АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 4, с. 480–484

УДК 534.221:534.608

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТРАССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА В СРЕДЕ С ПОМЕХАМИ, ДИСПЕРСИЕЙ И СЕЛЕКТИВНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

© 2006 г. В. А. Зверев, Н. Е. Никитина*

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
**Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН,*
603024 Нижний Новгород, ул. Белинского 85
E-mail: zverev@hydro.appl.sci-nnov.ru.

Поступила в редакцию 01.07.05 г.

Предложен способ обработки акустических сигналов, позволяющий в условиях сильных искажений формы импульса, вызванных влиянием дисперсии и селективного поглощения в среде, а также наличием шума, определять как время распространения импульса, так и величины дисперсии и поглощения. Способ основан на измерении комплексной частотной характеристики трассы распространения импульсных сигналов, которая в узкой частотной полосе определяется значением искомых параметров среды. Для определения величин параметров трассы на основе акустических измерений предлагаются кепстральный анализ и численное дифференцирование. Приведены результаты численных экспериментов.

PACS: 43.60.-c,43.30.Bp

Для решения различных задач изучения акустических и других свойств природных и искусственных сред широко используются импульсные методы определения скорости и затухания акустических волн. С этой целью используется акустическая трасса, по одну сторону которой находится излучатель импульсов, а по другую сторону приемник колебаний. Таким образом, кстати, была впервые измерена скорость звука в воздухе – по времени прихода звука выстрела к слушателю, находящемуся на известном расстоянии от стрелка. Иногда и излучатель, и приемник акустических колебаний находятся в одном и том же месте, эти функции может выполнять одно и то же устройство. Такие условия диктуют задачи акустического зондирования удаленных объектов в атмосфере, океане или земной толще, а также задачи неразрушающего акустического контроля конструкционных материалов [1–3].

Для определения скорости распространения импульса трасса выбирается с таким расчетом, чтобы расстояние между точками приема и излучения было бы известно с необходимой точностью. И наоборот, чтобы определить неизвестное расстояние до объекта исследования, надо знать как время распространения сигнала, так и акустические характеристики трассы его распространения. Однако при определении времени распространения импульса в среде с дисперсией и селективным поглощением возникают трудности, связанные с тем, что принятый импульс вследствие влияния перечисленных факторов изменяет свою форму.

Предлагаемый метод измерения параметров трассы распространения сигналов поясним на конкретном примере. В качестве зондирующего сигнала возьмем сигнал в виде косинусоидального импульса с гармоническим заполнением с амплитудой, убывающей по гауссову закону вида:

$$S(t) = \exp(-\alpha t^2)\cos(\Omega t), \qquad (1)$$

где α – коэффициент, определяющий форму импульса; Ω – несущая частота импульса.

Когда в среде отсутствуют как дисперсия, так и поглощение, время распространения импульса можно точно определить путем совмещения принятого импульса с посланным. Для этого достаточно задержать посланный импульс на такое время, при котором все точки принятого и посланного импульса совместятся. На этом основаны, в частности, многие методы определения скорости ультразвука, связанные с совмещением (наложением) этих импульсов, такие, как метод фазовой компенсации (интерференции импульсов) и аналогичные импульсно-фазовые способы измерения скорости волн.

Теперь введем в среду селективное поглощение и дисперсию. Форма импульса изменится. Это изменение может оказаться столь существенным, что простое совмещение прямого и задержанного сигналов станет невозможным. Какие моменты

на осциллограммах импульсов следует совмещать для получения более или менее достоверных данных о времени распространения импульса вдоль трассы, зависит от конкретной формы и параметров частотной характеристики тракта. Для конкретного вида дисперсионной зависимости и селективного поглощения можно указать, какие точки на осциллограммах следует совмещать для получения достоверной и точной информации о величине времени распространения импульса вдоль трассы [4]. Однако для этого надо располагать информацией о частотной зависимости дисперсии и селективного поглощения и их относительной роли в формировании вида импульса на выходе трассы. Такой информации, как правило, нет. Кроме того, столь сложный и ненадежный способ (влияние шумов не учитывается) в виде совмещения отдельных точек искаженных импульсов дает в лучшем случае информацию только об одном параметре, представляющем интерес, а именно, только лишь о времени распространения импульса вдоль трассы.

На самом деле для получения информации о среде совмещать осциллограммы совсем не нужно, так как результаты сделанных измерений позволяют определить частотную характеристику тракта приема передачи и его параметры. Излагаемый здесь метод является развитием метода, успешно использованного при измерении времени распространения акустического импульса в море [5].

Представим трассу распространения волн в виде четырехполюсника, обладающего частотной характеристикой. По своему определению [1] частотная характеристика представляет собой отклик четырехполюсника на комплексный сигнал вида $\exp(i\omega t)$. Это записывается следующим образом [1]:

$$x(t) = \exp(i\omega t), \quad y(t) = Z(\omega)\exp(i\omega t), \tag{2}$$

где $x(t)$ – сигнал на входе четырехполюсника; $y(t)$ – сигнал на его выходе; $Z(\omega)$ – частотная характеристика.

Определим вид частотной характеристики посредством соотношения:

$$Z(\omega) = \exp(i\Phi(\omega)), \tag{3}$$

где $\Phi(\omega)$ – комплексная функция.

В общем случае функция $\Phi(\omega)$ может зависеть от частоты весьма сложным образом. Способ измерения параметров среды, который мы здесь используем, предполагает, что вид $\Phi(\omega)$ известен с точностью до некоторых коэффициентов, определяемых параметрами среды. Чтобы это было так, мы воспользуемся тем обстоятельством, что измерения выполняются в малой окрестности несущей частоты. В окрестности этой частоты мы представим действительную часть функции $\Phi(\omega)$ в виде разложения в степенной ряд следующего вида:

$$\Phi(\omega) = \frac{d\Phi}{d\omega}\omega + \frac{1}{2}\frac{d^2\Phi}{d\omega^2}\omega^2. \tag{4}$$

Выражение (4) справедливо в окрестности несущей частоты Ω, а отсчет частоты мы будем продолжать делать от нуля частот. В узком частотном интервале будем считать:

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = \tau, \tag{5}$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \gamma\tau, \tag{6}$$

где τ – величина задержки сигнала; γ – параметр, определяющий дисперсию среды распространения сигнала.

Мнимая часть функции $\Phi(\omega)$ определяет коэффициент поглощения акустических волн в среде. Эту часть функции в указанной окрестности несущей частоты будем считать пропорциональной частоте:

$$\mathrm{Im}(\Phi(\omega)) = \beta\tau\omega. \tag{7}$$

С учетом (3)–(7) искомое выражение для частотной характеристики среды может быть записано в виде:

$$Z(\omega) = \exp\left(i\omega\tau + i\frac{\gamma}{2}\tau\omega^2 - \beta\tau\omega\right). \tag{8}$$

Спектр Фурье импульса, прошедшего среду, характеризуемую частотной характеристикой (8), примет вид:

$$G(\omega) = A(\omega)Z(\omega), \tag{9}$$

где $A(\omega)$ – спектр Фурье посланного импульса. Форму принятого импульса получим с помощью обратного преобразования Фурье от функции (9). Результат такого преобразования показан на рис. 1. Теперь точное определение времени распространения импульса путем совмещения принятого и задержанного посланного импульсов невозможно, так как оба импульса имеют существенно разную форму. В книге [2], где, в отличие от многих других публикаций по определению скорости ультразвука, физике распространения акустических волн уделено значительное внимание, имеется замечание на эту тему: отмечено, что при использовании метода компенсации “в действительности не происходит полного гашения сигналов из-за их искажения и неточного совпадения фронтов”. Однако подробного анализа погрешностей, связанных с этими эффектами, в книге нет.

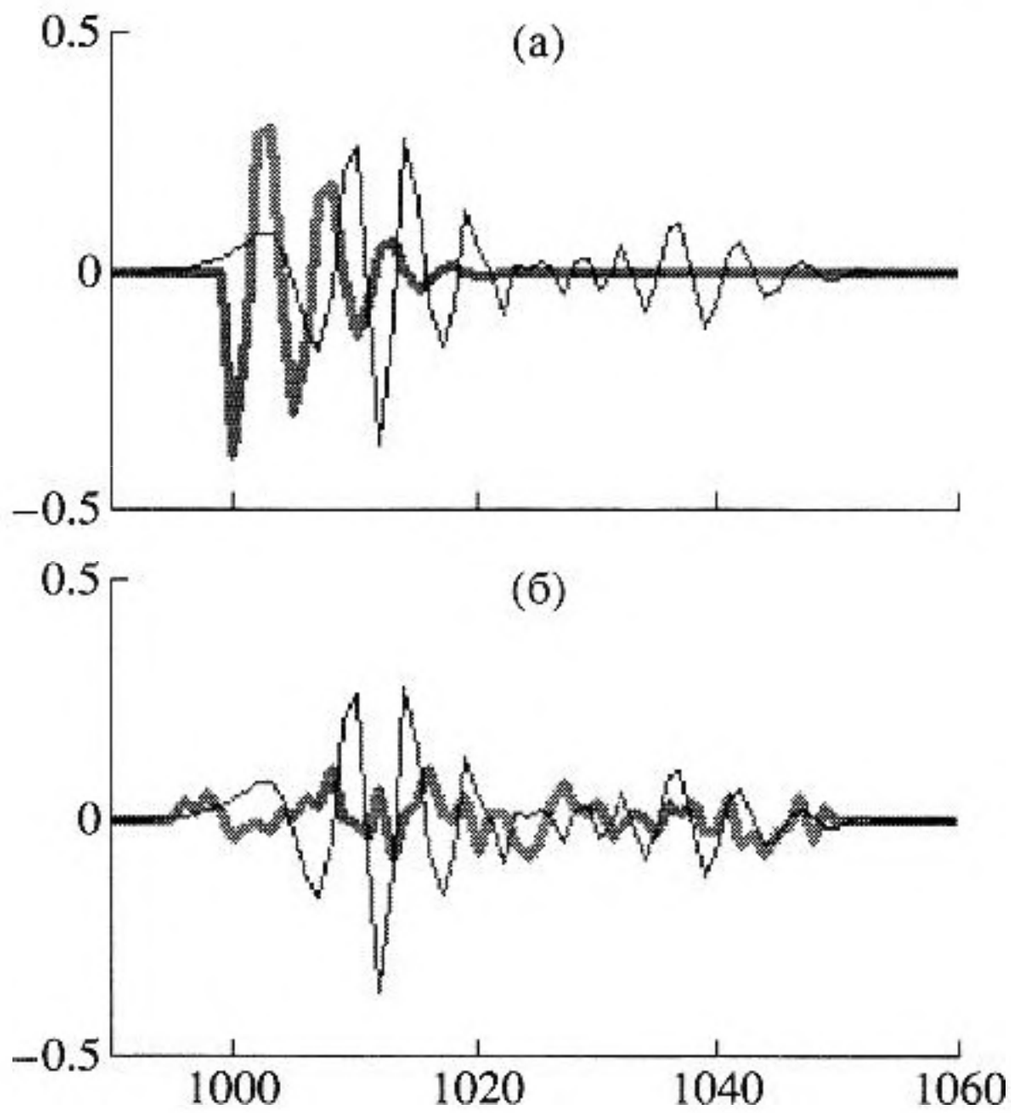

Рис. 1. Импульсы: исходный (а) (жирная линия) и после прохождения среды (а) (тонкая линия) и (б) (тонкая линия). Добавленный шум уровня –10 дБ относительно сигнала (б) (жирная линия).

На форму выходного импульса оказывают влияние как параметры среды, так и шумы. На рис. 1 показаны осциллограммы сигналов и шума, который на 10 дБ меньше уровня сигнала во временно́й области его существования. Только наличие шума такого уровня при отсутствии других искажающих факторов (дисперсии и поглощения) не дает возможности достаточно точно совместить излучаемый и принятый импульсы.

В результате опыта мы располагаем входным сигналом четырехполюсника и выходным сигналом того же четырехполюсника. Спектры Фурье этих сигналов связаны формулой (8). Поэтому, поделив известный нам спектр выходного импульса $G(\omega)$ на также известный нам спектр входного импульса $A(\omega)$, мы получим частотную характеристику $Z(\omega)$.

Теперь остается на основе полученной частотной характеристики трассы распространения определить искомые параметры материала трассы. Искомыми параметрами являются коэффициенты, входящие в формулу (8). В работе [6] предложен способ определения дисперсии среды по виду фазового спектра прошедшего сквозь нее негармонического сигнала. Фазовый спектр находится как арктангенс отношения мнимой и действительной частей спектра "выходного сигнала". Таким путем фазовый спектр определяется в пределах $\pm\pi$. Для преодоления этого ограничения авторы используют цепь обратной связи, приводящую фазу к нулю. Как показано ниже, ничего этого делать не надо. Вопросы влияния селективного поглощения среды на распространение сигнала в [6] не рассматриваются.

Связь частотной характеристики с искомыми параметрами экспоненциальная. Следовательно, для определения параметров среды распространения сигнала следует логарифмировать полученное отношение комплексных Фурье спектров выходного и входного сигналов [5]:

$$W(\omega) = \ln(G(\omega)/A(\omega)) \tag{10}$$

или:

$$W(\omega) = \ln(Z(\omega)) = \ln|Z(\omega)| + i\arg(Z(\omega)). \tag{11}$$

Применяя логарифмирование спектров, мы входим в область кепстрального анализа, но только частично, так как нами не используется обратное преобразование Фурье от логарифма спектра.

На основании (8) функция $W(\omega)$, определяемая (11), следующим образом связана с искомыми значениями параметров среды:

$$\arg(W(\omega)) = \tau\omega + \frac{\gamma}{2}\tau\omega^2, \tag{12}$$

$$\ln|W(\omega)| = -\beta\tau\omega. \tag{13}$$

Частотный интервал спектра Фурье определяется числом дискретных точек отсчета функции N. Спектр комплексного преобразования Фурье состоит также из N точек. Нам достаточно рассмотреть действительное преобразование Фурье, спектр которого состоит из $0.5N$ точек. Частота в спектре Фурье определяется безразмерным параметром – номером дискретного отсчета точки спектра k. Связь номера точки спектра k с частотой ω следующая [7]:

$$k = \frac{\omega N}{2\pi F}, \tag{14}$$

где F – частота временного квантования сигнала при его вводе в устройство запоминания.

Соотношения (12)–(13) в переменных k, связанных с частотой (14), могут быть записаны следующим образом:

$$\arg(W) = T(k)\left[\frac{2\pi}{N}\tau kF + \left(\frac{2\pi}{N}\right)^2\frac{1}{2}\gamma\tau k^2F^2\right], \tag{15}$$

$$\ln(|W(k)|) = -\frac{2\pi}{N}\beta\tau kFT(k), \tag{16}$$

где $T(k)$ – множитель, отличный от нуля только в небольшой окрестности несущей частоты, в пределах которой мы считаем справедливым разложение в степенной ряд (4).

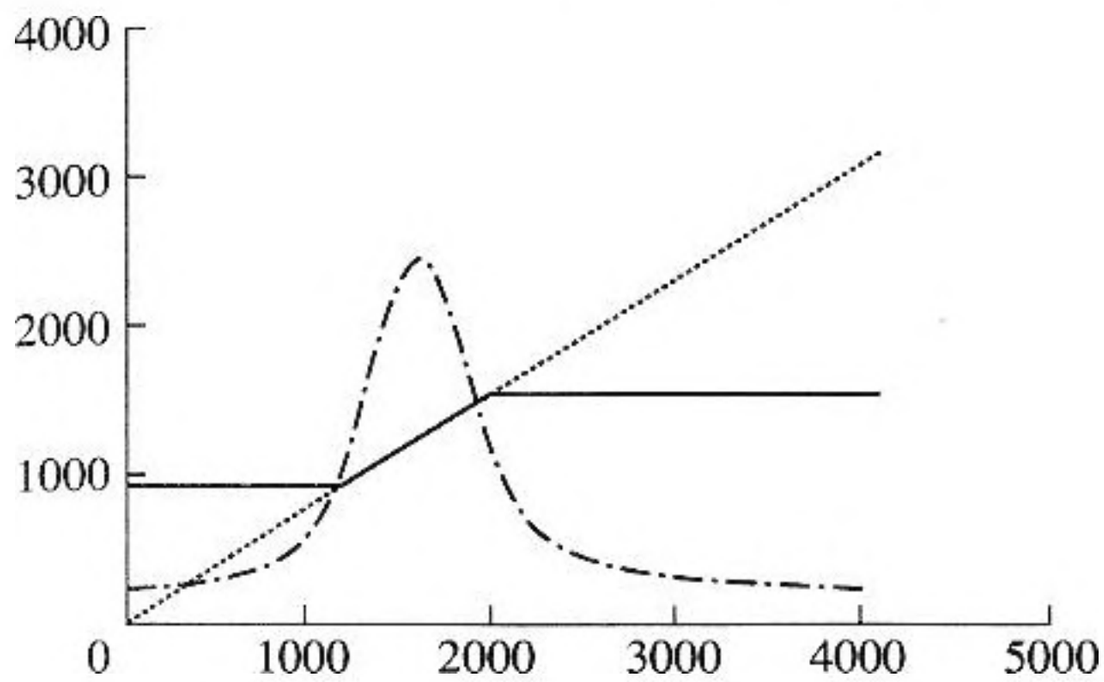

Рис. 2. Аргумент частотной характеристики, заданный (12) (пунктир) и вычисленный на основе (10). Фурье спектр сигнала (штрих-пунктир).

На рис. 2 показан аргумент $W(k)$ в виде функции параметра k. Аргумент получен в виде плавной функции без скачков на 2π. Метод, позволяющий нужным образом выполнить эту операцию, описан в работах [7, 8]. На основе кривой, показанной на рис. 2, удовлетворяющей уравнению (15), надо определить два параметра, входящих в это уравнение, – время распространения импульса τ и дисперсионный параметр, определяемый коэффициентом γ при квадратичном члене (15).

Чтобы избежать необходимости решать уравнение (15), содержащее линейные и квадратичные члены, целесообразно численно продифференцировать полученную зависимость (15). Для численного дифференцирования вводится новый массив данных, который короче прежнего на 1 член. Обозначим безразмерную переменную этого массива данных n. Тогда формула численного дифференцирования выглядит следующим образом:

$$D(W)_n = \arg(W)_{n+1} - \arg(W)_n. \qquad (17)$$

Связь искомых параметров с производной, определяемой (17), становится линейной, что упрощает процедуру определения параметров. Эта связь следующая:

$$D(W)_n = \frac{2\pi}{N}\tau F + \left(\frac{2\pi}{N}\right)^2 \gamma\tau F n. \qquad (18)$$

На основе формулы (18) легко найти искомые параметры.

На рис. 3 показана функция $D(W)_n$, построенная двумя методами: дифференцированием данных численного эксперимента (сплошная линия) и по формуле (18) (пунктир). На врезке показан результат дифференцирования данных численного эксперимента в укрупненном масштабе по вертикали. На врезке благодаря укрупнению масштаба видны шумы, добавленные к сигналу при численном эксперименте.

Приведенные выше расчеты и рассуждения никак не затрагивают величины селективного поглощения, так как эта величина определяется не аргументом, а модулем функции $W(\omega)$. Логарифм модуля функции $W(k)$ показан на рис. 4. Из этого рисунка можно найти искомый коэффициент β, определяющий селективное поглощение. Селективное поглощение определяется с меньшей помехоустойчивостью. Поэтому при большом уровне шума, принятом в численном эксперименте, удается определить только величину одного параметра β, а определить частотную зависимость поглощения не удается. Однако в реальном опыте, учитывая, что он проводится в активном режиме, удается достичь существенно меньшего уровня шума (меньше –30 дБ), что позволит определять вид зависимости селективного поглощения от частоты.

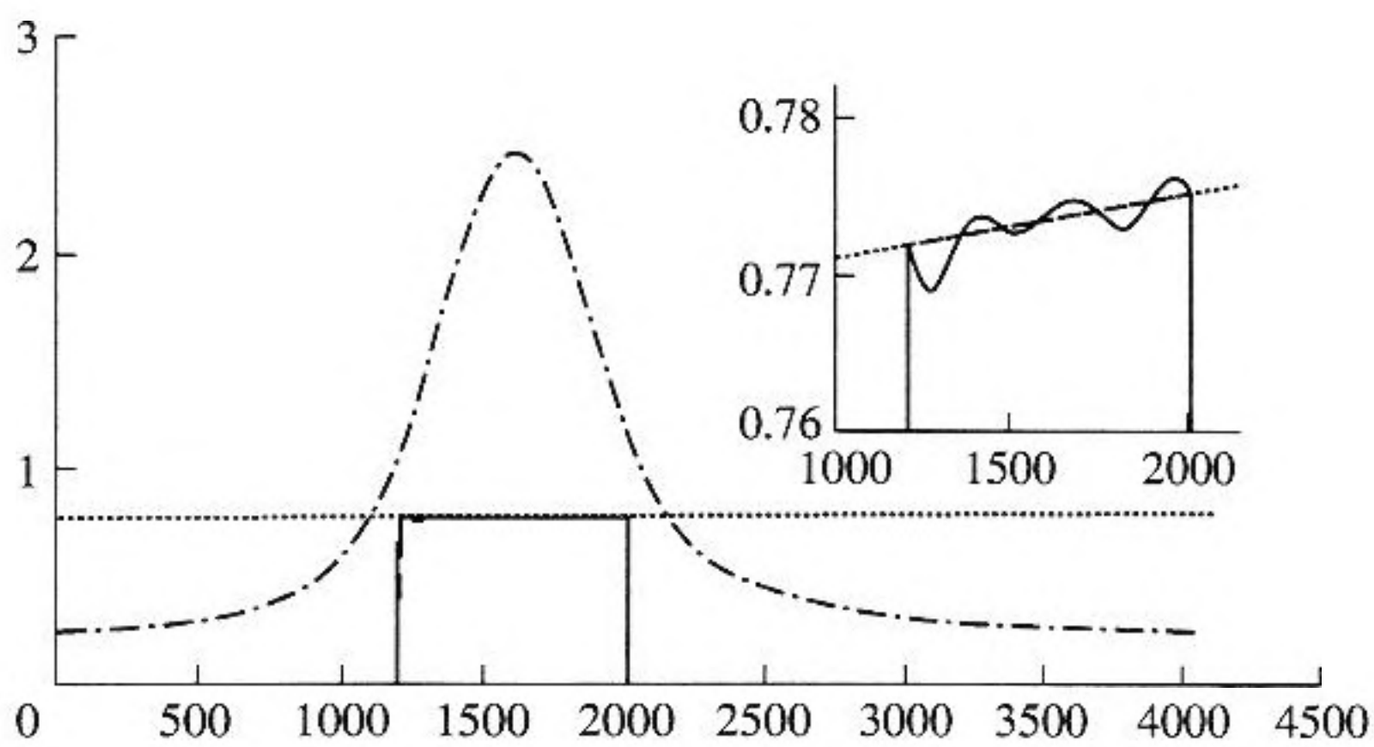

Рис. 3. Численная производная аргумента заданной частотной характеристики (пунктир) и та же, полученная в результате численного опыта (сплошная линия). На врезке результат численного опыта в крупном масштабе вдоль вертикали. Спектр сигнала (штрих-пунктир).

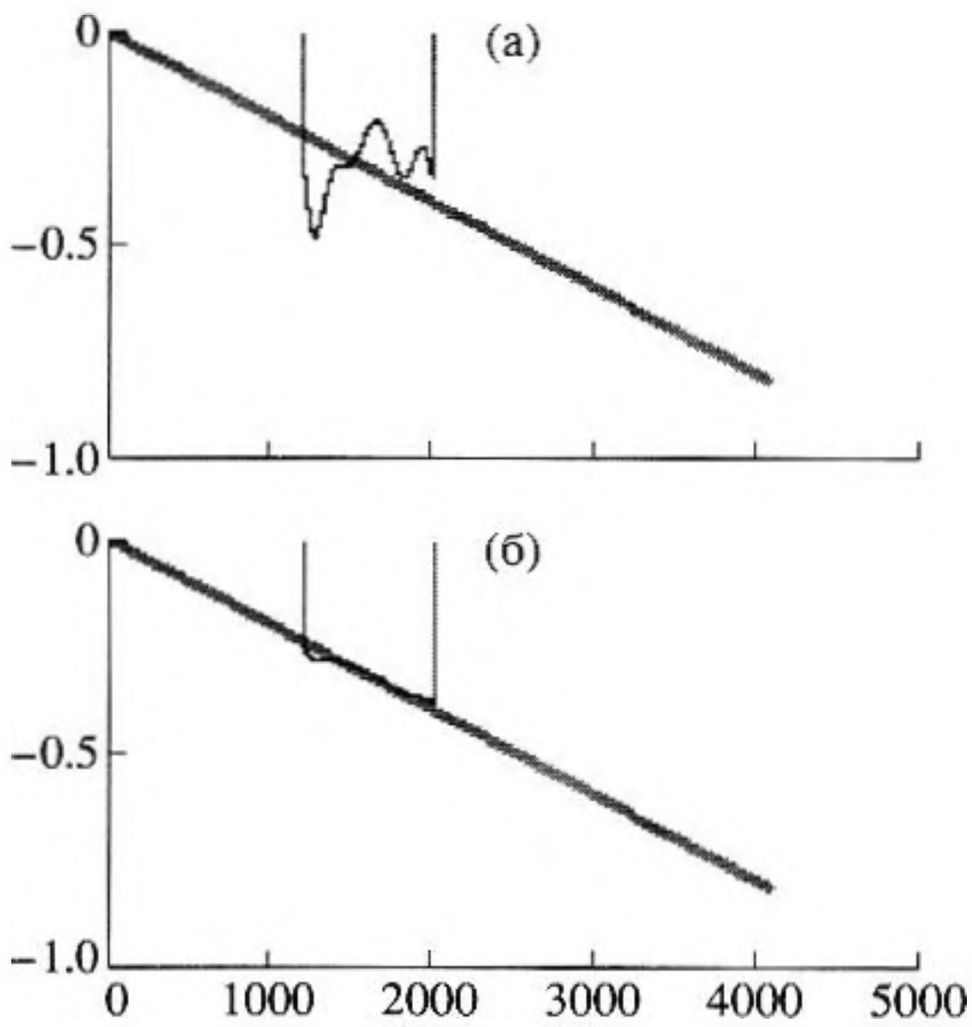

Рис. 4. Логарифм модуля частотной характеристики. Заданное значение (жирная линия) и результат численного эксперимента (тонкая линия). Уровень шума –10 дБ (а) и –30 дБ (б).

Таким образом, описанная процедура позволяет с большой помехоустойчивостью определять величины задержек импульсов и дисперсии среды и, с существенно меньшей помехоустойчивостью, величину селективного поглощения акустических волн в исследуемой среде.

Работа поддержана грантами РФФИ (проект № 05-02-17512, № 04-02-17193) и грантом Президента РФ "Научные школы" (№ НШ1-1641.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зверев В.А.* Радиооптика. М.: Сов. Радио. 1975. 304 с.
2. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
3. *Никитина Н.Е.* Акустоупругость. Опыт практического применения. Н. Новгород: ТАЛАМ, 2005. 208 с.
4. *Никитина Н.Е.* Об одной составляющей погрешности измерения фазовой скорости ультразвука импульсным методом // Дефектоскопия. 1989. № 8. С. 23–29.
5. *Зверев В.А., Стромков А.А.* О возможностях кепстрального анализа в уточнении взаимных задержек и амплитуд сигналов. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 645–651.
6. *Sachse W., Pao Y.-H.* On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. № 8. P. 4320–4327.
7. *Зверев В.А., Стромков А.А.* Выделение сигналов из помех численными методами. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2001. 188 с.
8. *Зверев В.А., Павленко А.А.* Об алгоритме логарифмирования комплексной функции с минимальной шириной спектра логарифма // Известия вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 7. С. 652–656.

Measurement of the Parameters of a Pulse Propagation Path in a Medium with Noise, Dispersion, and Selective Absorption

V. A. Zverev and N. E. Nikitina*

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603600 Russia

**Blagonravov Institute of Machine Science (Nizhni Novgorod Branch), Russian Academy of Sciences, ul. Belinskogo 85, Nizhni Novgorod, 603024 Russia*

e-mail: zverev@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—A method of signal processing is proposed that allows one to determine the propagation time of pulsed signals, the dispersion, and the selective absorption in the medium when the shape of the pulses is substantially distorted under the effect of the two aforementioned factors and noise. The method is based on measuring the complex frequency response of the propagation path for a narrow frequency band within which the frequency response is governed by the desired parameters of the medium. To determine the parameters of the path from the data of acoustic measurements, both cepstral analysis and numerical differentiation are used. The data of numerical experiments are presented.