

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ ВОДНЫХ АКВАТОРИЙ И БЕРЕГОВОЙ ЗОНЫ В РАЙОНАХ АКТИВНОГО ОСВОЕНИЯ ПРИРОДНЫХ РЕСУРСОВ

УДК 551.46 : 534.222

В.И.Бабий

Морской гидрофизический институт, г.Севастополь

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Рассмотрены дополнительные флуктуации параметров термодинамического состояния морской воды, обусловленные акустическими полями океана. Даны линейное и квадратичное приближения адиабатических уравнений состояния, описывающих этот эффект. Показано, что для звуковых волн малой амплитуды достаточно линейного приближения. Для волн большой амплитуды при квадратичном приближении в параметрах состояния появляется постоянная составляющая, пропорциональная интенсивности звука. Приведены количественные оценки первых и вторых барических производных адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды. Отмечена незначительная роль нелинейных эффектов для собственных акустических шумов океана.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: *уравнения состояния, звуковое поле, нелинейные эффекты.*

Проблема взаимодействия различного рода излучений с веществом чрезвычайно многогранна. Одной из сторон этой проблемы является исследование влияния звукового поля на параметры термодинамического состояния морской воды при взаимодействии акустического излучения с морской средой, в которой это излучение распространяется. Она находится на стыке гидрофизики и гидроакустики и относится к фундаментальным проблемам океанологии. В океане, наряду с другими полями (электромагнитными, гидрохимическими, биологическими и т.п.), одновременно существуют два вида случайных гидротермодинамических полей, которые, согласно принятой терминологии, условно назовем гидрофизическими и гидроакустическими. Принципиальное различие между этими полями состоит в том, что в гидроакустических полях информация и механическая энергия передаются в среде со скоростью звука без существенного переноса массы. Флуктуации гидрофизических (не акустических) полей обусловлены гидротермодинамическими процессами, описываемыми, как правило, моделями несжимаемой жидкости. Дополнительные флуктуации гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая) обусловлены акустическими полями океана, которые описываются волновыми уравнениями сжимаемой жидкости [1 – 3]. При этом частотные спектры флуктуаций этих полей перекрываются, а оба процесса протекают одновременно. Предположим, что выполняется принцип суперпозиции и гидродинамические флуктуации носят локальный ха-

© В.И.Бабий, 2014

рактар, а гидроакустическая составляющая флуктуаций на низких частотах – нелокальный (дальнодействующий) характер, особенно на больших глубинах океана. Полагаем также акустическое излучение исходным. В этих предположениях все гидротермодинамические, гидрохимические, биологические и другие процессы в океане протекают на фоне акустических процессов и полей – своего рода пьедестале. Рассмотрим влияние звука на параметры термодинамического состояния морской среды.

Уравнения состояния. В рамках бинарной модели морской воды как двухкомпонентного раствора (чистая дистиллированная вода + квазиоднородная соль) любой скалярный параметр X ее термодинамического состояния является функцией трех независимых первичных гидрологических параметров – температуры T , солёности S и давления P :

$$X = X(T, S, P). \quad (1)$$

Поскольку теоретический вывод уравнения состояния морской воды отсутствует, эти функциональные зависимости получают эмпирически и постоянно уточняют [4]. Примером является новое международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS-10 (UNESCO) [5].

При исследовании флуктуаций dX гидрофизических полей используют линеаризованные уравнения состояния (1), полагая $dX \ll X$. Поэтому для оценок флуктуаций гидрофизического параметра X ограничиваются первыми производными соответствующих уравнений (1):

$$dX \approx (\partial X / \partial T) dT + (\partial X / \partial S) dS + (\partial X / \partial P) dP, \quad (2)$$

где частные производные являются функциями средних значений параметров T, S, P .

Традиционные уравнения (1) описывают состояние морской воды в статическом (стационарном) режиме, т.к. они получены при измерении параметров X по изотермам и изобарам при фиксированном (заданном) параметре S , преимущественно в лабораторных (*in vitro*) условиях локального термодинамического равновесия [4 – 6]. Тогда как при динамических измерениях *in situ*, для расчета флуктуаций параметров состояния X и их статистических характеристик в звуковом поле, необходимо знание частных производных $(\partial X / \partial P)_{S, \eta}$ – адиабатических барических градиентов соответствующих параметров термодинамического состояния морской среды.

В гидроакустике звуковые поля в океане принято описывать полями звукового давления P_a . Поэтому для исследования влияния поля звукового давления на параметры термодинамического состояния морской воды рассмотрим адиабатические уравнения состояния для параметров X , которые на основе выражения (1) запишем в виде:

$$X_a(t) = X(T + (\partial T / \partial P)_{S, \eta} P_a(t), S, P_z + P_a(t)), \quad (3)$$

где $(\partial T / \partial P)_{S, \eta}$ – адиабатический барический градиент температуры; η – энтропия; $P_z + P_a(t) = P$; P_z – гидростатическое давление; $P_a(t)$ – звуковое давление; t – время. При этом полагаем, что в равновесном адиабатическом процессе, т.е. в звуковой волне, энтропия η и солёность S не изменяются.

В частном случае модели «безмолвного» океана, т.е. при $P_a(t) \equiv 0$, адиабатическое уравнение (3) переходит в изотермическое уравнение (1).

В системе переменных T, S, P адиабатический барический градиент температуры в (3) определяется известной термодинамической формулой:

$$(\partial T/\partial P)_{s,\eta} = (T_a/C_p) \cdot (\partial \alpha/\partial T), \quad (4)$$

где C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; α – удельный объем морской воды, T_a – абсолютная термодинамическая температура [6].

Как видно, адиабатическая производная $(\partial T/\partial P)_{s,\eta}$ согласно (3) входит во все выражения для вычисления флуктуаций любого параметра X термодинамического состояния в зависимости от звукового давления $P_a(t)$.

Заметим, что в выражении (4) производная $(\partial T/\partial P)_{s,\eta}$, которая также является функцией независимых параметров T, S, P , равна нулю при максимальной плотности воды, где коэффициент температурного расширения равен нулю и адиабатическая сжимаемость равна изотермической [1, 4].

Отклонение параметров адиабатического состояния воды от изотермического состояния равно разности выражений (3) и (1):

$$\delta X_a(t) = X_a(t) - X(T, S, P_c) \approx (\partial X/\partial T)_{s,p} (\partial T/\partial P)_{s,\eta} P_a(t). \quad (5)$$

Выражение (5) на практике есть разность двух степенных рядов, аппроксимирующих эмпирические зависимости (1) и (3). Аналитические аппроксимации выражений (1), (3) степенными рядами могут содержать до пятидесяти членов разложения каждый [4, 5]. Так, $\delta X_a(t) = 0$ при $(\partial \alpha/\partial T) = 0$.

Для расчета изменений параметров термодинамического состояния $\Delta X_a(t)$, обусловленных только звуковым полем, воспользуемся разложением адиабатического уравнения состояния (3) в степенной ряд по звуковому давлению $P_a(t)$. При низкочастотной фильтрации реализаций $\Delta X_a(t)$ как функций звукового давления $P_a(t)$, усредненные члены разложения нечетных степеней ряда (3) равны нулю при $\langle P_a(t) \rangle = 0$. Тогда как все усредненные члены разложения четных степеней ряда (3), даже при $\langle P_a(t) \rangle = 0$, не равны нулю, т.е. в фильтрованных рядах $\langle \Delta X_a(t) \rangle$ появляется постоянная составляющая (среднее значение). Здесь символ $\langle \rangle$ означает операцию временного усреднения.

В звуковых полях малой амплитуды, например собственных акустических шумах океана [1 – 3], можно в выражении (3) пренебречь членами разложения выше первого порядка. Следовательно, для таких волн запишем в первом (линейном) приближении выражение для временных флуктуаций параметра $\Delta X_a(t)$ в зависимости от $P_a(t)$ в виде:

$$\Delta X_{a1}(t) \approx [(\partial X/\partial P)_{m,s} + (\partial X/\partial T)_{s,p} (\partial T/\partial P)_{s,\eta}] P_a(t), \quad (6)$$

где $P_a(t)$ – мгновенные значения звукового давления. Здесь среднее значение флуктуаций в первом приближении (см. индекс 1) будет $\langle \Delta X_{a1}(t) \rangle = 0$, поскольку для собственных акустических шумов океана $\langle P_a(t) \rangle = 0$.

Выражение в квадратных скобках в (6) есть адиабатическая производная $(\partial X/\partial P)_{s,\eta}$, необходимая для расчета флуктуаций параметров $\Delta X_{a1}(t)$ по звуковому давлению $P_a(t)$ акустических волн малой амплитуды.

В табл.1 приведены оценки абсолютных и относительных значений адиабатических барических градиентов параметров состояния: температуры T , скорости звука C , удельной электрической проводимости χ , показателя преломления света n , плотности ρ морской воды при $S = 35$ епс, рассчитанные согласно (6) по данным работ [1, 3, 4].

Т а б л и ц а 1. Адиабатические барические градиенты параметров состояния морской воды.

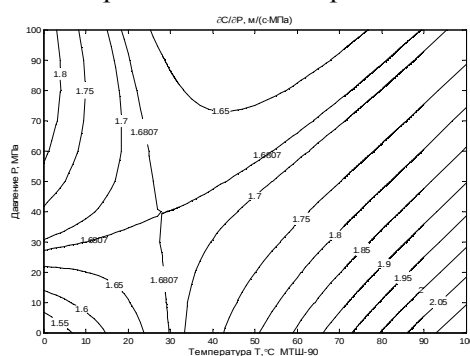
параметры	абсолютные значения	относительн. $10^{-10} (\text{Па})^{-1}$
температура T , К	$(\partial T/\partial P) = (0,3 - 1,8) \cdot 10^{-8} \text{ К/Па}$	$T^{-1} (\partial T/\partial P) = 0,1 - 0,6$
скорость звука C , м/с	$(\partial C/\partial P) = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ м/(с·Па)}$	$C^{-1} (\partial C/\partial P) = 10 - 11$
электропров. χ , См/м	$(\partial \chi/\partial P) = 1 \cdot 10^{-7} \text{ См/(м·Па)}$	$\chi^{-1} (\partial \chi/\partial P) = 8 - 13$
показатель преломл. n	$(\partial n/\partial P) = 1,3 \cdot 10^{-10} (\text{Па})^{-1}$	$n^{-1} (\partial n/\partial P) \approx 1$
плотность ρ , кг/м ³	$(\partial \rho/\partial P) = 4,4 \cdot 10^{-7} \text{ кг/(м}^3 \cdot \text{Па)}$	$\rho^{-1} (\partial \rho/\partial P) \approx 4,3$

Эти оценки барических градиентов нужны для вычисления эквивалентных флуктуаций параметров состояния, расчета спектров и дисперсий этих флуктуаций согласно выражениям (3), (6), а также для ранжирования влияния акустических шумов на гидрофизические поля, расчета чувствительности параметрических приемников звука и отношения (сигнал/шум) при измерениях [3, 7]. Так, полагая, что элемент объема морской среды озвучивается суперпозицией звуковых волн, приходящих с различных направлений, легко выразить спектр временных флуктуаций параметра $\Delta X_{a1}(t)$ в морской среде посредством адиабатических барических градиентов через спектр звукового давления $S_p(f)$ собственных акустических шумов океана [1, 3]:

$$S_{\chi a}(f) = (\partial X/\partial P)_{s,\eta}^2 S_p(f). \quad (7)$$

Адиабатические барические градиенты термодинамических параметров состояния морской среды, наряду со скоростью звука, – это «звенья цепи», связывающей гидроакустику и гидрофизику [2].

На рис.1 на T, P -диаграмме показана зависимость барического градиента скорости звука $(\partial C/\partial P)$ от температуры и гидростатического давления при $S = 0$ [8]. Эта зависимость имеет седловидный характер. В рабочей области параметров состояния изменчивость производной $(\partial C/\partial P)$ относительно мала и барический градиент скорости звука соответствует табличному значению. Построение аналогичных рис.1 зависимостей выполняется и для барических градиентов других параметров термодинамического состояния морской среды.



Р и с . 1. Изолинии барического градиента $(\partial C/\partial P)$ на T, P -диаграмме.

Полагая $(\partial C/\partial P) = \text{const}$, обычное волновое уравнение для звукового давления P_a запишем и для акустического возмущения $\Delta C = (\partial C/\partial P)P_a$ поля скорости звука C в виде:

$$\partial^2 \Delta C / \partial t^2 = C^2 [(\partial^2 \Delta C / \partial x^2) + (\partial^2 \Delta C / \partial y^2) + (\partial^2 \Delta C / \partial z^2)]. \quad (8)$$

Таким образом, звуковое поле в морской среде можно толковать как акустическое возмущение равновесного поля скорости звука и регистрировать его, например прецизионными измерителями скорости звука [1]. Здесь

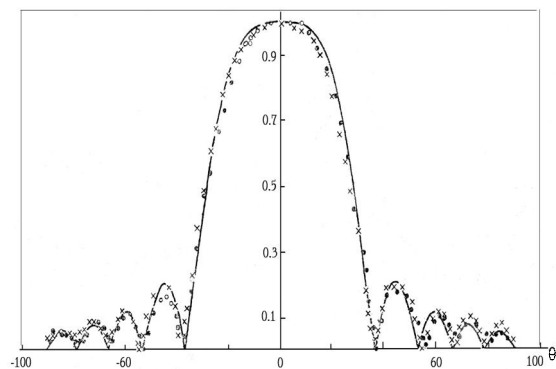
значения параметра C^2 , а также ΔC определяют непосредственно и одновременно, например корреляционным методом или гидроакустическими нелинейными параметрическими приемниками звука [9 – 14].

Наряду с адиабатическими изменениями температуры и скорости звука в акустической волне изменяются и другие параметры термодинамического состояния морской среды. Поэтому аналогично (8) записываются эквивалентные волновые уравнения для полей плотности, электропроводности, показателя преломления света и др. Регистрация адиабатических возмущений этих параметров состояния позволяет измерять звуковые поля в морской среде неакустическими методами, которые можно рассматривать как решение обратной задачи взаимосвязи (взаимодействия) звукового поля и среды. Чувствительность таких измерителей определяется соответствующими адиабатическими барическими градиентами, в частности, указанными в табл.1. Эти измерения могут быть полезны как при натурных исследованиях, так и при построении эталонов звукового давления в жидкостях.

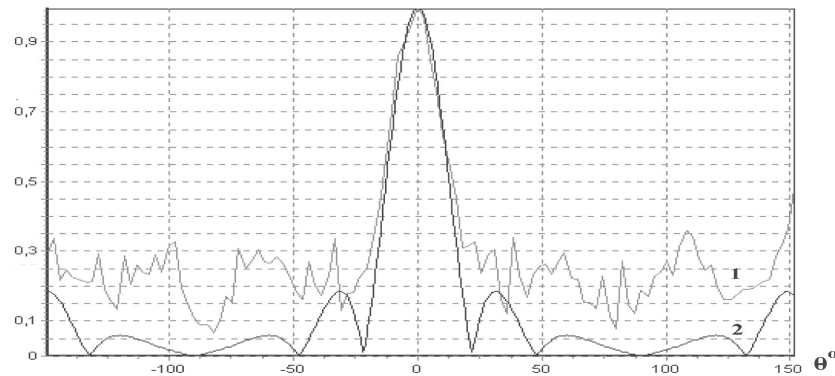
В качестве примера практической реализации параметрических акустических и оптических приемников звука в водной среде, измеряющих $\Delta X_a(t)$ согласно (6), рассмотрим некоторые результаты лабораторных экспериментов, опубликованные в [15, 16]. Хотя эти публикации разделяет промежуток времени более тридцати лет, это одни из первых экспериментальных устройств, использующих данный принцип параметрического приема звука. Описанные в них устройства основаны на взаимодействии акустического (звук – звук) и оптического (звук – свет) излучений в водной среде. По сути одно из устройств является измерителем флуктуаций скорости звука, а другое – измерителем флуктуаций скорости света (показателя преломления). Эти устройства иллюстрируют возможность практической реализации параметрических методов регистрации звуковых полей согласно (3), (6). Их чувствительность к звуковому давлению $P_a(t)$ определяется адиабатическими частными производными $(\partial C/\partial P)$ и $(\partial n/\partial P)$ (табл.1).

На рис.2 приведено сечение нормированной диаграммы направленности плоскостью, в которой лежит ось базы гидроакустического параметрического приемника звука [15]. Его параметры: база $L = 0,25$ м, частота волн накачки 5 МГц, частота принимаемого звука 29,4 кГц, ширина главного лепестка $2\Theta_{0,7} \approx 48$ угл.°. Подобные характеристики направленности нелинейных параметрических акустических приемников звука типа НПАП-1 разработки ТРТИ получены экспериментально в широкой полосе частот в натур-

ных условиях при разных базах ($L = 0,1 - 3,0$ м, частота волн накачки 1,25 МГц) [9]. Прибор регистрирует акустические си-



Р и с . 2 . Диаграмма направленности гидроакустического параметрического приемника звуковых колебаний [15]: экспериментальные значения ($\bullet$, $\times$); теоретическая зависимость (—).



Р и с . 3 . Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний [16]: экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости.

гналы в диапазоне от единиц Гц до 25 кГц, причем его чувствительность практически не зависит от частоты сигнала и от гидростатического давления. При уровне принимаемого звукового давления 0,5 Па отношение (сигнал/шум) = (3/1).

На рис.3 приведено аналогичное сечение диаграммы направленности гидрооптического параметрического приемника звука [16]. Частота принимаемого звука 27 кГц, ширина главного лепестка $2\Theta_{0,7} \approx 20$ угл.⁰, волной накачки является свет.

Рис.2 и 3 при практически одинаковой длине принимаемой звуковой волны ($\lambda \approx 5$ см), иллюстрируют подобие характеристик направленности и согласие расчетных и экспериментальных данных. Как видно, уровень шума в боковых лепестках оптического приемника звука выше, чем в акустическом параметрическом приемнике, что свидетельствует о необходимости совершенствования оптического приемника. Наряду с другими причинами, в частности гидродинамическими флуктуациями, ухудшение отношения (сигнал/шум) и чувствительности в гидрооптическом приемнике звука объясняется еще и различием более чем на порядок относительных и абсолютных значений адиабатических производных ($\partial C/\partial P$) и ($\partial n/\partial P$).

Совмещенный оптико-акустический $n - C$ измеритель параметров термодинамического состояния жидкостей, и он же при комплексировании каналов – параметрический оптико-акустический приемник звука, предложен автором в публикации [17]. Это устройство способно измерять синхронно в едином объеме среды скорость звука и показатель преломления света с общим фазовым центром на измерительной базе, что позволяет исключить специфическую погрешность, обусловленную разносом объемов пространственного усреднения в традиционных гидрофизических зондах.

В жидкости минимальные уровни интенсивности звука определяются тепловыми молекулярными акустическими шумами среды, т.е. ее абсолютной термодинамической температурой, а максимальные уровни интенсивности звука ограничены кавитационной прочностью среды и эффектом насыщения. Отношение максимального и минимального уровней интенсивности звука в морской среде может достигать 250 дБ. В акустических полях

волн конечной амплитуды (большой интенсивности) для расчета изменений параметров состояния от звукового давления уже недостаточно ограничиваться только первыми производными функций (3) по звуковому давлению, а необходимо учитывать и производные более высоких порядков.

В нелинейной акустике преимущественно используют квадратичное приближение и очень редко кубическое [9, 10]. Оценка вклада в (3) членов разложения выше второго порядка показала, что он несуществен. Поэтому для волн большой интенсивности ограничимся вторым (квадратичным) приближением выражения (3) и запишем флуктуации $X_a(t)$ от $P_a(t)$ в виде:

$$\Delta X_{a2}(t) \approx \Delta X_{a1}(t) + 0,5(\partial^2 X / \partial P^2)_{s,\eta} P_a^2(t) = \Delta X_{a1}(t) + 0,5(\partial^2 X / \partial P^2)_{s,\eta} \rho C \cdot I(t), \quad (9)$$

где $I(t) = P_a^2(t) / \rho C$ – мгновенная интенсивность звука; ρC – волновое сопротивление среды; индекс «2» обозначает второе приближение. Здесь при низкочастотной фильтрации среднее значение $\langle \Delta X_{a2}(t) \rangle$ представим так:

$$\langle \Delta X_{a2}(t) \rangle = 0,5(\partial^2 X / \partial P^2)_{s,\eta} \rho C \cdot \langle I(t) \rangle = B_x \cdot \langle I(t) \rangle. \quad (10)$$

Выражение (10) описывает операцию квадратичного детектирования, где величина $\langle \Delta X_{a2}(t) \rangle$ прямо пропорциональна интенсивности звукового поля; B_x – коэффициент пропорциональности. Заметим, что в (9) кроме постоянной составляющей появляются еще и вторые гармоники процесса $P_a(t)$, которые при низкочастотной фильтрации устраняются. Эффект детектирования можно использовать для измерения интенсивности звука неакустическим методом в очень мощных звуковых полях, например при подводных взрывах, извержениях, при градуировке электрогидравлических, пневматических, гидроакустических и других мощных излучателей звука.

Выше, в табл.1 приведены оценки значений первых производных от адиабатических уравнений для термодинамических параметров: температуры, скорости звука, удельной электропроводности, показателя преломления света, плотности. Показано, что эффект дополнительных флуктуаций, обусловленный влиянием звукового поля, наиболее проявляется в полях скорости звука и электропроводности (см. третью колонку табл.1). На рис.1 приведена зависимость первой адиабатической производной скорости звука от параметров состояния: температуры и гидростатического давления и отмечена ее относительно слабая изменчивость, характеризуемая второй производной ($\partial^2 C / \partial P^2$). В табл.2 даны для сравнения абсолютные и относительные значения первых и вторых барических производных адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды.

Как видно, относительные значения первых производных параметров C и χ практически одинаковы, а относительные значения вторых производных

Т а б л и ц а 2. Барические производные адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды.

параметр	абсолютные значения	относительные значения
скорость звука C	$(\partial C / \partial P) \approx 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ [м/(с·Па)]}$ $(\partial^2 C / \partial P^2) \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ [м/(с·Па}^2\text{)]}$	$C^{-1}(\partial C / \partial P) \approx 11 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$ $C^{-1}(\partial^2 C / \partial P^2) \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ Па}^{-2}$
электропроводность χ	$(\partial \chi / \partial P) \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ [См/(м·Па)]}$ $(\partial^2 \chi / \partial P^2) \approx -3 \cdot 10^{-17} \text{ [См/(м·Па}^2\text{)]}$	$\chi^{-1}(\partial \chi / \partial P) \approx 13 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$ $\chi^{-1}(\partial^2 \chi / \partial P^2) \approx -8 \cdot 10^{-18} \text{ Па}^{-2}$

отличаются почти в три раза. Это свидетельствует о том, что эффективность преобразований (9), (10) в поле электропроводности выше, чем в поле скорости звука. Однако в целом вклад нелинейных эффектов (9), (10) в дополнительные флуктуации термодинамических параметров состояния морской воды, обусловленных звуковым полем естественных акустических шумов океана, относительно мал по сравнению с линейным приближением из-за малости вторых производных адиабатических уравнений (3) гидрофизических параметров термодинамического состояния морской среды.

Выводы

1. Звуковые волны при распространении в жидкости модулируют все параметры ее термодинамического состояния. Этот эффект зависит от интенсивности звука и значений адиабатических частных производных гидрофизических параметров по звуковому давлению от соответствующих уравнений состояния.

2. Для акустических волн малой амплитуды достаточно описание процесса взаимодействия звука и среды в линейном приближении. При этом среднее значение дополнительных флуктуаций гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая), обусловленных полем звукового давления собственных акустических шумов океана, практически равно нулю.

3. Для акустических волн очень большой амплитуды необходим учет квадратичных членов разложения адиабатических уравнений состояния по звуковому давлению. При этом среднее значение дополнительных флуктуаций гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая), обусловленных звуковым полем, не равно нулю (эффект самодетектирования звука в морской среде), оно прямо пропорционально его интенсивности.

4. Отмеченные эффекты возникают при взаимодействии акустического излучения с морской средой. Они могут быть использованы при измерении флуктуаций гидрофизических полей, оценке отношений (сигнал/шум), разработке параметрических приемников звуковых волн для измерения их интенсивности и звукового давления неакустическими методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бабий В.И.* Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане.– Л.: Гидрометеиздат, 1983.– 200 с.
2. *Бабий В.И.* Скорость звука как связующее звено гидрофизики и гидроакустики // Вторая междунар. научно-практ. конф. «Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана».– Запорожье: Научно-технический центр панорамных акустических систем НАН Украины, 2008.– С.113-121.
3. *Бабий В.И., Родионов А.А.* Минимальные уровни флуктуаций гидрофизических полей океана // Труды XI Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики».– СПб.: Наука, 2012.– С.443-446.
4. *Архипкин В.С., Добролюбов С.А.* Океанология. Физические свойства морской воды: Учебное пособие.– М.: МАКС Пресс, 2005.– 216 с.
5. *TEOS-10.* «The international thermodynamic equation of seawater-2010» Calculation and use thermodynamic properties. Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides № 56, UNESCO.– 196 p. http://www.teos-10.org/pubs/teos-10_primer.pdf.)
6. *Каменкович В.М.* Основы динамики океана.– Л.: Гидрометеиздат, 1973.– 240 с.

7. *Бабий В.И.* Специфика гидрофизических измерений в океане // XIII Междунар. научно-техн. конф. «МСОИ-2013» «Современные методы и средства океанологических исследований». – М.: АПР, 2013. – т.1. – С.152-155.
8. *Бабий В.И.* Аномалия барического градиента скорости звука в воде // Шестая Всеросс. научн. конф. «Экология 2011 – море и человек». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011. – С.144-148.
9. *Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И.* Гидроакустические параметрические системы. – Ростов н/Д: Ростиздат, 2004. – 400 с.
10. *Заграй Н.П.* Нелинейные акустические параметры и динамика нелинейных процессов. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2002. – 68 с.
11. *Бабий В.И., Родионов А.А.* Параметрический акустический метод измерения кватернионных гидрофизических полей // X Всеросс. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». – СПб.: Наука, 2010. – С.391-394.
12. *Бабий В.И.* Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане / Серия «Современные проблемы океанологии». – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009. – вып.7. – 142 с.
13. *Бабий В.И., Бабий М.В.* Алгоритмический метод разделения сигнала и собственных шумов одноканального измерителя скорости звука // Украинский метрологический журнал. – 2011. – № 2. – С.40-45.
14. *Бабий В.И., Бабий М.В.* Корреляционный метод измерения скорости звука // XI Всеросс. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». – СПб.: Наука, 2012. – С.413-416.
15. *Зверев В.А., Калачев А.И.* Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // Акустический журнал. – 1970. – т.XVI, вып.2. – С.245-251.
16. *Буданов С.П., Гончаров Э.Г., Мартинсон Б.М. и др.* Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний // Оптический журнал. – 2004. – т.71, № 4. – С.34-36.
17. *Бабий В.И.* Способ измерения физических свойств жидкостей и устройство для его осуществления / Авторское свидетельство СССР №1239586. БИ № 23, 1986.

Материал поступил в редакцию 30.07.2013 г.

АНОТАЦІЯ Розглянуті додаткові флуктуації параметрів термодинамічного стану морської води, обумовлені акустичними полями океану. Дані лінійне і квадратичне наближення адиабатических рівнянь стану, що описують цей ефект. Показано, що для звукових хвиль малої амплітуди досить лінійного наближення. Для хвиль великої амплітуди при квадратичному наближенні в параметрах стану з'являється постійна складова, пропорційна інтенсивності звуку. Наведено кількісні оцінки перших і других баричних похідних адиабатических рівнянь швидкості звуку і питомої електропровідності морської води. Відзначена незначна роль нелінійних ефектів для власних акустичних шумів океану.

ABSTRACT The additional fluctuations of thermodynamic sea water state parameters, conditioned by acoustic ocean fields are considered. The linear and quadratic approaches of the adiabatic equations of state, describing this effect are given. It is shown that linear approach is enough for sound small amplitude waves. Constant component, proportional intensity of the sound, appears in state parameter for waves of the big amplitude at quadratic approach. The quantitative estimations of the first and the second pressure derivations of adiabatic sound velocity equations and specific conductivity of sea water are presented. The insignificant role of nonlinear effects is noted for underwater acoustic ocean noise.