

УДК 551.46: 534.222

**В.И. Бабий**

**ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ВОДЫ. РОЛЬ НЕЛИНЕЙНЫХ  
ЭФФЕКТОВ**

*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.*

*Уравнения состояния; звуковое поле; нелинейные эффекты.*

**V.I. Babiy**

**INFLUENCE SOUND FIELD ON PARAMETERS OF THERMODYNAMIC  
STATE OF WATER. ROLE OF NONLINEAR EFFECT**

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

*Equations of state; sound field; nonlinear effects.*

Влияние звукового поля на параметры термодинамического состояния воды является одной из сторон проблемы взаимодействия акустического излучения с веществом – морской средой, в которой это излучение распространяется. Она находится на стыке гидрофизики и гидроакустики. В океане одновременно существуют два вида случайных гидротермодинамических полей, которые, согласно принятой терминологии, условно назовем гидрофизическими и гидроакустическими. Флуктуации гидрофизических (не акустических) полей обусловлены гидротермодинамическими процессами, описываемыми, как правило, моделями несжимаемой жидкости. Дополнительные флуктуации гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая) обусловлены акустическими шумами океана, которые описываются волновыми уравнениями сжимаемой жидкости [1, 2]. Положим, что оба процесса протекают одновременно и выполняется принцип суперпозиции. Гидродинамические флуктуации носят локальный характер, а гидроакустическая составляющая флуктуаций на низких частотах – нелокальный (дальнодействующий) характер, особенно на больших глубинах океана. При этом считаем акустическое излучение исходным. В таком предположении все гидротермодинамические, гидрохимические, биологические и другие процессы в океане протекают на фоне акустических процессов (шумов) – своего рода пьедестале.

Источники звуковых полей океана – сосредоточенные и распределенные – подразделяют на источники естественного и искусственного происхождения, находящиеся как в толще вод, так и на его границах (дно, поверхность, берега). Сведения о подводных акустических шумах океана различной природы в широком диапазоне частот изложены во многих работах [1, 2].

В высокочастотной области спектра (более 100 кГц) повсеместно в морской среде преобладают объемные тепловые молекулярные акустические шумы. Их интенсивность определяется только абсолютной термодинамической температурой среды, а верхняя граница спектра – гиперзвуком. Эти шумы принципиально неустраняемы.

В низкочастотной области спектра (менее 100 Гц) вклад тепловых шумов пренебрежимо мал, а интенсивность подводных акустических шумов нетеплового происхождения резко возрастает, что вызывает низкочастотную модуляцию гидрофизических полей звуковыми полями. Этот эффект приводит, наряду с естественными гидродинамическими флуктуациями параметров гидрофизических полей, к дополнительным флуктуациям параметров состояния морской среды. Таким образом, в действительности имеем результат взаимодействия гидродинамических и гидроакустических процессов. При этом минимальный уровень флуктуаций параметров состояния морской среды не может быть меньше уровня флуктуаций, определяемого собственными акустическими шумами океана.

В рамках бинарной модели морской воды как двухкомпонентного раствора (чистая дистиллированная вода + квазиоднородная соль) любой скалярный параметр  $X$  ее термодинамического состояния является функцией трех *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 [1, 3]. Примером является новое международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS – 10 (UNESCO) [4]. При исследовании флуктуаций  $dX$  гидрофизических полей обычно используют линеаризованные уравнения состояния (1), полагая  $dX \ll X$ . Поэтому для оценок флуктуаций параметра  $X$  ограничиваются первыми производными соответствующих уравнений:

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

где частные производные являются функциями средних значений параметров  $T$ ,  $S$ ,  $P$ . Традиционные уравнения (1) описывают состояние морской воды в статическом режиме, так как они получены при измерении параметров  $X$  по изотермам и изобатам при фиксированном (заданном) параметре  $S$ , преимущественно в лабораторных условиях [3, 4].

Для исследования влияния поля звукового давления на параметры термодинамического состояния морской воды рассмотрим адиабатические уравнения состояния для параметров  $X$ , которые на основе (1) запишем в виде

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

где  $(\partial T / \partial P)_{s,\eta}$  – адиабатический барический градиент температуры;  $\eta$  – энтропия;  $P_r + P_a(t) = P$ ;  $P_r$  – гидростатическое давление;  $P_a(t)$  – звуковое давление,  $t$  – время.

При этом полагаем, что в адиабатическом процессе солёность  $S$  не изменяется, и  $dS = 0$ . Заметим, что 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  $P_a(t)$ . Производная  $(\partial T / \partial P)_{s,\eta}$ , которая также является функцией параметров  $T$ ,  $S$ ,  $P$ , равна нулю при максимальной плотности воды, где коэффициент температурного расширения равен нулю и адиабатическая сжимаемость равна изотермической [1].

Изменение параметров состояния, обусловленное влиянием только звукового давления  $P_a(t)$ , равно разности выражений (3) и (1), где в выражении (1) при отсутствии звукового поля  $P = P_r$ , т.е. при  $P_a(t) \equiv 0$ , имеем:

$$\Delta X(t) = X_a(t) - X(T, S, P_r). \quad (4)$$

Выражение (4) 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 [3, 4]. При фильтрации реализации  $\Delta X(t)$ , как функций звукового давления  $P_a(t)$  фильтром низких частот, усредненные члены разложения нечетных степеней ряда равны нулю, поскольку  $\langle P_a(t) \rangle = 0$ . Тогда как усредненные члены разложения четных степеней ряда не равны нулю, т.е. в  $\Delta X(t)$  появляется постоянная составляющая (среднее значение). Здесь символ  $\langle \rangle$  означает операцию временного усреднения.

В звуковых полях малой амплитуды, например собственных акустических шумах океана [1, 2], можно в (4) пренебречь членами выше первого порядка. Следовательно, для таких волн можно записать в первом (линейном) приближении выражение для временных флуктуаций параметра  $\Delta X(t)$  в зависимости от  $P_a(t)$  в виде

$$\Delta X_1(t) \approx [(\partial X/\partial P)_{T,s} + (\partial X/\partial T)_{s,p} (\partial T/\partial P)_{s,\eta}] P_a(t), \quad (5)$$

где  $P_a(t)$  – мгновенные значения звукового давления. Здесь среднее значение флуктуаций  $\langle \Delta X_1(t) \rangle = 0$ , поскольку  $\langle P_a(t) \rangle = 0$ . Выражение в квадратных скобках в (5) есть адиабатическая производная  $(\partial X/\partial P)_{s,\eta}$ , необходимая для расчета флуктуаций параметра  $\Delta X(t)$  по звуковому давлению  $P_a(t)$ .

Полагая, что элемент объема морской среды озвучивается суперпозицией звуковых волн, приходящих с различных направлений, легко выразить спектр временных флуктуаций параметра  $\Delta X(t)$  в морской среде через спектр звукового давления  $S_p(f)$  акустических шумов океана:

$$S_{\Delta X}(f) = (\partial X/\partial P)_{T,s}^2 S_p(f). \quad (6)$$

В жидкостях минимальные уровни интенсивности звука определяются тепловыми молекулярными акустическими шумами среды, т.е. ее абсолютной термодинамической температурой, а максимальные уровни интенсивности звука ограничены кавитационной прочностью и эффектом насыщения. Отношение максимального и минимального уровней интенсивности звука может достигать 200 дБ. В акустических полях волн конечной амплитуды (большой интенсивности) для расчета изменений параметров состояния от звукового давления уже недостаточно ограничиваться только первыми производными функций (1) и (3) по давлению, а необходимо учитывать и производные более высоких порядков. В нелинейной акустике преимущественно используют квадратичное приближение и очень редко кубическое [5, 6]. Оценка вклада в (4) членов разложения выше второго порядка показала, что он несущественен. Поэтому для волн большой интенсивности ограничимся вторым (квадратичным) приближением выражения (4):

$$\Delta X_2(t) \approx \Delta X_1(t) + 0,5 (\partial^2 X/\partial P^2)_{T,s} P_a^2(t) = \Delta X_1(t) + 0,5 (\partial^2 X/\partial P^2)_{T,s} \rho C \cdot I(t), \quad (7)$$

где  $I(t) = P_a^2(t) / \rho C$  – мгновенная интенсивность звука,  $\rho C$  – волновое сопротивление среды. Здесь при низкочастотной фильтрации среднее значение  $\langle \Delta X_2(t) \rangle$  записывается так:

$$\langle \Delta X_2(t) \rangle = 0,5 (\partial^2 X/\partial P^2)_{T,s} \rho C \cdot \langle I(t) \rangle = V_x \cdot \langle I(t) \rangle. \quad (8)$$

Этот эффект можно использовать для измерения интенсивности звука неакустическим методом в очень мощных звуковых полях. Выражение (8) описывает операцию квадратичного детектирования, где величина  $\langle \Delta X_2(t) \rangle$  прямо пропорциональна интенсивности звукового поля,  $V_x$  – коэффициент пропорциональности. Заметим, что в (7) кроме постоянной составляющей появляются еще и вторые гармоники процесса  $P_a(t)$ , которые при низкочастотной фильтрации устраняются.

В работах [1, 2] выполнены оценки величин первых производных от адиабатических уравнений для термодинамических параметров: температуры, скорости звука, удельной электропроводности, показателя преломления света, плотности. Показано, что эффект дополнительных флуктуаций, обусловленный влиянием зву-

кового поля, наиболее проявляется в полях скорости звука и электропроводности. В работе [7] приведена зависимость первой адиабатической производной скорости звука от параметров состояния: температуры и гидростатического давления и отмечена ее относительно слабая изменчивость, характеризуемая второй производной. В табл. 1 даны для сравнения абсолютные и относительные значения первых и вторых барических производных адиабатических уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды.

Таблица 1

**Барические производные уравнений скорости звука и удельной электропроводности морской воды**

Параметр	Абсолютные значения	Относительные значения
Скорость звука $C$	$(\partial C/\partial P) \approx 1,7 \cdot 10^{-6}$ [м/(с·Па)]	$C^{-1}(\partial C/\partial P) \approx 11 \cdot 10^{-10}$ Па <sup>-1</sup>
	$(\partial^2 C/\partial P^2) \approx 5 \cdot 10^{-15}$ [м/(с·Па <sup>2</sup> )]	$C^{-1}(\partial^2 C/\partial P^2) \approx 3 \cdot 10^{-18}$ Па <sup>-2</sup>
Электропроводность $\chi$	$(\partial \chi/\partial P) \approx 5 \cdot 10^{-9}$ [См/(м·Па)]	$\chi^{-1}(\partial \chi/\partial P) \approx 13 \cdot 10^{-10}$ Па <sup>-1</sup>
	$(\partial^2 \chi/\partial P^2) \approx -3 \cdot 10^{-17}$ [См/(м·Па <sup>2</sup> )]	$\chi^{-1}(\partial^2 \chi/\partial P^2) \approx -8 \cdot 10^{-18}$ Па <sup>-2</sup>

Как видно, относительные значения первых производных параметров  $C$  и  $\chi$  практически одинаковы, а относительные значения вторых производных отличаются почти в три раза. Это свидетельствует о том, что эффективность преобразования (7) в поле электропроводности выше, чем в поле скорости звука. Однако в целом вклад нелинейных эффектов в дополнительные флуктуации термодинамических параметров состояния морской воды, обусловленные звуковым полем, относительно мал по сравнению с линейным приближением из-за малости вторых производных адиабатических уравнений гидрофизических параметров.

**Выводы**

1. Звуковые волны при распространении в жидкости модулируют параметры ее термодинамического состояния. Этот эффект зависит от интенсивности звука и 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, практически равно нулю.

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

4. Отмеченные эффекты возникают при взаимодействии акустических полей со средой и могут быть использованы при оценке отношений *сигнал/шум* гидрофизических средств измерения, разработке параметрических измерителей звуковых полей, их интенсивности и звукового давления неакустическими методами.

**БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. *Бабий В.И.* Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 200 с.
2. *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.
3. *Архипкин В.С., Добролюбов С.А.* Океанология. Физические свойства морской воды: Учебное пособие. – М.: МАКС Пресс, 2005. – 216 с.

4. *TEOS-10*. «The international thermodynamic equation of seawater – 2010» Calculation and use thermodynamic properties. Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides № 56, UNESCO (English), – 196 p. (Website: – [http://www.teos-10.org/pubs/teos-10\\_primer.pdf](http://www.teos-10.org/pubs/teos-10_primer.pdf).)
5. *Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И.* Гидроакустические параметрические системы. – Ростов-на-Дону: Ростиздат, 2004. – 400 с.
6. *Заграй Н.П.* Нелинейные акустические параметры и динамика нелинейных процессов. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2002. – 68 с.
7. *Бабий В.И.* Аномалия барического градиента скорости звука в воде // Материалы шестой Всероссийской научной конференции «Экология 2011 – море и человек». – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011. – С. 144-148.

Статью рекомендовал к опубликованию д.т.н., профессор С.П. Тарасов.

**Бабий Владлен Иванович** – Морской гидрофизический институт Национальной академии наук Украины; e-mail: marbab@yandex.ru; Украина, 99028, г. Севастополь, ул. Ефремова, 26, кв. 10; тел.: 380692534689; к.ф.-м.н.; с.н.с.

**Babiy Vladlen Ivanovich** – Marine Hydrophysical Institute of National Academy of Sciences of Ukraine; e-mail: marbab@yandex.ru; 2, Kapitanskaya street, Sevastopol, 99011, Ukraine; phone: 380692534689; cand. of phis.-math. sc.; senior scientist.

УДК 681.51

**Ю.Н. Дзюба**

#### **МЕТОД СИНТЕЗА ГЕНЕРАТОРОВ «УПРАВЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ» ХАОСОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

*Рассмотрен метод синтеза генераторов «управляющих параметров» хаосодинамических систем, позволяющий формировать в хаосодинамических системах регулярные режимы движения, необходимые для решения ряда задач управления нелинейными объектами с хаотической динамикой, в частности задач управления, передачи и обработки информации. На примере хаосодинамической системы Ресслера, применив метод аналитического конструирования агрегированных регуляторов, синтезирована обратная связь, обеспечивающая формирование в структуре модели Ресслера желаемых аттракторов с соответствующими бифуркациями.*

*Хаосодинамическая система; аттрактор; генератор «управляющих параметров».*

**Yu.N. Dzyuba**

#### **METHOD OF SYNTHESIS OF GENERATORS "CONTROL PARAMETER" CHAOTIC-DYNAMICS SYSTEMS**

*This article describes the method of synthesis oscillators "control parameters" of chaotic-dynamics systems. The method allows to create regular modes of motion in chaotic-dynamics systems, needed to solve problems of management of nonlinear objects with chaotic-dynamics, in particular the problems of management, transmission and processing of information. For example Ressler's chaotic-dynamics system. The synthesized feedback to create desirable attractors with the relevant bifurcations in structure of model of Ressler by means of the method of analytical designing of the aggregated regulators.*

*Chaotic-dynamics system; attractor; generator "control parameters".*

Развитие теории динамических систем показало, что во многих сложных системах различной природы существенную роль играют диссипативные структуры, сопровождаемые хаотическими и бифуркационными явлениями. В связи с этим в