АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 2, с. 202 - 207

УДК 534.44

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВРЕМЕН РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛОВ ПО ОТДЕЛЬНЫМ ЛУЧАМ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1996 г. **В. Р. Дьяченко, Ю. И. Тужилкин**

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 05.12.94 г.

Рассмотрен вопрос об измерении времени распространения сигналов по отдельным лучам в морском волноводе. Показано, что при неполном разрешении сигналов на выходе фильтра, согласованного с исходным сигналом, измерения по положению максимумов огибающей корреляционной функции приводят к бóльшим ошибкам, чем измерения по фазе несущей этой функции. Представлены результаты обоих подходов при обработке экспериментальных данных, полученных на 30-километровой стационарной трассе в мелком море.

Необходимость измерения времени распространения звукового сигнала в море возникает в широком круге задач прикладной акустики, например, в томографии океана, исследованиях внутренних волн, течений, при обнаружении и сопровождении океанических неоднородностей. В последние годы приобрела актуальность задача прогнозирования глобальных изменений климата Земли.

Если сигналы, пришедшие по N лучам, разрешаются, время прихода определяется по положению максимума огибающей взаимнокорреляционной функции на выходе согласованного фильтра [1]. Положение усложняется, если корреляционные функции частично перекрываются. Здесь требуется найти наибольший максимум функции правдоподобия в $2N$-мерном пространстве возможных амплитуд и времен прихода сигналов [2]. Оценка самого числа приходящих лучей N производится путем многократного повторения процедуры при различных N, пока флуктуации выходного эффекта не снизятся до уровня, определяемого аддитивными помехами. В силу громоздкости процедуры в морских экспериментах она применяется редко [3]. Чаще время прихода сигналов определяется по максимумам огибающей корреляционной функции, несмотря на их частичное перекрытие. Библиография по основным океаническим экспериментам приведена в работе [4]. Последние работы российских авторов [5, 6] также содержат оценки, полученные по максимумам огибающей корреляционной функции.

Если отношение сигнала к помехе велико и не требуется накопления по многим посылкам, измерения можно производить по фазе выходного сигнала. Такая обработка применялась, например, в экспериментах на подводной горе Кобб [7]. Наряду с сигналом по чисто рефрагированному лучу на приемники стационарной трассы длиной около 17 км принимались близкие по времени прихода сигналы, отраженные от поверхности. Когда их амплитуда становилась сравнимой с амплитудой основного сигнала, результаты в расчет не принимались. Похожий подход применен и в работе на квазистационарной трассе длиной до 635 морских миль, описанной в [8]. Для разделения приходов по лучам использована широкая полоса зондирующего сигнала и острая направленность вертикальной приемной антенны.

Основная цель настоящей работы – показать, что изменения времен распространения сигналов в морском волноводе, измеренные по положению максимумов огибающей корреляционной функции и по фазе несущей этой функции, при неполном разрешении лучей существенно различны. Это объясняется следующими простыми соображениями.

Пусть автокорреляционная функция излучаемого сигнала имеет вид:

$$f(t) = \exp(-\alpha t^2)\cos\omega t. \tag{1}$$

Пусть также в точку приема он приходит по двум лучам с разностью времен прихода 2τ. Пренебрегая набегами фазы на каустиках и отражениях от границ и считая, что среднее время распространения скомпенсировано, получим на выходе согласованного фильтра

$$\begin{aligned} f(t) = a_1\exp\{-\alpha(t-\tau)^2\}\cos\omega(t-\tau) + \\ + a_2\exp\{-\alpha(t+\tau)^2\}\cos\omega(t+\tau), \end{aligned} \tag{2}$$

где a_1, a_2 – амплитуды сигналов по лучам. Если относительная ширина спектра сигнала невелика, для получения $\hat{f}(t)$ – преобразования по Гильберту от функции (2) – можно воспользоваться про-

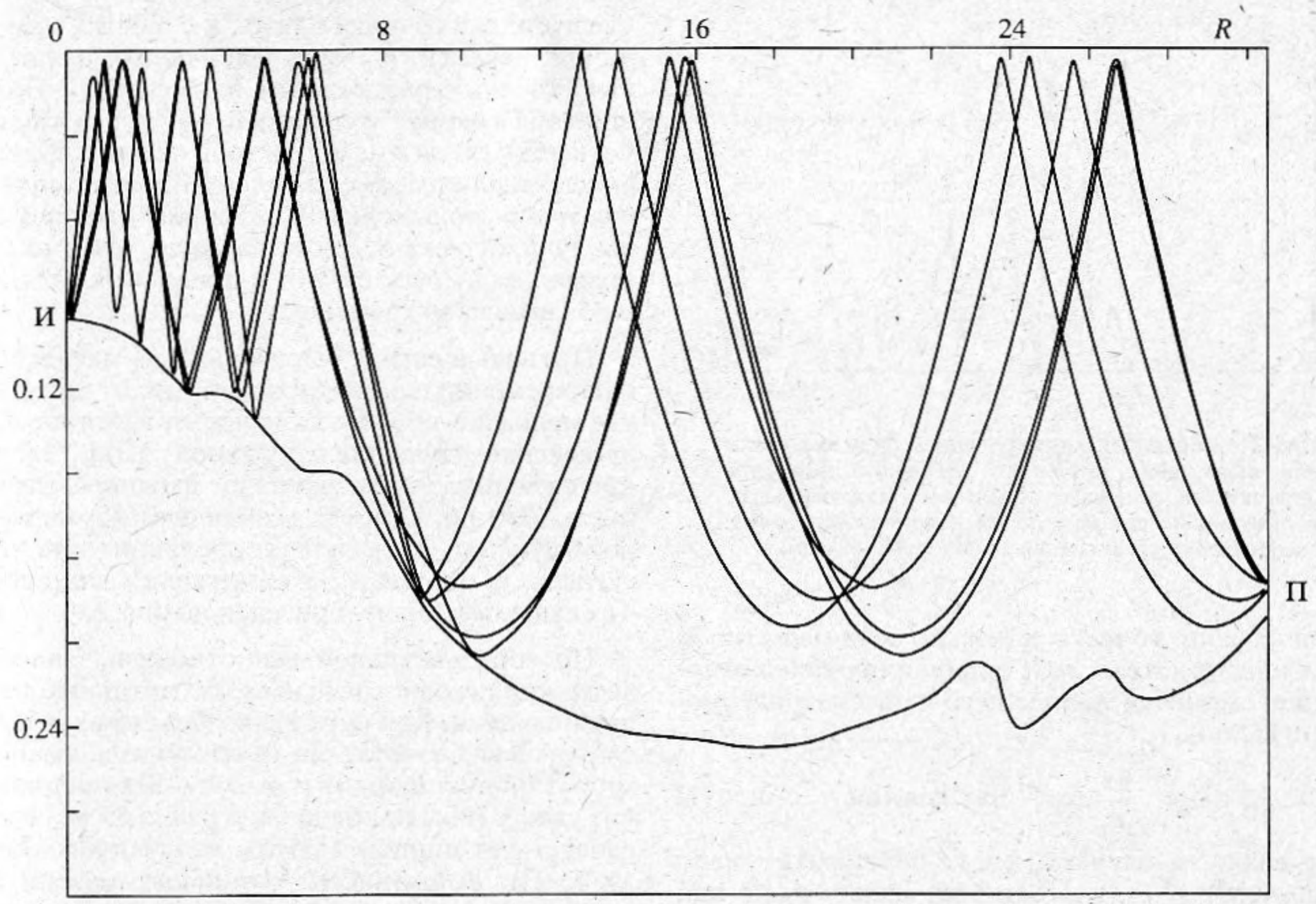

Рис. 1. Конфигурация лучей с наименьшими временами распространения на стационарной трассе от источника (И) до приемника (П).

стой заменой косинусов на синусы. Тогда квадрат огибающей функции (2) легко представить в виде:

$$f^2(t) + \hat{f}^2(t) = a_1^2 \exp\{-2\alpha(t-\tau)^2\} + \\ + a_2^2 \exp\{-2\alpha(t+\tau)^2\} + \\ + 2a_1a_2 \exp\{-2\alpha(t+\tau)^2 \cos 2\omega\tau\}. \quad (3)$$

Времена прихода максимумов огибающей t_m находим, приравняв нулю производную по t. Если использовать разложение гармонических функций в степенные ряды, можно получить простую приближенную формулу:

$$t_m \simeq \pm\sqrt{\frac{3}{3+4\alpha\tau^2}}\,\frac{\sqrt{2\alpha\tau^2+\cos^2\omega\tau}}{2\alpha\tau}, \quad (4)$$

справедливую для случая $a_1 = a_2$ при $4\alpha\tau^2 \ll 1$.

Например, приняв $\alpha = 250$ с$^{-2}$ и $\tau = 0.01$ с ($4\alpha\tau^2 = 0.1$), получим пересечение огибающих корреляционных функций на уровне 0.975. На частоте 475 Гц $\omega\tau = 9.5\pi$ и $\cos(\omega\tau) = 0$. Тогда из формулы (4) получим $t_m \simeq \pm 0.044$ с, что существенно отличается от разности времен прихода $2\tau = 0.02$ с. Более того, стоит τ измениться на четверть длины волны, как $\cos^2\omega\tau$ возрастает до 1, а положения максимумов заметно сместятся. Так, приняв $\tau = 0.010526$ с, получим для той же частоты $t_m = \pm 0.192$ с. Иначе говоря, сдвиг разности времен прихода сигналов на 1 мс влечет за собой увеличение времени задержки между максимумами огибающей почти на 150 мс. Такая сильная зависимость связана с тем, что корреляционные функции в нашем примере сильно перекрыты. При больших τ степень взаимного влияния функций уменьшается. К сожалению, с ростом τ формула (4) теряет точность и получение оценок становится более громоздким. Однако из рассмотренного примера ясно, что случаи перекрытия приходящих сигналов требуют внимательного анализа.

В противоположность этому фаза несущей корреляционной функции слабее зависит от соседних приходов. В самом деле, пусть, например, нас интересует фаза φ функции $f(t)$ в момент $t = \tau$. Из выражения (2) имеем:

$$f(t=\tau) = a_1 + a_2 \exp(-4\alpha\tau^2)\cos 2\omega\tau. \quad (5)$$

Построив векторную диаграмму суммы (5), легко получить:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{0.5a_2\exp(-4\alpha\tau^2)\sin 4\omega\tau}{a_1 + a_2\exp(-4\alpha\tau^2)\cos^2 2\omega\tau}. \quad (6)$$

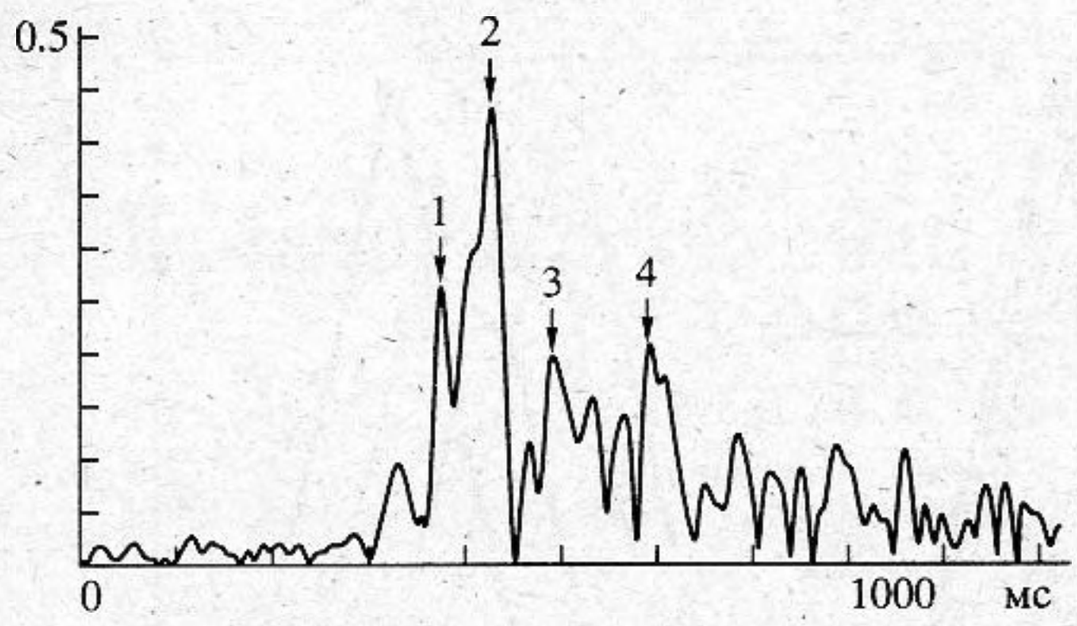

Рис. 2. Огибающая нормированной функции взаимной корреляции принятого сигнала с исходным. Стрелками и номерами обозначены максимумы, использованные для измерений изменчивости времен распространения сигналов по отдельным лучам.

Если a_1 мало, то $\mathrm{tg}\,\varphi = \mathrm{tg}\,2\omega\tau$, но если мал второй член в знаменателе, то $\mathrm{tg}\,\varphi$ пропорционален отношению амплитуд мешающего и рассматриваемого сигналов:

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{a_2}{2a_1}\exp(-4\alpha\tau^2)\sin 4\omega\tau. \qquad (7)$$

Как видно, в случаях, когда перекрытие мало ($\exp(-4\alpha\tau^2) \ll 1$), $\mathrm{tg}\,\varphi$ остается малым даже при значительных амплитудах мешающего сигнала ($a_2 > a_1$). При сильном перекрытии ($\exp(-4\alpha\tau^2) \simeq 1$) и равных амплитудах сигналов

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{\sin 4\omega\tau}{3 + \cos 4\omega\tau}.$$

Откуда следует, что $\mathrm{tg}\,\varphi$ не выходит за пределы $\pm 1/3$, т.е. остается внутри интервала $\pm 18.5°$ независимо от частоты. Из приведенного рассмотрения ясно, что изменчивость времен распространения частично перекрывающихся сигналов по отдельным лучам правильнее измерять по фазе заполнения корреляционной функции, чем по ее огибающей.

Экспериментальная часть работы выполнена в сентябре 1992 года на 30-километровой стационарной трассе, оборудованной сотрудниками Северного филиала Акустического института. Конфигурация лучей с наименьшими временами распространения по трассе изображена на рис. 1. Источник и приемник были расположены вблизи дна. Глубина источника 90 м, глубина приемника 190 м. Излучался повторяющийся сигнал с линейной частотной модуляцией в полосе частот 423 - 497 Гц. Продолжительность цикла 4 с. Отношение сигнала к помехе в месте приема было не менее 10 дБ. Как видно на рисунке, лучи приходят на приемник после 2 - 5-кратного отражения от дна в начальной части трассы. Их углы выхода из источника расположены в интервале от 4.12 до 9.7 град. Поскольку вертикальный градиент скорости звука на глубине источника близок к $a = 0.013$ 1/км, величина $(a\lambda/2\pi)^{1/3} \simeq 1°$ и лучевой подход для наших качественных рассуждений оправдан [9]. Волнение моря в период экспериментов не превосходило четырех баллов и не порождало сильных флуктуаций сигнала (параметр Релея не превосходил 0.2 для углов скольжения 10°). На рис. 1 не приведены лучи, отраженные от дна более чем 5 раз. На практике они существуют и приводят к затягиванию сигнала во времени.

Принятый сигнал был записан на магнитофон одновременно со стабильным пилот-сигналом, который при обработке использовался для синхронизации специализированной ЭВМ. Частота взятия выборочных значений входного сигнала была 4096 Гц. Пример огибающей нормированной функции взаимной корреляции принятого сигнала с исходным, рассчитанной по одному 4-секундному циклу, приведен на рис. 2.

По горизонтальной оси отложены значения задержки исходного сигнала, отсчитанные от условного нуля. Как легко заметить, кривая имеет сложный вид со многими максимумами, имеющими различную ширину и высоту. Ширина наиболее узкого пика приближенно равна 13 мс, что соответствует ширине спектра излученного сигнала 74 Гц. Большинство остальных максимумов значительно шире из-за плохого разрешения. Общая продолжительность сигнала существенно превосходит 0.5 с, что характеризует трассу как довольно "звонкую". Заметим, что расчетная разность времен прихода сигналов по лучам, изображенным на рис. 1, составляет 30 мс. Поэтому в большинстве случае они не разрешаются и совместно образуют самый левый широкий пик на рис. 2, а основная энергия сигнала приходит по лучам с числом отражений от дна более пяти. В связи с отсутствием подробных характеристик дна более детально проанализировать эти лучи затруднительно.

Нас интересовала изменчивость времени распространения сигналов по отдельным лучам. В качестве исследуемых были выбраны те, которые обусловили корреляционные максимумы, помеченные на рис. 2 стрелками и цифрами от 1 до 4. Как уже отмечалось, измерения проведены двумя способами: по положению максимумов огибающей и по фазе несущей корреляционной функции, которая на рис. 2 не представлена. Если бы корреляционные функции не перекрывались и не происходило бы сдвигов фаз сигнала на каустиках и границах волновода, результат обработки представлялся бы суммой автокорреляционных функций, сдвинутых на время распространения. Тогда максимумы огибающей совпадали бы с максимумами несущей, как, например, в функции (1) при $t = 0$. Поэтому при втором способе обработки программа следила за положением максимума не-

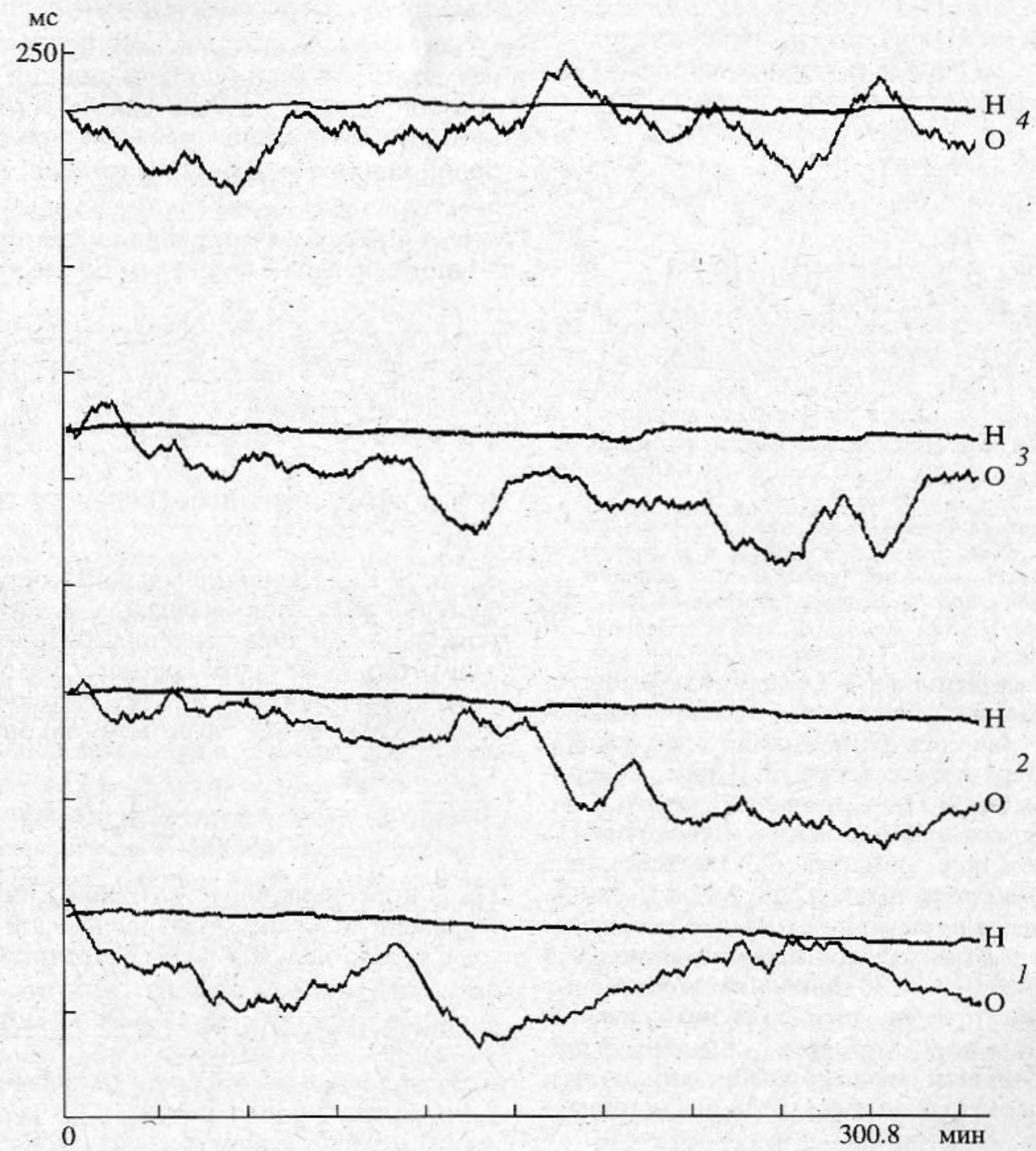

Рис. 3. Изменения времен распространения сигналов по лучам *1* - *4*, полученные при измерениях по огибающей (О) и фазе несущей (Н) корреляционных функций.

сущей, который в начале измерений был ближайшим к выбранному максимуму огибающей. Исключением является луч *1*, где отслеживался максимум, положение которого было несколько сдвинуто. Результаты измерений, выполнявшихся около 5 часов, приведены на рис. 3.

Здесь по горизонтальной оси отложено текущее время в минутах, по вертикальной – время появления максимумов в миллисекундах. Начало отсчета на обеих осях условно. Разность времен прихода сигналов по лучам *1* и *4*, как и на рис. 2, около 180 мс. Результаты, полученные по огибающей и по несущей, обозначены соответственно буквами "О" и "Н". Поскольку изменения времен распространения происходили медленно, вычисления производились по каждой 16-й посылке, т.е. каждые 64 секунды (напомним, что обусловленная частотой взятия выборок дискретность по вертикальной оси составляла 0.25 мс). Заметим также, что вследствие небольшой разницы в частотах задающих генераторов в синтезаторах излучаемой посылки и пилот-сигнала, наблюдался медленный тренд измеряемых величин по линейному закону. Он скомпенсирован применительно к кривой 4 "Н", а остальные кривые построены с учетом этой компенсации, т.е. как бы при точном совпадении частот генераторов.

Ожидаемые различия в поведении кривых хорошо просматриваются на рис. 3. Времена распространения сигналов по лучам, измеренные по фазе несущей, флуктуируют существенно меньше, чем измеренные по огибающей. Так, среднеквадратичное отклонение для кривой *4* "Н" составляет 0.904 мс, в то время как для кривой *4* "О"

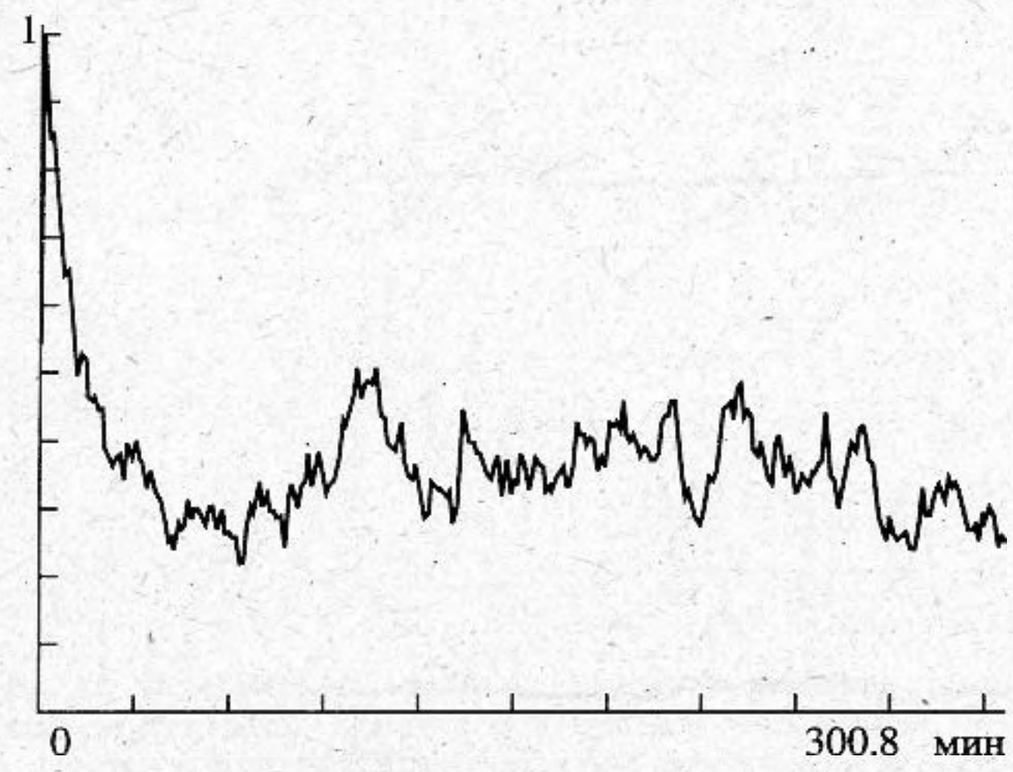

Рис. 4. График наибольших значений нормированной корреляции двух сигналов, принятых в различное время. Разность моментов приема 0 - 5 ч, дополнительная компенсация при подборе задержки ±2 с.

почти на порядок больше – 7.674 мс. Кроме флуктуаций наблюдаются медленные изменения времен распространения. Они хорошо прослеживаются при измерениях по несущей. В ходе эксперимента разность времен прихода сигналов по лучам *1*, *2*, *3* по отношению к лучу *4* увеличивается приблизительно линейно. Соответственные скорости изменений близки к 2.12; 2.12 и 1.13 мс/ч. Такие малые скорости могут быть обусловлены лишь медленными, по-видимому, приливными процессами на трассе. Однако и их достаточно для того, чтобы принятый в начале эксперимента сигнал перестал коррелировать с сигналом, излученным и принятым спустя некоторое время, несмотря на высокую повторяемость сигнала синтезатора.

График спада нормированной корреляции в течение пятичасового эксперимента приведен на рис. 4. В качестве эталона использован сигнал, принятый гидрофоном после излучения одного из первых циклов зондирующей посылки. Длина эталона, как и длина цикла посылки, равна 4 с. Она коррелирует с сигналом такой же длительности, но принятым позже с шагом 64 с. Разность времен излучения при обработке скомпенсирована. На графике отложены наибольшие значения корреляции в диапазоне относительных задержек $\tau = \pm 2$ с. Как легко заметить, корреляция падает в e раз в течение первого получаса, после чего флуктуирует вблизи значения 0.3. Чтобы впоследствии связать ход корреляционной кривой с изменчивостью времен распространения сигналов по лучам, запишем принятый сигнал в виде

$$S(t) = \sum_{m=1}^{N} a_m f(t - \bar{t}_m, \varphi_m).$$

Для простоты будем считать, что флуктуируют только времена прихода $\bar{t}_m$, флуктуации по лучам независимы и малы по сравнению с интервалом автокорреляции сигнала. Кроме того, пусть времена распространения составляющих сигнала $S_0(t)$, принимаемого в качестве эталона, равны средним значениям $\bar{t}_n$ времен по каждому лучу. Тогда ненормированная корреляционная функция эталонного сигнала с принятым позже равна

$$\overline{S_0(t-\tau)S(t)} = \\ = \sum_{n,m=1}^{NN} a_n a_m \overline{f(t - \bar{t}_n - \tau, \varphi_n) f(t - t_m, \varphi_m)} = \\ = \sum_{n,m} a_n a_m \rho(\bar{t}_m - \bar{t}_n - \tau) \cos\left[\omega(t_m - \bar{t}_n - \tau) + \varphi_m - \varphi_n\right]. \quad (8)$$

Здесь $\rho(t)$ – огибающая автокорреляционной функции излученного сигнала, а черта означает усреднение по длине сигнала. Функция (8) флуктуирует из-за того, что времена t_m не остаются постоянными от цикла к циклу. Пусть они распределены по N-мерному гауссовому закону:

$$W(t_1 \ldots t_m \ldots t_N) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^N}} \prod_{l=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{t_l}} \exp\left(-\frac{(t_l - \bar{t}_m)^2}{2\sigma_{t_l}^2}\right).$$

Тогда корреляционную функцию, дополнительно усредненную по ансамблю реализаций времен прихода, можно записать через N-кратный интеграл

$$\overline{\langle S_0(t-\tau)S(t)\rangle} = \sum_{n,m}^{NN} \frac{a_n a_m \rho(\bar{t}_m - \bar{t}_n - \tau)}{\sqrt{(2\pi)^N}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \ldots \int \cos(\omega(t_m - \bar{t}_n - \tau) + \varphi_m - \varphi_n) \times \\ \times \prod_{l=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{t_l}} \exp\left(-\frac{(t_l - \bar{t}_m)^2}{2\sigma_{t_l}^2}\right) d_{t_1} \ldots d_{t_N}.$$

Взяв отдельно табличные интегралы при $l = m$ и $l \neq m$, получим

$$\overline{\langle S_0(t-\tau)S(t)\rangle} = \sum_{n,m}^{NN} a_m a_n \rho(\bar{t}_m - \bar{t}_n - \tau) \times \\ \times \cos\left[\omega(\bar{t}_m - \bar{t}_n - \tau) + \varphi_m - \varphi_n\right] \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma_{t_m}^2}{2}\right). \quad (9)$$

Ансамбль реализации t_m можно получить из последовательности циклов принимаемого сигнала. Однако, если число лучей (как у нас) велико, то, как видно на рис. 4, усреднение по одному циклу оказывается достаточным для выявления скорости спада корреляции.

Считая дисперсии флуктуаций времен прихода для всех лучей одинаковыми ($\sigma^2_{t_m} = \sigma^2_t$), получим из (9) значение среднеквадратичных отклонений σ_t, при которых корреляция падает в e раз, $\sigma_t = \sqrt{2}/\omega = \sqrt{2}/2\pi 500 = 0.45$ мс. Флуктуации нарастают медленно. Используя значения скорости 1 - 2 мс/ч, измеренные в эксперименте, получим, что корреляция должна падать в e раз через 0.25 - 0.5 ч, как и наблюдалось на практике. На рис. 3 можно видеть, что скорость нарастания флуктуаций при измерениях по огибающей по крайней мере на порядок выше, и использование ее для прогноза времени стабильности сигнала на трассе было бы ошибочным.

Остается заметить, что на рис. 4 корреляция нигде не спадает до нуля. Это на первый взгляд противоречит выражению (9). Очевидное объяснение связано с усреднением по одному циклу сигнала. Левая часть кривой образована суммой диагональных членов, в то время как правая часть – отдельными слагаемыми с наибольшим значением $a_m a_n$. В первом случае при флуктуирующих $\bar{t}_m$ невозможно подобрать значение задержки τ, компенсирующее все $\bar{t}_m$ одновременно, во втором – программа это делает автоматически, и эффект усреднения отсутствует. На не приведенном здесь графике значения τ вначале флуктуируют вблизи нуля, а затем размах флуктуаций возрастает в соответствии со значениями $\bar{t}_m - \bar{t}_n$ при $m \neq n$.

Подведем итоги. Используя широкополосную посылку, можно измерять времена ее распространения по отдельным лучам не только при хорошем разрешении сигналов на выходе согласованного фильтра, но и при частичном перекрытии. Взамен сложной оптимальной обработки сигналов можно использовать слежение за фазой несущей корреляционной функции. Измерения по положению максимумов огибающей перекрывающихся сигналов могут дать неверные результаты. Эксперимент по измерению изменчивости времен распространения сигналов со средней частотой 460 Гц на стационарной трассе длиной 30 км в мелком море показал наличие их медленных изменений со скоростью порядка единиц миллисекунд в час.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Хелстром К.* Статистическая теория обнаружения сигналов. М.: Изд-во Иностр. лит., 1963.
2. *Ehrenberg J.E., Ewart T.E., Morris R.D.* Signal-processing techniques for resolving individual pulses in a multipath signal // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. P. 1861 - 1865.
3. *Ewart T.E., Ehrenberg J.E., Reynolds S.A.* Observations of the phase and amplitude of individual Fermat paths in a multipath environment // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 6. P. 1801 - 1808.
4. *Worcester P.F., Cornuelle B.D., Hildebrant J.A., Hodgkiss W.S.Jr., Duda T.F., Boyd J., Howe B.M., Mercer J.A., Spindel R.C.* A comparison of measured and predicted broadband acoustic arrival patterns in travel time-depth coordinates an 1000-km range // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3118 - 3128.
5. *Козельский А.Р., Мазанников А.А., Мигулин А.А., Петников В.Г., Шмелев А.Ю.* Об измерении времени распространения импульсных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 5. С. 854 - 858.
6. *Попов Р.Ю., Семенов Ю.В.* Временна́я изменчивость функции акустического отклика океанического волновода, включающего шельфовую зону // Акуст. журн. 1994. Т. 41. № 4. С. 644 - 646.
7. *Ewart T.E.* Acoustik fluctuations in the open ocean – A measuurement using a fixed refracted path // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. № 1. P. 46 - 59.
8. *Williams R.E., Battestin H.F.* Time coherence of acoustic signals transmitted over resolved paths in the deep ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 59. № 2. P. 312 - 328.
9. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.

Travel Time Variability of Signals Propagating along Individual Rays in a Shallow Sea

V. R. D'yachenko and Yu. I. Tuzhilkin

Measuring travel times of signals propagating along individual rays in a sea waveguide is considered. It is shown that a measuring procedure that use a maximum location of an envelope of the correlation function leads to less accurate estimates than one that uses a carrier phase of the correlation function when output signals of a filter matched with the emitted signal are not completely resolved. Data obtained by means of both approaches used to process signals propagating along a fixed 30-km path in a shallow sea are presented.