

УДК 551.596

## АКУСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

© 1995 г. Б. Ф. Курьянов, А. К. Морозов, Г. К. Тимашкевич

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

117218 Москва, ул. Красикова, 23

Поступила в редакцию 18.03.94 г.

Рассматриваются результаты эксперимента по томографии внутренних волн, возбуждаемых приливами вблизи подводной горы Крузер в Атлантическом океане. Эксперимент был проведен во втором рейсе научно-исследовательского судна (НИС) "Академик Сергей Вавилов" с помощью автономных донных станций, оснащенных приемно-передающей аппаратурой со сложными акустическими сигналами. При решении обратной задачи применялась модель колебаний внутренней волны, построенная на основе стохастических дифференциальных уравнений, и оптимальные методы нелинейной фильтрации марковских процессов.

Одним из источников внутренних волн являются морские течения, обтекающие подводные препятствия [1]. Морские приливы в неглубоком море со сложным рельефом дна порождают приливные течения, которые при определенных условиях способны возбуждать внутренние волны. Механизм возбуждения внутренних волн приливами вблизи подводных гор описан в [2]. В настоящей работе приводятся результаты эксперимента по наблюдению внутренних волн приливного происхождения, который был поставлен во втором рейсе НИС "Академик Сергей Вавилов" вблизи подводной горы Крузер, находящейся в Атлантическом океане.

Эксперименты по непосредственному наблюдению внутренних волн требуют сложной океанологической техники: наблюдение за буями нейтральной плавучести; применение разнесенных в пространстве датчиков солености, температуры, давления (СТД); зондирование СТД зондами. Объем экспериментальных данных по внутренним волнам приливного происхождения невелик, и каждый эксперимент в этой области представляет большой интерес. В настоящей работе для исследования внутренних волн приливного проис-

хождения используется метод акустической томографии, основанный на восстановлении зависимости скорости звука от глубины и времени  $C(z, t)$  по вариациям времени распространения акустических сигналов по разным путям  $\tau_i(t)$  между автономными донными станциями [3].

Эксперимент проводился в Атлантике на склоне подводной горы Крузер 15 - 16 октября 1988 г. Использовались две автономные донные станции (АДС), разнесенные на расстояние 23.5 км в направлении, перпендикулярном предполагаемому направлению распространения внутренней волны. Точные координаты автономных донных станций: АДС-1 (передающая) -  $32^\circ 2.966 N$ ,  $27^\circ 35.597 W$ , глубина 1850 м; АДС-2 (приемная) -  $31^\circ 53.130 N$ ,  $27^\circ 45.002 W$ , глубина 1792 м.

Для наблюдений вариаций времени запаздывания сигналов под влиянием внутренних волн требуется разрешение акустической системы по времени не хуже 1 мс. Необходимое разрешение достигается при использовании сложных высокочастотных сигналов с полосой 1 кГц при неподвижных приемнике и источнике звука, расположенных на автономных донных станциях. Для измерений использовались сложные сигналы с внутренней манипуляцией фазы несущего колебания с частотой 5.58 кГц кодом M-последовательности из 255 позиций, которые имели длительность 0.45696 с и излучались с периодом 20.245 с.

Акустические колебания, принимаемые автономным гидрофоном приемной станции АДС-2, после селективного усиления записывались совместно с пилот-сигналом на магнитофон. После возвращения станции записи воспроизводились и вводились в компьютер. При обработке определялись задержки сигналов по разным лучам по взаимнокорреляционной функции принимаемого и излученного колебаний.

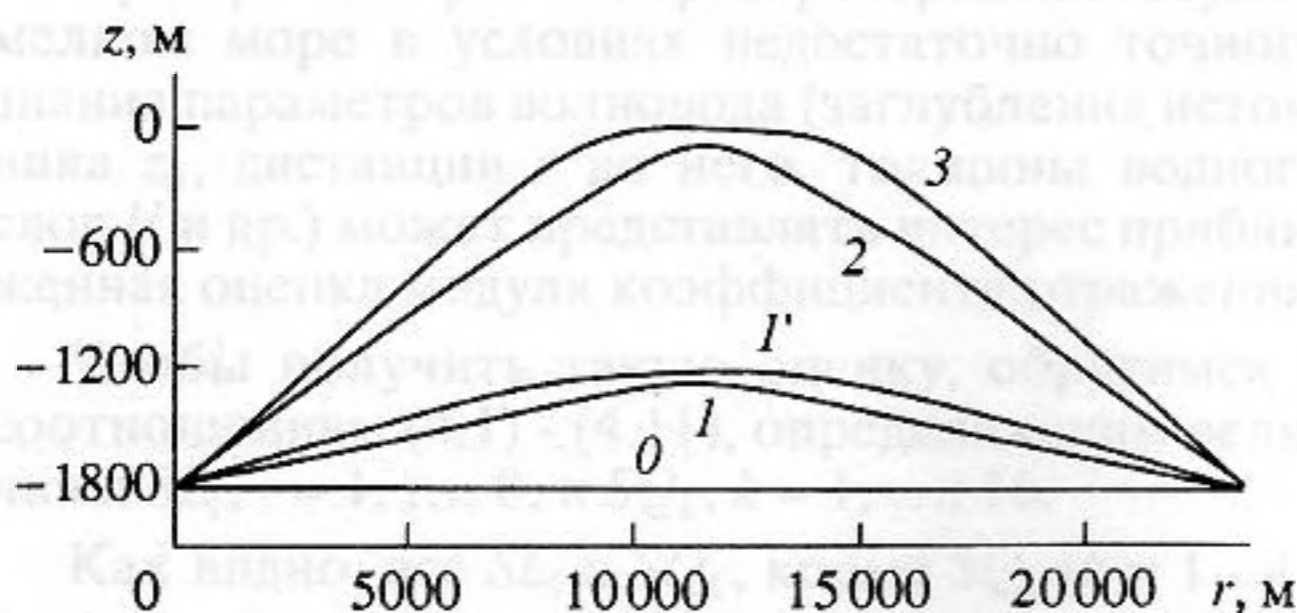


Рис. 1. Траектории лучей между автономными донными станциями.

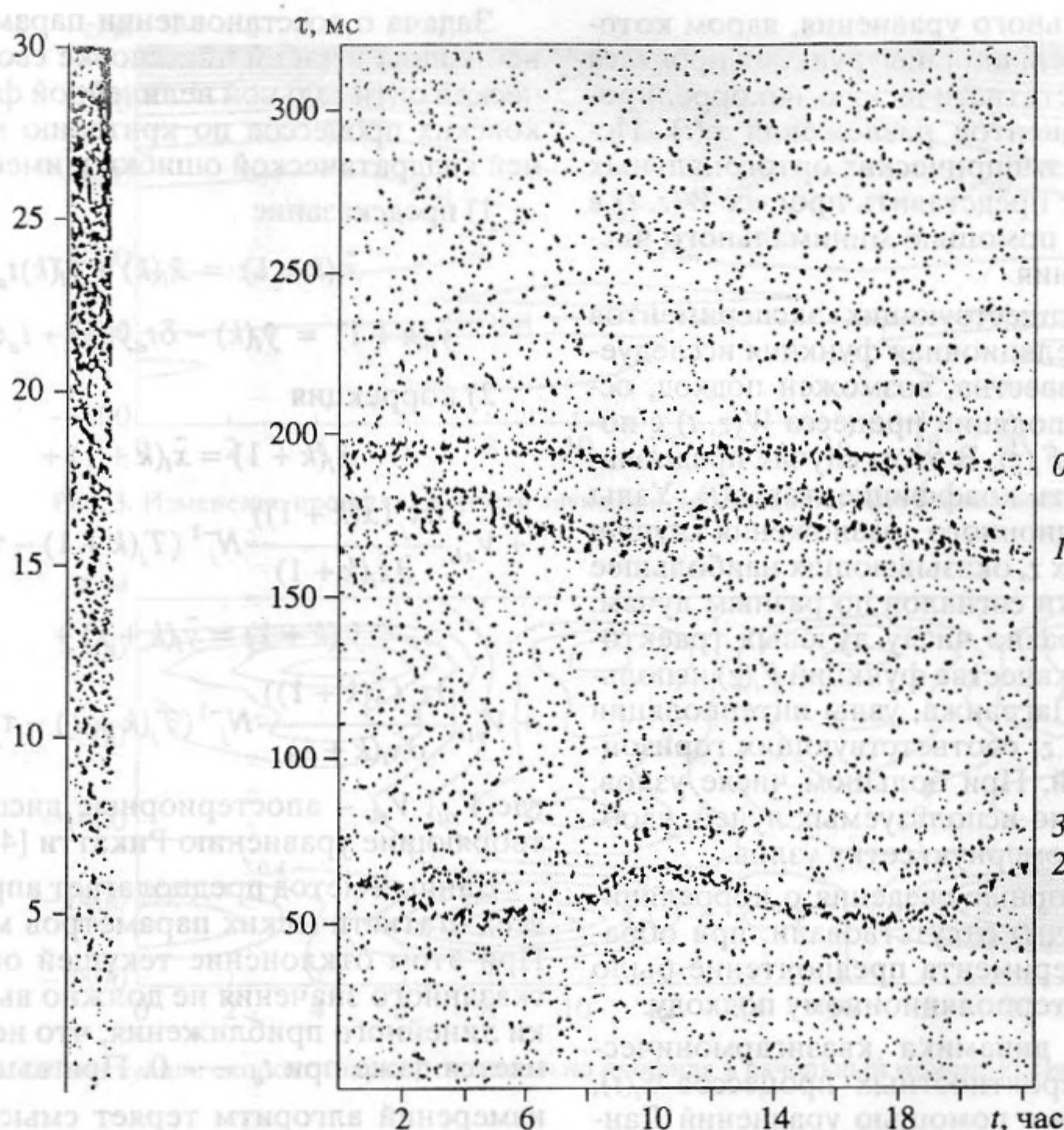


Рис. 2. Флуктуации времени распространения сигнала между двумя донными станциями.

Зависимость скорости звука от глубины  $C(z)$  до глубины 1000 м измерялась непосредственно перед экспериментом (14.10.88). Значения  $C(z)$  на больших глубинах брались из более поздних измерений скорости звука в районе проведения работ (19.10.88) и корректировались с помощью нескольких итераций метода обращения по экспериментальным данным о запаздывании сигналов по разным лучам. Траектории лучей, соответствующие такой зависимости  $C(z)$  в начальный момент времени, представлены на рис. 1.

Сигналы распространялись по пяти лучам (0, 1, 1', 2, 3). Поскольку сигналы, приходящие по нулевому лучу, не замирали, а их задержка практически не изменялась во времени, этот луч использовался как опорный. Лучи 1 и 1' имели приблизительно одинаковое время распространения сигналов, что приводило к интерференции их сигналов. Сигналы второго луча наблюдались с небольшими замираниями. Сигналы третьего луча отражались от поверхности моря и приобретали релейские замирания.

Экспериментальная зависимость взаимной корреляции опорного сигнала с принимаемым коле-

банием от задержки в миллисекундах и текущего времени в часах представлена на рис. 2 в виде множества точек, плотность которых пропорциональна амплитуде корреляции в условных единицах. Для томографии использовались усредненные значения вариаций задержек лучей 1, 2, 3 относительно времени прихода сигнала по опорному лучу 0, взятые с постоянным интервалом в один час.

Рассмотрим колебание внутренней волны  $W(z, t)$  в сечении, перпендикулярном ее направлению распространения. Функцию  $W(z, t)$  можно представить в виде разложения по полной системе линейно независимых функций  $F(z)$ :

$$W(z, t) = \sum_{l=1}^{n-1} F_l(z) x_l(t). \quad (1)$$

При выборе системы функций  $F(z)$  возможны два подхода. Первый (статистический) подход предполагает знание корреляционной функции процесса  $W(z, t)$ . Разложение  $W(z, t)$  в ряд Карунена-Лоева по ортогональной системе собственных функций (системе ортогональных эмпирических

функций) интегрального уравнения, ядром которого является корреляционная функция процесса  $W(z)$ , гарантирует статистическую некоррелированность коэффициентов разложения  $x_i(t)$ . Использование таких эмпирических ортогональных функций позволяет представить процесс  $W(z, t)$  в компактном виде с помощью минимального числа членов разложения.

Если опыт предшествующих экспериментов отсутствует и корреляционная функция исследуемого процесса неизвестна, возможен подход, основанный на интерполяции процесса  $W(z, t)$  с помощью полиномов  $F_i(z)$ . В этом случае предполагается независимость коэффициентов  $x_i(t)$ . Узлы такого интерполяционного разложения лучше брать при значениях  $z$ , оказывающих наибольшее влияние на задержки сигналов по разным лучам. Если число узлов равно числу лучевых траекторий и невелико, а в качестве функций  $F_i(z)$  используются полиномы Лагранжа, узлы интерполяции выгодно брать при  $z$ , соответствующих горизонтам поворота лучей. При большом числе узлов, превышающем число используемых лучей, удобнее применять равномерную сетку узлов.

Поскольку априорные сведения о корреляционной функции  $W(z, t)$  отсутствовали, при обработке данных эксперимента предпочтение было отдано второму, интерполяционному подходу.

Статистическая динамика квазигармонических марковских вероятностных процессов  $x_i(t)$ , удобно описывается с помощью уравнений Ланжевена:

$$\dot{x}_i(t) = y_i(t), \quad (2)$$

$$\dot{y}_i(t) = -\delta y_i(t) + \omega_0^2 x_i(t) + n_i(t), \quad (3)$$

где  $\omega_0$  – центральная (преобладающая) частота колебаний внутренней волны приливного происхождения;  $\delta^{-1}$  – добротность системы;  $n_i(t)$  – независимые белые гауссовские шумы.

Так как измерения задержек сигналов производятся в дискретные моменты времени с периодом  $t_d$ , данному эксперименту адекватно дискретное описание системы, которое имеет вид

$$x_i(k-1) = x_i(k) + y_i(k)t_d, \quad (4)$$

$$y_i(k+1) = y_i(k) - \delta t_d y_i(k) + t_d \omega_0^2 x_i(k) + v_i(k+1), \quad (5)$$

где  $v_i(k)$  – независимые случайные величины с дисперсиями  $V_i$ ;  $k$  – текущий номер отсчета.

Исходными данными  $z_j(k)$  обратной задачи являются задержки  $\tau_j(k)$  сигналов, приходящих по разным путям распространения, измеряемые с погрешностью  $n_j(k)$

$$T_j(k) = \tau_j(x(k)) + n_j(k), \quad (6)$$

где  $n_j(k)$  – независимые гауссовские случайные величины с нулевым средним значением и дисперсией  $N_j$ ;  $x(k)$  – вектор параметров  $\{x_i(k)\}$ ;  $j$  – номер наблюдаемого луча.

Задача о восстановлении параметров внутренней волны в такой постановке сводится к классической оптимальной нелинейной фильтрации марковских процессов по критерию минимума средней квадратической ошибки и имеет решение [4]:

1) предсказание

$$\tilde{x}_i(k+1) = \hat{x}_i(k) + \hat{y}_i(k)t_d, \quad (7)$$

$$\tilde{y}_i(k+1) = \hat{y}_i(k) - \delta t_d \hat{y}_i(k) + t_d \omega_0^2 \hat{x}_i(k); \quad (8)$$

2) коррекция

$$\hat{x}_i(k+1) = \tilde{x}_i(k+1) + V_{xli} \frac{\partial \tau_j(\tilde{x}(k+1))}{\partial \tilde{x}_i(k+1)} N_j^{-1} (T_j(k+1) - \tau_j(\tilde{x}(k+1))), \quad (9)$$

$$\hat{y}_i(k+1) = \tilde{y}_i(k+1) + V_{yli} \frac{\partial \tau_j(\tilde{x}(k+1))}{\partial \tilde{x}_i(k+1)} N_j^{-1} (T_j(k+1) - \tau_j(\tilde{x}(k+1))), \quad (10)$$

где  $V_{xli}$ ,  $V_{yli}$  – апостериорные дисперсии, удовлетворяющие уравнению Рикатти [4].

Данный метод предполагает априорное знание всех статистических параметров модели (1) – (5). При этом отклонение текущей оценки от предсказанного значения не должно выходить за рамки линейного приближения, что не всегда выполняется даже при  $t_d \rightarrow 0$ . При высоком качестве измерений алгоритм теряет смысл, так как  $N_j^{-1}$  вместе с величиной шага в направлении, противоположном градиенту, стремятся к бесконечности. Для решения обратной задачи использовался модифицированный алгоритм, лишенный этих недостатков:

1) предсказание

$$\tilde{x}_i(k+1) = \hat{x}_i(k) + \hat{y}_i(k)t_d, \quad (11)$$

$$\tilde{y}_i(k+1) = \hat{y}_i(k) - \delta t_d \hat{y}_i(k) + t_d \omega_0^2 \hat{x}_i(k). \quad (12)$$

2) коррекция реализуется путем определения на каждом шаге методом сопряженных градиентов минимального значения функционала  $\lambda(k)$

$$\lambda(k+1) = \sum_{j=0}^{n-1} (\tau_j(\tilde{x}(k+1) + \Delta x(k+1)) - T_j(k+1))^2 + S, \quad (13)$$

$$S = \sum_{l=0}^{m-1} \alpha(l) \Delta x_l^2(k+1), \quad (14)$$

$$\hat{x}_i(k+1) = \tilde{x}_i(k) + \Delta x_i(k+1),$$

$$\hat{y}_i(k+1) = (\hat{x}_i(k+1) - \hat{x}_i(k)) t_d^{-1},$$

где  $S$  – стабилизатор первого порядка метода регуляризации, по А.Н. Тихонову.

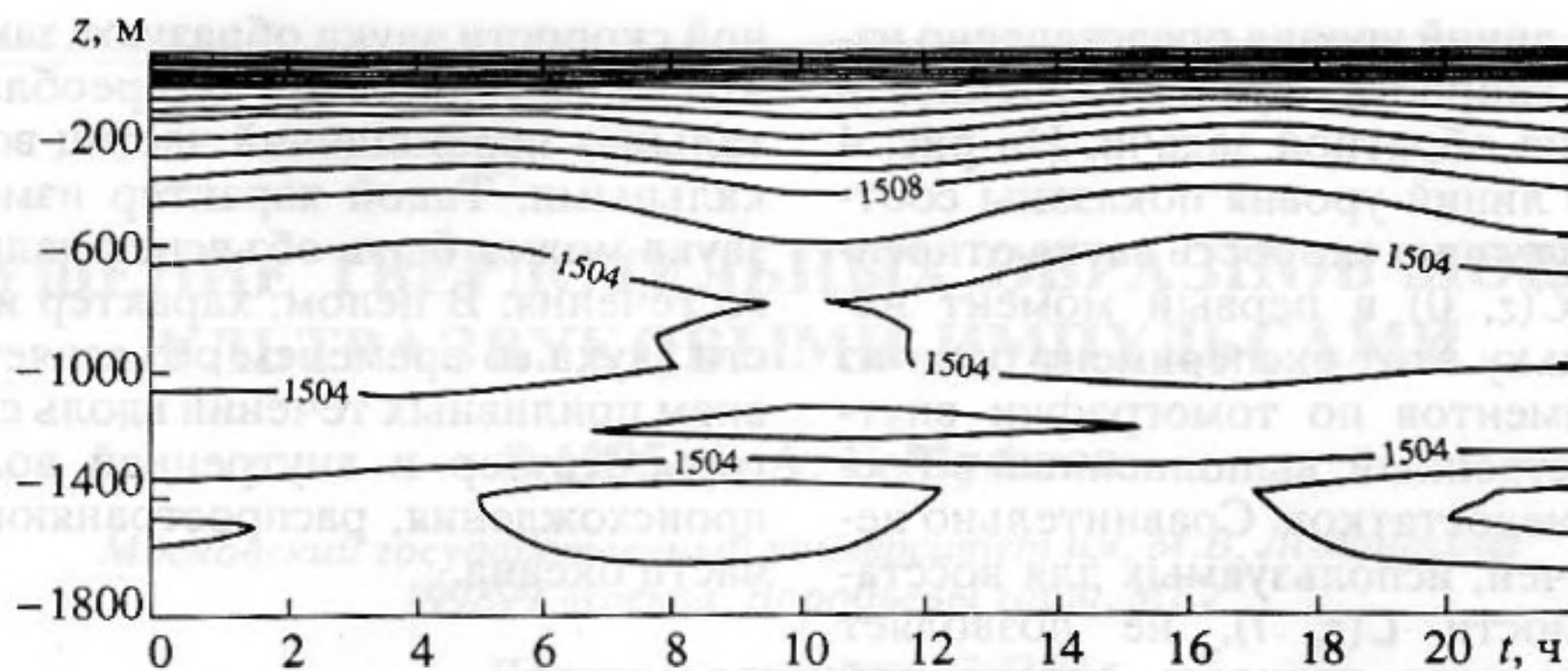


Рис. 3. Изменение профиля скорости звука при прохождении внутренней волны.

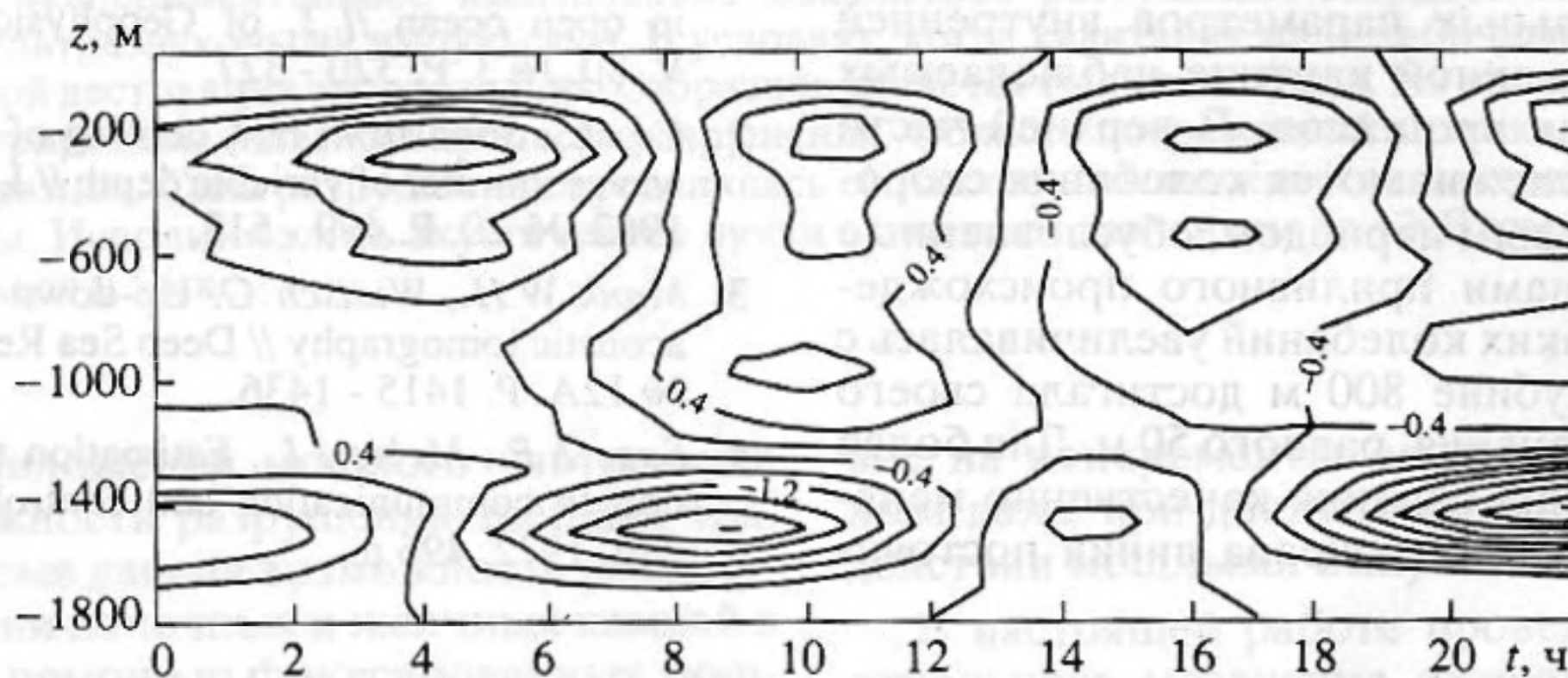


Рис. 4. Флуктуации скорости звука относительно профиля в начальный момент времени  $C(z, 0)$ .

Введение стабилизатора позволяет определить решение наиболее близкое в среднеквадратическом смысле к предсказанию  $\hat{x}(k + 1)$ , при этом метод сохраняет работоспособность даже в случае сильных отклонений решения от предсказанного значения. Метод не требует знания значений  $N_j$  и устойчив к выбору параметров  $\delta$  и  $\omega_0$ . Последние нетрудно получить из теоретических оценок для исследуемого типа процесса. В данном случае параметры  $\omega_0$  и  $\delta$  определялись по измеренному спектру флуктуаций скорости звука в одной точке:  $\omega_0 = \pi/6$  (час) $^{-1}$ ,  $\delta = 2$ .

В качестве функций  $F_l(z)$  использовались интерполяционные полиномы Лагранжа степени 16 с равномерной сеткой узлов: 0, 200, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800 м.

$$F_l(z) = W_l(z)/W_l(z_l), \quad (15)$$

$$W_l(z) = (z - z_0) \dots (z - z_{l-1})(z - z_{l+1}) \dots (z - z_n). \quad (16)$$

$$z_0 = z_1 = z_2 = z_3 = 0, z_{n-3} = z_{n-2} = z_{n-1} = z_n.$$

При значениях  $z = 0$  м и  $z = 1800$  м брались четырехкратные узлы с фиксированными значениями  $x_l = 0$ , равными нулю. Это позволило искать решение в классе функций, которые достаточно плавно стремятся к нулю при  $z \rightarrow 0$  и  $z \rightarrow 1800$  м.

Устойчивость получаемых результатов к выбору параметров разложения (1) в ряд по интерполяционным полиномам проверялась с помощью решения обратной задачи при разных вариантах интерполяции функции  $W(z, t)$ . Рассматривалось решение задачи в постановке, описанной выше (15) (6) с фиксированными значениями в узлах, соответствующих глубинам  $z = 800$  м,  $z = 1000$  м, при которых градиент исходного профиля скорости звука близок к нулю:  $x_7(k) = x_8(k) \equiv 0$ . В другой постановке задачи в качестве функций  $F_l(z)$  использовались интерполяционные полиномы Лагранжа степени 13 с равномерной сеткой узлов с шагом 300 м: 0, 300, 600, 900, 1200, 1500, 1800 м. При значениях  $z = 0$  и  $z = 1800$  м также брались четырехкратные узлы с фиксированными значениями  $x_l = 0$ , равными нулю. Хорошее совпадение результатов, получаемых при решении обратной задачи с различными способами интерполяции вариаций скорости звука, свидетельствует об устойчивости метода и позволяет сделать вывод об эффективности акустической томографии как инструмента по исследованию пространственно-временных характеристик внутренних волн. Приводимые ниже качественные выводы о характере исследуемых гидродинамических процессов относятся в равной степени ко всем рассмотренным вариантам задачи.

На рис. 3 в виде линий уровня представлено изменение профиля скорости звука, полученное в результате решения обратной задачи. На рис. 4 также с помощью линий уровня показаны соответствующие флуктуации скорости звука относительно профиля  $C(z, 0)$  в первый момент наблюдения. Поскольку этот эксперимент один из немногих экспериментов по томографии внутренних волн (единственный, выполненный в России), он не лишен недостатков. Сравнительно небольшое число лучей, используемых для восстановления зависимости  $C(z, t)$ , не позволяет гарантировать хорошую точность получаемой оценки зависимости скорости звука от глубины и времени. Однако можно говорить о приближенной оценке отдельных параметров внутренней волны и о качественной картине наблюдаемых гидродинамических процессов. В верхней части океана четко прослеживаются колебания скорости звука с 12-часовым периодом, обусловленные внутренними волнами приливного происхождения. Амплитуда таких колебаний увеличивалась с глубиной и на глубине 800 м достигала своего максимального значения, равного 50 м. Для более глубоких слоев воды картина качественно меняется. В придонной части океана линии постоян-

ной скорости звука образуют замкнутые кривые, что свидетельствует о преобладании горизонтальных перемещений частиц воды перед вертикальными. Такой характер изменения скорости звука может быть объяснен наличием приливного течения. В целом, характер изменения скорости звука со временем объясняется взаимодействием приливных течений вдоль склона подводной горы Крузер и внутренней волны приливного происхождения, распространяющейся в верхней части океана.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell T.H., Jr. Topographically generated internal waves in open ocean // J. of Geophysical Research. 1975. V. 80. № 3. P. 320 - 327.
2. Cox C., Sandstrom H. Coupling of internal and surface waves in water of variable depth // J. Oceanogr. Soc. Jap. 1962. № 20. P. 499 - 513.
3. Mank W.H., Wunsch C. Up-down resolution in ocean acoustic tomography // Deep Sea Research. 1982. V. 29. № 12A. P. 1415 - 1436.
4. Sage A.P., Melse J.L., Estimation theory with application to communication and control, N.-Y., Mc Graw-Hill, 1972. 496 p.

## Acoustic Tomography of Internal Waves in the Ocean

B. F. Kur'yanov, A. K. Morozov, and G. K. Timashkevich

The paper presents the results of a tomographic experiment with internal waves excited by the tides near the underwater mount Crouser in the Atlantic Ocean. This experiment was performed during the second cruise of the Research Vessel "Akademik Sergei Vavilov" using autonomous bottom stations that radiate and receive complex acoustic signals. The inverse problem solving used the model of internal wave oscillations based on the stochastic differential equations and the optimal methods of nonlinear filtering of Markov processes.