

В.К.Богушевич, Л.Н.Замаренова, М.И.Скипа

*Отделение гидроакустики Морского гидрофизического института
НАН Украины, г.Одесса*

О ТОЧНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ОСНОВНОГО ЧЕРНОМОРСКОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ МОНИТОРИНГЕ

Рассматриваются вопросы точности восстановления характеристик Основного черноморского течения при лучевом зондировании и использовании линейной инверсии, зависимость ошибки от характеристик лучевых траекторий. Предлагается новый метод определения ошибок, связанных с отличием аномальных и неаномальных лучей, основанный на интегрировании разницы значений аномалии поля по этим лучам.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: *акустический мониторинг, лучевое зондирование, аномальные и неаномальные лучи, линеаризация задачи инверсии, аномалия скорости звука и времени распространения, точность восстановления скорости ОЧТ.*

В условиях наблюдающихся климатических изменений все большую актуальность приобретает мониторинг Основного черноморского течения (ОЧТ) как основного фактора формирования экосистемы Черного моря – биоресурсов, метеорологических условий, динамики загрязняющих веществ и сероводородной зоны. Акустический мониторинг морской среды позволяет выявлять ее неоднородности, включая течения, и восстанавливать их поля скорости звука (обратная задача).

Аналитическое решение обратных задач ограничено одним классом профилей скорости звука в слоисто-однородной среде – приповерхностным подводным звуковым каналом, ППЗК, и ППЗК с локальным волноводом (формулы Герглотца – Вихерта и их модификация – Абелева инверсия [1]). При отсутствии аналитического решения обычно используют метод последовательных приближений [1]. Фактически задача восстановления поля скорости звука (течения) сводится к минимизации некоторого функционала, например, среднеквадратической невязки времён распространения сигналов лучей [2]. Процесс минимизации (приближения) выполняется быстро и систематически, если принять линейную связь между изменениями параметров модели (аномалия скорости звука Δc и течения u) и изменениями наблюдаемых данных (аномалий времен распространения ΔT_m). Поэтому как в предложенной Манком и Вуншем схеме лучевой акустической томографии [3], так и в натурных экспериментах [4 – 6], используется, как правило, линейное приближение для связи рассчитываемых времён распространения сигналов с параметрами среды Δc , u .

Наличие течений делает среду акустически анизотропной и принципиально усложняет задачу инверсии. Потенциальным источником ошибки в инверсии поля течения по разностным временам распространения сигналов является невязка лучевых траекторий по течению, Γ_m^+ , и против него,

Γ_m^- , которые не проходят точно в одной и той же области океана. Согласно принципу Ферма времена распространения по лучам в первом приближении нечувствительны к малым возмущениям лучей. Поэтому в большинстве случаев эффекты, связанные с невязанностью лучевых траекторий, малы [7], и в случае медленных течений (например, связанных с синоптическими неоднородностями) возможно использование линейной инверсии [7, 8]. Но для струйных течений в океане такая линеаризация может оказаться недопустимой [9, 10]. В случае ОЧТ (летняя гидрология, трасса $r = 80$ км, $L_T = 42$ км, $u_{\max} = 0,53$ м/с) отличие аномалий времён распространения по течению, ΔT_m^+ , и против него, ΔT_m^- , $2(|\Delta T_m^+| - |\Delta T_m^-|) / (|\Delta T_m^+| + |\Delta T_m^-|)$ не превышает 0,1 % [11], что позволяет полагать малость и симметричность возмущений лучей Γ_m^+ и Γ_m^- относительно опорного луча Γ_m^0 и допустимость линеаризации при инверсии. Однако при этом возникает вопрос точности восстановления поля при такой линеаризации.

Для Черного моря вопросы точности в задачах инверсии рассмотрены для его характерных неоднородностей – антиволноводной аномалии, внутритермоклинной линзы и антициклонического вихревого образования [12, 13], – для которых восстанавливалась аномалия поля скорости звука, но не учитывался фактор движения. Данная работа посвящена вопросам оценки точности определения аномалии времени распространения и точности восстановления поля течения для ОЧТ, ранее не исследовавшимися. При этом аномалия поля скорости звука, связанная с течением, определяется полем скорости течения вдоль трассы зондирования $u(x, z)$ и углом φ , под которым трасса пересекает ось потока, $\Delta c_T(x, z) = u(x, z) \cdot \cos \varphi$.

Постановка задачи. При лучевом подходе к решению задачи восстановления поля скорости звука в качестве измеряемых величин используются времена распространения сигналов T_m по лучевым траекториям Γ_m . Аномалию поля скорости звука $\Delta c(x, y, z)$ восстанавливают по совокупности аномалий времен распространения ΔT_m сигналов лучей, пересекающих неоднородность [3, 14],

$$\Delta T_m = T_m - T_m^0 = \int_{\Gamma_m} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^0} c_0^{-1} ds, \quad m = 1, \dots, M, \quad (1)$$

где $c_0(x, y, z)$ – опорное состояние поля, s – расстояние по лучу, Γ_m^0 , T_m^0 – опорный луч и время распространения по лучу в среде с опорным полем c_0 , Γ_m , T_m – аномальный луч и время в среде с аномальным полем $c = c_0 + \Delta c$.

Задача инверсии (1) нелинейна и сложна, точность ее решения определяется точностью измерения времен распространения сигналов и процедурой инверсии. Упрощение задачи возможно путём замены аномальных траекторий Γ_m на неаномальные Γ_m^0 (с одинаковым числом циклов N) и последующей линеаризацией уравнения (1) [3, 12, 14] (линейная инверсия). При этом точные значения аномалии времени распространения (1) заменяются приближёнными

$$\Delta T_m^* = \int_{\Gamma_m^0} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^0} c_0^{-1} ds = \int_{\Gamma_m^0} \left(\frac{1}{c_0 + \Delta c} - \frac{1}{c_0} \right) ds \approx - \int_{\Gamma_m^0} \frac{\Delta c}{c_0^2} ds, \quad m = 1, \dots, M. \quad (2)$$

Ошибка вычисления аномалии времени распространения согласно уравнения (2) определяется тремя составляющими. Первая связана с процедурой линеаризации по Δc выражения $(c_0 + \Delta c)^{-1}$, имеет порядок $\Delta c/c_0$ и в Чёрном море ($\Delta c \leq 15$ м/с) не превышает 1 %. Вторая составляющая ошибки вычисления ΔT_m^* (2) обусловлена случайными мелкомасштабными флуктуациями поля c_0 вдоль траектории Γ_m^0 и также мала [15]. Третья составляющая ошибки связана с отличием траекторий Γ_m^0 и Γ_m и соответствующих им времён распространения в аномальном поле –

$$\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0) = \int_{\Gamma_m} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^0} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds. \quad (3)$$

Замена пути интегрирования Γ_m на путь Γ_m^0 обычно приводит к значительно большей ошибке, которая при инверсии должна контролироваться критерием

$$\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0) \ll \Delta T_m^* = \int_{\Gamma_m^0} c_0^{-2} \Delta c ds. \quad (4)$$

Зависимость выполнимости критерия (4) от множества условий, таких как интенсивность $\Delta c/c_0$, поле c_0 , пространственные масштабы неоднородностей, их характер, протяжённость трассы и положение неоднородности на трассе, длина проходимого лучом пути в области неоднородности, от самой лучевой траектории Γ_m^0 , говорит о сложности оценки допустимости процедуры линеаризации [16, 17]. В случае вихря для трасс большой протяжённости отличие Γ_m и Γ_m^0 и величина $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ могут возрасти. Так, в океане на трассе $r \sim 1000$ км в присутствии вихрей с аномалией $\Delta c \sim 2 - 4$ м/с отношение $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)/[\Delta T_m^* + \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)]$ для некоторых лучей достигает значений 0,17 – 0,9, а $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$, как и в случае коротких трасс, пропорционально параметру $\varepsilon^2 \approx \max \{ \Delta c/c + u/c \}$ и длине трассы [18]. При синоптических флуктуациях среды, когда $|\Delta c| > 5$ м/с, линейная томография на больших трассах может быть ошибочной [18]. Оценка выполнения критерия (4) для холодного ринга Гольфстрима ($r = 200$ км, радиус ринга $R = 200$ км, $\Delta c = 30$ м/с) показала, что ошибка $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ велика, зависит от угла выхода луча, и для некоторых лучей замена Γ_m на Γ_m^0 невозможна [14]. В случае слабого тёплого вихря ($r = 200$ км, $R = 100$ км, $\Delta c = 6$ м/с) проблем с линеаризацией не возникает, но точность восстановления не может быть высокой [14]. Поэтому неравенство (4) должно учитывать не только возможность линеаризации, но и точность восстановления поля.

В работе [12] ошибка вычисления аномалии времени распространения $\Delta T_m^* - \Delta T_m \sim \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ оценивалась для таких неоднородностей Чёрного моря, как антиволноводная аномалия, внутритермоклинная линза и вихревое образование. Для этого определялись «точные» значения аномалий времени распространения, $\Delta T_m^* = T_m - T_m^0$, рассчитанные по временам распространения в аномальном и неаномальном поле (1), и приближённые значения ΔT_m^* , получаемые при замене лучевой траектории Γ_m на Γ_m^0 , линеаризации (2) и определяемые интегрированием величины Δc по длине аномальных участков неаномальных траекторий Γ_m^0 .

Рассмотренный выше подход к решению задачи вычисления $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ является эффективным в условиях такой сильноаномальной неоднородности, как вихрь, аномалия скорости звука которого имеет сложную пространственную структуру, а аномальные, Γ_m , и неаномальные, Γ_m^0 , лучевые траектории существенно отличаются. Структура аномалии скорости звука течения в отличие от вихря более проста, значения аномалии невелики, поэтому невелики и отличия аномальных и неаномальных лучей по форме и положению на трассе. При этом для вычислений $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ целесообразно применить другой подход, использующий не интегрирование аномалии поля по неаномальному лучу, а интегрирование разницы значений аномалии по аномальному и неаномальному лучам.

Целью работы является апробация нового метода определения в задачах инверсии ошибок, связанных с отличием аномальных и неаномальных лучей и оценка точности восстановления поля течения ОЧТ при акустическом лучевом зондировании.

Решение задачи. Анализ пространственного положения неаномальных Γ_m^0 и аномальных Γ_m лучевых траекторий в области течения по сравнению с областью вихревого образования [13] показывает малые отличия изменения их глубин заворота и горизонтального сдвига (рис.1, вверху, для числа циклов $N = 13$). При этом можно полагать (справедливость этого положения буде показана ниже) малость отличия времен распространения сигналов по лучам Γ_m^0 и Γ_m в поле c_0 –

$$\int_{\Gamma_m} c_0^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^0} c_0^{-1} ds \ll \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0). \quad (5)$$

В этом случае с указанным приближением

$$\begin{aligned} \Delta t(\tilde{A}_m, \tilde{A}_m^0) &= \int_{\tilde{A}_m} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\tilde{A}_m^0} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds \approx \int_{\tilde{A}_m} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\tilde{A}_m} c_0^{-1} ds - \\ &- \int_{\tilde{A}_m^0} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds + \int_{\tilde{A}_m^0} c_0^{-1} ds \approx \int_{\tilde{A}_m} c_0^{-2} \Delta c ds - \int_{\tilde{A}_m^0} c_0^{-2} \Delta c ds \approx \\ &\approx \int_{\tilde{A}_m^0} c_0^{-2} (\Delta c(\tilde{A}_m) - \Delta c(\tilde{A}_m^0)) ds, \quad z_i(\Gamma_m) = z_i(\Gamma_m^0), \end{aligned} \quad (6)$$

где $z_i(\Gamma_m)$ и $z_i(\Gamma_m^0)$ – глубины, на которых определяется аномалия скорости звука для лучей Γ_m , Γ_m^0 .

При этом задача вычисления ΔT_m^* и интегрирование аномалии скорости звука по неаномальной траектории Γ_m^0 заменяется задачей вычисления $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ и интегрированием разницы аномалии скорости звука по аномальной Γ_m и неаномальной Γ_m^0 лучевой траектории. А так как разница значений аномалии поля для соответствующих участков траекторий Γ_m и Γ_m^0 на одинаковых глубинах меньше самих этих значений на порядок, то и точность такой процедуры вычислений оказывается на порядок выше интегрирования по лучу самой аномалии поля Δc . Такой подход представляет интерес ввиду малых значений аномалии в области течения и малой разницы времен распространения ΔT_m^* по лучам. Отметим, что можно осуществлять

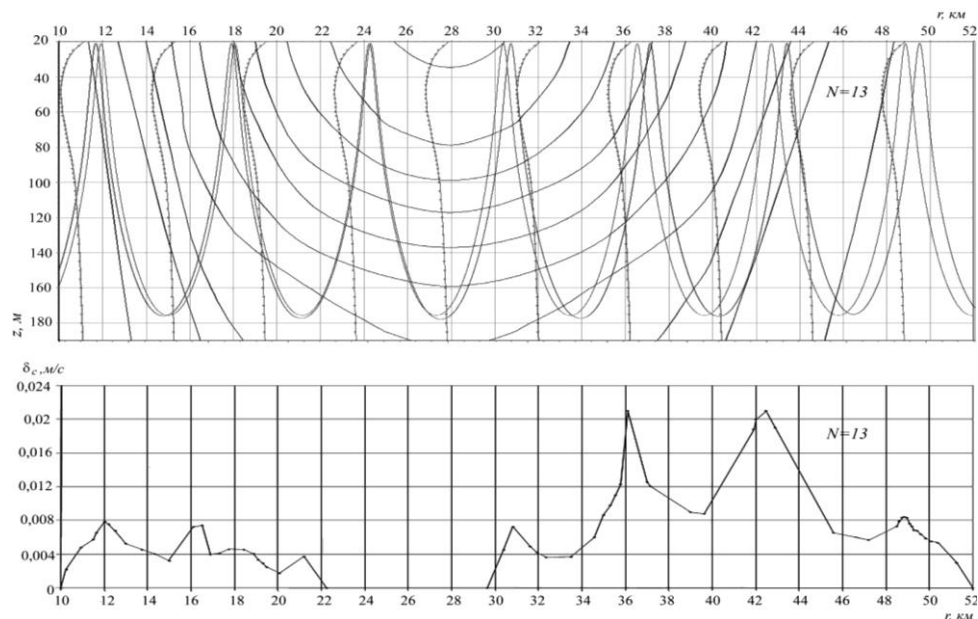
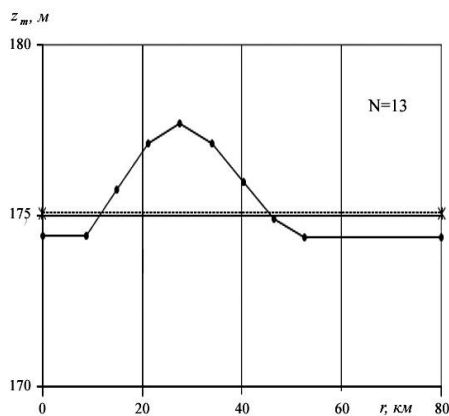


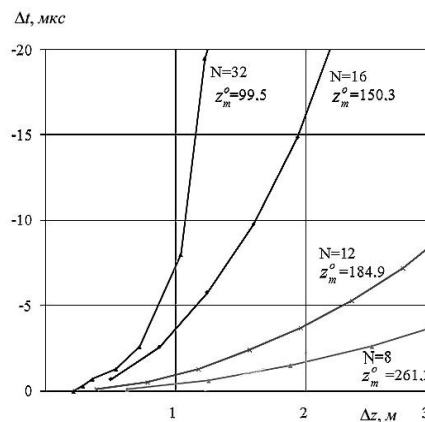
Рис. 1. Неаномальные и аномальные лучевые траектории с числом циклов $N = 13$ (вверху), зависимость вычисленной разницы аномалии скорости звука по лучам Γ_m и Γ_m^0 от расстояния (внизу) в области ОЧГ.

интегрирование разницы значений аномалии Δc по лучам и на одинаковых дальностях. Но в этом случае из-за знакопеременного характера разницы Δc точность вычислений уменьшается.

В случае интегрирования разницы значений аномалии Δc по лучам Γ_m и Γ_m^0 на одинаковых глубинах оказываются неучтенными малые участки траекторий из-за несовпадения глубин заворота этих лучей. Различие глубин верхних точек заворота очень мало и поэтому не учитывается. Различие глубин нижних точек заворота больше, но аномалии Δc на больших глубинах меньше. Поэтому ошибкой вычисления $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$, связанной с разницей глубин заворота лучей Γ_m, Γ_m^0 и аномалией поля в этой области, можно пренебречь. Значительно большую величину будет иметь ошибка, связанная с допущением малости отличия времен распространения сигналов по аномальному и неаномальному лучу в неаномальном поле c_0 . Это отличие определяется различием глубин заворота этих лучей, постоянным значением глубин для опорного луча Γ_m^0 и изменяющимся вдоль трассы значением для аномального луча Γ_m . На рис.2 приведена зависимость от расстояния глубины нижней точки заворота опорного луча, показанного пунктиром, и аномального луча ($N = 13$). Отличие глубин заворота приводит к разнице времен $\Delta t(\Delta z)$ – чем больше отличие глубин, тем больше отличие времен распространения. Для оценки влияния разницы глубин заворота аномального и опорного лучей на разницу времен распространения их сигналов выполнены численные расчеты для траекторий с разными числами циклов и глубинами заворота. Сравнивалось время распространения t^0 по траектории с числом циклов N и глубиной заворота z_m^0 и время t^* по траектории, состоящей из двух частей, с чис-



Р и с . 2 . Зависимость глубины заворота опорного (пунктир) и аномального луча и расстояния ($N = 13$).



Р и с . 3 . Зависимость разницы времени распространения опорного аномального луча от разницы глубин их заворота.

лами циклов $N/2$ и соответствующими глубинами заворота z_m^1 и z_m^2 . Анализировались зависимости $\Delta t(\Delta z) = t^0 - t^* = f(z_m^0, \Delta z = z_m^1 - z_m^2)$, которые показаны на рис.3. В подводном звуковом канале Черного моря Δt возрастает с увеличением числа циклов. Ошибку аномалии времени, связанную с изменением глубины заворота луча, можно оценить (таблицу) как малую величину $-\Delta t(\Delta z) \ll \Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$, но ее учет позволяет увеличить точность определения ΔT_m^* и точность восстановления аномалии поля Δc .

Результаты. Как видно из вышеизложенного, точность восстановления аномалии скорости звука ОЧТ определяется, в основном, ошибками, возникающими при замене аномальной лучевой траектории опорной и связанными с этой заменой ошибками определения времени распространения. Оценку точности рассмотрим для трех лучевых траекторий Γ_m и Γ_m^0 с наибольшими пространственно-временными отличиями (число циклов $N = 13, 16$ и 31), которые охватывают деятельный слой моря (для других лучевых траекторий можно ожидать более высокую точность). С этой целью было рассчитано время распространения по лучу в опорном поле, T_m^0 , и в присутствии ОЧТ, T_m , их разность, $\Delta T_m = T_m - T_m^0$, траектории опорного Γ_m^0 и аномального Γ_m лучей, их относительное положение по расстоянию и изменение нижних точек заворота вдоль трассы.

Использование опорной Γ_m^0 лучевой траектории вместо аномальной Γ_m приводит к сдвигу траектории Γ_m^0 относительно Γ_m по расстоянию и глубине (рис.1, *вверху*). Рассчитанная зависимость от расстояния разницы аномалии скорости звука $\delta c = \Delta c(\Gamma_m^0) - \Delta c(\Gamma_m)$ между опорным и аномальным лучом на равных глубинах для числа циклов $N = 13$ в области течения показана на рис.1, *внизу*. Как показывают расчеты, с ростом числа циклов увеличивается площадь под кривой δc . Рассчитанная таким образом величина аномалии времени распространения составляет

$$\delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0) = (\sum \delta c \cdot dr) / c_{\text{нб}}^2. \quad (7)$$

Т а б л и ц а . Составляющие ошибки определения времени распространения.

N	$\Delta T_m = T_m - T_m^0$, мкс	$\Delta z_{\max}$, м	$\delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$, мкс	$\Delta t(\Delta z)$, мкс	$\delta t / \Delta T_m$, %
13	3389,5	2,6	111,7	8,0	~ 3,5
16	3855,4	1,8	103,5	13,0	~ 3,0
31	4835,3	0,5	245,5	2,0	~ 5,1

Отметим, что ошибка, возникающая при замене криволинейных элементов лучевой траектории ds отрезками расстояния dr при используемых для зондирования значениях углов скольжения лучей (для $N = 13$, $\chi^0 = 7,4^\circ$, $ds = dr / \cos \chi^0 = dr / 0,992$) и ошибка при замене текущего значения скорости звука средним значением ($c_{cp} \approx 1475$ м/с), пренебрежимо мала. Приведенные на рис.3 зависимости разницы времени распространения вдоль аномального и опорного луча от разницы глубин их заворота для различных чисел циклов показывают тенденцию к ее увеличению с ростом числа циклов.

Заменяя аномальную лучевую траекторию опорной, вычисляя величины ошибки времени распространения согласно (6), учитывая ошибку, связанную с различием глубины заворота аномального и опорного луча, получим следующие значения ошибки аномалии времени распространения для лучей с числом циклов $N = 13$, 16 и 31 – ~ 3,5, ~ 3,0 и ~ 5,1 % соответственно. В таблице приведены данные временного и пространственного отличия лучей в опорном и аномальном поле ($\Delta z_{\max}$ – максимальное отличие глубин заворота), и ошибки определения времени распространения, обусловленные этим отличием.

Выводы. Метод определения ошибок времени (связанных с отличием аномальных и неаномальных лучей), основанный на интегрировании разницы значений аномалии поля по лучам, удобен в реализации и обеспечивает более высокую точность численного интегрирования. Ошибки метода, связанные с разницей глубин заворота лучей, поддаются учету, ошибки, связанные с заменой элемента криволинейной траектории отрезком расстояния и использованием усредненного значения скорости звука вместо текущего значения, пренебрежимо малы. Метод может быть рекомендован для задач оценки точности инверсии в случае плавных и достаточно слабых аномалий поля неоднородности.

Точность восстановления аномалии скорости звука ОЧТ при линейной инверсии в первую очередь определяется ошибкой времени распространения, связанной с заменой аномальной лучевой траектории опорной. Ошибка аномалии времени зависит в наибольшей степени от горизонтального сдвига опорной и аномальной лучевой траектории, в меньшей степени – от вертикального сдвига их нижних точек заворота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. Теория и методы – М.: Мир, 1983.

2. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртенов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана.– Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997.– 256 с.
3. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale monitoring // Deep-Sea Res.– 1979.– 26A.– P.123-161.
4. Ocean tomography group: A demonstration of ocean acoustic tomography // Nature.– 1982.– 299.– P.121-125.
5. Spindel R.S. Ocean acoustic tomography. A new measuring tool // Oceanus.– 1982.– 25, № 2.– P.12-21.
6. Kerr R.A. Acoustic tomography at the ocean // Science.– 1982.– 217, № 4554.– P.38.
7. Worcester P.F., Spindel R.C., Howe B.M. Reciprocal acoustic transmissions: Instrumentation for mesoscale monitoring of ocean currents // IEEE J. Ocean. Eng.– 1985.– OE-10, № 2.– P.123-136.
8. Howe B.M., Worcester P.F., Spindel R.C. Ocean acoustic tomography: mesoscale velocity // J. Geophys. Res.– 1987.– 92, C4.– P.3785-3805.
9. Sanford T.B. Observations of strong current shears in the deep ocean and some implications on sound rays // J. Acoust. Soc. Amer.– 1974.– 56.– P.1118-1121.
10. Михин Д.Ю. Прямые и обратные задачи лучевой акустики движущейся среды: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук.– М.: ИО РАН, 1994.– 156 с.
11. Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Каташинская Н.С., Скипа М.И. О возможностях акустического мониторинга поля течения ОЧТ // Международная научная конференция «Функционирование и эволюция экосистем Азово-Черноморского бассейна в условиях глобального изменения климата», Кацивели, 7-11 сентября 2010 г.
12. Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И. Акустический мониторинг неоднородностей среды и точность восстановления аномалии поля // Консонанс-2009. Акустичний симпозіум 29 вересня – 1 жовтня 2009 р.– Київ: Ін-т гідромеханіки, 2009.– С.89-95.
13. Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И. О возможностях акустического мониторинга вихревого образования // Консонанс-2009. Акустичний симпозіум 29 вересня – 1 жовтня 2009 р.– Київ: Ін-т гідромеханіки, 2009.– С.96-102.
14. Гончаров В.В., Куртенов В.М. Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б.– М.: Наука, 1987.– С.15-24.
15. Богушевич В.К., Скипа М.И. Акустический мониторинг в Черном море (в печати)
16. Mercer J.A., Booker B.J. Long-range propagation of sound through oceanic mesoscale structure // J. Geophys. Res.– 1988.– 88, C1.– P.689-699.
17. Spiesberger J.L., Worcester P.F. Perturbation in travel time and ray geometry due to mesoscale disturbance: A comparison of exact and approximate methods // Ibid.– 1983.– 74, № 4.– P.219-255.
18. Spiesberger J.L. Ocean acoustic tomography: Travel time biases // J. Acoust. Soc. Amer.– 1985.– 77, № 1.– P.83-100.

Материал поступил в редакцию 15.10.2010 г.