МЕТОДИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR

SIBIRIAN BRANCH

THE INSTITUTE OF GEOLOGY AND GEOPHYSICS

THE METHOD OF SEISMIC INVESTIGATIONS

(*Transaction, vol. 46*)

PUBLISHING HOUSE «NAUKA»
MOSCOW 1969

МЕТОДИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Труды, вып. 46)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1969

УДК 550.34

В сборник включены статьи по различным вопросам теории и методики сейсмических исследований. В первых двух статьях рассматриваются актуальные кинематические задачи, относящиеся к интерпретации неполных годографов рефрагированных волн и учету поверхностных неоднородностей. Последующие четыре статьи освещают различные вопросы решения прямых и обратных динамических задач сейсморазведки с акцентом на выяснении особенностей характеристик поперечных волн.

Значительное место в сборнике отводится описанию узлов новой телеуправляемой аппаратуры «Тайга» и результатам ее испытаний, в том числе совместно со способом возбуждения волн путем сбрасывания авиабомб. В предпоследней статье даны расчет и описание результатов лабораторных исследований специальных датчиков сдвиговых колебаний. Заключительная статья относится к статистическим исследованиям обменных проходящих волн по данным сети станций в Алтае-Саянской области.

Сборник предназначен для инженеров-геофизиков, научных работников и студентов старших курсов, специализирующихся по сейсморазведке и сейсмологии.

ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР
член-корреспондент АН СССР
Н. Н. ПУЗЫРЕВ

2-9-5
175-68(11)

Н. Н. Пузырев, З. Р. Машенькина

ПРИБЛИЖЕННЫЕ СПОСОБЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГОДОГРАФОВ РЕФРАГИРОВАННЫХ ВОЛН

Дается обоснование новых приближенных способов решения обратной кинематической задачи для рефрагированных волн как в случае полных, так и неполных годографов. Значительное внимание уделено рассмотрению возможности вычисления глубины проникания луча по элементу годографа. На ряде типичных примеров анализируется точность приближенных способов интерпретации.

В работах [9, 15] было показано, что при исследовании полей времен $t(x, l)$ интерпретацию данных рефрагированных волн целесообразно проводить методом последовательных приближений, причем в первом приближении вполне достаточно предположить, что линии $v=\text{const}$ поля $v(x, z)$ залегают горизонтально. При этом, если углы наклона линий $v=\text{const}$ не превышают примерно 10°, что чаще всего наблюдается в действительности, то допустимо ограничиться при решении обратной задачи первым приближением. Для бо́льших углов φ возникает необходимость введения специальных поправок. Таким образом, решение задачи в случае, когда скорость зависит только от вертикальной координаты, приобретает весьма большое значение при достаточно широких предположениях о виде функции $v(x, y, z)$.

В общем виде обратная кинематическая задача в случае зависимости скорости только от одной координаты z решается при помощи интегральных формул Вихерта — Герглотца и Чибисова. Однако такой способ отличается большим объемом вычислений и, кроме того, требует для своего применения знания всего годографа, начиная от $x=0$, что не всегда выполняется на практике. Поэтому закономерным является стремление найти такие способы решения рассматриваемой задачи, которые, с одной стороны, не были бы чрезмерно громоздкими, а с другой — не обязательно требовали бы наличия всего годографа или поля времен $t(x, l)$. Первой попыткой такого рода является введение эффективной скорости, определенной по «точке излома». Этот способ сравнительно подробно рассмотрен для головных волн [2], но автоматически может быть распространен и на случай рефрагированных волн. Однако применительно к последним он не получил распространения вследствие малой точности.

Весьма интересные способы были предложены О. К. Кондратьевым [4], в частности, способ нахождения глубины проникания луча только по локальным параметрам годографа. К сожалению, этот способ не получил сколько-нибудь убедительного теоретического обоснования, хотя достаточно высокая точность его подтверждена на большом количестве примеров. В ряде статей А. Н. Левина [7, 8] обосновывается решение обратной задачи, основанное на представлении годографа рефрагированной волны в виде знакопеременного степенно́го ряда. Простые приближенные формулы, предложенные им, как показала произведенная нами проверка, становятся недостаточно точными, если градиент скорости изменяется по z в больших пределах. В работах [10, 11] предложены графоаналитические способы для полных годографов, основанные на предположении линейного изменения скорости в отдельных слоях.

В настоящей статье рассматриваются некоторые новые способы приближенного решения обратной задачи для рефрагированных волн и обсуждается применимость ранее известных способов.

I. ПОЛНЫЕ ГОДОГРАФЫ

Полными будем называть годографы, которые начинаются непосредственно от источника ($x=0$), который, как обычно, считаем точечным, расположенным на поверхности наблюдений.

1. Аппроксимация годографа отрезками прямых линий

Очевидно, что годограф рефрагированной волны можно представить как огибающую серии годографов головных волн. Поскольку кривизна годографа обычно невелика, то вместо касательных допустимо рассматривать ломаную линию, наклоны отрезков которой будут соответствовать истинным скоростям (v). Таким образом, непрерывное распределение скорости заменяется слоистым (ступенчатым). Существенным преимуществом такого способа является его применимость не только для модели непрерывной среды, но и в общем случае слоисто-непрерывной модели, в том числе с «выпадающими» слоями. Общая схема решения задачи при наличии полного годографа состоит в следующем.

Годограф задается системой отсчетных точек (x_k, t_k), выбираемых исходя из формы годографа, дисперсии наблюдений и заданной точности вычислений. Роль этих факторов обсуждается ниже. По заданным координатам (x_k, t_k) вычисляются пластовые скорости

$$v_k = \frac{x_k - x_{k-1}}{t_k - t_{k-1}} \tag{1}$$

и времена t_0, отсекаемые продолжением соответствующих прямолинейных отрезков на оси времен:

$$t_0 = t_{k-1} - \frac{x_{k-1}}{v_k} = \frac{x_k t_{k-1} - x_{k-1} t_k}{x_k - x_{k-1}}. \tag{2}$$

Далее мощности соответствующих слоев находятся последовательно из известной [3] системы уравнений:

$$t_{0k} = \frac{2h_1}{v_1}\cos i_{1k} + \frac{2h_2}{v_2}\cos i_{2k} + \ldots \frac{2h_{k-1}}{v_{k-1}}\cos i_{k-1,\,k}, \tag{3}$$

где

$$\sin i_{mn} = \frac{v_m}{v_n}.$$

Систему (3) можно без труда решить на ЭВМ. В полевых условиях можно воспользоваться специальной номограммой, приведенной, например, в статье [12] для уравнений типа

$$t_0 = \frac{2h}{v_1}\cos i_{12} = \frac{2h}{v_1}\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_2^2}}. \tag{4}$$

Номограмма дает возможность вычислить любую из четырех величин, если известны три из них.

Операция вычисления мощностей слоев с использованием номограммы производится в следующем порядке.

По значениям v_1, v_2, t_{02} находится мощность первого слоя h_1. После этого по h_1, v_1 и v_3 определяется величина

$$\tau = \frac{2h_1}{v_1} \cos i_{13},$$

которая затем вычитается из t_{03}. Полученную разность обозначают через τ_2. Тем самым задача формально сводится к двухслойной. Полагая теперь $\tau_2 = t_0$, $v_2 = v_1$, $v_3 = v_2$, находят по номограмме значение h_2.

Мощность h_{k-1} определяется из выражения

$$\tau_{k-1} = \frac{2h_{k-1}}{v_{k-1}} \cos i_{k-1,\ k}, \tag{5}$$

где

$$\tau_{k-1} = t_{0k} - \sum_{n=1}^{k-2} \tau_{nk} = t_{0k} - \sum_{n=1}^{k-2} \frac{2h_n}{v_n} \cos i_{n,\ k}.$$

Все вычисления целесообразно располагать в виде приводимой ниже таблицы (пример шести слов).

1	2	3	4	5	6
v_1	v_2 t_{02} h_1	v_3 t_{03} $-\tau_{13}$ τ_2 h_2	v_4 t_{04} $-\tau_{14}$ $-\tau_{24}$ τ_3 h_3	v_5 t_{05} $-\tau_{15}$ $-\tau_{25}$ $-\tau_{35}$ τ_4 h_4	v_6 t_{06} $-\tau_{16}$ $-\tau_{26}$ $-\tau_{36}$ $-\tau_{46}$ τ_5 h_5

Рассмотрим теперь вопрос о выборе интервала между отсчетными точками. Допустим, что годограф представляет собой плавную кривую. Для наших целей ее с достаточным приближением можно представить параболой второй степени:

$$t = ax - bx^2. \tag{6}$$

Определим интервал Δx осредненной параболы в точке с абсциссой x из условия, чтобы «стрела прогиба» параболы не превосходила среднеквадратичную ошибку измерения времени δt. Окончательно получим зависимость:

$$\delta t = \frac{\Delta x^2}{4} b.$$

Коэффициент b определим из уравнения (6) и полученного из него путем дифференцирования равенства:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{v} = a - 2bx,$$

где v — скорость в точке с абсциссой x. Этот коэффициент будет равен

$$b = \frac{1}{x}\left(\frac{t}{x} - \frac{1}{v}\right).$$

Таким образом, выражение для максимального расстояния между точ-

ками отсчета будет иметь вид

$$\Delta x_{\max} = 2x\sqrt{\frac{v\delta t}{vt - x}}. \tag{7}$$

Если плотность наблюдений велика и расстояние между точками измерения времен значительно меньше $\Delta x_{\max}$, подсчитанного по формуле (7), то имеет смысл вычислить нижний предел Δx, исходя из заданной точности вычисления скорости v. Согласно [13], ошибка в скорости Δv связана с Δx, δt и плотностью наблюдений μ зависимостью

$$\Delta v = \frac{2v^2}{\Delta x_{\min}}\sqrt{\frac{3(\mu\Delta x_{\min} - 1)}{\mu\Delta x_{\min}(\mu\Delta x_{\min} + 1)}}\delta t, \tag{8}$$

где μ — количество наблюдений на единице длины годографа.

При очень большой плотности наблюдений можно приближенно написать:

$$\Delta x_{\min} \cong \frac{2v}{\Delta v}\sqrt[3]{\frac{3v^2(\delta t)^2\Delta v}{2\mu v}}. \tag{8'}$$

Практически расстояние между отсчетными точками можно принять равным приблизительно среднему из выражений (7) и (8). Оно не будет, строго говоря, постоянным вдоль профиля. При заданных μ и δt значение Δx должно возрастать с расстоянием.

Как указывалось выше, в общем случае среда может оказаться слоисто-непрерывной. Тогда для соответствующих интервалов, где в наибольшей степени проявляется слоистость, интервалы Δx определяются точками излома годографов.

При интерпретации полей времен $t(x, l)$ отсчетные точки автоматически задаются сечением поля Δl, при выборе которого по возможности должны быть учтены условия (7) и (8).

2. Решение задачи при известном уравнении годографа

Допустим, что годограф удалось представить с достаточной точностью непрерывной функцией $t(x)$. Тогда для каждой точки годографа можно вычислить $\frac{dt}{dx} = \frac{1}{v} = \alpha(x)$. Будем считать, что одновременно известна обратная функция $x(\alpha)$. Тогда глубина проникания луча вычисляется по формуле Вихерта (Чибисова), которую можно представить в виде

$$z = \frac{v}{\pi}\int_{1/v}^{1/v_0}\frac{x(\alpha)\,d\alpha}{\sqrt{(v\alpha)^2 - 1}}. \tag{9}$$

Ниже приводится решение для некоторых функций частного вида, которые разбиваются на три группы *. В первой из них (функции $t = ax - bx^2$; $t = ax - bx^{3/2}$; $t = a\,\mathrm{ar\,sh}\,bx$) градиент скорости dv/dx увеличивается с расстоянием x. Функция с постоянным градиентом имеет вид: $t = a\ln(1 + bx)$.

Случай с уменьшающимся градиентом рассматривается нами только для одной функции вида: $t = a(\sqrt{1 + bx} - 1)$.

а) $t = ax - bx^2$. (10)

* Ниже повсюду рассматривается ветвь годографа при $x > 0$, причем во всех точках годографа $\frac{dt}{dx} > 0$.

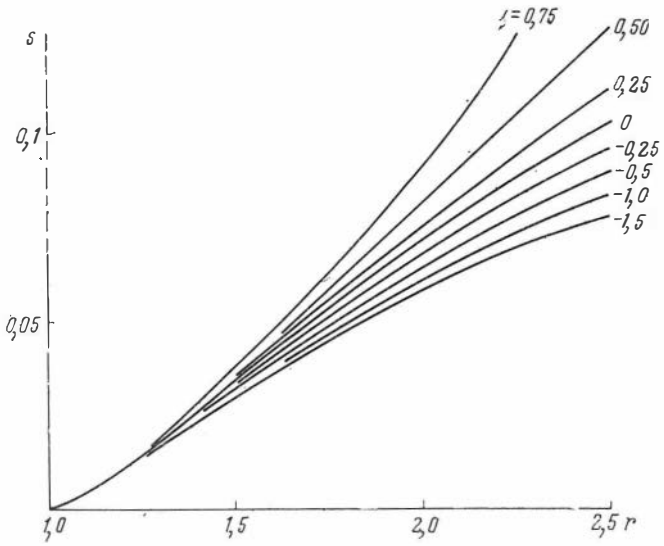


Рис. 1. График функции $s(r, q)$ для определения глубины максимального проникания луча для годографа вида $t=ax-bx^2+cx^3$

Решение задачи для этого случая дано в работе [6]. В наших обозначениях окончательная формула имеет вид

$$z = \frac{1}{2b\pi}\left[a \operatorname{arch} av - \frac{1}{v}\sqrt{(av)^2 - 1}\right]. \tag{11}$$

Для удобства расчетов целесообразно ввести новые безразмерные переменные: $av=r$ и $\frac{bz}{a}=s$. Тогда

$$s = \frac{1}{2\pi}\left(\operatorname{arch} r - \frac{1}{r}\sqrt{r^2 - 1}\right). \tag{11'}$$

График этой функции приведен на рис. 1 ($q=0$).

б) $\boldsymbol{t = ax - bx^{3/2}}$. (12)

Приводим окончательное выражение для z:

$$z = \frac{4}{9b^2\pi}\left[\left(a^2 + \frac{1}{2v^2}\right)\operatorname{arch} av - \frac{3a}{2v}\sqrt{(av)^2 - 1}\right], \tag{13}$$

или в координатах s и r:

$$s = \frac{4}{9\pi}\left[\left(1 + \frac{1}{2r^2}\right)\operatorname{arch} r - \frac{3}{2r}\sqrt{r^2 - 1}\right], \tag{13'}$$

где

$$s = \frac{b^2}{a^2}z; \qquad r = av.$$

в) $\boldsymbol{t = a \operatorname{ar\,sh} bx}$. (14)

Решение в данном случае имеет особенно простую форму:

$$z = \frac{abv - 1}{2b}, \tag{15}$$

или в новых обозначениях $r=abv$, $s=bz$:

$$s = \frac{r-1}{2}. \tag{15'}$$

г) $\boldsymbol{t = a \ln(1 + bx)}$. (16)

Решения в координатах (v, z) и (r, s) имеют вид

$$z = \frac{av}{\pi}\left(\operatorname{arc\,sec} abv - \frac{1}{abv}\operatorname{ar\,ch} abv\right), \tag{17}$$

$$s = \frac{r}{\pi}\left(\operatorname{arc\,sec} r - \frac{1}{r}\operatorname{ar\,ch} r\right), \tag{17'}$$

$$(r = abv, \quad s = bz).$$

д) $$t = a\left(\sqrt{1 + bx} - 1\right) \tag{18}$$

$$z = \frac{1}{\pi b}\left[\frac{abv}{2}\sqrt{\left(\frac{abv}{2}\right)^2 - 1} - \operatorname{ar\,ch}\frac{abv}{2}\right], \tag{19}$$

$$s = \frac{1}{\pi}\left(\frac{r}{2}\sqrt{\frac{r^2}{4} - 1} - \operatorname{ar\,ch}\frac{r}{2}\right). \tag{19'}$$

Из функций с тремя параметрами рассмотрим только одну — кубический полином вида

$$t = ax - bx^2 + cx^2. \tag{20}$$

В зависимости от величины и знака параметра c градиент dv/dx может принимать в данном случае как положительные, так и отрицательные значения.

Функция $x(\alpha)$ в данном случае имеет вид

$$x = \frac{1}{3c}\left(b - \sqrt{b^2 - 3c\,(a - \alpha)}\right).$$

Выбор знака перед радикалом произведен исходя из соображений физической реальности.

Решение интеграла (9) будет зависеть от знака коэффициента c. Ниже приводится окончательное выражение для z.

а) $$c > 0, \qquad \frac{1}{v} > \left(a - \frac{b^2}{3c}\right) > -\frac{1}{v}.$$

$$z = \frac{1}{3\pi c}\left[b\operatorname{ar\,ch} av - \sqrt{\frac{6c}{v}}\left(1 - av + \frac{b^2 v}{3c}\right)F(\varphi, K) + \right.$$
$$\left. + \sqrt{\frac{24c}{v}}\,E(\varphi, K) - \frac{6c}{bv}\sqrt{(av)^2 - 1}\right], \tag{21}$$

где $F(\varphi,K)$, $E(\varphi, K)$ — эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода, причем

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{3c\,(av - 1)}{b^2 v}},$$

$$K = \frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{1 + av - \frac{b^2 v}{3c}}.$$

Вводя новую переменную $q = \frac{3c}{b^2 v}$ и используя введенные ранее в (11') обозначения r и s, получим функцию трех переменных:

$$s = \frac{1}{\pi r q}\left[\operatorname{ar\,ch} r - \sqrt{2q}\left(1 - r + \frac{1}{q}\right)F(\varphi, K) + \sqrt{8q}\,E(\varphi, K) - \right.$$
$$\left. - 2q\sqrt{r^2 - 1}\right], \tag{21'}$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{(r - 1)q},$$

$$K = \frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{1 + r - \frac{1}{q}}.$$

б) $c > 0$, $\left(a - \frac{b^2}{3c}\right) < -\frac{1}{v}$.

$$z = \frac{1}{3\pi c}\left\{b \operatorname{ar\,ch} av - \sqrt{\frac{3c}{v}}\left[2\sqrt{1 - av + \frac{b^2 v}{3c}}\,(F(\varphi, K) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - E(\varphi, K)) + 2\sqrt{\frac{(av-1)\,b^2 v}{(av+1)\,3c}}\right]\right\}, \qquad (22)$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{av-1}{av+1}},$$
$$K = \sqrt{\frac{\frac{b^2 v}{3c} - av - 1}{\frac{b^2 v}{3c} - av + 1}}.$$

Или в новых переменных s, r, q:

$$s = \frac{1}{\pi r q}\left\{\operatorname{ar\,ch} r - \sqrt{q}\,\left[2\sqrt{1 - r + \frac{1}{q}}\,(F(\varphi, K) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - E(\varphi, K)) + 2\sqrt{\frac{r-1}{(r+1)\,q}}\right]\right\}, \qquad (22')$$

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{r-1}{r+1}},$$
$$K = \sqrt{\frac{\frac{1}{q} - r - 1}{\frac{1}{q} - r + 1}}.$$

в) $c < 0$.

$$z = \frac{1}{3\pi c}\left\{-b \operatorname{ar\,ch} av + 2\sqrt{\frac{3c}{v}}\left[\sqrt{1 + av + \frac{b^2 v}{3c}}\,(F(\varphi, K) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - E(\varphi, K)) + \sqrt{\frac{b^2 v\,(av-1)}{3c\,(av+1)}}\right]\right\}, \qquad (23)$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{\left(av + 1 + \frac{b^2 v}{3c}\right)(av-1)}{\left(av - 1 + \frac{b^2 v}{3c}\right)(av+1)}},$$
$$K = \sqrt{\frac{av - 1 + \frac{b^2 v}{3c}}{av + 1 + \frac{b^2 v}{3c}}}.$$

Или, соответственно, в новых переменных

$$s = \frac{1}{\pi r q}\left\{-\operatorname{ar\,ch} r + 2\sqrt{q}\left[\sqrt{1 + r + \frac{1}{q}}\,(F(\varphi, K) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - E(\varphi, K)) + \sqrt{\frac{r-1}{q\,(r+1)}}\right]\right\}, \qquad (23')$$

где

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\left(1 + r + \frac{1}{q}\right)(r-1)}{\left(r - 1 + \frac{1}{q}\right)(r+1)}},$$

$$K = \sqrt{\frac{r - 1 + \frac{1}{q}}{r + 1 + \frac{1}{q}}}.$$

Изображение функций $s(r, q)$ дается на рис. 1.

Во всех приведенных формулах c обозначает абсолютное значение данного параметра.

3. Решение задачи при известном виде аппроксимирующей функции $v(z)$

а) Рассмотрим наиболее распространенную функцию вида

$$v = v_0 (1 + \beta_n z)^{1/n}. \tag{24}$$

Выражения для абсциссы x выхода луча на поверхность и времени t распространения волны, согласно [1], в случае $n \neq 1$ запишем в следующей форме:

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{2}{\beta_n} \operatorname{ctg} i_0 + \frac{2(n-1)}{\beta_n \sin^n i_0} \int_{i_0}^{\pi/2} \sin^{n-2} i \, di, \\ t &= \frac{2n}{v_0 \beta_n \sin^{n-1} i_0} \int_{i_0}^{\pi/2} \sin^{n-2} i \, di. \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

Исключая интегральный член и учитывая, что $\sin i_0 = v_0/v$, получим

$$t = \frac{n\left(x v_0 \beta_n - 2\sqrt{v^2 - v_0^2}\right)}{\beta_n v v_0 (n-1)}. \tag{26}$$

Поскольку для каждой точки годографа (x, t) значение скорости v известно, нетрудно найти оптимальные величины параметров v_0, β_n, n.

б) Более общее решение можно получить для функции $z(v)$, заданной полиномом

$$z = b_0 + b_1 v + b_2 v^2 + \ldots + b_n v^n. \tag{27}$$

В соответствии с [14], выражение для абсциссы x рефрагированной волны запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} x = {} & 2\left(2b_2 v^2 \frac{1}{2} + 4b_4 v^4 \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} + 6b_6 v^6 \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} + \ldots\right) \times \\ & \times \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{v_0}{v}\right) + 2 \sum_{k=0}^{n-1} \left(b_{k+1} v^{k+1} + b_{k+3} v^{k+3} \frac{k+2}{k+1} + \right. \\ & \left. + b_{k+5} v^{k+5} \frac{(k+2)(k+4)}{(k+1)(k+3)}\right) \left(\frac{v_0}{v}\right)^k \sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{v}\right)^2}. \end{aligned} \tag{28}$$

При заданном годографе и функции $v(x)$ представляется возможным по способу наименьших квадратов найти оптимальные величины коэффициентов b_k. При этом наиболее просто осуществить решение при заданном значении v_0, когда системы условных и нормальных уравнений будут линейными. Отметим, что параметры v_0 и b_0 связаны зависимостью

$$b_0 = -(b_1 v_0 + b_2 v_0^2 + \ldots + b_n v_0^n).$$

II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ПО ЗАДАННОМУ ЭЛЕМЕНТУ ГОДОГРАФА

Пусть на некотором расстоянии x от источника расположен сравнительно короткий годограф $t(x)$ рефрагированной волны, который аппроксимируется прямой линией с наклоном $dt/dx = 1/v$. Требуется определить приближенную глубину максимального проникания луча, соответствующего заданному элементу годографа. Очевидно, строгое решение задачи в этом случае невозможно построить. Необходимо ввести некоторые предположения о форме годографа, либо о виде аппроксимирующей функции $v(z)$.

Как указывалось выше, первое приближенное эмпирическое решение получено О. К. Кондратьевым [4]. Найденную им формулу можно представить в виде

$$z = x \frac{(\mu - 1)(1 + \sqrt{\mu})}{2\sqrt{4\mu^2 - (1 - \sqrt{\mu})^2}} = x\chi(\mu), \tag{29}$$

где

$$\mu = vt/x.$$

График функции $\chi(\mu)$ изображен на рис. 2 (кривая 2).

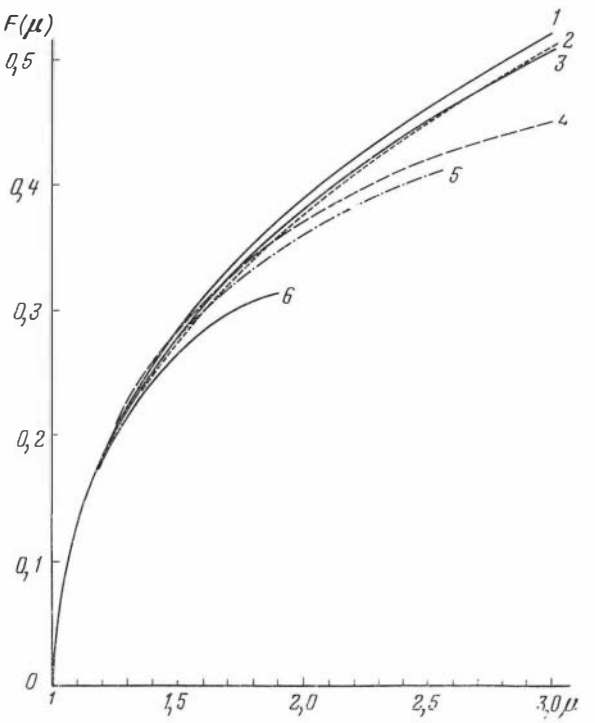


Рис. 2. Графики функций $F(\mu)$ для определения глубины максимального проникания луча по элементу годографа для аппроксимирующих функций вида: $t=ax-bx^2$ (1), $t=ax-bx^{3/2}$ (3), $t=a$ ar sh bx (4), $t=a\ln(1+bx)$ (5), $t=a(\sqrt{1+bx}-1)$ (6) и функции $\chi(\mu)$ (2), полученной по формуле О. К. Кондратьева

1. Случай заданной аппроксимирующей функции годографа

Более строго обоснованное решение задачи можно получить следующим образом. Допустим, что годограф в интервале от 0 до x можно с достаточным приближением представить некоторой функцией $t(x, a, b)$ заданного вида. Параметры a и b при этом выразятся через известные значения x, t и v согласно системе.

$$\left.\begin{aligned} t &= t(x, a, b), \\ \frac{dt}{dx} &= \frac{1}{v} = \alpha(x, a, b). \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

Глубина проникания луча может быть определена по формуле (9), в которую после выполнения интегрирования необходимо подставить значения параметров a и b.

Ниже даются решения для некоторых аппроксимирующих функций, рассмотренных выше, в первой части настоящей статьи.

а) $t = ax - bx^2$.

Присоединим к исходной функции равенство

$$\frac{1}{v} = a - 2bx = \alpha.$$

Решение этих уравнений дает:

$$a = \frac{2t}{x} - \frac{1}{v} = \frac{1}{v_0},$$

$$b = \frac{1}{x}\left(\frac{t}{x} - \frac{1}{v}\right).$$

Подставляя найденные параметры в (11), получим

$$z = x\frac{1}{2\pi(\mu - 1)}[(2\mu - 1)\operatorname{ar\,ch}(2\mu - 1) - 2\sqrt{\mu(\mu - 1)}] = xF_1(\mu). \tag{31}$$

График функции $F_1(\mu)$, изображенный на рис. 2 (кривая *1*), в общих чертах сходен с графиком функции $\chi(\mu)$, располагаясь несколько выше последнего.

б) $t = ax - bx^{3/2}$.

Дифференцируя выражение (12) по x и решая систему двух уравнений относительно a и b, получим

$$a = \frac{1}{v}\left(3\frac{vt}{x} - 2\right),$$

$$b = \frac{2\left(\frac{vt}{x} - 1\right)}{v\sqrt{x}}.$$

Подставляя найденные параметры в формулу (13), получим окончательное выражение для z в виде

$$z = x\frac{1}{9\pi(\mu - 1)^2}\left\{\left[(3\mu - 2)^2 + \frac{1}{2}\right]\operatorname{ar\,ch}(3\mu - 2) - \frac{3}{2}(3\mu - 2) \times \right.$$
$$\left. \times \sqrt{(3\mu - 2)^2 - 1}\right\} = xF_2(\mu). \tag{32}$$

Функция $F_2(\mu)$ практически тождественна с функцией $\chi(\mu)$ эмпирической формулы, приведенной О. К. Кондратьевым [4]; значения функций отличаются для одинаковых μ не больше чем на 0,005. График

функции изображен на рис. 2 (кривая *3*).

в) $t = a \operatorname{ar\,sh} bx$.

Определяя параметр b из уравнения

$$\mu = \frac{\sqrt{1+(bx)^2}\operatorname{ar\,sh} bx}{bx},$$

предполагая, что данная функция $\mu(bx)$ протабулирована, и обозначая обратную функцию через $\beta(\mu)$, получим

$$b = \frac{1}{x}\beta(\mu).$$

В этом случае параметр a принимает вид:

$$a = \frac{t}{\operatorname{ar\,sh}\beta(\mu)}.$$

Тогда выражение (15) записывается следующим образом:

$$z = \frac{1}{2\beta(\mu)}\left(\frac{\mu\beta(\mu)}{\operatorname{ar\,sh}\beta(\mu)} - 1\right) = xF_3(\mu). \tag{33}$$

Вид функции $F_3(\mu)$ изображен на рис. 2 (кривая *4*).

г) $t = a \ln(1 + bx)$.

Параметр b определяется из решения трансцендентного уравнения:

$$\mu = \frac{(1+bx)\ln(1+bx)}{bx}.$$

Предполагая данную функцию $\mu(bx)$ протабулированной и обозначая обратную функцию через $\gamma(\mu)$, можно записать

$$b = \frac{1}{x}\gamma(\mu).$$

Тогда

$$a = \frac{t}{\ln[1+\gamma(\mu)]}.$$

Подставляя значения параметров в (17), получим окончательно

$$z = x\frac{A}{\pi\gamma(\mu)}\left(\operatorname{arc\,sec} A - \frac{1}{A}\operatorname{ar\,ch} A\right) = xF_4(\mu), \tag{34}$$

где

$$A = \frac{\mu\gamma(\mu)}{\ln[1+\gamma(\mu)]}.$$

Общий вид функции $F_4(\mu)$ изображен на рис. 2 (кривая *5*).

д) $t = a(\sqrt{1+bx} - 1)$.

Для этой функции аналогичное решение находится в виде

$$z = x\frac{(\mu-2)^2}{4(\mu-1)\pi}\left[\frac{2\mu\sqrt{\mu-1}}{(\mu-2)^2} - \operatorname{ar\,ch}\frac{\mu}{(2-\mu)}\right] = xF_5(\mu). \tag{35}$$

График функции $F_5(\mu)$ приведен на рис. 2 (кривая *6*).

Возможности определения глубины проникания луча по элементу годографа могут быть значительно расширены, если считать известной начальную скорость v_0.

Приведем решение для случая, когда аппроксимирующая функция годографа является полиномом третьей степени вида

$$t = ax - bx^2 + cx^3,$$

где

$$a = \frac{1}{v_0}.$$

Дифференцируя приведенное выражение по x и решая систему двух уравнений относительно b и c, получим

$$b = \frac{2\frac{v}{v_0} - 3\frac{vt}{x} + 1}{xv},$$

$$c = \frac{\frac{v}{v_0} - 2\frac{vt}{x} + 1}{x^2 v}.$$

Подставляя значения коэффициентов в (21), (22), (23) и считая $a = 1/v_0$ известным, окончательно получим приводимые ниже решения.

а) $c > 0,\ \frac{1}{v} > a - \frac{b^2}{3c} > -\frac{1}{v}.$

$$z = x\frac{1}{3\pi B}\left[A \operatorname{ar\,ch}\omega - \sqrt{6B}\left(1 - \omega + \frac{A^2}{3B}\right)F(\varphi, K) + \sqrt{24\,B}\,E(\varphi, K) - \right.$$
$$\left. - \frac{6B}{A}\sqrt{\omega^2 - 1}\right] = x\,\Phi_1(\omega, \mu), \qquad (36)$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{3B}{A^2}(\omega - 1)},$$

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{2\left(1 + \omega - \frac{A^2}{3B}\right)},$$

причем

$$A = 2\frac{v}{v_0} - 3\frac{vt}{x} + 1 = 2\omega - 3\mu + 1,$$

$$B = \frac{v}{v_0} - 2\frac{vt}{x} + 1 = \omega - 2\mu + 1,$$

$$\omega = \frac{v}{v_0},\ \mu = \frac{vt}{x}.$$

б) $c > 0,\ a - \frac{b^2}{3c} < -\frac{1}{v}.$

$$z = x\frac{1}{3\pi B}\left\{A \operatorname{ar\,ch}\omega - \sqrt{3B}\left[2\sqrt{1 - \omega + \frac{A^2}{3B}} \times \right.\right.$$
$$\left.\left. \times (F(\varphi, K) - E(\varphi, K)) + 2\sqrt{\frac{(\omega - 1)\,A^2}{(\omega + 1)\,3B}}\right]\right\} = x\,\Phi_2(\omega, \mu), \qquad (36')$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{\omega - 1}{\omega + 1}},$$

$$K = \sqrt{\frac{\frac{A^2}{3B} - \omega - 1}{\frac{A^2}{3B} - \omega + 1}}.$$

в) $c < 0$.

$$z = x\frac{1}{3\pi B}\left\{-A\,\mathrm{ar\,ch}\,\omega + 2\sqrt{3B}\left[\sqrt{1+\omega+\frac{A^2}{3B}}\,(F(\varphi, K) - E(\varphi, K)) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \sqrt{\frac{A^2(\omega-1)}{3B(\omega+1)}}\right]\right\} = x\,\Phi_3(\omega, \mu), \qquad (36'')$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{(\omega+1+A^2/3B)(\omega-1)}{(\omega-1+A^2/3B)(\omega+1)}},$$

$$K = \sqrt{\frac{\omega-1+A^2/3B}{\omega+1+A^2/3B}}.$$

Функции Φ_1, Φ_2, Φ_3 отображают поведение одной и той же функции $\Phi(\omega, \mu)$ в различных областях изменения переменных. На рис. 3 изображен график функции $\Phi(\omega, \mu)$, из которого видно, что значения функции определяются прежде всего величиной μ.

Выше считались заданными в общем виде функции $t(x)$. Однако на практике в некоторых средах целесообразно считать заданным поведение в интервале $0 \leqslant x_1 \leqslant x$ функции $v(x)$ либо $\frac{1}{v}(x)$. Зная общий вид по-

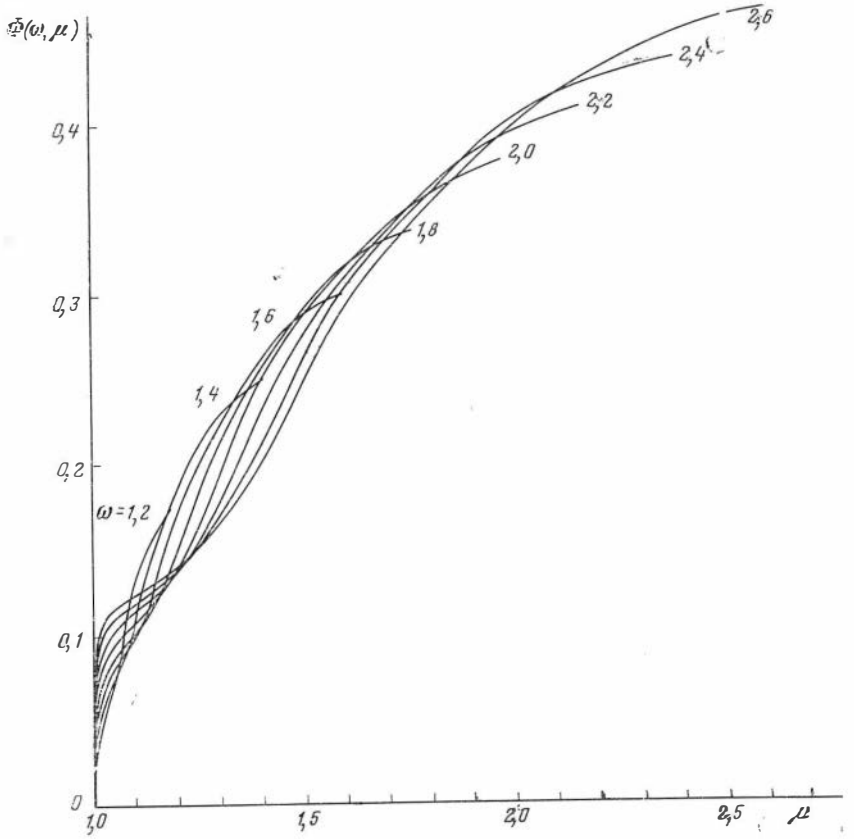


Рис. 3. Графики функции $\Phi(\omega, \mu)$ для определения максимальной глубины проникания луча по элементу годографа для аппроксимирующей функции $t = ax - bx^2 + cx^3$

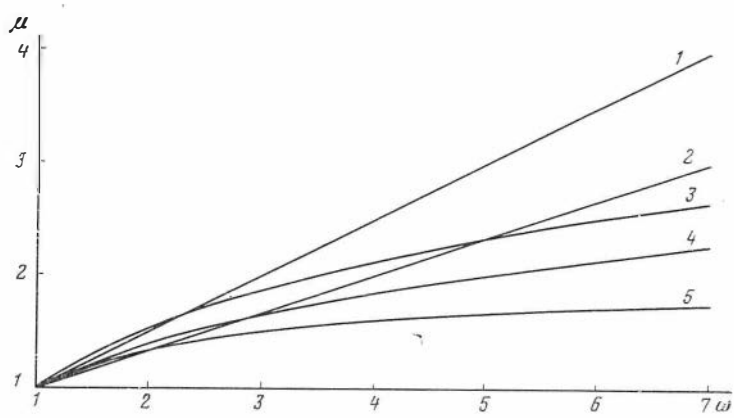


Рис. 4. Графики функций $\mu(\omega)$ для аппроксимирующих функций вида: $t=ax-bx^2$ (*1*), $t=ax-bx^{3/2}$ (*2*), $t=a$ ar sh bx (*3*), $t=a\ln(1+bx)$ (*4*), $t=a(\sqrt{1+bx}-1)$ (*5*)

следних, нетрудно определить соответствующие им функции годографа $t(x)$. Так, например, линейной функции $v(x)$ соответствует годограф вида $t=a\ln(1+bx)$, а линейной функции $\frac{1}{\quad}(x)$ — параболический годограф $t=ax-bx^2$.

Наличие сведений о величине v_0 и, соответственно, перепаде скоростей $\omega=v/v_0$ дает возможность снизить степень неоднозначности, вызванной выбором аппроксимирующей функции $t(x, a, b)$. Можно показать, что при заданной функции $t(x, a, b)$ величины ω и μ связаны между собой. Действительно, для любой из рассмотренных функций $t(x, a, b)$ можно μ и ω выразить через один параметр rx, где r зависит только от a и b. Исключение параметра дает возможность легко получить искомую зависимость $\mu(\omega)$. Так, например, для функции $t=ax-bx^2$ будем иметь:

$$\mu=\frac{1-rx}{1-2rx};\qquad \omega=\frac{1}{1-2rx},$$

где $r=b/a$. Отсюда

$$\mu=\frac{1}{2}(\omega+1).$$

Для других рассмотренных выше функций получим:

$$t=ax-bx^{3/2};\qquad \mu=\frac{1}{3}(\omega+2).$$

$$t=a\ \mathrm{ar\,sh}\,bx;\qquad \mu=\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2-1}}\,\mathrm{ar\,sh}\sqrt{\omega^2-1}.$$

$$t=a\ln(1+bx);\qquad \mu=\frac{\omega}{\omega-1}\ln\omega.$$

$$t=a\left(\sqrt{1+bx}-1\right);\qquad \mu=\frac{2\omega}{\omega+1}.$$

Графики $\mu(\omega)$ изображены на рис. 4. Если по имеющимся данным наблюдений известно μ и по дополнительным сведениям можно приближенно найти значение ω, то по рис. 4 тем самым определяется набор функций из числа рассмотренных выше, при использовании которых будет обеспечена более высокая точность вычисления глубины.

2. Случай известной аппроксимирующей функции $v(z)$

Рассмотрим теперь случай, когда заданы начальная скорость v_0 и вид аппроксимирующей функции $v(z)$.

Наиболее просто задача нахождения $z(v)$ решается в случае линейной зависимости скорости от глубины [15]. Имеем

$$z = \frac{x}{2}\sqrt{\frac{v - v_0}{v + v_0}} = \frac{x}{2}\sqrt{\frac{\omega - 1}{\omega + 1}},$$

причем $\omega = v/v_0 = \operatorname{cosec} i_0$, где i_0 — угол выхода луча.

Найдем соответствующее выражение для $z(v)$ в случае степенной функции (24). Для абсциссы точки выхода луча на поверхность имеем

$$x = \frac{2n\omega^n}{\beta_n}\int_{i_0}^{\pi/2} \sin^n i\,di. \tag{37}$$

Исключая теперь β_n из (24) и (37) и решая полученные уравнения относительно z, окончательно запишем:

$$z = x\frac{(\omega^n - 1)}{2n\omega^n\int_{i_0}^{\pi/2}\sin^n i\,di} = x f_n(\omega). \tag{38}$$

Для первых четырех значений n функция $f_n(\omega)$ имеет вид:

$$n = 1,\ f_1(\omega) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\omega - 1}{\omega + 1}};$$

$$n = 2,\ f_2(\omega) = \frac{\omega^2 - 1}{2\left[\omega^2\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{1}{\omega}\right) - \sqrt{\omega^2 - 1}\right]};$$

$$n = 3,\ f_3(\omega) = \frac{\omega^3 - 1}{2(2\omega^2 + 1)\sqrt{\omega^2 - 1}};$$

$$n = 4,\ f_4(\omega) = \frac{\omega^4 - 1}{2\left[\left(\frac{3}{2}\omega^2 + 1\right)\sqrt{\omega^2 - 1} + \frac{3}{2}\omega^4\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{1}{\omega}\right)\right]}.$$

В общем случае для нечетных $n = 2k + 1$, $(k \geqslant 1)$

$$f_n(\omega) = \frac{\omega^n - 1}{2\left[1 + \omega^{n-1}\sum_{i=0}^{1/2(n-3)}\omega^{-2i}\prod_{j=i}^{1/2(n-3)}\frac{2j+2}{2j+1}\right]\sqrt{\omega^2 - 1}};$$

для четных $n = 2k$ $(k \geqslant 2)$

$$f_n(\omega) =$$

$$= \frac{\omega^n - 1}{2\left[\sqrt{\omega^2 - 1}\left(1 + \omega^{n-2}\sum_{i=0}^{1/2(n-4)}\omega^{-2i}\prod_{j=i}^{1/2(n-4)}\frac{2j+3}{2j+2}\right) + \omega^n\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{1}{\omega}\right)\prod_{j=0}^{1/2(n-4)}\frac{2j+3}{2j+2}\right]}.$$

Графики функций $f_n(\omega)$ для n от 1 до 10 изображены на рис. 5.

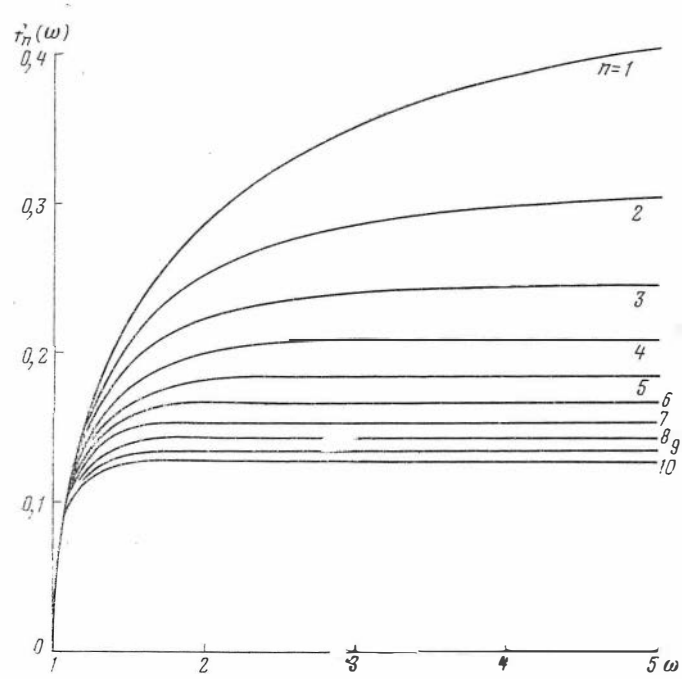


Рис. 5. Графики функции $f_n(\omega)$ для определения максимальной глубины проникания луча в случае изменения скорости по закону $v=v_0(1+\beta z)^{1/n}$

В приведенных формулах для вычисления глубины требуется знать перепад скоростей $\omega=v/v_0$ при заданном значении показателя степени $1/n$. Выбор величины n можно значительно сузить, если воспользоваться функциональной зависимостью между ω и $\mu=vt/x$, которую нетрудно установить, используя имеющиеся выражения для уравнения годографа [1]. Окончательные формулы для n от 1 до 4 имеют следующий вид:

$$n=1, \qquad \mu=\frac{\omega \operatorname{ar\,sh}\sqrt{\omega^2-1}}{\sqrt{\omega^2-1}};$$

$$n=2, \qquad \mu=\frac{\pi-2\arcsin\dfrac{1}{\omega}}{\dfrac{\pi}{2}-\arcsin\dfrac{1}{\omega}+\dfrac{1}{\omega^2}\sqrt{\omega^2-1}};$$

$$n=3, \qquad \mu=\frac{3\omega^2}{2\omega^2+1};$$

$$n=4, \qquad \mu=\frac{\dfrac{\pi}{2}-\arcsin\dfrac{1}{\omega}+\dfrac{1}{\omega^2}\sqrt{\omega^2-1}}{\dfrac{1}{\omega^2}\sqrt{\omega^2-1}\left(\dfrac{1}{\omega^2}+\dfrac{3}{2}\right)+\dfrac{3}{2}\left(\dfrac{\pi}{2}-\arcsin\dfrac{1}{\omega}\right)}.$$

Графические изображения зависимостей $\mu(\omega)$ приведены на рис. 6.

III. НЕПОЛНЫЕ ГОДОГРАФЫ

Неполным будем называть годограф, начинающийся с некоторого расстояния x_1. На интервале $0\leqslant x\leqslant x_1$ данные наблюдений отсутствуют. На основе развитых выше приближенных способов можно предложить следующие приемы обработки неполного годографа:

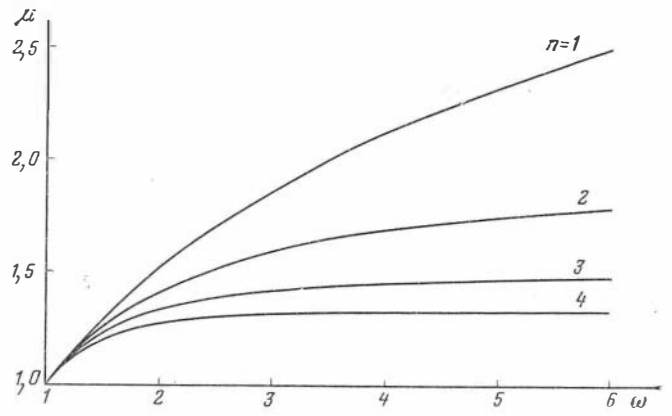


Рис. 6. Графики функции $\mu(\omega)$ для аппроксимирующего случая изменения скорости по закону: $v=v_0(1+\beta z)^{1/n}$

1) путем соответствующего подбора параметров неполный годограф искусственно представляется в виде полного годографа;

2) годограф разбивается на серию последовательных элементов, для каждого из которых по заданным значениям x, t, v, либо x, t, v и v_0, находится значение глубины z;

3) неполный годограф представляется в виде ломаной линии, причем эффективные параметры первого слоя находятся по известной опорной глубине, определяемой по начальному элементу (x_1, t_1, v_1) годографа.

Рассмотрим некоторые особенности применения каждого из указанных приемов обработки.

1. Замену неполного годографа полным наиболее просто осуществить в случае, когда $x-x_1 \gg x_1$. Подбор подходящей функции $t(x)$ осуществляется исходя из принципа минимального среднеквадратического отклонения заданной функции от наблюденной кривой и условия $t=0$ при $x=0$. После подбора $t(x)$ вычисление глубин производится по формулам раздела I для $x \gg x_1$.

2. При разбиении годографа на серию последовательных элементов глубины можно вычислять двумя способами.

а) Подбор соответствующих аппроксимирующих функций $t(x)$ с двумя либо с тремя параметрами и последовательное вычисление глубин для каждого элемента годографа по формулам раздела II. Для начальной части годографа вид функции $t(x)$ устанавливается с учетом формы годографа на участках с аналогичным строением. При этом, если $\frac{a(x_1)}{v_0}$ не слишком велико ($\sim 1{,}5$ и менее), то результат интерпретации практически мало будет зависеть от вида аппроксимирующей функции годографа. Для последующих элементов годографа x_k, отстоящих на достаточно большое расстояние от x_1, вид аппроксимирующей функции можно проконтролировать по степени отклонения ее от заданного годографа на интервале $x_1 \leqslant x \leqslant x_k$.

б) Подбор параметров заданной функции $v(z)$. В соответствии с вышеизложенным рассмотрим решение для функции вида (24). Можно показать, что при наличии двух произвольно расположенных элементов однозначно определяется показатель степени $1/n$ и тем самым выбирается функция $f_n(\omega)$.

Решая уравнение (26) для двух элементов годографа относительно n, получим

$$n = \frac{\sqrt{v_2^2 - v_0^2}\, t_1 v_1 - \sqrt{v_1^2 - v_0^2}\, t_2 v_2}{\sqrt{v_1^2 - v_0^2}\,(x_2 - t_2 v_2) - \sqrt{v_2^2 - v_0^2}\,(x_1 - t_1 v_1)}. \qquad (39)$$

В зависимости от вида годографа на разных его участках показатель степени $1/n$ может меняться.

3. Представление неполного годографа в виде ломаной линии дает возможность восстановить скоростной разрез с достаточной точностью без предположения об аппроксимирующей функции в последующей части годографа. Эффективная скорость $v_{эф}$ распространения упругих колебаний в первом слое определяется по начальному элементу годографа (t_1, x_1, v_1). Для этого по формулам, приведенным в разделе II, вычисляется мощность слоя z_1, причем для небольших значений v_1/v_0, как отмечалось выше, результат мало зависит от вида аппроксимирующей функции $t(x)$ (рис. 2). Из (4) находим выражение для скорости $v_{эф}$ в виде

$$v_{эф} = \frac{2z_1}{\sqrt{\left(t_1 - \frac{x_1}{v_1}\right)^2 + \frac{4z_1^2}{v_1^2}}}.$$

Таким образом, неполный годограф искусственно превращается в полный. Далее все вычисления производятся по схеме, рекомендованной выше, т. е. годограф аппроксимируется отрезками прямых линий, по параметрам которых, считая, что в первом слое скорость равна $v_{эф}$, последовательно находятся мощности отдельных слоев. Следует при этом отметить, что найденное в результате решения задачи с n слоями значение z_1 может не вполне точно совпадать с исходной величиной z_1, по которой вычислялась скорость $v_{эф}$. Однако различие находится в пределах точности вычисления глубины по изолированному элементу годографа.

IV. О ТОЧНОСТИ ПРЕДЛОЖЕННЫХ СПОСОБОВ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

1. Полные годографы

В этом случае, как известно, существуют точные решения, если не принимать во внимание выпадение слоев, что требует специального рассмотрения. Указанные выше приемы обработки полных годографов также являются в указанном смысле строгими. Поэтому точность их будет определяться только ошибками аппроксимации экспериментальных годографов, либо выбором общего вида функции увеличения скорости с глубиной. Ниже приводятся отдельные примеры, дающие представление о точности предложенных способов.

а) Аппроксимация годографа отрезками прямых линий. Способ аппроксимации годографа отрезками прямых линий обеспечивает при оптимальном выборе интервала разбиения Δx очень высокую точность и вместе с тем не требует большого объема вычислений. Так, например, годограф для функции изменения скорости $v = v_0(1+\beta z)^{\frac{1}{3}}$ при $v_0 = 2$ *км/сек* и $\beta = 1$ *км*$^{-1}$ был разбит на 13 отрезков. В результате вычислений получен разрез в виде серии слоев различной мощности. После этого значения скоростей были отнесены к средним точкам слоев. Сопоставление полученного графика с истинными значе-

ниями скорости показало, что для скорости $v=2{,}86$ *км/сек* ($x=11{,}39$ *км*) ошибка в глубине составляет лишь 0,02 *км* или 1% ($z_{\text{ист}}=1{,}92$ *км*), а для скорости $v=3{,}36$ *км/сек* ($x=18{,}97$ *км*) соответственно 0,09 *км* или 2,4% ($z_{\text{ист}}=3{,}74$ *км*). При дальнейшем уменьшении интервала разбиения годографа точность способа может быть повышена и доведена до предельной величины, определяемой точностью исходных данных.

б) Случай известного уравнения годографа. Если удается аппроксимировать годограф рефрагированных волн такой функцией $t(x)$, производная которой является непрерывной и принимает в начальной точке ($x=0$) значение $dt/dx=1/v_0$, обратная задача решается точно.

Выбор аппроксимирующей функции осуществляется по принципу минимального отклонения $t(x)$ от экспериментальной кривой. При этом погрешности в определении глубин будут тем меньше, чем меньше расхождения между исходной и аппроксимирующей функциями. Высокая точность результатов обеспечивается в том случае, когда отклонения для значений t и v не превышают погрешности измерения этих величин. Предложенный прием интерпретации является наиболее эффективным при небольшой длине годографа.

В качестве примера приведенный выше годограф был представлен функцией $t=ax-bx^{3/2}$. Методом наименьших квадратов определялись значения $a=0{,}53$ *сек/км* и $b=0{,}036$ *сек/км*$^{3/2}$. Ошибки в глубинах составляют для скорости $v=3{,}02$ *км/сек* — 0,09 *км* или 3,8% ($z_{\text{ист}}=2{,}45$ *км*), для $v=3{,}38$ *км/сек* — 0,175 *км*, т. е. 4,5% ($z_{\text{ист}}=3{,}81$ *км*). При меньших длинах годографа и соответственно значениях v и $z_{\max}$ ошибки будут уменьшаться.

Для более объективного выбора функций $t(x)$ могут быть использованы наборы палеток, которые наиболее просто рассчитать для функций $t(x)$ с двумя параметрами. Если невозможно подобрать с достаточной точностью $t(x, a, b)$, то следует перейти к функциям $t(x, a, b, c)$ с тремя параметрами, начиная с рассмотренного выше полинома третьей степени.

в) Случай заданного вида $v(z)$. Многочисленные расчеты показали, что представление $v(z)$ в виде (24) дает возможность удовлетворить с высокой точностью большому числу наблюденных на практике годографов. Так, например, при обработке годографа вида $t=0{,}5x-0{,}01x^2$ по формулам (26) и (39) относительные ошибки в определении глубин составляют примерно 5—6% ($v=3{,}33$ *км/сек*, $z_{\text{ист}}=2{,}36$ *км*, $\Delta z/z=5{,}7\%$; $v=5$ *км/сек*, $z_{\text{ист}}=5{,}16$ *км*, $\Delta z/z=6{,}0\%$).

2. Определение глубины по заданному элементу годографа

Рассмотренная в разделе II задача определения глубины проникания сейсмического луча по заданному элементу годографа с параметрами (x, t, v), очевидно, не имеет строгого решения, в частности потому, что операция экстраполяции годографа до начала координат может быть осуществлена различными способами. Однако класс функций, которыми целесообразно аппроксимировать годограф в заданной области от начала координат до точки (x, t), либо функцию скорости $v(z)$ в некотором интервале глубин, имеет определенные ограничения. В частности, при экстраполяции годографа можно указать на следующие ограничения в способах представления годографа в неосвещенной наблюдениями области: а) кривая $t(x)$ проходит через начало координат, имея на всем интервале положительную производную $t'(x)$; б) вторая производная $t''(x)$ повсюду имеет отрицательное значение, стремясь к нулю в случае однородной среды; в) в точке расположения элемента годографа $x=x_1$ задан наклон касательной $t'(x_1)=1/v$; г) приблизительно известны ожи-

даемые величины перепада скоростей $\frac{t'(0)}{t'(x_1)} = \frac{v}{v_0}$ и порядок величины начальной скорости v_0.

В способах, основанных на предположении об известном общем виде функции $v(z)$, используются многочисленные данные экспериментальных исследований о наиболее часто встречаемых зависимостях скорости от глубины в тех или иных геологических условиях. В частности, принимаются во внимание известные факты, что скорость более или менее монотонно увеличивается с глубиной, а градиент $v'(z)$ — уменьшается.

Наличие указанных условий дает возможность существенно сузить степень неоднозначности при определении глубины проникания луча по заданному элементу годографа и во многих случаях обеспечивает вполне удовлетворительную точность вычисления глубин z при весьма ограниченном объеме наблюдений. Во всяком случае появляется возможность некоторого прогнозирования возможных значений глубин.

Из рассмотрения рис. 2 видно, что точность нахождения глубины прежде всего будет зависеть от величины μ, которая, в свою очередь, связана с кривизной годографа и соответственно с перепадом скоростей $\omega = v/v_0$. Если μ не превышает 1,5 ($v/v_0 \leqslant 2$), то можно утверждать, что при любых допустимых экстраполируемых функциях будет обеспечено вычисление глубин с точностью не ниже 5—10%. Если μ увеличивается до 2,0, то вероятность правильного предсказания глубин соответственно падает и становятся возможными отклонения от истинных значений порядка 20—25%. Иначе говоря, в этих случаях будет играть большую роль выбор исходной функции $t(x)$.

Покажем это на примерах. Пусть исходный годограф задан уравнением $t = 5 \ln (1 + 0{,}1\, x)$ (x, *км*; t, *сек*). Выберем на годографе элемент на расстоянии $x = 10$ *км* (с $v = 4$ *км/сек*). Истинная глубина залегания соответствующего слоя, определенная по точным формулам раздела I, составляет 2,47 *км*. Глубины, вычисленные по формулам (29), (31) — (35), при $\mu = 1{,}39$, дают соответственно ошибки (в %): 0,4; 3,6; 1,2; 3,2; 0,0; 1,6. Таким образом, в данном случае максимальная ошибка составляет всего лишь 90 *м*. Наилучшие результаты, естественно, дает формула (34), поскольку аппроксимирующая функция в этом случае совпадает с заданной.

Для элемента при $x = 20$ *км* ($v = 6$ *км/сек*, $\mu = 1{,}65$), когда $z_{\text{ист}} = 6{,}16$ *км*, ошибки при различных способах представления годографа соответственно будут иметь значения (в %): 1,3; 5,0; 2,7; 2,7; 0,0; 5,2. В обоих случаях после логарифмической функции ближе всего к действительности находится способ О. К. Кондратьева [4]. Однако на следующем примере можно показать, что это не всегда будет так. Пусть исходный годограф имеет вид: $t = 5 \ln (1 + 0{,}2\, x)$ (x, *км*; t, *сек*). Выберем элемент при $x = 20$ *км* с $v = 5$ *км/сек*; $z_{\text{ист}} = 7{,}25$ *км*, $\mu = 2{,}01$. Ошибки приближенных способов в порядке, указанном выше, будут составлять (в %): 5,0; 8,6; 6,0; 2,2; 0,0. Аппроксимация функцией (35) в данном случае неприменима, поскольку $\mu > 2$.

С целью снижения степени неоднозначности выбора аппроксимирующей функции $t(x)$ целесообразно использовать зависимости $\mu(\omega)$ (рис. 4). В приведенных выше примерах наличие сведений о величине ω дает возможность однозначно выбрать аппроксимирующую функцию, обеспечивающую минимальную погрешность.

Существенно бо́льшую точность в определении глубин обеспечивает обработка данных рефрагированных волн способами, в основе которых лежит аппроксимация годографа функциями с тремя параметрами $t(x, a, b, c)$. Так, для первого из вышеприведенных примеров ($\omega = 2$; $\mu = 1{,}39$; $z_{\text{ист}} = 2{,}47$ *км*) получим $z = 2{,}46$ *км*, что только на 10 *м* отличается от действительного значения глубины.

Вполне удовлетворительную точность вычисления глубины проникания луча по элементу годографа можно обеспечить также при задании аппроксимирующей функции $v(z)$. Покажем это на втором из приведенных выше примеров ($x=20$ *км*, $v=6$ *км/сек*, $\mu=1{,}65$). Используя график рис. 6, найдем для двух первых значений n величины ω_1 и ω_2, которые в данном случае соответственно равны 2,32 и 3,50. По формулам (38) находим глубины при $n=1$ и 2, равные 6,32 *км* и 5,90 *км*. Они отличаются от истинной глубины соответственно на 2,6 и 4,2%. Если положить ω известным, равным в данном случае 3, то по графику рис. 6 находим оптимальное значение $n=1{,}80$. По графику рис. 5 находим $f(\omega)=0{,}301$ и соответственно глубину 6,02 *км*. Таким образом, наличие сведения о перепаде скоростей позволило уменьшить величину ошибки до 140 *м*, т. е. до 2,3%.

На практике, по-видимому, целесообразно на первом этапе интерпретации данных типа точечных зондирований применить способы, основанные на аппроксимации годографа функциями $t(x)$. Получив таким образом в первом приближении скоростные колонки, можно будет уточнить вид аппроксимирующей функции $v(z)$, который в общем случае, конечно, не обязательно должен совпадать с функцией (24). Используя выбранную аппроксимирующую функцию $v(z)$, можно построить во втором приближении уточненные скоростные колонки.

3. Обработка неполных годографов

Проведем оценку точности для случая, когда неполный годограф можно представить отрезками прямых линий, начиная с некоторого расстояния x_1. Эффективные параметры первого слоя определяются по начальному элементу годографа. При этом точность будет тем выше, чем меньше расстояние x_1 и отношение $\frac{v(x_1)}{v_0}$. В качестве примера годограф длиной 5 *км* для функции изменения скорости с глубиной $v=v_0\ (1+\beta z)$ при $v_0=2$ *км/сек* и $\beta=1$ *км*$^{-1}$, заданный начиная соответственно с $x_1=1{,}25$ *км* и $x_1=1{,}75$ *км*, был разбит на интервалы $\Delta x=0{,}250$ *км*. Ошибки в глубинах для скорости $v=4{,}139$ *км/сек* составляют соответственно 0,002 *км* и 0,015 *км* при истинной глубине $z_{\text{ист}}=1{,}125$ *км*. Таким образом, в случае неполных годографов представляется возможным достичь существенно большей точности, чем при наличии только элемента годографа.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что при наличии полного годографа решение обратной задачи для рефрагированных волн можно осуществить различными приближенными способами, дающими возможность значительно быстрее получить результат, чем при использовании способа Вихерта — Чибисова. Большинство способов дает практически ту же точность, что и строгие способы.

2. Получены формулы для приближенного вычисления глубины проникания луча по элементу годографа, вывод которых основывается на дополнительной информации о свойствах годографа и общих закономерностях изменения скоростей с глубиной. Показано, что при малых перепадах скоростей вид аппроксимирующих функций $t(x)$ и $v(z)$ в малой степени влияет на результат расчетов. Точность интерпретации существенно повышается при известной начальной скорости.

На типичных теоретических примерах установлено, что по элементу годографа в большинстве случаев возможно определение глубины проникания луча с точностью 3—5%.

3. Неполные годографы, в которых отсутствует начальная часть, целесообразно обрабатывать путем сведения к полному годографу, используя для этого различные приемы. Наиболее целесообразно по ближнему элементу годографа находить эффективные параметры верхнего слоя, а затем рассматривать среду как многослойную структуру.

4. Решение обратных задач для рефрагированных волн может быть существенно упрощено при наличии специальных таблиц и номограмм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов А. И. Интерпретация сейсмических годографов. Гостоптехиздат, 1960.
2. Гамбурцев Г. А. Корреляционный метод преломленных волн. Изд-во АН СССР, 1952.
3. Гамбурцев Г. А. Основы сейсморазведки. Гостоптехиздат, 1959.
4. Кондратьев О. К., Гамбурцев А. Г. Сейсмические исследования в прибрежной части Восточной Антарктиды. Изд-во АН СССР, 1963.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1962.
6. Котляревский Б. В., Пузырев Н. Н. Определение скорости по годографам преломленных волн методом Вихерта. Сб. «Прикладная геофизика». Труды ГСГТ, 1940.
7. Левин А. Н. Примененне способа исключения средних скоростей для определения параметров неоднородной среды. Прикладная геофизика, № 39, 1964.
8. Левин А. Н. Приближенное представление годографов рефрагированной и отраженной волн для неоднородной упругой среды при непрерывном увеличении скорости с глубиной. Прикладная геофизика, № 39, 1964.
9. Мишенькина З. Р. Интерпретация данных рефрагированных волн при наличии вертикального и горизонтального градиентов скорости. Изв. АН СССР, серия «Физика Земли», № 4, 1967.
10. Назарный С. А. Графоаналитический способ установления закона скорости по годографам проходящих волн. Разведочная и промысловая геофизика, № 49, 1963.
11. Назарный С. А. Определение зависимости скорости распространения волн от глубины по годографам рефрагированных волн. Прикладная геофизика, № 45, 1965.
12. Пузырев Н. Н. Построение разреза по встречным годографам преломленных волн. Прикладная геофизика, № 8, 1952.
13. Пузырев Н. Н. Измерение сейсмических скоростей в скважинах. Труды ВНИИГеофизики, вып. 3, 1957.
14. Пузырев Н. Н. Определение элементов залегания отражающих границ при переменной скорости по вертикали. Прикладная геофизика, № 6, 1950.
15. Пузырев Н. Н. К теории интерпретации точечных сейсмических наблюдений. Геология и геофизика, № 9, 1963.

С. В. Крылов, В. Д. Суворов

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Рассматриваются особенности искажений поля времен точечных сейсмических наблюдений монотипных волн вследствие неоднородного строения верхней части разреза. Обосновываются преобразования поля, обеспечивающие учет искажений при определении эффективной, граничной и пластовой скоростей. Дается оценка точности и условий применимости предложенных способов. Рассматривается возможность выделения поверхностных искажений из наблюденного поля времен.

Строение самой верхней части геологического разреза, как правило, неоднородно. К поверхностным неоднородностям при сейсмической разведке обычно относят невыдержанный по мощности и скорости упругих волн слой выветрелых пород (зона малых скоростей). При глубинных сейсмических исследованиях земной коры неоднородность верхней части разреза может быть обусловлена изменением параметров осадочного платформенного чехла, во многих случаях резко отличающегося по упругим свойствам от нижележащих консолидированных пород. Эти неоднородности, если не учитывать их влияния, могут вызвать значительные искажения результатов сейсмических исследований, особенно при изучении глубинных структур малой амплитуды.

В настоящей работе вопросы интерпретации материалов сейсморазведки в условиях поверхностных неоднородностей рассматриваются не для годографов, а для поля времен точечных сейсмических наблюдений, что является более общим случаем. В связи с этим полученные результаты могут быть применены в условиях непрерывных систем наблюдений, так как между полем времен и годографами существует однозначное соответствие [2].

Ниже обосновываются приемы интерпретации материалов точечных наблюдений разных типов волн (отраженных, преломленных и рефрагированных) без дополнительного изучения верхней части разреза. Исходными данными служат две изолинии поля времен. Для зондирований отраженными волнами решается задача отыскания значений эффективной скорости в покрывающей среде, отображающих влияние поверхностных неоднородностей. По зондированиям преломленными и рефрагированными волнами находятся соответственно граничные и пластовые скорости, свободные от влияния поверхностных искажений. Рассматривается также возможность определения самих величин поверхностных искажений, что важно не только в связи с задачей учета их влияния, но и для получения данных о строении верхней части разреза без проведения специальных полевых исследований.

ИСКАЖЕНИЯ ПОЛЯ ВРЕМЕН

В качестве поверхностного искажения в дальнейшем будем рассматривать разность времен пробега упругой волны при наличии поверхностной неоднородности и в случае ее отсутствия при неизменном положении источника и приемника колебаний. В последнем случае верхняя неоднородная часть разреза заменяется средой с той же величиной скорости упругих волн, что и в подстилающих породах.

Поле времен $t(x, l_i)$ [2, 3], используемое при интерпретации точечных наблюдений, представляет собой семейство линий времен прихода данной волны, соответствующих фиксированным значениям баз (расстояний l_i от источника до приемника колебаний). Поле строится в координатах x, t, где x — линия профиля, t — время. Времена относятся к центрам баз зондирований.

Последняя особенность приводит к тому, что на разных изолиниях поля влияние поверхностных неоднородностей распределено по-разному. Пусть имеем две изолинии $t_1(x)$ и $t_2(x)$, которым отвечают базы зондирований l_1 и l_2. В произвольной точке профиля x время $t_1(x)$ будет содержать влияние неоднородностей в точках $x - \frac{l_1}{2}$ и $x + \frac{l_1}{2}$, где расположены соответствующие источник и приемник колебаний. Значение $t_2(x)$ будет искажено неоднородностями в точках $x - \frac{l_2}{2}$ и $x + \frac{l_2}{2}$. Следовательно, искажения времен $t_1(x)$ и $t_2(x)$ могут оказаться неодинаковыми по величине. В результате скорости упругих волн, которые определяются через разность рассматриваемых времен (или их квадратов), окажутся искаженными. По той же причине нарушится подобие формы линий $l=\text{const}$, являющееся важным признаком достоверности дискретной корреляции.

Разность времен не будет содержать влияния поверхностных неоднородностей, если одну из изолиний поля преобразовать таким образом, чтобы искажения на ней были проявлены так же, как и на второй изолинии. После этого преобразования линии $l=\text{const}$ станут подобными по форме.

Прежде чем переходить к отысканию такого преобразования, наложим некоторые ограничивающие условия на структуру поля времен.

Первое условие. Неискаженные линии поля времен на любом локальном участке профиля, не превосходящем по протяженности наибольшую из баз зондирований, могут быть аппроксимированы прямой линией. Под неискаженным временем в данном случае понимается результат вычитания из наблюденного времени величины поверхностного искажения.

Выясним, какая форма глубинной границы соответствует допущению о прямолинейности линий $l=\text{const}$. В случае зондирований отраженными волнами для неискаженного времени $t'(x)$ будем иметь, считая для простоты наклон границы в окрестности точки отражения малым:

$$t'(x) = a + kx = \frac{1}{v}\sqrt{4h_m^2(x) + l^2}.$$

Здесь a и k — постоянные; v — скорость в покрывающей среде; h_m — глубина по нормали к границе под центром зондирования.

Из предыдущего уравнения найдем:

$$h_m(x) = \frac{1}{2}\sqrt{v^2(a + kx)^2 - l^2}.$$

Следовательно, отражающая граница не может считаться плоской. Глубины ее залегания изменяются вдоль профиля по гиперболическому закону.

Аналогичным путем можно показать, что прямолинейным изолиниям поля времен преломленных волн отвечает плоская граница при постоянных скоростях в покрывающей и преломляющей средах.

Второе условие. Величина поверхностного искажения не зависит от угла, образованного соответствующим сейсмическим лучом ниже

неоднородного слоя с подошвой этого слоя. Указанное условие обычно выполняется с достаточной для практики точностью, если скорость упругих волн в верхнем слое значительно меньше, чем в коренных породах. Тогда каждой точке профиля, в которой расположен источник или приемник колебаний, можно приписать некоторую величину искажения $\delta(x)$, не зависящую от величины базы зондирования.

Искажения в наблюденных временах, как уже отмечалось, равны сумме значений $\delta(x)$ в точках источника и приемника соответствующего зондирования. При соблюдении обоих введенных выше условий уравнение любой изолинии поля времен запишется следующим образом:

$$t_i(x) = a_i + k_i x + \delta\left(x - \frac{l_i}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_i}{2}\right). \qquad (1)$$

Сделаем одно замечание об искажениях поля времен в случае, когда функция $\delta(x)$ линейна. В этом частном случае распределение искажений не зависит от величины базы зондирований, все изолинии поля будут искажены одинаково. В справедливости сказанного нетрудно убедиться, подставляя в уравнение (1) линейную функцию поверхностных искажений.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯ ВРЕМЕН

Решим следующую задачу: имея две изолинии наблюденного поля

$$t_1(x) = t_1'(x) + \delta\left(x - \frac{l_1}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_1}{2}\right)$$

и

$$t_2(x) = t_2'(x) + \delta\left(x - \frac{l_2}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_2}{2}\right),$$

преобразовать вторую изолинию так, чтобы влияние неоднородностей на ней было распределено так же, как и на первой, т. е. найти

$$\tilde{t}_2(x) = t_2'(x) + \delta\left(x - \frac{l_1}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_1}{2}\right).$$

Времена с индексами 1 и 2 соответствуют базам l_1 и l_2.

Рассмотрим систему зондирований на рис. 1, *а*. Поместив начало координат в центр данной системы, можно записать в соответствии с уравнением (1) следующие выражения для наблюденных времен:

$$\left.\begin{aligned}
t_1\left(-\frac{l_2}{2}\right) &= a_1 - k_1\frac{l_2}{2} + \delta\left(-\frac{l_2+l_1}{2}\right) + \delta\left(-\frac{l_2-l_1}{2}\right),\\
t_1(0) &= a_1 + \delta\left(-\frac{l_1}{2}\right) + \delta\left(\frac{l_1}{2}\right),\\
t_1\left(\frac{l_2}{2}\right) &= a_1 + k_1\frac{l_2}{2} + \delta\left(\frac{l_2-l_1}{2}\right) + \delta\left(\frac{l_2+l_1}{2}\right),\\
t_2\left(-\frac{l_1}{2}\right) &= a_2 - k_2\frac{l_1}{2} + \delta\left(-\frac{l_2+l_1}{2}\right) + \delta\left(\frac{l_2-l_1}{2}\right),\\
t_2\left(\frac{l_1}{2}\right) &= a_2 + k_2\frac{l_1}{2} + \delta\left(-\frac{l_2-l_1}{2}\right) + \delta\left(\frac{l_2+l_1}{2}\right).
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

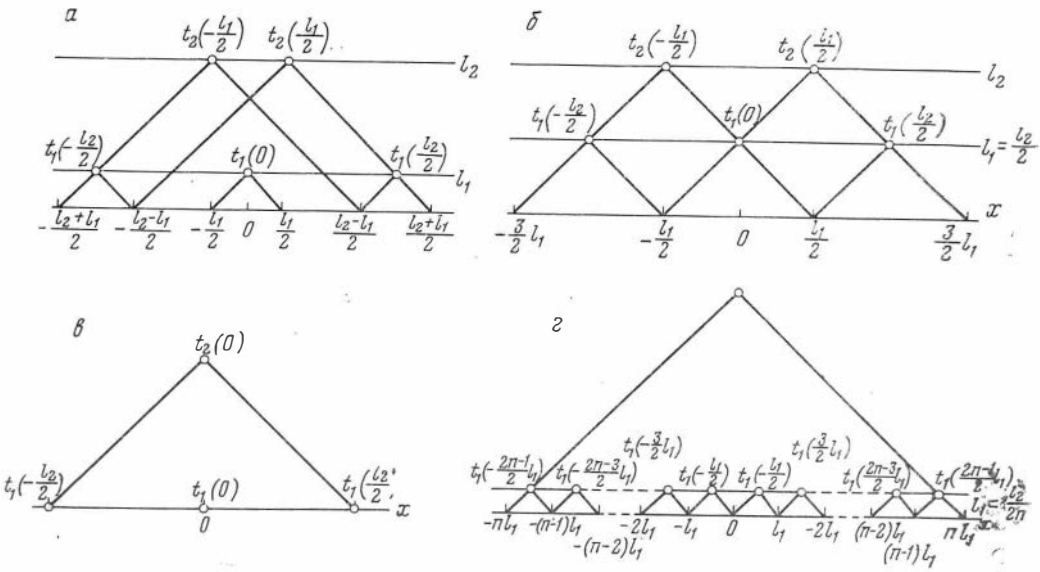


Рис. 1. Система точечных наблюдений на обобщенной плоскости, используемые для преобразования поля времен

Используя систему (2), составим выражение:

$$t_2\left(-\frac{l_1}{2}\right)+t_2\left(\frac{l_1}{2}\right)-t_1\left(-\frac{l_2}{2}\right)+2t_1(0)-t_1\left(\frac{l_2}{2}\right)=$$
$$=a_2-k_2\frac{l_1}{2}+\delta\left(-\frac{l_2-l_1}{2}\right)+\delta\left(\frac{l_2-l_1}{2}\right)+a_2+k_2\frac{l_1}{2}+$$
$$+\delta\left(-\frac{l_2-l_1}{2}\right)+\delta\left(\frac{l_2+l_1}{2}\right)-a_1+k_1\frac{l_2}{2}-\delta\left(-\frac{l_2+l_1}{2}\right)-$$
$$-\delta\left(-\frac{l_2-l_1}{2}\right)+2a_1+2\delta\left(-\frac{l_1}{2}\right)+2\delta\left(\frac{l_1}{2}\right)-a_1-k_1\frac{l_2}{2}-$$
$$-\delta\left(\frac{l_2-l_1}{2}\right)-\delta\left(\frac{l_2+l_1}{2}\right)=2\left[a_2+\delta\left(-\frac{l_1}{2}\right)+\delta\left(\frac{l_1}{2}\right)\right].$$

Сумма членов, заключенных в квадратные скобки, равна искомому времени $\tilde{t}_2(0)$. Поскольку начало координат было выбрано произвольно, то для любой точки профиля будем иметь:

$$\tilde{t}_2(x)=\frac{1}{2}\left[t_2\left(x-\frac{l_1}{2}\right)+t_2\left(x+\frac{l_1}{2}\right)-t_1\left(x-\frac{l_2}{2}\right)+2t_1(x)-t_1\left(x+\frac{l_2}{2}\right)\right]. \quad (3)$$

Таким образом, искомое преобразование найдено. Оно справедливо для любых монотипных волн и может осуществляться как по полю времен, построенному с необходимой детальностью и точностью, так и по специально полученным значениям времен, соответствующих системе зондирований, изображенной на рис. 1, *а*. При составлении такой системы следует руководствоваться следующим правилом. Центры двух зондирований с базой l_2 разносятся по профилю на расстояние l_1. Три зондирования с базой l_1 располагаются так, чтобы одно из них находилось в центре системы, а два крайних своими концами совпадали соответственно с левыми и правыми концами зондирований, имеющих базу l_2. Это правило справедливо для любых баз, в том числе и при $l_1>l_2$.

Рассмотрим важные для практики частные случаи соотношения баз.

1. $l_1=\frac{1}{2}l_2$. В этом случае система наблюдений на профиле становится более удобной (рис. 1, *б*). Достаточно иметь два источника и два приемника колебаний.

2. $l_1=0$. Система наблюдений еще более упрощается в этом случае, встречающемся при наблюдениях отраженных волн (рис. 1, *в*). Расчетная формула (3) приобретает вид:

$$\tilde{t}_2(x)=t_2(x)-\frac{1}{2}t_0\left(x-\frac{l_2}{2}\right)+t_0(x)-\frac{1}{2}t_0\left(x+\frac{l_2}{2}\right). \qquad (4)$$

Важной особенностью последнего случая является то, что время $\tilde{t}_2(x)$ содержит искажения, соответствующие центру зондирования. Аналогичное преобразование линии $t_2(x)$ со сведением влияния неоднородностей в центр зондирования можно получить и при $l_1\neq 0$, в частности, если $l_1=l_2/2n$, где n — целое положительное число. Для этого используется система зондирований, показанная на рис. 1, *г*.

Действительно, в соответствии с уравнением (1) можно записать:

$$t_2(0)=a_2+\delta(-nl)+\delta(nl),$$

$$t_1\left(\pm\frac{l}{2}\right)=a_1\pm k_1\frac{l}{2}+\delta(\pm l)+\delta(0),$$

$$t_1\left(\pm\frac{3}{2}l\right)=a_1\pm k_1\frac{3}{2}l+\delta(\pm 2l)+\delta(\pm l),$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$t_1\left(\pm\frac{2n-3}{2}l\right)=a_1\pm k_1\frac{2n-3}{2}l+\delta[\pm(n-2)l]+\delta[\pm(n-1)l],$$

$$t_1\left(\pm\frac{2n-1}{2}l\right)=a_1\pm k_1\frac{2n-1}{2}l+\delta[\pm(n-1)l]+\delta(\pm nl).$$

Составим выражение

$$t_2(0)-t_1\left(-\frac{2n-1}{2}l\right)+t_1\left(-\frac{2n-3}{2}l\right)-\cdots-t_1\left(-\frac{3}{2}l\right)+t_1\left(-\frac{l}{2}\right)+$$
$$+t_1\left(\frac{l}{2}\right)-t_1\left(\frac{3}{2}l\right)+\cdots+t_1\left(\frac{2n-3}{2}l\right)-t_1\left(\frac{2n-1}{2}l\right)=\cdots=a_1+2\delta(0).$$

В правой части стоит искомое время $\tilde{t}_2(0)$. Следовательно, преобразование, сводящее влияние неоднородностей в центр зондирования, можно осуществить по формуле:

$$\tilde{t}_2(x)=t_2(0)-t_1\left(-\frac{2n-1}{2}l\right)+t_1\left(-\frac{2n-3}{2}l\right)-\cdots-$$
$$-t_1\left(-\frac{3}{2}l\right)+t_1\left(-\frac{l}{2}\right)+t_1\left(\frac{l}{2}\right)-t_1\left(\frac{3}{2}l\right)+\cdots+$$
$$+t_1\left(\frac{2n-3}{2}l\right)-t_1\left(\frac{2n-1}{2}l\right). \qquad (5)$$

После выполнения изложенных преобразований линии $t_1(x)$ и $\tilde{t}_2(x)$ используются для расчета скоростей в среде обычными способами.

Граничные и пластовые скорости, найденные по преобразованным полям времен преломленных и рефрагированных волн, не будут искажены, так как разности времен в формулах для расчета этих параметров не будут содержать поверхностных искажений.

Несколько иное положение имеет место для отраженных волн. Средняя скорость в этом случае, как известно [2], рассчитывается через разности квадратов времен, поэтому влияние неоднородностей полностью

не исключается. Если представить неоднородности верхней части разреза в виде пласта переменной мощности, то по временам $t_1(x)$ и $\tilde{t}_2(x)$ будет найдена эффективная скорость для двухслойной среды с верхним слоем, параметры которого равны среднеарифметическому из значений в точках $x-(l_1/2)$ и $x+(l_1/2)$. При использовании систем наблюдений отраженных волн, изображенных на рис. 1, *в*, *г*, указанного осреднения свойств верхней части разреза не происходит. В величину эффективной скорости в этом случае входят параметры неоднородного слоя для центральной точки системы. Если глубины до отражающей границы вычислять с использованием найденных значений эффективной скорости, отображающих распределение по профилю поверхностных неоднородностей, то сейсмический разрез будет в значительной степени свободен от влияния искажений. При поисках пологих структур может потребоваться дополнительный учет отличия эффективной скорости от лучевой.

При упомянутых выше операциях с преобразованным полем времен (определение скорости в среде по записям различных монотипных волн, вычисление глубин до отражающих границ) не требуется вводить во времена прихода волн поправки за рельеф линии наблюдений, который можно рассматривать как поверхностные искажения.

Рассмотренное выше преобразование поля времен может быть полезным также при проведении дискретной корреляции волн. Один из главных ее критериев — подобие формы разных изолиний поля — не соблюдается в условиях криволинейной поверхности наблюдений и значительных поверхностных неоднородностей. Он будет выполняться для линий $t_1(x)$ и $\tilde{t}_2(x)$.

При пересчете поля времен отраженных волн [4], также применяемого для контроля дискретной корреляции, может потребоваться предварительно выполнить преобразование поля, чтобы учесть влияние рельефа линии наблюдений и неоднородностей верхней части разреза. В результате будут обеспечены основные условия пересчета: равенство скоростей в покрывающей толще (если пренебречь отличием эффективной скорости для разных баз) и прямолинейность линии наблюдений для зондирований с разными базами и совмещенными центрами.

О ВЫПОЛНЕНИИ УСЛОВИЙ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Корректность изложенного выше преобразования поля времен определяется выполнением допущений о локальной прямолинейности неискаженных линий $l=\text{const}$ и равенстве величин поверхностных искажений при различных углах подхода (выхода) сейсмических лучей к подошве неоднородного слоя. В реальной обстановке эти допущения обычно выполняются лишь приближенно, в связи с чем необходимо определить условия, при которых рассматриваемое преобразование обеспечивает достаточную для практики точность результатов.

Прямолинейность линий $l=\text{const}$ может нарушаться прежде всего при сложной криволинейной форме сейсмической границы. Оценим влияние этого фактора на примере круговой границы для зондирований отраженными волнами, считая покрывающую среду однородной. Систему зондирований, изображенную на рис. 1, *а*, расположим так, чтобы ее середина и центр кривизны границы находились на одной вертикальной прямой. При таком расположении погрешности преобразования будут максимальными, а времена прихода волн для зондирований с одинаковыми базами, размещенных симметрично относительно центра системы, окажутся одинаковыми. Формула преобразования (3) примет вид:

$$\tilde{t}_2(0) = t_2\left(\frac{l_1}{2}\right) + t_1(0) - t_1\left(\frac{l_2}{2}\right).$$

Составим выражение для относительной погрешности преобразования:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\widetilde{t_2}(0) - t_2(0)}{t_2(0)} = \frac{t_2\left(\frac{l_1}{2}\right) + t_1(0) - t_1\left(\frac{l_2}{2}\right)}{t_2(0)} - 1.$$

Выразим значения времени через параметры разреза, воспользовавшись уравнением годографа отраженных волн от круговой границы, полученным в работе [5] для относительно небольших кривизн. После преобразования получим окончательно:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{\sqrt{1+c^2}} \left\{ \left[1 - \frac{c \sin \alpha_2}{(1+d)\sec \alpha_2 - d + 2c \sin \alpha_2} \right] \times \right.$$

$$\times \sqrt{c^2 (1+n)^2 + 2d(1+d)(1-\sec \alpha_2) - 2cd \sin \alpha_2 + 1} -$$

$$- \left[1 - \frac{cn \sin \alpha_1}{(1+d)\sec \alpha_1 - d + 2cn \sin \alpha_1} \right] \times$$

$$\left. \times \sqrt{c^2 (1+n)^2 + 2d(1+d)(1-\sec \alpha_1) - 2cdn \sin \alpha_1 + 1} + 1 \right\} - 1, \qquad (6)$$

где для краткости введены обозначения: $n = l_1/l_2$

$$c = \frac{l_2}{2h}; \quad d = \frac{R}{h}; \quad \alpha_1 = \operatorname{arctg} \frac{c}{1+d}; \quad \alpha_2 = \operatorname{arc\,tg} \frac{cn}{1+d}.$$

Здесь R — радиус кривизны отражающей границы; h — глубина ее залегания под центром системы зондирований (R — положительно для выпуклой границы и отрицательно для вогнутой).

Рассматриваемые погрешности при прочих равных условиях растут с уменьшением величины отношения используемых баз. Ошибки максимальны при $n = 0$, т. е. когда меньшая база равна нулю. Формула (6) в этом случае упрощается:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{\sqrt{1+c^2}} \left[1 - \sqrt{c^2 + 2d(1+d)(1-\sec \alpha_1)} \right]. \qquad (6')$$

Аналогичным образом можно определить погрешность преобразования при ином расположении системы зондирований относительно круговой границы. В частности, если поместить крайнюю точку системы над центром кривизны, то при $n = 0$ будем иметь:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{(1+d)\left(\sec \alpha_1 - \frac{1}{2}\sec 2\alpha_1 - \frac{1}{2}\right)}{\left[1 - \frac{c \sin \alpha_1}{(1+d)\sec \alpha_1 - d + 2c \sin \alpha_1}\right] \sqrt{c^2 + 2c[(1+d)\sec \alpha_1 - d]\sin \alpha_1 + [(1+d)\sec \alpha_1 - d]^2}}. \qquad (7)$$

Графики, рассчитанные по формулам (6) и (7) для значений h/R, обычно встречающихся в условиях пологих платформенных структур, изображены на рис. 2. Относительные ошибки в области свода (впадины) значительно больше по абсолютной величине, чем при расположении зондирований над крылом структуры. Они растут с увеличением отношения базы l_2 к глубине залегания границы. Погрешности таковы, что над выпуклыми участками времена оказываются несколько заниженными, а над вогнутыми — завышенными по сравнению с истинными значениями. Вследствие этого глубинные структуры будут подчеркнуты. Величины ошибок обычно незначительны: если наибольшая из баз не превышает четверти глубины залегания границы, то относительные иска-

жения времен не превосходят одного процента при значениях (h/R) не более 0,1. При бо́льших величинах кривизны и параметра c возможны существенные искажения. Следует иметь в виду, что приведенные оценки соответствуют наиболее неблагоприятному случаю $n=0$. При иных соотношениях баз ошибки уменьшаются.

Аналогичный анализ для случая преломленных волн показывает, что для погрешностей преобразования поля времен остаются в силе изло-

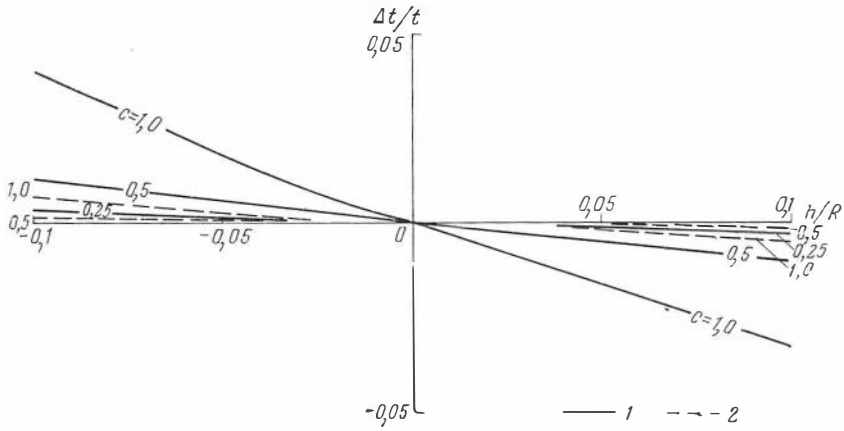


Рис. 2. Погрешности преобразования в случае круговой отражающей границы для системы зондирований, изображенной на рис. 1, *в*, в условиях, когда с абсциссой центра кривизны совпадает середина (*1*) и край (*2*) системы

женные выше закономерности. Однако величины погрешностей могут быть значительно бо́льшими из-за бо́льших значений отношения баз зондирований к глубине залегания границы, которые приходится применять на практике при регистрации преломленных волн. Влияние этого фактора можно сильно уменьшить, если предварительно выполнить пересчет поля к малым базам [4]. В случае преломленных волн такой пересчет не нарушает распределения поверхностных неоднородностей на линиях $l=\text{const}$.

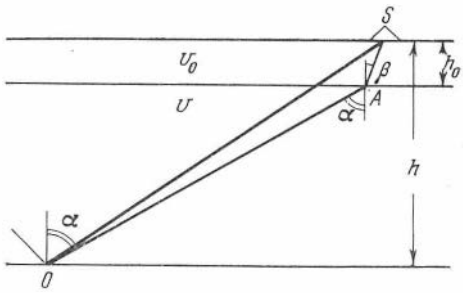


Рис. 3. К оценке зависимости поверхностных искажений от угла подхода сейсмического луча

Условие независимости поверхностных искажений от траектории сейсмического луча под неоднородностью также выполняется лишь приближенно. Рассмотрим случай, когда слой пониженной скорости и отражающая граница залегают горизонтально (рис. 3). Сейсмический луч распространяется от точки отражения O до приемника S при наличии слоя пониженной скорости по пути OAS и по пути OS, если среда однородна. Величину искажения времени для луча, приходящего под произвольным углом α, определим следующим образом:

$$\delta(\alpha) = \frac{OA}{v} + \frac{AS}{v_0} - \frac{OS}{v}.$$

Применяя законы геометрической сейсмики, найдем:

$$\delta(\alpha) = \frac{h}{v}\left\{\frac{1-m}{\cos\alpha} + \frac{m}{n\cos\beta} - \sqrt{1+[(1-m)\operatorname{tg}\alpha + m\operatorname{tg}\beta]^2}\right\},$$

где

$$m = \frac{h_0}{h}, \quad n = \frac{v_0}{v}, \quad \beta = \arcsin(n\sin\alpha).$$

Для нормального луча ($\alpha=0$)

$$\delta(0) = \frac{h_0}{v_0}(1-n).$$

Изменение влияния поверхностного слоя при различных значениях угла α будем характеризовать величиной отношения рассмотренных искажений времени:

$$\frac{\delta(\alpha)}{\delta(0)} = \frac{n}{m(1-n)}\left\{\frac{1-m}{\cos\alpha} + \frac{m}{n\cos\beta} - \sqrt{1+[(1-m)\operatorname{tg}\alpha + m\operatorname{tg}\beta]^2}\right\}. \quad (8)$$

Графики зависимости этого отношения от угла α при различных значениях n приведены на рис. 4. Величина его растет при увеличении α

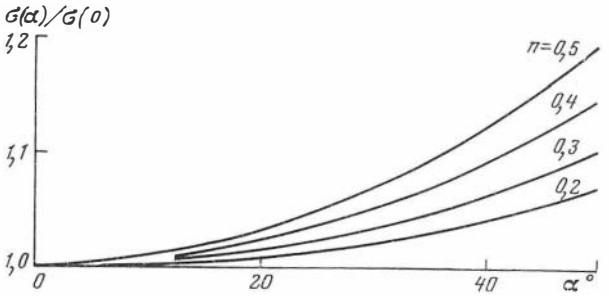


Рис. 4. Графики изменения поверхностных искажений в зависимости от угла подхода сейсмического луча

и отношения скоростей в верхнем слое и в коренных породах. Обычно скорость упругих волн в зоне малых скоростей примерно в пять раз меньше, чем в нижележащей среде ($n=0{,}2$). В этом случае искажения времен остаются практически постоянными для широкого диапазона углов наклона сейсмических лучей. Изменения не превосходят нескольких процентов от полной величины искажений для значений α вплоть до 50°. Такие изменения сравнимы по величине с точностью измерения времени и ими можно пренебречь.

Формула (8) справедлива и для зондирований преломленными волнами, если принять значение α равным критическому углу. Условие постоянства поверхностных искажений в случае преломленных волн будет выполняться более строго, так как критический угол изменяется в узких пределах.

На практике удобно перейти от углов α к соответствующим базам зондирований. Это нетрудно сделать, зная глубину залегания сейсмической границы.

Формулы (6), (8) и соответствующие графики на рис. 2 и 4 дают возможность оценить в конкретных условиях степень выполнения допущений, положенных в основу преобразования поля времен, и найти соответствующие ошибки в значениях времен. Погрешности преобразования в условиях пологих платформенных структур малы. Это подтверждается расчетами на ряде теоретических примеров. Один из них для случая зондирований отраженными волнами показан на рис. 5. В этом примере над сводом пологого поднятия с амплитудой 100 *м* расположена область увеличенной мощности зоны малых скоростей. Влияния

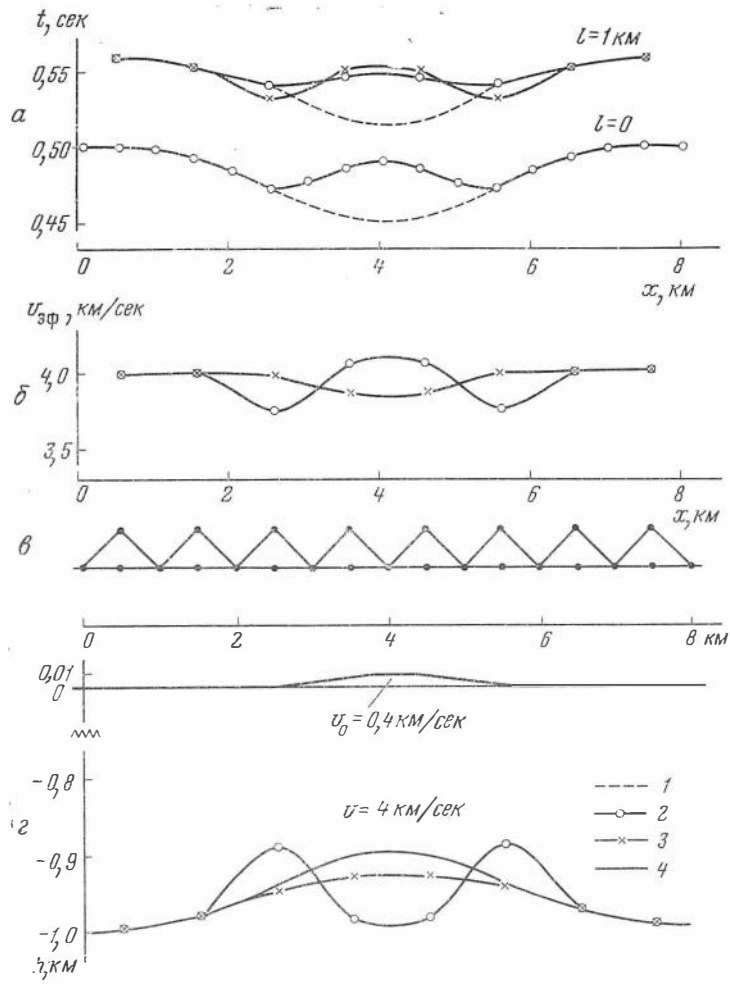


Рис. 5. Теоретический пример учета влияния поверхностных неоднородностей при зондированиях отраженными волнами

а — поле времен; *б* — графики эффективной скорости, *в* — система наблюдений на обобщенной плоскости; *г* — разрез; *1* — линия *l*=const при отсутствии неоднородностей; *2* — «наблюденные» линии *l*=const и рассчитанные по ним эффективные скорости и глубины; *3* — исправленные значения скоростей и глубин; *4* — заданное положение отражающей границы

глубинной структуры и поверхностных неоднородностей на времена прихода волн в данном случае близки по абсолютной величине, но противоположны по знаку. В связи с этим в «наблюденном» поле времен поднятие не проявляется. Распределение эффективных скоростей, найденное по этому полю, сильно искажено, на соответствующем сейсмическом разрезе на месте поднятия получается впадина, обрамленная ложными поднятиями. После преобразования линии $l=1$ *км* обе изолинии поля становятся близкими по форме, график эффективной скорости точно отражает влияние поверхностных неоднородностей, на разрезе уверенно отмечается поднятие отражающей границы. Некоторое занижение амплитуды поднятия, как показывают расчеты, полностью объясняется отличием эффективной скорости, использованной для вычисления глубин, от лучевой.

ВЫДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Весьма интересным для практики является выделение из наблюденного поля времен функции поверхностных искажений $\delta(x)$. Эта функция, как уже отмечалось выше, характеризует время «запаздывания» сейсмического луча при прохождении через верхнюю неоднородную часть разреза с пониженной скоростью упругих волн. При известных величинах скоростей по значениям $\delta(x)$ можно получить сведения о строении верхней части разреза, используя только записи глубинных волн. В результате поверхностные структуры можно будет изучать методом «просвечивания» одновременно с исследованиями нижележащей части среды без проведения дополнительных полевых работ.

Рассмотрим возможность определения поверхностных искажений, воспользовавшись преобразованием Фурье, как это было сделано в работе [1] при решении подобной задачи. Выпишем выражения для наблюденной и преобразованной линии $l=\text{const}$.

$$t(x, l_1) = t'(x, l_1) + \delta\left(x - \frac{l_1}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_1}{2}\right),$$

$$\tilde{t}(x, l_1) = t'(x, l_1) + \delta\left(x - \frac{l_2}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_2}{2}\right).$$

Образуем разность времен:

$$t - \tilde{t} = \delta\left(x - \frac{l_1}{2}\right) + \delta\left(x + \frac{l_1}{2}\right) - \delta\left(x - \frac{l_2}{2}\right) - \delta\left(x + \frac{l_2}{2}\right). \qquad (9)$$

Функцию $\delta(x)$ представим в виде степенно́го ряда:

$$\delta(x) = c_0 + c_1 x + c_2 x^2 + c_3 x^3 + \cdots \qquad (10)$$

Нелинейную ее часть обозначим через Δx:

$$\Delta(x) = c_2 x^2 + c_3 x^3 + c_4 x^4 + \cdots$$

Тогда

$$\delta(x) = c_0 + c_1 x + \Delta(x). \qquad (11)$$

После подстановки выражения (11) в формулу (9) получим:

$$t - \tilde{t} = \Delta\left(x - \frac{l_1}{2}\right) + \Delta\left(x + \frac{l_1}{2}\right) - \Delta\left(x - \frac{l_2}{2}\right) - \Delta\left(x + \frac{l_2}{2}\right). \qquad (12)$$

Следовательно, разность наблюденного и преобразованного времен определяется только нелинейной частью функции поверхностных искажений. Это означает, что по разности рассматриваемых времен распределение поверхностных искажений может быть определено не полностью, а с точностью до ее постоянной и линейной составляющих.

Перейдем к спектральному представлению выражения (12):

$$S_{t-\tilde{t}}(\omega) = S_\Delta(\omega)\left(e^{-i\omega\frac{l_1}{2}} + e^{i\omega\frac{l_1}{2}} - e^{-i\omega\frac{l_2}{2}} - e^{i\omega\frac{l_2}{2}}\right), \qquad (13)$$

где $S_{t-\tilde{t}}(\omega)$ и $S_\Delta(\omega)$ — комплексные спектры функций $t(x, l_1) - \tilde{t}(x, l_1)$ и $\Delta(x)$.

Учитывая, что

$$e^{\pm i\omega\frac{l}{2}} = \cos\omega\frac{l}{2} \pm i\sin\omega\frac{l}{2},$$

выражение (13) преобразуем к виду

$$S_{t-\tilde{t}}(\omega) = 2\left(\cos\omega\frac{l_1}{2} - \cos\omega\frac{l_2}{2}\right) S_\Delta(\omega). \qquad (14)$$

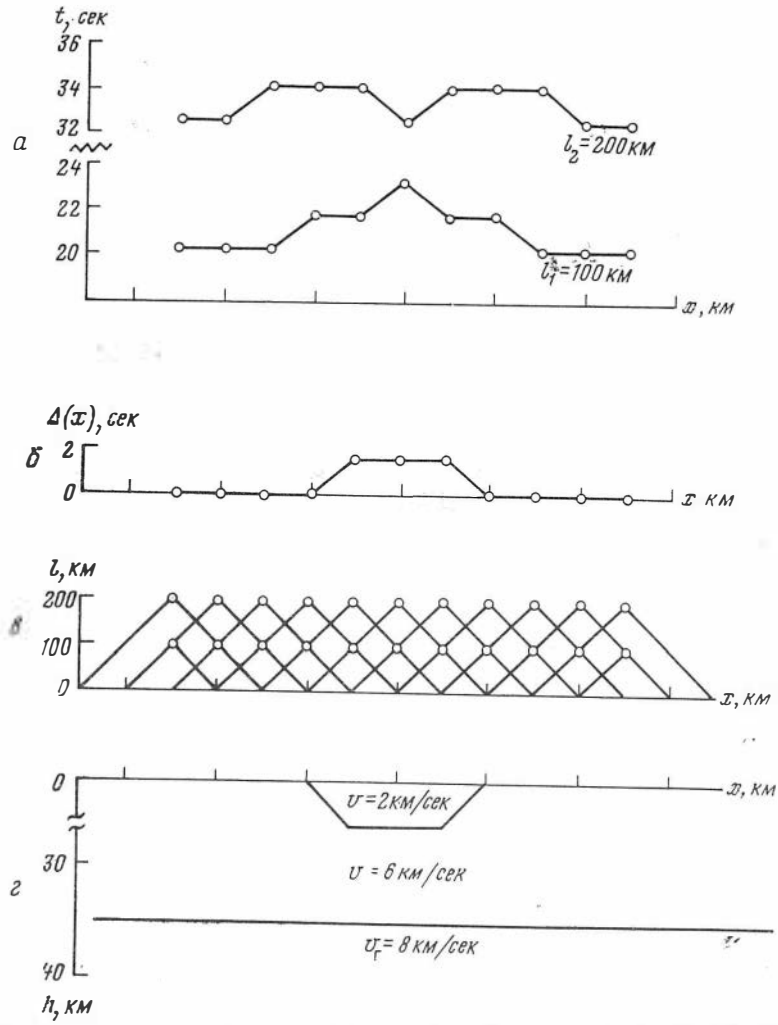


Рис. 6. Теоретический пример определения поверхностных искажений для зондирований преломленными волнами

а — «наблюденное» поле времен; *б* — график рассчитанных величин поверхностных искажений; *в* — система наблюдений на обобщенной плоскости; *г* — разрез

Далее найдем спектр нелинейной составляющей искажений

$$S_{\Delta}(\omega) = \frac{S_{t-\tilde{t}}(\omega)}{2\left(\cos\omega\frac{l_1}{2} - \cos\omega\frac{l_2}{2}\right)}. \qquad (15)$$

Путем обратного преобразования Фурье получим искомую функцию распределения нелинейной части поверхностных искажений:

$$\Delta(x) = \frac{1}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{S_{t-\tilde{t}}(\omega)}{\cos\omega\frac{l_1}{2} - \cos\omega\frac{l_2}{2}}e^{i\omega x}d\omega. \qquad (16)$$

Этот результат можно рассматривать как указание на принципиальную возможность получить функцию $\Delta(x)$, используя записи волн от глубоких границ раздела. Для практической реализации такой возмож-

ности необходимо исследовать устойчивость полученного решения при наличии разного рода помех, разработать удобные вычислительные приемы и т. п.

Отметим некоторые особенности использования формулы (16). В нее входит спектр разности наблюденных и преобразованных времен одной и той же линии $l=\text{const}$. Для расчета спектра необходимо иметь функцию разности времен на всем участке, где она отлична от нуля. При ограниченной длине сейсмических профилей это означает, что доступные для выявления поверхностные неоднородности (их нелинейная составляющая) должны иметь ограниченную протяженность по горизонтальной оси. Если горизонтальный размер нелинейной части неоднородности равен некоторой величине L, то в связи с особенностями построения поля времен протяженность участка, на котором эта неоднородность будет проявлена в разности времен, окажется равной $L+l$. Дополнительным критерием правильности выбора участка профиля для расчета спектра и выполнения условий преобразования поля времен должно служить равенство нулю среднего значения функции $t-\tilde{t}$ на рассматриваемом интервале профиля.

Предлагаемый прием выделения поверхностных искажений, осложняющих поле времен волн от глубоких границ, может найти применение не только при изучении структур толщи осадочных пород, но и при глубинных сейсмических исследованиях земной коры. Поверхностные искажения в последнем случае будут обусловлены невыдержанностью параметров осадочного слоя в целом, в связи с чем может ставиться задача выявления крупных особенностей строения этого слоя по записям проходящих через него волн.

Возможность решения такой задачи иллюстрируется теоретическим примером, представленным на рис. 6. Пример имитирует условия изучения подошвы земной коры зондированиями преломленных волн при наличии в верхах разреза грабена, выполненного породами с пониженной скоростью. При наличии двух «наблюденных» линий $l=\text{const}$ было выполнено преобразование линии $l=200$ *км* по формуле (5). Затем вычислили разность «наблюденной» и преобразованной изолиний, определили спектр этой разности и по формуле (16) нашли значения поверхностных искажений. Полученная функция $\Delta(x)$ (рис. 6, *б*), не содержащая в данном примере линейной составляющей, является зеркальным отображением линии рельефа нижней поверхности грабена, и при известных скоростях в среде может быть пересчитана в сейсмический разрез.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При интерпретации материалов точечных сейсмических наблюдений монотипных волн в условиях значительных поверхностных неоднородностей с пониженными по сравнению с нижележащей средой значениями скорости распространения упругих колебаний можно выделить два подхода.

Первый подход имеет своей целью учет искажающего влияния неоднородностей. Он основан на преобразовании наблюденного поля времен к такому виду, при котором поверхностные искажения проявляются одинаково на всех изолиниях поля. Скорости упругих волн в среде, определенные обычными способами по преобразованному полю, свободны от влияния поверхностных искажений. Это преобразование важно также для контроля дискретной корреляции.

Второй подход дает возможность, имея две изолинии наблюденного поля, выявить искажения времен прихода глубинных волн, вызванные влиянием поверхностных неоднородностей. Искажения определяются с

точностью до линейной составляющей. Такой подход интересен тем, что в определенных условиях может позволить перейти к изучению верхней части разреза путем ее «просвечивания» волнами от нижележащих границ раздела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крылов С. В., Пузырев Н. Н. Учет влияния криволинейности преломляющей границы при интерпретации сейсмических зондирований. Геология и геофизика, № 11, 1963.
2. Пузырев Н. Н. К теории интерпретации точечных сейсмических наблюдений. Геология и геофизика, № 9, 1963.
3. Пузырев Н. Н., Крылов С. В., Потапьев С. В. Точечные сейсмические зондирования. Сб. «Методика сейсморазведки». Изд-во «Наука», 1965.
4. Пузырев Н. Н., Крылов С. В., Потапьев С. В. Преобразование поля времен при точечных сейсмических наблюдениях. Геология и геофизика, № 4, 1965.
5. Суворов В. Д. Приближенное уравнение годографа отраженных волн для круговой границы раздела. Геология и геофизика, № 12, 1966.

И. Р. Оболенцева

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НАПРАВЛЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ, НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ В СЛУЧАЕ НАКЛОННЫХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА

В статье содержатся результаты изучения особенностей поляризации поперечных волн, отраженных от наклонных границ раздела, в случае однородных и изотропных сред. Дается вывод формул для компонент вектора смещений в системах координат, задаваемых направлением источник — приемник. Приводятся результаты вычисления компонент на горизонтальной плоскости наблюдений для различных значений углов, характеризующих величину и направление наклона границы. Делается вывод, что использование особенностей поляризации поперечных волн позволит существенно дополнить сведения об угле и направлении падения отражающей границы, полученные по данным кинематики.

Данная работа представляет собой дальнейшее развитие идей, изложенных в работе [8], применительно к поперечным волнам. Перспективность использования поперечных воли для повышения точности результатов сейсморазведки за последние годы убедительно доказана полевыми экспериментальными работами, проведенными в большом объеме.

В практике полевых работ по методу поперечных волн в настоящее время применяются направленные источники типа горизонтальной силы вдоль заданного направления. Существенным отличием полей смещений поперечных отраженных воли, создаваемых такими источниками, от полей смещений продольных и обменных отраженных волн, создаваемых источниками типа центра давлений, является их зависимость от направления приложения горизонтального воздействия. В реальных условиях, при наличии помех, это обстоятельство может оказаться чрезвычайно полезным. Оно дает возможность, меняя направление воздействия при неизменном положении регистрирующей аппаратуры, получать дополнительную информацию, необходимую для определения элементов залегания границы с заданной точностью.

Постановка задачи. Пусть заданы две однородные и изотропные среды (v_P', v_S', ρ_1) и (v_P'', v_S'', ρ_2), находящиеся в жестком контакте вдоль плоскости, положение которой определяется глубиной h под источником (по нормали) и углом наклона φ. В качестве источника возбуждения поперечных волн выберем источник типа горизонтальной силы $F=BF(t)$, касательной к дневной поверхности и действующей вдоль заданного направления (Ox на рис. 1). Требуется найти составляющие вектора смещений u поперечной отраженной волны на дневной поверхности в локальной системе координат с центром в точке наблюдения S, ориентированной следующим образом: ось x вдоль линии источник — приемник, z — вертикально вниз, y — перпендикулярно к x, так, чтобы получилась правовинтовая система. Положение точек наблюдения относительно источника в точке O задается в полярной системе координат (r, ψ), при этом угол ψ отсчитывается от линии восстания — падения по часовой стрелке (рис. 1).

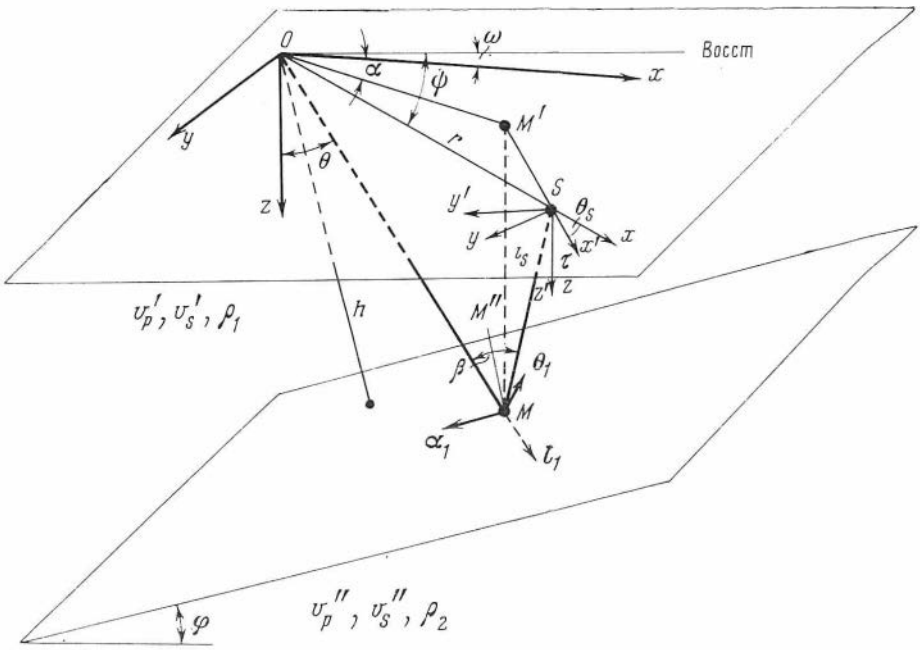


Рис. 1. Схема двухслойной среды

§ 1. ВЫВОД ФОРМУЛ ДЛЯ КОМПОНЕНТ ВЕКТОРА СМЕЩЕНИЙ

Решение поставленной задачи будем проводить, используя лучевой метод, по изложенной в [5] общей схеме решения подобных задач. Особенности ее применения будут связаны с наклоном отражающей границы и вытекающей отсюда непараллельностью осей различных координатных систем, вводимых в процессе решения задачи. Вследствие этого неоднократно применяемое деление поперечной волны на компоненты *SV* (в вертикальной плоскости) и *SH* (в горизонтальной) с целью нахождения коэффициентов отражения по известным формулам будет до некоторой степени условным.

Для описания поля смещений, создаваемого источником, введем, следуя [3, 4], кроме декартовой системы координат *Oxyz*, сферическую систему (l, θ, α) с центром в точке O и обозначим ее орты через $\mathbf{1}_l$, θ_1 $\boldsymbol{\alpha}_1$ (рис. 1). Тогда положение отражающей точки M в этой системе будет характеризоваться длиной l падающего луча OM, углом θ, который он образует с вертикалью Oz, и азимутом α, отсчитываемым от оси Ox.

Вектор смещений падающей поперечной волны в точке M представим в виде суммы компонент *SV* и *SH*:

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}_V + \boldsymbol{u}_H,$$

которые определяются, согласно [4], следующими выражениями:

$$\boldsymbol{u}_V = \frac{i_V(\theta,\ \alpha)}{v_S' l}\, F'\left(t - \frac{l}{v_S'}\right)(-\theta_1),$$

$$\boldsymbol{u}_H = \frac{i_H(\alpha)}{v_S' l}\, F'\left(t - \frac{l}{v_S'}\right)\boldsymbol{\alpha}_1.$$

Значения комплексных функций направленности рассматриваемого источника даются формулами:

$$i_V(\theta,\ \alpha) = \frac{B}{2\pi\rho_1 v_S'} j_V(\theta)\cos\alpha$$

$$i_H(\alpha) = \frac{B}{2\pi\rho_1 v_S'}\sin\alpha.$$

Безразмерная функция направленности j_V зависит от угла θ и параметра $\gamma = v_S'/v_P'$ [3]:

$$j_V(\theta) = -\frac{\cos 2\theta\cos\theta}{\cos^2 2\theta + 4\sin^2\theta\cos\theta\sqrt{\gamma^2-\sin^2\theta}}.$$

Обозначим величину $\frac{B}{2\pi\rho_1 (v_S')^2}$, входящую в выражения для u_V, u_H, через C и положим $C=1$, так как далее не будут сравниваться абсолютные величины смещений в случае источников разной мощности и для различных моделей сред. Тогда выражения для компонент u_V, u_H можно записать в простом виде:

$$\left.\begin{aligned} u_V &= i_V\frac{F'\left(t-l/v_S'\right)}{l},\\ u_H &= i_H\frac{F'\left(t-\dfrac{l}{v_S'}\right)}{l}, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где

$$i_V = j_V(\theta)\cos\alpha,\ \ i_H = \sin\alpha.$$

Теперь выразим значения функций $i_v(\theta,\ \alpha)$, $i_H(\alpha)$ через упругие и геометрические параметры среды. Для этого сначала найдем зависимость углов θ, α от координат отражающей точки M, а затем выразим координаты точки M через исходные параметры. Координаты точки M зададим в системе координат $Ox_1y_1z_1$, полученной из локальной системы $Sxyz$ путем сдвига начала координат по оси x влево на $OS=r$ и путем изменения направления оси y на обратное.

Из рис. 1 следует, что

$$\theta = \arcsin\sqrt{\frac{x_M^2+y_M^2}{x_M^2+y_M^2+z_M^2}}, \qquad (2)$$

$$\alpha = \psi - \arccos\frac{x_M}{\sqrt{x_M^2+y_M^2}} - \omega, \qquad (3)$$

где ω — угол между направлениями горизонтальной силы (Ox) и восстания границы.

Координаты точки M в системе $Ox_1y_1z_1$ выражаются через время t прихода отраженной волны в точку S и поверхностный градиент поля времени τ в этой точке формулами [6]:

$$\left.\begin{aligned} x_M &= r - L_S\sin i_S\cos\theta_S,\\ y_M &= L_S\sin i_S\sin\theta_S,\\ z_M &= L_S\cos i_S, \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

где

$$L_S = \frac{r^2 - (v_S' t)^2}{2\left(r \sin i_S \cos \theta_S - v_S' t\right)},$$

$$\theta_S = (Sx, \hat{\tau}),$$

$$i_S = (Sz, \hat{SM}),$$

$$\cos \theta_S = \frac{\partial t / dr}{|\tau|}, \quad \sin \theta_S = \frac{\frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial \psi}}{|\tau|}, \quad \sin i_S = v_S' |\tau|.$$

Время t в точке $S(r, \psi)$ связано с параметрами залегания отражающей границы (h, φ) известной формулой

$$t = \frac{h}{v_S} \sqrt{R^2 + 4(1 - R \sin \varphi_k)}, \tag{5}$$

а выражения для тригонометрических функций углов θ_S, i_S имеют вид [8]:

$$\cos \theta_S = \frac{R - 2 \sin \varphi_k}{\sqrt{R^2 + 4(\sin^2 \varphi - R \sin \varphi_k)}},$$

$$\sin \theta_S = \frac{2 \sin \varphi \sin \psi}{\sqrt{R^2 + 4(\sin^2 \varphi - R \sin \varphi_k)}}, \tag{5'}$$

$$\sin i_S = \sqrt{\frac{R^2 + 4(\sin^2 \varphi - R \sin \varphi_k)}{R^2 + 4(1 - R \sin \varphi_k)}}.$$

В формулах (5), (5′) введены обозначения

$$r/h = R, \quad \sin \varphi \cos \psi = \sin \varphi_k.$$

Подставляя формулы (4) — (5′) в выражения (2), (3), получим зависимости $\theta(R, \varphi, \psi)$, $\alpha(R, \varphi, \psi, \omega)$. Зная последние, по формуле (1) найдем значения SV- и SH-компонент вектора смещений в точке M падения луча на отражающую границу.

Чтобы учесть отражение от наклонной границы раздела, надо перейти от векторов $\boldsymbol{u}_V$, $\boldsymbol{u}_H$, лежащих в вертикальной плоскости OMM' ($\boldsymbol{u}_V$) и перпендикулярно к ней ($\boldsymbol{u}_H$), к векторам $\boldsymbol{u}_N$, $\boldsymbol{u}_P$, лежащим в лучевой плоскости OMS («R»), нормальной к отражающей плоскости ($\boldsymbol{u}_N$), и перпендикулярно к ней $\boldsymbol{u}_P$ (рис. 2). Эта операция необходима для того, чтобы воспользоваться формулами для коэффициентов отражения волн SV и SH [2, 3], полученными для падения в плоскости, нормальной к границе раздела. Положительным направлением $\boldsymbol{u}_N$ будем считать такое, при котором вектор $\boldsymbol{u}_N$ направлен от нормали MM'' (в лучевой плоскости) к отражающей границе (рис. 1) в точке падения M. За положительное направление вектора $\boldsymbol{u}_P$ примем такое направление, чтобы $\boldsymbol{u}_P$ совмещался с $\boldsymbol{u}_N$ вращением в ту же сторону, что и $\boldsymbol{u}_H$ до совпадения с $\boldsymbol{u}_V$.

Обозначим угол между векторами $\boldsymbol{u}_N$ и $\boldsymbol{u}_V$ (и, следовательно, между $\boldsymbol{u}_P$ и $\boldsymbol{u}_H$) через $\varkappa$. Так как оба вектора $\boldsymbol{u}_N$ и $\boldsymbol{u}_V$ перпендикулярны лучу OM, лежащему на линии пересечения плоскостей вертикальной OMM' и лучевой OMS, то угол $\varkappa$ между $\boldsymbol{u}_N$ и $\boldsymbol{u}_V$ является углом между плоскостями OMM' и OMS. Выразим его через исходные параметры.

В системе координат $Ox_1y_1z_1$ уравнение вертикальной плоскости через падающий луч можно записать в виде

$$y_M x_1 - x_M y_1 = 0,$$

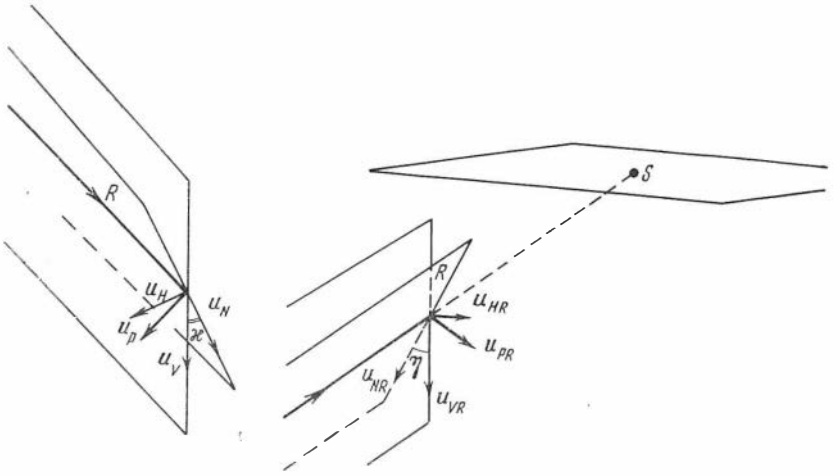


Рис. 2. К переходу от векторов смещений в вертикальной плоскости к векторам смещений в лучевой плоскости и наоборот

а уравнение лучевой плоскости в виде

$$z_M y_1 - y_M z_1 = 0, \tag{6}$$

где x_M, y_M, z_M — координаты точки M, определяемые формулами (4). Тогда угол $\varkappa$ между этими плоскостями найдем по формуле

$$\cos\varkappa = \frac{x_M z_M}{\sqrt{(x_M^2 + y_M^2)(y_M^2 + z_M^2)}}. \tag{7}$$

Обе пары векторов $\boldsymbol{u}_V$, $\boldsymbol{u}_H$ и $\boldsymbol{u}_N$, $\boldsymbol{u}_P$, построенных в точке M, перпендикулярны лучу OM и, следовательно, лежат в одной плоскости. Поэтому переход от векторов $\boldsymbol{u}_V$, $\boldsymbol{u}_H$ к векторам $\boldsymbol{u}_N$, $\boldsymbol{u}_P$ будет состоять в повороте координатных осей, направленных вдоль векторов $\boldsymbol{u}_V$, $\boldsymbol{u}_H$, на угол $\varkappa$ (рис. 2). В новых координатных осях величины векторов $\boldsymbol{u}_N$, $\boldsymbol{u}_P$ определятся формулами

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{u}_N &= \boldsymbol{u}_V \cos\varkappa - \boldsymbol{u}_H \sin\varkappa, \\ \boldsymbol{u}_P &= \boldsymbol{u}_V \sin\varkappa + \boldsymbol{u}_H \cos\varkappa. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Умножив u_N и u_P на коэффициенты отражения $(SS)_V$ и $(SS)_H$, получим значения компонент вектора смещений отраженной волны в лучевой плоскости («R») и перпендикулярно к ней (рис. 2):

$$\left.\begin{aligned} u_{NR} &= u_N (SS)_V, \\ u_{PR} &= u_P (SS)_H. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Коэффициенты отражения волн SV и SH являются, как известно [2, 3], функциями четырех относительных параметров граничащих сред, определяемых скоростями v_P, v_S и плотностями ρ в первой и второй средах, и угла падения — отражения β, связанного с исходными параметрами формулой

$$\sin\beta = \frac{R\cos\varphi_k}{\sqrt{R^2 + 4(1 - R\sin\varphi_k)}}.$$

Положительные направления векторов $\boldsymbol{u}_{NR}$ и $\boldsymbol{u}_{PR}$ выбираются так же, как и для $\boldsymbol{u}_N$, $\boldsymbol{u}_P$: вектор $\boldsymbol{u}_{NR}$ направлен от нормали (в лучевой плоскости) MM'' (рис. 1), вектор $\boldsymbol{u}_{PR}$ — в ту же сторону, что и $\boldsymbol{u}_P$.

Следует заметить, что компоненты $\boldsymbol{u}_{NR}$, $\boldsymbol{u}_{PR}$ в точке S отличаются от тех же компонент в точке M величиной геометрического расхождения. Геометри-

ческое расхождение в точке S определяется [8] формулой:

$$L = h\sqrt{R^2 + 4(1 - R\sin\varphi_k)}. \tag{10}$$

При подходе к дневной поверхности, как известно, происходит отражение от свободной границы, вследствие чего в точке наблюдения S регистрируется суммарный вектор смещений подошедшей волны и двух волн (продольной и поперечной), отраженных от свободной границы. Переход от вектора смещений падающей волны к суммарному вектору смещений в точке S осуществляется с помощью коэффициентов конверсии. Для их нахождения введем, согласно [3], систему координат (обозначим ее $Sx'y'z'$) с ориентацией осей: z' — вертикально вниз, x' — по направлению градиента $\boldsymbol{\tau}$ в точке S, y' — перпендикулярно к x' и z', так, чтобы получилась правовинтовая система (рис. 1). Пользуясь введенной системой координат, можно найти коэффициенты конверсии по известным формулам [3]. Для их применения следует перейти в точке S от найденных нами компонент вектора смещений отраженной волны $\boldsymbol{u}_{NR}$, $\boldsymbol{u}_{PR}$ к компонентам $\boldsymbol{u}_{VR}$, $\boldsymbol{u}_{HR}$, лежащим в вертикальной плоскости MSM' (SV-компонента) и перпендикулярно к ней (SH-компонента).

Аналогичный переход мы уже делали в точке падения M на наклонную отражающую границу с целью использования имеющихся формул для коэффициентов отражения волн SV и SH, выведенных также для падения в плоскости, нормальной к отражающей.

Обозначим угол между векторами $\boldsymbol{u}_{NR}$ и $\boldsymbol{u}_{VR}$ ($\boldsymbol{u}_{PR}$ и $\boldsymbol{u}_{HR}$) через η (рис. 2) и выразим его через исходные параметры. Добавив к уравнению (6) лучевой плоскости OMS уравнение вертикальной плоскости $M'MS$ через отраженный луч MS:

$$y_M x_1 + (r - x_M) y_1 + y_M r = 0,$$

в той же системе координат $Ox_1y_1z_1$, найдем, что

$$\cos\eta = \frac{z_M(r - x_M)}{\sqrt{[(r - x_M)^2 + y_M^2](y_M^2 + z_M^2)}} \tag{11}$$

и окончательно, после подстановки (4) в (11),

$$\cos\eta = \frac{\cos\theta_S \cos i_S}{\sqrt{1 - \cos^2\theta_S \sin^2 i_S}}. \tag{11'}$$

Теперь для компонент $\boldsymbol{u}_{VR}$, $\boldsymbol{u}_{HR}$, согласно формулам поворота координатных осей, направленных вдоль $\boldsymbol{u}_{NR}$, $\boldsymbol{u}_{PR}$, на угол η, получим следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} u_{VR} &= u_{NR}\cos\eta + u_{PR}\sin\eta, \\ u_{HR} &= -u_{NR}\sin\eta + u_{PR}\cos\eta. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Положительным направлением $\boldsymbol{u}_{VR}$ является направление в сторону градиента $\boldsymbol{\tau}$ в точке S (рис. 1). Положительное направление $\boldsymbol{u}_{HR}$ определяется поворотом $\boldsymbol{u}_{VR}$ на 90° в ту же сторону, что и $\boldsymbol{u}_{PR}$, до совмещения с $\boldsymbol{u}_{NR}$.

Горизонтальная $u_{x'}$ и вертикальная $u_{z'}$ компоненты суммарного вектора смещений волны SV равны

$$u_{x'} = q_S u_{VR}, \tag{13'}$$

$$u_{z'} = w_S u_{VR}. \tag{13''}$$

Выражения для q_S, w_S даны в [3]. Волна SH имеет только горизонтальную $u_{y'}$ компоненту:

$$u_{y'} = 2u_{HR}. \tag{13'''}$$

Зная компоненты вектора смещений в системе координат $Sx'y'z'$, нетрудно найти его компоненты в локальной системе координат $Sxyz$, повернутой относительно нее на угол θ_S (рис. 1):

$$\left.\begin{aligned} u_X &= u_{x'}\cos\theta_S - u_{y'}\sin\theta_S, \\ u_y &= u_{x'}\sin\theta_S + u_{y'}\cos\theta_S, \\ u_z &= u_{z'}. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

После подстановки в (14) значений $u_{x'}$, $u_{y'}$, $u_{z'}$ согласно вышеприведенным формулам, перепишем выражения (14) в виде

$$\left.\begin{aligned} u_x &= [(SS)_V u_N (q_S \cos\theta_S \cos\eta + 2\sin\theta_S \sin\eta) + \\ &\quad + (SS)_H u_P (q_S \cos\theta_S \sin\eta - 2\sin\theta_S \cos\eta)] \frac{F'(t-t_0)}{L}, \\ u_y &= [(SS)_V u_N (q_S \sin\theta_S \cos\eta - 2\cos\theta_S \sin\eta) + \\ &\quad + (SS)_H u_P (q_S \sin\theta_S \sin\eta + 2\cos\theta_S \cos\eta)] \frac{F'(t-t_0)}{L}, \\ u_z &= [(SS)_V u_N \cos\eta + (SS)_H u_P \sin\eta]\, w_S \frac{F'(t-t_0)}{L}, \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

где t_0 определяется формулой (5), а геометрическое расхождение L — формулой (10). Выражения остальных величин, входящих в (15), через исходные параметры также приводились выше. Компоненты u_x, u_y, u_z являются в общем случае комплексными величинами вследствие комплексности динамических величин.

Формулы (15) характеризуют поляризацию вектора смещений точек дневной поверхности. Выражения для компонент вектора смещений внутри среды можно получить из выражений (15), если заменить в них коэффициенты конверсии q_S на $\cos i_S$, w_S на $\sin i_S$ для SV-компоненты и 2 на 1 для SH-компоненты. Отметим также, что формулы (15), выведенные для случая, когда источником поперечных волн является горизонтальная сила вдоль заданного направления, останутся в силе и для других направленных источников. Для этого следует в выражения (1) поставить соответствующие функции направленности источника.

§ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Из формул (1) — (15) в совокупности с формулами из [2, 3] видно, что компоненты u_x, u_y, u_z являются функциями четырех физических параметров:

$$\frac{v_S'}{v_S''} = \delta, \quad \frac{v_S'}{v_P'} = \gamma, \quad \frac{v_S''}{v_P''} = \Delta_0, \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \sigma_0$$

и четырех геометрических параметров: R, ψ, φ, ω. (Ввиду того, что глубина h входит в выражения (15) в качестве множителя $1/h$, положим $h=1$, и, значит, $r=R$.) Зависимости (15) представляют собой сложные трансцендентные функции этих восьми параметров, вследствие чего их обычный анализ представляется весьма затруднительным. Поэтому ниже приводятся результаты непосредственного вычисления компонент u_x, u_y, u_z для ряда значений перечисленных параметров. Полученные результаты сравниваются с картиной в случае горизонтальной границы.

При горизонтальном залегании границы поляризация вектора смещений поперечной волны, возбуждаемой направленным источником, как известно, определяется в основном функцией направленности источника. Это можно видеть и из приведенных формул (1) — (15), если положить в них $\varphi=0$. В этом случае становятся равными нулю углы θ_S, η, $\varkappa$, и

выражения (15) принимают вид:

$$\left.\begin{aligned} u_x &= (SS)_V\, q_S\, j_V(\theta)\cos\alpha\,\frac{F'(t-t_0)}{L}, \\ u_y &= 2\,(SS)_H \sin\alpha\,\frac{F'(t-t_0)}{L}, \\ u_z &= (SS)_V\, w_S\, j_V(\theta)\cos\alpha\,\frac{F'(t-t_0)}{L}, \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

где α — угол между направлением действия силы (Ox) и направлением источник — приемник (OS).

Из (16) видно, что для фиксированного разреза при $r=\text{const}$ величины x- и z-компонент на горизонтальной плоскости наблюдений пропорциональны $\cos\alpha$, а y-компоненты — $\sin\alpha$.

Выясним теперь, как изменятся значения компонент вектора смещений в точках (R, ψ) плоскости наблюдений, если отражающая плоскость станет наклонной. Величина наклона, как указывалось, характеризуется углом φ, а направление (линия восстания — падения) — углом ω, отсчитываемым от направления воздействия Ox против часовой стрелки (рис. 1). Иными словами, исследуем зависимость поляризации вектора смещений от геометрических параметров (R, ψ, φ, ω).

Приведем результаты вычисления компонент u_x, u_y, u_z вектора смещений при $R=0{,}2$; 0,6; 1,0 и значениях ψ в интервале 0—180°. Величины компонент для $\psi=180°\div360°$ можно находить по значениям для $\psi=0\div180°$, используя симметрию. Углы φ и ω зафиксируем равными $\varphi=10°$; 40°; $\omega=0$; 90°.

Таким образом, рассмотрим влияние на поляризацию наклона отражающей границы для двух крайних случаев — «малые» и «большие» углы. При необходимости приводимые данные будут дополняться результатами вычисления смещений для промежуточных значений углов φ. Значения смещений u_x, u_y, u_z для углов ω, отличных от 0 и 90°, легко найти из смещений при $\omega=0$ $\omega=90°$, по формуле

$$\boldsymbol{u}(R,\ \psi) = \boldsymbol{u}(R,\ \psi)\big|_{\omega=0}\cos\omega + \boldsymbol{u}(R,\ \psi)\big|_{\omega=90°}\sin\omega, \qquad (17)$$

имеющей место в силу справедливости принципа суперпозиции для волнового уравнения.

Заметим, что в случае наклонных границ раздела, как и при горизонтальной границе, изменение направления действия силы на 180° ведет к изменению аргументов смещений всех компонент на 180° [см. (1) — (15)]. Также очевидно, что при действии силы по направлению восстания ($\omega=0$) смещения u_x, u_z одинаковы для азимутов ψ_i, $360°-\psi_i$ левой и правой половины круга, а u_y — противоположны по знаку (для положения на плоскости наблюдений осей x, z локальных систем координат линия восстания — падения границы являются осью симметрии; для осей y она останется осью симметрии, если для одной из половин круга сменить направления y на обратные, см. рис. 1). При действии силы по простиранию ($\omega=90°$), наоборот, смещения u_x, u_z противоположны по знаку, а смещения u_y одинаковы для азимутов ψ_i, $360°-\psi_i$ (для левой половины круга направление действия силы меняется на 180°).

Влияние на поляризацию физических параметров изучим таким же путем, как и ранее в работе [8], а именно путем введения типичных моделей двухслойного сейсмического разреза. Это позволяет значительно сократить число сочетаний возможных значений физических параметров, так как фиксация скоростей продольных волн v_P', v_P'' означает и фиксацию скоростей поперечных волн и плотностей v_S', v_S'', ρ_1, ρ_2, связанных со скоростями продольных волн корреляционными зависимостями, найденными экспериментально [7].

Введем те же, что и в [8], шесть моделей сред. Первые три модели (I — III) соответствуют падению из среды 1 с меньшей скоростью продольных волн в среду 2 с большей скоростью; три другие модели (I′ — III′), наоборот, — падению из среды 2 с большей скоростью в среду 1 с меньшей скоростью. Скорость в верхней среде положена равной 2 *км/сек* для моделей I — III и 5 *км/сек* для моделей I′ — III′. Значения n — перепада скоростей продольных волн, — принятые в [8], равны 0,4; 0,65; 0,9 (сильная, средняя и слабая границы).

Значения относительных физических параметров сред для шести выбранных моделей приводятся в табл. 1. От четырех параметров, и в особенности $\delta = v_S'/v_S''$ [$\delta = n(\gamma/\Lambda_0)$], зависят коэффициенты отражения; от параметра γ зависят коэффициенты конверсии.

Сначала будет исследована зависимость поляризации от геометрических параметров на примере модели II, а потом будет показано, как отличаются проводимые данные от результатов вычисления для других моделей.

Компоненты вектора смещений в функции геометрических параметров. Графики модулей комплексных величин смещений $u_x(\psi)$, $u_y(\psi)$, $u_z(\psi)$ для выбранных значений R, φ, ω изображены на рис. 3, *а*. Значения их аргументов даны в табл. 2. Сравнение со случаем горизонтальной границы ($\varphi=0$) можно произвести с помощью графиков на рис. 3, *б*.

Из приведенных графиков и таблиц видно, что при $\varphi=10°$, $R=0{,}2$ и $R=0{,}6$ функции $u_x(\psi)$, $u_y(\psi)$ ведут себя так же, как и в случае горизонтальной границы. Только при $R=1{,}0$ у компонент u_x для $\omega=0$ и u_y для $\omega=90°$ появились значительные отличия от случая горизонтальной границы.

Поведение же компоненты u_z при $\omega=0$ для всех расстояний R (ярче всего для $R=1{,}0$) оказалось существенно иным, чем при горизонтальной границе (рис. 3). Для графиков модулей $u_z(\psi)$ характерны максимальные значения при $\psi=180°$ и отсутствие смены полярности вблизи $\psi=90°$. При $\omega=90°$ у кривых компоненты u_z в функции ψ появляется сходство с кривыми для горизонтальной границы.

При больших углах наклона границы ($\varphi=40°$) и всех R графики модулей и значения аргументов всех трех компонент u_x, u_y, u_z при $\omega=0$ теряют всякое сходство с соответствующими кривыми для горизонтальной границы. При $\omega=90°$, особенно для $R=0{,}2$, некоторое сходство сохраняется.

Таким образом, форма кривых модулей и значения аргументов компонент вектора смещений в интервале $\psi=0\div180°$ значительно отличаются от случая горизонтальной границы для следующих сочетаний значений параметров:

$$
\left.\begin{array}{l}
\text{1) компонента } u_z\text{:} \\
\quad \omega=0 \left\{\begin{array}{lll} \varphi=10°, & R=0{,}2; \ 0{,}6; \ 1{,}0; \\ \varphi=40°, & R=0{,}2; \ 0{,}6; \ 1{,}0; \end{array}\right. \\
\text{2) компоненты } u_x,\ u_y\text{:} \\
\quad \omega=0 \left\{\begin{array}{lll} \varphi=10°, & R=1{,}0; \\ \varphi=40°, & R=0{,}2; \ 0{,}6; \ 1{,}0; \end{array}\right. \\
\quad \omega=90° \quad \varphi=40°, \quad R=1{,}0.
\end{array}\right\} \quad (18)
$$

Сравнение графиков модулей компонент для $\varphi=10°$ и $\varphi=40°$ (рис. 3) показывает, что они, различаясь по форме, имеют приблизительно один и тот же уровень амплитуд. То же самое, как показали дополнительные вычисления, относится и к промежуточным между 10° и 40° значениям угла φ. Следовательно, модули компонент зависят от угла наклона границы значительно слабее, чем в случае продольных и обменных отраженных волн, возбуждаемых источником типа центра давлений. Как

Таблица 1

Модель		δ	γ	Δ_0	σ_0
I	Падение	0,23	0,31	0,55	0,81
II	из среды 1	0,40	0,31	0,50	0,93
III	в среду 2	0,78	0,31	0,36	0,99
I′	Падение	0,23	0,31	0,55	0,81
II′	из среды 2	0,60	0,51	0,55	0,89
III′	в среду 1	0,90	0,55	0,55	0,97

Таблица 2

$\varphi = 10°$							$\varphi = 40°$						
$\omega = 0$				$\omega = 90°$			$\omega = 0$				$\omega = 90°$		
$R = 0{,}2$							$R = 0{,}2$						
$\psi°$	$\arg u_x$	$\arg u_y$	$\arg u_z$	$\arg u_x$	$\arg u_y$	$\arg u_z$	$\psi°$	$\arg u_x$	$\arg u_y$	$\arg u_z$	$\arg u_x$	$\arg u_y$	$\arg u_z$
0	0		3,14		0	0	0	2,94		4,51		0	
20	0	3,14	3,14	0	0	0	20	2,99	3,16	4,17	6,16	0,02	6,09
40	0	3,14	3,14	0	0	0	40	3,01	3,21	4,10	6,20	0,08	6,12
60	0	3,14	3,14	0	0	0	60	3,00	3,38	4,22	6,25	0,19	6,15
80	0	3,14	3,14	0	0	0	80	2,93	5,93	4,37	0	1,13	6,15
100	3,14	3,14	3,14	0	3,14	0	100	2,79	5,98	4,48	0,02	3,05	6,10
120	3,14	3,14	3,14	0	3,14	0	120	2,60	5,85	4,54	0,02	3,13	6,03
140	3,14	3,14	3,14	0	3,14	0	140	2,38	5,70	4,55	0,01	3,14	5,94
160	3,14	3,14	3,14	0	3,14	0	160	1,75	5,60	4,54	0,01	3,14	5,87
180	3,14		3,14		3,14	0	180	6,11		4,54		3,14	
$R = 0{,}6$							$R = 0{,}6$						
0	5,58		5,58		0	0	0	3,92		5,49		0	
20	5,55	3,39	5,36	5,37	6,26	5,91	20	3,38	2,77	0,31	4,90	0,21	5,56
40	5,48	3,34	4,72	5,32	6,19	5,74	40	2,23	3,41	2,31	5,13	0,88	5,96
60	5,37	3,27	4,00	5,26	6,05	5,49	60	1,94	4,22	2,71	4,87	1,45	6,18
80	4,95	3,20	3,45	5,20	5,35	5,21	80	1,70	4,71	2,84	4,84	1,56	5,98
100	2,97	3,18	1,55	5,22	3,28	3,53	100	1,83	4,97	3,27	5,15	1,99	5,51
120	2,61	3,19	1,30	5,33	3,18	3,53	120	1,93	5,04	4,02	5,49	2,44	5,01
140	2,59	3,20	1,15	5,42	3,15	3,56	140	1,84	4,92	3,81	5,97	2,82	4,38
160	2,61	3,21	1,07	5,48	3,14	3,59	160	1,59	4,35	4,11	0,20	3,21	3,34
180	2,62		1,05		3,14		180	2,37		3,94		3,14	
$R = 1{,}0$							$R = 1{,}0$						
0	2,86		1,29		5,31		0	0,73		3,87		5,41	
20	2,82	2,30	1,19	1,75	5,30	4,41	20	0,71	2,03	2,55	2,76	5,45	5,51
40	2,65	2,33	1,00	1,53	5,23	5,31	40	0,61	2,77	1,19	3,04	6,26	4,69
60	2,43	2,35	0,83	1,29	5,00	5,77	60	5,98	3,00	1,60	2,53	6,20	5,33
80	2,45	2,28	0,81	0,96	3,81	5,70	80	4,01	0,87	2,54	0,76	3,88	5,88
100	3,26	2,06	1,23	0,55	2,32	5,43	100	2,01	5,38	1,92	5,30	2,36	4,98
120	3,41	1,79	1,58	0,17	1,83	5,17	120	1,18	4,59	1,31	4,39	1,52	4,52
140	3,27	1,53	1,59	6,14	1,50	4,96	140	1,20	4,51	1,87	3,03	1,97	3,98
160	3,17	1,24	1,57	5,98	1,28	4,93	160	0,96	4,23	2,43	0,45	3,15	3,74
180	3,14		1,57		1,17		180	0,71		2,29		3,14	

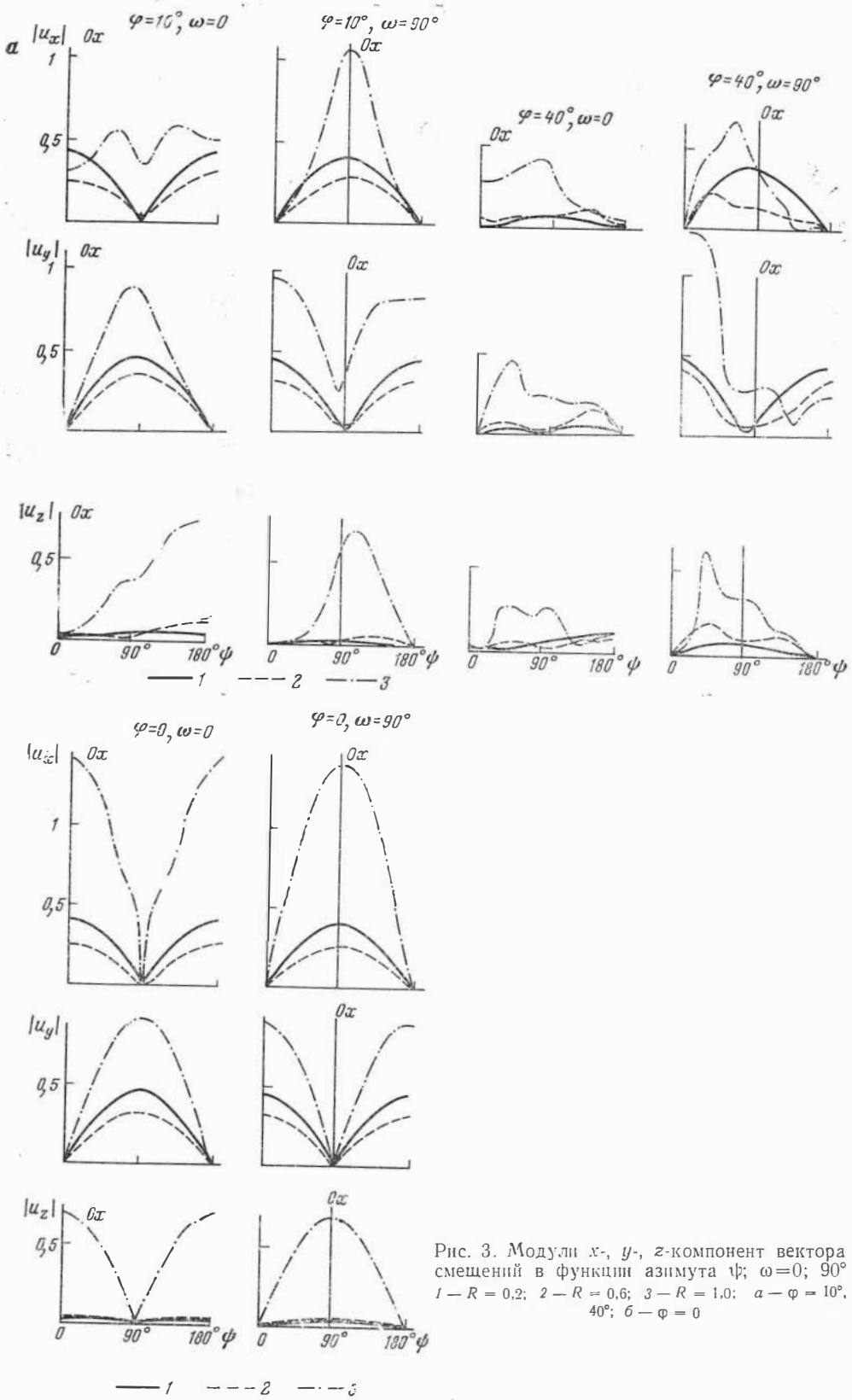


Рис. 3. Модули x-, y-, z-компонент вектора смещений в функции азимута ψ; $\omega=0$; 90° *1* — $R = 0{,}2$; *2* — $R = 0{,}6$; *3* — $R = 1{,}0$; *а* — $\varphi = 10°$, 40°; *б* — $\varphi = 0$

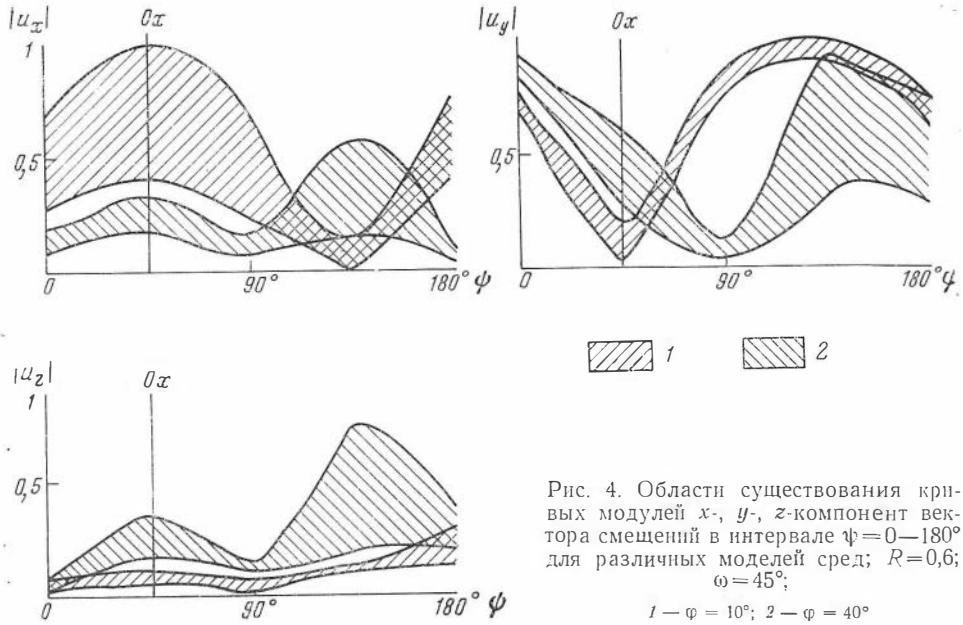


Рис. 4. Области существования кривых модулей x-, y-, z-компонент вектора смещений в интервале $\psi=0$—$180°$ для различных моделей сред; $R=0{,}6$; $\omega=45°$;

1 — $\varphi = 10°$; *2* — $\varphi = 40°$

было отмечено в работе [8], для продольных волн отношения амплитуд горизонтальных компонент к амплитуде вертикальной компоненты изменялись на порядок при изменении угла φ от 10° до 40°; для обменных волн отношение амплитуды z-компоненты к амплитуде x-компоненты изменялось также на порядок, а амплитуды y-компоненты — на два порядка при переходе от $\varphi=10°$ к $\varphi=40°$.

Оценка зависимости компонент вектора смещений от физических параметров. Рассмотренные нами данные (рис. 3 и табл. 2) относятся к модели II — одной из шести исследованных. Результаты вычисления для других пяти моделей имеют много общего с приведенными. Сходство кривых модулей компонент для выбранных моделей сред можно оценить с помощью рис. 4. На этом рисунке изображены области существования кривых модулей компонент для углов наклона границы $\varphi=10°$; 40° при $R=0{,}6$; $\omega=45°$. Предварительно все графики были нормированы относительно максимального из значений для данной модели. Из рисунка видно, что форма кривых модулей компонент сохраняется в общих чертах одинаковой для всех моделей.

§ 3. ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ НАПРАВЛЕНИЯ И УГЛА ПАДЕНИЯ ОТРАЖАЮЩЕЙ ГРАНИЦЫ ПО АМПЛИТУДАМ КОМПОНЕНТ ВЕКТОРА СМЕЩЕНИЙ

Из результатов исследования зависимости поля смещений u_x, u_y, u_z от параметров вытекает, что обратную задачу — определение параметров по известным компонентам вектора смещений — наиболее целесообразно ставить как задачу определения направления падения границы (угла ω^*). В ряде случаев представляется возможным определять так-

* Через ω, как указывалось выше, обозначен угол между направлениями силы и восстания границы. Если в какой-либо системе координат, геодезической или условной обозначим азимут направления силы через A_x, азимут точки наблюдения через A_S, а азимут восстания границы через $A_{\text{восст}}$, то

$$\omega = A_x - A_{\text{восст}},$$
$$\psi = A_S - A_{\text{восст}}.$$

Азимуты A_x и A_S известны. Определив ω, найдем $A_{\text{восст}}$, а затем ψ.

же и угол падения (φ). При этом из остальных параметров должны быть известны скорости v_P, v_S и плотности ρ в первой и второй средах. Знания глубины h не требуется, так как обычно используемые при динамической интерпретации относительные значения амплитуд от глубины не зависят. (Заметим, что этот факт исключает возможность определения глубины залегания границы по амплитудным характеристикам компонент вектора смещений в виде относительных значений. Однако для практики это не существенно, так как глубина залегания границы достаточно надежно определяется по кинематическим данным).

Наиболее благоприятными случаями определения углов ω и φ являются перечисленные в § 2 сочетания параметров (18). Согласно (18), в большинстве случаев (исключая большие углы φ и расстояния R) горизонтальные воздействия выгоднее всего ориентировать по направлению восстания — падения границы. При наблюдениях на малых расстояниях от источника определение параметров ω и φ даст эффект только при использовании амплитуд u_z. Если углы φ достаточно велики, то можно использовать также смещения u_x, u_y. При наблюдениях на больших расстояниях полезно использовать амплитуды всех трех компонент.

Обычно регистрируемые амплитуды содержат различного рода помехи, поэтому для определения по ним углов φ и ω с достаточной точностью необходимо иметь наблюдения в большом количестве точек. Для поперечных волн это требование является особенно важным, ввиду более слабой зависимости компонент от параметров, чем в случае продольных и обменных волн.

Для определения параметров залегания границы по амплитудным кривым компонент можно рекомендовать способ минимизации сумм квадратов отклонений наблюденных амплитуд от рассчитанных для ряда значений искомых параметров ω, φ, заданных в некоторой области. Для того чтобы можно было сравнивать экспериментальные данные с теоретическими, те и другие следует каким-либо образом нормировать, например, относительно максимального их значения. Препятствием к использованию отношений амплитуд компонент друг к другу является то, что для поперечных волн в общем случае каждая из компонент обращается в нуль при изменении азимута от 0 до 360°.

Способ минимизации различий экспериментальных и теоретических амплитуд был предложен ранее в [8] для продольных и обменных волн и применен на практике при обработке экспериментального материала по обменным волнам PS [1]. Его более детальная разработка и применение для волн SS могут стать делом будущего, если полевой эксперимент подтвердит применимость формул, выведенных для однородной и изотропной модели, к реальным средам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Настоящая работа является продолжением начатого ранее исследования поляризации волн, отраженных от наклонной границы. В дополнение к продольным и обменным волнам рассмотрен более сложный случай поперечных волн, возбуждаемых направленным источником (горизонтальная сила Ox). Решена прямая задача, состоящая в определении поляризации отраженной волны на горизонтальной плоскости наблюдений: получены (по формулам лучевого метода в нулевом приближении) выражения для компонент вектора смещений в системах координат, связанных с направлениями источник — приемник. Проведен анализ зависимости компонент от параметров, характеризующих наклон границы. Высказаны соображения относительно решения обратной задачи, т. е. определения угла и направления падения границы по амплитудам компонент вектора смещений.

2. Использование на практике особенностей поляризации поперечных волн для решения обратной задачи должно вызвать некоторые затруднения, по сравнению с продольными и обменными волнами. Их причиной является более слабая, чем для *PP*- и *PS*-волн, зависимость компонент от параметров. При наличии помех с большой дисперсией, обычно входящих в регистрируемые амплитуды, решение может стать неустойчивым. Однако в случае поперечных волн этот недостаток может компенсироваться сравнительной простотой увеличения количества наблюдений за счет изменения направления удара.

3. Наиболее важным вопросом, относящимся к практическому использованию особенностей поляризации волн, является выяснение степени соответствия реальных сред той простой модели, которая рассматривалась здесь и ранее. Экспериментальные данные трехкомпонентной регистрации волн *PS* [1] показали значительные отклонения наблюденных амплитуд от рассчитанных. Для окончательных выводов необходимы как дальнейшие эксперименты, так и теоретическое рассмотрение более сложных моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахаревская Т. М., Бродов Л. Ю., Оболенцева И. Р., Пузырев Н. Н. Экспериментальное изучение поляризации обменной волны типа *PS*, отраженной от наклонной границы раздела. Сб. «Поперечные и обменные волны в сейсморазведке». Изд-во «Недра», 1967.
2. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. I. Изд. ЛГУ, 1957.
3. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. II. Изд. ЛГУ, 1957.
4. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. III. Изд. ЛГУ, 1958.
5. Петрашень Г. И., Алексеев А. С., Гельчинский Б. Я. Элементарная теория распространения сейсмических волн. I, II. Сб. «Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн». Сб. III. Изд. ЛГУ, 1959.
6. Пузырев Н. Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. Гостоптехиздат, 1959.
7. Пузырев Н. Н. Некоторые вопросы интерпретации поперечных и обменных волн. Сб. «Экспериментальные исследования поперечных и обменных волн». Изд-во СО АН СССР, 1962.
8. Пузырев Н. Н., Оболенцева И. Р. Поляризация продольных и обменных *PS* отраженных волн на горизонтальной поверхности наблюдений в случае наклонных границ раздела. Сб. «Поперечные и обменные волны в сейсморазведке». Изд-во «Недра», 1967.

К. Н. Володина, Л. Р. Токмулина

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЙСМОГРАММЫ ОТРАЖЕННЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ПРОСТЫХ МОДЕЛЕЙ СРЕД

В статье анализируются теоретические сейсмограммы поперечных отраженных волн *SH* и *SV* в «докритической» и «закритической» областях для случая одной горизонтальной границы раздела. Расчеты проведены в нулевом приближении лучевого метода для источников типа направленной силы.

В последние годы проводятся значительные по объему экспериментальные исследования кинематических и динамических характеристик поперечных и обменных волн. Разработка более совершенных способов их возбуждения и регистрации в большой мере способствовала прогрессу этих исследований [5, 7]. Возможность значительного повышения точности интерпретации данных сейсморазведки объясняет не только особый интерес геофизиков к методическим вопросам регистрации и прослеживания поперечных волн, но и к вопросам расчетов волновых полей и исследованию их особенностей при различных моделях сред.

В экспериментах по методу поперечных волн отраженные волны типа *SH* зарегистрированы в широком диапазоне расстояний от источников как в «докритической», так и в «закритической» областях. Сведения об условиях регистрации монотипных отраженных волн типа *SV* получены в значительно меньшем объеме. К сожалению, по имеющимся опытным данным трудно судить, на каких расстояниях от источника та или иная отраженная волна в случае конкретной модели среды будет обладать достаточно большой интенсивностью и устойчивостью формы и, следовательно, может быть прослежена наиболее надежно. Особенно это относится к волнам типа *SV*, при возбуждении которых характеристика направленности источника, а также коэффициенты отражения имеют сложный вид.

В существующих руководствах по динамической теории распространения сейсмических волн неоднократно рассматривались (например, в [4]) отдельные факторы, влияющие на общий вид теоретической сейсмограммы поперечных волн. Однако, влияние совокупности этих факторов на волновое поле достаточно подробно не изучалось. Потребность же в такого рода анализе все более возрастает, так как метод поперечных волн находит все более широкое применение в сейсморазведке.

В настоящей статье предпринята попытка проанализировать некоторые особенности волновых полей поперечных волн для наиболее типичных, хотя и простых, моделей сред в случае одной горизонтальной границы раздела. При этом все расчеты проведены по формулам нулевого приближения, что безусловно отразилось на точности окончательных результатов, особенно в областях, близких к критическим точкам. Однако мы считаем, что качественные выводы об основных особенностях поведения амплитуд и формы записи волн при всех прочих равных условиях не будут противоречить действительности.

Все необходимые расчеты для построения и анализа теоретических сейсмограмм выполнены на быстродействующей электронно-вычислительной машине с использованием программ, составленных М. В. Алексеевой.

§ 1. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СЕЙСМОГРАММ

Из лучевого метода динамической теории распространения волн [2] вытекает, что горизонтальная составляющая вектора смещения поперечной волны (u_S) в некоторой точке наблюдения может быть записана в виде

$$u_S = |I_q^S| \cdot F(t, \chi) \cdot n. \tag{1}$$

При этом величина

$$|I_q^S| = \frac{|i_0(\theta, \alpha)| \cdot |\varkappa_v| \cdot |[q_S]|}{L(M)} \tag{2}$$

характеризует «интенсивность» горизонтальной составляющей отраженной (поперечной) волны в зависимости от угла падения (θ) луча волны на границу раздела сред, функции направленности источника $i_0(\theta, \alpha)$, коэффициента отражения $\varkappa_v$, конверсии $[q_S]$ и функции геометрического расхождения $L(M)$, которые [кроме $i_0(\theta, \alpha)$], в свою очередь, зависят от упругих параметров среды.

Второй сомножитель в (1) —

$$F(t, \chi) = \cos\chi \cdot f(t) + \sin\chi \cdot \overline{f(t)}, \tag{3}$$

где $f(t)$ — форма сигнала в источнике, а $\chi = \arg I_q^S = i_0(\theta, \alpha) + \arg \varkappa_v + \arg [q_S]$ характеризует форму записи.

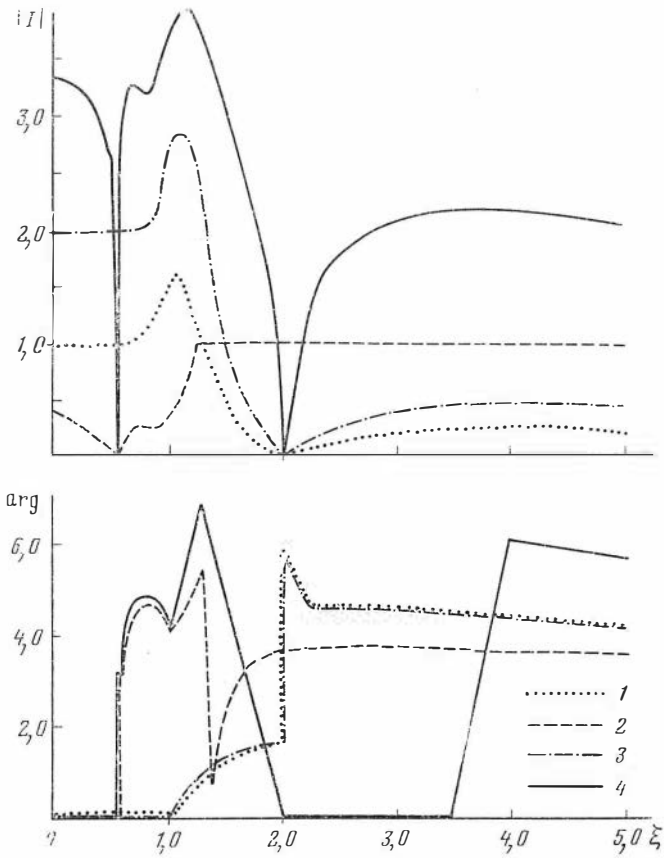


Рис. 1*а*. Графики интенсивностей и аргументов для:

1 — источника типа силы X; *2* — коэффициентов отражения; *3* — коэффициентов конверсии; *4* — отраженной волны SV

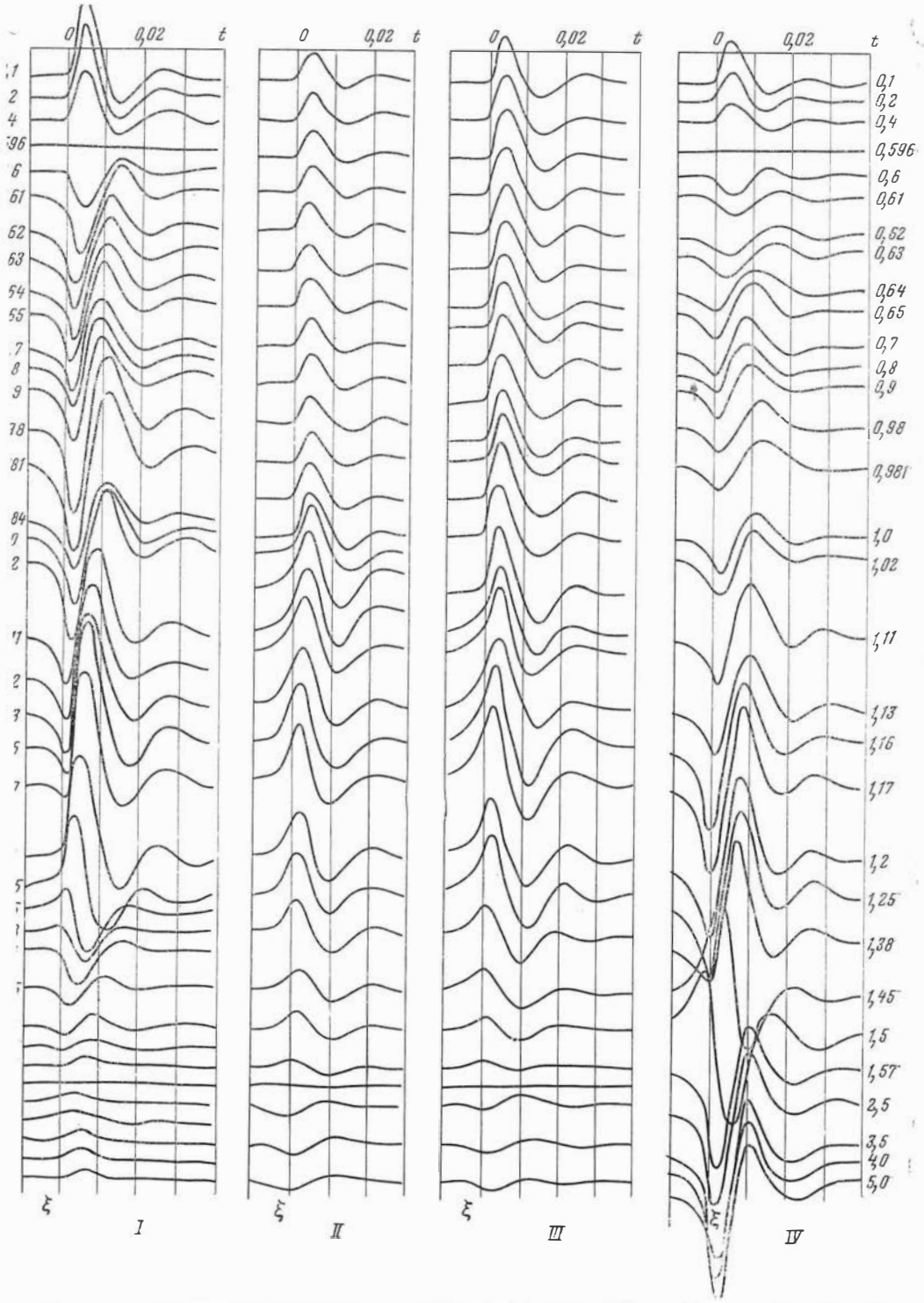


Рис. 16. Теоретическая сейсмограмма поперечной волны SV и формальные сейсмограммы. Модель II (r), табл. 1

1 — теоретическая сейсмограмма отраженной волны SV; *2* — формальная сейсмограмма источника типа силы X; *3* — формальная сейсмограмма коэффициентов конверсии; *4* — формальная сейсмограмма коэффициентов отражения

Влияние каждого из параметров ($i_0(\theta, \alpha)$, $\varkappa_v$, $[q_S]$) в формулах (2) и (3) на теоретическую сейсмограмму отраженной волны можно довольно наглядно, хотя и формально, проиллюстрировать рис. 1 *а*. Влияние каждого параметра в зависимости от точки наблюдения представляется в виде формальной сейсмограммы, для которой все параметры, кроме характеризуемого, закрепляются.

Сопоставление формальных сейсмограмм с теоретической сейсмограммой отраженной волны (рис. 1*б*) указывает на то, с чем связана та или иная особенность в форме записи теоретической сейсмограммы. В частности, из выражения (2) следует, что наличие нулевой амплитуды на любой из формальных сейсмограмм обусловливает нулевые амплитуды на теоретической сейсмограмме (точки $\xi=0{,}569$; 2,0 на рис. 1*б*). Изменение формы записи хотя бы на одной из сейсмограмм, естественно, тотчас же приводит к аналогичным изменениям формы записи на теоретической сейсмограмме (интервал 0,569—0,980). В том случае, когда все три параметра оказывают влияние на форму записи (интервал 0,98—2,0), визуальные сопоставления не позволяют установить какие-либо закономерности в причинах изменения записи на теоретической сейсмограмме. В связи с этим была сделана попытка вывести некоторые общие закономерности в поведении теоретических сейсмограмм, исходя из структуры формулы (3), графиков интенсивности и аргументов.

Анализ теоретических сейсмограмм логично разделить на два этапа — отдельно рассматривать «интенсивность» записи, а затем уже общий характер поведения формы записи (знак вступления, сдвиг фазы) теоретической сейсмограммы. Действительно, $|I_q^S|$ определяет только амплитуду теоретической сейсмограммы («интенсивность»). Анализируя поведение $|I_q^S|$ в зависимости от упругих параметров среды, можно получить представление об интервалах прослеживания и отсутствия поперечных волн и об относительном уровне интенсивности записи.

Вторая половина анализа теоретической сейсмограммы направлена на исследование ее формы. Здесь прежде всего представляет интерес знак вступления отраженной волны и его изменение с расстоянием (инверсия фазы) как наиболее четкий динамический признак. И, наконец, могут быть проанализированы особенности общей формы записи (сдвиг и «потеря» фазы) в зависимости от расстояния при различных параметрах среды.

Исходя из выражения (3), можно считать, что в основном все изменения формы записи теоретической сейсмограммы определяются поведением аргумента интенсивности χ, характер которого, как уже отмечалось, целиком зависит от физических и геометрических параметров среды, а также типа используемого источника. При этом изменение χ на π означает изменение знака вступления (фазы) при сохранении формы импульса.

Большей частью аргумент интенсивности χ изменяется плавно. В том случае, когда наблюдается возрастание величины аргумента, на теоретической сейсмограмме отмечается сдвиг фазы в сторону меньших времен. И наоборот, когда величина аргумента χ уменьшается, наблюдается сдвиг фазы в сторону бо́льших времен.

Если плавное изменение аргумента достигает величины π, на сейсмограмме может наблюдаться эффект «потери» первой фазы. При этом резкость первого вступления также теряется, а длительность сигнала претерпевает изменение.

Форма импульса в источнике, вообще говоря, может быть выбрана произвольной. Однако представляло интерес исследовать такие импульсы, которые близки к наблюдаемым в эксперименте на некотором рас-

стоянии от точки возбуждения. В связи с этим были выбраны экспоненциальный импульс вида [6]

$$f(t) = a_0 e^{-kt^2} \cos \omega_0 t$$

и импульс Берлаге [3]

$$f(t) = a_0 t e^{-pt} \sin \omega_0 t.$$

Первый из них не имеет разрыва производной при вступлении волны, тогда как второй этим свойством обладает. Это обстоятельство оказалось существенным при анализе изменения характера вступления сигнала отраженной волны с расстоянием. При всех остальных особенностях записи импульсы ведут себя одинаково, в связи с чем в дальнейших ссылках и иллюстрациях тип импульса указывается только для точности изложения. Для обоих импульсов коэффициенты k и p, а также частота ω_0 выбраны исходя из требования наилучшего приближения импульсов к обычно наблюдаемым в эксперименте и равняются $\omega_0 = 2\pi \cdot 50$ *рад/сек*: $k = 6000$ *сек*$^{-2}$; $p = 120$ *сек*$^{-1}$. Графическое изображение импульсов дано на рис. 2.

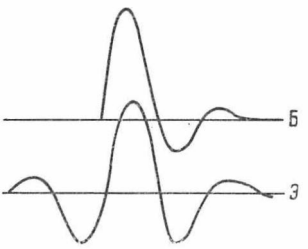


Рис. 2. Исходные импульсы
Б — Берлаге, *Э* — экспоненциальный

Даже в рассматриваемом простейшем случае одной горизонтальной границы раздела без учета поглощения среда характеризуется шестью физическими ($v_{P_{1,2}}$; $v_{S_{1,2}}$; $\rho_{1,2}$) и одним геометрическим параметром. Сколько-нибудь полный анализ всех возможных вариантов сред практически неосуществим. В связи с этим и учитывая поставленную цель — получить прежде всего выводы качественного характера, были сделаны следующие упрощения и допущения.

1. Предполагается, что между скоростями распространения продольных и поперечных волн, а также плотностью существует достаточно тесная корреляционная связь [6, 7]. В связи с этим среды приближенно можно характеризовать коэффициентом преломления поперечных волн $\delta = v_{S_1}/v_{S_2}$.

2. Выбирается три вида отражающих границ, отличающихся по величине перепада скоростей: «сильные» ($\delta = 0{,}17$), «средние» ($\delta = 0{,}5$) и «слабые» ($\delta = 0{,}9$). Учитывая, что волна может падать со стороны слоя как с меньшей (индекс r), так и с большей (индекс q) скоростью v_S, получаем шесть основных типов сред, параметры которых приведены в табл. 1:

Таблица 1

Направление падения волны	Индекс модели	v_{S_1}, км/сек	v_{P_1}, км/сек	ρ_1, г/см^3	v_{S_2}, км/сек	v_{P_2}, км/сек	ρ_2, г/см^3	γ*	δ	Δ_0
Из среды с меньшей скоростью	I (r)	0,5	1,75	2,12	3,0	5,2	2,7	0,29	0,17	0,58
	II (r)	1,0	2,22	2,2	2,0	3,46	2,41	0,45	0,5	0,58
	III (r)	2,75	4,33	2,55	3,0	5,2	2,7	0,64	0,9	0,58
Из среды с большей скоростью	I (q)	3,0	5,2	2,7	0,5	1,75	2,12	0,58	6,0	0,29
	II (q)	2,0	3,46	2,41	1,0	2,22	2,2	0,58	2,0	0,45
	III (q)	3,0	5,2	2,7	2,75	4,33	2,55	0,58	1,1	0,64

* Здесь $\gamma = \dfrac{v_{S1}}{v_{P1}}$; $\Delta_0 = \dfrac{v_{S2}}{v_{P2}}$.

3. Глубина залегания границы H условно принята равной единице. В результате расстояния от источника до точек приема выражались отношением $x/H=\xi$, причем исследовался интервал $0\leqslant\xi\leqslant5$. Параметр ξ удобен тем, что из рассмотрения исключается влияние глубины.

§ 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЙСМОГРАММЫ ОТРАЖЕННЫХ *SH* -ВОЛН

Интенсивность. Для возбуждения поперечных *SH*-волн практически используется источник типа силы «*Y*». Характеристика направленности такого источника в плоскости xy равномерна для всех углов падения [7]. Коэффициент конверсии для волн *SH* не зависит от угла подхода и тождественно равен 2. Следовательно, на основании (2) можно считать, что интенсивность отраженной волны I_q^S вдоль линии наблюдения будет определяться коэффициентом отражения $\varkappa_\nu$ и функцией геометрического расхождения L. При этом значение L, очевидно, всегда вещественно (т. е. влияет только на амплитуду) и изменяется плавно по закону

$$L\approx\sqrt{1+\frac{1}{4}\xi^2}\,. \tag{4}$$

Следовательно, при изменении ξ от 0 до 5 за счет расхождения фронта отраженной волны амплитуда уменьшается приблизительно в 2,7 раза.

Таким образом, теоретические сейсмограммы отраженной волны *SH* будут почти полностью определяться поведением коэффициента отражения $\varkappa_\nu$, который в данном случае достаточно просто выражается через параметры δ, σ_0 и ξ, а именно [7]:

$$\varkappa_\nu=\frac{2\sigma_0\delta^2-\sqrt{\delta^2(4+\xi^2)-\xi^2}}{2\sigma_0\delta^2+\sqrt{\delta^2(4+\xi^2)-\xi^2}}\;; \tag{5}$$

при $\xi=\xi_1$ величина $\varkappa_\nu$ принимает нулевое значение, определяемое для сред с индексами (r) и (q) формулами

$$\xi_{1r}=2\delta\sqrt{\frac{1-\sigma_0^2\delta^2}{1-\delta^2}}\,, \tag{6'}$$

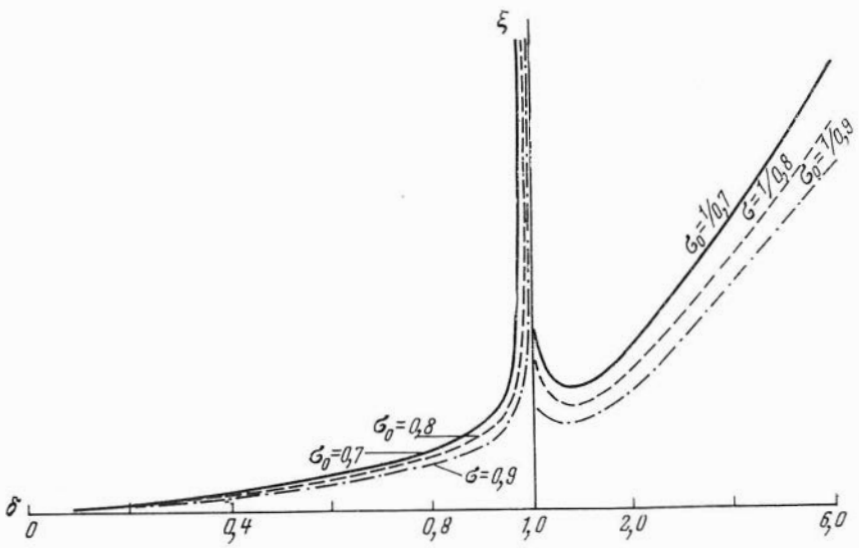


Рис. 3. Зависимость ξ от перепада скоростей (δ) и плотностей (σ_0) на границе раздела

$$\xi_{1q} = 2\delta \sqrt{\frac{\sigma_0^2\delta^2 - 1}{\delta^2 - 1}}. \qquad (6'')$$

Значение ξ_1 будет прежде всего зависеть от перепада скоростей δ и в меньшей степени (для реальных геологических сред) — от перепадов плотностей σ_0, что можно видеть на рис. 3.

Для среды с индексом (q) коэффициент отражения $\varkappa_v$ всегда действителен, поэтому форма записи в этом случае не будет изменяться, не считая изменения полярности в точке $\xi = \xi_1$. Иная картина будет наблюдаться для среды с индексом (r), когда при $\xi > \xi_н$, т. е. за начальной точкой головной волны, $\varkappa_v$ принимает комплексное значение. В этой области аргумент $\varkappa$ плавно изменяется, что свидетельствует об изменении формы записи. Интервал $\Delta\xi = \xi_н - \xi_1$ (между точкой с нулевым $\varkappa_v$ и начальной точкой головной волны) будет следующим образом зависеть от δ и σ_0:

$$\Delta\xi = \xi_н - \xi_1 = \frac{2\delta}{\sqrt{1-\delta^2}}\left(1 - \sqrt{1-\sigma_0^2\delta^2}\right). \qquad (7)$$

При малых δ интервал $\Delta\xi$ будет коротким, а в случае малых перепадов скоростей — стремиться к бесконечности.

На рис. 4 приведены графики амплитуд отраженных волн (*а*, *в*) и аргументов коэффициентов отражения (*б*, *г*) для рассматриваемых шести типов сред и интервала $0 \leqslant \xi \leqslant 5$. По ним в целом непосредственно можно судить об общей структуре сейсмограммы. Более подробно об изменении формы записи для сред с индексом (r) можно судить по приводимым на рис. 5 теоретическим сейсмограммам. Из рассмотрения их, в частности, видно, что в области $\xi > \xi_н$ фазовые искажения («сползания» фазы) могут достигать половины видимого периода записи. При этом наблюдается постепенное изменение соотношений между различными экстремумами в импульсе и своеобразная «перекачка энергии» из одного экстремума в другой.

Проявления искажений в форме записи имеют некоторые особенности для импульса Берлаге и экспоненциального импульса, особенно в области первой фазы. На больших расстояниях от источника форма записи стремится к исходной, наблюдаемой в докритической области. Процесс восстановления формы записи происходит тем быстрее, чем меньше параметр δ, и тем медленнее и плавнее, чем больше параметр δ. Резкое возрастание аргумента, характерное для волн *SH* в закритической области, сопровождается на теоретической сейсмограмме заметным затуханием первой фазы. Кроме того, исходный экспоненциальный импульс на больших расстояниях от источника превращается в асимметричный. Особенно это

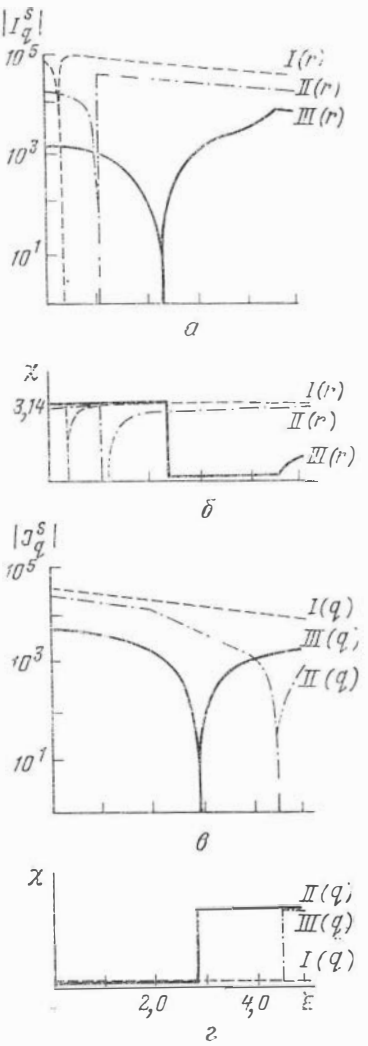


Рис. 4. Графики модулей интенсивности (*а*, *в*) и аргументов (*б*, *г*) поперечных волн *SH* для различных моделей сред (параметры соответствующих моделей даны в табл. 1)

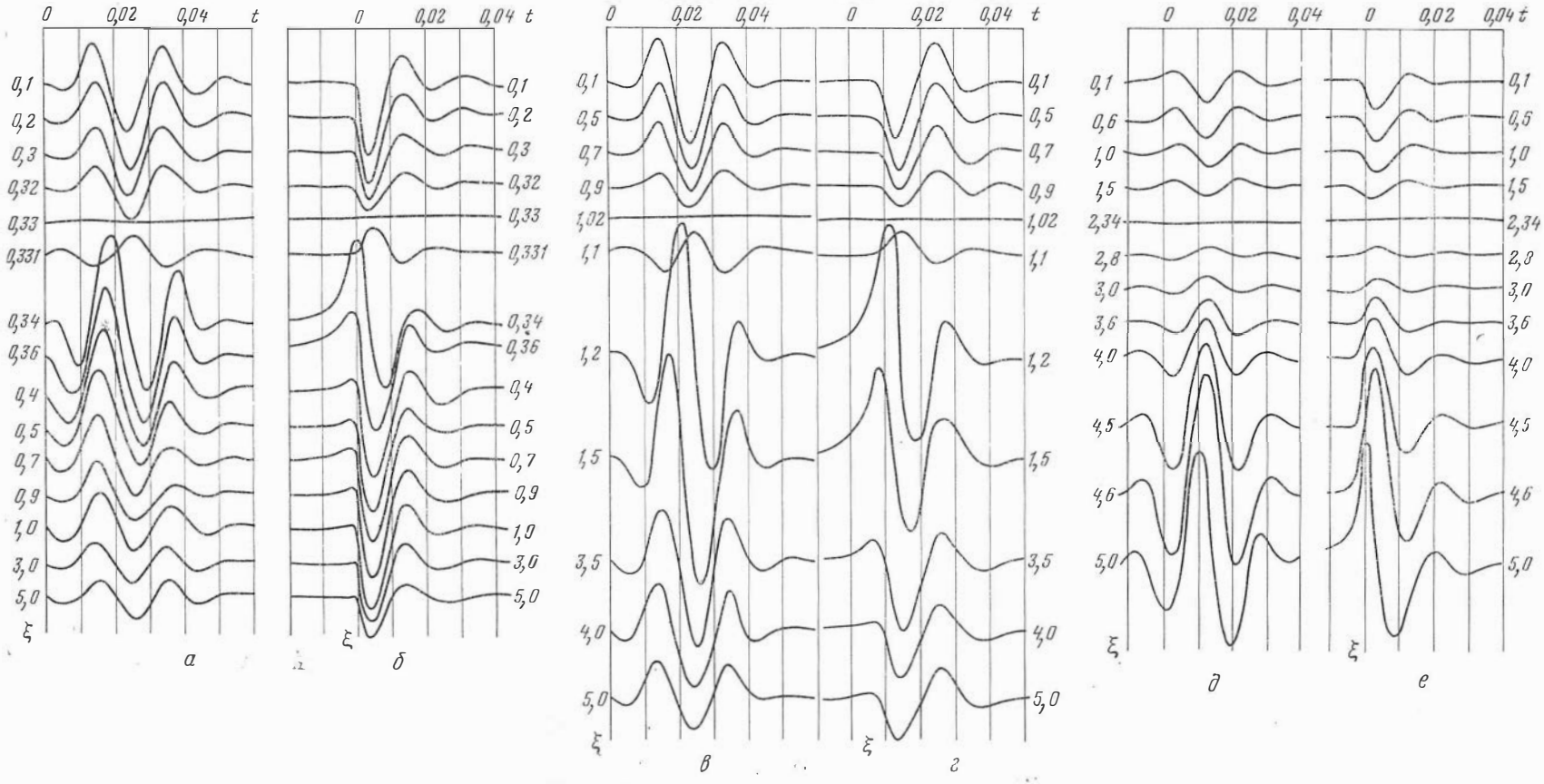


Рис. 5. Теоретические сейсмограммы волн *SH*

а — модель I (*r*), экспоненциальный импульс; *б* — то же, импульс Берлаге; *в* — модель II (*r*), экспоненциальный импульс; *г* — то же, импульс Берлаге; *д* — модель III (*r*), экспоненциальный импульс; *е* — то же, импульс Берлаге

заметно на примере импульса Берлаге, когда теряется резкость вступления, особенно в интервале, непосредственно примыкающем к нулевой точке.

§ 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЙСМОГРАММЫ ОТРАЖЕННЫХ *SV*-ВОЛН, ВОЗБУЖДЕННЫХ ИСТОЧНИКОМ ТИПА СИЛЫ «*X*»

Детальный анализ теоретических сейсмограмм волн, возбуждаемых источником типа силы «*X*», выполненный для различных моделей, показывает, что интенсивность записи вдоль линии наблюдения закономерно изменяется, причем в ряде случаев интенсивность может принимать нулевые значения. Если сопоставить между собой графики, выражающие зависимость от ξ функции направленности источника, коэффициентов отражения и конверсии, а также график интенсивности теоретической сейсмограммы (рис. 1, *а*), то видно, что в общем случае нулевые значения интенсивности на теоретической сейсмограмме могут встречаться дважды. Ближайшие к источнику нулевые значения (если они существуют) могут быть обусловлены только особенностями поведения коэффициентов отражения. Вторые, наиболее удаленные от источника, нулевые значения связаны с влиянием функции направленности и коэффициентов конверсии. Эта точка во всех случаях оказывается зафиксированной при $\xi=2$ и существует при любых параметрах среды.

Как уже отмечалось, интенсивность теоретической сейсмограммы может не принимать нулевых значений в ближайшей к источнику части сейсмограммы, т. е. в нулевой области. Чтобы оценить условия отсутствия нулевых амплитуд на теоретической сейсмограмме в этом интервале, достаточно иметь представление об условиях существования нулевых значений модуля коэффициентов отражения.

Условия существования нулевых значений на теоретических сейсмограммах в области критических точек. Довольно большие по объему численные расчеты были проведены для выяснения поведения коэффициентов отражения волны *SV* в зависимости от различных параметров среды (для $\gamma=0{,}3\div0{,}7$; $\delta=0{,}1\div0{,}9$; $\Delta_0=0{,}1\div0{,}7$). Было проанализировано 600 вариантов моделей сред. На основании этих материалов были составлены графики, выражающие зависимость минимальных, в том числе нулевых, значений коэффициентов отражения («графики минимумов» и «графики нулей») от угла падения поперечной волны и различных параметров разреза при фиксированном γ.

При рассмотрении «графиков нулей» отмечено, что с возрастанием как относительного параметра $\gamma=v_{S1}/v_{P1}$, так и относительного параметра $\Delta_0=v_{S2}/v_{P2}$ проявляется тенденция к увеличению интервала существования нулей (рис. 6). Нулевые значения наблюдались только для относительного параметра Δ_0, равного 0,5; 0,6 и 0,7.

Совмещение графиков, выражающих зависимость нулевых значений от углов, с «графиками первых минимумов» подтвердило, что «графики нулей» являются продолжением «графиков минимумов».

Отмечено хорошее соответствие графиков, выражающих зависимость нулевых значений и первых минимумов от углов падения, графикам зависимости критических точек ($\theta_S=\arcsin\Delta$) от этих же углов (рис. 7). Наиболее хорошее совпадение графиков наблюдалось при небольших углах падения поперечной волны, при увеличении же углов падения волны отмечалось некоторое расхождение кривых. При этом для сред, в которых $\gamma>\delta$, наблюдается хорошее совпадение графиков, а для сред, в которых $\gamma<\delta$,— совпадение кривых хуже. Полное совпадение «графиков минимумов» (и, как частный случай, «графиков нулей») с графиками, характеризующими положение критической точки $\theta_S=\arcsin\Delta$ (в нашем случае — точки выхода головной обменной волны $S_1P_2S_1$)

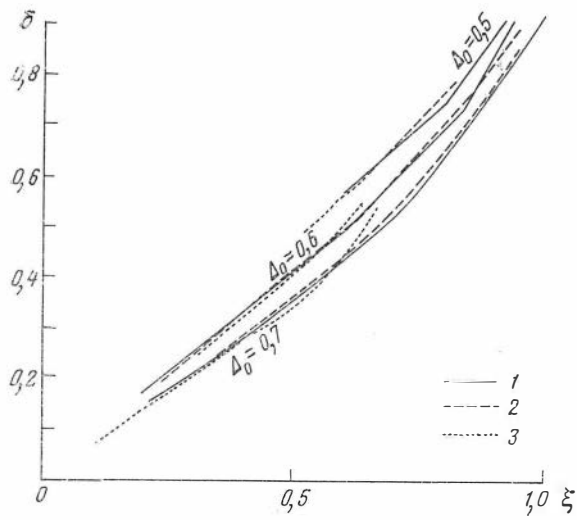


Рис. 6. «Графики нулей»
1 — $\gamma = 0{,}7$; *2* — $\gamma = 0{,}5$; *3* — $\gamma = 0{,}3$

наблюдается только в интервале до $\delta = 0{,}4$, малое расхождение — до $\delta = 0{,}5$ и значительное увеличение расхождения графиков — для значения $\delta > 0{,}5$. Объясняется это тем, что при резкой дифференциации сред по скоростям поперечных волн ($\delta = 0{,}1 \div 0{,}5$) коэффициент отражения после минимальной точки (нуля в частном случае) быстро растет и достигает значения единицы (т. е. значения критической точки). Для сред же, слабо дифференцированных по скоростям поперечных волн ($\delta > 0{,}5$), коэффициент отражения после минимальной (нулевой) точки растет медленно и достигает единицы на значительном удалении от нее (т. е. нулевая и критическая точки расходятся).

Таким образом, анализ модулей коэффициентов отражения наглядно подтверждает многомерную зависимость их от параметров среды [1]. Естественно, дать прямой ответ на вопрос, в каких случаях на теоретической сейсмограмме в области первой особой точки будет наблюдаться нулевая интенсивность, практически невозможно. Выход пока может быть найден в использовании для этой цели многомерной таблицы, построенной при анализе коэффициента $æ_\nu$, пользуясь которой, при известных параметрах среды, можно легко оценить условия существования нулевых точек уже на теоретической сейсмограмме в зависимости от того или иного параметра (рис. 8). Однако для практических целей можно сделать следующие качественные выводы:

1) нулевые значения на теоретической сейсмограмме отраженной волны SV, возбужденной силой «X», в области первой критической точки имеют место, если скорость поперечных волн v_{S2} во втором слое, по крайней мере, в два раза меньше скоростей продольных волн v_{P2} в этом же слое;

2) общий уровень записи на теоретической сейсмограмме тем больше, чем больше дифференциация сред по скоростям поперечных волн;

3) средний уровень записи в пределах анализируемого интервала не одинаков; обычно в интервале $0 \leqslant \xi \leqslant 2$ (рис. 9, *а*) он приблизительно на 1,5—2 порядка больше, чем в интервале $2 \leqslant \xi \leqslant 5$;

4) общий вид сейсмограммы существенно определяется шагом наблюдения и интервалом профиля, в котором она рассматривается. Так, при большом шаге наблюдения и при большом интервале исследования можно получить сейсмограмму весьма интенсивного уровня записи в целом, но пропустить при этом все особенности в поведении интенсивности, связанные с параметрами среды. На рис. 9, *а* видно, что если наблюдения провести только в точках $\xi = 0{,}6$ и 0,8, то создастся впечатление инверсии

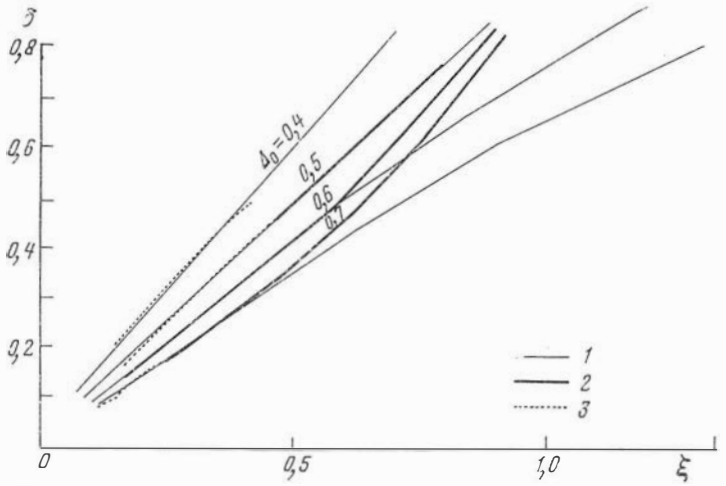


Рис. 7. Сопоставление графиков критических точек (*1*) с «графиками нулей» (*2*) и первых минимумов (*3*) (при γ=0,5)

фазы, тогда как в действительности этот эффект вызван плавным увеличением аргумента, что ведет к постепенной потере фазы (рис. 9, *б*). Иначе говоря, если в этом случае проводить динамическую интерпретацию, будут получены заведомо неверные выводы. В связи с возможностью подобных эффектов единственным критерием, чтобы избежать аналогичных ошибок, может служить график интенсивности отраженной волны (модуля и аргумента), рассчитанный с достаточной детальностью.

Форма теоретической сейсмограммы. 1. Устойчивость записи. Во всех случаях форма записи теоретической сейсмограммы волны в интервале от источника до первой нулевой точки сохраняется постоянной. Для моделей, где отраженная волна падает из среды с большей скоростью после первой нулевой точки, в которой наблюдается инверсия фазы, форма записи отраженного сигнала по-прежнему идентична форме

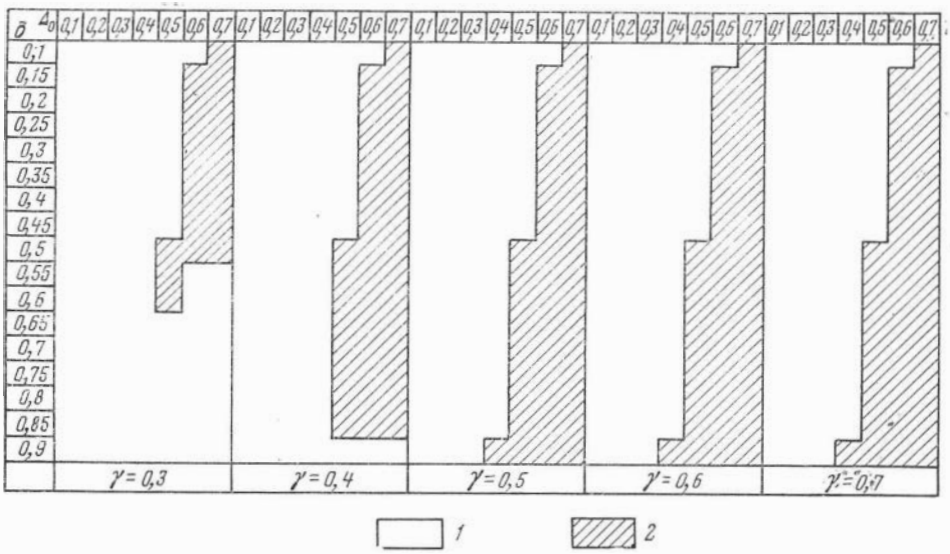
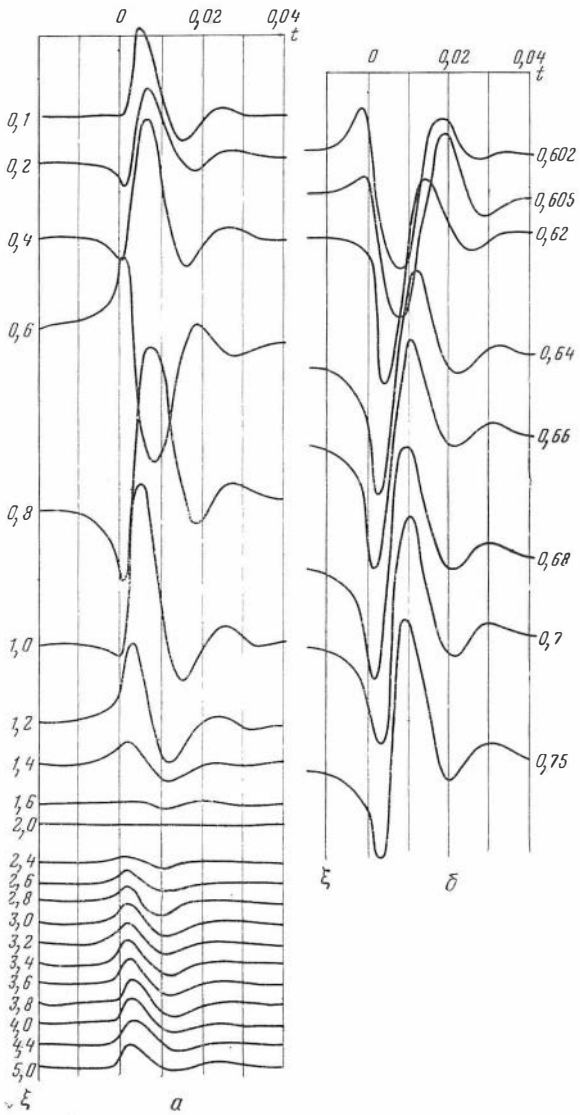


Рис. 8. Области отсутствия (*1*) и существования (*2*) нулевых значений на графиках модулей коэффициентов отражений в зависимости от параметров среды

импульса в источнике на некотором интервале наблюдения, причем этот интервал устойчивой записи тем меньше, чем более дифференцирована среда по скоростям поперечных волн (рис. 10, *а*).

2. Знак вступления. Для сред, где $\delta<1$, знак вступления отраженной волны совпадает со знаком вступления сигнала в источнике. Для моделей сред, в которых $\delta>1$, знак вступления отраженной волны в начальной части сейсмограммы обратен знаку сигнала в источнике (рис. 9, 10).

3. Инверсия фазы. На большинстве теоретических сейсмограмм *SV*-волн, возбужденных силой типа «*X*», после того как интенсивность записи достигает нулевых значений, наблюдается инверсия фазы. Исключение составляют теоретические сейсмограммы для тех моделей сред, при которых нулевые значения амплитуд отсутствуют в области первых минимальных точек (рис. 8). Остальные случаи кажущейся инверсии фазы, связанные с плавным изменением аргумента, рассматриваются ниже вместе с изменением формы записи.



4. Изменение формы записи (сдвиг и потеря фаз). Наиболее простой характер изменения формы записи свойствен сейсмограммам для сред, в которых волна падает на отражающую границу из среды с большей скоростью поперечных волн (рис. 10). Здесь, после интервала с устойчивой формой записи в окрестности точки $\xi=1{,}4$, наблюдается быстрое изменение аргумента на величину, близкую к π. В результате на сейсмограмме наблюдается инверсия фазы за счет резкого смещения фаз в сторону меньших времен и одновременного уменьшения интенсивности записи. Эта область практически всегда находится на одном и том же расстоянии от источника, в районе точки $\xi=2$. Вслед за этим на сейсмограмме наблюдается изменение записи, связанное с уменьшением значения аргумента, выражающееся на записи как смещение фаз в сторону увеличения времени вступлений. При анализе импульса Берлаге отчетливо заметна тенденция к появлению фазы в первых вступлениях и увеличению резкости вступления волны с расстоянием.

Рис. 9. Теоретические сейсмограммы волн *SV*. Источник типа силы «*X*». Импульс Берлаге. Модель I (*г*)

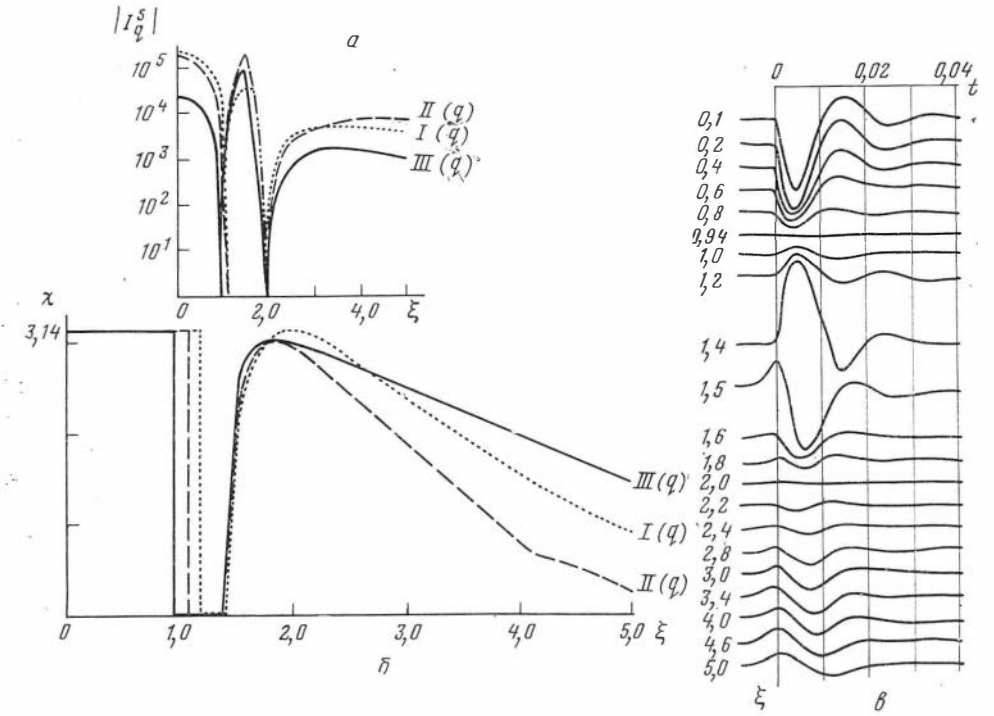


Рис. 10. Графики интенсивности (*а*), аргументов (*б*) и теоретическая сейсмограмма (*в*) волны *SV*

Модель III (*q*); импульс Берлаге; источник типа силы *X*

Естественно, что наибольший практический интерес представляют особенности изменения формы записи теоретической сейсмограммы в средах, где волна подходит к границе из слоя с меньшей скоростью распространения поперечных волн. Здесь необходимо обратить внимание на весьма сложное поведение аргумента, затрудняющее определение общих закономерностей в поведении фазы. В каждом конкретном случае, пользуясь графиками изменения аргумента и приведенными выше качественными выводами о форме теоретической сейсмограммы, можно легко определить участки направления сдвига и потери фаз. Из общих закономерностей можно привести только следующие качественные (причем весьма приближенные, пригодные только для общей ориентировки) зависимости.

1. В интервале $0 \leqslant \xi \leqslant 2$ наблюдается тенденция к сдвигу фаз записи в сторону меньших времен и, как следствие, к одновременной потере фазы. Причем в средах с сильной дифференциацией по скоростям поперечных волн кажущаяся потеря фазы может наблюдаться дважды.

2. В интервале $2 \leqslant \xi \leqslant 5$ в большинстве сред (исключая среды со слабой дифференциацией скоростей) наблюдается тенденция к сдвигу фазы в сторону увеличения времени.

В заключение отметим, что для интервалов, где на теоретических сейсмограммах волн *SV*, возбужденных источником типа «*X*», наблюдаются эффекты сдвига и «потери» фазы одновременно, точно так же, как и в предыдущих случаях, первое вступление отраженной волны становится менее четким и практически не может быть определено.

§ 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЙСМОГРАММЫ ОТРАЖЕННЫХ *SV* -ВОЛН, ВОЗБУЖДЕННЫХ ИСТОЧНИКОМ ТИПА СИЛЫ «*Z*»

Интенсивность. Общий вид теоретической сейсмограммы *SV*-волн в случае возбуждения их источником типа силы «*Z*», естественно, определяется теми же факторами, что и для теоретических сейсмограмм волн *SV*, возбужденных источником типа силы «*X*». Однако характеристика функции направленности используемого источника в исследуемом случае такова, что в очень узкой области теоретической сейсмограммы, при определенных параметрах может существовать третья область отсутствия записи (нулевых амплитуд). Причем оказывается, что область отсутствия записи настолько узка, что при большом шаге наблюдений этот интервал может выпасть из поля зрения экспериментатора, в результате чего создастся впечатление отсутствия в этом интервале сейсмограммы каких-либо амплитудных особенностей, что, в свою очередь, приведет к неправильному представлению об общей динамической характеристике волнового поля. Эта третья возможная область нулевой амплитуды обычно появляется в интервале после первой особой точки, но не далее $\xi=2$.

Характерным для теоретических сейсмограмм волн при воздействии типа силы «*Z*» при $\delta<1$ (рис. 11) являются весьма малые величины амплитуд записи (до 1—1,5 порядка) до первой нулевой точки (вблизи источника). Наибольшие амплитуды наблюдаются большей частью между второй и третьей нулевыми точками на расстояниях $x/H=1{,}16\div1{,}9$. Кроме того, запись с относительной интенсивностью такого же порядка наблюдается в области, наиболее удаленной от источника, т. е. при значениях $\xi>2$. При этом величина амплитуд тем больше, чем меньше дифференцирована среда по скоростям поперечных волн, т. е. чем больше параметры δ и γ.

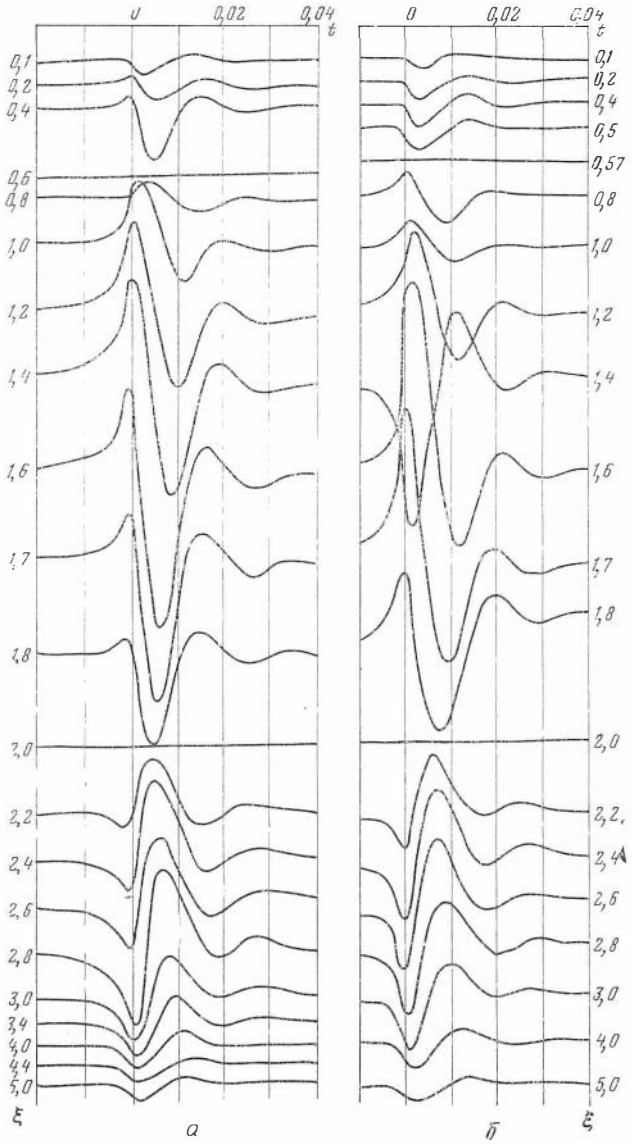


Рис. 11. Теоретические сейсмограммы волн *SV*. Источник типа силы *Z*. Импульс Берлаге: *а* — модель I (r); *б* — модель II (r)

Форма теоретической сейсмограммы. Основные закономерности, отмеченные при рассмотрении теоретических сейсмограмм для волн *SV*, возбужденных источником типа силы «*X*», сохраняются и для теоретических сейсмограмм волн *SV*, возбужденных источником типа силы «*Z*». В частности, это касается общих соображений о характере устойчивости записи в интервале сейсмограммы, примыкающем к источнику. Далее мы остановимся только на особенностях, присущих форме теоретических сейсмограмм волн *SV*, возбужденных источником типа силы «*Z*».

1. Знак вступления. Правило определения знака вступления волн *SV* при источнике типа силы «*Z*» обратно случаю источника типа силы «*X*». Иначе говоря, для сред, где $\delta > 1$, знак вступления отраженной волны в начальной части теоретической сейсмограммы совпадает со знаком вступления сигнала в источнике. Для моделей сред, в которых $\delta < 1$, знак вступления отраженной волны обратен знаку вступления сигнала в источнике.

2. Инверсия фазы. В анализируемом случае на теоретических сейсмограммах наблюдаются две области, в которых может отмечаться инверсия фазы. Здесь, кроме области, связанной с первой особой точкой, где модуль интенсивности обращается в нуль, существует вторая область в фиксированной точке ($\xi = 2$).

3. Изменение формы записи (сдвиг и «потеря» фаз). Изменение формы записи теоретических сейсмограмм имеет наиболее простой характер в случае, когда поперечная волна отражается от границы раздела в среду с меньшей скоростью. При этом в интервале между первой нулевой точкой и точкой $\xi = 2$ форма записи изменяется, в общем, весьма незначительно. После $\xi = 2$ наблюдается тенденция сдвига фазы в сторону бóльших времен.

Для сред, которые наиболее часто встречаются на практике, а именно для случаев, когда волна падает на границу из среды с меньшей скоростью, эффекты сдвига и «потери» фазы весьма разнообразны и практически не поддаются классификации и обобщению. При этом остается лишь, пользуясь приемами, описанными выше, в каждом конкретном случае совместно рассматривать графики модуля и аргумента интенсивности отраженной волны, по которым можно заранее предположить общий вид сейсмограммы и особенности ее формы записи. В действенности такого подхода легко убедиться, проанализировав по предложенной выше методике, например, графики модуля и аргумента интенсивности и сопоставив полученные закономерности с теоретической сейсмограммой, рассчитанной и построенной с достаточной полнотой и точностью (рис. 12).

ВЫВОДЫ

В результате проведенного анализа особенностей теоретических сейсмограмм, кроме описанных выше частных закономерностей, можно отметить следующие общие закономерности.

1. Теоретические сейсмограммы поперечных волн *SH* более просты по своему характеру, чем сейсмограммы отраженных волн *SV*; таким образом, очевидны определенные преимущества возбуждения и регистрации волн *SH* по сравнению с волнами *SV*.

2. Особенности формы теоретических сейсмограмм поперечных волн *SV*, возбуждаемых источником типа силы «*X*», значительно устойчивее, чем форма и другие особенности теоретических сейсмограмм поперечных волн *SV*, возбужденных источником типа силы «*Z*».

3. Для всех типов волн в донулевой области форма теоретической сейсмограммы стабильна, и чем меньше дифференциация среды по поперечным волнам, т. е. чем больше относительный параметр δ, тем на

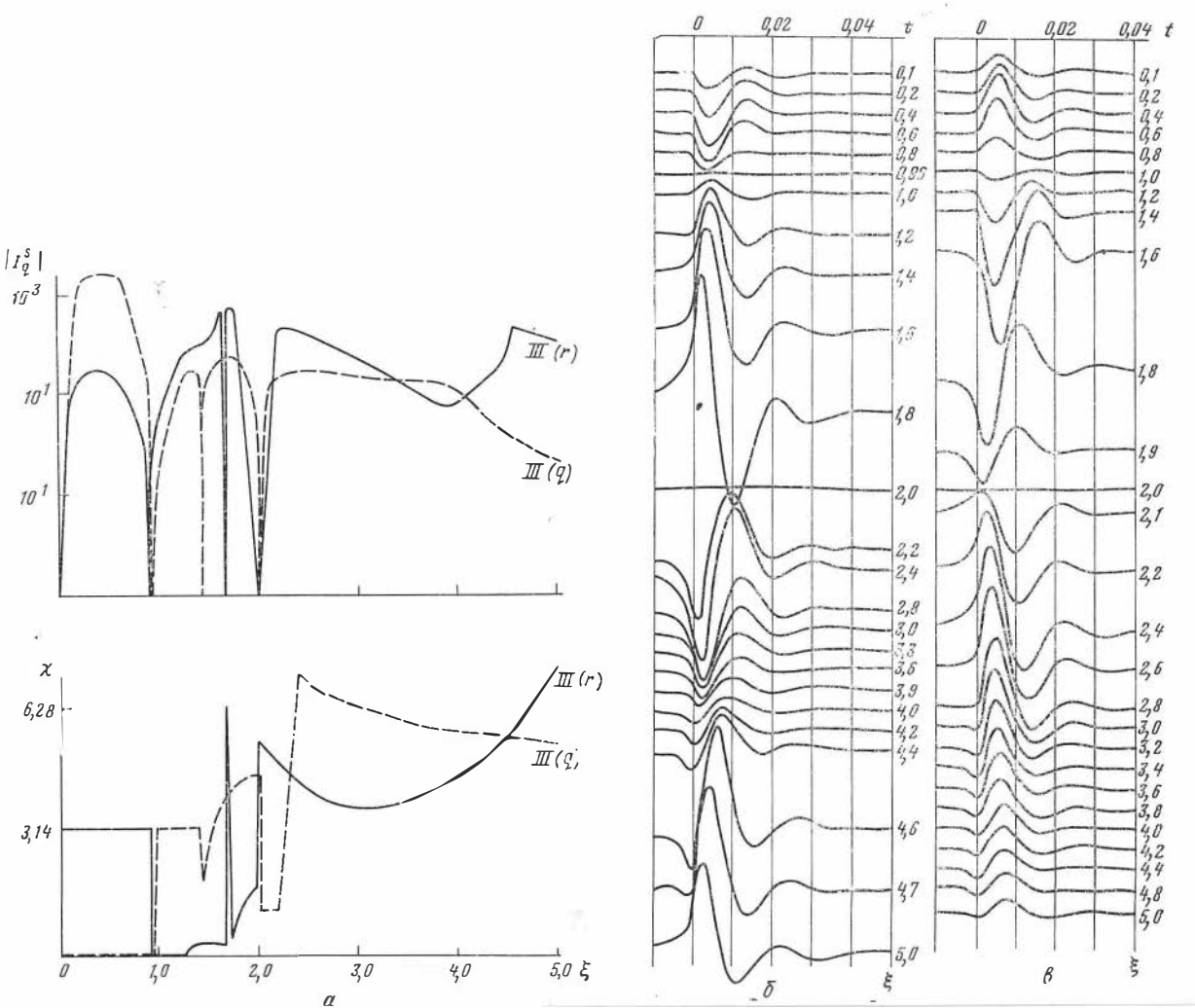


Рис. 12. Графики интенсивности, аргумента ($а$) и теоретические сейсмограммы волн SV: $б$ — модель III(r); $в$ — модель III(q)

большем расстоянии от источника будет наблюдаться неизменность формы сейсмограммы.

4. Общий уровень записи на теоретической сейсмограмме волн SV, возбужденных источником типа силы «X», приблизительно одинаков на всем интервале исследования $0 \leqslant \xi \leqslant 2$. В случае же возбуждения поперечных волн SV источником типа силы «Z» максимальный уровень записи наблюдается в закритической области.

5. Общий вид сейсмограммы определяется интервалом исследования и шагом между точками наблюдения. В ряде случаев пренебрежение этими факторами может привести к потере информации о динамической характеристике среды.

6. Отмеченные на теоретических сейсмограммах эффекты сдвига и «потери» фаз позволяют предположить, что на экспериментальных сейсмограммах возможны эффекты потери корреляции, а также несоответствия экспериментального кинематического годографа, построенного по экстремальным точкам записи, теоретическому кинематическому годографу (в идеальном случае описываемому гиперболой). Однако подобный эффект флуктуации экспериментального годографа можно ожидать только в закритической области.

7. Проведенное рассмотрение особенностей теоретических сейсмограмм наглядно указывает на целесообразность подобного рода анализа непосредственно по графикам модуля и аргумента интенсивности, что позволяет получить четкое представление о виде сейсмограммы без чрезвычайно трудоемкого и кропотливого процесса графического построения теоретических сейсмограмм.

Авторы выражают благодарность научному руководителю, чл.-корр. АН СССР Н. Н. Пузыреву за постоянное внимание и помощь в работе и ст. научному сотруднику А. П. Волину за участие в редактировании статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берзон И. С., Ратникова Л. И., Рац-Хизгия М. И. Сейсмические обменные отраженные волны. Изд-во «Наука», 1966.
2. Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Сб. I, III. Гостоптехиздат, 1957; изд. ЛГУ, 1959.
3. Гамбурцев Г. А. Основы сейсморазведки. Гостоптехиздат, 1959.
4. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. I, II, III. Изд. ЛГУ, 1957—1958.
5. Пузырев Н. Н., Лебедев К. А., Лебедева Г. Н. Возбуждение поперечных волн взрывами. Геология и геофизика, № 2, 1966.
6. Пузырев Н. Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. Гостоптехиздат, 1959.
7. Экспериментальные исследования поперечных и обменных волн. Сб. статей. Изд-во СО АН СССР, 1962.

В. М. Куликов

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ ТИПА *SH*

Проводятся некоторые теоретические исследования коэффициентов отражения u_{SH} для поперечной волны типа *SH* для выделенных четырех типов сред. Результаты этих исследований, а также результаты, полученные другими авторами, систематизируются и приводятся в виде таблицы и рисунков, характеризующих поведение кривых $|u_{SH}|$ и $\arg u_{SH}$ для выделенных типов сред.

В настоящее время как в полевой сейсморазведке, так и при сейсмическом моделировании все более широкое значение приобретает изучение динамических характеристик волновых полей. В этом свете существенный интерес представляет исследование коэффициентов отражения различных типов волн и, в частности, поперечных волн типа *SH*, в зависимости от параметров сред. Такие работы проводились рядом авторов [2—5]. При этом изучались коэффициенты отражений в основном для двух типов сред: покрывающая среда (слой) — акустически менее или более жесткая, чем подстилающая *. Иначе говоря, исследовались случаи, когда

$$\delta < 1 \quad \text{и} \quad \sigma < 1, \tag{1}$$

или

$$\delta > 1 \quad \text{и} \quad \sigma > 1, \tag{2}$$

где $\delta = v_{S1}/v_{S2}$; $\sigma = \rho_1/\rho_2$; v_{S1}, v_{S2} — скорости поперечных волн и ρ_1, ρ_2 — плотности соответствующих сред. Кроме того, в работе [1] рассматривалось изменение коэффициента отражения на комплексной плоскости для электромагнитных и звуковых волн в зависимости от угла падения при различных соотношениях параметров граничных сред.

Однако вышеупомянутые два типа моделей сред не описывают всех случаев, встречающихся на практике. Особенно это относится к сейсмическому моделированию, где по техническим соображениям часто приходится применять такие материалы, которые не позволяют создать модели, удовлетворяющие соотношениям (1) и (2) **. Поэтому для более полного анализа волновых процессов имеет смысл, помимо исследования поведения коэффициентов отражения для сред первых двух типов, рассмотреть случаи, которые не охватываются неравенствами (1) и (2). Ниже проведен такой анализ для поперечных волн типа *SH*.

Известно, что зависимость коэффициента отражения поперечных волн типа *SH* от угла падения θ выражается формулой [5]

$$u_{SH} = \frac{\sigma\delta^2 \cos\theta - \sqrt{\delta^2 - \sin^2\theta}}{\sigma\delta^2 \cos\theta + \sqrt{\delta^2 - \sin^2\theta}}. \tag{3}$$

---

* Предполагается, что источник колебаний находится на поверхности покрывающей среды (слоя).

** Например, модели из винипласта и плексигласа соответствуют неравенствам $\delta < 1$ и $\sigma > 1$.

Таблица

Типы сред		Соотношение скоростей	Соотношение плотностей	Значения отношений акустических жесткостей при $\theta = 0$	Значения $\sin \theta$ в критической точке	Значения u_{SII} в экстремальных точках		Величина θ в точке перехода через нуль	Знак первой производной коэффициента отражения u_{SH}
						критическая ($\theta_к$)	нулевая ($\theta = 0$)		
1		2	3	4	5	6		7	8
I		$v_{S_1} < v_{S_2}$ $(\delta < 1)$	$\rho_1 \leqslant \rho_2$ $(\sigma \leqslant 1)$	$\sigma\delta < 1$	$\sin \theta_к = \delta$	1	$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} < 0$	$\arccos \sqrt{\dfrac{1-\delta^2}{1-\sigma^2\delta^4}}$	$u'_{SII}(0) > 0$
II		$v_{S_1} > v_{S_2}$ $(\delta > 1)$	$\rho_1 \geqslant \rho_2$ $(\sigma \geqslant 1)$	$\sigma\delta > 1$	$\sin \theta_к = 1$	-1	$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} > 0$	$\arccos \sqrt{\dfrac{\delta^2-1}{\sigma^2\delta^4-1}}$	$u'_{SII}(0) < 0$
III	*a*	$v_{S_1} > v_{S_2}$ $(\delta < 1)$	$\rho_1 \geqslant \rho_2$ $(\sigma \geqslant 1)$	$\sigma\delta > 1$	$\sin \theta_к = \delta$	1	$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} > 0$	—	$u'_{SII}(0) > 0$
	b			$\sigma\delta = 1$			0	—	
	c			$\sigma\delta < 1$			$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} < 0$	$\arccos \sqrt{\dfrac{1-\delta^2}{1-\sigma^2\delta^4}}$	
IV	*a*	$v_{S_1} > v_{S_2}$ $(\delta > 1)$	$\rho_1 \leqslant \rho_2$ $(\sigma \leqslant 1)$	$\sigma\delta > 1$	$\sin \theta_к = 1$	-1	$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} > 0$	$\arccos \sqrt{\dfrac{\delta^2-1}{\sigma^2\delta^4-1}}$	$u'_{SH}(0) < 0$
	b			$\sigma\delta = 1$			0	—	
	c			$\sigma\delta < 1$			$\dfrac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1} < 0$	—	

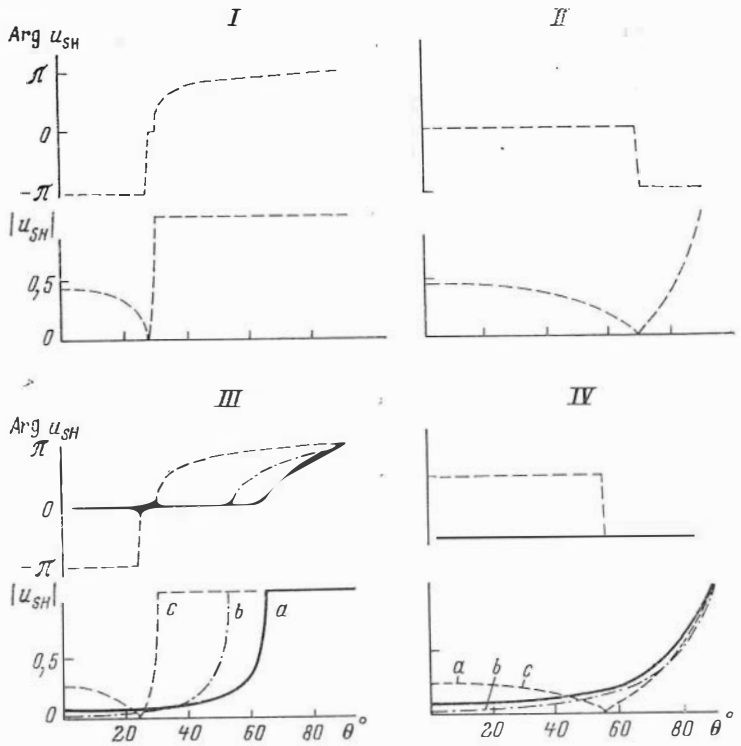


Рис. 1. Модули и аргументы коэффициента отражения поперечных волн типа *SH* для сред с различными соотношениями параметров

I тип сред — $\sigma\delta<1$, $v_{S_1}<v_{S_2}$, $\rho_1<\rho_2$;

II — $\sigma\delta>1$, $v_{S_1}>v_{S_2}$, $\rho_1>\rho_2$;

III — *a* — $\sigma\delta>1$; *b* — $\sigma\delta=1$; *c* — $\sigma\delta<1$; $v_{S_1}<v_{S_2}$, $\rho_1>\rho_2$;

IV — *a* — $\sigma\delta>1$; *b* — $\sigma\delta=1$; *c* — $\sigma\delta<1$; $v_{S_1}>v_{S_2}$, $\rho_1<\rho_2$

При более детальном исследовании формулы (3), помимо вышеуказанных моделей сред (1), (2), можно выделить еще два типа сред, определяемых неравенствами

$$\delta<1 \quad \text{и} \quad \sigma>1, \tag{4}$$

$$\delta>1 \quad \text{и} \quad \sigma<1. \tag{5}$$

При соответствующих значениях δ и σ каждая из сред (4) и (5) содержит в себе еще три подслучая, которые определяются следующими соотношениями:

$$\sigma\delta>1, \qquad \sigma\delta<1, \qquad \sigma\delta=1,$$

т. е. покрывающая среда может быть акустически более жесткой, менее жесткой или не отличаться по акустическим жесткостям по сравнению с подстилающей.

Таким образом, все реальные модели сред можно подразделить на четыре типа, которые систематизированы в таблице. Для каждого из возможных случаев были выбраны конкретные значения параметров сред, для которых по формуле (3) на ЭВМ были вычислены коэффициенты u_{SH} в зависимости от угла θ (см. рис. 1). Не составляет труда убедиться, что при изменении угла

θ ($0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$) коэффициент отражения u_{SH} является монотонно возрастающей функцией при выполнении неравенств (1), (4), ($u'_{SH}(\theta) > 0$) и монотонно убывающей функцией при выполнении неравенств (2), (5), ($u'_{SH}(\theta) < 0$).

Коэффициент отражения u_{SH} достигает своего экстремального значения (1, — 1) в точке существования критического угла $\theta_к$. Последний равен $\arcsin\delta$ для (1), (4) и $\pi/2$ для (2), (5) (см. табл., графа 5).

При $\theta = 0$ (случай нормального падения) формула (3) принимает вид

$$u_{SH} = \frac{\sigma\delta - 1}{\sigma\delta + 1}. \tag{6}$$

В этом случае коэффициент отражения u_{SH} может быть больше нуля для сред, определенных неравенствами (2), (4) и (5), меньше нуля для (1), (4), (5) и равен нулю в случае равенства акустических жесткостей покрывающей и подстилающей толщ (см. табл., графа 6).

Особо следует отметить, что точка перехода через нуль функции $u_{SH}(\theta)$ существует в следующих случаях: при падении волны из среды с меньшей (большей) скоростью распространения поперечной *SH* волны в среду с большей (меньшей) скоростью при таком соотношении плотностей верхней и нижней сред, чтобы акустическая жесткость покрывающей среды была меньше (больше) акустической жесткости подстилающей среды, т. е. переход функции $u_{SH}(\theta)$ через нуль возможен только тогда, когда для (1) и (4) справедливо неравенство $\sigma\delta < 1$ и для (2), (5) — $\sigma\delta > 1$. Значение угла θ в точке перехода через нуль определяется в первом случае из соотношения

$$\theta = \arccos\sqrt{\frac{1-\delta^2}{1-\sigma^2\delta^4}}, \tag{7}$$

и во втором

$$\theta = \arccos\sqrt{\frac{\delta^2-1}{\sigma^2\delta^4-1}}. \tag{8}$$

В остальных случаях точка перехода через нуль в докритической области не существует (см. табл., графа 7).

В случае равенства акустических жесткостей верхней и нижней сред ($\delta\sigma = 1$) при нормальном падении волн *SH* коэффициент отражения u_{SH} равен нулю (см. табл., графа 6 и рис. 1 — *III*, *b*; *IV*, *b*)*. При увеличении угла падения θ величина модуля u_{SH} возрастает, причем более плавно для сред, определенных неравенством (5), и выходит на единицу, когда угол падения становится равным критическому (рис. 1 — *III*, *b*; *IV*, *b*).

Для этих же сред, определяемых неравенствами (4) и (5), соотношение параметров v и ρ, как указывалось выше, может быть таким, что для каждой из них были справедливы неравенства $\sigma\delta > 1$ и $\sigma\delta < 1$. Причем для третьего типа сред — (4) при $\sigma\delta > 1$ и для сред четвертого типа — (5) при $\sigma\delta < 1$ модули коэффициента отражения принимают минимальные значения при нормальном падении волны *SH*. Далее, с увеличением угла падения они плавно возрастают до точки выхода на единицу (рис. 1 — *III*, *a*; *IV*, *a*). Характер изменения кривых $|u_{SH}|$ в этих случаях аналогичен вышеописанному при $\sigma\delta = 1$. В тех же случаях, когда для среды третьего типа (4) — $\sigma\delta < 1$, а для среды четвертого типа (5) — $\sigma\delta > 1$, характер поведения кривых $|u_{SH}|$ оказывается аналогичным характеру поведения коэффициентов отражения для первых двух типов сред, которые достаточно хорошо изучены (см. табл. и рис. 1 — *I*; *II*; *III*, *c*; *IV*, *a*).

После краткого анализа кривых $|u_{SH}|$ имеет смысл остановиться на характере изменения кривых $\arg u_{SH}$, которые несут частичную информацию о форме отраженной волны. Изменение знака коэффициента отражения u_{SH} в докрити-

* Обозначения, принятые в таблице и на рис. 1, идентичны.

ческой области на обратный четко намечается скачком $\arg u_{SH}$ от $-\pi$ до 0 и от 0 до $-\pi$. Этот скачок характерен для точки перехода через нуль и соответствует изменению фазы отраженной волны по сравнению с падающей (рис. 1 — *I*; *II*; *III*, *c*; *IV*, *a*). По характеру изменения $\arg u_{SH}$ видно, что такое изменение фазы отраженной волны на обратную характерно для всех выше перечисленных типов сред. Для среды, характеризуемой неравенством (4), изменение фазы будет наблюдаться только в том случае, если покрывающая среда является акустически менее жесткой, чем подстилающая (см. табл. и рис. 1 — *III*, *c*). Для сред же, характеризуемых неравенством (5), такое изменение фазы будет иметь место для случая обратного соотношения акустических жесткостей (см. табл. и рис. 1 — *IV*, *a*).

При отсутствии точки перехода через нуль значение $\arg u_{SH}$ остается постоянным в докритической области изменения u_{SH} (рис. 1 — *III*, *a*; *III*, *b*; *IV*, *b*; *IV*, *c*), что говорит о постоянстве фазы отраженной волны. Отрицательное значение $\arg u_{SH} = -\pi$ показывает, что фаза отраженной *SH*-волны меняется на обратную по сравнению с фазой падающей волны, а значения $\arg u_{SH}$, равные 0 и π, указывают на одинаковую полярность этих волн.

В закритической области для сред (1) и (4) значения $\arg u_{SH}$ изменяются непрерывно, что соответствует изменению формы отраженной *SH*-волны (рис. 1 — *I*, *III*).

На основании всего вышеизложенного можно заключить, что для более полного анализа волновых процессов в геологических средах целесообразно рассматривать четыре типа сред с соотношением параметров (1), (2), (4), (5). Поведение модулей коэффициентов отражения u_{SH} и их аргументов при изменении угла падения характерно и имеет свои особенности для каждой из сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1957.
2. Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Сб. III. Изд. ЛГУ, 1959.
3. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. II. Изд. ЛГУ, 1957.
4. Материалы количественного изучения динамики сейсмических волн. Т. III. Изд. ЛГУ, 1958.
5. Экспериментальные исследования поперечных и обменных волн. Изд-во СО АН СССР, 1960.

В. М. Куликов, Л. С. Куликова, Э. В. Никольский

О ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Исследуется вопрос помехоустойчивости численного решения обратных одномерных динамических задач в зависимости от погрешностей входных данных. На ряде численных примеров показана хорошая помехоустойчивость для входного сигнала типа δ-функции. Для произвольного начального импульса $f(t)$ задача в общем случае становится неустойчивой. Неустойчивость решения непосредственно связывается с процессом накопления ошибок в результате вычисления.

Общеизвестно, что решение обратных задач представляет исключительно большой интерес для геофизики. После работ [1, 4] открылись новые возможности решения обратных динамических задач для целей сейсмологии и сейсморазведки. Однако детальному исследованию численных методов решения обратных задач, в частности их устойчивости, посвящено очень мало работ.

Ниже рассматриваются результаты численного решения обратных одномерных задач, когда в качестве начального возмущения берется плоская нестационарная волна, имеющая разрыв типа δ-функции на фронте, либо имеющая профиль волны, заданный в виде произвольной функции времени $f(t)$.

Решение задачи проводится с помощью метода обращения разностной схемы, предложенного А. С. Алексеевым и Э. В. Никольским [1—3].

§ 1. ВХОДНОЙ ИМПУЛЬС ТИПА δ-ФУНКЦИИ

В этом параграфе приводятся результаты численных расчетов для некоторых теоретических моделей сред, если в качестве начального импульса берется численный аналог δ-функции вида

$$b_n = b_1 \delta_{1n}, \quad b_1 = 1,$$

где δ_{1n} — символ Кронекера.

Как следует из теории [1], решение обратной задачи для исходного сигнала типа δ-функции классически устойчиво. Это значит, что погрешность в окончательном решении пропорциональна погрешности входных данных. Но для практического применения результатов решения обратной задачи важно определить количественную зависимость погрешностей окончательных результатов от погрешностей входных данных.

В известной нам литературе этот вопрос почти не освещен. Исследование помехоустойчивости численного решения проводилось следующим образом. Задавались достаточно сложные модели сред * и для них с различными шагами Δt просчитывалась прямая задача. Затем полученная сейсмограмма [4] осложнялась различного рода помехами, и по ней восстанавливался скоростной разрез среды, который затем сравнивался с исходным.

---

* Сложность моделей диктуется тем, что в них наиболее сильно сказывается влияние многократных волн. Можно утверждать, что если для таких сред обратная задача окажется помехоустойчивой, то она и останется таковой для сред с меньшим влиянием многократных волн.

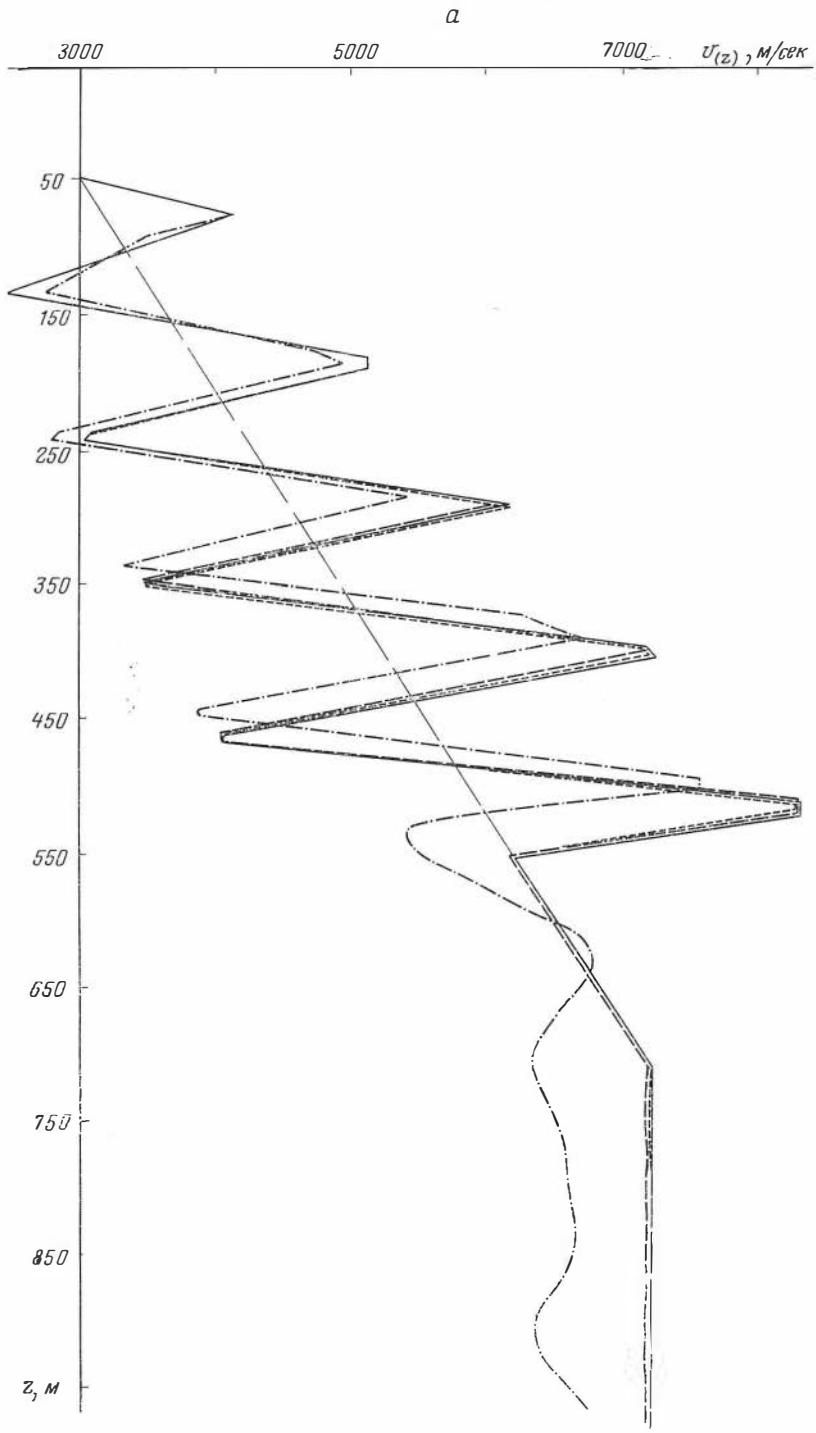


Рис. 1. Зависимость $v(z)$ с учетом различного типа помех

а — значения $v(z)$ для $\Phi(t)$ с точностью: *1* — до 9—4 знаков; *2* — до 3 знаков; *3* — до 2 знаков; *4* — до 1 знака;

Отметим, что нами было рассмотрено и исследовано достаточно большое число теоретических моделей сред. К сожалению, в одной статье мы не можем проанализировать их все. В качестве примера мы остановимся лишь на одной модели — наиболее типичной и интересной с точки зрения влияния многократных отражений. Рассматриваемая ниже модель представляет собой десятислойную среду с пилообразным изменением скорости на фоне монотонного возрастания $v(z)$. Мощность каждого слоя равна 25—50 *м*. Предполагается, что выше первого и ниже последнего слоя среда однородна; плотность во всей среде постоянна ($\rho=\text{const}$) (рис. 1).

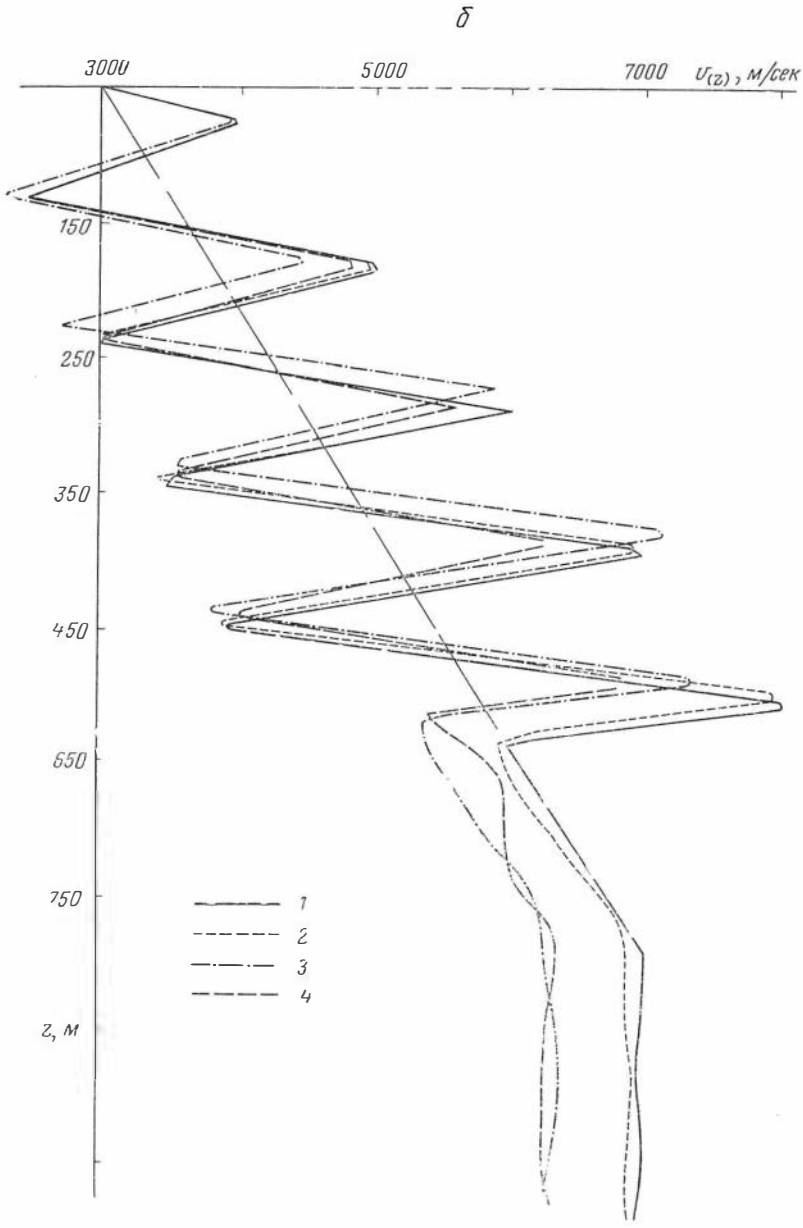


Рис. 1 (продолжение)

б — значения $v(t)$ для $\varphi(t)$: *1* — с точностью до 9 знаков; *2* — с нерегулярными помехами с нулевым средним отклонением; *3* — с регулярными помехами (синусоида); *4* — с затуханием $1/\tau$

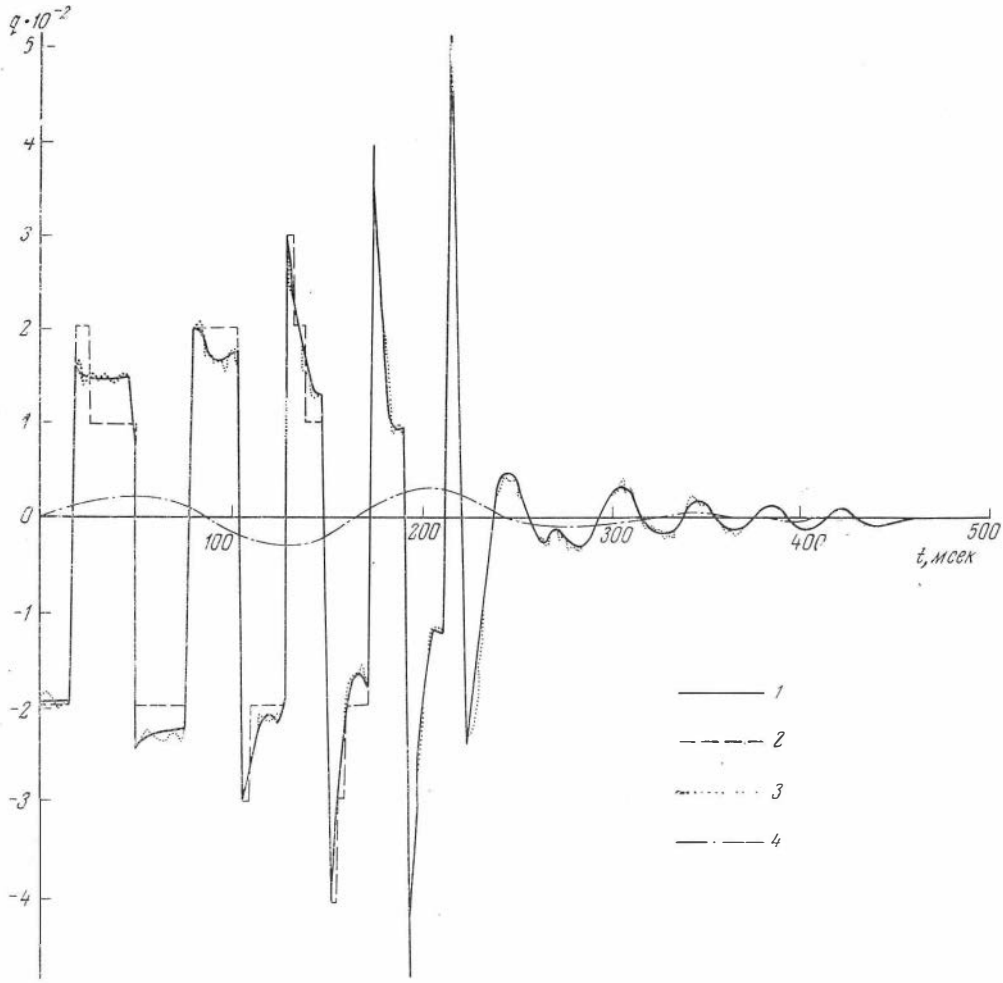


Рис. 2. Импульсные сейсмограммы $\varphi(t)$ с вносимыми помехами различного типа

Значения $\varphi(t)$: *1*— с точностью до знаков; *2*— с точностью до 1 знака; *3*— с нерегулярными помехами с нулевым средним отклонением; *4*— регулярные помехи синусоидального вида

На рис. 2 приведена импульсная сейсмограмма $\varphi(t)$, просчитанная с шагом $\Delta t = 0{,}001$ *сек*. Затем эта сейсмограмма осложнялась следующим образом: а) внесением помех путем округления до одной значащей цифры; б) внесением нерегулярных помех со средним нулевым отклонением, составляющих $^1/_{10}$ амплитуды импульсной сейсмограммы; в) внесением регулярных низкочастотных помех синусоидального вида, составляющих по максимуму амплитуд примерно $^1/_{10}$ часть импульсной сейсмограммы; г) внесением помех типа расхождения сферической волны $1/R \sim 1/\tau$, которые для плоских волн можно рассматривать как неучтенную помеху.

Кратко остановимся на каждом типе помех.

1. Как видно из рис. 1, *а*, округление $\varphi(t)$ до четырех значащих цифр практически не сказывается на скоростном разрезе, он имеет тот же вид, что и для $\varphi(t)$ с девятью значащими цифрами. Округление до трех и двух знаков дает отклонение на скоростном разрезе не более чем на 0,8%. Округление же $\varphi(t)$ до одного знака является слишком грубым и максимальное отклонение $v(z)$ от точного значения составляет 11%, а граница раздела отбивается с точностью ± 20 *м*. Но даже такое грубое округле-

ние, соответствующее погрешности порядка 25% во входных данных, в целом дает неплохое восстановление среды.

2. Погрешности нерегулярного типа со средним нулевым отклонением мало влияют на скоростной разрез (рис. 1, *б*). В целом погрешность составляет ~1%.

3. Низкочастотные регулярные помехи синусоидального типа вносят значительные ошибки в восстановление скоростных разрезов (рис. 1, *б*). В этом случае погрешности составляют 2—10%. Хорошо, что ошибки не накапливаются в процессе счета: максимальная погрешность остается приблизительно постоянной (~10%).

4. Погрешности, получаемые за счет расхождения сферической волны *, примерно того же порядка, что и для регулярных помех синусоидального типа (рис. 1, *б*).

Отметим, что несмотря на некоторые большие количественные отклонения восстанавливаемого разреза от исходного, качественное восстановление разреза в целом выдерживается достаточно хорошо.

Таким образом, приведенные расчеты для сложных моделей сред позволяют утверждать, что в целом погрешности на «выходе» не больше погрешностей на «входе». Иначе говоря, с какой относительной погрешностью ε нам известны входные данные, с такой же (или с меньшей) погрешностью δ мы получили восстанавливаемый разрез. Этот вывод, полученный на примере численных расчетов теоретически заданных моделей сред, является важным и весьма обнадеживающим в практическом отношении.

Дело в том, что у нас и за рубежом в последние годы получает все большее развитие метод «Вибросейс», позволяющий получать аналог импульсной сейсмограммы. В связи с этим основной вывод о достаточно хорошей помехоустойчивости обратной динамической задачи для δ-функции уже становится практически интересным и важным, позволяющим надеяться на успешное решение обратной динамической задачи уже не только для теоретических, но и для полевых сейсмограмм.

§ 2. ПРОИЗВОЛЬНЫЙ НАЧАЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС $f(t)$

Численное решение обратной задачи для произвольного сигнала $f(t)$ существенно отличается от решения задачи для δ-функции, рассмотренного в предыдущем параграфе.

Для произвольного входного импульса $f(t)$ задача, вообще говоря, становится классически некорректной. Некорректность задачи проявляется прежде всего в том, что погрешность окончательных результатов (иначе — помехоустойчивость задачи) очень сильно зависит от формы начального импульса $f(t)$ и от шага разбиения Δt при одном и том же уровне помех входных данных. Установлению этой зависимости и посвящен данный параграф.

Как известно, решение обратной задачи для произвольного импульса $f(t)$ может быть сведено к решению задачи для δ-функции, если предварительно решить интегральное уравнение Вольтерра первого рода:

$$S(t) = \int_0^t u_\delta\left(\frac{t-\xi}{2}\right) f(\xi)\, d\xi. \qquad (1)$$

Заданными считаются $S(t)$ и $f(\xi)$ из некоторого класса функций. Опре-

* Мы считали, что сверху находится однородный слой мощностью 1500 м.

делению подлежит функция $u_\delta(t/2)=\varphi(t)$, удовлетворяющая (1) и имеющая смысл импульсной сейсмограммы.

Отметим, что обращение разностной схемы, вообще говоря, не требует предварительного решения интегрального уравнения (1). В силу этого обратную задачу можно решать двумя путями: 1) обращая разностную схему для произвольного сигнала $f(t)$; 2) решая сначала интегральное уравнение (1), а затем производя обращение разностной схемы для δ-функции.

С точки зрения численных методов эти два способа решения не эквивалентны друг другу, поскольку процесс накопления ошибок результатов вычисления у них не один и тот же. Однако, как показали численные расчеты, они практически совпадают (расхождение результатов в просчитанных примерах начиналось с восьмой и девятой значащих цифр), что хорошо соответствует линейности исходной задачи. Поэтому при исследовании устойчивости обратной задачи для произвольного импульса $f(t)$, достаточно отдельно рассмотреть численные методы решения интегрального уравнения (1) как более простого в процедурном отношении.

Переходя к численному решению интегрального уравнения (1), необходимо отметить следующее.

1. Для аппроксимации интеграла (1) суммой будем использовать формулу прямоугольников. Именно такую аппроксимацию мы получаем при решении прямой задачи с помощью разностной схемы.

2. Нужно различать два вида погрешностей: а) погрешность аппроксимации σ_n, б) погрешность $\varepsilon(t)$ измерения амплитуд сейсмограммы $S(t)$. Эти погрешности принципиально отличаются друг от друга тем, что при уменьшении шага $\Delta t\to 0$ по времени погрешность аппроксимации стремится к нулю ($\sigma_n\to 0$), в то время как погрешность измерения $\varepsilon(t)$ остается конечной. Совершенно ясно, что погрешность измерения $\varepsilon(t)$ играет более существенную роль, чем погрешность аппроксимации. Поэтому их можно объединить и рассматривать как единую погрешность $\varepsilon(t)$, имеющую оценку вида (2) и независимую от шага разбиения Δt.

$$|\varepsilon(t)|\leqslant\varepsilon_0 \tag{2}$$

В эту же погрешность можно включить погрешности, связанные и с неточным знанием входного импульса $f(t)$ и с процессом округления на ЭВМ.

3. Поскольку погрешность $\varepsilon(t)$ остается конечной при любом $\Delta t\to 0$, мы решаем не интегральное уравнение (1), заведомо имеющее решение в классе ограниченных функций, а уравнение вида

$$S(t)+\varepsilon(t)=\int_0^t \bar{u}_\delta\left(\frac{t-\xi}{2}\right)f(\xi)\,d\xi, \tag{3}$$

где $\varepsilon(t)$ — произвольная функция, удовлетворяющая оценке (2). Совершенно ясно, что уравнение (3), в отличие от (1), может не иметь решения в классе ограниченных функций.

4. Коль скоро для некоторых входных сигналов $f(t)$ решение интегрального уравнения (3) может не существовать в классе ограниченных функций, то уменьшение шага разбиения Δt не может улучшить сходимость численного решения к точному. Отсюда следует, что предельный переход $\Delta t\to 0$ далеко не всегда улучшает окончательный результат, т. е. численное решение существенно зависит от шага разбиения Δt.

5. При решении обратных задач для произвольных входных импульсов $f(t)$ уменьшение шага разбиения Δt может не улучшить, а значительно ухудшить окончательные результаты вычисления. Иными словами, многие сигналы $f(t)$ обладают «пороговым» значением шага раз-

биения Δt_0, про которое можно сказать, что при $\Delta t > \Delta t_0$ задача устойчива, при $\Delta t < \Delta t_0$ — задача неустойчива. Это утверждение хорошо известно геофизикам в несколько другой интерпретации: не для всякого входного сигнала $f(t)$ среду можно восстановить сколь угодно точно, поскольку информация на высоких частотах бесследно теряется. Это отвечает случаю неустойчивости задачи при $\Delta t < \Delta t_0$.

К количественному описанию трех последних пунктов можно подойти, рассматривая процесс накопления ошибок в результате численного решения интегрального уравнения (3).

Для численного решения уравнения (3) фиксируем шаг разбиения Δt. Положим

$$\xi = j \cdot \Delta\xi, \qquad t = n\Delta t, \qquad \Delta\xi = \Delta t. \tag{4}$$

Функцию $\bar{u}_\delta\left(\frac{t-\xi}{2}\right)$ будем определять в целочисленных точках

$$\frac{t-\xi}{2} = p \cdot \Delta t, \qquad p = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \tag{5}$$

Легко видет, что $j = n - 2p$, из чего следует, что если n — четно (нечетно), то и j тоже четно (нечетно). Последнее означает, что интегральное уравнение (3) определяет относительно дискретного множества точек

$$u_\delta(p \cdot \Delta t) = q_p, \qquad p = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \tag{6}$$

две независимые линейные системы вида

$$\left.\begin{aligned} S_n + \varepsilon_n &= b_1 q_{n-1} + b_2 q_{n-2} + \ldots + b_n q_0, \\ \widetilde{S}_n + \widetilde{\varepsilon}_n &= \widetilde{b}_1 q_{n-1} + \widetilde{b}_2 q_{n-2} + \ldots + \widetilde{b}_n q_0, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где

$$\left.\begin{aligned} b_i &\equiv f(2i\Delta t)\,\Delta t, & S_n &\equiv S(2n \cdot \Delta t), \\ \varepsilon_n &\equiv \varepsilon(2n \cdot \Delta t), & S_0 &= b_0 = 0, \\ \widetilde{b}_i &\equiv f[(2i-1)\Delta t]\,\Delta t, & \widetilde{S}_n &\equiv S[(2n-1)\Delta t], \\ \widetilde{\varepsilon}_n &\equiv \varepsilon[(2n-1)\Delta t], & \widetilde{S}_0 &= b_0 = 0. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Отметим, что наличие двух независимых систем вида (7) является следствием двойного времени пробега сигналом элементарных слоев, о котором шла речь в [2].

Рассмотрим сначала какую-нибудь одну систему, например для четного разбиения, и запишем ее в виде следующей бесконечной треугольной системы:

$$\left.\begin{aligned} &S_1 + \varepsilon_1 = b_1(q_0^0 + \delta_0); \\ &S_2 + \varepsilon_2 = b_1(q_1^0 + \delta_1) + b_2(q_0^0 + \delta_0); \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ &S_n + \varepsilon_n = b_1(q_{n-1}^0 + \delta_{n-1}) + b_2(q_{n-2}^0 + \delta_{n-2}) + \ldots + b_n(q_0^0 + \delta_0). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Здесь S_n, b_n, q_n^0 — истинные значения, ε_n, δ_n — погрешности в определении сеточных функций $S(n\Delta t)$ и $\bar{u}_\delta(n\Delta t)$. Для системы (9) рассмотрим нахождение прямой и обратной сверток.

Прямая свертка. В системе (9) заданными считаются: множество абсолютно точно известных значений $\{b_i\}$ (входной сигнал) и множество

$$q_p = q_p^0 + \delta_p, \qquad p = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots, \tag{10}$$

где q_p^0 — истинное значение, а δ_p — погрешность входных данных. Определению подлежит множество значений

$$C_n = S_n + \varepsilon_n, \tag{11}$$

где S_n — истинное значение, а ε_n — погрешность окончательных результатов.

Из (9) следует, что погрешности входных данных и окончательных результатов связаны следующей оценкой:

$$|\varepsilon_n| \leqslant \max_i \{|\delta_i|\} \sum_{j=1}^{n} |b_j|. \tag{12}$$

Обратная свертка. Заданными считаются множество $\{b_j\}$ и множество (11). Требуется, используя (9), найти множество (10).

Введем обозначения

$$\Delta_i = \frac{\varepsilon_{i+1}}{b_1}, \quad a_i = \frac{b_{i+1}}{b_1} \tag{13}$$

и будем последовательно определять q_p из системы (9). При этом без труда получаем связь между входными Δ_n и окончательными погрешностями δ_n:

$$\left.\begin{aligned}
&\delta_0 = \Delta_0, \\
&\delta_1 = \Delta_1 - a_1\Delta_0 = \Delta_1 - A_1\Delta_0, \\
&\delta_2 = \Delta_2 - a_1\Delta_1 - (a_2 - a_1^2)\Delta_0 = \Delta_2 - A_1\Delta_1 - A_2\Delta_0, \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
&\delta_n = \Delta_n - A_1\Delta_{n-1} - A_2\Delta_{n-2} - \cdots - A_n\Delta_0,
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

где коэффициенты A_i определяются из

$$A_n = a_n - a_1A_{n-1} - a_2A_{n-2} - \cdots - a_{n-1}A_1. \tag{15}$$

Последние формулы можно записать в компактном виде:

$$\delta_{n0} = -\sum_{j=0}^{n} A_{n-j}\Delta_j, \tag{14'}$$

$$\sum_{j=0}^{n} A_{n-j}a_j = -\delta_{n0}, \tag{15'}$$

где $A_0 = -1$, $a_0 = 1$, а δ_{n0} — символ Кронекера.

Нетрудно видеть, что для окончательных погрешностей справедлива следующая оценка:

$$|\delta_{n-1}| \leqslant \max_j \{|\Delta_j|\} \sum_{j=0}^{n-1} |A_j| = \max_j \left\{\frac{|\varepsilon_{j+1}|}{b_1}\right\} \sum_{j=0}^{n-1} |A_j|, \tag{16}$$

которая по структуре очень похожа на оценку (12) для прямой свертки.

Из структуры оценок (12) и (16) видно, что погрешности окончательных результатов и входных данных связаны между собой линейно. Коэффициенты пропорциональности являются функциями шага разбиения Δt и числа шагов n.

Как уже отмечалось, уменьшение шага Δt ($\Delta t \to 0$) не для всякого входного импульса $f(t)$ улучшает окончательные результаты. Поэтому далее мы будем фиксировать шаг разбиения Δt и рассматривать процесс накопления ошибок в зависимости от роста числа шагов n.

Дадим некоторые определения: при данном шаге разбиения Δt процесс определения окончательных результатов будем называть:

(1) сильно или абсолютно устойчивым, если погрешности входных данных и окончательных результатов δ_n удовлетворяют неравенству

$$|\delta_n| \leqslant M \max_j \{|\varepsilon_j|\} = M\varepsilon_0, \tag{17}$$

где M — константа, не зависящая ни от ε_0, ни от n;

2) слабо устойчивым, если погрешности «входа» и «выхода» связаны неравенством

$$|\delta_n| \leqslant N \cdot n \cdot \max_j \{|\varepsilon_j|\} = N\varepsilon_0 n, \tag{18}$$

где $N = \text{const}$ не зависит от n и ε_0;

3) неустойчивым, если ни одно из двух неравенств (17) и (18) не выполнено.

Подчеркнем, что константы M и N в наших определениях могут являться функциями шага разбиения Δt.

Рассмотрим в терминах данных определений устойчивость операций прямой и обратной свертки.

Легко видеть, что если входной импульс $f(t)$ финитен, то прямая свертка всегда абсолютно устойчива, поскольку ряд $b_i = f(2i \cdot \Delta t)\Delta t$ обрывается, и в силу этого сумма $\sum_{j=1}^{n} |b_j|$ всегда конечна. Заметим, что прямая свертка, в отличие от обратной, абсолютно устойчива также по отношению к шагу разбиения Δt.

Чтобы рассмотреть вопрос об устойчивости обратной свертки от шага разбиения Δt, выясним некоторые свойства коэффициентов A_n определенных в (15) и определяющих устойчивость обратной задачи. Прежде всего убедимся, что оценки (16) имеют весьма общий характер. Действительно, выше мы рассмотрели только один метод последовательного определения коэффициентов $\{q_n\}$ из системы (9), и для него получили оценки вида (16). Спрашивается, существуют ли какие-либо другие методы численного решения уравнения (3), которые давали бы иное накопление ошибок и тем самым иную оценку для погрешностей окончательных результатов, чем в (16). Оказывается, что в рамках линейных преобразований исходных данных таких методов нет. Другими словами, справедливо следующее утверждение, которое можно сформулировать в виде теоремы.

Любое линейное преобразование исходных данных (11) типа свертки (в том числе и преобразование Фурье) с последующим определением коэффициентов $\{q_p\}$ дает точно такую же погрешность в окончательных результатах, что и (16).

Для доказательства этой теоремы рассмотрим линейное преобразование (типа свертки) системы (9):

$$L_n = \tilde{C}_0 C_n + \tilde{C}_1 C_{n-1} + \ldots + \tilde{C}_{n-1} C_1 = T_1 q_{n-1} + T_2 q_{n-2} + \ldots + T_n q_0, \tag{19}$$
$$n = 1, 2, 3, \ldots,$$

где

$$T_j = \tilde{C}_0 b_j + \tilde{C}_1 b_{j-1} + \ldots + c_{j-1} b_1, \tag{20}$$
$$j = 1, 2, 3, \ldots.$$

Такое линейное преобразование можно истолковать как переход от численно заданного импульса $\{b_j\}$ к новому импульсу $\{T_j\}$, числовые значения которого определяются согласно (20) (числа C_i предполагаются известными).

Будем определять коэффициенты $\{q_p\}$ из новой системы (19). При этом необходимо иметь в виду, что погрешности левых частей системы (19) (поскольку мы совершили линейное преобразование исходных данных) будут

равны:

$$\delta L_n = \widetilde{C}_0\varepsilon_n + \widetilde{C}_1\varepsilon_{n-1} + \ldots + \widetilde{C}_{n-1}\varepsilon_1, \tag{21}$$

где ε_i — погрешность исходных данных.

Согласно (14) погрешность определения коэффициентов $\{q_p\}$ равна:

$$\delta_{n-1} = \frac{1}{T_1}(\delta L_n - B_1\delta L_{n-1} - B_2\delta L_{n-2} - \ldots - B_{n-1}\delta L_1), \tag{22}$$

где коэффициенты B_i определяются из следующих рекуррентных соотношений:

$$B_{n-1} = \frac{1}{T_1}(T_n - T_2B_{n-2} - T_3B_{n-3} - \ldots - T_{n-1}B_1). \tag{23}$$

Если воспользоваться соотношениями (21), то (22) можно представить в виде

$$\delta_{n-1} = \frac{1}{C_0b_1}[C_0\varepsilon_n + (C_1 - C_0B_1)\,\varepsilon_{n-1} + \ldots + (C_{n-1} - C_{n-2}B_1 - \ldots - T_{n-1}B_1). \tag{24}$$

Рекуррентные соотношения (23) с помощью (15) и (20) можно записать в форме

$$B_{n-1} = A_{n-1} - \frac{C_1}{C_0}B_{n-2} - \frac{C_2}{C_0}B_{n-3} - \ldots - \frac{C_{n-2}}{C_0}B_1 + \frac{C_{n-1}}{C_0}. \tag{25}$$

Если теперь (25) подставить в (24), то для δ_{n-1} мы получим в точности такое же значение, что и в (14).

Таким образом, никакое линейное преобразование исходных данных не может уменьшить (а увеличить может) ошибки (17) в определении коэффициентов $\{q_p\}$. В этом смысле алгоритм определения $\{q_p\}$ без предварительного линейного преобразования исходных данных является оптимальным.

Выясним, какой смысл имеют коэффициенты A_n, для чего будем считать коэффициенты $\widetilde{C}_i$ неизвестными, обеспечивающими выполнение следующих равенств:

$$T_1 = -b_1,\ T_j = 0\ (j = 2,\ 3, \ldots). \tag{26}$$

Легко видеть, что (19) переходит при этом в серию равенств

$$L_n = -b_1q_{n-1}\ (n = 1,\ 2, \ldots), \tag{27}$$

а коэффициенты $\widetilde{C}_i$ определяются из решения системы уравнений

$$\widetilde{C}_0a_{j-1} + \widetilde{C}_1a_{j-2} + \ldots + \widetilde{C}_{j-1}a_0 = \delta_{j_0}, \tag{28}$$

которая по структуре в точности совпадает с (15) или (15′). Следовательно, $A_i = \widetilde{C}_i$.

Отметим, что формулы (26), (28) или (15) не имеют аналога в классе непрерывно заданных функций, поскольку

$$b_1 = f(2)\,\Delta t \to 0 \quad \text{при} \quad \Delta t \to 0.$$

Однако, понимая под решением уравнений в классе непрерывных функций их численное решение, т. е. их численную аппроксимацию дискретным рядом точек, такую аналогию провести можно.

Действительно, если в качестве $f(t)$ в интегральном уравнении (3) взять функцию

$$f(t) = -b_1\delta(t), \tag{29}$$

где b_1 — определенное число, а $\delta(t)$ — δ-функция Дирака, то (3) в этом случае переходит в равенство

$$S(t) + \varepsilon(t) = -b_1 u_\delta(t/2). \tag{30}$$

Легко видеть, что в четно-заданных точках $t=2\Delta t$ (27) и (30) совпадают. Это значит, что (27) является сеточной аппроксимацией непрерывной функции (30). В связи с этим линейное преобразование (28) можно трактовать как преобразование, переводящее $f(t)$ в δ-функцию с некоторой весовой функцией, зависящей от Δt. При этом, если (28) умножить на b_1 и определить $\delta(t)=\delta_{j_0}/\Delta t$ (δ_{j_0} — символ Кронекера), то аналогом (28) для непрерывных функций будет уравнение

$$\int_0^t A(t-\xi) f(\xi)\, d\xi = -D\delta(t), \tag{31}$$

где $D=f(2)\ \Delta t^2$.

Подчеркнем, что под решением интегрального уравнения (31) понимается численное решение с шагом разбиения Δt. Здесь заданными считаются: шаг разбиения $\Delta t=\Delta\xi$, D, сеточная функция $b_n=f(2n\Delta\xi)\Delta\xi$ ($n=1,2,\ldots$). Определению подлежит сеточная функция $A_j=A(j\Delta t)$ ($j=0, 1, 2, \ldots$).

В связи с такой аналогией, к вопросу об устойчивости решения уравнения (3) можно подойти с другой стороны и определить ее следующим образом.

Численное решение интегрального уравнения (3) [если под ним понимать определение коэффициентов $\{q_p\}$ по одной системе из (9)] будет устойчивым в том и только в том случае, когда численное решение интегрального уравнения (31) принадлежит классу ограниченных функций при неограниченном росте числа шагов $n\to\infty$ *. В противном случае (3) имеет неустойчивое решение.

Нетрудно видеть, что численное решение интегрального уравнения (31) не для всякого входного импульса $f(t)$ имеет решение в классе ограниченных функций. Отсюда следует, что множество входных сигналов $f(t)$ делится на два класса: а) дающие ограниченное решение уравнения (31) и тем самым дающие устойчивое решение уравнения (3); б) не дающие ограниченного решения уравнения (31) и дающие неустойчивое решение уравнения (3). Алгоритмически эти два класса достаточно четко разделены.

Сеточная функция A_n, удовлетворяющая (31), обладает некоторыми свойствами, аналогичными свойствам обычного спектра функций. В радиофизике ее называют формирующим фильтром сигнала $f(t)$ и определяют следующим образом.

Формирующим фильтром численно заданной функции $f(t)$ называется такая сеточная функция, для которой свертка (31) с заданным сигналом $f(t)$ пропорциональна δ-функции.

Нетрудно видеть, что формирующий фильтр функции $f(t)$ при заданном способе разбиения (заданном Δt) однозначно определяется рекуррентными формулами (15). Если же в качестве шага разбиения взять другое Δt, то множество чисел $\left\{a_i=\frac{b_{i+1}}{b_1}\right\}$ изменится и тем самым изменится (и довольно сильно) формирующий фильтр сигнала. При этом для некоторых импульсов $f(t)$ формирующий фильтр в зависимости от шага разбиения Δt может либо принадлежать классу ограниченных функций, либо нет. Тем самым один и тот же сигнал $f(t)$ может давать

* Сеточная функция A_n определяется формулами (15) для всех n. Поэтому для нее возможен предельный переход $n\longrightarrow\infty$.

устойчивое решение (3) при одном шаге разбиения, при другом может не давать такового.

В связи с этим необходимо более подробно остановиться на выяснении общих закономерностей поведения формирующих фильтров в зависимости от шага разбиения Δt и от числа шагов n.

Рассмотрим сначала частный случай задания сигнала $f(t)$, отвечающий численному аналогу δ-функции. В наших обозначениях оно запишется в виде

$$b_1 \neq 0, \quad b_i = 0, \quad a_0 = 1, \quad a_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3, \ldots). \tag{32}$$

Из (15) непосредственно следует, что $A_0 = -1$, $A_i = 0$ $(i = 1, 2, 3, \ldots)$. Иначе говоря, для численного аналога δ-функции и сам сигнал, и его формирующий фильтр финитны.

Легко доказать утверждение, аналогичное теоремам Винера — Пеле и Котельникова:

Не существует сеточно-заданных функций $f(t)$ с шагом разбиения Δt, кроме численного аналога δ-функции, для которых сам сигнал $f(t)$ и его формирующий фильтр были бы одновременно финитны.

Эта теорема легко доказывается от противного, и доказательство ее мы здесь не приводим.

Как следствие отметим, что если импульс $f(t)$ содержит m точек, то A_s не может иметь подряд более чем $(m-2)$ нуля.

К числу общих утверждений относительно формирующего фильтра сигнала $f(t)$ можно отнести следующую теорему:

если численно заданный финитный сигнал $f(t)$ таков, что для него выполняется неравенство

$$d \equiv \sum_{i=1}^{m-1} |a_i| \leqslant 1, \quad a_{m+i} \equiv 0 \quad (i = 0, 2, \ldots), \tag{33}$$

то его формирующий фильтр всегда ограничен. При этом, если справедливо строгое неравенство в (33), то $f(t)$ дает абсолютную устойчивость решения уравнения (3).

Докажем эту теорему, используя оценки по модулю коэффициентов A_i из (15) и условие (33).

Легко видеть, что

$$|A_1| = |a_1| \leqslant d,$$

$$|A_2| = |a_2 - a_1 A_1| \leqslant |a_2| + |a_1| \leqslant d,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$|A_{m-1}| = |a_{m-1} - a_1 A_{m-2} - \cdots - a_{m-2} A_1| \leqslant |a_1| + |a_2| + \cdots + |a_{m-1}| \leqslant d,$$

т. е. модули первой группы $(m-1)$ членов A_i не превосходят d. Тогда для второй группы $(m-1)$ членов A_i будем иметь следующие оценки:

$$|A_m| = |-a_1 A_{m-1} - a_2 A_{m-2} - \cdots - a_{m-1} A_1| \leqslant d^2,$$

$$|A_{m+1}| = |-a_1 A_m - a_2 A_{m-1} - \cdots - a_{m-1} A_2| \leqslant d^2,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$|A_{2m-2}| = |-a_1 A_{2m-3} - a_2 A_{2m-4} - \cdots - a_{m-1} A_{m-1}| \leqslant d^2.$$

Следующая группа $(m-1)$ членов A_i не будет по модулю превосходить d^3 и т. д.

Из этих оценок и следует теорема. Действительно, если $d = 1$, то все $|A_i| \leqslant 1$, и мы имеем условную сходимость для решения уравнения (3). Если же $d < 1$, то

$$\sum_{i=1}^{\infty} |A_i| = (m-1) \sum_{n=1}^{\infty} d^n = (m-1) \frac{d}{1-d} < \infty$$

и $f(t)$ в этом случае дает абсолютную устойчивость решения уравнения (3).

К сожалению, доказанная теорема формулирует только достаточные условия устойчивости решения уравнения (3). Если неравенство (33) не выполнено, то в общем случае сказать что-либо об устойчивости решения (3) затруднительно, необходимо иметь дополнительную информацию о характере поведения численных коэффициентов.

Однако, для одного частного случая задания сигнала $f(t)$ (а именно такого: $a_{2i+1} > 0$ и $a_{2i} < 0$), условие (33) является одновременно достаточным и необходимым для устойчивости решения (3). Действительно, в этом случае из (15) следует, что оценка для модулей A_i просто равна сумме модулей слагаемых правой части. Тогда из требований абсолютной сходимости ряда ΣA_i вытекает условие (33).

Остановимся несколько подробнее на условии (33). Если (33) умножить на $|b_1|$, то мы получим

$$|b_2| + |b_3| + \ldots + |b_m| \leqslant |b_1|. \qquad (33')$$

Ясно, что $b_i = f(2i)\Delta t$ представляет собой площадь элементарного прямоугольника. Поэтому условие достаточности (33′) можно истолковать так: для устойчивости решения уравнения (3) достаточно, чтобы площадь первого разбиения была больше или равна сумме модулей площадей остальных разбиений (рис. 3, *а*, *б*).

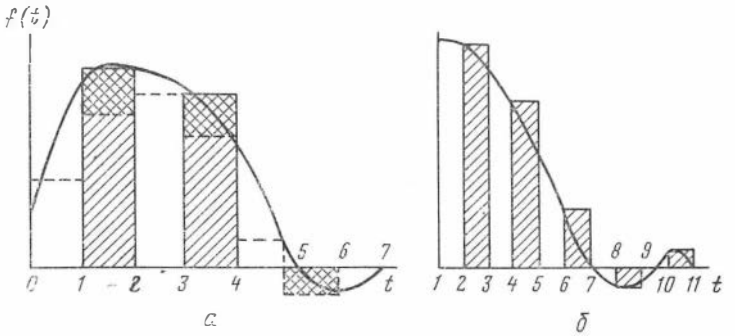


Рис. 3. К условию достаточности устойчивости решения уравнения (3)

Другими словами, условие (33′) физически означает, что основная «энергия» импульса должна быть сосредоточена в непосредственной близости от начала импульса, т. е. сигнал должен принадлежать к типу ударных воздействий.

На рис. 3, *а*, *б* заштрихованы четные разбиения для двух разных сигналов $f(t)$, для которых условие (33′) выполнено. Легко видеть, что оба эти сигнала будут давать устойчивое решение уравнения (3), поскольку площадь первого прямоугольника больше или равна сумме (по абсолютной величине) площадей остальных прямоугольников.

Из условия (33′) вытекают два важных следствия.

1. Четное и нечетное разбиения не равноценны между собой с точки зрения устойчивости решения уравнения (3). Для нахождения обратной свертки (3) нужно использовать то разбиение, которое наилучшим обра-

зом удовлетворяет (33′) в смысле усиления неравенства. Так, например, в классе функций, представленных на рис. 3, *а*, для решения уравнения (3) лучше использовать четное разбиение (нечетное разбиение в этом примере вообще не удовлетворяет условию (33′)). Для второго типа функций (рис. 3, *б*), наоборот, для нахождения свертки лучше использовать нечетное разбиение и т. д.

2. Численное решение уравнения (3) существенно зависит от шага разбиения Δt. При этом оказывается, что многие сигналы $f(t)$ обладают «пороговым» значением шага разбиения Δt_0, удовлетворяющим следующим условиям: при $\Delta t > \Delta t_0$ неравенство (33′) может быть выполнено, а при $\Delta t < \Delta t_0$ оно не выполняется. Поэтому в первом случае мы имеем всегда устойчивое решение, во втором случае такового можем не иметь. Из-за отсутствия необходимого условия устойчивости решения (3) мы не можем это утверждать на уровне теоремы. Однако, как показывают численные расчеты, для очень многих сигналов (там, где начальная точка $t=0$ не является точкой разрыва) справедливо утверждение, что в зависимости от способа разбиения мы можем иметь устойчивое или неустойчивое решение уравнения (3).

В качестве примера проиллюстрируем зависимость формирующего фильтра от шага разбиения Δt.

На рис. 4, *а*, *б* приведены формирующие фильтры для импульса Берлаге $f(t)=te^{-pt}\sin\omega t$ ($\omega=3{,}14$, $p=120$) при различных способах разбиения. Шаг разбиения брался равным: $\Delta t_1=0{,}004$ *сек*, $\Delta t_2=0{,}003$ *сек*, $\Delta t_3=0{,}002$ *сек*, $\Delta t_4=0{,}001$ *сек*. Как видно из рис. 4, *а*, при Δt_1 и Δt_2 мы имеем устойчивое решение (A_n принадлежит классу ограниченных функций). При Δt_3 и Δt_4 обратная свертка не имеет устойчивого решения (рис. 4, *б*).

Отметим, что при Δt_2 условие (33) не выполнено, тем не менее устойчивость задачи сохраняется.

Приведем еще несколько примеров численных расчетов для решения обратной задачи.

На рис. 5 приведены теоретические сейсмограммы для десятислойной среды (см. рис. 1) и различных типов входных сигналов. Как видно из этих рисунков, теоретические сейсмограммы весьма существенно зависят от формы входного сигнала.

На рис. 6 приведены формирующие фильтры этих входных сигналов с шагом $\Delta t=0{,}002$ *сек*. Почти все приведенные входные сигналы при данном шаге разбиения имеют условную сходимость ($|A_n|\leqslant N$).

Отметим, что условная сходимость с точки зрения решения обратной задачи не всегда плоха. Если точность задания входных данных достаточно высока, а число шагов n не слишком велико, то такие импульсы неплохо восстанавливают разрез.

Подведем некоторые итоги.

Если при нахождении обратной свертки (3) использовать только одно (четное или нечетное) разбиение, то:

1) все множество входных функций делится на два класса: дающие устойчивое решение уравнения (3) и не дающие такового;

2) устойчивость решения уравнения (3) существенным образом зависит от того, какое разбиение мы исследуем (четное или нечетное) и каков способ разбиения (шаг разбиения Δt);

3) при выбранном способе разбиения входного сигнала $f(t)$ никакое линейное преобразование исходных данных (11) типа свертки не может дать улучшения устойчивости решения уравнения (3);

4) устойчивость решения уравнения (3) целиком определяется характером поведения формирующего фильтра;

5) сформулированы достаточные и отчасти необходимые условия сходимости формирующего фильтра A_n при $n\to\infty$ и на их основе даны

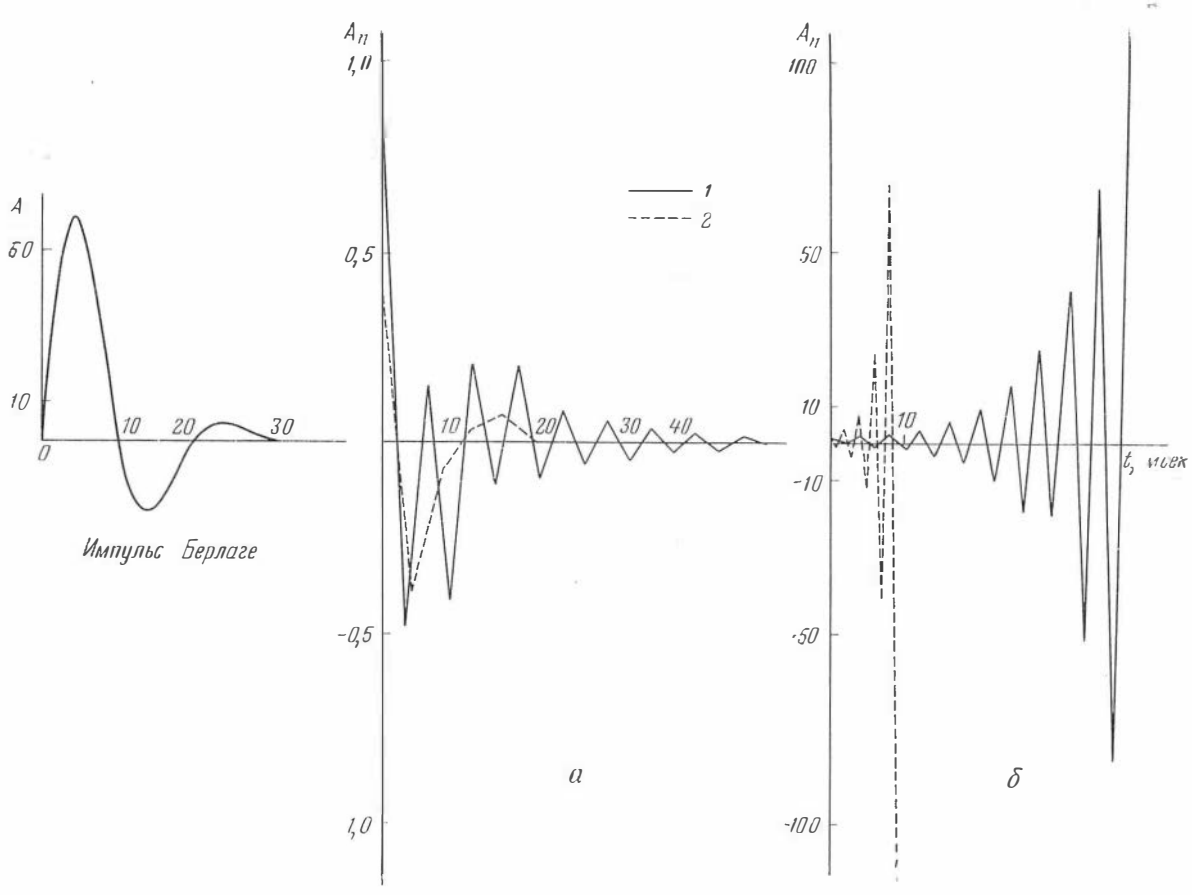
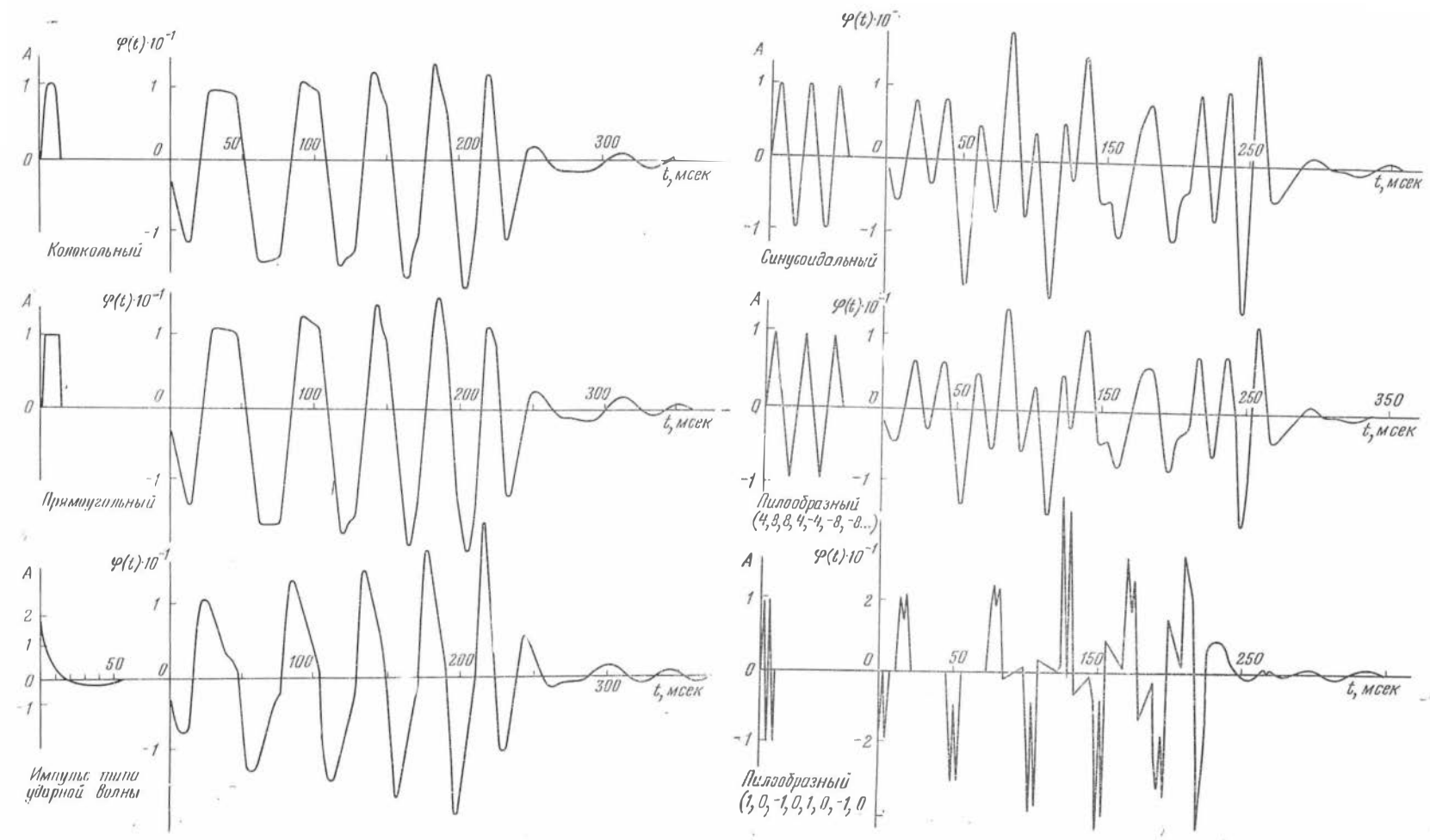


Рис. 4. Зависимость формирующего фильтра от шага разбиения Δt

а: 1— Δt=0,004, *сек; 2*— Δt= =0,003 *сек; б: 1*—Δt=0,002 *сек; 2* — Δt = 0,001 *сек*



...волна $\Phi(t)$ для различных входных импульсов ($\Delta t = 1$ мсек)

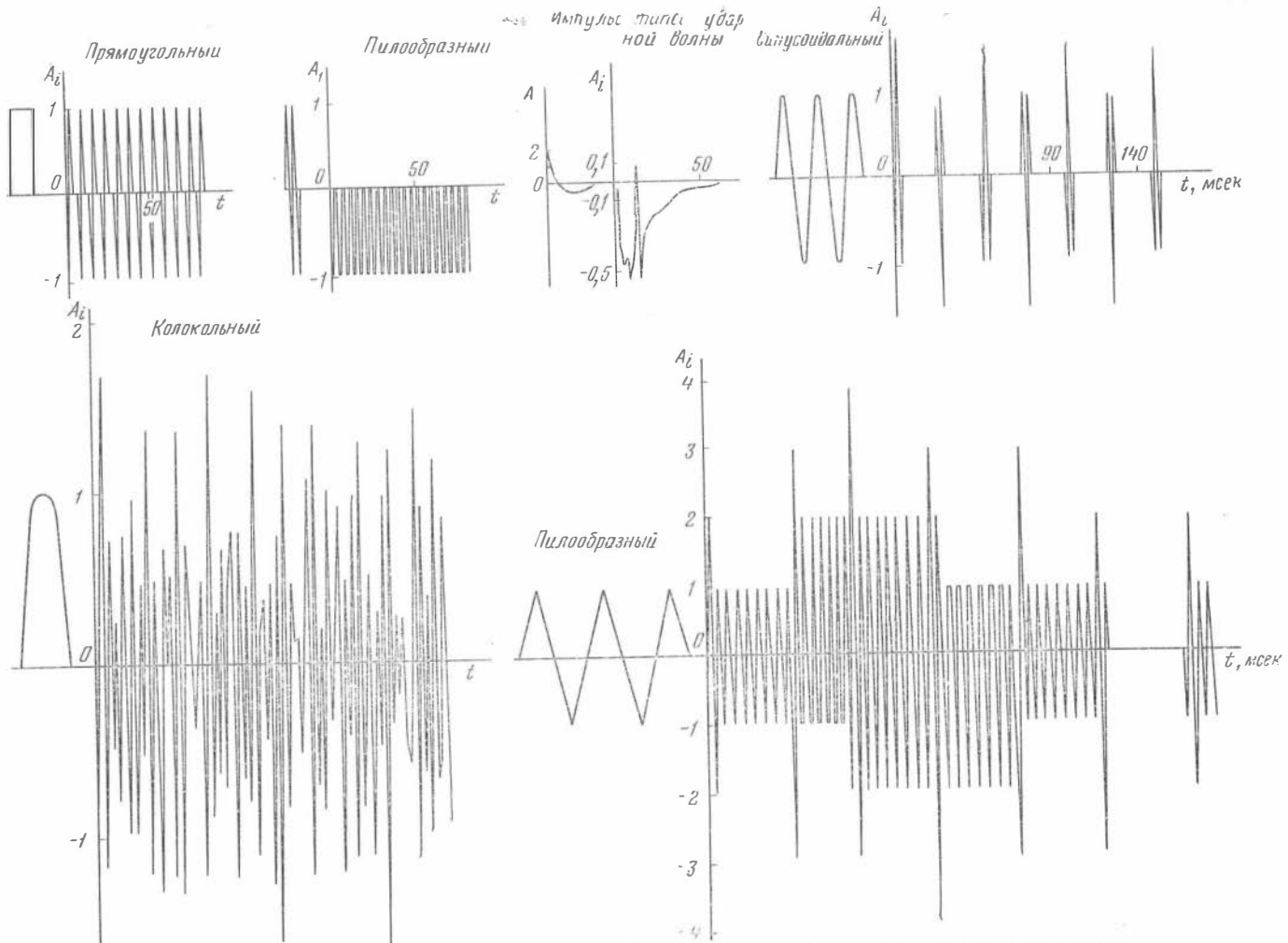


Рис. 6. Зависимость формирующего фильтра $A_i(t)$ для различных типов входных импульсов

рекомендации выбора шага разбиения, обеспечивающего устойчивое решение уравнения (3);

6) в рамках рассматриваемого метода существует для многих сигналов свое «пороговое» значение, детальнее которого мы не можем надежно восстановить сеточную функцию. Пороговое значение довольно просто получить с помощью ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А. С. Некоторые обратные задачи теории распространения волн. I, II. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 11, 1962.
2. Никольский Э. В. Отражения плоских упругих волн от произвольного неоднородного слоя в случае нормального падения. ПМТФ, № 4, 1964.
3. Никольский Э. В. Прямые и обратные задачи динамической теории упругости в классе плоских волн. Канд. диссертация, 1967.
4. G. Kunetz. Quelques exemples d'analyse d'enregistrements sismiques. Geophysical prospecting, N 4, December, 1963.

И. С. Чичинин, Г. В. Егоров, А. В. Емельянов, А. И. Бочанов

ПЕРЕНОСНАЯ ТЕЛЕУПРАВЛЯЕМАЯ СЕЙСМИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА «ТАЙГА»

Описана аппаратура, разработанная для региональных сейсмических исследований в труднодоступных малонаселенных районах. Она состоит из серии (10—30 шт.) однотипных переносных, 6-канальных регистраторов, которые устанавливаются на исследуемой площади при помощи легкого вертолета. Включение регистраторов в режим записи сейсмических волн осуществляется по радио кодированными сигналами, которые одновременно играют роль марок времени. Воспроизведение полученных магнитограмм осуществляется в базовых условиях.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в Западной Сибири для региональных сейсмических исследований фундамента и земной коры успешно применяются методы точечных зондирований [4]. Эти методы достаточно производительны и экономичны, но используются они в основном на речных маршрутах. Обширные районы междуречий, лишенные наземных и водных путей сообщения, остаются недоступными. Для этих районов постановка региональных сейсмических исследований может планироваться лишь в расчете на широкое применение авиатранспорта. Однако для успешного развития таких авиасейсмических работ существующая сейсмическая аппаратура мало приспособлена, так как она создавалась с ориентировкой на использование автомобильного и водного транспорта. В данной статье описана аппаратура, при разработке которой авторы пытались учесть специфику организации полевых работ в труднодоступных, малонаселенных районах с использованием авиатранспорта.

Описываемая аппаратура проектировалась прежде всего для регионального картирования фундамента методом точечных зондирований преломленными волнами [4]. При проектировании этой аппаратуры также имелась в виду возможность применения ее при работах МОВ методом пространственных зондирований в тех случаях, когда условия проходимости затрудняют применение многоканальных сейсмостанций. Кроме того, учитывалась возможность использования ее при обычных работах по ГСЗ и при региональных исследованиях с применением промышленных взрывов. Общим для всех перечисленных видов сейсмических исследований является желательность одновременной регистрации сейсмических колебаний большим количеством наблюдательных пунктов, разнесенных друг от друга на значительные расстояния. При решении этой задачи путем увеличения числа обычных сейсмостанций встречаются организационные трудности в связи с необходимостью увеличения количества людей, работающих в поле. Эти трудности становятся особенно ощутимыми при организации региональных исследований в труднодоступных малонаселенных районах Сибири с суровыми климатическими условиями. Поэтому было решено вести разработку аппаратуры в таком направлении, чтобы во время регистрации сейсмических волн не требовалось обязательного присутствия обслуживающего персонала на пунктах наблюдения.

Задачу разработки такой аппаратуры можно было попытаться решить при помощи методов радиотелеметрии, т. е. путем передачи сигналов сейсмоприемника по радио для регистрации их на запоминающем устройстве в базовых условиях. Однако трудность создания надежно работающей многоканальной радиотелеметрической системы для больших расстояний, какие используются при региональных исследованиях по методу точечных зондирований, заставила нас отказаться от этого направления и пойти по пути запоминания сейсмической информации на месте ее приема. Для того чтобы уменьшить общий вес запоминающего устройства (регистратора) за счет экономного использования электропитания и магнитной пленки, было решено включать его в работу по радио только на время регистрации полезных сигналов. Такое телеуправление запоминающими устройствами предполагает наличие надежной односторонней связи от передатчика (диспетчерского пункта) к приемным пунктам. При наличии такой связи нет необходимости в организации службы времени на приемных пунктах (регистраторах), так как марки времени можно передавать по тому же радиоканалу, по которому передаются сигналы включения регистраторов. Это обстоятельство значительно упрощало схему регистраторов и давало простую возможность осуществить общую временну́ю увязку записей на всех регистраторах, поскольку маркировка сейсмограмм осуществлялась одним генератором марок времени. В процессе разработки аппаратуры было решено вообще совместить сигналы включения регистраторов с сигналами марок времени.

Канальность регистраторов и способ записи сейсмических сигналов на магнитную пленку были определены из следующих соображений.

При работах методом точечных зондирований сохраняется критерий распознавания полезных сигналов по осям синфазности [4]. Поэтому полной автономности каждого сейсморегистрирующего канала не требуется. Наоборот, такая автономность привела бы при проведении корреляции к сложной процедуре совмещения записей, зарегистрированных на различных запоминающих устройствах. Кроме того, полная автономность сейсмических каналов вызвала бы значительное удорожание полевой аппаратуры в перерасчете на один канал. Поэтому было решено в одном регистраторе объединить шесть сейсморегистрирующих каналов из тех соображений, что при работах методом точечных зондирований во многих случаях можно произвести фазовую корреляцию волн по шести каналам на одной установке.

При записи сейсмических сигналов была выбрана частотная модуляция, позволяющая располагать дорожки записи на магнитной пленке очень близко друг к другу. Это дает возможность производить запись на относительно узкой пленке и применить легкий рулонный лентопротяжный механизм с экономичным электропитанием. Рулонный лентопротяжный механизм магнитной пленки решал также задачу получения достаточного количества длительных записей без перезаправки пленки.

При проектировании аппаратуры преследовалась задача получить приведенные ко входу собственные шумы усилителей не выше 0,2—0,3 *мкв*. Из-за отсутствия в начальный период разработки транзисторов, обеспечивающих такой уровень шумов в низкочастотной области, было решено в каскадах предварительного усиления сейсмических сигналов использовать ламповые схемы. Некоторые исходные соображения, положенные в основу проектирования аппаратуры «Тайга», изложены также в заметке [8].

Работа над аппаратурой «Тайга» выполнялась совместно Институтом геологии и геофизики СО АН СССР, Спбпрским НИИ геологии, геофизики и минерального сырья (СНИИГГпМС) Министерства геоло-

нии СССР, Институтом автоматики и электрометрии СО АН СССР. Кроме авторов, в работах принимали участие В. Т. Пак, В. Н. Зятьков, Э. С. Хайковский, С. В. Потапьев. Макет регистратора и опытный комплект из 20 регистраторов были изготовлены Опытным заводом СО АН СССР.

Диспетчерские пункты и узлы воспроизведения изготовлялись макетными мастерскими Института автоматики и электрометрии СО АН СССР. Полевые работы по доводке аппаратуры проводились при содействии и на средства Новосибирского геофизического треста.

I. ОБЩАЯ ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА КОМПЛЕКСА АППАРАТУРЫ «ТАЙГА»

Весь комплекс аппаратуры «Тайга» состоит из *n* идентичных шестиканальных сейсмических регистраторов (рис. 1) с магнитной записью. Регистратор включает в себя шесть сейсмических усилителей *1*, ко входам которых подключается сейсмическая коса с сейсмоприемниками. Запись на магнитную пленку шириной 12,7 *мм* производится с помощью восьмиканального блока магнитных головок *3*. Вид записи — частотно-модулированный, поэтому на выходе сейсмических усилителей стоят частотные модуляторы *2*. Кроме шести сейсморегистрирующих каналов, регистратор имеет один канал *9*, с помощью которого производится компенсация детонации лентопротяжного механизма *4*, и канал записи марок времени *8*. Кодированные сигналы марок времени, служащие одновременно сигналом включения регистратора, принимаются из эфира радиоприемником *7*, проходят тракт дешифратора *6*. При наличии этого сигнала в эфире на выходе дешифратора срабатывает исполнительное устройство *5*, которое включает питание мотора лентопротяжного механизма регистратора и всех остальных его блоков. Данный сигнал формируется в шифраторе *11* диспетчерского пункта и передается в эфир при помощи радиопередатчика *12*. Шифратор *11* работает от задающего генератора *10*, стабилизированного кварцем.

Регистраторы и диспетчерский пункт представляют собой полевую часть комплекса аппаратуры «Тайга». Схема их взаимодействия следующая.

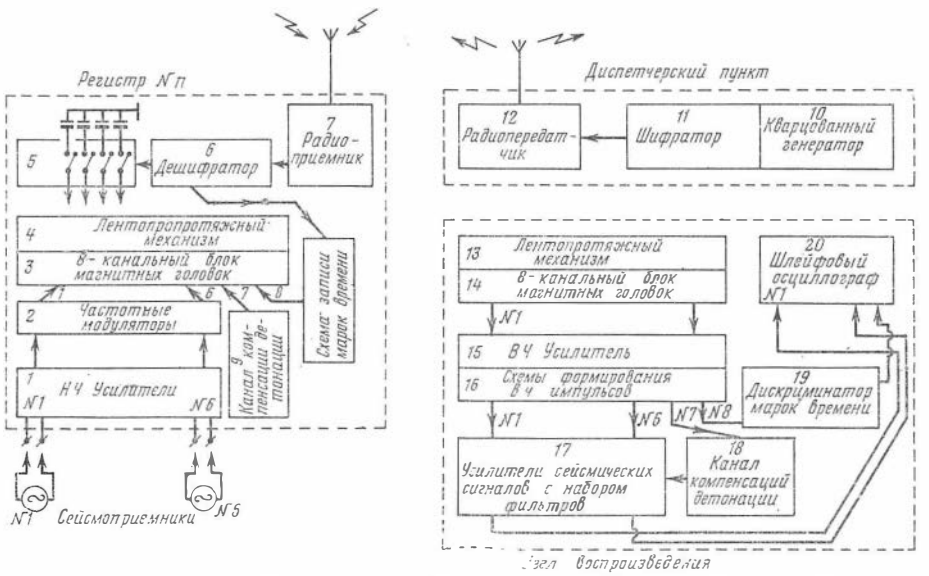


Рис. 1. Общая функциональная схема комплекса аппаратуры «Тайга»

После установки регистратора в точке наблюдения он включается в ждущий режим, т. е. включается питание цепей радиоприемника и дешифратора, все остальные блоки регистратора обесточены. В этом состоянии регистраторы могут находиться весьма длительное время (до 1—1,5 недели). Примерно за 30—40 *сек* до производства взрыва с диспетчерского пункта начинается передача кодированных сигналов, производящих включение регистраторов. Схема дешифратора для повышения помехоустойчивости выполнена так, что срабатывание исполнительного устройства *5* происходит примерно через 15—25 *сек* после появления сигнала в эфире. Все переходные процессы в регистраторе заканчиваются примерно через 8—10 *сек* после включения питания. Таким образом, регистраторы готовы к приему сейсмической информации только через 30—40 *сек* после начала излучения кодированных сигналов. Эти сигналы, принимаемые радиоприемником, после включения лентопротяжного механизма записываются на магнитную пленку на всех регистраторах в качестве марок времени.

Передача с диспетчерского пункта прекращается через 10—30 *сек* после взрыва, что определяется родом работ или временем прохождения сейсмических волн к наиболее удаленной точке приема. Регистраторы возвращаются в ждущий режим через 20 *сек* после исчезновения сигнала, что сделано для того, чтобы при кратковременных перебоях сигнала мощными импульсными помехами в эфире не происходило выключение регистраторов. Таким образом, регистраторы работают на прием сейсмической информации в течение всего времени существования в эфире сигнала управления — маркировки за исключением первых 20 *сек*, необходимых для накопления сигнала перед включением регистраторов. При каждом взрыве пленка на регистраторах протягивается в течение примерно 1—2 *мин*. Запас пленки на одной кассете обеспечивает работу регистратора в течение 20 *мин*.

Магнитограммы, получаемые на регистраторах, обрабатываются на узле воспроизведения (рис. 1), который обычно находится на полевой базе партии.

Магнитная пленка, доставленная для обработки, устанавливается на лентопротяжном механизме *13* узла воспроизведения. Считывание производится восьмиканальным блоком магнитных головок *14*, идентичным находящимся в регистраторах. Усиление сигналов, считываемых с магнитной пленки, происходит в восьми высокочастотных усилителях *15*. Далее сигналы поступают на схемы формирования *16*, где происходит демодуляция и выделение сейсмической информации в шести сейсморегистрирующих каналах *17* и канале компенсации детонации. Фаза низкочастотных составляющих, полученных в результате детонации лентопротяжного механизма регистратора и узла воспроизведения, сдвигается в блоке *18* на 180°, и затем производится сложение этих сигналов с сигналами, поступающими по сейсморегистрирующим каналам. Благодаря этому удается снизить шум лентопротяжных механизмов и тем самым расширить динамический диапазон аппаратуры в целом.

После усиления и фильтрации сигналы шести сейсмических каналов поступают на гальванометры шлейфового осциллографа *20*.

В канале марок времени имеется дискриминатор *19*, который производит разделение грубой (секунды) и точной (миллисекунды) шкалы времени. Запись марок времени производится параллельно двумя гальванометрами, трассы которых расположены вверху и внизу сейсмограммы.

Перейдем к описанию принципиальных схем вышеуказанных узлов аппаратуры.

II. ДИСПЕТЧЕРСКИЙ ПУНКТ

Как вытекает из функциональной схемы аппаратуры «Тайга», диспетчерский пункт служит для формирования кодированных сигналов и передачи их в эфир для дистанционного включения регистраторов. Эти же сигналы служат для маркировки сейсмограмм при помощи кода, позволяющего производить временну́ю увязку записей, полученных на различных регистраторах.

Диспетчерский пункт содержит шифратор, где собственно и производится кодировка сигнала, радиопередатчик и устройства согласования этих двух узлов. Блок-схема шифратора приведена на рис. 2. Как видно из этого рисунка, колебания с частотой 10 *кгц*, генерируемые кварцованным генератором, подаются на делители частоты *D*, на выходах которых получаются прямоугольные импульсы, имеющие частоты: 2,5 *кгц*, 1 *кгц*, 50 *гц*, 1 *гц*, $^1/_4$ *гц* и $^1/_3$ *гц*.

Импульсы с частотами $^1/_4$ *гц* и $^1/_3$ *гц* поступают на входы формирующего триггера. На выходе одного из плеч этого триггера вырабатываются импульсы переменной длительности. В начале цикла выдается импульс длительностью в 1 *сек*, потом — 2 *сек* и, наконец, 3 *сек*. Паузы между этими импульсами имеют, соответственно, следующие значения: 3 *сек*, 2 *сек* и 1 *сек*. Временны́е диаграммы приведены на рис. 3, *а*.

Импульсы с разных плеч формирующего триггера подаются на цепи управления ключей *1* и *2*, на вход первого из которых поступает частота 2,5 *кгц* с соответствующего делителя, а на вход второго — 1 *кгц*.

В зависимости от состояния формирующего триггера на вход буферного каскада либо ключом *1* пропускается частота 2,5 *кгц*, либо ключом *2* — частота 1 *кгц*, причем если один ключ открыт, то другой в этот момент заперт.

Таким образом, по закону, задаваемому формирующим триггером, на входе буферного каскада происходит частотная манипуляция, т. е. в течение 1 *сек* на выходе буферного каскада выдается частота 1 *кгц*, затем в течение 3 *сек* — частота 2,5 *кгц*; далее, в течение 2 *сек* — частота 1 *кгц*, затем в течение 2 *сек* — 2,5 *кгц* и, наконец, в течение 3 *сек* — 1 *кгц* и в течение 1 *сек* — 2,5 *кгц*. После этого цикл повторяется.

Следует заметить, что длительность подциклов всегда составляет 4 *сек*, а число этих подциклов в цикле — 3, и, следовательно, длительность основного цикла составляет 12 *сек*. Соотношение же продолжи-

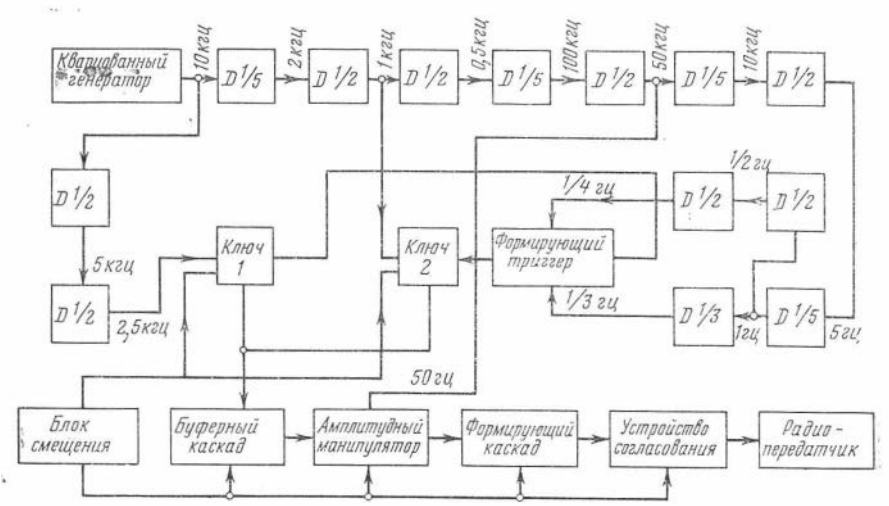


Рис. 2. Блок-схема шифратора

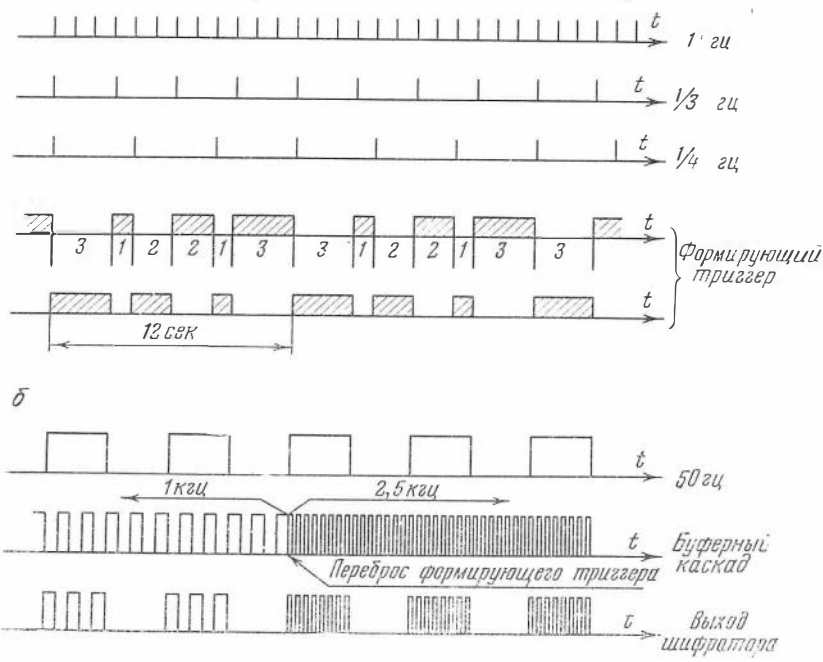


Рис. 3. Временные диаграммы процессов 1 шифратора
а — выработка импульсов; *б* — манипуляция несущей

тельностей выдачи одной и другой частоты меняется как 1 : 3, затем 2 : 2 и, наконец, 3 : 1.

На выходе буферного каскада стоит амплитудный манипулятор, представляющий собой прерывающий ключ, на управляющую цепь которого подаются с соответствующего делителя импульсы с частотой следования 50 *гц*. Ключ работает таким образом, что в течение одного полупериода он пропускает, а в течение другого не пропускает сигналы на вход формирующего каскада. С формирующего каскада сигналы поступают на вход устройства согласования с радиопередатчиком, которое будет описано ниже. Блок смещения вырабатывает напряжение, обеспечивающее нормальную работу всего устройства формирования кодированного сигнала.

Итак, на вход радиопередатчика поступает амплитудно-манипулированный с частотой 50 *гц* сигнал, несущая которого манипулируется по частоте по описанному выше закону (рис. 3, *б*). В силу того, что все элементы шифратора работают от одного задающего генератора, момент переброса формирующего триггера совпадает с началом импульса, производящего амплитудную манипуляцию, и началом импульса поднесущей частоты. В качестве поднесущих выбраны частоты 1 и 2,5 *кгц*, находящиеся в середине полосы пропускания приемного тракта и позволяющие отфильтровать кратные гармоники.

Остановимся на принципиальных схемах наиболее ответственных блоков шифратора.

Задающий генератор шифратора собран на транзисторах T_1, T_2, T_3 (рис. 4). Генератор представляет собой двухкаскадный усилитель, с положительной обратной связью, осуществляемой через кварцевый резонатор, чем обеспечивается необходимая стабильность частоты. На выходе генератора вырабатываются прямоугольные импульсы с частотой следования 10 *кгц*. Данный генератор выполняет роль службы времени. Требования к его стабильности можно определить из следующих соображений.

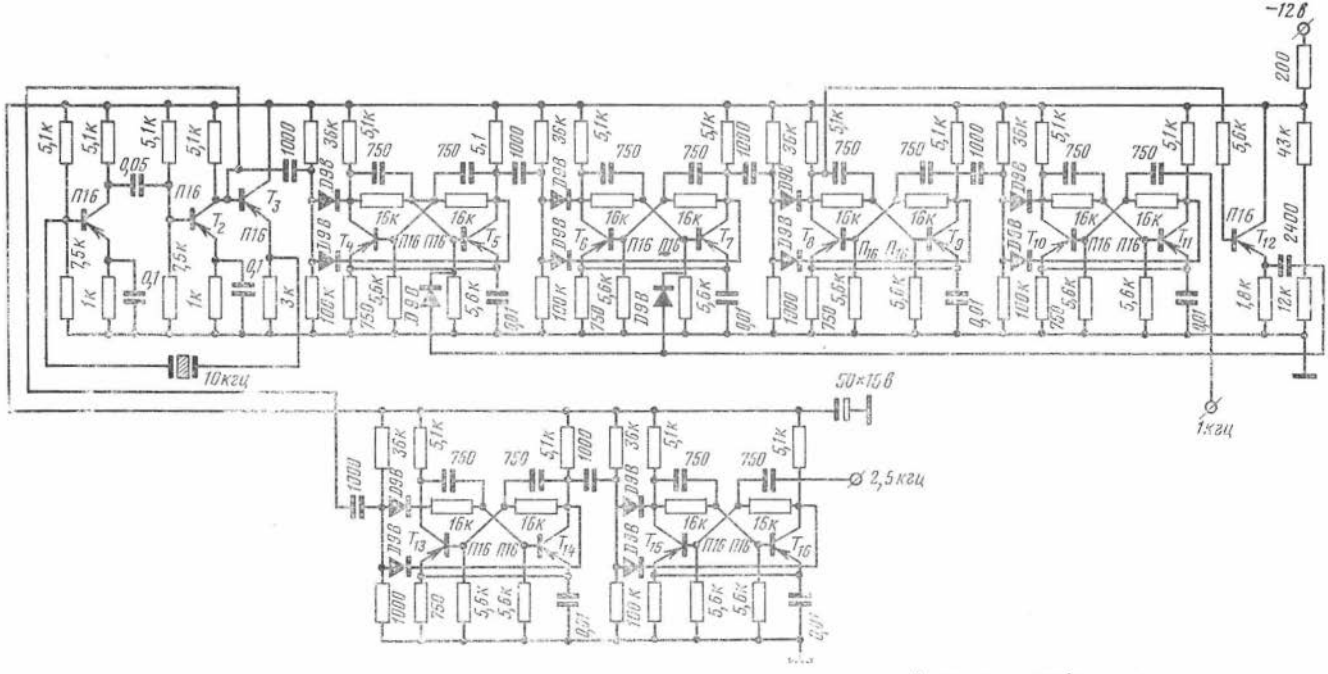


Рис. 4. Принципиальная схема задающего генератора и делителей частоты шифратора

При производстве работ по исследованию фундамента и ГСЗ абсолютная погрешность измерения временны́х интервалов T длительностью до 20 *сек* не должна превышать $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ *сек*. Пусть

$$T = n\vartheta, \qquad \vartheta = \frac{1}{f} \tag{1}$$

где ϑ и f — период и частота колебаний задающего генератора; n — число периодов, укладывающихся во временно́й интервал T. Дифференцируя величину T, получим

$$dT = \frac{dn}{f} + T\frac{df}{f}. \tag{2}$$

Из этой формулы видно, что абсолютная погрешность измерения интервала T определяется точностью определения числа периодов задающего генератора (первый член равенства) и стабильностью этого генератора (второй член равенства).

Первый член этого равенства может быть отличен от нуля только при том условии, если происходит потеря импульса в процессе деления в делителях частоты, т. е. когда делители работают ненормально. Такая возможность, вообще говоря, маловероятна, так как делители, принципиальная схема которых будет описана ниже, работают в весьма легком режиме, исходная частота (10 *кгц*) не является высокой (аналогичные делители могут устойчиво работать на частотах до нескольких мегагерц); кроме того, качество работы любого из этих делителей легко проверяется на электронном осциллографе и ненормальная работа какого-нибудь делителя из-за ошибок при его изготовлении может быть легко обнаружена и устранена. Поэтому первый член равенства (2) можно считать равным нулю. Величина второго члена при стабильности задающего генератора $df/f = 10^{-4}$ (что обеспечивается использованием кварца) и длительности измеряемого интервала $T = 20$ *сек* будет равна 2 *мсек*. Такая точность вполне удовлетворяет указанным выше требованиям. При измерении малых временны́х интервалов, например при работах по МОВ, погрешность будет еще меньше. Так, при $T = 4$ *сек* погрешность dT будет равна 0,4 *мсек*. Следует заметить, что для удобства отсчета на сейсмограммах марки времени наносятся в виде колебаний 50 *гц* (или 100 *гц* в случае работы по МОВ) и интервалы времени, меньшие периода этих колебаний, определяются на глаз, как на обычных сейсмостанциях. При записи этих колебаний на магнитную пленку используются низкочастотные цепи, которые, очевидно, должны быть идентичными для всех регистраторов.

Деление частоты задающего генератора с целью получения колебаний с частотой 2,5 *кгц* осуществляется на двух триггерных ячейках, собранных на транзисторах T_{13}, T_{14}, T_{15} и T_{16} (рис. 4).

Второй делитель состоит из ячейки, осуществляющей деление частоты на 5 (транзисторы T_4, T_5, T_6, T_7, T_8, T_9 и T_{12}), и стоящего за ней триггера (транзисторы T_{10} и T_{11}). Как это видно из схемы, делитель частоты на 5 образуется из трех последовательно стоящих триггеров с помощью введения обратной связи с левого плеча последнего из них через согласующий эмиттерный повторитель (транзистор T_{12}) на базы правых транзисторов первых двух триггеров [2].

На выходе делителей частоты с нечетным коэффициентом деления получаются импульсы, длительность которых не равна половине периода их следования. Поэтому для получения симметричного сигнала с частотой 1 *кгц* частота задающего генератора делится сначала на 5, а затем на 2. Дальнейшее деление частоты (см. блок-схему шифратора, рис. 2) осуществляется с помощью делителей, выполненных по аналогичным схемам.

Принципиальная схема блока формирования сигнала шифратора показана на рис. 5. Эта схема работает следующим образом.

С соответствующего делителя импульсы с частотой 1 *гц* поступают на входы двух делителей: делителя на 4, состоящего из двух последовательно стоящих триггеров (транзисторы T_1, T_2, T_3 и T_4), и делителя на 3, собранного на транзисторах T_5, T_6, T_7, T_8 и T_9. Пересчет на 3 обеспечивается аналогично вышеописанному введением обратной связи с коллектора T_7 через повторитель (T_9) на базу транзистора T_6. С выхода делителя на 4 частота $^1/_4$ *гц* поступает на левый вход формирующего триггера, собранного на транзисторах T_{10} и T_{11}. Импульсы с частотой $^1/_3$ *гц* с выхода делителя на 3 поступают на правый вход формирующего триггера. Буферный каскад собран на транзисторе T_{14}. Его вход шунтируется двумя ключами, собранными на транзисторах T_{12} и T_{13}. Базы этих двух транзисторов подключены через соответствующие сопротивления к левому и правому плечам формирующего триггера.

Таким образом, в зависимости от состояния формирующего триггера транзисторы T_{12} и T_{13} шунтируют сигналы, поступающие на вход буферного каскада с соответствующих триггерных элементов шифратора: 1 *кгц* с коллектора транзистора T_{19} и 2,5 *кгц* с коллектора транзистора T_{21}. Транзисторами T_{12} и T_{13} производится частотная манипуляция сигнала по закону, задаваемому формирующим триггером.

Амплитудный манипулятор, работающий с частотой 50 *гц*, собран на транзисторе T_{15}. Управляющая цепь его подключена к коллектору транзистора T_{23}, который стоит в правом плече триггера, работающего с частотой 50 *гц*. (При работах по МОВ, где требуется более детальная шкала времени, к амплитудному манипулятору можно подвести с соответствующего делителя колебания частотой 100 *гц*.) Транзистор T_{15} работает в ключевом режиме и в моменты времени, когда транзистор T_{23} заперт, шунтирует вход формирующего каскада, собранного на транзисторе T_{16}. В положении, когда транзистор T_{23} находится в открытом состоянии, транзистор T_{15} запирается положительным напряжением, поступающим от источника смещения. На транзисторе T_{16} формирование сигнала заканчивается. Каскад, собранный на транзисторе T_{17}, и стоящий за ним делитель служат для согласования выхода шифратора со входом передатчика. Напряжение смещения для устойчивой работы переключающих каскадов схемы формирования вырабатывается генератором, собранным на транзисторах T_{24} и T_{25}.

При разработке шифратора ряд схемных решений был нами заимствован из генератора ГНОМ, разработанного в ВИТРе, за что, пользуясь случаем, благодарим его авторов.

Для передачи сигналов шифратора в телеграфном режиме при помощи таких передатчиков, как ПАРКС-0,08 и РПМС, с целью максимального использования их мощности нами был разработан быстродействующий транзисторный телеграфный ключ, схема которого приведена на рис. 6.

Входной согласующий каскад этой схемы, собранный на транзисторе T_1, подключается к выходному каскаду шифратора. С обмотки w_1 генератора, собранного на транзисторах T_6 и T_7, после выпрямления и фильтрации снимается напряжение $+3в$ для цепей смещения шифратора и самого транзисторного ключа. Напряжениями, снимаемыми с обмоток w_3, w_4, w_5, w_6, w_7, обеспечивается надежное запирание транзисторов T_8, T_9, T_{10}, T_{11}, T_{12}, из которых собственно и состоит телеграфный ключ. На транзисторах T_2 и T_4 собран второй генератор, который вырабатывает прямоугольные импульсы с частотой 20 *кгц*. Этот генератор управляется с помощью транзисторов T_3 и T_5, которые, в свою очередь, работают от сигналов, поступающих с выхода шифратора через транзистор T_1.

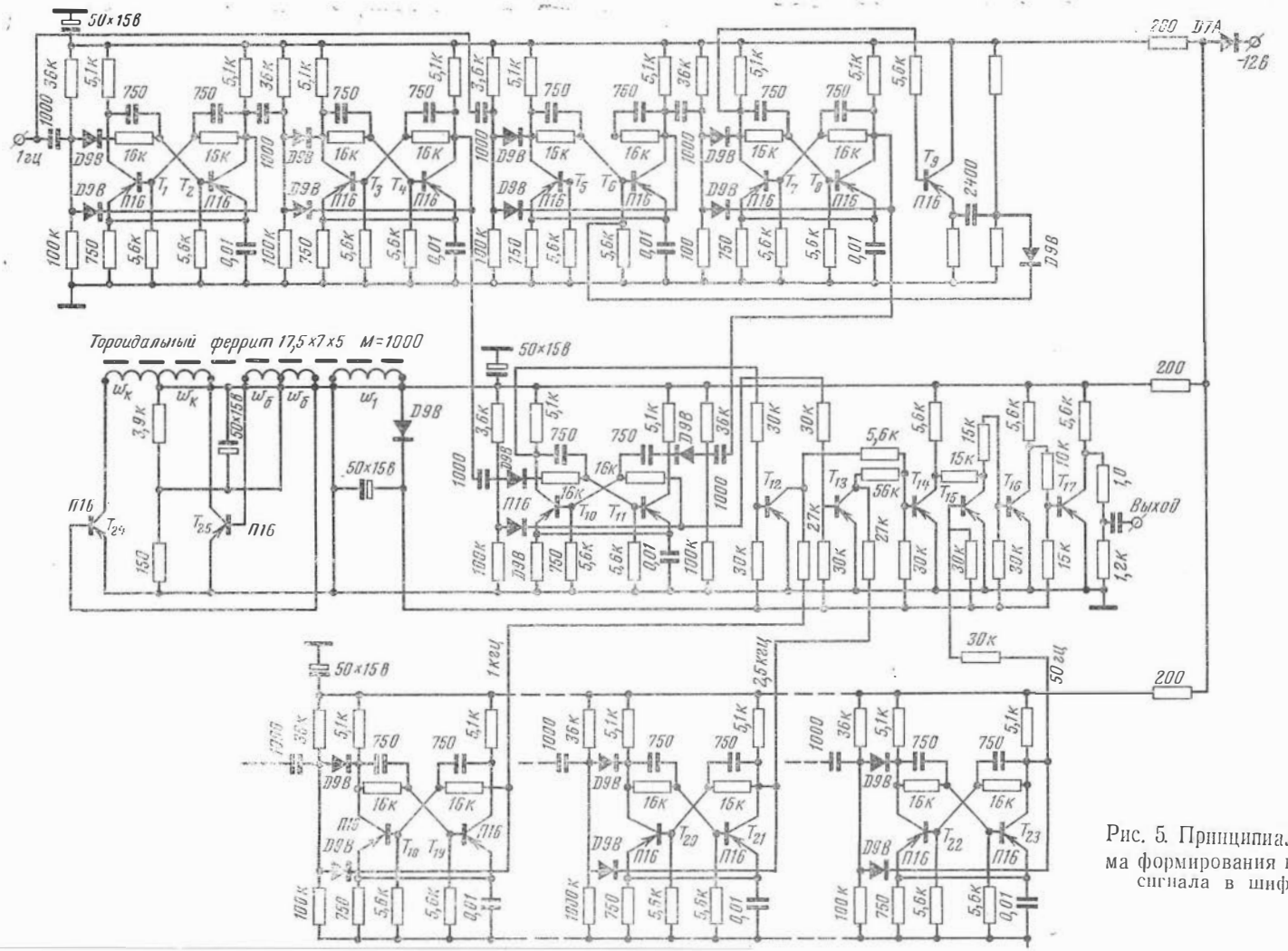


Рис. 5. Принципиальная схема формирования выходного сигнала в шифраторе

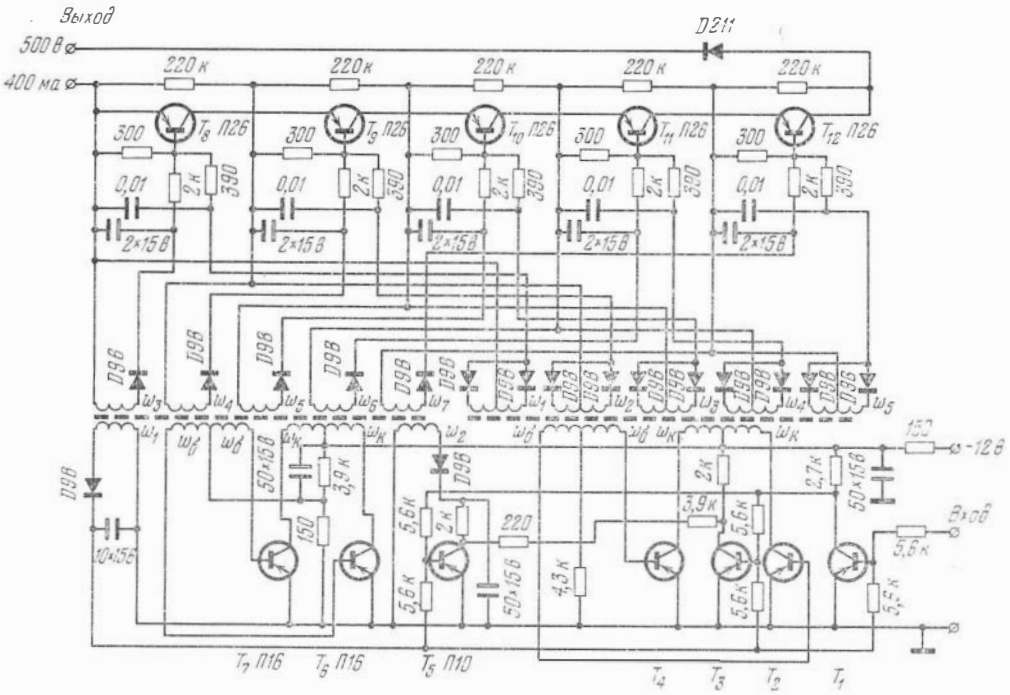


Рис. 6. Схема транзисторного телеграфного ключа

Рассмотрим положение, когда транзистор T_5 заперт, а транзистор T_3 открыт до насыщения. В этом случае с обмотки w_2 генератора смещения положительное напряжение поступает на базовые цепи транзисторов T_2 и T_4 управляемого генератора. Отрицательное напряжение, поступающее на базовые цепи транзисторов T_2 и T_4 от источника питания, шунтируется открытым транзистором T_3. В этом положении управляемый генератор не работает, напряжение на выходе его обмоток w_1, w_2, w_3, w_4, w_5 равно нулю, а транзисторы T_8, T_9, T_{10}, T_{11} и T_{12} заперты напряжением, вырабатываемым генератором смещения. Как только транзистор T_5 открывается до насыщения и одновременно с ним закрывается транзистор T_3, в базовые цепи транзисторов T_2 и T_4 управляемого генератора поступает от источника питания отрицательное напряжение, а положительное смещение, снимаемое с обмотки w_2 генератора смещения, шунтируется транзистором T_5.

Управляемый генератор начинает работать. Напряжение, снимаемое с его обмоток w_1, w_2, w_3, w_4 и w_5 после двухполупериодного выпрямления поступает на входы транзисторов T_8, T_9, T_{10}, T_{11} и T_{12}. Делители в базовых цепях этих транзисторов выбраны так, что напряжением от управляемого генератора они выводятся в режим глубокого насыщения. Телеграфный ключ оказывается замкнутым и имеет сопротивление, близкое к нулю. В разомкнутом состоянии общее сопротивление ключа определяется сопротивлениями, шунтирующими коллекторные и эмиттерные выводы транзисторов T_8, T_9, T_{10}, T_{11} и T_{12}. Эти сопротивления необходимы для равномерного распределения переключаемого напряжения между транзисторами, когда они находятся в запертом состоянии. Сопротивление разомкнутого ключа порядка 10^6 *ом*. Максимальная величина переключаемого напряжения 500 *в*. Максимальное значение переключаемых токов определяется режимом работы. При импульсной работе величина переключаемых токов может доходить до 400 *ма* для транзисторов типа П-26.

С помощью этого устройства производилась коммутация анодного питания радиопередатчика радиостанции РПМС и питания экранной сетки выходной лампы передатчика радиостанции ПАРКС-0,08, чем и обеспечивалась работа этих передатчиков в телеграфном режиме.

Применение в качестве управляемого генератора генератора прямоугольных импульсов и двухполупериодного выпрямления позволило при малом значении постоянной времени фильтров, стоящих в базовых цепях выходных транзисторов устройства, получить на входе этих транзисторов импульсы управления с крутыми фронтами и тем самым обеспечить достаточную скорость переключения.

Вся схема шифратора питается от восьми элементов типа «Сатурн». Шифратор устойчиво работает при изменении напряжения питания от 14 до 8 *в*. При использовании транзисторного телеграфного ключа потребляемый ток — около 160 *ма*, при работе без него — около 140 *ма*. Работоспособность сохраняется в температурном диапазоне от 0 до +40° С.

III. РАДИОКАНАЛ

В радиоканале системы радиотелеуправления используется стандартная аппаратура радиосвязи. В силу того, что в нашем случае необходимо осуществлять одностороннюю командную связь, возможно выбрать импульсный режим работы передатчика и тем самым повысить мощность сигнала, излучаемого в эфир [6].

Первоначально в качестве передатчиков на диспетчерских пунктах нами использовались передатчики радиостанций ПАРКС-0,08 и РПМС. Для обеспечения телеграфного режима работы этих передатчиков и был разработан описанный выше транзисторный телеграфный ключ, согласованный с выходом шифратора. При этом телеграфный ключ и диспетчерский пункт в целом работали безотказно. По-видимому, телеграфный ключ может быть использован с любым другим двухполосным передатчиком. Нами, кроме двухполосных передатчиков, использовались также передатчики, работающие на одной боковой полосе [5, 6]. Переход к такой системе связи был обусловлен тем, что радиоприемники, использованные вначале в регистраторах, оказались низкого качества. Из разработанных в настоящее время транзисторных приемников высокого качества для наших целей наилучшим образом подходили только приемники радиостанций типа Недра-П, работающие на одной боковой полосе. Поэтому такие приемники и были установлены впоследствии во всех регистраторах.

Для управления сейсморегистрирующей аппаратурой на больших расстояниях (до 100÷200 *км*) нами использовались либо усилители мощности стандартной радиостанции типа РС-25, причем в качестве задающего генератора применялся радиопередатчик радиостанции Недра-П, либо радиопередатчики радиостанций РСО-5 и РСО-30.

IV. ДЕШИФРАТОР И СХЕМА ЗАПИСИ МАРОК ВРЕМЕНИ

Дешифратор служит для распознавания командных сигналов на включение регистратора на фоне различного рода атмосферных помех, а также помех, создаваемых другими радиостанциями, работающими на близких частотах. Схема марок времени должна обеспечивать такую запись, при которой мешающее действие различного рода помех на качество марок времени было бы сведено до минимума. Блок-схема дешифратора и канала марок времени приведена на рис. 7.

Дешифратор работает следующим образом.

С выхода радиоприемника через согласующий каскад сигнал, структура которого показана на рис. 8, поступает на амплитудный ограничи-

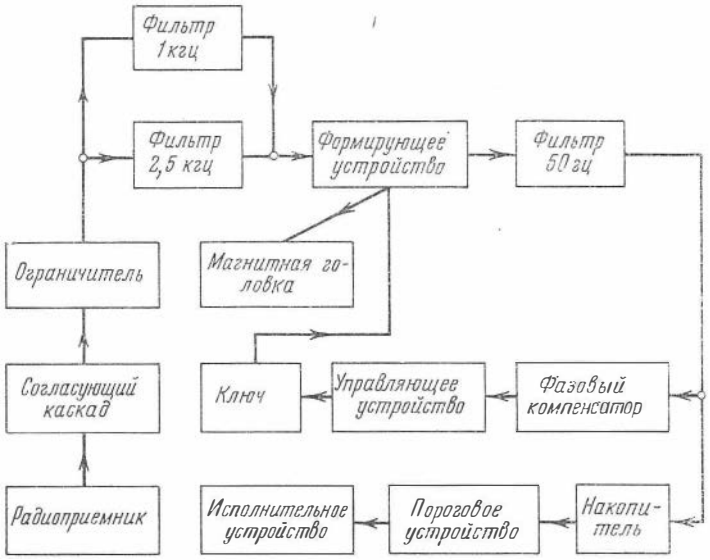


Рис. 7. Блок-схема дешифратора и канала записи марок времени

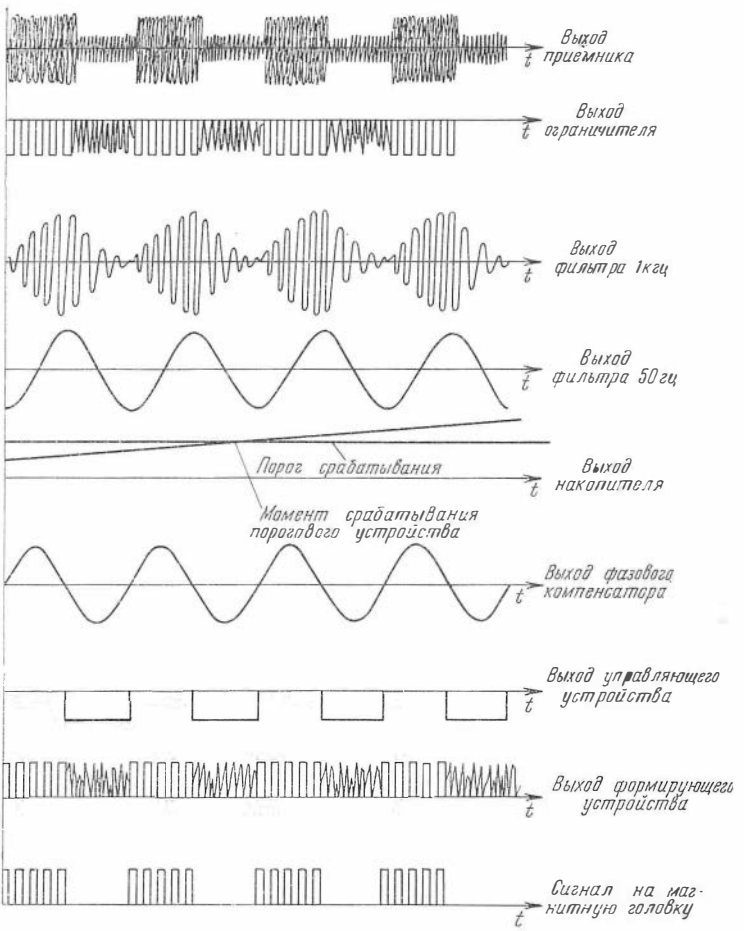


Рис. 8. Временные диаграммы процессов в дешифраторе и канале записи марок времени

тель совместно с всевозможными помехами. С ограничителя он подается на два фильтра, один из которых настроен на частоту 1 *кгц*, другой — на 2,5 *кгц*. На выходе этого ограничителя все помехи и полезный сигнал имеют одинаковую амплитуду. Однако при наличии в эфире посылок с частотой 1 или 2,5 *кгц* спектр мощности процесса, наблюдаемого на выходе ограничителя, будет иметь максимумы на этих частотах, которые и выделяются указанными фильтрами. С выхода этих двух запараллеленных фильтров сигнал после усилительных и согласующих каскадов подается на две цепи. Первая из них относится собственно к дешифратору, вторая — к каналу марок времени. Сигнал по первой цепи далее детектируется с целью выделения огибающей и поступает на узкополосный фильтр, настроенный на частоту 50 *гц*. После узкополосной фильтрации сигнал опять детектируется и подается на интегратор. Выход интегратора связан с пороговым устройством (триггер Шмитта), который срабатывает при достижении напряжением на интеграторе определенного уровня. С пороговым устройством связано исполнительное устройство, которое осуществляет включение всех цепей питания регистратора. Запись марок времени на магнитную пленку осуществляется без подмагничивания в режиме ограничения. Как видно из структуры марок времени (см. рис. 3), пачки импульсов с частотой 1 или 2,5 *кгц* разделены 50-герцовыми паузами. Наличие таких пауз обеспечивает впоследствии возможность четкого выделения 50-герцовой огибающей, служащей мелкой шкалой марок времени. Для того чтобы на этих паузах магнитная пленка не была заполнена всевозможными атмосферными помехами, желательно головку записи марок времени обесточить в течение указанных пауз. Это достигается следующим образом. Сигналы марок времени с выхода фильтров после соответствующего усиления подаются к головке записи. Цепь, по которой эти сигналы попадают к магнитной головке, может закорачиваться к «земляной» шине при помощи транзисторного ключа, обесточивая тем самым головку записи. Данный ключ управляется 50-герцовыми колебаниями, действующими на выходе узкополосного фильтра. До подачи на ключ фаза этих колебаний сдвигается в фазовом компенсаторе; далее сигнал формируется (ограничивается) в управляющем устройстве, нагрузкой последнего является вышеуказанный ключ. Следует заметить, что в небольших паузах между импульсами внутри пачки 1- или 2,5-килогерцовых посылок высокочастотные атмосферные помехи подавляются соответствующими фильтрами. В результате марки времени оказываются весьма четкими даже при наличии интенсивных помех.

Перейдем к рассмотрению принципиальной схемы дешифратора и канала марок времени (рис. 9).

Эмиттерный повторитель на транзисторе T_1 служит для согласования входа ограничителя с выходом радиоприемника. Транзистор T_2 работает в качестве ограничителя в режиме переключения. Усиление всего тракта выбрано таким, чтобы при спокойном фоне в эфире сигналы на выходе транзистора T_2 были на пороге ограничения. Делитель на выходе ограничителя обеспечивает уровень сигнала, не выходящий за пределы линейности следующего каскада. Каскадом, собранным на транзисторе T_3, осуществляется фильтрация сигналов. На частотах, не совпадающих с резонансными частотами двух стоящих в эмиттерной цепи резонансных фильтров, один из которых настроен на частоту 1 *кгц*, а другой на 2,5 *кгц*, коэффициент усиления этого каскада близок к единице. На резонансных частотах отрицательная обратная связь в этом каскаде, осуществляемая через сопротивление, стоящее в эмиттерной цепи триода, ослабляется, так как сопротивление последовательных резонансных контуров резко падает, шунтируя эмиттерное сопротивление. Использование двух последовательных резонансных контуров в эмиттерной цепи

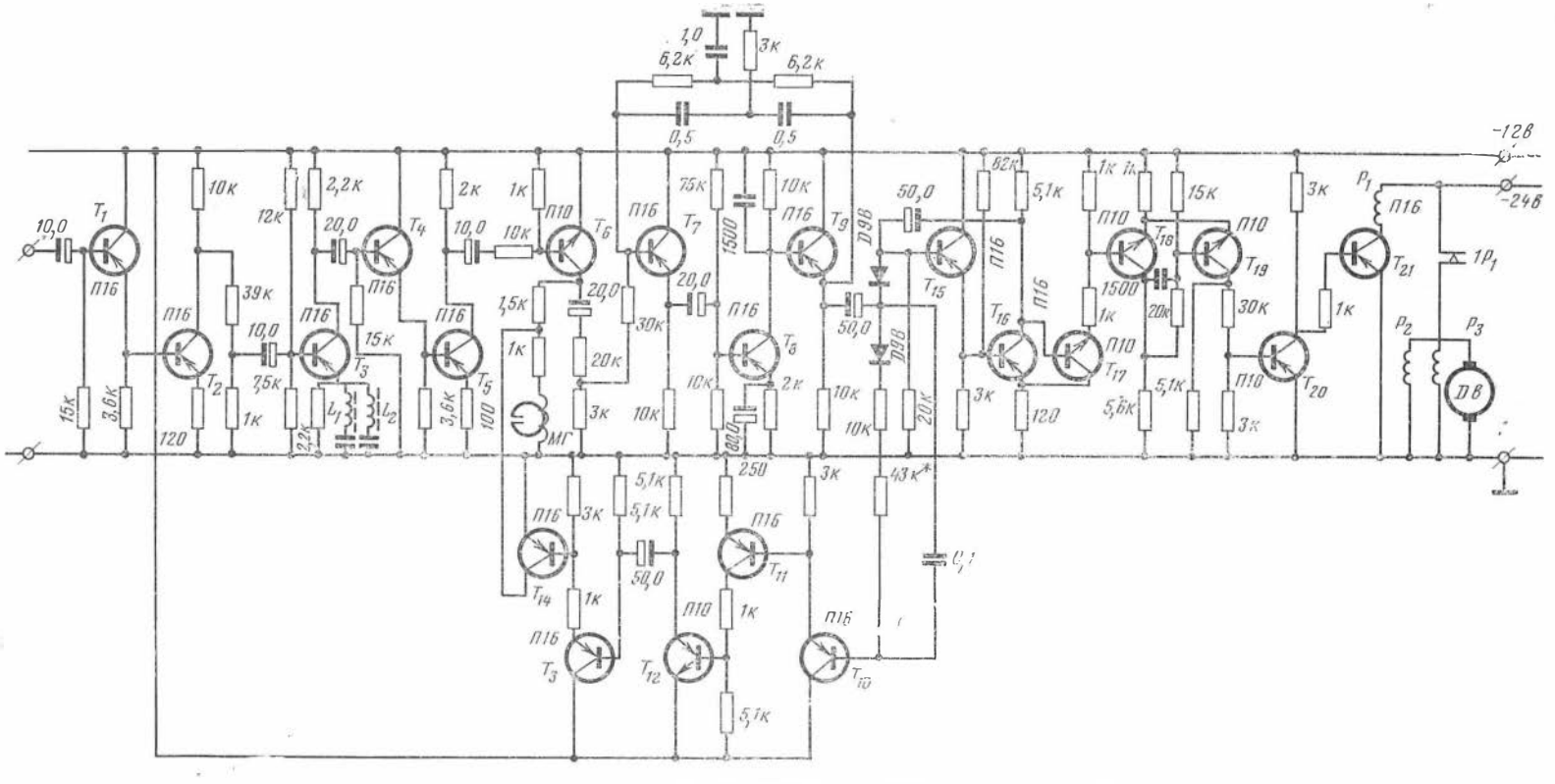


Рис. 9. Принципиальная схема дешифратора и канала записи марок времени

одного каскада позволяет наиболее просто согласовать два параллельно работающих контура. Минимальная полоса пропускания этих контуров выбирается такой, чтобы собственный процесс на их выходах после окончания импульсной пачки закончился к моменту прихода следующей пачки. Длительность 50-герцовой паузы между посылками составляет 10^{-2} *сек*.

Приближенно полоса пропускания этих фильтров определится из условия [6]: $\tau \leqslant 0{,}86/\Delta f$, где Δf — полоса пропускания фильтра; τ — длительность собственного процесса. При $\tau = 10^{-2}$ *сек* $\Delta f = 86$ *гц*. Однако при выборе полосы пропускания фильтров нужно учесть то обстоятельство, что из-за неточности восстановления несущей частоты при использовании системы передачи с одной боковой полосой, что имеет место в нашем случае, полосу пропускания приходится несколько расширить.

Паспортными данными гарантируется стабильность частоты радиостанции типа Недра-П $2 \cdot 10^{-4}$ во всем температурном диапазоне от —20° до +40° С. Абсолютное значение максимального ухода частоты второго гетеродина, который восстанавливает несущую, составит 100 *гц*.

При периодических подстройках второго гетеродина (ручка «Тембр») радиоприемника удовлетворительное прохождение сигнала обеспечивается при полосе пропускания фильтров $\Delta f = 130 \div 150$ *гц*. Учитывая вышесказанное, добротность контура с резонансной частотой 1 *кгц* сделана равной 7, а контура с резонансной частотой 2,5 *кгц* — 18.

Три каскада, собранных на транзисторах T_4, T_5 и T_6, осуществляют согласование с выходом фильтрующего каскада, детектирование сигнала, его усиление, ограничение и запись на магнитную пленку через головку *МГ*. На транзисторах T_7, T_8 и T_9 собран усилитель с двойным Т-образным мостом, используемым в цепи отрицательной обратной связи. Такая схема позволяет получить фильтр с высокой добротностью на низких частотах [3]. Полоса пропускания этого фильтра может быть выбрана достаточно малой, так как частота 50 *гц* является маркирующей и отличается высокой стабильностью, определяемой стабильностью кварцованного генератора шифратора. Минимальная ширина полосы этого фильтра ограничивается лишь стабильностью его резонансной частоты. В описываемой схеме полоса пропускания фильтра приблизительно равна 3 *гц*.

С узкополосного резонансного фильтра сигнал поступает на детектор и накопитель (транзисторы T_{15}, T_{16}, T_{17}); последний является интегрирующим усилителем с емкостной обратной связью. На выходе накопителя при появлении сигнала на входе напряжение возрастает до порога срабатывания триггера Шмитта, собранного на транзисторах T_{18} и T_{19}, за время порядка 20 *сек*. При опрокидывании триггера Шмитта через транзисторы T_{20} и T_{21} происходит срабатывание реле P_1, которое включает питание двигателя лентопротяжного механизма и реле P_2 и P_3, производящих включение цепей питания усилителей записи регистратора.

При отсутствии сигнала на входе дешифратора напряжение на выходе накопителя близко к нулю и транзисторы T_{18} и T_{21} заперты, а транзисторы T_{19} и T_{20} открыты. При появлении сигнала напряжение на выходе накопителя возрастает до значения выше порога срабатывания триггера с эмиттерной связью, транзисторы T_{18} и T_{21} открываются до насыщения, T_{19} же и T_{20} запираются.

Фазовая компенсация сигнала с частотой 50 *гц*, поступающего в цепь подавления помех в паузах между импульсными посылками в канале марок времени, осуществляется на *RC*-цепочке, стоящей на входе транзистора T_{10}. Усилитель-ограничитель, собранный на транзисторах T_{10}, T_{11}, T_{12} и T_{13}, управляет работой ключа (транзистор T_{14}), которым шунтируется выход с транзистора T_6 на магнитную головку. Эта часть схемы настроена так, что при наличии в эфире сигнала транзистор T_{14} в

паузах между импульсными посылками находится в состоянии насыщения.

Вся схема дешифратора и радиоприемника питается от источника напряжения 12 *в* и устойчиво работает при изменениях питающего напряжения от 14 до 9 *в*. В ждущем режиме схема потребляет около 25 *ма*. Работоспособность сохраняется в температурном диапазоне от +5° до +40° С. В случае маркировки сейсмограмм колебаниями с частотой 100 *гц* все вышеописанные цепи выделения сигналов 50 *гц* должны быть перенастроены на 100 *гц*.

V. РЕГИСТРАТОР

В отличие от обычных сейсмических станций, которые выполняют целый ряд операций по первичной обработке сейсмических сигналов, регистратор аппаратуры «Тайга» выполняет только одну функцию — широкополосную запись сейсмической информации на магнитной пленке. Исключение из его блок-схемы всех узлов, предназначенных для воспроизведения и получения сейсмограмм, позволило значительно уменьшить его габариты, вес и повысить надежность в целом. Выбор вида записи с частотно-импульсной модуляцией дает возможность разместить на пленке шириной 12,7 *мм* шесть сейсморегистрирующих и два служебных канала. Для записи и воспроизведения используется восьмиканальный блок универсальных магнитных головок (щель 5—7 *мк*, ширина магнитной дорожки — 0,8 *мм*, индуктивность — 7—8 *мгн*, омическое сопротивление — 30 *ом*, ток записи в режиме насыщения для пленки Тип-6—3 *ма*. Протяжка магнитной ленты в регистраторе осуществляется одномоторным лентопротяжным механизмом с пасиковой связью, по своей кинематике и габаритам почти совпадающим с лентопротяжным механизмом репортерского магнитофона Репортер-3. В лентопротяжном механизме используется двигатель постоянного тока с центробежным регулятором скорости типа 4ДКС-8 (напряжение питания 14—15 *в*, потребляемый ток — 240 *ма*), который обеспечивает движение ленты со скоростью 9 *см/сек* с разбросом средней скорости около 2%, с детонацией менее 1%. Общая длительность записи на одну кассету составляет около 20 *мин*.

Рассмотрим принципиальную схему сейсморегистрирующего канала (рис. 10).

Сейсмические сигналы через трансформатор Tp_1 поступают на вход трехкаскадного усилителя, собранного на экономичных лампах типа 1Ж24Б. Коэффициент усиления регулируется изменением величины сопротивлений делителя R_4 и R_5. Транзистор T_1 обеспечивает согласование выхода лампового усилителя со входом транзисторного ЧМ-модулятора. (Усилитель имеет собственный шум, приведенный ко входу, не более 0,3 *мкв*. Взаимные влияния между каналами не превышают 2%. Частотная характеристика канала записи сейсмических сигналов широкополосна — от 2 до 100 *гц*.) В качестве частотного модулятора использован несимметричный мультивибратор, собранный на транзисторах T_2 и T_3. Этот модулятор с времязадающей емкостью C_{10} в правом его плече, равной 0,01 *мкф*, обеспечивает линейность характеристики в диапазоне от 0,5 до 2,5 *кгц*, среднее значение несущей частоты равно 1,5 *кгц*, максимальная девиация частоты — 1 *кгц*. На выходе модулятора получаются импульсы длительностью 200 *мксек*, которые через согласующий каскад (транзистор T_4) поступают на выходной каскад, обеспечивающий ток записи в магнитной головке, достаточный для насыщения магнитной пленки (4 *ма*).

Приведенные выше параметры ЧМ-модулятора были выбраны из следующих соображений.

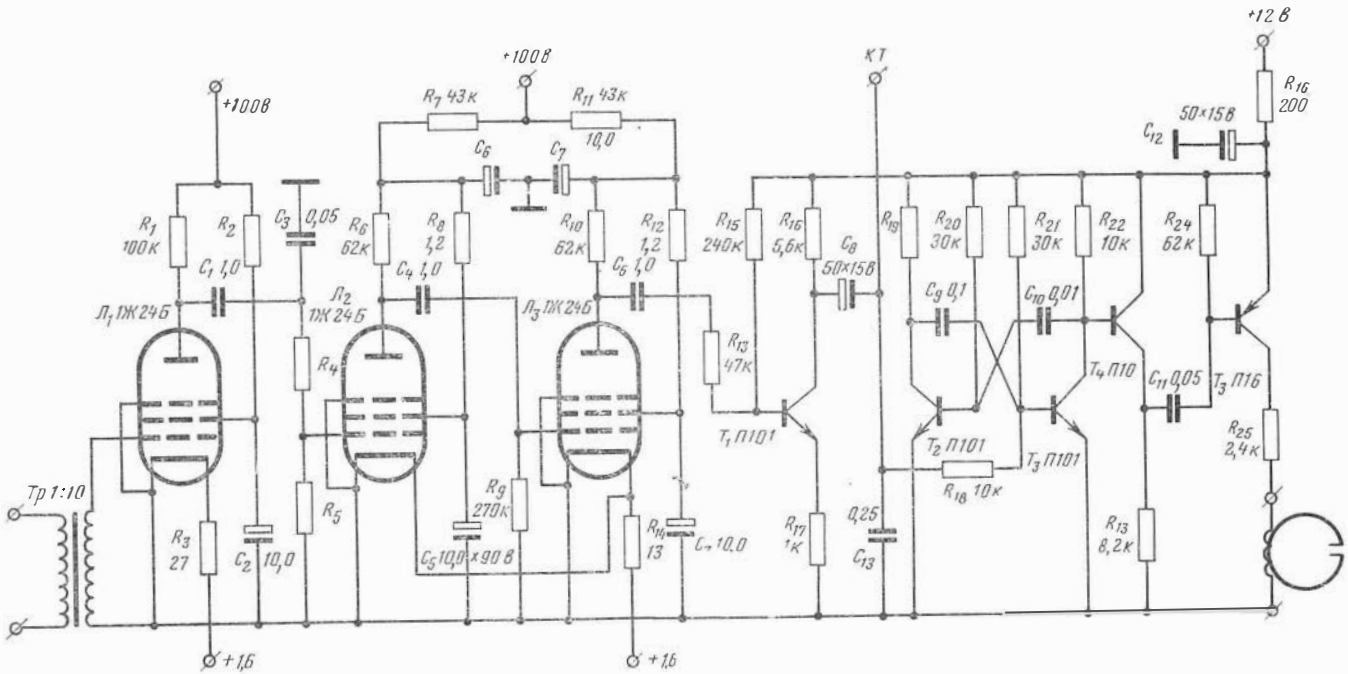


Рис. 10. Принципиальная схема усилителя записи регистратора

При детонации лентопротяжного механизма $\alpha = \delta v / v_{ср}$, где $v_{ср}$ — среднее значение скорости магнитной пленки, а δv — максимальное значение отклонения от средней скорости, шум лентопротяжки выразится через $\delta f = \alpha f_0$, где δf — максимальное значение ухода частоты несущей, полученной при воспроизведении из-за колебаний скорости, f_0 — среднее значение несущей частоты. Динамический диапазон тракта запись — воспроизведение определится следующей формулой:

$$D = \frac{\Delta f}{\delta f} = \frac{1}{\alpha} \frac{1 - (f_{min}/f_{max})}{1 + (f_{min}/f_{max})}, \quad (3)$$

где Δf — максимальная девиация частоты модулятора, определяемая как

$$\Delta f = \frac{f_{max} - f_{min}}{2}. \quad (4)$$

Таким образом, динамический диапазон лентопротяжного механизма зависит от коэффициента детонации α и отношения f_{min}/f_{max}, и, следовательно, для его расширения помимо уменьшения коэффициента детонации α необходимо обеспечить минимальное отношение f_{min}/f_{max}.

Если считать, что верхняя граничная частота сейсмического диапазона около 100 *гц*, то f_{min} без особого усложнения аппаратуры может быть выбрана порядка 500 *гц*.

Частота f_{max} определяется частотной характеристикой отдачи с магнитной пленки. Увеличение f_{max} для одних и тех же типов магнитных головок и пленки может быть достигнуто только за счет увеличения скорости протяжки магнитной ленты, что влечет за собой увеличение мощности двигателя лентопротяжного механизма.

Исходя из вышесказанного нами была выбрана скорость протяжки магнитной ленты 9,5 *см/сек*. Для указанного типа магнитной пленки Тип-6 $f_{max} = 2{,}5$ *кгц*. При детонации лентопротяжного механизма, равной 1%, т. е. $\alpha = 0{,}01$, значениях $f_{min} = 500$ *гц* и $f_{max} = 2{,}5$ *кгц* динамический диапазон записи составляет 36 *дб*.

Для расширения динамического диапазона нами применен канал компенсации детонации (см. блоки *9* и *18* в общей функциональной схеме на рис. 1), работа которого заключается в следующем. На одну из магнитных дорожек производится запись с модулятора, на входе которого отсутствует усилитель низкой частоты и который выдает, следовательно, на записывающую головку сигнал постоянной частоты, равной 1,5 *кгц* (блок *9* на рис. 1). При воспроизведении этот сигнал оказывается промодулированным по частоте в результате непостоянства скорости протяжки магнитной пленки с глубиной модуляции, равной детонации лентопротяжного механизма α. С такой же глубиной промодулированы несущие и в сейсморегистрирующих каналах, на выходе которых после демодуляции при воспроизведении получатся алгебраическая сумма полезного сигнала и сигнала помехи, возникающего вследствие детонации. Сигнал помехи, полученный в чистом виде, после воспроизведения и демодуляции в блоке *18* (см. рис. 1) сдвигается на 180° и складывается на входах низкочастотных усилителей *17* (рис. 1) с сигналами, проходящими по сейсморегистрирующим трактам, обеспечивая подавление синфазных помех, возникающих из-за детонации. С помощью такого устройства удается расширить динамический диапазон до 50 *дб*. (Более подробно о компенсаторе детонации см. ниже.)

Для полного использования динамического диапазона аппаратуры необходимо сделать чувствительность усилителей записи регистраторов такой, чтобы средний уровень микросейсм был равен уровню собственного шума аппаратуры, определяемого детонацией лентопротяжного механизма.

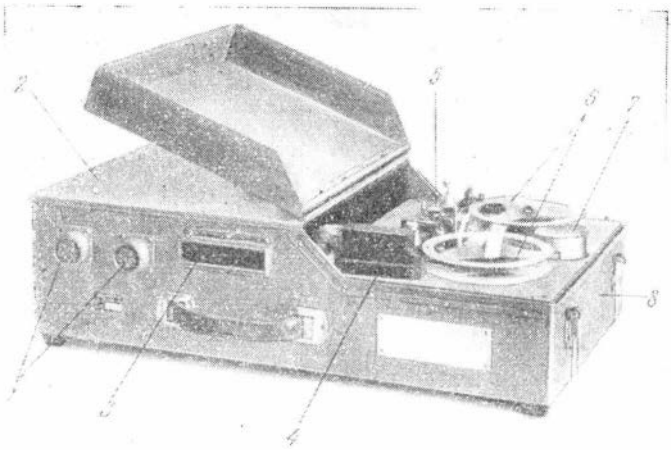


Рис. 11. Общий вид регистратора

Фотография регистратора приведена на рис. 11. Шестиканальная (или две трехканальных) коса с сейсмоприемниками подключается к разъемам *1*. Сейсмические усилители находятся внутри отсека *2*. В том же отсеке устанавливаются сухие батареи для питания всего регистратора. Объем отсека питания позволяет разместить батареи для десятидневного непрерывного питания радиоприемника и дешифратора в ждущем режиме и для работы регистратора в режиме записи с общей продолжительностью до 5 *час*. Частотно-модулированные сейсмические сигналы через разъем *4* подаются к блоку магнитных головок *5*. Для намотки магнитной ленты используются стандартные кассеты для пленки шириной 12,7 *мм*. Лентопротяжный механизм приводится в движение при помощи мотора *7*. Радиоприемник, дешифратор, стабилизатор скорости (транзисторный) оборотов мотора и канал компенсации детонации смонтированы в отсеке *8*, под лентопротяжным механизмом *6*. Антенное гнездо выведено к задней стенке. К разъему *3* подведены все контрольные точки регистратора, в которых при помощи электроизмерительных приборов можно произвести необходимые для проверки исправности регистратора измерения. В ждущий режим регистратор переводится при помощи включения одного тумблера, который стоит за разъемом *4* (на фотографии не виден). Регистратор можно включить в работу «от руки» при помощи двух тумблеров, которые стоят за блоком магнитных головок *5*. Вес регистратора с полным комплектом питания около 18 *кг*.

VI. УЗЕЛ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ

Узел воспроизведения служит для получения сейсмограмм на фотобумаге по магнитограммам, записанным на регистраторах. Блок-схема этого узла была весьма подробно освещена при описании общей функциональной схемы аппаратуры «Тайга» (см. раздел I). Поэтому здесь мы сразу же перейдем к рассмотрению принципиальной схемы (рис. 12).

При воспроизведении ЧМ-сигналов, записанных на магнитную пленку при помощи регистраторов, на выходе магнитных головок наблюдается отдача порядка 400 *мкв* на средних частотах (1—1,5 *кгц*), когда скорость записи и воспроизведения равна 9,5 *см/сек*. Работа с большой партией магнитной пленки Тип-6 показала, что из-за локальных дефектов пленки на некоторых его участках отдача падает более чем в 10 раз. Эти участки («провалы») имеют небольшие размеры и охватывают 10—

20 периодов несущей. То, что эти «провалы» возникают именно из-за дефектов магнитной пленки, подтверждается тем, что при неоднократной записи они проявляются на одних и тех же точках пленки. Для того чтобы эти «провалы» не отразились на качестве воспроизведения сейсмических сигналов, пришлось резко увеличить чувствительность высокочастотных каскадов узла воспроизведения.

Усиление ЧМ-сигналов, снимаемых с магнитных головок, производится трехкаскадным усилителем (транзисторы T_1, T_3 и T_5), которые разделены согласующими эмиттерными повторителями T_2, T_4 и T_6. Далее сигнал поступает на формирующий каскад (транзисторы T_7 и T_8), который выполнен по схеме триггера с эмиттерной связью (триггер Шмитта). Этот каскад формирует импульсы прямоугольной формы с крутыми фронтами из сигналов, имеющих произвольную форму. Усиление усилителя таково, что триггер с эмиттерной связью срабатывает при сигналах на входе, имеющих уровень порядка 5 *мкв*. Ввиду необходимости усиления таких малых сигналов первый каскад усилителя выполнен на малошумящем транзисторе типа П28. Однако просто поднять коэффициент усиления этих усилителей еще недостаточно, чтобы вышеуказанные «провалы» не дали импульсную помеху («тычок») на сейсмограмме. Дело в том, что ЧМ-сигналы, действующие на выходе головки при нормальной отдаче пленки, подвергаются большим нелинейным искажениям в последних каскадах усилителя ввиду большого запаса усиления. Из-за этих искажений рабочие точки на динамической характеристике усилителя могут оказаться смещенными. При внезапном появлении вышеописанного «провала» из-за изменения рабочей точки транзисторов на его коллекторе возникает низкочастотная слагаемая. Напряженпе этой составляющей может вывести рабочую точку последующего каскада таким образом, что слабые ЧМ-сигналы в пределах «провала» оказываются в зоне нечувствительности этого каскада. В результате один или несколько импульсов ЧМ-сигнала будут потеряны и демодулятор в этом месте выдаст отрицательный импульс, который будет проявляться на сейсмограмме в виде «тычка». Чтобы ослабить это явление, переходные емкости и емкости на эмиттерных цепях указанных усилителей подбираются таким образом, чтобы по возможности ослабить колебания, имеющие частоты ниже 500 *гц*. Кроме того, рабочие точки последнего каскада усилителя устанавливаются так, чтобы преимущественно усилить тот экстремум, на котором срабатывает вышеуказанный триггер. Разумеется, когда ЧМ-сигнала на участках «провала» падают до нуля, вышеописанные мероприятия не могут помочь. Однако такие случаи встречаются сравнительно редко.

Импульсы, полученные на формирующем триггере, дифференцируются и подаются на вход демодулятора (транзисторы T_9 и T_{10}). Демодулятором служит одновибратор (или заторможенный мультивибратор с эмиттерной связью), который запускается коротким импульсом, полученным после дифференцирования, и вырабатывает импульсы постоянной длительности и амплитуды. Длительность импульсов на выходе демодулятора определяется времязадающей цепочкой $R_{28}C_{10}$ и равна 0,2 *мсек*. Амплитуда импульсов стабилизируется схемой питания. Демодулятор, выполненный по данной схеме, имеет то преимущество перед усилителями-ограничителями, обычно используемыми для этих целей, что позволяет принципиально избавиться от широтной модуляции при непостоянной отдаче с магнитной пленки, что, как уже отмечалось выше, имеет место. Среднее напряжение на коллекторе триода T_{10} строго пропорционально частоте входных импульсов, так как в этой точке форма отдельных импульсов и амплитуда их всегда постоянны. Поэтому демодулятор имеет линейную характеристику преобразования частоты в напряжение при изменении частоты входных колебаний от 0 до 3 *кгц*.

Высокочастотная часть схемы всех восьми каналов воспроизведения практически одинакова.

В сейсморегистрирующих каналах и канале компенсации детонации на выходе демодулятора стоит П-образный фильтр нижних частот, согласованный с выходом демодулятора и входом усилителя низкой частоты сопротивлениями R_{30} и R_{31}. П-образный фильтр имеет частоту среза порядка 100 *гц* и позволяет отфильтровать несущую. На фазовую идентичность сейсморегистрирующих каналов этот фильтр практически влияния не оказывает.

Ступенчатый переключатель позволяет производить ступенчатую регулировку усиления. При переходе с одного его положения на другое усиление меняется на 3 *дб*. Эмиттерный повторитель на транзисторе T_{13} согласует переключатель и фильтр со входом низкочастотного усилителя (транзисторы T_{14}, T_{15} и T_{16}). Последовательный резонансный фильтр, состоящий из дросселя $Др_2$ и конденсаторов C_{16}, C_{17} и C_{18}, предназначен для выделения нужного спектра из сейсмического сигнала.

Выходной каскад с общей базой (транзистор T_{17}) и согласующий эмиттерный повторитель (транзистор T_{18}) обеспечивают запись сигналов посредством соответствующих гальванометров на фотобумагу.

В канале компенсации детонации после фильтра стоит однокаскадный усилитель (транзистор T_{13}), который производит сдвиг фазы низкочастотных сигналов на 180°. С выхода эмиттерного повторителя (транзистор T_{14}) через подстроечные сопротивления $R_{37} — R_{42}$ сигналы поступают на входы соответствующих усилителей низкой частоты сейсморегистрирующих каналов. Подстроечные сопротивления имеют значения порядка 50 *ком*, чем обеспечивается достаточная развязка между каналами, так как выходное сопротивление эмиттерного повторителя (T_{14}) меньше 1 *ком*.

Остановимся на рассмотрении работы канала компенсации детонации (*КД*). Пусть неравномерности скорости движения пленки при записи и воспроизведения характеризуются коэффициентом детонации

$$\alpha(t) = \frac{\delta v(t)}{v_0}. \tag{5}$$

Тогда на выходе канала *КД* возникает помеха:

$$n_{КД}(t) = Af_0\alpha(t), \tag{6}$$

где A — некоторая постоянная; f_0 — несущая частота. Пусть под действием сейсмического сигнала $m_0(t)$ мгновенная частота одного из модуляторов равна

$$f_m = f_0 + \Delta f m_0(t), \tag{7}$$

где Δf — определяется по формуле (4). Из-за детонации лентопротяжных механизмов на выходе соответствующего демодулятора будет наблюдаться помеха:

$$n_m(t) = Af_m(t)\cdot\alpha(t) = Af_0\alpha(t) + A\Delta f\cdot m_0(t)\alpha(t). \tag{8}$$

После вычитания отсюда помехи (6) останется помеха, которая, складываясь с полезным сигналом

$$m(t) = A\Delta f m_0(t), \tag{9}$$

дает процесс

$$m_1(t) = A\Delta f m_0(t)[1+\alpha(t)]. \tag{10}$$

Если, например, максимальная детонация составляет 1%, т. е. $\alpha = 0{,}01$,

то, как видно из формулы (10), это обстоятельство будет сказываться всего лишь в 1%-ном искажении формы полезного сигнала, которое практически не может быть замечено. Причем, когда полезный сигнал равен нулю, то и помеха от детонации должна отсутствовать и динамический диапазон тракта запись — воспроизведение должен ограничиваться лишь качеством вычитания. Однако, как показали многочисленные измерения, канал *КД* ослабляет помехи всего лишь в 5—10 раз, хотя схема вычитания обеспечивает ослабление синфазных колебаний в 50—100 раз. Но, несмотря на это, канал *КД* позволил расширить динамический диапазон сквозного тракта до 50 *дб* при использовании в регистраторе весьма простого и легкого лентопротяжного механизма.

Перейдем к рассмотрению канала воспроизведения марок времени. Одновибратор канала марок времени (транзисторы T_9 и T_{10}, см. рис. 12) несколько отличается по схеме и по назначению от аналогичных каскадов в остальных каналах. Времязадающая цепочка его $R_{28}C_{10}$ обеспечивает длительность импульса на выходе одновибратора, равную 30 *мксек*. Назначение одновибратора состоит в управлении работой временно́го дискриминатора, собранного на транзисторах T_{11} и T_{12}. Временно́й дискриминатор работает следующим образом [1]. При отсутствии сигнала на его входе конденсаторы C_{11} и C_{12} заряжены до половины напряжения питания. Потенциалы на них фиксируются открытым диодом, стоящим в диагонали времязадающего моста, состоящего из сопротивлений R_{33}, R_{34} и R_{35} и конденсаторов C_{11} и C_{12}. Диод, стоящий в диагонали моста, открыт током, протекающим через сопротивления R_{32}, R_{34} и R_{33}. Как только на вход транзистора T_{11} поступает отрицательный импульс, открывающий его до насыщения, конденсаторы C_{11} и C_{12}, заряженные напряжением указанной на схеме полярности, быстро разряжаются через цепь, состоящую из последовательно включенных сопротивления открытого до насыщения транзистора T_{11} и сопротивлений диодов $Д_4$ и $Д_5$ в проводящем направлении. Постоянная времени разряда приблизительно определяется следующим образом:

$$\tau_{разр} = \frac{C}{2}(R_{тр} + 2R_{д});$$

где C — емкость каждого из последовательно соединенных конденсаторов C_{11} и C_{12}; $R_{тр}$ — сопротивление между коллектором и эмиттером насыщенного транзистора T_{11}; $R_{д}$ — сопротивление диодов $Д_4$ и $Д_5$ в проводящем направлении. По окончании входного импульса транзистор T_{11} запирается. Конденсатор C_{11} начинает заряжаться через цепь, состоящую из сопротивлений R_{32} и R_{33}, от источника питания, а конденсатор C_{12} заряжается через цепь, состоящую из сопротивлений R_{32}, R_{34} и входного сопротивления транзистора T_{12}, шунтированного сопротивлением R_{35}. Причем в начальный момент потенциал анода диода $Д_4$ близок к потенциалу шины питания, так как $R_{32} \ll R_{33}$, а потенциал его катода близок к нулю по причине того, что $R_{34} \gg R_{35}$. Следовательно, диод $Д_4$ заперт. Конденсаторы C_{11} и C_{12} заряжаются до тех пор, пока потенциалы анода и катода не выравняются и диод не откроется. На этом заряд прекращается. Продолжительность заряда конденсаторов в первом приближении определяется временем [1]: $T = RC\ln 2$, где $R = R_{33} = R_{34}$, а $C = C_{11} = C_{12}$. Следует заметить, что это время не зависит ни от каких параметров, кроме сопротивлений и емкостей времязадающего моста и, следовательно, отличается высокой стабильностью. Параметры схемы выбираются так, чтобы в течение времени заряда транзистор T_{12} был открыт до насыщения током заряда конденсатора C_{12}. Таким образом, если на вход дискриминатора подавать импульсы, период следования которых больше времени T выдержки моста, то на его выходе будут выдаваться импульсы длительностью T. Если же период следования

входных импульсов равен или меньше T, то потенциалы анода и катода диода $Д_4$ не будут успевать выравниваться, конденсаторы моста будут разряжаться короткими входными импульсами и по окончании их заряжаться снова, тем самым удерживая транзистор T_{12} практически все время в насыщении.

В данном случае значение T выбрано равным 500 *мксек*, что несколько больше, чем период следования импульсов с частотой 2,5 *кгц*. В результате получается, что когда на вход дискриминатора поступают импульсы с частотой следования 2,5 *кгц*, триод T_{12} остается насыщенным, если же частота следования входных импульсов 1 *кгц*, то на коллекторе транзистора T_{12} выдаются импульсы длительностью 500 *мксек*. Гальванометры $Г_1$ и $Г_8$ интегрируют этот сигнал, и на сейсмограмме импульсные посылки, следующие с частотой 50 *гц* и заполнением 2,5 *кгц*, записываются с амплитудой вдвое большей, чем при заполнении частотой 1 *кгц*.

В качестве шлейфового осциллографа для получения сейсмограмм в узле воспроизведения использовался осциллограф типа Н-700.

Развязка и стабилизация цепей питания всех устройств осуществляется с помощью кремниевых стабилитронов (см. схему рис. 12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вышеописанная аппаратура испытывалась в полевых условиях летом 1965 и 1966 гг. совместно с разработкой метода возбуждения сейсмических волн путем бомбометания для картирования фундамента. Результаты этих испытаний описаны в [9]. В зимних условиях регистраторы не могут быть использованы из-за того, что в настоящее время промышленность не выпускает магнитных пленок, которые можно эксплуатировать при отрицательных температурах. Кроме того, резиновые пасики, использованные в лентопротяжном механизме регистратора, при отрицательных температурах затвердевают. Последняя причина может быть при необходимости устранена путем применения пасиков из других материалов. Тогда, если будут использоваться морозостойкие магнитные пленки, других препятствий для зимних работ пока не предвидится.

Кроме работ по исследованию фундамента, аппаратура «Тайга» в небольшом объеме испытывалась также для регистрации низкочастотных сигналов при ГСЗ и среднечастотных (30—50 *гц*) колебаний при работах по МОВ. При этих испытаниях были подтверждены данные лабораторных измерений о независимости динамического диапазона сквозного сейсмического тракта аппаратуры от полосы используемых частот в пределах 2—100 *гц*. Поэтому при решении большого круга сейсморазведочных задач регистраторы аппаратуры «Тайга» могут быть неизменными, меняются только фильтры узла воспроизведения. При работах по МОВ на близких расстояниях, возможно, возникнет необходимость ввести в усилители записи схему АРУ и производить маркировку сейсмограмм частотой не 50 *гц*, а 100 *гц*. В последующих моделях регистраторов в усилителях записи радиолампы, по-видимому, будут заменены транзисторами, однако при этом нельзя рассчитывать на значительное уменьшение веса регистратора, так как используемые в настоящее время радиолампы достаточно экономичны и вес питающих батарей невелик.

При получении массового материала в работах, например, по МОВ методом пространственных зондирований, возможно, возникнет необходимость создания обрабатывающей установки или согласующего устройства для введения полевых материалов в одну из машин по автоматическому построению геологических разрезов.

Работа над аппаратурным комплексом «Тайга» выполнялась при

активной поддержке Э. Э. Фотиади, Н. Н. Пузырева, В. С. Суркова и заинтересованности работников Новосибирского геофизического треста (главный инженер А. И. Павленков). Такая общая благожелательная атмосфера позволила авторам выполнить вышеописанные работы в сравнительно сжатые сроки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильин В. А. Телеуправление рассредоточенными объектами.
2. Мирский Г. Я. Измерение временных интервалов. Изд-во «Энергия», 1964.
3. Полупроводниковые приборы и их применение. Сборник под ред. Федотова Я. А. Вып. 9, 1963.
4. Пузырев Н. Н., Крылов С. В., Потапьев С. В. Точечные сейсмические зондирования. Сб. «Методика сейсморазведки». Изд-во «Наука», 1965.
5. Семенов К. А. Радиоприемные и усилительные устройства. Изд-во «Советское радио», 1965.
6. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. Воениздат, 1951.
7. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. ГЭИ, 1963.
8. Чичинин И. С. Аппаратура для региональных сейсмических исследований в труднодоступных районах. Сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 19, 1964.
9. Чичинин И. С., Егоров Г. В., Потапьев С. В., Емельянов А. В., Бочанов А. И. Полевые испытания аппаратуры «Тайга» и метода возбуждения сейсмических волн путем бомбометания при исследовании поверхности фундамента. Наст. сборник, стр. 120.

И. С. Чичинин, Г. В. Егоров, С. В. Потапьев,
А. В. Емельянов, А. И. Бочанов

ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ АППАРАТУРЫ «ТАЙГА» И МЕТОДА ВОЗБУЖДЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ПУТЕМ БОМБОМЕТАНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ФУНДАМЕНТА ЗАПАДНО-СИБИРСКОЙ ПЛИТЫ

Описаны первые попытки разработать методику полевых работ для картирования фундамента точечными зондированиями [1] на преломленных волнах в труднодоступных малонаселенных районах Сибири с применением телеуправляемой сейсмической аппаратуры «Тайга» [3] и бомбометания. Приведены технико-эксплуатационные характеристики аппаратуры «Тайга» и освещены некоторые вопросы организации полевых наблюдений.

Общая схема проведения полевых наблюдений, которую следовало реализовать в нижеописанных экспериментах, была намечена задолго до этих работ и являлась одной из направляющих идей при проектировании комплекса аппаратуры «Тайга». Эта схема, описанная в [2], вкратце состоит в следующем.

Регистраторы аппаратуры «Тайга» расставляются по профилю или площади с интервалом 3—7 *км* при помощи вертолета. На пунктах взрыва устанавливаются знаки-мишени, причем вблизи каждой мишени на безопасном расстоянии от нее (400—500 *м*) ставится по одному регистратору. К регистраторам подключаются 6-канальные косы с сеймоприемниками, включается питание транзисторного радиоприемника и дешифратора, вмонтированных в регистратор, и вызывается бомбардировщик с необходимым количеством авиабомб. Перед сбрасыванием бомбы регистраторы включаются в работу с диспетчерского пункта по радио при помощи кодированных сигналов, которые одновременно служат марками времени и позволяют осуществлять временну́ю увязку записей на различных регистраторах. Бомбы имеют некоторое замедление взрыва, достаточное для ее максимального углубления. Момент взрыва определяется по записям того регистратора, вблизи которого была взорвана бомба. В работе [2] также указывался ряд других возможных схем организации полевых наблюдений, отличающихся от описанной способами определения момента взрыва. Однако выбранная схема является наиболее простой в смысле технического осуществления, и поэтому она была принята за основу при разработке методики полевых работ.

Целью нижеописанных работ являлась доводка в полевых условиях комплекса аппаратуры «Тайга» для реализации вышеуказанной схемы, а также апробирование этой схемы для картирования фундамента по маршруту с известным геологическим строением. При выполнении этих работ встретились некоторые аппаратурные и общие технические задачи, которые, по-видимому, представляют интерес не только для последующего внедрения аппаратуры «Тайга», но и для проектирования аналогичной телеуправляемой геофизической аппаратуры для северных районов Сибири.

В программу экспериментальных работ входило: 1) проверка дальности действия диспетчерского пункта и надежности работы системы телеуправления в условиях воздействия на нее различного рода внешних факторов; 2) определение качества и устойчивости работы сейсморегистрирующей аппаратуры в специфических таежных условиях.

При проектировании диспетчерского пункта с самого начала предполагалось использование мощного (25—100 *вт*) передатчика средневолнового диапазона. Путем непосредственного эксперимента требовалось определить дальность действия диспетчерского пункта, его месторасположение относительно приемных пунктов.

В процессе полевых работ были опробованы три варианта расположения диспетчерского пункта. В первом случае диспетчерский пункт располагался на базе сейсмопартии, где была установлена соответствующая антенна для обеспечения необходимой дальности управления регистраторами. Испытания показали, что такая организация работы диспетчерского пункта является ненадежной из-за трудности поддержания постоянной и уверенной радиосвязи между базой сейсмопартии и самолетом-бомбардировщиком. Во втором варианте диспетчерский пункт устанавливался на вертолете, корректирующем бомбометание. Однако габариты вертолета МИ-1 не позволяют оборудовать на нем хорошую антенну, и поэтому интенсивность излучаемых сигналов оказывается недостаточной для надежного включения регистраторов. В третьем варианте диспетчерский пункт устанавливался на борту бомбардировщика. Эта последняя схема оказалась на практике наиболее надежной, обеспечивающей включение регистраторов и маркировку сейсмограмм в радиусе до 200 *км*. По-видимому, уровень радиосигналов будет достаточным для надежной работы регистраторов и на бо́льших расстояниях; однако в этом не было необходимости и соответствующие испытания не проводились.

Полевые испытания показали, что работоспособность регистраторов зависит главным образом от надежности телевключения, что определяется качеством радиоприемника и помехоустойчивостью и стабильностью работы схемы дешифратора. Эти два узла должны обеспечить выполнение следующих условий. Во-первых, регистратор, поставленный на профиле в ждущем режиме, не должен включаться в работу преждевременно под действием посторонних внешних факторов (грозовые разряды, работа других радиостанций на близких частотах, перепады температур, изменение влажности, воздействие длительных дождей и т. д.); во-вторых, он должен включаться в любой момент при наличии в эфире весьма слабых кодированных сигналов, и при этом должна обеспечиваться удовлетворительная маркировка сейсмограмм.

Испытание надежности системы телевключения регистраторов обычно проводилось по следующей методике. На достаточном удалении от промышленных помех все регистраторы устанавливаются на одном месте (5—10 *м* друг от друга) в ждущем режиме. Возможность дистанционного включения регистраторов при этом проверяется передачей кодированных радиосигналов с различных расстояний. В ждущем режиме регистраторы должны находиться достаточно долгое время (несколько суток), чтобы определить возможность ложных срабатываний регистраторов. Сам факт ложных срабатываний можно легко обнаружить впоследствии по расходу магнитной пленки; сложнее определить их причины. Для этой цели оказалось удобным снабдить регистраторы системой сигнализации. Как только один из регистраторов включался, сразу же можно было произвести необходимые измерения. После обнаружения причины включения вводились коррективы в соответствующие схемы. Затем эксперименты с дистанционным включением регистраторов повторялись, чтобы выяснить, не повлияли ли указанные коррективы в сторону ухудшения чувствительности системы телевключения.

Ложные включения регистраторов, обусловленные сильными грозовыми радиопомехами, были устранены амплитудным ограничением сигналов на выходе радиоприемника и увеличением до 15—20 *сек* времени интегрирования этих сигналов на входе исполнительного устрой-

ства дешифратора. (Ранее это время интегрирования было выбрано по результатам лабораторных испытаний равным 0,5—0,7 *сек.*) При этом, однако, несколько повысились требования к температурной стабильности цепей постоянного тока интегратора. Отказы, а также ложные срабатывания регистраторов от изменения влажности окружающей среды (например, при нахождении регистратора на профиле при длительном выпадении осадков), были ликвидированы в основном устранением из схемы дешифратора высокоомных цепей, влияющих на режим его работы. Помехи от радиостанции, работающих на близких и кратных частотах, ослаблялись целенаправленно выбором типа радиоприемника.

В системе телеуправления аппаратуры «Тайга» к радиоприемнику предъявляются специфические требования, связанные с тем, что радиоприемник в данном случае работает без наблюдателя, который бы мог осуществлять, как в обычных условиях, поднастройку частоты, антенны, уровня сигнала и т. д. Этот радиоприемник должен быть экономичным и, по сравнению с широковещательными, должен иметь фиксированную частоту настройки, более узкую полосу, высокую чувствительность, причем форма выходного сигнала должна сохраняться или меняться несущественно при значительных изменениях уровня электромагнитного поля в эфире. Из различных выпускаемых промышленностью транзисторных радиоприемников наилучшими в смысле удовлетворения вышеуказанных требований оказался транзисторный радиоприемник от радиостанции Недра-П. Данный радиоприемник и был установлен впоследствии во всех регистраторах.

Следует заметить, что при организации испытаний по определению надежности системы телевключения трудно выбрать или определить время, в течение которого был бы выяснен характер влияния на качество работы аппаратуры всех внешних факторов при различном их сочетании. Лишь по мере накопления опыта работ было выявлено и устранено, как нам кажется, большинство слабых мест в системе телеуправления.

Полевые испытания показали весьма устойчивую работу схем, относящихся к сейморегистрирующему тракту регистратора. Доводочные работы здесь касались лишь создания бо́льших удобств для эксплуатации регистраторов. Так, например, из-за отсутствия опыта применения ламп прямого накала в сейсмических станциях, в регистраторах на первом каскаде усилителя записи сначала использовалась лампа косвенного накала (6С 35А). Однако значительный вес и громоздкость накальных батарей создавали ряд неудобств, и поэтому впоследствии на этом каскаде перешли к использованию таких же ламп прямого накала, как в последующих каскадах (1 Ж24Б). При этом ламповые шумы усилителя составляют 0,2—0,3 *мкв*, что вполне удовлетворяет необходимым требованиям; каких-либо неприятностей, связанных с применением таких ламп, замечено не было. Следует отметить, что несмотря на то, что вес регистратора был снижен до 18 *кг* (с полным комплектом питания), такой вес нельзя считать удовлетворительным, особенно при работах в сильно заболоченной местности и в тайге. Дополнительным затруднением при работах на болотистых почвах является искажение записей за счет влияния локальных неоднородностей и плохого контакта сейсмографов с грунтом. В дальнейшем необходимо, по-видимому, использовать метод погружения сейсмографов в глубь болота (В. К. Монастырев).

Так как аппаратура «Тайга» является телеуправляемой, т. е. отсутствуют операторы, подбирающие усиление сейсморегистрирующего тракта в соответствии с уровнем микросейсм и ожидаемой интенсивностью взрыва, то для ее применения необходимо заранее иметь сведения о ти-

пичном уровне микросейсм в районе работ. Как показали наши исследования, при легком ветре уровень микросейсм в лесу на выходе одиночных сейсмоприемников типа СПЭН составляет 1—2 *мкв*, при установке сейсмоприемников на поверхности болот уровень микросейсм составляет 5—10 *мкв*. Поэтому максимальный неискаженный входной сигнал устанавливался на уровне 120—150 *мкв*, так как динамический диапазон сквозного тракта аппаратуры «Тайга» составляет не менее 40 *дб*.

Когда настроенный таким образом регистратор стоит около пункта взрыва, при ударе авиабомбы о поверхность почвы сейсмоприемники развивают значительные колебания, которые маскируют момент взрыва бомбы, если в бомбе используется замедление порядка 0,2—0,7 *сек*. Поэтому при таких замедлениях около пункта взрыва устанавливались загрубленные регистраторы (максимальный неискаженный сигнал равен 15 *мв*). Однако в этом случае данный регистратор не может уже служить в качестве приемного, когда бомба сбрасывается на следующую цель. Чтобы устранить это неудобство, впоследствии перешли на использование авиабомб с замедлением около 11 *сек*, а около пункта взрыва устанавливали чувствительный регистратор. В этом случае из-за наличия 1—2% связи между каналами первые вступления оказываются четкими только на том канале, сейсмопрнемник которого стоит ближе других к месту падения бомбы. Поэтому момент взрыва определялся фактически по одному каналу, по известному расстоянию от сейсмоприемников до воронки и с использованием известной из опыта зависимости $t(x)$ для расстояний, меньших 500 *м*.

Вышеописанные доводочные работы выполнялись в полигонных условиях в конце лета и осенью 1965 г. (вблизи г. Енисейска) и в июле — августе 1966 г. (вблизи г. Колпашево). Апробирование схемы полевых работ, описанной в начале, с целью получения геологического разреза поверхности фундамента было выполнено в августе и сентябре 1966 г. по маршруту Колпашево — Белый Яр. Ранее вдоль указанного маршрута проводились специальные сейсмические исследования. Складчатый фундамент на этом участке залегает на глубине порядка 3—4 *км*. Выбор участка для описываемых работ определялся наличием данных о его глубинном строении, с которыми можно было бы сравнить полученные результаты, а также типичностью данного района для центральной части Западно-Сибирской низменности как по характеру местности, так и по глубинному строению.

В реальном исполнении вышеупомянутая схема выглядела таким образом. Сначала производился облет местности на вертолете МИ-1 с целью выбора мест с естественными посадочными площадками для расстановок регистраторов аппаратуры «Тайга» и мишеней. Методикой наблюдений предусматривалась регистрация преломленной волны от поверхности фундамента, которая в районе работ прослеживается в первых вступлениях на расстояниях 10—20 *км* от пункта воздействия. Пункты взрыва располагались через 10—15 *км* вдоль профиля на открытых болотах, пункты приема устанавливались через 5—7 *км*. На выбранных для установки регистраторов местах растягивается белое полотнище — ориентир размером 2×20 *м*^{2}, а на пунктах взрыва (на мишенях) устанавливается крест из четырех полотнищ (2×20 *м*^{2} каждое).

Одновременно с выбором мест производилось оповещение населения близлежащих (15—40 *км*) поселков через органы местной власти и сбрасыванием вымпелов об опасных зонах. По намеченным ориентирам далее производилась расстановка сейсморегистрирующей аппаратуры. Ввиду того, что возвышенные места («гривы») являются обычно залесенными, посадочными площадками для вертолетов служили открытые болота. При высадке людей и оборудования вертолет лишь слегка касается поверхности болота, поддерживая себя работающим несущим

винтом. Для подготовки одной расстановки из 6 сейсмографов требуется обычно 0,4—1 *час*. Длина одной расстановки равнялась 500 *м* (шаг между сейсмографами 100 *м*). Регистратор помещался в середине установки и к нему подключалась 12-метровая наклонная антенна, поднятая на высоту около 3 *м*. Для повышения надежности срабатывания системы телеуправления регистраторы старались включать в ждущий режим в день бомбометания, однако в некоторых случаях они оставались в ждущем режиме несколько суток.

После полной подготовки профиля, на котором располагалось от двух до шести пунктов взрыва и шесть — восемь пунктов приема, вызывался бомбардировщик. Работой экипажа бомбардировщика руководил представитель авиации, который находился на вертолете вблизи мишеней и поддерживал постоянную связь с экипажем самолета по радиоканалу УКВ. Перед бомбометанием по очередной цели вертолет делал облет мишени, чтобы окончательно удостовериться в отсутствии людей, после чего на ней (в центре креста) зажигалась дымовая шашка и вертолет отлетал на безопасное расстояние и производил наведение бомбардировщика на цель. Авиабомбы сбрасывались с высоты 1—3 *км*. Разброс авиабомб от точек прицеливания (центр креста) в среднем достигал 40—50 *м*. Бомбометание производилось при высоте облачности не менее 1000 *м* и видимости свыше 10 *км*. Четыре цели обрабатывались за 1,5—2 *часа*. Характер воронок рыхления подтвердил выводы о глубинах проникновения бомб в грунты, приведенные в [2].

Полученные магнитограммы воспроизводились на полевой базе. Ввиду широкополосности усилителей записи регистратора, спектральный состав регистрируемых колебаний определяется в основном фильтрами узла воспроизведения. В описываемых экспериментах использовался полосовой (резонансный) фильтр с максимумом частотной характеристики на 17 *гц*.

Топографическая привязка пунктов наблюдения осуществлялась по по карте крупного масштаба. На местности замерялись лишь направление сейсмической косы, расстояние от воронки до ближайшего сейсмоприемника и азимут этой воронки относительно установки. Расстояния между пунктами геофизических наблюдений и углы отклонения установки от направления взрыв — прием, необходимые для обработки полученных данных, вычислялись по карте. Весь цикл наблюдений с 8—12 регистраторами (выбор мест, осмотр и подготовка аппаратуры, расстановка напольных пунктов, осуществление бомбометания, сбор аппаратуры и воспроизведение магнитограмм) можно было выполнить за 4—6 дней при наличии одного вертолета МИ-1 и расстояниях до 100 *км* от места базирования вертолета *.

На опытном профиле было зарегистрировано 46 взрывов авиабомб с зарядом тротила в каждой весом 100 или 200 *кг* и получены интерпретируемые записи на 31 зондировании. В качестве примера на рис. 1 приведены две сейсмограммы. Одна из них зарегистрирована загрубленным регистратором вблизи мишени и служит для определения момента взрыва, другая зафиксирована от той же бомбы на расстоянии 16 *км*. По этим сейсмограммам, кроме характера записей, можно видеть возможность временной увязки записей путем совмещения грубой и мелкой шкалы марок времени, записанных на обеих сейсмограммах. На основании полученных материалов построен разрез поверхности фундамента длиной 80 *км*, приведенный на рис. 2. Как видно из этого рисунка, имеет место удовлетворительное совпадение разрезов, полученных ранее и в процессе описываемых работ. Некоторое отличие раз-

---

* Полевые работы выполнялись отрядом из 10 человек (авторы и лаборанты Н. Супруненко, Б. Косов, В. Ткач, В. Породкин, Г. Фотин).

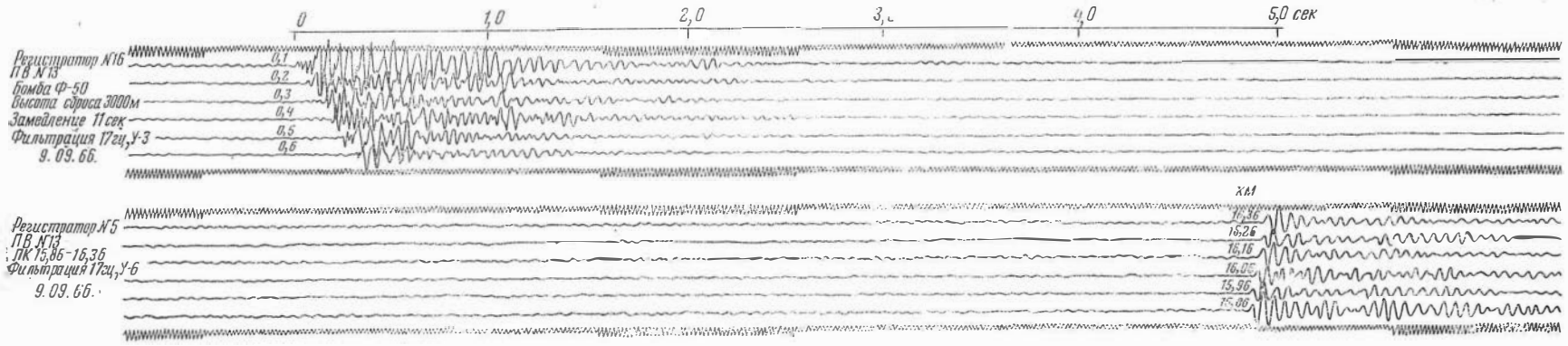


Рис. 1. Сейсмограммы, полученные у пункта взрыва и на удалении 16 км

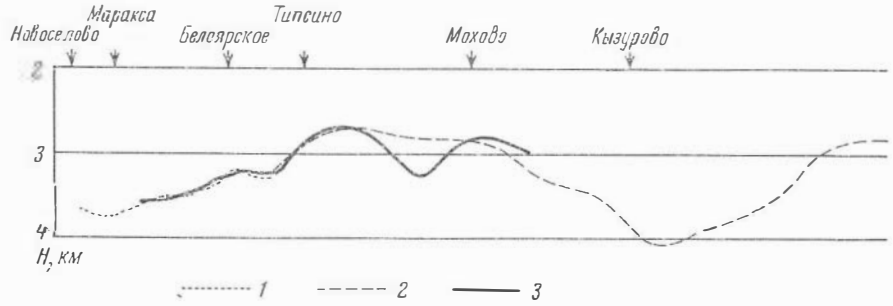


Рис. 2. Разрез поверхности фундамента в нижнем течении р. Кеть

1 — положение поверхности складчатого фундамента, выявленное методикой непрерывного профилирования; *2* — то же, методикой точечных зондирований вдоль р. Кеть; *3* — результаты настоящих работ

резов между пунктами «Типсино» и «Молово» можно объяснить несовпадением трасс сравниваемых профилей на этом участке.

Выполненные исследования позволяют высказать некоторые соображения о перспективах и организационной структуре полевых работ по региональному картированию фундамента в труднодоступных малонаселенных районах Сибири.

Методика полевых работ с совместным применением аппаратуры «Тайга» и бомбометания доведена до такого уровня, когда можно ставить вопрос об опытно-производственных работах в вышеуказанных районах в летних условиях. В случаях, когда имеется возможность организации наземного пункта взрыва, аппаратура «Тайга» может применяться и без бомбометания. При этом замедление производства взрывных работ будет в некоторых случаях компенсироваться меньшей зависимостью сейсмических исследований от погодных условий, так как для полетов вертолетов требуются менее жесткие метеоусловия.

Существенным преимуществом аппаратуры «Тайга» и метода возбуждения сейсмических волн путем бомбометания, кроме повышения производительности полевых работ, является то, что они позволяют значительно сократить количественный состав партии. Ввиду того, что полевая аппаратура работает без присутствия людей, успех полевых работ полностью зависит от тщательности подготовки аппаратуры в условиях базы сейсмопартии.

Методика полевых работ при картировании фундамента в труднодоступных районах должна в дальнейшем совершенствоваться, как представляется авторам, в следующем направлении.

В настоящее время мы не можем в полной мере использовать мобильность воздушного пункта взрыва из-за необходимости сбрасывать заряды обязательно около одного из регистраторов для обеспечения отметки момента взрыва. Следует сосредоточить усилия на разработке других методов определения момента взрыва, чтобы можно было сбрасывать бомбы на любое подходящее место вокруг расстановки регистраторов. Требуется существенно усовершенствовать способы топопривязки пунктов наблюдения и взрывов, поскольку места с четкими ориентирами встречаются относительно редко и не всегда возможно осуществить точную привязку по карте. Необходимо разработать систему радиотопопривязки так, чтобы точные координаты пунктов наблюдения и взрывов определять непосредственно с воздуха, с борта вертолета и самолета.

Результаты выполненных работ позволяют сделать следующие выводы:

1) полигонными работами в условиях, очень близких к производственным, эксплуатационные характеристики аппаратурного комплекса «Тайга» доведены до уровня, приемлемого для постановки региональных исследований в труднодоступных и малонаселенных районах;

2) в первом приближении разработана методика полевых работ для регионального картирования фундамента по методу точечных зондирований на преломленных волнах с использованием аппаратуры «Тайга» и метода возбуждения сейсмических волн путем бомбометания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пузырев Н. Н., Крылов С. В., Потапьев С. В. Точечные сейсмические зондирования. Сб. «Методика сейсморазведки». Изд-во «Наука», 1965.
2. Потапьев С. В., Чичинин И. С. Метод возбуждения сейсмических волн путем бомбометания при региональных исследованиях в труднодоступных районах Сибири. Геология и геофизика, № 9, 1965.
3. Чичинин И. С., Егоров Г. В., Емельянов А. В., Бочанов А. И. Переносная телеуправляемая сейсмическая аппаратура «Тайга». Наст. сборник, стр. 95.

Е. М. Авгрко, В. М. Куликов

ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ДАТЧИКИ ДЛЯ СЕЙСМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Предлагается новая система ультразвукового поляризационного датчика, отличающегося от старых систем значительно повышенной чувствительностью. Дается теоретическое обоснование расчетов основных параметров новых систем датчиков, приводится экспериментальный материал, в основном подтверждающий правильность теоретических расчетов.

В сейсмическом моделировании в настоящее время наблюдается тенденция к изучению динамических особенностей сейсмических волн на основе использования поляризационных признаков этих волн. Такие признаки дают возможность выделять полезные волны на фоне волн-помех, если векторы смещения этих волн различаются по своей поляризации, например, волну поперечную на фоне волн-помех продольной и релеевской и т. д. Для практического использования поляризационных свойств различных волн в сейсмомоделировании в настоящее время изготовлены ультразвуковые датчики, позволяющие возбуждать и регистрировать волны необходимой поляризации [1, 2]. Однако описанные датчики обладают малой чувствительностью.

В настоящей заметке сообщается о результатах работ по увеличению чувствительности таких датчиков без снижения их качества.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ К УВЕЛИЧЕНИЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ДАТЧИКОВ

Направление, по которому ожидалось получить положительные результаты при решении поставленной задачи, состояло в использовании суммирования интенсивностей нескольких идентичных датчиков.

Покажем, что использование такого эффекта при выполнении некоторых условий повышает чувствительность датчиков [1] без снижения их качества при возбуждении и регистрации волн нужной поляризации.

Составим группу из N одиночных датчиков, расположенных на расстоянии l друг от друга, так, чтобы их оси максимальной чувствительности совпадали как по направлению, так и по знаку, и подсчитаем для такого составного датчика диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной большой грани биморфа. Электрические входы пьезоэлементов соединим параллельно; образовавшийся таким образом общий вход будет электрической стороной составного вибратора.

Как показано в [1], одиночный биморфный излучатель обладает следующей диаграммой направленности $I(\alpha)$ в рассматриваемой плоскости:

$$I(\alpha) = I_0 \cos \alpha, \tag{1}$$

где α — полярный угол, отсчитываемый от оси, перпендикулярной грани биморфа и лежащей в рассматриваемой плоскости; I_0 — интенсивность волны при $\alpha = 0$.

Введем прямоугольную систему координат, связанную с составным излучателем следующим образом (рис. 1). Начало координат поместим в средине базы составного излучателя. Ось Oy совместим с положительным направлением оси максимальной чувствительности одиночных дат-

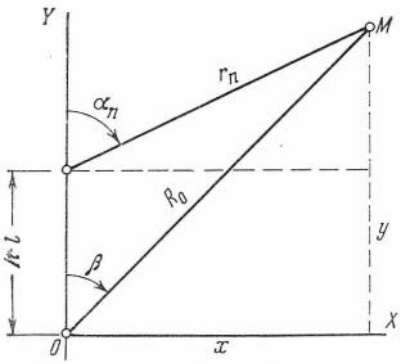


Рис. 1. К подсчету диаграммы направленности составного датчика

чиков. Кроме прямоугольной системы координат, введем местную (α_n, r_n) и общую (β, R_0) полярные системы координат. Первую свяжем с одиночным датчиком так, чтобы к нему была применима формула (1). Вторую систему, общую для составного излучателя, выберем так, чтобы ее начало совпадало с началом прямоугольной системы координат, а полярный угол отсчитывался от оси Oy в том же направлении, в каком отсчитывается угол α_n местной системы.

Связь между введенными системами, как следует из рис. 1, следующая:

$$x = R_0 \sin\beta = r_n \sin\alpha_n; \tag{2}$$

$$y = R_0 \cos\beta = nl + \cos\alpha_n \sqrt{R_0^2 + (nl)^2 - 2R_0(nl)\cos\beta}. \tag{3}$$

Из равенства (3) следует, что

$$\cos\alpha = \frac{\cos\beta - (nl/R_0)}{\sqrt{1 + \left(\frac{nl}{R_0}\right)^2 - 2\frac{nl}{R_0}\cos\beta}}. \tag{4}$$

Используя равенства (1) и (4), получим, что искомая диаграмма направленности составного излучателя будет следующей:

$$I_\Sigma(\beta) = I_0\left[\cos\beta + \sum_{n=1}^{\frac{N-1}{2}} \frac{\cos\beta - (nl/R_0)}{\sqrt{1 + \left(\frac{nl}{R_0}\right)^2 - 2\frac{nl}{R_0}\cos\beta}} + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\frac{N-1}{2}} \frac{\cos\beta + \frac{nl}{R_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{nl}{R_0}\right)^2 - 2\frac{nl}{R_0}\cos\beta}}\right], \tag{5}$$

если число N нечетное и

$$I_\Sigma(\beta) = I_0\left[\sum_{n=1}^{N/2} \frac{\cos\beta - \left(\frac{nl+1/2}{R_0}\right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{nl+1/2}{R_0}\right)^2 - 2\frac{nl+1/2}{R_0}\cos\beta}} + \right.$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{N/2} \frac{\cos\beta + \left(\frac{nl+1/2}{R_0}\right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{nl+1/2}{R_0}\right)^2 - 2\frac{nl+1/2}{R_0}\cos\beta}}\right], \tag{6}$$

если число N — четное.

Из равенств (5) и (6) следует, что: 1) при $\beta=0$ или $\beta=\pi$ чувствительность составного излучателя в N раз больше, чем для одиночного; 2) при $\beta=\pi/2$ или $\beta=3/2\pi$ чувствительность составного вибратора равна нулю. Таким образом, составной вибратор должен обладать поляризационными свойствами.

Прежде чем проводить дальнейшее исследование формул (5) и (6), следует предварительно учесть разницу в геометрическом расхождении и поглощении волн от одиночных излучателей. Очевидно, что указанные различия будут тем меньше, чем меньше база составного излучателя по сравнению с расстоянием от центра излучателя до рассматриваемой точки, т. е.

$$\frac{Nl}{R_0} \ll 1. \tag{7}$$

Кроме того, при выводе формул (5) и (6) не было учтено, что волны от отдельных излучателей прндут не в фазе друг относительно друга. Очевидно, что наибольшая расфазировка этих волн произойдет для $\beta=0$ или $\beta=\pi$. Если стремиться к увеличению чувствительности составного излучателя, то необходимо, чтобы время запаздывания волн от крайних излучателей не превосходило бы, например, десятой доли преобладающего периода T одиночного излучателя, т. е.

$$\frac{Nl}{v} \leqslant 0{,}1\,T, \tag{8}$$

где v — скорость распространения поперечных колебаний в среде.

Возвращаясь теперь к исследованию формул (5) и (6), можно утверждать, что они тем точнее, чем сильнее неравенства (7) и (8). Если использовать неравенство (7), то формулы (5) и (6) переходят в следующую:

$$I_{\Sigma}(\beta) = I_0 N \cos\beta. \tag{9}$$

Таким образом, при условии (7) малости базы и условии (8) малости расфазировки диаграмма направленности (9) составного вибратора не меняет своего вида, а чувствительность составного излучателя в N раз больше чувствительности одиночного излучателя.

Иными словами, это означает, что составной излучатель в N раз чувствнтельнее одиночного, а возможности изучения поляризационных свойств различных волн у этих излучателей одинаковы.

Что касается составного прнемника, изготовленного из одиночных биморфных приемников, то, очевидно, выводы относительно составного пзлучателя останутся в силе и для него, если суммирование сигналов от одиночных излучателей производить без потерь. Для этого необходим сумматор с высокоомным входом. В качестве такового нами был выбран сумматор на электронных лампах, о котором несколько подробнее будет сказано ниже.

КОНСТРУКЦИЯ СОСТАВНЫХ ДАТЧИКОВ И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРОБОВАНИЕ

Конструктивно составной датчик оформлен в виде склеенных между собой отдельных биморфных пьезоэлементов типа АС-1, использованных нами в работе [1]. Склейка * производилась по части большой грани этого элемента с прокладкой из кинопленки без эмульсии между соседними пьезоэлементами. Оставшаяся часть каждого элемента коле-

* Применяется клей БФ-2.

балась свободно. Размеры оставшейся части выбирались из соображений выбора необходимой основной (резонансной) частоты данного датчика.

Составной датчик крепился к координатной системе склеенной частью. В случае использования составного датчика в качестве излучателя электрические выводы отдельных пьезоэлементов соединялись параллельно и на них подавалось электрическое напряжение необходимой формы и амплитуды. Если же составной датчик использовался в качестве приемника, то электрические выводы каждого пьезоэлемента соединялись с соответствующим входом электронного сумматора. Последний представлял собой ряд усилителей на сопротивлениях с общим

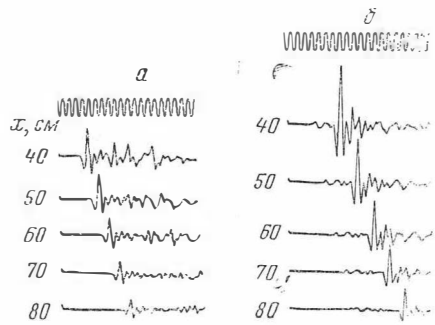


Рис. 2. К иллюстрации поляризационных свойств составных датчиков

а, б — схемы, соответственно, (*X*—*X*) и (*Y*—*Y*) для составных (4×4) датчиков; марки времени—20 *мксек*; цифры слева от осциллограмм соответствуют расстоянию в *см* от излучателя до приемника

анодным сопротивлением, на котором производилось суммирование сигналов от отдельных пьезоэлементов. Число таких усилителей совпадало с числом пьезоэлементов, использованных в данном составном приемнике. Входами сумматора были входы усилителей, а выходом — общее анодное сопротивление. Акустический контакт составного датчика с моделью осуществлялся установкой датчика «на угол» [1].

Для иллюстрации поляризационных свойств датчиков по одному направлению на модели из листа плексигласа была применена ($X - X$)-схема для составных излучателя и приемника, каждый из которых состоял из четырех пьезоэлементов-биморфов (рис. 2, *а*). Такой же эксперимент был проведен для ($Y - Y$)-схемы наблюдений (рис. 2, *б*). Из эксперимента следует, что продольные и поперечные волны выделяются, и, следовательно, поляризационные свойства составных датчиков не хуже свойств биморфных (отдельных) датчиков. При этом интенсивность колебаний для составных датчиков значительно больше интенсивности колебаний одиночных биморфов: в частности, в экспериментах с составными датчиками пришлось на порядок уменьшить коэффициент усиления приемного усилителя по сравнению с таким же экспериментом при применении одиночных датчиков.

Для иллюстрации поляризационных свойств составных датчиков по всем направлениям была экспериментально определена диаграмма направленности (рис. 3). Сплошной линией изображена диаграмма направленности, рассчитанная по формуле (9), точки — экспериментальная диаграмма. Из сопоставления вытекает, что совпадение теоретической и экспериментальной диаграмм можно считать удовлетворительным, и, следовательно, по своим поляризационным свойствам составной датчик не хуже одиночного биморфного элемента.

Таким образом, чувствительность составного датчика увеличена по сравнению с биморфными датчиками, применяемыми в настоящее время в сейсмомоделировании, во столько раз, сколько отдельных пьезоэлементов вошло в составной датчик. При этом поляризационные свойства составного датчика не хуже, чем для одиночного.

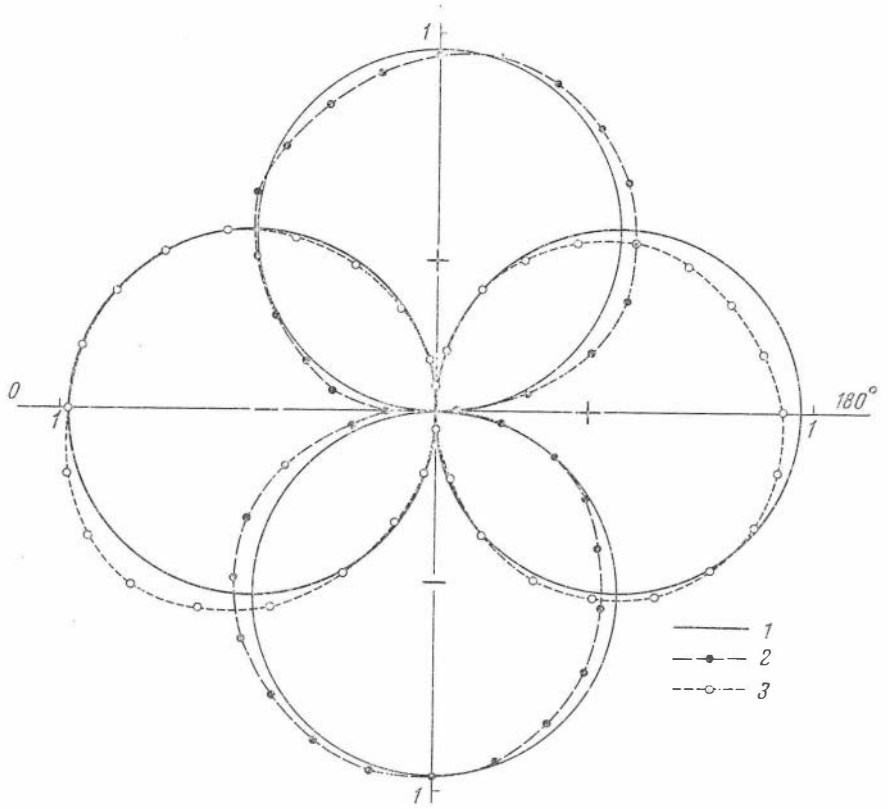


Рис. 3. Диаграмма направленности составного датчика

1 — теоретически рассчитанная; *2* — экспериментально полученная для продольных волн; *3* — то же, для поперечных волн

В таблице приведены результаты эксперимента по проверке увеличения чувствительности системы излучатель — модель — приемник с увеличением числа пьезоэлементов составных датчиков.

Число одиночных датчиков, входящих в систему, из них:		Общая чувствительность датчиков в относительных единицах	Число одиночных датчиков, входящих в систему, из них:		Общая чувствительность датчиков в относительных единицах
излучателей	приемников		излучателей	приемников	
1	1	1,0	1	1	1,0
1	2	1,9	2	1	2,0
1	3	3,2	3	1	2,9
1	4	4,0	4	1	4,1

Как следует из этой таблицы, для различного количества пьезоэлементов в составных датчиках чувствительность последних увеличивается приблизительно пропорционально числу отдельных пьезоэлементов, что согласуется с формулой (9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверко Е. М., Голосов В. М., Куликов В. М. К методике моделирования поперечных волн. Сб. Поперечные и обменные волны в сейсморазведке. Изд. «Недра», 1967.
2. Боканенко Л. И. Ультразвуковой датчик с биморфным пьезоэлементом. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 1, 1966.

Л. Г. Данциг, А. А. Дергачев, В. В. Жадин, В. А. Сенюков

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ОБМЕННЫХ ВОЛН НА ЗАПИСЯХ УДАЛЕННЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Приведены данные статистической обработки кинематических и динамических параметров более четырехсот записей начальной части удаленных землетрясений с целью определения возможностей выделения на них обменных волн типа *PS*, образованных на границах раздела в верхней мантии и земной коре. Рассмотрено поведение времени запаздывания относительно продольной волны, амплитуд, кажущихся периодов и поляризации горизонтальных колебаний, следующих за вступлением продольной волны. Полученные результаты приводят к заключению, что эти колебания некогерентны и их нельзя отождествить с обменными волнами типа *PS*. При этом отмечается, что выделение среди них обменных волн чрезвычайно затруднено вследствие относительно небольшой амплитуды последних.

ВВЕДЕНИЕ

Возможность использования обменных волн *PS*, выделенных на записях землятрясений, для изучения границ раздела в земной коре и верхней мантии весьма заманчива ввиду сравнительной дешевизны наблюдений и практически неограниченной их глубинности. Работы в этом направлении начали проводиться в широком масштабе впервые в СССР на территории Средней Азии и Северного Кавказа [2—5, 7].

Результаты этих исследований, однако, подвергаются непрерывной критике, главным образом вследствие того, что используемые в них приемы выделения обменных волн представляются недостаточно обоснованными. Кроме того, построения границ земной коры по обменным волнам часто дают результаты, существенно отличающиеся от тех, которые получаются по данным глубинного сейсмического зондирования. В первую очередь это относится к данным о глубинах залегания, форме и резкости границы Мохоровичича, которая по наблюдениям обменных волн ведет себя весьма неустойчивым образом [4], что не подтверждается по наблюдениям головных волн.

Сомнения в правильности результатов, получаемых при использовании обменных волн, усугубляются еще тем, что среди опубликованных работ, посвященных этому вопросу, нет исследований устойчивости времени запаздывания волны *PS* относительно образующей ее продольной волны, являющегося параметром, по которому определяется глубина залегания границы. Нет также сколько-нибудь полных экспериментальных исследований динамических особенностей обменных волн. Во всех известных нам публикациях по обменным волнам интерпретация данных наблюдений производится без сколько-нибудь строгой оценки погрешности метода.

В настоящей работе сделана попытка выяснить устойчивость и повторяемость условий регистрации обменных волн по материалам длительных наблюдений в фиксированных точках, а также сопоставить наблюдаемые кинематические и динамические характеристики обменных волн с вычисленными их значениями. Авторы статьи исходили из предположения, что в выбранных ими условиях наблюдений (сейсмографы поставлены на выходах изверженных скальных пород) доминирующими среди других обменных волн *PS* будут волны от границы Мохорови-

чича. При этом, однако, допускалось, что отдельные волны могут быть затушеваны помехами, о природе которых трудно заранее сказать что-нибудь определенное.

Были обработаны материалы двухлетних наблюдений пяти сейсмических станций, расположенных в Алтае-Саянской области. Глубины залегания границы Мохоровичича в этом районе, определенные по наблюдениям головных волн от промышленных взрывов и местных землетрясений [8], показаны на рис. 1.

На станциях установлены сейсмографы Кирноса (СКМ-3), обеспечивающие трехкомпонентную запись смещений с увеличением около $5 \cdot 10^4$ в диапазоне частот 0,5—20 *гц*.

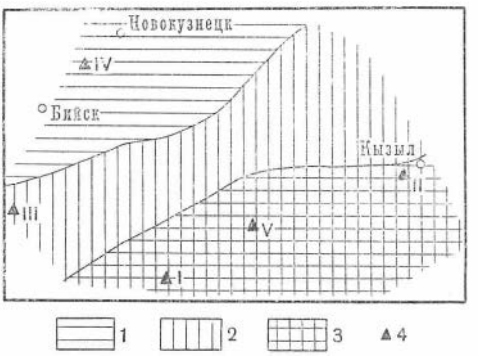


Рис. 1. Схема глубин раздела Мохоровичича и расположения сейсмических станций

1 — h=38÷43 *км*; *2* — h=43÷48 *км*; *3* — h=48÷53 *км*; *4* — сейсмические станции

Для обработки выбирались записи начальной части землетрясений с эпицентральными расстояниями, заключенными в пределах от 22° до 100°, т. е. той области, где годограф волны P не имеет петель и резких перегибов. Рассматривались те записи, где амплитуда горизонтальных колебаний, вступающих не позже 12 *сек* после прихода продольной волны, превышает амплитуду одновременных с ними вертикальных колебаний. В дальнейшем тексте эти горизонтальные колебания будут условно называться обменными волнами за неимением более удобного термина.

Записи землетрясений, на которых проявляются обменные волны, определенные вышеуказанным способом, регистрировались в среднем в количестве 15 в месяц, что составляет около $^1/_2$ всех записываемых сейсмографами землетрясений. Ряд примеров записей обменных волн приведен на рис. 2, по которому можно судить о качественной стороне вопроса.

В последующих параграфах делается попытка установить закономерности поведения кинематических и динамических параметров обменных волн в зависимости от места регистраций колебаний, эпицентрального расстояния и азимута источника.

§ 1. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ

Если базироваться на представлении о границе Мохоровичича как относительно ровной поверхности, расположенной горизонтально, можно считать, что время запаздывания вступления обменной волны относительно продольной Δt может быть устойчивым по отношению к изменению положения источника, если при этом разница в эпицентральных расстояниях будет учтена соответствующей поправкой.

Для анализа поведения Δt были отобраны только те записи, которые удовлетворяли сформулированным в [3] признакам выделения обменных волн: 1) преобладающие амплитуды на горизонтальных компонентах записи; 2) ориентация колебаний в плоскости луча продольной волны;

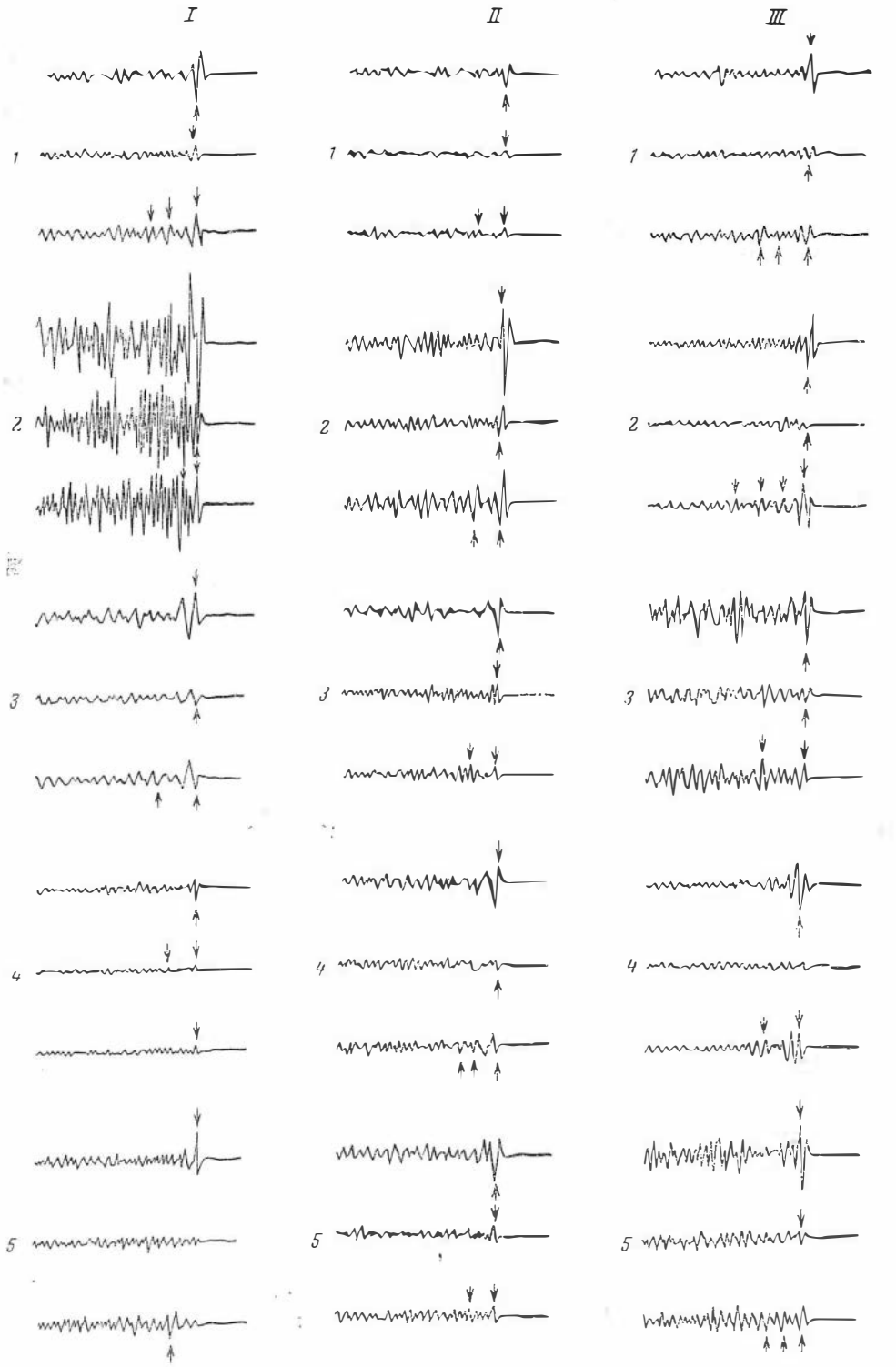


Рис. 2. Примеры записей обменных волн

I — различные формы записи обменных волн: *1* — «нормальная» запись. ст. IV, эпицентр — Алеутские о-ва; *2* — высокочастотная, ст. V, эпицентр — Индонезия; *3* — низкочастотная, ст. IV, эпицентр—Алеутские о-ва; *4*— «слабая». ст. IV, эпицентр — Аляска; *5*—вертикальное падение луча, ст. IV — Аргентина. *II* — запись землетрясения с эпицентром на Алеутских о-вах на разных станциях: *1* — ст. II; *2* — ст. IV; *3* — ст. V; *4* — ст. III; *5* — ст. I. *III* — запись на ст. IV землетрясений с различными азимутами эпицентров; *1* — Алеутская впадина; *2* — Японское море; *3* — Индонезия; *4* — о-ва Новые Гебриды; *5* — Турция

3) совпадение знаков вступления у обменной волны и продольной волны, записанной на той же компоненте.

Для исследования устойчивости положения очага землетрясений все эпицентры были распределены по четырем зонам, лежащим каждая внутри угла в 30°, с вершиной в точке регистрации в пределах следующих расстояний: Алеутско-Аляскинская — 45—60°; Курило-Японская — 33—43°; Зондская — 45—60°; Меланезийская — 75—95°.

Вычисление поправок, учитывающих изменение времени запаздывания вследствие изменения эпицентрального расстояния, проделанное для волн *PS* от границы Мохоровичича на основе нормального годографа Джеффриса, показало, что внутри каждой эпицентральной группы максимальная величина поправки не превышает ошибки в определении Δt. Поэтому поправки вносились в целом для группы и таким образом, чтобы свести все наблюдения к среднему эпицентральному расстоянию, равному 55°.

Гистограммы времен запаздывания рис. 3 построены с учетом этих поправок. Значение Δt, соответствующее границе Мохоровичича с глубинами, указанными на схеме рис. 1, изменяется от 5,0 до 6,5 *сек*, если принять скорости волн в коре, равными $v_P = 6{,}1$ *км/сек* и $v_S = 3{,}5$ *км/сек*. Для каждой станции пределы изменения, соответствующие границе Мохоровичича, обозначены рисками на оси абсцисс графика.

Как можно видеть, положение максимумов на гистограммах в какой-то мере отвечает предсказанным значениям Δt. То, что эти максимумы включают в себя приблизительно в равных количествах информацию из разных эпицентральных зон, отвечает признаку устойчивости обменных волн относительно изменения положения источника и, следовательно, служит дополнительным подтверждением образования их за счет волн *PS*. Однако из графиков видно, что максимумы, которые мы считаем соответствующими обменным волнам от границы Мохоровичича, не являются преобладающими и недостаточно четки для уверенного построения по ним границы, даже при столь длительном периоде наблюдения, как два года.

Наиболее резкий и интенсивный максимум на гистограммах выделяется на времени запаздывания, равном 4,5 *сек*, на четырех станциях. Его весьма странной особенностью является то, что он отвечает только одной эпицентральной зоне — Алеутско-Аляскинской. Эта его особенность и то, что он наступает практически одновременно в весьма отдаленных друг от друга пунктах, делают невозможным объяснение его происхождения как за счет обменов на горизонтальной границе, так и за счет отражений и преломлений продольной волны от вертикальных и наклонных границ.

Можно высказать предположение, что появление максимума на 4,5 *сек* вызвано некоторой особенностью очага (двойной толчок, отражение от свободной поверхности). Однако такое объяснение кажется неправдоподобным, так как при этом требуются в высшей степени идентичные условия возникновения волн, и, кроме того, в этом случае становится непонятной причина горизонтального направления колебаний.

§ 2. АМПЛИТУДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В этом параграфе рассмотрено соотношение измеренных и теоретически вычисленных величин относительной амплитуды обменных волн q, в зависимости от эпицентрального расстояния, азимута источника, места наблюдения и времени запаздывания. Величина q определена следующим образом:

$$q = \frac{q_{PS}}{w_{PP}},$$

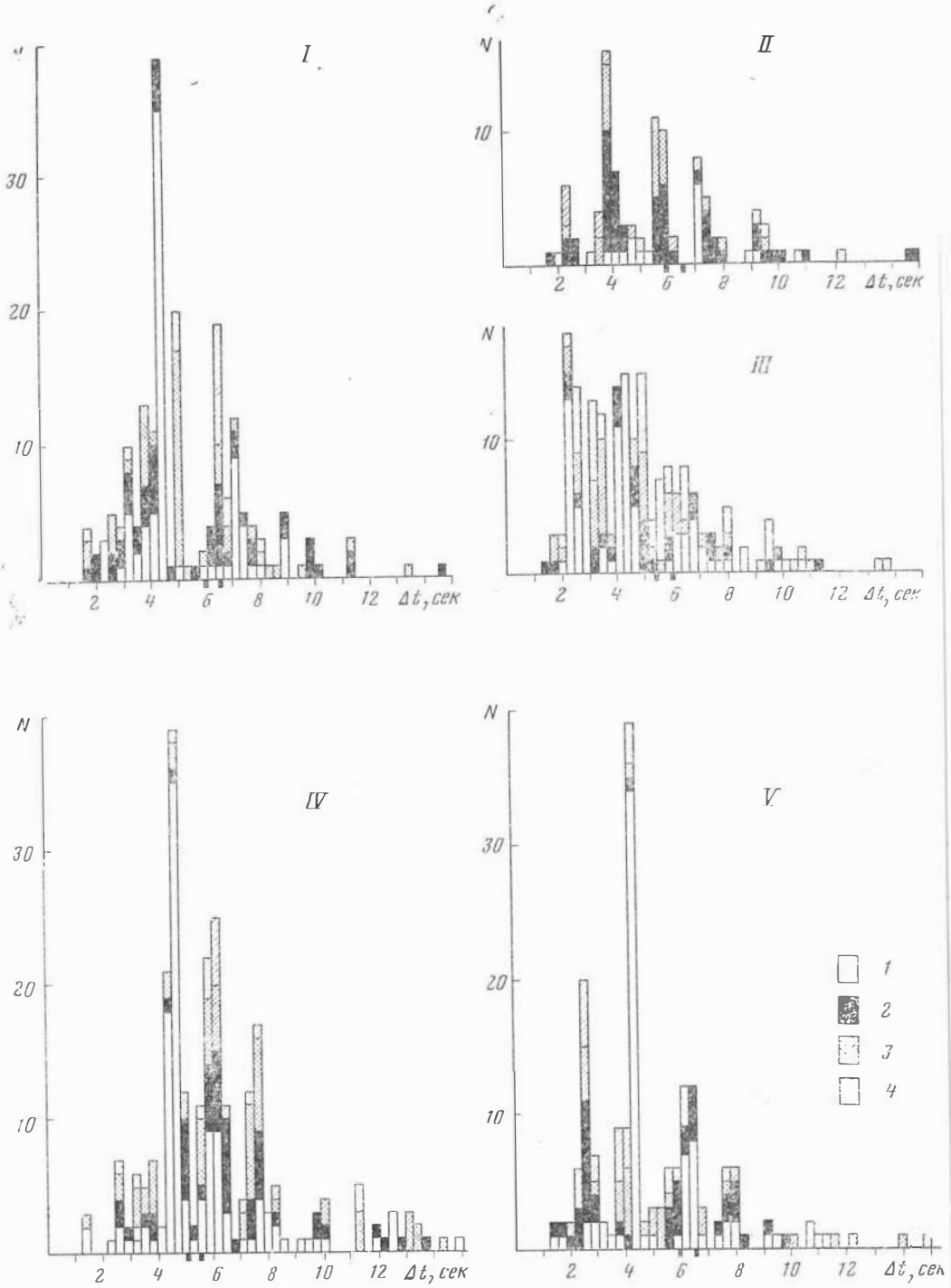


Рис. 3. Распределение вступлений обменных волн по временам запаздывания

1 — землетрясения Алеутско-Аляскинской зоны; *2* — Курило-Японской зоны; *3* — Зондской зоны; *4* — Меланезийской зоны; римские цифры — номера станций

где q_{PS} — амплитуда горизонтальной составляющей обменной волны; w_{PP} — амплитуда вертикальной составляющей продольной волны.

Рассматривались все колебания в последующих за продольной волной вступлениях, у которых амплитуда горизонтальных составляющих превосходила по величине аплитуду вертикальных составляющих.

Сопоставление измеренных и теоретически вычисленных для различных моделей земной коры величин q было проделано в [1], где отмечалось, что измеренные величины больше вычисленных, однако ввиду небольшого количества наблюдений и разброса показаний допускалось, что получаемые расхождения находятся в пределах случайных ошибок. Согласно проведенным в [1] расчетам для однослойной модели земной коры со скоростями продольных и поперечных волн выше границы Мохоровичича 6,1 и 3,5 *км/сек* и ниже ее 8,1 и 4,5 *км/сек*, величина q меняется от 0,25 до 0,08 при изменении эпицентрального расстояния от 20° до 100°. Проделанные там же расчеты для наиболее сложных моделей коры — двухслойной и с непрерывным изменением скорости волн с глубиной показали, что такие усложнения приводят к уменьшению вычисленных величин q.

Распределение относительной амплитуды q по ее величине показано на гистограммах рис. 4, *а*. Средние значения q за двухгодичный промежуток наблюдений близки друг к другу в разных точках и находятся в пределах от 0,30 до 0,45. Эта величина почти в два раза выше ее вычисленных значений.

Не следует, однако, считать, что получение более высоких, чем вычисленные, значений q является бесспорным свидетельством того, что наблюдаемые колебания не являются обменными волнами, поскольку существуют предположения о более сложной структуре границы Мохоровичича, чем это следует из результатов наблюдений головных волн. В частности, в [6] допускается, что эта граница представляет собой ряд чередующихся слоев со скоростями, значения которых колеблются со значительной амплитудой, благодаря чему образуются резкие скоростные контрасты. В какой-то мере это предположение подтверждается данными наблюдений отраженных волн [10], в которых значения коэффициентов отражения от границы Мохоровичича оказались больше ожидаемых.

На гистограммах рис. 4, *а* заштрихованная площадь относится к наблюдениям 1964 г., остальная — к 1965 г. Если брать показания за годичный промежуток времени, то можно видеть, что разброс средних значений q в различных точках значительно возрастает, что связано с изменением уровня значений q во времени.

Влияние эпицентрального расстояния на величину относительной амплитуды обменных волн q определялось из сравнения их значений, полученных по записям землетрясений в Курило-Японской и Меланезийской зонах. Обе эти зоны лежат приблизительно в одном азимуте на средних эпицентральных расстояниях 35° и 90° соответственно. При этом теоретическое значение q, согласно [1], должно изменяться в 1,6 раза. Измерение значений q для пятидесяти землетрясений, записанных на пяти станциях, показало, что эта величина не зависит от эпицентрального расстояния. Более того, на записях колебаний от землетрясений противоположной стороны земного шара обменные волны выделяются столь же четко, как и в остальных случаях.

Изменение азимута источника не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на величину q.

На рис. 4, *б* показано распределение средней величины q по временам запаздывания. Здесь надо иметь в виду, что в силу неравномерного распределения вступлений по Δt вес каждого определения различен, о чем можно судить из гистограмм рис. 3.

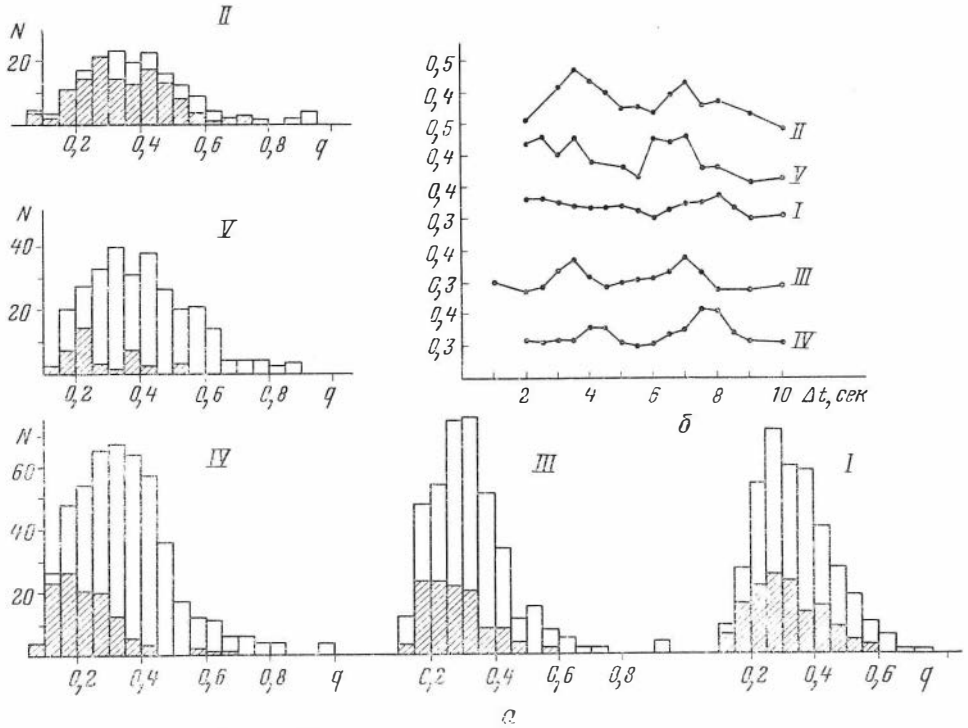


Рис. 4. Статистика относительной амплитуды обменных волн

а — распределение вступлений обменных волн по величине относительной амплитуды (заштрихованные участки относятся к 1964 г.); *б* — зависимость среднего значения относительной амплитуды от времени запаздывания; римские цифры — номера станций

Максимумы кривых рис. 4, *б* не превышают более чем на 10% средний уровень амплитуд, и их положение не связано с максимумами кинематических гистограмм рис. 3 и с положением границы Мохоровичича. Это в какой-то мере можно считать доказательством того, что амплитуда истинных обменных волн PS меньше фона горизонтальных колебаний на сейсмограммах.

На кривых рис. 4, *б* не проявляется тенденции к увеличению q с ростом времени запаздывания, что, согласно [9], должно иметь место вследствие возрастания угла падения продольной волны с увеличением глубины залегания границы раздела.

§ 3. ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ И ИХ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Соотношение частот обменной и продольной волн зависит от величин поглощения продольной и поперечной волн в среде выше границы обмена и от свойств самой границы. Оба эти фактора еще сравнительно мало изучены, и поэтому трудно сформулировать какие-либо критерии выделения обменных волн по частотным признакам.

Согласно опубликованным данным наблюдений, имеют место случаи как равенства частот обменнной и продольной волн [9], так и меньших частот обменной волны по сравнению с продольной [7].

На многих из рассмотренных нами сейсмограмм начальной части удаленных землетрясений заметно, что горизонтальные колебания, сопровождающие продольную волну, имеют более высокие частоты, чем начало записи (см., например, рис. 2, I столбец, 2-я строка). На записях сейсмической станции «Земля», регистрирующей скорости колебаний частиц грунта, имеющей несколько каналов с различной частотной

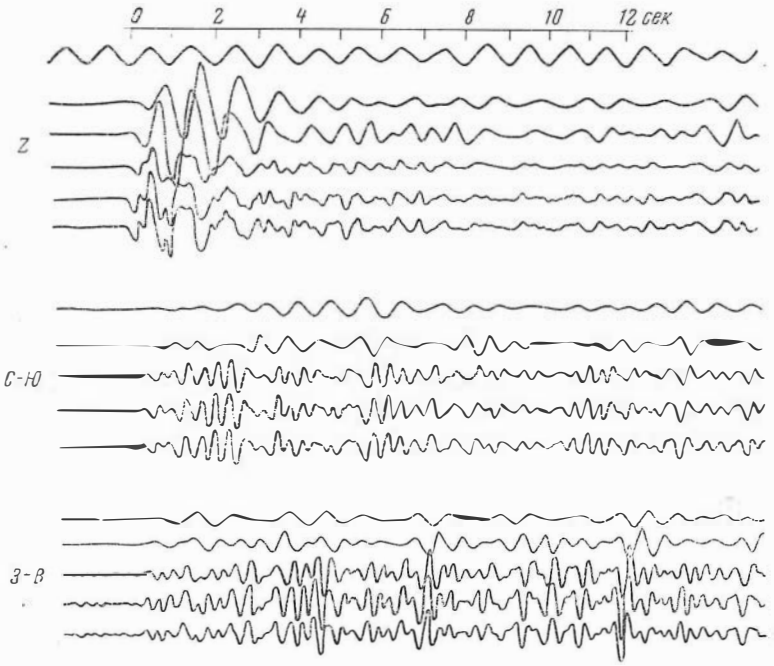


Рис. 5. Пример записи скорости колебаний частиц грунта на аппаратуре «Земля», иллюстрирующий преобладание высоких частот на горизонтальных компонентах. Каждая из компонент записи пропущена через 5 каналов с различной частотной избирательностью

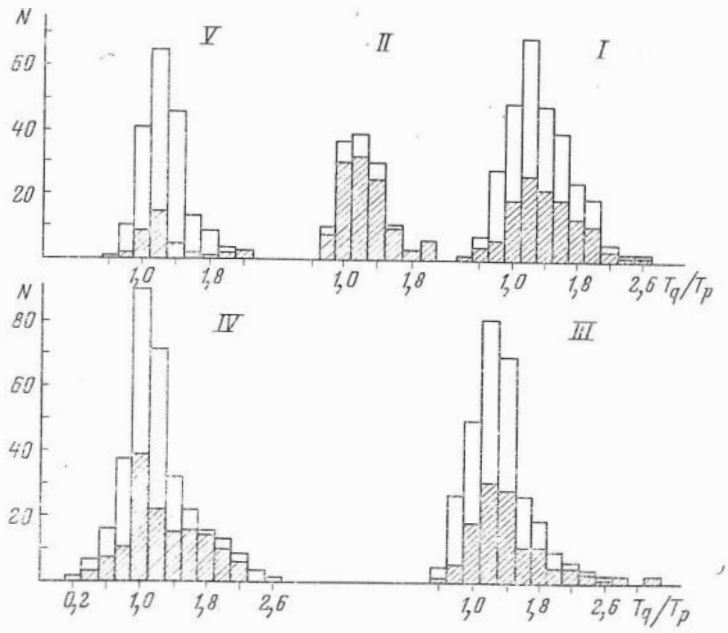


Рис. 6. Распределение вступлений обменных волн по величинам отношения кажущихся периодов продольной и обменной волн

Заштрихованные участки относятся к 1964 г.; римские цифры — номера станций

избирательностью, высокочастотные горизонтальные колебания выделяются более четко, чем на записях стационарных сейсмостанций, настроенных на регистрацию смещений (см. рис. 5). По сейсмограмме рис. 5 можно также судить о возможности образования низкочастотных волн, которые можно принять за обменные волны, за счет интерференции высокочастотных колебаний.

При обработке материала, одновременно с измерением амплитуд продольной и обменной волн, измерялись также их кажущиеся периоды. Вследствие малой скорости лентопротяжки (60 *мм/мин*) и сложного характера записей обменных волн результаты этих измерений (рис. 6) дают только весьма приблизительные сведения о соотношениях частот продольной и обменной волн. Однако и здесь можно видеть, что на четырех станциях из пяти среднее значение отношения кажущихся периодов продольной и обменной волн больше единицы, при значительном числе случаев существенного превышения частоты обменной волны.

Анализ диаграмм поляризации колебаний, следующих за продольной волной, по мнению ряда авторов (см., например, [7, 9]) должен явиться одним из наиболее эффективных средств выделения обменных волн и точного определения моментов их вступления. При этом подчеркивалось, что использование этих диаграмм становится особенно важным, когда рассматриваются записи удаленных землетрясений, сложная форма которых не позволяет видеть обменные волны непосредственно.

Основным критерием выделения обменных волн по признаку поляризации является коррелируемость направления их колебаний с азимутом источника. В случае горизонтальной границы обмена эти направления совпадают. По характеру зависимости поляризации волн в последующих вступлениях от азимута источника можно также выделить отражения от вертикальных и крутопадающих границ.

В нашем случае, когда обменные волны выделялись по признаку преобладания горизонтальных составляющих колебаний, интересно было проследить, насколько выбор по этому признаку удовлетворяет критериям поляризации. Для этого были выполнены следующие построения: 1) для записей, на которых обменные волны выделялись достаточно четко, были определены углы между направлениями главных осей эллипсов поляризации обменных волн и азимутами источников (рис. 7, *б*); 2) для прочих записей были построены диаграммы, дающие общее усредненное представление о связи направлений колебаний обменных волн с азимутом источника (рис. 7, *а*).

Каждый вектор на диаграммах рис. 7, *а* соответствует одной из трех эпицентральных групп, расположенных каждая внутри 45-градусных секторов с общей вершиной в месте наблюдений. Биссектрисы этих секторов направлены на север и юг и на восток и запад и в промежуточные между ними азимуты. Длина каждого вектора пропорциональна числу наблюдений, направление его определяется соотношением между количеством вступлений обменной волны с преобладанием амплитуды на северо-южной и восточно-западной компонентах записи.

Примеры, приведенные на рис. 7, *б*, показывают, что направление колебаний в обменных волнах может располагаться под различными углами к азимуту источника. Изменение среднего значения отклонения оси эллипса поляризации от азимута, отмеченные на станциях *IV* и *VI*, по-видимому, нельзя считать закономерным из-за малого количества определений.

Вид диаграмм рис. 7, *а* говорит о том, что в общем случае связь между направлением смещения обменных волн и азимутом источника отсутствует. Только на станциях *II* и *V* можно отметить некоторое преобладание колебаний с ориентацией, одинаковой с соответствующим ей азимутом источника, что, вероятно, можно отнести за счет проявления эффектов

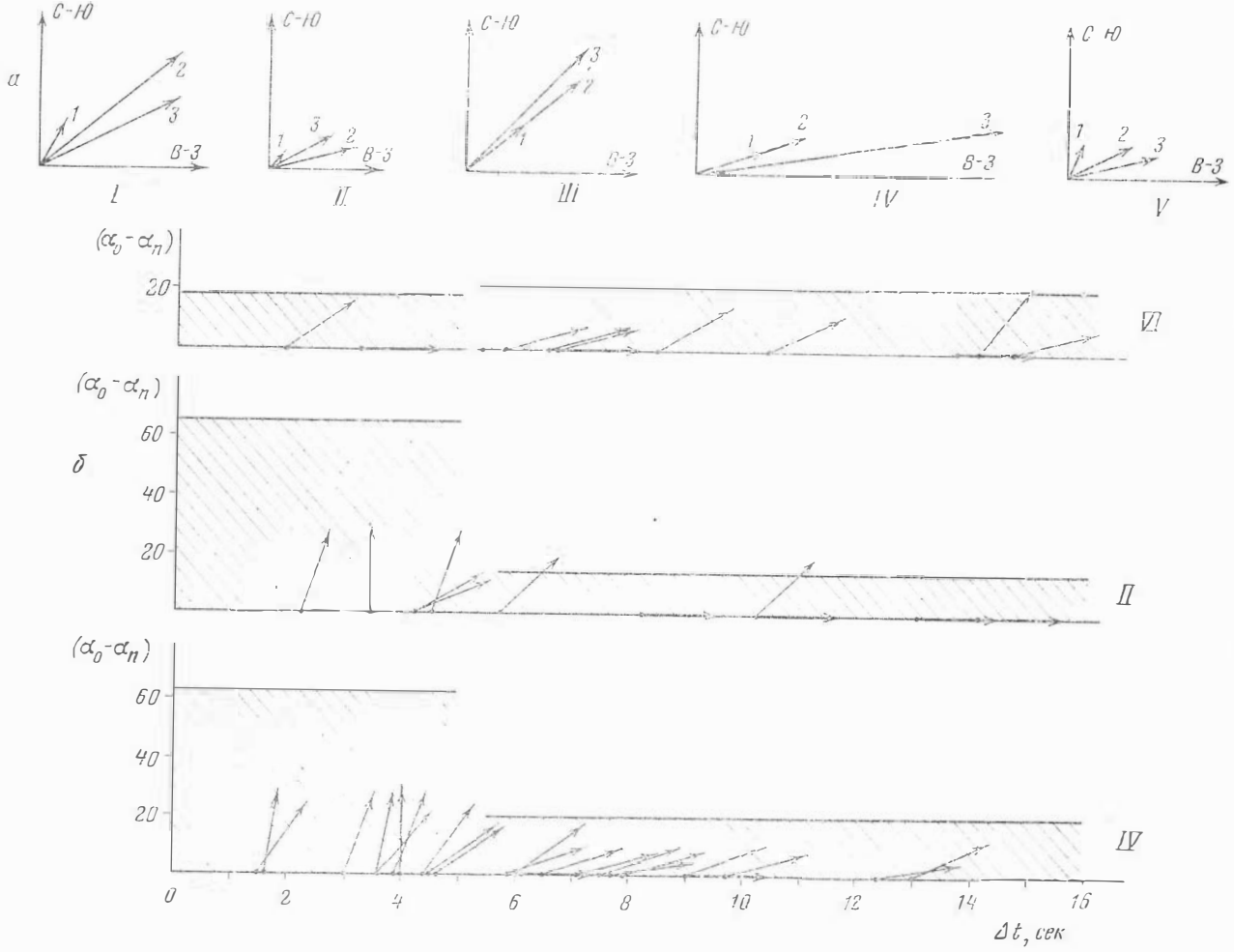


Рис. 7. Диаграммы, характеризующие связь между поляризацией обменных волн и азимутом источника

а — усредненные данные по всем записям: *1* — колебания с источником в северном и южном секторах; *2* — колебания с источником в восточном и западном секторах; *3* — колебания с источником в промежуточных секторах; *б* — зависимость между углом отклонения направления колебаний обменной волны от направления луча и временем запаздывания. Каждый вектор является результатом единичного наблюдения; высота заштрихованной части соответствует среднему значению углов отклонения; римские цифры — номера станций

обмена на внутренних границах. Общая же тенденция в поляризации колебаний обменных волн скорее проявляется в преимущественной ориентации этих колебаний в широтном направлении независимо от азимута источника, что особенно заметно на станциях *IV* и *II*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проделанная обработка материалов не позволила сколько-нибудь убедительным образом выделить обменные волны *PS* от границы Мохоровичича на сейсмограммах удаленных землетрясений. Напротив, получен ряд доказательств того, что горизонтальные колебания, сопровождающие продольные волны, в главной своей массе не являются волнами типа *PS*. Это подтверждается в первую очередь независимостью их амплитуды от эпицентрального расстояния и отсутствием корреляции между углом их поляризации и азимутом источника. Если к тому же иметь в виду, что наблюдаемые амплитуды горизонтальных колебаний, следующих за продольной волной, по крайней мере в три раза превосходят максимально возможные, теоретически вычисленные значения амплитуды волн, то следует ожидать весьма значительных трудностей в выделении среди них обменных волн при использовании корреляционного анализа или какого-либо другого способа выделения сигналов.

В рамках проделанной работы трудно сделать сколько-нибудь определенные выводы относительно природы колебаний, мешающих выделению волн *PS*. Можно только отметить, что такие их особенности, как более высокочастотный спектр по сравнению с продольной волной и определенная зависимость их поляризации от места регистрации делают затруднительным объяснение их появления за счет таких причин, как многократные отражения в месте приема и повторные толчки в источнике.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность сотрудникам лаборатории сейсмологии ИГиГ В. Н. Гайскому, Н. Д. Жалковскому, Г. М. Цибульчику за предоставление ими своих материалов наблюдений и ценную помощь, оказанную при подготовке настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А. С., Нерсесов И. Л. Теоретические и экспериментальные исследования строения земной коры на примере центральных районов Средней Азии. Отчет Таджикской комплексной сейсмологической экспедиции. Т. 3. Фонды ИФЗ АН СССР, 1960.
2. Андреев С. С. Изучение глубинного строения земной коры при помощи обменных волн *PS*, регистрируемых при землетрясениях. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 1, 1957.
3. Булин Н. К. Определение глубин складчатого фундамента с помощью проходящих обменных волн типа *PS*, записанных от землетрясений. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 6, 1960.
4. Булин Н. К. Строение земной коры в Туркмении по сейсмологическим данным. Сов. геология, № 12, 1965.
5. Бутовская Е. М. О волнах *PS* от местных землетрясений. Труды Геофиз. ин-та АН СССР, **16**, 142, 1952.
6. Косминская И. П. О слоистости земной коры. Journ. of Geoph. Res., **69**, 1964.
7. Кузьмина Н. В. Использование обменных волн в изучении строения земной коры в юго-восточной части Главного Кавказского хребта. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 7, 1959.
8. Цибульчик Г. М. О годографах сейсмических волн и строении земной коры Алтае-Саянской области. Сб. «Региональные геофизические исследования в Сибири». Изд-во «Наука», 1966.
9. Cook K. L. Algermissen S. T., Costain J. K. The status of *PS* converted waves in crustal studies. Journ of Geoph. Res., **67**, 1962.
10. Dix C. H. Reflection seismic crustal studies. Geophysics, **30**, N 6, 1965.

СОДЕРЖАНИЕ

Н. Н. Пузырев, З. Р. Мишенькина. Приближенные способы интерпретации годографов рефрагированных волн 5

С. В. Крылов, В. Д. Суворов. К интерпретации сейсмических данных в условиях поверхностных неоднородностей 27

И. Р. Оболенцева. Поляризация поперечных отраженных волн, возбуждаемых направленным источником, на горизонтальной плоскости наблюдений в случае наклонных границ раздела 41

К. Н. Володина, Л. Р. Токмулина. Теоретические сейсмограммы отраженных поперечных волн для некоторых простых моделей сред 55

В. М. Куликов. Исследование коэффициентов отражения поперечной волны типа *SH* 72

В. М. Куликов. Л. С. Куликова, Э. В. Никольский. О помехоустойчивости численного решения обратных динамических задач 77

И. С. Чичинин, Г. В. Егоров, А. В. Емельянов, А. И. Бочанов. Переносная телеуправляемая сейсмическая аппаратура «Тайга» 95

И. С. Чичинин, Г. В. Егоров, С. В. Потапьев, А. В. Емельянов, А. И. Бочанов. Полевые испытания аппаратуры «Тайга» и метода возбуждения сейсмических волн путем бомбометания при исследовании поверхности фундамента Западно-Сибирской плиты 120

Е. М. Аверко, В. М. Куликов. Чувствительные ультразвуковые поляризационные датчики для сейсмического моделирования 127

Л. Г. Данцинг, А. А. Дергачев, В. В. Жадин, В. А. Сенюков. О возможности выделения обменных волн на записях удаленных землетрясений . 132

CONTENTS

N. N. Puzyrev, Z. R. Mishenkina. The approximate methods of interpretation of the hodographs of refracted waves 5
S. V. Crylov, V. D. Suvorov. To interpretation of seismic data in conditions of surface inhomogenetics 27
I. R. Obolentseva. Polarization of shear reflected waves, excited by a directional source, on the horisontal plane of observations in the case of incident interfaces 41
K. N. Volodina, L. R. Tokmulina. Theoretical seismograms of reflected shear SH and SV waves for some simple models of media 55
V. M. Kulikov. The investigation of the reflection coefficients of shear waves of a SH kind 72
V. M. Kulikov, L. S. Kulikova, E. V. Nikolsky. On stability for disturbances of numeral deceision of reverse dynamical problems 77
I. S. Chichinin, G. V. Egorov, A. V. Emeljanov, A. N. Bochanov. Portable ground remote cohtrol seismic device «Taiga» 95
I. S. Chichinin, S. V. Potapjev and the others. Field tests of device «Taiga» and a method of exciting of seismic waves by air bombing during investigations of the surface of West-Siberian plate basement 120
E. M. Averko, V. M. Kulikov. Sensitive ultrasonic polarization data output units for seismic modelling 127
I. G. Dantsig, A. A. Dergachev, V. V. Zhadin, V. A. Senukov. On the possibility of discrimination of alternating waves PS on the recordings of remote earthquackes 132

МЕТОДИКА СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Труды Института геологии и геофизики СО АН СССР, вып. 46

Утверждено к печати Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Редактор Фремд В. М. Технический редактор Золотухина Л. Н.

Сдано в набор 8/XII 1968 г. Подписано к печати 26/III 1969 г. Формат 70×108 1/16.
Бумага № 1. Усл. печ. л. 12,95. Уч.-изд. л. 11,2. Тираж 1350.
Т-04941. Тип. зак. 5466. Цена 79 коп.

Издательство «Наука». Москва, К-62, Подсосенский пер., д. 21
2-я типография Издательства «Наука». Москва, Г-99, Шубинский пер., 10