

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

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

О ВОЗМОЖНОСТЯХ АКУСТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ПОЛЯ ОСНОВНОГО ЧЕРНОМОРСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Рассматриваются основные проблемы акустического мониторинга течений (точность измерения времени, рассеяние звука на неоднородностях среды, использование линейной инверсии) и возможности их решения в условиях Черного моря. Для восстановления поля Основного Черноморского течения предлагается метод лучевой реконструкции на основе горизонтального и вертикального сканирования, приводятся результаты численного моделирования задачи восстановления поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: *акустический мониторинг течений, лучевое зондирование, линейная инверсия, встречное распространение, акустическая невзаимность, рассеяние, лучевая реконструкция, горизонтальное и вертикальное сканирование, восстановление поля течений.*

Циркуляция океанических течений является одним из механизмов глобального теплообмена планеты, поэтому в условиях наблюдающихся климатических изменений все большую актуальность приобретает мониторинг течений. Для Черного моря – это мониторинг Основного Черноморского течения (ОЧТ) как основного фактора формирования его регионального климата и экосистемы – биоресурсов, динамики загрязняющих веществ и сероводородной зоны. В рамках этой задачи одним из важных вопросов является определение тепломассопереноса, что требует измерения полей скорости и температуры ОЧТ.

Для дистанционного измерения полей скорости и температуры на больших акваториях обычно используются методы акустического мониторинга, в т.ч. акустическая томография. Основополагающей в этой области является работа W.Munk, C.Wunsch [1], которые предложили схему лучевой акустической томографии для измерения синоптических неоднородностей поля температуры. Они же указали на трудности наблюдения течений при одностороннем распространении звука из-за их малого влияния на общую аномалию скорости звука. Типичная аномалия температуры $\Delta\theta = 3^\circ\text{C}$ приводит к аномалии скорости звука $\Delta c = 15\text{ м/с}$, $\Delta c/c = 10^{-2}$, в то время как даже экстремальные скорости течений, $u = 1,5\text{ м/с}$, приводят к $u/c = 10^{-3}$, что в 10 раз меньше.

Ситуация с измерением течений принципиально меняется, когда в качестве измеряемых величин берутся разности времен распространения сигналов во встречных направлениях, что является наиболее эффективным способом измерения течений [2]. Первым этот метод предложил L.Stallworth [3]. Время распространения звука вдоль траектории является функцией скорости звука в воде и скорости воды вдоль траектории. Используя распространение сигналов в противоположных направлениях, можно разделить

влияние структуры поля скорости звука (сумма времен распространения) и скорости воды (разница времен распространения) [4]. При этом разностное время распространения до первого порядка малости соответствует компоненте скорости течения вдоль лучевой траектории [5].

Помимо высокой чувствительности к течениям метод встречного распространения обладает еще и другими достоинствами. Одним из них является возможность подавления высокочастотных флуктуаций времени распространения T_m [6], которые в первую очередь связаны с внутренними волнами. В эксперименте, проведенном в 1981 г. в районе Бермуд [7], вариации разницы времен распространения во встречных направлениях на расстоянии 300 км оказалась меньше вариации T_m в одном направлении в ~ 10 раз. Это позволило осуществлять наблюдение скорости u , хотя связанная с ней аномалия времени, ($\Delta T_u \sim 20$ мс), была в 10 раз меньше, чем аномалия от температуры мезомасштабной неоднородности ($\Delta T_\theta \sim 200$ мс).

Еще одним достоинством метода встречного распространения является возможность уменьшения ошибок восстановления поля течения, связанных с неточным значением расстояния r между точками излучения и приема. Часто ошибки позиционирования $\Delta_1 T \approx \Delta r/c$ превышают эффекты, связанные с течением, $\Delta_2 T \approx ur/c^2$ (если $\Delta r/r > u/c$) и ограничивают возможности их наблюдения при одностороннем распространении. Встречное распространение позволяет при использовании синхронных измерений времени измерять даже малые течения. В этом случае ошибки расстояния Δr приводят лишь к относительной погрешности в измеряемых значениях u порядка $\Delta r/r$ [5, 8].

При всех возможностях и достоинствах метода встречного распространения трудности мониторинга течений остаются значительными. Первой из них является малая величина разностей времен встречного распространения [5], составляющая обычно несколько миллисекунд на расстоянии 300 км в океане [9] и десятые доли миллисекунд для крутых лучей в случае ОЧТ. Поэтому аппаратура для измерения течений должна иметь более высокое временное разрешение, чем в случае наблюдения температурных полей. Для измерения течений в океане аппаратура была усовершенствована [10], а точность измерения времени распространения была улучшена почти на порядок (излучатель с частотой $f = 400$ Гц и полосой частот $\Delta f = 100$ Гц по сравнению с $f = 225$ Гц и $\Delta f = 10$ Гц). Применительно к условиям Черного моря и ОЧТ это потребуют увеличения полосы частот до 500 – 700 Гц, что приведет к проблемам более высокого затухания и рассеяния на неоднородностях на более высоких частотах. Помимо требований высокого временного разрешения существуют и другие проблемы мониторинга течений физического и теоретического плана – рассеяние звука на неоднородностях среды, невзаимность акустического распространения, решение задачи об акустическом поле в движущейся среде, возможности использования линейной инверсии при восстановлении поля, динамический мониторинг и методы инверсии, лучевая реконструкция локальных неоднородностей и адиабатическое приближение. Рассмотрению указанных вопросов применительно к условиям Черного моря и ОЧТ, оценке возможностей акустического мониторинга ОЧТ и численному моделированию задачи восстановления поля течения ОЧТ и посвящена данная работа.

Акустическое поле в движущейся среде и время распространения по лучу. При решении задач акустического мониторинга течений на основе измерения аномалий времен распространения сигналов по лучам возникает проблема описания акустического поля, лучей и времен в движущейся водной среде. Первым эту задачу пытался решить Рэлей [8]. Предложенный им способ определения поля в движущейся среде путем замены ее неподвижной средой с некоторой эффективной скоростью звука, зависящей от скорости потока, позволяет приближенно описать влияние движения жидкости, в том числе неоднородной, на звуковое поле в случае медленных потоков. Условие медленности потока, т.е. малости числа Маха, $M = u/c$, где $u = |\vec{u}|$, хорошо выполняется для течений в океане. Приближение эффективной скорости звука привлекательно тем, что позволяет свести задачу о поле в движущейся среде к существенно более простой задаче о поле в среде неподвижной.

В соответствии с взглядами Рэрея время распространения сигнала по лучу при наличии течения определяется как

$$\tilde{T} = \int_{\Gamma} ds / (c + \vec{u} \cdot \vec{t}), \quad (1)$$

где $\vec{t}$ – единичный вектор, касательный к лучу.

Точное значение времени распространения в случае течения дается выражением [11]:

$$\tilde{T} = \int_{\Gamma} ds / (\vec{u} \cdot \vec{t} + cg), \quad (2)$$

где $g = [1 + (\vec{u} \cdot \vec{t})^2 \cdot c^{-2} - u^2 c^{-2}]^{1/2}$.

Из сравнения точного (2) и приближенного (1) выражений следует, что относительная погрешность определения времени распространения по формуле (1) имеет порядок $M^2 = u^2/c^2$ и обычно очень мала. В практических задачах измерения течений в океане и в Черном море ($u \leq 1,0$ м/с) эту формулу можно принимать как точную.

В формуле (1) эффективная скорость звука $c_e = c + \vec{u} \cdot \vec{t}$ зависит от $\vec{t}$, что неудобно – эффективная неподвижная среда для каждого луча своя (вектор $\vec{t}$ зависит от конкретной траектории), она неизвестна заранее и вычисляется по мере построения траектории. Эту трудность можно преодолеть путем замены единичного вектора $\vec{t}$ мало отличающимся от него единичным горизонтальным вектором $\vec{e}$, характеризующим направление из точки излучения в точку приема (азимут). В горизонтальной плоскости отличие направлений этих векторов ничтожно мало из-за чрезвычайной малости горизонтальной рефракции лучей в задаче мониторинга ОЧТ. В вертикальной плоскости отличие их направлений определяется текущими значениями углов скольжения лучей χ . В случае ОЧТ для крутых лучей, максимальные значения угла скольжения (на оси канала) составляют $\chi_{\max} = 14^\circ$, а средние по интервалу глубин неоднородности – $\chi_{\text{ср}} = 10^\circ$. Для пологих лучей, располагающихся в области глубин неоднородности, $\chi_{\max} = 5,5 - 9,0^\circ$ и $\chi_{\text{ср}} \sim 2 - 3^\circ$. При таких средних значениях углов скольжения отличие вектора $\vec{e}$ от проекции вектора $\vec{t}$ на вектор $\vec{e}$ не будет превышать величин 0,1 – 0,2 % для

пологих лучей и 1,5 % – для крутых. При этом с достаточно высокой точностью эффективную скорость звука можно представлять в виде $c_e = c + \vec{u} \cdot \vec{e}$.

Линейная инверсия, отличие аномального и опорного лучей и не-взаимность при встречном распространении. 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 T_m сигналов лучей, пересекающих неоднородность [1, 12],

$$\Delta T_m = T_m - T_m^0 = \int_{\Gamma_m} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\Gamma_m^0} c_0^{-1} ds, \quad m=1, \dots, M, \quad (3)$$

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 (3) нелинейна и сложна, точность ее решения определяется точностью измерения времен распространения сигналов и процедурой инверсии.

Применимость аналитических решений обратных задач весьма ограничена – формулы Герглотца-Вихерта (Абелева инверсия) для ППЗК в слоисто-однородной среде и их модификация для ППЗК с одним локальным волноводом [13]. В отсутствие аналитических решений наиболее подходящим становится метод перебора и последовательных приближений. Фактически задача восстановления поля скорости звука (течения) сводится к минимизации некоторого функционала, например среднеквадратической невязки времён распространения сигналов лучей [14]. Процесс минимизации (приближения) выполняется быстро и систематически, если принять линейную связь между изменениями параметров модели Δc , u и соответствующими изменениями наблюдаемых данных ΔT_m . Поэтому как в работе W.Munk и C.Wunsch [1], так и в большинстве последующих работ, используется линейное приближение для связи времен распространения с параметрами среды Δc , u . Методика линейной инверсии была реализована и в первых натурных экспериментах [15 – 17].

При линейной инверсии аномальные траектории Γ_m заменяются на не-аномальные Γ_m^0 с последующей линеаризацией уравнения (3) [1, 12, 18]. При этом точные значения аномалии времени распространения (3) заменяются приближёнными

$$\Delta T_m^* = \int_{\tilde{\Gamma}_m^0} (c_0 + \Delta c)^{-1} ds - \int_{\tilde{\Gamma}_m^0} c_0^{-1} ds \approx - \int_{\tilde{\Gamma}_m^0} c_0^{-2} \Delta c ds, \quad m=1, \dots, M. \quad (4)$$

Ошибка вычисления аномалии времени распространения согласно уравнению (4) 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^* (4) обусловлена случайными мелкомасштабными флуктуациями поля c_0 вдоль траектории Γ_m^0 и также мала [18, 19]. Третья состав-

ляющая ошибки связана с отличием траекторий Γ_m^0 и Γ_m и соответствующих им времён распространения в аномальном поле –

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

Эта составляющая ошибки обычно самая большая. Она и определяет точность восстановления поля и саму возможность применения линейной инверсии. В задачах инверсии эта ошибка должна контролироваться критерием

$$\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0) \ll \Delta T_m^*. \quad (6)$$

Зависимость выполнимости критерия (6) от множества условий, таких как поле c_0 , интенсивность $\Delta c/c_0$ и пространственные масштабы неоднородности, ее характер и положение на трассе, протяженность трассы, от самой лучевой траектории Γ_m^0 , говорит о сложности оценки допустимости процедуры линеаризации [2]. В случае вихря для трасс большой протяженности отличие Γ_m и Γ_m^0 и величина $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ могут возрасти. Так, 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 $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0)$ пропорционально параметру $\varepsilon^2 \approx \max\{\Delta c/c + u/c\}$ и длине трассы [20]. При синоптических флуктуациях среды, когда $|\Delta c| > 5$ м/с, линейная томография на больших трассах может быть ошибочной [20]. Оценка выполнения критерия (6) 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 [12]. 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 [12]. Поэтому неравенство (6) должно учитывать не только возможность линеаризации, но и точность восстановления поля.

В отличие от задач восстановления поля температуры, где используются аномальные Γ_m и неаномальные Γ_m^0 лучи, в случае поля течения используются аномальные лучи, по потоку Γ_m^+ , и против потока Γ_m^- , отличающиеся от лучей Γ_m^0 и смещенные от них в противоположных направлениях. При этом отличие между Γ_m^+ и Γ_m^- и связанная с этим разница времен распространения оказываются по крайней мере в два раза большими, чем в случае Γ_m и Γ_m^0 . То, что лучевые траектории по и против течения отличаются (акустическая невзаимность) и не проходят точно в одной и той же области океана является дополнительным источником ошибок при восстановлении поля течения по разностным временам распространения [1].

Аномалия времени распространения по лучу определяется двумя эффектами: изменение скорости вдоль невозмущенной траектории Γ_m^0 и смещение самой траектории (Γ_m относительно Γ_m^0). Эффект смещения луча является эффектом второго порядка малости. Поэтому в большинстве ситуаций эффекты, связанные с невзаимностью лучевых траекторий, будут малы [5], и в случае медленных течений (например, связанных с синоптическими неоднородностями) возможно использование линейной инверсии [4, 5]. Однако возможны ситуации, когда это не так [21]. Для струйных течений в океане такая линеаризация может оказаться недопустимой [8]. Влияние те-

чений на лучевые траектории и время распространения может быть значительным в случаях, когда вертикальный градиент течения превышает градиент скорости звука, $du/dz \gtrsim dc/dz$, и траектории существенно изменяются.

Внутренние волны вызывают флуктуации u , c и их вертикальных градиентов и могут усиливать эффекты влияния течений на лучевые траектории. Но экспериментальные исследования в океане [2] показали, что в области глубин оси канала влияние внутренних волн на относительный сдвиг лучевых траекторий мало. В других экспериментах [4, 22] показано, что противоположные лучевые траектории находятся достаточно близко в пространстве и воспринимают примерно одно и то же поле внутренней волны и ее влияние на невзаимность траекторий не велико. Усилить эффекты влияния течения на невзаимность лучевых траекторий может и тонкая слоистая структура океана [12]. Это влияние проявляется в случаях, когда вертикальные градиенты течения на границах слоев (в прослойках) сравниваются с вертикальными градиентами скорости звука.

В рассматриваемой задаче акустического мониторинга ОЧТ по сравнению с подобными задачами для океана скорость потока, $u_{\max} = 0,53$ м/с, мала, значение параметра $\varepsilon^2 \approx \max\{\Delta c/c + u/c\}$ мало, длина трассы, $r = 80$ км, тоже мала и ошибка времени, связанная с отличием аномального и опорного лучей, тоже должна быть малой, $\Delta t(\Gamma_m, \Gamma_m^0) \gg \Delta T_m^*$. Все это не только допускает применимость линейной инверсии, но и позволяет ожидать высокой точности восстановления поля течения.

Проявление невзаимности при встречном распространении в ОЧТ тоже оказывается малым. Проведенное нами численное моделирование задачи распространения в случае ОЧТ (летний профиль скорости звука, $u_{\max} = 0,53$ м/с, $r = 80$ км, $L_T = 42$ км) показало, что для всех траекторий различие аномалий времен распространения во встречных направлениях $2(|\Delta T_m^+| - |\Delta T_m^-|) / (|\Delta T_m^+| + |\Delta T_m^-|)$ не превышает 0,1 %. Это позволяет полагать малость и симметричность отклонения лучей Γ_m^+ и Γ_m^- , относительно опорного луча Γ_m^0 , малость влияния течения на лучи и допустимость линеаризации при инверсии.

Влияние тонкой слоистой структуры на невзаимность лучевого распространения тоже оказывается малой. Слоистая структура в Черном море в наибольшей степени проявляется в области глубин термоклина, где градиенты скорости звука очень велики. Поэтому и в слоях и в прослойках градиенты скорости звука будут многократно превышать градиенты скорости течения, $dc/dz \gg du/dz$, что сводит к нулю влияние фактора течения на невзаимность лучей.

Влияние внутренних волн на невзаимность лучевого распространения в Черном море тоже мало. Верхние точки заворота почти всех лучей находятся в области глубин термоклина, где dc/dz очень велико. В этой области глубин градиенты скорости звука по внутренней волне многократно превышают градиенты скорости течения по внутренней волне и проявление невзаимности, связанной с внутренней волной, практически отсутствует.

Но в некоторых случаях влияние течений на невзаимность лучевых траекторий может проявляться – в области глубин оси канала и в приповерхно-

стном перемешанном слое. В Черном море область глубин вблизи оси, где $dc/dz \sim du/dz$, обычно мала и фактор невзаимности проявляется для лучей, занимающих эту малую область глубин. Но из-за неоднозначности траекторно-временных соотношений или из-за малости временных интервалов между их сигналами и невозможности их раздельного приема (см. далее) эти лучи, как правило, невозможно использовать для задач мониторинга. Малые значения градиентов dc/dz и соотношение $dc/dz \sim du/dz$ наблюдается и в приповерхностном перемешанном слое. Невзаимность может проявляться в осенний гидрологический сезон (когда скорость звука на поверхности меньше, чем у дна) для лучей, которые будут иметь точки заворота в этом перемешанном слое. Но сигналы лучей, заворачивающихся в этой области глубин, из-за сильной расфокусировки лучей (тем большей, чем меньше dc/dz) испытывают большое ослабление и такие лучи можно использовать для мониторинга только на коротких трассах.

Рассеяние звука на неоднородностях среды. В одной из первых работ по акустическому мониторингу океана [1] отмечалось, что разрешение и точность измерения времени распространения сигнала с частотой несколько сот Герц на расстояние ~ 1000 км ограничивается не полосой излучателя, а полосой, определяемой переменной тонкой структурой океана, т.е. эффектами рассеяния. Это соображение в значительной степени справедливо и для более коротких трасс. Рассеяние и расщепление лучей является одной из главных проблем и в задачах акустического мониторинга течений. Рассеяние звука при распространении в первую очередь происходит на случайных неоднородностях среды, на вертикальной слоистой структуре и на внутренних волнах.

Вертикальная структура океана слоиста. Толщина слоев изменяется от десятков сантиметров до десятков метров; их горизонтальная протяженность может достигать десятков километров [23]. Значения вертикальных градиентов температуры и солёности на границах слоев (в прослойках) на 1 – 2 порядка превышают значения соответствующих средних градиентов – ступенчатая структура. Вертикальный градиент скорости течения в прослойках может быть значительным – 2 см/с на метр глубины [24]. Экспериментально установлено, что тонкая слоистая структура вод приводит к микромноголучевому механизму передачи звука, в то время как без такой тонкой структуры имелись бы лишь отдельные лучи [25]. В другом эксперименте сигнал луча представлялся группой приходящих сигналов, являвших собой результат расщепления луча на микролучи тонкой структурой океана вблизи поверхности [2]. Похожее явление наблюдал I.E. Mikhatsev при акустическом распространении в перемешанном слое [2], которое он объяснил «микрорефракцией» в тонких слоистых температурных неоднородностях. Внутренние волны тоже могут вызывать рассеяние и расщепление основной лучевой траектории на микролучи, которые затем интерферируют при приеме, иногда деструктивно [5, 26, 27].

Поле скорости звука в океане помимо средней имеет еще и случайную компоненту. Случайное поле обусловлено турбулентными процессами в толще океана. Оно вызывает рассеяние звука. Флуктуации поля скорости звука обуславливаются в основном флуктуациями температуры – темпера-

турные неоднородности. Рассеяние на флуктуациях солености, плотности и скорости течения в океане на порядок меньше, чем на температурных неоднородностях [28]. В [28] даны статистические характеристики случайных температурных неоднородностей в разных морях и на разных глубинах – характерный масштаб L и среднеквадратическое отклонение показателя преломления и скорости звука $\langle \mu^2 \rangle = \langle (\Delta c / c)^2 \rangle$. В наибольшей степени рассеяние на случайных неоднородностях происходит в подповерхностных слоях.

Вопросами устойчивости однолучевого распространения занимался Р.П.Портер [29]. Манк и Захариазен показали, что представление эйконала, хорошо описывает каждый отдельный луч, взаимодействующий с полем внутренней волны [30]. Флатте и Тапперт провели аналогичные исследования и показали, что амплитудные флуктуации вдоль отдельного луча малы на расстояниях порядка 100 км и на частотах ~ 100 Гц [31]. Дашен развил общую классификацию, позволяющую анализировать разрушение лучевых траекторий [27]. Используя аппарат интегрирования по траекториям в Марковском приближении, Дашен показал, что отдельный луч со временем расщепляется на большое число траекторий со случайными амплитудами и фазами. Чтобы охарактеризовать расщепление луча, Дашен использовал два параметра: дифракционный параметр Λ и интенсивность фазовых флуктуаций Φ . Это явление получило название микромноголучевости. Дашен построил $(\Lambda - \Phi)$ диаграмму, позволяющую определять условия, при которых происходит множественное расщепление луча. Для условий реального океана Флатте и Дашен [27] предсказали, что отдельные траектории могут расщепляться на множество микролучей на расстояниях $r > 300$ км при частотах $f < 50$ Гц. Эти предположения подтверждены в экспериментах. По результатам других экспериментов энергия может передаваться по отдельным траекториям на дистанции $r = 300$ км при частотах меньше 200 Гц. На более высоких частотах и больших расстояниях лучевые траектории расщепляются на большое число траекторий [29].

В разных районах и в разные сезоны характеристики среды и ее неоднородностей сильно отличаются. При этом разными будут и результаты рассеяния звука при распространении. В Черном море из-за огромных значений вертикальных градиентов скорости звука в термоклине, в области глубин которого находятся верхние точки заворота почти всех лучей, тонкая структура, вообще, и возможная слоистость, в частности, не будут влиять на изменение характеристик лучевых траекторий. В то же время внутренние волны в Черном море, особенно короткопериодные, могут существенно влиять на изменение характеристик траекторий и времен распространения их сигналов. Но их негативное влияние на точность измерения времен распространения можно не только уменьшить за счет усреднения результатов измерений по времени (за несколько периодов волн), но и большей частью устранить при измерении характеристик внутренней волны и выборе соответствующих результатов измерений. Поэтому основной причиной рассеяния траекторий и времен в задаче акустического мониторинга ОЧТ будут случайные неоднородности морской среды.

Вопросы рассеяния звука на случайных неоднородностях среды в условиях задач акустического мониторинга в Черном море рассматривались в наших работах [32 – 34], в которых показано, что для большинства случаев флуктуации распространяющихся сигналов каждого из лучей не насыщенные или частично насыщенные. При этом характерная микролучевость с разделением траекторий в пространстве не образуется. «Толщина» луча (у дна) в условиях ПЗК, глубин моря $H_m \geq 150$ м и частоты сигнала $f_c = 5,0$ кГц на трассе протяженностью $r = 50$ км в зависимости от характеристик рассеивающих неоднородностей может составлять от $d_v = 7,0$ м до максимум $d_v = 25$ м. «Толщина» луча возрастает с увеличением длины волны звука и расстояния, $d_v \sim \lambda^{3/2} r^{1/2}$. В тех же условиях ухудшение точности измерений аномалии времени (рассеяние длительности импульса и времени его прихода) будет иметь характерное значение $\Delta = 0,06$ мс и максимальное значение $\Delta_{\max} = 0,11$ мс, что превышает потенциальную точность измерения времени (определяемую полосой частот сигнала и его энергией) в два – три раза. При изменении расстояния (и соответствующем изменении частоты сигнала f_c) ухудшение точности измерений определяется соотношением $\Delta \sim r^{1/2}$.

Приведенные выше результаты позволяют оценивать как удовлетворительные временное разрешение (ухудшение точности измерений) и пространственное разрешение (толщина луча) в условиях реальной рассеивающей среды и возможность решения в этих условиях задачи мониторинга ОЧТ. Но в условиях течения характеристики рассеивающих неоднородностей могут существенно отличаться от характеристик неоднородностей в спокойной воде, и вышеуказанные оценки могут оказаться неверными. Поэтому вопрос мелкомасштабных случайных температурных неоднородностей в потоке основного Черноморского течения требует специального изучения.

Лучевая реконструкция, локальные неоднородности и адиабатическое приближение. Как отмечалось в одной из первых работ по акустическому мониторингу [1], крутые лучи проходят в вертикальном разрезе от поверхности до дна, а пологие остаются вблизи оси канала и это позволяет получить информацию о вертикальной структуре неоднородности. В этой же работе указывалось, что в случае небольших трасс (r составляет всего несколько зон конвергенции, $R_{cz} \approx 50$ км) для неоднородностей, имеющих горизонтальные масштабы менее R_{cz} , для восстановления поля наилучшим является метод, предложенный для аналогичной сейсмической задачи [35]. Эти соображения позволили нам сформулировать идеи вертикального сканирования неоднородности с помощью последовательности пологих лучей с увеличивающимися глубинами нижних точек заворота и ее горизонтального сканирования с помощью последовательности крутых лучей, имеющих пространственный сдвиг верхних точек заворота, и предложить метод восстановления поля локальных неоднородностей, названный нами методом лучевой реконструкции [36].

В практических задачах акустического мониторинга размеры неоднородностей обычно принимаются ограниченными. При этом границы неоднородности определяются из условия малости значений аномалии поля вне неоднородности по сравнению с этими значениями в пределах неоднород-

ности, $\delta\epsilon_{\text{вн}} \ll \delta\epsilon_{\text{н}}$. В задачах акустического мониторинга при лучевом подходе к их решению размеры неоднородностей сопоставляются с «размерами» лучевых траекторий – длина цикла $D_{\text{ц}}$ и разница глубин точек заворота Δz_m . Будем называть неоднородности локальными, если оба их размера меньше «размеров» лучевых траекторий, $L < D_{\text{ц}}$ и $B < \Delta z_m$. В глубоководных районах Черного моря условие $B < \Delta z_m$ выполняется всегда, а условие $L < D_{\text{ц}}$ – для неоднородностей с размерами до 38 км.

Локальность неоднородностей является важным свойством, часто упрощающим решение задач их мониторинга. Во-первых, в случае локальности неоднородности значительно упрощается задача определения ее размеров и положения в пространстве, восстановления ее поля. Во-вторых, в этом случае некоторые траектории остаются неаномальными. Это упрощает идентификацию лучей и позволяет контролировать опорное поле $c_0 = c(x, y, z, t)$ и состояние среды в момент проведения измерений ΔT_m , что упрощает задачу инверсии. Возможность выявления и оценивания локальных неоднородностей является важной особенностью акустического мониторинга Черного моря, его существенным отличием от мониторинга океана, которому эта возможность практически недоступна из-за малой пространственной плотности лучевых траекторий.

Процедура реализации метода лучевой реконструкции состоит в измерении времен распространения и анализе временных соотношений сигналов, приходящих по разным лучам. Зная исходную временную структуру принимаемого сигнала в опорном поле c_0 , по изменению положения сигналов на временной оси, можно определить аномальные сигналы и им соответствующие аномальные лучи. А зная аномальные и неаномальные лучи и их положение в пространстве, можно определить положение и размер неоднородности. Лучи, имеющие аномалию времени распространения, в зоне расположения неоднородности занимают минимальный интервал глубин, определяемый вертикальным размером этой неоднородности. Лучи, не имеющие аномалии времени распространения, в этом месте образуют свободную область. Границы этой области по дальности и глубине и будут определять внешние границы неоднородности. Поле аномалии неоднородности можно восстановить по аномалиям времен распространения сигналов по методу горизонтального и вертикального сканирования [36].

В рассматриваемой задаче мониторинга ОЧТ характерные горизонтальные размеры неоднородности составляют по нулевому уровню, $u = 0$, $L_0 = 42$ км и по уровню $u = 0,5u_{\text{max}}$ $L_{0,5} = 24$ км. Такие размеры позволяют относить эту неоднородность к категории локальных (при $D_{\text{цmax}} = 38$ км). Локальность позволяет определять положение неоднородности на трассе, ее горизонтальный размер и, используя методику горизонтального и вертикального сканирования, достаточно просто и точно восстанавливать ее поле [36].

При этом для горизонтального сканирования могут быть использованы крутые лучи с длинами циклов от 26 до 38 км. Для таких лучей изменение аномалии времени распространения ΔT_m при продвижении неоднородности вдоль трассы на длину цикла луча составляет от 0,08 – 0,46 мс для луча с $D_{\text{ц}} = 38$ км до 0,54 – 0,65 мс для луча с $D_{\text{ц}} = 26$ км (рис.1).

Решение задачи локализации неоднородности в пространстве и ее горизонтального сканирования требует использования траекторий с большими длинами циклов, $D_{\text{ц}} > L$. Но при таких длинах циклов лучей перестает выполняться адиабатическое приближение и начинают проявляться эффекты рассеяния лучевых траекторий на неоднородности и потери энергии при рассеянии. Основным механизмом рассеяния энергии в таких случаях является флуктуация факторов фокусировки лучей, приводящая к флуктуациям звуковых сигналов, их возможному сильному ослаблению [12].

Условием справедливости адиабатического приближения является малое изменение характеристик волновода на длине цикла луча (длина цикла должна быть мала по сравнению с горизонтальным масштабом L изменения свойств среды, $D_{\text{ц}} \ll L$, а сами изменения среды не очень велики); при этом последующий цикл луча должен мало отличаться от предыдущего [23]. При выполнении этого условия обеспечивается малость межмодового взаимодействия (взаимодействия соседних нормальных волн) и малость, связанной с этим взаимодействием, потеря энергии на длине цикла луча [23].

В рассматриваемом случае условие $D_{\text{ц}} \ll L$ не выполняется и это может при значительных величинах аномалии неоднородности приводить к существенным потерям энергии. Помимо зависимости от горизонтальных масштабов неоднородности эффекты траекторного рассеяния, расфокусировки и потерь энергии зависят от величин аномалии поля неоднородности, ее характера, от характеристик исходного поля скорости звука, от вертикальных и горизонтальных градиентов скорости звука, т.е. фактически от поля градиентов скорости звука. Вопросы влияния градиентов, частот и глубин на выполняемость адиабатического приближения для некоторых характерных упрощенных случаев рассматривались в [23]. В общем же случае для произвольного опорного поля скорости звука и произвольного поля аномалии задача рассеяния траекторий может быть решена только с помощью численного моделирования.

Для выяснения вопроса траекторного рассеяния и возможных дополнительных потерь энергии в задачах акустического мониторинга нами было проведено численное моделирование задач распространения и измерения

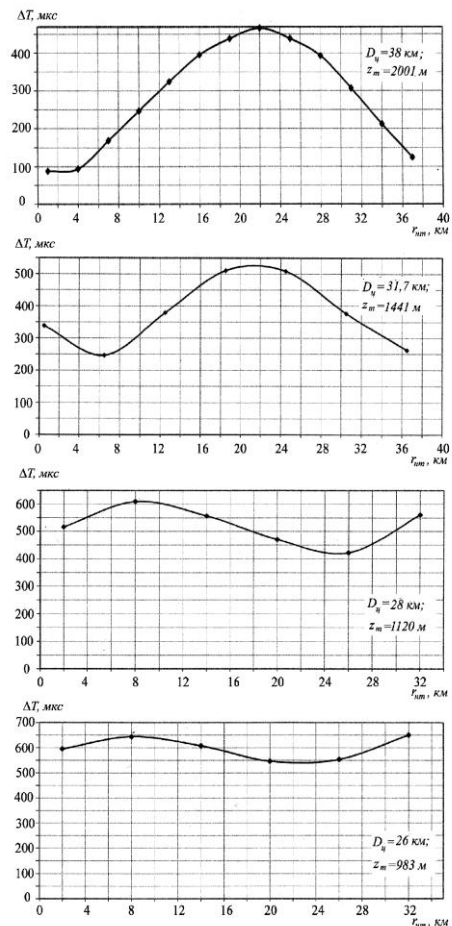
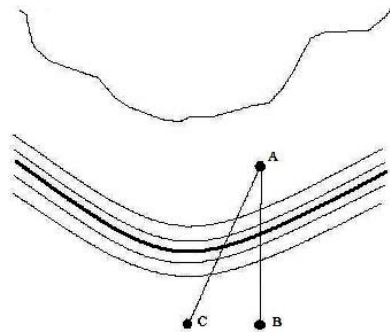


Рис. 1. Изменение ΔT_m при смещении неоднородности.

эффектов рассеяния. Оценки расфокусировки лучей в рассматривавшейся ранее задаче восстановления поля антициклонического вихря [36] показали, что дополнительное ослабление на длине цикла может достигать 6 дБ. Но в случае ОЧТ – неоднородности с близкими размерами, но значительно более слабой и плавной, – эта величина не превышает 1 дБ.

Схема акустического мониторинга ОЧТ, динамический мониторинг, точность и методы инверсии. Для измерения поля течения акустическая трасса должна располагаться под углом к направлению потока. Чем меньше угол, тем больше продольная, вдоль трассы, компонента скорости течения, тем легче его измерять. Но уменьшение угла приводит к увеличению длины трассы и размера проекции поля течения на плоскость трассы. Последнее усложняет задачу локализации течения в пространстве и его горизонтального сканирования. С учетом этих соображений подходящими представляются значения углов между направлением трассы и потока от 50 до 65° . Мониторинг течения на одной трассе позволяет измерять поле его компоненты в плоскости трассы. Для определения направления течения и его абсолютных значений в каждой точке поля необходимо использовать, по крайней мере, две трассы (AB и AC, рис.2).



Р и с . 2 . Положение трасс.

Для мониторинга течений можно использовать суда, по крайней мере, одно, в качестве второй подвижной точки трассы. Использование судов дает много преимуществ, но и создает дополнительные проблемы, связанные с особенностями применения динамического мониторинга. Характерной особенностью динамического мониторинга является меньшая точность определения положения излучателя и приемника, расстояния между ними. Когда погрешность измерения их взаимного удаления оказывается большой для использования абсолютных времен распространения, для реконструкции среды можно использовать методы разностной томографии, в которых исходными данными для инверсии служат разности времен распространения сигналов лучей (времена задержек между сигналами).

В одном из вариантов разностной томографии в качестве опорного предлагалось использовать последний сигнал – сигнал осевого луча [14, 37]. Но последние приходящие сигналы осевых лучей могут задерживаться относительно расчетных (проникновение звука в область геометрической тени, влияние внутренних волн [14]), что ухудшает точность метода. Для наблюдения за средиземноморской внутритермоклинной линзой была успешно применена еще одна схема разностной томографии [38]. В этой схеме в качестве входных данных использовались разности длительностей экспериментального и рассчитанного в опорной среде принимаемых сигналов многолучевого распространения. В качестве «опорных» использовались крутые, слабо подверженные влиянию неоднородности, лучи.

Еще одна схема разностной томографии предполагает использование эталонного луча. Систематические ошибки, связанные с ошибками расстоя-

ния Δr , ошибками часов Δt , внутренними волнами, рассеянием, ... можно уменьшить, если для каждой трассы выбрать эталонный луч G , и вместо разностей $\Delta T_m = T_m - T_m^0$ для восстановления поля использовать разности $\Delta T_m - \Delta T_g = (T_m - T_g) - (T_m^0 - T_g^0)$ [14, 39]. В такой разностной схеме абсолютные значения времен T_m и T_m^0 заменяются на разностные, $T_m - T_g$ и $T_m^0 - T_g^0$, получаемые в одном эксперименте и в одинаковых условиях и поэтому менее чувствительные к систематическим погрешностям. При такой схеме принципиально важно правильно выбрать «эталонный» луч, который должен быть отличным от остальных, например, проходить через неоднородности среды, не затрагиваемые другими лучами, или вследствие своей крутизны быть малочувствительным к влиянию этих неоднородностей. Качество восстановления по такому методу получилось приемлемым, но несколько хуже, чем в случае прямого метода [14].

Идея разностной схемы мониторинга и эталонного луча хорошо согласуется с нашей концепцией лучевой реконструкции на основе использования аномальных и неаномальных, в аномальной среде, лучей и может оказаться перспективной в случае наблюдения локальных неоднородностей. Задача локальных неоднородностей ($L \leq D_{l\max}$) характеризуется тем, что часть крутых лучей с большими длинами циклов могут оказаться неаномальными (не иметь аномалии времени распространения в аномальном поле) или слабоаномальными. Выбор луча, мало подверженного воздействию неоднородности, в качестве эталонного значительно уменьшает ошибку метода. При этом если время распространения по лучу, выбранному в качестве эталонного, в аномальном поле будет мало отличаться от времени в опорном поле и эта разница будет мала по сравнению с аномалиями времен аномальных лучей, $\Delta T_g = T_g - T_g^0 \ll \Delta T_m^*$, то такой метод инверсии практически не будет отличаться по точности от прямого метода. Такую схему разностного мониторинга и предлагается использовать для наблюдения за ОЧТ в случаях, когда синхронное встречное распространение оказывается невозможным.

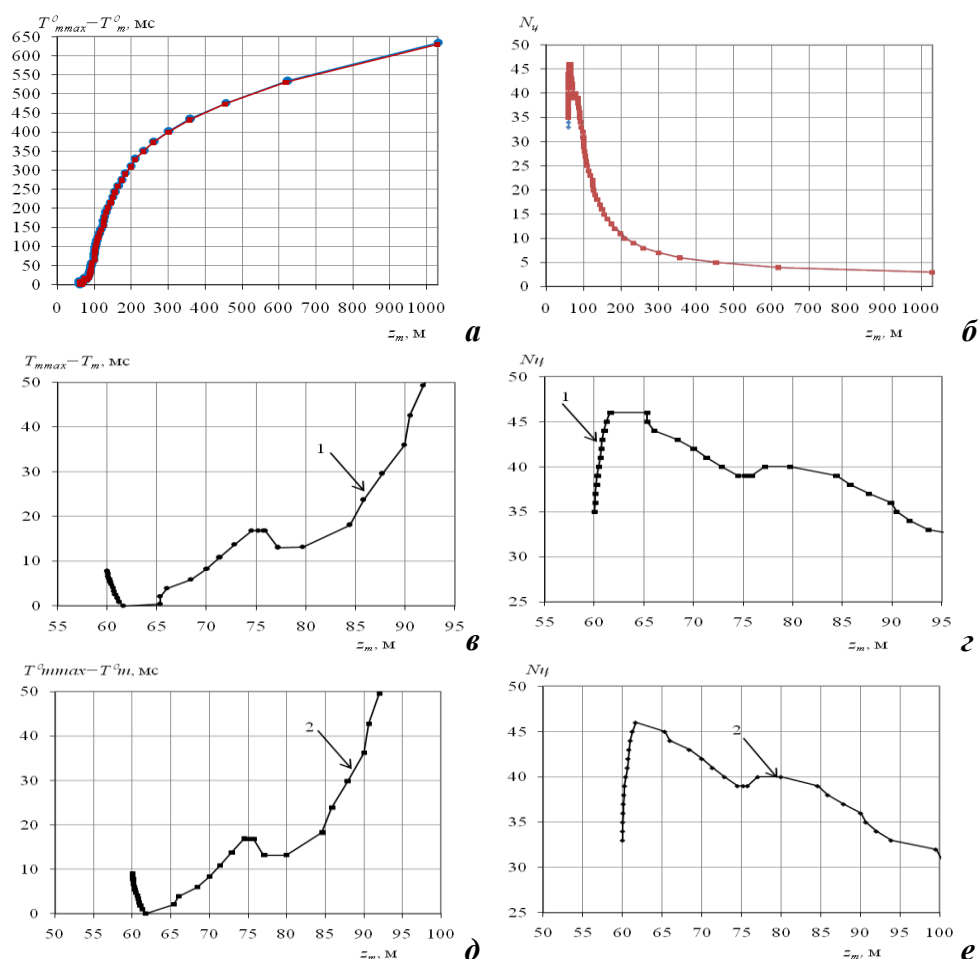
Восстановление поля течения ОЧТ. Рассмотрение выше изложенных вопросов позволяет предполагать возможность практической реализации акустического мониторинга ОЧТ. Исходя из такой возможности, ниже приводятся результаты численного моделирования задачи восстановления поля скорости ОЧТ при акустическом зондировании.

Восстановление поля течения при лучевом зондировании и лучевой реконструкции производится по временной структуре принимаемого сигнала при многолучевом распространении. Временная структура принимаемых сигналов рассчитывалась для трассы протяженностью $r = 80$ км. Анализ лучевой и временной структуры и аномалий времен распространения позволяет выявлять неоднородность, определять ее пространственное положение и размеры и восстанавливать ее поле течения.

При восстановлении поля течения важно правильно выбрать лучевые траектории. Желательно использовать все лучи – и осевые, и заворачивающие у дна, – что обеспечивает максимальное пространственное разрешение по глубине. Однако сложность траекторно-временной структуры приводит к необходимости выбора лучей, отвечающих требованию однозначности

траекторно-временных соотношений, согласно которому каждому лучу соответствует свое время распространения, уменьшающееся с ростом угла выхода луча из излучателя, и условию раздельного приёма сигналов – интервал между ними должен быть не менее 1,5 мс. Зависимости относительного времени распространения и числа циклов для аномальных и неаномальных лучей от глубины их заворота приведены на рис.3. В условиях рассматриваемой гидрологии, траекторно-временная неоднозначность наблюдается для лучей с глубиной заворота меньше ~ 85 м. Раздельный прием сигналов возможен для лучей с глубиной заворота больше ~ 85 м (рис.3). Поэтому лучи с глубинами заворота $z_m > 85$ м могут быть использованы для задачи восстановления поля.

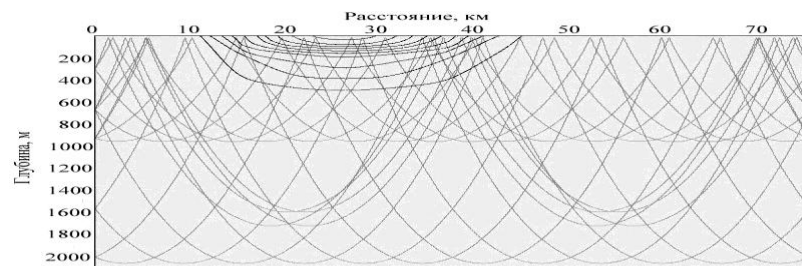
При восстановлении поля использовалось вертикальное (поперечное) и горизонтальное (продольное) сканирование поля течения. Для вертикального сканирования использовались «пологие» лучи, глубины заворота которых лежат в области глубин течения. А для горизонтального сканирования –



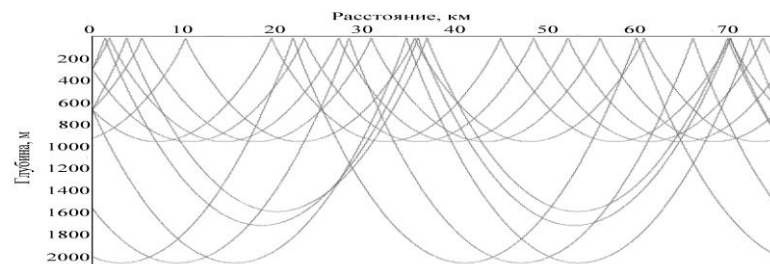
Р и с . 3 . Зависимость относительного времени распространения сигнала по лучу $T_m^{\max} - T_m^0$ и количества циклов N_u от глубины заворота луча z_m для аномального (1) и неаномального (2) лучей.

«крутые», с максимальными глубинами заворота. Процедура восстановления поля скорости течения включает несколько этапов. На первом этапе определяется положение течения на трассе зондирования и его горизонтальный размер L . На втором – относительный усреднённый по вертикали горизонтальный профиль аномалии скорости звука, $\Delta c_{ср\ отн}(r)$. На третьем этапе определяются вертикальные профили скорости течения $u(z_j)$ в выбранных сечениях течения r_i и вертикальный размер неоднородности B . По вычисленным значениям $u(r_i, z_j)$ строятся изолинии аномалии поля течения.

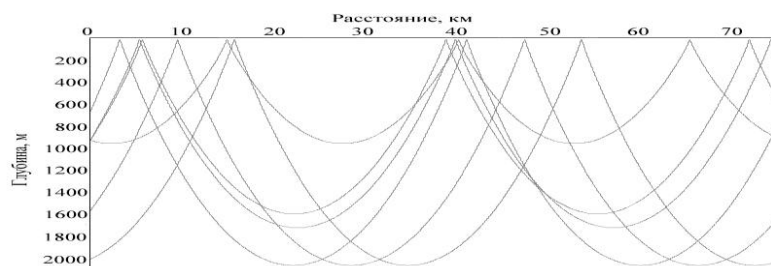
Определение положения течения на трассе зондирования и его горизонтального размера. Для определения положения течения на трассе зондирования и его горизонтального размера используется несколько крутых лучей с разными дальностями верхних точек заворота. Необходимое для этого количество лучей обеспечивается за счет использования нескольких точек излучения и приема. Используются крутые лучи с глубинами заворота $z_m \sim 2067$ м, и лучи с глубинами заворота от ~ 1877 до ~ 960 м, которые показаны на рис.4. Глубина излучения и приема здесь и далее выбраны, исходя из требований к оптимальной освещенности лучами водного слоя. Как видно из рис.4, основное поле течения (на поверхности, по уровню $u \geq 0,5 u_{max}$) нахо-



Р и с . 4. Аномальные и неаномальные лучи.



Р и с . 5. Аномальные лучи.



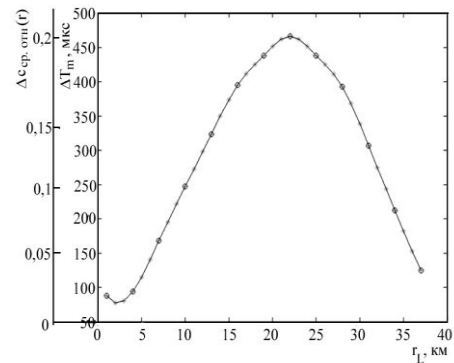
Р и с . 6. Неаномальные лучи.

дится с 16 по 39 км. Если рассматривать только аномальные лучи, имеющие большую аномалию времени распространения ΔT_m^* (рис.5), то они группируются на трассе там, где находится это основное поле, с 20 по 38 км. Только неаномальные и слабоаномальные лучи (рис.6) проходят по внешним границам течения или огибают его, и определяют его размер, равный $L \approx 23$ км, и нахождение с 16 по 39 км.

Определение горизонтального профиля аномалии. Для горизонтального сканирования течения и определения усредненного по вертикали горизонтального профиля аномалии скорости звука можно использовать один крутой луч ($z_m \approx 2002$ м), при продвижении точек излучения-приема вдоль трассы, либо несколько крутых лучей с разными дальностями верхних точек заворота при неподвижности излучателей и приемников, и измерение аномалий времен распространения ΔT_m . Значения $\Delta T_m(r)$ связаны с усредненными по вертикали значениями аномалии поля соотношением $\Delta c_{cp}(r) = \Delta T_m(r)c_{cp}^2/\Delta s$ (Δs – путь луча в области аномалии, $\Delta s \ll L$) и позволяют найти относительные величины профиля аномалии, $\Delta c_{cp\text{ отн}}(r) \sim \Delta T_m(r)$, а при известных Δs и c_{cp} и абсолютные величины $\Delta c_{cp}(r)$.

Положение сканирующего луча определялось по положению верхней точки заворота ему соответствующего опорного луча относительно начала течения r_L . Полученная в случае одного луча зависимость ΔT_m от r_L приведена на рис.7. Данная зависимость используется в дальнейших расчетах для задания соотношений между сечениями при восстановлении аномалии поля течения.

Определение вертикальных профилей аномалии. Методика определения вертикальных профилей аномалии основана на родственности аномальных и опорных лучей с одинаковым числом циклов N (если $\Delta c/c_0 \Delta r \rightarrow 0$, то $\Gamma_m \rightarrow \Gamma_m^0$ и $\Delta T_m \rightarrow 0$) и сходимости опорного луча к аномальному, $\Gamma_m^0 \rightarrow \Gamma_m^* \rightarrow \Gamma_m$, $\Delta T_m^* \rightarrow \Delta T_m$, при приближении расчетных значений аномалии к фактическим, $\Delta c_i^* \rightarrow \Delta c_i$. Значения аномалии $\Delta c(r_i, z_j)$ восстанавливались на глубинах точек заворота опорных лучей $z_j = z_m^0$ в шести вертикальных сечениях с шагом $\Delta r = 6$ км. На каждой из глубин z_j значения $\Delta c(z_j, r_i)$ задавались таким образом, чтобы для расчетного луча Γ_m^* обеспечивалось $\Delta T_m^* \rightarrow \Delta T_m$. Между сечениями принималась линейная интерполяция поля по дальности. Два дополнительных сечения по дальности задавали нулевой уровень аномалии поля, $L_0 = 42$ км. Для определения вертикальных профилей скорости $u(z_j)$ в выбранных сечениях течения r_i использовались пологие лучи с глубинами заворота до его нижней границы. Восстановление начиналось с траектории, имевшей минимальный интервал глубин заворота, $z_m^e = 20$ м, $z_m^u = 87,5$ м, и продолжалось по траекториям с увеличивающимися значениями интервала глубин заворота.

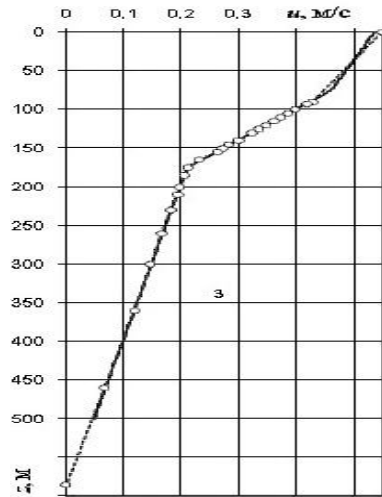


Р и с . 7 . Зависимость ΔT_m и $\Delta c_{cp\text{ отн}}(r)$ от r_L .

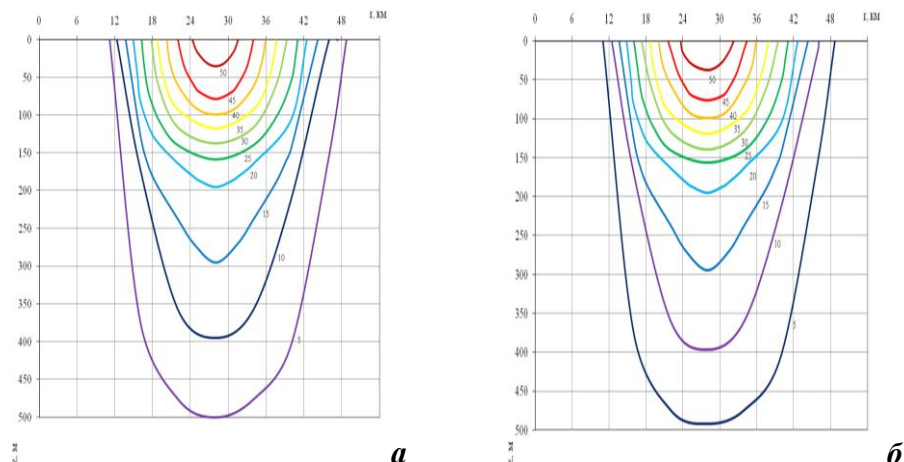
Для восстановления профилей $u(z)$ в области глубин от поверхности, куда не доходят траектории, до $z = 87,5$ м можно использовать значения градиента по данным инструментальных наблюдений скорости течения в Черном море (на горизонте 85 м скорость будет составлять 85 % от значения на поверхности, $u(0) \approx 0,53$ м/с). Первый расчет производится для глубины 87,5 м. Корректировкой исходных данных (значений $u(z_j, r_i)$) добиваемся того, что бы разница времен по расчетному и аномальному лучам составляла $< 0,5$ % от фактической аномалии времени распространения ΔT_m по заданному лучу. Значения u на глубине 87,5 м, в шести сечениях поля, при которых $\Delta T_m^* \rightarrow \Delta T_m$, принимались найденными. Затем определялись значения u на большей глубине (заворота следующего луча). И так далее. Расчеты проводились до глубины заворота луча $z_m^H \approx 625$ м. Значения поля восстанавливались на глубинах точек заворота опорных лучей одновременно во всех шести сечениях течения r_i . Величины $u(z_j)$ в этих сечениях пропорциональны и задаются в соответствии с относительными значениями усредненного по вертикали горизонтального профиля аномалии $\Delta c_{cp\ отн}(r)$ (рис.7). По полученным значениям скорости течения в шести сечениях были рассчитаны профили и изолинии скорости течения (рис.8 – 9).

Нижняя граница течения принимается равной глубине, на которой значение его скорости составляет 0,1 от значения на поверхности; вертикальный размер течения принимается равным $B \approx 483,2$ м.

Результаты расчётов временной структуры для случая аномальной T_m и неаномальной T_m^0 среды значения аномалий времён распространения



Р и с . 8 . Профиль скорости течения $u(z_i)$ в третьем сечении («○» – восстановленные, — — фактические).



Р и с . 9 . Поле скорости течения: исходное (а) и восстановленное (б).

Т а б л и ц а 1. Временная структура сигналов лучей ($z_u = z_{np} = 60$ м, $r = 80$ км).

№ луча	N_u	T_m , мкс	T_m^0 , мкс	ΔT_m , мс	z_m^H , м
1	38	548 511 12,2	548 561 87,1	5074,9	85,8
3	37	548 452 06,4	548 502 54,8	5048,4	87,7
4	36	548 388 56,4	548 438 70,9	5014,5	89,9
2	35	548 322 66,8	548 372 66,5	4999,7	90,5
6	34	548 255 29,5	548 305 06,5	4977,0	91,8
8	33	548 185 46,6	548 234 95,0	4948,4	93,7
7	32	548 109 79,8	548 158 45,4	4865,6	99,2
5	31	548 027 46,2	548 075 80,4	4834,2	100
9	30	547 944 67,9	547 992 80,2	4812,3	100,5
10	29	547 861 13,1	547 909 00,2	4787,1	101,4
11	28	547 776 35,6	547 823 92,8	4757,2	102,8
12	27	547 689 81,8	547 737 01,1	4719,3	104,7
13	26	547 600 83,0	547 647 58,1	4675,1	107,2
14	25	547 508 61,8	547 554 84,9	4623,1	110,2
15	24	547 412 29,6	547 457 87,4	4557,8	113,9
16	23	547 310 69,9	547 355 52,6	4482,7	118,5
17	22	547 202 49,0	547 246 42,7	4393,7	124,0
18	21	547 089 35,0	547 132 73,2	4338,2	125,4
19	20	546 974 62,3	547 017 47,4	4285,1	127,6
20	19	546 856 94,0	546 899 05,4	4211,4	131,4
21	18	546 734 58,5	546 775 73,8	4115,3	136,7
22	17	546 605 52,9	546 645 44,9	3992,0	143,7
23	16	546 467 90,4	546 506 48,0	3857,6	149,9
24	15	546 325 37,1	546 362 90,8	3753,7	155,0
25	14	546 176 01,9	546 212 03,2	3601,3	163,4
26	13	546 015 83,7	546 049 75,5	3391,8	174,4
27	12	545 846 05,8	545 878 68,5	3262,7	183,7
28	11	545 663 33,8	545 694 35,2	3101,4	198,3
29	10	545 468 55,9	545 498 33,6	2977,7	209,3
30	9	545 258 02,8	545 285 87,5	2784,7	232,5
31	8	545 019 68,8	545 045 61,1	2592,3	259,0
32	7	544 748 16,0	544 771 81,3	2365,3	300,2
33	6	544 428 18,6	544 449 15,2	2096,6	356,7
34	5	544 014 95,5	544 031 86,3	1690,8	453,5
35	4	543 442 27,0	543 452 96,2	1069,2	618,5
36	3	542 449 94,0	542 456 20,3	626,3	1028,9

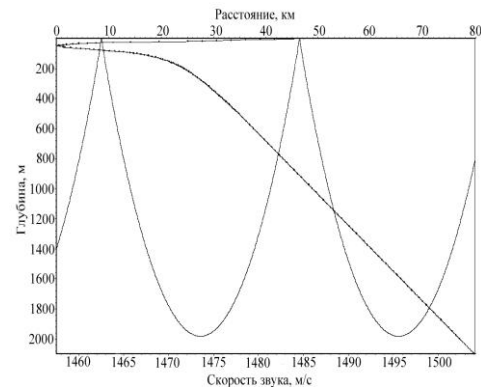
$\Delta T_m = T_m - T_m^0$, и характеристики этих лучей – число циклов N_u и глубина нижней точки заворота z_m'' использовавшиеся при восстановлении поля ОЧТ, приведены в табл.1.

Проверка точности решения задачи инверсии. Для оценки погрешностей восстановления поля скорости течения и влияния этих погрешностей на времена распространения по лучам были проведены расчеты лучевого распространения в восстановленном поле. Расчеты проводились для трех групп лучей с малыми, средними и большими глубинами заворота. Результаты расчетов, времена распространения в опорном поле T_m^0 , в аномальном поле T_m , в аномальном восстановленном поле T_m^* , аномалии времени распространения ΔT_m^0 и ошибка аномалии в восстановленном поле ΔT_m^* , относительные ошибки δ_{T_m} и $\delta_{\Delta T_m}$, – приведены в табл.2. Результаты расчетов показывают, что точность восстановления поля высока и ошибки аномалии времени, связанные с ошибками восстановления поля, не превышают 0,2 %.

Возможность определения скорости течения на поверхности. В определенных случаях на непротяженных трассах появляется возможность восстановить значение скорости течения на поверхности, что возможно с помощью лучей, отразившихся от нее. Эту задачу легче решить в осенний гидрологический сезон ($c_{пов} < c_0$), когда можно избежать отражений от дна, как показано на рис.10, и уменьшить дополнительные потери распространения, связанные с отражением от границ, до менее чем 10 – 15 дБ. Методика восстановления аналогична вышеизложенной: используя исходный, ранее восстановленный профиль $u(z)$, рассчитывается аномалия времени ΔT_m^* для луча, отразившегося от поверхности, и сравнивается с фактическим значением этой аномалии. Подбирается значение u на поверхности до сходимости $\Delta T_m^* \rightarrow \Delta T_m$. Затем пересчитывается значение u ($z = 87,5$ м) и всех нижележащих точек. Затем опять уточняется u ($z = 0$ м). Этот процесс очень трудоемок, но его можно ускорить с помощью соответствующей программы автоматического вычисления $u(z)$.

Выводы. Рассмотрены основные вопросы, составляющие проблематику задачи акустического мониторинга течений, рассмотрены пути их решения применительно к условиям Черного моря и задачам мониторинга ОЧТ. Показано, что:

- наиболее эффективным для мониторинга течений является метод встречного акустического распространения;
- при невозможности реализации синхронного встречного распространения подходящей будет схема разностного мониторинга с эталонным лучом;
- отличие аномального и неаномального лучей мало, что допускает линейную инверсию при восстановлении поля;



Р и с . 1 0 . Лучевая траектория с отражениями от поверхности.

Т а б л и ц а 2 . Временная структура сигналов в восстановленном поле.

N_u	T_m , мкс	T_m^* , мкс	T_m^0 , мкс	ΔT_m^0 , мкс	ΔT_m^* , мкс	$\delta_{T_m} = \frac{T_m - T_m^*}{T_m} \cdot 10^8$	$\delta_{T_m} = \frac{T_m - T_m^*}{T_m} \cdot 10^8$
36	54838856,4	54838852,3	54843870,9	5014,5	4,1	7,476	0,818
34	54825529,5	54825524,6	54830506,5	4977,0	4,9	8,937	0,985
31	54802746,2	54802748,7	54807580,4	4834,2	2,5	4,562	0,517
12	54584605,8	54584603,9	54587868,5	3262,7	1,9	3,481	0,582
11	54566333,8	54566331,8	54569435,2	3101,4	2	3,666	0,645
10	54546855,9	54546850,8	54549833,6	2977,7	5,1	9,350	1,713
6	54442818,6	54442814,7	54444915,2	2096,6	3,9	7,163	1,860
5	54401492,9	54401493,3	54403186,3	1690,8	0,4	0,735	0,237
4	54344228,9	54344229,0	54345296,2	1069,2	0,1	0,184	0,094

- невзаимность лучей при встречном распространении в общем случае мала, влияние тонкой слоистой структуры и внутренних волн на эту невзаимность тоже малы, ситуации, когда невзаимность реальна (области оси канала и приповерхностного слоя), несущественны для мониторинга;

- влияние тонкой слоистой структуры на процессы рассеяния мало, влияние внутренних волн на времена распространения существенно, но его можно уменьшить усреднением результатов по времени;

- рассеяние на случайных мелкомасштабных неоднородностях среды – основная причина ухудшения пространственного и временного разрешения в задаче мониторинга ОЧТ, которое, тем не менее, удовлетворительно и позволяет практически реализовать систему акустического мониторинга;

- адиабатическое приближение выполняется достаточно строго, потери энергии на длине цикла луча не превышают 1 дБ, что допускает реализацию лучевой реконструкции ОЧТ на трассах достаточно большой протяженности.

Выполнено численное моделирование задачи восстановления поля течения ОЧТ при акустическом лучевом зондировании на трассе протяженностью 80 км. Показаны возможности обнаружения и локализации в пространстве течения, простота и точность восстановления его поля при использовании предлагаемого метода лучевой реконструкции на основе горизонтального и вертикального сканирования. Это позволяет рекомендовать метод для использования в задачах акустического мониторинга локальных неоднородностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // Deep-Sea Res.– 1979.– 26.– P.123-161.
2. Worcester P. Reciprocal acoustic transmission in a midocean environment // J. Acoust. Soc. Amer.– 1977.– 62, № 4.– P.895-905.
3. Stallworth L. A new method for measuring ocean and tidal currents // IEEE Int. Conf. Eng. Ocean Environ., Seattle, Washington, 25-28 September 1973.– P.55-58.
4. Howe B.M., Worcester P.F., Spindel R.C. Ocean acoustic tomography: mesoscale velocity // J. Geophys. Res.– 1987.– 92, C4.– P.3785-3805.
5. Worcester P., Spindel R., Howe B. Reciprocal acoustic transmissions: Instrumentation for mesoscale monitoring of ocean currents // IEEE J. Ocean. Eng.– 1985.– 10, № 2.– P.123-137.
6. Munk W., Worcester P. Ocean acoustic tomography. The sense of excitement and discovery remains. – http://www.tos.org/oceanography/issues/issue_archive/issue_pdfs/1_1/1.1_munk_worcester.pdf (он-лайн 11.10.2010).
7. Cornuelle B., Wunsch C., Behringer D., Birdsall T., Brown M., Heinmiller R., Knox R., Metzger K., Munk W., Spiesberger J., Spindel R., Webb D., Worcester P. Tomographic maps of the ocean mesoscale. Part 1: Pure acoustics // J. Phys. Oceanogr.– 1985.– 15, № 2.– P.133-152.
8. Мухин Д.Ю. Прямые и обратные задачи лучевой акустики движущейся среды: Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук: 01.04.06 – М.: 1994.
9. Worcester P., Cornuelle B. Ocean acoustic tomography: Currents // IEEE Second Working Conf. Current Measurements, 1982.– P.131-134.
10. Spindel R., Worcester P., Webb D., Boutin P., Peal K., Bradley A. Instrumentation for ocean acoustic tomography // Oceans 82 Conf. Rec., Sept. 1982.– P.92-99.
11. Ugincius P. Ray acoustic and Fermat's principle in a moving inhomogeneous medium // J. Acoust. Soc. Am.– 1972.– 51, № 5 (Pt.2).– P.1759-1763.
12. Гончаров В.В., Куртенов В.М. Успехи и проблемы акустической томографии океана // Акустические волны в океане. Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой.– М.: Наука, 1987.– С.15-23.
13. Аки А., Ричардс П. Количественная сейсмология.– М.: Мир, 1983.– Т.2.– 880 с.
14. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртенов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана.– Н.-Новгород: ИПФ РАН, 1997.– 256 с.
15. Ocean tomography group: A demonstration of ocean acoustic tomography // Nature.– 1982.– 299.– P.121-125.
16. Spindel R.S. Ocean acoustic tomography. A new measuring tool // Oceanus.– 1982.– 25, № 2.– P.12-21.
17. Kerr R.A. Acoustic tomography at the ocean // Science.– 1982.– 217, №4554.– P.38.
18. Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И. О точности восстановления поля Основного черноморского течения при акустическом мониторинге // Функционирование и эволюция экосистем Азово-Черноморского бассейна в условиях глобального изменения климата, Кацивели, 7-11 сентября 2010 г.
19. Богушевич В.К., Скипа М.И. Акустический мониторинг в Черном море (в печати)
20. Spiesberger J.L. Ocean acoustic tomography: Travel time biases // J. Acoust. Soc. Am.– 1985.– 77, № 1.– P.83-100.
20. Sanford T.B. Observations of strong current shears in the deep ocean and some implications on sound rays // J. Acoust. Soc. Am.– 1974.– 56.– P.1118-1121.

21. *Howe B.M.* Ocean tomography: mesoscale velocity / PhD Thesis.– Univ. of Calif., San Diego, La Jolla, 1986.
22. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана.– Л.: Гидрометеиздат, 1982.– 262 с.
23. *Федоров К.Н.* О тонкой структуре физических полей в океане // Вестн. АН СССР.– 1978.– № 2.– С.3-9.
24. *Ewart T.E.* Acoustic fluctuation in the open ocean – a measurement using a fixed refracted path // J. Acoust. Soc. Am.– 1976.– 60, № 1.– P.46-59.
25. *Flatte S.M.* Wave propagation through random media: Contributions from ocean acoustics // Proc. IEEE.– 1983.– 71.– P.1267-1294.
26. *Флатте С.* Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. И.Б.Андреевой.– М.: Мир, 1982.– 336 с.
27. *Акустика океана* / Под ред. Бреховских Л.М. В 9 ч. Ч.1. Океанологические характеристики, важные для акустики океана / Агеева Н.С., Воловов В.И., Житковский Ю.Ю., Чупров С.Д., Швачко Р.Ф.– М.: Наука, 1974.– 696 с.
28. *Портнер Р.П.* Акустическое зондирование пространственно-временных неоднородностей океана // Акустика океана / Под ред. Дж. Де Санто.– М.: Мир, 1982.– С.271-313.
29. *Munk W., Zacharisen F.* // J. Acoust. Soc. Am.– 1976.– 59.– P.818-830.
30. *Flatte S.M., Tappert F.D.* // J. Acoust. Soc. Am.– 1975.– 58.– P.1151-1159.
31. *Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И.* О рассеянии звука, френелевских размерах и «толщине» лучей в задачах акустического лучевого зондирования // Актуальные аспекты физико-механических исследований. Акустика и волны.– Киев: Наукова думка, 2007.– С.44-55.
32. *Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И.* О «толщине» лучей и возможностях акустического лучевого зондирования в условиях мелкого моря // Консонанс-2007. Акустичний симпозіум 25-27 вересня 2007 р.– Київ: Ін-т гідромеханіки, 2007.– С.26-32.
33. *Богушевич В.К., Замаренова Л.Н., Скипа М.И.* О возможности выявления донных газовыделений на шельфе Черного моря методом акустического зондирования // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа.– Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2008.– С.88-96.
34. *Aki K., Christofferson A., Husebye E.S.* Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere // J. Geophys. Res.– 1977.– 82.– P.277-296.
35. *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.
36. *Михин Д.Ю., Годин О.А., Чепурин Ю.А., Гончаров В.В., Буренков С.В., Алейник Д.Л., Писляков В.В.* Динамическая томография Средиземного моря // Акустика океана.– М.: ГЕОС, 1998.– С.24-30.
37. *Гончаров В.В., Чепурин Ю.А., Алейник Д.Л.* Экспериментальное исследование внутритермоклинной линзы Средиземного моря и возможности ее дистанционного обнаружения // Изв. АН СССР. ФАО.– 2003.– 39, № 4.– С.680-690.
38. *Гончаров В.В., Куртенов В.М.* Численные эксперименты по томографии океана // Акустика океанской среды / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой.– М.: Наука, 1989.– С.107-115.

Материал поступил в редакцию 15.10.2010 г.