

ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ИНВЕРСИИ ПО ЗАПИСИ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА ОДИНОЧНЫМ ГИДРОФОНОМ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ БАТИМЕТРИИ

М.Ю. Фершалов, П.С. Петров, Д.С. Манульчев, А.Д. Захаренко

В последнее время все больший интерес представляют работы по восстановлению параметров волновода (скорость звука, плотность и т.д.) по данным, записанным одиночным гидрофоном. Традиционные методы геоакустической инверсии хорошо известны и достаточно подробно рассмотрены во многих работах. Они довольно точны, но для их применения нужны акустические данные, записанные массивами гидрофонов (антеннами). Недавно был представлен метод геоакустической инверсии для относительно мелководных равноглубинных волноводов. Он позволяет определить не только параметры волновода, но и расстояние до источника, используя акустические данные, записанные с помощью одиночного гидрофона. Этот метод основан на использовании так называемого развертывающего преобразования или оператора деформаций, которое позволяет выпрямить дисперсионные кривые и значительно упростить разделение мод. Разделенные дисперсионные кривые позволяют определить времена прихода мод (модальные групповые скорости), которые используются для восстановления параметров волновода. Представлен алгоритм для проведения геоакустической инверсии как для модельных, так и для реальных волноводов. В настоящей работе метод геоакустической инверсии с использованием записи импульсного акустического сигнала одиночным гидрофоном был обобщен на случай нерегулярного волновода. Данное обобщение позволяет учесть при выполнении инверсии плавные неоднородности батиметрии на рассматриваемой акустической трассе.

Ключевые слова: акустика океана; геоакустическая инверсия; волноводная дисперсия; развертывающее преобразование; акустические моды.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время выпущено множество работ по методам геоакустической инверсии. Алгоритмы инверсии позволяют извлечь информацию о строении и параметрах геоакустических волноводов из тональных и импульсных сигналов. Хотя в некоторых приложениях эта информация может быть интересна сама по себе, она также может использоваться в дальнейшем для моделирования распространения акустических волн. Традиционные методы геоакустической инверсии требуют использования приемных антенн, состоящих из большого числа гидрофонов (вертикальных или горизонтальных). Несмотря на то, что эти методы позволяют достаточно точно восстановить параметры волновода, они являются весьма сложными и дорогостоящими в практической реализации. По этой причине в последнее время все

больше внимание специалистов по акустике океана привлекают методы геоакустической инверсии, основанные на использовании данных, полученных с помощью одиночного гидрофона [1, 2]. В этом случае вместо информации о фазе, полученной с помощью разнесенных в пространстве датчиков, используется информация о волноводной дисперсии сигнала. Модовая дисперсия в волноводе мелкого моря с постоянной глубиной, параметры которого не зависят от горизонтальной координаты, тесно связана со структурой и акустическими параметрами (скорость звука и плотность) слоев дна в этом волноводе [4, 5]. Следовательно, времена прихода различных мод на разных частотах могут использоваться в качестве исходных данных для геоакустической инверсии. В данной работе мы рассматриваем обобщение схемы геоакустической инверсии из работ [1, 2] на случай волновода с малыми плавными вариациями глубины

моря. Это обобщение, несомненно, важно для практического применения указанной методики, поскольку в реальных волноводах мелкого моря всегда имеются неоднородности батиметрии.

1. Описание импульсного сигнала в рамках теории нормальных волн

Распространение импульсного сигнала в регулярном мелководном волноводе в частотной области обычно описывается с помощью уравнения Гельмгольца [5]:

$$\hat{P}_{rr} + \left(\frac{1}{\rho} \hat{P}_z \right)_z + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{P} = - \frac{\delta(r)\delta(z-z_s)}{2\pi r}, \quad (1)$$

где $\hat{P} = \hat{P}(\omega, r, z)$ есть преобразование Фурье акустического давления $P = P(t, r, z)$, $c = c(z)$ и $\rho = \rho(z)$ соответственно скорость звука и плотность, зависящие от глубины z но не зависящие от расстояния от источника звука r , который расположен в точке $r = 0$, $z = z_s$.

Решение уравнения (1) может быть записано в виде суперпозиции нормальных волн (мод) [5, 6]:

$$\hat{P}(\omega, r, z) = Q(r) \sum_{m=1}^{\infty} \phi_m(z) \phi_m(z_s) \frac{e^{ik_m r}}{\sqrt{k_m}}, \quad (2)$$

где $\phi_m(z, \omega)$ – собственная функция m -й моды, $k_m = k_m(\omega)$ – соответствующее горизонтальное волновое число, а $Q(r) = \frac{ie^{-iz_s/4}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}}$ (см. [5]). Перепишем уравнение (2) в следующем виде:

$$\hat{P}(\omega, r, z) = Q(r) \sum_{m=1}^{\infty} A_m(\omega, z) e^{ik_m(\omega)r}. \quad (3)$$

Далее, используя обратное преобразование Фурье, получаем:

$$\begin{aligned} P(t, r, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{P}(\omega, r, z) e^{-i\omega t} d\omega = \\ &= \frac{Q(r)}{2\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_m(\omega, z) e^{i(k_m(\omega)r - \omega t)} d\omega, \end{aligned} \quad (4)$$

где интеграл из уравнения (4) может быть оценен с помощью метода стационарной фазы [6]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_m(\omega, z) e^{i(k_m(\omega)r - \omega t)} d\omega \approx e^{i(k_m(\omega_0)r - \omega_0 t \mp \pi/4)} \sqrt{\frac{2\pi}{|k_m''(\omega_0)|r}}, \quad (5)$$

а ω_0 есть значение, соответствующее стационарной фазе значение частоты (мгновенная частота), которое можно вычислить из соотношения:

$$\frac{d}{d\omega} (k_m(\omega)r - \omega t) = 0. \quad (6)$$

Данное соотношение может быть переписано в следующем виде:

$$v_{mg}(\omega_0) \equiv \left. \frac{d\omega}{dk_m} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{r}{t}. \quad (7)$$

Величина $v_{gm}(\omega)$ по определению называется групповой скоростью m -й моды [5]. Акустическая энергия, которая переносится соответствующей модовой компонентой импульсного сигнала, распространяется в горизонтальном направлении со скоростью v_g . Для фиксированного значения частоты ω групповые скорости мод различаются для $m = 1, 2, \dots$. Это приводит к так называемой модовой дисперсии при волноводном распространении сигнала. Известно, что групповые скорости мод могут быть использованы в качестве исходных данных для выполнения геоакустической инверсии (определении параметров волновода, например параметров дна, посредством акустических измерений). Отметим, что знак в уравнении (5) определяется знаком величины $k_m''(\omega_0)$ [6].

Перепишем уравнение (4) для фиксированной точки приема в форме:

$$P(t) = \sum_{m=1}^{\infty} B_m(t) e^{i\Phi_m(t)}, \quad (8)$$

где $\Phi_m(t) = k_m(\omega_0(t))r - \omega_0(t)t$. Заметим, что фаза $\Phi_m(t)$ является интегралом от мгновенной частоты $\omega_0(t)$, поскольку выполняется следующее соотношение:

$$\frac{d\Phi_m}{dt} = \frac{dk_m}{d\omega_0} \frac{d\omega_0}{dt} r - \frac{d\omega_0}{dt} t - \omega_0(t) = -\omega_0(t). \quad (9)$$

2. Модовая дисперсия в идеальном волноводе

Рассмотрим идеальный акустический волновод $\Omega = \{(r, z) | 0 \leq z \leq H, 0 \leq r \leq \infty\}$ с полностью отражающими дном $z = H$ и поверхностью $z = 0$ (акустическое давление на этих границах равно 0: $P|_{z=0} = P|_{z=H} = 0$). Скорость звука в Ω предполагается равной константе. Акустическая спектральная задача в данном волноводе имеет счетное множество решений $(k_m(\omega), \phi_m(z, \omega))$, где волновые числа k_m , $m = 1, 2, \dots$ определяются из соотношения:

$$k_m(\omega)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{m\pi}{H}\right)^2. \quad (10)$$

Равенство (10) называется дисперсионным соотношением. Ему удовлетворяет лишь конечное число действительных значений k_m . Соответствующие моды обычно называются распространяющимися, в то время как моды, для которых $k_m^2 < 0$, называются затухающими. Минимальное значение частоты звука $\omega_{cm} = m\pi / H$ такое, что при $\omega > \omega_{cm}$ в волноводе возбуждается m распространяющихся мод, называется частотой отсечки m -й моды. Дисперсионное соотношение для идеального волновода Ω может быть записано в следующем виде:

$$\omega^2 = c^2 k_m^2 + \omega_{cm}^2. \quad (11)$$

Групповая скорость m -й моды в этом случае может быть определена по формуле:

$$v_{mg}(\omega) = \frac{d\omega}{dk_m} = \frac{c^2 k_m}{\sqrt{c^2 k_m^2 + \omega_{cm}^2}}. \quad (12)$$

Из выражений (12) и (7) можем легко получить мгновенную частоту для m -й модовой компоненты импульсного сигнала:

$$\omega_0(t) = \frac{c\omega_{cm}}{\sqrt{c^2 - \frac{r^2}{t^2}}}. \quad (13)$$

Выражение (13) определяет время прихода m -й моды на частоте ω . График зависимости $\omega_0 = \omega_0(t)$ в координатах (t, ω) называется дисперсионной кривой. Используя определение Φ_m , можно получить фазу m -й модовой компоненты сигнала, распространяющегося в идеальном волноводе:

$$\Phi_m(t) = -\omega_{cm} \sqrt{t^2 - \frac{r^2}{c^2}}. \quad (14)$$

3. Развертывающее преобразование во временной области

Так называемое развертывающее преобразование во временной области [1, 7, 8] (в дальнейшем развертывающее преобразование) является основным инструментом для извлечения данных о модовой дисперсии импульсного сигнала, записанного на одиночный гидрофон. Основная идея [3, 7] данного преобразования сигнала основана на уравнениях (14) и (8). Заметим, что нелинейное преобразование $t = h(t_w)$ времени по формуле

$$h(t_w) = \sqrt{t_w^2 + r^2 / c^2} \quad (15)$$

преобразует фазу $\Phi_m(t)$ в линейную функцию $\Phi_m^w(t_w) = -\omega_{cm} t_w$. При этом модовые компоненты импульса в уравнении (8) также преобразуются в тональные сигналы с циклической частотой ω_{cm} , модулируемые медленно изменяющейся функцией $B_m^w(t_w)$:

$$P^w(t_w) = \sum_{m=1}^{\infty} B_m^w(t_w) e^{-i\omega_{cm} t_w}. \quad (16)$$

После применения такого преобразования к временному ряду сигнала разделить его на отдельные модовые компоненты значительно проще, чем в физическом времени t [1, 2] (см. уравнение (8)). Определим развертывающее преобразование $P^w = W_h(P)$ сигнала $P(t)$ по формуле:

$$P^w(t_w) = W_h(P)(t_w) = \sqrt{|h'(t_w)|} P(h(t_w)). \quad (17)$$

С помощью несложных вычислений можно доказать следующие свойства этого преобразования [3, 8, 1]:

- развертывающее преобразование W_h является обратимым $W_h(W_h(P)) = P$;
- развертывающее преобразование сохраняет L^2 -норму сигнала (корректирующий множитель $\sqrt{|h'(t_w)|}$ в уравнении (17) вводится именно с этой целью):

$$\int_{-\infty}^{\infty} (W_h(P)(t_w))^2 dt_w = \int_{-\infty}^{\infty} P(t)^2 dt; \quad (18)$$

- развертывающее преобразование индуцирует такую трансформацию фазовых функций $\Phi_m(t)$, что соответствующие дисперсионные кривые $\omega_0 = \omega_0(t)$ преобразуются в прямые линии

$$\omega_0^w = \omega_0^w(t_w) = \omega_{cm}. \quad (19)$$

Последнее свойство говорит о том, что развертывающее преобразование «выпрямляет» дисперсионные кривые сигнала $P(t)$.

Отметим, что точка (t, ω) на дисперсионной кривой исходного сигнала преобразуется в такую точку дисперсионной кривой «развернутого» сигнала (t_w, ω_w) , что, во-первых, согласно уравнениям (13) и (15) $t = h(t_w)$ и, во-вторых,

$$\omega(t_w, \omega_w) = \frac{\omega_w}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{c^2 h(t_w)^2}}}. \quad (20)$$

4. Оценка модовых групповых скоростей из спектрограммы сигнала

В этом разделе описывается метод, позволяющий извлекать значения модовых групповых скоростей

из импульсного сигнала, записанного одиночным гидрофоном. Этот метод основан на обработке спектрограммы сигнала, полученного из исходного с помощью развертывающего преобразования [3, 1].

Несмотря на то, что развертывающее преобразование устроено таким образом, чтобы «выпрямлять» дисперсионные кривые в идеальном волноводе, оно работает и для акустических импульсов, распространяющихся в условиях реального волновода мелкого моря. Это достоинство развертывающего преобразования есть простое следствие следующего факта. Дисперсионные кривые достаточно высоких частот в типичных регулярных геоакустических волноводах (где дно является проницаемым и состоит из нескольких слоёв) могут быть достаточно хорошо приближены дисперсионными кривыми идеального волновода, описываемыми уравнением (13) (несколько хороших примеров представлены в работе [8]). Следовательно, мы можем ожидать, что модовые компоненты реального сигнала, распространяющиеся в мелком море, переходят после применения развертывающего преобразования в сигналы, близкие по своим частотно-временным характеристикам к тональным. Это позволяет использовать следующий алгоритм для оценки дисперсионных кривых по временному ряду принятого в эксперименте импульсного сигнала $f = f(t) = \omega_0(t) / (2\pi)$:

1. Пусть $P(t)$ – это сигнал, записанный с помощью гидрофона, расположенного на расстоянии от источника. Допустим, что t_0 – временной интервал между началом излучения и временем начала прихода на приемник (здесь достаточно априорной грубой оценки параметров r и t_0 , т.к. эти значения будут корректироваться в процессе выполнения инверсии).

2. Применим развертывающее преобразование к сигналу $P(t)$ согласно уравнениям (15–17). В результате получим преобразованный сигнал $P^w(t_w)$.

3. Рассчитаем спектрограмму $SP(P^w) = SP(P^w) \times (t_w, f_w)$ преобразованного сигнала $P^w(t_w)$ с помощью скользящего окна Хэмминга.

4. Выделим отдельные моды из спектрограммы $SP(P^w)$ и аппроксимируем их с помощью постоянных функций $f_w = f_w(t_w) \equiv f_{cm}$, определенных на интервале $(t_w^{m,1}, t_w^{m,2})$.

5. Восстановим дисперсионные кривые $f_w = f_w(t_w)$ исходного сигнала $P(t)$, используя уравнения (15) и (20). При этом функции $f_m = f_m(t)$ будут определены на интервалах $(h(t_w^{m,1}), h(t_w^{m,2}))$.

6. Функции $\tau_m = \tau_m(f)$, обратные к $f_m = f_m(t)$ (т.е. такие, что $\tau_m(f_m(t)) = t$), определяют время прихода m -й моды на частоте. При необходимости модовые групповые скорости $v_{gm} = v_{gm}(f)$ могут быть рассчитаны из уравнения $v_{gm} = r / \tau_m$.

Применим рассмотренный выше алгоритм к импульсному сигналу, который был записан во время эксперимента в Японском море 24–27 октября 2013 г. В этом эксперименте импульсы излучались с помощью компактного портативного пневматического излучателя (рис. 1), который находился на дрейфующем судне.

Точка приема располагалась на расстоянии 7 км от точки излучения. Глубина моря в данном эксперименте постепенно уменьшается вдоль трассы с 55 м (точка источника) до 40 м в точке приема (волновод в этом случае является нерегулярным). Типичный импульсный сигнал $P(t)$ показан на рис. 2. Мы вычисляем развернутый сигнал $P^w(t_w)$ с помощью формулы (17), после чего рассчитываем его спектрограмму



Рис. 1. Пневмоизлучатель

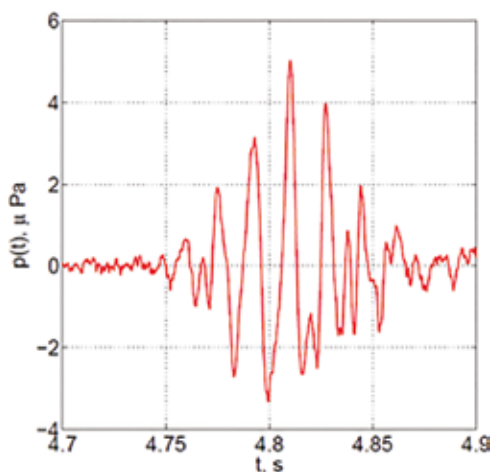


Рис. 2. Записанный в эксперименте сигнал $P(t)$

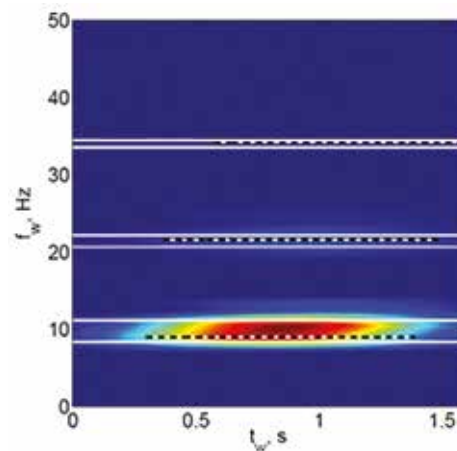


Рис. 3. Спектрограмма сигнала $SP(P^w)(t_w, f_w)$, полученного из сигнала на рис. 2 с помощью развертывающего преобразования, а также дисперсионные кривые $f_w = f_w(t_w)$, определенные согласно описанной методике

$SP(P^w)$ (рис. 3). Горизонтальные пятна на спектрограмме соответствуют трём водным модам, которые легко можно отделить друг от друга. Мы аппроксимируем их с помощью горизонтальных линий, проходящих через точку (t_w, f_w) , в которой $SP(P^w)$ имеет максимум для выбранной моды.

Эти горизонтальные линии представляют собой дисперсионные кривые $f_w = f_w(t_w)$ «развернутого» сигнала (т.е. сигнала, подвергнутого развертывающему преобразованию). Теперь применим обратное преобразование по формуле (20) для получения дисперсионных кривых $f = f_m(t)$ или $t = \tau_m(f)$ исходного сигнала. Они показаны на спектрограмме $SP(P)(t, f)$ исходного сигнала $P(t)$ (рис. 4).

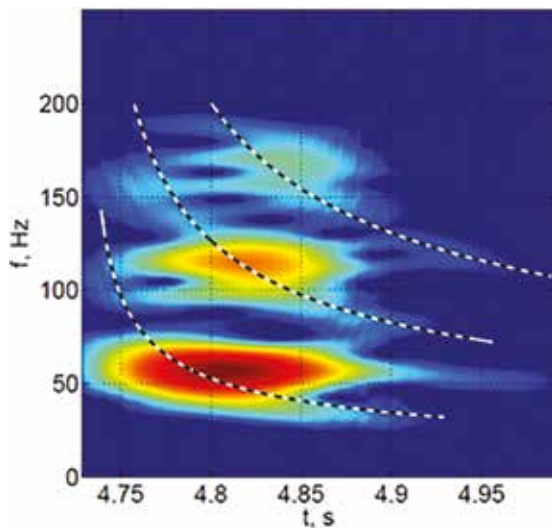


Рис. 4. Спектрограмма $SP(P)(t, f)$ исходного сигнала $P(t)$ и рассчитанные дисперсионные кривые $f = f_m(t)$ или $t = \tau_m(f)$

Отметим что при распространении сигнала в нерегулярном волноводе имеет место взаимодействие мод (этот эффект проявляется особенно ярко для мод на частотах, близких к частоте их отсечки). На спектрограмме взаимодействие мод может проявляться через появление точек ветвления дисперсионных кривых. Для примера на рис. 4 отчетливо видна точка ветвления первой моды на частоте $f \approx 50$ Гц. Наличие такой точки означает, что на более глубоководной части трассы имеется больше число водных мод, чем на мелководной (отсечка второй моды происходит на глубине $40 \text{ м} < H_{c2} < 55 \text{ м}$).

Для достаточно крупных неоднородностей батиметрии в волноводе эффекты взаимодействия мод становятся настолько сильными, что происходит потеря идентичности модовых компонент сигнала. В этом случае модовые импульсы на спектрограмме после развертывающего преобразования не могут быть

аппроксимированы отрезками прямых в каком-либо разумном смысле.

5. Алгоритм инверсии

Алгоритм геоакустической инверсии с использованием развертывающего преобразования в волноводах, которые можно считать регулярными, на основе записи сигнала одиночным гидрофоном [1,2] представлен ниже.

1. Вводится априорная модель волновода. Обычно модель зависит от набора параметров $\bar{A} = (a_1, a_2, \dots, a_q)$, которые определяются в ходе выполнения инверсии (эти параметры могут описывать структуру дна, например, скорость звука, плотность в различных его слоях, а также горизонты расположения границ раздела слоёв). Каждый из этих параметров может варьироваться в интервалах $a_j \in I_j = [a_j^{min}, a_j^{max}]$.

2. Разрабатывается программное обеспечение, позволяющее определять предсказанные модовые задержки $\tau_m^p(f_k)$ для каждого набора параметров \bar{A} и для набора частот f_1, f_2, \dots, f_{N_f} .

3. Выбирается функция невязки $F(\bar{A})$, которая используется для сравнения теоретических времен прихода, рассчитанных для данного набора параметров \bar{A} , и времен прихода, полученных из дисперсионных кривых, восстановленных по данным эксперимента (полученным путем применения развертывающего преобразования к сигналу $P(t)$, как это описано в предыдущем разделе).

4. Решается задача минимизации функции $F(\bar{A})$ на множестве $I_1 \times I_2 \times \dots \times I_q$ (декартовом произведении интервалов вариации параметров задачи).

В случае регулярного волновода значения $\tau_m^p(f_k)$ могут быть легко определены из выражения:

$$\tau_m^p(f_k) = \frac{r}{v_{gm}(2\pi f_k)}, \quad (21)$$

где $v_{gm}(2\pi f_k)$ может быть легко рассчитана из уравнения (7) путем численного дифференцирования. Более удобный способ расчета групповых скоростей, однако, основан на использовании формулы [5]

$$\frac{1}{v_{gm}(f)} = \frac{2\pi f}{k_m(f)} \int_0^{H_{max}} \frac{(\phi_m(z, f))^2}{\rho(z)c(z)^2} dz. \quad (22)$$

В уравнении (22) модовое число $k_m(f)$ и модовая функция могут быть получены с помощью численного метода решения акустической спектральной задачи [5] (мы использовали для этого разработанный в ТОИ ДВО РАН комплекс программ AC_MODES [9]).

Для нерегулярного волновода будет естественно разделить интервал $L = [0, r]$ на N_r сегментов

$L_n = [r_n, r_{n+1}]$ и считать его регулярным внутри каждого из них (здесь $r_1 = 0, r_{N_r+1} = r$). Общее время распространения вдоль трассы $\tau_m^p(f_k)$ для набора параметров \bar{A} может быть рассчитано как сумма времен распространения вдоль всех сегментов:

$$\tau_m^p(f_k) = \sum_{n=1}^{N_r} \frac{r_{n+1} - r_n}{v_{gm}(2\pi f_k, \bar{A}, n)}, \quad (23)$$

где групповая скорость $v_{gm} = v_{gm}(2\pi f_k, \bar{A}, n)$ m -й моды теперь зависит от частоты f_k , параметров волновода \bar{A} и номера сегмента n .

Применим описанный алгоритм к экспериментальным данным. Во время эксперимента проводились измерения батиметрии и скорости звука в воде [10]. Информация об экспериментальном волноводе представлена на рис. 5. Эти данные использовались для расчета τ_m^p . Поскольку одиночный гидрофон дает очень скудную информацию, мы можем надеяться лишь на оценку небольшого числа базовых параметров волновода $\bar{A} = (c_b, \rho_b, \Delta r)$. Здесь c_b – скорость звука в верхнем слое дна, ρ_b – плотность в этом слое, а Δr – корректировка дистанции (точность алгоритма инверсии очень чувствительна к этому параметру, расстояние от источника до приемника r обычно измеряется с помощью судового GPS, который обладает недостаточной точностью).

В настоящей работе будем использовать следующую функцию невязки:

$$F(\bar{A}) = \sum_{k=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_m} \left| \tau_m^e(f_k) - \frac{r + \Delta r}{r} \tau_m^p(f_k) \right|^2, \quad (24)$$

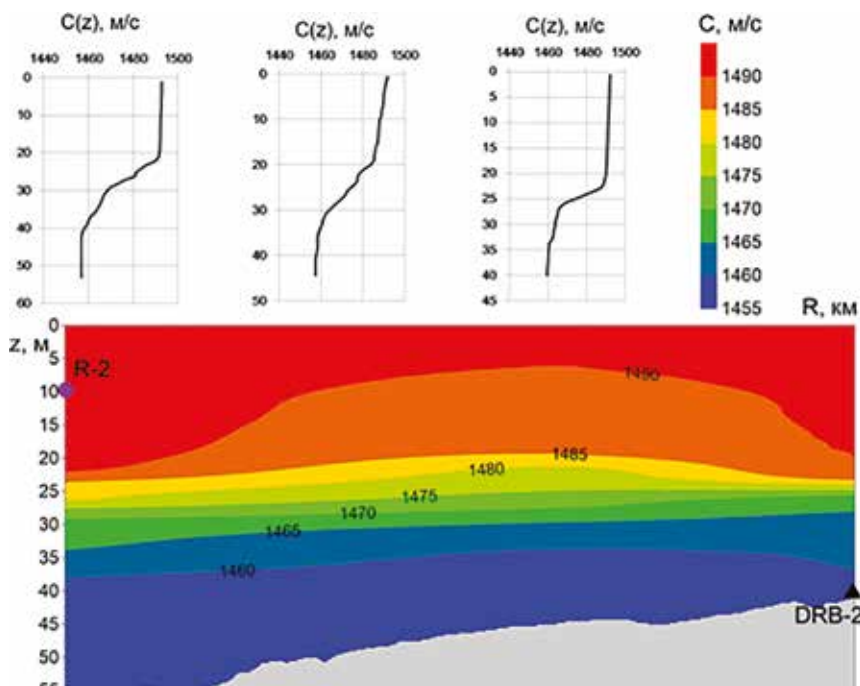


Рис. 5. Экспериментальный волновод

где $\tau_m^e(f_k)$ экспериментальные значения времен прихода, полученные из дисперсионных кривых с помощью разворачивающего преобразования.

Функция $F(\bar{A})$ минимизировалась нами на следующих интервалах: $c_b \in [1550 \text{ м/с}, 2200 \text{ м/с}]$, $\rho_b \in [1.0 \text{ г/см}^3, 2.0 \text{ г/см}^3]$, $\Delta r \in [-200 \text{ м}, 200 \text{ м}]$.

Минимум функции невязки был найден в точке $c_b = 1720 \text{ м/с}$, $\rho_b = 1.31 \text{ г/см}^3$, $\Delta r = -45.6 \text{ м}$. Сравнение теоретических дисперсионных кривых $\tau_m^p(f_k)$ для найденного набора значений параметров волновода с дисперсионными кривыми $\tau_m^e(f_k)$, определенными по данным эксперимента, показано на рис. 6.

Необычно малое значение плотности можно объяснить влиянием упругих эффектов. Хорошо известно, что поперечные волны могут быть аппроксимированы так называемым эквивалентным жидким дном с той же скоростью продольных волн, но гораздо меньшей плотностью.

6. Выводы

В настоящей работе метод геоакустической инверсии с использованием записи импульсного акустического сигнала одиночным гидрофоном был обобщен на случай нерегулярного волновода. Данное обобщение позволяет учесть при выполнении инверсии плавные неоднородности батиметрии на рассматриваемой акустической трассе (если соответствующие данные имеются в наличии).

Обобщенный метод был использован для восстановления параметров дна на экспериментальной

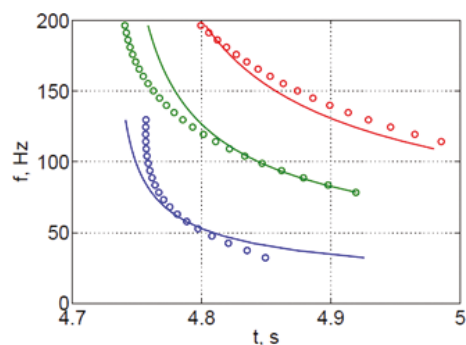


Рис. 6. Сравнение экспериментальных дисперсионных кривых $\tau_m^e(f)$ (маркеры) и теоретических дисперсионных кривых $\tau_m^p(f_k)$ (линии). Графики разного цвета соответствуют модам разных номеров (синие – первая мода, зеленые – вторая, красные – третья)

трассе на шельфе Японского моря (в районе полуострова Гамова). Батиметрия на трассе являлась неоднородной, и глубина моря плавно уменьшалась от 55 м в точке излучения до 40 м в точке приема. Теоретические дисперсионные кривые, полученные для восстановленных значений параметров, хорошо согласуются с дисперсионными кривыми, полученными с помощью разворачивающего преобразования сигнала, записанного в эксперименте. Таким образом, можно ожидать, что параметры реального нерегулярного волновода были успешно восстановлены. Результаты инверсии были подтверждены апостериорным анализом ошибок (не представлен в настоящей работе).

Отметим, что результаты настоящей работы могут использоваться не только при выполнении инверсии по акустическим данным, содержащим временные ряды импульсных сигналов, но и, например, по данным шумовой интерферометрии [11].

Методика геоакустической инверсии и пеленгования источника по акустическим данным, полученным с помощью одиночного гидрофона, рассматривалась в ряде более ранних работ, в частности, в работе [12], методика которой основана на использовании оценок градиента фазы акустического поля вдоль волновода (например, для стационарного приемника и буксируемого источника). В отличие от указанной методики в представленной работе и приемник, и источник являются неподвижными.

Заметим также, что рассматриваемая здесь методика восстановления дисперсионных кривых появилась в рабочем арсенале специалистов по акустике океана лишь недавно. Она активно развивается в настоящее время, и в русскоязычной литературе не успела устояться связанная с данной методикой терминология. Так, авторы работы [11] называют выра-

жение (17) преобразованием деформации. С нашей точки зрения, термин «разворачивающее преобразование» более точно отражает существо дела, поскольку речь идет фактически о разворачивании дисперсионных кривых в отрезки прямых линий.

Работа выполнена в рамках тем госзадания ТОИ ДВО РАН «Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей Мирового океана» (№ 0211-2021-0001) и «Моделирование разномасштабных динамических процессов в океане» (№ 0211-2021-0009).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bonnel J., Chapman N.R. Geoacoustic inversion in a dispersive waveguide using warping operators // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol. 130. P. EL101–EL107.
2. Zeng J., Bonnel J., Chapman N.R. Inversion of seabed attenuation using time-warping of close range data // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. Vol. 134. P. EL394–EL399.
3. Le Touze G., Nicolas B., Mars J.I., Lacoume J-L. Matched representations and filters for guided waves // *IEEE Trans. Signal Process.* 2007. Vol. 57. P. 1783–1795.
4. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. // *Fundamentals of shallow water acoustics.* 2012, Springer, New-York et al.
5. Jensen F.B., Porter M.B., Kuperman W.A., Schmidt H. *Computational ocean acoustics* // Springer, 2011, New-York et al.
6. Tolstoy I., Clay C. *Ocean Acoustics: Theory and Experiment in Underwater Sound* // Acoustical Society of America, New York, 1987.
7. Baraniuk R.G., Jones D.L. Unitary Equivalence: a new twist on signal processing // *IEEE Trans. Signal Process.* 1995. Vol. 43. P. 2269–2282.
8. Le Touze G. Localisation de source par petits fonds en UBF (1–100 Hz) à l'aide d'outils temps-fréquence // *Thèse doctorale*, 2007.
9. https://github.com/kaustikos/ac_modes (дата обращения: 10.02.2021).
10. Рутенко А.Н., Козицкий С.Б., Манульчев Д.С. Влияние наклонного дна на распространение звука // *Акустический журнал.* 2015. Т. 61, № 1. С. 76.
11. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Заботин Н.А., Brown M.G. Выделение акустических мод во Флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // *Акустический журнал.* 2017. Т. 63, № 1. С. 73–83.
12. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // *Акустический журнал.* 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.

Об авторах

ФЕРШАЛОВ Михаил Юрьевич, к.т.н., старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева ДВО РАН

Области научных интересов: Акустика океана, распространение акустических волн, математическое моделирование, геоакустическая инверсия
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
E-mail: mfershalov@poi.dvo.ru
Тел.: +7(904)628-13-17
ORCID ID: 0000-0001-8184-1941

ПЕТРОВ Павел Сергеевич, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией Федерального государственного бюджетного учреждения науки Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева ДВО РАН

Области научных интересов: Акустика океана, уравнения в частных производных, математическое моделирование, метод параболического уравнения
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
E-mail: petrov@poi.dvo.ru
Тел.: +7(914)960-21-92
ORCID ID: 0000-0002-0087-6681

МАНУЛЬЧЕВ Денис Сергеевич, младший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева ДВО РАН

Области научных интересов: Акустика океана, распространение акустических волн, математическое моделирование, геоакустическая инверсия
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
E-mail: manulchevds@gmail.com
Тел.: +7(950)298-82-14
ORCID ID: 0000-0002-3744-5308

ЗАХАРЕНКО Алёна Дмитриевна, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева ДВО РАН

Области научных интересов: Акустика океана, уравнения в частных производных, математическое моделирование, метод параболического уравнения
Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
E-mail: zakharenko@poi.dvo.ru
Тел.: +7(423)231-28-60
ORCID ID: 0000-0001-5982-6315