

УДК 534.24,534.87,551.463

ВЛИЯНИЕ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ТОНКОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ДНА ОКЕАНА

© 2000 г. В. И. Воловов, А. И. Говоров, В. С. Гостев, Л. Н. Носова

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 24.12.98 г.

Рассматривается влияние гидрологических факторов на свойства акустических полей, отраженных от дна океана при нормальном падении, применительно к новому методу акустического картографирования дна и его практическим приложениям. Оценены искажения амплитуды и фазы отраженных сигналов, принятых на многоэлементную плоскую антенну, горизонтально расположенную у поверхности воды. Приводятся данные натурных экспериментов, проведенных в глубоком океане и относящихся к тонкой (интерференционной) пространственной структуре отраженного поля.

В ряде недавних работ были предложены новые методы картографирования дна океана, основанные на горизонтальной изменчивости акустического поля, отраженного от дна океана при нормальном падении, и обозначен круг практических приложений такого картографирования для решения акустических, навигационных и океанологических задач [1–6].

В общем случае, в зависимости от специфики решаемых задач, используемые карты могут быть как изменчивыми во времени (например, синоптические карты), так и стабильными (батиметрические карты). Приложения рассматриваемых нами методов (навигация, обследование дна, поиск полезных ископаемых) предполагают стабильность получаемого материала во всяком случае на интервале времени, необходимом для решения той или иной конкретной задачи (сравнение двух экземпляров или фрагментов карт). Поскольку характеристики отраженных сигналов, являющиеся исходными для акустического картографирования, в каждой точке на поверхности океана определяются конкретным озвученным участком дна (неровности микро- и мезорельефа, неоднородности), который стабилен в геологическом масштабе времени, то и акустические характеристики должны быть столь же стабильны, и их изменчивость обусловлена только влиянием возмущающих факторов, проявляющихся в реальных условиях. Поскольку влияние этих факторов определяет возможность и качество решения практических задач на базе акустического картографирования дна, рассмотрим некоторые из них, а именно гидрологические, применительно к наиболее чувствительной тонкой (интерференционной) пространственной структуре

амплитуды отраженного поля. При этом для наших приблизительных оценок будем исходить из простой гидрологической модели океанской толщи, включающей в себя изотропные мелкомасштабные турбулентные неоднородности скорости звука, тонкоструктурные неоднородности, линзы и генеральное изменение профиля скорости звука [7–9].

Турбулентными мелкомасштабными неоднородностями скорости звука или микроструктурной океанской толщи называют неоднородности с масштабами менее 1 м. Поле скорости звука (показателя преломления) в этих масштабах приближается к изотропному. Неоднородности микроструктуры в основном сосредоточены в верхнем перемешанном слое океана, толщина которого не превышает 50–100 м, где они присутствуют в виде облаков, образующихся при разрушении поверхностных и внутренних волн [10, 11]. Флуктуации скорости звука, обусловленные существованием микроструктуры, характеризуются показателем преломления, среднее квадратичное значение флуктуаций которого $(\mu^2)^{1/2}$ достигает величины $5 \times 10^{-5} - 10^{-4}$ в приповерхностном слое воды и снижается в среднем на порядок на более глубоких горизонтах [7].

Неоднородности тонкой структуры представляют собой сильно вытянутые в горизонтальном направлении резко анизотропные образования с вертикальными масштабами порядка единиц-десятков метров и с коэффициентом анизотропии (отношение горизонтального масштаба к вертикальному) порядка $10^2 - 10^4$. Характерное время их существования находится в интервале от часов до нескольких суток и максимально для наиболее

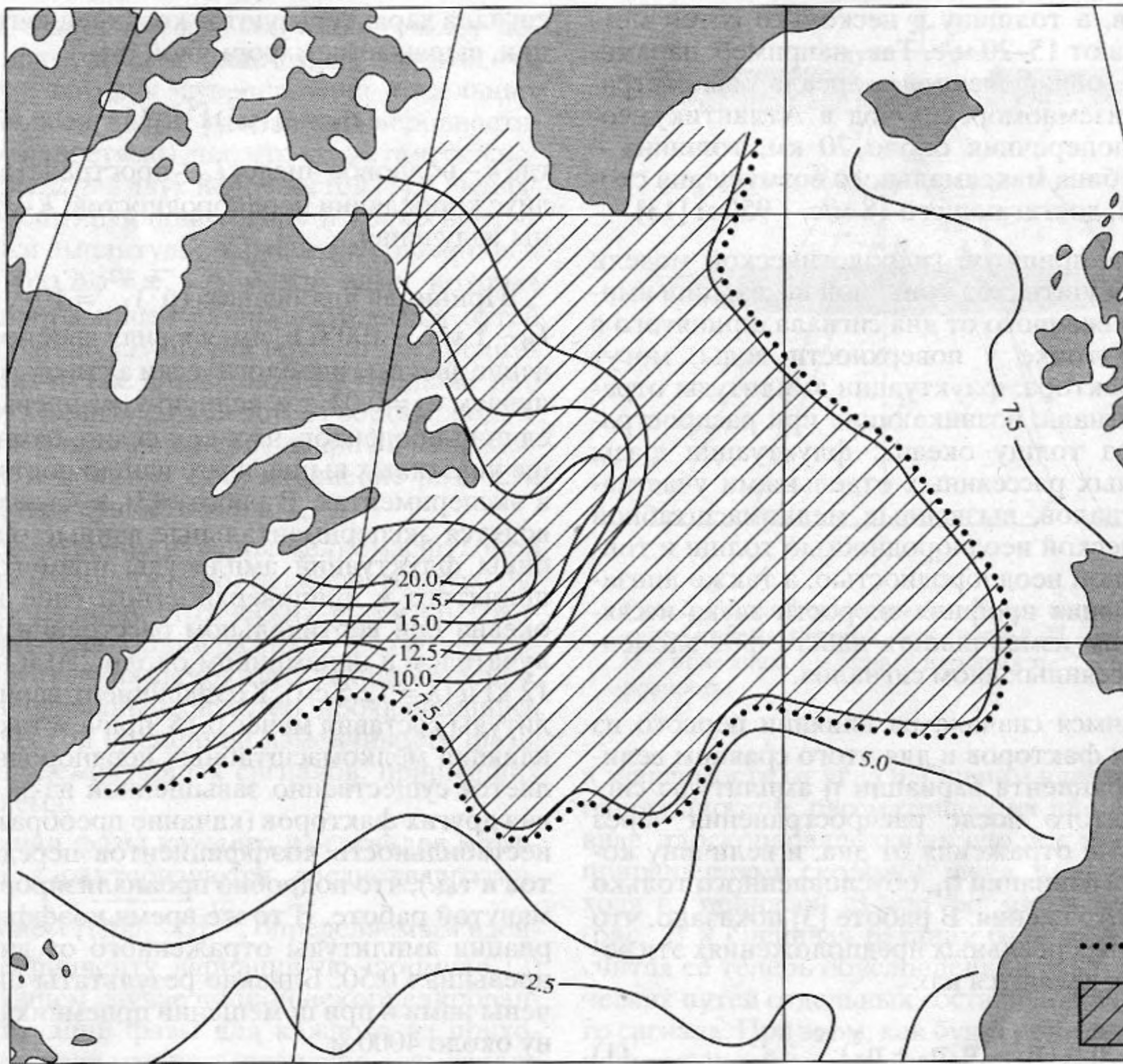


Рис. 1. Стандартное сезонное отклонение скорости звука на поверхности океана в м/с для Северной Атлантики.

крупных неоднородностей. Тонкоструктурные неоднородности в основном сосредоточены в слое скачка и главного термоклина океана на глубине от ~100 до ~1000 м. Наиболее интенсивные по параметру $(\mu^2)^{1/2}$, достигающем у 5×10^{-4} – 10^{-3} , неоднородности наблюдаются при максимальном градиенте скорости звука (слой скачка). При дальнейшем заглублении и, в частности, глубже оси подводного звукового канала тонкая структура, как правило, вырождается [7, 9].

Генеральные изменения профиля скорости звука различны в разных районах океана, поскольку связаны с сезонной изменчивостью гидрологической обстановки и с возможным вторжением в данную акваторию вод с иными гидрологическими характеристиками, обусловленными существованием линз, возникающих под влиянием синоптических вихрей, интрузий и меандрирования глобальных течений. В соответствии с обобщенными данными работ [7, 12] сезонная изменчивость профилей скорости звука в основном проявляется

в районах умеренных широт и субтропиков. Средний размах сезонных колебаний профиля скорости звука наблюдается, естественно, на поверхности океана (до 15–20 м/с), что проиллюстрировано на рис. 1, где представлено стандартное сезонное отклонение скорости звука на поверхности океана в м/с для северной Атлантики [12]. Как видно, максимальные значения отклонения наблюдаются в районе схождения Лабрадорского течения и Гольфстрима, и в то же время в приэкваториальной области оно выражено незначительно. С увеличением глубины стандартное сезонное отклонение монотонно спадает на порядок и более на глубине 300–500 м.

Изменчивость профилей скорости звука, обусловленная линзами в Атлантическом океане, наиболее сильно выражена также в его северо-западной части, где эти возмущения оказываются сравнимыми с сезонными. Возмущения скорости звука, вызываемые прохождением линз, имеющих поперечные размеры в несколько десятков

километров, а толщину в несколько сотен метров, достигают 15–20 м/с. Так, например, параметры линзы, обнаруженной в ареале распространения средиземноморских вод в Атлантику, составляли: поперечник около 70 км, толщина – ~ 600 м, глубина максимального возмущения скорости звука, достигающего 18 м/с, – 950 м [13].

С учетом принятой гидрологической модели можно заключить, что причиной искажений амплитуды отраженного от дна сигнала, принятого в какой-либо точке у поверхности воды, могут быть три фактора: флуктуации амплитуды отраженного сигнала, возникающие при распространении через толщу океана; флуктуации фазы элементарных рассеянных отдельными участками дна сигналов, вызванные мелкомасштабной гидрологической неоднородностью толщи и тонкоструктурной неоднородностью, а также линзами; деформация профиля скорости звука и связанная с этим изменчивость набега фаз элементарных рассеянных дном сигналов.

Остановимся сначала на влиянии первого из упомянутых факторов и для этого сравним величину коэффициента вариации η амплитуды сигнала, принятого после распространения через толщу воды и отражения от дна, и величину коэффициента вариации η_1 , обусловленного только процессом отражения. В работе [3] показано, что при некоторых реальных предположениях эти величины определяются как

$$\eta \equiv (\eta_1^2 + \eta_1 \eta_2 + \eta_2^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где η_2 – коэффициент вариации амплитуды, обусловленный прохождением сигнала через неоднородную толщу воды.

Оценки показывают, что флуктуациями амплитуды сигнала при распространении можно пренебречь, если суммарный коэффициент вариации в 2.5–3 раза превышает коэффициент вариации η_2 , обусловленный распространением, и в этом случае $\eta \approx \eta_1$. По обобщенным экспериментальным данным [3] в глубоком океане коэффициент вариации амплитуды принятого отраженного сигнала зависит от частоты излучения и различен в разных геоморфологических зонах океана. Так, в районах с сильным расчленением дна на частотах 2 и 10 кГц коэффициент вариации составляет 0.44–0.54 и 0.46–0.85 соответственно; со средним расчленением 0.32–0.46 и 0.49–0.58; со слабым – 0.13–0.34 и 0.31–0.47.

Оценим величину коэффициента вариации η_2 . Известно, что при распространении звука в среде со случайными неоднородностями на расстояние L , при условии $L \gg L_0 \lambda^{-1}$ (выполняется практически всегда), флуктуации амплитуды отраженного

сигнала характеризуются коэффициентом вариации, выражаемым формулой [8]

$$\eta_2 = [(\overline{\mu^2}) k^2 L_0 L]^{1/2}, \quad (2)$$

где k – волновое число, L_0 – пространственный радиус корреляции неоднородностей, λ – длина волны излучения.

Принимая для оценок $(\overline{\mu^2})^{1/2} = 10^{-4}$, $\lambda = 15$ см, $L_0 \sim 1$ м $L \sim 100$ м и, имея в виду двойное прохождение звуком гидрологически активного слоя, получаем $\eta_2 \approx 0.04$, т.е. величину, не превышающую единиц процентов, что, как видно, намного меньше указанных выше, и что нашло подтверждение в экспериментах. В работе [3], в частности, приводятся экспериментальные данные оценок глубины флуктуаций амплитуды прямого сигнала, принятого в приповерхностном слое глубокого океана при вертикальном расстоянии между излучателем и приемником около 250 м на частоте 12 кГц ($\lambda = 12.5$ см). Коэффициент вариации амплитуды составил менее 0.15, причем такая оценка влияния мелкомасштабных неоднородностей является существенно завышенной из-за воздействия других факторов (качание преобразователей, нестабильность коэффициентов передачи трактов и т.д.), что подробно проанализировано в упомянутой работе. В то же время коэффициент вариации амплитуды отраженного от дна сигнала превышал 0.50. Близкие результаты были получены нами и при помещении приемника на глубину около 4000 м.

Таким образом, экспериментальные данные о влиянии неоднородностей толщи воды на изменчивость амплитуды акустических сигналов удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками, условие пренебрежимости гидрологическими факторами, вытекающее из формул (1) и (2), уверенно выполняется, и потому флуктуации амплитуды отраженного сигнала могут быть полностью отнесены к характеру процесса отражения [3]. Заметим, что приведенные оценки не предусматривают конкретного амплитудно-фазового интерференционного механизма формирования отраженного сигнала, имеющего место в случае реального океанического дна, и отражают устойчивость к мелкомасштабным гидрологическим неоднородностям только амплитуды распространяющегося сигнала. Что касается влияния других типов неоднородностей на амплитуду отдельных составляющих суммарного отраженного сигнала, то можно заведомо считать его незначительным для плоскостойкого океана (это предполагается), поскольку в этом случае отсутствуют приходы в точку приема отражений от границ гидрологических слоев.

При дальнейшем рассмотрении влияния гидрологических факторов на величину отраженно-

го сигнала, принятого в какой-либо точке у поверхности воды, традиционно будем считать, что он формируется как суперпозиции отдельных элементарных сигналов, рассеянных неровностями (неоднородностями) дна, что схематически показано на рис. 2 для двух неровностей [3]. Очевидно, что результирующий сигнал в точке приема определяется амплитудой каждого из откликов и разностью фаз $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ между ними, которая определяется разницей длины оптических путей И1П и И2П и флуктуациями показателя преломления на этих путях. Очевидно и то, что даже при сохранении амплитуды каждой из составляющих (об этом говорилось выше) суммарный отраженный сигнал изменится, если изменение разности фаз $\delta(\Delta\phi)$ будет существенным.

При рассмотрении влияния мелкомасштабной турбулентной неоднородности скорости звука будем считать разницу оптических путей постоянной и оценим флуктуации разности фаз $\delta(\Delta\phi)$, вызванные флуктуациями показателя преломления, имеющими случайный характер, проявляющийся в статистической временной изменчивости фазы каждого из элементарных сигналов, пришедших в точку приема.

Флуктуации фазы каждого из сигналов в точке приема характеризуются среднеквадратичным значением $[(\Delta\phi_{1,2})^2]^{1/2}$, определяемым идентично коэффициенту вариации по формуле (2) [8]. В наихудшем случае полной некоррелированности флуктуаций фазы для каждого из приходов, среднеквадратичное значение изменения разности фаз определяется как

$$\delta(\Delta\phi) = [2(\mu^2)k^2L_0L]^{1/2}, \quad (3)$$

а флуктуации времени распространения по каждому лучу как

$$[(\Delta t_{1,2})^2]^{1/2} = [(\Delta\phi_{1,2})^2]^{1/2} / 2\pi f \quad (4)$$

(f – частота излучения).

Расчет, проведенный по этим формулам, при параметрах, указанных выше, дает $\delta(\Delta\phi) \approx (6-7) \times 10^{-2}$ рад $\approx 4.0^\circ$, а $[(\Delta t_{1,2})^2]^{1/2} \approx 1$ мкс, т.е. влияние мелкомасштабной турбулентной неоднородности на фазовую структуру отраженного сигнала можно считать несущественным, если допустимым “рассогласованием” фаз пришедших сигналов можно считать величину до 20° , что определяется в первую очередь техническими возможностями аппаратуры и фазовой калибровки трактов [14].

Тонкоструктурные неоднородности могут привести к дополнительному изменению разности фаз отдельных сигналов, пришедших в точку приема разными путями, поскольку их присутствие изменяет оптическую длину пути по-разному

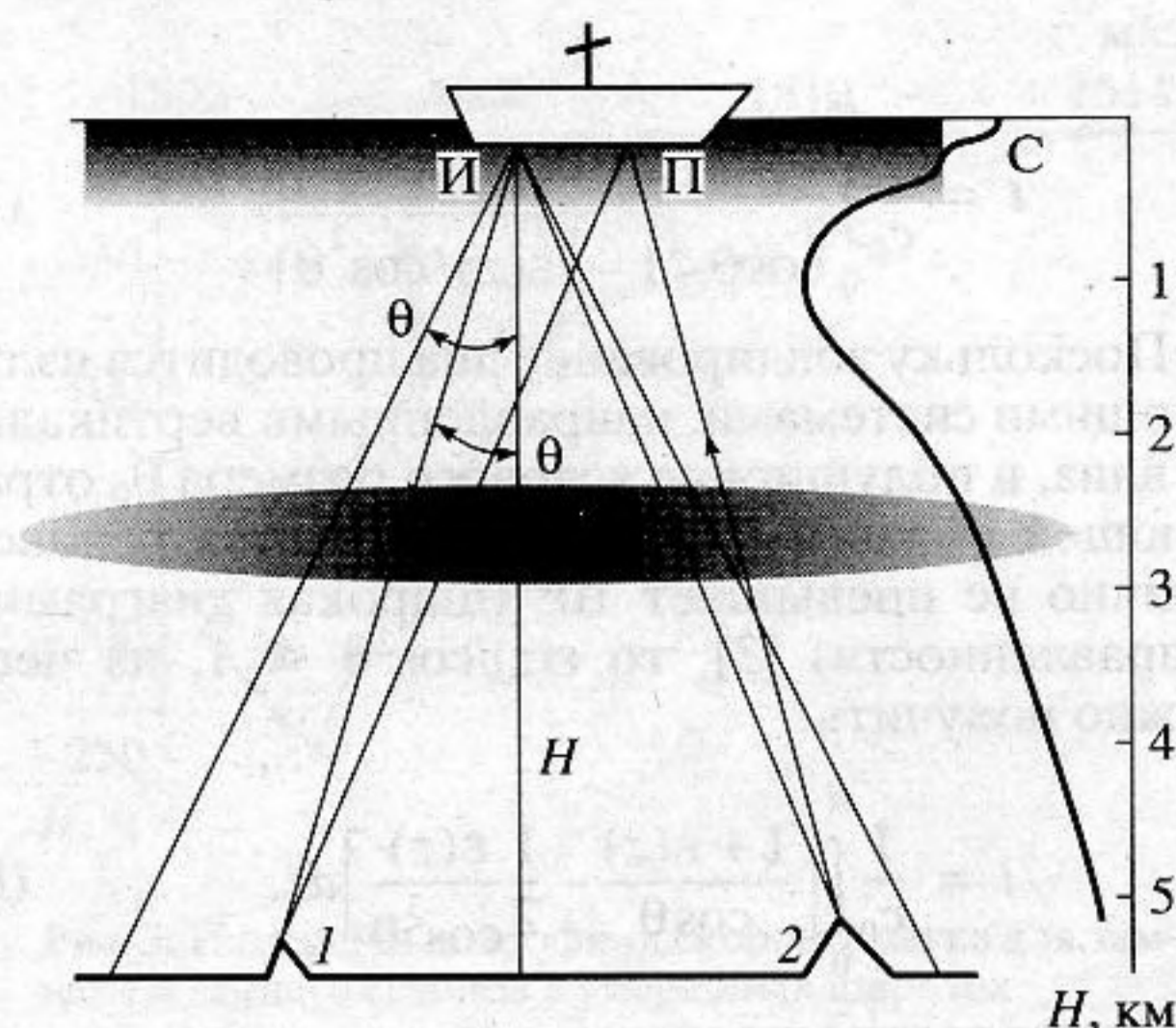


Рис. 2. Схема формирования отраженного сигнала в точке приема для двух неровностей. И – излучатель, П – приемник, 1 – первая неровность, 2 – вторая неровность.

в зависимости от угла θ . Оценим влияние этих неоднородностей, рассматривая их для простоты в виде плоскопараллельных слоев с постоянными приращениями скорости звука, по-прежнему исходя из принятой схемы формирования сигнала (рис. 2) и оценивая разницу разности фаз $\delta(\Delta\phi)$, считая ее теперь обусловленной различием оптических путей отдельных составляющих суммарного сигнала. При этом, как будет показано ниже, использованный метод аналитических оценок применим также и к влиянию линз, и к влиянию генерального изменения профиля скорости звука.

При выбранном подходе к задаче время распространения звука от источника, находящегося на поверхности, до дна океана глубиной H по лучу с углом выхода θ (рис. 2) выражается формулой [15]:

$$t = \frac{1}{c_0} \int_0^H \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta}}, \quad (5)$$

где c_0 – скорость звука на поверхности, n – показатель преломления, зависящий от вертикальной координаты z .

Традиционно выразим квадрат показателя преломления в виде $n^2(z) = 1 + \epsilon(z)$, где

$$\epsilon(z) = -\frac{2\Delta c(z)}{c_0} + \left(\frac{\Delta c(z)}{c_0}\right)^2, \quad (6)$$

а $\Delta c(z) = c(z) - c_0$.

По имеющимся обобщенным данным и как отмечено выше, величина $\Delta c/c_0$ имеет порядок 2×10^{-2} . Пренебрегая величиной $(\Delta c/c_0)^2$, получаем:

$$\epsilon(z) \approx -2\Delta c(z)/c_0$$

и

$$t = \frac{1}{c_0} \int_0^H \frac{[1 + \varepsilon(z)] dz}{\cos \theta \sqrt{1 - [\varepsilon(z)/\cos^2 \theta]}} \quad (7)$$

Поскольку зондирование дна проводится излучающими системами, направленными вертикально вниз, и полуширина углового размера θ_0 отражающей области дна для большинства районов обычно не превышает 10° (широкая диаграмма направленности) [3], то $\varepsilon(z)/\cos^2 \theta \ll 1$, из чего можно получить

$$t = \frac{1}{c_0} \int_0^H \left[\frac{1 + \varepsilon(z)}{\cos \theta} - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon(z)}{\cos^3 \theta} \right] dz \quad (8)$$

Время распространения звука до дна по нормали ($\cos \theta = 1$) определяется, как

$$t_0 = \frac{1}{c_0} \int_0^H \left[1 + \frac{1}{2} \varepsilon(z) \right] dz \quad (9)$$

Разность времен распространения звука по вертикальному лучу и лучу с углом выхода θ максимальна и определяется выражением

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{1}{c_0} \int_0^H [f_1(\theta) + f_2(\theta)\varepsilon(z)] dz, \quad (10)$$

где

$$f_1(\theta) = \frac{2 \sin^2(\theta/2)}{\cos \theta}; \quad f_2(\theta) = \frac{2 \sin^2(\theta/2) - \operatorname{tg}^2 \theta}{2 \cos \theta}$$

Оценим изменчивость величины Δt в зависимости от изменения профиля скорости звука $\varepsilon(z)$. Пусть $\varepsilon_1(z)$ соответствует величина Δt_1 , а $\varepsilon_2(z) - \Delta t_2$. Тогда в общем случае

$$\delta(\Delta t) = (\Delta t_1 - \Delta t_2) = \int_0^H \left[\frac{f_1(\theta_1)}{c_{01}} - \frac{f_1(\theta_2)}{c_{02}} + \frac{f_2(\theta_1)\varepsilon_1(z)}{c_{01}} - \frac{f_2(\theta_2)\varepsilon_2(z)}{c_{02}} \right] dz \quad (11)$$

При оценке влияния тонкоструктурных неоднородностей и линз скорость звука на поверхности $c_{01} = c_{02} = c_0$, а $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. Тогда для малых углов $\theta \leq 10^\circ$ из формулы (11), учитывая (6), имеем

$$\delta(\Delta t) = \frac{\theta^2}{2} \int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz, \quad (12)$$

где $\delta[\Delta c(z)] = c_0[\varepsilon_1(z) - \varepsilon_2(z)]/2$, а

$$[(\Delta t_1 - \Delta t_2)^2]^{1/2} = (H_T L_T)^{1/2} \sigma_{CT} \theta^2 / c_0^2,$$

где H_T — максимальная глубина залегания тонкоструктурных неоднородностей ($H_T \approx 10^3$ м), L_T — их ха-

рактерный масштаб ($L_T \approx 10^2$ м), σ_{CT} — среднеквадратичное значение флуктуаций скорости звука для тонкоструктурных неоднородностей ($\sigma_T \approx 0.7$ м/с) [9]. В этом случае для $\theta = 10^\circ$ $[(\Delta t_1 - \Delta t_2)^2]^{1/2} = 2.8-3$ мкс, а $\delta(\Delta \varphi) \approx 10^\circ$ для $f = 10$ кГц.

Приведенные оценки свидетельствуют о том, что гидрологические факторы такие как мелко-масштабные и тонкоструктурные неоднородности не могут существенно исказить тонкую пространственную структуру отраженного поля, а потому она должна оставаться стабильной в течение достаточно продолжительного времени. На это указывает успешная эксплуатация корреляционных лагов и антенн с синтезированной апертурой, принцип действия которых основан именно на этом эффекте [3, 16-18]. Экспериментально стабильность акустических карт наблюдалась во всяком случае на временных интервалах в единицы-десятки секунд, чего вполне достаточно, в частности, для реализации нового особо чувствительного метода измерения смещения и скорости плавсредств относительно дна [3, 4].

Однако для долгосрочного акустического картографирования, устойчивого в продолжительных временных масштабах, включая сезонные, необходимого, например, для решения задачи высокоточного возвращения плавсредств в исходную точку, следует дополнительно ввести в рассмотрение влияние линз и изменение генерального профиля скорости звука.

Для оценки влияния линзы можно также воспользоваться формулой (12), а линзу, в соответствии с описанием ее параметров, приведенных выше, схематически представим, как линейно растущее отклонение скорости звука от $\delta[\Delta c(z)] = 0$ на глубине 650 м до $\delta[\Delta c(z)] = 18$ м/с на глубине 950 м и линейно уменьшающееся до $\delta[\Delta c(z)] = 0$ на глубине 1250 м. При этом $\int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz = 5.4 \times 10^3$ м²/с, а $\delta(\Delta t) = 2.4 \times 10^{-3} \theta^2$ с.

При учете сезонной изменчивости профиля скорости звука, привязываясь к одной и той же точке дна и имея в виду изменение угла выхода $\Delta \theta$ при деформации профиля скорости звука получим приближенно из формулы (11)

$$\delta(\Delta t) = \frac{H}{c_0} \left(\frac{\Delta c}{c_0} \frac{\theta^2}{2} - \Delta \theta \cdot \theta \right) + \frac{\theta^2}{2c_0^2} \int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz, \quad (13)$$

где $\Delta c = c_{02} - c_{01}$ — разность скоростей звука на поверхности, а $\Delta \theta \cong \frac{1}{H c_0} \int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta c}{c_0}$, (H — максимальная глубина, на которую проникает сезонная изменчивость, $H \approx 300$ м). Тогда первый член в формуле (13) можно не учитывать и $\delta(\Delta t) =$

$= \frac{\theta^2}{c_0} \int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz$. Для максимального сезонного отклонения $\Delta c = 30$ м/с у поверхности и $\delta[\Delta c(z)]$, равномерно спадающего до нуля на глубине 300 м, имеем $\delta(\Delta t) \approx 2 \times 10^{-3} \theta^2$ с.

Для оценки величины $I = \frac{1}{c_0} \int_0^H \delta[\Delta c(z)] dz$ был

взят реальный профиль скорости звука, полученный зимой и летом (рис. 3) в точке с координатами 42° с.ш. и 34.5° з.д. [9]. Расчет для данного случая дает $I \approx 3.5 \times 10^{-4}$ с. При прямом машинном расчете времени распространения звука по лучу до дна по модифицированной программе А.В. Вагина разность между Δt_1 и Δt_2 составила 9 мкс для $\theta = 10^\circ$. Аналогичная оценка по формуле (3) дает величину 10 мкс, что можно считать удовлетворительным, а оба подхода к решению задачи эквивалентными.

Переходя к предельному случаю и считая, что максимальное значение $\delta[\Delta c(z)]$ составляет 30 м/с у поверхности и уменьшается до нуля на глубине 300 м (глубже сезонная изменчивость как правило не проникает), получим $I \approx 2 \times 10^{-3}$ с, а $\delta(\Delta t) \approx 5.8 \times 10^{-5}$ с для $\theta = 10^\circ$, чему соответствует $\delta(\Delta \phi) \approx 200^\circ$ для $f = 10$ кГц.

На рис. 4 представлен график угловой зависимости величины $\delta(\Delta \phi) = 360 \delta(\Delta t) f$ град. для частот $f = 1; 3$ и 10 кГц. Из графика видно, что эффект сезонной изменчивости, даваемый расчетом, может быть существенным и, в частности, для частоты 10 кГц, и при угловой полуширине отражающей области дна, превышающей 10° , разница разности фаз достигает 100° и более.

В приведенном примере используется идеализированная ситуация, при которой дно рассматривается ровным и плоским. В этом случае разница времен прихода сигнала, возвращенного в точку приема по разным лучам, Δt_1 и Δt_2 , а следовательно и разность фаз определяются только глубиной места и профилем скорости звука. Между тем в реальной ситуации следует иметь в виду существование на поверхности дна неровностей с вертикальными размерами, имеющими порядок длины волны излучения или существенно превышающими ее (именно благодаря таким неровностям и осуществляется возвращение дном сигнала в точку приема при $\theta \neq 0$). Следует также иметь в виду дополнительный набег фазы, возникающий при рассеянии, который может быть различным по разным лучам. В силу этого к разности фаз, получаемой из выражения для Δt_1 и Δt_2 , должен быть добавлен дополнительный член, имеющий в общем случае нерегулярный характер. Это соображение, однако, не влияет на общность полученных результатов, поскольку этот член одинаков как для Δt_1 , так и для Δt_2 , и при вычитании одного

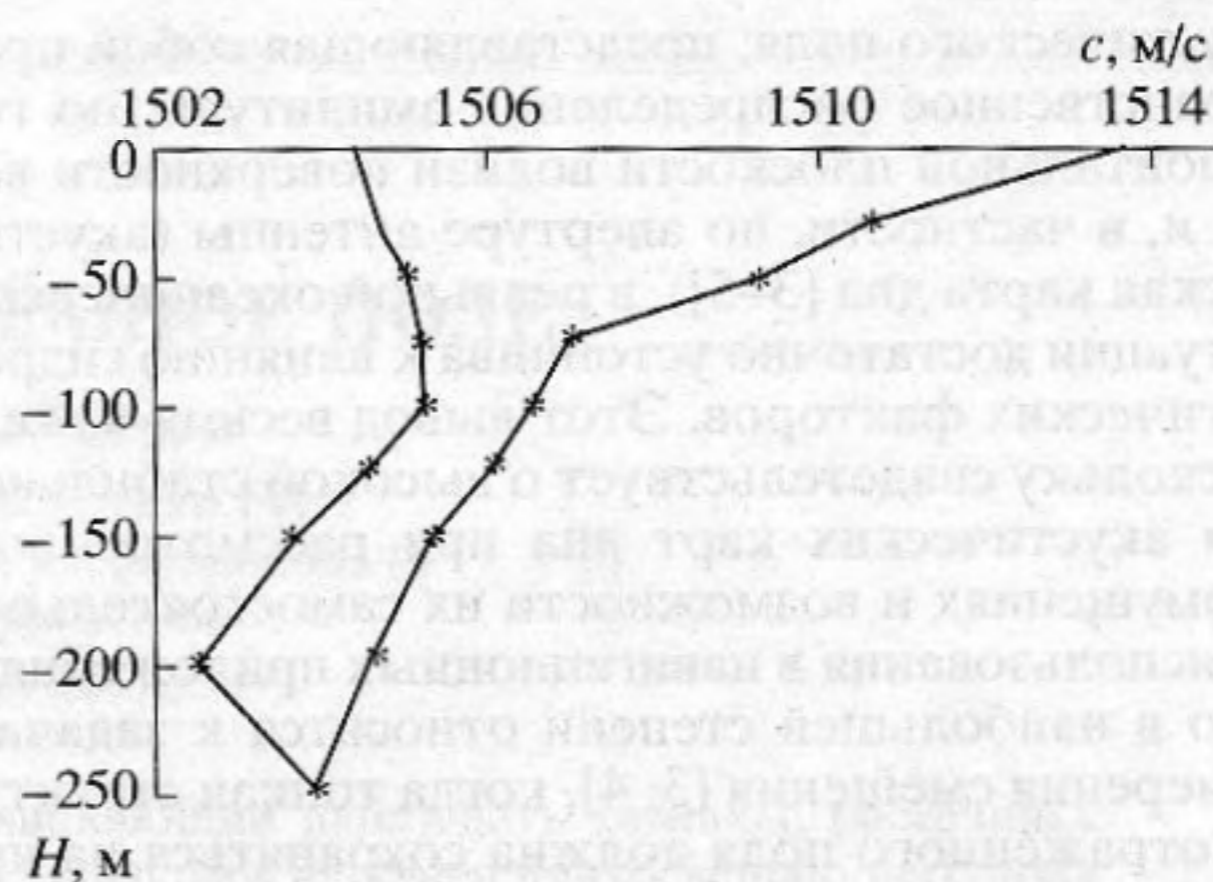


Рис. 3. Измеренные профили скорости звука для зимнего и летнего сезонов в умеренных широтах.

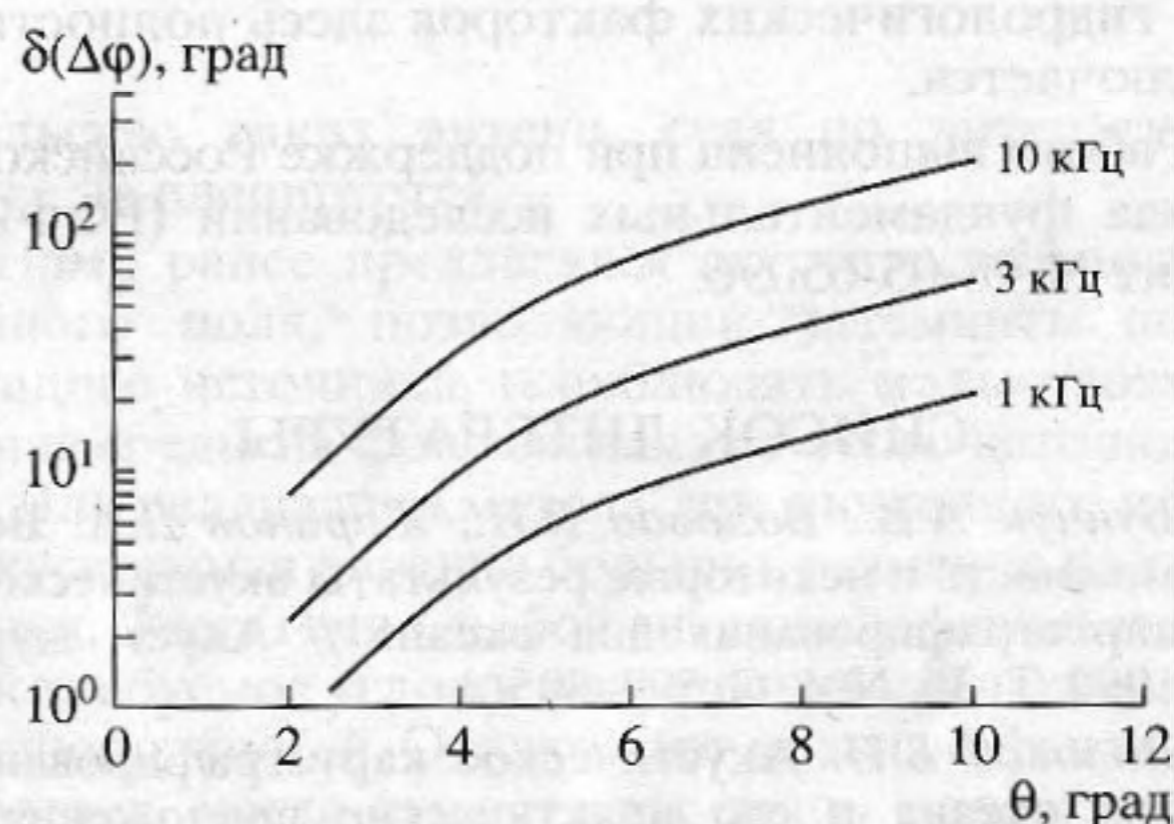


Рис. 4. Максимальная разница разности фаз отдельных приходов для частот 1.3 и 10 кГц, обусловленная сезонной изменчивостью профиля скорости звука (рис. 3).

из другого в соответствии с выражением (11) упомянутый эффект становится несущественным.

Из приведенных оценок видно, что эффект, вносимый линзами и сезонной изменчивостью профиля скорости звука в "рассогласование" фаз отдельных приходов, имеет одинаковый порядок и может быть весьма существенным. Однако, принимая во внимание, что большая часть площади Мирового океана (ровное и холмистое дно) имеет $\theta_0 < 3^\circ - 4^\circ$ [3], а также то, что для его обширных зон линзы не характерны, сезонная изменчивость профиля практически отсутствует, а заложенная в расчет величина I существенно завышена по сравнению с характерной, можно заключить, что во многих случаях величина $\delta(\Delta \phi)$ для рассматриваемого диапазона частот не превышает 10° и может не учитываться. Тем не менее в каждом конкретном случае следует делать оценки по представленной методике.

Таким образом, тонкая пространственная (интерференционная) структура отраженного от дна

акустического поля, представляющая собой пространственное распределение амплитуды по горизонтальной плоскости вблизи поверхности воды и, в частности, по апертуре антенны (акустическая карта дна [3–5]), в реальной океанической ситуации достаточно устойчива к влиянию гидрологических факторов. Этот вывод весьма важен, поскольку свидетельствует о высокой стабильности акустических карт дна при рассмотренных возмущениях и возможности их самостоятельного использования в навигационных приложениях. Это в наибольшей степени относится к задачам измерения смещения [3, 4], когда тонкая структура отраженного поля должна сохраняться на интервале времени между двумя последовательными актами регистрации соответствующих распределений. Поскольку в реальных условиях этот интервал не превышает единиц секунд, то влияние гидрологических факторов здесь полностью исключается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ). Грант № 98-05-65096.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бунчук А.В., Воловов В.И., Жаринов Д.А. Возможность и некоторые результаты акустического картографирования дна океана // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 599–605.
2. Воловов В.И. Акустическое картографирование дна океана и его практические приложения // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 605–610.
3. Воловов В.И. Отражение звука от дна океана. М.: Наука. 1993. 272 с.
4. Воловов В.И. О комплексном подходе к решению навигационных и океанологических задач с использованием отраженных от дна сигналов // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 142–144.
5. Воловов В.И., Говоров А.И. Новые подходы к акустическому картографированию дна океана // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 406–414.
6. Воловов В.И., Говоров А.И. Об акустическом картографировании дна океана при различных горизонтах съемки // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 849–852.
7. Агеева Н.С., Андреева И.Б., Воловов В.И. и др. Океанологические характеристики важные для акустики океана. В кн. Акустика океана. М.: Наука. 1974. С. 5–78.
8. Чупров С.Д., Швачко Р.Ф. Звуковые поля в океане с учетом случайных неоднородностей среды. В кн. Акустика океана. М.: Наука. 1974. С. 559–614.
9. Гостев В.С., Швачко Р.Ф. Акустические характеристики тонкоструктурных образований в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука. 1984. С. 153–164.
10. Serebryany A.N. Hudge internal waves in the oceans // Proc. of Intern. Symp. "Ocean Cities'95". 1995. Monaco. P. 376–381.
11. Zhon J.X., Zhang X.Z., Rogers P.H. Modal characteristics of acoustic signal fluctuations induced by internal waves // IEEE Proc. "Oceans'96". 1996. V. 1. P. 1–8.
12. Климатические характеристики скорости звука в северной части Атлантического океана. М.: Гидрометеиздат. 1984. 145 с.
13. Мальцев Н.Е., Сабинин К.Д., Фурдуев А.В. Акустико-океанологический эксперимент на линзе средиземноморских вод в Атлантическом океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 86–93.
14. Воловов В.И., Говоров А.И. Калибровка многоэлементных акустических антенн в натуральных условиях // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 328–332.
15. Бреховских Л.М. Элементы теории звукового поля в океане. В кн. Акустика океана. М.: Наука. 1974. С. 79–162.
16. Богородский А.В., Яковлев Г.В., Корепин Е.А., Должиков А.К. Гидроакустическая техника исследования и освоения океана. Л.: Гидрометеиздат. 1982. 264 с.
17. Riyait V.S., Laweor M.A., Adams A.E. and oth. A Review of the ACID Synthetic Aperture Sonar and Other Side-scan Sonar System // The Intern. Hydr. Rev. 1995. V. 72. № 1. P. 115–124.
18. Ollivier F., Cerbenka P., Alias P. Side-scan sonar using phase arrays for high resolution imaging and swath bathymetry // IEEE Proc. Radar, Sonar and navigation. 1996. V. 143. № 3. P. 163–166.

The Effect of Water Stratification on the Spatial Fine-Structure Stability of the Sound Field Reflected from the Ocean Bottom

V. I. Volovov, A. I. Govorov, V. S. Gostev, and L. N. Nosova

The effect of the water stratification on the sound field reflected from the ocean bottom at normal incidence is considered in view of the new method of acoustic bottom mapping and its practical-purpose applications. The amplitude and phase distortions of the bottom-reflected signals received by a multielement planar array positioned horizontally near the ocean surface are estimated. Experimental data obtained on the fine (interference) spatial structure of the reflected sound field in deep ocean are presented.