

УДК 551.463.22

**ТЕРМИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ
КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СКОРОСТИ ЗВУКА
ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА***Запевалов А. С., Христофоров Г. Н.*

На основе экспериментальных данных, полученных в разных районах Мирового океана, оценивается относительная роль термического и динамического факторов в формировании короткопериодных флуктуаций скорости звука вблизи поверхности океана, а также выявляются условия, при которых может доминировать один из них.

Принято считать, что флуктуационные характеристики поля скорости звука в океане обусловлены в основном процессами, происходящими в полях температуры и солености, в то время как океанистические течения сами по себе оказывают относительно меньшее влияние [1]. Исключением является приповерхностный слой океана, имеющий толщину порядка нескольких метров, в котором существуют интенсивные орбитальные движения поверхностных волн; в [1] указывается, что «при некоторых обстоятельствах движение среды становится значительным и этот эффект может даже преобладать над влиянием температуры». В [2] в качестве меры, определяющей относительную роль динамического фактора в появлении флуктуаций скорости звука, предложено использовать отношение дисперсий или спектров флуктуаций скорости течений к скорости звука и высказано предположение, что эта спектральная характеристика должна иметь максимум на частотах энергонесущих поверхностных волн. Однако при ослаблении ветра орбитальные движения и перемешивание уменьшаются, в то время как благодаря солнечной радиации градиенты температуры увеличиваются, вследствие чего эффекты температуры в поле скорости звука возрастают. Поэтому флуктуации скорости звука, вызванные непосредственно динамическими факторами, могут оказаться больше, меньше или сравнимы с флуктуациями, порожденными неоднородностями в поле температуры.

Цель настоящей работы — оценка относительной роли термического и динамического факторов в формировании короткопериодных флуктуаций скорости звука вблизи поверхности океана, а также выявление условий, при которых может доминировать один из них.

Приповерхностный слой океана отличается от лежащих ниже слоев не только существованием интенсивных орбитальных движений, связанных с ветровыми волнами и зыбью, но и тем, что в нем происходит поглощение солнечной энергии, турбулентное перемешивание при разрушении гребней волн, конвективные движения, контактный и радиационный теплообмен и другие специфические явления, сопровождающиеся формированием изменчивых в пространстве и времени температурных неоднородностей. Сложный характер процессов, развивающихся вблизи океанской поверхности, требует детального исследования структуры физических полей с целью отбора показателей, необходимых для прогноза. Однако данных такого рода все еще недостаточно, что отчасти связано с трудностями при проведении натурных наблюдений в океане.

В настоящей работе используются данные измерений, полученные при различных метеоусловиях в следующих районах Мирового океана: в Черном и Средиземном морях, тропических областях Индийского и Атлантического океанов, в северной Атлантике. Измерения флуктуаций температуры проводились на фиксированных горизонтах, расположен-

ных на 1–4 м ниже поверхности, на стационарных основаниях, дрейфующих буйах и в режиме буксировки с борта судна (при этом датчик выводился в невозмущенную зону и двигался на фиксированном горизонте). Применявшиеся датчики температуры имели постоянную времени около 0,3 с и чувствительность $0,001^\circ\text{C}$.

Данные на фиг. 1 отражают результаты 53 сеансов измерений со стационарных оснований и 20 сеансов буксирных измерений. Измерения флуктуаций температуры по-

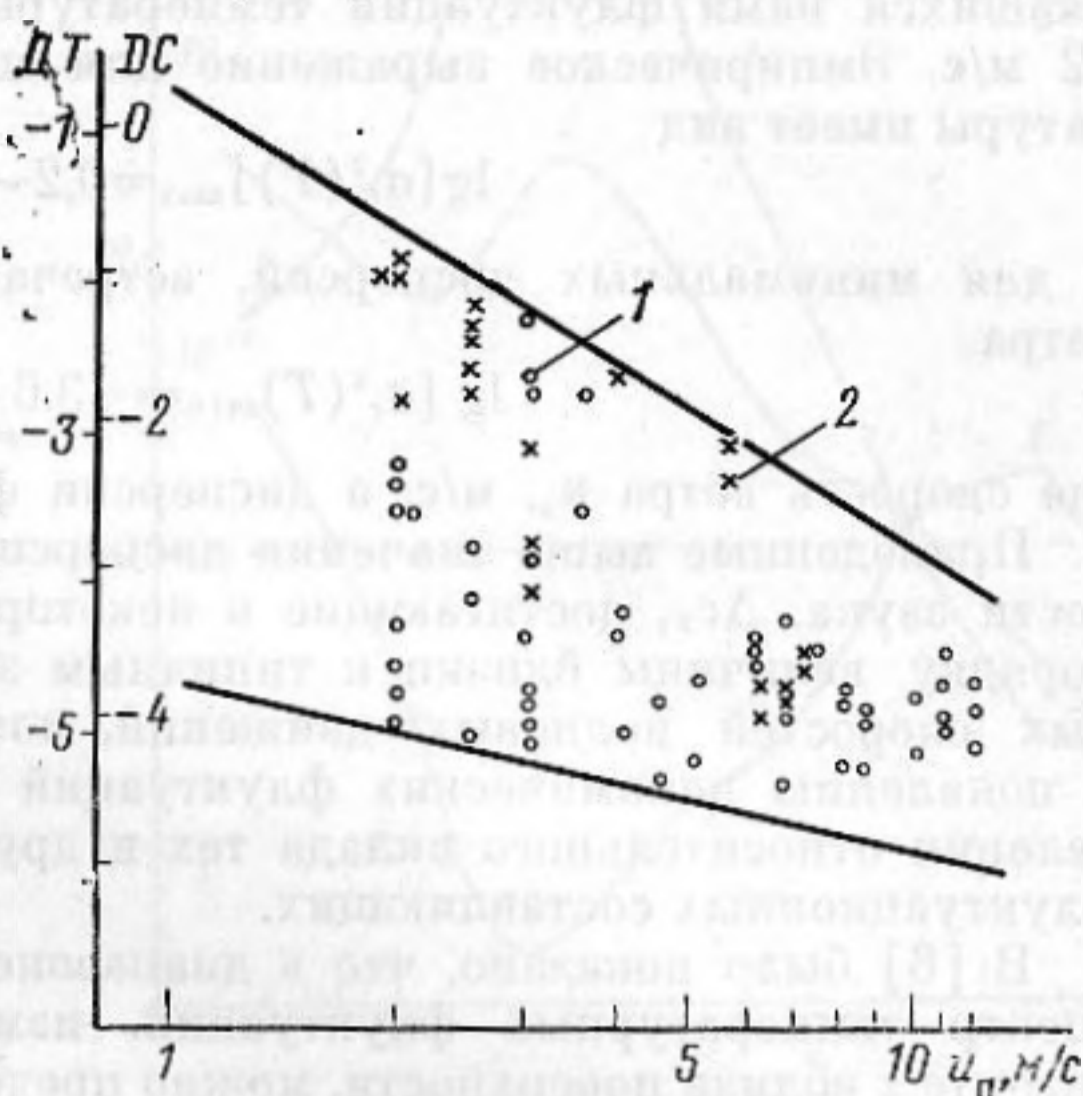
казывают, что в диапазоне частот ветрового волнения ($0,05 < f < 2,5$ Гц) их амплитуды, как правило, не превышают тысячных или сотых долей градуса и лишь в некоторых ситуациях достигают нескольких десятых градуса. При столь малых вариациях температуры в соответствии с известными эмпирическими формулами (Дель-Гросса, Вильсона и др.), соотношения, связывающие изменения скорости звука Δc с изменениями температуры ΔT , с точностью до поправок второго порядка допустимо описывать линейной зависимостью $\Delta c = K_T \Delta T$, где $K_T = 3 \pm 0,3$ м/с $^\circ\text{C}$ можно определить как коэффициент чувствительности скорости звука к изменению температуры [3].

Это позволяет представить данные об измеренных флуктуациях температуры в масштабах, соответствующих флуктуациям скорости звука. Из фиг. 1 видно, что дисперсии флуктуаций скорости звука, вызываемых термическими флуктуациями среды, могут при штиле достигать весьма больших значений порядка $0,8 \cdot 10^{-1}$ м²/с²; при возрастании ветра до 5 м/с они не превышают $0,6 \cdot 10^{-2}$ м²/с²; при усилении ветра до 8 м/с достигают уровня не выше $0,8 \cdot 10^{-3}$ м²/с².

Вводя относительное среднеквадратичное отклонение скорости звука от средней \bar{c} [3, § 6.7], $\mu = \sigma_c / \bar{c}$, получаем, что при скорости ветра более 8 м/с максимальные значения μ могут достигать $2 \cdot 10^{-5}$, при умеренном ветре $5 \cdot 10^{-5}$, при штиле — вплоть до $2 \cdot 10^{-4}$. Сравнение с результатами других авторов, проводивших измерения на несколько больших глубинах, показывает, что в приповерхностном слое максимальные значения μ выше, чем в перемешанном квазиизотермическом слое: $\mu = 3 \cdot 10^{-5}$ при $z = 6$ м [4] и $\mu = 7 \cdot 10^{-5}$ при $z = 50$ м [5]. В то же время на фиг. 1 видно, что минимальные значения μ близки к $2 \cdot 10^{-6}$, заметно ниже, чем в более удаленных от поверхности слоях. Иными словами, в приповерхностном слое океана изменчивость дисперсии короткопериодных флуктуаций гораздо выше, чем в нижележащих слоях.

Это явление объясняется тем, что вблизи поверхности океана в дневное время образуется переходный (суточный) термоклин, в котором при штилевых условиях градиенты могут достигать $(1-5) \cdot 10^{-1}$ $^\circ\text{C}/\text{м}$, а при шторме — снижаться до 10^{-3} $^\circ\text{C}/\text{м}$, что определяет соответствующие уровни флуктуаций температуры и скорости звука в масштабе ветровых волн [6]. Изменчивость структуры всех физических полей приповерхностного слоя существенно зависит от скорости ветра. Фигура 1 показывает, что при близких к штилевым условиям пределы изменчивости, определяемые отношением $\mu_{\text{max}} / \mu_{\text{min}}$, по порядку величины близки к

$$\nu_{\text{шт}} = \mu_{\text{max}} / \mu_{\text{min}} \approx (2-5) \cdot 10^3, \quad u_a \leq 2 \text{ м/с},$$



Фиг. 1. Зависимость оценок $DT = \lg \sigma_T^2 (^\circ\text{C})^2$ и $DC = \lg \sigma_c^2 (T) \text{ м}^2/\text{с}^2$ от скорости ветра: 1 — позиционные измерения; 2 — измерения буксирной аппаратурой

а при больших скоростях ветра

$$v_{\text{ветер}} = \mu_{\text{max}} / \mu_{\text{min}} \approx (0,3-0,5) \cdot 10^2, \quad u_a > 8 \text{ м/с.}$$

По данным, приведенным на фиг. 1, были определены эмпирические зависимости, описывающие максимальные и минимальные уровни измеренных нами флуктуаций температуры при скоростях ветра от 0 до 12 м/с. Эмпирическое выражение для максимальных дисперсий температуры имеет вид

$$\lg [\sigma_c^2(T)]_{\text{max}} = 0,2 - 3,2 \lg u_a, \quad (1)$$

а для минимальных дисперсий, встречающихся при тех же скоростях ветра,

$$\lg [\sigma_c^2(T)]_{\text{min}} = -3,6 - 1,2 \lg u_a, \quad (2)$$

где скорость ветра u_a , м/с, а дисперсии флуктуаций температуры, $(^\circ\text{C})^2$.

Приведенные выше значения дисперсий термических флуктуаций скорости звука, Δc_T , достигающие в некоторых случаях $10^{-2} - 10^{-1} \text{ м}^2/\text{с}^2$, по порядку величины близки к типичным значениям дисперсий орбитальных скоростей волновых движений, которые в свою очередь приводят к появлению динамических флуктуаций скорости звука Δc_w . Для определения относительного вклада тех и других рассмотрим структуру этих флуктуационных составляющих.

В [6] было показано, что в диапазоне масштабов ветрового волнения спектр температурных флуктуаций, измеренных на фиксированном горизонте z вблизи поверхности, можно представить в виде

$$S_T(f, z) = S_T^B(f, z) + S_T^{\text{mc}}(f, z) + S_T^{\text{турб}}(f, z), \quad (3)$$

где $S_T^B(f, z)$ — спектр волновых флуктуаций температуры; $S_T^{\text{турб}}(f, z)$ — спектр турбулентных (в первом приближении изотропных) составляющих, некогерентных с поверхностным волнением; $S_T^{\text{mc}}(f, z)$ — спектр микроструктурных (связанных с анизотропной вертикальной слоистой структурой) составляющих, некогерентных с волнением.

Входящий в (3) спектр волновых флуктуаций определяется выражением

$$S_T^B(f, z) = (2\pi f)^{-2} \bar{T}_z^{-2} S_{wz}(f, z), \quad (4)$$

где $S_{wz}(f, z)$ — спектр вертикальной составляющей орбитальных волновых движений, \bar{T}_z^{-2} — локальный вертикальный градиент температуры.

Для того чтобы оценить относительный вклад термических и динамических составляющих, флуктуаций скорости звука в разных участках спектра, используем безразмерную функцию

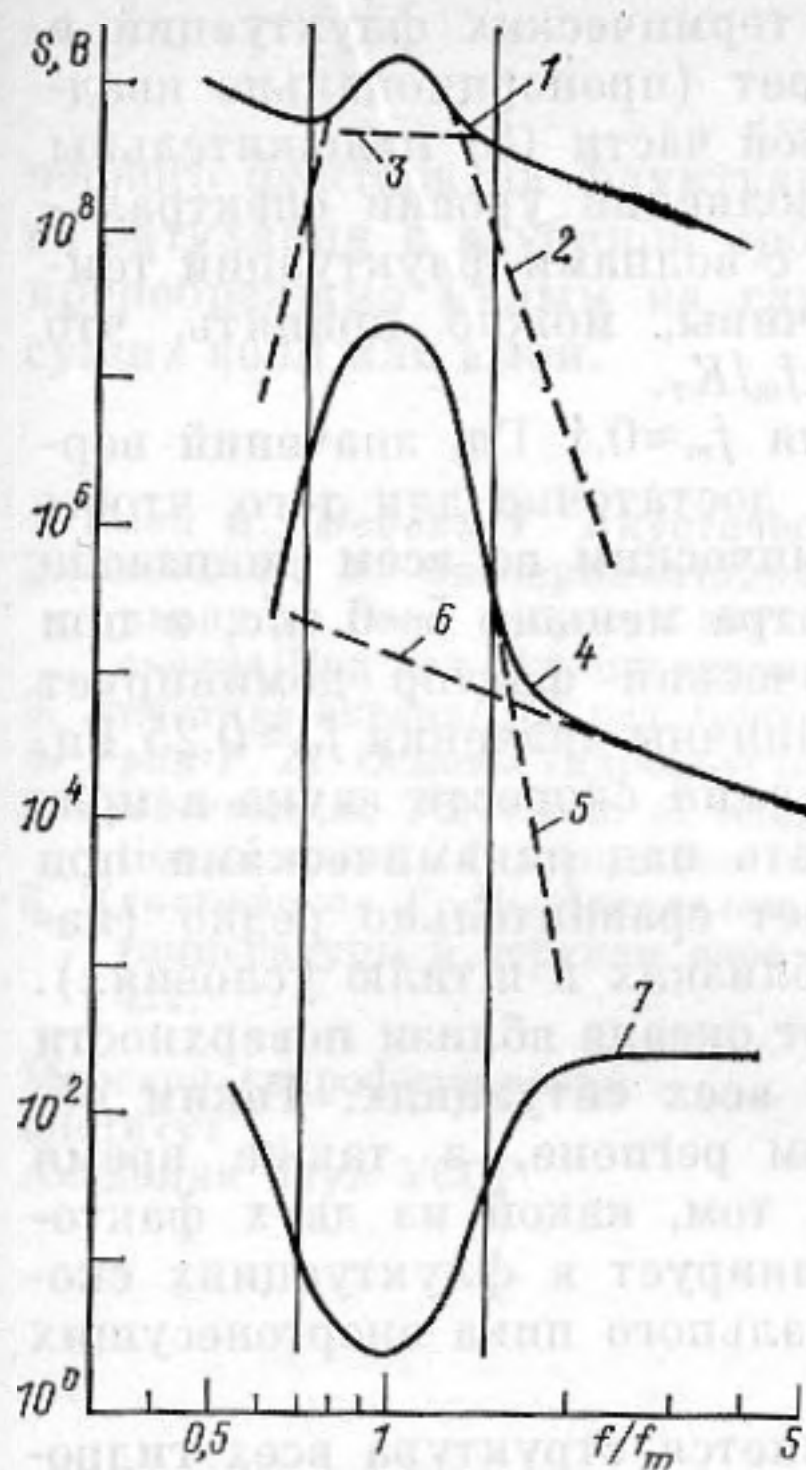
$$B(f, z) = S_{ct}(f, z, T) / S_w(f, z), \quad (5)$$

где $S_{ct}(f, z) = K_T^2 S_T(f, z)$ представляет спектр термических флуктуаций скорости звука, $S_w(f, z)$ — спектр одной из компонент орбитальных движений. Используя представление (3), из (5) получаем

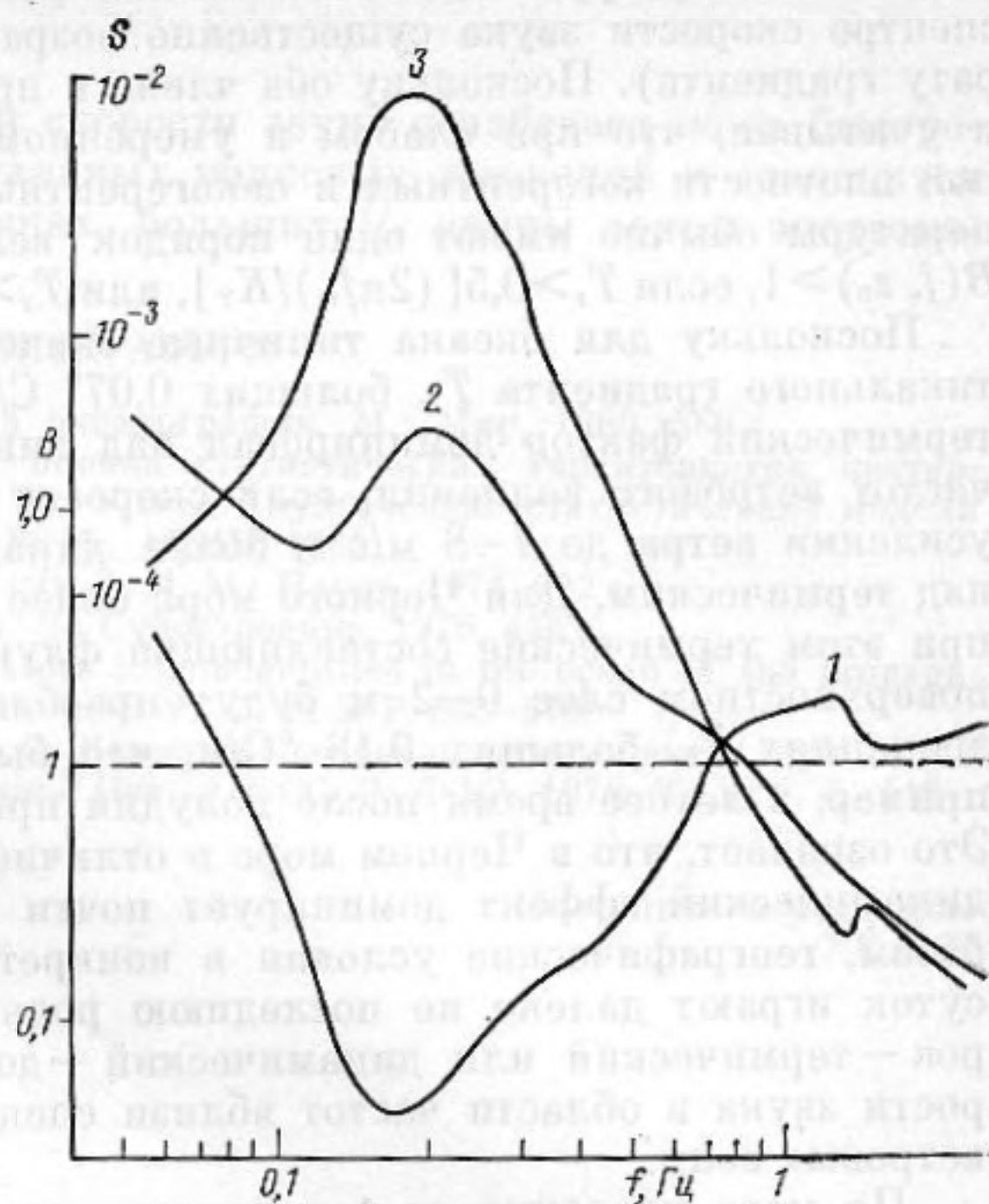
$$B(f, z_0) = \frac{K_T^2 S_T^B(f, z_0)}{S_w^B(f, z_0) + S_w^{\text{турб}}(f, z_0)} + \frac{K_T^2 S_T^{\text{mc}}(f, z_0)}{S_w^B(f, z_0) + S_w^{\text{турб}}(f, z_0)}, \quad (6)$$

где $S_T^{\text{mc}}(f, z) = S_T^{\text{mc}}(f, z_0) + S_T^{\text{турб}}(f, z_0)$ — спектр некогерентных с волнением флуктуаций температуры; $S_w^B(f, z_0)$ и $S_w^{\text{турб}}(f, z_0)$ — спектры волновых и турбулентных скоростей соответственно.

Поведение функции $B(f, z_0)$ (здесь z_0 — фиксированный горизонт вблизи поверхности) различно в двух характерных областях частот: в центральной, примыкающей к волновому пику на частоте f_m , поле скорости течений в основном определяется орбитальными движениями в поверхностных волнах, т. е. $S_w^B(f, z_0) \gg S_w^{\text{турб}}(f, z_0)$, а на более высоких и более низких частотах преобладают турбулентные составляющие. Вид модельных спектров $S_w(f, z_0)$ и $K_T^2 S_T(f, z_0)$ схематически показан на фиг. 2,



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Модельные спектральные функции: 1 — $K_T^2 S_T^B(f, z_0)$, 2 — $K_T^2 S_T^B(f, z_0)$, 3 — $K_T^2 S_T^B(f, z_0)$, 4 — $S_w(f, z_0)$, 5 — $S_w^B(f, z_0)$, 6 — $S_w^{турб}(f, z_0)$, 7 — $B(f, z_0)$

Фиг. 3. Измеренные спектральные функции: 1 — $K_T^2 S_T^B(f, z_0)$, 2 — $S_w(f, z_0)$, 3 — $B(f, z_0)$

где также представлены первичные спектры $S_T^B(f, z_0)$ и $S_w^B(f, z_0)$ (все кривые построены в логарифмическом масштабе в условных единицах). Волновые спектры $S_T^B(f, z_0)$ и $S_w^B(f, z_0)$ имеют колоколообразную форму и являются узкополосными функциями частоты, в то время как $S_T^B(f, z_0)$ и $S_w^{турб}(f, z)$ представляют собой медленно меняющиеся функции, которые в центральной области вблизи f_m имеют постоянные спектральные плотности, а на более высоких и более низких частотах могут быть представлены функциями вида f^{-n} , где $1,5 \leq n \leq 2,5$ [5].

Вследствие этого в высокочастотной области вид функции $B(f, z_0)$ можно описать как

$$B(f, z_0) = \frac{K_T^2 S_T^B(f, z_0)}{S_w^{турб}(f, z_0)} \sim f^p, \quad f > 2f_m, \quad (7)$$

где $|p| < 0,5$, т. е. поведение $B(f, z_0)$ на высоких частотах мало отличается от константы.

В центральной области, где $B(f, z_0)$ достигает минимума при $f = f_m$, подставляя (4) в (6) и учитывая, что $S_w^B(f, z_0) \gg S_w^{турб}(f, z_0)$, получаем

$$B(f, z_0) = K_T^2 (2\pi f)^{-2} \bar{T}_z^2 + \frac{K_T^2 S_T^B(f, z_0)}{S_w^B(f, z_0)} \quad (8)$$

На фиг. 3 в качестве примера показана функция $B(f, z_0)$, построенная по данным измерений в Средиземном море ($z_0 = 2,5$ м, летний период, штилевые условия). Здесь же приведены измеренные спектры $K_T^2 S_T^B(f, z_0)$ и $S_w(f, z_0)$, использовавшиеся для расчета $B(f, z_0)$. Сравнение фиг. 2 и 3 показывает, что в основном поведение измеренной функции $B(f, z_0)$ согласуется с модельными представлениями. Средний уровень $B(f, z_0)$ может оказаться выше или ниже, но характер кривой в основном сохраняется.

Из выражения (8) следует, что с ростом среднего вертикального градиента температуры \bar{T}_z относительная роль термических флуктуаций в спектре скорости звука существенно возрастает (пропорционально квадрату градиента). Поскольку оба члена в правой части (8) положительны и учитывая, что при слабом и умеренном волнении уровни спектральной плотности когерентных и некогерентных с волнами флуктуаций температуры обычно имеют один порядок величины, можно принять, что $B(f, z_0) > 1$, если $\bar{T}_z > 0,5[(2\pi f_m)/K_T]$, или $\bar{T}_z > \pi f_m/K_T$.

Поскольку для океана типичные значения $f_m \approx 0,1$ Гц, значений вертикального градиента \bar{T}_z , больших $0,07^\circ$ С/м, достаточно для того, чтобы термический фактор доминировал над динамическим во всем диапазоне частот ветрового волнения, если скорости ветра меньше 5–6 м/с, а при усилении ветра до 7–8 м/с и более динамический фактор доминирует над термическим. Для Черного моря более типичны значения $f_m \approx 0,25$ Гц, при этом термические составляющие флуктуаций скорости звука в приповерхностном слое 0–2 м будут преобладать над динамическими при значениях \bar{T}_z , больших $0,18^\circ$ С/м, что бывает сравнительно редко (например, в летнее время после полудня при близких к штилю условиях). Это означает, что в Черном море в отличие от океана вблизи поверхности динамический эффект доминирует почти во всех ситуациях. Таким образом, географические условия в конкретном регионе, а также время суток играют далеко не последнюю роль в том, какой из двух факторов — термический или динамический — доминирует в флуктуациях скорости звука в области частот вблизи спектрального пика энергонесущих ветровых волн.

По мере удаления от поверхности изменяется структура всех гидрофизических полей: волновые движения экспоненциально затухают, а флуктуации температуры испытывают влияние изменений как динамического режима, так и параметров пространственной структуры поля температуры (в первую очередь ее среднего вертикального градиента).

С увеличением глубины центральная область сужается, уровни волновых и турбулентных флуктуаций скорости в окрестности f_m выравниваются, одновременно уменьшается вклад $S_T^b(f, z)$ в суммарный спектр флуктуаций температуры. Поэтому, начиная с некоторого горизонта, где $S_w^b(f, z) < S_w^{\text{турб}}(f, z)$, вид функции $B(f, z)$ во всей исследуемой области частот будет описываться выражением (7), а ее уровень определится величинами пространственных градиентов. Горизонт, на котором влиянием орбитальных скоростей можно пренебречь, определяется из условия затухания с глубиной волновых движений. Коэффициент затухания амплитуды волновых движений описывается как $\exp(-kz)$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны. Если для условий открытого океана за характерные значения принять следующие: $\lambda \sim 100$ м, $\sigma_w \sim 1$ м/с, $\sigma_c \sim 0,1$ м/с, то оказывается, что на горизонтах глубже 30–40 м (т. е. $z \geq 1\lambda/3$) влияние поверхностных волн можно не учитывать. В условиях Черного моря, где типичные длины ветровых волн и зыби не превышают 40–60 м, толщина слоя, в котором проявляется доминирующее влияние динамического эффекта, составляет около 15–20 м.

В заключение отметим, что одной из особенностей приповерхностного слоя является то, что в нем эффекты влияния температуры на скорость звука могут быть как очень большими, так и очень малыми — по сравнению с тем, что имеет место в толще океана. При этом эффекты температуры существенно зависят от метеоусловий: с усилением ветра явно прослеживается сужение диапазона изменений оценок $\sigma_c^2(T)$ при общей тенденции $\sigma_c^2(T)$ к уменьшению. Границы диапазона изменений $\sigma_c^2(T)$ описываются эмпирическими выражениями (1) и (2).

Относительный вклад в изменения скорости звука термических и динамических флуктуаций зависит не только от метеоусловий, но и от географических особенностей региона; термические флуктуации могут доминировать лишь при слабых ветрах и интенсивном солнечном прогреве верхнего слоя, в остальных ситуациях, как правило, доминируют динамические флуктуации; с удалением от поверхности влияние динами-

ческого фактора на флуктуации скорости звука ослабевает из-за быстрого затухания с глубиной орбитальных волновых движений и становится пренебрежимо малым на глубинах, больших $1/3$ длины волны энергонесущих волн или зыби.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. М.: Мир, 1980. 580 с.
2. Бабий В. И. Экспериментальная оценка статистических характеристик кватернионного поля скорости звука // Тр. V сем. Акустические статистические модели океана/Под ред. Ольшевского В. В. М.: АКИН, 1985.
3. Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974. 692 с.
4. Урик Р. Ж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 446 с.
5. Lieberman L. The effect of temperature inhomogenities in the ocean of the propagation of sound // J. Acoust Soc. Amer. 1951. V. 23. № 5. P. 563-570.
6. Христофоров Г. Н., Запелалов А. С. Волновые составляющие спектра пульсаций температуры в верхнем слое моря // Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т. XIV. С. 412-421.

Морской гидрофизический институт
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
7.V.1987