АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 4

УДК 551.463.21

О СВЯЗИ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В ДОННЫХ ОСАДКАХ И РАЗНОСТНОГО ГОДОГРАФА В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

Орлов А. В.

В лучевом приближении предлагается простая методика оценки поведения профиля скорости звука в донных осадках по информации, получаемой в экспериментах, поставленных по конкретной схеме, включающей судно как источник шума и донную станцию в качестве приемника.

Строение верхних (сотни метров) слоев донных осадков интересует специалистов разных областей. В акустике океана изучаемыми характеристиками осадков являются профиль скорости звука (ПСЗ) и затухание в них. В настоящее время применяется большое количество методов акустического зондирования осадков. Часть из них представляет собой адаптацию сейсмологических методов [1—3], часть — оригинальные разработки, использующие различную заглубленную акустическую аппаратуру [4, 5].

К числу последних относится описанная в работе [6] экспериментально простая методика оценки скорости звука (СЗ) в верхних слоях осадков, основанная на использовании донного стационарного звукоприемника (R), часто применяемого в акустических экспериментах, и движущегося судна в качестве широкополосного источника звука (S) (рис. 1). В результате автокорреляционной обработки на ЭВМ принятого сигнала определяются времена задержек между отдельными его составляющими, пришедшими по различным путям (лучам). При движении судна изменяется горизонтальное расстояние между источником и приемником, что дает зависимость $\tau(x)$ — разностный годограф (РГ).

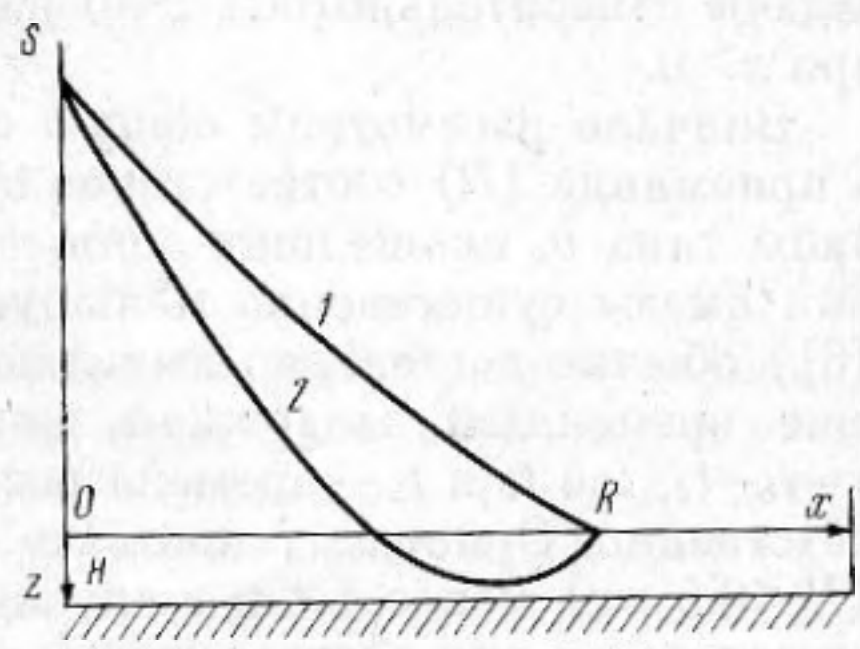

Рис. 1. Схема эксперимента: S — источник, R — приемник, *1* — прямой луч с параметром ρ, временем хода $t_d(\rho)$, набегом $x_d(\rho)$, *2* — донный луч с параметром p, временем хода $t(p)=t_d(p)+T_b(p)$ набегом $x(p)=x_d(p)+X_b(p)$. Оба луча сходятся в одной точке: $x=x(p)=x_d(\rho)$

В то время как процедура первичного анализа обычных неразностных годографов (Г), получающихся при приеме сигнала на горизонте излучения, хорошо известна и широко применяется для оценок характерных особенностей строения исследуемой среды [8], подобный аппарат анализа РГ до сих пор не развит, несмотря на перспективность использования придонных приемников при изучении донных осадков. В данной статье предложена методика оперативного получения информации об особенностях ПСЗ в осадках по РГ, являющемуся результатом обработки записей донной станции, основанная на выделении особых точек и участков РГ. Считается справедливым лучевое описание акустического поля.

Для стационарного (неподвижного) звукоприемника донные лучи сосредоточены в относительно малой его окрестности (менее 1 км), в пределах которой осадки можно считать горизонтально-слоистыми. Аналогичными будем предполагать и водные массы. Цилиндрическая симметрия

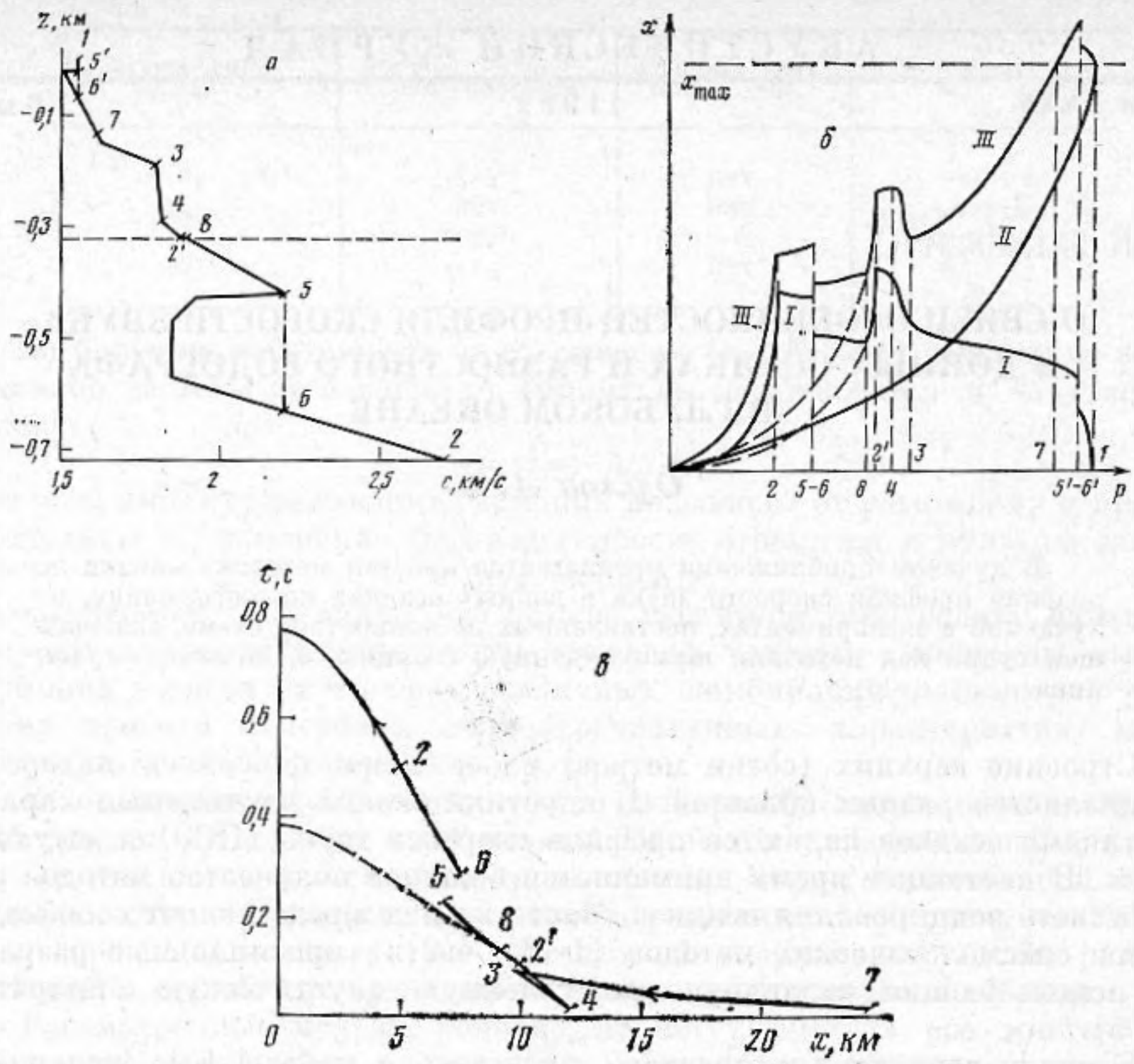

Рис. 2. Пример взаимосвязи ПСЗ $X_b(p)$ и $\tau(x)$. *а* — модельный ПСЗ в осадках, *б* — I — соответствующая ему схематическая зависимость $X_b(p)$, II — зависимость $x_d(\eta)$ для некоторого типичного ПСЗ в океане, III — их сумма $x(p)$, *в* — модельный РГ для ПСЗ с фрагмента *а*. Цифрами обозначены соответствующие друг другу особенности указанных зависимостей

задачи относительно оси $x=0$ дает возможность анализировать РГ лишь при $x>0$.

Вначале рассмотрим общую структуру РГ. Наиболее мощный сигнал в приемнике (R) соответствует прямому (водному) лучу d на рис. 1. Сигналы типа b, прошедшие донные слои, из-за достаточно сильного затухания имеют существенно меньшую интенсивность. Поэтому на опыте (см. [6]) обычно достоверно выделяются пики функции корреляции, отвечающие временным задержкам донных сигналов относительно водного: $\tau=t_b-t_d$, где t_d и t_b — времена распространения звука по лучам d и b соответственно. Отметим также, что эти задержки для верхнего слоя осадков ($H<0{,}5$ км) менее 1 с и в случае глубокого океана разнесены по времени от задержек для водных лучей, отраженных от дна и поверхности океана (менее 6 с).

При известной СЗ в океане зависимость $t_d(x)$ рассчитывается параметрически: $x=x_d(\eta)$, $t_d=t_d(\eta)$, где $x_d(\eta)$ и $t_d(\eta)$ — известные функции лучевого параметра $\eta=\cos\alpha/c(z)$, α — угол скольжения луча на горизонте z со скоростью звука $c(z)$. Легко показать, что производная $x_d'(\eta)>0$ и максимальное значение x_{max} достигается на правой границе области изменения параметров лучей, достигающих дна, т. е. при $\eta_{max}=c_{WM}^{-1}$ $c_{WM}=\max(c(z))$. Следовательно, область определения РГ, в формировании которого участвует прямой луч, ограничена отрезком $[0;\ x_{max}]$. Данная особенность разностного РГ делает невозможным традиционный для обычных годографов (Г) анализ с помощью асимптотик. Зависимость $x_d(\eta)$ схематично изображена на рис. 2, *б*.

В общем случае, зависимость $\tau(x)$ неоднозначна из-за прихода в точку приема нескольких донных лучей (каустики, отражения). Выделяя ка-

кую-либо непрерывную однозначную ветвь РГ, отметим еще одно отличие от Г: ее монотонное убывание с ростом x:

$$d\tau_i/dx=dt_{bi}/dx-dt_d/dx=p_i-\rho<0, \tag{1}$$

где $p_i=\cos\alpha_{bi}/c(0)$, $\rho=\cos\alpha_d/c(0)$ — лучевые параметры соответственно прямого и донного лучей, $\alpha_{bi}>\alpha_d$ — их углы скольжения на горизонте приема ($z=0$).

Отметим, что слой осадков ограничен снизу отражающей границей — акустическим фундаментом $z=H$, образованным базальтами. Отраженные от акустического фундамента крутые лучи (с малыми параметрами) возвращаются на горизонт приемника в окрестности $x=0$, причем чем круче луч, тем меньше координата x его точки выхода. Вертикальный донный луч ($p=0$) возвращается на горизонт приемника в точке $x=0$, прямой луч, приходящий в эту точку, также вертикален ($\rho=0$), следовательно (см. (1)), производная годографа в точке $x=0$ равна нулю. При наличии в слое осадков промежуточных отражающих границ крутые лучи на каждой из них делятся на отраженную и преломленную части. Отраженная от каждой границы часть лучей возвращается на горизонт приемника в окрестности $x=0$, следовательно, число ветвей годографа в окрестности $x=0$ равно числу отражающих границ (включая акустический фундамент) в слое осадков, причем производная каждой ветви годографа в точке $x=0$ равна нулю, поскольку эта точка соответствует вертикальному прямому лучу и отраженной части вертикального донного луча.

По известной зависимости $x_d(\eta)$ в любой точке наблюдения можно вычислить параметр прямого луча ρ и, используя (1), параметр донного луча $p=d\tau/dx+\rho$, приходящих в эту точку (индекс i принадлежности i-й ветви РГ опущен здесь и далее). Данная процедура позволит в дальнейшем говорить о параметре точки РГ, имея в виду параметр соответствующего донного луча.

Из-за малого количества отражающих границ в осадках, а также способа получения РГ на нем присутствует малое число ветвей, что приводит к необходимости более тщательного анализа имеющихся ветвей. Этим, частично, определяется выбор модели ПСЗ в осадках — изоградиентные слои преимущественно без разрыва СЗ между ними. Удовлетворительность такого выбора подтверждается и геоморфологическими данными.

В работе [9] показано, что рассматриваемый РГ, который удобно записать в параметрическом виде

$$\begin{cases} \tau=t_d(p)+T_b(p)-t_d(\rho), \\ x=x_d(\rho)=x_d(p)+X_b(p) \end{cases} \tag{2}$$

(функции $X_b(p)$ и $T_b(p)$ — горизонтальный набег и время распространения луча в дне — выражаются через ПСЗ в дне известным образом), в узкоугловом приближении представляет собой зависимость (T_b-pX_b) от x. Некоторые особенности ПСЗ на ней проявляются более ярко, чем на Г ($T_b(X_b)$ в принятых обозначениях), что позволяет надеяться на успешное решение поставленной обратной задачи выделения основных слоев в осадках и оценки скоростей звука и градиентов СЗ в них по особым точкам РГ.

Решая прямую задачу, посмотрим, чем обусловлено появление на РГ особых точек. Условие $d\tau/dx<0$ (см. (1)) дает возможность анализировать поведение РГ только по зависимости $x(p)=x_d(p)+X_b(p)$, поскольку его значения убывает (возрастают) в соответствии возрастанию (убыванию) величин $x(p)$.

Первое слагаемое ($x_d(p)$) монотонно и непрерывно возрастает от 0 при $p=0$ (вертикальный луч) до $x_{\max}$ при $p=\eta_{\max}$ (*1* на рис. 2), причем производная $x'(p)$ также монотонно и непрерывно возрастает от $x'(0)>0$ до бесконечности.

Второе слагаемое зависит от интересующего ПСЗ в осадках. Отнесем условно к осадкам всю среду ниже горизонта приемника $z=0$, который обычно располагается несколько выше реальной границы вода — осадки.

При этом первый слой условных осадков соответствует придонному слою глубокого океана, скорость звука в котором известна и характеризуется постоянным (гидростатическим) градиентом (dc/dz).

Рассмотрим сначала случай непрерывной от $z=0$ вплоть до акустического фундамента скорости звука, т. е. случай единственной отражающей границы. На рис. 2, *а* мысленно заменим первую отражающую границу, отмеченную штрихом, на тонкий слой, в котором СЗ меняется в тех же пределах, что и на границе. При этом в лучевом приближении пропадет ветвь РГ, нанесенная штриховой линией на рис. 2, *в*, а остальные ветви изменятся мало. Теперь каждому значению p соответствует только один луч и не более одной точки РГ. Производная $X_b'(p)$ может быть представлена в виде

$$2/p^2 \int_0^{z_M} c_{zz}''[(c'(z))^2\sqrt{1-p^2c^2(z)}]^{-1}\,dz-2[p^2c'(0)\sqrt{1-p^2c^2(0)}]^{-1},$$

где Z_M — точка заворота луча для рефрагированных лучей и $Z_M=H$ — для отраженных. При аппроксимации ПСЗ ломаной интеграл в точках излома z_i вычисляется и производная $X_b'(p)$ принимает вид

$$X_b'(p)=2\sum_{i=1}^{k(p)}[p^2c_i'\sqrt{1-p^2c^2(z)}]^{-1}\Big|_{z_{i-1}}^{z_i}-$$

$$-\begin{cases} 2[pc_{k+1}'\sqrt{1-p^2c^2(z_k)}]^{-1}; & p>p_R, \\ 0; & p<p_R, \end{cases} \qquad (3)$$

где $p_R=c_{MS}^{-1}$ (*2* на рис. 2) — параметр, отделяющий отраженные ($p<p_R$) лучи от рефрагированных ($p>p_R$), c_{MS} — максимальная СЗ в слоях осадков, z_{i-1} и z_i — верхняя и нижняя границы слоя с постоянным градиентом c_i', $k(p)$ — число слоев, пересекаемых лучом, последний член дается $(k(p)+1)$-м слоем, в нем рефрагирует данный луч.

В области параметров отраженных лучей производная $X_b'(p)$ положительна и стремится к бесконечности при $p\to p_R$ (см. рис. 2). Следовательно, производная $x'(p)$ также всегда положительна и значения РГ возрастают при убывании параметра в данной области изменения. Поскольку $x'(p)$ стремится к бесконечности вместе с $X_b'(p)$, вторая производная РГ

$$\tau''(x)=(x'(p))^{-1}-(x_d'(\rho))^{-1} \qquad (4)$$

отрицательна слева от точки p_R. Здесь p и ρ — параметры прямого и донного лучей, приходящих в точку x, связанные выражением (1).

В области параметров рефрагированных лучей производная $x'(p)$ также преимущественно положительна за счет большого значения $x'(p)$. При незначительных отклонениях градиента СЗ от среднего значения производная $X_b'(p)$ отрицательна, следовательно, вторая производная РГ положительна ($x_d'(p)<x_d'(\rho)$ всегда). Аномалии в поведении РГ возникают при сильных отклонениях градиента СЗ в осадках от среднего значения и на границе области определения.

Уравнение (3) показывает, что производная $X_b'(p)$ становится существенно отрицательной в области параметров лучей, горизонт рефракции которых опускается в слой с малым положительным градиентом. В результате величина $x'(p)$ может стать отрицательной, что приведет к возникновению на РГ участка возврата (убывания при убывании параметра донного луча) (точки *3*, *4* на рис. 2). Вторая производная на этом участке отрицательна. Параметр точки *3* равен обратной СЗ на верхней границе слоя с малым градиентом, параметр точки *4* равен СЗ на нижней границе этого слоя. Характеристики этого слоя (градиент и толщина) определяются, например, из приближенных соотношений

$$c'=\sqrt{24(l_sp_s-t_s)/l_s^3p_s^3},\quad p_sc'h+2h=p_sc'l_s,\quad p_s\simeq p_3\simeq p_4, \qquad (5)$$

где $l_B=x_4-x_3$; $t_B=\tau(x_4)-\tau(x_3)+t_d(x_4)-t_d(x_3)$; p_3, p_4, x_3, x_4 — параметры и координаты точек возврата. Можно показать, что участок возврата приводит к образованию на РГ замкнутой петли. Отметим обратное поведение обычного Г: участок возврата на нем образуется при переходе горизонта рефракции лучей в слой с большим градиентом.

При переходе горизонта рефракции лучей в слой с большим градиентом может произойти (по уменьшению параметра) настолько резкое увеличение производной $X_b'(p)$, что $x'(p)$ будет больше $x_d'(\rho)$ и вторая производная РГ станет отрицательной. Если рассматривать отражающую границу как слой с бесконечно большим градиентом, то в этом смысле можно трактовать и поведение РГ в левой окрестности точки с параметром p_R.

Как известно, наличие слоя (точки *5*, *6* на рис. 2) с пониженной СЗ (немонотонное увеличение СЗ с глубиной) приводит к разрыву функции $X_b(p)$ и $T_b(p)$. В результате на РГ появится разрыв. Параметры донных лучей, вычисленные в точках разрыва, равны обратной СЗ в локальном максимуме. По величине разрыва можно получить интегральные характеристики этого слоя — его толщину и градиент СЗ, например, по формулам (5), подставив в них вычисленный параметр $p_{лм}=p_5=p_6$ и координаты точек разрыва. Формула (5) подразумевает изоградиентную модель СЗ в слое, причем СЗ на границе слоя считается обратной параметру $p_{лм}$, однако нетрудно составить систему уравнений, опирающуюся на любую другую модель среды, например изоскоростную; при этом неизвестными характеристиками будут толщина слоя и СЗ в нем. Эти и более сложные модели описаны в [8].

Поскольку при $\rho\to\eta_{max}$ значение $x_d'(\rho)$ стремится к бесконечности, вторая производная $\tau''(x)$ на границе области определения x_{max} больше нуля (кроме участков возврата) независимо от СЗ на горизонте рефракции соответствующих донных лучей.

Если СЗ в водной толще достигает максимума при $z=0$ ($c_{WM}=c(0)$), то, учитывая, что верхний слой условных осадков есть слой воды с известным гидростатическим градиентом, из явного вида зависимости $x'(p)=$ $=x_d'(p)+X_b'(p)$ нетрудно сделать вывод о возрастании $x(p)$ от $x_{max}(X_b(p_{max})=0)$ до некоторого значения при убывании параметра от p_{max}. Если же максимум СЗ в воде находится выше горизонта приемника, то предельный луч с параметром $p_{max}<c^{-1}(0)$ «провалится» в донные слои и будет иметь набег $x(p)=x_{max}+X_b(p_{max})>x_{max}$, так как $X_b(p_{max})>0$. Следовательно, в любом из этих случаев лучи с параметрами в некоторой левой окрестности p_{max} выходят за область определения РГ (точки *1—7* на рис. 2).

За границу области определения могут выходить лучи не только из окрестности p_{max}, но и из некоторой другой $p_i<p<p_{i+1}$. В частности, такая ситуация может иметь место при большом участке возврата или сильном разрыве РГ. В этом случае РГ окончится (по убыванию параметра) и/или снова начнется на границе области определения в точках с параметрами p_{i+1} и p_i, т. е. будет иметь разрыв. Очевидно, что особенности ПСЗ в слое между горизонтами рефракции предельных лучей (p_{i+1} и p_i) не отражаются на внешнем виде РГ. Например, если СЗ немонотонно изменяется от $c(0)$ до c_7, то обусловленный слоем с пониженной СЗ разрыв не будет представлен на РГ (точки *5'*, *6'* на рис. 2), причем последний визуально неотличим от РГ для монотонно возрастающего от $c(0)$ до c_7 ПСЗ. Таким образом, разрыв РГ на границе области определения не свидетельствует о немонотонности СЗ от p_{i+1} до p_i.

Теперь откажемся от предположения о единственности отражающей границы. На каждой из границ, обусловленных скачком СЗ, падающий луч делится на отраженную и преломленную части. В результате на РГ появятся ветви с одинаковыми параметрами. Вертикальный луч ($p=0$), отразившись от каждой из границ, даст их образы — точки при $x=0$. Значения τ этих точек равны удвоенному времени хода вертикального луча от $z=0$ до соответствующих границ.

Раздвоение падающих лучей на границе начинается (по уменьшению) с параметра p_8 (точки *8* на рис. 2), обратного максимальной СЗ на границе. Из рассмотрения лучевой картины становится понятно, что при возрастании СЗ ниже границы раздвоение происходит непрерывно, убывание ее приводит к разрывному раздвоению. Таким образом, наличие отражающих границ не нарушает общего соответствия непрерывных участков РГ-слоям с монотонно возрастающей СЗ.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что данные, получаемые по рассматриваемой методике, несут весьма полную информацию о строении осадков глубокого океана прежде всего по причине регистрации лучей, рефрагированных в осадочных слоях, и дают возможность делать следующие выводы о строении осадков по виду РГ: разрывы годографа внутри области определения свидетельствуют о немонотонном профиле скорости звука; непрерывные участки годографа соответствуют монотонному возрастанию скорости звука, причем участки с отрицательной второй производной (кроме участков возврата) соответствуют слоям с большим градиентом скорости звука или отражающей границе, а участки возврата — слоям с малым градиентом; разрыв годографа на границе области определения не позволяет сделать заключение о монотонности или немонотонности профиля; промежуточные отражающие границы приводят к раздвоению годографа на ветви, количество которых равно числу отражающих границ, причем характер раздвоения отражает поведение скорости звука в окрестности границы. Промежуточные отражающие границы позволяют получать дополнительную информацию о профиле скорости звука в осадочных слоях.

Предлагаемую последовательность анализа разностного РГ продемонстрируем на примере с рис. 2, *в*. Нанесем стрелками направление убывания параметра донного луча. Участки с меньшими параметрами несут информацию о более глубоких слоях осадков. По известному ПСЗ в воде определим $x_d(\eta)$, $x_{\max}$ и $\eta_{\max}=c^{-1}(0)$. Отметим две отражающие границы. С помощью (1), используя $x_d(\eta)$, вычислим параметры особых точек. О монотонности изменения СЗ от $c(0)$ до p_7^{-1} по внешнему виду РГ сказать ничего нельзя, средний градиент и приблизительная толщина этого слоя вычисляются с помощью (5), если в левые части подставить $x_{\max}-x_d(p_7)$ и $\tau(x_{\max})+t_d(\eta_{\max})-t_d(p_7)$.

Далее от p_7^{-1} до p_5^{-1} СЗ монотонно возрастает. По точкам возврата *3* и *4* вычислим с помощью (5) усредненные характеристики слоя с малым градиентом. Параметр точки перегиба нижней ветви приблизительно равен минимальной СЗ на первой отражающей границе. Параметр точки раздвоения ветвей равен максимальной СЗ на этой границе. Ниже первого горизонта с СЗ, равной p_5^{-1}, находятся слои с пониженной СЗ. Усредненные характеристики этого волновода вычислим с помощью (5) по точкам разрыва.

Далее, до второй отражающей границы, СЗ монотонно возрастает. СЗ в осадках вблизи второй отражающей границы приблизительно обратна параметру точки перегиба второй ветви.

Экспериментальные ошибки условно определяются, во-первых, шириной максимума автокорреляции, во-вторых, возможностью его выделения на фоне помех, в-третьих, точностью определения взаимного расположения источника и приемника в течение эксперимента. Ошибки первого приводят к «размазыванию» особых точек в области с характерным размером, равным этой ошибке. Однако несмотря на этот эффект сохраняется возможность выделения особых точек, а следовательно, и возможность проведения предлагаемого анализа, если величина ошибки меньше анализируемой особенности РГ. Например (см. [8], рис. 3), при ширине автокорреляционного максимума порядка 5 мс четко проявляется разрыв РГ (его размер по оси времени больше 50 мс); выделяется также и точка перегиба.

Ошибки второго рода возникают при малой интенсивности образующих некоторый участок РГ-лучей и приводят к выпадению этого участка. Этот случай, за счет значительного расширения лучевой трубки (большие зна-

чения модуля производной $x_b'(p)$), может иметь место на участках возврата. Проведенный анализ позволяет отличить разрывный за счет немонотонности ПСЗ РГ от РГ с выпавшим участком возврата: в первом случае ветви РГ не пересекают одна другую, как это имеет место во втором.

Предложенная схема экспресс-анализа разностного годографа позволяет проводить как качественные, так и численные оценки профиля скорости звука по координатам особых точек и производным в них и может быть полезной на этапе подготовки численного восстановления (экстраполяция и аппроксимация экспериментальных точек), а также при интерпретации его результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вайхарт Т. Ф.* Применение геофизических методов и оборудования в исследованиях морского дна // Акустика дна океана/Под ред. Купермана У., Енсена Ф. М. М.: Мир, 1984. С. 46–58.
2. *Мейнард Дж. А. и др.* Изучение скоростного разреза морских осадков методом отраженных волн при наклонном падении // Акустика морских осадков/Под ред. Хемптона Л. М. М.: Мир, 1977. С. 89–119.
3. *Хутц П. Е.* Предварительные данные о скоростях звука в осадках Мирового океана, полученные с помощью акустических буев. Акустика морских осадков/Под ред. Хемптона Л. М. М.: Мир, 1977. С. 481–498.
4. *Bryan C. M.* The hydrophone pinger experiments // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. № 5. P. 1403–1408.
5. *McKay A. C., McKay P. M.* Compresional wave velosity measurements in seabed materials by use of equipment deployed near, but above the bottom // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 71. № 4. P. 871–879.
6. *Веденев А. И., Курьянов Б. Ф., Гончаров В. В.* Определение акустических характеристик донных осадочных слоев в глубоководных районах океана // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279. № 2. С. 326–331.
7. *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. Т. 2. М.: Мир, 1983. 360 с.
8. Сейсморазведка/Под ред. Гурвича И. И., Номоконова В. П. М.: Недра, 1981. 464 с.
9. *Веденев А. И., Гончаров В. В., Курьянов Б. Ф.* Оценка акустических параметров морского дна по интерференции широкополосного звука // Акустические волны в океане/Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1987. С. 162–173.

Институт океанологии
им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21.I.1988