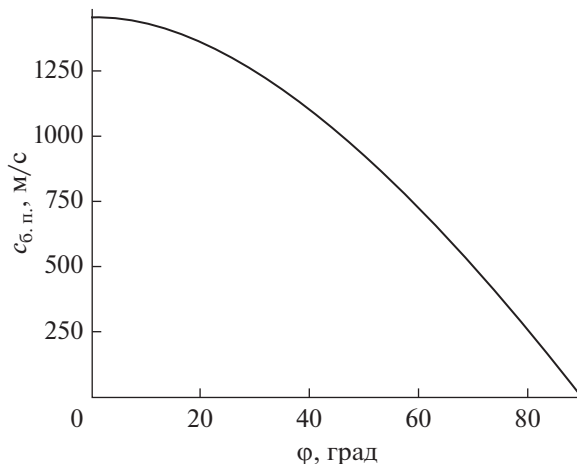


Рис. 5. Зависимость скорости распространения акустической волны в ближнем поле от разности фаз между колебательной скоростью частиц и акустическим давлением.

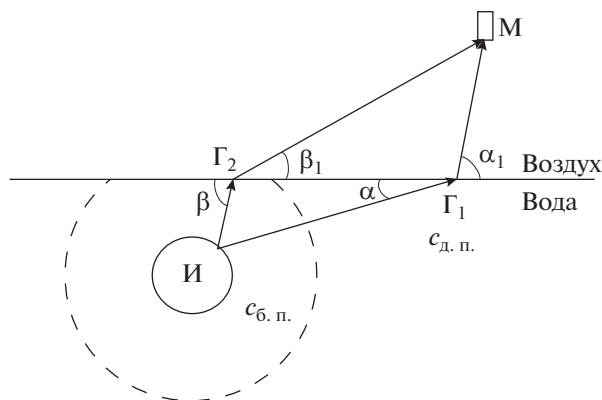


Рис. 6. Прохождение акустических волн из ближнего (ИГ₂М) и дальнего (ИГ₁М) полей через плоскую границу раздела двух сред.

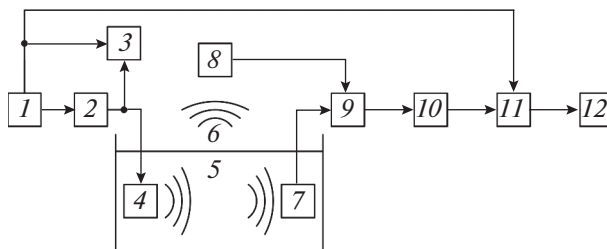


Рис. 7. Структурная схема измерительного стенда. 1 – генератор; 2 – усилитель мощности; 3 – осциллограф; 4 – сферический излучатель; 5 – водная среда; 6 – воздушная среда; 7 – гидрофон; 8 – конденсаторный микрофон с предусилителем; 9 – микрофонный усилитель; 10 – фильтр верхних частот (ФВЧ); 11 – аналогово-цифровой преобразователь (АЦП); 12 – электронная вычислительная машина (ЭВМ).

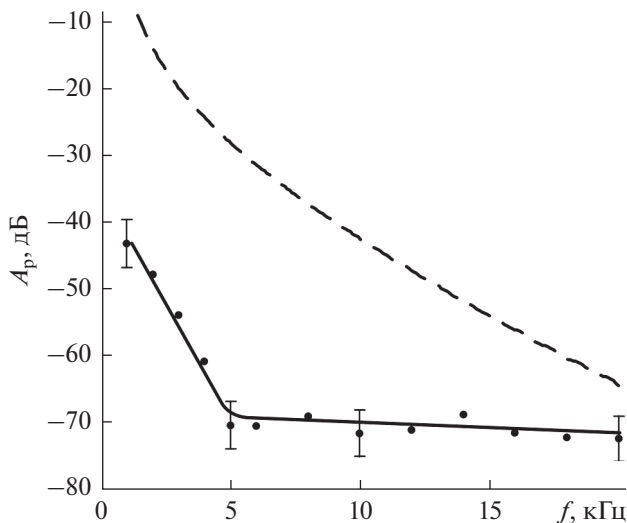


Рис. 8. Зависимость коэффициента прохождения по давлению от частоты излучения: $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м, $f = [1...20]$ кГц.

Излучение и распространение акустического сигнала происходило в водной среде 5 гидроакустического бассейна. Габаритные размеры бассейна не менее $6 \times 3 \times 2.5$ м. На гидроакустическом бассейне установлены три координатно-поворотных устройства, обеспечивающие перемещение приемника и излучателя в трех плоскостях. Для ослабления возникающих отражений, стенки и дно гидроакустического бассейна покрыты звукопоглощающей резиной.

Гидрофон 7 принимал акустический сигнал в водной среде 6. Гидрофон 7 был расположен на расстоянии 1 м от излучателя и был удален от стенок и дна бассейна. С выхода гидрофона 7 электрический сигнал поступал на вход усилителя 9. С выхода усилителя 9 электрический сигнал поступал на вход ФВЧ 10, а затем на вход первого канала АЦП 11, который был синхронизирован с генератором 1. С выхода АЦП электрический сигнал поступал на вход ЭВМ 12 для записи и обработки результатов.

Визуализация и обработка данных проводились с помощью программы LGraph2 [21]. В программе LGraph2 был создан цифровой полосовой фильтр (ПФ) Баттерворта десятого порядка с регулируемыми частотами среза [22]. Измерение амплитуды сигналов также проводилось с помощью программы LGraph2.

Далее гидрофон 7 заменили микрофоном 8, который осуществлял прием акустического сигнала, прошедшего из водной среды 5 в воздушную среду 6. Микрофон был расположен на высоте 10 см от поверхности воды, его акустическая ось была ориентирована перпендикулярно к границе раздела. С выхода микрофона 8 электриче-

ский сигнал поступал на вход усилителя 9. Дальнейший путь сигнала от микрофона был подобен пути сигнала от гидрофона. Полученные данные позволили определить акустическое давление, создаваемое преломленной волной в воздухе, на расстоянии 10 см от границы раздела.

Согласно работам [11, 12], влияние неоднородных плоских волн на увеличение коэффициента прохождения A_p в случае точечного источника возникает, только если излучатель находится на глубине, малой по сравнению с длиной волны. Для размерных источников также необходима малость волновых размеров излучателя по сравнению с длиной волны [13]. Поэтому измерения проводились в низкочастотном диапазоне. Источник располагался на глубинах меньше или порядка длины волны от границы раздела двух сред.

Определение коэффициента прохождения условно можно разделить на две части: 1) измерение звукового давления в воде, 2) измерение звукового давления в воздухе. Частота повторения импульсов была выбрана так, чтобы отражения и реверберация успевали затухнуть в интервале между посылками.

Глубина источника в ходе эксперимента изменялась в диапазоне от 1 до 50 см. Данные условия измерений могли привести к многократному преотражению волн между границей раздела сред и поверхностью излучателя. Однако в работе [13] теоретически доказано, что отражения не влияют на явление, если геометрические размеры излучателя меньше длины волны. Также теоретически показано, что не требуется малость размеров источника по сравнению с глубиной его расположения. Это обусловлено особенностями дифракции волн на объектах малого волнового размера [13].

После прохождения акустической волны через границу раздела сред, она распространялась в воздушной среде. Измерения происходили в замкнутом помещении. Использование импульсного режима позволило отделить во времени не только полезные сигналы и сигналы помехи, но и выделить сигналы, образующиеся в результате трансформации неоднородной акустической волны на границе раздела сред в однородную акустическую волну.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 8 представлена зависимость коэффициента прохождения от частоты излучения источника. Излучатель расположен на глубине 0.01 м. Расстояние между акустическими осями излучателя и микрофона равно 0.5 м. Высота микрофона над границей раздела равна 0.1 м. Частоты, излучаемые источником, лежат в диапазоне от 1 до 20 кГц.

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента прохождения от глубины расположения

источника. Расположение источника изменяется в диапазоне глубин от 0.01 до 0.5 м. Расстояние между акустическими осями излучателя и микрофона равно 0.5 м. Высота микрофона над границей раздела равна 0.1 м. Частота излучения источника равна 2 кГц.

На рис. 8 и 9 экспериментальные данные обозначены точками. Сплошная линия – результат усреднения экспериментальных данных. Пунктирная линия – результат математического моделирования. Погрешность измерений не более 5.5%.

Из рис. 8 и 9 видно, что результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетами. Коэффициент прохождения зависит как от частоты излучения источника, так и от глубины его расположения. Из рис. 8 видно, что чем ниже частота, тем выше уровень акустического давления в воздухе. Экспериментальный коэффициент прохождения меняется более чем на 25 дБ. К примеру, на частоте 1 кГц он равен –45 дБ, а на частоте 20 кГц составляет –74 дБ. Из рис. 9 видно, что чем ближе источник расположен к поверхности, тем выше уровень акустического давления в воздухе. К примеру, на глубине 0.01 м он равен –48 дБ, а на глубине 0.5 м составляет –73 дБ.

Зависимости на рис. 8 и 9 нельзя объяснить в рамках лучевой теории, согласно которой коэффициент прохождения определяется только соотношением акустических сопротивлений соприкасающихся сред. В тоже время, зависимости на рис. 8 и 9 объясняются влиянием неоднородных плоских волн. Из рис. 1 видно, что две акустические волны приходят в точку М различными путями (путь ИГ₁М и путь ИГ₂М). Согласно работам [8, 10] фазовая скорость неоднородной плоской волны на участке ИГ₂ всегда меньше фазовой скорости однородной плоской волны на участке ИГ₁. Таким образом, время прихода двух акустических сигналов в точку М будет различно. Проанализируем сигналы, которые принимает микрофон.

На рис. 10а показана осциллограмма сигнала частотой 5 кГц, длительностью импульса $T = 1$ мс при условиях $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м. Из рис. 10а видно, что в точку М пришло два сигнала одинаковой частоты. Первый сигнал лежит в интервале от 0.65 до 1.6 мс. Далее идет интервал интерференции сигналов, который примерно занимает промежуток времени от 1.6 до 1.7 мс. Второй сигнал лежит в интервале от 1.7 до 2.8 мс. Амплитуда второго сигнала почти в 2.5 раза больше, чем у первого сигнала. Сигнал в интервале от 0 до 0.7 мс можно отнести к электромагнитной наводке и не учитывать.

На рис. 10б показана осциллограмма сигнала частотой 2 кГц, длительностью импульса $T = 2.5$ мс при условиях $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м. Из

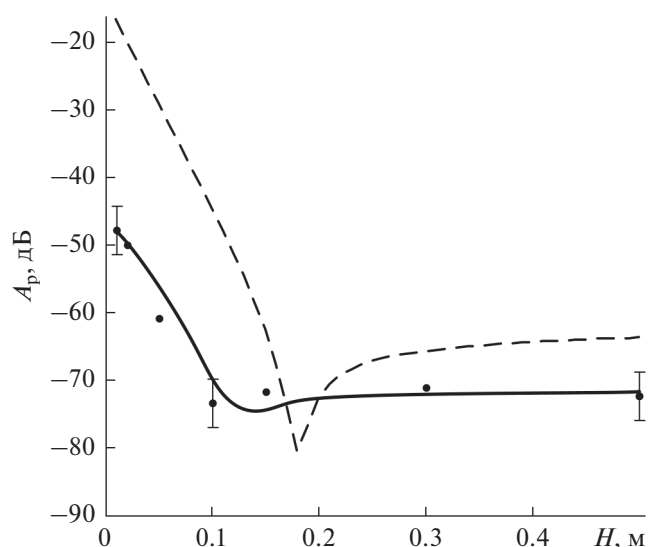


Рис. 9. Зависимость коэффициента прохождения по давлению от глубины расположения источника: $H = [0.01 \dots 0.5]$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м, $f = 2$ кГц.

рис. 10б видно, что в точку М пришло два сигнала одинаковой частоты. Первый сигнал лежит в интервале от 0.65 до 1.6 мс. Второй сигнал лежит в интервале от 1.6 до 4.7 мс. Интервал, на котором происходит интерференция двух сигналов, визуально определить невозможно, т.к. амплитуда второго сигнала существенно больше, чем у первого сигнала.

На рис. 10в показана осциллограмма сигнала частотой 16 кГц, длительностью импульса $T = 0.625$ мс при условиях $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м. Из рис. 10в видно, что в точку М пришло два сигнала одинаковой частоты. Первый сигнал лежит в интервале от 0.65 до 1.3 мс. Второй сигнал лежит в интервале от 1.6 до 2.2 мс. Интервал, на котором происходит интерференция двух сигналов, отсутствует.

Из рис. 10а–10в видно, что соотношение амплитуд первого и второго сигналов зависит от частоты. Чем она выше, тем меньше уровень второго сигнала относительно первого. На низких частотах амплитуда второго сигнала в несколько десятков раз превосходит амплитуду первого сигнала. На высоких частотах второй сигнал практически отсутствует. Такое поведение второго сигнала позволяет предположить, что оно образуется на границе раздела сред в результате трансформации неоднородной волны в однородную волну.

Некоторые расхождения теоретических и экспериментальных зависимостей можно частично объяснить особенностью методики оценки экспериментальных данных. Если теоретические расчеты являются результатом интерференции двух волн, то при оценке экспериментальных

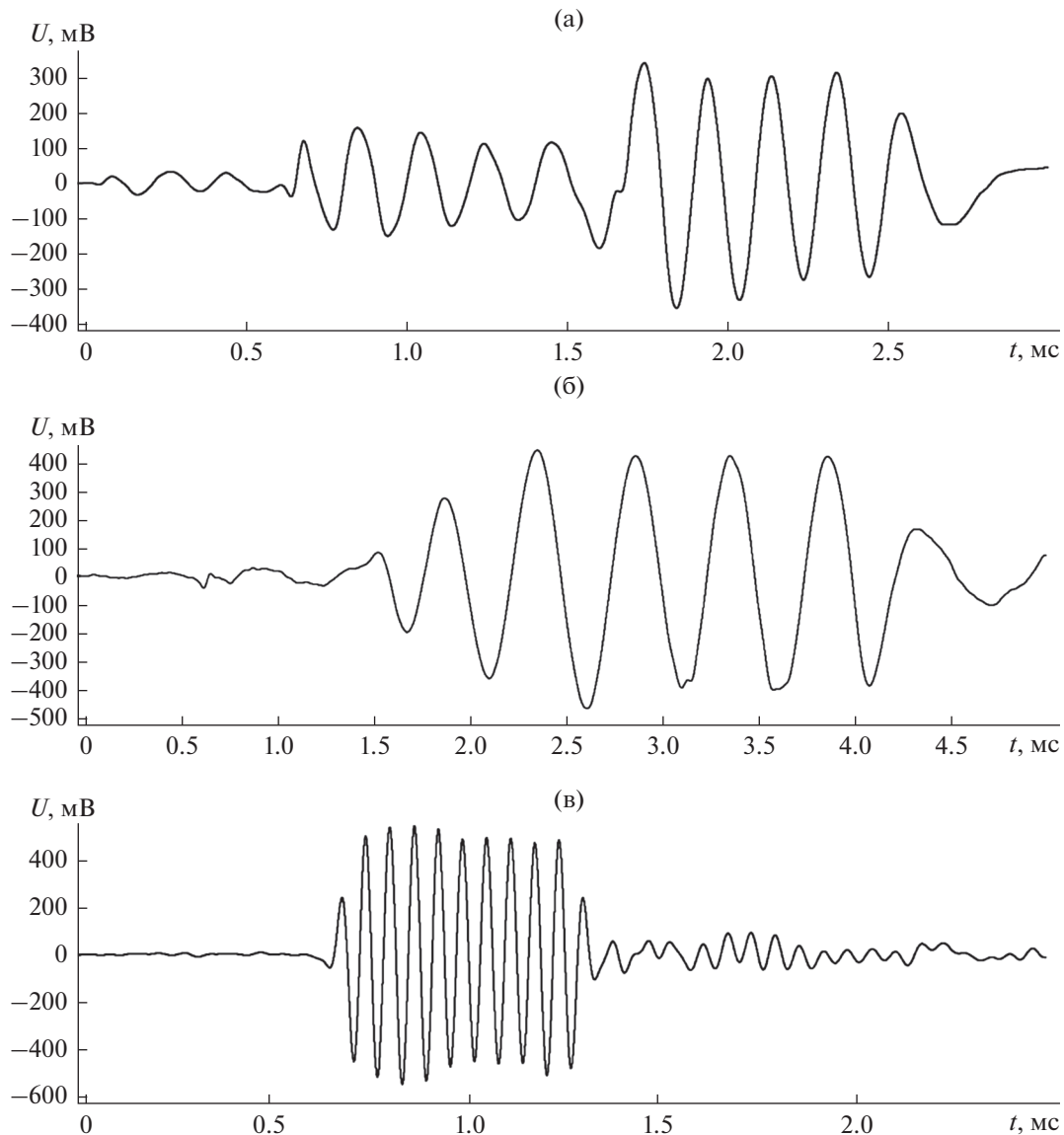


Рис. 10. (а) – Сигнал в точке М ($f = 5$ кГц, $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м, $T = 1$ мс); (б) – сигнал в точке М ($f = 2$ кГц, $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м, $T = 2.5$ мс); (в) – сигнал в точке М ($f = 16$ кГц, $H = 0.01$ м, $L = 0.5$ м, $D = 0.1$ м, $T = 0.625$ мс).

данных учитывалась только одна волна, обладающая наибольшей амплитудой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что коэффициент прохождения по давлению сферических акустических волн зависит как от места расположения источника, так и от его частоты изучения. При расположении источника на расстоянии меньше длины волны от границы раздела сред акустическое поле в воздухе формируют две акустические волны. Вклад первой волны (однородной) постоянен, вклад второй волны (трансформировавшейся из неоднородной) меняется в за-

висимости от волнового расстояния от источника до границы. Полученные данные хорошо соотносятся с теоретическими и экспериментальными результатами других авторов [11–13], исследовавших влияние неоднородных плоских волн на прохождение звука из воды в воздух.

Возрастание коэффициента прохождения из-за влияния неоднородных плоских волн может найти применение в ряде прикладных задач. В первую очередь, явление можно использовать в системах связи и навигации. Появляется возможность напрямую передавать информацию от подводного аппарата или гидроакустической станции на летательный аппарат при помощи акустических волн, т.е. подводному аппарату не нужно всплы-

вать или использовать радиогидроакустический буй [23]. Вторая область применения явления – мониторинг подводной сейсмической активности или других источников низкочастотного акустического излучения при помощи групп беспилотных летательных аппаратов.

Исследования проводились при финансовой поддержке Южного федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Calvo D.C., Nicholas M., Orris G.J. Experimental verification of enhanced sound transmission from water to air at low frequencies // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. P. 3403–3408.
2. Guo Y.-C., Lian C.-F., Zhang X.-Z., Zhao Y.-B. Influences of environmental factors on low frequency abnormal sound transmission through sea-air interface // *Acta Physica Sinica.* 2016. V. 64. № 14. P. 144301-1–144301-15.
3. Woods D.C., Bolton J.S., Rhoads J.F. On the use of evanescent plane waves for low-frequency energy transmission across material interfaces // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. № 4. P. 2062–2078.
4. Wehner D., Landro M., Amundsen L., Westerdahl H. Frequency-depth-dependent spherical reflection response from the sea surface – a transmission experiment // *Geophys. J. Int.* 2018. V. 214. № 2. P. 1206–1217.
5. Шаганов В.Ш., Саранулова В.В. Особенности преломления и отражения звука на границе пузырьковой жидкости // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 1. С. 40–48.
6. Скворцов Б.В., Солнцева А.В., Борминский С.А., Родионов Л.В. Теоретические основы дистанционного акустического контроля уровня и плотности жидких контактирующих сред на границе раздела // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 6. С. 731–737.
7. Легуша Ф.Ф., Клубина К.А., Никущенко Д.В., Рытов Е.Ю. Излучение вторичных звуковых волн поверхностью жидкости, контактирующей с газообразной средой // *Морские интеллектуальные технологии.* 2018. № 1–2. С. 109–113.
8. Бреховских Л.М. Отражение и преломление сферических волн // *Успехи физ. наук.* 1949. Т. 38. № 1. С. 1–42.
9. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957. 503 с.
10. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
11. Godin O.A. Low-frequency sound transmission through a gas–liquid interface // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 123. P. 1866–1879.
12. Godin O.A. Sound transmission through water–air interfaces: new insights into an old problem // *Contemporary Physics.* 2008. V. 49. P. 105–123.
13. Глушков Е.В., Глушкова Н.В., Годин О.А. Эффект аномальной прозрачности границы вода–воздух для объемного излучателя // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 1. С. 8–18.
14. Волощенко А.П., Тарасов С.П. Влияние неоднородных волн на прохождение низкочастотного звука через границу раздела вода–воздух // *Известия ЮФУ. Технические науки.* 2012. Т. 134. № 9. С. 201–206.
15. Волощенко А.П., Тарасов С.П. Эффект аномальной прозрачности границы раздела жидкость–газ для звуковых волн // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 2. С. 186–192.
16. Волощенко А.П., Тарасов С.П. Исследование неоднородных волн вблизи границ раздела сред // *Инженерный вестник Дона.* 2013. Т. 25. № 2. <http://www.ivdon.ru/magazine/archive/n2y2013/1652>
17. Волощенко А.П., Тарасов С.П. Исследование неоднородных волн в целях экологического мониторинга водных пространств // *Известия ЮФУ. Технические науки.* 2013. Т. 146. № 9. С. 123–129.
18. Скучик Е. Основы акустики. Пер. с англ. В 2-х томах. Под ред. Лямшева Л.М. Т. 2. М.: Мир, 1976. 520 с.
19. Свердлин Г.М. Прикладная гидроакустика. Учеб. пособие. 2-е изд., пер. и доп. Л.: Судостроение, 1990. 320 с.
20. Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. М.: Наука, 1973. 496 с.
21. <http://www.lcard.ru/products/software/lgraph> (дата обращения 05.11.2019)
22. <http://www.lcard.ru/plugins/digfilters> (дата обращения 05.11.2019)
23. Тарасов С.П., Волощенко А.П., Плешков А.Ю. Способ акустической связи между подводными и надводными робототехническими средствами // *Известия ТулГУ. Технические науки.* 2015. № 11(2). С. 169–178.