

УДК 551.46:534.222

## ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ В ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В. И. БАБИЙ

Морской гидрофизический институт НАН Украины  
ул. Капитанская, 2, 99011, Севастополь, Украина  
E-mail: marbab@yandex.ru

Получено 05.03.2013

Рассмотрено влияние подводных акустических шумов океана на отношение сигнал/шум при одноточечных измерениях параметров термодинамического состояния морской среды. Получены оценки спектральных плотностей минимальных уровней флуктуаций температуры, скорости звука, удельной электропроводности, показателя преломления света, обусловленных акустическим низкочастотным шумом. Описана простая спектральная модель собственных инструментальных шумов гидрофизических измерителей. Приведены спектральные и интегральные выражения отношений сигнал/шум на их выходах в зависимости от цели измерений.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** гидрофизика, гидроакустика, измерения, отношение сигнал/шум

Розглянуто вплив підводних акустичних шумів океану на відношення сигнал/шум при одноточкових вимірюваннях параметрів термодинамічного стану морського середовища. Отримані оцінки спектральних щільностей мінімальних рівнів флуктуацій температури, швидкості звуку, питомої електропровідності, показника заломлення світла, обумовлених акустичним низькочастотним шумом. Дано опис простої спектральної моделі власних інструментальних шумів гідрофізичних вимірювачів. Наведені спектральні й інтегральні вирази відношень сигнал/шум на їхніх виходах у залежності від мети вимірювань.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** гідрофізика, гідроакустика, вимірювання, відношення сигнал/шум

The paper deals with considering of the influence of the ocean underwater acoustic noise on the signal-to-noise ratio at single-point measuring of thermodynamic parameters of marine environment. The estimates of spectral densities of the minimum levels of fluctuations caused by the low-frequency acoustic noise are obtained for temperature, sound velocity, electrical conductivity, light refractive index. A simple spectral model of the instrumental self-noise of hydrophysical meters is described. The spectral and integral expressions of signal-to-noise ratios at the output of the meters, depending on measurement purpose, are presented.

**KEY WORDS:** hydrophysics, hydroacoustics, measurements, signal-to-noise ratio

### ВВЕДЕНИЕ

Практически все сведения о гидрофизических полях океана, их структуре и пространственно-временной изменчивости получены в результате натурных измерений, т. е. экспериментальным путем. Поэтому совершенствование методов и средств гидрофизических измерений, повышение их точности, достоверности и разрешающей способности остается одним из актуальнейших направлений развития океанографии, гидрофизики, гидроакустики и морского научного приборостроения. Важнейшим параметром, характеризующим качество и точность измерений, служит отношение сигнал/шум. Под термином сигнал будем подразумевать информативный параметр измеряемого гидрофизического поля, а под термином шум – инструментальную погрешность средства измерения этого параметра, приведенную к входу измерителя и выраженную в единицах измеряемой физической величины, а также собственный шум морской среды. Здесь существенна ме-

тодическая составляющая погрешности, определяемая адекватностью моделей объекта исследования и реальных средств измерений. Отношение сигнал/шум – неотъемлемая характеристика любой измерительно-информационной системы. Обратный к нему параметр – суть относительная случайная погрешность измерений.

При решении многих фундаментальных и прикладных задач гидрофизики и гидроакустики необходимо знание фоновых характеристик случайных гидрофизических полей. Поэтому теоретический и практический интерес представляет оценка отношений сигнал/шум, которые могут быть достигнуты современными и перспективными средствами измерений при минимальных уровнях флуктуаций гидрофизических полей океана. Для получения таких оценок рассмотрим уровни флуктуаций, обусловленные акустическими шумами океана, и уровни инструментальных шумов гидрофизических измерителей [1–5].

Как правило, отношение сигнал/шум – это интегральный параметр, определяемый в некото-

рой полосе частот. Более подробной характеристикой служит отношение спектральных плотностей мощности флуктуаций параметров гидрофизических полей и спектральных плотностей мощности инструментальных шумов (погрешности) гидрофизических измерителей. При этом принимаем, что собственные шумы морской среды и инструментальные шумы измерителей не коррелированы. Следовательно, необходимо знать спектры  $S_X(f)$  собственных шумов (флуктуаций параметров состояния) морской среды и спектры  $S_{ш}(f)$  инструментальных погрешностей гидрофизических измерителей. Тогда

$$F_X(f) = \frac{S_X(f)}{S_{ш}(f)}, \quad (1)$$

где  $F_X(f)$  – безразмерная функция, характеризующая в заданном диапазоне частот  $f$  отношение спектральных плотностей мощности сигнала и шумов измерителей;  $X$  – вид измеряемой физической величины.

## 1. СПЕКТРЫ МИНИМАЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ СРЕДЫ

Согласно существующей терминологии, будем условно различать два вида случайных полей океана – гидрофизические и гидроакустические [2–4]. Флуктуации гидрофизических (неакустических) полей обусловлены гидротермодинамическими процессами, описываемыми, как правило, моделями несжимаемой жидкости. Дополнительные же флуктуации гидрофизических полей (гидроакустическая составляющая) обусловлены акустическими шумами океана, которые описываются волновыми уравнениями для сжимаемой жидкости. Полагая, что оба процесса протекают одновременно и выполняется принцип суперпозиции, т. е. на входе измерителя действует сумма гидрофизических и гидроакустических составляющих, запишем

$$S_x(f) = S_{Xr}(f) + S_{Xa}(f), \quad (2)$$

где  $S_{Xr}(f)$  – спектр флуктуаций гидрофизических (неакустических) полей [6], т. е. спектр флуктуаций не шумящего, “безмолвного” океана;  $S_{Xa}(f)$  – спектр флуктуаций составляющей гидрофизических полей, обусловленной акустическими шумами океана [1, 4]. Оно является результатом взаимодействия акустического излучения с веществом – морской средой, в которой оно распространяется.

При этом акустическое излучение считаем исходным. В таком предположении все гидротермодинамические, гидрохимические, биологические и другие процессы в океане протекают на фоне акустических – своего рода “пьедестале”.

Источники звуковых полей океана, сосредоточенные и распределенные, подразделяют на источники естественного и искусственного происхождения, находящиеся в толще вод или на его границах (дно, поверхность, берега). Сведения о подводных акустических шумах океана различной природы в широком диапазоне частот изложены в работах [7–15].

В высокочастотной области спектра (выше 100 кГц) повсеместно в морской среде преобладают объемные тепловые молекулярные акустические шумы [5, 7]. Их интенсивность определяется исключительно абсолютной термодинамической температурой среды, а верхняя граница спектра – гиперзвуком. Эти шумы принципиально неустраняемы. С одной стороны, они естественным образом ограничивают пороговую чувствительность гидрофизических и гидроакустических средств измерения, а с другой, – позволяют решать обратные задачи пассивной акустической теплолокации (пассивной акустической шумовой термометрии) и другие обратные задачи переноса акустического излучения в морской среде [9, 10].

В низкочастотной области спектра (ниже 100 Гц) вклад тепловых шумов пренебрежимо мал, а интенсивность подводных акустических шумов нетеплового происхождения резко возрастает, что вызывает низкочастотную модуляцию гидрофизических полей [1, 4]. Этот эффект приводит к дополнительным флуктуациям параметров состояния морской среды. Таким образом, в действительности наблюдается результат взаимодействия гидродинамических и гидроакустических процессов. При этом минимальный уровень флуктуаций параметров состояния не может быть меньше уровня флуктуаций, определяемого собственными акустическими шумами океана.

Естественные водоемы можно рассматривать как объемные акустические резонаторы, возбуждаемые сейсмическим шумом. Такое модельное представление дает указание на возможную причину наблюдаемой слоистой структуры глубоководной части Черного моря [16].

Оценим количественно входящие в выражение (2) спектры  $S_{Xa}(f)$  флуктуаций для некоторых параметров термодинамического состояния морской среды. В рамках бинарной модели морской воды как двухкомпонентного раствора (чистая дистиллированная вода плюс квазиоднород-

ная соль) любой скалярный параметр  $X$  ее термодинамического состояния является функцией трех первичных гидрологических параметров – температуры  $T$ , солености  $S$  и давления  $P$ :

$$X = X(T, S, P). \quad (3)$$

Поскольку теоретический вывод уравнения состояния морской воды отсутствует, эти функциональные зависимости получают эмпирически и постоянно уточняют [17]. Примером такого источника может служить новое международное термодинамическое уравнение состояния морской воды TEOS-10 (UNESCO) [18].

В природе параметры  $T$ ,  $S$ ,  $P$  в уравнении (3) – случайные функции пространственных координат и времени. При исследовании флуктуаций  $dX$  гидрофизических полей используют линеаризованные уравнения состояния (3), полагая  $dX \ll X$ . Поэтому для оценок флуктуаций параметра  $X$  ограничиваются первыми производными соответствующих уравнений:

$$dX = \frac{\partial X}{\partial T} dT + \frac{\partial X}{\partial S} dS + \frac{\partial X}{\partial P} dP, \quad (4)$$

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

В акустической волне малой амплитуды, к которым относятся и подводные акустические шумы, физические процессы протекают адиабатически. Следовательно, положив  $dS=0$  в соотношении (4), для временных флуктуаций параметра  $X$  термодинамического состояния морской среды, обусловленных собственными акустическими шумами океана, можно записать следующее выражение:

$$\begin{aligned} dX(t) &= \frac{\partial X}{\partial T} dT(t) + \frac{\partial X}{\partial P} dP(t) = \\ &= \left[ \left( \frac{\partial X}{\partial P} \right)_{T,S} + \left( \frac{\partial X}{\partial T} \right)_{S,P} \left( \frac{\partial T}{\partial P} \right)_{S,\eta} \right] P_a(t). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $P_a(t)$  – звуковое давление шумов, среднее значение которого равно нулю;  $(\partial T/\partial P)_{S,\eta}$  – адиабатический барический градиент температуры;  $\eta$  – энтропия;  $t$  – время.

Выражение в квадратных скобках в формуле (5) – производная  $\partial X/\partial P$ , необходимая для расчета флуктуаций параметра  $X(t)$  по звуковому давлению  $P_a(t)$ . Заметим, что адиабатическая производная  $(\partial T/\partial P)_{S,\eta}$  входит во все выражения для вычисления флуктуаций любого параметра  $X$  термодинамического состояния от  $P_a(t)$ . Она обращается в нуль при максимальной плотности воды,

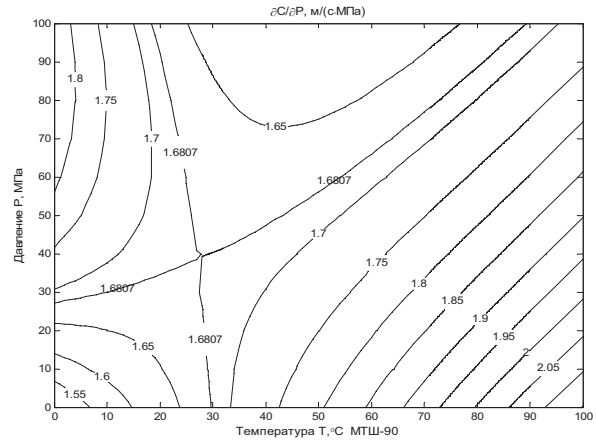


Рис. 1. Изолинии барического градиента  $\partial C/\partial P$  на  $T$ - $P$  диаграмме

когда коэффициент температурного расширения равен нулю и адиабатическая сжимаемость равна изотермической [1].

Оценим количественно обусловленный акустическими шумами вклад во флуктуации параметра  $X$ . Полагая, что элемент объема морской среды озвучивается суперпозицией звуковых волн, приходящих с различных направлений, легко выразить спектр временных флуктуаций параметра  $X(t)$  через спектр звукового давления  $S_p(f)$  акустических шумов океана:

$$S_{Xa}(f) = \left( \frac{\partial X}{\partial P} \right)^2 S_p(f). \quad (6)$$

Из выражений (5), (6) следует, что для расчета флуктуаций параметров состояния и их статистических характеристик необходимо знание спектров подводных акустических шумов  $S_p(f)$  и частных производных  $\partial X/\partial P$  – адиабатических барических градиентов соответствующих параметров термодинамического состояния морской среды.

В таблице приведены абсолютные и относительные значения адиабатических барических градиентов параметров – температуры  $T$ , скорости звука  $C$ , удельной электрической проводимости  $\xi$ , показателя преломления света  $n$ , плотности  $\rho$  морской воды при  $S=35$  епс [1, 4]. Они нужны для вычисления эквивалентных флуктуаций параметров состояния, расчета их спектров и дисперсий согласно выражениям (5), (6), а также для ранжирования влияния акустических шумов на гидрофизические поля и расчета чувствительности параметрических приемников звука [19]. Наряду со скоростью звука, адиабатические барические гра-

Таблица. Адиабатические барические градиенты параметров состояния морской воды

Параметр	Абсолют. знач.	Относит. знач., $10^{-10}1/\text{Па}$
Температура $T$ , К	$\partial T/\partial P = (0.3 \dots 1.8)10^{-8}$ К/Па	$T^{-1}(\partial T/\partial P) = (0.1 \dots 0.6)$
Скорость звука $C$ , м/с	$\partial C/\partial P = 1.7 \cdot 10^{-6}$ м/(с · Па)	$C^{-1}(\partial C/\partial P) = (10 \dots 12)$
Электропроводн. $\xi$ , См/м	$\partial \xi/\partial P = 1 \cdot 10^{-7}$ См/(м · Па)	$\xi^{-1}(\partial \xi/\partial P) = (8 \dots 12)$
Показатель преломления $n$	$\partial n/\partial P = 1.3 \cdot 10^{-10}$ 1/Па	$n^{-1}(\partial n/\partial P) \approx 1$
Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\partial \rho/\partial P = 4.4 \cdot 10^{-7}$ кг/(м <sup>3</sup> · Па)	$\rho^{-1}(\partial \rho/\partial P) \approx 4.3$

диенты термодинамических параметров состояния морской среды – это “звенья цепи”, связывающей гидроакустику и гидрофизику [2, 3].

На рис. 1 приведена  $T$ - $P$  диаграмма барического градиента скорости звука  $\partial C/\partial P$  от температуры и гидростатического давления при  $S=0$  [20]. 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 зависимостей выполняется и для барических градиентов других параметров термодинамического состояния морской среды.

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

$$\frac{\partial^2 \Delta C}{\partial T^2} = C^2 \left[ \frac{\partial^2 \Delta C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta C}{\partial z^2} \right]. \quad (7)$$

Таким образом, звуковое поле в морской среде можно толковать как акустическое возмущение равновесного поля скорости звука и регистрировать его, например, измерителями скорости звука. Здесь значения  $C^2$  и  $\Delta C$  определяются непосредственно и одновременно, к примеру, корреляционным методом или с помощью параметрических приемников звука [19].

Наряду с адиабатическими изменениями температуры и скорости звука, в звуковой волне изменяются и другие параметры термодинамического состояния морской среды. Поэтому аналогичным образом записываются эквивалентные волновые уравнения для полей плотности, электропроводности, показателя преломления света и др. Регистрация их адиабатических возмущений позволяет измерять звуковые поля в морской среде неакустическими методами. Подобные измерения могут быть полезны как в натурных исследованиях, так и при построении эталонов звукового давления в жидкостях. Чувствительность таких измерителей определяется соответствующими адиабатическими барическими градиентами, в частности, указанными в таблице.

тическими барическими градиентами, в частности, указанными в таблице.

На рис. 2 в одинаковом масштабе изображены экспериментально полученные по данным работы [11] обобщенные спектры  $S_p(f)$  звукового давления акустических шумов океана в низкочастотной области (в децибелах относительно уровня  $1 \text{ (мкПа)}^2/\text{Гц}$ ). В спектры флуктуаций параметров состояния морской среды  $T$ ,  $C$ ,  $\xi$ ,  $n$  они пересчитаны согласно выражению (6) с использованием барических градиентов, приведенных в таблице. Слева от графиков нанесены соответствующие им шкалы эквивалентных спектральных плотностей  $S_{X_a}(f)$  флуктуаций прямо измеряемых гидрофизических параметров  $T$ ,  $C$ ,  $\xi$ ,  $n$ . Очевидно, что акустический шум среды слабее всего влияет на поля температуры  $T$  и показателя преломления света  $n$ , а сильнее всего – на гидрофизические поля скорости звука  $C$  и удельной электрической проводимости  $\xi$  (см. также относительные барические градиенты в последней колонке таблицы). Это наблюдение может быть использовано для построения параметрических приемников звука и их комплексирования [1, 2, 19]. Одно из преимуществ таких “бестелесных” приемников – отсутствие эффекта псевдозвука.

По описанной выше методике акустические шумы океана легко могут быть пересчитаны во флуктуации косвенно измеряемых параметров состояния – плотности, сжимаемости, диэлектрической проницаемости и др.

В инфранизкочастотном диапазоне (ULF) от  $\sim 0.01$  до  $10$  Гц (см. рис. 2) существенный вклад в акустический шум океана вносят сейсмические шумы Земли [11–15]. Ограничение спектра акустических шумов со стороны очень низких частот обусловлено наличием граничной частоты колебаний, ниже которой нормальные волны (моды) в водном слое не распространяются. Для модели двухслойной среды (вода–дно) наибольшая граничная длина звуковой волны, соответствующая наименьшей моде, определяется приближительным выражением  $\lambda_{\text{гп}} = 4H[1 - (C/C_d)^2]^{1/2}$ , где  $H$  – то-

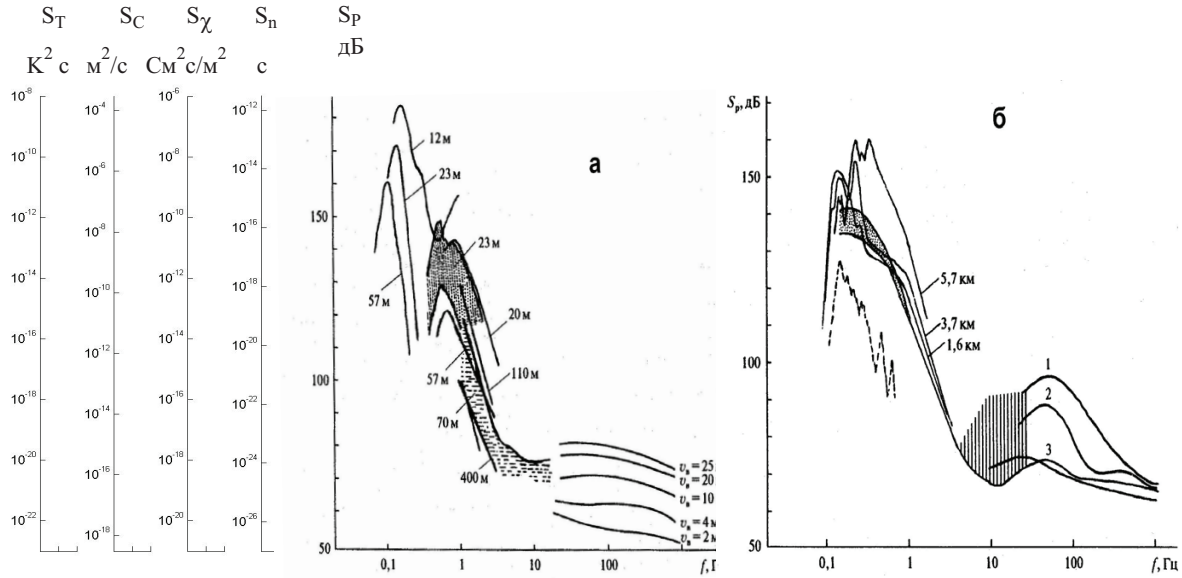


Рис. 2. Обобщенные спектры низкочастотных акустических шумов океана [11].  
 Шкалы эквивалентных спектральных уровней флуктуаций гидрофизических параметров  $T$ ,  $C$ ,  $\xi$ ,  $n$  соответствуют спектрам  $S_p(f)$  акустических шумов океана (глубины указаны на графиках,  $U$  – скорость ветра):  
 а – мелководных районов, б – глубокого океана;  
 1, 2, 3 – шум при разных интенсивностях судоходства,  
 штриховая на рис. 2, б – спектр подледного шума в море Бофорта

лщина водного слоя (глубина океана);  $C$  – скорость звука в воде;  $C_d$  – скорость звука в дне [11].

Заметим, что гидродинамические флуктуации имеют условно локальный, а гидроакустическая составляющая флуктуаций на низких частотах – нелокальный (дальнодействующий) характер, особенно на больших глубинах океана.

Помимо акустических шумов, в океане в низкочастотном диапазоне присутствуют колебания гидростатического давления, обусловленные атмосферными процессами, поверхностными и внутренними волнами, гидродинамические пульсации давления в турбулентных потоках и т. п. Все эти эффекты лишь увеличивают уровень флуктуаций параметров состояния морской среды по отношению к минимальному уровню флуктуаций, обусловленных только акустическими шумами океана. Разделение флуктуаций акустического и неакустического происхождения возможно на основе различия их дисперсионных зависимостей, различных радиусов пространственной корреляции и когерентности гидродинамических и гидроакустических полей, а также потоков энергии (вектора Умова) и траекторий флуктуаций параметров состояния на  $T$ - $S$  диаграмме. Такое разделение осуществимо при целевых многоточечных комплексных синхронных измерениях различных пара-

метров состояния морской среды высокочувствительными гидрофизическими средствами.

## 2. СПЕКТРЫ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ

Погрешность средств измерений (СИ) – важнейший компонент, влияющий на точность результата и качество измерений. В теории и практике измерений различают более шестидесяти стандартизованных видов погрешностей [21].

Определим приведенную к входу СИ основную абсолютную инструментальную погрешность в виде разности между измеренными (восстановленными)  $X(t)$  и истинными (действительными)  $X_1(t)$  значениями измеряемой физической величины:

$$\Delta[X(t)] = X(t) - X_1(t). \quad (8)$$

Выражение (8) описывает в метрологическом смысле различие между реальным и идеальным СИ. Если входным воздействием является образцовый сигнал (мера измеряемой величины)  $X_1(t) = X_0 = \text{const}$ , то в стационарном режиме

$$\Delta(X_0, t) = X(t) - X_0. \quad (9)$$

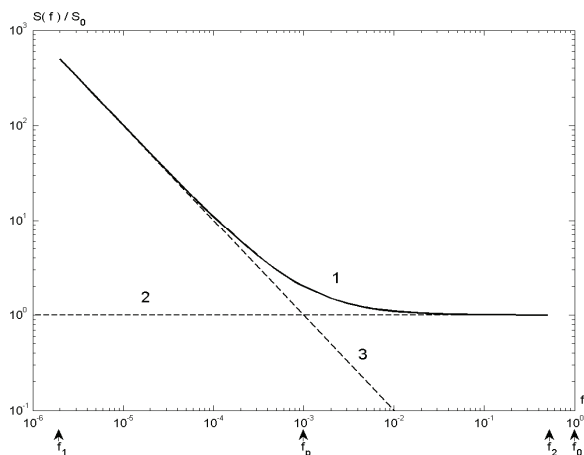


Рис. 3. Нормированный спектр основной погрешности измерителей:  
 1 – модель; 2 – спектр белого шума;  
 3 – спектр фликкер-шума

На основе общих физических предположений случайный процесс (9) можно приближенно представить в виде суммы

$$\Delta(X_0, t) = \Delta_0(X_0) + \Delta_1(X_0, t) + \Delta_2(X_0, t), \quad (10)$$

где  $\Delta_0(X_0)$  – постоянная величина, которая соответствует неисключенным остаткам систематической составляющей основной погрешности в окрестности точки  $X_0$  шкалы;  $\Delta_1(X_0, t)$  – широкополосный стационарный случайный процесс с нулевым средним и постоянной спектральной плотностью мощности (белый шум);  $\Delta_2(X_0, t)$  – нестационарный случайный процесс со спектром мощности вида  $1/f$  (фликкер-шум или розовый шум), описывающий прогрессирующую погрешность. Такое деление основной погрешности – условно и проводится для упрощения анализа и интерпретации. В действительности все три составляющие в (10) проявляются совместно и образуют единый нестационарный случайный процесс. Выражение (10) – это математическая модель основной абсолютной погрешности СИ [21, 22].

Как следует из соотношения (1), для оценок функции  $F_X(f)$ , помимо спектра  $S_X(f)$ , необходимо знать спектр случайной погрешности измерителя, т.е. спектр  $S_{ш}(f)$  его собственных шумов. Для описания  $S_{ш}(f)$  и сопоставления со спектром  $S_X(f)$ , используем простую малопараметрическую спектральную модель рассмотренной выше основной абсолютной погрешности (10) гидрофизических измерителей [22]:

$$S_{ш}(f) = S_0 \left( 1 + \frac{f_p}{f} \right). \quad (11)$$

Здесь  $S_{ш}(f)$  – приведенные к входу СИ суммы спектральных плотностей мощности белого шума  $S_0$  и фликкер-шума всех блоков измерителя;  $f_p$  – частота перехода (раздела) спектра  $S_{ш}(f)$ , на которой суммарные спектральные плотности мощности белого шума  $S_0$  и фликкер-шума равны. Нестационарный случайный процесс со спектром мощности вида  $1/f$  описывает прогрессирующую погрешность (деградацию) измерителя, принципиально ограничивая его точность в области низких частот.

Нормированный спектр  $S_{ш}(f)/S_0 = 1 + (f_p/f)$  представлен на рис. 3. Со стороны высоких частот он ограничен частотой свертки  $f_2 = f_0/2$ , где  $f_0$  – частота отсчетов, а со стороны низких – частотой  $f_1 \sim 1/T_N$ . Здесь  $T_N = N f_0$  продолжительность наблюдений;  $N$  – число дискретных отсчетов;  $f_0$  – их частота. В зависимости от отношения  $m = f_0/f_p$  в спектре  $S_{ш}(f)$  может преобладать либо розовый, либо белый шум. При современном состоянии вычислительной техники спектральную плотность шума на частоте свертки довольно просто определить экспериментально. Определив  $S_{ш}(f_0/2)$  и  $m$ , легко вычислить  $S_0 = S_{ш}(f_0/2)/(1+2/m)$ . Несколько труднее оценить частоту перехода (раздела) спектра  $f_p$ . В реальных гидрофизических измерителях она может находиться в диапазоне от примерно  $10^{-3}$  до 1 Гц [21–23]. Как видно из рис. 2,  $f_p$  попадает в область интенсивных низкочастотных акустических шумов океана, что не должно сильно ухудшить отношение  $F_X(f)$  в этой области спектра.

Модельный спектр (11) связывает между собой основные метрологические характеристики измерителя – точность (погрешность) и стабильность (нестабильность). Стабильность как инвариантность метрологических характеристик во времени является внутренним свойством измерителя и основой для нормирования показателей точности и метрологической надежности (например, для обоснованного назначения межповерочных интервалов). Текущий спектр позволяет оценить эволюцию основной погрешности во времени в зависимости от  $m = f_0/f_p$ . Низкочастотная часть спектра, соответствующая фликкер-шуму, определяет долговременную стабильность. Высокочастотный участок спектра (белый шум) описывает быстроедействие и кратковременную стабильность измерителя, характеризующую пороговую чувствительность и предельную разрешающую способность во временной области [24].

Наряду с  $S_{ш}(f)$ , рассмотрим еще одну спектральную характеристику, позволяющую сравнивать количественно между собой средства изме-



рения разных физических величин, определяемых как прямым, так и косвенным методами [21, 23]. Речь идет об обобщенном спектре относительных шумов  $Q^2(f) = S_{ш}(f)/X^2$ , имеющем размерность времени, одинаковую для всех типов измерителей, независимо от принципа их действия. По определению, функция  $Q^2(f)$  – нормированный на квадрат измеряемой величины  $X$  спектр  $S_{ш}(f)$  в заданном диапазоне частот.

На рис. 4 для сравнения представлены графики нормированных высокочастотных участков спектров  $Q^2(f)$  инструментальных шумов некоторых измерителей разных физических величин [21]. Диапазон значений  $Q^2(f)$  охватывает более десяти порядков, а диапазон частот  $f$  – от 1 до  $10^3$  Гц. Полагаем, что в спектральной модели (11) для указанных средств измерения частота раздела  $f_p$  составляет 1 Гц. Кривая 14 относится к интерференционному измерителю скорости звука, у которого  $Q^2(f) = 10^{-14}$  с (абсолютное значение  $S_{ш}(f_0/2) = 2 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с при  $f_0/2 = 40$  Гц). Обращает на себя внимание то, что другие гидрофизические измерители (кривые 1–13) имеют существенно худшие показатели. Кривая 15 отражает характеристики перспективного времяпролетного измерителя скорости звука [21], кривая 16 – спектру шумов современных серийных аналого-цифровых преобразователей “интервал времени – цифровой код” в интегральном исполнении, а кривая 17 отражает уровень шумов прецизионных малогабаритных кварцевых стандартов частоты, являющихся встроенными мерами времени. Судя по ним, потенциальный запас инструментальной точности для дальнейшего совершенствования гидрофизических измерителей составляет несколько порядков.

### 3. ОТНОШЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ СИГНАЛА И ШУМА

Согласно выражению (1), располагая спектрами  $S_{Xa}(f)$  (см. раздел 1) и  $S_{Xш}(f)$  (см. раздел 2), с учетом выражения (2), где спектры  $S_{Xr}(f)$  описаны, например, в [6], можно найти функции  $F_X(f)$ . В зависимости от цели исследования, выясним, что же в действительности измеряют *in situ* все гидрофизические средства измерений (ГФСИ) в морской среде и каково при этом отношение сигнал/шум.

Известно, что наиболее полное и универсальное, но весьма громоздкое статистическое описание случайных процессов и полей дают многомерные распределения вероятностей их значений в различных совокупностях аргументов. Однако

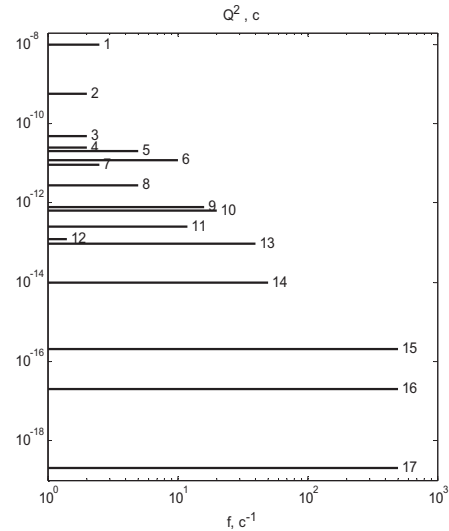


Рис. 4. Высокочастотные участки нормированных энергетических спектров инструментальной погрешности различных средств измерения: 1 – ИЗМ-2000, АЛТЫН; 2 – Т87/3; 3 – ИСТОК-5; 4 – ИСТОК-6 (канал Т); 5 – ИСТОК-7; 6 – 8701; 7 – ИСТОК-6 (канал С); 8 – SVSS; 9 – ICTD; 10 – СИГМА-1; 11 – SBE 911; 12 – FSI; 13 – ПСМ-1М; 14 – [21]; 15 – [21]; 16 – АПП TDC-GP2; 17 – кварцевый стандарт частоты

на практике используются не сами распределения вероятностей, а лишь конечный набор их числовых характеристик. Так, в предположении о локальной однородности и нормальности распределения вероятностей достаточно полно статистические свойства рассматриваемых процессов (одновременное измерение двух составляющих гидрофизического поля одноканальным шумящим прибором) описывается симметричной квадратной спектральной матрицей

$$\mathbf{S} = \begin{vmatrix} S_{Xr}(f) & S_{Xar}(f) & S_{Xшr}(f) \\ S_{Xra}(f) & S_{Xa}(f) & S_{Xша}(f) \\ S_{Xрш}(f) & S_{Xаш}(f) & S_{Xш}(f) \end{vmatrix}, \quad (12)$$

где  $S_{Xr}(f)$  – спектр флуктуаций гидрофизических (неакустических) полей;  $S_{Xa}(f)$  – спектр флуктуаций гидрофизических полей, обусловленных акустическими шумами океана;  $S_{Xra}(f)$  и  $S_{Xar}(f)$  – взаимные спектры этих флуктуаций;  $S_{Xш}(f)$  – спектр собственных шумов гидрофизического измерителя параметра  $X$ ;  $S_{Xшr}(f)$  и  $S_{Xша}(f)$  – взаимные спектры флуктуаций гидрофизических полей и шумов измерителя. Из допущения статистической независимости собственных шумов измерителя от флуктуаций измеряемых полей следует равенство нулю элементов  $S_{Xрш}(f)$ ,

$S_{X_{\text{шг}}}(f)$ ,  $S_{X_{\text{аш}}}(f)$ ,  $S_{X_{\text{ша}}}(f)$  матрицы (12).

В предположении об относительной малости взаимных спектров  $S_{X_{\text{ар}}}(f)$  и  $S_{X_{\text{га}}}(f)$  в матрице (12) вследствие некоррелированности составляющих этих полей запишем результирующий спектр флуктуаций, приведенный к входу одноканального измерителя:

$$S_{X_{\text{и}}}(f) = S_{X_{\text{г}}}(f) + S_{X_{\text{а}}}(f) + S_{X_{\text{ш}}}(f). \quad (13)$$

Выражение (13) представляет собой след спектральной матрицы (12). Отметим, что в рассматриваемой области частот спектры, входящие в правую часть, перекрываются и результатом регистрации любого гидрофизического параметра  $X_{\text{и}}$  в океане реальным измерителем всегда будет сумма трех составляющих:

$$X_{\text{и}}(t) = X_{\text{г}}(t) + X_{\text{а}}(t) + X_{\text{ш}}(t), \quad (14)$$

где  $X_{\text{г}}(t)$  – флуктуации гидрофизических (неакустических) полей “безмолвного” океана;  $X_{\text{а}}(t)$  – дополнительные флуктуации гидрофизических полей, обусловленные акустическими шумами среды;  $X_{\text{ш}}(t)$  – флуктуации собственных шумов измерителя. При этом “гидрофизическое” слагаемое  $X_{\text{г}}(t)$  имеет постоянную составляющую – среднее значение параметра  $X_{\text{г}}$ . Согласно формуле (10), в слагаемом  $X_{\text{ш}}(t)$  также присутствует постоянная составляющая – систематическая погрешность  $\Delta_0(X_0)$  измерителя. Особенность слагаемого  $X_{\text{а}}(t)$  состоит в том, что для малых интенсивностей звука его среднее значение равно нулю. Вместе с тем, именно эта компонента “за шумляет” (рандомизирует) сигнал на входе измерителя. Из выражений (13), (14) следует, что выходной сигнал любого гидрофизического измерителя содержит информацию как об измеряемых физических полях, так и о собственных шумах (погрешности) средства измерения. В зависимости от вида и уровней входного сигнала и собственных шумов измерителя здесь будет преобладать та или иная составляющая, определяя отношение сигнал/шум на выходе измерителя. Аналогичным образом записываются выражения для дисперсий рассмотренных слагаемых.

В рамках модели сплошной среды многомерные аналоговые (непрерывные) гидрофизические поля на входе ГФСИ в процессе измерения усредняются и преобразуются в одномерный сигнал на выходе. В настоящее время результат измерения  $X_{\text{и}}(t)$  представляют исключительно в виде решетчатой функции (эквидистантных цифровых отсчетов – временных числовых рядов). Возникающие при этом специфические погрешности

квантования, дискретизации и перекрытия спектров (элиазинг) должны быть достаточно малы по сравнению с результирующей погрешностью измерений [1].

В низкочастотном диапазоне акустических шумов ( $f < 100$  Гц) любой гидрофизический датчик, реагирующий на  $X_{\text{а}}(t)$ , практически всегда будет точечным по сравнению с длиной звуковой волны в среде. Это обстоятельство надо иметь в виду при сличении (интеркалибровке) ГФСИ в натуральных условиях [21]. Заметим, что наличие слагаемого  $X_{\text{а}}(t)$  в выходном сигнале ГФСИ (см. (14)) может привести в процессе зондирования к регистрации ложных гидрофизических структур. Это также следует из выражения (13).

При оценке функции  $F_X(f)$  стоит задача разделения слагаемых в выражении (13). Расчет и вычитание  $S_{X_{\text{ш}}}(f)$  из  $S_{X_{\text{и}}}(f)$  в одноточечном измерителе осуществляется по результатам его метрологической аттестации или в процессе измерения, в частности корреляционным методом (как в одноканальных, так и в групповых измерителях [25–28]). Однако разделение слагаемых  $S_{X_{\text{г}}}(f)$  и  $S_{X_{\text{а}}}(f)$ , описывающих морскую среду, представляет собой более трудную задачу, напоминающую проблему разделения при приеме звука и псевдозвука. Один из путей ее решения состоит в проведении, наряду с измерением параметра  $X_{\text{и}}(t)$ , синхронных прямых измерений звукового давления  $P_{\text{а}}(t)$  и введении поправок либо в реализацию  $X_{\text{и}}(t)$  в виде  $\Delta X(t) = (\partial X / \partial P) P_{\text{а}}(t)$ , либо в спектр  $S_{X_{\text{и}}}(f)$  в виде  $S_{X_{\text{а}}}(f)$  согласно выражению (6). Тогда из формулы (13) следует

$$\begin{aligned} S_{X_{\text{г}}}(f) &= S_{X_{\text{и}}}(f) - [S_{X_{\text{а}}}(f) + S_{X_{\text{ш}}}(f)], \\ S_{X_{\text{а}}}(f) &= S_{X_{\text{и}}}(f) - [S_{X_{\text{г}}}(f) + S_{X_{\text{ш}}}(f)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Рассмотрим некоторые соотношения спектров из выражения (13) в зависимости от цели исследования. При традиционных гидрофизических одноточечных измерениях в океане, например с помощью STD-зондов, регистрируют результирующие флуктуации  $X_{\text{и}}(t)$  (см. формулу (14)) и получают на выходе ГФСИ отношение спектров

$$\frac{S_{X_{\text{и}}}(f)}{S_{X_{\text{ш}}}(f)} = \frac{S_{X_{\text{г}}}(f) + S_{X_{\text{а}}}(f)}{S_{X_{\text{ш}}}(f)} + 1, \quad (16)$$

где выражение в числителе относят к полезному сигналу. Тогда спектральное отношение сигнал/шум при таких измерениях будет

$$F_{X_{\text{и}}}(f) = \frac{S_{X_{\text{г}}}(f) + S_{X_{\text{а}}}(f)}{S_{X_{\text{ш}}}(f)} = \frac{S_{X_{\text{и}}}(f)}{S_{X_{\text{ш}}}(f)} - 1. \quad (17)$$



Если же выделять из  $S_{X_{и}}(f)$  только гидродинамические флуктуации, описываемые  $S_{X_{г}}(f)$ , то слабое  $S_{X_{а}}(f)$  надо отнести к шуму. Следовательно, спектральное отношение сигнал/шум задается так:

$$F_{X_{г}}(f) = \frac{S_{X_{г}}(f)}{S_{X_{а}}(f) + S_{X_{ш}}(f)} = \frac{S_{X_{и}}(f)}{S_{X_{а}}(f) + S_{X_{ш}}(f)} - 1. \quad (18)$$

Как следует из выражения (18), в этом случае уменьшение собственных (внутренних) шумов измерителя  $S_{X_{ш}}(f)$  до уровня, лежащего значительно ниже уровня дополнительных внешних шумов  $S_{X_{а}}(f)$ , при однократных измерениях нецелесообразно, поскольку практически не даст выигрыша отношения сигнал/шум при регистрации  $X_{г}(t)$  и  $S_{X_{г}}(f)$ .

По аналогии запишем спектральное отношение сигнал/шум при измерении составляющих гидродинамических флуктуаций среды, обусловленных только акустическими шумами:

$$F_{X_{а}}(f) = \frac{S_{X_{а}}(f)}{S_{X_{г}}(f) + S_{X_{ш}}(f)} = \frac{S_{X_{и}}(f)}{S_{X_{г}}(f) + S_{X_{ш}}(f)} - 1. \quad (19)$$

Здесь уменьшение собственных (внутренних) шумов измерителя  $S_{X_{ш}}(f)$  ниже уровня составляющих внешних (гидродинамических) шумов  $S_{X_{г}}(f)$  также нецелесообразно, поскольку практически не даст выигрыша в отношении сигнал/шум при регистрации величин  $X_{а}(t)$  и  $S_{X_{а}}(f)$ .

Как видим, в выражениях (18) и (19) важное значение имеют спектральные отношения

$$F_{X_{га}}(f) = \frac{S_{X_{г}}(f)}{S_{X_{а}}(f)} \quad \text{и} \quad F_{X_{аг}}(f) = \frac{S_{X_{а}}(f)}{S_{X_{г}}(f)}, \quad (20)$$

получаемые при  $S_{X_{ш}}(f)=0$  (случай идеального измерителя). Они характеризуют соотношение спектральных компонент гидродинамических и “акустических” составляющих флуктуаций гидрофизических полей океана независимо от средств измерения. Отношения  $F_{X_{га}}(f)$ ,  $F_{X_{аг}}(f)$  существенны при обнаружении и изучении естественных и искусственных аномалий гидрофизических полей, их зарождения, эволюции и вырождения, так как они определяются исключительно свойствами самой среды. Соотношения (20) характеризуют принципиальное ограничение пороговой чувствительности при однократных измерениях как

гидрофизических, так и гидроакустических полей, поскольку их частотные спектры перекрываются. Учитывая убывание с увеличением частоты спектров  $S_{X_{г}}(f)$  (см., например, [6]) и вид спектров  $S_{X_{а}}(f)$  (см. рис. 2), можно предположить существование полосы частот, в которой спектральные плотности  $S_{X_{г}}(f)$  или  $S_{X_{а}}(f)$  преобладают. Так, в области  $\sim 0.1$  Гц гидродинамические флуктуации обычно превышают уровень флуктуаций параметров состояния, обусловленных акустическим шумом ( $F_{X_{га}}(f) > 1$ ), а на более высоких частотах возможна обратная картина ( $F_{X_{га}}(f) < 1$ ). Это зависит от конкретных локальных гидрологических условий и уровня акустических шумов.

Располагая спектрами  $S_{X_{а}}(f)$  и интегрируя их в заданной полосе частот, находим дисперсии флуктуаций  $\sigma_x^2$  и средние квадратические отклонения  $\sigma_X$  флуктуаций гидрофизических параметров  $X$  согласно выражению

$$\sigma_x^2(f_1, f_2) = \int_{f_1}^{f_2} S_x(f) df = \left( \frac{dX}{dP_a} \right)^2 \int_{f_1}^{f_2} S_p(f) df. \quad (21)$$

Здесь, как было принято в разделе 2,  $f_1 \sim 1/T_N$ ;  $f_2 \leq f_0/2$ , где  $T_N$  – продолжительность реализации (выборки);  $f_0$  – частота дискретизации. Обычно, частота  $f_0$  составляет единицы, десятки, а в некоторых случаях и сотни герц, поэтому всегда выполняется условие  $f_1 \ll f_2$ .

Аналогичным интегрированием спектров  $S_{X_{ш}}(f)$ , например согласно модели (11), находим дисперсии  $\sigma_{X_{ш}}^2$  и средние квадратические отклонения  $\sigma_{X_{ш}}$  инструментальных шумов измерителей.

Располагая дисперсиями  $\sigma_X^2$  и  $\sigma_{X_{ш}}^2$  или интегрируя спектральные выражения  $F_X(f)$ , найдем интегральные значения отношений мощности сигнал/шум  $\langle F_X(f) \rangle$  в заданной полосе частот, где символ  $\langle \cdot \rangle$  означает усреднение. Например, интегрируя согласно выражению (21) максимальные обобщенные спектры акустических шумов океана, представленные на рис. 2, в интервале частот от  $f_1 = 0.01$  Гц до  $f_2 = 100$  Гц, получим приблизительные оценки порядков дисперсий флуктуаций гидрофизических параметров  $T$ ,  $C$ ,  $\xi$ ,  $n$ , обусловленные подводными акустическими шумами океана:

$$\sigma_T^2 \leq 10^{-10} \text{ К}^2, \quad \sigma_C^2 \leq 10^{-6} (\text{м/с})^2,$$

$$\sigma_\xi^2 \leq 10^{-8} (\text{См/м})^2, \quad \sigma_n^2 \leq 10^{-14}$$

и, соответственно, оценки среднеквадратических

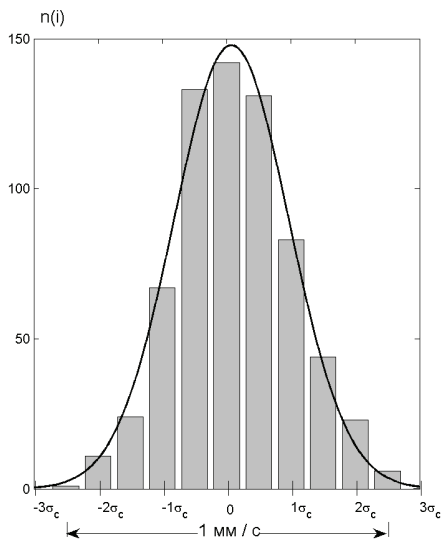


Рис. 5. Гистограмма инструментальной погрешности времяпролетного гидроакустического измерителя скорости звука МГИ 4603 [21] (среднеквадратическая погрешность  $\sigma_c = 2 \cdot 10^{-4}$  м/с, интервал bin =  $10^{-4}$  м/с)

отклонений:

$$\begin{aligned} \sigma_T &\leq 10^{-2} \text{ мК}, & \sigma_C &\leq 10^{-3} \text{ м/с}, \\ \sigma_\xi &\leq 10^{-4} \text{ См/м}, & \sigma_n &\leq 10^{-7}. \end{aligned}$$

Несмотря на малость этих значений, они превышают уже реализованную пороговую чувствительность гидрофизических средств измерения. Например, при измерении скорости звука прямым методом гидроакустическими времяпролетными измерителями, для которых случайная погрешность составляет  $\sigma_{C_{\text{ш}}} \leq 2 \cdot 10^{-4}$  м/с и еще далеко не достигнут потенциальный порог чувствительности, получаем  $\langle F_C(f) \rangle \approx 25$ . Такого же порядка оценку имеем и при измерении скорости звука косвенным методом (СТД-зонды), где  $\sigma_{C_{\text{ш}}} \leq 3 \cdot 10^{-4}$  м/с [21].

На рис. 5 изображена полученная экспериментально в дистиллированной воде в пассивном термостате при  $T = \text{const}$  и нормальном атмосферном давлении  $P = P_0$  ( $C(t) = C_0 = \text{const}$  в соответствии с (9)) гистограмма инструментальной погрешности времяпролетного измерителя скорости звука и ее аппроксимация нормальным законом распределения плотности вероятностей (сплошная кривая). Отметим “усеченность” распределения (отсутствие выбросов и сбоев). Данное распределение является композицией функций распределения вероятностей слагаемых в выражении (14). Рассматриваемый график можно рас-

смаивать как экспериментальное подтверждение предположения о близости распределения шумов к нормальному закону (т. е. как следствие центральной предельной теоремы). Измеренное значение среднеквадратической абсолютной погрешности  $\sigma_C \leq 210^{-4}$  м/с, приведенной ко входу СИ, представляет собой выборочную оценку случайной составляющей инструментальной погрешности сверху. Согласно выражениям (13) и (14), она характеризует в совокупности собственный шум прибора, акустический шум среды и температурную нестабильность рабочей жидкости, т. е. пробы воды в термостате (при эквивалентном среднеквадратическом отклонении нестабильности температуры  $\sigma_T \leq 0.06$  мК). Это свидетельствует о возможности применения такого измерителя скорости звука в прецизионной акустической термометрии. Соответственно, его относительная случайная погрешность будет  $\sigma_C/C \leq 1.3 \cdot 10^{-7}$ . Такая высокая пороговая чувствительность необходима, например, при исследовании структуры гидрофизических полей и процессов обмена в глубоководной части Черного моря [1, 21].

В радиофизике для оценки качества и совершенства приемных устройств вводится понятие коэффициента шума или шум-фактора NF (Noise-Factor) как величины, показывающей, во сколько раз отношение мощностей сигнала и шума на входе линейного активного или пассивного четырехполюсника больше, чем на его выходе в одной и той же полосе частот. Используя формулы (15) – (19), запишем по аналогии спектральные выражения шум-фактора гидрофизических измерителей. В случае измерения  $S_{X_r}(f)$  получим

$$NF_{X_r}(f) = 1 + \frac{S_{X_{\text{ш}}}(f)}{S_{X_a}(f)},$$

а для  $S_{X_a}(f)$  –

$$NF_{X_a}(f) = 1 + \frac{S_{X_{\text{ш}}}(f)}{S_{X_r}(f)}.$$

Здесь определяющим оказывается собственный шум измерителя. Например, для упомянутого выше измерителя скорости звука при  $\sigma_{C_{\text{ш}}} \leq 2 \cdot 10^{-4}$  м/с и  $\sigma_C^2 \leq 10^{-6}$  (м/с)<sup>2</sup> в диапазоне частот от  $f_1 = 0.01$  Гц до  $f_2 = 100$  Гц имеем  $\langle NF_{C_r} \rangle = 1 + \sigma_{C_{\text{ш}}}^2 / \sigma_C^2 \approx 1.04$ . Этот показатель следует признать хорошим, поскольку для идеальных измерителей  $\langle NF_{X_r} \rangle = \langle NF_{X_a} \rangle = 1$ .

В качестве примера практической реализации параметрических акустических и оптических приемников звука в водной среде, измеряющих величину  $X_a(t)$ , входящую в выражение (14), рассмо-

три некоторые результаты лабораторных экспериментов, опубликованные в работах [29, 30]. Описанные в них устройства основаны на взаимодействии акустического (звук–звук) и оптического (звук–свет) излучений в водной среде. Заметим, что, хотя эти публикации разделяет промежуток времени более тридцати лет, в них описаны одни из первых экспериментальных устройств, использующих данный принцип параметрического приема звука. По сути, первое из них представляет собой измеритель флуктуаций скорости звука, а второе – измеритель флуктуаций скорости света (показателя преломления). Эти устройства иллюстрируют возможность практической реализации параметрических методов регистрации звуковых полей, описанных в разделе 1 (см. (7)). Их чувствительность к звуковому давлению определяется частными производными  $\partial C/\partial P$  и  $\partial n/\partial P$  (см. таблицу), а спектральное отношение сигнал/шум выражается формулой (19).

На рис. 6 приведено сечение нормированной диаграммы направленности плоскостью, в которой лежит ось базы гидроакустического параметрического приемника звука [29]. Его база составляет  $L=0.25$  м при частоте волн накачки 5 МГц, частоте принимаемого звука 29.4 кГц и ширине главного лепестка  $2\Theta_{0.7} \approx 48^\circ$ . Подобные характеристики направленности акустических параметрических приемников звука типа НПАП разработки Таганрогского радиотехнического института (Российская Федерация) получены экспериментально в широкой полосе частот в натуральных условиях при разных базах  $L=(0.1 \dots 3.0)$  м (частота волн накачки составляла 1.25 МГц) [31, 32]. Указанный прибор способен регистрировать акустические сигналы в диапазоне от 1 Гц до 25 кГц, причем его чувствительность практически не зависит от частоты и от гидростатического давления. При уровне принимаемого звукового давления 0.5 Па отношение сигнал/шум составляет 3/1.

На рис. 7 приведено аналогичное сечение диаграммы направленности оптического параметрического приемника звука [30]. Частота принимаемого звука составляет 27 кГц, ширина главного лепестка  $2\Theta_{0.7} \approx 20^\circ$ , в качестве волны накачки используется свет.

Рис. 6 и 7 при практически одинаковой длине принимаемой звуковой волны ( $\lambda \approx 5$  см) иллюстрируют подобие характеристик направленности и согласование расчетных данных с экспериментальными. Из графика следует, что для параметрического оптического приемника уровень шума в боковых лепестках звука оказался выше, чем для акустического. Это свидетельствует о необ-

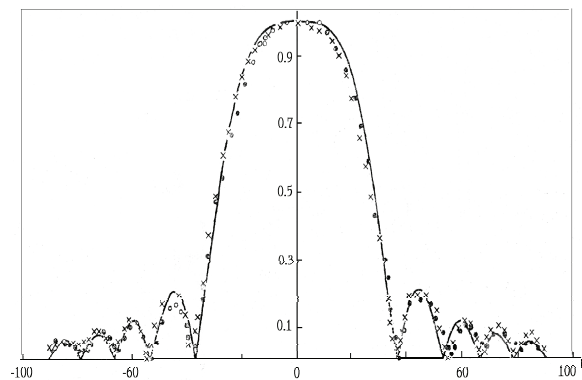


Рис. 6. Диаграмма направленности гидроакустического параметрического приемника звуковых колебаний [29]: маркеры – эксперимент; сплошная – теория

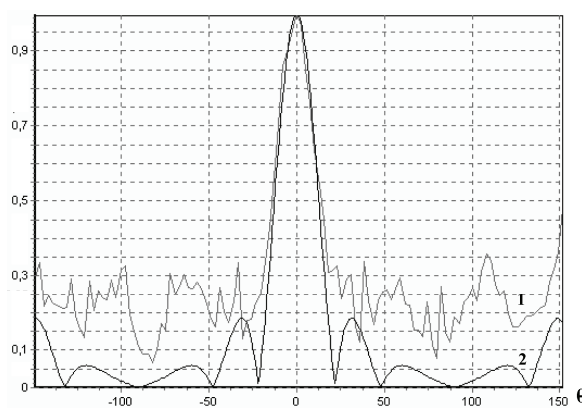


Рис. 7. Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний [30]: 1 – эксперимент; 2 – теория

ходимости 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 абсолютных и относительных значений барических градиентов  $C$  и  $n$  (см. таблицу). Заметим, что совмещенный оптико-акустический  $n$ - $C$  измеритель параметров термодинамического состояния жидкостей (он же при комплексировании каналов – параметрический приемник звука) предложен в [33]. Эффекты взаимодействия (модуляции) гидрофизических полей акустическими шумами возникают и в искусственных водоемах, например в опытовых бассейнах. Так, в работе [34] отмечено существенное влияние шумов прибоя на результаты акустических измерений в опытовом бассейне, расположенном на берегу моря. Это еще раз

свидетельствует о необходимости развязки фундаментов таких сооружений от вибраций, особенно в сейсмически активных районах.

## ВЫВОДЫ

1. Все гидрофизические поля океана рандомизированы подводными акустическими шумами. Это явление носит глобальный характер и отражает процессы взаимодействия в системе литосфера – гидросфера – атмосфера. Следовательно, все гидрофизические, гидрохимические, биологические и другие процессы в морской среде протекают на фоне этих дополнительных флуктуаций параметров состояния, обусловленных акустическими шумами океана. Подводные акустические шумы нормализуют распределения вероятностей гидрофизических полей и в некоторых ситуациях могут быть своеобразным спусковым механизмом неустойчивых процессов.
2. Минимальные уровни флуктуаций гидрофизических полей в реальном, по сравнению с “не шумящим” (безмолвным), океане определяются интенсивностью подводных акустических шумов. Получены количественные оценки уровней флуктуаций гидрофизических полей температуры, скорости звука, удельной электропроводности, показателя преломления света, обусловленные подводными низкочастотными акустическими шумами. Показано, что эти дополнительные флуктуации иногда могут превышать уровень пороговой чувствительности современных средств гидрофизических измерений.
3. В морской среде любой гидрофизический измеритель, наряду с собственными инструментальными шумами, всегда регистрирует сумму гидрофизических флуктуаций и дополнительных флуктуаций параметров состояния, обусловленных акустическими шумами океана. Указаны возможные пути разделения этих составляющих. Получены спектральные и интегральные выражения отношений сигнал/шум на выходе гидрофизического измерителя в зависимости от цели исследования.
4. Спектральные отношения гидродинамических и акустических составляющих флуктуаций параметров состояния характеризуют свойства самой среды, независимо от средств измерения, и могут составить предмет самостоятельного исследования морской среды в

целевых натуральных экспериментах, поскольку они существенны при обнаружении и изучении аномалий гидрофизических и гидроакустических полей как естественного, так и искусственного происхождения.

5. Гидродинамические и акустические составляющие флуктуаций параметров состояния налагают принципиальное ограничение на пороговую чувствительность при одноточечных измерениях гидрофизических и гидроакустических полей, поскольку их частотные спектры перекрываются. Ими определяется предел отношения сигнал/шум при гидрофизических и гидроакустических измерениях, в частности в параметрических приемниках звука.
  6. Результаты выполненного исследования могут быть использованы при разработке новых типов морских измерительных систем, методов измерения, интерпретации экспериментальных данных, а также при анализе гидрофизических процессов и полей в океане.
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 // Сб. докл. Второй международ. науч.-практ. конф. “Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана”.– Запорожье: НТЦ панорамных акустических систем НАН Украины, 2008.– С. 113-121.
  3. *Бабий В. И., Родионов А. А.* О взаимосвязи гидрофизики и гидроакустики // Труды IX Всерос. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб.: Наука, 2008.– С. 551-555.
  4. *Бабий В. И., Родионов А. А.* Минимальные уровни флуктуаций гидрофизических полей океана // Труды XI Всерос. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб.: Наука, 2012.– С. 443-446.
  5. *Бабий В. И.* О пределе чувствительности измерений температуры морской среды // Морские гидрофизические исследования.– **3(49)**.– 1970.– С. 113-129.
  6. *Монин А. С., Озмидов Р. В.* Океанская турбулентность.– Л.: Гидрометеиздат, 1981.– 320 с.
  7. *Фурдуев А. В.* Шумы океана // Акустика океана.– М.: Наука, 1974.– С. 615-691.
  8. *Kuryanov B. F.* Russian investigation of Ocean noise // History of Russian underwater acoustics.– World Scientific Publishing Co., 2008.– P. 197-234.
  9. *Бабий В. И.* Перенос акустической энергии в поглощающей и излучающей среде // Морские гидрофизические исследования.– 1974.– **2(65)**.– С. 189-192.
  10. *Бабий В. И., Булгаков Н. П., Ломакин П. Д.* Акустические исследования морей и океанов // Развитие морских наук и технологий в Морском гидрофизическом институте за 75 лет.– Севастополь: МГИ НАН Украины, 2004.– С. 299-330.

11. *Кадыков И. Ф.* Подводный низкочастотный акустический шум океана.– М.: Едиториал УРСС, 1999.– 152 с.
12. *Левченко Д. Г.* Результаты регистрации широкополосных (0.003–10 Гц) сейсмических сигналов на морском дне // *Океанология.*– 2002.– **42**, № 4.– С. 620–631.
13. *Левченко Д. Г.* Особенности низкочастотных спектров донных микросейсм и гидроакустических шумов // Докл. XIII школы-семинара им. акад. Л. М. Брежневских “Акустика океана”, совмещ. с XXIII сессией РАО.– М.: ГЕОС, 2011.– С. 258–261.
14. *Монахов Ф. И.* Низкочастотный шум Земли.– М.: Наука, 1977.– 95 с.
15. *Черепанцев С. Ф., Черепанцев А. С.* Связь спектров собственных шумов Земли и Океана // Изв. ТРТУ.– **5(40)**.– Тематич. вып. “Экология 2004 – море и человек”. Мат. Третьей Всеросс. конф. с международ. участ.– Таганрог: Изд-во ТРТУ.– 2004.– С. 88–92.
16. *Бабий В. И., Бабий М.В.* О слоистой структуре глубоководной части Черного моря // Системы контроля окружающей среды. Средства, информационные технологии и мониторинг.– Севастополь: МГИ НАН Украины, 2009.– С. 296–300.
17. *Архипкин В. С., Добролюбов С. А.* Океанология. Физические свойства морской воды.– М.: МАКС Пресс, 2005.– 216 с.
18. *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.
19. *Бабий В. И., Родионов А. А.* Параметрический акустический метод измерения кватернионных гидрофизических полей // Труды X Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб.: Наука, 2010.– С. 391–394.
20. *Бабий В. И.* Аномалия барического градиента скорости звука в воде // Материалы Шестой Всеросс. науч. конф. “Экология 2011 – море и человек”.– Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2011.– С. 144–148.
21. *Бабий В. И.* Проблемы и перспективы измерения скорости звука в океане // Современные проблемы океанологии.– 2009.– **7**.– С. 142.
22. *Бабий В. И.* Спектральная модель основной погрешности гидрофизических измерителей // Международный науч.-тех. конф. “Современные методы и средства океанологических исследований МСОИ-2000”: часть 1.– М., 2000.– С. 128–135.
23. *Бабий В. И.* Сравнение точностных характеристик гидроакустических и гидрофизических измерителей параметров состояния морской среды // Труды Седьмой международной конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб., 2004.– С. 287–290.
24. *Бабий В. И.* Повышение спектральной чувствительности гидроакустических измерителей скорости звука для исследования структур в жидкостях // Международный конф. “Потоки и структуры в жидкостях.– Физика Геосфер”. Сб. тез.: часть 1.– М.: ИИМ МГУ, 2009.– С. 12–14.
25. *Бабий В. И.* Математическая модель гидрофизических измерителей скорости звука и метод их метрологической аттестации // Системы контроля окружающей среды.– Севастополь: МГИ НАН Украины, 2002.– С. 119–127.
26. *Бабий В. И.* Оценка спектров собственных шумов каналов и сигнала при групповых измерениях // Системы контроля окружающей среды.– Севастополь: МГИ НАН Украины, 2001.– С. 121–125.
27. *Бабий В. И., Бабий М.В.* Алгоритмический метод разделения сигнала и собственных шумов одноканального измерителя скорости звука // Укр. метрол. ж.– 2011.– № 2.– С. 40–45.
28. *Бабий В. И., Бабий М.В.* Корреляционный метод измерения скорости звука // Труды XI Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб.: Наука, 2012.– С. 413–416.
29. *Зверев В. А., Калачев А. И.* Модуляция звука звуком при пересечении акустических волн // Акуст. ж.– 1970.– **XVI**, вып. 2.– С. 245–251.
30. *Буданов С. П., Гончаров Э. Г., Мартинсон Б. М. и др.* Диаграмма направленности гидрооптического приемника акустических колебаний // Опт. ж.– 2004.– **71**, № 4.– С. 34–36.
31. *Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И.* Нелинейная гидроакустика.– Л.: Судостроение, 1981.– 264 с.
32. *Воронин В. А., Тарасов С. П., Тимошенко В. И.* Гидроакустические параметрические системы.– Ростов н/Д: Ростиздат, 2004.– 400 с.
33. *Бабий В. И.* Способ измерения физических свойств жидкостей и устройство для его осуществления / Авт. свидет. СССР.– № 1239586 // БИ.– № 23.– 1986.
34. *Елистратов В. П., Кенигсбергер Г. В., Самсонов Л. И.* Исследование автогенераторного метода мониторинга среды в условиях опытового бассейна // Труды XI Всеросс. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики”.– СПб.: Наука, 2012.– С. 410–413.