

The background of the cover features a dark gray grid of thin, intersecting lines. Overlaid on this grid are several thick, black, wavy lines that represent seismic wave patterns, curving across the page from top-left to bottom-right.

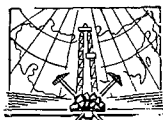
А.К.УРУПОВ

**ИЗУЧЕНИЕ
СКОРОСТЕЙ
В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ**

А. К. УРУПОВ

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ

А. К. Урупов
11. V. 66



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА»
Москва 1966

АННОТАЦИЯ

В книге описаны методы определения сейсмических скоростей по годографам волн, регистрируемых при полевых и скважинных сейсморазведочных наблюдениях. Рассмотрены факторы, снижающие точность определения скоростей, и приемы, повышающие ее. Освещена методика изучения скоростей при помощи параметрических диаграмм, построенных с использованием всех осей сипфазности, коррелирующихся на сейсмолентах. Приведены закономерности распределения скоростей в геологических средах.

Книга предназначена для геофизиков, занимающихся обработкой и интерпретацией сейсморазведочных наблюдений, и геологов, использующих данные сейсморазведки при решении геологических задач. Она также может быть полезна студентам геофизической и геологоразведочной специальностей.

2-9-5
158-66

Адам Константинович Урупов

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ

Редактор издательства Ю. К. Бекман

Технический редактор Е. А. Ермакова

Корректоры: В. П. Крымова, А. П. Пантелеева

Слано в производство 20/XI 1965 г.

Подписано к печати 12/III 1966 г.

Формат 60×90^{1/16}. Бум. № 2. Печ. л. 14.

Уч.-изд. л. 14,08.

Т-03486.

Тираж 2500 экз. Заказ № 1449/558-3,7.

Цена 80 коп.

Индекс 1-3-1.

Издательство «Недра». Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.

Ленинградская типография № 14 «Красный Печатник» Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР. Московский проспект, 91.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В решении задач по строительству материально-технической базы коммунизма большую роль играют поиски и разведка полезных ископаемых. Одним из ведущих поисковых методов является сейсморазведка.

Геологическая результативность сейсморазведки зависит от степени изученности скоростной характеристики разреза. Без знания скоростей распространения упругих волн невозможна ни геометрическая, ни динамическая интерпретация сейсморазведочных данных, равно как и их геологическое истолкование. Сведения о скоростях используются при анализе экспериментальных сейсмограмм, построении сейсмических границ и установлении их геологической приуроченности. На предварительном знании скоростного разреза базируются построение и использование синтетических (теоретических) сейсмограмм.

Кроме того, данные о скоростях в реальных средах можно использовать при решении многих специальных геологических и геофизических задач. К числу таких задач относятся изучение состава глубинных слоев земной коры, картирование зон выклинивания и фациального замещения слоев, изучение современного регионального тектонического плана и особенностей тектогенеза, поиски локальных поднятий, выявление зон трещиноватости и повышенной пористости отложений, прямые поиски нефтяных и газовых месторождений и др. Возможность использования сведений о скоростях

при решении упомянутых задач вытекает из известных зависимостей скорости от геологических факторов и связи скорости с другими физическими свойствами.

В настоящей книге обобщены способы определения скорости в сейморазведке. Особое внимание уделено способам, основанным на интерпретации сейсмозаписей, наблюдаемых на земной поверхности с помощью метода отраженных волн.

Автор выражает глубокую благодарность профессору Л. А. Рябинкину за ценные советы и критические замечания, которые были учтены при подготовке рукописи к изданию.

ВВЕДЕНИЕ

1. СКОРОСТИ, ИЗУЧАЕМЫЕ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ

В сейсморазведке изучают и используют следующие параметры: истинные скорости распространения продольных (v_p) и поперечных (v_s) волн и их отношение $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$, средние (v_{cp}), интервальные ($v_{ин}$), пластовые ($v_{пл}$), граничные (v_r), эффективные ($v_{эф}$), лучевые ($v_{л}$) и кажущиеся (v_k) скорости.

Истинной называется мгновенная скорость пробега фронта волны в породе. В однородной изотропной идеально упругой среде эта скорость есть величина постоянная, зависящая от упругих констант среды и ее плотности. В случае продольной волны

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\sigma(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad (1.1)$$

а в случае поперечной

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{E}{\sigma} \frac{1}{2(1+\nu)}}, \quad (1.2)$$

где σ — плотность среды; λ и μ — коэффициенты Ляме; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона.

Отношение скоростей распространения продольной и поперечной волн в однородной изотропной среде зависит только от коэффициента Пуассона:

$$\kappa := \frac{v_s}{v_p} := \sqrt{\frac{(1-2\nu)}{2(1+\nu)}}. \quad (1.3)$$

В однородных анизотропных средах истинная скорость изменяется с изменением направления распространения волны и является векторной величиной. Зависимость скорости от направления можно описать при помощи индикатрисы скорости, которая представляет собой поверхность, образованную концами векторов \vec{v} . Для изотропной среды индикатриса представляет сферу, а для

анизотропной — сложную поверхность. В частном случае она может иметь вид эллипсоида вращения вокруг оси z , направленной по вертикали; тогда скорость в произвольном направлении, составляющем угол α с осью z , может быть найдена из уравнения

$$v_{\alpha} = \frac{v_x v_z}{\sqrt{v_z^2 \sin^2 \alpha + v_x^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (1.4)$$

где v_x — скорость в горизонтальном направлении, а v_z — скорость по вертикали. Для характеристики среды с эллиптической анизотропией используется коэффициент анизотропии, определяемый формулой

$$K := \frac{v_x}{v_z}.$$

В неоднородных формациях, например осадочных толщах, истинная скорость зависит от многих геологических факторов и является сложной векторной функцией $\bar{v}(x, y, z)$, испытывающей значительные изменения в пространстве. Эта функция связана с полем времен $t(x, y, z)$ векторным уравнением

$$\frac{d\bar{t}}{dn} = \text{grad } t(x, y, z) = \frac{1}{\bar{v}(x, y, z)}$$

и определяется как мгновенная скорость, с которой фронт волны пробегает бесконечно малое расстояние dn по нормали к поверхности фронта. На границе раздела сред, различающихся физическими свойствами, функция $\bar{v}(x, y, z)$ терпит разрыв, т. е. изменяется скачкообразно.

Средней скоростью ($v_{\text{ср}}$) в сейсморазведке называется частное от деления общего пути, пройденного волной, на время распространения волны. Для упрощения расчетов предполагается, что волна от источника до приемника распространяется прямолинейно. В случае, когда имеется среда с непрерывным возрастанием скорости с глубиной или горизонтально-слоистая среда, это предположение выполняется для центрального луча, падающего в направлении z перпендикулярно к напластованию пород. При этом средняя скорость по вертикали определяется формулой

$$v_{\text{ср}} = \frac{H}{t} = \frac{H}{\int_0^H \frac{dz}{v(z)}} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{\sum_{i=1}^n t_i} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{v_i}}, \quad (1.5)$$

где $H = \sum_{i=1}^n h_i$; $v(z)$ — истинная скорость распространения волны; t_i — время пробега волны в пласте, имеющем мощность h_i ; v_i — скорость пробега волны в пласте; $i = 1, 2, 3, \dots, n$.

Иногда, помимо средней скорости по вертикали, определяют среднюю скорость по лучу, называя ее *лучевой скоростью*:

$$v_{л} = \frac{s}{t_s},$$

где s — длина луча между двумя произвольными точками на луче; t_s — время пробега волны между этими точками.

Интервальная скорость представляет собой среднюю скорость, измеренную на небольшом интервале Δz :

$$v_{и} = \frac{\Delta z}{\Delta t},$$

где Δt — время пробега волны на этом интервале.

Интервальную скорость можно рассматривать как приближенное значение истинной скорости. Величина скорости $v_{и}$ и точность ее определения зависят от способа разбивки разреза на интервалы.

Пластовая скорость является средней скоростью в пределах однородного пласта заданной мощности h :

$$v_{пл} = \frac{h}{\Delta t_n},$$

где Δt_n — время пробега волны в пласте по нормали к его границам.

Понятия пластовой и интервальной скорости близки между собой.

Эффективной ($v_{эф}$) принято называть скорость, вычисленную по годографу сейсмической волны в предположении однородности среды, в которой эта волна распространяется, а также при некоторых других особых и не всегда одинаковых предположениях.

Эффективная скорость чаще всего определяется по годографам отраженных волн. В случае однородной изотропной покрывающей среды и плоской отражающей границы эффективная скорость, вычисленная по годографу вступлений отраженной волны, совпадает со скоростью в среде; в других случаях эффективная скорость может служить источником сведений о средней скорости по вертикали $v_{ср}$, а также о пластовых и интервальных скоростях.

Граничной ($v_{г}$) называется скорость распространения фронта головной волны вдоль границы, на которой эта волна образуется, или в тонком слое. Граничная скорость всегда больше, чем средняя скорость в покрывающей толще.

Кроме перечисленных параметров, на промежуточных этапах интерпретации широко используется понятие *кажущейся скорости*, под которой подразумевается мгновенная скорость распространения следа фронта волны вдоль заданного направления x , обычно совпадающего с линией наблюдений:

$$v_{к} = \frac{dx}{dt}.$$

2. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СКОРОСТЕЙ

Изучение скоростей упругих колебаний в геологических средах осуществляется путем их измерений в скважинах, шахтах и других горных выработках, а также путем полевых наблюдений. Вспомогательную роль играет лабораторное опробование образцов горных пород.

Измерения в скважинах относятся к числу наиболее точных способов изучения скорости и подразделяются на интегральный и дифференциальный сейсмокаротаж. При интегральном сейсмокаротаже регистрируются упругие колебания, спектр которых заключен в диапазоне частот от 5 до 100—200 *гц*. С помощью интегрального сейсмокаротажа производится изучение скоростей в пластах, мощность которых больше длины волны.

По типу регистрируемых волн различают однокомпонентный сейсмокаротаж, с помощью которого регистрируют вертикальную составляющую Z поля упругой волны, и трехкомпонентный сейсмокаротаж, регистрирующий все три компонента X , Y , Z поля.

Как при однокомпонентном, так и при трехкомпонентном сейсмокаротаже применяют два вида скважинных наблюдений — прямой и обратный каротаж. Проводя прямой каротаж, наблюдения ведут вдоль ствола скважины, а колебания возбуждают вблизи земной поверхности с помощью взрывов в неглубоких скважинах или путем ударов. При обратном сейсмокаротаже сейсмографы располагают на поверхности, а возбуждение колебаний осуществляют посредством торпедирования ствола скважины, разрез которой изучается.

Дифференциальный сейсмокаротаж объединяет ультразвуковые или акустические методы исследования скважин, основанные на регистрации колебаний с частотами в несколько килогерц. Этот вид исследований применяют для детального расчленения разреза на пласты и определения интервальных скоростей в слоях мощностью до 1—2 *м*.

Измерения в шахтах, штольнях, карьерах и других горных выработках обычно проводят на малых базах с использованием высокочастотной сейсмической и ультразвуковой аппаратуры. Измерения на малых базах можно рассматривать как приближение к определению истинных скоростей в реальных средах.

Измерение скоростей в скважинах и других горных выработках обеспечивает получение наиболее точных данных о скорости. Однако постановка таких измерений не всегда возможна, так как в районах, подлежащих изучению, выработки могут отсутствовать. Кроме того, полученные данные имеют один существенный недостаток: результат, полученный по одной скважине или другой горной выработке, часто имеет локальное значение и не может быть распространен на всю исследуемую территорию.

Лабораторное опробование образцов с целью изучения скоростей проводится с помощью ультразвукового сейсмо-

скопа. Эти исследования имеют большое значение при изучении факторов, влияющих на упругие свойства пород. Для интерпретации сейсморазведочных наблюдений использование результатов лабораторных измерений ограничено, так как скорость, замеренная на образце, может значительно отличаться от скорости в породе при естественном залегании.

Полевые способы изучения сейсмических скоростей, основанные на интерпретации годографов различных сейсмических волн, зарегистрированных на земной поверхности, играют большую роль при разведке неразбуренных площадей.

В принципе для изучения скоростей могут быть использованы годографы любых волн, полученные с помощью любых систем наблюдений, однако чаще всего для этих целей применяют линейные продольные годографы отраженных волн.

Полевые способы изучения скоростей по годографам сейсмических волн уступают по точности способам непосредственного измерения скоростей в горных выработках, но вместе с тем имеют ряд преимуществ. Их можно применять в любых условиях и часто без дополнительных затрат. При полевых исследованиях имеется возможность охватить всю интересующую площадь и полученные таким образом результаты являются более представительными, чем данные измерений в одиночных скважинах. В связи с этим создаются благоприятные условия для изучения пространственного распределения скоростей.

Широкие возможности изучения пространственного распределения скоростей заключены в совместной статистической обработке годографов различных волн. Например, применяя совместную статистическую обработку серии годографов отраженных волн, в благоприятных условиях можно получить данные о скоростях, не уступающие по точности результатам сейсмокаротажа.

3. КРАТКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ПО РАЗРАБОТКЕ МЕТОДОВ ИЗУЧЕНИЯ СКОРОСТЕЙ

Разработка и совершенствование методов изучения скоростей осуществлялись одновременно с развитием сейсмической разведки, зарождение которой относится к 20-м годам нашего столетия.

Измерения в скважинах до середины 50-х годов проводились в основном с помощью одного скважинного прибора, регистрирующего Z -компоненту поля упругой волны. Одной из ранних работ, в которой рассмотрена методика скважинных наблюдений, является статья В. С. Воюцкого [43], опубликованная им в 1937 г. В. С. Воюцким впервые в отечественной литературе была описана методика прямого и обращенного сейсмокаротажа и показана возможность использования скважинных исследований не только для изучения скорости, но и для геологического расчленения разреза. Более подробное освещение вопросов, связанных с измерением скоростей при помощи скважинного сейсмографа, дано в 1957 г.

Н. П. Пузыревым в монографии [122]. В этой работе изложены сведения из теории вертикальных годографов, описана методика наблюдений, детально рассмотрены способы обработки получаемых записей и оценки точности результатов измерений.

В конце 50-х годов в практику сейсмокаротажа начинают внедрять многоканальные зонды. В эти же годы разрабатывается методика корреляционного сейсмокаротажа, предусматривающая использование последующих волн, т. е. волн, пришедших после первых вступлений, а также методика трехкомпонентных наблюдений в скважинах с регистрацией X-, Y- и Z-компонент упругой волны и определения скоростей продольных и поперечных волн. Разработкой методики сейсмокаротажа занимались Н. И. Бердешникова [11, 12, 13, 14], Е. И. Гальперин [48, 49], В. В. Жадин [73, 74], Н. П. Пузырев [123], А. П. Волни и А. Г. Рудаков [39] и др.

Примерно к этому же времени относится внедрение в практику изучения скоростей в скважинах ультразвукового или акустического каротажа. Большая роль в разработке ультразвуковых методов каротажа в СССР принадлежит ученым Института Физики Земли Ю. В. Ризниченко [142], Е. В. Карусу [80, 81, 82] и др.

Измерение скоростей на малых базах в горных выработках проводится с 30-х годов. Разработкой методики измерений в 30-е годы занимались В. С. Воюцкий [44], А. Е. Островский [112] и др. Начиная с 1946 г., измерения скоростей на малых базах выполняются с помощью методов высокочастотной сейсмоки [20].

Лабораторное изучение скорости производится с помощью ультразвуковых способов. Начало широкому использованию ультразвука для изучения скорости на образцах горных пород положила работа [141], опубликованная в 1955 г. Ю. В. Ризниченко и О. И. Силаевой. Первоначально измерения проводились при одностороннем давлении. Затем была разработана методика исследования при высоких всесторонних давлениях [41]. В результате внедрения ультразвуковых способов была изучена зависимость скорости от давления и установлены корреляционные связи между скоростью и другими физическими свойствами.

Определение эффективных скоростей по годографам отраженных волн проводится с 30-х годов. В 1938 г. Ю. В. Ризниченко опубликовал работу [135], в которой обобщил все известные к тому времени способы определения скорости упругих волн. Наряду с описанием способов, предложенных другими авторами (И. Роман, 1932; Мак-Дермот, 1931; П. И. Шешин, 1937; С. Д. Шушаков, 1937), Ю. В. Ризниченко впервые обосновал получивший впоследствии [137, 138] широкое применение способ теоретических годографов.

Начиная с 1938 г., изучению эффективных скоростей по годографам отраженных волн стали уделять особое внимание. В последующие годы появляется ряд новых способов определения $v_{эф}$: в 1938 г. С. Д. Шушаковым предложен способ асимптот [200], в 1940 г. И. И. Гурвичем — способ встречных годографов [61, 63],

в 1940—1946 гг. Н. П. Пузыревым и С. Д. Шушаковым — способы подбора [147], в 1945—1948 гг. В. Н. Рудневым [144], Н. П. Пузыревым [124], Ю. В. Ризниченко [137] и Ю. А. Дикгофом [147] — способ взаимных точек, в 1947 г. В. А. Бугайло — способ постоянной разности [30], в 1954 г. О. К. Глотовым — способ разностных годографов [53], в 1952 г. А. И. Богдановым — способ сопряженных точек [26], в 1952—1957 гг. А. И. Богдановым [25], Р. А. Абдуллаевым [2], В. А. Андреевым [7], А. Б. Коганом [83] — способы теоретических годографов. В это же время И. С. Берзон [46], О. К. Глотов [52] и другие публикуют работы об изучении и учете горизонтальных изменений скоростей в методе отраженных волн, а в МИНХ и ГИ под руководством Л. А. Рябишкина [148, 149, 150] разрабатываются способы изучения скоростей при наблюдениях методом РПП.

С конца 40-х годов усиливаются исследования, посвященные интерпретации эффективных скоростей и изучению факторов, влияющих на эффективную скорость. В 1946 г. Ю. В. Ризниченко [137] установил связь между эффективной, средней и пластовыми скоростями в двухслойной среде. Впоследствии идеи Ю. В. Ризниченко были развиты и распространены на многослойную и непрерывную среду И. С. Берзон [18], И. И. Гурвичем [64], Н. Н. Пузыревым [128] и А. К. Уруповым [168, 171] и на случай регистрации обменных волн И. С. Берзон [21], Л. И. Ратниковой [132], Л. Н. Худобиной [193] и др. Выявлению закономерностей изменения эффективных скоростей при регистрации многократных волн посвящены труды И. С. Берзон [19], А. М. Епипатьевой [70, 72] и др., изучению влияния кривизны отражающей границы — работы Ю. В. Ризниченко [137], Н. Н. Пузырева [126], А. К. Урупова [169].

До 1956 г. при определении скоростей применялись в основном графические способы осреднения данных (годографов и трансформированных графиков). С 1956—1957 гг. по инициативе Н. П. Пузырева [121] внедряются численные способы определения скорости по годографам. После опубликования статьи Н. Н. Пузырева [121] появляется ряд работ, в которых предлагаются численные способы: суммирования и интегрирования времен [162, 165, 179], суммирования и интегрирования квадратов времен [88, 90, 91, 102], совместного погоризонтного выравнивания годографов и результатов изучения скоростей [42, 57, 90, 162, 165 и др.], а также способы, предусматривающие использование многих осей синфазности [171, 185]. В связи с внедрением численных способов, предусматривающих совместное выравнивание данных, разрабатываются рекомендации по методике наблюдений. В 1957 г. нами предложен способ площадных сейсмозондирований МОВ по замкнутым полигонам профилей [170, 188], в 1963 г. О. К. Глотов предложил при изучении скоростей проводить наблюдения на нескольких фильтрациях [56] и т. д.

Определение скоростей по годографам прямых и преломленных волн начали применять еще до разработки сейсмических методов разведки. Первая

сводка о скоростях, вычисленных по годографам прямых и преломленных волн, полученных посредством полевых исследований, дана в работе Г. А. Гамбурцева и др. [46]. В этой работе, относящейся к 1934 г., обобщены результаты изучения скоростей, полученные в СССР и за рубежом до 30-х годов.

Начиная с 30-х годов, разработкой методики изучения скоростей по годографам прямых и преломленных волн различных типов занимались Г. А. Гамбурцев, И. С. Берзон, А. М. Ешнатьева, И. П. Косминская [45, 47], Л. В. Молотова и Ю. И. Васильев [105], Г. П. Парийская [114], М. М. Раджабов [133], Н. П. Пузырев [125, 128] и др. В результате выполненных исследований предложен ряд способов определения эффективной и граничной скоростей продольных и поперечных волн.

Изучение скоростей по годографам рефрагированных волн проводится в сейсмологии давно. Использовать годографы для геологической разведки предложил С. В. Чибисов в начале 30-х годов [196]. В течение многих лет его предложение не имело широкого применения в разведочной практике. Начало широкому использованию рефрагированных волн для изучения скоростного разреза положили работы, проведенные в самые последние годы [3, 5, 40, 95, 159]. В этих и других работах последних лет показана возможность определения скоростей по годографам рефрагированных волн с высокой точностью.

Паряду с развитием методов изучения скоростей, начиная с первых лет применения сейсморазведки, проводились исследования закономерностей распределения скоростей в реальных средах и факторов, определяющих эти закономерности.

Важные теоретические исследования выполнены в 40-х годах Ю. В. Ризниченко и др. [136, 139, 140]. Изучением закономерностей и обобщением результатов изучения скоростей занимались Н. Н. Пузырев [122, 128], В. Б. Соллогуб [154, 155, 156], Е. А. Козлов [85, 86] и др., установлением коррелятивных связей скорости с другими физическими свойствами — Л. С. Полак, М. Б. Рапонорт [119], В. П. Кобранова [84], Е. И. Стелюха [158], Дэвис [207], Фост [209], А. К. Урупов и Ю. А. Бяков [181], Уилли [216] и др., вопросами изучения скоростей на моделях — Ш. Г. Гильберштейн, И. И. Гурвич [50], Б. П. Ивакин [78] и др.

В заключение обзора следует особо подчеркнуть, что большую роль в развитии методов изучения скоростей сыграли фундаментальные работы по сейсморазведке, принадлежащие перу Г. А. Гамбурцева [45], И. С. Берзон [20], И. И. Гурвича [64], Н. Н. Пузырева [128], Ю. В. Ризниченко [137] и Л. А. Рябикина [147, 150].

4. ЭТАПЫ И ПРИЕМЫ ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ ИЗУЧЕНИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ

Обработка наблюдений с целью изучения скоростной характеристики геологического разреза состоит из следующих основных этапов.

1. Выделение и корреляция волн на сейсмограммах.
2. Снятие информации с лент в виде времен прихода волн и построение годографов.
3. Введение поправок в годографы.
4. Определение скоростей и их исправление.
5. Совместное выравнивание годографов или результатов определения скоростей.
6. Обобщение результатов.

При обработке наблюдений применяется ряд приемов, которые условно можно разделить на две группы: 1) общие приемы, характерные для сейсморазведки в целом; 2) специфические приемы, свойственные только методам изучения скоростей.

К общим приемам обработки, характерным для сейсморазведки в целом, можно отнести способы выделения волн и их корреляции, способы построения годографов, а также некоторые другие приемы, используемые в основном на двух первых этапах. Эти приемы описаны в известных учебниках и руководствах по сейсморазведке [45, 47, 64, 66, 122, 128, 137, 147] и поэтому здесь не рассматриваются. Некоторое исключение сделано только для характеристики волновой картины и особенностей корреляции волн при скважинных наблюдениях, так как в упомянутых монографиях они не описаны.

Данная монография посвящена в основном специфическим приемам, которые свойственны методам изучения скоростей и составляют содержание трех последних этапов обработки наблюдений. Назначение упомянутых приемов — получение достоверных сведений о пространственном распределении скоростей путем исключения или частичного ослабления ошибок и искажений, наблюдающихся на годографах, а также путем последующего анализа и обобщения данных.

Учитывая отмеченные в параграфе 2 преимущества полевых методов изучения скоростей и имея в виду, что ослабление искажений и ошибок представляет наиболее сложную проблему при обработке полевых наблюдений, а также то обстоятельство, что полевые работы чаще всего ведутся по методу отраженных волн, в монографии уделено главное внимание приемам обработки годографов отраженных волн.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

5. ЭФФЕКТИВНАЯ СКОРОСТЬ И ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ЕЕ ВЕЛИЧИНУ

Способы определения эффективной скорости

Для определения эффективной скорости целесообразно использовать годографы, приведенные к первым вступлениям, исправленные за влияние ЗМС и других факторов, искажающих годограф. Однако в большинстве случаев эффективная скорость находится по наблюдаемым годографам, а искажения исключаются в процессе вычисления эффективной скорости, а также на последующих этапах путем введения поправок и выравнивания результатов.

Способы определения эффективной скорости можно подразделить на две группы.

Первая группа, наиболее многочисленная, включает способы определения эффективной скорости, под которой подразумевается [137] параметр $v_{эф}$ гиперболы вида

$$\frac{\xi^2}{z^2} - \frac{t^2}{\left(\frac{z}{v_{эф}}\right)^2} = -1, \quad (5.1)$$

аппроксимирующей линейный годограф $t(x)$ отраженной волны. Здесь $\xi = x - x_m$, а x_m и $\frac{z}{v_{эф}} = t_m$ — координаты минимума гиперболы. Назовем скорость, найденную путем аппроксимации годографа гиперболой, эффективной скоростью первого рода. При этом необходимо иметь в виду, что с помощью гиперболы могут быть аппроксимированы линейные годографы как монотонных (продольных и поперечных), так и обменных отраженных волн.

Способы определения эффективной скорости первого рода можно подразделить на две подгруппы. В первую подгруппу входят графо-

аналитические способы подбора, теоретических годографов, трансформации одного или двух годографов в прямую, а во вторую — различные аналитические способы. Каждая подгруппа состоит из множества способов, число которых продолжает возрастать.

Вторая подгруппа содержит способы определения скоростей при специальном выборе точек на годографах отраженных волн. При этом предполагается, что среда, покрывающая отражающую границу, однородна и изотропна, а граница имеет произвольную форму. Специальный выбор точек преследует цель исключить влияние криволинейности границы раздела. Предположений о форме годографа не делается; другими словами, аппроксимация годографа гиперболой не производится и, следовательно, найденную скорость пельзя считать эффективной скоростью первого рода. Назовем ее эффективной скоростью второго рода.

Способы, основанные на специальном выборе точек, немногочисленны и подразделяются на способ взаимных точек и способ сопряженных точек. Известны также модификации этих способов.

Зависимость эффективной скорости от распределения истинных скоростей в среде

Эффективная скорость первого рода, вычисленная по годографу монотипной волны, функционально связана с истинной скоростью $v_p(x, z)$ или $v_s(x, z)$ распространения этой волны в среде и зависит от вида функции $z(x)$, определяющей форму границы отражения. В частном случае, когда среда однородна и изотропна, а отражающая граница плоская, эффективная скорость равна истинной скорости v_p или v_s в среде. При слабой скоростной дифференциации среды и плоских границах раздела эффективная скорость практически не отличается от средней. В других случаях зависимость $v_{эф}$ от $v(x, z)$ и $z(x)$ имеет сложный характер, но тем не менее для наиболее типичных моделей среды, с помощью которых могут быть аппроксимированы реальные среды, эту зависимость удастся выразить аналитически и использовать при решении обратной задачи — для определения пластовых и средних скоростей и получения сведений о форме границы.

Эффективная скорость первого рода, вычисленная по годографу обменной волны, связана с истинными скоростями $v_p(x, z)$ и $v_s(x, z)$ продольных Р и поперечных S волн и формой границ. Результаты определения $v_{эф}$ по годографам обменных волн используют для нахождения пластовых и средних скоростей волн Р и S, а также для вычисления коэффициента $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$, характеризующего отношение скоростей.

Эффективная скорость второго рода в отличие от скорости первого рода не зависит от формы отражающей границы. В случае однородной изотропной среды она также равна

истинной скорости; в других случаях она является функцией распределения истинной скорости в среде, однако характер этой зависимости до сих пор не изучен.

Так как на практике наиболее широкое распространение имеют способы определения эффективной скорости первого рода, а ее связь с распределением скоростей в среде наиболее полно изучена [18, 64, 128, 137 и др.], приведем формулы этой связи.

В случае горизонтально-слоистой среды эффективная скорость $v_{эф}$ зависит от мощностей h_i слоев и скоростей v_i в этих слоях. Эта зависимость может быть найдена путем совместного решения уравнения гиперболы (5. 1), аппроксимирующей годограф при $x_m = 0$, и уравнения годографа

$$\begin{aligned} x &= 2 \sum_i \frac{pv_i h_i}{\sqrt{1-p^2 v_i^2}}, \\ t &= 2 \sum_i \frac{h_i}{v_i \sqrt{1-p^2 v_i^2}}, \end{aligned} \quad (5. 2)$$

где p — величина, обратная значению кажущейся скорости на годографе в точке с координатой x ; $p = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_K}$.

После дифференцирования равенства (5. 1) получим

$$v_{эф}(x) = \sqrt{\frac{x}{t} \frac{dx}{dt}} = \sqrt{\frac{x}{t} v_K(x)}. \quad (5. 3)$$

Подставив сюда x и t из уравнения (5. 2), найдем

$$v_{эф}(x) = \sqrt{\sum_i \frac{h_i v_i}{\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{v_K^2}(x)}} : \sum_i \frac{h_i}{v_i \sqrt{1 - \frac{v_i^2}{v_K^2}(x)}}}. \quad (5. 4)$$

Если элемент годографа расположен над пунктом взрыва, то $\frac{1}{v_K} = 0$. В этом случае будем иметь предельное значение v_e эффективной скорости:

$$v_e = \lim_{x \rightarrow 0} v_{эф}(x) = \sqrt{\sum h_i v_i : \sum \frac{h_i}{v_i}}. \quad (5. 5)$$

Выражение (5. 5) легко получить, если уравнение (5. 1) представить в виде биномиального ряда

$$t = t_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{x^2}{v_{эф}^2 t_0^2} - \frac{1}{2 \cdot 4} \frac{x^4}{v_{эф}^4 t_0^4} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4 \cdot 6} \frac{x^6}{v_{эф}^6 t_0^6} - \dots \right), \quad (5. 6)$$

а уравнение (5. 2) в виде ряда, предложенного С. Ф. Больших [28]:

$$t = t_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{x^2}{a t_0} - \frac{x^4 b}{2 \cdot 4 a^2 t_0} + \frac{1 \cdot 3 b^2}{2 \cdot 4 \cdot 6 a^3 t_0} \frac{x^6}{a^3 t_0} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 b^3}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 a^{10} t_0} \frac{x^8}{a^3 t_0} + \dots \right), \quad (5. 7)$$

где

$$a = \sum_i 2h_i v_i; \quad b = \sum_i 2h_i v_i^3.$$

Пренебрегая при небольших x членами ряда, начиная с третьего, и приравнявая правые части равенств (5. 6) и (5. 7), также получаем

$$v_e = \sqrt{\frac{2 \sum h_i v_i}{t_0}} = \sqrt{\frac{\sum h_i v_i}{\sum \frac{h_i}{v_i}}} \quad (5. 5')$$

В случае среды с непрерывным изменением скорости $v(z)$ с глубиной залегания $z = H = \sum h_i$ и горизонтальной отражающей границы после замены сумм интегралами будем иметь

$$v_{\text{эф}}(x) = \sqrt{\int_0^H \frac{v(z) dz}{\sqrt{1 - \frac{v^2(z)}{v_K^2(x)}}} : \int_0^H \frac{dz}{v(z) \sqrt{1 - \frac{v^2(z)}{v_K^2(x)}}}} \quad (5. 8)$$

$$v_e = \lim_{x \rightarrow 0} v_{\text{эф}}(x) = \sqrt{\frac{2}{t_0} \int_0^H v(z) dz} = \sqrt{\int_0^H v(z) dz : \int_0^H \frac{dz}{v(z)}} \quad (5. 9)$$

Таблица 1

$v(z)$	$v_e^2(H)$	$v_e^2(t_0)$
$v_0(1 + \beta z)$	$\frac{v_0^2 \beta H \left(1 + \frac{\beta H}{2}\right)}{\ln(1 + \beta H)}$	$\frac{v_0}{\beta t_0} (e^{v_0 \beta t_0} - 1)$
$v_0(1 + \beta z)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{v_0^3}{3} (1 + \beta H)$	$\frac{4v_0}{3\beta t_0} \left[\left(1 + \frac{1}{4} v_0 \beta t_0\right)^3 - 1 \right]$
$v_0(1 + \beta z)^{\frac{1}{3}}$	$\frac{v_0^2}{2} (1 + \beta H)^{\frac{2}{3}}$	$\frac{3v_0}{2\beta t_0} \left[\left(1 + \frac{1}{3} v_0 \beta t_0\right)^2 - 1 \right]$
$v_0(1 + \beta z)^{\frac{1}{n}}$	$v_0^2 \frac{n-1}{n+1} (1 + \beta H)^{\frac{2}{n}}$	$\frac{2nv_0}{(n+1)\beta t_0} \left[\left(1 + \frac{n-1}{2n} v_0 \beta t_0\right)^{\frac{n+1}{n-1}} - 1 \right]$
$v_0 e^{kz}$	$\frac{v_0^2 e^{kH}}{1 - e^{-kH}}$	$\frac{2v_0}{\left(1 - \frac{v_0 k t_0}{2}\right) t_0 k}$

Примечание. H — глубина залегания отражающей границы, а t_0 — время пробега центрального отраженного луча по вертикали.

Приведенные связи между эффективной скоростью и параметрами среды установлены с предположением, что значение $v_{\text{эф}}$ находится по бесконечно малому элементу годографа вступлений волны. Характерно, что эффективная скорость, вычисленная при указанном предположении, не зависит от других факторов, кроме как от параметров среды, только в своем предельном значении при $x \rightarrow 0$.

Выражения для предельной эффективной скорости v_e при различных законах $v(z)$ изменения скорости с глубиной, найденные нами с учетом формулы (5. 9), приведены в табл. 1.

Формулы (5. 5') и (5. 9), так же как и формулы табл. 1, позволяют установить распределение истинных скоростей в разрезе по вертикали при известных аналитических или графических зависимостях $v_e(t_0)$ или $v_e(z)$, найденных по неискаженным годографам вступлений отраженных волн, при условии, что среда является изотропной.

Искажения на годографах и их влияние на эффективную скорость

Обычно при вычислении эффективной скорости приходится использовать фазовые годографы конечной длины. В таких случаях форма годографа и его положение на оси времен, а следовательно, и вычисленная скорость $v_{\text{эф}}$ находятся в прямой зависимости не только от распределения истинных скоростей, но и от ряда других факторов, которые назовем искажающими. В связи с этим вычисленные эффективные скорости, подлежащие пересчету в пластовые и средние, нуждаются в исправлении или, иначе говоря, в приведении к неискаженным предельным значениям v_e , которые определенным образом связаны со скоростными параметрами разреза.

Отличия вычисленной эффективной скорости $v_{\text{эф}}$ от предельной v_e , так же как и отклонения экспериментального годографа от гиперболы с параметром v_e , по их обусловленности можно подразделить на искажения измерений и допущений. К ошибкам измерений в данном случае можно отнести аппаратные влияния, ошибки отсчета времен, высот, расстояний и глубин. Эти искажения снижают точность определения скорости, однако они не играют существенной роли, так как путем тщательного проведения работ их влияние может быть сведено к минимуму.

Основной причиной отклонений экспериментального годографа от гиперболы параметра v_e и, следовательно, различий $v_{\text{эф}}$ и v_e является несоответствие допущений действительным условиям. Так, для получения неискаженного значения v_e необходимо, чтобы годограф отраженной волны имел очень малую длину и примыкал к пункту взрыва, являлся годографом вступлений и хорошо аппроксимировался гиперболой. Далее необходимо, чтобы в пределах одного или некоторой совокупности взрывных интервалов отражающая и промежуточные границы были плоские, а скорости в слоях постоянные. Условия распространения и приема колебаний должны

быть такими, чтобы не происходило изменений динамических характеристик волны и искажений времени прихода вступлений. И, наконец, необходимо, чтобы непрерывно прослеженное отражение представляло собой простую зеркально-отраженную волну, связанную с непрерывной зеркальной границей. В действительности эти предположения никогда полностью не выполняются. Экспериментальные годографы обычно имеют конечную длину и отличаются от теоретических годографов вступлений, рассчитанных для упрощенной модели среды, поэтому вычисленная эффективная скорость является искаженной и зависит не только от характера среды, но и от различия действительных условий и идеализированных. На основе опыта изучения скоростей можно заключить, что искажения $v_{эф}$ являются следствием: 1) недоучета преломления лучей при конечной длине годографа; 2) криволинейности отражающих границ; 3) наложения волн; 4) фазовых искажений импульса при возбуждении, распространении и приеме; 5) влияния поверхностных неоднородностей; 6) неучета горизонтального градиента скорости.

По величине радиуса корреляции все искажения можно подразделить на высокочастотные (случайные) и низкочастотные (систематические).

Высокочастотными (случайными) являются искажения времен на годографе, радиус корреляции которых во много раз меньше, чем длина годографа. К ним можно отнести все ошибки измерений, а также некоторые ошибки допущений, связанные главным образом с изменчивостью поверхностных сейсмо-геологических условий. Считая измерения в каждой точке независимыми, можно полагать, что радиус корреляции высокочастотных искажений, обусловленных ошибками измерений, равен шагу наблюдений и с уменьшением шага сокращается, т. е. частотность возрастает. Высокочастотные отклонения могут иметь различную амплитуду, иногда большую, чем амплитуда полезных приращений времени на годографе. Но даже тогда, когда среднеквадратическая величина ошибки больше, чем величина истинного приращения времени на годографе, от влияния высокочастотных ошибок можно в значительной мере избавиться, применив при обработке наблюдений аналитическую низкочастотную фильтрацию с хорошо подобранным фильтром или, что равносильно, оптимальное выравнивание результатов с использованием большого числа точек на годографе. Одним из способов ослабления влияний высокочастотных ошибок и искажений, как показано в параграфе 10, является вычисление скорости при избыточном числе точек.

Низкочастотными (систематическими) являются искажения, радиус корреляции которых больше длины годографа или соизмерим с ней. К ним можно отнести некоторые ошибки измерений, однако в основном это перечисленные выше искажения допущений. Низкочастотные ошибки измерений и в какой-то мере искажения, связанные с наложением слабых волн и влиянием поверхностных неоднородностей, могут быть переведены уменьшением расстояния между

точками на годографе в разряд высокочастотных. Этого нельзя сказать об искажениях доущений. Так, ошибки, обусловленные недоучетом преломления, и отклонения фазового годографа от годографа вступлений являются зависимыми в пределах всего годографа, т. е. имеют радиус корреляции, равный длине годографа. Искажения, вызванные криволинейностью границ, имеют радиус корреляции, близкий к размерам встречающихся в районе структурных форм.

Влияние низкочастотных (систематических) искажений на годографах может быть исключено путем введения поправок. Некоторые низкочастотные искажения годографов, проявляющиеся в виде разброса вычисленных значений скорости, также можно ослабить путем выравнивания графиков изменения скорости. Вопросам исключения систематических искажений времени, проявляющихся в виде случайных ошибок скорости, посвящены параграфы 17—20 главы II.

6. ГРАФИЧЕСКИЕ И ГРАФОАНАЛИТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ПЕРВОГО РОДА

Способы подбора и теоретических годографов

С п о с о б ы п о д б о р а заключаются в эмпирическом отыскании параметра $v_{эф}$ аппроксимирующей гиперболы, при которой отражающая граница имела бы заданную, как правило, прямолинейную форму. При подборе используют различные эффекты, которые возникают, если выбранная скорость не совпадает с эффективной. Известно несколько способов подбора.

Один из способов [128] предусматривает сведение к минимуму разброса мнимых точек при построении площадок способом засечек. В основе способа лежит предположение о плоской форме границы. Для построения мнимых точек используют годографы, симметрично расположенные относительно пункта взрыва. Подбирают такое значение $v_{эф}$, при котором многоугольник невязки имел бы минимальные размеры ΔH и Δx (рис. 1).

В случае больших размеров многоугольника в принятую скорость вводят поправку Δv , которую определяют согласно [128], исходя из разброса мнимых точек (размеров многоугольника невязок), по формуле

$$\frac{\Delta v}{v} = 1 - \sqrt{\frac{q(2+q)}{p^2+q(2+q)}},$$

где $p = \frac{\Delta x}{H}$; $q = \pm \frac{\Delta H}{H}$ (верхний знак соответствует случаю пересечения крайних засечек на большей глубине H , чем ближних).

Другой способ заключается в сведении отражающих элементов границы в прямую линию и также основан на предположении плоской границы. Варьируя значения $v_{эф}$, производят построение отражающих элементов, соответствующих различным участкам годографа. Обычно годограф разбивают на два участка, расположенных по раз-

ные стороны от пункта взрыва, или используют встречные годографы. Изменяя $v_{\text{эф}}$, добиваются положения, при котором отражающие элементы смыкаются, образуя прямолинейную площадку (рис. 1, б). В случае прогиба площадки в расчетную скорость вводят поправку Δv , которая может быть определена [128] из зависимости

$$k = \frac{1}{(1-\delta)^4} [(1-\delta)^2 - p^2\delta^2] \sqrt{(1-\delta)^4 + p^2[(1-\delta)^2 - 1]} - 1,$$

где

$$k = \frac{\Delta h}{h}; \quad \delta = \frac{\Delta v}{v}; \quad p = \frac{x}{2h}.$$

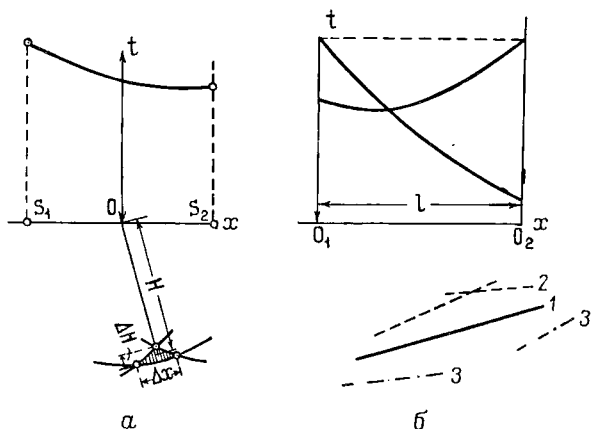


Рис. 1. К определению эффективной скорости способами подбора.

a - способ сведения к минимуму треугольника невязок; *б* - способ сведения отражающих элементов в прямую. Положение площадок показано при различных соотношениях расчетной v и эффективной $v_{\text{эф}}$ скоростей.

1 - $v = v_{\text{эф}}$; 2 - $v < v_{\text{эф}}$; 3 - $v > v_{\text{эф}}$.

Здесь h - глубина залегания площадки; $\Delta v = v - v_0$; x - горизонтальная протяженность площадки.

Способы подбора целесообразно применять в том случае, когда годографы отраженных волн имеют гиперболическую форму и не содержат существенных искажений, обусловленных поверхностными неоднородностями и кривизной границ.

Способы теоретических годографов основаны на сопоставлении экспериментального годографа с гиперболой вида (5.1). Таких способов существует несколько.

Наиболее распространенным является определение $v_{\text{эф}}$ с помощью полулогарифмической палетки [135, 137, 138], рассчитанной по формуле

$$u_1 = \lg t = \lg \frac{1}{2} \sqrt{\xi^2 + z^2} - \lg \frac{v_{\text{эф}}}{2}$$

при $v_{\text{эф}} = 2$. Палетка (рис. 2) представляет семейство кривых $u_1(\xi)$. На вертикальной оси в логарифмическом масштабе нанесены значения t , а на горизонтальной в линейном масштабе — величины ξ . Параметром кривых является $\frac{z}{2}$. Данный параметр при $v = 2$ чис-

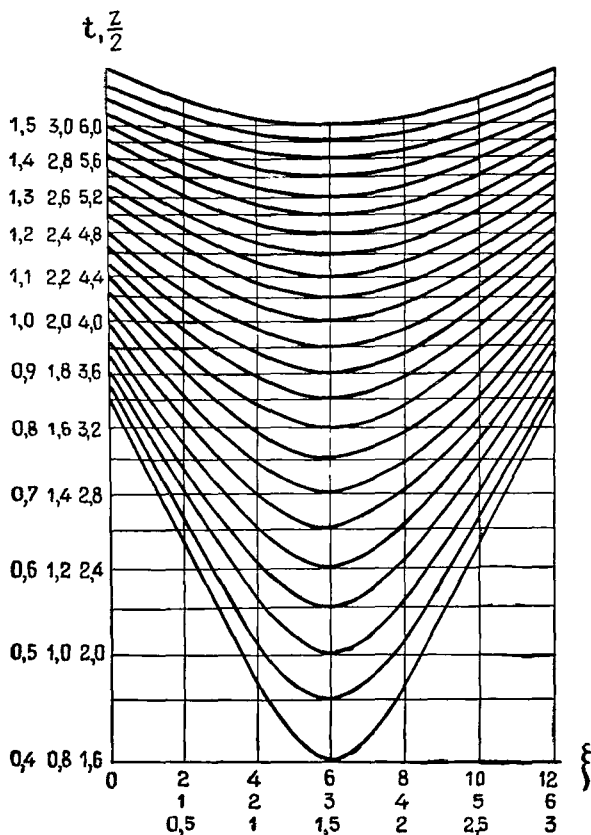


Рис. 2. Палетка теоретических годографов по Ю. В. Ризниченко.

ленно равен t_m . В связи с этим кривые на палетке не размечены: считывание значений параметра производится по точке минимума кривой с использованием общей шкалы времени.

Значение $v_{\text{эф}}$ определяется следующим образом. Наблюденный годограф с помощью вертикальной шкалы палетки перестраивают в полулогарифмическом масштабе, а затем наилучшим образом совмещают с одной из теоретических кривых с параметром $\frac{z}{2} = t_m$.

Зная значение t_m для наблюдаемого годографа и $\frac{z_0}{2}$ для теоретического, находят величину $v_{\text{эф}}$ по формуле

$$v_{\text{эф}} = \frac{z}{t_m}. \quad (6.1)$$

Из других способов следует назвать приближенный способ [25] определения $v_{\text{эф}}$ с помощью палетки кривых $u_2(\xi)$, рассчитанных по формуле

$$u_2 = \frac{t}{t_m} = \sqrt{1 + \left(\frac{\xi}{z}\right)^2}.$$

Параметром кривых является z . Наблюдаемый годограф, построенный в системе координат u_2 и x в соответствующем масштабе, совмещают с одной из кривых палетки, а затем, зная t_m и определив z по палетке, вычисляют $v_{\text{эф}}$ по формуле (6.1).

Имеется несколько модификаций способа определения $v_{\text{эф}}$ с помощью палетки гипербол или парабол, построенных в обычном масштабе t и x [2, 7, 83]. Сущность этого способа заключается в сопоставлении годографа, построенного в обычном масштабе, с семейством гипербол или парабол, представленных в виде палетки, и в отыскании параметра кривой, наилучшим образом совпадающей с экспериментальным годографом. Способ является приближенным. Применять его можно при длине годографа меньшей, чем удвоенная глубина залегания границы. В одной из модификаций [7] палетка гипербол рассчитывается по формуле вида

$$t = \sqrt{\frac{\xi^2}{c^2} (2t_m \Delta t + \Delta t^2) + t_m^2}$$

в системе координат t и x . Значение c при построении палетки принимают постоянным и равным наибольшей величине взрывного интервала. Параметрами кривых являются величины Δt и t_m . Значение t_m для каждой гиперболы выбирают произвольно, но так, чтобы удовлетворялось условие $\Delta t \ll t_m$. При сопоставлении экспериментального годографа с палеткой находят параметры Δt и t_m совпадающей с ним кривой. Значение $v_{\text{эф}}$ определяют по формуле

$$v_{\text{эф}} = \frac{c}{\sqrt{2t_m \Delta t + \Delta t^2}}. \quad (6.2)$$

Из рассмотренных способов теоретических годографов первые два основаны на преобразовании координат годографа. Третий способ не предусматривает такого преобразования и является менее трудоемким. Кроме того, он обладает некоторым преимуществом перед способами преобразования координат, так как позволяет оперировать непосредственно с величинами t и x , измеряемыми экспериментально, в то время как два других способа требуют определения промежуточных величин, которые определяются неточно, что вносит свои погрешности в результат вычислений.

Например, при преобразовании годографа в график $u_2(\xi)$ возникают погрешности в скорости в связи с ошибкой Δt_m в определении t_m на экспериментальном годографе. Согласно [128] эту погрешность можно найти по формуле

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{4t_m^2 v_{эф}^2}{l^2} \frac{\Delta t_m}{t_m}.$$

Палетки теоретических годографов рекомендуется применять при наличии достаточно протяженных годографов с четко выраженными минимумами, если искажения формы годографа, обусловленные поверхностными неоднородностями, неидентичностью приемных капалов и установки сейсмографов, невелики.

Способы, основанные на трансформации годографов в прямую

Различают способы трансформации одиночного годографа и двух встречных или нагоняющих годографов, полученных в пределах одного и того же интервала наблюдений из разных пунктов взрыва. Способы встречных и нагоняющих годографов имеют преимущество перед способами одиночных годографов, которое состоит в способности исключать влияние поверхностных неоднородностей.

Способы трансформации одиночных годографов

Способ квадратичных координат имеет две модификации. В первой [45, 208] трансформация достигается заменой переменных

$$\begin{aligned}\lambda &= (x - x_m)^2, \\ u &= t^2.\end{aligned}$$

При этом линейный гиперболический годограф (рис. 3, а) трансформируется в прямую

$$u = \frac{\lambda}{v_{эф}^2} + \frac{z}{v_{эф}^2}.$$

Наклон прямой

$$b = \frac{du}{d\lambda} = \frac{1}{v_{эф}^2}$$

характеризует эффективную скорость

$$v_{эф} = \frac{1}{\sqrt{b}}.$$

Основной недостаток способа — необходимость точного определения абсциссы x_m минимума. Относительная систематическая

погрешность скорости, связанная с ошибкой Δx_m в определении x_m , выражается [128] формулой

$$\frac{v_{\text{эф}} - v}{v} = \frac{1}{\sqrt{1 \mp \frac{\Delta x_m \sqrt{2}}{l}}} - 1 = \pm 0,707 \frac{\Delta x_m}{l},$$

где l — расстояние от минимума до конца годографа.

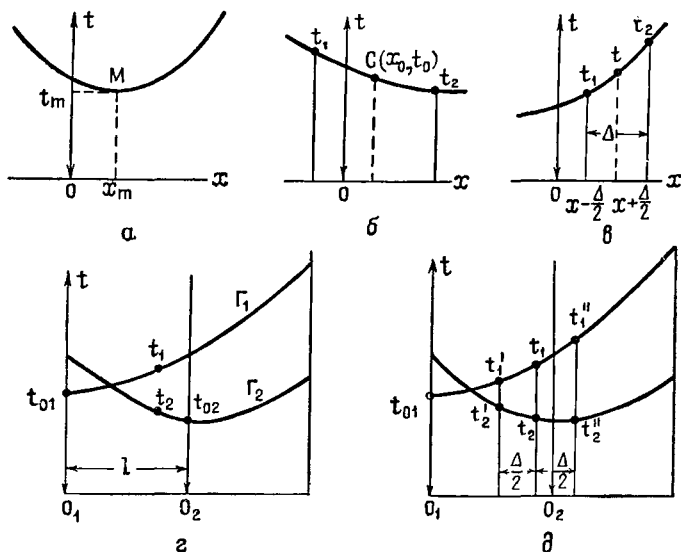


Рис. 3. К способам трансформации годографов в прямую.

Вторая модификация [128] лишена этого недостатка. Трансформация осуществляется заменой переменных

$$\begin{aligned} \lambda &= x - x_0, \\ u &= t_1^2 + t_2^2. \end{aligned}$$

Значения t_1 и t_2 отсчитываются в точках, симметричных относительно середины годографа $C(x_0, t_0)$ (рис. 3, б); график

$$u = \frac{2\lambda}{v_{\text{эф}}^2} + 2t_0$$

представляет прямую с наклоном

$$b = \frac{du}{d\lambda}.$$

Отсюда

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2}{b}}. \quad (6.3)$$

Способ асимптот [200] заключается в построении по наблюдаемому годографу $t(x)$ (рис. 3, а) асимптот

$$u = \frac{1}{v} (\lambda - x_m)$$

путем замены

$$u = \sqrt{t^2 - t_m^2}, \quad \lambda = x$$

и в определении скорости по наклону асимптоты

$$b = \frac{du}{d\lambda} = \frac{1}{v_{\text{эф}}}. \quad (6.4)$$

Способ применим для годографов, имеющих четко выраженный минимум. Неточное определение t_m вызывает погрешности в определении $v_{\text{эф}}$. Относительная погрешность определяется формулой

$$\frac{v_{\text{эф}} - v}{v} = \frac{4t_m^2 v^2}{l^2} \frac{\Delta t_m}{t_m},$$

где l — расстояние от точки минимума до крайней точки годографа; Δt_m — ошибка в определении t_m .

Способ постоянной разности [30] предусматривает трансформацию годографа путем замены (рис. 3, в)

$$u = t_2^2 - t_1^2, \quad \lambda = x,$$

где t_1 и t_2 — времена в точках годографа, расположенных соответственно на расстояниях $x - \frac{\Delta}{2}$ и $x + \frac{\Delta}{2}$ от пункта взрыва. Базу Δ целесообразно принимать [121] примерно равной $0,4 l$, где l — длина годографа. Скорость определяется по наклону трансформированного годографа

$$u = \frac{2\lambda\Delta}{v_{\text{эф}}^2} + \frac{\Delta^2}{v_{\text{эф}}^2} - \frac{4h}{v_{\text{эф}}^2} \Delta \sin \varphi.$$

по формуле

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2\Delta}{b}}, \quad (6.5)$$

где

$$b = \frac{du}{d\lambda}.$$

При небольшой протяженности годографа и небольших изменениях времени на нем можно применять упрощенный способ постоянной разности [128]. В этом случае

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\Delta}{\tau b}}. \quad (6.6)$$

Здесь τ — среднее время на годографе; $b = \frac{du}{d\lambda}$, где $u = t_2 - t_1$.

Другая упрощенная модификация способа постоянной разности (способ кажущихся скоростями) [35] заключается во введении переменных $u = t(t_2 - t_1)$, $\lambda = x$, где t , t_1 , t_2 — времена в точках годографа, расположенных соответственно на расстояниях x , $x - \frac{\Delta}{2}$ и $x + \frac{\Delta}{2}$ от пункта взрыва (рис. 3, в). Скорость выражается следующей формулой:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\Delta}{b}},$$

где $b = \frac{du}{d\lambda}$. Базу Δ и в этом случае целесообразно принимать равной $0,4 l$.

Способы трансформации встречных и нагоняющих годографов

Преимущество способов трансформации встречных и нагоняющих годографов перед способами трансформации одиночных годографов, как уже указывалось, заключается в способности исключать влияние поверхностных неоднородностей.

Способы встречных годографов [61, 63] основан на трансформации двух встречных годографов $t_1(x)$ и $t_2(x)$, полученных из пунктов взрыва O_1 и O_2 на взрывном интервале длиной l , в прямую

$$u = \frac{2l \cos 2\varphi}{v_{\text{эф}}^2} \lambda - \frac{l(l - 2x_m)}{v_{\text{эф}}^2}, \quad (6.7)$$

где $u = t_1^2 - t_2^2$; $\lambda = x$.

За начало координат принимают один из пунктов взрыва (рис. 3, в). Скорость вычисляют по наклонной прямой, используя формулу

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2l}{b} \cos 2\varphi}, \quad (6.8)$$

где

$$b = \frac{du}{d\lambda} = \frac{du}{dx}.$$

В другом виде

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2l}{b + \frac{(t_{02} - t_{01})^2}{l}}}, \quad (6.9)$$

где t_{01} и t_{02} — времена на годографах в пунктах взрыва. При небольших различиях времен t_{01} и t_{02} можно применять формулу

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2l}{b}}. \quad (6.10)$$

При этом надо иметь в виду, что различие в значениях t_0 может быть вызвано не только наклоном границы, но и поверхностными неоднородностями в точках $x = 0$ и $x = l$ — разницей абсолютных высот рельефа и различием параметров ЗМС. Поэтому в случае большой разницы величин t_0 даже в условиях горизонтального залегания границ значение $v_{\text{эф}}$, вычисленное по последней формуле, следует исправлять, вычитая поправку Δv . Величина поправки может быть найдена по формуле

$$\Delta v = \frac{v_{\text{эф}}^3 \Lambda_0^2}{4l^2}.$$

Способ разностного годографа [53] представляет приближенную модификацию способа встречных годографов. Заменяя разность квадратов времен (рис. 3, з)

$$t_1^2 - t_2^2 = 2\tau(t_1 - t_2)$$

и обозначив $t_1 - t_2 = u$, $x = \lambda$, получим следующее уравнение разностного годографа:

$$u = \frac{l \cos 2\varphi}{\tau v_{\text{эф}}^2} \lambda - \frac{l(l - 2x_m)}{2v_{\text{эф}}^2 \tau}, \quad (6.11)$$

где

$$\tau = \frac{\sum t_1 + \sum t_2}{2n}.$$

Здесь n — число точек на интервале l .

Проведенные нами исследования [165, 176] свидетельствуют о том, что при осреднении времен и нахождении τ происходит частичное исключение влияний, вызванных наклоном границы. Более точной формулой замены разности квадратов времен при наклонном залегании границы является выражение

$$t_1^2 - t_2^2 = 2\tau(t_1 - t_2) \frac{\cos 2\varphi}{\cos^2 \varphi}. \quad (6.12)$$

Поэтому уравнение разностного годографа можно представить в виде

$$u = \frac{l \cos^2 \varphi}{\tau v_{\text{эф}}^2} \lambda - \frac{l(l - 2x_m) \cos^2 \varphi}{2v_{\text{эф}}^2 \tau \cos 2\varphi}.$$

Отсюда, считая разностный годограф за прямую, получаем

$$v_{\text{эф}} = \cos \varphi \sqrt{\frac{l}{\tau b}}, \quad (6.13)$$

где

$$b = \frac{du}{dx}.$$

Учитывая незначительное влияние наклона графика, даже при больших различиях времен t_{01} и t_{02} можно применить формулу

$$v_{эф} = \sqrt{\frac{l}{\tau b}}. \quad (6.14)$$

Для ускорения вычислений определение τ можно производить, используя времена в пунктах взрыва и на взаимных точках:

$$\tau = \frac{1}{4} (2t_{вз} + t_{01} + t_{02}).$$

Способ неприменим, если систематические отклонения ординат от прямой превышают 0,002 сек [128]. В этом случае при вычислении скорости, как показано в работе [56], следует пользоваться формулой

$$v_{эф} = \frac{l}{V \tau_m \Delta \kappa}, \quad (6.15)$$

где τ_m — минимальное значение полусуммы времен t для прямого и обратного годографов, $\tau_m = \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right)_m$; $\Delta \kappa$ — приращение на интервале l ординат касательной, проведенной к середине разностного годографа.

Способ нагоняющих годографов [106] является расширением способа встречных годографов на случай, когда x принимает отрицательные значения или значения, превышающие l (рис. 3, ∂). Определять $v_{эф}$ в этом случае можно по формулам способа встречных годографов.

Существует приближенная модификация способов встречных и нагоняющих годографов, так называемый способ кажущихся скоростей [35]. Трансформация пары годографов в прямую достигается введением координат (рис. 3, ∂)

$$u = t_1 (t_1'' - t_1') + t_2 (t_2'' - t_2'), \quad \lambda = x.$$

Здесь t , t' и t'' — времена соответственно в точках, расположенных на расстояниях x , $x - \frac{\Lambda}{2}$ и $x + \frac{\Lambda}{2}$ от пункта взрыва O_1 на прямом $t_1(x)$ и обратном $t_2(x)$ годографах. Вычисление скорости в случае горизонтальной границы выполняют по формуле

$$v_{эф} = 2 \sqrt{\frac{\Lambda}{b}}, \quad (6.16)$$

где

$$b = \frac{du}{dx}.$$

При такой замене способы встречных и нагоняющих годографов теряют присущую им способность исключать поверхностные искажения.

Таким образом, определение $v_{эф}$ при любом способе трансформации сводится к следующим операциям: 1) к замене координат x и t

гиперболы новыми координатами λ и u прямой вида $u = a + b\lambda$;
 2) к определению углового коэффициента $b = \frac{du}{d\lambda}$ и его пересечению в значение $v_{\text{эф}}$. Формулы для замены координат и формулы связи $v_{\text{эф}}$ сведены в табл. 2.

Таблица 2

Способ трансформации	λ	u	$v_{\text{эф}}$
Способ квадратичных координат, первая модификация	$(x - x_m)^2$	t^2	$\sqrt{\frac{1}{b}}$
Способ квадратичных координат, вторая модификация	$(x - x_0)^2$	$t_1^2 + t_2^2$	$\sqrt{\frac{2}{b}}$
Способ асимптот	x	$\sqrt{t^2 - t_m^2}$	$\frac{1}{b}$
Способ постоянной разности, первая основная модификация	x	$t_2^2 - t_1^2$	$\sqrt{\frac{2\Delta}{b}}$
Способ постоянной разности, вторая приближенная модификация	x	$t_2 - t_1$	$\sqrt{\frac{\Delta}{\tau b}}$
Способ постоянной разности (кажущихся скоростей), третья приближенная модификация	x	$t(t_2 - t_1)$	$\sqrt{\frac{\Delta}{b}}$
Способ встречных и пагоняющих годовграфов	x	$t_1^2 - t_2^2$	$\sqrt{\frac{2l \cos 2\varphi}{b}}$
Способ разностного годовграфа	x	$t_1 - t_2$	$\cos \varphi \sqrt{\frac{l}{b\tau}}$ или $\frac{l}{\sqrt{\tau_m \Delta k}}$

Наклон прямой независимо от способа трансформации можно определять графически и аналитически. Графическое определение наклона заключается в проведении осредняющей прямой $\bar{u} = a + b\lambda$ и вычислении b по формуле

$$b = \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta \lambda}.$$

Формулы для аналитического определения коэффициентов a и b даны в следующем параграфе.

7. АНАЛИТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ПЕРВОГО РОДА

Аналитические (численные) способы имеют известные преимущества перед графическими и графоаналитическими способами. Применение их позволяет избежать субъективных ошибок и обеспечивает после исключения точек с аномально большими отклонениями от годографа получение наиболее точных данных. При аналитической обработке имеется возможность оценить ошибку. Особенно широко эти способы начали применять в последние годы в связи с автоматизацией и механизацией вычислительных работ в сейсморазведке. В настоящее время известно несколько десятков таких способов, предложенных в разное время разными авторами.

Ниже приводятся формулы аналитического определения скорости для известных способов при использовании значений времени на годографах.

Аналитические способы, основанные на трансформации годографов

Исходя из табл. 2, можно написать несколько (по числу способов трансформации) формул аналитического определения скорости. Для этого необходимо выразить u через t , а λ через x и определить коэффициент b прямой $\bar{u} = a + b\lambda$. Для оценки точности, кроме коэффициента b , определяют коэффициент a прямой $\bar{u} = a + b\lambda$.

Аналитическое определение a и b по предложению П. Н. Пузырева [121] можно осуществлять по методу наименьших квадратов, используя следующие формулы:

$$a = \frac{\sum \lambda^2 \sum u - \sum \lambda \sum \lambda u}{n \sum \lambda^2 - (\sum \lambda)^2}, \quad (7.1)$$

$$b = \frac{n \sum \lambda u - \sum \lambda \sum u}{n \sum \lambda^2 - (\sum \lambda)^2}. \quad (7.2)$$

Здесь и в других формулах данного параграфа суммирование ведется по всем n точкам на графике $u(\lambda)$. Эти формулы можно получить из условий:

$$\begin{aligned} \sum (u - a - b\lambda)^2 &= \min, \\ \frac{\partial}{\partial a} \left[\sum (u - a - b\lambda)^2 \right] &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial b} \left[\sum (u - a - b\lambda)^2 \right] &= 0, \end{aligned}$$

где u — значение, отсчитанное по экспериментальному графику $u(\lambda)$, точки на котором имеют некоторый разброс относительно прямой $\bar{u}(\lambda)$.

Выражения (7. 1) и (7. 2) можно записать в таком виде:

$$a := \frac{\sum ug(\lambda)}{\sum \lambda p(\lambda)}, \quad (7. 3)$$

$$b = \frac{\sum up(\lambda)}{\sum \lambda p(\lambda)}, \quad (7. 4)$$

где

$$g(\lambda) := \sum \lambda^2 - \lambda \sum \lambda; \quad (7. 5)$$

$$p(\lambda) = n\lambda - \sum \lambda. \quad (7. 6)$$

Если график $u(\lambda)$ задан непрерывно на участке длиной l , то из (7. 3) и (7. 4) после умножения числителя и знаменателя на $\Delta\lambda$ и при стремлении $\Delta\lambda$ к нулю получим

$$a = \frac{\int_0^l u(\lambda) g(\lambda) d\lambda}{\int_0^l \lambda p(\lambda) d\lambda}, \quad (7. 7)$$

$$b = \frac{\int_0^l u(\lambda) p(\lambda) d\lambda}{\int_0^l \lambda p(\lambda) d\lambda}, \quad (7. 8)$$

где

$$g(\lambda) = \int_0^l \lambda^2 d\lambda - \lambda \int_0^l \lambda d\lambda; \quad (7. 9)$$

$$p(\lambda) = l\lambda - \int_0^l \lambda d\lambda. \quad (7. 10)$$

После интегрирования и сокращений будем иметь

$$a := \frac{1}{l^2} \int_0^l u(\lambda) g(\lambda) d\lambda, \quad (7. 11)$$

$$b = \frac{12}{l^3} \int_0^l u(\lambda) p(\lambda) d\lambda, \quad (7. 12)$$

где

$$g(\lambda) = 4l - 6\lambda; \quad (7. 13)$$

$$p(\lambda) = \lambda - \frac{l}{2}. \quad (7. 14)$$

Из приведенных формул следует, что определение углового коэффициента заключается в отыскании выравненных значений \bar{u} и $\bar{\lambda}$ с помощью линейной функции выравнивания $p(\lambda)$, вид которой показан на рис. 6, *д*, *е*. При этом функция $p(\lambda)$ должна удовлетворять следующим требованиям. Она должна обеспечивать вычисление коэффициента b и наилучшее ослабление высокочастотных искажений.

Для того чтобы получить выражение для b , не зависящее от других величин, кроме как от u и λ , функция $p(\lambda)$ должна удовлетворять единственному условию: быть осциллирующей в пределах рассматриваемого участка профиля, т. е.

$$\sum_1^n p(\lambda) = 0, \quad (7.15)$$

$$\int_0^l p(\lambda) d\lambda = 0.$$

В самом деле, умножив правую и левую части уравнения прямой $u = a + b\lambda$ на $p(\lambda)$, суммировав или проинтегрировав обе части равенств, получим

$$\sum_1^n u p(\lambda) = a \sum_1^n p(\lambda) + b \sum_1^n \lambda p(\lambda), \quad (7.16)$$

$$\int_0^l u p(\lambda) d\lambda = a \int_0^l p(\lambda) d\lambda + b \int_0^l \lambda p(\lambda) d\lambda.$$

Если удовлетворяется условие (7.15), то первые члены правых частей равенств (7.16) обращаются в нуль. Отсюда непосредственно следуют выражения вида (7.3) и (7.8).

Очевидно, что, кроме рассмотренных выше дискретных и непрерывных функций $p(\lambda)$ [см. (7.6), (7.14)], вытекающих из способа наименьших квадратов, условию (7.15) удовлетворяет бесчисленное множество других функций. Наиболее простой из них является функция, показанная на рис. 7, *а*, *б*:

$$p(\lambda) = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 < \lambda < \frac{l}{2}, \\ 1 & \text{при } \frac{l}{2} < \lambda < l, \end{cases} \quad (7.17)$$

где l — длина участка годографа.

В этом случае b можно вычислить по формуле суммирования значений λ и u с весами $p(\lambda)$, равными единице.

Условие наилучшего ослабления искажений выполняется подбором функции $p(\lambda)$ с таким расчетом, чтобы среднеквадратическая ошибка m_b коэффициента b имела минимальное значение. Вопросам оценки ошибок и выбора функции $p(\lambda)$ посвящен параграф 10.

Основываясь на приведенных выше формулах и данных табл. 2, можно написать следующие выражения для $v_{\text{эф}}$.

1. В первой модификации способа квадратичных координат, когда $u = t^2$, $\lambda = (x - x_m)^2$ и на одной ветви годографа содержится n точек, учитывая, что $v_{\text{эф}}^2 = b^{-1}$, получим

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{\sum_1^n (x - x_m)^2 \left[n(x - x_m)^2 - \sum_1^n (x - x_m)^2 \right]}{\sum_1^n t^2 \left[n(x - x_m)^2 - \sum_1^n (x - x_m)^2 \right]}. \quad (7.18)$$

2. Во второй модификации, когда $\lambda = (x - x_0)^2$, $u = t_1^2 + t_2^2$, а на годографе имеется $k = 2n - 1$ точек, формулу определения $v_{\text{эф}}$ можно записать так:

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{2 \sum_1^n (x - x_0)^2 \left[n(x - x_0)^2 - \sum_1^n (x - x_0)^2 \right]}{\sum_1^n (t_1^2 + t_2^2) \left[n(x - x_0)^2 - \sum_1^n (x - x_0)^2 \right]}, \quad (7.19)$$

где n — количество пар точек.

3. Для способа асимптот, когда $u = \sqrt{t^2 - t_m^2}$, $\lambda = x$, $v_{\text{эф}} = \frac{1}{b}$, формула для вычисления скорости может быть записана в таком виде:

$$v_{\text{эф}} = \frac{\sum_1^n x (nx - \sum x)}{\sum_1^n (t^2 - t_m^2)^{\frac{1}{2}} (nx - \sum x)}. \quad (7.20)$$

4. В способе постоянной разности $u = t_2^2 - t_1^2$, $\lambda = x$,

$$b = \frac{\sum_1^n (t_2^2 - t_1^2) p(x)}{\sum xp(x)}$$

и в соответствии с табл. 2

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{2\Delta}{b}.$$

После подстановки в эту формулу предшествующего выражения для наклона b найдем

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{2\Delta \sum_1^s xp(x)}{\sum_1^s (t_2^2 - t_1^2) p(x)}. \quad (7.21)$$

Здесь

$$p = sx - \sum_1^s x; \quad s = k - d; \quad d = \frac{\Delta}{\Delta x}, \quad x = \frac{x_1 + x_2}{2},$$

где k — число точек на годографе; s — число разностей $t_2^2 - t_1^2$; Δx — расстояние между точками на годографе; Δ — база образования разности. За начало координат принято начало годографа, где $x = 0$.

5. В приближенной модификации способа постоянной разности по Н. П. Пузыреву

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{\Delta \sum_1^s x p(x)}{\tau \sum_1^s (t_2 - t_1) p(x)}, \quad (7.22)$$

где τ — среднее время на годографе.

6. В приближенной модификации способа постоянной разности по Б. А. Вейцману

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{\Delta \sum_1^s x p(x)}{\sum_1^s t (t_2 - t_1) p(x)}. \quad (7.23)$$

7. При встречных годографах аналогично получим

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{2l \cos 2\varphi \sum_1^n x (nx - \sum x)}{\sum_1^n (t_1^2 - t_2^2) (nx - \sum x^2)}. \quad (7.24)$$

8. Для разностного годографа

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{l \cos^2 \varphi}{\tau \sum_1^n (t_1 - t_2) (nx - \sum x)}. \quad (7.25)$$

Таким же образом можно получить формулы непосредственного определения $v_{\text{эф}}$ по значениям времени, снятым с годографа, и при любых других способах трансформации гиперболы в прямую.

Способ наименьших квадратов. Данный способ [36, 135, 197, 213] заключается в представлении уравнения годографа-гиперболы (5. 1) после замены $t^2 = u$ в виде уравнения параболы

$$\bar{u} = cx^2 + dx + f,$$

где x — абсцисса точек на годографе при произвольно расположенном по отношению к пункту взрыва начале координат, совпадающем с началом годографа;

$$c = \frac{1}{v_{\text{эф}}^2}; \quad d = -\frac{4h \sin \varphi}{v_{\text{эф}}^2}; \quad f = \frac{4h}{v_{\text{эф}}^2}.$$

Для случая дискретно заданного годографа, исходя из условий

$$\sum_1^k [u - (cx^2 + dx + f)]^2 = \min,$$

можно записать следующую систему нормальных уравнений:

$$c \sum x^4 + d \sum x^3 + f \sum x^2 = \sum ux^2,$$

$$c \sum x^3 + d \sum x^2 + f \sum x = \sum ux,$$

$$c \sum x^2 + d \sum x + fn = \sum u,$$

где суммирование ведется по всем k точкам на годографе.

Отсюда можно найти коэффициенты

$$c = \frac{C}{N}, \quad d = \frac{D}{N}, \quad f = \frac{F}{N},$$

где C , D , F и N — определители, составленные из коэффициентов при c , d и f в нормальных уравнениях и правых частей этих уравнений.

Имея в виду, что $c = \frac{1}{v_{\text{эф}}^2}$, $u = t^2$, можно записать следующую формулу для определения скорости:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{N}{C}} = \frac{\left| \begin{array}{ccc} \sum x^4 & \sum x^3 & \sum x^2 \\ \sum x^3 & \sum x^2 & \sum x \\ \sum x^2 & \sum x & n \end{array} \right|^{\frac{1}{2}}}{\left| \begin{array}{ccc} \sum x^2 u & \sum x^3 & \sum x^2 \\ \sum x u & \sum x^2 & \sum x \\ \sum u & \sum x & n \end{array} \right|^{\frac{1}{2}}}. \quad (7.26)$$

Способ суммирования времен. На основании уравнения годографа в виде биномиального ряда предложена [165] следующая формула для определения скорости:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\sum_2 x^2 - \sum_1 x^2}{(\sum_2 t)^2 - (\sum_1 t)^2}}. \quad (7.27)$$

Здесь \sum_1 и \sum_2 — суммы координат точек соответственно для участков AB и BC годографа, имеющих одинаковую длину $\frac{l}{2}$ (рис. 4). Применение этой формулы при наличии двух ветвей — правой $t'(x)$ и левой $t''(x)$ — одиночного годографа возможно как при горизонтальном, так и при наклонном залегании границы. В данном случае

$$\sum t = \frac{\sum t' + \sum t''}{2}.$$

При определении скорости по встречным годографам $t'(x)$ и $t''(x)$ следует использовать формулу

$$v_{\text{эф}} = \cos \varphi \sqrt{\frac{\sum_2 x^2 - \sum_1 x^2}{(\sum_2 t)^2 - (\sum_1 t)^2}}, \quad (7.28)$$

где

$$\sum t = \frac{\sum t' + \sum t''}{2}.$$

В случае встречных годографов обеспечивается исключение поверхностных искажений. Для равномерного расположения точек на годографе через промежутки Δx при угле наклона отражающей границы до 15° из (7.28) имеем

$$v_{\text{эф}} = \frac{A}{V \tau \gamma}, \quad (7.29)$$

где

$$\gamma = \sum_2 t - \sum_1 t.$$

При четном числе k точек на каждом годографе

$$A = \frac{k \Delta x}{2} \sqrt{\frac{k-1}{2}}, \quad \tau = \frac{\sum_2 t + \sum_1 t}{k}, \quad \sum_1 = \sum_1^{\frac{k}{2}}, \quad \sum_2 = \sum_{\frac{k}{2}+1}^k,$$

при нечетном k

$$A = \frac{(k-1) \Delta x}{2} \sqrt{\frac{k+1}{2}}, \quad \tau = \frac{\sum_2 t + \sum_1 t}{k-1}, \quad \sum_1 = \sum_1^{\frac{k+1}{2}}, \quad \sum_2 = \sum_{\frac{k+1}{2}}^k.$$

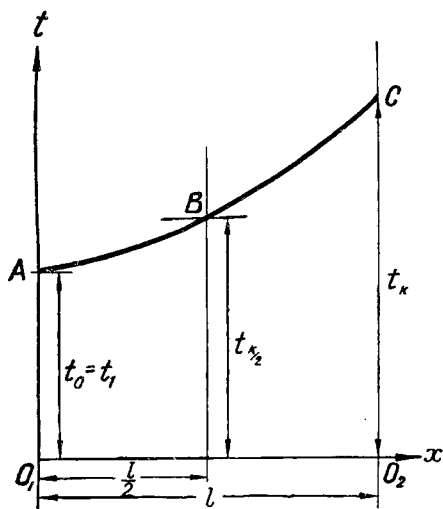


Рис. 4. К способу суммирования времен.

Способы суммирования (интегрирования) квадратов времен. Известно несколько способов суммирования квадратов времен в точках годографа, симметрично расположенных по отношению к началу координат.

Так, в работе [102] предложены формулы определения скорости по всем точкам годографа с систематическим использованием точки минимума $M(x_m, t_m)$ (рис. 3)

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{\sum_i (x_i - x_m)^2}{\sum_i (t_i^2 - t_m^2)} \quad (7.30)$$

и средней точки $C(x_0, t_0)$

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^{k-1} (x_i - x_0)^2}{\sum_{i=1}^{k-1} \left(\frac{t_{1i}^2 + t_{2i}^2}{2} - t_0^2 \right)} \quad (7.31)$$

В формуле (7.31) t_1 и t_2 — значения времен в точках годографа, симметрично расположенных по отношению к средней точке $C(i=0)$.

С. В. Крылов [90], располагая начало координат в средней точке годографа длиной $2l$, после умножения всех членов уравнения годографа, записанного в квадратичных координатах, на функцию

$$p(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } -l \leq x < -\frac{l}{2}, \quad \frac{l}{2} < x \leq l, \\ -1 & \text{при } -\frac{l}{2} < x < \frac{l}{2} \end{cases}$$

и интегрирования в пределах от $-l$ до l выводит следующую формулу вычисления скорости по одиночному годографу:

$$v_{\text{эф}} = l \sqrt{\frac{l}{2S}}, \quad (7.32)$$

где

$$S = \int_{-l}^l t^2 p(x) dx.$$

При дискретном задании k точек на годографе в случае k , кратного четырем, вычисление S выполняется суммированием квадратов времен:

$$S = \Delta x \left(\sum_{i=1}^{\frac{k}{4}} t_i^2 - \sum_{\frac{k}{4}+1}^{\frac{3k}{4}} t_i^2 + \sum_{\frac{3k}{4}+1}^k t_i^2 \right);$$

если условие кратности не выполняется, лишние точки отбрасывают.

По встречным годографам $t_1(x)$ и $t_2(x)$, заданным на интервале l , скорость вычисляют с использованием формулы

$$v_{\text{эф}} = \frac{l}{2} \sqrt{2 \frac{l}{S} \cos 2\varphi}. \quad (7.33)$$

Здесь

$$S = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} (t_1^2 - t_2^2) p(x) dx,$$

где

$$p = \begin{cases} +1 & \text{при } \frac{l}{2} \leq x < l, \\ -1 & \text{при } 0 < x \leq \frac{l}{2}. \end{cases}$$

При дискретном задании точек на годографах вычисления проводят путем суммирования квадратов времен. При четном k

$$S = \Delta x \left(- \sum_{i=1}^{\frac{k}{2}} t_{1i}^2 + \sum_{\frac{k}{2}+1}^k t_{1i}^2 + \sum_{i=1}^{\frac{k}{2}} t_{2i}^2 - \sum_{\frac{k}{2}+1}^k t_{2i}^2 \right).$$

Формула (7.33) обеспечивает исключение поверхностных искажений.

В работе [117] даны две формулы. При анализе этих формул выясняется, что первая из них представляет частный случай систематического использования в формуле (7.34) точки над пунктом взрыва, а вторая — частный случай формулы (7.32) при дискретном задании точек на годографе.

Несколько формул интегрирования квадратов времен предложено в статье [88]. Основная формула предусматривает систематическое использование крайних точек на годографе при $x = -l$ и $x = l$. В принятых нами обозначениях эта формула имеет вид:

$$v_{\text{эф}}^2 = \frac{l^3}{12 \int_{-l}^l [t^2(l) - t^2(x)] dx}. \quad (7.34)$$

В заключение отметим, что при использовании трех точек на годографе, расположенных через одинаковые промежутки, все известные способы определения скорости оказываются тождественными и описываются следующей формулой [135, 145]:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2l}{\frac{t_1^2 + t_2^2}{2} - t_0^2}}. \quad (7.35)$$

Здесь l — расстояние между точками; t_0 — время в средней точке; t_1 и t_2 — время в точках, одинаково удаленных от середины годографа.

8. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ВТОРОГО РОДА, ОСНОВАННЫЕ НА СПЕЦИАЛЬНОМ ВЫБОРЕ ТОЧЕК НА ГОДОГРАФЕ

Способы, основанные на специальном выборе точек на годографах, подразделяются на способы взаимных точек [124, 137, 144] и сопряженных точек [26]. Известны и другие модификации: способ симметричных точек [128] и способ длинных интервалов [206], которые получили существенное развитие в работе [87].

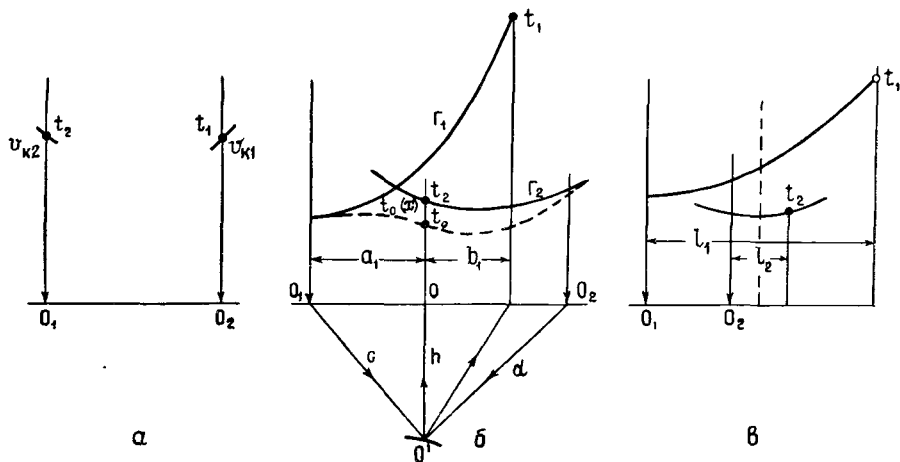


Рис. 5. К определению скорости.

а — по способу взаимных точек; б — по способу сопряженных точек; в — по способу симметричных точек.

Как уже указывалось, скорость, вычисленная с помощью этих способов, отличается от скорости первого рода, вычисленной при аппроксимации годографа гиперболой, и называется скоростью второго рода. В отличие от скорости первого рода она не зависит от кривизны отражающей границы, но вместе с тем трудно поддается пересчету в значения пластовой и средней скоростей. Поэтому способы определения $v_{\text{эф}}$ второго рода применяются редко, в основном при слабой скоростной дифференциации среды, когда эффективная скорость мало отличается от средней.

Способ взаимных точек. В случае линейных продольных годографов, образующих систему встречных ветвей (рис. 5, а), значение скорости можно определить по формуле

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{2v_{k1}v_{k2} - \psi(v_{k1} + v_{k2})}{v_{k1} + v_{k2} - 2\psi}} \psi, \quad (8.1)$$

где $\psi = \frac{l}{t}$; l — длина взрывного интервала; t — время во взаимных точках.

При малых углах наклона формула принимает вид:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\psi v_k}.$$

Здесь

$$v_k = \frac{v_{k1} + v_{k2}}{2}.$$

В случае, если одно из значений v_k равно бесконечности ($v_k = \infty$, $v_{k2} = v_k$),

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{(2v_k - \psi)\psi}.$$

Способ сопряженных точек. При определении скорости используют сопряженные годографы G_1 и G_2 , полученные из двух пунктов взрыва (рис. 5, б). По Л. И. Богданову для каждой пары сопряженных годографов G_1 и G_2 строят границу способом полей времен и подбирают такие значения расчетной скорости, при которых границы раздела, построенные по сопряженным годографам G_1 и G_2 , наилучшим образом совпадают одна с другой.

В работе [87] предлагается при выборе сопряженных точек использовать линию $t_0(x)$, построенную известным способом П. Н. Пузырева [128]. Для каждой точки O на профиле можно найти t_0 , а затем $v_k = \frac{d[t_0(x)]}{dx}$ и определить абсциссы l_i сопряженных точек, отсчитанные от соответствующего пункта взрыва O_i , где $i = 1, 2$ и т. д. (рис. 5, б) по формуле

$$l_i = a_i + b_i.$$

где

$$b_i = a_i \frac{h}{h \pm 2a_i \sin \varphi} = \frac{a_i t_0}{t_0 \pm 4 \frac{a_i}{v_k}}.$$

Знак плюс соответствует смещению пункта взрыва относительно точки O на расстояние a_i по падению, а знак минус — смещению пункта взрыва от точки O на расстояние a_i по восстанию пластов.

Скорость $v_{\text{эф}}$ вычисляется по формуле

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{l_1^2 - l_2^2}{t_1^2 - t_2^2 - \frac{4}{v_k^2} (a_1 b_1 - a_2 b_2)}}. \quad (8.2)$$

Если приближенно принять

$$4(a_1 b_1 - a_2 b_2) \approx l_1^2 - l_2^2,$$

то формулу (8. 2) можно переписать в таком виде:

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{l_1^2 - l_2^2}{t_1^2 - t_2^2 - \frac{l_1^2 - l_2^2}{v_R^2}}} \quad (8. 3)$$

Существует приближенная модификация способа сопряженных точек [128] — способ симметричных точек, при котором значение скорости находят по формуле

$$v_{\text{эф}} \approx \sqrt{\frac{l_2^2 - l_1^2}{t_2^2 - t_1^2}}, \quad (8. 4)$$

где l_1 — абсцисса точки на годографе Γ_1 , отсчитанная относительно пункта взрыва O_1 ; t_1 — время в этой точке; l_2 — абсцисса точки на годографе Γ_2 , отсчитанная относительно пункта взрыва O_2 . Годограф Γ_1 получен при взрыве из пункта O_1 , а Γ_2 — из пункта O_2 (рис. 5, в). Формула (8. 4) применима при небольших углах наклона элемента границы произвольной формы.

Для наклонной границы произвольной формы рекомендуется использовать формулу

$$v_{\text{эф}} \approx \cos \varphi \sqrt{\frac{l_2^2 - l_1^2}{t_2^2 - t_1^2}} \quad (8. 5)$$

9. ОБОБЩЕННАЯ ФОРМУЛА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ

В практике сейсморазведочных работ наиболее широкое применение получили способы определения эффективных скоростей первого рода, поэтому далее мы будем рассматривать их более детально.

Из предшествующих параграфов данной главы следует, что в настоящее время известно большое число способов определения эффективных скоростей. Одни из них позволяют определить скорость путем ее подбора при построении отражающих границ или с помощью палеток, другие заключаются в трансформации годографов в прямую с последующим графическим определением углового коэффициента прямой. Имеются аналитические способы вычисления скорости с помощью метода наименьших квадратов либо путем суммирования времен или интегрирования годографов по значениям времен, снятым непосредственно с годографа. Есть также способы, которые предусматривают приложение метода наименьших квадратов, суммирования и интегрирования к многочисленным приемам трансформации годографов. Несмотря на множество уже известных формул, число опубликованных работ, посвященных вычислению эффективных скоростей, продолжает возрастать, причем иногда предлагаются способы вычисления, тождественные разработанным ранее или не имеющие преимуществ перед ними.

Разнообразие способов определения эффективных скоростей при отсутствии обобщающей работы, в которой они были бы рассмотрены с единых позиций, серьезно затрудняет выбор оптимальных условий вычислительных работ. При выборе оптимальных условий обычно прибегают к опробованию разных формул, затрачивая большой труд на дополнительные вычисления. Результаты же во многих случаях оказываются неудовлетворительными, что часто пытаются объяснить непригодностью или недостатками опробованных формул. Иногда поиски истинных причин, приведших к неудаче, подменяются поисками новых способов, тогда как в действительности причины связаны не с особенностями способов, а с характером исходных данных.

Из опыта сейсморазведочных работ на Русской платформе следует, что успешное изучение скоростной характеристики разреза по годографам отраженных волн возможно только при использовании систем наблюдений, обеспечивающих уверенное распознавание природы осей синфазности и исключение искажений систематического характера. Выбор способа определения скорости влияет лишь на степень ослабления случайных ошибок, роль которых невелика.

Известно, что вычисление скорости по нескольким годографам равносильно выравниванию их эффективных параметров и приводит к ослаблению ошибок и искажений с вероятным периодом (радиусом корреляции), меньшим, чем база выравнивания. В настоящем параграфе показано, что определение эффективной скорости по годографу с избыточным (более трех) числом точек есть выравнивание, сопровождающееся ослаблением искажений с вероятным периодом, меньшим, чем длина годографа. Установлено, что все способы определения скорости, как известные, так и потенциально возможные, можно представить в виде обобщенной формулы выравнивания значений t или t^2 , взятых с изменяющимися в пределах годографа $t(x)$ весами $p(x)$. Эти способы различаются по виду применяемых функций $p(x)$, от характера которых и зависит степень ослабления ошибок и искажений. При определении скорости по трем точкам, число которых является минимальным и не обеспечивает выравнивания данных, все способы, как уже указывалось в параграфе 7, полностью тождественны.

Обобщенную формулу для одиночного годографа отраженной волны можно получить [178] из уравнения аппроксимирующей гиперболы (5. 1):

$$v^2 t^2 = (x - x_m)^2 + v^2 t_m^2 \quad (9. 1)$$

если за начало координат принять середину участка наблюдений, в общем случае не совпадающую с пунктом взрыва.

Умножим правую и левую части равенства (9. 1) на некоторую функцию $p(x)$, удовлетворяющую условиям

$$p(x) = p(-x), \quad \int_{-l}^l p(x) dx = 2 \int_0^l p(x) dx = 0, \quad (9. 2)$$

где l — длина половины годографа, и проинтегрируем полученное выражение от $x = -l$ до $x = l$. Тогда будем иметь

$$v_{\text{эф}}^2 \int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx = \int_{-l}^l (x - x_m)^2 p(x) dx + v^2 t_m^2 \int_{-l}^l p(x) dx.$$

Второй член правой части этого равенства в соответствии с условием (9. 2) равен нулю, так как $v^2 t_m^2$ не зависит от x , а $\int_{-l}^l p(x) dx = 0$.

Поэтому

$$v_{\text{эф}}^2 \int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx = \int_{-l}^l (x - x_m)^2 p(x) dx.$$

Для ветви годографа, располагающейся в направлении падения границы,

$$x_m = -2h \sin \varphi,$$

для ветви, располагающейся по восстанию границы,

$$x_m = 2h \sin \varphi.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{-l}^l (x - x_m)^2 p(x) dx &= \int_0^l (x + 2h \sin \varphi)^2 p(x) dx + \int_0^l (x - \\ &- 2h \sin \varphi)^2 p(x) dx = \int_0^l 2x^2 p(x) dx + \int_0^l 4h^2 \sin^2 \varphi p(x) dx. \end{aligned}$$

В соответствии с условием (9. 2)

$$\int_0^l 4h^2 \sin^2 \varphi p(x) dx = 2h^2 \sin^2 \varphi \int_{-l}^l p(x) dx = 0.$$

Таким образом,

$$v_{\text{эф}}^2 \int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx = 2 \int_0^l x^2 p(x) dx = \int_{-l}^l x^2 p(x) dx.$$

Отсюда получим обобщенную формулу для эффективной скорости

$$v_{\text{эф}} = \frac{C}{\left[\int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx \right]^{1/2}}, \quad (9. 3)$$

где C — постоянный коэффициент, зависящий от длины годографа и вида функции $p(x)$:

$$C = \left[\int_{-l}^l x^2 p(x) dx \right]^{1/2}. \quad (9. 4)$$

Если заданы два встречных годографа (рис. 3, 2)

$$v_{\text{эф}}^2 t_1^2 = (x - x_m)^2 + v^2 t_m^2$$

и

$$v_{\text{эф}}^2 t_2^2 = (x - x_m)^2 + v^2 t_m^2$$

на интервале наблюдения длиной l , то после совмещения пунктов взрыва O_1 и O_2 с началом координат 0 , умножения правых и левых частей уравнений годографов на функцию $p(x)$ и интегрирования будем иметь

$$v_{\text{эф}}^2 \int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx = \int_0^l (x + 2h_1 \sin \varphi)^2 p(x) dx + \\ + \int_0^l (x - 2h_2 \sin \varphi)^2 p(x) dx.$$

В данном случае

$$h_2 = h_1 + \Delta h = h_1 + l \sin \varphi,$$

поэтому

$$v_{\text{эф}}^2 \int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx = 2 \int_0^l (x^2 - 2xl \sin^2 \varphi) p(x) dx.$$

Отсюда

$$v_{\text{эф}} = \frac{C}{\left[\int_{-l}^l t^2(x) p(x) dx \right]^{1/2}}. \quad (9.3')$$

Коэффициент C в данном случае зависит от угла падения отражающей границы:

$$C = \left[\int_{-l}^l (x^2 - 2xl \sin^2 \varphi) p(x) dx \right]^{1/2}. \quad (9.5)$$

Если годографы заданы дискретно значениями x_i , t_i , обобщенная формула (9.3) принимает вид:

$$v_{\text{эф}} = \frac{C'}{\left[\sum t_i^2 p_i \right]^{1/2}}, \quad (9.3'')$$

где для одиночного годографа

$$C' = \left[\sum x_i^2 p_i \right]^{1/2}, \quad (9.4')$$

для встречных годографов

$$C' = \left[\sum (x_i^2 - 2lx_i \sin^2 \varphi) p_i \right]^{1/2}. \quad (9.5')$$

Здесь и в последующем (там, где пределы суммирования не указаны) суммирование ведется по всем точкам от $i = -(n-1)$ при

$x = -l$ до $i = n - 1$ при $x = l$. В случае $x = 0$ имеем $i = 0$. Число точек k на двух ветвях одиночного годографа равно $2n$, если координаты при $x = 0$ суммируются дважды, и равно $2n - 1$, если они учитываются один раз; n — число точек на одной ветви годографа, прослеженной на участке длиной l . Функция удовлетворяет условиям

$$p_i = p_{-i}, \quad \sum_{i=-(n-1)}^{n-1} p_i = 2 \sum_{i=0}^{n-1} p_i = 0. \quad (9.2')$$

Если функцию p выбрать так, чтобы, кроме условий (9.2'), удовлетворялись равенства

$$p(x) = q(x+c) - q(x-c), \quad p_i = q_{i+s} - q_{i-s}, \quad (9.6)$$

где $q(x) = -q(-x)$, $q_i = -q_{-i}$ — произвольные нечетные функции, отличающиеся от нуля при

$$\begin{aligned} -(l-c) < x < (l+c), \\ -(n-1-s) < i < n-1-s, \end{aligned}$$

то обобщенную формулу (9.3) можно представить в виде следующих приближенных равенств:

$$v_{\text{эф}} = \frac{B}{\left[\int_{-l}^l t(x) dx \int_{-l}^l t(x) p(x) dx \right]^{1/2}}, \quad (9.7)$$

$$v_{\text{эф}} = \frac{B'}{\left[\sum t_i \sum t_i p_i \right]^{1/2}}. \quad (9.7')$$

Здесь для одиночного годографа

$$B = \left[l \int_{-l}^l x^2 p(x) dx \right]^{1/2}, \quad (9.8)$$

$$B' = \left[\frac{k}{2} \sum x_i^2 p_i \right]^{1/2}, \quad (9.8')$$

для встречных годографов

$$B = \left[l \frac{\cos^2 \varphi}{\cos 2\varphi} \int_{-l}^l (x^2 - 2xl \sin^2 \varphi) p(x) dx \right]^{1/2}, \quad (9.9)$$

$$B' = \left[\frac{k}{2} \frac{\cos^2 \varphi}{\cos 2\varphi} \sum (x_i^2 - 2x_i l \sin^2 \varphi) p_i \right]^{1/2}. \quad (9.9')$$

Исследуя различные способы определения $v_{\text{эф}}$, можно показать, что любой из них удовлетворяет обобщенной формуле вида (9.3) или (9.7). Ниже приводятся выражения функции $p(x)$ и коэффициентов C или B для ряда общеизвестных способов, причем те способы, которые разработаны применительно к дискретным годографам, распространены нами на непрерывные годографы и наоборот. Графики функций $p(x)$ в пределах от $x = 0$ ($i = 0$) до $x = l$ ($i =$

$= n - 1$) приведены на рис. 6 и 7. Относительно линии ординат $x = 0$ графики симметричны.

Способ квадратичных координат. В случае непрерывно заданного годографа длиной $2l$, представленного двумя ветвями, расположенными симметрично по отношению к середине годографа, выражения для p и C имеют вид:

$$C^2 = \frac{8l^3}{15}, \quad (9.10)$$

$$p(x) = p(-x) = -1 + \frac{3x^2}{l} \quad (9.11)$$

при $0 \leq x \leq l$.

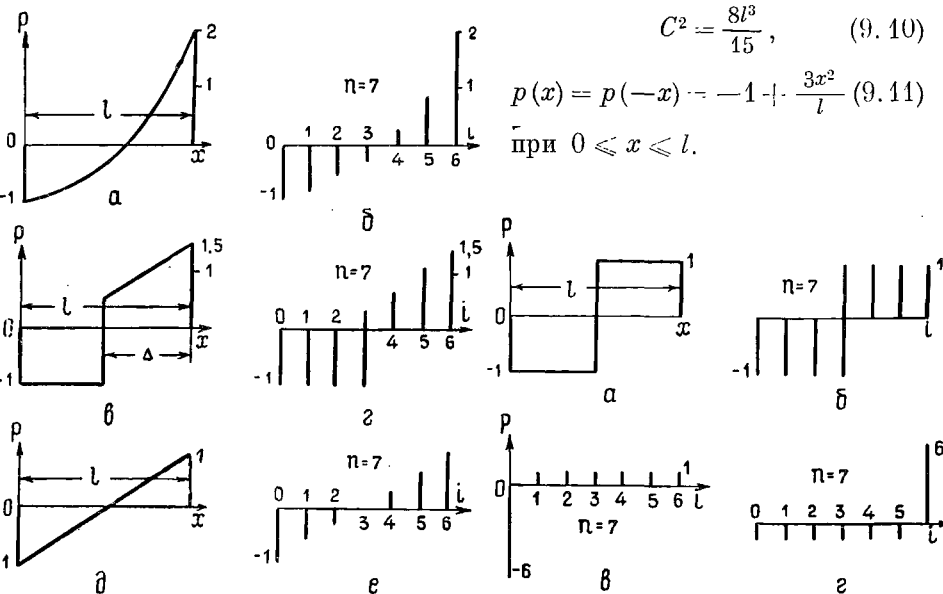


Рис. 6. Графики функций $p(x)$ и p_i при способах квадратичных координат и наименьших квадратов (а, б), способе постоянной разности (в, г) и способе встречающихся и разностных годографов (д, е).

Рис. 7. Графики функций $p(x)$ и p_i при суммировании и интегрировании времен и квадратов времен (а, б) и суммировании времен с систематическим использованием одной из точек на годографе (в, г).

График функции $p(x)$ приведен на рис. 6, а.

Для годографа с равномерно расположенными точками через промежутки Δx , симметричного относительно начала координат, имеем

$$C'^2 = \frac{k+1}{60} (4k^2 + 5k - 21) \Delta x^2, \quad (9.10')$$

$$p_i = p_{-i} = -1 + \frac{12}{k(k-1)} i^2 \quad (9.11')$$

при $0 \leq i \leq \frac{k-1}{2}$.

График функции p показан на рис. 6, б.

Способ постоянной разности. Если начало координат находится в средней точке интервала $2l$, тогда при непрерывном задании годографа

$$C = \left[\frac{(2l - \Delta)^3}{6} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9.12)$$

$$p(x) = p(-x) = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 < x < l - \Delta, \\ -\frac{1}{2} + \frac{x}{d} & \text{при } l - \Delta < x < l, \end{cases} \quad (9.13)$$

где Δ — база образования разности (рис. 6, в).

Если годограф задан дискретно и начало координат расположено в центре интервала $2l$, аналогичным образом найдем

$$C' = \Delta x \left[\frac{(k-d)^3 - (k-d)}{6} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9.12')$$

$$p_i = p_{-i} = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 \leq i \leq \frac{k-2d-1}{2}, \\ -\frac{1}{2} + \frac{i}{d} & \text{при } \frac{k-2d-1}{2} \leq i \leq \frac{k-1}{2}, \end{cases} \quad (9.13')$$

где $d = \frac{\Lambda}{\Delta x}$, а $k = 2n - 1$ — нечетное число точек на годографе, имеющем длину $2l$ (рис. 6, г).

Способ постоянной разности, приближенная модификация. Величины $p(x)$ и p_i (рис. 6, в, г) заданы выражениями (9.13) и, кроме условий (9.2), удовлетворяют равенствам (9.6):

$$B = \left[\frac{l(2l - \Delta)^3}{6} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9.14)$$

$$B' = \left\{ \frac{k[(k-d)^3 - (k-d)]}{12} \right\}^{\frac{1}{2}} \Delta x. \quad (9.14')$$

Отличительной особенностью данной модификации является то, что здесь $p(x)$ есть функция выравнивания значений t , а не t^2 .

Способ встречных годографов. При непрерывно заданных годографах

$$C^2 = \frac{l^3 \cos 2\varphi}{3}, \quad (9.15)$$

$$p(x) = p(-x) = 1 - \frac{2x}{l} \quad (9.16)$$

при $0 < x < l$.

При дискретно заданных значениях t на годографах

$$C' = l \sqrt{\left(\frac{n+1}{3}\right) \cos 2\varphi}, \quad (9.15')$$

$$p_i = p_{-i} = -1 + \frac{2i}{n-1} \quad (9.16')$$

при $-(n-1) < i < n-1$.

Графики функций $p(x)$ и p_i показаны на рис. 6, ∂ , e .

Из формул и графиков видно, что p изменяется от $p = -1$ при $x = 0$ до $p = 1$ при $x = l$. Эти функции в данном случае являются функциями выравнивания значений t^2 .

Способ разностного годографа. Значение $v_{\text{эф}}$ определяется по формуле (9.7), где

$$B = l^2 \frac{\cos \varphi}{\sqrt{3}}, \quad (9.17)$$

$$B' = l \sqrt{\frac{n(n+1)}{3} \cos \varphi},$$

а функции $p(x)$ и p_i тождественны функциям способа встречных годографов (рис. 6, ∂ , e) и удовлетворяют условиям (9.6). В данном случае $p(x)$ есть функция выравнивания значений t .

Способ наименьших квадратов без трансформации годографа. Выражения для C и p те же, что и при способе квадратичных координат.

Способ суммирования времен. Формула (7.27) может быть приведена к виду (9.7), где в случае одиночного годографа, симметрично расположенного по отношению к началу координат,

$$B = \frac{l^2}{\sqrt{2}}, \quad (9.18)$$

$$p(x) = p(-x) = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 < x < \frac{l}{2}, \\ +1 & \text{при } \frac{l}{2} < x < l, \end{cases} \quad (9.19)$$

$$B' = l \left[\frac{n(n+1)}{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9.18')$$

$$p_i = p_{-i} = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 \leq i \leq \frac{n-1}{2}, \\ +1 & \text{при } \frac{n-1}{2} \leq i \leq n-1. \end{cases} \quad (9.19')$$

Для двух встречных годографов

$$B = l^2 \frac{\cos \varphi}{\sqrt{2}}, \quad (9.20)$$

$$B' = l \sqrt{\frac{n(n+1)}{2} \cos \varphi}. \quad (9.20')$$

В данном случае функции $p(x)$ и p_i определяются теми же равенствами (9.19), что и для одиночного годографа (рис. 7, а, б) при $k = 2n$, т. е. точка при $i = 0$ участвует в суммировании дважды: один раз для прямого, другой раз для обратного годографа; n — является нечетным.

Способ интегрирования квадратов времен [90]. Формула вычисления $v_{эф}$ может быть представлена в виде (4.3), где в случае одиночного годографа

$$C = \sqrt{\frac{l^3}{2}}, \quad (9.21)$$

$$C' = l^{\frac{1}{2}} \left[\frac{n+1}{2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9.21')$$

Здесь, так же как и в предыдущем способе, $p(x)$ и p_i определяются равенствами (9.19) (рис. 7, а, б).

Для двух встречных годографов имеем

$$C = \sqrt{\frac{l^3 \cos 2\varphi}{2}}, \quad (9.22)$$

$$C' = l \sqrt{\frac{n+1}{2} \cos 2\varphi}, \quad (9.22')$$

где $k = 2n$, а n — принято нечетным.

Способы суммирования квадратов времен годографа, предложенные в работах М. В. Колмакова [88], Ю. М. Мистрюкова [102] и И. И. Перельмана [117], имеют одинаковые коэффициенты C' в формуле (9.3'')

$$C' = \Delta x \sqrt{\frac{k(k^2-1)}{12}}. \quad (9.23)$$

Функции p_i представляются следующими равенствами: в способах Ю. М. Мистрюкова и И. И. Перельмана

$$p_i = p_{-i} = \begin{cases} -\frac{k-1}{2} & \text{при } i=0, \\ 1 & \text{при } 0 < i \leq \frac{k-1}{2}; \end{cases} \quad (9.24)$$

в способе М. В. Колмакова

$$p_i = p_{-i} = \begin{cases} \frac{k-1}{2} & \text{при } i = \frac{k-1}{2}, \\ -1 & \text{при } 0 \leq i < \frac{k-1}{2}. \end{cases} \quad (9.25)$$

Число точек на дискретно заданном годографе здесь принято нечетным $k = 2n - 1$, т. е. точки при $i = 0$ участвуют в суммировании дважды. Графики функций p_i при дискретном задании точек

$n = 7$ показаны на рис. 7, в, г. Таким образом, любой способ определения скорости сводится к обобщенной формуле (9.3) или в приближенном виде к формуле (9.7).

Из условий (9.2) и (9.6), которым должна удовлетворять функция $p(x)$, входящая в обобщенные формулы, следует, что равенства (9.3), (9.7) описывают бесчисленное множество разновидностей аналитического способа, подобного тем, которые освещены в литературе.

Различие существующих и потенциально возможных приемов определения скорости состоит в том, что одни из них представляют осредненные линейных, другие — квадратичных координат годографа. Способы различаются также по виду функций $p(x)$, которые представляют распределение весовых значений осредняемых величин.

Многие из известных способов имеют тождественные функции $p(x)$ и коэффициенты C или B и фактически дублируют друг друга.

В заключение параграфа укажем, что обобщенная формула, записанная в виде (9.3) или (9.7), представляет собой алгоритм, использование которого может обеспечить вычисление эффективной скорости при любых функциях $p(x)$ на электронно-цифровых машинах.

10. ДЕЙСТВЕННОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ В ОТНОШЕНИИ ОСЛАБЛЕНИЯ ОШИБОК И ИСКАЖЕНИЙ

О точности способов при наличии случайных и систематических искажений

Из обобщенной формулы следует, что любой способ определения эффективной скорости представляет собой выравнивание значений t или t^2 с помощью функции $p(x)$.

Известно, что эффективность выравнивания зависит от закона распределения искажений. Наиболее действенным является выравнивание равнооточных величин, имеющих симметричный закон распределения по частоте повторения. Рассматривая с этой точки зрения известные способы определения эффективной скорости, можно сделать следующие выводы.

1. Непосредственно измеряемыми, а следовательно, и равнооточными с симметричным законом распределения ошибок являются времена t прихода волн, а не их квадраты t^2 . Величины t^2 в связи с общим возрастанием времени характеризуются точностью, убывающей с удалением точек наблюдений от пункта взрыва. Поэтому при определении $v_{\text{эф}}$ для ослабления случайных ошибок представляется наиболее целесообразным использовать формулы, предусматривающие суммирование времен, а не выражения, в которых операции проводятся со значениями t^2 . Несмотря на то, что формула (9.7) представляет приближенную запись выражения (9.3), применение ее при наличии значительных случайных искажений на годографах обеспечивает более высокую точность.

2. Действительность способа определения $v_{\text{эф}}$ в отношении ослабления высокочастотных ошибок зависит также от вида функции $p(x)$ и числа точек на годографе или от шага наблюдений и длины годографа. С сокращением шага и увеличением длины увеличивается число точек и улучшается подавление высокочастотных (случайных) ошибок.

Найдем формулу связи между среднеквадратическими ошибками вычисления скорости m_v и времени m_t , справедливую для любого способа определения $v_{\text{эф}}$, при условии, что искажения на годографе являются независимыми и имеют высокочастотный характер. После дифференцирования обобщенных формул (9.3) или (9.7) и замены дифференциалов ошибками получим

$$m_v := v_{\text{эф}}^3 \tau \Phi m_t, \quad (10.1)$$

где

$$\Phi = \frac{\sqrt{\sum_1^n p^2}}{\sum_1^n x^2 p} = \frac{\sqrt{\sum_1^n p^2}}{C^2} = \frac{k}{2} \frac{\sqrt{\sum_1^n p^2}}{B^2}; \quad (10.2)$$

Φ — коэффициент ослабления ошибок; τ — среднее время на годографе; $k = 2n$ — число точек на годографе; B и C — коэффициенты, входящие в формулы (9.3) и (9.7). Из выражения (10.2) следует, что степень ослабления высокочастотных ошибок зависит от вида функции p , т. е. от способа определения $v_{\text{эф}}$.

О сравнительной точности различных способов можно судить по отношению ошибок

$$\frac{m_{1v}}{m_{2v}} = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{C_2^2}{C_1^2} \sqrt{\frac{\sum p_1^2}{\sum p_2^2}} = \frac{B_2^2}{B_1^2} \sqrt{\frac{\sum p_1^2}{\sum p_2^2}}. \quad (10.3)$$

Подставляя в формулы (10.1) или (10.3) выражения для $p(x)$, C и B , приведенные в параграфе 9, можно установить, что при $k = 3$ все способы равноточны. При $k \rightarrow \infty$ имеем

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \frac{m_{1v}}{m_{2v}} = \frac{\int_0^l x^2 p_2(x) dx}{\int_0^l x^2 p_1(x) dx} \sqrt{\frac{\int_0^l p_1^2(x) dx}{\int_0^l p_2^2(x) dx}}. \quad (10.4)$$

На основании этой формулы, зная выражение для $p(x)$, можно сравнить точность разных способов при неограниченно большом числе точек. Из сравнения следует, что ошибка m_v вычисления скорости по формулам способа квадратичных координат и наименьших квадратов в 1,12 раз меньше, чем в способе встречных и разностного годографов, и в 1,15 раз меньше, чем в способе суммирования. Следовательно, можно говорить о практической равноточности способов даже при большом числе точек на годографе. Незначительное

преимущество имеет способ квадратичных координат и равноценный ему способ наименьших квадратов.

Сравнение точности произведено без учета свойства способов встречных и разностного годографов, так же как и способа суммирования времен на встречных годографах, исключать поверхностные искажения. Если же учесть это свойство, то окажется, что преимущества в отношении обеспечения более высокой точности имеют способы, использующие встречные годографы.

Выше была дана формула (10. 1), по которой можно пайти среднеквадратическую ошибку определения скорости, если известна ошибка m_t оценки времени. Величина m_t может быть найдена по рассеянию точек относительно гиперболы $t(x)$ параметра $v_{эф}$, аппроксимирующей годограф $t(x)$. Для этой цели может быть рекомендована следующая формула:

$$m_t = F\sigma_t, \quad (10. 5)$$

где σ_t — среднеквадратическое отклонение точек годографа $t(x)$ относительно гиперболы $\bar{t}(x)$:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (t_i - \bar{t})^2}{k}}; \quad (10. 6)$$

F — коэффициент, зависящий от вида функции $p(x)$, которая в данном случае играет роль функции выравнивания:

$$F = \sqrt{\frac{\left(\sum_1^k |p_i|\right)^2}{\left(\sum_1^k |p_i|\right)^2 - \sum_1^k p_i^2}}. \quad (10. 7)$$

Обоснование этой формулы дано в параграфе 18, посвященном оценке ошибок при выравнивании.

Для рассмотренных выше аналитических способов определения скорости

$$F = \sqrt{\frac{k}{k-d}}, \quad (10. 8)$$

где k — число точек на годографе; d в зависимости от вида функции $p(x)$ колеблется в пределах $1 \leq d \leq 2$. Поэтому можно записать

$$m_t = \sqrt{\frac{\sum_1^k (t_i - \bar{t})^2}{\frac{1}{k-d}}}, \quad (10. 9)$$

где $1 \leq d \leq 2$.

Если скорость вычисляется способами трансформации годографа в прямую вида $\bar{u} = a + b\lambda$, то ошибку m_v определения скорости

удобно находить по ошибке m_b оценки наклона прямой $\bar{u}(\lambda)$ с использованием формулы

$$m_v = Qm_b, \quad (10.10)$$

где

$$m_b = Mm_u. \quad (10.11)$$

Здесь m_u — среднеквадратическая ошибка определения невыравненного значения u ; Q и M — коэффициенты, зависящие от способа:

$$Q = \frac{dv}{db}, \quad (10.12)$$

$$M = \frac{db}{du} = \frac{\sqrt{\sum_1^n p^2(\lambda)}}{\sum_1^n \lambda p(\lambda)}. \quad (10.13)$$

Формулы (10.10) и (10.11) получены путем дифференцирования выражения (7.4) и формул связи $v_{эф}$ и b , приведенных в табл. 2. Выражения для коэффициентов Q и M при некоторых способах трансформации в случае равномерного расположения n точек на графике $u(\lambda)$ указаны в табл. 3.

Таблица 3

Способ трансформации	Q	M
Способ встречных годографов	$\frac{v^2}{4l}$	$\frac{2}{l} S$
Способ разностных годографов	$\frac{v^2 \tau_m}{2l}$	$\frac{2}{l} S$
Способ постоянной разности	$\frac{v^2}{4\Delta}$	$\frac{2}{2l - \Delta} S$
Способ асимптот	v^2	$\frac{1}{l} S$

В табл. 3 буквой l обозначена длина прямой $u(\lambda)$,

$$S = \sqrt{\frac{3(n-1)}{n(n+1)}}. \quad (10.14)$$

Для определения значения m_u можно воспользоваться формулами, которые аналогичны выражениям (10.5) или (10.9). В данном случае

$$m_u = \sqrt{\frac{\sum (u - \bar{u})^2}{n-d}}, \quad (10.15)$$

где в зависимости от вида функции $p(x)$ $1 \leq d \leq 2$.

Оценка точности определения эффективной скорости в случае систематических искажений годографа

В итоге экспериментальных исследований [172, 174, 175, 180] установлено, что основной причиной ошибок в определении эффективной скорости $v_{\text{эф}}$ при условии исключения поверхностных неоднородностей по встречным наблюдениям являются не случайные (высокочастотные), а систематические (низкочастотные) искажения времени на годографах, изменяющиеся случайно при переходе от одного взрывного интервала к другому, от одной пары встречных годографов к другой.

О систематичности искажений на годографе свидетельствует отсутствие разброса точек, в частности и тогда, когда имеется большое рассеяние эффективных скоростей. Случайный характер распределения систематических искажений проявляется в том, что значения функции θ , представленной вычисленными по отдельным или встречным годографам величинами $v_{\text{эф}}$ или другими величинами (b , γ , $v_{\text{эф}}^{-1}$ и т. д.), имеют случайный закон распределения по частоте ν появления.

Если искажения являются систематическими, т. е. радиус корреляции их больше, чем расстояние между точками на годографе, то при оценке погрешности вычисления скорости по отдельной совокупности наблюдений формулы (10. 1) и (10. 11) применять не рекомендуется. Использование этих формул в упомянутом случае может привести, как показано в работах [172, 180], к занижению оценок примерно в $\sqrt{\frac{k}{2}}$ раз, где k — число точек на годографе.

Указание на занижение погрешности при ее оценке с помощью формул вида (10. 1) содержится также в ряде более поздних работ, например в статье [31]. В этой статье, появившейся в печати в 1964 г., рекомендуется для отыскания оценок m_v , отвечающих действительности, нормировать оценки m_v , полученные по формулам вида (10. 1), путем их умножения на коэффициент, зависящий от радиуса корреляции искажений. Не говоря уже о том, что этот способ громоздок, так как сопряжен с определением радиуса корреляции, он неприменим, если величина радиуса равна длине годографа или превышает ее.

Представление о точности, наилучшим образом соответствующее действительности в случае систематических искажений, можно получить, как показано в работе [175], по разбросу значений углового коэффициента b либо параметра θ , связанного с эффективной скоростью. Разброс определяется относительно выравненного значения $\bar{\theta}$ в виде среднеквадратического отклонения:

$$\sigma_{\theta} = \sqrt{\frac{\sum (\theta - \bar{\theta})^2}{n}}. \quad (10. 16)$$

Формула для оценки погрешности имеет вид:

$$m_v = Q m_{\theta}, \quad (10. 17)$$

где

$$m_{\theta} = F \sigma_{\theta}. \quad (10. 18)$$

Здесь F — коэффициент, зависящий от способа выравнивания и количества n выравниваемых значений θ . Вывод выражения для F дан в параграфе 18, посвященном ослаблению ошибок при выравнивании [формула (18. 14)]. Там же [формула (18. 15)] показано, что при осреднении n значений θ с равными весами

$$F = \sqrt{\frac{n}{n-1}}.$$

Следовательно, в этом случае

$$m_{\theta} = \sqrt{\frac{\sum (\theta - \bar{\theta})^2}{n-1}}. \quad (10. 19)$$

Коэффициент Q в формуле (10. 17) зависит от вида выравниваемой функции θ . При $\theta = v_{\text{эф}}$ имеем $Q = 1$, при $\theta = \frac{1}{v_{\text{эф}}}$ получим $Q = v_{\text{эф}}^2$, при $\theta = \frac{1}{v_{\text{эф}}^2}$ будем иметь $Q = \frac{v_{\text{эф}}^3}{2}$, в случае $\theta = b$ значения Q определяются формулами табл. 3.

Определение среднеквадратического отклонения

При оценке точности, как следует из формул (10. 5) и (10. 17), необходимо знать среднеквадратическое отклонение σ величин t ,

u или θ относительно аппроксимирующей линии $\bar{t}(x)$, $\bar{u}(\lambda)$ или $\bar{\theta}(x)$. Использование для этой цели формул (10. 6) и (10. 16) сопряжено с большими вычислениями. Поэтому значение σ можно находить через вероятное отклонение r по формуле

$$\sigma = 1,483 r. \quad (10. 20)$$

На практике для определения r можно пользоваться приемом, рассмотренным на рис. 8 приме-

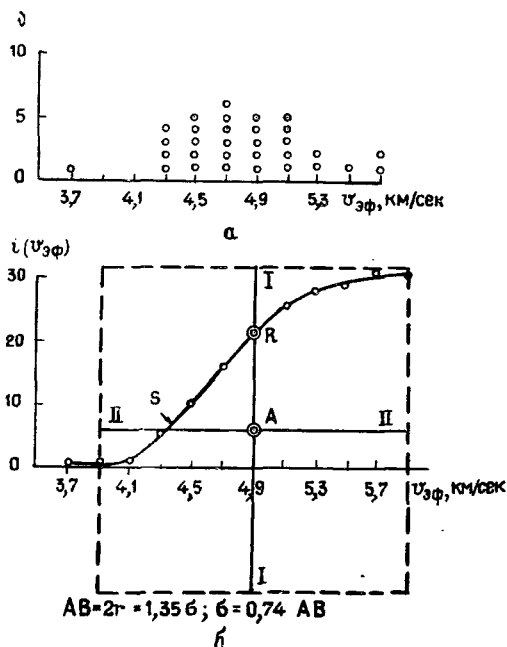


Рис. 8. К оценке вероятного отклонения.

a — график распределения значений $v_{\text{эф}}$; $б$ — определение r по графику $i(v_{\text{эф}})$.

нительно к случаю $\theta = v_{эф}$. Этот прием заключается в следующем.

1. Строят график распределения θ_i (рис. 8, а). Количество значений отмечают числом точек. Эта операция равносильна составлению таблицы значений θ , в которой они располагаются в порядке возрастания величин.

2. Суммируют количества значений θ , т. е. последовательно находят числа i , удовлетворяющие условию $\theta \leq \theta_i$, и строят статистический график $i(\theta)$.

3. Графическим путем определяют $\min(\theta_q - \theta_s) = 2r$ при условии $q - s = \frac{n}{2}$. Для этого на бланке прозрачной бумаги проводят две взаимно-перпендикулярные линии: вертикальную $I-I$ и горизонтальную $II-II$, пересекающиеся в точке A . На вертикальной линии $I-I$ на расстоянии $\frac{n}{2}$ от точки пересечения A в масштабе графика $i(\theta)$ наносят точку R . Затем прозрачный бланк накладывают на график $i(\theta)$ так, чтобы вертикальная линия $I-I$ была параллельна оси i и пересекала ось θ в точке $\theta = \theta_n$, а точка R располагалась на кривой $i(\theta)$. Перемещая бланк влево, в сторону убывания значений θ , и наблюдая, чтобы точка R все время находилась на кривой $i(\theta)$, а линии $I-I$ и $II-II$ оставались параллельными координатным осям, находят такое положение бланка, при котором расстояние от точки A пересечения линий $I-I$ и $II-II$ до точки B пересечения линии $II-II$ с кривой $i(\theta)$ окажется минимальным. Тогда $AB = 2r$.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

11. ЭТАПЫ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ

Значения $v_{эф}$, вычисленные по годографам, обычно зависят не только от распределения истинных скоростей в среде, но и от ряда искажающих факторов, действие которых проявляется на годографах главным образом в виде систематических искажений. Поэтому первый этап при обработке результатов определения $v_{эф}$ — выявление и исключение влияний, вызванных систематическими искажениями годографов.

Как уже указывалось в параграфе 5, систематические искажения годографов обусловлены преимущественно тем, что действительные условия распространения волн отличаются от идеализированных, положенных в основу способов определения эффективной скорости.

Исходя из современного состояния изученности искажений на годографах, можно заключить, что наиболее сильное влияние на эффективную скорость в случае изотропных сред оказывают искажения, вызванные эффектом преломления лучей, кривизной отражающих и промежуточных границ, сдвигом фазовых годографов по отношению к годографу вступлений, наложением волн-помех и изменением динамических характеристик полезных волн по профилю в связи с фильтрующими свойствами среды и применением интерференционных систем.

Исключение влияний, обусловленных указанными искажениями, достигается введением поправок в значения эффективной скорости. Поправки определяются на основе количественных оценок, установленных с помощью теоретических расчетов и специальных опытных работ.

Те влияния, которые не удастся исключить введением поправок, подлежат ослаблению посредством выравнивания результатов опре-

деления эффективных скоростей. Таким образом, выравнивание данных с целью ослабления влияний, вызванных систематическими искажениями, представляет следующий важный этап обработки результатов.

Завершающим этапом обработки данных является определение пластовых и средних скоростей путем пересчета исправленных и выравненных значений эффективной скорости.

12. О РАЗЛИЧИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ $v_{эф}$ И v_e В СВЯЗИ С ЭФФЕКТОМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ИСКЛЮЧЕНИЕ ЭТИХ РАЗЛИЧИЙ

Эффективная скорость $v_{эф}$, вычисленная по элементу годографа, находящемуся на некотором удалении от пункта взрыва, или по годографу конечной длины, отличается от предельной эффективной скорости v_e . Различие зависит от скоростной дифференциации среды, соотношения мощности слоев, характеризующихся разными скоростями, длины годографа, глубины залегания отражающей границы, а также от способа определения скорости $v_{эф}$.

Влияние скоростной дифференциации среды и длины годографа

Различие $v_{эф}$ и v_e для большинства способов определения $v_{эф}$ возрастает с увеличением скоростной дифференциации среды. Так, в случае двухслойной среды это различие увеличивается с уменьшением отношения скоростей $n = \frac{v_1}{v_2}$, если $v_2 > v_1$, или $n = \frac{v_2}{v_1}$, если $v_2 < v_1$ [137]. Значительные отличия $v_{эф}$ от v_e наблюдаются в условиях Русской платформы, где разрез представлен двумя толщами с резко различающимися скоростями ($n \leq 0,5$). Особенно большая разница между $v_{эф}$ и v_e отмечается при определении их по годографам обменных волн. Это различие может быть даже в случае однородной покрывающей среды, так как годограф обменной волны, отраженной от подошвы однородной толщи, эквивалентен годографу монотипной волны для двухслойной среды с отношением скоростей

$$n = \kappa = \frac{v_S}{v_P} \text{ и мощностей } m = \frac{h_S}{h_P} = 1.$$

Рассмотрим, как изменяется эффективная скорость $v_{эф}$ с изменением отношения скоростей $n = \frac{v_1}{v_2}$, мощностей $m = \frac{h_1}{h_2}$, длины годографа l и глубины $H = h_1 + h_2$ до отражающей границы в случае двухслойной покрывающей среды. Из исследований, проведенных в параграфе 9, видно, что при использовании трех точек на годографе все способы определения эффективной скорости оказываются тождественными, и обобщенные формулы (9. 3) и (9. 7) приобретают вид (7. 35). При горизонтальном залегании границы из выражения (7. 35) имеем

$$v_{эф} = \frac{l}{\sqrt{t_i^2 - t_0^2}} \quad (12. 1)$$

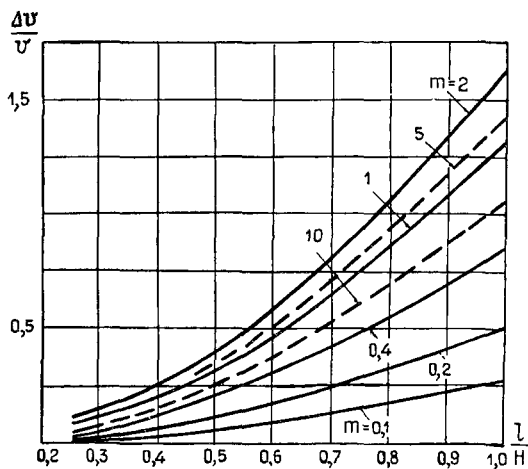
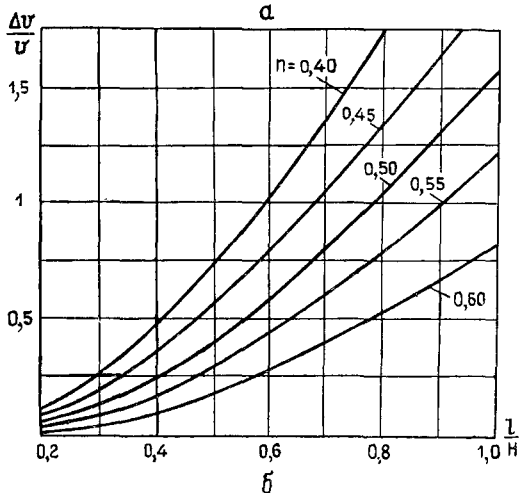


Рис. 9. Графики зависимости $\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_{\text{эф}}(x) - v_e}{v_e}$ от $\frac{l}{H}$.



a — по параметру $m = \frac{h_1}{h_2}$
 при $n = \frac{v_1}{v_2} = 0,5$; b — по
 параметру $n = \frac{v_1}{v_2}$ при $m =$
 $= \frac{h_1}{h_2} = 2$.

Это выражение и было использовано нами [168] при выяснении зависимости $v_{\text{эф}}$ от m , n , l и H . Расчеты проводились по формулам

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_{\text{эф}} - v_e}{v_{\text{эф}}} = 1 - \frac{\sqrt{\left[\left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{n^2}{m \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)^2 - \left(1 + \frac{n}{m} \right)^2 \right] \frac{1 + mn}{n(m+n)}}}{\text{tg } \alpha + \frac{\sin \alpha}{m \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}}, \quad (12.2)$$

$$\frac{l}{H} = \frac{2m}{m+1} \left(\text{tg } \alpha + \frac{\sin \alpha}{m \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Формулы (12. 2) получены путем подстановки в уравнения годографа (5. 2) выражений (12. 1) и (5. 4). Они описывают зависимость относительной погрешности $\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_{\text{эф}} - v_e}{v_{\text{эф}}}$ от относительной длины $\frac{l}{H}$ взрывного интервала и отношений n и m скоростей v_1 и v_2 и мощностей h_1 и h_2 слоев, которые слагают среду.

При расчетах обнаружено, что с возрастанием $\frac{l}{H}$ и убыванием n , где $n < 1$, погрешности $\frac{\Delta v}{v}$ возрастают (рис. 9, а). При постоянных значениях $\frac{l}{H}$ и n и возрастании m значения $\frac{\Delta v}{v}$ будут сначала возрастать, принимая максимальные величины при $m = 2$, затем убывать (рис. 9, б). Из графиков также видно, что при $l < \frac{1}{2}H$ и $n < 0,5$ разница между $v_{\text{эф}}$ и v_e не превышает 0,5% и скорость $v_{\text{эф}}$ можно считать практически равной v_e .

Влияние способа определения $v_{\text{эф}}$

Как уже указывалось, характер отклонения $v_{\text{эф}}$ от v_e зависит от способа определения скорости. Это обусловлено тем, что для вычисления $v_{\text{эф}}$ обычно используется более трех точек с разными весами, т. е. в разных способах применяются разные функции $p(x)$ выравнивания (см. параграф 9).

Установлено, что определение скорости по годографу, заданному на интервале $0 \leq x \leq l$, дает наибольшее отклонение $v_{\text{эф}}$ от v_e по сравнению с другими известными способами в случае применения формулы (5. 3), т. е. использования кажущейся скорости в точке $x = l$. Значение $v_{\text{эф}}$ в этом случае можно рассматривать как вычисленное при $\Delta x \rightarrow 0$ по формуле (9. 3) с использованием функции

$$p(x) = p(l) = \begin{cases} -1 & \text{при } x = l - \Delta x, \\ 1 & \text{при } x = l. \end{cases} \quad (12. 3)$$

Значение v_e можно рассматривать как величину, вычисленную при $\Delta x \rightarrow 0$ с помощью функции

$$p(x) = p(0) = \begin{cases} -1 & \text{при } x = 0, \\ 1 & \text{при } x = \Delta x. \end{cases} \quad (12. 4)$$

Сравнивая выражения (12. 3) и (12. 4), можно предположить, что для получения величин $v_{\text{эф}}$, близких к v_e , даже если используется множество точек, необходимо выбирать функцию $p(x)$, модуль которой имеет наибольшие значения в точках, примыкающих к пункту взрыва, и наименьшие — в точках, наиболее удаленных от пункта взрыва. Из функций $p(x)$, рассмотренных в параграфе 9, данному условию наилучшим образом удовлетворяет функция $p(x)$ способа суммирования квадратов времен, показанная на рис. 7, а с расположением

точки $i = 0$ над пунктом взрыва. Этот способ может дать меньшее отклонение величины $v_{эф}$ от v_e , чем другие описанные способы. Несколько большее различие между $v_{эф}$ и v_e должно наблюдаться в случае применения способа встречных годографов, а также суммирования квадратов времен, когда $p(x)$ определяется выражением (9. 19), а еще большее — при применении способа квадратичных координат или наименьших квадратов и способа постоянной разности. Эти предположения подтверждаются расчетами. В качестве

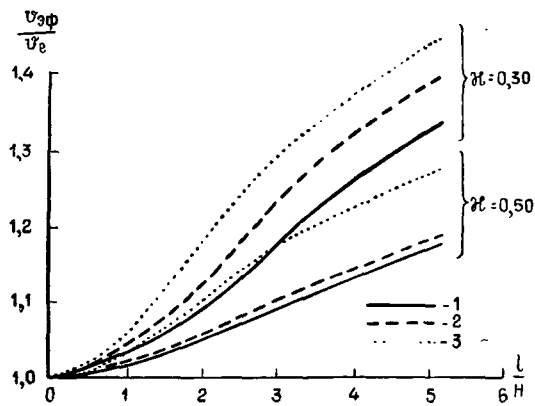


Рис. 10. Графики зависимости $\frac{v_{эф}(x)}{v_e}$ от

$\frac{l}{H} \cdot v_{эф}(x)$ определена:

1 — по способу встречных годографов; 2 — по способу постоянной разности; 3 — по формуле (5. 3) через значение $\frac{dt}{dx}$.

ни характеризуют зависимость $\frac{v_{эф}}{v_e}$ от $\frac{l}{H}$ в случае распространения чисто продольной волны в двухслойной покрывающей среде при $n = \frac{v_1}{v_2} = 0,3$, $n = \frac{v_1}{v_2} = 0,5$ и $m = \frac{h_1}{h_2} = 1$.

Эффективные скорости при расчете кривых вычислялись способами встречных годографов, постоянной разности и по формуле (5. 3) с использованием кажущейся скорости. График построен в безразмерных координатах $\frac{v_{эф}}{v_e}$ и $\frac{l}{H}$.

На рис. 10 видно, что в предельном случае при $x \rightarrow 0$ все способы дают одинаковые результаты. Эффективные скорости, определенные способами встречных и разностного годографов, увеличиваются с расстоянием медленнее, чем вычисленные по способу постоянной разности. Наибольшие значения имеют скорости, определенные по формуле (5. 3).

примера на рис. 10 показаны кривые зависимости $\frac{v_{эф}}{v_e}$ от $\frac{l}{H}$ по данным Л. Н. Худобиной [193]. Кривые рассчитаны по теоретическим годографам при $n = \kappa = 0,3$ и $n = \kappa = 0,5$ для выяснения зависимости эффективной скорости от способа вычислений, длины l годографа обменной волны, величины $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$ и глубины залегания H отражающей границы, являющейся границей обмена. Отношение m вертикального пути h_s поперечной волны к такому же пути h_p продольной волны здесь равно единице. Построенные кривые в равной степени

С целью количественной оценки влияний эффекта преломления, встречающихся в реальных условиях, наряду с функциями $p(x)$, рассмотренными в параграфе 9, исследовались путем расчетов по теоретическим годографам и другие функции, удовлетворяющие условию (9.2), а именно $\sum p = 0$. Исследования велись для многослойного разреза опорной скважины Бородулино, расположенной на северо-востоке Русской платформы. Разрез состоит из 15 слоев, в которых скорость распространения волн равна 2500—6500 м/сек. Отражающие границы залегают на глубинах 300—3000 м. Годографы рассчитывались по формуле (5.7) с помощью ЭВЦМ. В результате вычислений оказалось, что для любых функций $p(x)$ при $\frac{l}{H} \leq 1$ значения $v_{\text{эф}}$ с точностью до третьего знака совпадают с предельными v_e . В случае $\frac{l}{H} > 1$ скорость $v_{\text{эф}}$ может значительно отличаться от v_e . Расчетами также выяснено, что подбором функции $p(x)$, модуль которой убывает с увеличением x при условии $\sum p(x) = 0$, влияние эффекта преломления может быть почти полностью исключено. Оказалось, что для любого разреза с любым $\frac{l}{H}$ удастся подобрать такую функцию $p(x)$ с линейным убыванием модуля, при которой $v_{\text{эф}}$ не отличается от v_e .

Следовательно, в случае $\frac{l}{H} < 1$, а при соответствующем выборе функций $p(x)$ и в случае $\frac{l}{H} > 1$ значения $v_{\text{эф}}$ не отличаются существенно от предельных и могут быть использованы для пересчета в пластовые без исправлений. Если же скорости $v_{\text{эф}}$ определяются способами, не обеспечивающими исключение искажений, их необходимо пересчитывать в предельные. Для пересчета рекомендуется использовать графики, подобные приведенным на рис. 9 или 10, заранее рассчитанные для условий исследуемого района.

13. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ГРАНИЦ И ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА

О связи эффективной и истинной скоростей при криволинейной отражающей границе

Эффективная скорость первого рода, вычисленная по годографу отраженной волны, совпадает с истинной скоростью, если среда однородная, а граница раздела плоская. При криволинейной границе эти скорости не равны. Так, в случае круговой отражающей границы, эпицентр которой совпадает с пунктом взрыва O (рис. 11, а), связь эффективной скорости, соответствующей одиночному годографу, с истинной определяется [126, 128] формулой

$$v_{\text{эф}} = v \sqrt{\frac{1 + KH}{1 + 2KH}}, \quad (13.1)$$

где H — глубина залегания границы под пунктом взрыва; K — кривизна, положительная для выпуклой границы и отрицательная для вогнутой; $K = \frac{1}{R}$ (здесь R — радиус кривизны).

Если $v_{\text{эф}}$ вычисляется по встречным годографам, полученным над круговой границей с эпицентром круга кривизны в средней точке взрывного интервала $O_1 O_2$, т. е. если абсцисса центра круга относительно пункта взрыва O_1 равна $C = \frac{1}{2}l$, где l — длина взрывного интервала (рис. 11, б), то связь между $v_{\text{эф}}$ и v представляется в следующем виде:

$$v_{\text{эф}} = v \sqrt{1 + KH}. \quad (13.2)$$

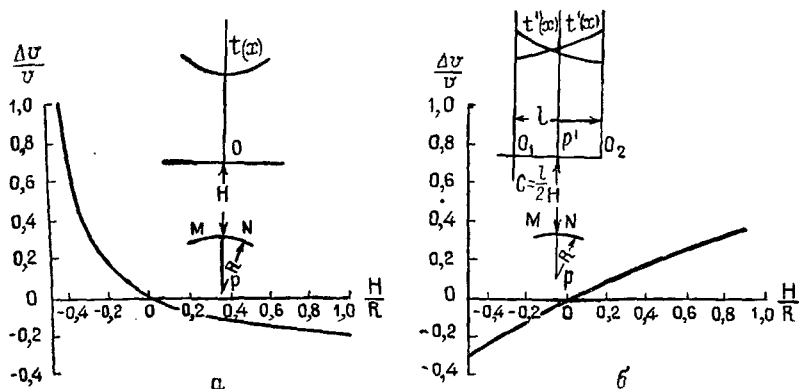


Рис. 11. Относительная разница между истинной (v) и эффективной ($v_{\text{эф}}$) скоростями $\frac{\Delta v}{v} = \frac{v - v_{\text{эф}}}{v}$ в случае круговой границы.

а — по одиночным годографам при $C = 0$; б — по встречным годографам при $C = \frac{l}{2}$.

Сопоставление формул (13. 1) и (13. 2) показывает, что они дают различный характер зависимости $v_{\text{эф}}$ от K . В первом случае ($C = 0$) при $K > 0$ $v_{\text{эф}} < v$, а при $K < 0$ $v_{\text{эф}} > v$. Во втором случае ($C = \frac{l}{2}$) при $K > 0$ $v_{\text{эф}} > v$, а при $K < 0$ $v_{\text{эф}} < v$. Это обстоятельство имеет большое значение, так как, используя скорости $v_{\text{эф}}$, вычисленные различными способами, можно исключить влияние кривизны. Для этих целей предложена [128] формула

$$\frac{1}{v_{\text{эф}}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{\text{эф}1}^2} + \frac{1}{v_{\text{эф}2}^2} \right), \quad (13.3)$$

где $v_{\text{эф}1}$ — скорость, вычисленная по одиночному годографу; $v_{\text{эф}2}$ — скорость, определенная по паре встречных годографов. Формула (13. 3) получена исключением K из выражений (13. 1) и (13. 2).

Несмотря на то, что выражение (13.3) получено для частного случая круговой границы и систем наблюдений, определенным образом расположенных по отношению к ней (рис. 11), применение этого выражения приводит к ослаблению влияния кривизны и при другом расположении систем наблюдений. Наилучшие условия для ослабления искажений создаются, как показано в параграфе 30, при двукратном прослеживании границы.

В общем случае связь между эффективной скоростью и кривизной границы может быть сложнее закономерностей, установленных для двух частных случаев. Изучение этой связи и более строгий учет влияния кривизны представляют определенный интерес. В работе [169] изучено влияние, которое оказывает кривизна границы на скорость $v'_{эф}$, вычисленную по встречным годографам с помощью формул вида (7.29), основанных на предположении горизонтальности отражающей границы. При этом установлено, что отношение $\frac{v'_{эф}}{v}$ практически не зависит от длины взрывного интервала и является функцией двух независимых переменных $\frac{S}{H}$ и $\frac{R}{H}$, где S — расстояние от эпицентра кривизны до средней точки взрывного интервала; R — радиус кривизны; H — глубина продолжения круговой границы в эпицентре кривизны. Для функций $\frac{v'_{эф}}{v}$ рассчитаны графики $\frac{v'_{эф}}{v} = f\left(\frac{S}{H}, \frac{R}{H}\right)$ для выпуклой (рис. 12, а) и вогнутой (рис. 12, б) границы.

При рассмотрении кривых обнаруживаются следующие закономерности.

1. В случае положительной кривизны отражающего элемента (выпуклая граница) значения $\frac{v'_{эф}}{v}$ всегда больше единицы и возрастают с уменьшением $\frac{R}{H}$ и с удалением отражающего элемента от эпицентра кривизны, так что при $\frac{S}{H}$, стремящемся к $\frac{R}{H}$, $\frac{v'_{эф}}{v}$ стремится к бесконечности.

2. В случае отрицательной кривизны отражающего элемента (вогнутая граница) наблюдается убывание $\frac{v'_{эф}}{v}$ с уменьшением $\frac{R}{H}$ при малых $\frac{S}{H}$ и возрастание $\frac{v'_{эф}}{v}$ с уменьшением $\frac{R}{H}$ при больших $\frac{S}{H}$. С увеличением $\frac{S}{H}$ значения $\frac{v'_{эф}}{v}$ возрастают от величин, меньших единицы при $\frac{S}{H} = 0$, до значений, равных бесконечности при $\frac{S}{H} = \frac{R}{H}$.

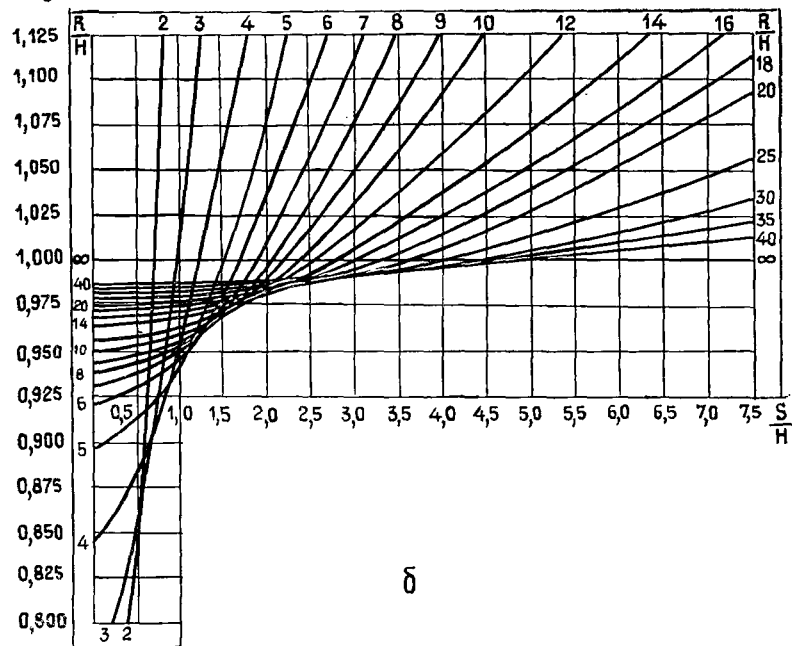
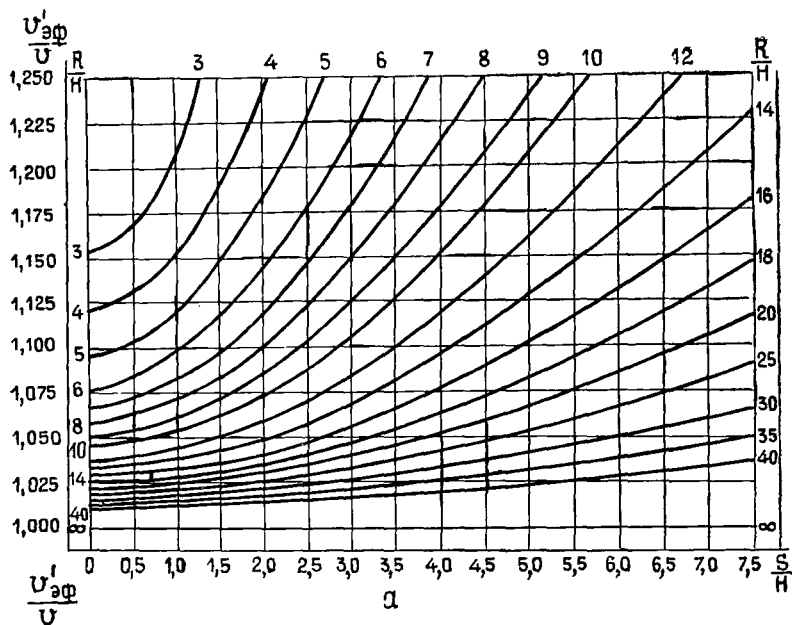


Рис. 12. Палетки кривых $\frac{v_{\text{эФ}}'}{U} \left(\frac{S}{H} \right)$ по параметру $\frac{R}{H}$.

а — в случае выпуклой границы; б — в случае вогнутой границы.

Паличие зависимости $\frac{v'_{\text{эф}}}{v}$ от $\frac{R}{H}$ и $\frac{S}{H}$ в данном случае вызвано не только влиянием кривизны границы, но и ее наклоном. Поэтому приведенные графики могут быть использованы для введения поправок как за кривизну границы, так и за ее наклон, величина которого зависит от удаления S эпицентра кривизны.

Если скорость $v_{\text{эф}}$ вычисляется по формулам, учитывающим средний наклон границы (например, по разности значений t_0 в пунктах взрыва), то для определения поправок следует пользоваться графиками $\frac{v_{\text{эф}}}{v} \left(\frac{R}{H}, \frac{S}{H} \right)$, которые можно построить на основании палеток, показанных на рис. 12, имея в виду, что

$$\frac{v_{\text{эф}}}{v} = \frac{v'_{\text{эф}}}{v} \cos \varphi = \frac{v'_{\text{эф}}}{v} \sqrt{1 - \left(\frac{S}{R+H} \right)^2}. \quad (13.4)$$

Значение $\frac{v_{\text{эф}}}{v}$ в отличие от $\frac{v'_{\text{эф}}}{v}$ очень медленно изменяется с увеличением $\frac{S}{H}$ и при $\frac{1}{K} = R > H$ практически остается близким к $\frac{v'_{\text{эф}}}{v}$ для $\frac{S}{H} = 0$. Другими словами, связь эффективной скорости с кривизной для произвольно расположенного кругового элемента после исключения влияния наклона лучше, чем до исключения, описывается формулой (13.3), выведенной для частного случая, когда эпицентр кривизны находится в середине взрывного интервала.

Аналогичные исследования выполнены также для случая, когда скорость вычисляется по одиночному годографу. В итоге оказалось, что при использовании формул определения скорости, исключаяющих влияние наклона, зависимость скорости $v_{\text{эф}}$ от кривизны при произвольном расположении кругового элемента и $R > H$ неплохо описывается формулой (13.1), выведенной для частного случая, когда пункт взрыва расположен в эпицентре кривизны.

Таким образом, формулу (13.3), основанную на одновременном вычислении $v_{\text{эф}}$ по одиночным и встречным годографам, при $R > H$ можно применять для исключения влияний кривизны при любой форме отражающей границы. Однако при этом скорость $v_{\text{эф}}$ необходимо вычислять по формулам, учитывающим средний наклон границы, имея систему наблюдений, при которой рассматриваемый участок отражающей границы прослеживается дважды: один раз с помощью двух встречных годографов, а другой раз с помощью одиночного годографа. В связи с использованием одиночных годографов возникает необходимость исключения поверхностных неоднородностей. Одновременное исключение искажений, связанных с кривизной и поверхностными неоднородностями, может быть достигнуто выравниванием данных при двукратном прослеживании границы. Подробно этот вопрос рассмотрен в параграфе 30.

Влияние горизонтального градиента скорости

Влияние горизонтального градиента на эффективную скорость изучено слабо. Оценка отклонений эффективной скорости от средней скорости по вертикали произведена лишь для некоторых частных случаев.

Н. Н. Пузырев [128], основываясь на методе средних скоростей, рассмотрел линейное изменение средней скорости в горизонтальном направлении $v_{cp} = v_{cp0} - K_x x$. Предположив, что для расчета годографа применим метод средних скоростей, когда

$$t = \frac{\sqrt{x^2 + 4h^2}}{v_{cp0} - \frac{1}{2} K_x x}, \quad (13.5)$$

и проанализировав встречные годографы, он пришел к выводу, что значение $v_{эф}$ независимо от направления изменения скорости оказывается заниженным по сравнению со значением средней скорости в средней точке взрывного интервала

$$v_{cp} = v_{cp0} - \frac{K_x l}{2}.$$

Следует отметить, что занижение $v_{эф}$ отмечается и в других случаях. Нами исследовано линейное изменение скорости по горизонтали $v(x) = v_0 - K_x x$ путем расчетов по точной формуле

$$t = \frac{1}{K_x} \operatorname{arcsch} \left[\frac{4h^2 K_x^2 + K_x^2 x^2}{2v_0(v_0 - K_x x)} + 1 \right] \quad (13.6)$$

и по формуле (13.5) способами суммирования [165] и встречных годографов. Отражающая граница считалась горизонтальной. При расчетах оказалось, что значения $v_{эф}$, вычисленные по точному (13.6) и приближенному (13.5) уравнениям годографа, независимо от способа их определения практически совпадают, если вычисления производятся по встречным годографам $t'(x)$ и $t''(x)$ с учетом фиктивного наклона φ' границы, обусловленного градиентом, т. е. с учетом различия t'_0 и t''_0 . Различие между $v_{эф}$ и $v_{cp} = v_0 - \frac{K_x l}{2}$ в этом случае незначительно и несколько увеличивается с возрастанием K_x и глубины h залегания границы, причем всегда $v_{эф} < v_{cp}$.

Если же разница Δt_0 в значениях t'_0 и t''_0 на встречных годографах не учитывается и скорость $v_{эф}$ вычисляется по встречным годографам с использованием формул вида (6.10) и (7.29), справедливых для горизонтального залегания границ,

$$v'_{эф} = \sqrt{\frac{2l}{b}}, \quad v'_{эф\Sigma} = \frac{A}{\sqrt{\gamma\tau}},$$

то имеет место соотношение $v'_{эфв} \gg v_{cp} \geq v'_{эф\Sigma}$. При этом характерно, что для самых различных градиентов линейного изменения ско-

рости $v_{\text{ср}}$ эффективная скорость $v'_{\text{эф}}$, вычисленная способом суммирования по встречным годографам с использованием формулы (7. 29), всегда заключена между значениями скорости на пунктах взрыва, ограничивающих взрывной интервал, и таким образом всегда характеризует истинную скорость в точке, расположенной внутри взрывного интервала. Эта точка оказывается несколько смещенной относительно середины интервала в сторону убывания скорости.

Выше было рассмотрено влияние горизонтального градиента при вычислении $v_{\text{эф}}$ по встречным годографам. Аналогичные расчеты, выполненные по одиночным годографам, независимо от способа определения $v_{\text{эф}}$ приводят к результату $v_{\text{эф}} < v_0$, где v_0 — скорость в пункте взрыва.

Таким образом, влиянием горизонтального градиента при линейном изменении скорости почти всегда можно пренебречь. Исключение, по-видимому, представляет нелинейное изменение скорости, когда соотношения $v_{\text{эф}}$ и $v_{\text{ср}}$ могут иметь иной характер.

Влияние формы поверхности наблюдений и подошвы ЗМС

Рельеф земной поверхности и подошвы ЗМС оказывает существенное влияние на значение эффективной скорости только при определении ее по одиночному годографу [128]. На участке возвышенности постоянной кривизны $K = \frac{1}{R}$ значение $v_{\text{эф}}$ будет преувеличенным, а на участке впадины — заниженным на такую же величину. Различие скоростей Δv можно оценить по формуле

$$\Delta v = v_{\text{эф}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 2KH}} - 1 \right), \quad (13. 7)$$

где K — кривизна, положительная при выпуклой поверхности.

Влияние формы подошвы ЗМС и ее наклона заключается в следующем [128]. При наклонной подошве ЗМС происходит занижение эффективной скорости на величину

$$\Delta v = v_{\text{эф}} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 2\alpha^2 \left(\frac{v_{\text{эф}}}{v_0} - 1 \right)}} \right], \quad (13. 8)$$

где α — тангенс угла наклона подошвы ЗМС; v_0 — скорость в ЗМС. Если подошва ЗМС имеет выпуклую форму, значение $v_{\text{эф}}$ оказывается преуменьшенным, а при вогнутой форме — преувеличенным. Отклонение Δv можно оценить по формуле

$$\Delta v = v_{\text{эф}} \left[\frac{v_0}{v_0 + 2KH(v_{\text{эф}} - v_0)} - 1 \right], \quad (13. 9)$$

где K — кривизна подошвы ЗМС, положительная при выпуклой поверхности.

В способах, использующих встречные годографы, влияние земной поверхности и подошвы ЗМС почти полностью исключается, что является большим преимуществом этих способов.

14. ОБ ИСКАЖЕНИЯХ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ В СВЯЗИ С ПЕСОВПАДЕНИЕМ ФАЗОВОГО ГОДОГРАФА И ГОДОГРАФА ВСТУПЛЕНИЙ

Определение эффективной скорости часто производится по наблюдаемому фазовому годографу $t_{II}(x)$, который отличается от годографа вступлений $t(x)$, приведенного к заданному уровню. При неизменной форме волны по профилю годограф $t_{II}(x)$ параллелен годографу $t(x)$ и смещен вверх по оси времен на величину

$$t_{II} - t = \Delta t = \Delta t_{\phi} + \Delta t_{B},$$

где Δt_{ϕ} — поправка за фазу; Δt_{B} — поправка за глубину взрыва и уровень приведения. Значение Δt_{B} определяется по формуле

$$\Delta t_{B} = \frac{h_{II} - h_{B}}{v'_{0}} + \frac{h_{II}}{v_{0}}.$$

Здесь h_{II} — глубина поверхности приведения; h_{B} — глубина взрыва; v_{0} — средняя скорость в толще мощностью h_{II} ; v'_{0} — средняя скорость в толще мощностью $\Delta h = h_{II} - h_{B}$.

Если в качестве уровня приведения выбран уровень взрыва, то тогда

$$\Delta t_{B} = t_{B},$$

где t_{B} — время прихода волны к устью взрывной скважины.

Если уровнем приведения является поверхность наблюдения, то

$$\Delta t_{B} = -t_{B}.$$

Очевидно, что скорость v_{ϕ} , соответствующая приведенному годографу вступлений $t(x)$, будет отличаться от скорости $v_{\phi II}$, найденной по наблюдаемому годографу $t_{II}(x)$. Величину поправки $\Delta v = v_{\phi II} - v_{\phi}$ можно оценить [128] по формуле

$$\Delta v = -\frac{v_{\phi}}{2t_{0}} \Delta t. \quad (14.1)$$

Формула получена путем дифференцирования выражения (5.3) по времени и замены дифференциалов ошибками. Она дает хорошие результаты при небольших значениях Δt , когда $\frac{\Delta t}{t_{0}} < 0,1$.

Если Δt характеризуются большими величинами, то формула (14.1) неприменима. В этом случае отношение скоростей, как пока-

зано в работе [163], с высокой точностью определяется следующим равенством:

$$\frac{v_{\text{эфн}}}{v_{\text{эф}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\Delta t/l_0}{1 - \sqrt{1 - l^2/4h^2}}}}, \quad (14.2)$$

где l — длина годографа; h — глубина залегания границы.

Из формулы (14.2) и рис. 13 следует, что скорость $v_{\text{эфн}}$, вычисленная по наблюдаемому годографу, всегда меньше $v_{\text{эф}}$, установленной по годографу, исправленному за фазу и глубину взрыва. Различие между $v_{\text{эфн}}$ и $v_{\text{эф}}$ увеличивается с уменьшением длины годографа и ростом глубины залегания границы.

Для введения поправок, т. е. пересчета $v_{\text{эфн}}$ в $v_{\text{эф}}$, удобно использовать следующие формулы, вытекающие непосредственно из выражения (14.2):

$$v_{\text{эф}} = v_{\text{эфн}} \sqrt{\frac{t_{0\text{н}} + d}{t_{0\text{н}} - \Delta t + d}}, \quad (14.3)$$

$$\Delta v = v_{\text{эф}} \left[1 - \sqrt{\frac{t_{0\text{н}} + d}{t_{0\text{н}} - \Delta t + d}} \right], \quad (14.4)$$

где $2d$ — приращение времени пробега отраженной волны в пределах взрывного интервала:

$$2d = t_l - t_0 = \frac{1}{v_{\text{эф}}} \sqrt{l^2 + v_{\text{эф}}^2 t_{0\text{н}}^2} - t_{0\text{н}}. \quad (14.5)$$

Обычно величины $t_{0\text{н}}$ и d , входящие в формулы (14.3) и (14.4), определяются непосредственно по годографу $t_{\text{н}}(x)$, причем t_0 находится по одной точке годографа при $x = 0$, а t_l — как среднее по двум крайним точкам $x = l$. Если d нужно знать более точно, его вычисляют по формуле (14.5).

Формулы (14.2) и (14.4) в отличие от (14.1) справедливы в случае неограниченно больших значений Δt . Следовательно, эти формулы можно использовать при исключении искажений, обусловленных любым параллельным переносом годографа по оси времен, т. е. при введении поправок за фазу, глубину взрыва и зону малых скоростей.

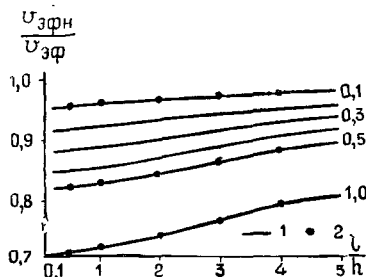


Рис. 13. Отношение скорости $v_{\text{эфн}}$, вычисленной по годографу $t_{\text{н}}(x)$, к скорости $v_{\text{эф}}$, вычисленной по годографу $t(x) = t_{\text{н}}(x) - \Delta t$.

Параметр кривых $\frac{\Delta t}{t_0}$; 1 — кривые рассчитаны по формуле (14.2); 2 — значения вычислены по теоретическим годографам.

15. О РАЗЛИЧИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ РАЗНЫХ ФИЛЬТРАЦИЯХ

Экспериментальные данные о влиянии фильтрации

Имеется много данных, свидетельствующих о том, что частотная фильтрация и глубина взрыва оказывают существенное влияние на кинематические параметры зарегистрированных волн. Это влияние объясняется регистрацией разных волн, а также различием динамических характеристик одних и тех же волн, зарегистрированных при разных условиях возбуждения и приема.

Так, Л. А. Рябинкин еще в первые годы применения метода регулируемого направленного приема заметил, что повышение частоты дополнительной фильтрации при суммировании записей иногда приводит к увеличению кажущейся скорости волны, а также к исчезновению одних и появлению других волн.

В. А. Редколис [134], анализируя работы, проведенные в 1957 г. трестом Куйбышевнефтегеофизика, пришел к выводу, что эффективные скорости $v_{эф}^{ВЧ}$, вычисленные по годографам отраженных волн от первой неглубоко залегающей границы ($t_0 = 0,3 \div 0,4$ сек) при высокочастотной фильтрации (~ 75 гц), на 5—10% выше значений $v_{эф}^{НЧ}$ при низкочастотной фильтрации (~ 45 гц). Значения $v_{эф}^{НЧ}$ по величине и характеру горизонтальных изменений ближе к средней скорости, чем значения $v_{эф}^{ВЧ}$. Обнаружена также зависимость между различием $v_{эф}^{НЧ}$ и $v_{эф}^{ВЧ}$ и геологическим строением участка наблюдений. Наибольшая разница эффективных скоростей отмечена в зоне допегенового размыва, выполненной третичными отложениями.

А. М. Епипатьева [71, 72 и др.] отмечает, что в некоторых районах при наблюдениях с высокочастотной аппаратурой (80—100 гц) регистрируются волны со значительно большими скоростями $v_{эф}$, чем при наблюдениях на средних частотах порядка 40 гц (рис. 14, а, б). Уменьшение $v_{эф}$ с уменьшением частоты объясняется регистрацией многократных отраженных волн.

В 1959 г. работами объединенной опытно-методической партии ВНИИГеофизики и Башнефтегеофизики в платформенной части Башкирии обнаружена тесная зависимость характера записей отраженных волн от глубины взрыва и фильтрации [51]. При этом наряду с параллельным смещением осей синфазности, исчезновением одних отражений и появлением других отмечено изменение наклона осей синфазности, в том числе и при отсутствии заметных явлений интерференции.

В 1961 г. трестом Пермнефтегеофизика в Предуральском прогибе на участке распространения линз каменной соли в верхней терригенной части разреза на нескольких профилях проведены наблюдения со станцией СС-30-60 на двух существенно разных фильтрациях 45—60 и 75—∞. Путем статистической обработки материалов по способу параметрических диаграмм, описанному в главе V, выявлены различные наклоны осей синфазности, зарегистрированных

на разных фильтрациях, и несовпадение эффективных скоростей. Разница между эффективными скоростями $v_{эф}^{ВЧ}$ и $v_{эф}^{НЧ}$ соответственно на высокочастотной и низкочастотной фильтрациях при использовании всей информации на лентах, включая многократные отраженные волны, достигает величин, сопоставимых со значениями скоростей, причем всегда $v_{эф}^{ВЧ} \gg v_{эф}^{НЧ}$ (рис. 15). Выявленная закономерность была подтверждена затем для других районов анализом мате-

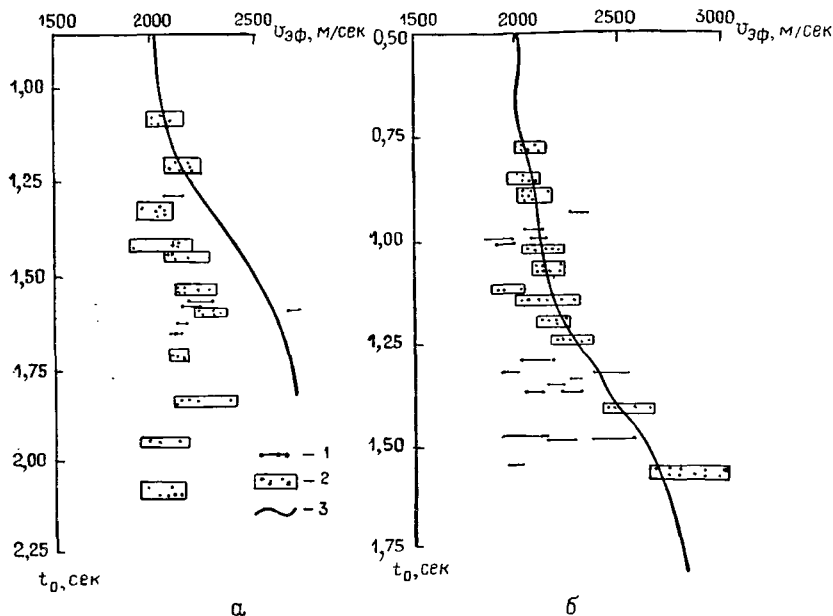


Рис. 14. Графики зависимости $v_{эф}(t_0)$ по экспериментальным данным [70]. а — при низкочастотной фильтрации; б — при высокочастотной фильтрации; 1 — значения $v_{эф}$, вычисленные по голографам сейсмических волн, зарегистрированных при полевых наблюдениях; 2 — значения, относящиеся к одной и той же волне; 3 — кривая $v_{ср}(t_0)$ по данным сейсмокаротажка.

риалов воспроизведения магнитной записи на существенно разных фильтрациях.

В итоге систематической обработки материалов по Предуральскому прогибу получены также некоторые сведения о влиянии глубины взрыва на крутизну голографа. Установлено, что в данном районе с уменьшением глубины взрыва происходит повышение видимой частоты колебаний, которое сопровождается увеличением значений $v_{эф}$, приведенных к одному и тому же уровню.

Таким образом, из экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

1. Значения $v_{эф}$ при существенно разных фильтрациях могут значительно различаться между собой. Это различие во многих

случаях связано с регистрацией многократных волн. После исключения многократных волн разница между значениями $v_{\text{эф}}$ уменьшается, однако всегда оказывается, что $v_{\text{эф}}^{\text{ВЧ}} > v_{\text{эф}}^{\text{ПЧ}}$. В случае несущественного различия фильтраций значения $v_{\text{эф}}$ совпадают.

2. Величина расхождения значений $v_{\text{эф}}$ зависит от строения верхней части геологического разреза. Наибольшие различия наблюдаются на участках, где верхняя часть разреза сложена терригенными отложениями, которые характеризуются низкими скоростями

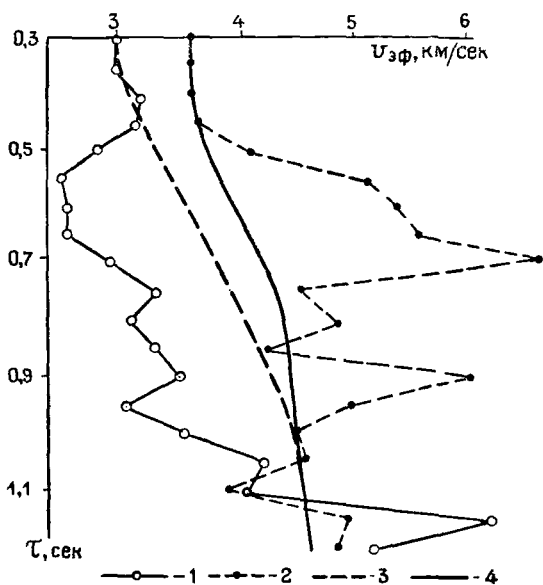


Рис. 15. Графики зависимости $v_{\text{эф}}(\tau)$.

1 — фильтрация 45–60, формальное совместное осреднение данных без исключения многократных волн; 2 — фильтрация 75–∞, формальное совместное осреднение данных без исключения многократных волн; 3 — фильтрация 45–60, выравнивание после исключения многократных отраженных волн; 4 — фильтрация 75–∞, выравнивание после исключения многократных волн.

прохождения волн, и пропластками пород (каменная соль, известняк, ангидрит, сливые кварцевые песчаники и т. д.), характеризующимися высокими скоростями распространения волн.

В связи с существенным влиянием многократных волн особое внимание должно уделяться их распознаванию и исключению. Подробно данный вопрос рассмотрен в главе V, посвященной изучению скоростей по многим осям синфазности. В этой главе описаны основные признаки обнаружения многократных волн на параметрических диаграммах. Однако только регистрацией волн-помех не удастся объяснить все случаи систематического расхождения значений $v_{\text{эф}}$ при разных фильтрациях и глубинах взрыва.

Причиной несовпадения значений $v_{\text{эф}}$ на разных фильтрациях может быть и смещение $\Delta t_{\text{ф}}$ фазового годографа относительно годо-

графа вступлений. Очевидно, что при низкочастотных фильтрациях величина поправки Δt_{ϕ} за фазу будет несколько больше, чем при высокочастотных фильтрациях. Поэтому значения $v_{\phi}^{НЧ}$ и $v_{\phi}^{ВЧ}$, вычисленные при разных фильтрациях и не исправленные за фазу, различаются между собой так, что всегда $v_{\phi}^{НЧ} < v_{\phi}^{ВЧ}$. Различие между $v_{\phi}^{НЧ}$ и $v_{\phi}^{ВЧ}$ может быть устранено введением поправок за фазу по формулам вида (14. 2) или (14. 4), приведенным в предыдущем параграфе.

Причиной несовпадения значений v_{ϕ} на разных фильтрациях можно считать также изменение динамических характеристик волны (формы, спектра и амплитуды) по мере увеличения расстояния. Это изменение происходит главным образом под действием следующих факторов [24]: 1) поглощения, обусловленного неидеальностью среды; 2) отражения и прохождения волн через тонкие слои; 3) рассеяния на различных неоднородностях. Действие перечисленных факторов обуславливает различное затухание колебаний высокой и низкой частоты и несовпадение фазовых сдвигов. При регистрации узкополосной сейсмической аппаратурой это действие может проявляться в виде зависимости искажений эффективной скорости от частоты колебаний.

Форму импульса, зарегистрированного на сейсмической ленте, можно представить с помощью интеграла Фурье как действительную часть выражения

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) H(\omega) e^{-j\omega t} d\omega, \quad (15. 1)$$

где $S(\omega)$ — комплексный спектр упругого импульса, образовавшегося при взрыве; $H(\omega)$ — комплексная частотная характеристика, обусловленная действием среды, условий приема колебаний и аппаратуры. С помощью интеграла Дюамеля выражение для импульса можно записать так:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t-\tau) G(\tau) d\tau, \quad (15. 2)$$

где $G(\tau)$ — оператор, описывающий воздействие среды и приемной системы на упругий импульс $F(t)$, образовавшийся при взрыве. Комплексная частотная характеристика H и есть спектр оператора $G(\tau)$. Функции $H(\omega)$ и $G(\tau)$ описывают амплитудные и фазовые искажения колебаний.

Необходимо подчеркнуть, что амплитудные искажения, обусловленные действием среды и приемной системы, сравнительно хорошо изучены [24], в то время как фазовые искажения остаются до сих пор неисследованными. Между тем исследование фазовых искажений имеет особое значение для изучения эффективных скоростей.

Исходя из характера расхождения значений $v_{\text{эф}}$ при разных фильтрациях и приуроченности наибольших различий $v_{\text{эф}}$ к районам распространения тонких слоев, характеризующихся высокими скоростями волн и залегающих в среде с пониженными скоростями, можно предположить, что одной из причин зависимости искажений $v_{\text{эф}}$ от фильтрации является возникновение фазовых сдвигов при прохождении и отражении волн в случае тонкослойной среды.

В заключение данного параграфа попытаемся дать на основе анализа комплексных коэффициентов прохождения и отражения плоских волн количественную оценку фазовых искажений импульса при разных его частотах и связанных с этим искажений $v_{\text{эф}}$.

Фазовые искажения при прохождении волны через тонкий слой

Первоначально проанализируем акустический случай, предполагая, что при падении продольной волны на границу обменные волны не возникают. Следуя [29], будем считать, что из среды 1 на тонкий слой 2 мощностью d падает и проходит в среду 3 плоская волна. Если ось z направить перпендикулярно к слою 2 из среды 1 в среду 2, то комплексный коэффициент прохождения можно представить в следующем виде:

$$D = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3)} \frac{1}{e^{j\alpha_2 d} K_{12}K_{23} e^{-j\alpha_2 d}}, \quad (15.3)$$

где

$$K_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}; \quad K_{23} = \frac{Z_2 - Z_3}{Z_2 + Z_3};$$

K_{12} , K_{23} — коэффициенты отражения волны соответственно на границах сред 1, 2 и 2, 3; $Z = \frac{\sigma v}{\cos \vartheta}$; σ — плотности сред; v — скорости в средах; $\alpha_2 = \frac{2\pi f}{v_2} \cos \vartheta$; ϑ — угол между лучом и осью z .

Для упрощения предположим, что среды 1 и 3 имеют $\sigma_1 = \sigma_3$ и $v_1 = v_3$. Тогда $Z_3 = -Z_1$, $K_{12} = -K_{23}$. Учитывая это, из (15.3) получим

$$\text{tg } \varphi = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 \vartheta_1}{1 - \sin^2 \vartheta_1}} + \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \vartheta_1}{n^2 - \sin^2 \vartheta_1}} \right] \text{tg} \frac{2\pi d}{\lambda_2 n} \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} \quad (15.4)$$

где $n = \frac{v_1}{v_2}$; $\lambda_2 = \frac{v_2}{f}$ (здесь f — частота в гц).

Используя формулу (15.4), можно найти зависимость фазового сдвига φ от частоты f для различных углов падения ϑ_1 , а затем фазовые сдвиги $\Delta\varphi$ колебаний при $\vartheta_1 = \text{const} > 0$ по отношению к колебанию при нормальном падении $\vartheta_1 = 0$:

$$\Delta\varphi(\vartheta_1, f) = \varphi(0, f) - \varphi(\vartheta_1, f). \quad (15.5)$$

Из выражения (15.4) следует, что $\varphi(0) - \varphi(\vartheta_1) > 0$, т. е. колебание при $\vartheta_1 > 0$, проходя через тонкий слой, получает опере-

жающий фазовый сдвиг по отношению к $\vartheta = 0$. Величина опережения $\Delta\varphi$ зависит от частоты и соотношения скоростей $n = \frac{v_1}{v_2}$.

Таким образом, при прохождении волны через тонкий слой всегда происходит выполаживание фазовых годографов, степень которого зависит от частоты колебания.

На рис. 16, а показаны кривые зависимости $\Delta\varphi$ от $\frac{df}{v_2}$, рассчитанные по параметру ϑ_1 при условии $\sin \vartheta_1 < n$, $n = \frac{v_1}{v_2} = 0,5$, на рис. 16, б — кривые зависимости временного сдвига $\Delta t = \frac{\Delta\varphi}{2\pi f}$ от частоты f при $v_2 = 5000$ м/сек, $d = 10$, а на рис. 17 — эти же зависимости по параметру n при $\vartheta_1 = 10^\circ$.

Из рисунков следует, что с увеличением частоты относительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ возрастает. Увеличение угла падения ϑ_1 и уменьшение $n = \frac{v_1}{v_2}$ также приводят к увеличению $\Delta\varphi$. Зависимость временного сдвига Δt от частоты f описывается квазипериодической кривой. При этом значение Δt с увеличением частоты вначале возрастает, достигая максимума при $f \approx 0,5 \frac{v_2}{d}$, а затем убывает до минимума при $f \approx 0,75 \frac{v_2}{d}$, продолжая колебаться с периодом, близким к $0,5 \frac{v_2}{d}$.

Описанные выше фазовые характеристики прохождения волны через тонкий слой рассчитаны по акустическим формулам без учета обменных волн, возникающих на границе слоев, и, следовательно, могут отличаться от характеристик распространения волны в

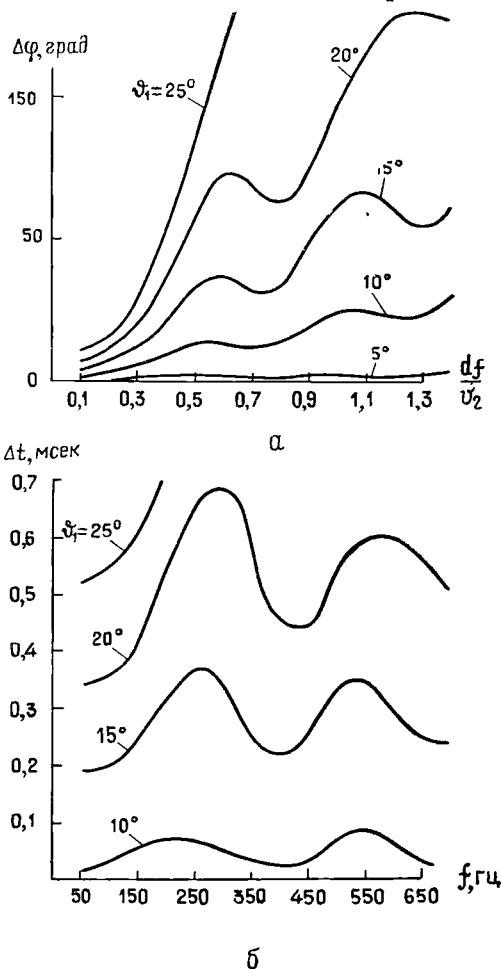
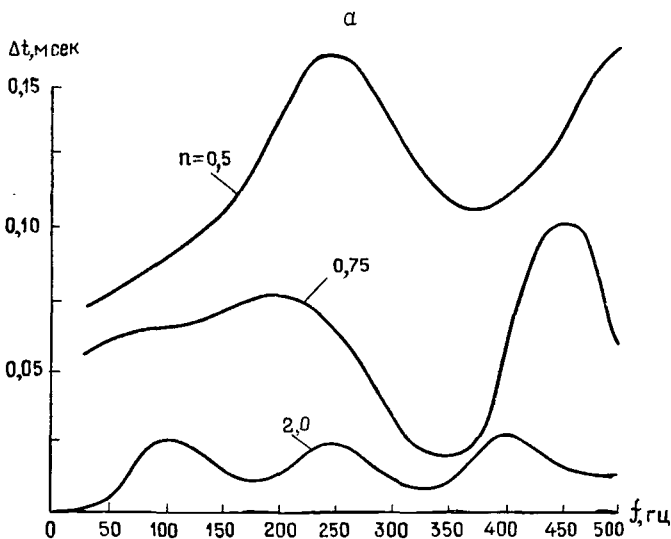
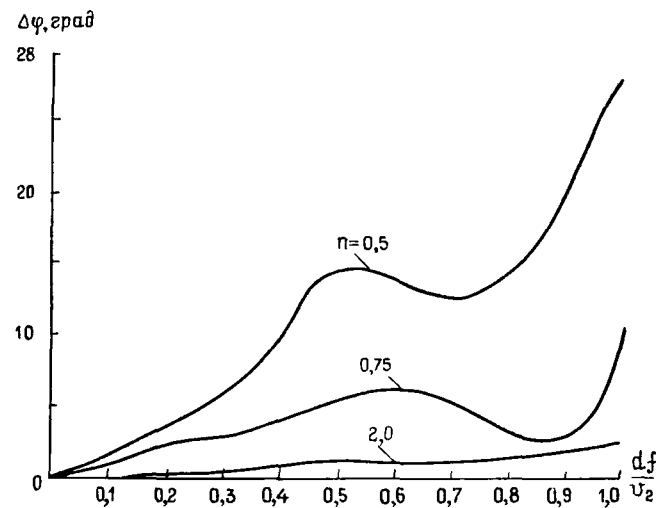


Рис. 16. Зависимость разностей $\Delta\varphi$ фазовых и временных сдвигов при прохождении волны через тонкий слой.

Параметр — угол ϑ_1 падения волны; а — кривые $\Delta\varphi \left(\frac{df}{v_2} \right)$; б — кривые $\Delta t (f)$ при $\frac{d}{v_2} = 0,002$ сек.



б

Рис. 17. Зависимости:

а — разностей фазовых сдвигов от $\frac{df}{v_2}$; б — разностей временных сдвигов Δt от частоты f при $\frac{d}{v_2} = 0,002$ сек; параметр кривых $n = \frac{v_1}{v_2}$.

твердых средах. Для определения фазовых сдвигов в твердых средах можно воспользоваться выражением коэффициента прохождения плоских волн, предложенным в работе [118]. Установленная в соответствии с [118] формула для фазовой характеристики при распространении волн в твердой среде, содержащей тонкие слои, чрезвычайно громоздка и здесь не приводится. В результате расчетов по этой формуле выяснилось, что при углах падения, меньших, чем критический, характеристики $\Delta\varphi \left(\frac{df}{v_2}\right)$ и временные сдвиги $\Delta t(f)$, рассчитанные для твердых сред и по акустическим формулам (15. 4) и (15. 5), мало различаются между собой. На рис. 18 в качестве примера дано сопоставление кривых: 1) $\Delta\varphi \left(\frac{df}{v_2}\right)$ для $n=0,5$; 2) Δt при $v_2=5000$ м/сек, $d=10$ м.

Таким образом, для ориентировочной оценки фазовых искажений можно использовать акустические формулы.

О фазовых искажениях при отражении волны от тонкого слоя

Отражение волны от тонкого слоя, так же как и прохождение ее через этот слой, сопровождается относительными фазовыми сдвигами колебания при $\vartheta > 0$ по отношению к колебанию при $\vartheta_1 = 0$. Оценить эти сдвиги можно по следующей формуле:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2 \sqrt{(1 - \sin^2 \vartheta_1) (n^2 - \sin^2 \vartheta_1)}}{(n^2 + 1 - 2 \sin^2 \vartheta_1) \operatorname{tg} \alpha_2 d}. \quad (15. 6)$$

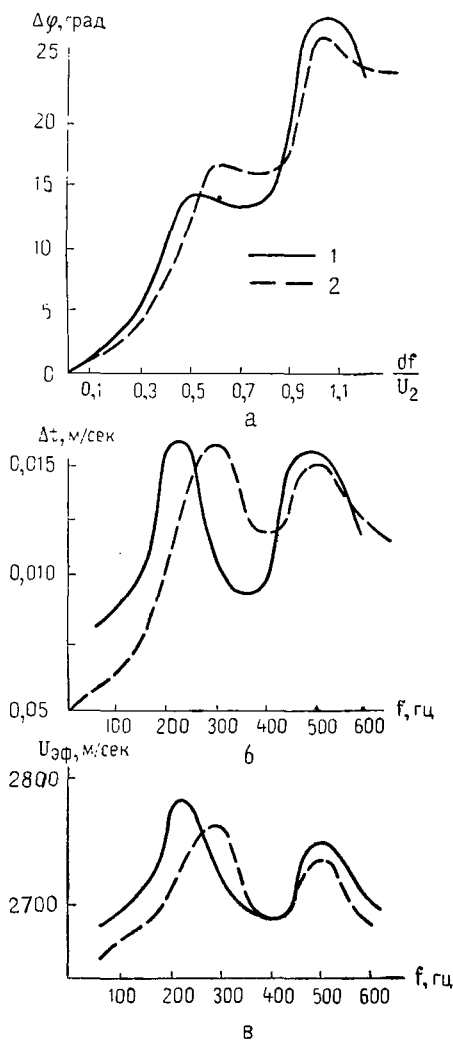


Рис. 18. Сопоставление зависимостей: а — $\Delta\varphi \left(\frac{df}{v_2}\right)$; б — $\Delta t(f)$; в — $v_{эф}(f)$. 1 — акустический случай; 2 — случай твердых сред.

Эта формула получена из выражения для коэффициента отражения, приведенного в работе [29]. Расчеты свидетельствуют о том, что и в данном случае колебание при $\vartheta_1 > 0$ опережает колебание при $\vartheta_1 = 0$, причем, если параметры покрывающей и подстилающей сред одинаковы, величина опережения $\Delta\varphi$ при отражении волны совпадает с величиной опережения $\Delta\varphi$ при ее прохождении. Другими словами, при отражении волны от тонкого слоя происходит выполаживание годографа, равносильное выполаживанию, которое возникает при прохождении волны через этот же слой.

Об искажениях эффективной скорости при наличии в среде тонких слоев

Основываясь на фазовых характеристиках, можно оценить искажения эффективной скорости в горизонтально-слоистой среде с тонкими слоями. Такая оценка произведена для нескольких частных случаев путем расчета $v_{эф}$ по искаженным годографам в связи с фазовыми сдвигами. В результате установлено, что при наличии тонких слоев, если $d < \frac{0,5 v_2}{f}$, скорость $v_{эф}$ возрастает с частотой, причем искажения увеличиваются с уменьшением мощности. Если $d > \frac{0,5}{f} v_2$, значения $v_{эф}$ колеблются около некоторого постоянного значения.

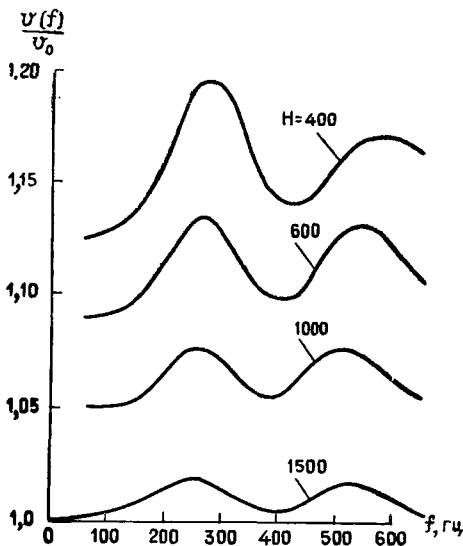


Рис. 19. Зависимость от частоты отношения эффективной скорости $v_{эф}(f)$ при наличии в среде пяти тонких слоев мощностью $d = 10$ м каждый к эффективной скорости v_0 в случае отсутствия тонких слоев.

Параметр кривых — глубина H залегания отражающей границы при длине взрывного интервала $l = 400$ м.

Расчет произведен для пяти тонких слоев мощностью $d = 10$ м каждый при $v_2 = 5000$ м/сек, $\frac{v_1}{v_2} = \frac{v_s}{v_p} = 0,5$, $l = 400$ м.

Как следует из теоретических расчетов, завышение $v_{эф}$ в случае наличия тонких слоев происходит не только при высоких, но и при

низких частотах. Такая оценка произведена для нескольких частных случаев путем расчета $v_{эф}$ по искаженным годографам в связи с фазовыми сдвигами. В результате установлено, что при наличии тонких слоев, если $d < \frac{0,5 v_2}{f}$, скорость $v_{эф}$ возрастает с частотой, причем искажения увеличиваются с уменьшением мощности. Если $d > \frac{0,5}{f} v_2$, значения $v_{эф}$ колеблются около некоторого постоянного значения.

На рис. 18, в дано сопоставление зависимости $v_{эф}$ от частоты для твердых и жидких сред при мощности толщ, покрывающей границу отражения, $H = 1000$ м, а на рис. 19 — кривые зависимости $\frac{v_{эф}}{v_0}$ от f по параметру H , где v_0 — скорость при отсутствии тонких слоев.

сравнительно низких частотах. Это завышение, по-видимому, частично или полностью компенсируется занижением $v_{эф}$, которое возникает в связи со смещением фазового годографа вверх по оси времен на величину Δt_{ϕ} по отношению к годографу вступлений. Если поправка за фазу не вводится. При высоких частотах такой компенсации не происходит, так как отклонение фазового годографа от годографа вступлений в этом случае невелико и искажения, обусловленные изменением формы годографа при точкой слоистости, значительно превышают искажения, вызванные перемещением годографа по оси времен.

В заключение укажем, что для обнаружения искажений эффективной скорости, вызванных изменением динамических характеристик по профилю, необходимо проводить регистрацию колебаний не менее чем на двух существенно разных фильтрациях.

16. ИСКАЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ ПРИ ГРУППИРОВАНИИ НА БОЛЬШИХ БАЗАХ

Как уже указывалось в параграфе 11, одной из причин изменения формы фазового годографа могут служить искажения динамических характеристик, обусловленные действием регистрирующей аппаратуры. Искажения динамических характеристик, одинаково проявляющиеся во всех точках наблюдений, не изменяют формы годографа, а лишь смещают его по оси времен. Такие искажения могут быть вызваны фильтрующими свойствами аппаратуры и другими причинами. Исключение их достигается введением поправки за фазу (см. параграф 14).

К числу аппаратурных влияний, неодинаково проявляющихся на разных расстояниях, относятся фазовые искажения, вызванные действием интерференционных систем — смесителя и группирования. Влияние фазовых искажений, возникающих при группировании, на эффективную скорость изучено нами для линейного группирования на больших (до 100 м) базах, соизмеримых с длиной взрывного интервала. Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [173]. Ниже дается краткое описание полученных результатов.

Теоретические представления о фазовых искажениях при группировании

Из теории суммирования импульсных колебаний следует, что при группировании должны быть фазовые искажения различных знаков [127]. Общие представления о фазовых искажениях можно получить, рассматривая частотную характеристику $H(\omega)$ направленности группы. Эта характеристика в общем случае является комплексной и описывает как амплитудные, так и фазовые искажения, обусловленные группированием.

Исследования характеристики $H(\omega)$, проведенные для гиперболического годографа [173], свидетельствуют о том, что для большинства применяемых на практике систем группирования данную

характеристику можно считать вещественной. В связи с этим можно высказать следующие общие суждения о фазовых искажениях, возникающих в результате суммирования сложных импульсов.

1. Если колебание, связанное с приходом отраженной волны, симметрично относительно своего центра, т. е. спектр его представлен вещественной функцией, то колебание на выходе группы остается симметричным, так как при $b(\omega) = 0$ спектр его является вещественным. Центральный экстремум (максимум или минимум) не будет иметь фазовых сдвигов. В связи с тем, что при группировании происходит частотная фильтрация, неизбежно сужение спектра и, следовательно, увеличение длительности сигнала. При этом возникают временные сдвиги — опережение предшествующих и запаздывание последующих экстремумов. Симметричность сигнала после группирования сохраняется.

2. Антисимметричное колебание, спектр которого является мнимой функцией, после группирования остается также антисимметричным, так как спектр продолжает оставаться мнимым. С уменьшением кажущейся скорости происходят сужение спектра и увеличение длительности сигнала при сохранении его антисимметричности. Последующий экстремум, первый от центра импульса (допустим максимум), после группирования будет запаздывать на время, равное опережению первого предшествующего экстремума (минимума).

Таким образом, в случае симметричного и антисимметричного импульсов годограф, построенный по оси синфазности, проходящей через центр импульса, не будет иметь искажений. Для годографа вступлений и фазовых годографов, предшествующих центральному, значения $\Delta t = t_{од} - t_{гр}$ (т. е. разности времен соответственно без группирования и при группировании) будут положительными, т. е. крутизна годографа при группировании будет уменьшаться, а кажущаяся скорость возрастет. Для последующих фазовых годографов и годографа, соответствующего тылу волны, должна наблюдаться обратная картина.

Экспериментальные данные о фазовых искажениях

В связи с тем, что сейсмические колебания являются неустановившимися и описываются сложными функциями, а годограф отраженной волны из-за влияний рельефа, строения ЗМС и других причин отличается от гиперболы, на основании только одних теоретических представлений трудно получить исчерпывающие данные о характере искажений при группировании. Эти данные были получены с помощью экспериментального изучения фазовых искажений при полевых наблюдениях.

С целью выявления условий и причин возникновения фазовых искажений были определены разности $\Delta t'$ и $\Delta t''$ соответственно для прямых и обратных годографов на ряде длинных и коротких взрывных интервалов по формуле

$$\Delta t = t_{од} - t_{гр}$$

и построены графики зависимости этих разностей от расстояния от точки наблюдения до пункта взрыва для всех прослеженных осей синфазности. Всего построено и проанализировано свыше 1000 таких графиков. Затем по каждому взрывному интервалу произведено осреднение всех графиков $\Delta t'(x)$ и аналогичное осреднение всех графиков $\Delta t''(x)$ по формуле

$$\Delta t_{cp}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{i=m} \Delta t_i(x)}{m},$$

где m — число совместно осредненных кривых. По результатам осреднения построены графики $\Delta t'_{cp}(x)$ и $\Delta t''_{cp}(x)$ и кривые их разностей:

$$\delta t(x) = \Delta t'_{cp}(x) - \Delta t''_{cp}(x).$$

Типичные кривые $\Delta t(x)$, $\Delta t_{cp}(x)$ и $\delta t(x)$ на двух разных интервалах показаны на рис. 20.

При анализе графиков обнаружены следующие особенности в распределении искажений $\Delta t(x)$.

1. Повсеместно наблюдается большое сходство формы прямых $\Delta t'(x)$ и обратных $\Delta t''(x)$ графиков в пределах одного и того же интервала при своеобразии форм на различных интервалах.

2. Аналогичное сходство имеют кривые $\Delta t(x)$, построенные по годографам различных фаз и отражений в пределах одного и того же взрывного интервала.

3. Особенно хорошую повторяемость в пределах взрывного интервала имеют кривые $\Delta t'_{cp}(x)$ и $\Delta t''_{cp}(x)$, полученные в результате совместного осреднения соответственно прямых и обратных графиков. Обусловлено это тем, что при осреднении подавляются случайные отклонения, связанные главным образом с ошибками отсчета.

4. Разности δt близки к нулю. При вычитании из прямых разностей $\Delta t'_{cp}$ обратных $\Delta t''_{cp}$ и наоборот происходит почти полная компенсация отклонений Δt_{cp} . Отсюда следует, что разностные годографы при группировании должны мало отличаться от разностных годографов в случае применения однопочных сейсмоприемников.

Исходя из особенностей распределения значений Δt на прямых и обратных годографах, можно сделать вывод, что фазовые искажения преимущественно обусловлены поверхностными причинами, а именно колебаниями отметок рельефа, изменениями параметров зоны малых скоростей. Не исключается частичная зависимость искажений от фазовой идентичности капатов, работающих при группировании и без группирования и относящихся к одинаковым точкам наблюдения. Очевидно, что влияние фазовых искажений, обусловленных поверхностными причинами, при определении эффективных

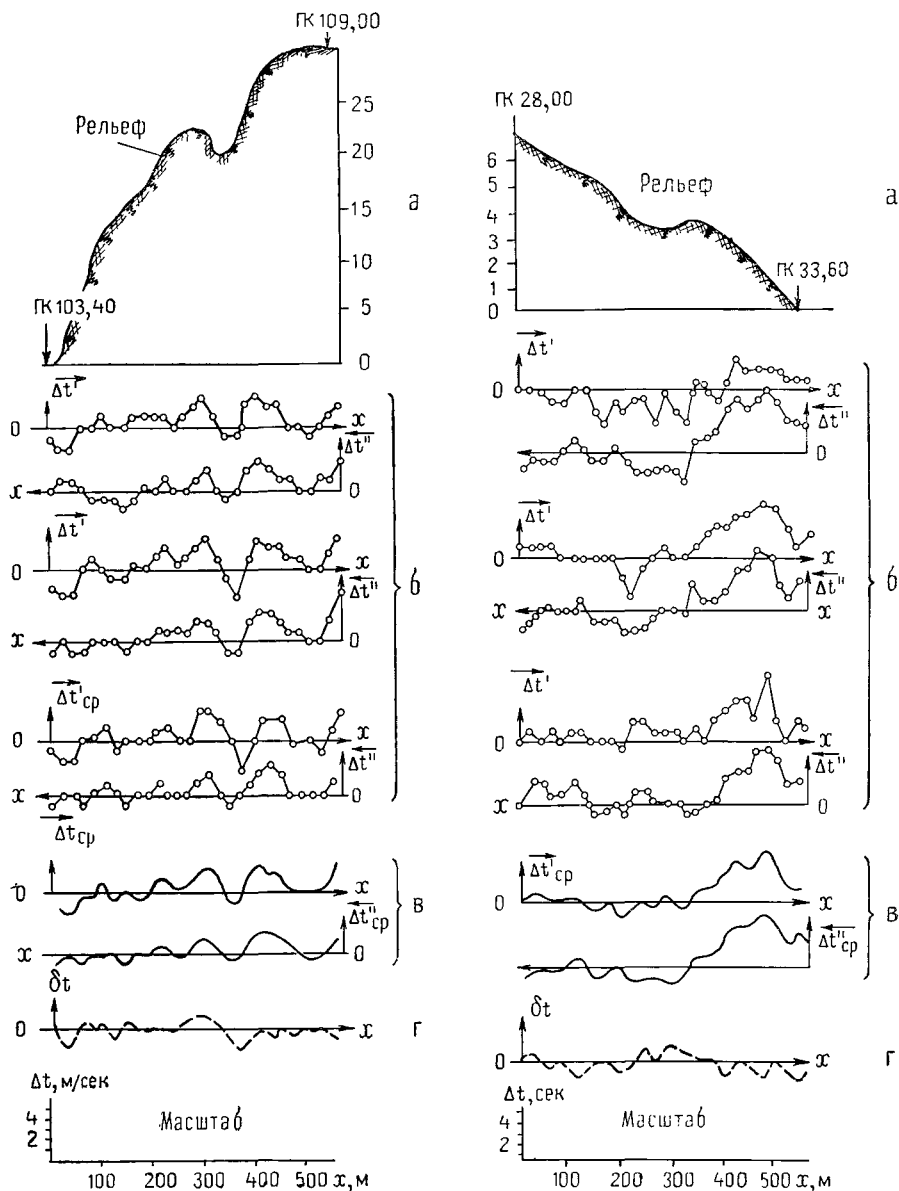


Рис. 20. Связь фазовых искажений при группировании с поверхностными условиями (рельеф, ЗМС, влияние установки приборов).

а — рельеф; б — графики разности времен для прямого $\Delta t'(x)$ и обратного $\Delta t''(x)$ наблюдений для трех опорных отражений; в — усредненные графики для прямого $\Delta t'_{cp}(x)$ и обратного $\Delta t''_{cp}(x)$ наблюдений; г — разность $\delta t = \Delta t'_{cp}(x) - \Delta t''_{cp}(x)$.

скоростей по встречным годографам в силу взаимной компенсации не должно вызывать значительных систематических ошибок.

На основе статистического анализа графиков $\Delta t(x)$ сделан вывод, что группирование приводит к систематическому занижению времен регистрации отражений. Величина систематических искажений зависит от поверхностных условий, изрезанности рельефа и возрастает с увеличением разности времен пробега отражений между соседними приемниками в группе, т. е. на участках уменьшения кажущейся скорости.

Помимо изменений, вызванных поверхностными условиями, кажущаяся скорость v_k по годографу испытывает нормальное уменьшение с увеличением расстояния до пункта взрыва. С учетом этого было проведено изучение фазовых искажений, вызванных убыванием v_k с расстоянием. Выяснено, что группирование уменьшает крутизну годографа, причем систематическое уменьшение времен (опережение по фазе) при группировании тем сильнее, чем больше расстояние x от пункта взрыва, т. е. чем меньше значение v_k .

Имея в виду, что годографы первых и последующих фаз в случае импульсов симметричной и антисимметричной формы по теоретическим данным должны иметь различный знак искажений, мы попытались установить это различие по экспериментальным данным. Для этой цели на сейсмограмме прослеживали все оси синфазности и затем проводили статистический анализ данных. В итоге установили, что независимо от порядкового номера фазы крутизна фазового годографа после группирования уменьшается, а кажущаяся скорость возрастает, т. е. фазовый годограф ведет себя подобно фазовому годографу при гармонических колебаниях. Такое явление, вероятнее всего, связано с тем, что каждая из фаз представляет собой как бы самостоятельное отражение, возникающее в результате наложения нескольких отраженных импульсов. В пользу последнего предположения свидетельствуют материалы по вычислению скоростей с использованием всех осей синфазности на сейсмолите (см. главу IV) и результаты синтеза сейсмограмм.

Уменьшение крутизны годографа при группировании приводит к систематическому завышению эффективных скоростей. В результате расчетов выяснилось, что величина завышения эффективной скорости редко превышает 2%.

Таким образом, причинами фазовых искажений являются поверхностные условия и связанные с ними изменения кажущихся скоростей, а также нормальное убывание этих скоростей с расстоянием от пункта взрыва. Во всех случаях отчетливо проявляется систематический характер искажений, приводящий к выравниванию и выглаживанию годографа при группировании. Искажения, обусловленные поверхностными причинами, при интерпретации встречных годографов исключаются и не вносят систематических ошибок в значения скоростей. Искажения, вызванные нормальным уменьшением кажущейся скорости с расстоянием, приводят к выглаживанию ветвей годографа и к систематическому завышению эффективных

скоростей. Для оценки искажений можно использовать специальные графики, построенные по результатам эксперимента или рассчитанные по теоретическим формулам при известной форме импульса, связанной с приходом отражения.

17. ПОГОРИЗОНТНОЕ ВЫРАВНИВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ

Введем поправок часто не удается исключить влияние систематических искажений годографа на эффективную скорость и достигнуть требуемой точности. В таких случаях $v_{эф}$ определяют путем совместной обработки ряда годографов. Как уже указывалось в параграфе 10, любой прием совместной обработки сводится к выравниванию значений некоторого параметра θ , связанного с эффективной скоростью. Важно только, чтобы ошибки в выравниваемых величинах имели симметричный закон распределения по частоте повторения и чтобы математическое ожидание было равно нулю. В этом случае найденное при выравнивании значение параметра будет наиболее вероятным.

Различают погоризонтное выравнивание (по оси x) и выравнивание по вертикали (по оси времен или глубин). В данном параграфе мы остановимся на приемах погоризонтного выравнивания, получивших распространение в методе отраженных волн.

К погоризонтному выравниванию относят приемы изучения горизонтальных изменений средней скорости путем совместной обработки данных по нескольким годографам, связанным с одноименным отражающим горизонтом. Рассмотрим эти приемы.

Пусть результаты обработки отдельных совокупностей наблюдений заданы вдоль профиля (ось x) в виде зависимости

$$\theta(x) = \alpha(x) + \delta(x), \quad (17.1)$$

где $\alpha(x)$ — функция, зависящая только от характера изменений средней скорости; $\delta(x)$ представляет распределение ошибок на профиле.

Будем считать, что значения θ заданы на профиле через промежутки l . Выделим участок выравнивания длиной $2x_0$, содержащий n значений θ и имеющий координату центра x' . Будем считать, что ошибки распределены на данном участке случайно.

Выравнивание можно представить как некоторую операцию над функцией $\theta(x)$ с целью ее приближения к виду $\alpha(x)$, т. е. как аппроксимацию $\theta(x)$ зависимостью $\bar{\theta}(x)$, наиболее близкой к $\alpha(x)$. С этой целью часто выбирают функцию $\bar{\theta}(x)$, удовлетворяющую минимуму суммы квадратов отклонений:

$$\sum [\theta(x) - \bar{\theta}(x)]^2 = \min. \quad (17.2)$$

Для определения $\bar{\theta}(x)$ можно воспользоваться интерполяционным рядом Чебышева. Методика вычисления значений аппроксими-

рующей функции при помощи этого ряда применительно к изучению изменения скорости в горизонтальном направлении рассмотрена в работах [90, 91], где приведены формулы определения выравненных значений в любой точке интервала выравнивания при следующих предположениях о характере аппроксимирующей кривой: 1) прямая линия; 2) парабола второго порядка; 3) парабола третьего порядка. Однако следует заметить, что даже для таких сравнительно простых случаев формулы оказываются громоздкими, а вычисления трудоемкими. Кроме того, применение этих формул нельзя признать целесообразным из-за больших искажений полезной информации, возникающих при аппроксимации экспериментальной зависимости $\theta(x)$ алгебраической функцией.

Вместе с тем, если длина L профиля больше участка $2x_0$ выравнивания, формулы можно значительно упростить. При $L > 2x_0$ каждую точку профиля, где задано $\theta(x)$, кроме крайних точек, координаты которых удовлетворяют условиям $x < x_0$ и $x > L - x_0$, можно рассматривать как центр некоторого участка выравнивания и искать выравненное значение в центре по значениям, заданным на всем участке. Будем называть такой способ выравнивания способом «скользящего» интервала.

Значение $\bar{\theta}$ в любой точке x профиля, выравненное по способу скользящего интервала, при равноточных значениях θ можно найти по формуле

$$\bar{\theta}(x) = \frac{\sum_i \theta(x-il) R(il)}{\sum_i R(il)}. \quad (17.3)$$

Здесь и в других формулах данного параграфа суммирование по i (там, где пределы не указаны) ведется от $-\frac{(n-1)}{2}$ до $\frac{(n-1)}{2}$. Значение il (l — расстояние между отсчетами дискретных значений функции θ по оси x) изменяется от $-x_0$ до x_0 . Функция $R(il)$ определяет способ интерполяции и представляет собой распределение весов в пределах интервала выравнивания $2x_0$ при нахождении выравненного значения θ в средней точке этого интервала. В дальнейшем мы будем называть ее функцией выравнивания.

Если значения θ неравноточны, то формула выравнивания принимает вид:

$$\bar{\theta}(x) = \frac{\sum_i \theta(x-il) q(il) R(il)}{\sum_i R(il) q(il)}. \quad (17.4)$$

Здесь $q(il)$ — распределение весов в пределах интервала $2x_0$, зависящее от точности значений θ в соответствующих точках, обратно пропорциональное квадрату ошибки.

Шаг выравнивания, или расстояние между точками, в которых находится выравненное значение, может изменяться от l до $2x_0$ в зависимости от характера изменений величин θ . При резких изменениях θ шаг принимают равным l .

Способы осреднения данных

Большинство известных способов совместной обработки годографов, принадлежащих одноименному отражающему горизонту, заклю-

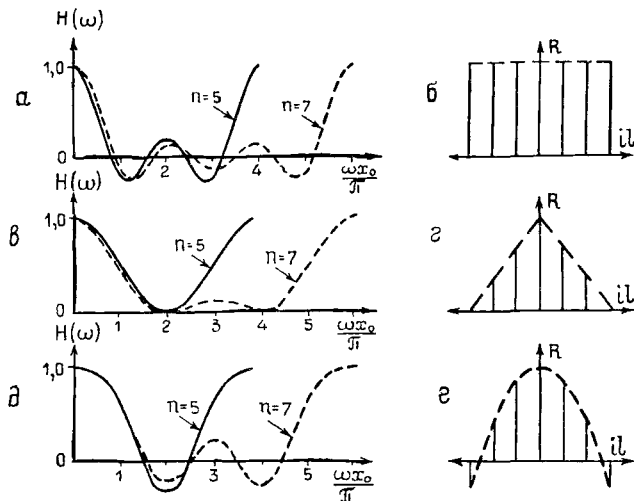


Рис. 21. Характеристики $H(\omega)$ и функции $R(il)$ выравнивания.

$a, б$ — при осреднении с равными весами; $в, з$ — в случае треугольного распределения весов; $д, е$ — при параболическом выравнивании.

чается в выравнивании значений θ по формулам (17. 3) или (17. 4) с равными весами R_i , т. е. при условии, что

$$R(il) = R_0 \begin{cases} 1 & \text{при } -\frac{n-1}{2} < i < \frac{n-1}{2}, \\ 0 & \text{при } i < -\frac{n-1}{2}, i > \frac{n-1}{2}. \end{cases} \quad (17. 5)$$

Выравнивание с равными весами принято называть осреднением. Вид функции $R(il)$ показан на рис. 21, б.

Осреднение (выравнивание) трансформированных годографов. Этот способ предложен П. П. Пузыревым [121]. Последующими исследованиями [57, 174 и др.] установлено, что осреднение трансформированных годографов $u(\lambda)$

сводится к осреднению коэффициентов b по формуле (17. 4), причем R_0 определяется выражением (17. 5):

$$\bar{b} = \frac{\sum_i b(x - il) q(il)}{\sum_i q(il)}. \quad (17. 4')$$

Здесь l — длина отдельного годографа $u_i(x)$. Множитель $q(il) = q_i$ представляет собой коэффициент приведения неравнооточных величин b к равнооточным. Так как этот коэффициент обратно пропорционален квадрату ошибки [201], то на основании выражения (10. 13) можно записать

$$q_i = \frac{\left[\sum_1^{k_i} \lambda p(\lambda) \right]^2}{\sum_1^{k_i} p^2(\lambda)}, \quad (17. 6)$$

где k_i — число точек на отдельном годографе $u_i(x)$. Значения q_i при уравнении годографов способом наименьших квадратов [121] приведены в табл. 4.

Таблица 4

Характер ошибок	Расстановка приборов на профиле	Значение
Ошибки на годографе высокочастотные, с радиусом корреляции	Произвольная	$q_i = \sum_1^{k_i} x^2 \cdot \frac{1}{k_i} \left(\sum_1^{k_i} x \right)^2$
	Равномерная, но разная на разных взрывных интервалах	$q_i = k_i (k_i^2 - 1) \Delta x_i^2$
	Шаг приборов Δx одинаковый на всех взрывных интервалах	$q_i = k_i (k_i^2 - 1)$
	Шаг разный, а число точек k на каждом годографе одинаковое	$q_i = \Delta x^2$
	Шаг и число точек одинаковые	$q_i = 1$
Ошибки низкочастотные с $q \approx l$, случайно распределенные по профилю	Произвольная	$q_i = l_i^2$ независимо от вида функции $p(\lambda)$

При трансформации годографа по способу асимптот осреднение наклонов эквивалентно осреднению величин $\frac{1}{v_{эф}}$. Если трансформация выполнена по способу постоянной разности, встречных или пагонающих годографов, осреднение наклонов равносильно осреднению значений $\frac{1}{v_{эф}^2}$. Поэтому вместо выравнивания трансформированных годографов можно применять выравнивание величин $\frac{1}{v_{эф}}$ или $\frac{1}{v_{эф}^2}$.

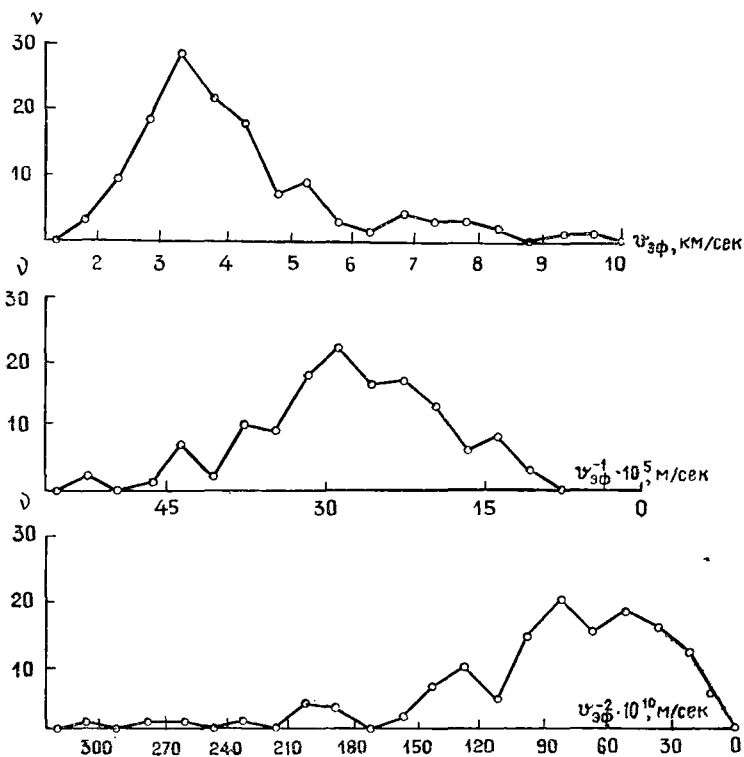


Рис. 22. Типичные гистограммы $v_{эф}(v)$, $v_{эф}^{-1}(v)$ и $v_{эф}^{-2}(v)$ для северных районов Пермского Прикамья.

При построении гистограмм $b(v)$, $v_{эф}(v)$, $v_{эф}^{-1}(v)$ и $v_{эф}^{-2}(v)$ для большого числа областей осреднения по различным районам Прикамья обнаружено [174], что форма гистограмм связана с законом распределения систематических искажений годографов в пределах области осреднения. Эти искажения в большинстве случаев обусловлены положением волн и ошибками измерений, имеют симметричный закон по частоте появления v и вызывают симметричное, близкое к нормальному, распределение по частоте v величин $v_{эф}^{-1}$ и несимметричные распределения $v_{эф}(v)$ и $v_{эф}^{-2}(v)$ (рис. 22). Асимметрия

кривых $v_{\text{эф}}^{-1}(v)$ и симметрия кривых $v_{\text{эф}}(v)$ могут быть в случае быстрых изменений скорости на участке осреднения, асимметрия $v_{\text{эф}}^{-1}(v)$ и симметрия $v_{\text{эф}}^{-2}(v)$ — при криволинейности границ.

Таким образом, если причиной искажения скорости являются искажения времен с симметричным законом распределения по частоте, то выравнивать следует величины $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ или наклоны b асимптот, которые в этом случае также характеризуются симметричным законом распределения. Значение скорости при выравнивании величин $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ находят по формуле

$$v_{\text{эф}} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{v_{\text{эф}i}} q_i}.$$

Если причиной искажения скорости является кривизна границы, то в связи с симметричностью кривой $v_{\text{эф}}^{-2}(v)$ выравнивать целесообразно годографы, трансформированные способом постоянной разности, способом встречных или нагоняющих годографов, или находить $v_{\text{эф}}$ по следующей формуле:

$$v_{\text{эф}} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{v_{\text{эф}i}^2} q_i}}.$$

При осреднении значений $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ или $\frac{1}{v_{\text{эф}}^2}$, найденных по обобщенным формулам вида (9. 3) или (9. 7) для веса q_i из (10. 1) имеем следующее выражение:

$$q_i = \begin{cases} \frac{1}{\Phi^2} & \text{при } \varrho \approx \Delta x, \\ l^2 & \text{при } \varrho \approx l. \end{cases} \quad (17. 7)$$

Здесь ϱ — радиус корреляции ошибок на годографе, а Φ определяется выражением (10. 2).

О с р е д н е н и е н е т р а н с ф о р м и р о в а н н ы х г о д о г р а ф о в. При небольших колебаниях глубин залегания отражающего горизонта в пределах участка осреднения и одинаковой длине годографов на практике можно пользоваться способом совместного осреднения годографов [162]. Сущность способа заключается

в нахождении среднеарифметических значений времени для точек наблюдений, равноудаленных от пункта взрыва, по формуле

$$\bar{t}(x) = \frac{\sum_{i=1}^n t(x)}{n}, \quad (17.8)$$

по серии из n годографов, принадлежащих одноименному горизонту, и в построении выравненного годографа $t(x)$. Для ослабления поверхностных искажений и влияний наклона границ производится раздельное осреднение прямых и обратных ветвей годографов и последующее вычисление $v_{эф}$ по двум встречным среднеарифметическим годографам $\bar{t}'(x)$ и $\bar{t}''(x)$. Осреднение годографов равносильно осреднению величин $\frac{1}{v_{эф}}$. Этот способ целесообразно применять при симметричном законе распределения ошибок времени по частоте повторения.

О с р е д н е н и е з н а ч е н и й $v_{эф}$. К погоризонтному выравниванию значений $v_{эф}$ целесообразно прибегать в том случае, когда причиной ошибок являются случайные изменения скорости, имеющие симметричный закон распределения по частоте повторения. Выравненное значение $v_{эф}$ находят по формуле (17. 4), где $\theta = v_{эф}$, $R_i = 1$, а значение q_i зависит от периода случайных искажений и определяется по формулам табл. 4 или по формуле (17. 7).

О с р е д н е н и е и н т е г р а л ь н ы х в р е м е н и с у м м а р н ы х в е л и ч и н [90, 165]. Кроме выравнивания наклонов годографов и скоростей, иногда применяют выравнивание интегральных параметров $\theta = S$, суммарных приращений времен $\theta = \gamma$, входящих в формулы определения эффективной скорости, и др.

В случае неравноточных значений θ с разными весами q_i выравненное значение определяют по формулам (17. 4) и (17. 5), а при равноточных — по формулам (17. 3) и (17. 5). При этом осреднение величин S , входящих в выражения (7. 32) и (7. 33), эквивалентно осреднению значений $\frac{1}{v_{эф}^2}$; одновременное осреднение γ и τ , входящих

в формулу (7. 29), эквивалентно осреднению величин $\frac{1}{v_{эф}}$. Целесообразность применения того или иного способа определяется законом распределения ошибок и соображениями упрощения вычислений. Никаких преимуществ в ослаблении случайных ошибок эти способы по сравнению со способами выравнивания наклонов b не дают.

Сложные приемы выравнивания

Если закон изменения значений θ , не осложненных ошибками, значительно отличается от линейного, с целью уменьшения искажающего влияния выравнивания применяют более сложные приемы. К ним относятся параболическое выравнивание и некоторые другие

виды выравнивания по способу скользящего интервала. В случае параболического выравнивания, когда зависимость $\theta(x)$ в пределах интервала $2x_0$ аппроксимируется параболой второй степени с использованием ряда Чебышева, функция $R(i)$, как показано в работе [174], может быть представлена в виде

$$R_2(i) = \begin{cases} 1 - C_1 i^2 & \text{при } -\frac{n-1}{2} < i < \frac{n-1}{2}, \\ 0 & \text{при } i < -\frac{n-1}{2}, \quad i > \frac{n-1}{2}. \end{cases} \quad (17.9)$$

где

$$C_1 = \frac{20}{3n^2 - 7}. \quad (17.10)$$

Графики функций R_2 при $n = 7$ показаны на рис. 21, е.

Из анализа формулы (17.9) вытекает, что с увеличением n форма кривой, огибающей график $R_2(i)$, меняется незначительно. Уравнение огибающей можем получить, если числитель и знаменатель второго члена функции R_2 умножим на x_0^2 , помня, что $2x_0 = \Delta x(n-1)$. Тогда получим

$$R_2(\xi) = 1 - C_2 \xi^2,$$

где

$$C_2 = \frac{5(n-1)^2}{x_0^2(3n^2-7)}; \quad -x_0 < \xi < x_0.$$

Отсюда видно, что с возрастанием n кривая $R_2(\xi)$ становится более «острой» и приближается к зависимости

$$R_2 = 1 - \frac{5}{3x_0^2} \xi^2,$$

где $-x_0 < \xi < x_0$.

Кроме функции R_2 , при выравнивании в принципе можно использовать параболу любой степени λ или, другими словами, использовать ряд Чебышева с любым числом членов; процесс вычислений сводится к осреднению данных с разными весами R_λ по формулам вида (17.3) и (17.4). Однако проведенные нами исследования свидетельствуют о том, что использование парабол более высоких степеней, чем вторая, при выравнивании способом скользящего интервала нецелесообразно. Такое выравнивание не приводит к существенному улучшению результатов.

Выравнивание представляет собой низкочастотную фильтрацию данных. Покажем это.

Функции $\theta(x)$, $\alpha(x)$ и $\delta(x)$, заданные дискретно, можно представить при помощи преобразований Фурье в следующем виде:

$$\begin{aligned}\theta(x) &= \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S(\omega) e^{j\omega x} d\omega, \\ \alpha(x) &= \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S_1(\omega) e^{j\omega x} d\omega, \\ \delta(x) &= \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S_2(\omega) e^{j\omega x} d\omega,\end{aligned}\tag{17.11}$$

где

$$S(\omega) = \sum_{-\infty}^{\infty} \theta(x) e^{-j\omega x}; \quad S_1(\omega) = \sum_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) e^{-j\omega x}; \quad S_2(\omega) = \sum_{-\infty}^{\infty} \delta(x) e^{-j\omega x}.$$

Учитывая, что $\theta(x) = \alpha(x) + \delta(x)$, запишем

$$S(\omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega).$$

Значение $\theta(x)$ в центре интервала определяется формулой (17.3). Знаменатель в этой формуле $\sum R(il)$ при постоянном n — величина постоянная, обозначим его через N . Тогда функция, описывающая поведение выравненных значений, будет иметь вид:

$$\bar{\theta}(x) = \frac{1}{N} \sum_i \theta(x - il) R(il).$$

Учитывая это равенство и теорему запаздывания, согласно [191] получим

$$\bar{\theta}(x) = \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S(\omega) H(\omega) e^{j\omega x} d\omega,$$

где $H(\omega)$ — характеристика выравнивания, представляющая нормированный на единицу спектр функции $R(il)$, т. е.

$$H(\omega) = \frac{\sum_{-\infty}^{\infty} R(il) e^{-j\omega il}}{\sum_{-\infty}^{\infty} R(il)} = \frac{\sum_{\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} R(il) e^{-j\omega il}}{N}.\tag{17.12}$$

Для осреднения, когда $R = R_0$, имеем

$$H(\omega) = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(\frac{n}{n-1} \omega x_0\right)}{\sin\left(\frac{1}{n-1} \omega x_0\right)}. \quad (17.13)$$

В случае $R = R_2$ (17.9) частотная характеристика принимает вид:

$$H_2(\omega) = \frac{H_0 - C_1 \sum i^2 \frac{\sin 2\omega i l}{2 \sin \omega i l}}{1 - C_1 \sum i^2}, \quad (17.14)$$

где H_0 и C_1 определяются соответственно выражениями (17.13) и (17.10).

Графики H_0 и H_2 для $n = 7$ показаны на рис. 21, а, б. Характеристики $H_0(\omega)$ и $H_2(\omega)$, как следует из рис. 21 и выражений (17.13) и (17.14), всегда вещественны и при дискретно заданных функциях $R(il)$ обладают периодичностью с периодом, равным $\frac{2\pi}{l}$.

Вместо параболических функций R можно применять и другие. Остановимся на некоторых из них. Будем по-прежнему считать, что функция $\theta(x)$, подлежащая выравниванию, задана дискретными значениями. Спектр ее можно представить так:

$$S(\omega) = \sum_{-\infty}^{\infty} \theta(x) e^{-j\omega x},$$

где

$$\theta(x) = \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S(\omega) e^{j\omega x} d\omega. \quad (17.15)$$

Заменим пределы интегрирования в формуле (17.15), поставив $\frac{\pi}{ld}$ вместо $\frac{\pi}{l}$. Такая замена при $d > 1$ приведет к частотной фильтрации или выравниванию данных:

$$\frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{ld}}^{\frac{\pi}{ld}} S(\omega) e^{j\omega x} d\omega = \frac{l}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S(\omega) H_F(\omega) e^{j\omega x} d\omega = \bar{\theta}(x), \quad (17.16)$$

где $H_F(\omega)$ — частотная характеристика выравнивания:

$$H_F(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{при } -\frac{\pi}{ld} < \omega < \frac{\pi}{ld}, \\ 0 & \text{при } \omega < -\frac{\pi}{ld}, \omega > \frac{\pi}{ld}. \end{cases} \quad (17.17)$$

График функции $H_F(\omega)$ для $d = 4, 8$ и 16 показан на рис. 23, а. Формула (17.16) при $d > 1$ равносильна выражению

$$\bar{\theta}(x) = \frac{\sum_{-\infty}^{\infty} \theta(x - il) R_F(il)}{\sum_{-\infty}^{\infty} R_F(il)}. \quad (17.18)$$

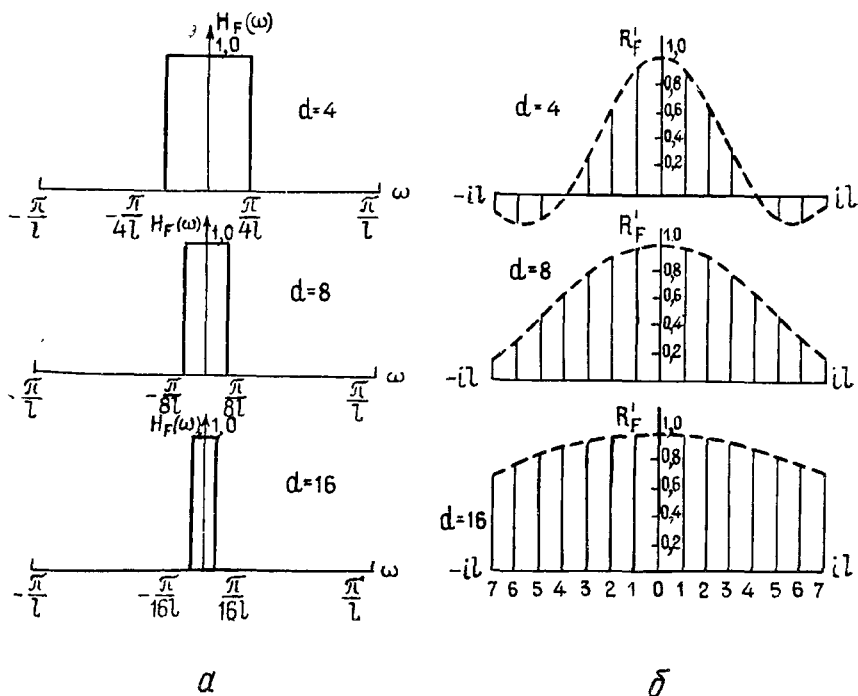


Рис. 23. Характеристики $H_F(\omega)$ идеального фильтра нижних частот и графики функций выравнивания $R'_F(il)$.

Здесь

$$R_F(il) = \frac{\sin \frac{\pi i}{d}}{\frac{\pi i}{d}}, \quad (17.19)$$

где $-\infty < i < \infty$.

На интервале $2x_0$ приходится иметь дело с конечным числом n значений θ . Тогда формула выравнивания принимает вид:

$$\bar{\theta}(x) = \frac{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} 0(x-il) R_F(il)}{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} R_F(il)}. \quad (17.20)$$

Такая запись означает, что вместо (17.19) мы пользуемся «обрезанной» по оси x функцией

$$R'_F = \begin{cases} \frac{\sin \pi i/d}{\pi i/d} & \text{при } -\frac{n-1}{2} < i < \frac{n-1}{2}, \\ 0 & \text{при } i < -\frac{n-1}{2}, i > \frac{n-1}{2}. \end{cases} \quad (17.21)$$

График этой функции для $d = 4, 8, 16$ и $n = 15$ показан на рис. 23, б. Следует отметить, что при $d > 1$ формула (17.20) в отличие от (17.18) не строго эквивалентна выравниванию (17.16). Дело в том, что ограничение пределов по x функции R_F приводит к тому, что частотная характеристика из прямоугольной с граничной частотой $\frac{\pi}{ld}$ (рис. 23, а) преобразуется в безграничную

$$H'_F(\omega) = \frac{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} R_F(il) e^{-j\omega il}}{\sum_{i=-\frac{n-1}{2}}^{\frac{n-1}{2}} R_F(il)}.$$

Однако в тех случаях, когда основная доля «энергии» функции сосредоточена в области $-\frac{n-1}{2} < i < \frac{n-1}{2}$, можно считать, что «энергия» спектра сосредоточена в области частот $-\frac{\pi}{ld} < \omega < \frac{\pi}{ld}$. Следовательно, выравнивание при помощи формулы (17.18) можно рассматривать как низкочастотную фильтрацию данных идеальным фильтром (17.17), а при помощи формулы (17.20) — фильтром, приближающимся при $n \rightarrow \infty$ к идеальному. Граничную частоту $\omega_r = \frac{\pi}{ld}$ фильтра путем изменения d можно выбрать любую. Ее следует выбирать с таким расчетом, чтобы наилучшим образом ослабить ошибки и не внести больших искажений в полезную информацию.

С целью ослабления ошибок можно также применять выравнивание с убывающим весом от центра интервала по линейному закону [187]. В этом случае функция $R(il)$ оказывается вписанной в равнобедренный треугольник и выражается формулой

$$R_{\Delta}(il) = \begin{cases} \frac{n-1}{2} - |i| & \text{при } -\frac{n-1}{2} < i < \frac{n-1}{2}, \\ 0 & \text{при } i < -\frac{n-1}{2}, i > \frac{n-1}{2}. \end{cases} \quad (17.22)$$

Выражение частотной характеристики имеет вид:

$$H_{\Delta}(\omega) = \left[\frac{2}{n-1} \frac{\sin \frac{\omega x_0}{2}}{\sin \frac{\omega x_0}{n-1}} \right]^2. \quad (17.23)$$

Графики характеристики $H_{\Delta}(\omega)$ и функции $R_{\Delta}(il)$ при $n = 7$ приведены на рис. 21.

Возможные способы совместной обработки данных не исчерпываются рассмотренными функциями $R(il)$. Здесь мы в качестве примера рассмотрели лишь некоторые из них.

Помимо способа скользящего интервала, предусматривающего нахождение выравненного значения скорости в средней точке, иногда используют другие методы. Так, в работе [90] приведен пример определения выравненных значений скорости в любой точке интервала при подборе полинома с помощью интерполяционного ряда Чебышева [192]. Можно применить и другие интерполяционные формулы, однако необходимо иметь в виду, что любой сложный прием обладает меньшей способностью ослаблять ошибки, чем способ осреднения.

18. ОСЛАБЛЕНИЕ ОШИБОК И ИСКАЖЕНИЯ ПОЛЕЗНОЙ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ВЫРАВНИВАНИИ

Ослабление ошибок и их связь со среднеквадратическим отклонением

Используя связь и свойства функций $R(il)$ и характеристик $H(\omega)$, можно оценить степень ослабления ошибок при выравнивании по способу скользящего интервала.

Погрешность \bar{m} определения выравненной величины $\bar{\theta}(x)$ может быть найдена по среднеквадратическому отклонению $\sigma(x)$ значений $\theta(x)$ от $\bar{\theta}(x)$:

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{\sum [\theta(x-il) - \bar{\theta}(x-il)]^2}{n}}, \quad (18.1)$$

где n — число точек на интервале; x — координата центра интервала выравнивания. Суммирование ведется от $i = -\frac{n-1}{2}$ до $i = \frac{n-1}{2}$.

Отсюда, используя теорему Рэлея и выражения (17. 11), можем записать

$$\frac{\overline{m^2}(x)}{m^2(x)} = \frac{\frac{\pi}{l} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S_2^2(\omega) H^2(\omega) d\omega}{\frac{\pi}{l} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} S_2^2(\omega) d\omega}. \quad (18. 3)$$

Учитывая случайный характер $\delta(x)$, согласно [191] имеем

$$S_2^2(\omega) = \sum \delta^2(x).$$

Подставив это выражение в (18. 3), после преобразований получим

$$\frac{\overline{m^2}(x)}{m^2(x)} = \frac{l}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{l}}^{\frac{\pi}{l}} H^2(\omega) d\omega.$$

Подставив данное выражение в (18. 2), будем иметь

$$\overline{m}(x) = D\sigma(x), \quad (18. 4)$$

$$D = \sqrt{\frac{\frac{\pi}{l} \int_0^{\frac{\pi}{l}} H^2(\omega) d\omega}{\frac{\pi}{l} \int_0^{\frac{\pi}{l}} H^2(\omega) d\omega}}. \quad (18. 5)$$

Учитывая (17. 12) и теорему Рэлея, имеем

$$\int_0^{\frac{\pi}{l}} H^2(\omega) d\omega = \frac{\pi}{l} \sum_i \frac{R^2(il)}{[\sum R(il)]^2}.$$

В связи с этим выражение (18. 5) можно записать так:

$$D = \sqrt{\frac{\sum R^2(il)}{[\sum R(il)]^2 - \sum R^2(il)}}. \quad (18. 6)$$

Аналогично в случае неравноточных значений θ получим

$$D = \sqrt{\frac{\sum R^2(il) q^2(il)}{[\sum R(il) q(il)]^2 - \sum R^2(il) q^2(il)}}. \quad (18. 7)$$

Коэффициент D , связывающий m и σ , имеет, как видно из приведенных выражений, определенный физический смысл. А именно, величина D^2 представляет собой отношение «энергии» уничтоженных к «энергии» оставшихся ошибок и таким образом определяет способность выравнивания в отношении ослабления ошибок. Для нахождения D можно использовать и частотную характеристику $H(\omega)$ и функцию $R(il)$ выравнивания.

Найдем значения коэффициента D для некоторых функций $R(il)$. Значения D различны для разных функций выравнивания и изменяются с изменением количества наблюдений на интервале $2x_0$. Рассмотрим линейное выравнивание (осреднение). В этом случае

$$H^2(\omega) d\omega = \int_0^{\frac{\pi}{l}} \frac{\sin^2\left(\frac{n}{n-1}\omega x_0\right)}{n^2 \sin^2\left(\frac{1}{n-1}\omega x_0\right)} d\omega = \frac{\pi}{nl}. \quad (18.8)$$

Подставив данное выражение в (18.5), будем иметь

$$D_0 = \frac{1}{\sqrt{n-1}}. \quad (18.9)$$

Тождественное выражение получим, если воспользуемся формулой (18.6).

Аналогично для выравнивания параболой второй степени, основываясь на формуле (18.5) или (18.6), можно получить

$$D_2 \approx \sqrt{\frac{2}{n-2}}. \quad (18.10)$$

Таким же образом для треугольного выравнивания можно установить

$$D_{\text{тр}} \approx \sqrt{\frac{1.5}{n-1.5}}. \quad (18.11)$$

Сопоставляя формулы (18.9), (18.10) и (18.11), видим, что при одинаковом n имеет место неравенство

$$D_0 > D_{\text{тр}} > D_2.$$

Следовательно, параболическое выравнивание по сравнению с треугольным и линейным обладает худшей способностью ослаблять случайные ошибки. Графики зависимости D_2 и D_0 от n приведены на рис. 24.

Остановимся на выравнивании и фильтрации при помощи формул (17.16) и (17.20). Изменяя граничную частоту $\frac{\pi}{la}$ частотных характеристик в пределах допустимых искажений, можно изменять способность ослабления ошибок, не изменяя числа наблюдений. Представление о способностях ослабления ошибок при различных

граничных частотах можно получить из рис. 24, на котором сплошными линиями показаны кривые зависимости D_F от n по параметру d . Из рисунка следует, что с увеличением d эффективность ослабления ошибок возрастает, приближаясь сначала к эффективности параболического выравнивания, а затем к эффективности осреднения. Необходимо отметить, что значения D'_F , рассчитанные для $H'_F(\omega)$ и $R'_F(i\lambda)$ [см. (17. 21)], колеблются около величины

$$D_F = \frac{1}{\sqrt{d-1}}, \quad (18. 12)$$

соответствующей идеальному фильтру нижних частот $R_F(i\lambda)$ с характеристикой $H_F(\omega)$, представленной выражением (17. 17).

Используя выражения (18. 2) и (18. 4), можно написать формулы связи среднеквадратического отклонения σ

Рис. 24. Зависимость коэффициента D ослабления ошибок от количества n выравниваемых значений.

и ошибки m невыровненного значения. Подставив (18. 4) в (18. 2), получим

$$m = F\sigma, \quad (18. 13)$$

где

$$F = \sqrt{1 + D^2} = \sqrt{\frac{|\sum R(i\lambda)|^2}{[\sum R(i\lambda)]^2 - \sum R^2(i\lambda)}}. \quad (18. 14)$$

В частном случае при осреднении, когда $D = \frac{1}{\sqrt{n-1}}$, имеем

$$F = \sqrt{\frac{n}{n-1}}. \quad (18. 15)$$

Следует отметить, что формула (18. 13) может быть использована для оценки ошибок не только $\theta(x)$, но и любых других величин, например $u(\lambda)$ или $t(x)$, при определении скорости по годографу. В этом случае роль $R(i\lambda)$ играет модуль функции $p(\lambda)$ или $p(x)$.

Об искажении полезной информации при выравнивании

При выравнивании наряду с ослаблением ошибок происходит искажение полезной информации. Связано это с тем, что спектр $S_1(\omega)$ функции $\alpha(x)$, не осложненной ошибками, в результате выравнивания преобразуется в спектр $\bar{S}_1(\omega) = S_1(\omega) H(\omega)$ функции $\bar{\alpha}(x)$, отличающейся от $\alpha(x)$.

Точная оценка искажений для различных законов изменения скорости может быть выполнена путем сопоставления выравненной

кривой $\bar{\alpha}(x)$ с графиком $\alpha(x)$, вид которого определяется изменением средней скорости по профилю, либо путем сопоставления спектров $\bar{S}_1(\omega)$ и $S_1(\omega)$.

Количественную оценку искажений можно произвести по формуле

$$\psi = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [\alpha^2(x) - \bar{\alpha}^2(x)] dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) dx}. \quad (18.16)$$

Очевидно, чем больше ψ , тем больше искажение функции $\alpha(x)$. При $\psi = 0$ искажения отсутствуют. Формула (18.16) может быть приведена к следующему виду:

$$\psi = \frac{\int_{\omega_{\text{ГН}}}^{\omega_{\text{ГВ}}} S_1^2(\omega) [1 - H^2(\omega)] d\omega}{\int_{\omega_{\text{ГН}}}^{\omega_{\text{ГВ}}} S_1^2(\omega) d\omega}, \quad (18.17)$$

где $\omega_{\text{ГН}}$ и $\omega_{\text{ГВ}}$ — нижняя и верхняя частоты спектра, между которыми заключена основная доля «энергии» функции $\alpha(x)$, определяющей изменение скорости. Если хотя бы приближенно известен характер изменения скорости, то, используя эту формулу, можно оценить искажения и выбрать оптимальный способ выравнивания.

Представление о характере искажений при том или ином способе выравнивания можно получить, не прибегая к вычислениям, а основываясь лишь на особенностях характеристик $H(\omega)$ и функций $R(i\ell)$ выравнивания, описанных выше. Эти представления сводятся к следующему.

1. Так как выравненное значение определяется для центра интервала $2x_0$, функции $R(i\ell)$ симметричны, а характеристики $H(\omega)$ вещественны, то симметричная кривая $\alpha(x)$ с линейными размерами, большими, чем интервал $2x_0$, после выравнивания остается симметричной, причем ось симметрии не смещается. Это связано с тем, что спектр $S_1(\omega)$ такой кривой, вещественный до выравнивания, преобразуется также в вещественный спектр $\bar{S}_1(\omega) = S_1(\omega) H(\omega)$. Асимметричная кривая остается асимметричной, мнимый спектр — мнимым.

2. При выравнивании происходит сглаживание формы, т. е. убывание амплитуды кривой $\alpha(x)$, обусловленное сужением и обострением спектров в области, прилегающей к нулевой частоте. Наибольшими искажениями характеризуется осреднение, несколько меньшими — треугольное выравнивание и еще меньшими — параболическое выравнивание.

Выравнивая данные при помощи интеграла (17. 16), подбором величины d можно изменять степень искажений в широких пределах от искажений, свойственных осреднению ($d = \infty$), до нулевых ($d = 1$).

3. Чем больше интервал $2x_0$ выравнивания, тем больше искажения. На больших интервалах возможна инверсия формы, когда выпуклые кривые $\alpha(x)$ становятся вогнутыми и наоборот. Инверсия невозможна, если видимый период L кривой $\alpha(x)$ удовлетворяет условию $L > r x_0$, где $r = \frac{n}{n-1}$ при осреднении, $r = \frac{n}{2(n-1)}$ в случае параболического выравнивания и $r = \frac{2d}{n-1}$ при использовании интеграла (17. 16).

4. Так как изменение скорости в пределах базы $2x_0$ чаще всего незначительное и, по-видимому, происходит плавно, функцию $\alpha(x)$ часто можно считать линейной; линейная же функция при любом способе выравнивания с помощью симметричных функций не искажается.

19. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПРИ ПОГОРИЗОНТНОМ ВЫРАВНИВАНИИ

Формулы оценки точности

Способы оценки точности наиболее полно разработаны применительно к выравниванию трансформированных годографов [121, 128]. Если ошибки m_v скорости вызваны случайными погрешностями времени, период которых соизмерим с расстоянием Δx между точками на годографе, для оценки точности применяют [121] следующие формулы:

$$\begin{aligned} \bar{m}_v &= Q \bar{m}_b, \\ \bar{m}_b &= \frac{\bar{m}_u}{\sqrt{\sum q_i}}, \\ m_u &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{k_i} [u_i(\lambda) - \bar{u}(\lambda) - \tau_i]^2}{\left(\sum_{i=1}^n k_i\right) - n - 1}}, \end{aligned} \quad (19. 1)$$

где Q в зависимости от способа трансформации определяют по одной из формул табл. 3; q_i находят по формулам табл. 4; прямая $\bar{u}(\lambda) = a_1 + b\lambda$ получена в результате выравнивания нескольких трансформированных годографов $u_i(\lambda) = \bar{u}_i(\lambda) + \Delta u_i$ [здесь $\bar{u}_i(\lambda) = a_i + b\lambda$ — прямая, аппроксимирующая отдельный трансформированный годограф $u_i(\lambda)$; Δu_i — отклонения точек на графике $u_i(\lambda)$ от прямой $\bar{u}_i(\lambda)$]; $\tau_i = a_i - a_1$; n — число графиков $u_i(\lambda)$;

k — число точек на каждом отдельном графике; $\sum_1^n k_i$ — число всех точек.

Коэффициенты b_i определяют по формуле (7. 4), коэффициент \bar{b} — по формуле (17. 4'), коэффициенты a_i и a_1 — по формулам

$$a_i = \frac{1}{k_i} \sum_1^{k_i} u_i - \frac{b_i}{k_i} \sum_1^{k_i} \lambda, \quad a_1 = \frac{1}{k_1} \sum_1^{k_1} u_1 - \frac{b_1}{k_1} \sum_1^{k_1} \lambda.$$

Как уже указывалось, при анализе экспериментальных данных установлено, что причиной искажений скорости во многих случаях являются не случайный высокочастотный разброс точек на годографе, а систематические искажения формы годографа, случайно распределенные по площади, для ослабления которых и применяется выравнивание. В таком случае при оценке точности выравненного значения скорости следует исходить из дисперсии параметров b_i , определенных по годографу. Так, при разбросе наклонов b_i , вызванном систематическими искажениями трансформированных годографов, оценка точности основана на определении дисперсии наклонов b_i . Ошибку выравненного значения скорости в этом случае определяют по формуле

$$\bar{m}_v = DQ\sigma_b. \quad (19. 2)$$

Коэффициент D характеризует ослабление ошибок, и величина его согласно (18. 6) и (18. 7) зависит от вида функции R , а при неравноточных значениях θ и от q_i . Значения Q , зависящие от способа трансформации, определяют по формулам табл. 3, а значения q_i — по формулам (17. 6) и (17. 7) и по формулам табл. 4.

Если выравниваются значения $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$, что эквивалентно уравниванию годографов, трансформированных по способу асимптот, то

$$m_v = v_{\text{эф}}^2 \bar{m}_{\frac{1}{v}} = v_{\text{эф}}^2 D \sigma_{\frac{1}{v}}. \quad (19. 3)$$

В случае выравнивания величин $\frac{1}{v_{\text{эф}}^2}$, что равносильно уравниванию годографов, трансформированных по способу постоянной разности или по способу встречных годографов,

$$\bar{m}_v = \frac{v_{\text{эф}}^3}{2} \bar{m}_{\frac{1}{v^2}} = \frac{v_{\text{эф}}^3 D}{2} \sigma_{\frac{1}{v^2}}. \quad (19. 4)$$

И, наконец, при выравнивании равноточных значений эффективной скорости

$$\bar{m}_v = D\sigma_{v_{\text{эф}}}. \quad (19. 5)$$

Для определения величин σ удобно пользоваться приемом, описанным в параграфе 10.

Зависимость точности определения эффективной скорости от длины взрывного интервала и времени прихода отражения

Известно, что точность определения $v_{эф}$ убывает с уменьшением длины l взрывного интервала и увеличением времени прихода отражения и зависит от характера искажений, который можно установить, исходя из дисперсии выравниваемых величин. Нами обнаружено, что вероятные ошибки r и дисперсии σ^2 эффективных параметров имеют устойчивую величину. Значения r и σ , вычисленные по статистическим графикам $i(\theta)$ (рис. 8) способом, который описан в параграфе 10, для одного и того же отражения при постоянной длине l взрывного интервала и одинаковом порядке времени t_0 прихода волн, как правило, не изменяются при переходе от одной области выравнивания к другой. С возрастанием времени t_0 , т. е. при переходе к отражениям от границ, расположенных на большей глубине, наблюдается увеличение r . Отклонение r_v эффективной скорости, вычисленной по отдельному взрывному интервалу длиной 280 м, от вероятной ее величины для северной части Пермского Прикамья имеет, как показано нами в работе [172], следующий порядок:

1) для отражения *K*, связанного с поверхностью кунгурского яруса (t_0 порядка 0,5 сек), $r_v = 200$ м/сек;

2) для отражения *I*, приуроченного к верейскому горизонту ($t_0 = 0,75$ сек), $r_v = 400$ м/сек;

3) для отражения *II*, связанного с границами терригенного пласта в нижнем карбоне ($t_0 = 0,9$ сек), $r_v = 650$ м/сек;

4) для отражения *III*, относимого к кровле терригенного девона ($t_0 = 1,0$ сек), $r_v = 750$ м/сек.

С увеличением l наблюдается уменьшение r_v . Зависимость для упомянутых отражений от длины l взрывного интервала, установленная в результате массовых расчетов, показана на рис. 25. Из рисунка видно, что r_v убывает с возрастанием l не так резко, как этого можно ожидать, исходя из формул, основанных на оценке дисперсии точек на годографах, и согласуется с приведенным выше выводом о систематичности искажений на годографе и случайном распределении систематических искажений в пределах области осреднения.

Известно, что отношение квадратов погрешностей обратно пропорционально весовым значениям выравниваемой величины [201]. При выравнивании эффективных скоростей вес q_i каждого значения зависит от характера искажений на годографе. Для высокочастотных искажений годографа из (17. 7) будем иметь

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l_1^4}{l_2^4} = \frac{m_{v_2}^2}{m_{v_1}^2}. \quad (19. 6)$$

Если годографы имеют систематические искажения, случайно распределенные в пределах области выравнивания, то аналогично получим

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{l_1^2}{l_2^2} = \frac{m_{v_2}^2}{m_{v_1}^2}. \quad (19.7)$$

Из рис. 25, учитывая соотношение $\frac{r_{v_1}}{r_{v_2}} = \frac{m_{v_1}}{m_{v_2}}$, можно видеть, что

$$\frac{m_{v_1}}{m_{v_2}} \approx \frac{l_2}{l_1},$$

т. е. результаты эксперимента согласуются с формулой (19.7) и указывают на то, что причиной разброса значений скорости являются низкочастотные (систематические) искажения годографов.

Отсюда следуют важные в практическом отношении выводы о роли длины l взрывного интервала и числа n совокупностей наблюдений. На основании формулы (19.6), выведенной при предположении о высокочастотном характере искажений на годографе, можно заключить, что для получения одинаковой точности $\overline{m_{v_1}} = \overline{m_{v_2}}$ при выравнивании годографов разной длины l_1 и l_2 необходимо обеспечить выполнение следующих соотношений:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{l_2^4}{l_1^4}.$$

Это, например, означает, что при уменьшении длины l взрывного интервала в два раза для сохранения прежней точности необходимо увеличить число годографов n в 16 раз, а при уменьшении l в три раза — в 81 раз. Если же исходить из результатов эксперимента и считать искажения времени в пределах годографа систематическими, то из выражения (19.7) получим

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{l_2^2}{l_1^2}. \quad (19.8)$$

Это, например, означает, что при уменьшении интервала l в два раза для сохранения точности нужно увеличить число годографов в 4 раза, а при уменьшении l в три раза — в 9 раз.

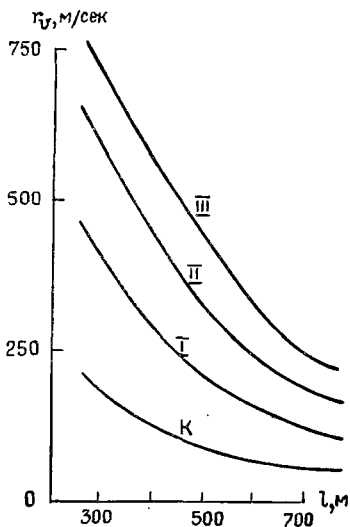


Рис. 25. График зависимости вероятного отклонения r_v от длины взрывного интервала по экспериментальным данным для основных отражений K, I, II, III Пермского Прикамья.

20. ОСОБЕННОСТИ ВЫРАВНИВАНИЯ ДАННЫХ ПРИ ВЫЯВЛЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ

Выравнивать данные в вертикальном направлении, так же как и по горизонтали, можно после вычисления эффективных скоростей. В этом случае значение $v_{\text{эф}}$ наносят на график зависимости $v_{\text{эф}}(t)$ или $v_{\text{эф}}(z)$ и выполняют графическое или аналитическое осреднение графика. С целью уменьшения объема вычислений выравнивание данных можно производить до вычисления скоростей, осредняя времена, суммарные приращения времен $\gamma = \sum_2 t - \sum_1 t$ на годографе, входящие в формулу (6. 29), наклоны b трансформированных годографов или любые величины θ , связанные со скоростью.

Выравнивание выполняется следующим образом. Для некоторого участка площади строят график зависимости параметра θ от времени прихода отражения или от глубины z до границы. На общий график наносят значения θ , полученные на локализованных участках площади в типичных и не очень сложных условиях. В случае блочного строения района исследований графики строят отдельно для каждого блока, при наличии положительных структурных элементов — отдельно для крыльев и для сводовой части. Если в дальнейшем предусматривается выравнивание данных в горизонтальном направлении, то при построении вертикальных кривых целесообразно захватывать как можно меньший участок площади. Размер участка следует выбирать с таким расчетом, чтобы скорость $v_{\text{эф}}$ в его пределах мало изменялась в горизонтальном направлении.

Затем вертикальную кривую разбивают на отдельные перекрывающиеся полосы шириной Δt или Δz и для каждой полосы определяют выравненные значения $\bar{\theta}$. Ширину полос выбирают так, чтобы в пределах каждой из них разместилось возможно большее число значений θ , а график выравненных величин можно было представить в виде плавной кривой.

Если выравниванию подлежат равноточные величины с симметричным законом распределения случайных ошибок, то используется формула вида (17. 3). Если точность определения параметра θ с изменением времени прихода отражения или глубины до границы изменяется, то для приведения выравниваемых значений к равноточным следует ввести весовую функцию q и использовать формулу вида (17. 4). В указанных формулах вместо x берется t или z , а вместо l — расстояние $\frac{\Delta t}{n-1}$ или $\frac{\Delta z}{n-1}$, где Δt или Δz — ширина полосы, а n — число точек.

Так как равноточными являются значения времен на годографе, то, имея в виду формулу (19. 7), равноточными в случае выравнивания по оси z следует считать величины $\frac{l^2}{v_{\text{эф}} z}$, а при неизменной

длине годографа — величины $\frac{1}{v_{\text{эф}} z}$. Таким образом, кривую $v_{\text{эф}}(z)$ необходимо выравнять, пользуясь формулой

$$v_{\text{эф}} = \frac{\sum_i \frac{l_i^2}{z_i} R_i}{\sum_i \frac{l_i^2}{v_{\text{эф}} i z_i} R_i}, \quad (20.1)$$

которая при $l = \text{const}$ принимает вид:

$$v_{\text{эф}} = \frac{\sum_i \frac{1}{z_i} R_i}{\sum_i \frac{1}{v_{\text{эф}} i} \frac{R_i}{z_i}}. \quad (20.2)$$

В случае выравнивания по оси t_0 по тем же соображениям равноточными можно считать величины $\frac{l^2}{v_{\text{эф}}^2 t}$; тогда

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\sum_i \frac{l_i^2}{t_i} R_i}{\sum_i \frac{l^2}{v_{\text{эф}}^2 i t_i} R_i}} \quad (20.3)$$

или при $l = \text{const}$

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\sum_i \frac{1}{t_i} R_i}{\sum_i \frac{1}{v_{\text{эф}}^2 i} \frac{R_i}{t_i}}}. \quad (20.4)$$

В приведенных выражениях R_i представляет функцию, зависящую от способа выравнивания. Особенности этой функции для некоторых способов выравнивания описаны в параграфах 16 и 17. Как известно, наилучшим в отношении ослабления ошибок является осреднение, когда $R_i = 1$. Имея в виду это обстоятельство и учитывая, что осреднение часто производится при небольшой ширине полос Δt или Δz , изменениями z и t в формулах (20.1) — (20.4) можно пренебречь. Тогда для осреднения кривой $v_{\text{эф}}(t)$ целесообразно использовать формулу

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{n}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{v_{\text{эф}}^2 i}}},$$

а для осреднения кривой $v_{\text{эф}}(z)$ — формулу

$$v_{\text{эф}} = \frac{n}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{v_{\text{эф}i}}}.$$

Вместо значений $v_{\text{эф}}$ можно выравнивать угловые коэффициенты b . В случае выравнивания на оси t равноточными будут: при способе асимптот $\frac{b^2}{t}$, способах квадратичных координат, постоянной разности, встречных и нагоняющих годографов $\frac{b}{t}$, способе разностного годографа b .

Для оценки точности в случае выравнивания по вертикали применяют те же формулы, что и при выравнивании по горизонтали.

21. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАСТОВЫХ И СРЕДНИХ СКОРОСТЕЙ

Формулы пересчета эффективных скоростей в пластовые

Выравненные и исправленные значения $v_{\text{эф}}$ подлежат пересчету в пластовые и средние скорости. Если эффект преломления незначителен и эффективная скорость близка к средней, то для определения пластовой скорости используется формула

$$v_{\text{пл}} = \frac{v_{\text{эф}} t_{\text{оп}}^{\text{п}} - v_{\text{эф}} t_{\text{ок}}^{\text{к}}}{t_{\text{оп}} - t_{\text{ок}}}. \quad (21.1)$$

Здесь индексами «п» и «к» отмечены значения, относящиеся соответственно к подошве и кровле пласта.

При наличии эффекта преломления формула (21.1) приводит к значительному завышению пластовой скорости. В этом случае эффективные скорости $v_{\text{эф}}$ пересчитываются в пластовые с учетом эффекта преломления. Вывод пересчетных формул для двухслойной среды содержится в работе [168]. Формулы для случая, когда пласт залегает внутри среды с непрерывным изменением скорости с глубиной или внутри многослойной среды, даны в работе [171].

Формулу для $v_{\text{пл}}$ можно получить непосредственно из выражения (5.4) или (5.9). Используя равенство (5.9) для случая непрерывного изменения скорости $v(z)$ с глубиной и учитывая, что

$$t_0 = 2 \int_0^H \frac{dz}{v(z)}, \quad dt_0 = 2 \frac{dz}{v(z)}, \quad dz = \frac{dt_0 v(t_0)}{2}.$$

будем иметь

$$v_{\text{пл}}^2 t_0 = \int_0^{t_0} v^2(t_0) dt_0.$$

Отсюда, дифференцируя правую и левую части по t_0 , получим

$$v(t_0) := \sqrt{\frac{d[v^2(t_0)]}{dt_0}}. \quad (21.2)$$

Переходя от дифференциалов к приращениям для пласта конечной мощности, запишем

$$v_{\text{пл}} := \sqrt{\frac{v_e^2 \pi t_{0\text{п}} - v_e^2 \kappa t_{0\kappa}}{t_{0\text{п}} - t_{0\kappa}}}. \quad (21.3)$$

Здесь индексом «п» обозначены значения v_e , t_0 , относящиеся к отражению от подошвы пласта, а индексом «к» — от его кровли.

Формула (21.3) может быть использована для определения пластовой скорости после исключения всевозможных искажений и приведения эффективных скоростей $v_{\text{эф}}$ к предельным v_e . Эту формулу можно применять при интерпретации годографов волн, как однопольных, продольных или поперечных, так и обменных. При этом, если $v_{\text{эф}}$ мало отличается от $v_{e\text{п}}$, а также если разность между $v_{\text{эфп}}$ и $v_{e\text{п}}$ между $v_{\text{эфк}}$ и $v_{e\text{к}}$ одинаковая, вместо значений v_e в формуле (21.3) можно использовать значения $v_{\text{эф}}$, вычисленные по годографам конечной длины.

Другой способ определения пластовой скорости [164, 168] заключается в пересчете значений $v_{\text{эфп}}$, вычисленной по годографу волны, отраженной от подошвы пласта, путем последовательных приближений. В первом приближении ход луча в покрывающей толще принимается вертикальным. Тогда согласно с (14.4) можно записать

$$v'_{\text{пл}} := v_{\text{эфп}} \sqrt{\frac{t_{0\text{п}} + d}{t_{0\text{п}} - t_{0\kappa} + d}},$$

где

$$d = \frac{1}{2v_{\text{эфп}}} \sqrt{l^2 + v_{\text{эфп}}^2 t_{0\text{п}}^2 - \frac{t_{0\text{п}}}{2}}. \quad (21.4)$$

Следующее приближение достигается введением поправки за эффект преломления по формуле

$$\frac{1}{v_{\text{пл}}^2} = \frac{1}{v_{\text{эфп}}^2} + \frac{2(t_{0\text{п}} - t_{0\kappa})\delta}{l^2} + \frac{\delta^2}{l^2}. \quad (21.5)$$

В трех последних формулах $t_{0\kappa}$ и $t_{0\text{п}}$ — выравненные значения времен над пунктом взрыва в кровле и подошве пласта; l — длина взрывного интервала; $v_{\text{эфп}}$ — эффективная скорость, вычисленная по годографу волны, отраженной от подошвы пласта; δ — поправка во времени при $x = l$ за эффект преломления, определяемая по палеткам, предложенным Н. Н. Пузыревым. Формулы для расчета палеток приведены в работе О. К. Глотова [54].

Определение скоростей пластовых, минуя вычисление эффективных

С целью уменьшения объема вычислений пластовые скорости можно определять путем пересчета любых эффективных параметров годографа, минуя вычисление эффективных скоростей [171, 176]. Формула пересчета в общем виде:

$$v_{пл} = A \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{\gamma_{п}}}{\tau_{п} - \tau_{к}}}, \quad (21.6)$$

где A — некоторый постоянный коэффициент; $\gamma_{п}$ и $\gamma_{к}$ — эффективные параметры годографов, функционально связанные с эффективной скоростью, τ — среднее время на годографе. Роль γ может выполнять приращение времени на годографе $\gamma = \sum_2 t - \sum_1 t$ в способе суммирования времён, входящее в формулу (7. 29). В этом случае

$$A = \begin{cases} \frac{k \Delta x}{2} \sqrt{\frac{k-1}{2}} & \text{при четном } k, \\ \frac{(k-1) \Delta x}{2} \sqrt{\frac{k+1}{2}} & \text{при нечетном } k. \end{cases} \quad (21.7)$$

Таблица 5

Промежуточный параметр и способ преобразования	Параметр γ	Коэффициент
Наклон b_1 годографа, трансформированного по способу асимптот	$\frac{b_1^2}{\tau}$	$A = 1$
Наклон b_2 в способе квадратных координат	$\frac{b_2}{\tau}$	$A = 1$ (первая модификация) $A = \sqrt{2}$ (вторая модификация)
Наклон b_3 в способе постоянной разности	$\frac{b_3}{\tau}$	$A = \sqrt{2\Delta}$, где Δ — база образования разности
Наклон b_4 в способе встречных и нагоняющих годографов	b_4	$A = \sqrt{2l}$, где l — длина взрывного интервала
Наклон b_5 в способе разностного годографа	b_5	$A = \sqrt{l}$
Градиент времени $g = \frac{dt}{dx}$	g	$A = \sqrt{L}$, где L — расстояние от пункта взрыва
Кажущаяся скорость $v_k = \frac{dx}{dt}$	$\frac{1}{v_k}$	$A = \sqrt{L}$
Эффективная скорость $v_{эф}$	$(v_{эф}^2 \tau)^{-1}$	$A = 1$
Приращение времени Δt на базе Δx в РНП	Δt	$A = \sqrt{L \Delta x}$

Параметр γ может быть также выражен через наклон b трансформированного годографа и другие величины согласно табл. 5, где $v_{эф}$ — скорость при конечной длине годографа.

Примеры определения пластовых скоростей путем пересчета параметров γ рассмотрены в параграфе 34.

В работе [199] описан способ определения $v_{пл}$ по наклону разностного годографа $u(\lambda)$, построенного по годографам $t_{п}(x)$ и $t_{к}(x)$ волн, отраженных соответственно от подошвы (п) и кровли (к) пласта. Разностный годограф $u(\lambda)$ строится в системе координат $\bar{u} = t_{п} - t_{к}$ и $\lambda = x^2$ и затем аппроксимируется прямой вида $\bar{u} = a + b\lambda$. Коэффициент b находится любым способом, описанным в параграфе 7. Значение пластовой скорости определяется по формуле

$$v_{пл} = \frac{2bv_1 t_{01}^2}{abv_1 t_{01} + 1}, \quad (21.8)$$

где v_1 и t_{01} — средняя скорость и время пробега центрального луча в среде, покрывающей исследуемый пласт. Формула (21.8) в отличие от (21.6) справедлива только для горизонтально-слоистой среды.

Определение средних скоростей

В случае слабой скоростной дифференциации среды в качестве средней можно принимать эффективную скорость. При наличии сильного эффекта преломления график зависимости средней скорости от времени t_0 или от глубины может быть построен путем пересчета кривой предельных значений $v_e(t_0)$.

Из выражения (21.3) с учетом того, что

$$v_{ср} = \frac{\sum h_i}{\sum \frac{h_i}{v_i}},$$

для толщи, состоящей из нескольких пластов, имеем

$$v_{ср} = \frac{1}{t_0} \sum \sqrt{(v_{e\pi i}^2 t_{0\pi i} - v_{e\kappa i}^2 t_{0\kappa i})(t_{0\pi i} - t_{0\kappa i})}, \quad (21.9)$$

где $v_{e\kappa i}$, $t_{0\kappa i}$ и $v_{e\pi i}$, $t_{0\pi i}$ — значения параметров соответственно в кровле и в подошве пластов, на которые расчленена толщина.

22. ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ, ВЫЧИСЛЕННЫХ ПО ГОДОГРАФАМ ОБМЕННЫХ ВОЛН

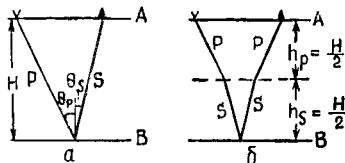
Пересчет значений $v_{эф}$ в пластовые скорости

По годографам обменных волн могут быть определены скорость распространения поперечных волн v_S и параметр $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$. Задача определения v_S и κ обычно сводится:

1) к нахождению эффективной скорости, т. е. к аппроксимации годографа гиперболой и отысканию $v_{\text{эф}}$ одним из способов, описанных в главе I;

2) к пересчету $v_{\text{эф}}$ в значения κ и v_S при наличии дополнительных сведений о характере изучаемой среды.

Если среда однородная, а обмен происходит на отражающей границе и известны скорость v_P и значение $v_{\text{эф}}$, вычисленное по годографу обменной волны PS, то



годографу обменной волны PS, то скоростные параметры $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$ и v_S согласно [21] определяются по следующим формулам

$$v_S = \frac{v_e^2}{v_P}, \quad \kappa = \left(\frac{v_e}{v_P} \right)^2. \quad (22.1)$$

Для пересчета значений $v_{\text{эф}}$ в значения v_S в том случае, когда среда многослойная, при известных границах обмена используется формула (21.5) или (21.6). Так, например, если задан годограф продольной волны PP, отраженной от границы B, и обменной

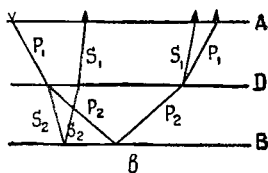


Рис. 26. Ход лучей обменных волн.

волны PS, претерпевшей обмен на этой же границе (рис. 26, а), то пользуясь измененной моделью реальной среды (рис. 26, б) и формулой (21.5), можем написать

$$v_S = \sqrt{\frac{v_e^2(PS)t_0(PS) - v_e^2(PP)t_0(PP)}{t_0(PS) - t_0(PP)}}, \quad (22.2)$$

где t_0 — время на годографах соответствующих волн.

Если обмен происходит на промежуточной границе D, а отражение — на нижней границе B (рис. 26, в) и заданы годографы волн P_{1221} , $P_{122}S_1$ и P_1S_{221} , средние времена $t_{\text{ср}}$ прихода и скорости v_{1P} и v_{2P} , то пользуясь измененными моделями среды и формулой для вычисления пластовых скоростей (21.6), будем иметь

$$v_{2S} = \sqrt{\frac{v_{\text{эф}}^2(P_{122}S_1)t_{\text{ср}}(P_{122}S_1) - v_{\text{эф}}^2(P_1S_{221})t_{\text{ср}}(P_1S_{221})}{t_{\text{ср}}(P_{122}S_1) - t_{\text{ср}}(P_1S_{221})}}, \quad (22.3)$$

$$\kappa_2 = \frac{v_{2S}}{v_{2P}},$$

$$v_{1S} = \sqrt{\frac{v_{\text{эф}}^2(P_{1221})t_{\text{ср}}(P_{1221}) - v_{\text{эф}}^2(P_{122}S_1)t_{\text{ср}}(P_{122}S_1)}{t_{\text{ср}}(P_{1221}) - t_{\text{ср}}(P_{122}S_1)}},$$

$$\kappa_1 = \frac{v_{1S}}{v_{1P}}.$$

Аналогичным образом, прибегая к замене многослойной среды эквивалентной моделью с симметричной волпой и к формуле определения пластовых скоростей, можно вычислить значения v_s и κ в любом слое.

При пересчете $v_{\text{эф}}$ по формулам вида (21. 3) пужно иметь в виду, что эффективные скорости, вычисленные по годографам обменных волп при $\kappa < 0,5$, могут значительно отличаться от предельных [132, 193]. Поэтому скорости $v_{\text{эф}}$, используемые для вычисления κ и v_s , следует приводить к предельным значениям при $x \rightarrow 0$ или определять с помощью формул вида (21. 6), применение которых в ряде случаев обеспечивает автоматическое приведение. Для нахождения v_e по значению $v_{\text{эф}}$ можно применять палетки, подобные тем, которые описаны в параграфе 12. Существует также ряд других палеток [132, 193], используемых как для приведения $v_{\text{эф}}$ к v_e , так и для пересчета $v_{\text{эф}}$ в средние и пластовые скорости.

Наряду с приемами пересчета для определения скорости v_s и параметра $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$ широко используются различные способы сопоставления наблюдаемых годографов с теоретическими [22, 129, 193 и др.].

О сравнительной точности определения скоростей по годографам продольных, обменных и поперечных волн

Из формулы (10. 1) следует, что при наличии случайных ошибок во времени на годографах погрешности m_{v_1} и m_{v_2} значений $v_{\text{эф}_1}$ и $v_{\text{эф}_2}$, вычисленных одним и тем же способом при одинаковой глубине залегания отражающей границы, находятся в соотношении

$$\frac{m_{v_1}}{m_{v_2}} = \frac{v_{\text{эф}_1}^2}{v_{\text{эф}_2}^2} \frac{m_{t_1}}{m_{t_2}}. \quad (22. 4)$$

В случае одновременного прихода волн отношение принимает вид

$$\frac{m_{v_1}}{m_{v_2}} = \frac{v_{\text{эф}_1}^3}{v_{\text{эф}_2}^3} \frac{m_{t_1}}{m_{t_2}}. \quad (22. 5)$$

На основании экспериментальных данных [129, 193 и др.] можно заключить, что ошибки m_t (SS) и m_t (PS) определения времен прихода на годографах поперечных и обменных волн в 2—3 раза больше, чем ошибки m_t (PP) на годографах продольных волн.

Таким образом, если причиной ошибок определения скорости являются высокочастотные искажения годографов, то при одинаковой глубине залегания отражающих границ из (22. 4) получим

$$\begin{aligned} \frac{m_v(\text{SS})}{m_v(\text{PP})} &= 2,5 \kappa^2, \\ \frac{m_v(\text{PS})}{m_v(\text{PP})} &= 2,5 \kappa, \end{aligned} \quad (22. 6)$$

а при одинаковых временах прихода волн из отношения (22. 5) будем иметь

$$\frac{m_v(SS)}{m_v(PP)} = 2,5 \kappa^3, \quad (22. 7)$$

$$\frac{m_v(PS)}{m_v(PP)} = 2,5 \kappa^{\frac{3}{2}}.$$

В случае $\kappa_s \approx 0,5$ точность определения скорости поперечных волн будет в 5—20 раз, а обменных в 2—3 раза выше, чем продольных.

Если основной причиной ошибок являются систематические искажения годографов, отношение ошибок можно определить по разбросу наклонов b трансформированных годографов или значений $v_{3ф}$.

Из выражения (10. 10) имеем

$$\frac{m_v(SS)}{m_v(PP)} = \frac{Q(SS) \sigma_b(SS)}{Q(PP) \sigma_b(PP)}, \quad (22. 8)$$

$$\frac{m_v(PS)}{m_v(PP)} = \frac{Q(PS) \sigma_b(PS)}{Q(PP) \sigma_b(PP)}.$$

Считая, что величины $\sigma_b(PS)$ и $\sigma_b(SS)$, характеризующие разброс наклонов при определении скоростей по годографам обменных и поперечных волн, в 2—3 раза больше, чем $\sigma_b(PP)$, на основании выражения (22. 8) и табл. 3 можно получить те же выражения (22. 6) и (22. 7), характеризующие отношение ошибок.

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ПРОХОДЯЩИХ И ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН ПРИ СКВАЖИННЫХ И ПОЛЕВЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ

23. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ПРОХОДЯЩИХ ВОЛН, НАБЛЮДАЕМЫХ В СКВАЖИНАХ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕГРАЛЬНОГО СЕЙСМОКАРОТАЖА

Скважинные сейсмические наблюдения проводятся для решения многих задач, круг которых расширился в последние годы в связи с внедрением многоканальных зондов, трехкомпонентных установок, а также в связи с регистрацией не только первых вступлений, но и последующих волн.

В данном параграфе рассматривается обработка скважинных наблюдений только применительно к решению основной задачи сейсмокаротажа — изучению скоростей распространения сейсмических волн.

Волны, регистрируемые при интегральном сейсмокаротаже, и их корреляция

При изучении скорости распространения продольных волн с помощью однокомпонентного интегрального сейсмокаротажа используют в основном годографы первых вступлений проходящей волны и реже годографы последующих фаз и волн. При прослеживании проходящей волны в первых вступлениях руководствуются следующими основными признаками: сохранением знака вступления при переходе от одной трассы к другой; убыванием, обычно плавным, амплитуды с увеличением расстояния между пунктом взрыва и сейсмографом; медленным уменьшением резкости вступлений с увеличением расстояния; положительной кажущейся скоростью на продольном вертикальном годографе, т. е. увеличением времени пробега волны с глубиной.

Преломленную волну можно считать полезной при устойчивой регистрации ее в первых вступлениях на достаточно большом

интервале глубин. Обычно такие условия создаются при соответствующих удалениях x_0 пункта взрыва от устья каротируемой скважины [122]. Преломленная волна, как и проходящая, должна сохранять направление вступлений на всем интервале регистрации.

Последующие волны и фазы колебаний проходящей, преломленной и других волн для непосредственного определения скоростей используются реже, тем не менее их прослеживание всегда желательно. Такое прослеживание облегчает изучение волновой картины и выделение полезных волн. При соответствующих условиях на лентах сейсмокаротажа удастся регистрировать отраженные, кратные и преломленные волны, как однотипные, так и обменные. Волны разного типа несут информацию об особенностях среды и волнового поля. Вертикальные годографы большей части волн, особенно кратных и обменных, кинематически и динамически различаются между собой более резко, чем горизонтальные годографы этих же волн. Поэтому, прослеживая последующие волны по вертикальному профилю до границ раздела, с которыми эти волны связаны, удастся более надежно, чем при наземных наблюдениях, распознать природу волн и произвести их стратиграфическую привязку. С помощью вертикальных годографов последующих волн можно выделить в разрезе преломляющие и отражающие границы, а также границы обмена волн.

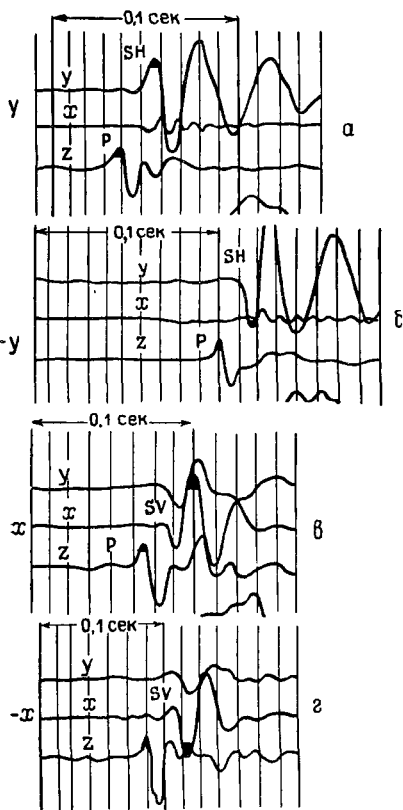


Рис. 27. Изменение характера записи в зависимости от условий контакта прибора со стенками скважины по данным [14].

Удар У; а — нормальный контакт, четко выделяются продольные и поперечные волны ($h = 16,7$ м); б — слабый контакт, регистрируется интенсивная кабельная волна ($h = 17,7$ м); в, г — волновая картина при X-ударе.

При трехкомпонентных наблюдениях регистрируют все три составляющие поля упругих колебаний и изучают скорости как продольных, так и поперечных волн, распространяющихся в реальных средах. Наиболее полное описание волновой картины для этого случая дано в работе [14].

Типичные записи, полученные прямым трехкомпонентным сейсмокаротажем, заимствованные из работы [14], показаны на рис. 27.

Сравнительно простая волновая картина при прямом трехкомпонентном сейсмокаротаже наблюдается в случае ударного Y -возбуждения (рис. 27, а, б) в направлении, перпендикулярном к плоскости сейсмических лучей. Основное преимущество Y -возбуждения заключается в том, что при нем теоретически должны возникать только поперечные волны типа SH, которые в отличие от SV не образуют обменных волн. В связи с этим волновая картина значительно упрощается. Однако следует отметить, что волну SH на Y -компоненте удается регистрировать в виде отчетливых импульсов с относительно низким фоном помех только тогда, когда обеспечены надлежащие условия (надежный контакт между приборами и стенками скважины, задание Y -возбуждения вкrest простирания слоев). В случае неидеальных условий возбуждения и неоднородности средыряду с волной SH на X -компоненте может регистрироваться поперечная волна SV, а на Z -компоненте — различного типа обменные волны и даже продольная волна P.

При X -ударе (рис. 27, в, г) в направлении плоскости лучей волновая картина оказывается более сложной, чем при Y -ударе. Обычно в этом случае на X -компоненте регистрируется поперечная волна SV, а на Y - и Z -компонентах — сложное колебание, представляющее наложение нескольких простых волн.

Распознать поперечные волны SV и SH можно, изменив направление горизонтального удара на 180° . Так, при повороте удара $+Y$ на $-Y$ меняется знак вступления волны SH, а при повороте удара $+X$ на $-X$ изменяется знак вступления волны SV (рис. 27). Помимо Y - и X -ударов, для более уверенного отождествления волн рекомендуется применять Z -удары. При Z -ударе более отчетливо регистрируются продольные волны; в некоторых случаях сопоставление записей при Y - и X -ударах позволяет более отчетливо разделить волны SH и SV.

Сейсмограммы обращенного каротажа отличаются меньшей стабильностью группы поперечных волн; наблюдаются многофазность колебаний, более высокий общий фон помех, чем на сейсмограммах прямого каротажа, различие видимых частот колебаний. Уверенную корреляцию по сейсмограммам обращенного каротажа удастся провести до глубины порядка 150 м.

Кроме полезных волн, несущих информацию о скоростях распространения упругих колебаний в породах, в процессе скважинных исследований иногда наблюдаются волны-помехи, искажающие записи полезных волн. К помехам, регистрируемым во время сейсмокаротажа, относятся: микросейсмь, возникающие главным образом из-за шумов в скважине (газирование, приток или уход жидкости) и ветра (раскачивание буровой вышки, кабеля между подъемником и блок-балансиром); трубные и кабельные волны; колебания, распространяющиеся по столбу жидкости, заполняющей скважину; отраженные и преломленные волны, когда они накладываются на полезные. При трехкомпонентном сейсмокаротаже мешающее действие волн-помех проявляется сильнее, чем при однокомпонентном, вследствие меньших величин скорости распространения поперечных волн.

Микросейсм, регистрируемые в скважинах, имеют те же особенности, что и микросейсм наземных наблюдений. Иногда в отличие от наземных наблюдений отмечается периодичность в появлении микросейсм — чередование промежутков покоя с промежутками интенсивных колебаний.

Трубные волны, наблюдаемые в скважине с обсадной колонной, распространяются по обсадной колонне со скоростью 5000—7000 м/сек и имеют вид высокочастотной многофазной группы колебаний (исключение представляют случаи, когда помеха значительную часть пути проходит по породам). Трубные волны регистрируются вертикальными и горизонтальными приборами, но, поскольку спектры и времена вступления трубных и ползущих волн значительно различаются, волновая картина существенно не искажается.

Кабельные волны регистрируются как в скважинах, имеющих обсадную колонну, так и в скважинах без обсадной колонны. Они появляются на сейсмограммах в случае ненадежного контакта прибора со стенкой скважины и сильного натяжения троса. Эти волны имеют вид многофазной записи с расплывчатыми вступлениями. При семижильном кабеле скорость их равна 2800—3400 м/сек. Наиболее четко кабельные волны регистрируются Z-приборами, но имеют также достаточно большие X- и Y-составляющие. Поперечные волны на фоне колебаний, вызванных кабельными волнами, выделить, как правило, не удается.

Волны, распространяющиеся по столбу жидкости, обычно имеют вид нерегулярной многофазной группы колебаний на X-, Y- и Z-трассах сейсмограммы. Скорость помехи (1300—1500 м/сек) часто бывает близка к скорости поперечных волн на глубинах примерно 300—600 м. Вследствие этого зона наложения полезных и мешающих волн имеет большую протяженность. Относительная интенсивность помехи по сравнению с полезными волнами возрастает с глубиной, что связано с относительно малым затуханием ее по сравнению с волнами P и S. Начиная приблизительно с глубины 200 м, волна-помеха может превосходить по интенсивности полезную волну. Удаление пункта взрыва или удара от устья скважины обычно приводит к ослаблению мешающей волны.

В практике сейсмокаротажа применяют следующие способы борьбы с помехами: удаление источников колебаний от устья скважины; частотную фильтрацию колебаний в усилителях; обеспечение надежного контакта сейсмографа со стенкой скважины путем прижима и ослабления натяжения кабеля.

Если времена прихода отраженных или преломленных волн близки к времени вступления проходящей волны, образуется интерференционная волна. На записи в этом случае наблюдаются временные сдвиги вступлений или изменение их направления, что приводит к искажению формы годографа и ошибкам в определении скорости. Часто при наложении отраженных волн участки годографа вблизи границ характеризуются аномально высокой (над границей) или аномально низкой (под границей) кажущейся скоростью.

Корреляция проходящей продольной волны, зарегистрированной в скважине, обычно не вызывает затруднений, так как форма ее обычно хорошо выдерживается вдоль всего ствола скважины.

В случае трехкомпонентных измерений корреляция волн сопряжена со значительными затруднениями. Одно из затруднений состоит в том, что нет возможности фиксировать повороты «снаряда» в горизонтальной плоскости. Характерные особенности импульсов по-разному поляризованных волн SV и SH могут регистрироваться то одним, то другим горизонтальным прибором и проявляться на записи то на первой, то на второй трассе, причем нередко с обращением фазы. Сдвиг между компонентами может быть вызван скоростной анизотропией среды — различием скоростей волн SV и SH, а также нелинейной поляризацией поперечных волн. Существенные трудности вызывает также положение волн-помех различных типов.

Для надежного обеспечения безошибочной корреляции в случае анизотропии необходимо получение записей при двух противоположных направлениях воздействия ($\pm Y$ или $\pm X$), позволяющее обоснованно разделять и отождествлять волны SV и SH. Если расфазировка вызвана нелинейной поляризацией или какими-либо другими причинами, эффективными могут оказаться построение суммарной горизонтальной составляющей поля упругой волны и корреляция ее особенностей, построение и анализ траектории движения частиц в горизонтальной плоскости, а также составление сводных сейсмограмм, представляющих собой последовательное расположение записей в масштабе глубин при одинаковой скорости развертки [13, 14].

Сводные сейсмограммы следует составлять и тогда, когда корреляция осложняется из-за наложения волн-помех, а также при отсутствии характерной формы записи в связи с применением узкополосных фильтров в усилителях. Сводные сейсмограммы увеличивают надежность распознавания и корреляции полезных волн и облегчают их прослеживание путем контроля за формой записи при переходе с одной трассы на другую.

Надежность корреляции при обратном каротаже зависит в первую очередь от степени разрешенности записи. При четком разделении волн корреляция их не вызывает затруднений, так как установка сейсмографов в процессе наблюдений остается неподвижной. Поперечные волны SV в этом случае наблюдаются только на X-компоненте и характеризуются постоянством полярности вступлений.

Иногда, помимо проходящих монотипных волн, отчетливо коррелируются обменные волны типа SP на трассе вертикального прибора от горизонтального удара и типа PS на трассах горизонтального и вертикального приборов от вертикального удара.

Ослабление искажений и ошибок

Измеренные на сейсмограмме времена используют для построения наблюдаемых непродольных годографов. Построение ведется по вступлениям волн и двум-трем последующим фазам. Использование

последующих фаз облегчает приведение годографов к первым вступлениям. Для удобства сопоставления результатов годографы продольных и поперечных и других полезных волн, принадлежащие одной скважине, наносят на один лист.

Для определения скоростей используют в основном годографы проходящих волн. Наблюдаемые годографы этих волн содержат различные искажения. Так же как и в методе отраженных волн (см. параграф 5), искажения по характеру проявления на годографах можно подразделить на низкочастотные (систематические) и высокочастотные (случайные).

Для исключения постоянных и низкочастотных искажений вводятся поправки за фазу, отметку момента взрыва, разрушение или уплотнение пород в скважине, а также поправки за кривизну скважины и удаление пункта взрыва от скважины, обеспечивающие приведение непродольного годографа к продольному. Методика введения всех названных поправок детально рассмотрена в работе [121] и здесь не описывается.

Однако следует отметить, что многие искажения, в том числе и низкочастотные, введением поправки исключить не удастся. Наибольшую опасность из таких искажений представляют ошибки корреляции, точнее — отождествление фаз, особенно при трехкомпонентном сейсмокаротаже. Отмечено [14], что в случае трехкомпонентных наблюдений при передвижении по стволу скважины из одного слоя в другой происходит изменение формы записи. В таких случаях возможны переходы на фазу (или на полфазы), которые могут внести серьезные погрешности в значения средних скоростей.

Для обнаружения систематических искажений, не устраненных введением поправок, рекомендуется [33, 123] производить сопоставление годографов, полученных из разных пунктов взрыва, а также контрольное определение средней скорости через пластовые по формуле (1. 5). Если обнаружится, что некоторые систематические искажения после введения поправок остались неисклеченными, то можно попытаться ослабить их путем совместного выравнивания ряда годографов, полученных из разных пунктов взрыва, после их приведения к продольному виду. Ослабление систематических искажений будет иметь место, если при переходе от одного годографа к другому эти искажения изменяются случайно. Здесь, так же как и в методе отраженных волн, можно применять осреднение нескольких годографов с целью отыскания среднеарифметического годографа $\bar{t}(z)$ по формуле вида (17. 8)

$$\bar{t}(z) = \frac{\sum_{i=1}^n t_i(z)}{n}, \quad (23. 4)$$

где n — число осредняемых годографов $t(z)$.

Можно также выравнивать угловые коэффициенты прямых, аппроксимирующих участки годографов, соответствующие одним

и тем же интервалам разреза, пластовые скорости, средние скорости и т. д. Важно только, чтобы выравниваемые величины были равноточными и характеризовались симметричным законом распределения ошибок с математическим ожиданием, равным нулю.

К высокочастотным (случайным) искажениям при сейсмокаротаже относятся ошибки в фиксации особенностей волны (обычно вступления или экстремума импульса). При наложении волн-помех эти ошибки могут достигать величин в 3—5 раз больших, чем точность отсчета. Существенным источником высокочастотных искажений может являться неоднородность среды.

Ослабление высокочастотных искажений достигается выравниванием по оси z годографа $t(z)$ или кривой средней скорости v_{cp} способами скользящего интервала, рассмотренными в параграфе 17.

Так как высокочастотные искажения на годографе чаще всего связаны с ошибками измерений и имеют симметричный закон распределения по частоте с математическим ожиданием, равным нулю, выравнивание годографа более правомерно, чем выравнивание кривой средней скорости. К выравниванию кривой $v_{cp}(z)$ следует прибегать, если необходимо устранить влияние быстрых колебаний скорости.

Если среда многослойная и характеризуется резкой скоростной дифференциацией, выравнивание годографа проводить нецелесообразно. В этом случае разрез по вертикальному годографу первоначально расчленяется на пласты, а ослабление случайных ошибок в пределах каждого пласта достигается при определении пластовой скорости по избыточному числу точек в пределах звена.

Расчленение годографа на звенья. При выборе схемы расчленения рекомендуется [122, 160]:

1) пользоваться единой схемой расчленения по всем скважинам одного района;

2) ориентироваться на видимые изломы вертикального годографа, связанные с резкой сменой литологического состава пород и границами стратиграфических комплексов;

3) расчленять разрез на пласты значительной мощности, имея в виду, что ошибка m_v измерения пластовой скорости возрастает с уменьшением мощности h пласта [122]:

$$m_v = \frac{2v^2}{\mu h^2} \sqrt{3\mu h} m_t, \quad (23.2)$$

где μ — число точек наблюдения на 1 км; m_t — ошибка времени.

Если принять на основе опыта $\mu = 50$ точек на 1 км, $\frac{m_v}{v} = 10\%$,

$m_t = 0,003$ сек, то в соответствии с приведенной выше формулой можно записать выражение для минимальной мощности пласта:

$$h_{\min} = 0,06 \sqrt[3]{v^2} \text{ км}. \quad (23.3)$$

Различие скоростей v_1 и v_2 для соседних выделенных слоев должно быть по абсолютной величине больше, чем удвоенная сумма среднеквадратических погрешностей этих скоростей, т. е.

$$v_1 - v_2 \geq 2[m_{v_1} + m_{v_2}]. \quad (23.4)$$

Определение пластовых и средних скоростей

В случае слоистого разреза продольный годограф проходящей волны представляет собой ломаную линию, т. е. осредняется звеньями прямых. Каждое звено соответствует пласту, скорость в котором постоянна. Величина пластовой скорости находится по угловому коэффициенту b каждого прямолинейного звена.

Осреднение точек на выделенных звеньях проводится либо графическим, либо аналитическим путем. В первом случае скорость вычисляется по формуле

$$v_{\text{пл}} = \frac{1}{b} = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{z_{\text{п}} - z_{\text{к}}}{t_{\text{п}} - t_{\text{к}}}, \quad (23.5)$$

где $z_{\text{п}}$ и $t_{\text{п}}$, $z_{\text{к}}$ и $t_{\text{к}}$ — координаты точек соответственно в подошве и кровле пласта. Во втором случае используются формулы метода наименьших квадратов, приведенные в параграфе 7. Исходя из формулы (7.4) и имея в виду, что в данном случае $u = t$, $\lambda = z$, получим

$$v_{\text{пл}} = \frac{\sum zp(z)}{\sum tp(z)}, \quad (23.6)$$

где

$$p(z) = 1 - \frac{z}{z_{\text{ср}}}; \quad (23.7)$$

$$z_{\text{ср}} = \frac{\sum z}{n},$$

а суммирование ведется по всем точкам в пределах пласта.

При непрерывном задании годографа, исходя из формулы (7.8), аналогично получим

$$v_{\text{пл}} = \frac{\int_{z_{\text{к}}}^{z_{\text{п}}} zp(z) dz}{\int_{z_{\text{к}}}^{z_{\text{п}}} t(z) p(z) dz}, \quad (23.8)$$

где $p(z)$ определяется формулой вида (7.14)

$$p(z) = z - \frac{\Delta z}{2},$$

а интегрирование ведется от глубины z_K кровли до глубины z_n подошвы пласта; $\Delta z = z_n - z_K$.

Из параграфа 7 следует, что при определении углового коэффициента можно использовать любую весовую функцию p , которая удовлетворяет условию (7.15), т. е. в данном случае условию

$$\sum_1^n p(z) = 0.$$

Наиболее простой является функция, представленная формулой (7.17) (рис. 4). При этом, учитывая формулу (7.4) и то, что $\lambda = z$ и $u = t$, будем иметь

$$v_{\text{пл}} = \frac{\sum_1^n zp(z)}{\sum_1^n tp(z)} = \frac{(\sum_2 z - \sum_1 z)}{(\sum_2 t - \sum_1 t)}. \quad (23.9)$$

Средняя скорость может быть найдена по следующей формуле:

$$v_{\text{ср}} = \frac{z}{t}, \quad (23.10)$$

где z — глубина по вертикали; t — время пробега волны по вертикали.

Графики средней скорости строят в виде зависимости $v_{\text{ср}}$ от глубины z или времени t . Если толща расчленяется на несколько разнохарактерных литолого-стратиграфических комплексов, имеющих большие различия в скоростной характеристике, прибегают к определению средних $v'_{\text{ср}}$ (среднепластовых) скоростей и установлению зависимости $v'_{\text{ср}}(z)$ или $v'_{\text{ср}}(t)$ отдельно для каждого комплекса. В этом случае

$$v'_{\text{ср}}(z) = \frac{z - z_K}{t - t_K} = \frac{z'}{t'}, \quad (23.11)$$

где z_K — глубина залегания кровли, являющейся границей приведения; t_K — время пробега волны по вертикали, соответствующее глубине z_K ; z' и t' — значения глубины и времени, приведенные к кровле толщи.

Если на кривой средней скорости наблюдаются резкие колебания значений $v_{\text{ср}}$, связанные с неоднородностью среды, необходимо провести выравнивание. При этом градиент изменения средней скорости с глубиной должен быть согласован с изменением пластовой скорости $v_{\text{пл}}$ [122, 128]:

$$v_{\text{пл}} = \frac{v_{\text{ср}}^2}{v_{\text{ср}} - z \frac{dv_{\text{ср}}}{dz}}. \quad (23.12)$$

Оценка точности

Ошибку в пластовой скорости можно найти путем дифференцирования выражения (23. 6):

$$dv = \frac{\sum z_p}{(\sum t_p)^2} d(\sum t_p).$$

Если значения равноточны, то после замены дифференциалов ошибками получим

$$m_v = v_{\text{пл}}^2 M m_t, \quad (23. 13)$$

где

$$M = \frac{\sqrt{\sum_1^n p^2(z)}}{\sum_1^n z_p(z)}. \quad (23. 14)$$

Здесь m_t — ошибка единичного определения времени t на годографе. Величину этой ошибки согласно выражениям (10. 5) и (10. 9) можно определить по формуле

$$m_t = F \sigma_t = \sqrt{\frac{\sum_1^n (t_i - \bar{t})^2}{n-d}},$$

где $1 < d < 2$.

В случае применения способа наименьших квадратов, когда $p(z)$ определяется выражением (7. 6) при равномерном расположении точек, из (23. 14) имеем

$$M = M_1 = \frac{2}{\Delta z} \sqrt{\frac{3(n-1)}{n(n+1)}}. \quad (23. 15)$$

В случае способа суммирования времён с равными весами p из (23. 14) получим

$$M = M_2 = \begin{cases} \frac{4(n-1)}{n \Delta z \sqrt{n}} & \text{при четном } n, \\ \frac{4 \sqrt{n-1}}{\Delta z (n+1)} & \text{при нечетном } n. \end{cases} \quad (23. 16)$$

Здесь Δz — длина участка годографа, по которому определяется пластовая скорость, $\Delta z = z_{\text{п}} - z_{\text{к}}$; n — число точек на участке годографа. При $3 \leq n < \infty$ имеем $1 \leq \frac{M_2}{M_1} \leq 1,15$.

Погрешность вычисления средней скорости обычно определяется по формуле, полученной при дифференцировании выражения (23. 10):

$$m_v = \pm \frac{v_{\text{ср}}^2}{z} m_t = \pm \frac{v_{\text{ср}}}{t} m_t, \quad (23. 17)$$

где m_t — ошибка единичного определения времени. Если скорость $v_{\text{ср}}$ вычисляется по предварительно выравненному годографу, то тогда в соответствии с выражением (18. 4)

$$\overline{m}_v = \pm \frac{v_{\text{ср}}^2}{z} \overline{m}_t = \pm \frac{v_{\text{ср}}^2}{z} D\sigma_t, \quad (23. 18)$$

где D — коэффициент ослабления ошибок при выравнивании, определяемый выражением вида (18. 5) или (18. 6); \overline{m}_t — ошибка выравненного значения времени; σ_t — среднее квадратическое отклонение единичного определения времени от выравненного годографа:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sum (t - \bar{t})^2}{n}}.$$

При вычислении средней скорости по формуле (23. 11) ошибка примет вид:

$$m_v = \pm \frac{v_{\text{ср}}^2 \sqrt{2}}{z'} m_t. \quad (23. 19)$$

На основании формул, предложенных для оценки ошибок, можно заключить, что погрешности определения скорости при сейсмокаротажных наблюдениях на продольных и поперечных волнах находятся в следующих соотношениях:

$$\frac{m_v(S)}{m_v(P)} = \frac{v_S^2}{v_P^2} \frac{m_t(S)}{m_t(P)}. \quad (23. 20)$$

Для относительных погрешностей $\delta v = \frac{m_v}{v}$ справедливо соотношение

$$\frac{\delta v(S)}{\delta v(P)} = \frac{v_S}{v_P} \frac{m_t(S)}{m_t(P)}. \quad (23. 21)$$

24. ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЙСМОКАРОТАЖА

Дифференциальный сейсмокаротаж объединяет ультразвуковые или, как их часто называют, акустические методы измерения скоростей в скважинах. При измерении скоростей в реальных средах с помощью этих методов исследуются времена пробега импульсов ультразвукового (5—40 кгц) диапазона частот, возбуждаемых

импульсным электромеханическим преобразователем и распространяющихся в виде преломленной (головной) волны вдоль стенки скважины, заполненной водой, на расстояние в 1—3 м.

На практике широко применяются два метода дифференциального сейсмокаротажа. Один из них — непрерывный каротаж. При нем осуществляется непрерывная регистрация интервального времени пробега продольной головной волны или скорости v_p распространения этой волны вдоль ствола скважины. Метод позволяет получить наиболее детальные данные об изменении скоростей продольных волн и применяется при решении задач как промышленной геофизики, так и полевой сейсморазведки (в частности, для построения синтетических сейсмограмм). Другим методом является точечный каротаж, при котором измеряются времена пробега продольных и поперечных волн, а также характеристики поглощения этих волн [80]. Точечный акустический каротаж — более трудоемкий метод изучения разреза и в связи с этим не может обеспечить данные такой высокой степени детальности, которая достигается при непрерывном каротаже. Однако с помощью точечных измерений удастся получить достаточно точные сведения о скорости не только продольных, но и поперечных волн. Поэтому установка для точечного акустического каротажа может быть использована при решении многих геофизических задач и в первую очередь при изучении физико-механических свойств горных пород и комплексировании скважинных работ с полевой сейсморазведкой.

Оба метода позволяют получать данные о скоростях, более детальные, чем обычный сейсмокаротаж, выделять тонкие пласты с пониженной и повышенной скоростью, определять границы возникновения отраженных и головных волн, распространяющихся с соответствующими граничными скоростями.

Обработка наблюдений непрерывного сейсмокаротажа

При непрерывной регистрации интервального времени обработка заключается в построении кривой изменения интервальной скорости

$v_{\text{и}} = \frac{\Delta z}{\Delta t}$, в определении пластовых и средних скоростей по формулам вида

$$v_{\text{пл}} = \frac{\sum_{m=1}^{k_i} \Delta z_m}{\sum_{m=1}^{k_i} \Delta t_m} = \frac{h_i}{t_i}, \quad (24.1)$$

$$v_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{\sum_{i=1}^n t_i} = \frac{H}{t}, \quad (24.2)$$

где Δz — база измерения интервального времени Δt ; k_i — число интервалов, содержащихся в пласте мощностью $h_i = \sum \Delta z$; n — число пластов, составляющих изучаемую толщу мощностью $H = \sum h_i$; $t = \sum t_i$ — время пробега волны в толще по вертикальному лучу.

Имеется аппаратура, обеспечивающая непрерывную запись кривой интервальной скорости $v_{\text{и}}(z)$. В этом случае кривая $v_{\text{и}}(z)$ пересчитывается в графики пластовых и средних скоростей по формулам

$$v_{\text{пл}} = \frac{\int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{п}}} dz}{\int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{п}}} \frac{dz}{v(z)}}, \quad (24.3)$$

$$v_{\text{ср}} = \frac{\int_0^z dz}{\int_0^z \frac{dz}{v(z)}}. \quad (24.4)$$

По кривой $v(z)$ можно рассчитать также вертикальный годограф

$$t(z) = \int_0^z \frac{dz}{v(z)} \quad (24.5)$$

и построить кривую зависимости $v_{\text{ср}}$ от z или t .

Обработка точечных наблюдений

Рассмотрим обработку наблюдений, выполняемых с помощью установки Института физики Земли АН СССР [80, 81, 82]. Установка состоит из зонда, опускаемого в скважину, и наземной регистрирующей схемы. Зонд имеет два излучателя импульсов ультразвукового диапазона. Излучатели разделены промежутком в 2—3 м. Между ними располагаются три сейсмоприемника на расстояниях 0,25—0,5 м один от другого. На излучатель подается внезапно начинающийся импульс экспоненциальной формы. В жидкости возникает продольная волна Р, которая затем образует головные волны РРР и PSP, распространяющиеся вдоль стенки скважины с граничными скоростями, равными скоростям v_p и v_s распространения продольных и поперечных волн в породах. Колебания регистрируются на фотопленке с помощью специальной оптической схемы. По фотопленке затем могут быть определены времена пробега волны между сейсмографом и излучателем.

Возбуждение производится попеременно то верхним, то нижним излучателем. В каждом интервале проводится не менее двух-трех наблюдений. При этом имеется возможность построить две-три пары встречных годографов для каждого положения зонта. Минимальный шаг наблюдения составляет 1—2 м. Регистрация проводится при спуске и подъеме. Обработка годографов по способу разности позволяет исключить погрешности, вызываемые установкой сейсмоприемников и излучателей, неидентичностью частотных и фазовых характеристик сейсмических каналов, изменением положения оси скважинного снаряда по отношению к оси скважины, неровностями стенки скважины.

Точечная регистрация с помощью описанной установки обеспечивает запись вступлений и фаз нескольких волн и позволяет проводить их отдельную обработку, определять скорости продольных и поперечных волн и изучать затухание волн. При обработке данных точечных наблюдений с целью изучения скоростей выполняются следующие операции (рис. 28).

1. Прослеживание вступлений волн и их фаз (волны PPP обычно уверенно прослеживаются в виде первых вступлений и двух-трех одноименных фаз по трем каналам, а волны PSP — в виде двух-трех одноименных фаз).

2. Построение встречных годографов $t_1(z)$ и $t_2(z)$ для каждого наблюдения и осредненного разностного $t_\Delta(z)$ годографа по всем наблюдениям данного интервала

$$t_\Delta(z) = t_1(z) - t_2(z) \cdot T,$$

где T — взаимное время.

3. Определение по осредненному разностному годографу интервальной скорости, которая при малой длине интервала совпадает с истиной, по формуле

$$v_{\text{и}} = \frac{2 \Delta z}{\Delta t_\Delta}. \quad (24.6)$$

Здесь Δz — расстояние между крайними приемниками; Δt_Δ — приращение ординат разностного годографа на интервале.

4. Построение кривых зависимости $v_P(z)$ и $v_S(z)$ по результатам всех наблюдений и кривой $\kappa(z) = \frac{v_P}{v_S}(z)$.

В неблагоприятных условиях (при погрешности времени ± 4 мксек) относительная погрешность $\frac{\Delta v_P}{v_P}$ достигает 1,5%, а погрешность $\frac{\Delta v_S}{v_S}$ имеет несколько большую величину.

Кривые интервальных скоростей могут быть пересчитаны в графики пластовых скоростей и средней скорости и вертикальный годограф по формулам (24.1) — (24.5).

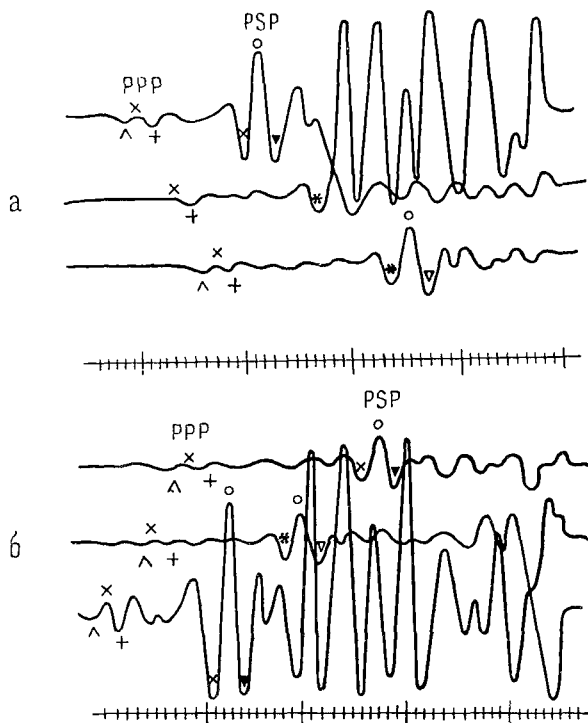
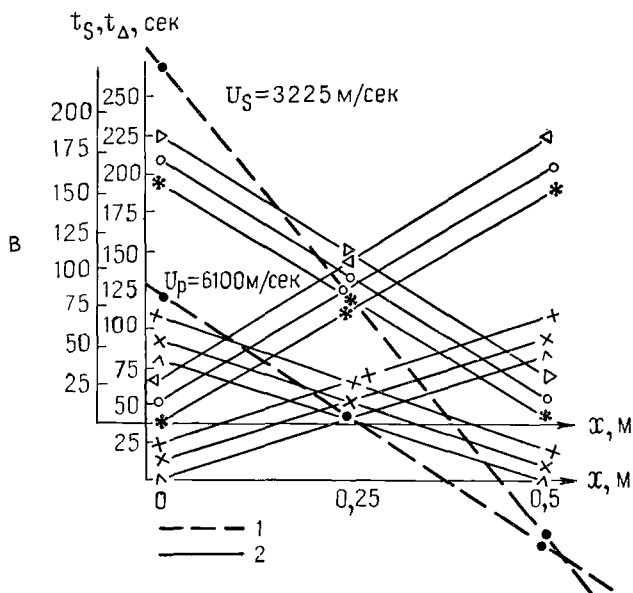


Рис. 28. К обработке точечных наблюдений при дифференциальном сейсмокартаже по [82].

a — записи при прямом наблюдении; *б* — записи при обратном наблюдении; *в* — годографы волн: 1 — разностные годографы продольных PPP и обменных PSP волн, 2 — фазовые годографы продольных PPP и обменных PSP волн.



Если при точечной регистрации применяется аппаратура, состоящая из одного приемника и двух излучателей — дальнего и ближнего, то обработка состоит в определении времен прихода импульсов от дальнего t_d и ближнего t_b излучателей при попеременном возбуждении и в построении кривой интервальной скорости с использованием формулы (24. 1). В данном случае Δz — расстояние между ближним и дальним излучателями, а $\Delta t = t_d - t_b$. Кривая $v_{II}(z)$ может быть пересчитана в графики зависимости v_{II} , v_{CP} и t_0 от глубины по приведенным выше формулам.

25. ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ПРОХОДЯЩИХ ВОЛН ПРИ ПОЛЕВЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Определение средней скорости по годографам прямых волн

Проходящая волна, регистрируемая в случае сравнительно однородной среды, называется прямой.

По годографу прямой волны можно найти среднюю скорость пробега этой волны в пределах базы измерений, причем с уменьшением базы средняя скорость стремится к истинной. Для определения скорости чаще всего используют линейные годографы вступлений. Если по каким-либо причинам корреляция вступлений затруднена, строят фазовые годографы, в которые затем вводят поправки за фазу.

Уравнение продольного годографа вступлений прямой волны, распространяющейся в однородной среде с постоянной скоростью v , имеет вид:

$$t(x) = \frac{1}{v} x. \quad (25. 1)$$

Если источник находится на некотором расстоянии d от профиля, то наблюдаемый годограф является непродольным. Его уравнение

$$t_d(x) = \frac{\sqrt{x^2 + d^2}}{v}. \quad (25. 2)$$

Обычно удаление d представляет собой глубину взрыва. В этом случае при определении скорости v непродольный годограф пересчитывают в продольный с помощью формулы

$$\bar{t}(x) = t_d(x) \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2}}, \quad (25. 3)$$

вытекающей из уравнений (25. 1) и (25. 2).

Вследствие неоднородностей среды, неровностей рельефа и некоторых других причин точки годографа $t(x)$ отклоняются от прямой вида (25. 1). Поэтому при определении скорости прибегают к аппроксимации годографа прямой линией

$$\bar{t}(x) = bx$$

и к вычислению углового коэффициента $b = \frac{\overline{dl}}{dx} = \frac{1}{v}$ по формулам вида (7. 4) и (7. 8). Формулы для определения скорости и оценки ошибок, вытекающие из выражений (7. 4) и (7. 8), аналогичны формулам (23. 6), (23. 13), (23. 15) и др., используемым для вычисления пластовых скоростей и оценки ошибок при сейсмокаротаже, с той лишь разницей, что здесь вместо оси z берется ось x , вместо мощности пласта Δz берется база измерений l .

С целью исключения искажений, обусловленных поверхностными неоднородностями, целесообразно использовать встречные годографы $t'(x)$ и $t''(x)$, полученные из двух пунктов взрыва. При этом по встречным годографам находят разностный годограф:

$$t_{\Delta}(x) = t'(x) - t''(x) + T_{\text{вз}}.$$

Построение разностного годографа выполняется после приведения значений t' и t'' к поверхности наблюдений согласно выражению (25. 3). Скорость v по разностному годографу и ошибку ее определения находят по формулам

$$v = \frac{2}{b} = 2 \frac{\sum x p(x)}{\sum t_{\Delta} p(x)}, \quad (25. 4)$$

$$m_v = 2v^2 M m_{t_{\Delta}}. \quad (25. 5)$$

Здесь b — угловой коэффициент прямой, осредняющей годограф $t_{\Delta}(x)$; $m_{t_{\Delta}}$ — ошибка единичного значения t_{Δ} , которую в соответствии с выражениями (10. 5) и (10. 9) можно определить через среднеквадратическое отклонение точек разностного годографа от прямой; M — коэффициент, зависящий от вида функции $p(x)$. Формулы для M при определении наклона b по способу суммирования и способу наименьших квадратов даны в параграфе 23. В формулах (23. 15) и (23. 16) применительно к данному случаю следует вместо z брать x , а вместо Δz брать длину l разностного годографа.

Установление закона изменения скорости с глубиной по годографам рефрагированных волн

Проходящие волны, регистрируемые на земной поверхности при наличии сред с непрерывным возрастанием скорости с глубиной, называются рефрагированными волнами. В последние годы такие волны зарегистрированы КМПВ во многих районах [5, 159 и др.], в связи с чем в сейморазведочной литературе большое внимание начинают уделять интерпретации годографов этих волн с целью изучения скоростного разреза.

Для среды с непрерывным изменением скорости с глубиной уравнение линейного продольного годографа рефрагированной волны можно записать в параметрической форме:

$$x = 2 \int_0^{z_m} \frac{pv(z) dz}{\sqrt{1-p^2v^2(z)}}, \quad (25.6)$$

$$t = 2 \int_0^{z_m} \frac{dz}{v(z) \sqrt{1-p^2v^2(z)}},$$

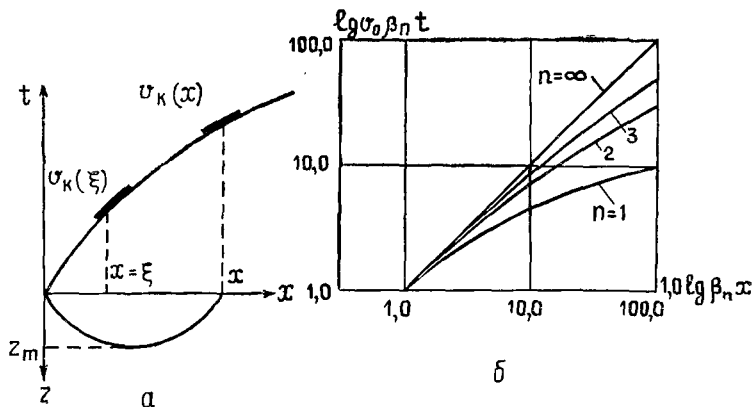


Рис. 29. Определение скорости $v(z)$ по годографу рефрагированной волны.

а — годограф и ход луча; б — палетка для определения $v(z)$ в случае закона

$$v(z) = v_0 (1 + \beta z)^{\frac{1}{n}}.$$

где z_m — глубина максимального прогибания луча (рис. 29, а);

$$p = \frac{\sin i(z)}{v(z)} = \frac{1}{v(z_m)} = \frac{1}{v_K(x)}. \quad (25.7)$$

Задача определения закона изменения скорости $v(z)$ сводится к решению уравнения (25. 6).

Существенные затруднения при обработке годографов рефрагированных волн связаны с искажающим влиянием поверхностных неоднородностей. Для исключения подобного рода искажений делались попытки построить по встречным годографам рефрагированной волны разностный годограф. Эти попытки привели к положительным результатам при окоптуривании рудных тел, характеризующихся высокой скоростью прохождения волн и залегающих на небольших глубинах [40]. В то же время при решении количественных задач способ разностного годографа не применим из-за низкой точности определения скоростей $v(z)$.

Достаточно высокая точность в определении закона $v(z)$ может быть получена в случае исключения поверхностных искажений с использованием встречных годографов прямой волны, зарегистрированных на коротких взрывных интервалах.

После исправления значений $p = \frac{1}{v_k}$ за влияние поверхностных условий для каждой точки $t(x)$ производится определение глубин z_m максимального проникновения лучей. Затем с учетом $v_k(x) = v(z_m)$ строится кривая $v(z)$ зависимости истинной скорости от глубины.

Существует несколько способов интерпретации годографа $t_{\text{реф}}(x)$. Основным является способ Вихерта — Чибисова. Предложение использовать этот способ при геологических исследованиях относится к началу 30-х годов [196]. Позднее предложен способ нахождения зависимости $v(z)$ по палетке, рассчитанной для закона

$v = v_0(1 + \beta z)^{\frac{1}{n}}$ [27], и способ приведения произвольного закона к линейному [109]. Методике установления закона $v(z)$ посвящен также ряд работ последнего времени [3, 95, 107, 159].

Определение зависимости $v(z)$ по способу Вихерта — Чибисова при произвольном законе непрерывного изменения скорости с глубиной производится по следующим формулам, вытекающим из равенств (25. 6):

$$v(z_m) = v_k(x),$$

$$z_m = \frac{1}{\pi} \int_0^x \text{Arsh} \frac{v_k(x)}{v_k(\xi)} d\xi. \quad (25. 8)$$

Здесь z_m — максимальная глубина проникновения луча, выходящего в точке x ; $v_k(x)$ — кажущаяся скорость, определенная по годографу в точке x ; $v_k(\xi)$ — значения кажущейся скорости в точках годографа в интервале $0 - x$; $v(z_m)$ — истинная скорость в точке максимального проникновения луча (рис. 29).

Изучение скоростного разреза сводится к последовательному определению ряда значений $v(z_m)$ и z_m для разных x . При этом всякий раз значение $v(z_m)$ находят непосредственно по годографу в точке x , а z_m по формуле (25. 8). Для практического вычисления z_m вместо (25. 8) целесообразно использовать следующую формулу:

$$z_m = \frac{\Delta x}{\pi} \sum_{i=0}^{i=n} 2,3026 \lg \left\{ \frac{v_k(x_n)}{v_k(x_i)} + \sqrt{\left[\frac{v_k(x_n)}{v_k(x_i)} \right]^2 - 1} \right\}, \quad (25. 9)$$

где Δx — промежутки между точками на годографе; $\frac{x}{\Delta x} n$ — число точек. По результатам вычислений строят график $v(z)$.

При установлении зависимости $v(z)$ часто можно ограничиться вычислением z_m для нескольких точек $[x, v_k(x)]$ на годографе,

расположенных через интервалы, значительно большие, чем Δx . Величины z_m , соответствующие промежуточным значениям x , $v_k(x)$, можно пайти следующим образом.

1. Построить график $z_m(x')$. Для этой цели вычисленные по формуле (25. 9) значения z_m следует отнести к абсциссам $x' = \frac{x}{2}$ и соединить точки плавной линией.

2. Каждой точке с абсциссой x' на кривой $z(x')$ приписать значения v_k , отсчитанные в точке годографа $x = 2x'$, и построить непрерывную кривую $v(z)$.

Для построения кривой $v(z)$ в первом приближении иногда достаточно найти наибольшую глубину $z_{m \max}$ максимального проникновения луча, представив график $z(x)$ прямой линией, соединяющей точки $z = 0$, $x = 0$ и $z = z_{m \max}$, $x' = \frac{x_{\max}}{2}$.

О п р е д е л е н и е $v(z)$ в с л у ч а е у м е н ь ш а ю щ е г о с я г р а д и е н т а скорости $v = v_0 (1 + \beta_n z)^{\frac{1}{n}}$ согласно [27] сводится к установлению величины коэффициентов β_n , n с помощью палетки (рис. 29, б). Для этого наблюдаемый годограф перестраивают в масштабе палетки ($\lg t$, $\lg x$) и совмещают с одной из ее кривых. Параметр кривой палетки соответствует значению n . Индексы осей I—I наблюдаемого годографа отсекают на осях палетки значения β_n и $v_0 \beta_n$.

С п о с о б п р и в е д е н и я п р о и з в о л ь н о г о з а к о н а к л и н е й н о м у [109] основан на аппроксимации среды с непрерывным законом возрастания скорости слоистой средой из N слоев с постоянными градиентами $v_{01} \beta_1, v_{02} \beta_2, \dots, v_{0N} \beta_N$ скорости в слоях. Способ заключается: 1) в преобразовании наблюдаемого $t_H(x)$ годографа для N слоев с параметрами v_{0i} и β_i к виду, который он имел бы в случае среды с линейным законом $v(z) = v_0 (1 + \beta z)$; 2) в нахождении коэффициентов приведения n_1, n_2 и т. д., а также m_1, m_2 и т. д., где $n_1 = \frac{\beta_i}{\beta}$, $m_i = \frac{v_{0i}}{v_0}$. Здесь β_i — градиент скорости в слое с номером i , а v_{0i} скорость в кровле этого слоя.

С п о с о б, о с н о в а н н ы й н а п р и м е н е н и и т е о р е м ы о с р е д н е м [95], позволяет представить уравнения годографа рефрагированной волны (25. 6) согласно [196] в следующем виде:

$$t = t_0 + \frac{1}{v_k(x)} x, \quad (25. 10)$$

где

$$t_0 = 2 \int_0^{z_m} \sqrt{\frac{1}{v^2(z)} - p^2} dz.$$

Здесь

$$p = \frac{1}{v(z_m)} = \frac{1}{v_k(x)}.$$

Из уравнения (25. 10) на основании теоремы о среднем имеем

$$z_m = \frac{t - \frac{x}{v_R(x)}}{2 \sqrt{\frac{1}{v^2(\xi)} - \frac{1}{v_R^2(x)}}}, \quad (25. 11)$$

где $v(\xi)$ — скорость в точках внутри интервала $0 - x$. Формула (25. 11), учитывая, что $v_R = v(z_m)$, а $v(\xi) \approx \frac{1}{2} [v_0 + v_R(x)]$, где v_0 — скорость при $z = 0$, может быть использована для определения зависимости $v(z)$. Несмотря на приближенный характер, этот способ дает результаты сравнительно высокой точности.

Наряду со способом определения зависимости $v(z)$ при непрерывном изменении скорости известны способы определения закономерностей распределения скорости по разрезу при наличии разрывов в функции $v(z)$ [3, 96], а также графоаналитический способ [107], который целесообразно применять, если скорость является функцией двух координат $v(x, z)$.

26. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ГОДОГРАФАМ ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН

Годографы преломленных волн используются для нахождения эффективных и граничных скоростей, а при регистрации обменных волн и для определения отношения скоростей продольных и поперечных волн $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$. Чаще всего используются продольные годографы преломленных волн, реже непродольные. Есть возможность находить скорость при совместной интерпретации наблюдений на продольных и непродольных профилях [4, 47], а также при обработке сейсмозондирований. В большинстве способов определения скоростей исходят из предположения однородности и изотропности покрывающей среды и плоской формы преломляющей границы. В этом случае уравнение годографа преломленной волны представляет уравнение прямой линии:

$$t = \frac{2H}{v} \cos i + \frac{x}{v_R}, \quad (26. 1)$$

где H — мощность покрывающей толщи;

$$i = \arcsin \frac{v}{v_R}; \quad v_R = \frac{v}{\sin(i \pm \varphi)}.$$

Определение эффективной скорости по годографам преломленных волн

Скорость, вычисленную по годографу преломленной волны с целью получения сведений о характеристике толщи, покрывающей границу, на которой волна возникает, так же как и скорость, найденную по годографу отраженной волны, принято называть эффективной.

Исследование точности этого способа содержится в работах [114, 128], где показано, что его можно использовать в районах возрастания скорости с глубиной. В этом случае разность между $v_{эф}$ и $v_{ср}$ не превышает 10%. Если в разрезе имеются слои с повышенной граничной скоростью (выпадение слоев и экранирование), способ неприменим, так как разность между $v_{эф}$ и $v_{ср}$ может превышать 50%.

К числу других сравнительно редко применяемых способов следует отнести определение скорости $v_{эф}$ по координатам x_H и t_H начальной точки [89]:

$$v_{эф} = \sqrt{\frac{x_H}{t_H} v_{Г} \cos \varphi}, \quad (26.2)$$

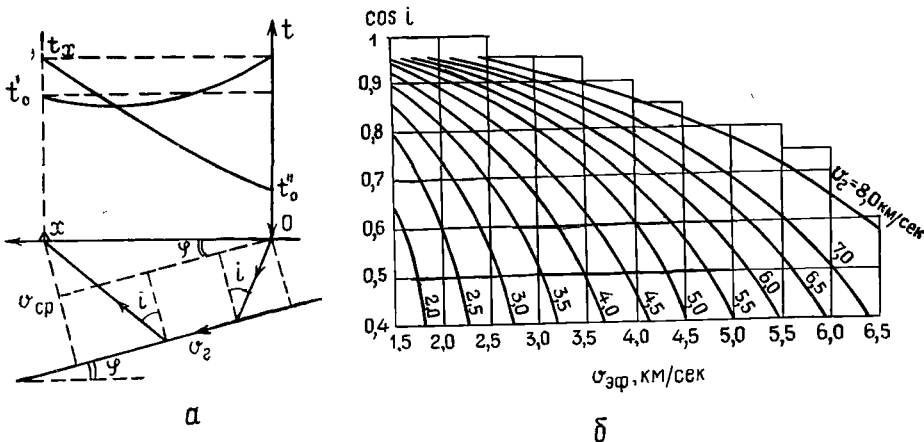


Рис. 31. Определение скорости по комбинированным годографам отраженных и преломленных волн.

а — годографы и ход лучей; б — палетка для определения $v_{эф}$.

где φ — наклон преломляющей границы, а также определение $v_{эф}$ по трем годографам преломленной волны [137] по формуле

$$v_{эф} = \frac{v_{Г} \sqrt{1 - \frac{v_{Г}^2}{4} \left(\frac{1}{v_{1К}} + \frac{1}{v_{2К}} \right)^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_{Г}^2}{v_{1К} v_{2К}}}}. \quad (26.3)$$

В последнем выражении $v_{1К}$ и $v_{2К}$ — кажущиеся скорости, определенные по двум встречным годографам на профиле, расположенном вкрест простирания; $v_{Г}$ — кажущаяся скорость по третьему годографу на профиле, который направлен по простиранию границы, равная граничной скорости. Формула (26.3) применима в случае достаточно больших углов наклона преломляющей границы.

Имеются также способы определения эффективной скорости при совместном использовании

годографов отраженных и преломленных волн. В работе [163] и в статье [131] значение $v_{\text{эф}}$ рекомендуется определять, используя годографы отраженной и преломленной волн, образующихся на одной и той же границе. При горизонтальном залегании границы вычисления производят по формулам

$$\cos i = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\text{эф}}}{v_{\Gamma}}\right)^2}, \quad (26.4)$$

$$\cos i = \frac{t_x - \frac{x}{v_{\Gamma}}}{t_0}. \quad (26.5)$$

Значение $\cos i$ определяют по формуле (26.5) после подстановки значений времени t_x на годографе преломленной волны в точке x , времени t_0 на годографе отраженной волны в пункте взрыва и граничной скорости v_{Γ} (рис. 31, а). Затем используют палетку зависимости $\cos i$ от $v_{\text{эф}}$ по параметру v_{Γ} (рис. 31, б) и находят значение $v_{\text{эф}}$.

При наклонном залегании границы значение $\cos i$ рекомендуется вычислять по двум встречным годографам $t'(x)$ и $t''(x)$ по формуле

$$\cos i = \frac{t_x - \frac{x}{v_{\Gamma}}}{\frac{1}{2}(t'_0 + t''_0)}.$$

Определение граничных скоростей

Для определения граничной скорости v_{Γ} используются продольные и непродольные годографы. Наиболее высокая точность может быть получена при обработке встречных продольных годографов головных волн. Пагонаящие продольные годографы в благоприятных условиях также обеспечивают высокую точность. Значения v_{Γ} по непродольным годографам и по одиночным продольным годографам определяются менее точно. Ниже рассматриваются основные способы определения v_{Γ} .

Спосо б к а ж у щ и х с я с к о р о с т е й. При горизонтальной преломляющей границе и однородной среде граничную скорость v_{Γ} можно найти по отдельному продольному годографу, имея в виду, что в этом случае она равна кажущейся скорости $v_{\text{К}}$. Если среда однородная и изотропная, а граница наклонна, для нахождения v_{Γ} по значениям $v_{\text{К}}$ нужно иметь два встречных годографа. Значения v_{Γ} определяют по формуле

$$v_{\Gamma} = \frac{v'_{\text{К}} + v''_{\text{К}}}{2} \quad (26.6)$$

либо

$$\frac{1}{v_{\Gamma}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v'_{\text{К}}} + \frac{1}{v''_{\text{К}}} \right), \quad (26.7)$$

где v'_k и v''_k — кажущиеся скорости, вычисленные по прямому и обратному годографам (рис. 32, а). Формулы обеспечивают необходимую точность при углах наклона до 10° . Применять ту или иную формулу следует, исходя из анализа причин различия v'_k и v''_k и характера распределения ошибок.

В итоге проведенных нами исследований выяснено, что распределение искажений времени и величин $\frac{1}{v_k}$ по частоте ν их появления на годографе, так же как и распределение $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ (ν) в методе отраженных волн (рис. 22), имеет симметричный характер. В то же время

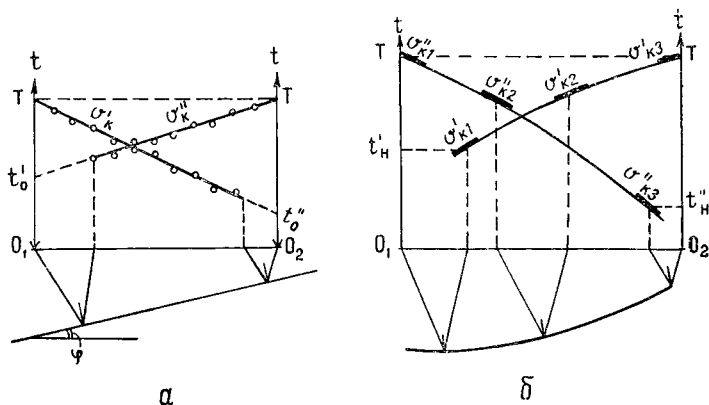


Рис. 32. Определение граничной скорости.

- а — по значениям кажущейся скорости v_k на двух встречных годографах;
 б — по сопряженным точкам v'_{k1} и v''_{k1} , v'_{k2} и v''_{k2} , v'_{k3} и v''_{k3} и т. д.

закон распределения значений $v_k(\nu)$ чаще всего асимметричен. На этом основании при определении v_r следует предпочесть формулу (26. 7) осреднения величин $\frac{1}{v'_k}$. Исключение представляют лишь те случаи, когда значения v'_k и v''_k разнятся из-за скоростных неоднородностей покрывающей толщи и кривизны преломляющего горизонта.

Если преломляющая граница криволинейная, v_r следует вычислять, используя согласно [27] пары значений v'_{k1} , v''_{k1} ; v'_{k2} , v''_{k2} и т. д. в сопряженных точках (рис. 32, б). Имея в виду отмеченный выше симметричный характер распределения ошибок времен, а следовательно, и величин $\frac{1}{v_k}$ по частоте повторения, результирующее значение v_r для всего годографа следует находить по формуле

$$\frac{1}{v_r} = \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{v'_{ki}} + \frac{1}{v''_{ki}} \right), \quad (26. 8)$$

где n — число пар сопряженных точек.

Способ разностного годографа [47]. Данный способ применим при однородной изотропной покрывающей среде и плоской преломляющей границе. На практике он дает хорошие результаты и в случае отклонения от этих условий, если скорость в покрывающей среде испытывает не очень сильные и частые изменения, а форма границ мало отличается от плоскости. Достоинства способа — простота и способность исключать влияние поверхностных неоднородностей.

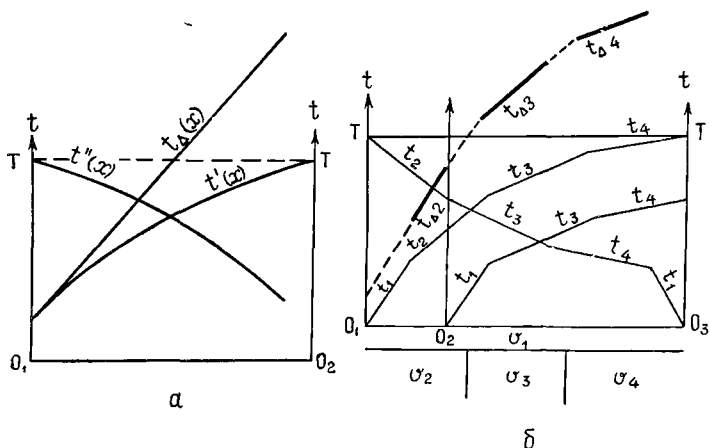


Рис. 33. К способу разностного годографа.

a — встречные годографы $t'(x)$ и $t''(x)$ и построенный по ним разностный годограф $t_{\Delta}(x)$; *б* — годографы, полученные при взрыве в O_1 , O_2 и O_3 в случае вертикально слоистой среды, и разностные годографы $t_{\Delta 2}$, $t_{\Delta 3}$ и $t_{\Delta 4}$, соответствующие вертикальным слоям со скоростями v_2 , v_3 и v_4 .

Разностный годограф представляет кривую

$$t_{\Delta}(x) = t'(x) - t''(x) \cdot T_{вз}.$$

При соблюдении указанных выше условий в случае постоянной граничной скорости разностный годограф — прямая линия в системе координат t_{Δ} и x (рис. 33, *a*). Если преломляющая граница имеет несколько участков с различными значениями v_{Γ} (вертикально-слоистая среда), разностный годограф расчленяется на звенья, число которых соответствует числу участков (слоев) (рис. 33, *б*). Способ рекомендуется применять, если разностный годограф имеет значительную протяженность.

Точное построение разностного годографа может быть выполнено по системе встречных годографов, а приближенное — по системе нагоняющих годографов. В первом случае исключаются поверхностные искажения и осуществляется контроль за соблюдением допущений о плоской форме границы и постоянстве скоростей. Во втором случае такой контроль отсутствует.

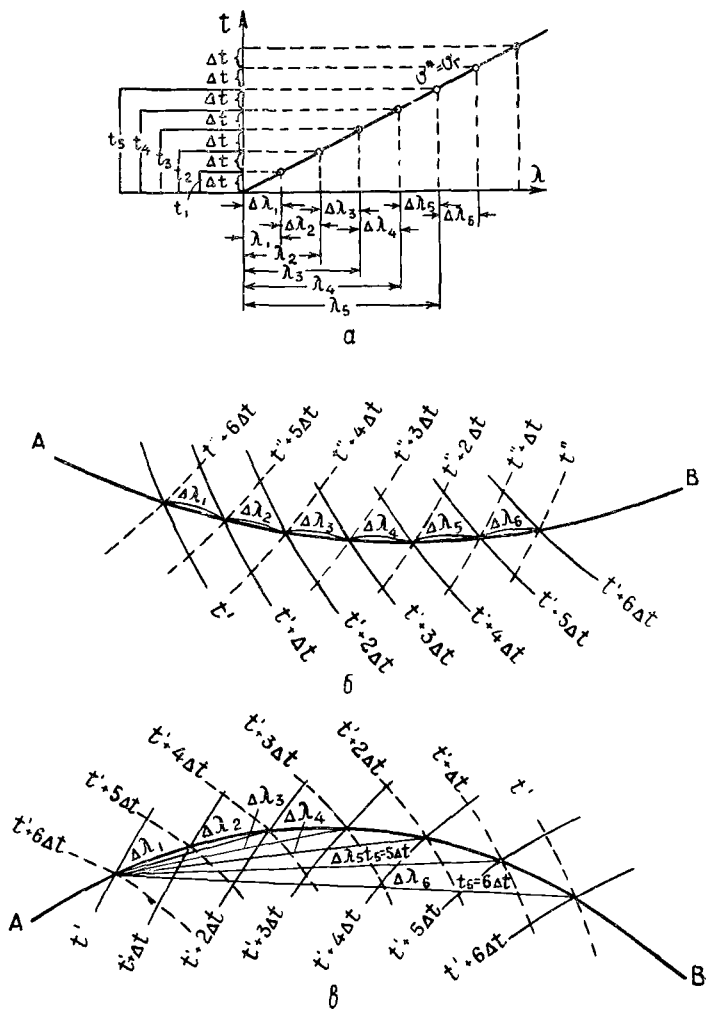


Рис. 34. Определение граничной скорости по способу полей времён.

a — хронограф $t(\lambda)$, заданный на границе образования преломленной волны; b — построение хронографа $t(\lambda)$ по полю времён в случае вогнутой границы; c — построение хронографа $t(\lambda)$ по полю времён в случае выпуклой границы при наличии проницания.

Определение скорости v_r производится по наклону разностного годографа графически или аналитически. При аналитическом методе

$$v_r = \frac{2}{b_\Delta} \cos \varphi = \frac{2 \sum xp(x)}{\sum t_{\Delta p}(x)} \cos \varphi, \quad (26.9)$$

где $p(x)$ определяется функцией (7.14) или (7.17); φ — угол наклона границы. При малых углах падения границы допускается

использовать формулу $v_r = \frac{2 \sum xp(x)}{\sum t_{\Delta p}(x)}$.

Ошибка, вызванная учетом наклона границы, при $\varphi < 10^\circ$ меньше 1,5%. Для оценки ошибок, обусловленных случайными искажениями годографа, используется формула (25.5).

При систематических искажениях разностного годографа, распределенных случайно по профилю, целесообразно применять совместную обработку данных или выравнивание значений $\frac{1}{v_r}$ по способу скользящего интервала. Этот способ детально описан в параграфе 17, посвященном выравниванию результатов определения скоростей по годографам отраженных волн.

С п о с о б п о л е й в р е м е н. Предложенный Ю. В. Ризиченко [137] способ полей времен не содержит ограничений в отношении углов наклона, формы преломляющей границы и характера изменения скорости в покрывающей толще.

Скорость v_r определяется по годографу головной волны, заданному на преломляющей границе AB (рис. 34). По оси абсцисс откладываются расстояния λ , измеряемые вдоль границы от некоторой закрепленной точки. Граничная скорость равна кажущейся скорости вдоль границы: $v_r = \frac{d\lambda}{dt}$.

Точность определения v_r зависит от точности построения поля времен.

Определение граничной скорости по непродольным годографам

Граничную скорость по непродольному профилю можно определить с высокой точностью только для плоской границы при малом угле падения и в случае, если граничная скорость постоянна. Существуют два способа определения v_r .

С п о с о б т е о р е т и ч е с к и х г о д о г р а ф о в. Этот способ предложен И. С. Берзон [47]. При определении v_r экспериментальный непродольный годограф сопоставляют с палеткой нормальных теоретических годографов, построенных по параметру v_r для заданного значения R . Палетку рассчитывают по формуле

$$\Delta t = \frac{R}{v_r} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{x}{R}\right)^2} - 1 \right]. \quad (26.10)$$

Способ трансформации непродольного годографа в прямую, наклон которой зависит от значения v_r . Примеры трансформации аналогичны тем, которые используют при определении эффективной скорости по годографам отраженных волн (см. главу I).

Скорость можно определять по отдельным симметричным и несимметричным годографам, а также по системе из двух налегающих годографов [133].

Использование годографов обменных преломленных волн

для определения отношения скоростей $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$

По годографам обменных волн можно установить граничные скорости v_{rP} и v_{rS} продольных и поперечных волн, их отношение

$\kappa_r = \frac{v_{rS}}{v_{rP}}$, а также отношение $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$ скоростей v_P и v_S в покрывающей толще.

Способы определения v_r описаны выше. Что касается $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$, то оно определяется способами разности времен вступления, подробно описанными в работе [105], и способами среднего времени, предложенными Н. П. Пузыревым [129].

Способы среднего времени обладают большей точностью. Они основаны на использовании линий $\tau(x)$ изменения среднего времени, построенных по встречным годографам различных обменных волн. Для построения линий $\tau(x)$ используются формулы

$$\tau_{SP} = t'(PPS) + t''(PPS) - T(PPP), \quad \tau_{SS} = t'(PSS) + t''(PSS) - T(PSP),$$

$$\tau_{rP} = t'(PPP) + t''(PPP) - T(PPP),$$

где t' и t'' — времена на прямом и обратном годографах в одной и той же точке профиля; T — время во взаимных точках; в скобках указан тип волны. Располагая линиями τ_{rP} и τ_{SP} , можно построить

график, характеризующий изменение значения $\kappa = \frac{v_S}{v_P}$ вдоль профиля. Значения κ вычисляются по формуле

$$\frac{1}{\kappa} = \sqrt{\sin^2 i_{rP} + \left(\frac{\tau_{SP}}{\tau_{rP}}\right)^2 \cos^2 i_{rP}}. \quad (26.11)$$

Аналогично при наличии линий τ_{SS} и τ_{rP}

$$\frac{1}{\kappa} = \sqrt{\frac{\sin^2 i_{rP}}{1} + \left(\frac{\tau_{SS}}{\tau_{rP}}\right)^2 \cos^2 i_{rP}}. \quad (26.12)$$

Здесь

$$\kappa_r = \frac{v_{rS}}{v_{rP}}; \quad \sin i_{rP} = \frac{v_P}{v_{rP}}.$$

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПО ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ ДИАГРАММАМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГИХ ОСЕЙ СИНФАЗНОСТИ НА СЕЙСМОГРАММАХ

27. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГИХ ОСЕЙ СИНФАЗНОСТИ

Этапы обработки наблюдений

В большинстве рассмотренных выше способов обработки и интерпретации наблюдений с целью изучения скоростей предусматривается предварительное построение годографов. Обычно в обработку включают лишь годографы волн, которые коррелируются на значительных по протяженности участках профиля или площади; остальная информация о геологическом разрезе, содержащаяся на сейсмограммах, как правило, не используется.

В настоящей главе описывается предложенный нами способ определения эффективных, пластовых и средних скоростей по диаграммам, представляющим зависимость двух кинематических параметров годографа, названный способом параметрических диаграмм [176].

Для построения диаграммы используются все прослеживающиеся на сейсмолите оси синфазности независимо от их прослеживаемости на других лептах и независимо от того, с какими волнами эти оси связаны. Использование множества осей, проведенных через все коррелирующиеся экстремумы на сейсмических трассах, обеспечивает детальное, почти непрерывное изучение скоростного разреза не только в горизонтальном, но и в вертикальном направлении. При наличии массовых данных облегчается изучение волновой картины: выделение интервалов на записи, осложненных наложением волн-помех, выявление участков на местности, где эти волны регистрируются, установление границ в разрезе, с которыми связаны волны-помехи, исследование влияний условий возбуждения на харак-

тер волновой картины. Создаются также благоприятные условия для исключения поверхностных искажений, влияний неидентичности условий приема, кривизны отражающих границ и горизонтального градиента скорости на интервале наблюдений и др.

Изучение скоростного разреза по способу параметрических диаграмм включает следующие этапы:

1) корреляцию экстремумов в пределах сейсмоленты и построение индивидуальных параметрических диаграмм для каждой сейсмоленты;

2) распознавание волн на диаграммах встречных наблюдений и исключение точек, связанных с регулярными волнами-помехами;

3) выравнивание индивидуальных диаграмм по вертикали для ослабления случайных (высокочастотных) искажений на диаграммах;

4) совместную обработку диаграмм встречных наблюдений и выравнивание данных по горизонтали с целью исключения систематических (низкочастотных) искажений на диаграммах;

5) определение пластовых и средних скоростей и построение скоростных разрезов и карт.

О природе осей синфазности на сейсмолентах

Ю. В. Ризниченко [137] в 1947 г., рассматривая физическую интерпретацию осей синфазности, останавливался на двух следующих случаях. Первый случай, когда среда состоит из сравнительно однородных слоев, а границы раздела достаточно удалены одна от другой. Образующиеся в этих условиях отражения регистрируются раздельно. Для каждого из отражений можно построить несколько фазовых годографов, практически параллельных между собой и параллельных годографу вступлений. Второй случай, когда границы раздела расположены на небольших расстояниях одна от другой. В данных условиях отраженные волны интерферируют между собой, образуя последовательность осей синфазности с тенденцией уменьшения крутизны по мере увеличения времени прихода синфазного колебания. При этом каждый годограф можно считать годографом отдельной волны, отраженной от некоторой условной границы.

Однако до недавнего времени большинство сейсморазведчиков придерживалось мнения, что во многих районах, особенно таких, разрез которых представлен монолитными породами, отражения образуются на границах монолитов, разделены большими интервалами следования и не интерферируют между собой. Лишь в последние годы на основе более глубокого изучения природы синфазных колебаний все большее число исследователей приходит к выводу, что, во-первых, реальные осадочные породы имеют тонкослоистую структуру, возникающую в результате часто изменяющихся условий осадкообразования, во-вторых, сейсмограмма, полученная по методу отраженных волн, представляет непрерывное отображение в масштабе времени изменений упругих свойств реальной среды, трансформированное и искаженное в итоге воздействия ряда причин.

Основанием для такого истолкования природы синфазных колебаний явились теоретические и экспериментальные исследования, проведенные в течение последнего десятилетия и направленные на изучение процессов формирования отраженных волн в слоистых и тонкослоистых средах [29, 62, 118 и др.], при незеркальных границах [150], а также на изучение динамических характеристик сейсмических волн [24 и др.].

Большим вкладом в изучение природы регистрируемых волн явилось внедрение в практику эксперимента ультразвуковых методов. Непосредственными измерениями в скважинах с помощью ультразвукового сейсмокаротажа обнаружено [80, 81, 82], что пласты, выделяющиеся при интегральном сейсмокаротаже как однородные с постоянной скоростью распространения упругих волн, состоят из тонких слоев с резко различающимися значениями скорости, причем тонкослоисты в скоростном отношении известняки, доломиты, апгидриты и другие породы, часто не имеющие видимой литологической слоистости.

Накопец, доказательством того, что полевая сейсмограмма представляет детальное отображение строения геологического разреза, явились данные синтеза сейсмических колебаний и сопоставления синтетических записей с полевыми [94, 203, 212 и др.]. Исследования по синтезу сейсмограмм, проведенные нами на основе данных промысловой геофизики, также свидетельствуют о том, что сейсмограмма представляет собой результат наложения импульсов, отраженных от непрерывной последовательности геологических границ. В связи с этим имеют основания рассматривать оси синфазности на сейсмограмме как оси вступлений отдельных волн, в той или иной мере искаженные наложением предшествующих и последующих колебаний, и использовать эти волны для изучения скоростного разреза.

28. ПРИЕМЫ СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ И ПОСТРОЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ

Для построения параметрической диаграммы предлагается использовать оси синфазности, зарегистрированные на сейсмограмме во время наблюдений на некотором ограниченном участке при взрыве из одного пункта. Необходимо выделять и прослеживать все оси синфазности, удовлетворяющие основным признакам позиционной корреляции. Корреляцию следует проводить как по максимумам, так и по минимумам записи с таким расчетом, чтобы обеспечить равномерное освещение разреза по всей глубине исследований. Обязательным условием является прослеживание каждой оси синфазности на протяжении всего выбранного участка, называемого базой определения параметров, т. е. наличие непрерывной позиционной корреляции в пределах базы. Транспозиционная корреляция — увязка осей синфазности во взаимных точках — обязательна.

Параметрическая диаграмма представляет собой зависимость двух кинематических параметров волны — суммарного или интеграль-

ного времени γ , характеризующего наклон оси синфазности, и среднего времени τ или времени t_0 в пункте взрыва.

Паряду с определением кинематического параметра и построением параметрических диаграмм целесообразно определять для более уверенного распознавания волны динамические параметры волны и строить развернутые по оси времени динамические диаграммы. Особый интерес представляет коэффициент убывания амплитуд β с расстоянием, определяемый для каждого выделенного динамического годографа. Приемы построения и использования динамических диаграмм $\beta(t_0)$ рассмотрены в параграфе 32 настоящей главы.

Построение параметрических диаграмм при суммировании времен или их приращений

Построение диаграмм проводится отдельно для встречных сейсмоментов, полученных на одной и той же базе наблюдений длиной l . Расстояния L от пунктов взрыва до центра базы, на которой прослежены оси синфазности, должны быть одинаковыми. Базу разбивают на две равные половины и для каждой оси синфазности находят μ значений времени t , отсчитанных через равные промежутки Δx . Число отсчетов μ , зависящее от степени искаженности годографа, определяют экспериментально с таким расчетом, чтобы

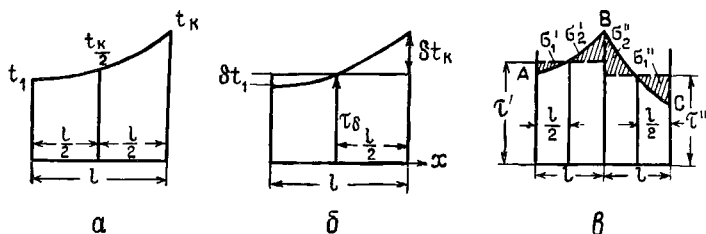


Рис. 36. Снятие информации с годографов.

a — способ суммирования времен; *b* — способ суммирования приращений; *v* — способ интегрирования.

оно было наименьшим, но чтобы дискретная функция $t(i\Delta x)$ с необходимой детальностью описывала форму годографа.

В способе суммирования времен [165] для каждой оси синфазности определяют два параметра: τ — среднее время на годографе и γ — разность суммарных времен для двух половин годографов (рис. 36, *a*):

$$\gamma = \sum_2 t - \sum_1 t, \quad (28.1)$$

$$\tau = \frac{\sum_2 t + \sum_1 t}{2\mu}. \quad (28.2)$$

Здесь каждая сумма времен имеет μ слагаемых, причем в \sum_1 входят значения времен для ближней к пункту взрыва половины

интервала наблюдений и в \sum_2 — для дальней половины. При четном числе k точек на годографе, когда $\mu = \frac{k}{2}$, имеем $\sum_1 = \sum_1^\mu$, $\sum_2 = \sum_{\mu+1}^k$, а при нечетном k , когда $\mu = \frac{k+1}{2}$, $\sum_1 = \sum_1^\mu$, $\sum_2 = \sum_{\mu}^k$.

В способе суммирования приращений [185] для каждой оси определяют среднее время τ_δ , приведенное к поверхности наблюдений, и приращения времен δt относительно среднего времени (рис. 36, б). Для этого на сейсмограмме проводят линию через середину взрывного интервала. При четном числе точек наблюдения средняя линия проходит между трассами каналов с номерами $\frac{k}{2}$ и $\frac{k}{2} + 1$, при нечетном k эта линия совпадает с трассой канала $\frac{k+1}{2}$. Через точку пересечения средней линии с осью синфазности проводят нулевую линию, в обе стороны от которой отсчитывают приращения времен δt_1 и δt_2 . При горизонтальной поверхности наблюдений, горизонтальном залегании отражающей границы, отсутствии резких изменений скорости и поверхностных неоднородностей величины δt_1 и δt_2 по обе стороны от нулевой линии считаются положительными. При наличии искажений и наклоне границ, когда наблюдается уменьшение времен на годографе с увеличением x , величины δt_1 и δt_2 могут изменить знак на обратный. Сумма приращений времени $\gamma = \delta t_1 + \delta t_2$ и среднее время τ_δ являются параметрами данной оси синфазности.

Следует отметить, что величины γ при суммировании времен и приращений тождественны, т. е.

$$\gamma = \delta t_1 + \delta t_2 = \sum_2 t - \sum_1 t. \quad (28.3)$$

Значения среднего времени τ и τ_δ различаются. Связь между ними и значением времени t_0 в пункте взрыва описывается согласно выражениям (29. 24) — (29. 26) формулой

$$\tau_\delta = \tau - \frac{\gamma \Delta x}{3l} - t_0 + \frac{\gamma \Delta x}{l}. \quad (28.4)$$

Если используется большее число осей синфазности на сейсмограмме, результаты суммирования времен или приращений времени представляют в виде графика зависимости γ (τ) или γ (t_0). Отдельные точки на кривой соединяют прямыми линиями. С целью последующего исключения искажений, обусловленных поверхностными неоднородностями, наклоном и кривизной отражающих границ, величины γ и τ определяют по встречным сейсмограммам. Совокупность точек, полученных по сейсмограмме прямого наблюдения, образует один график $\gamma'(\tau)$, а совокупность точек для сейсмограммы

встречного наблюдения — другой график $\gamma''(\tau)$ (рис. 37). Кривые следует строить на одном бланке, используя различные условные обозначения. Последующая совместная обработка данных и опре-

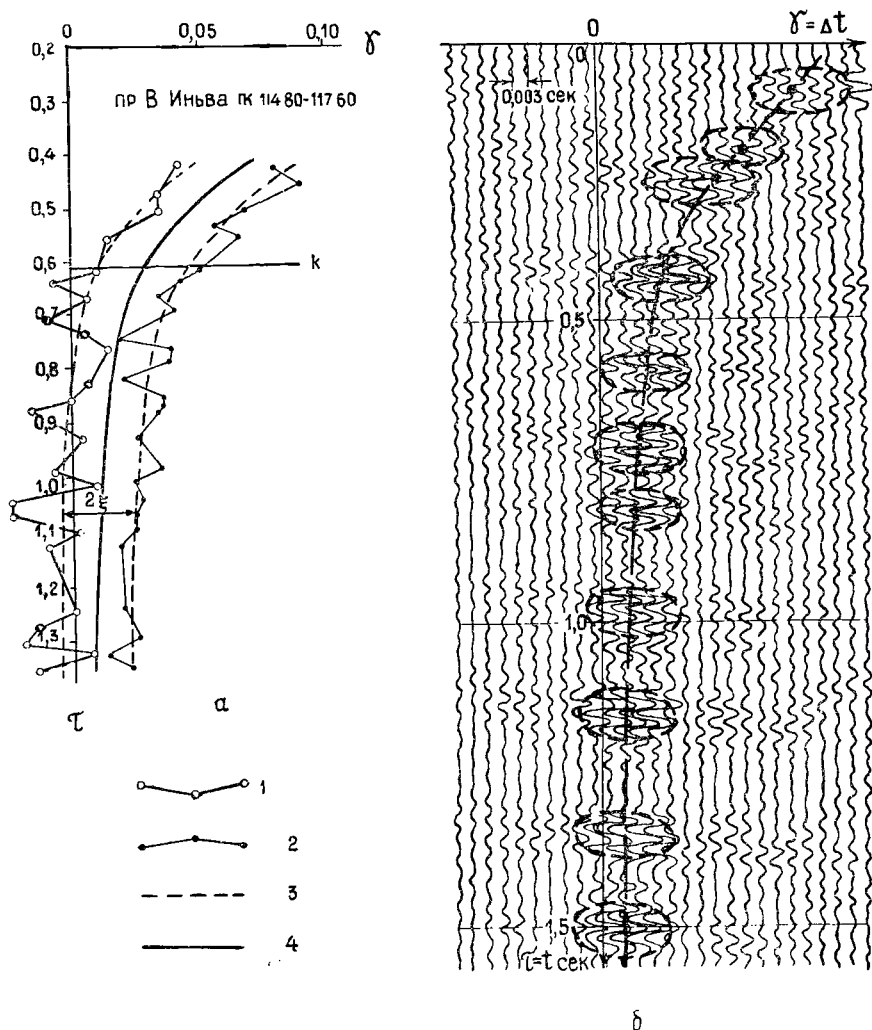


Рис. 37. Экспериментальные параметрические диаграммы.

а — встречные диаграммы при прямом (1) и обратном (2) наблюдениях до выравнивания (4) и после выравнивания (3); 2ξ — расхождение, обусловленное поверхностными искажениями; б — суммограмма РПП и нанесенная на ней диаграмма зависимости $\gamma = \Delta t$ от $\tau = t$.

деление скоростей должны проводиться с учетом особенностей диаграмм, которые рассматриваются в последующих параграфах данной главы.

Построение диаграмм при интегральном определении параметра путем планиметрирования по осям синфазности непосредственно на сейсмолентах

Получение полезной информации по всем регистрируемым лентам затруднено без применения автоматических устройств, считывающих времена и преобразующих эти времена в эффективную скорость или величину, функционально связанную с ней. Нами предложен и опробован на полевых материалах способ считывания информации путем интегрирования по осям синфазности непосредственно на сейсмоленте.

Сущность способа и практические рекомендации по его применению подробно рассмотрены в статье [179]. В основу способа положена интегральная формула вида (9. 7), где B и $p(x)$ определяются выражениями (9. 18) и (19. 19). В качестве параметров γ и τ используются

$$\gamma_{\text{и}} = J_2 - J_1, \quad \tau_{\text{и}} = \frac{J_1 + J_2}{l}, \quad (28. 5)$$

где

$$J_1 = \int_{L - \frac{l}{2}}^L t(x) dx; \quad J_2 = \int_L^{L + \frac{l}{2}} t(x) dx.$$

Здесь L — расстояние от пункта взрыва до центра интервала наблюдений; $\tau_{\text{и}}$ — время на годографе при $x = L$. Если интервал примыкает к пункту взрыва, то $L = \frac{l}{2}$.

Для встречных наблюдений из двух пунктов взрыва при $L = -\frac{l}{2}$ (рис. 36, в) имеем

$$\begin{aligned} \gamma'_{\text{и}} &= \int_{\frac{l}{2}}^l t'(x) dx - \int_0^{\frac{l}{2}} t'(x) dx = \sigma'_1 + \sigma'_2, \\ \gamma''_{\text{и}} &= \int_{\frac{l}{2}}^l t''(x) dx - \int_0^{\frac{l}{2}} t''(x) dx = \sigma''_1 + \sigma''_2. \end{aligned} \quad (28. 6)$$

Здесь σ'_1 , σ'_2 , σ''_1 и σ''_2 — площади, ограниченные абсциссами $t = \tau'_{\text{и}}$, $t = \tau''_{\text{и}}$ и соответствующими осями синфазности. При расположении площадей σ'_2 и σ''_2 выше линий $t = \tau'_{\text{и}}$ и $t = \tau''_{\text{и}}$, а площадей σ'_1 и σ''_1 ниже этих линий значения их считаются положительными и, наоборот, площади σ_2 , расположенные ниже линий

$t = \tau_{и}$, будут отрицательными. Обычно площади всегда положительны, за исключением случаев, когда наблюдения проводятся в сложных поверхностных условиях или при сильно наклоненных отражающих границах.

Значения J_1 и J_2 , а следовательно, $\gamma_{и}$ и $\tau_{и}$ могут быть определены непосредственно по сейсмоленте, полученной в поле, или по ленте воспроизведения магнитной записи без считывания времен и построения годографов. Информация, необходимая для установления скорости, может быть считана непосредственно с сейсмоленты посредством любого интегратора. Тем самым открывается путь автоматизации трудоемких вычислительных работ при изучении скорости распространения сейсмических волн.

Нами использовался полярный планиметр. Значения $\gamma_{и}$ определялись по формуле

$$\gamma_{и} = \frac{r_1 - r_2}{q} S, \quad (28.7)$$

где S — площадь на ленте, ограниченная марками, разделенными заданным интервалом времени; r_1 , r_2 и q — показания планиметра при планиметрировании соответственно площадей σ_1 , σ_2 и площади S непосредственно на сейсмоленте.

Если расстояния между центрами соседних трасс постоянны, а скорость протягивания бумаги не меняется с течением времени τ , значение q не изменяется ни с течением времени, ни при переходе от одной сейсмоленты к другой. Для отыскания q достаточно на одной из сейсмолент обвести иглой планиметра контур, ограниченный крайними трассами и марками времени, расположенными через заданный интервал времени.

В случае переменной скорости протягивания фотобумаги значения q различны для разных сейсмолент и изменяются с течением времени регистрации. Поэтому при определении необходимо знать зависимость $q(\tau)$ для каждой сейсмоленты. Эту зависимость можно установить путем последовательного планиметрирования соответствующих контуров вдоль ленты.

Построение диаграмм по материалам МРПП

Методом автоматизации следует считать также регулируемый направленный прием сейсмических волн. Теоретические и практические основы этого метода описаны в работах [148, 149, 150].

Суммолента РПП фактически представляет параметрическую диаграмму, на которой изображена зависимость приращения времени на базе суммирования $\gamma = \Delta t$ от времени $\tau = t$ для всех зарегистрированных волн (рис. 37, б). Параметрические диаграммы в МРПП строятся по встречным суммолентам, полученным на одноканальных базах, равноудаленных от пункта взрыва, что создает условия для исключения влияний наклона границ и распознавания волн. При распознавании волн важно установить их природу и исклю-

чить мешающие волны. отождествление волн на встречных суммолен-тах и их увязка необязательны.

Применение МРНЦ для изучения скоростного разреза обеспечи-вает ускорение процесса снятия информации, облегчает распознава-ние волн и тем самым обеспечивает более уверенное изучение скоро-стей.

О числе точек, достаточном для наиболее точного определения параметра γ

При выборе числа точек на оси синфазности, необходимого для наиболее точного определения параметра γ , следует исходить из характера искажений и ошибок. Выше было показано, что искажения на годографах имеют в основном систематический характер, случайно изменяющийся при переходе от одного взрывного интервала к дру-гому, а случайные искажения на годографе играют несуществен-ную роль. Отсюда следует вывод, что для исключения случайных искажений на годографе и наиболее точного определения параметра γ можно использовать сравнительно небольшое количество отсчетов времени на оси синфазности и тем самым значительно уменьшить объем работ.

Оптимальное число точек отсчета, достаточное для исключения случайных искажений и наиболее точного определения параметра γ , целесообразно выбирать в каждом районе путем сравнения значе-ний γ , полученных при суммировании по разному числу точек, и величины $\gamma_{\text{н}}$, установленной интегрированием. Произведение вели-чины γ на расстояние Δx между точками отсчета, если исключено влияние случайных искажений, должно удовлетворять следующему приближенному равенству:

$$\gamma_{\text{н}} - \gamma \Delta x. \quad (28. 8)$$

Очевидно, что оптимальным $k_{\text{опт}}$ можно считать наименьшее число точек, при котором $\gamma \Delta x$ не отличается от $\gamma_{\text{н}}$.

Определение $k_{\text{опт}}$ осуществляется следующим образом. Для типичного интервала наблюдения, содержащего большое число точек, находят зависимости $\gamma \Delta x$ от τ для различных значений k возраста-ющих до тех пор, пока величина $\gamma \Delta x$ не станет неизменной и практи-чески тождественной величине $\gamma_{\text{н}}$, т. е. до тех пор пока кривые $\gamma \Delta x$ (τ) для различных k не начнут совпадать. При этом следует сравнивать зависимости $\bar{\gamma} \Delta x$ от τ , полученные в результате осреднения двух встречных диаграмм $\gamma' \Delta x$ (τ) и $\gamma'' \Delta x$ (τ) по формуле

$$\bar{\gamma} \Delta x (\tau) = \frac{\gamma' \Delta x (\tau) + \gamma'' \Delta x (\tau)}{2}. \quad (28. 9)$$

Сравнение средних кривых позволяет избежать расхождений в значениях $\gamma \Delta x$, которые могут возникнуть в связи с неодинаковым влиянием поверхностных условий при разном числе точек, ибо

средние кривые, как будет показано в параграфе 30, не содержат поверхностных искажений.

Исследования по выбору оптимального числа точек проводились нами для районов с различными сейсмо-геологическими условиями. В итоге выяснилось, что при длине взрывного интервала $l < 1000$ м значение $k_{\text{опт}}$ обычно заключено в пределах $3 < k_{\text{опт}} < 10$.

29. ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ ПРИ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЗАЛЕГАНИИ ОТРАЖАЮЩИХ ГРАНИЦ

Особенности параметрических диаграмм освещены нами в работах [176, 177, 186 и др.]. Рассмотрим эти особенности для наиболее распространенных случаев строения среды.

Параметрические диаграммы для среды с постоянной скоростью и горизонтальными отражающими границами

Предположим, что среда характеризуется постоянной скоростью v и частой последовательностью горизонтальных отражающих границ. Выведем уравнение параметрической диаграммы, представляющее связь двух параметров годографа γ и τ или γ и t_0 . При этом будем исходить из способа суммирования времен. Воспользовавшись уравнением годографа в виде биномиального ряда (5.6), после некоторых преобразований получим следующие выражения для сумм Σ_1 и Σ_2 , входящих в формулы (28.1) и (28.2):

$$\Sigma_1 t = t_0 \mu \sqrt{1 + \frac{\Sigma_1 x^2}{\mu v^2 t_0^2}} + \delta_1, \quad (29.1)$$

$$\Sigma_2 t = t_0 \mu \sqrt{1 + \frac{\Sigma_2 x^2}{\mu v^2 t_0^2}} + \delta_2. \quad (29.2)$$

Здесь δ_1 и δ_2 — малые величины, удовлетворяющие условию

$$\delta < \Delta : \frac{t_0}{8} \frac{(\sum x^2)^2}{\mu v^4 t_0^4} - \sum x^4. \quad (29.3)$$

Возведем выражения (29.1) и (29.2) в квадрат. Пренебрегая величинами второго порядка малости, будем иметь

$$(\Sigma_1 t)^2 = t_0^2 \mu^2 + \frac{\Sigma_1 x^2}{v^2} \mu + 2\delta_1 t_0 \mu, \quad (29.4)$$

$$(\Sigma_2 t)^2 = t_0^2 \mu^2 + \frac{\Sigma_2 x^2}{v^2} \mu + 2\delta_2 t_0 \mu. \quad (29.5)$$

Вычитая (29. 4) из (29. 5), получим

$$\left(\sum_2 t\right)^2 - \left(\sum_1 t\right)^2 = \frac{\sum_2 x^2 - \sum_1 x^2}{v^2} \mu^{-1} 2(\delta_2 - \delta_1) t_0 \mu. \quad (29. 6)$$

С учетом (28. 1) и (28. 2) напишем

$$\gamma\tau = \frac{\sum_2 x^2 - \sum_1 x^2}{2v^2} + t_0(\delta_2 - \delta_1). \quad (29. 7)$$

Отсюда

$$\gamma = \frac{A^2}{v^2\tau} + \alpha_1, \quad (29. 8)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{t_0}{\tau}(\delta_2 - \delta_1), \quad (29. 9)$$

$$A^2 = \frac{\sum_2 x^2 - \sum_1 x^2}{2}. \quad (29. 10)$$

Второе слагаемое α_1 в уравнении (29. 8) — очень малая величина, во-первых, потому, что δ_2 и δ_1 меньше Λ (29. 3), во-вторых, потому, что $\frac{t_0}{\tau}$ всегда меньше единицы.

Необходимо отметить, что с возрастанием x значения δ возрастают, что, казалось бы, должно привести к заметному увеличению α . Однако с возрастанием x увеличивается τ и уменьшается $\frac{t_0}{\tau}$. Поэтому даже при большой относительной длине интервала наблюдений, когда $\frac{l}{h} > 1$, α_1 остается очень малой величиной по сравнению с γ .

Следовательно, характер параметрической диаграммы $\gamma(\tau)$ при одпордной среде с высокой точностью описывается гиперболической зависимостью вида

$$\gamma = \frac{A^2}{v^2\tau}. \quad (29. 11)$$

Выражения для коэффициента A в случае, когда точки на годографе расположены через равные промежутки Δx и на каждой половине годографа располагается μ точек, приведены в параграфе 7 [см. выражения, помещенные после формулы (7. 29)] и в параграфе 21 [см. выражение (21. 7)].

Исходя из этих выражений, можем записать

$$A^2 = \begin{cases} L\mu^2 \Delta x & \text{при } \mu = \frac{k}{2}, \\ L\mu(\mu - 1) \Delta x & \text{при } \mu = \frac{k+1}{2}. \end{cases} \quad (29. 12)$$

Здесь L — расстояние от пункта взрыва до центра установки приборов, равное в данном случае половине длины взрывного интервала:

$$L = \frac{\sum_2 x + \sum_1 x}{2\mu} = \frac{l}{2}.$$

Множители $\mu^2 \Delta x$ и $\mu(\mu - 1) \Delta x$ представляют разность сумм $\sum_2 x$ и $\sum_1 x$:

$$E = \sum_2 x - \sum_1 x = \begin{cases} \mu^2 \Delta x & \text{при } \mu = \frac{k}{2}, \\ \mu(\mu - 1) \Delta x & \text{при } \mu = \frac{k+1}{2}. \end{cases} \quad (29.13)$$

Следовательно,

$$A^2 = LE. \quad (29.14)$$

Мы рассмотрели случай, когда установка приборов примыкает к пункту взрыва. Можно показать, что полученная формула (29.14) справедлива и при установке длиной l , расположенной на некотором расстоянии от пункта взрыва, когда $L > \frac{l}{2}$. Так, если среда однородная, а граница горизонтальная, из уравнения годографа (5.4) получим

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{tv^2}. \quad (29.15)$$

Для определения первой производной времени в точке $x = L$ при большом удалении от пункта взрыва можем воспользоваться следующей формулой:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{\sum_2 t - \sum_1 t}{\sum_2 x - \sum_1 x}. \quad (29.16)$$

Отсюда

$$\frac{dt}{dx} = \frac{\gamma}{E}. \quad (29.17)$$

Подставим (29.17) в (29.16). Учтя (29.15), получим выражение, полностью совпадающее с (29.14).

Приведенный вывод уравнения (29.14) также является приближенным в связи с тем, что значение производной $\frac{dt}{dx} = \frac{\gamma}{E}$ из-за гиперболичности годографа в действительности относится не к точке $x = L$, а к точке $x = L + \Delta L$. Здесь ΔL — некоторая малая положительная величина, стремящаяся к нулю при убывании l и увеличении L . С учетом гиперболичности годографа точное уравнение в данном случае запишем так:

$$\gamma = \frac{A^2}{v^2 \tau} + \alpha_2, \quad (29.18)$$

где α_2 , так же как и α_1 в (29.8), — малая величина: $\alpha_2 = \frac{\Delta L E}{v^2 \tau}$.

Основываясь на закономерном изменении кажущейся скорости вдоль годографа отраженной волны, можем заключить, что α_2 принимает максимальное значение при минимальном значении L , т. е. при $L = \frac{l}{2}$. Но в этом случае, как видно из сопоставления равенств (28. 8) и (29. 18), $\alpha_2 = \alpha_1$. Поэтому учитывая (29. 3) и (29. 9), можем сделать вывод, что при любых L вторые слагаемые α_1 и α_2 в формулах (29. 8) и (29. 18) удовлетворяет условию

$$\alpha \ll \frac{t_0}{\tau} (\Delta_2 - \Delta_1). \quad (29. 19)$$

При интегральном определении параметров, имея в виду равенство (28. 8), получим

$$\gamma_{II} = \frac{A_{II}^2}{v^2 \tau} + \alpha_{II}, \quad (29. 20)$$

где

$$A_{II}^2 = A^2 \Delta x^2 = \frac{Ll^2}{4}, \quad (29. 21)$$

$$\alpha_{II} = \alpha \Delta x \ll \frac{t_0}{\tau} (\Delta_2 - \Delta_1) \Delta x. \quad (29. 22)$$

Всесторонними исследованиями установлено, что величинами α_1 , α_2 и α_{II} в формулах (29. 8), (29. 18) и (29. 20) всегда можно пренебречь и независимо от способа снятия информации с сейсмической ленты и расположения элемента годографа относительно пункта взрыва уравнение параметрической диаграммы с высокой степенью приближения записать в виде (29. 11).

Максимально возможную относительную ошибку, возникающую в связи с использованием формулы (29. 11), можно определить, исходя из выражений (29. 19) и (29. 22). Учитывая (29. 3), после преобразований получаем

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\alpha_{II}}{\gamma_{II}} \leq 0,007 \frac{l^2}{h^2}, \quad (29. 23)$$

где h — глубина до отражающей границы.

Таким образом, поведение диаграммы с высокой точностью описывается уравнением гиперболы (29. 11), асимптоты которой параллельны координатным осям γ и τ . Палетка с семейством гипербол, рассчитанных применительно к способу суммирования, показана на рис. 48. Такие палетки рекомендуется использовать для определения эффективных скоростей (см. параграф 33).

Кривые зависимости $\gamma(\tau)$ могут быть пересчитаны в график $\gamma(t_0)$. Формулы связи τ и t_0 можно получить, исходя из биномиального ряда (5. 6).

Для способа интегрирования будем иметь

$$t_0 = \tau - \frac{4\gamma_{II}}{3l}, \quad (29. 24)$$

для способа суммирования времен

$$t_0 = \tau - \frac{4\gamma \Delta x}{3l}, \quad (29.25)$$

для способа суммирования приращений

$$t_0 = \tau_\delta - \frac{\gamma \Delta x}{l} = \tau_\delta - \frac{\gamma_{II}}{l}. \quad (29.26)$$

Между τ_{II} , τ_δ и τ устанавливается зависимость

$$\tau_{II} = \tau_\delta - \tau - \frac{\gamma \Delta x}{3l} = \tau - \frac{\gamma_{II}}{3l}. \quad (29.27)$$

Параметрические диаграммы при горизонтально-слоистой среде

Рассмотрим среду, состоящую из плоско-параллельных слоев, считая, что внутри каждого слоя имеется частая последовательность горизонтальных отражающих границ.

Уравнение годографа волны, отраженной от любой из границ, покрытой серией из n слоев, каждый из которых характеризуется постоянной скоростью v , можно записать в виде знакопередающегося ряда (5.7). Остаточный член такого ряда по абсолютной величине не превышает абсолютного значения первого из отброшенных членов. В связи с этим для каждого конкретного случая можно ограничить число членов ряда, обеспечив желаемую точность.

Выведем уравнение параметрической диаграммы. Осуществив интегрирование ряда (5.7), найдем выражения интегралов J_1 и J_2 , входящих в формулы (28.5). Затем, вычтя J_1 из J_2 , получим следующий знакопередающийся ряд с убывающими членами:

$$J_2 - J_1 = \frac{l^3(2^3-2)}{2 \cdot 2^3 \cdot 3a} - \frac{bl^5(2^5-2)}{2 \cdot 4 \cdot 2^5 \cdot 5a^4} + \frac{1 \cdot 3b^2l^7(2^7-2)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 2^7 \cdot 7a^7} - \dots, \quad (29.28)$$

где $a = \sum_{i=1}^n 2h_i v_i$; $b = \sum_{i=1}^n 2h_i v_i^3$; здесь i — порядковый номер слоя.

Остаточный член этого ряда по абсолютной величине также не превышает значения первого из отброшенных членов. Поэтому можем записать

$$\gamma_{II} = \frac{A_{II}^2}{\sum_{i=1}^n 2h_i v_i} - \beta_1 = \frac{A_{II}^2}{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta t_{0i}} - \beta_1, \quad (29.29)$$

где $\gamma_{II} = J_2 - J_1$; $A_{II}^2 = L \frac{l^2}{4}$; $\Delta t_{0i} = \frac{2h_i}{v_i}$;

β — малая по сравнению с $\frac{A_{II}^2}{a}$ величина, удовлетворяющая неравенству

$$\beta_1 \leq 0,024 \frac{l^5 b}{a^4}. \quad (29.30)$$

С другой стороны, если годограф отраженной волны в случае сплошной толщ аппроксимируем гиперболой и представим уравнение в виде биномиального ряда (5. 6), а затем проинтегрируем в указанных пределах, то получим

$$\gamma_{\text{н}} = J_2 - J_1 \dots \frac{l^3 (2^3 - 2)}{2 \cdot 2^3 \cdot 3v_{\text{эф}}^2 t_0} - \frac{l^5 (2^5 - 2)}{2 \cdot 4 \cdot 2^5 \cdot 5v_{\text{эф}}^4 t_0^3} + \frac{1 \cdot 3l^7 (2^7 - 2)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 2^7 \cdot 7v_{\text{эф}}^6 t_0^5} - \dots \quad (29. 31)$$

или

$$\gamma_{\text{н}} = \frac{A_{\text{н}}^2}{v_{\text{эф}}^2 t_0} - \beta_2, \quad (29. 32)$$

где

$$\beta_2 \leq 0,024 \frac{l^5}{v_{\text{эф}}^4 t_0^3}. \quad (29. 33)$$

Здесь β_2 — также малая величина. При $l \leq \sum h_i$ она близка к нулю и практически равна β_1 .

Сравнивая формулы (29. 29) и (29. 32) при $x \rightarrow 0$, когда $v_{\text{эф}} \rightarrow v_e$ и значениями β_1 и β_2 можно пренебречь, получим

$$\lim_{x \rightarrow 0} \gamma_{\text{н}} = \gamma_e = \frac{A_{\text{н}}^2}{\sum_1^n 2h_i v_i} = \frac{A_{\text{н}}^2}{\sum_1^n v_i^2 \Delta t_{0i}} = \frac{A_{\text{н}}^2}{v_e^2 t_0}. \quad (29. 34)$$

Отсюда

$$v_e^2 = \frac{\sum_{i=1}^n 2h_i v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{2h_i}{v_i}} = \frac{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta t_{0i}}{\sum_{i=1}^n \Delta t_{0i}}.$$

Таким образом, получим известную формулу (5. 5) для предельного при $x \rightarrow 0$ значения эффективной скорости v_e . Следовательно, в случае малой длины годографа, примыкающего к пункту взрыва, можем записать

$$\gamma_e = \frac{A^2}{v_e^2 t_0} = \frac{A^2}{\sum v_i^2 \Delta t_{0i}}. \quad (29. 35)$$

Здесь и в последующих формулах (29. 36) — (29. 39) индекс «н» при γ и A опущен; эти формулы справедливы при любом способе снятия информации, так как $\frac{\gamma_{\text{н}}}{A_{\text{н}}^2} = \frac{\gamma}{A^2}$.

При конечной длине годографа значениями β_1 и β_2 пренебрегать нельзя, поэтому формула (29. 35) становится неточной. В результате исследований и расчетов установлено, что в случае конечной длины годографа значение γ для годографа, связанного с подошвой слоя

с порядковым номером i , с высокой точностью может быть вычислено по следующим формулам:

$$\gamma_1 = \frac{A^2}{v_{\text{эф}}^2 \tau} = \frac{A^2}{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta \tau_i} \quad (29.36)$$

или

$$\gamma_2 = \frac{A^2}{v_{\text{эф}}^2 \left(\tau_1 + \sum_{i=2}^n \Delta t_{0i} \right)} = \frac{A^2}{v_1^2 \tau_1 + \sum_{i=2}^n v_i^2 \Delta t_{0i}}, \quad (29.37)$$

где τ_1 — среднее время на годографе волны, отраженной от подошвы первого слоя со скоростью v_1 ; $v_1 = v_{\text{эф}1}$.

Из выражения (29.36) следует, что

$$v_{\text{эф}1}^2 = \frac{A^2}{\gamma \tau} = \frac{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta \tau_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \tau_i}, \quad (29.38)$$

а из выражения (29.37)

$$v_{\text{эф}2}^2 = \frac{A^2}{\gamma \tau} = \frac{v_1^2 \tau + \sum_{i=2}^n v_i^2 \Delta t_{0i}}{\tau_1 + \sum_{i=2}^n \Delta t_{0i}}. \quad (29.39)$$

Здесь $v_{\text{эф}1,2}$ — скорости, вычисленные при конечной длине годографа и отличающиеся от предельной.

Проверка формул (29.38) и (29.39) выполнена путем расчетов на ЭВМ для условий востока Русской платформы. Первоначально были рассчитаны теоретические годографы (5.7) для ряда скважин, изученных сейсмокаротажем, а затем путем суммирования времен по формулам вида (21.1), (29.2) вычислены значения $\gamma = \sum_2^n t - \sum_1^1 t$. Полученные значения сравнивались со значениями γ_e , γ_1 и γ_2 , вычисленными по формулам (29.35)—(29.37). В результате выяснилось, что всегда $\gamma < \gamma_e$, $\gamma < \gamma_1$, $\gamma < \gamma_2$. Графики максимальных значений $\frac{\Delta \gamma}{\gamma}$ показаны на рис. 38. Из рисунка следует, что формула (29.37) дает значения, лучше совпадающие с истинными γ при $\frac{l}{H} < 1$, а формула (29.36) — при $\frac{l}{\Sigma h} > 1$. Отклонение $\Delta \gamma_e = \gamma_e - \gamma$ всегда больше, чем $\Delta \gamma_2 = \gamma_2 - \gamma$, а при $\frac{l}{H} > 0,7$ больше, чем

$\Delta \gamma_1 = \gamma_1 - \gamma$. Здесь $H = \sum_{i=1}^n h_i$.

Таким образом, формулы (29.38) и (29.39) в определенных условиях можно рассматривать как формулы связи пластовых скоростей с эффективной скоростью, справедливые при конечной длине годографа, и использовать их для пересчета значений $v_{\text{эф}}$ в $v_{\text{пл}}$ без приведения $v_{\text{эф}}$ к предельным значениям v_e . Из (29.38) получим

$$v_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{v_{\text{эф}}^2 \tau_{\text{пл}} - v_{\text{эф}}^2 \kappa \tau_{\text{к}}}{\Delta \tau}}, \quad (29.40)$$

а из (29.39)

$$v_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{v_{\text{эф}}^2 \tau_{\text{оп}} - v_{\text{эф}}^2 \kappa \tau_{\text{ок}}}{\Delta t_0}}. \quad (29.41)$$

При $\frac{l}{H} < 1$ более точной является формула (29.41). Если ветвь годографа находится на большом расстоянии от пункта взрыва,

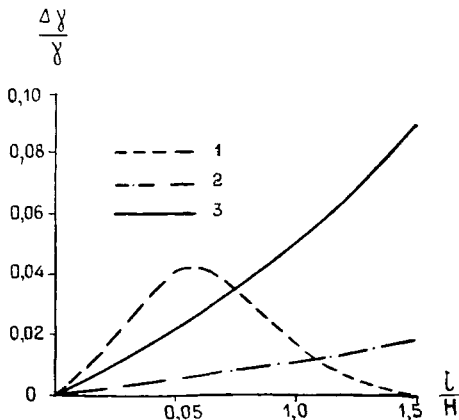


Рис. 38. Графики максимальных значений

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma}.$$

1 — график $\frac{v_1 - \gamma}{\gamma}$; 2 — график $\frac{v_2 - \gamma}{\gamma}$; 3 — график $\frac{v_e - \gamma}{\gamma}$.

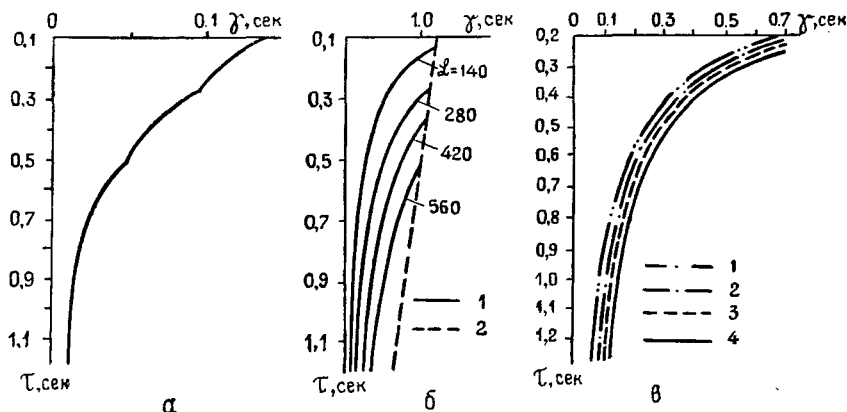


Рис. 39. Теоретические диаграммы $\gamma(\tau)$.

а — в случае горизонтально-слоистой среды; б — в случае линейного закона изменения скорости с глубиной: 1 — диаграмма $\gamma(\tau)$ при различном удалении L базы от пункта взрыва; 2 — линия максимальных значений γ , соответствующая моменту возникновения рефрагированной волны; в — диаграмма $\gamma(\tau)$ в случае закона $v_0(1 + \beta_n z)^{\frac{1}{n}}$: 1 — $n = 1$, 2 — $n = 2$, 3 — $n = 4$, 4 — $n = \infty$.

более точные значения скорости пластовой скорости можно получить по формуле (29. 40).

На основании выражений (29. 35)—(29. 37) можно отметить следующую особенность параметрических диаграмм: при наличии серии плоско-параллельных слоев с различными скоростями кривая $\gamma(\tau)$ состоит из звеньев парабол, смыкающихся при τ , соответствующих границам раздела слоев. Характерный вид диаграммы показан на рис. 39, а.

Параметрические диаграммы при непрерывных средах

Пусть скорость в изучаемой среде является функцией глубины $v(z)$ и изменяется непрерывно. Уравнение годографа в этом случае также можно представить в виде биномиального ряда (5. 6), а также в виде следующего ряда:

$$t = t_0 + \frac{x^2}{4 \int v(z) dz} - \frac{x^4 \int v^3(z) dz}{64 \left(\int v(z) dz \right)^4} + \frac{x^6 \left(\int v^3(z) dz \right)^2}{510 \left(\int v(z) dz \right)^6} - \dots, \quad (29. 42)$$

где интегрирование по z ведется от нуля до глубины z залегания границы. Выражение (29. 42) может быть получено из формулы (5. 7) для многослойной среды путем предельного перехода при h , стремящихся к нулю, к среде непрерывной. Произведя преобразования, аналогичные тем, которые были выполнены для однородной и многослойной среды, будем иметь:

из биномиального ряда

$$\gamma = \frac{A^2}{v_{эф}^2 \tau} - \beta_1, \quad (29. 43)$$

из ряда (29. 42)

$$\gamma = \frac{A^2}{2 \int_0^z v(z) dz} - \beta_2 = \frac{A^2}{\int_0^{t_0} v^2(t_0) dt_0} - \beta_2, \quad (29. 44)$$

где β_1 и β_2 — малые величины, которыми можно пренебречь.

Отсюда

$$\gamma_e = \frac{A^2}{2 \int_0^z v(z) dz}. \quad (29. 45)$$

При $x \rightarrow \infty$ получим согласующуюся с выражением (5. 9) формулу связи v_e и $v(z)$:

$$v_e^2 = \frac{\int_0^z v(z) dz}{\int_0^z \frac{dz}{v(z)}} = \frac{\int_0^{t_0} v^2(t) dt_0}{\int_0^{t_0} dt_0}.$$

Не рассматривая в деталях условия применимости формул ввиду полной аналогии их с формулами для многослойной среды, остановимся на выводе уравнения для линейного закона изменения скорости:

$$v(z) = v_0(1 + \beta z). \quad (29. 46)$$

Подставив (29. 46) в (29. 45), получим

$$\gamma_e = \frac{A^2 \ln(1 + \beta z)}{v_0^2 \beta z \left(1 + \frac{\beta z}{2}\right)}. \quad (29. 47)$$

При линейном законе имеем

$$t_0 = \frac{2}{\beta v_0} \ln(1 + \beta z). \quad (29. 48)$$

Из (29. 48) найдем

$$1 + \beta z = e^{\frac{t_0 \beta v_0}{2}}.$$

После подстановки этого выражения в (29. 47) будем иметь

$$\gamma_e = \frac{A^2 \beta}{v_0 (e^{v_0 \beta t_0} - 1)}. \quad (29. 49)$$

Формулу для γ , справедливую при конечной длине годографа, можно получить, если прибегнуть к приему, описанному выше, т. е. пренебречь вторым членом βz в равенстве (29. 44) и одновременно в знаменателе вместо t_0 взять τ :

$$\gamma = \frac{A^2 \beta}{v_0 (e^{v_0 \tau \beta} - 1)}. \quad (29. 50)$$

При непрерывном законе изменения скорости с глубиной в случае, когда $v(z) = v_K$, где v_K — кажущаяся скорость, отражающая волна будет переходить в рефрагированную. Следовательно, отражения от границы, располагающейся на глубине $z = z_{\max}$, будут наблюдаться только до некоторого расстояния $x = x_{\max}$. Выведем уравнение кривой, соединяющей точки $\gamma_{\max}(\tau)$ при $x = x_{\max}$. Из уравнения годографа рефрагированной волны в случае линейного закона получим

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x\beta}{2}\right)^2}}. \quad (29. 51)$$

Считая, что на интервале l наблюдений годограф рефрагированной волны мало отличается от прямой линии, запишем

$$\gamma_{\max} = \frac{E}{v_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x\beta}{2}\right)^2}}. \quad (29.52)$$

Исключим x из (29.52), воспользовавшись уравнением годографа рефрагированной волны, и, считая $t = \tau$, из (25.6) найдем

$$x = \frac{2}{\beta} \operatorname{sh} \frac{\tau v_0 \beta}{2}.$$

Следовательно,

$$\gamma_{\max} = \frac{E}{v_0 \sqrt{1 + \operatorname{sh}^2 \frac{\tau v_0 \beta}{2}}}. \quad (29.53)$$

Параметрические диаграммы $\gamma(\tau)$ для отраженных волн и кривые $\gamma(\tau)$, соединяющие точки максимально возможных значений γ_{\max} , показаны на рис. 39, б. График рассчитан по способу суммирования времен при $v_0 = 1000$ м/сек, $\beta = 0,001$ сек⁻¹ и $l = 280$ м для различных расстояний L от центра базы до пункта взрыва.

Аналогичным образом можно вывести уравнения параметрических диаграмм и при других законах изменения скорости. Так, в случае экспоненциального закона возрастания скорости с глубиной получим уравнение параметрической диаграммы для отраженных волн:

$$\gamma = \frac{A^2 k}{2v_0} \left(1 - \frac{\tau v_0 k}{2}\right). \quad (29.54)$$

Изменение скорости в реальной непрерывной среде часто можно представить законом

$$v = v_0 (1 + \beta z)^{\frac{1}{n}}, \quad (29.55)$$

где β — коэффициент возрастания (или убывания при знаке минус) скорости с глубиной; n — показатель степени убывания, причем

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Уравнение параметрической диаграммы в этом случае можем получить, подставив (29.55) в выражение (29.44). После ряда преобразований будем иметь

$$\gamma = \frac{A^2 (n+1) \beta}{2nv_0 \left[\left(1 + \frac{n-1}{2n} v_0 \beta \tau\right)^{\frac{n+1}{n-1}} - 1 \right]}. \quad (29.56)$$

На рис. 39, в приведено сопоставление диаграмм при различных n и при $v_0 = 1000$ м/сек.

30. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩИХ ГРАНИЦ И ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАЗРЕЗА НА ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ

Диаграммы при наклонных границах

Предположим, что имеется серия плоских отражающих границ, расположенных наклонно по отношению к поверхности наблюдений. Будем считать, что скорость в среде постоянна. Выведем уравнение параметрической диаграммы, основываясь на формулах суммирования времен. Представив уравнение годографа в виде биномиального ряда и выполнив действия согласно формуле (28. 1), для наблюдений по восстанию границы получим

$$\gamma = \frac{1}{2v^2 t_m} \left[\sum_2 (x - x_m)^2 - \sum_1 (x - x_m)^2 \right] - \frac{1}{8v^4 t_m^3} \left[\sum_2 (x - x_m)^4 - \sum_1 (x - x_m)^4 \right] + \dots \quad (30. 1)$$

Здесь $t_m = \frac{2h}{v} \cos \varphi$; $x_m = 2h \sin \varphi$; φ — угол наклона; h — глубина по нормали до границы в пункте взрыва.

Ряд (30. 1) является сходящимся. Его остаточный член всегда меньше, чем первый из отброшенных членов ряда, и совпадает с ним по знаку. Поэтому после соответствующих преобразований будем иметь

$$\gamma = \frac{A^2}{v^2 t_m} - \frac{E}{v} \operatorname{tg} \varphi - v, \quad (30. 2)$$

где

$$v = \frac{1}{8v^4 t_m^3} \left[\sum_2 (x - x_m)^4 - \sum_1 (x - x_m)^4 \right]; \quad (30. 3)$$

$$E = \sum_2 x - \sum_1 x.$$

Если точки расположены равномерно, а число k их четное, то $E = \mu^2 \Delta x$; при нечетном k имеем $E = \mu (\mu - 1) \Delta x$. Выражение (30. 2) перепишем в таком виде:

$$\gamma(\tau) = r \gamma_0(\tau) - \eta(\varphi), \quad (30. 2')$$

где

$$\gamma_0(\tau) = \frac{A^2}{v^2 t}; \quad (30. 4)$$

$$\eta(\varphi) = \frac{E}{v} \operatorname{tg} \varphi; \quad (30. 5)$$

$$r = \frac{\tau}{t_m} - \frac{v}{\gamma_0(\tau)}. \quad (30. 6)$$

Вычисления показывают, что величина r при углах наклона, меньших 15° , практически не отличается от единицы. При больших

наклонах $r \approx \cos^2 \varphi$. Таким образом, уравнение параметрической диаграммы при наблюдениях по восстанию границы в случае достаточно больших наклонов можем представить в следующем виде:

$$\gamma_+(\tau) = \gamma_0(\tau) - \eta(\varphi). \quad (30.7)$$

Для наблюдений по падению границы после аналогичных преобразований получим

$$\gamma_-(\tau) = \gamma_0(\tau) + \eta(\varphi). \quad (30.8)$$

Предположим, что наблюдения проводятся на интервале, расположенном между пунктами взрыва O' и O'' , при одинаковом удалении $L' = L''$ центра интервала от пунктов взрыва. Назовем полученные при этом сейсмограммы и соответствующие им диаграммы $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ встречными. Очевидно, что для встречных диаграмм будем иметь

$$\begin{aligned} \gamma'(\tau) &= \gamma_0(\tau) \pm \eta(\varphi), \\ \gamma''(\tau) &= \gamma_0(\tau) \mp \eta(\varphi). \end{aligned} \quad (30.9)$$

Из равенств (30.9) вытекают следующие основные особенности параметрических диаграмм при наклоне залегания границ.

1. При постоянной скорости и плоско-параллельных наклонных границах встречные диаграммы $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ параллельны между собой и разделены промежутками $D_\gamma = \gamma' - \gamma'' = \pm 2\eta(\varphi)$ (рис. 40, а). Если диаграмма прямого наблюдения $\gamma'(\tau)$ получена по восстанию границ, то имеется неравенство $\gamma'(\tau) < \gamma''(\tau)$. При этом D_γ отрицательное. Если $\gamma'(\tau)$ получена по падению границ, то $\gamma'(\tau) > \gamma''(\tau)$, а D_γ положительное. В первом случае диаграмма $\gamma'(\tau)$ располагается левее, во втором — правее.

2. Изменение угла наклона φ с глубиной приводит к нарушению параллельности кривых $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$. При увеличении угла (рис. 40, б) промежутки D_γ между кривыми возрастает, и, наоборот, в случае выполаживания границ с глубиной встречные диаграммы при $v = \text{const}$ сближаются, а при возрастании скорости остаются параллельными или даже расходятся.

3. Наличие угловых несогласий проявляется четко при перемене направления падения границ. Например, если среда состоит из трех несогласно залегающих комплексов (рис. 41, а), разделенных границами A и B , то эти границы будут фиксироваться в виде точек пересечения кривых $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ (рис. 41, б).

4. Если скорость изменяется с глубиной, уравнение параметрической диаграммы с достаточным приближением можно представить в виде

$$\gamma_{\pm} = \frac{A^2}{v_{\partial\varphi}^2 \tau} \mp \frac{E}{v_{\partial\varphi} \tau} \text{tg } \varphi, \quad (30.10)$$

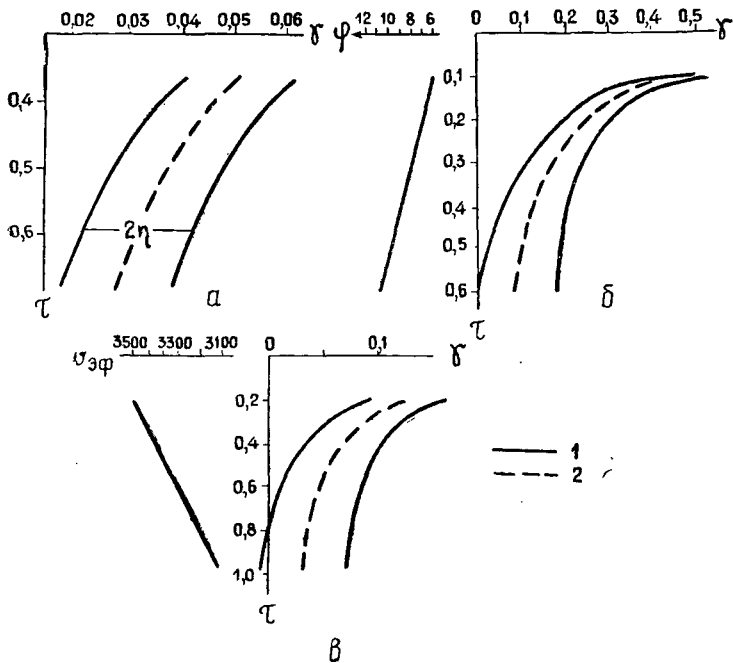


Рис. 40. Параметрические диаграммы при наклонном залегании.

а — согласное залегание границ, скорость постоянная; б — угол φ наклона границ возрастает с глубиной; в — согласное залегание границ, скорость $v_{эф}$ убывает с увеличением времени; 1 — встречные диаграммы

$\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$; 2 — средняя диаграмма $\gamma_{ср} = \frac{\gamma' + \gamma''}{2} = \gamma_0$.

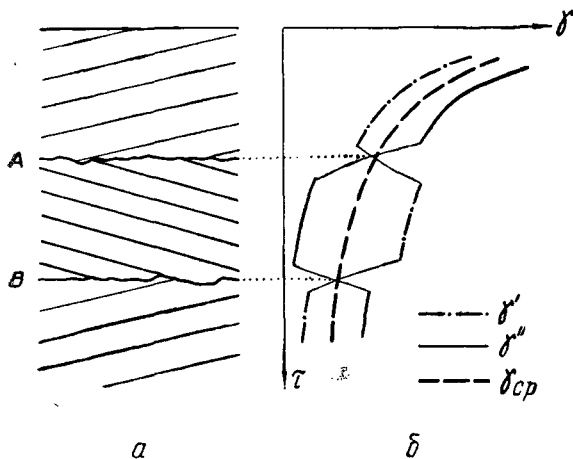


Рис. 41. Расположение диаграмм $\gamma(\tau)$ при несогласном залегании границ.

а — модель среды; б — схема расположения диаграмм

где согласно (29.38)

$$v_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{\int_0^{\tau} v^2 dt}{\tau}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta\tau_i}{\sum_i \Delta\tau_i}}.$$

Промежуток между кривыми $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ в этом случае равен

$$D_{\gamma} = \frac{2E}{v_{\text{эф}}} \lg \varphi = 2E \sqrt{\frac{\tau}{\int_0^{\tau} v^2 dt}} \lg \varphi. \quad (30.11)$$

Даже при резких изменениях скорости величина D_{γ} изменяется незначительно и таким образом изменение скорости с глубиной при $\varphi = \text{const}$ приводит к незначительным нарушениям параллельности диаграмм. При убывании скорости интервал несколько возрастает (рис. 40, в) и наоборот.

5. Средняя кривая

$$\gamma_{\text{ср}}(\tau) = \frac{1}{2} [\gamma'(\tau) + \gamma''(\tau)]$$

при углах меньше 15° хорошо совпадает с диаграммой $\gamma_0(\tau)$ [см. выражение (30.4)], соответствующей горизонтальному залеганию границ, и практически не содержит искажений, обусловленных наклоном.

Если угол наклона превышает $10-15^{\circ}$, средняя кривая смещается влево на малую величину ε , значение которой с необходимой точностью можно найти по формуле

$$\varepsilon = \gamma_0 \sin^2 \varphi \quad (30.12)$$

или

$$\varepsilon = \frac{LD_{\gamma}^2}{4\mu^2 \Delta x \tau}.$$

При введении поправок величину ε нужно прибавлять к значению $\gamma_{\text{ср}}$, т. е.

$$\gamma_0(\tau) = \frac{1}{2} [\gamma'(\tau) + \gamma''(\tau)] + \frac{LD_{\gamma}^2}{4\mu^2 \Delta x \tau}. \quad (30.13)$$

Влияние кривизны отражающих границ

Рассмотрим случай, когда граница криволинейная. Будем считать, что наклон границы в пределах интервала прослеживания не остается постоянным, а уменьшается или увеличивается так, что увязанные встречные годографы $t'(x)$ и $t''(x)$ соответствуют элементам границы, имеющим разные средние углы наклона φ'

и φ'' (рис. 42, а). Тогда согласно выражениям (30. 7) и (30. 8) можно записать

$$\begin{aligned} \gamma'(\tau) &= \gamma_0(\tau) \mp \eta(\varphi'), \\ \gamma''(\tau) &= \gamma_0(\tau) \pm \eta(\varphi''), \end{aligned} \quad (30. 14)$$

где

$$\eta(\varphi') = \frac{E}{v} \operatorname{tg} \varphi';$$

$$\eta(\varphi'') = \frac{E}{v} \operatorname{tg} \varphi''.$$

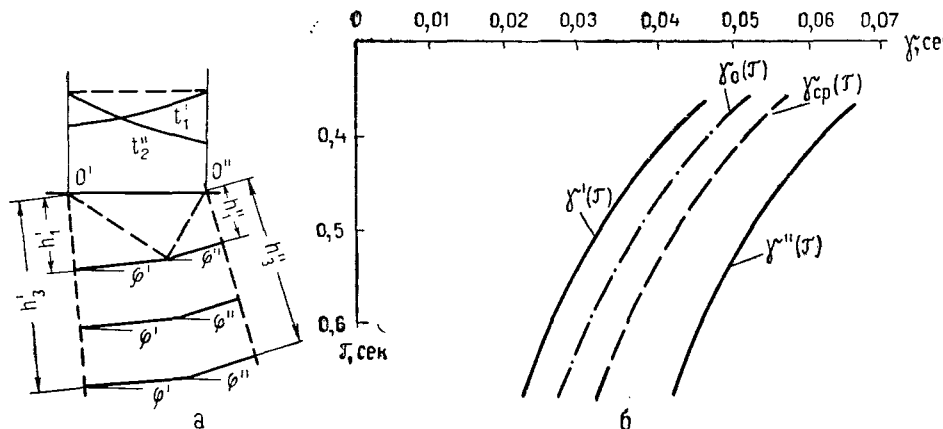


Рис. 42. Расположение диаграмм при наличии кривизны или излома отражающей границы.

а -- схема хода лучей и годографы; б -- диаграммы $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ встречных наблюдений, средняя диаграмма $\gamma_{\text{ср}} = \frac{\gamma' + \gamma''}{2}$ не совпадает с $\gamma_0(\tau)$.

Очевидно, что в этом случае, как и при плоской границе, кривые $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$, если $v = \text{const}$, будут параллельны. Промежуток между кривыми равен $D_{\gamma} = \frac{E}{v} (\operatorname{tg} \varphi' \pm \operatorname{tg} \varphi'')$. Однако средняя кривая $\gamma_{\text{ср}}(\tau)$ в отличие от кривой при плоской границе не совпадает с кривой $\gamma_0(\tau)$, поведение которой описывается формулой (30. 4). Наблюдается некоторое смещение $\gamma_{\text{ср}}(\tau)$ по отношению к $\gamma_0(\tau)$ (рис. 42, б).

Положительным будем считать направление отсчета угла φ против часовой стрелки. Тогда при $\varphi'' > \varphi'$ граница будет вогнутой, а при $\varphi'' < \varphi'$ -- выпуклой.

Величина относительного смещения кривых определится равенством

$$\delta\gamma = \gamma_{\text{ср}}(\tau) - \gamma_0(\tau) = \frac{E}{v} (\operatorname{tg} \varphi'' - \operatorname{tg} \varphi'). \quad (30. 15)$$

Если $\varphi'' > \varphi'$ (вогнутая граница), смещение $\delta\gamma$ положительное, кривая $\gamma_{\text{ср}}(\tau)$ характеризуется завышенными по сравнению с $\gamma_0(\tau)$

значениями γ и смещением вправо. Если $\varphi'' < \varphi'$ (выпуклая граница), кривая $\gamma_{\text{ср}}(\tau)$ имеет заниженные по отношению к $\gamma_0(\tau)$ значения и смещена влево. Очевидно, что искажения γ влекут за собой искажения $v_{\text{ср}}$. При положительных $\delta\gamma$ будет занижение скорости, при отрицательных $\delta\gamma$ — завышение ее. Ошибку в определении скорости можно оценить по формуле

$$\Delta v = - \frac{lk}{8\gamma} \Delta \operatorname{tg} \varphi, \quad (30.16)$$

где $\Delta \operatorname{tg} \varphi$ — приращение угла наклона границы на взрывном интервале: $\Delta \operatorname{tg} \varphi = \Delta \frac{\Delta z}{\Delta x}$.

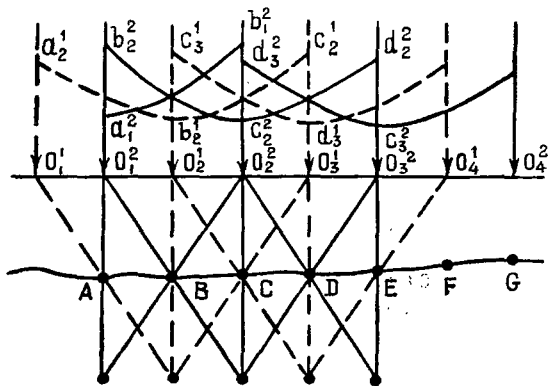


Рис. 43. К исключению влияния кривизны при двойном профилировании.

Следует отметить, что даже незначительные изменения тангенса угла наклона границы приводят к резким смещениям средней кривой. Особенно сильно эти изменения сказываются при малых значениях скорости.

Благоприятные условия для исключения искажений, вызываемых кривизной отражающей границы, создаются в случае двукратного прослеживания границы. Если, например, участок AB (рис. 43) прослежен дважды: один раз с помощью годографа $a_1^2 b_1^1$ из пункта взрыва O_1^2 , а другой раз с помощью годографа $a_2^1 b_2^1$ из пункта взрыва O_2^1 , то

$$\gamma'(O_1^2) = \gamma'(a_1^2 b_1^1) = \gamma_0 \mp \eta_{AB},$$

$$\gamma''(O_2^1) = \gamma''(a_2^1 b_2^1) = \gamma_0 \pm \eta_{AB},$$

где η_{AB} — искажение, связанное с кривизной элемента AB , присутствующее с разным знаком на годографе $a_1^2 b_1^1$ и $a_2^1 b_2^1$. Очевидно, что не искаженное кривизной значение можно получить по формуле

$$\gamma_0 = \frac{\gamma'(O_1^2) + \gamma''(O_2^1)}{2}.$$

Аналогичным образом для элемента BC будем иметь

$$\gamma' (O_2^1) =: \gamma_0 \mp \eta_{BC},$$

$$\gamma'' (O_2^2) =: \gamma_0 \pm \eta_{BC},$$

откуда

$$\frac{\gamma' (O_2^1) + \gamma'' (O_2^2)}{2} = \gamma_0 \text{ и т. д.}$$

Параметрические диаграммы при наличии поверхностных искажений

Под поверхностными искажениями будем понимать любые отклонения δt наблюдаемого времени t_{II} от времени t на аппроксимирующей гиперболе, одинаково проявляющиеся в одних и тех же точках наблюдения. К таким искажениям в первую очередь относятся отклонения, вызванные неоднородностью верхней части разреза и пересеченностью рельефа, а также фазовые сдвиги, возникающие при группировании в условиях пересеченного рельефа и изменчивых параметров зоны малых скоростей. Сюда же можно отнести временные искажения, связанные с неидентичностью условий установки сейсмоприемников и неидентичностью сейсмических каналов.

Выясним особенности диаграмм, обусловленные поверхностными искажениями при горизонтальных отражающих границах. Будем исходить из способа суммирования наблюдаемых времен t_{II} . Тогда

$$\gamma'_{II} = \sum_2 t'_{II} - \sum_1 t'_{II},$$

$$\gamma''_{II} =: \sum_2 t''_{II} - \sum_1 t''_{II}.$$

В случае поверхностных искажений

$$\sum t_{II} =: \sum t + \sum \delta t,$$

где t — неискаженные времена, соответствующие гиперболическому годографу; δt — искажения, обусловленные поверхностными факторами.

Очевидно,

$$\sum_2 \delta t' = \sum_1 \delta t'' = \alpha_1,$$

$$\sum_1 \delta t' = \sum_2 \delta t'' = \alpha_2,$$

$$\sum_2 t' = \sum_2 t'' = \sum_2 t,$$

$$\sum_1 t' = \sum_1 t'' = \sum_1 t.$$

Поэтому

$$\gamma'_{II} = \sum_2 t'_{II} - \sum_1 t'_{II} = \sum_2 t - \sum_1 t + \alpha_1 - \alpha_2 = \gamma + (\alpha_1 - \alpha_2),$$

$$\gamma''_{II} = \sum_2 t''_{II} - \sum_1 t''_{II} = \sum_2 t - \sum_1 t - \alpha_1 + \alpha_2 = \gamma - (\alpha_1 - \alpha_2).$$

Обозначим величину $\alpha_1 - \alpha_2$, обусловленную поверхностными искажениями, через ξ и перепишем

$$\gamma'_n = \gamma + \xi, \quad \gamma''_n = \gamma - \xi.$$

Искажение ξ для данного взрывного интервала есть величина постоянная. Оно не зависит от среднего времени, т. е. оно одинаково для всех годографов одного направления. Значения γ'_n и γ''_n , найденные по встречным годографам, имеют одинаковые по абсолютной величине, но противоположные по знаку искажения. Следовательно,

$$\begin{aligned} \gamma'_n(\tau) &= \gamma(\tau) + \xi, \\ \gamma''_n(\tau) &= \gamma(\tau) - \xi. \end{aligned} \quad (30.17)$$

Из равенства (30.17) вытекает одна из важнейших особенностей параметрических диаграмм. Диаграммы $\gamma'_n(\tau)$ и $\gamma''_n(\tau)$, построенные по двум встречным сейсмограммам, при наличии поверхностных искажений параллельны между собой и разделены по оси γ в случае горизонтального залегания границ промежутком $D_\gamma = 2\xi$ (рис. 37), а в случае наклонного залегания границ промежутком $D_\gamma = 2\xi \pm 2\eta(\varphi)$. Нарушения параллельности могут возникать только вследствие изменений наклона границ или скорости в среде при их наклонном залегании.

Средняя кривая $\gamma_{cp}(\tau)$ в случае поверхностных искажений, как и при отсутствии их, совпадает с неискаженной диаграммой, соответствующей горизонтальному залеганию границ:

$$\gamma_{cp}(\tau) = \frac{1}{2} [\gamma'_n(\tau) + \gamma''_n(\tau)] = \gamma_0(\tau). \quad (30.18)$$

Поверхностные искажения, так же как и влияния, вызванные наклоном границ, при осреднении встречных параметрических диаграмм исключаются. Однако в процессе обработки материалов необходимо прибегать к раздельному построению диаграмм $\gamma'_n(\tau)$ и $\gamma''_n(\tau)$, а затем уже строить среднюю кривую. Раздельное построение кривых имеет ряд преимуществ. При нем нет необходимости проводить увязку осей синфазности во взаимных точках; обрабатывать каждую сейсмограмму и строить кривые можно отдельно с использованием каждой четкой оси синфазности даже в случае отсутствия встречной оси. При раздельном построении диаграмм $\gamma'_n(\tau)$ и $\gamma''_n(\tau)$ складываются более благоприятные условия для исключения погрешностей, вызванных наклоном границ и их криволинейностью, облегчается распознавание многократных волн, переходов с фазы на фазу и других искажений.

31. ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ МНОГОКРАТНЫХ ВОЛН

Среди различного рода помех широко распространены многократные отраженные волны. Распознавание этих волн на сейсмограммах относится к числу важных и вместе с тем сложных задач.

Рассмотрим особенности параметрических диаграмм, построенных по способу суммирования времен в случае проявления доминирующих многократных отражений. Исходя из этих особенностей, установим критерии выделения многократных отраженных волн среди однократных для некоторых типичных случаев строения среды [177, 186].

Среда однородна, характеризуется постоянной скоростью v и наличием горизонтально расположенных границ. Уравнение параметрической диаграммы (29. 11) для однократных волн имеет вид:

$$\gamma_1(\tau) = \gamma_0(\tau) = \frac{A^2}{v^2\tau}.$$

Очевидно, что поведение параметрических диаграмм для волн любой кратности описывается следующим приближенным выражением:

$$\gamma_N(\tau) = \frac{A^2}{v^2\tau} = \frac{A^2}{v^2N\tau_1}, \quad (31. 1)$$

где τ_1 — время регистрации однократной отраженной волны от границы, на которой происходит многократное отражение. Независимо от кратности N и глубины залегания границы образования многократных отраженных волн (времени τ_1) параметрические диаграммы однократной волны и всевозможных типов многократных волн будут совпадать между собой.

Среда характеризуется постоянной скоростью v и наклонным по отношению к поверхности наблюдений залеганием последовательных отражающих границ (рис. 44, а). Уравнение встречных параметрических диаграмм для однократных волн при согласном залегании отражающих границ под углом можно записать согласно (30. 7) и (30. 8) так:

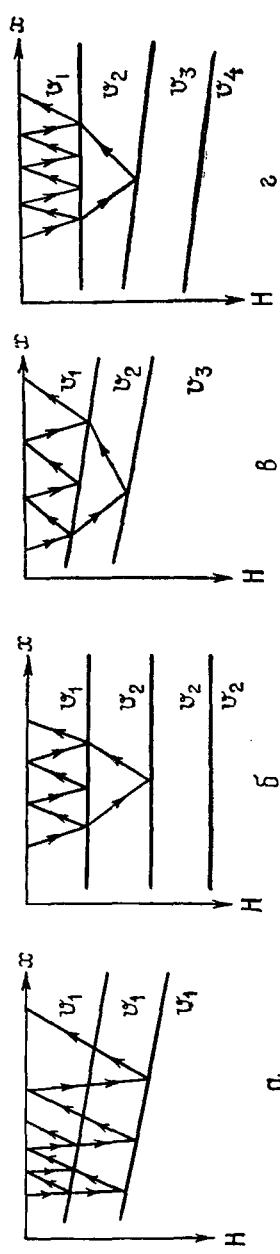
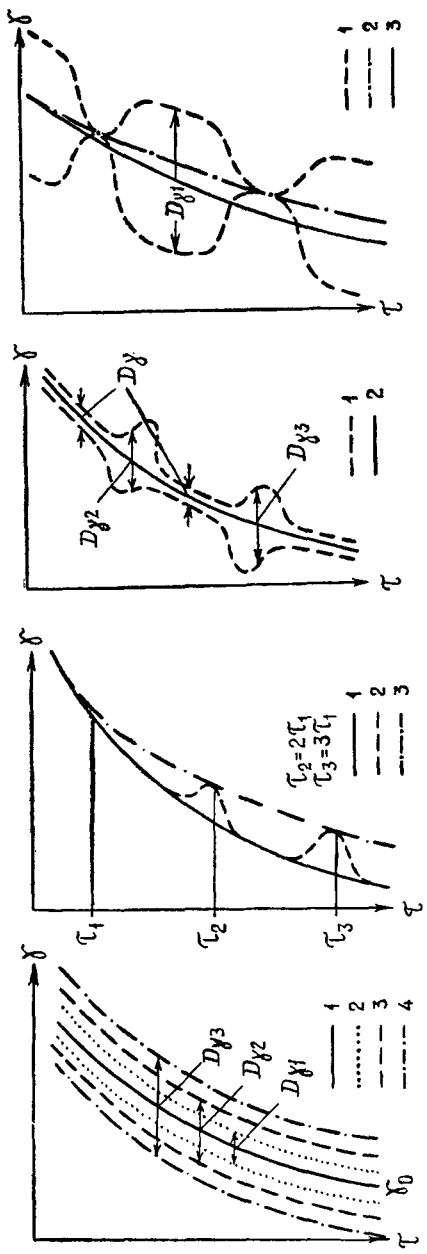
$$\gamma_{\pm}(\tau) = \frac{A^2}{v^2\tau} \mp \frac{E}{v} \operatorname{tg} \varphi.$$

Диаграммы в этом случае разделены промежутком

$$D_{\gamma_1} = \Delta\gamma_1 = \frac{2E}{v} \operatorname{tg} \varphi.$$

Допустим, что на каждой границе образуются многократные волны, причем многократное отражение всякий раз происходит в слое, расположенном между границей и поверхностью наблюдений. Тогда уравнение годографа многократной отраженной волны с кратностью N можно записать в следующем виде:

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{(x - x_{mN})^2 + z_N^2},$$



а.

Рис. 44. Схематическое изображение параметрических диаграмм при наложении многократных отраженных волн. а — ход лучей и диаграммы: 1 — для однократных и многократных волн в случае однородной среды при горизонтальном заложении граници, 2 — встречные диаграммы для однократных волн при одинаковом наклоне граници, 3 — встречные диаграммы для двухкратных волн при одинаковом наклоне граници, 4 — встречные диаграммы для трехкратных волн при одинаковом наклоне граници, б — ход лучей и диаграммы: 1 — для однократных волн, 2 — для многократных волн, распространяющихся в слое со скоростью v_1 , 3 — при наложении доминирующих кратных волн на однократные; в — ход лучей и диаграммы: 1 — при наложении доминирующих кратных волн на однократные; 2 — средняя диаграмма для однократных волн; 3 — средняя диаграмма для однократных волн, доминирующих кратных волн; 2 — средняя диаграмма для многократных волн, 3 — средняя диаграмма для многократных волн.

где

$$x_{mN} = \frac{2h \sin^2 N\varphi}{\sin \varphi};$$

$$z_N = \frac{2h \cos N\varphi \sin N\varphi}{\sin \varphi}.$$

Отсюда получим уравнение встречных параметрических диаграмм для двукратных волн от последовательности границ (рис. 44, а, пунктирные линии)

$$\gamma_{2\pm} = \frac{A^2}{v^2\tau} \mp \frac{E}{v} \lg 2\varphi,$$

для трехкратных волн (рис. 44, а, линии, нанесенные пунктиром с точкой)

$$\gamma_{3\pm} = \frac{A^2}{v^2\tau} \mp \frac{E}{v} \lg 3\varphi$$

и т. д., для кратных волн с кратностью N

$$\gamma_{N\pm} = \frac{A^2}{v^2\tau} \mp \frac{E}{v} \lg N\varphi. \quad (31.2)$$

Здесь γ_+ соответствует случаю, когда волна распространяется по восстанию границ, а γ_- — случаю распространения волны по падению границ.

Из приведенных равенств можно сделать следующие выводы.

1. Средняя параметрическая диаграмма в случае волны любой кратности будет совпадать со средней диаграммой $\gamma_0(\tau)$ для однократной волны (рис. 44, а, сплошная линия):

$$\gamma_0 = \frac{\gamma_+(\tau) + \gamma_-(\tau)}{2} = \frac{\gamma_{2+}(\tau) + \gamma_{2-}(\tau)}{2} = \frac{\gamma_{3+}(\tau) + \gamma_{3-}(\tau)}{2} = \frac{\gamma_{N+}(\tau) + \gamma_{N-}(\tau)}{2}.$$

2. Все диаграммы оказываются параллельными между собой.

3. Расхождение $D_{\gamma N}$ встречных параметрических диаграмм для волн одинаковой кратности N не изменяется с изменением τ :

$$D_{\gamma N} = \frac{2E}{v} \lg N\varphi. \quad (31.3)$$

С увеличением кратности $D_{\gamma N}$ возрастает: $D_{\gamma_2} = 2D_{\gamma_1}$, $D_{\gamma_3} = 3D_{\gamma_1}$ и т. д.

Если многократное отражение происходит между внутренними, согласно залегающими границами, диаграммы для многократных и однократных волн не различаются между собой (рис. 44, а, линия показана точками). Диаграммы $\gamma_0(\tau)$, $\gamma_{N \text{ ср}}(\tau)$ и в этом случае будут совпадать и иметь вид, показанный на рис. 44, а сплошной линией.

Среда двухслойная с горизонтальным залеганием границ. Будем считать, что среда состоит из двух

толщ со скоростями распространения волн v_1 и v_2 . Допустим, что границами образования многократных волн являются поверхность наблюдений и границы в верхней толще в том числе граница раздела двух толщ. Подобного рода волны регистрируются во многих районах как на суше, так и на море. При проведении морских работ границами образования многократных волн обычно являются водная поверхность и дно моря.

Если верхняя и нижняя толщи содержат горизонтальные отражающие границы, то согласно (29. 36) уравнение параметрической диаграммы для однократных волн имеет вид:

$$\gamma(\tau) \begin{cases} \frac{A^2}{v_1^2 \tau} & \text{при } \tau < \tau_1, \\ \frac{A^2}{v_1^2 \tau_1 - v_2^2 (\tau - \tau_1)} & \text{при } \tau > \tau_1, \end{cases}$$

а для многократных отражений в толще со скоростью v_1 вид равенства (31. 1).

Вид параметрических диаграмм для однократных и многократных волн в этом случае показан на рис. 44, б. Диаграмма $\gamma_N(\tau)$ при $\tau < \tau_1$ совпадает с кривой $\gamma(\tau)$, а при $\tau > \tau_1$ кривые расходятся.

На сейсмоплотах многократные волны обычно регистрируются на фоне однократных. Установим критерии распознавания многократных волн среди однократных при условии, что в интервале регистрации первые доминируют по интенсивности. Тогда при совпадении времен регистрации многократных волн с однократными значения γ_N будут отклоняться от кривой $\gamma(\tau)$. Между параметрами волн существуют следующие соотношения:

$$\frac{\tau_N}{\tau} = 1, \tag{31. 4}$$

$$\frac{\gamma_N}{\gamma} = n^2 = \frac{n^2 - 1}{N},$$

где

$$n = \frac{v_2}{v_1}.$$

Как нетрудно видеть, отношение $\frac{\gamma_N}{\gamma}$ при возрастании кратности увеличивается, стремясь к n^2 . Так, например, в случае $n = 2$ значение γ_2 , соответствующее двукратной волне $N = 2$, будет в два с половиной раза больше, чем величина γ_1 для одновременно приходящей однократной волны, при $N = 3$ будем иметь $\gamma_3 = 3\gamma_1$, если $N = 4$, получим $\gamma_4 = 3,25\gamma_1$ и т. д. При дальнейшем возрастании кратности отношение стремится к четырем.

Пользуясь теми же формулами, можно определить соотношения различных параметров кратных волн. На основании формулы (31. 1)

с учетом других кинематических особенностей многократных отраженных волн приближенно получим

$$\frac{\tau_N}{\tau_1} = N, \quad (31.5)$$

$$\frac{\gamma_N}{\gamma_1} = \frac{1}{N}.$$

Равенства (31. 4) и (31. 5) представляют собой критерии распознавания многократных волн, образовавшихся в верхнем слое, среди однократных волн при отсутствии их интерференции.

Таким образом, если многократные волны доминируют на записи, на экспериментальной параметрической диаграмме должны наблюдаться резкие периодически повторяющиеся (с периодом, близким к τ_1) колебания значений от γ до γ_N на временах, кратных времени τ_1 (рис. 44, б).

Среда многослойная с наклонным залеганием границ. Будем по-прежнему считать, что границей образования многократных волн является поверхность раздела сред со скоростями v_1 и v_2 ; границы залегают наклонно по отношению к поверхности наблюдений (рис. 44, в). Уравнение кривой, соединяющей дискретные значения γ_N , определяется выражением (31. 2).

Если отражающие границы располагаются параллельно, то уравнение параметрической диаграммы, не осложненной проявлением многократных волн, согласно (30. 10) можно записать в виде

$$\gamma_{\pm} = \frac{A^2}{v_{эф}^2 \tau} \mp \frac{E}{v_{эф}} \operatorname{tg} \varphi.$$

Последнее равенство можно считать справедливым для случая, когда угол наклона φ изменяется с глубиной.

Основываясь на приведенных равенствах и кинематических особенностях многократных отраженных волн, отметим следующие характерные признаки, которыми должны обладать встречные параметрические диаграммы $\gamma'_n(\tau)$ и $\gamma''_n(\tau)$ при регистрации многократных отражений от наклонной границы (рис. 44, в).

1. Экспериментальные диаграммы на интервалах времени, не осложненных многократными волнами, разделены промежутком

$$D_{\gamma} = \frac{2E}{v_{эф}} \operatorname{tg} \varphi$$

и приблизительно сохраняют свою параллельность.

2. Участки кривых, искаженные многократными волнами, располагаются на оси τ с некоторой периодичностью. Величина периода в связи с уменьшением интервала следования волн уменьшается с возрастанием кратности.

3. Промежуток между встречными кривыми на участках регистрации кратных волн

$$D_{\gamma N} = \frac{2E}{v_{эф}} \operatorname{tg} N\varphi \quad (31. 6)$$

и увеличивается с возрастанием кратности; при малых углах увеличение промежутка D_{γ_N} пропорционально кратности волн.

4. Участки, искаженные проявлением кратных отраженных волн, имеют относительный сдвиг по оси τ . В направлении падения границы соответствующие значения τ всегда меньше, чем в направлении восстания.

Перечисленные признаки сформулированы без учета влияний поверхностных искажений. В случае поверхностных искажений наблюдается дополнительное смещение кривых по оси γ . Обе кривые смещаются на одинаковую величину ξ , но в разные стороны. При совпадении знака смещений, вызванных поверхностными искажениями и наклоном границ, имеет место неравенство $\gamma_{-II} > \gamma_{+II}$. Если знаки различаются, кривые могут сблизиться, а при

$$|\xi| > \frac{E}{v_{\text{эф}}} \lg \varphi$$

взаимно переменить свое положение.

Следует отметить, что средняя кривая $\gamma(\tau)$ в случае регистрации кратных волн, как и отдельные кривые $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$, имеет искаженный вид. Искажения, вызванные наложением кратных волн, при осреднении встречных диаграмм не исключаются.

Среда многослойная, а многократные волны образуются в верхнем слое, характеризующемся скоростью v_1 и наличием горизонтальных границ; ниже лежащие границы располагаются наклонно под углом φ по отношению к границе раздела сред с v_1 и v_2 (рис. 44, з). Поведение диаграммы $\gamma_N(\tau)$ для многократных волн в этом случае описывается выражением (31. 1), а диаграммы для однократных волн — уравнением (30. 10). Средняя диаграмма $\gamma_N(\tau)$ не будет совпадать с диаграммой $\gamma_0(\tau)$. В случае, когда $v_1 < v_{\text{эф}}$, будем иметь $\gamma_0 < \gamma_N$ и, наоборот, в случае $v_1 > v_{\text{эф}}$ получим $\gamma_0 > \gamma_N$. Вид кривых $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ при наличии доминирующих многократных волн показан на рис. 44, з. На участках регистрации однократных волн отмечается расхождение встречных кривых, величина которого

$$D_{\gamma_1} = \frac{2E}{v_{\text{эф}}} \lg \varphi,$$

а в интервале регистрации многократных волн — сближение кривых $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$.

Выше были рассмотрены особенности проявления на диаграммах многократных отраженных волн для наиболее типичных вариантов строения среды при отсутствии интерференции волн. Аналогичным образом можно установить особенности диаграмм и для

других вариантов среды. При интерференции близких по интенсивности волн распознавание осложняется, так как характер искажения диаграмм бывает самым разнообразным.

32. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ДИАГРАММ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СКОРОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ

Изучение динамических характеристик при работах методом отраженных волн обычно заключается в сопоставлении формы записей и в качественной оценке интенсивности колебаний. Эти характеристики учитываются только при корреляции волн на сейсмограммах, а на других этапах интерпретации, как правило, не используются. Вместе с тем, исследования, проведенные в Институте физики Земли АН СССР [24], свидетельствуют о том, что количественное изучение динамических характеристик облегчает решение широкого круга задач, в число которых входят задачи, непосредственно связанные с изучением скоростей: распознавание типов зарегистрированных волн и их идентификация на разобренных участках наблюдений, установление зон кривизны границ, получение сведений о вещественном составе отложений, о их пористости и трещиноватости, расчленение горизонтально-слоистых сред со слабой скоростной дифференциацией и т. д.

При установлении природы зарегистрированных волн могут быть использованы развернутые во времени графики коэффициента, характеризующего затухание волн, графики суммарных амплитуд, графики изменения преобладающих частот и др.

Особый интерес представляет параметр β , характеризующий убывание амплитуды колебаний с расстоянием, связанный с поглощением и расхождением энергии. Используя этот параметр, можно более уверенно распознавать волны на параметрических диаграммах.

Если предположить, что амплитуда колебаний изменяется по линейному закону $A(x) = A_0(1 - \beta x)$, то для определения коэффициента β по каждому экстремуму колебаний можно воспользоваться формулой

$$\beta = \frac{4}{l} \left(\frac{\sum_1 A - \sum_2 A}{\sum_1 A + \sum_2 A} \right), \quad (32.1)$$

где \sum_1 и \sum_2 — суммы значений амплитуд соответственно для ближней и дальней по отношению к пункту взрыва половины интервала наблюдений. Значения A отсчитываются в точках, расположенных через одинаковые промежутки Δx . Для исключения искажений, вызванных различием условий возбуждения, идентичностью условий приема и установки сейсмографов, а также неодинаковой чувствительностью сейсморегирующих каналов, целесообразно использовать встречные наблюдения. В этом случае

$$\bar{\beta} = \frac{2}{l} \left(\frac{\sum_1 A' - \sum_2 A'}{\sum_1 A' + \sum_2 A'} + \frac{\sum_1 A'' - \sum_2 A''}{\sum_1 A'' + \sum_2 A''} \right). \quad (32.2)$$

Применение формулы (32. 2) обеспечивает исключение не только искажений, связанных с различием условий возбуждения и приема и с разбросом чувствительности каналов, но и искажений, вызванных работой АРУ.

Характер действия АРУ зависит от соотношения сигнала, пришедшего в данный момент времени τ , и предшествующего сигнала, управляющего усилением. Величина последнего зависит от интенсивности предшествующих колебаний, начиная с времени $\tau - \Delta\tau$, где $\Delta\tau$ — время «срабатывающая» АРУ. Так как благодаря параллельности осей синфазности при наблюдениях в разных точках на одном и том же интервале соотношения регистрируемого сигнала, коррелируемого в пределах ленты, и сигнала, управляющего работой АРУ, примерно одинаковы, то действие АРУ не влияет ни на величины β , определяемые по формуле (32. 1) при одиночных наблюдениях, ни на значения $\bar{\beta}$, полученные с помощью формулы (32. 2) при встречных наблюдениях.

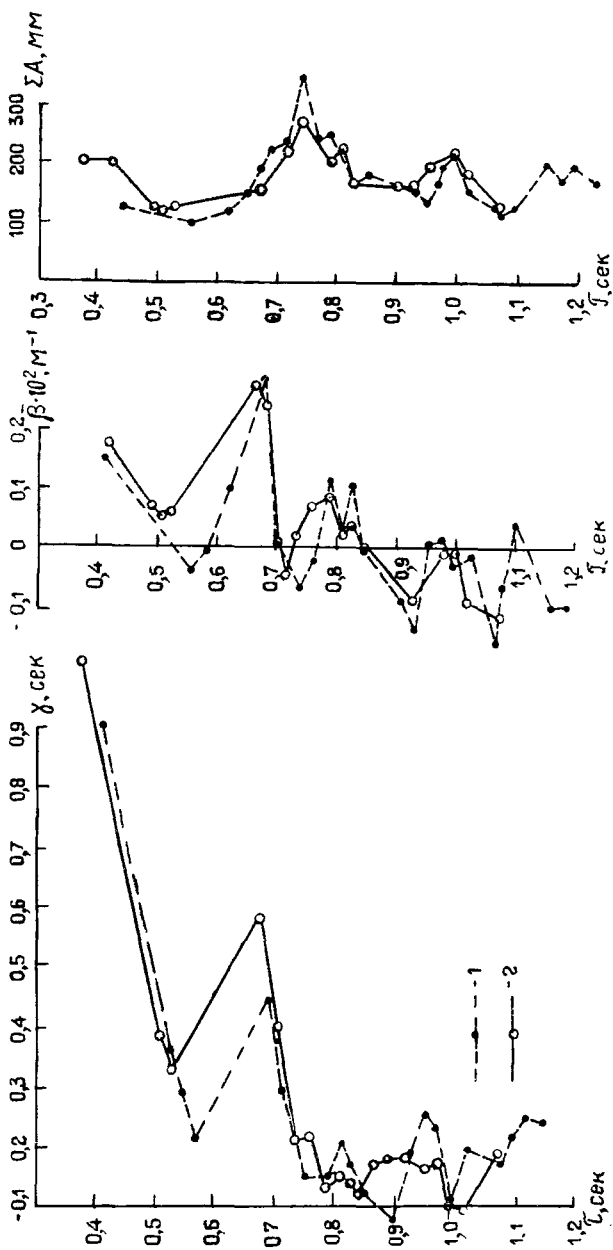
Для проверки этого вывода были проведены многочисленные сопоставления динамических графиков $\beta(\tau)$, искаженных действием автоматического (АРУ) или экспоненциального (ЭРУ) регулятора усиления, с такими же характеристиками при записях без АРУ. Исследования проводились для ряда районов Русской платформы и Предуралья (Пермская область, Удмуртская АССР, Оренбургская область). Помимо сопоставления коэффициентов $\beta(\tau)$, сравнивались графики суммарных амплитуд $\sum A(\tau) = \sum_1 A(\tau) + \sum_2 A(\tau)$ и диаграммы $\gamma(\tau)$. Построения производились с использованием всех коррелируемых осей синфазности как для отдельных, так и для встречных сейсмограмм.

Результаты сопоставления свидетельствуют о том, что зависимости $\beta(\tau)$, полученные при включенном АРУ, в пределах точности снятия информации всегда совпадают с графиками $\beta(\tau)$, не искаженными действием регуляторов. Так же хорошо совпадают и кинематические зависимости $\gamma(\tau)$. Графики суммарных амплитуд имеют существенные различия. Особенно велики эти различия на малых временах τ . С возрастанием τ различия уменьшаются.

Кроме сопоставления кривых $\beta(\tau)$ при включенном и выключенном АРУ, проводилось сопоставление значений β с величинами углового коэффициента α прямых $\ln \frac{A'}{A''}(x)$, построенных по встречным динамическим годографам согласно [24]. В результате установлено, что диаграммы $\beta(\tau)$ и $\alpha(\tau)$ почти всегда совпадают по форме. Такое совпадение их наблюдается при работах как без АРУ, так и с включенным АРУ.

Таким образом, путем сопоставлений была доказана возможность применения приближенных формул вида (32. 1) и (32. 2) для анализа динамических особенностей волны, а также допустимость использования для этих целей сейсмических записей с АРУ.

Динамические диаграммы $\beta(\tau)$ можно использовать для распознавания волн. В качестве примера укажем на результаты обработки



а

б

в

Рис. 45. Сопоставление средних кинематических и динамических диаграмм при естественном различии фильтрации при включенном АРУ по встречным наблюдениям.

На времени 0,55—0,75 сек выделяется зона повышенных значений γ и β , обусловленная наличием многократных волн (Удмуртская ССР). а — $\bar{\gamma}$ (τ); б — $\bar{\beta}$ (τ); в — $\bar{\Sigma \Delta}$ (τ); 1 — фильтрация 25—60; 2 — фильтрация 45—60.

материалов сейсмозондирования, выполненного вблизи глубокой скважины Р-62 в Удмуртии [184]. Зондирование было отработано с целью изучения скоростей по годографам отраженных волн в карбоне и девоне и сопоставления полученных данных с результатами сейсмокаротажа. Наблюдения велись при включенном АРУ с помощью сеймостанции СС-30/60 на двух фильтрациях: 25—60 и 45—60. Первичная обработка, проведенная без тщательного изучения волновой картины, показала большое расхождение скоростей, вычисленных по годографам отраженных волн и по материалам сейсмокаротажа. Различия в средних скоростях достигали 2000 м/сек. После построения графиков γ (τ) и β (τ) удалось выделить на времени 0,6—0,7 сек область регистрации многократных волн, распространяющихся в терригенных отложениях верхней перми, характеризующихся низкими скоростями и большим поглощением волн. Эта зона выделяется в виде максимума значений γ (τ) и β (τ). Характерно, что этот максимум наблюдается при разных фильтрациях и разных глубинах взрыва.

В качестве иллюстрации на рис. 45 показаны диаграммы $\bar{\gamma}$ (τ) и $\bar{\beta}$ (τ), полученные в результате осреднения встречных диаграмм на одном из интервалов рассматриваемого сейсмозондирования.

После исключения многократных волн и вычисления пластовых и средних скоростей по способу параметрических диаграмм γ (τ) были получены средние скорости, совпадающие с данными сейсмокаротажа.

Приведенный пример, так же как материалы, полученные в других районах, свидетельствует о том, что при определении скоростей по материалам метода отраженных волн на платформе первостепенную роль играет распознавание и исключение многократных волн и что эта задача может быть решена путем совместного анализа динамических β (τ) и кинематических γ (τ) диаграмм.

33. ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИСТЕМ НА ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИАГРАММ

Влияние фильтрации

В параграфе 17 говорилось о том, что применение разных фильтраций сопровождается изменением кинематических параметров волн и, в частности, изменением их эффективных скоростей. Там же были приведены примеры из практики сейсморазведки и показано, что изменение кинематических особенностей волн с изменением фильтраций может быть вызвано рядом причин.

Одной из причин является наложение волн-помех и в первую очередь многократных отраженных волн, интенсивность и тип которых могут изменяться с изменением фильтра. Наложение многократных волн, как показано в параграфе 31, может вызвать сильные искажения параметрических диаграмм.

Другой причиной является зависимость от частоты величины смещения Δt_{ϕ} фазового годографа относительно годографа вступлений. Если рассматривать сейсмограмму как отображение последовательности тонких слоев в среде в виде последовательности импульсов конечной длительности, то можно ожидать смещения всех точек на экспериментальной диаграмме $\gamma(\tau)$ на некоторую величину Δt_{ϕ} в направлении возрастания времени относительно диаграммы $\gamma(\tau)$, рассчитанной по теоретическим формулам, приведенным в параграфах 29 и 30.

С целью изучения зависимости Δt_{ϕ} от частоты произведено сопоставление диаграмм $\gamma(\tau)$, построенных по предварительно составленным синтетическим сейсмограммам для разных фильтраций, с диаграммами, рассчитанными по формулам параграфа 29. В результате установлено, что величина перемещения Δt_{ϕ} диаграммы $\gamma(\tau)$ с изменением τ остается в среднем постоянной и близкой к $\frac{1}{2} \Delta t$, где Δt — длительность собственного процесса аппаратуры.

В связи с тем, что значения γ независимо от характера скоростного разреза с возрастанием τ уменьшаются, перемещение диаграммы $\gamma(\tau)$ вниз вдоль оси времен τ на величину Δt_{ϕ} проявляется в виде перемещения ее вдоль оси γ в сторону увеличения значений и как следствие приводит к систематическому занижению эффективной скорости, возрастающему с уменьшением времени прихода волн. Это занижение можно оценить по формуле (14. 4).

Третьей причиной различия кинематических параметров волн при разных фильтрациях является зависимость фазовых спектров коэффициентов отражения и прохождения волн через тонкие слои от угла падения луча. Эта зависимость вызывает, как показано в параграфе 24, разное для разных частот уменьшение крутизны ветвей годографа и увеличение значений v_{ϕ} , а следовательно, уменьшение γ .

Действие трех указанных причин приводит к тому, что диаграммы $\gamma_{\text{вч}}(\tau)$ при высокочастотных фильтрациях всегда оказываются смещенными влево относительно диаграмм $\gamma_{\text{нч}}(\tau)$, полученных при низкочастотных фильтрациях. Положение $\gamma_{\text{вч}}(\tau)$ относительно диаграммы $\gamma_0(\tau)$, рассчитанной по годографам вступлений без учета фазовых сдвигов, может быть различным и зависит от характера тонкой слоистости и распределения коэффициентов отражения по разрезу.

На рис. 46 в качестве примера даны экспериментальные диаграммы при двух существенно разных фильтрациях: 45—60 и 75— ∞ (СС-30-60). Диаграммы получены в одном из районов Предуральского прогиба и характеризуются наличием влияния всех трех отмеченных выше причин. Кривые $\gamma(\tau)$ для каждой фильтрации и представляют собой результат осреднения 20 пар встречных диаграмм $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$ без исключения кратных волн и с исключением кратных волн на основе признаков, описанных в параграфах 31 и 32. Соответствующие этому случаю графики $v_{\phi}(\tau)$ даны на рис. 15 в главе II.

Вопрос об исключении влияний, оказываемых на характер параметрических диаграмм тремя названными выше причинами, весьма сложен и нуждается в дальнейших исследованиях. На данном этапе представляется целесообразным с целью получения сведений, необходимых для исключения отмеченных влияний, регистрировать колебания на нескольких существенно разных фильтрациях. Обработку данных рекомендуется проводить в следующем порядке.

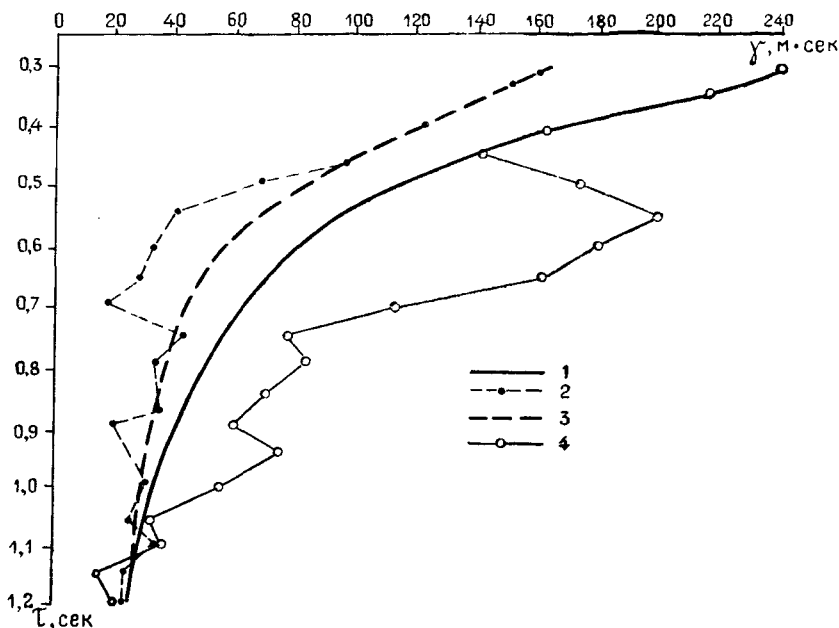


Рис. 46. Результаты совместной обработки наблюдений на 20 взрывных интервалах при двух существенно разных фильтрациях.

1 — выравненная кривая $\gamma(\tau)$ после исключения кратных волн при фильтрации 45—60;
 2 — кривая $\gamma(\tau)$ при формальном осреднении без исключения кратных волн при фильтрации 75 — ∞ ; 3 — выравненная кривая $\gamma(\tau)$ после исключения кратных волн при фильтрации 75 — ∞ ; 4 — кривая $\gamma(\tau)$ при формальном осреднении без исключения кратных волн при фильтрации 45—60. (Предуральский прогиб.)

1. Исключать влияние наложения волн-помех, руководствуясь кинематическими признаками, указанными в параграфе 31, и данными изучения динамических характеристик волн по методике, описанной в параграфе 32.

2. Вводить поправки за несовпадение фазовых годографов и годографов вступлений путем перемещения кривых $\gamma(\tau)$ по оси τ вверх на величину, равную половине длительности собственного процесса.

3. На основе сопоставления исправленных (согласно пунктам 1 и 2) диаграмм $\gamma(\tau)$ для разных фильтраций и данных параграфа 15 исключать влияния, вызванные наличием тонких фазосдвигающих пропластков.

Влияние интерференционных систем

Применение смесителей и группирования на больших базах вызывает существенные искажения отдельных диаграмм $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$. Величина этих искажений зависит от поверхностных условий и скоростей в разрезе. Искажения, связанные с действием группы сейсмографов в условиях пересеченного рельефа, удается, как показано в параграфе 16, полностью исключить при встречных наблюдениях. Систематические же искажения, обусловленные нормальным убыванием кажущейся скорости с расстоянием, приводят к систематическому уменьшению значений γ на средней кривой

$\gamma = \frac{1}{2}(\gamma' + \gamma'')$, величина которого пропорциональна значению γ . Выявить эти искажения можно путем сопоставления диаграмм при группировании и смещении и без группирования и смещения, а также путем теоретических расчетов.

На рис. 47 приведены диаграммы $\gamma(\tau)$, построенные при группировании и без группирования, для сейсмического профиля, расположенного восточнее г. Кудымкар в Пермской области. Приведенные диаграммы представляют результат осреднения данных по 17 взрывным интервалам длиной 280 м при $\Delta x = 20$ м.

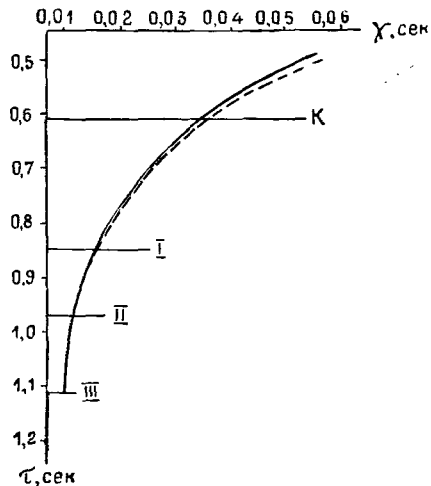


Рис. 47. Сопоставление результатов выравнивания диаграмм $\gamma(\tau)$, полученных при группировании (сплошная линия) и без группирования (пунктир). K, I, II, III — опорные отражения. (Район В. Ильвы, Пермская область.)

34. ВЫРАВНИВАНИЕ ДАННЫХ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ

Требования, предъявляемые к графикам, включаемым в обработку и их выравнивание

Кривые $\gamma(\tau)$, включаемые в обработку, не должны содержать грубых ошибок. Для обнаружения таких ошибок рекомендуется составлять экспериментальные графики с теоретической кривой $\gamma_0(\tau)$, рассчитанной на основании данных сейсмокаротажа или по прогнозным сведениям о скоростях.

Чтобы избежать грубых ошибок в скоростях, следует тщательно отбирать кривые $\gamma(\tau)$, исключая из обработки графики $\gamma(\tau)$ с малой плотностью точек. Наблюдаемая кривая при средней скорости порядка 3000 м/сек должна содержать не менее двух точек на интер-

вале 0,1 сек, при большей скорости плотность необходимо увеличить. Если длина взрывного интервала больше 500 м, можно использовать графики с меньшей плотностью точек. Исключаются также графики $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$, которые невозможно аппроксимировать двумя кривыми с постоянной или плавно изменяющейся величиной расхождений $\Delta\gamma$, а также графики, которые при возрастании времени τ характеризуются увеличением значений $\gamma_{\text{ср}}$. Значения $\gamma_{\text{ср}}$ при любом законе изменения скорости в среде должны убывать с увеличением τ .

На малых временах регистрации отражений возможны грубые ошибки на кривых $\gamma(\tau)$ вследствие перехода при корреляции с фазы на фазу. При большом коэффициенте смещения и группировании приборов на больших базах эти переходы на лентах могут быть не замечены. На диаграммах $\gamma(\tau)$ они, как правило, проявляются четко и могут быть опознаны и исключены.

Выравнивание применяется с целью ослабления ошибок в значениях γ , имеющих случайный характер проявления на осях τ и x . В главе II отмечалось, что при симметричном законе ошибок во временах прихода следует выравнивать значения $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ или величины, эквивалентные им. В случае параметрических диаграмм выравнивание величин $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ эквивалентно одновременное выравнивание значений γ и τ . Обычно процесс выравнивания диаграмм $\gamma(\tau)$ включает следующие этапы.

1. Исключение грубых ошибок и искажений, вызванных регистрацией мешающих волн, на основании признаков, описанных в параграфах 31 и 32.

2. Раздельное аналитическое выравнивание встречных диаграмм в пределах каждого интервала по способу скользящего интервала, который описан в параграфе 17. При наличии таких резких границ раздела, как, например, кровля верхнего карбонатного комплекса, с целью уменьшения искажений необходимо проводить раздельное выравнивание участков диаграммы $\gamma(\tau)$, расположенных выше и ниже графичи.

3. Раздельное графическое выравнивание встречных диаграмм $\gamma'(\tau)$ и $\gamma''(\tau)$, предварительно выравненных аналитически, с учетом их взаимного расположения и соответствия прогнозной теоретической кривой $\gamma_0(\tau)$.

4. Аналитическое определение значений $\gamma_0 = \gamma_{\text{ср}} = \frac{\gamma' + \gamma''}{2}$ по встречным диаграммам.

5. Введение поправок за группирование и другие систематические искажения.

Выравненные кривые $\gamma(\tau)$ используются для построения развернутых графиков $\gamma(x)$ по профилям наблюдений для заданного времени $\tau = \text{const}$ или для заданного горизонта. На развернутых графиках $\gamma(x)$ обычно наблюдается разброс точек. Причиной разброса

служит влияние кривизны, неоднородностей среды, неполного исключения искажений, обусловленных волнами-помехами, а также наличие других систематических искажений на диаграммах $\gamma(\tau)$, которые на графике $\gamma(x)$ переходят в разряд случайных. Для более полного ослабления искажений развернутые графики $\gamma(\tau)$ также необходимо осреднять аналитическим или графическим способом. Если наблюдения велись по системе пересекающихся профилей, на «крестах» производится увязка значений $\gamma(\tau)$.

Число диаграмм, включаемых в совместное осреднение, следует определять, исходя из требований точности и дисперсии величин γ в соответствии с параграфом 10. При этом можно исходить из формулы для вычисления ошибки выравненного значения скорости

$$\bar{m}_v = \frac{v^3 \tau}{2A^2} \sigma_\gamma D,$$

где D — коэффициент ослабления ошибок, зависящий от способа выравнивания; σ_γ — дисперсия значений γ на невыравненной кривой.

Трансформация диаграмм $\gamma(\tau)$ в графики эффективных скоростей

Выравненную кривую $\gamma(\tau)$ с помощью специальной палетки можно преобразовать в график зависимости эффективной скорости $v_{\text{эф}}$ от времени τ или времени t_0 . С этой целью на палетку наносится серия кривых $\gamma(\tau)$, рассчитанных по формуле (29.14). Параметром кривых является эффективная скорость $v_{\text{эф}}$ или обратная ей величина $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ (рис. 48). Кривые параметра $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ удобно использовать, если предусматривается последующее осреднение данных; осреднение величин $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ обеспечивает наилучшее ослабление искажений времени, имеющих математическое ожидание, равное нулю. Если осреднение не предусматривается, удобнее в качестве параметра кривых выбирать $v_{\text{эф}}$.

Пользоваться палетками легко. Вычерченную на прозрачной бумаге в масштабе экспериментальной диаграммы палетку кривых $\gamma(\tau)$ следует наложить на диаграмму, совместив соответствующие оси координат. В точках пересечения экспериментальной диаграммы с теоретическими кривыми, построенными по параметру $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ или $v_{\text{эф}}$, нужно считать соответствующие значения $\frac{1}{v_{\text{эф}}}$ или $v_{\text{эф}}$ и τ и нанести на график зависимости $\frac{1}{v_{\text{эф}}}(\tau)$ или $v_{\text{эф}}(\tau)$. Построенные таким образом графики после выравнивания можно пересчитать в зависимости пластовых и средних скоростей от t_0 или от глубины.

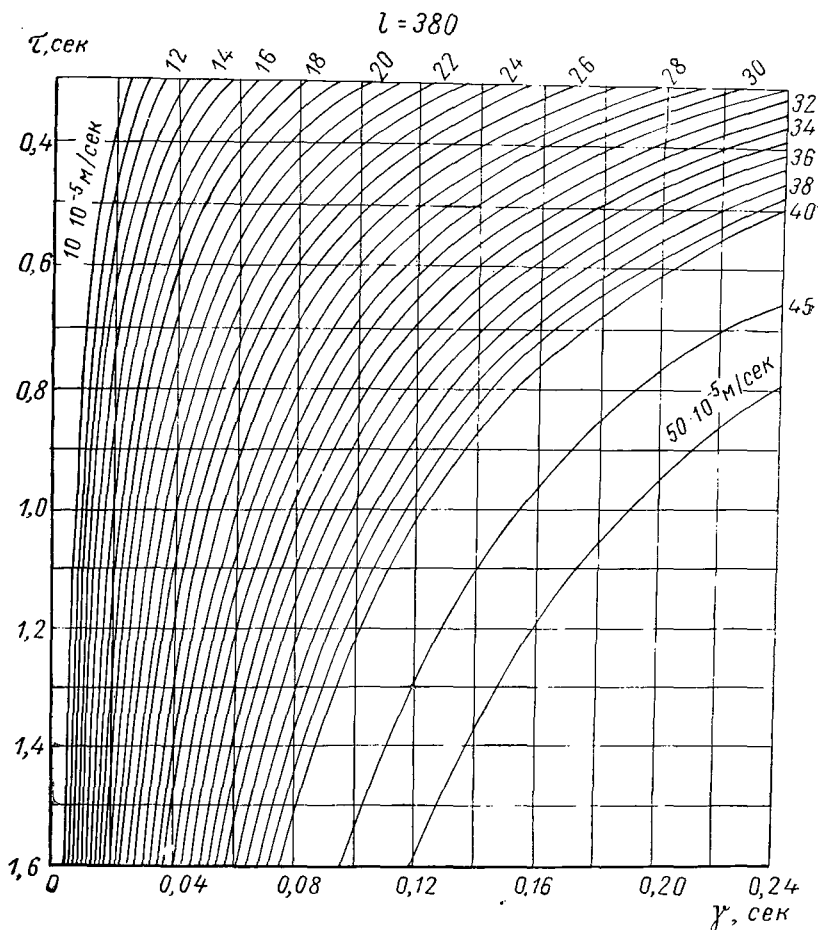


Рис. 48. Палетка для определения эффективных скоростей по параметрическим диаграммам для $l = 380$ м, $\Delta x = 20$ м.

Параметр кривых $v_{\text{эф}} \cdot 10^{-5}$ м/сек.

Определение пластовых и средних скоростей

Определение скоростей как по отдельным кривым $\gamma(\tau)$ или $\gamma(t_0)$, так и по развернутым графикам $\gamma(x)$, построенным для разных горизонтов, производится в следующем порядке. Выбирается граница приведения средней скорости $v_{\text{ср}}$. Этой границей может быть поверхность земли или любая другая граница, в том числе условная. Для определения положения границы приведения на графике $\gamma(x, t_0)$ нужно знать либо ее глубину h залегания, либо время t_0 . При известной глубине положение границы на графике с высокой точностью

определяется по точке пересечения кривой $\gamma(t_0)$ с кривой $\gamma_h(t_0)$, рассчитанной по следующей приближенной формуле:

$$\gamma_h = \frac{A^2}{4H^2} t_0, \quad (34.1)$$

где H — глубина границы. Эту формулу можно вывести непосредственно из выражения (29.11), если предположить, что $t_0 = \tau$.

Средняя скорость v_0 в толще между поверхностью земли и границей приведения вычисляется с учетом выражения (29.11) как эффективная по формуле

$$v_0 = \frac{A}{\sqrt{\tau \gamma_0}}.$$

Для определения v_0 используется описанная выше палетка теоретических кривых. Наложением палетки на график $\gamma(\tau)$ устанавливаются значения скорости v_0 .

Формула для пластовой скорости дана в параграфе 21. Она также может быть получена из (29.45). Имея в виду возможность представления $\frac{1}{\gamma}$ в виде функции от t_0 , можно, заменив переменную интегрирования z на t_0 , переписать выражение (29.45) в виде

$$2 \int v(z) dz = \int v^2(t_0) dt_0 = A^2 \frac{1}{\gamma}(t_0),$$

а затем, продифференцировав правую и левую части равенства по t_0 , получить

$$v^2(t_0) = A^2 \frac{d \frac{1}{\gamma}}{dt_0},$$

откуда

$$v(t_0) = A \sqrt{\frac{d \frac{1}{\gamma}}{dt_0}}.$$

Учитывая дискретный характер функции $\frac{1}{\gamma}(t_0)$ и полагая, что пластовая скорость $v_{\text{пл}}$ между двумя соседними отражающими границами постоянна, для определения $v_{\text{пл}}$ можно использовать основанную на предшествующем выражении следующую формулу при $\frac{l}{H} = 1$, практически тождественную (см. рис. 38) формуле (21.6):

$$v_{\text{пл}} = A \sqrt{\frac{\frac{1}{\gamma_{\text{н}}} - \frac{1}{\gamma_{\text{к}}}}{t_{0\text{н}} - t_{0\text{к}}}}, \quad (34.2)$$

где $\frac{1}{\gamma_{\text{к}}}$ и $t_{0\text{к}}$ относятся к годографу волны, отраженной от кровли пласта, а $\frac{1}{\gamma_{\text{н}}}$ и $t_{0\text{н}}$ к годографу волны, отраженной от подошвы.

В том случае, когда изучаемая среда состоит из слоев с постоянной скоростью $v_{пл}$, график $\frac{1}{\gamma}(t_0)$ представляет собой ломаную линию (рис. 49), состоящую из прямолинейных отрезков, каждый из которых соответствует пласту с постоянной скоростью. Следовательно, используя кривую $\frac{1}{\gamma}(t_0)$, можно расчленять разрез на пласты

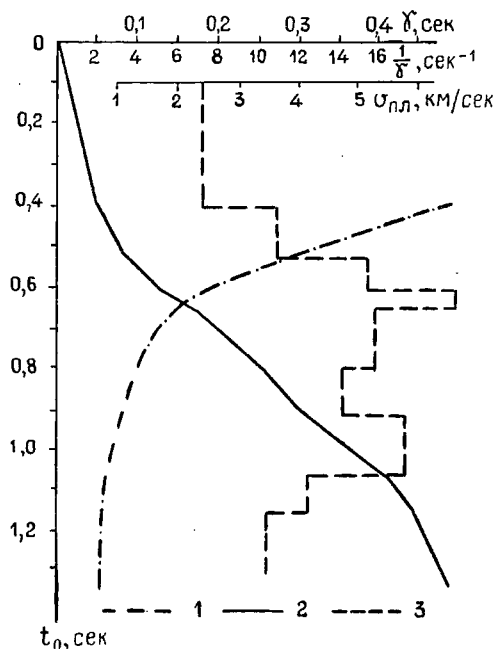


Рис. 49. К определению пластовых скоростей по параметрической диаграмме.

1 — кривая $\frac{1}{\gamma}(t_0)$; 2 — кривая t_0 ; 3 — кривая пластовых скоростей.

и вычислять пластовые скорости по формуле.

В случае непрерывного закона изменения истинной скорости с глубиной точки на графике $\frac{1}{\gamma}(t_0)$ образуют плавную кривую, обращенную выпуклостью в сторону возрастания t_0 при увеличении скорости с глубиной и вогнутостью в сторону возрастания t_0 — при убывании скорости. Использование в таких случаях формулы (34. 2) приводит к получению заниженного значения пластовой скорости.

Если границы раздела пластов известны и не ставится специальная задача расчленения разреза на пласты, пластовую скорость можно вычислять, используя значения γ и τ , снятые непосредственно с диаграмм, по формуле

$$v_{пл} = A \sqrt{\frac{\gamma_{к} - \gamma_{п}}{\gamma_{к} \gamma_{п} (t_{0п} - t_{0к})}}. \quad (34. 3)$$

При расчленении разреза на пласты нужно по возможности придерживаться физических границ и не выделять пласты слишком малой мощности (малое $\Delta\tau$). Для определения $v_{пл}$ можно использовать номограмму.

Средняя скорость в толще между границей приведения и любым горизонтом определяется по значениям пластовых скоростей согласно формуле

$$v_{ср} = \frac{v_{пл1} \Delta t_{01} + v_{пл2} \Delta t_{02} + v_{пл3} \Delta t_{03} + \dots}{\Delta t_{01} + \Delta t_{02} + \Delta t_{03} + \dots}. \quad (34. 4)$$

Определенные таким образом средние скорости изображаются в виде зависимости $v(t_0)$ или $v(H)$ либо в виде графиков средней скорости $v(x)$ до опорных отражающих горизонтов вдоль профиля наблюдений.

О параметрических диаграммах и определении скоростей при других способах преобразования информации

При изучении скоростей широко используются приемы, предусматривающие трансформацию годографов в прямые линии и последующее нахождение эффективной скорости по наклону b прямой. Применяются также способы определения эффективной скорости путем пересчета градиентов времени $g = \frac{dt}{dx}$ или кажущихся скоростей $v_k = \frac{dx}{dt}$ в МРИП. Иными словами, как и в способе суммирования, эффективная скорость $v_{эф}$ обычно определяется не непосредственно, а через промежуточный параметр.

При наличии нескольких осей синфазности на сейсмолите, каждая из которых представляет кинематический годограф отраженной волны, имеется возможность установить последовательность значений любого параметра и в итоге построить диаграмму вида $\gamma(\tau)$ [176]. Роль параметра γ и коэффициента A , входящих в приведенные выше уравнения параметрических диаграмм, могут выполнять величины, показанные в табл. 5.

В заключение укажем, что диаграммы, построенные для рассмотренных параметров, как и диаграммы способа суммирования, можно пересчитать в графики пластовых и средних скоростей, минуя вычисление эффективных, по формуле (34. 2).

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ СРЕДАХ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭТИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРИ РЕШЕНИИ ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

35. ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Горные породы в процессе своего формирования претерпевают разнообразные физико-геологические изменения, которые отображаются в изменении их упругих свойств.

Скорости распространения упругих колебаний зависят от многих факторов: литологического и минералогического состава, возраста пород, физических условий, в которых находится порода в настоящее время и находилась в период своего формирования (глубина залегания, давление и температура), особенностей геологического строения района. Рассмотрим основные факторы, влияющие на значение скорости v_p продольных волн.

Зависимость скорости от литологического и минералогического состава

Зависимость скорости распространения упругих волн от литологического состава проявляется очень четко. Так, скорость в терригенных породах редко превышает $3,5 \text{ км/сек}$, в гидрхимических, карбонатных и метаморфических, как правило, достигает 6 км/сек , а в изверженных 7 км/сек , причем в интрузивных образованиях она обычно выше, чем в эффузивных. В табл. 6 приведены значения скорости v_p распространения продольных волн в некоторых породах по И. И. Гурвичу [64].

Определенное влияние на величину скорости оказывает минералогический состав. Например, для каждой группы изверженных горных пород характерен свой диапазон изменения

Таблица 6

Порода или среда	v_p , км/сек	
	от	до
Воздух	0,31	0,36
Почвенный слой выветрелый	0,1	0,5
Гравий, щебень, сухой песок	0,1	0,6
Суглинок	0,3	0,9
Песок влажный (в зависимости от содержания влаги)	0,2	1,8
Глина	1,2	2,5
Вода (в зависимости от температуры и солености)	1,43	1,59
Песчаник рыхлый	1,5	2,5
Песчаник плотный	1,8	4,0
Мел	1,8	3,5
Сланец глинистый	2,7	4,8
Известняк, доломит плотный	2,5	6,0
Ангидрит, соль каменная	4,5	6,5
Мергель	2,0	3,5
Лед	3,1	4,2
Сланец кристаллический	4,0	6,8
Гранит	4,0	5,7
Базальт	4,5	6,0
Уголь каменный	1,6	1,9
Нефть	1,3	1,4

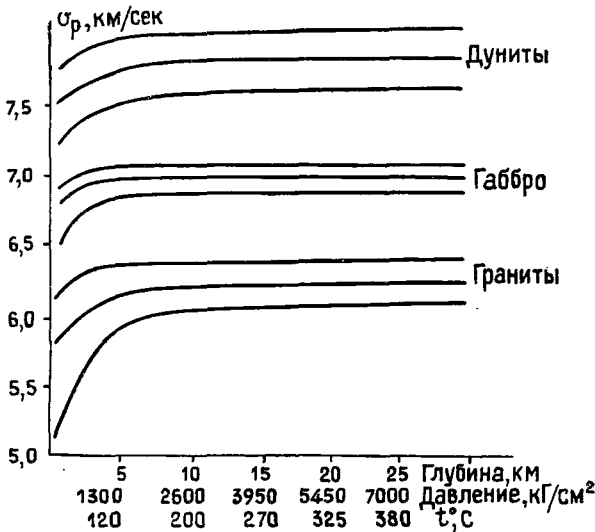


Рис. 50. Зависимость скорости продольных волн от глубины и давления для различных групп горных пород.

скоростей [41, 75, 120] (рис. 50). Ширина диапазона с увеличением давления сокращается, что обусловлено уменьшением различия структурных особенностей пород.

Влияние на скорость возраста пород, глубины их залегания, давления и температуры

Измерения скоростей распространения упругих колебаний в естественных и лабораторных условиях указывают на существование зависимости скорости от возраста горных пород. Неоднократно делались попытки установить количественную связь между скоростью и возрастом [209, 210 и др.]. По данным, приведенным в работе [209,] скорость в первом приближении можно считать пропорциональной корню шестой степени от геологического возраста, выраженного во временных единицах. Увеличение скорости в горных породах с возрастом объясняют уплотнением вещества в процессе длительной истории его развития. Этот вывод, по-видимому, качественно справедлив для пород всех типов, кроме хемогенных.

Исследованиями установлено, что для разновозрастных пород, имеющих одинаковый литологический и минералогический состав, характерно возрастание скорости с увеличением глубины залегания. Многие исследователи [86, 156, 210, 211] считают фактор изменения глубины основным, объясняя увеличение скорости возрастанием статической нагрузки (давления).

В. Б. Соллогуб [156] указывает, что статическая нагрузка влияет на величину пластовой скорости во всех без исключения районах и проявляется в виде увеличения скорости в одних и тех же породах (кроме хемогенных) с глубиной залегания. Увеличение скорости с глубиной отмечено как в верхних слоях земной коры, так и на больших глубинах. С возрастанием глубины градиент скорости уменьшается. Статическая нагрузка влияет на скорость в молодых породах больше, чем в древних.

Е. А. Козлов [86], анализируя закономерности распределения скоростей в осадочной толще Предкавказья, разделяет поле скоростей $v(x, y, z)$ в каждом комплексе пород на две составляющие $v(x, y, z) = v(z) + \Delta v_{\text{л}}(x, y)$. Изменение основной составляющей $v(z)$ он связывает с изменением статической нагрузки, называя эту составляющую компрессионной. Другая составляющая $\Delta v_{\text{л}}(x, y)$, обусловленная действием всех других факторов, условно называется литологической.

В ряде других работ приводятся математические зависимости скорости от глубины, установленные в результате обобщения результатов измерений. Г. Кауфман [211] отмечает следующую связь между средней скоростью $v_{\text{ср}}$ в толще и глубиной H залегания подошвы толщи:

$$v_{\text{ср}} = v_0 (1 + \beta H)^{\frac{1}{n}}.$$

С. Вест [215] дает такую формулу зависимости пластовой скорости v от глубины H залегания пласта:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{cH}{v_0^4} \right).$$

По С. Виробеку [218] эта зависимость имеет вид:

$$v = kH^{\frac{1}{m}}.$$

В приведенных формулах v_0 — скорость при $H = 0$; β , n , c , k и m — постоянные, зависящие от типа разреза.

Связь между скоростью и глубиной залегания (давлением) установлена также теоретическими и лабораторными исследованиями [23, 41, 85, 194]. На рис. 51, а приведена зависимость скорости от глубины, рассчитанная при кубической упаковке зерен и заполнении пор жидкостью для различных коэффициентов $m = \frac{v_1}{v_2}$ пористости при $v_0 = 1,4$ км/сек, $E = 5 \cdot 10^{11}$, $\nu = 0,25$, $\sigma_1 = 2,7$, $\sigma_0 = 1$, где v_0 — скорость на глубине $H = 0$; E и ν — соответственно модуль Юнга и коэффициент Пуассона для твердых частиц; σ_1 и σ_0 — плотности твердых частиц и жидкости; ϕ_1 и ϕ_2 — объемные части твердых частиц и жидкости.

Скорость распространения волн зависит не только от статической нагрузки, но и от

других напряжений, как действующих в настоящее время, так и существовавших в предшествующие времена. Любое сжатие независимо от его происхождения приводит к увеличению скорости

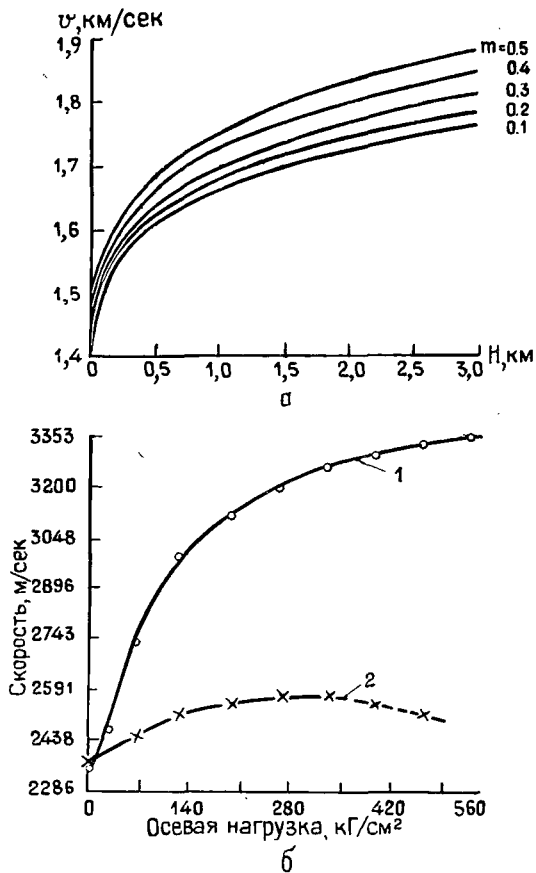


Рис. 51. Зависимость скорости от глубины, вызванная изменением упругости твердого скелета породы (а) (по данным [125]), и влияние осевой нагрузки на скорость в образце песчаника (б) (по данным [220]).

1 — осевая составляющая скорости; 2 — боковая составляющая скорости.

[41, 214 и др.]. Скорость возрастает по мере уменьшения пористости породы вначале в связи с закрытием микротрещин, а затем в связи с созданием более тесного соприкосновения зерен, составляющих скелет породы. Увеличение площади контакта увеличивает упругость скелета и как следствие скорость распространения волн. Это увеличение продолжается с ростом давления до тех пор, пока не наступает разрушение зерен. После снятия напряжений даже до начала разрушений неизбежны остаточные явления, связанные с тем, что убывание скорости с уменьшением давления происходит медленнее, чем возрастание скорости при увеличении давления. Поэтому скорость в породе после снятия давления оказывается более высокой, чем до его наложения.

Неравностороннее давление может явиться причиной неравномерного сжатия и как следствие упругой анизотропии горных пород. При лабораторных измерениях скорости на образцах под односторонним давлением [141, 216, 217 и др.] обнаружено, что скорость продольных волн v_a в осадочных породах, измеренная в направлении оси давления, возрастает с ростом давления значительно быстрее, чем скорость v_b , измеренная по перпендикуляру к оси давления (рис. 51, б). Обычно при давлениях 1—500 ат скорость v_a на 15—20% выше скорости v_b ; в случае высоких давлений (до 10 000 ат) это различие сокращается до 3—5%.

Влияние на скорость оказывает температура. Рост температуры приводит к понижению скорости, причем на малых глубинах, где плотность пород быстро увеличивается, градиент возрастания скорости, обусловленный давлением, выше, чем градиент убывания, связанный с температурой [204, 205, 210]. С увеличением глубины оба эти градиента, действующие в обратных направлениях, приобретают близкие значения, и скорость продольных волн с глубины 8—10 км становится практически неизменной по крайней мере до глубины 30—35 км.

Связь скорости с особенностями геологического строения района

Почти повсеместно наблюдается связь между распределением скоростей и тектоническим строением. Особенно хорошо эта связь изучена для разрезов нефтегазопосных областей, где она заключается в закономерном уменьшении скоростей в разновозрастных и часто одинаковых по составу отложениях в направлении от впадин к поднятиям и от периферийных частей складок к сводовым как в региональном, так и в локальном плане.

Локальные изменения обнаружены в различных районах [6, 8, 128, 167, 190] — в геосинклинальных и платформенных областях. Обычно эти изменения заключаются в уменьшении средних и пластовых скоростей по направлению к сводам локальных поднятий (рис. 52). Иногда [92] отмечается приуроченность зон «аномальных» значений скорости, т. е. повышенных или пониженных по сравнению

с постоянным значением средней скорости, к местам максимального изгиба слоев горных пород (рис. 53).

Связь региональных изменений скорости с тектошкой также повсеместна. Такая связь, например, отмечается для верхнемеловых отложений Предкавказья [97]. Авторы работы [97] указывают, что выделяющиеся здесь Ростовская, Ставропольская, Сальская, Промысловская и Астраханская зоны минимальных значений пластовой скорости (рис. 54, а) соответствуют крупным положительным мезозойским структурно-тектоническим элементам (рис. 54, б) — Азовскому и Ставропольскому сводам, погребенному кряжу Карпинского, Астраханскому своду и совпадают в общем плане с ними. По мнению Е. А. Козлова [86], основной причиной описанного здесь распределения скорости являются гравитационный фактор и особенности седиментационного процесса в различных тектонических зонах.

В качестве другого примера можно назвать региональную зависимость скорости и тектонического строения Пермского Прикамья. Эта зависимость проявляется в приуроченности зон уменьшения скорости в карбоатных отложениях к областям с повышенной интенсивностью новейших движений и объясняется увеличением трещиноватости пород с возрастанием интенсивности движений [9, 10, 195].

Для отдельных районов наблюдается значительное увеличение скорости в зонах интенсивной складчатости, обусловленное динамометаморфизмом пород. Динамометаморфизм приводит к резкому уменьшению пористости пород и как следствие к увеличению скорости распространения упругих колебаний. Связь скорости с динамометаморфизмом проявляется особенно резко там, где происходили интенсивные и длительные тектонические процессы — в Донбассе [156], Карнатах [116], западной части Туркмении [38] и в других районах. На картах скоростей, построенных для областей проявления динамометаморфизма при фиксированных значениях глубины $H = \text{const}$ или времени прихода волны $t = \text{const}$, поведение изолиний скорости обычно согласуется с ходом стратонизогипс, очерчивающих тектонические зоны. Однако в этом случае в отличие

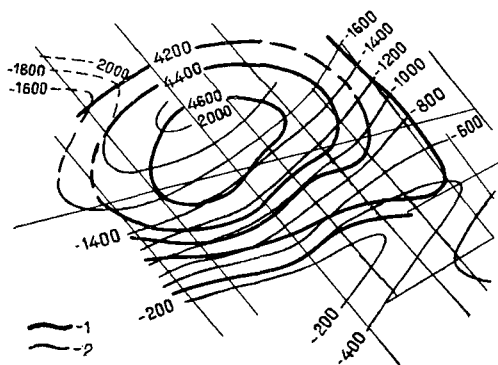


Рис. 52. Карта эффективных скоростей в сопоставлении со структурной картой по одному из районов Ферганской долины для горизонта, приуроченного к кровле меловых отложений.

1 — линии равных скоростей; 2 — изогипсы по опорному отражающему горизонту (по данным Узбекской геофизической конторы [128]).

от районов, в которых породы не подверглись динамометаморфизму, к сводам складок приурочены не минимумы скорости, а максимумы. Синклиналильные зоны отмечаются пониженными значениями скорости.

Отмечаются также изменения скорости, вызванные тектонической трещиноватостью в районах динамометаморфизма, но они носят

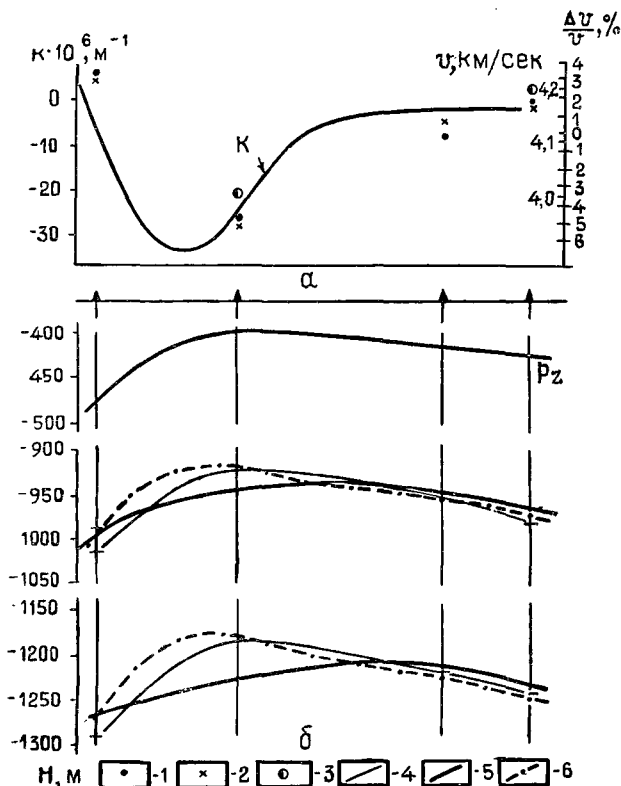
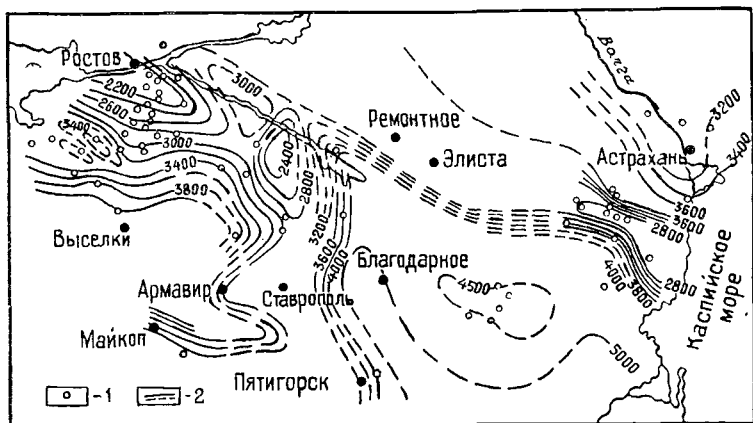


Рис. 53. Связь скорости упругих волн с кривизной поверхности палеозоя Урицкой площади Нижнего Поволжья по данным [92].

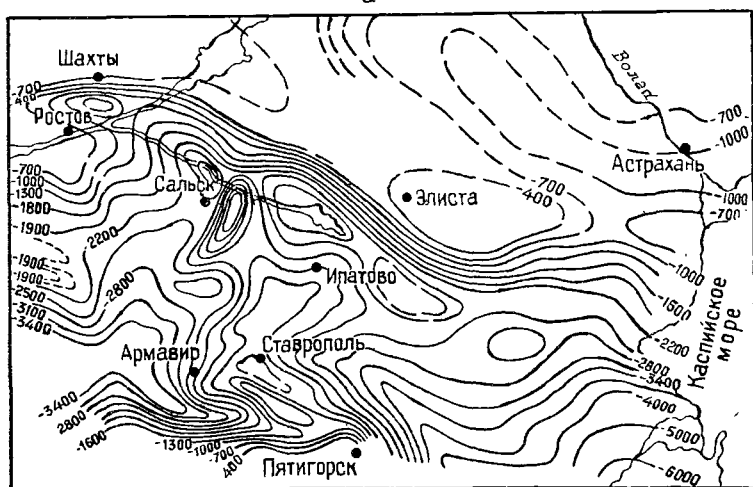
α — график кривизны (K) поверхности палеозоя и «аномалии скорости» в интервалах: 1 — от поверхности карбонатной толщи до нижнебашкирских отложений; 2 — от поверхности карбонатной толщи до яснополянских отложений карбона, 3 — значения скорости упругих волн в интервале от поверхности палеозоя до кровли яснополянских отложений по данным сейсмокаротажа; δ — геолого-геофизический разрез: 4 — горизонты по данным бурения (поверхности нижнебашкирских и яснополянских отложений), 5 — отражающие горизонты, построенные с учетом постоянной скорости упругих волн в карбонатной толще, 6 — отражающие горизонты, построенные с учетом изменения скорости упругих волн по графику кривизны.

сугубо локальный характер. Эти изменения проявляются в виде сравнительно небольших минимумов, осложняющих крупные максимумы. Яркие примеры одновременного проявления динамометаморфизма пород и тектонической трещиноватости отмечены в западных районах Туркмении [38]. Здесь на фоне плавного нарастания

скорости в направлении к сводам складок в самих сводах обнаруживаются минимумы скорости. Зоны максимумов обычно характеризуются повышенным поглощением упругой энергии.



а



б

Рис. 54. Схематическая карта равных пластовых скоростей в верхне меловых отложениях Предкавказья (а) и схематическая структурная карта Предкавказья по подошве верхнего мела (б).

1 — скважины, данные сейсмокаротаж которых использованы при построении карты; 2 — линии равных пластовых скоростей в верхнем меле (в м/сек).

Таким образом, можно считать, что связь скорости с тектоническим строением обусловлена: 1) различием гравитационного уплотнения пород в разных тектонических зонах, послышной зональностью

физических свойств в связи с особенностями седиментационного процесса; 2) проявлением динамометаморфизма; 3) тектонической трещиноватостью горных пород. Со сводами и крутыми склонами структур, как правило, связаны наиболее рыхлые образования, а также ослабленные, трещинные зоны, возникшие вследствие тектонических подвижек, которые достигали на этих участках максимальных размеров. Исключением являются зоны проявления динамометаморфизма.

Причиной появления локальных минимумов скорости может быть нефтегазоносность [100, 101]. Известно, что нефтенасыщенная и в особенности газонасыщенная части продуктивного пласта, т. е. залежь, отличается от остальной его части пониженной скоростью. Это обусловлено заметным различием свойств флюидов, насыщающих поры породы. Скорости звука в газонасыщенных нефтях при пластовых температурах и давлениях значительно (примерно на 30%) ниже скоростей звука в воде, особенно минерализованной и слабо газонасыщенной. С увеличением глубины залегания до 3 км относительное различие скоростей в газо-, нефте- и водонасыщенных пластах возрастает.

36. О СВЯЗИ СКОРОСТИ С ДРУГИМИ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Изменение скорости распространения упругих волн сопровождается изменением других физических свойств горных пород. Результаты изучения этой связи в реальных средах могут быть использованы при решении ряда геологических задач. Приведем некоторые данные о связях.

Связь скорости с плотностью. Скорость распространения продольных упругих волн и плотность σ связаны между собой обратной теоретической зависимостью [(1. 1) и (1. 2)]. Однако совместный анализ результатов изучения скорости и плотности в реальных средах показал, что уменьшение скорости упругих волн обычно сопровождается уменьшением плотности, т. е. в действительности между скоростью и плотностью существует прямая корреляционная связь. Так, Н. П. Пузырев [128] дает следующее эмпирическое уравнение, связывающее скорость и плотность: $v_p = (6\sigma - 11)$ км/сек, где σ — в г/см³. Исследование подобных зависимостей, проведенное нами для условий Прикамья, дало соотношение между скоростью и плотностью $v_p = (7,5\sigma - 14,82)$ км/сек, близкое к приведенному выше уравнению. Близкие зависимости получены и для других районов [157, 158]. Наличие прямой связи между скоростью и плотностью свидетельствует о том, что упругие постоянные горных пород в процессе их формирования изменялись под действием тех же факторов и в том же направлении, что и плотность, причем изменение упругости происходило интенсивнее, чем изменение плотности. В качестве примера можно указать на исследование, выполненные Н. А. Туезовой [161] для юго-западной Туркмении. Н. А. Туезова обнаружила соответствие простирания аномалий физических свойств пород с

простираем структурных форм и приуроченность максимумов скорости и плотности и минимумов пористости к сводам структур Небит-Дага, Урунджука, Кара-Тепе, Кызылкума и Кум-Дага. Эта приуроченность, как уже указывалось выше, является следствием динамо-метаморфизма пород.

Зависимость между скоростью и пористостью. Эта зависимость установлена теоретическими исследованиями [85, 139, 194 и др.]. Так, по Ю. В. Ризниченко [139] скорость продольных волн низкой частоты в породе, состоящей из двух компонент со скоростями v_1 и v_2 , плотностями σ_1 и σ_2 и объемами θ_1 и θ_2 , определяется следующим выражением:

$$v_0 = v_1 \frac{1 + \frac{\theta_2}{\theta_1}}{\sqrt{\left[1 + \frac{\frac{\theta_2}{\theta_1}}{\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2} \right] \left(1 + \frac{\theta_2 \sigma_2}{\theta_1 \sigma_1} \right)}}. \quad (36.1)$$

Здесь

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \frac{\sigma - \sigma_1}{\sigma_2 - \sigma} = \frac{1}{m} - 1,$$

где m — пористость; σ — средняя плотность. Для высоких частот (теоретически бесконечной частоты) скорость в породе равна средней скорости:

$$v_\infty = v_2 \frac{1 + \frac{\theta_2}{\theta_1}}{\frac{v_2}{v_1} + \frac{\theta_2}{\theta_1}}. \quad (36.2)$$

Экспериментальные данные, приведенные в ряде работ [207, 216, 217 и др.], подтверждают зависимости, установленные Ю. В. Ризниченко. Для всех без исключения пород наблюдается резкое уменьшение скорости при увеличении пористости. Особенно хорошо эта зависимость проявляется при распространении ультразвука в терригенных и карбонатных породах [207]. В этом случае между скоростью распространения упругих колебаний и пористостью наблюдается коррелятивная связь следующего вида:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_2} (1 - m) + \frac{1}{v_1} m, \quad (36.3)$$

где v , v_1 , v_2 — скорость распространения волны соответственно в породе, в скелете породы и в жидкости, заполняющей поры; m — фракционная пористость. Формула (36.3) тождественна выражению (36.2).

О связи между скоростью и электрическими параметрами. Изменение пористости и плотности пород сопровождается изменением не только скорости, но и таких электрических свойств горных пород, как электропроводность и

электрическое сопротивление [119, 209 и др.]. Поэтому между скоростью и этими параметрами существует определенная коррелятивная связь.

В работе [119] приводится следующая прямая связь между удельным электрическим сопротивлением и скоростью продольных волн для песчано-глинистых отложений:

$$v = (2015 + 66,50 \rho) \text{ м/сек.}$$

Для территории Прикамья наблюдается прямая связь между скоростью и средним продольным сопротивлением ρ_l , определяемым по диаграммам электрокаротажа как для терригенных, так и для карбонатных пород. Аналогичная связь отмечается и для других районов Русской платформы. Вместе с тем для битуминозных пород известны случаи обратной связи.

Связь скорости с интенсивностью вторичного гамма-излучения. Между интенсивностью вторичного гамма-излучения, определяемого при нейтронном гамма-каротаже (НГК), и скоростью распространения упругих волн по данным работы [79] и наших исследований имеется довольно тесная связь. Эта связь объясняется тем, что показания НГК и скорость распространения упругих волн обусловлены одними и теми же свойствами пород — пористостью, плотностью, водонасыщенностью.

37. О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Основные данные о распределении скорости v_s и скоростного параметра $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$, характеризующего отношение скоростей в горных породах, опубликованы в статьях [105, 129, 130, 193]. Из обобщения этих данных можно сделать следующие выводы.

Изменение скорости v_p под воздействием того или иного фактора обычно сопровождается изменением скорости v_s в том же направлении. Скорость v_s в верхней 10—15-километровой толще, так же как и v_p , возрастает с глубиной, причем на больших (до 1 км) глубинах это возрастание происходит более резко, чем увеличение v_p . В терригенных отложениях v_s обычно увеличивается с глубиной от 250 до 1500 м/сек. В плотных песчаниках и карбонатных породах скорость v_s равна 2000—2500 м/сек, в кристаллических породах фундамента 2500—3500 м/сек. Отношение $\kappa = \frac{v_s}{v_p}$ также возрастает с глубиной от величин 0,15—0,3 до значений, близких к $\frac{1}{\sqrt{3}}$, свойственных идеально упругим породам.

Диапазон изменения скорости поперечных волн значительно больше диапазона изменения скорости продольных волн. Так,

скорость v_p изменяется в 5—6 раз, а скорость v_s в 10—12 раз. Величина κ также изменяется в широких пределах: от 0,15 в терригенных, сильно водонасыщенных породах до 0,5—0,6 в скальных породах и рыхлых сухих отложениях ЗМС.

Между скоростью v_p и отношением κ в коренных терригенных породах имеется прямая корреляционная связь. При возрастании v_p от 1700 до 3000 м/сек величина κ возрастает от 0,2 до 0,4, а при дальнейшем увеличении v_p до 4000—4500 м/сек и более κ плавно стремится к значениям 0,5—0,55. Для сухих терригенных отложений верхней части разреза характерна обратная зависимость: убывание κ от 0,5 при $v_p = 500 \div 600$ м/сек до 0,2 при $v_p \approx 1500$ м/сек.

Верхняя часть разреза слабее дифференцирована по скорости v_s , чем по скорости v_p , а коренные отложения, наоборот, более дифференцированы по скорости v_s . В связи со сравнительной стабильностью v_s в верхней части разреза средняя скорость поперечных волн менее изменчива в горизонтальном направлении, чем скорость продольных волн.

38. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗУЧЕНИЯ СКОРОСТЕЙ С ЦЕЛЮ УСТАНОВЛЕНИЯ ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

О форме представления выявленных закономерностей

Закономерности пространственного распределения скоростей в геологических средах устанавливаются на основе обобщения данных, полученных по кинематическим годографам различных волн. Эти закономерности принято представлять в виде сводной или обобщенной кривой средней скорости и скоростной колонки, развернутых графиков скорости, карт распределения скоростей на площади исследований.

Сводная кривая средней скорости и скоростная колонка характеризуют изменение средней, пластовой и граничной скоростей по вертикали z или t . Они в случае отсутствия горизонтального градиента скорости на площади исследований составляются по обобщенным данным сейсмокаротажа, МОВ и КМІВ.

Развернутые графики отображают изменение скоростей по горизонтали x и вертикали z или t и подразделяются на два типа.

К первому типу относят графики изменения средней скорости $v_{cp}(x)$ вдоль профиля (ось x), параметром которых является время $t = \text{const}$ или глубина $z = \text{const}$, и графики равных значений скорости в системе координат x, t или x, z [52]. Графики этого типа дают наглядное представление как о горизонтальном, так и о вертикальном градиенте средней скорости (рис. 55).

Ко второму типу относят графики распределения скоростей вдоль профиля для маркирующих горизонтов. Их строят для средних,

пластовых и граничных скоростей. В первом случае графики изображают горизонтальное изменение средней скорости в толще, которая покрывает маркирующий горизонт, во втором — дают представление об изменении скорости вдоль профиля в пласте, заключенном между двумя маркирующими горизонтами, в третьем — показывают изменение граничной скорости по площади для определенного преломляющего горизонта (см. рис. 53).

Карты скоростей характеризуют распределение средних, пластовых и граничных скоростей пределах площади исследований.

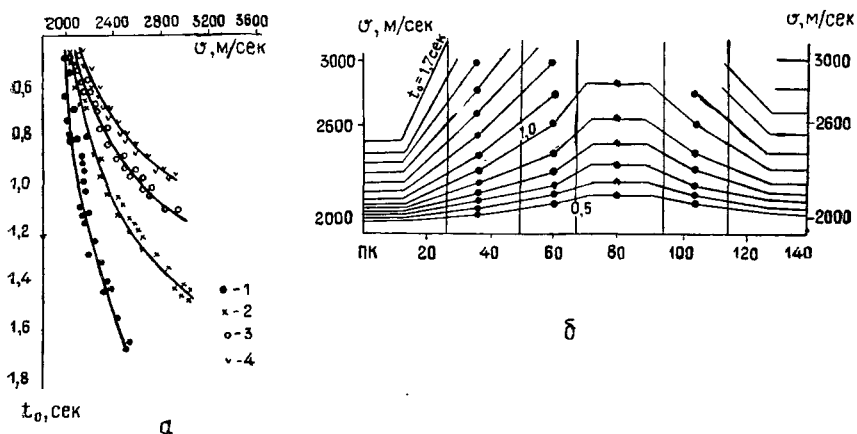


Рис. 55. Развернутые графики средних скоростей (по данным [52]).

а — кривые $v_{эф}(t_0)$ для отдельных интервалов профиля; б — развернутые графики; 1 — шикеты 0—26; 2 — шикеты 26—50, 115—140; 3 — шикеты 50—67, 95—115; 4 — шикеты 67—95.

Карты средних скоростей подразделяют на следующие виды: 1) карты средних скоростей в толще, покрывающей определенную стратиграфическую или физическую (отражающую или преломляющую) границу; 2) карты средних скоростей для заданных глубин $z = const$ или времени $t_0 = const$; 3) карты поправок к скоростям, определяемым по сводной кривой средней скорости.

Карты пластовых скоростей строят для комплексов, ограниченных двумя стратиграфическими или физическими границами, а карты граничных скоростей — для опорных преломляющих границ.

По детальности карты подразделяют на региональные и локальные. На первых изображают общие закономерности распределения скоростей без указания деталей, обусловленных влиянием местных факторов (локальных структур, зон выклинивания и фациального замещения слоев и т. п.). Детали изменения скоростей, вызванные влиянием местных факторов, наносят на локальные карты, составляемые для небольших площадей. Примеры локальных и региональных карт показаны на рис. 52 и 54.

Об особенностях и достоверности данных, полученных разными методами

При обобщении необходимо учитывать особенности данных по каждому методу, имея четкое представление о характере погрешностей. Совместное обобщение данных, полученных разными методами, с учетом упомянутых особенностей повышает достоверность сведений о скоростной характеристике разреза, увеличивает их плотность. И, наоборот, обобщение без учета этих особенностей может привести к ложным суждениям о распределении скоростей. Ниже приводятся особенности данных для основных методов изучения скорости.

Сейсмокаротаж. Данные сейсмокаротажа при построении результирующих графиков обычно принимают за основу. С помощью сейсмокаротажа можно получить наиболее точные сведения о средних и пластовых скоростях, а при использовании ультразвуковых способов и об истинных скоростях в разрезе. Однако часто в связи с ограниченным числом скважин, изученных сейсмокаротажем, полученные материалы не позволяют судить о закономерностях изменения скорости по горизонтали.

Достоверность результатов сейсмокаротажа определяется, как указывалось в параграфе 23, путем аналитической оценки точности и сопоставления результатов независимых наблюдений, выполненных при взрывах в разных пунктах. Кроме того, с целью контроля, а иногда и для повышения достоверности при обобщении целесообразно учитывать данные электрокаротажа и других методов промышленной геофизики. Сопоставляя материалы различных геофизических исследований в скважинах и имея в виду коррелятивные связи между скоростью и сопротивлением, скоростью и интенсивностью вторичного гамма-излучения и другими физическими свойствами (параграф 36), часто удается обнаружить грубые ошибки и произвести более обоснованное расчленение разреза на пласты.

Весьма полезными при обработке и обобщении материалов сейсмокаротажа могут оказаться сведения о динамических характеристиках волн в скважинах. Известно, например, что такой динамический параметр, как эффективный коэффициент поглощения $\alpha_{эф}$, более чувствителен к изменению упругих свойств породы, чем скорость [24]; при сопоставлении графиков зависимости среднего коэффициента поглощения $\alpha(z)$ с графиками зависимости средней скорости продольных волн $v_{ср}(z)$ отчетливо наблюдается обратная корреляционная связь — резкое уменьшение коэффициента поглощения с увеличением скорости. Подобная зависимость имеется между коэффициентом поглощения α и интервальной скоростью по данным дифференциального ультразвукового сейсмокаротажа [80].

Метод отраженных волн. Данные МОВ уступают по точности результатам сейсмокаротажа главным образом из-за наличия всевозможных искажений, описанных в главах II и IV. Вместе с тем при массовых определениях с использованием многих

осей синфазности в случае охвата больших площадей эти данные являются более представительными, чем результаты сейсмокаротажа в единичных скважинах.

Достоверность данных МОВ, так же как и сейсмокаротажа, устанавливается путем оценки точности. В связи с тем, что основной причиной ошибок в определении скорости являются систематические искажения годографов, при оценке точности следует исходить из разброса эффективных скоростей. В то же время необходимо иметь в виду, что не все систематические искажения годографов проявляются в виде разброса эффективных скоростей и поэтому малая величина погрешности не всегда свидетельствует о высокой достоверности данных. Достаточно полное представление о точности можно получить при двукратном профилировании с регистрацией колебаний как минимум на двух существенно разных фильтрациях. В этом случае создаются наиболее благоприятные возможности для обнаружения и исключения искажений, связанных с кривизной границ и фазовыми сдвигами при тонкостроистом разрезе.

В связи с резким снижением достоверности данных при регистрации волн-помех большое значение приобретают их распознавание и исключение. Особую роль в МОВ играют многократные отраженные волны. Для выявления кратных отраженных волн, образовавшихся в верхней низкоскоростной части разреза, часто используют такой признак, как резко аномальное уменьшение эффективной скорости на общем фоне ее возрастания с глубиной [19, 72]. Одним из приемов обнаружения кратных волн является также построение вариационных кривых (гистограмм) значений $v_{эф}$. В случае регистрации этих волн на гистограммах наблюдаются дополнительные моды [93, 174, 183]. Для опознания кратных волн можно прибегать и к сопоставлению полевых записей с синтетическими. Примеры такого сопоставления приведены в работах [183 и др.]. При распознавании многократных отраженных волн целесообразно использовать не только кинематические, но и динамические критерии. Наиболее удобным приемом является сопоставление кинематических и динамических диаграмм встречных наблюдений (см. параграф 32).

Метод преломленных волн. Сведения о скоростях, полученные по годографам преломленных волн, считаются наименее достоверными. Ошибки в определении $v_{эф}$ даже в случае плоских границ и однородных слоев при уверенном распознавании волн могут, как указывалось, достигать 50% и более. Тем не менее в благоприятных условиях привлечение данных метода преломленных волн приводит к увеличению достоверности сведений о скоростях. В качестве примера можно указать на работы, проведенные в юго-западной части Чарысуйской депрессии [93]. В этом районе данные об эффективных скоростях, полученные по годографам преломленных волн, были использованы при анализе вариационных кривых (гистограмм) $v_{эф}$ (v), построенных по данным МОВ и имеющих многомодальный характер. В результате на гистограммах были определены

моды, соответствующие наиболее вероятным значениям скорости в среде, и исключены моды, которые обусловлены регистрацией многократных отражений.

К обобщению данных при наличии анизотропии

Совместное обобщение данных разных методов с целью составления единых графиков или карт допустимо только в том случае, когда среда изотропная. Если имеется анизотропия, эти данные нуждаются в раздельном обобщении, так как даже при однородной анизотропной среде скорости, найденные разными методами, могут различаться [60, 64].

Наряду с анизотропией, вызванной неравномерным давлением (см. параграф 36), анизотропия в осадочных отложениях может быть обусловлена их слоистостью [140, 146]. В данном случае индикатриса скоростей в вертикальной плоскости имеет вид эллипса, длинная полуось которого расположена по горизонтали (рис. 56, а). При этом средняя скорость $v_{\text{ср ск}}$, вычисленная в процессе сейсмокаротажа по вертикальному годографу проходящей волны, есть скорость v_z по вертикали, а скорость $v_{\text{эф}}$, найденная по годографу отраженной или преломленной волны, представляет скорость v_x по горизонтали, т. е. $v_{\text{ср ск}} = v_z < v_x = v_{\text{эф}}$.

Причиной анизотропии может быть также трещиноватость пород. В однородной среде, которая разбита системой вертикальных трещин, судя по данным теоретических исследований [140, 146], моделирования [50, 78] и проведенного нами обобщения полевых наблюдений, индикатриса скоростей представляет эллипс, длинная полуось v_z которого расположена вертикально (рис. 56, б). В этом случае $v_{\text{ср ск}} = v_z > v_x = v_{\text{эф}}$.

Проведенные в последнее время в Пермском университете работы по моделированию, а также данные обобщения материалов по Пермскому Прикамью свидетельствуют о том, что при горизонтально-слоистой среде, которая разбита системой вертикальных трещин, индикатриса скоростей в вертикальной плоскости имеет сложную форму с двумя ортогонально расположенными направлениями повышенных значений скорости: 1) по напластованию; 2) по простиранию трещин (рис. 56, в). Путем теоретических расчетов скорости по годографам, проведенных для данного случая, установлено следующее соотношение скоростей: $v_{\text{ср ск}} = v_z$, $v_{\text{эф}} \ll v_x$, $v_{\text{эф}} \ll v_z$.

Таким образом, при наличии анизотропии, связанной со слоистостью реальных сред и их трещиноватостью, возможны различные соотношения между скоростями, полученными с помощью разных методов. Для горизонтально-слоистых сред наиболее вероятно следующее соотношение скоростей: в зонах трещиноватости $v_{\text{эф}} \ll v_{\text{ск}}$, в зонах отсутствия трещиноватости $v_{\text{эф}} > v_{\text{ск}}$.

Следует отметить, что при сопоставлении данных МОВ и сейсмокаротажа по ряду районов восточной окраины Русской платформы приведенные выше соотношения находят хорошее подтверждение. Так, если сейсмические профили пересекают локальные поднятия, над послед-

нимп по данным сейсмокаротажа обнаруживаются слабые минимумы, а по данным МОВ эти минимумы имеют очень резкий характер, причем в зоне минимума $v_{эф} \ll v_{ск}$, а за пределами этой зоны $v_{эф} \gg v_{ск}$.

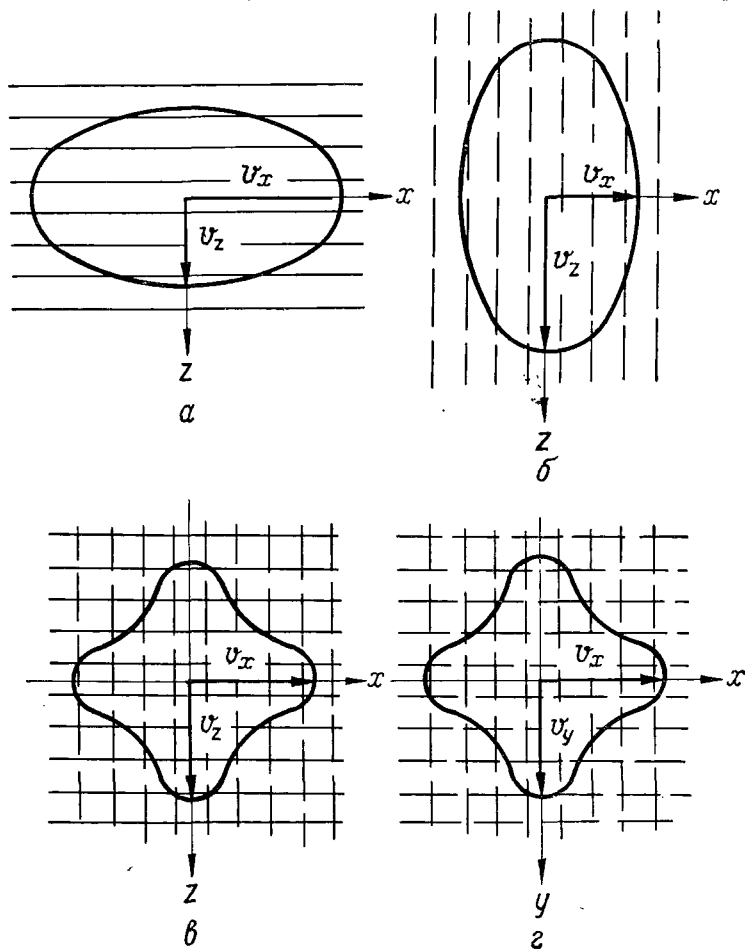


Рис. 56. Индикатрисы скоростей.

a -- в вертикальной плоскости xoz при наличии плоских границ, параллельных плоскости xoy ; *б* -- в вертикальной плоскости в случае системы вертикальных трещин, плоскости которых параллельны yoz ; *в* -- в вертикальной плоскости xoz при наличии плоских границ xoy и трещин yoz ; *г* -- в горизонтальной плоскости xoy при наличии двух систем трещин xoz и yoz .

39. ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ СРЕДАХ ПРИ РЕШЕНИИ ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Знание закономерностей пространственного распределения скоростных параметров в геологических средах необходимо, как уже указывалось во введении, для решения многих геолого-геофизических задач.

Главной задачей, при решении которой используются данные о скоростях, являются построение сейсмических границ, составление разрезов и структурных карт с установлением геологической приуроченности сейсмических границ. Тщательное изучение и учет закономерностей пространственного распределения скорости имеют особенно важное значение при разведке пологих платформенных структур. Использование скоростей для построения отражающих и преломляющих границ, разрезов и структурных карт освещено в учебниках и руководствах и поэтому здесь не рассматривается.

Сведения о скоростях дают возможность успешно решать наряду с указанной выше главной задачей ряд следующих геолого-геофизических задач.

1. Различие скоростей в разных по литологическому составу отложениях позволяет производить с помощью карт и развернутых графиков средних и эффективных скоростей поиски и картирование областей выклинивания мощных толщ одного состава, залегающих среди отложений иного состава. В качестве примера можно указать на успешное картирование областей увеличенной мощности терригенной толщи нижнего карбона на территории Волго-Уральской нефтеносной области [33, 182 и др.].

2. На зависимости скорости от литологического и минералогического состава пород основано геологическое картирование закрытых площадей по картам граничных скоростей. Изучение карт позволяет судить об изменении состава пород, слагающих преломляющий горизонт, проследивать рудные тела и интрузии, а в некоторых случаях судить о структурном строении района. Примеры геологического картирования по граничным скоростям даны в работах [69, 110, 115, 189].

3. Скорости распространения упругих волн, полученные по годографам преломленных и рефрагированных волн при глубинных сейсмических исследованиях, представляют основной источник сведений о составе и строении кристаллической толщи земной коры. Основой для геологической интерпретации данных о скоростях в кристаллической толще является существование зависимости скорости от минералогического состава и глубины (давления). Вопросам интерпретации данных о скоростях с целью изучения строения и состава кристаллической толщи земной коры посвящено большое число работ советских и зарубежных исследователей. Обобщение этих работ выполнено в последнее время во ВНИИГеофизике [120].

4. Детальные карты и схемы скоростей могут оказаться полезными при поисках нефтяных и газовых залежей. Одним из признаков для выявления месторождения служит наличие локального минимума скорости, который может быть вызван следующими причинами:

а) нефтяные месторождения часто бывают приурочены к приподнятым зонам, которые характеризуются пониженными скоростями в связи с меньшим гравитационным уплотнением пород и особенностями седиментационного процесса;

б) нефтяные месторождения обычно приурочены к зонам наиболее интенсивных новейших и неотектонических движений [99, 108]; эти зоны в связи с трещиноватостью также должны характеризоваться пониженными скоростями;

в) наличие нефтяной залежи создает дополнительный эффект уменьшения скорости [100, 101];

г) хорошие коллекторы нефти приурочены к породам с повышенной пористостью, что также приводит к уменьшению скорости.

5. Наличие отмеченной в параграфе 35 связи изменения скоростей с интенсивностью тектонических и особенно новейших тектонических движений позволяет применять карты скоростей в комплексе с другими геолого-геофизическими данными для изучения тектоники вообще и новейшей тектоники в частности.

6. Зависимость формы индикатрис эффективных скоростей в горизонтальной плоскости от направления трещиноватости и ее интенсивности может быть использована для выявления направления основных систем трещин в отложениях разного возраста, расположенных на разной глубине, а также при изучении изменений в ориентировке трещиноватости с глубиной. Основанием для такого заключения являются результаты наших работ по изучению анизотропии в горизонтальной плоскости в Пермском Прикамье с помощью метода отраженных волн. Вид индикатрис в случае наличия двух систем трещин показан на рис. 56, г.

7. Сведения о скоростях, полученные при ультразвуковом каротаже, используются для построения синтетических сейсмограмм [94, 203]. Учитывая наличие прямой связи между скоростью и электрическим сопротивлением [119, 181, 209], для построения синтетических сейсмограмм в ряде случаев можно использовать данные электрокаротажа [34, 183].

8. Связь скорости с другими физическими свойствами является основой для решения комплексных геолого-геофизических задач. Например, связь скорости, пористости и других свойств учитывается в промышленной геофизике при выделении пористых коллекторов [84]. Известны предложения [15, 158] использовать связь скорости и плотности при интерпретации гравirazведочных наблюдений.

9. Данные вычисления скоростей применяются для распознавания волн. Пользуясь значениями $v_{эф}$, можно распознавать многократные волны. По значениям $v_{эф}$ можно также выделять дифрагированные волны в МРПП [58], так как скорости этих волн меньше найденных значений скорости отраженных волн [17].

Приведенный перечень не исчерпывает всех задач, при решении которых целесообразно использовать данные о скоростях. В то же время следует отметить, что методика решения многих перечисленных задач еще далека от совершенства и нуждается в дальнейшей разработке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев Р. А. Составление нормальных годографов и определение средней скорости до преломляющих границ при помощи номограмм. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 40. Гостоптехиздат, 1961.
2. Абдуллаев Р. А., Джафаров К. Д. Теория и практика интерпретации геофизических наблюдений. Баку, 1964.
3. Авербух А. Г. Об интерпретации годографов рефрагированных волн. Прикладная геофизика, вып. 36. Гостоптехиздат, 1963.
4. Авербух А. Г. Определение положения преломляющей границы по годографам неперодольных профилей КМШВ. Прикладная геофизика, вып. 38. Гостоптехиздат, 1964.
5. Авербух А. Г., Горбач Л. М., Сумерина Э. П. О физической природе волн, регистрируемых в первых вступлениях при наблюдениях КМШВ. Прикладная геофизика, вып. 36. Гостоптехиздат, 1963.
6. Андреев В. А. Прослойная зональность физических свойств осадочных пород и ее связь со структурами платформенных областей. Советская геология, вып. 61, 1957.
7. Андреев В. А. Определение эффективной скорости по годографам отраженных волн, построенным в обычном масштабе, при помощи палетки. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 20. Гостоптехиздат, 1957.
8. Андреев В. А., Воронин В. П., Крылов С. В. Геофизические особенности нефтеносных структур Волго-Уральской провинции. Советская геология, № 7, 1961.
9. Апродов В. А. О тектонической трещиноватости каменноугольных и юрских пород в южных окрестностях Москвы. Научные доклады высшей школы, отдел геол.-географ. наук, № 1, 1958.
10. Белоусов В. В. Основные вопросы геотектоники, Госгеолиздат, 1954.
11. Берденникова П. И. О некоторых проявлениях анизотропии в сплошной среде при работе на поперечных волнах. Вопросы динамической теории, сб. 2. Изд. ЛГУ, 1959.
12. Берденникова П. И., Жадин В. В., Рудаков А. Г. К вопросу о методике сейсмокаротажных наблюдений. Вопросы динамической теории, сб. 2. Изд. ЛГУ, 1959.
13. Берденникова П. И. Корреляционный сейсмический каротаж. Вопросы динамической теории, сб. 4. Изд. ЛГУ, 1962.
14. Берденникова П. И., Куликина Т. П. Изучение кинематических и динамических характеристик Р и S волн при наблюдениях в скважинах. Труды Института геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР, вып. 16, 1962.
15. Березкин В. М. К вопросу о соотношении между плотностью пород и скоростью распространения упругих волн в них. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 49. Гостоптехиздат, 1963.

16. Берзон И. С. Годографы отраженных волн и их интерпретация при наличии горизонтального градиента скорости. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 91, 1945.
17. Берзон И. С. О некоторых вопросах кинематики распространения дифрагированных сейсмических волн. Труды геофизического института АН СССР, № 9 (136), 1950.
18. Берзон И. С. Эффективные скорости в случае непрерывного изменения с глубиной истинных скоростей сейсмических волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1955.
19. Берзон И. С. Эффективные скорости и глубины, определяемые по годографам многократных отраженных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1956.
20. Берзон И. С. Высокочастотная сейсмика. Изд. АН СССР, 1957.
21. Берзон И. С. Некоторые вопросы интерпретации годографов обменных отраженных волн. Труды ИФЗ АН СССР, № 6 (173), 1959.
22. Берзон И. С., Боканенко Л. М., Исаева В. С. Сейсмические исследования на леднике Туок-Су. IX и X разделы программы МГГ, № 3. Изд. АН СССР, 1959.
23. Берзон И. С., Васильев Ю. И., Стародубовская С. П. О преломленных волнах, соответствующих водоносным пескам. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 2, 1959.
24. Берзон И. С., Епинатьева А. М., Парийская Г. Н., Стародубовская С. П. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. Изд. АН СССР, 1962.
25. Богданов А. И. Теоретические годографы отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1952.
26. Богданов А. И. Сопряженные точки годографов отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1952.
27. Богданов А. И. Интерпретация сейсмических годографов. Гостоптехиздат, 1960.
28. Больших С. Ф. О приближенном представлении годографа отраженных волн в случае многослойной покрывающей среды. Прикладная геофизика, вып. 15. Гостоптехиздат, 1956.
29. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд. АН СССР, 1957.
30. Бугайло В. А. Определение средней скорости до отражающего горизонта способами: суммы, разности и постоянной разности. Прикладная геофизика, вып. 3. Гостоптехиздат, 1946.
31. Боганик Г. Н. Определение эффективных скоростей по одиночным годографам при обработке наблюдений МОВ на ЦВМ. Геофизическая разведка вып. 16. Изд. «Недра», 1964.
32. Бяков Ю. А. О некоторых ошибках вычисления средней скорости по данным сейсмокаротажных наблюдений. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 2. Ученые записки Пермского ун-та, 1961.
33. Бяков Ю. А. Об исследовании по эффективным скоростям зон выклинивания. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 3. Ученые записки Пермского ун-та, 1962.
34. Бяков Ю. А. Построение синтетических сейсмограмм на основе ШГГ и электрокаротажа. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 4. Ученые записки Пермского ун-та, 1963.
35. Вейцман Б. А. Использование кажущейся скорости для определения эффективной скорости по годографам отраженных волн. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 45. Гостоптехиздат, 1962.
36. Вейцман Б. А. Аналитическое определение эффективной скорости по годографу отраженной волны. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 47. Гостоптехиздат, 1963.
37. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. Физматгиз, 1958.
38. Вожжова Н. П. Распределение эффективных скоростей на площади Западно-Туркменской впадины. Изв. АН ТуркмССР, сер. геол. наук, № 4, 1960.

39. Волин А. П., Рудаков А. Г. О сейсморазведочных работах на поперечных волнах. Прикладная геофизика, вып. 15. Гостоптехиздат, 1956.
40. Волин А. П. К постановке сейсморазведки в Алмакытском рудном районе. Вопросы разведочной геофизики, вып. 2. Гостоптехиздат, 1962.
41. Волярович М. П. и др. Физические свойства горных пород при высоких давлениях. Труды ИФЗ АН СССР, № 23 (190), 1962.
42. Воронков А. В. Методы осреднения точек наблюдения при определении эффективных скоростей в интегральной форме. Разведочная и промышленная геофизика, вып. 55. Гостоптехиздат, 1962.
43. Воюцкий В. С. К проблеме сейсмокаротажа. Бюллетень нефть. геофиз., вып. 4. ОНТИ, 1937.
44. Воюцкий В. С. Опыт применения катодного осциллографа к измерению скорости упругих волн. Сб. по сейсм. разведке. ГОНТИ, 1958.
45. Гамбурцев Г. А. Основы сейсморазведки. Гостоптехиздат, 1959.
46. Гамбурцев Г. А., Дерягин Б. В. Прикладная геофизика, вып. 2, «Сейсмометрия». ГОНТИ, 1934.
47. Гамбурцев Г. А., Ризниченко Ю. В., Берзон П. С., Епипатьева А. М. и др. Корреляционный метод преломленных волн. Изд. АН СССР, 1952.
48. Гальперин Е. П. Изучение направления вектора смещения при наблюдениях в скважинах. Изв. АН СССР, № 2, 1963.
49. Гальперин Е. П., Фролова А. В. Трехкомпонентные сейсмические наблюдения в скважинах. Изв. АН СССР, № 6—7, 1963.
50. Гильберштейн П. Г., Гурвич И. И. Скорости упругих волн в дырчатых материалах для сейсмического моделирования. Изв. высш. учебн. заведений, сер. «Геология и разведка», № 15, 1962.
51. Гиподман А. Г. О построении условных горизонтов в одном из районов Бакирии. Геофизическая разведка, вып. 14. Гостоптехиздат, 1963.
52. Глотов О. К. К методике учета изменения средних скоростей в сейсмике отраженных волн. Разведка недр, № 3, 1950.
53. Глотов О. К. Способ разностного годографа для вычисления эффективных скоростей. Разведочная и промышленная геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1954.
54. Глотов О. К. Об учете преломления на промежуточных границах раздела при интерпретации годографов преломленных и отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 16. Гостоптехиздат, 1963.
55. Глотов О. К. Об определении скоростей по многим осям сдифференцированности. Геофизическая разведка, вып. 14, Гостоптехиздат, 1963.
56. Глотов О. К. Усовершенствование способов интерпретации данных сейсмического метода отраженных волн при разведке пологих структур. Кандидатская диссертация. Фонды треста Геофизнефтеуглеразведка, 1964.
57. Глоговский В. М. О совместном уравнивании системы годографов отраженных волн. Геофизическая разведка, вып. 3. Гостоптехиздат, 1961.
58. Грдличка А. О дифрагированных волнах, выделенных методом РНП в Венском бассейне Чехословакии. Тр. МИНХиГП, вып. 26, 1960.
59. Гольдин С. В. Об изучении изменения средней скорости до опорного отражающего горизонта. Прикладная геофизика, вып. 30, 1961.
60. Гурвич И. И. Интерпретация данных сейсморазведки в случае анизотропной среды. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., № 5, 1940.
61. Гурвич И. И., Ризниченко Ю. В. Определение средних скоростей по встречным годографам отраженных волн. Разведка недр, № 4, 1941.
62. Гурвич И. И. Об отражениях от тонких пластов в сейсморазведке. Прикладная геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1952.
63. Гурвич И. И. График для вычисления эффективной скорости по годографам отраженных волн. Сб. по обмену производственно-техническим опытом геофизических работ, № 2, Госгеолиздат, 1953.
64. Гурвич И. И. Сейсмическая разведка. Гостоптехиздат, 1960.
65. Гурвич И. И. Определение эффективной скорости способом совмещения встречных годографов отраженных волн. Труды МГРИ, вып. 27, 1953.
66. Гурвич И. И. Сейсморазведка. Изд. «Недра», 1964.

67. Демиденко Ю. Б. Сейсмокаротаж взрывных скважин. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 30. Гостонтехиздат, 1959.
68. Демиденко Ю. Б., Фабиянский И. Ф. Использование станции ССМ-57 при скважинной сейсморазведке. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 46. Гостонтехиздат, 1962.
69. Епинатьева А. М. Составление карт граничных скоростей сейсмических волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1953.
70. Епинатьева А. М. Многократные отраженные волны. Сб. «Состояние и перспективы развития разведочной геофизики». Гостеолтехиздат, 1961.
71. Епинатьева А. М., Иванова Л. А. Применение высокочастотных фильтров для подавления многократных отраженных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1959.
72. Епинатьева А. М., Михайлова П. Г. Определение типов многократных отраженных волн по их кинематическим и динамическим характеристикам. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1959.
73. Жадин В. В. Об исследовании поглощения Р и S волн способом сейсмического каротажа. Геология и геофизика, № 3, 1960.
74. Жадин В. В. Трехкомпонентные измерения амплитуд и скоростей распространения продольных и поперечных волн в глубоких скважинах. Геология и геофизика, № 10, 1960.
75. Жданов В. В., Резанов И. А. О состояниях и задачах изучения физических свойств горных пород при высоких давлениях и температуре. Изв. АН СССР, сер. геол., № 11, 1962.
76. Завьялов В. Д., Тимошин Ю. В. Годографы отраженных волн для криволинейных границ раздела и их интерпретация. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1955.
77. Иванов Л. И. Сейсмокаротаж предомленными волнами. Прикладная геофизика, вып. 17. Гостеолтехиздат, 1957.
78. Ивакин Б. Н. Методы управления плотностью и упругостью при двумерном моделировании сейсмических волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1960.
79. Иванкина А. Т., Морозова А. А. Составление детального скоростного разреза по диаграммам нейтронного гамма-каротажа. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 34. Гостонтехиздат, 1960.
80. Карус Е. В., Сакс М. В. Импульсный ультразвуковой сейсмокаротаж. Вестник АН СССР, № 4, 1961.
81. Карус Е. В., Фролов А. П., Цукерник В. Б. Изучение физико-механических свойств пород методом импульсного звукового сейсмокаротажа. Сб. «Состояние и перспективы развития разведочной геофизики». Гостонтехиздат, 1961.
82. Карус Е. В. Ультразвуковой сейсмический каротаж. Методическое руководство по определению физических свойств горных пород и полезных ископаемых. Гостеолтехиздат, 1962.
83. Когал А. Б. Способ определения эффективных скоростей при помощи палетки теоретических годографов. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 20. Гостонтехиздат, 1957.
84. Кобранова В. Н. Физические свойства горных пород. Гостонтехиздат, 1962.
85. Козлов Е. А. О скоростях продольных волн в терригенных отложениях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1962.
86. Козлов Е. А. О закономерностях распределения скоростей сейсмических волн в осадочной толще центрального и западного Предкавказья. Прикладная геофизика, вып. 39. Изд. «Недра», 1964.
87. Козлов Е. А., Кармази А. А. Определение эффективных скоростей в условиях криволинейных отражающих границ. Прикладная геофизика, вып. 40. Изд. «Недра», 1964.
88. Колмаков М. В. Интегральное определение эффективных скоростей в методе отраженных волн. Геофизическая разведка, вып. 3. Гостонтехиздат, 1961.

89. Космичская И. П. О начальных точках годографов минтруповских волн. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., т. X, № 1, 1946.

90. Крылов С. В. Об определении горизонтальных изменений скорости по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 30. Гостоптехиздат, 1961.

91. Крылов С. В. Методы математической статистики при определении скоростей по годографам отраженных волн. Записки Ленинград. горн. ин-та, т. XXXIX, вып. 2, 1961.

92. Крылов С. В. О геологическом истолковании материалов сейсморазведки на востоке Русской платформы. Записки Ленинград. горн. ин-та, т. XXXIX, вып. 2, 1961.

93. Кулин П. Я., Михеева П. Г. Использование вариационных кривых при установлении закона изменения эффективной скорости с глубиной. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 47. Гостоптехиздат, 1963.

94. Купалов-Ярополк И. К. Синтетические сейсмозаписи. Прикладная геофизика, вып. 35. Гостоптехиздат, 1962.

95. Левиц А. П. Применение способа исключения средних скоростей для определения параметров неоднородной среды. Прикладная геофизика, вып. 39. Изд. «Недра», 1964.

96. Левиц А. П. Приближенное представление годографов рефрагированной и отраженной волны. Прикладная геофизика, вып. 39. Изд. «Недра», 1964.

97. Левитон М. Е., Лифанов В. И. Скоростная характеристика верхнемеловых отложений Предкавказья и возможности ее использования при построении региональных литолого-фациальных карт. Сб. «Вопросы геофизических методов исследования». ГОСИНТИ, 1962.

98. Маловичко А. К. Гравиметрическая съемка с выравниванием аномалий по маршрутам. Прикладная геофизика, вып. 21. Гостоптехиздат, 1958.

99. Мещеряков Ю. А. Морфоструктура равнинно-платформенных областей. Изд. АН СССР, 1960.

100. Мирчинк М. Ф., Баллах И. Я., Сергеев Л. А., Чурлин В. В., Бухарцев В. П., Вето В. И., Халатрян Р. О. Оценка возможности применения сейсмической разведки для прямых поисков нефтяных залежей. Изд. АН СССР, 1961.

101. Мирчинк М. Ф. и др. Прямые поиски залежей нефти сейсмическим методом отраженных волн. Сб. «Состояние и перспективы развития разведочной геофизики». Гостоптехиздат, 1961.

102. Мистрюков Ю. М. Аналитическое вычисление эффективных скоростей по годографам отраженных волн при помощи специальной линейки. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 45. Гостоптехиздат, 1962.

103. Мозжежко А. П. Сейсмокаротажный зонд. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 13. Гостоптехиздат, 1955.

104. Мокрушина М. И. Искажение эффективной скорости при наложении кратных волн. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 3. Ученые записки Пермского ун-та, 1962.

105. Молотова Л. В., Васильев Ю. И. О величине отношения скоростей продольных и поперечных волн в горных породах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1960.

106. Мурусидзе Г. Я. Определение средних скоростей по нагнющим годографам отраженных волн в сейсморазведке. Труды Института геофизики АН ГрузССР, т. 2, 1955.

107. Пазарный С. А. Графоаналитический способ установления закона скорости по годографам проходящих волн. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 49. Гостоптехиздат, 1963.

108. Николаев Н. И. Об использовании данных новейшей тектоники. Советская геология, № 5, 1961.

109. Николаев А. В. Вопросы детального изучения характеристик грунтов в естественном залегании. Труды ИФЗ АН СССР, № 25 (192), 1962.

110. Облогина Т. И., Пийн В. Б., Кочай С. Применение сейсмических методов при изучении интрузивов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1962.

111. Осипов И. С. Характер изменения скоростей распространения сейсмических волн в анизотропных средах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1962.

112. Островский А. Е. Измерения скорости распространения упругих волн на малых базах. ДАН СССР, т. XVII, вып. 7, 1937.

113. Павленкова Н. И. Аналитическое выражение способа подбора для определения эффективных скоростей. Материалы геофизических исследований территории Украины. Изд. АН УССР, Киев, 1963.

114. Парийская Г. Н. Об определении средней скорости по точке пересечения годографов преломленных волн. Труды геофизического ин-та АН СССР, вып. 35 (162), 1956.

115. Парийская Г. Н. Изучение поверхности вертикально-слоистой среды со сложным рельефом. Труды ИФЗ АН СССР, вып. 6 (173), 1959.

116. Петкевич Г. И. О скоростной характеристике карбонатных отложений мезозоя Предкарпатья. Вопросы разведочной геофизики № 1, Записки Львовского политехн. ин-та, вып. 75, 1960.

117. Перельман И. И. Способ определения эффективных скоростей по годографам отраженных волн без трансформации их в прямоуго. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 47. Гостоптехиздат, 1963.

118. Подьяпольский Г. С. Коэффициенты преломления и отражения упругих волн на слое. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1961.

119. Полак Л. С., Рапопорт М. Б. О связи между электрическими и упругими свойствами осадочных пород. Прикладная геофизика, вып. 15. Гостоптехиздат, 1956.

120. Померанцева И. В. О скоростной характеристике, строении и возможном составе кристаллической толщи земной коры. Прикладная геофизика, вып. 38. Гостоптехиздат, 1964.

121. Пузырев Н. Н. Применение численных методов осреднения при определении скоростей по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 16. Гостоптехиздат, 1957.

122. Пузырев Н. Н. Измерение сейсмических скоростей в скважинах. Гостоптехиздат, 1957.

123. Пузырев Н. Н. О результатах экспериментальных работ по возбуждению и регистрации поперечных волн в районах Нижнего Поволжья. Сб. «Состояние и перспективы развития разведочной геофизики». Гостоптехиздат, 1961.

124. Пузырев Н. Н. Определение средней скорости по взаимным точкам на годографах отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 1. Гостоптехиздат, 1945.

125. Пузырев Н. Н. Трассирование сбросов и нормальных границ на соляных куполах Прикаспийской низменности по данным годографов первых вступлений. Прикладная геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1952.

126. Пузырев Н. Н. О влиянии кривизны границы раздела при определении скорости по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 13. Гостоптехиздат, 1955.

127. Пузырев Н. Н. О фазовых искажениях и амплитудных характеристиках при группировании сейсмографов на больших базах. Прикладная геофизика, вып. 17. Гостоптехиздат, 1957.

128. Пузырев Н. Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. Гостоптехиздат, 1959.

129. Пузырев Н. Н. Некоторые вопросы интерпретации поперечных и обменных волн. Труды Института геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР, вып. 16, 1962.

130. Пузырев Н. Н., Худобина Л. Н. Обзор экспериментальных исследований и некоторые теоретические положения по изучению поперечных и обменных волн. Труды Института геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР, вып. 16, 1962.

131. Рабинович Г. Я. Определение средней скорости по комбинационным годографам. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 35. Гостоптехиздат, 1962.

132. Ратникова Л. И. Некоторые результаты изучения обменных отраженных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1963.
133. Раджабов М. М. Определение граничных скоростей по поперечным годографам преломленных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1958.
134. Редколис В. А. О зависимости эффективной скорости от частотного спектра упругого импульса. Информационно-технический бюллетень треста Куйбышевнефтегеофизика, № 2 (6), 1958.
135. Ризниченко Ю. В. О средней скорости в сейсмике отраженных волн. ГОНТИ, 1938.
136. Ризниченко Ю. В. Сейсмические скорости в слоистых средах. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., т. II, № 2, 1947.
137. Ризниченко Ю. В. Геометрическая сейсмика слоистых сред. Труды Института теоретической геофизики АН СССР, т. I, ч. 2, 1947.
138. Ризниченко Ю. В. Способ теоретических годографов. Госгеолтехиздат, 1949.
139. Ризниченко Ю. В. О распространении сейсмических волн в дискретных и гетерогенных средах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1949.
140. Ризниченко Ю. В. О сейсмической квазианизотропии. Изв. АН СССР, № 6, 1949.
141. Ризниченко Ю. В., Силаева О. И. Определение зависимости скоростей распространения упругих волн в образцах горных пород при одностороннем давлении. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1955.
142. Ризниченко Ю. В., Глухов В. А. Об импульсном ультразвуковом каротаже. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1956.
143. Рихтер В. И. Применение численного интегрирования при определении эффективных скоростей. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 30. Гостоптехиздат, 1959.
144. Руднев В. Н. Вычисление средних скоростей по кажущимся скоростям на взаимных точках. Прикладная геофизика, вып. 1. Гостоптехиздат, 1945.
145. Руднев В. П. Вычисление средней скорости по трем точкам годографа отраженных волн. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 9. Гостоптехиздат, 1954.
146. Рытов С. М. Акустические свойства мелкослоистой среды. Акустический журнал, т. II, вып. 1, 1956.
147. Рябипкин Л. А. Сейсморазведка. В кн. «Курс геофизических методов разведки нефтяных месторождений». Гостоптехиздат, 1950.
148. Рябипкин Л. А. и др. Вопросы регулируемого направленного приема (РПП) сейсмических волн. Гостоптехиздат, 1957.
149. Рябипкин Л. А. и др. Применение регулируемого направленного приема (РПП) сейсмических волн. Гостоптехиздат, 1960.
150. Рябипкин Л. А., Нагалков Ю. В. и др. Теория и практика сейсмического метода РПП. Труды МИНХ и ГП, вып. 39, 1962.
151. Сердобольский Л. А. Применение РПП в условиях Подмосковского района Русской платформы. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 51. Изд. «Недра», 1964.
152. Сердобольский Л. А., Емшанов Л. А. Определение эффективных скоростей в МРПП. Труды МИНХ и ГП, вып. 50, 1964.
153. Соколов А. Ф. Особенности и возможности сейсморазведки МОВ при изучении неглубоко залегающих горизонтов. Геофизическая разведка, вып. 16. Изд. «Недра», 1964.
154. Соллогуб В. Б. Об упругих свойствах горных пород Днепровско-Донецкой впадины. Геологический журнал АН УССР, т. XIV, вып. 1, 1954.
155. Соллогуб В. Б. Упругие свойства горных пород в районах передовых прогибов Альпийской геосинклипальной области Европейской части СССР. Труды АН УССР, сер. геофиз., вып. 1, 1956.
156. Соллогуб В. Б. Физические свойства горных пород юго-западного и южного районов Европейской части СССР. Изд. АН УССР, 1958.

157. Стетюха Е. И. Уравнения корреляционных связей между физическими свойствами горных пород и глубиной их залегания. Изд. «Недра», 1964.

158. Сычев П. М., Паривнаипеп А. Э. Зависимость скорости распространения уругих волн от плотности горных пород на Сахалине. Геология и геофизика, № 6, 1963.

159. Тагай Е. Д. Использование способа Вихерта — Чибисова для определения скоростных параметров при глубинных сейсмических зондированиях. Прикладная геофизика, вып. 36. Гостоптехиздат, 1963.

160. Таллако Н. П. Определение средней и пластовой скорости по данным сейсмокаротажа. Методическое руководство по определению физических свойств горных пород и полезных ископаемых. Госгеолтехиздат, 1962.

161. Туезова Н. А. Связь некоторых физических свойств юго-западной Туркмении с геологией района. Прикладная геофизика, вып. 23. Гостоптехиздат, 1959.

162. Урунов А. К. О совместном осреднении систем годографов при определении эффективной скорости. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 20. Гостоптехиздат, 1957.

163. Урунов А. К. О совместном использовании годографов отраженных и преломленных волн при определении эффективной скорости. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 25. Гостоптехиздат, 1957.

164. Урунов А. К. О введении поправок за эффект преломления. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 21. Гостоптехиздат, 1958.

165. Урунов А. К. Определение эффективных скоростей по способу суммирования времен. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 1. Ученые записки Пермского ун-та, 1959.

166. Урунов А. К. Об ошибках интерпретации наблюдений по методу отраженных волн. Ученые записки Пермского ун-та, т. XV, вып. 1, 1960.

167. Урунов А. К. Изучение среднепластовых скоростей по годографам отраженных волн на Русской платформе. Сб. «Состоящие и перспективы развития разведочной геофизики». Гостоптехиздат, 1961.

168. Урунов А. К. О пересчете эффективных скоростей в среднепластовые в случае двухслойной среды. Прикладная геофизика, вып. 30. Гостоптехиздат, 1961.

169. Урунов А. К. О связи эффективной и истинной скоростей в случае криволинейной отражающей границы. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 2. Ученые записки Пермского ун-та, 1961.

170. Урунов А. К. Применение сейсмозондирований для определения среднепластовых скоростей в карбонатной толще. Бюллетень научно-технической информации, № 3 (31). Госгеолтехиздат, 1961.

171. Урунов А. К. Определение скоростей пластовых и средних, минуя вычисление эффективных. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 3. Ученые записки Пермского ун-та, 1962.

172. Урунов А. К. О точности определения эффективной скорости по годографам отраженных волн. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 3. Ученые записки Пермского ун-та, 1962.

173. Урунов А. К. Некоторые данные о фазовых искажениях при группировании сейсмоприемников на больших базах. Прикладная геофизика, вып. 33. Гостоптехиздат, 1962.

174. Урунов А. К. О выравнивании данных при изучении горизонтальных изменений скорости по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 35. Гостоптехиздат, 1962.

175. Урунов А. К. Ослабление ошибок при изучении скоростей по годографам отраженных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, 1963.

176. Урунов А. К. Особенности параметрических диаграмм при регистрации отражений от плоских границ. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 4. Ученые записки Пермского ун-та, 1963.

177. Урунов А. К. Распознавание многократных отраженных волн на параметрических диаграммах. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 4. Ученые записки Пермского ун-та, 1963.

178. Урупов А. К. Обобщенная формула для эффективной скорости. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений. сб. 5. Ученые записки Пермского ун-та, 1964.

179. Урупов А. К. Интегральное определение скоростей по осям синфазности на сейсмолентах. Прикладная геофизика, вып. 40. Изд. «Недра», 1964.

180. Урупов А. К. К оценке точности определения эффективной скорости по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 41. Изд. «Недра», 1964.

181. Урупов А. К. и Бяков Ю. А. О связи значений послонных сейсмических скоростей и продольных электрических сопротивлений. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 38. Гостоптехиздат, 1961.

182. Урупов А. К., Бяков Ю. А., Шихов С. А. О картировании областей увеличенной мощности терригенной толщи нижнего карбона сейсмическим методом отраженных волн. Геология нефти и газа, № 2, 1961.

183. Урупов А. К., Бяков Ю. А. О некоторых приемах распознавания многократных отраженных волн. Изв. высш. учебн. заведений, сер. «Нефть и газ», № 5, 1964.

184. Урупов А. К., Бяков Ю. А. Пример распознавания волн при обработке сейсмозондирований. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 5. Ученые записки Пермского ун-та, 1964.

185. Урупов А. К., Кивокурцев В. И. Об определении эффективных скоростей с использованием многих осей синфазности. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 3. Ученые записки Пермского ун-та, 1962.

186. Урупов А. К., Кивокурцев В. И. Применение способа параметрических диаграмм при определении скоростей. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 5. Ученые записки Пермского ун-та, 1964.

187. Урупов А. К., Шарипа К. В. О частотных характеристиках выравнивания результатов наблюдений. Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, сб. 2. Ученые записки Пермского ун-та, 1961.

188. Урупов А. К., Черемных Е. М. Применение сейсмозондирований при изучении скоростей в верхнепермской толще. Разведочная и прикладная геофизика, вып. 26. Гостоптехиздат, 1958.

189. Халевиц И. И. Граничные скорости для некоторых пород фундамента Тургайской низменности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1956.

190. Хатянов Ф. И., Амирова А. В., Иванова З. С. Послойная зональность скорости сейсмических волн в пределах некоторых нефтеносных платформенных структур Башкирии. Советская геология, № 3. 1961.

191. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Гостоптехиздат, 1957.

192. Хотимский В. И. Выравнивание статистических рядов по способу наименьших квадратов (способ Чебышева). Госстатиздат, 1959.

193. Худобина Л. П. Опыт регистрации отраженных поперечных и обменных волн. Труды Института геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР, вып. 16, 1962.

194. Царева И. В. Распространение упругих волн в песке. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1956.

195. Чернышев И. И. Тектоническая трещиноватость верхнепермских пород Пермско-Сарапульского Прикамья. Изв. высш. учебн. заведений, сер. «Геология и разведка», № 12, 1959.

196. Чибисов С. В. К теории сейсмического годографа. Бюллетень Гос. геофиз. ин-та РСФСР, № 36, 1931.

197. Шамаков В. И., Бондарев В. И. Определение эффективных скоростей по годографам отраженных волн в условиях Южного Урала. Вопросы разведочной геофизики. Труды Свердловского горного ин-та, вып. 44, 1963.

198. Шнейерсон М. Б. Сейсмокартаж преломленными волнами. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 26. Гостоптехиздат, 1959.

199. Шнеерсон М. Б. Определение скоростей распространения упругих волн по разностным годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 31. Гостоптехиздат, 1961.
200. Шушakov С. Д. Способ определения средних скоростей по годографам отраженных волн. Прикладная геофизика, вып. 4. Гостоптехиздат, 1946.
201. Щиголов Б. М. Математическая обработка наблюдений. Физматгиз, 1960.
202. Якобсон А. Н. Последующие волны при сейсмокаротаже. Разведочная и промысловая геофизика, вып. 15. Гостоптехиздат, 1956.
203. Баранов V. et K unetz G. Film synthetique avec reflexions, multiples, theorie et calcul pratique. Geoph. Prosp., VIII, 1960.
204. Birch F. Interpretation of seismic structure of crust in the light of experimental studies of value velocities in rocks. Contributions in Geophysics in honour of B. Gutenberg, v. 1, 1958.
205. Birch F. Handbook of Physical Constants. Geol. Soc. Am. Special Paper, No 636.
206. Dix C. H. Seismic velocities from surface measurements. Geophysics, No 1, 1955.
207. Davis C. R. Graphical method of analyzing velocity logs. The Oil and Gas Journal, v. 58, No 40, 1960.
208. Dermott M. C. E. Application of seismometry to geophysical problems. Bull. of Amer. Assoc. of Petr. Geol., v. 15, No 11, 1931.
209. Faust Z. I. A velocity function including lithologic variation. Geophysics, v. XVIII, No 2, 1953.
210. Hughes D. S., Cross J. H. Elastic wave velocities at high pressures and temperatures. Geophysics, No 16, 1951.
211. Kaufmann H. Velocity functions in seismic prospecting. Geophysics, v. XVIII, No 3, 1953.
212. Peterson R. A., Fillippone and Coker F. B. The synthesis of seismograms from well log data. Geophysics, v. XX, No 3, pp. 516—538, 1955.
213. Roman J. Least squares in practical geophysics. AJME Geophysical Prospecting, 1932.
214. Terry N. B. The dependance of the elastic behaviour of coal on the microcrack structure. Fuel, v. 38, No 5, 1959.
215. West S. S. Dependence of seismic wave velocity depth and lithology. Geophysics, v. XV, No 4, pp. 653—662, 1950.
216. Wyllie M. R., Gregory A. R. and Gardner L. M. Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. Geophysics, v. 21, 1956.
217. Wyllie M. R. L., Gregory A. R. and Gardner L. M. An Experimental investigation of factors affecting elastic wave velocities in porous media. Geophysics, v. 23, 1958.
218. Wyrobek S. M. Well velocity determinations in the English Triass, Permian and Carboniferous. Geophysical Prospecting, v. VII, No 2, 1959.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
1. Скорости, изучаемые в сейсморазведке	5
2. Методы изучения скоростей	8
3. Краткий обзор исследований по разработке методов изучения скоростей	9
4. Этапы и приемы обработки наблюдений при изучении сейсмических скоростей	12
Глава I. Определение эффективных скоростей по годографам отраженных волн	14
5. Эффективная скорость и факторы, влияющие на ее величину	14
6. Графические и графоаналитические способы определения эффективной скорости первого рода	20
7. Аналитические способы определения эффективной скорости первого рода	31
8. Способы определения эффективной скорости второго рода, основанные на специальном выборе точек на годографе	40
9. Обобщенная формула определения эффективной скорости	42
10. Действительность различных способов определения скоростей в отпощении ослабления ошибок и искажений	51
Глава II. Обработка результатов определения эффективных скоростей по годографам отраженных волн	58
11. Этапы обработки результатов определения эффективных скоростей	58
12. О различии эффективных скоростей $v_{эф}$ и v_e в связи с эффектом преломления и исключение этих различий	59
13. Влияние формы грашц и горизонтального градиента	63
14. Об искажениях эффективных скоростей в связи с несопадением фазового годографа и годографа вступлений	70
15. О различии эффективных скоростей при разных фильтрациях	72
16. Искажения эффективной скорости при группировании на больших базах	81
17. Погоризонтное выравнивание результатов вычисления эффективных скоростей	86
18. Ослабление ошибок и искажения полезной информации при выравнивании	98
19. Оценка точности определения скорости при погоризонтном выравнивании	104
	223

20. Особенности выравнивания данных при выявлении вертикального градиента скорости	108
21. Определение пластовых и средних скоростей	110
22. Особенности интерпретации эффективных скоростей, вычисленных по годографам обменных волн	113
Глава III. Изучение скоростей по годографам проходящих и преломленных волн при скважинных и полевых наблюдениях	117
23. Определение скоростей по годографам проходящих волн, наблюдаемых в скважинах с помощью интегрального сейсмокаротажа	117
24. Изучение скоростей с помощью дифференциального сейсмокаротажа	127
25. Изучение скоростей по годографам проходящих волн при полевых наблюдениях	132
26. Определение скоростей по годографам преломленных волн	137
Глава IV. Изучение скоростей по параметрическим диаграммам с использованием многих осей синфазности на сейсмограммах	147
27. Основные предпосылки использования многих осей синфазности	147
28. Приемы считывания информации и построения параметрических диаграмм	149
29. Особенности параметрических диаграмм при горизонтальном залегании отражающих границ	156
30. Влияние формы отражающих границ и поверхностных неоднородностей разреза на особенности параметрических диаграмм	167
31. Особенности параметрических диаграмм при регистрации многократных волн	174
32. Использование динамических диаграмм при изучении скоростей с помощью параметрических диаграмм	181
33. Влияние частотной фильтрации и интерференционных систем на особенности параметрических диаграмм	184
34. Выравнивание данных и определение скоростей	187
Глава V. Основные закономерности распределения скоростей в реальных средах и использование этих закономерностей при решении геолого-геофизических задач	194
35. Геологические факторы, влияющие на скорость распространения упругих волн в горных породах	194
36. О связи скорости с другими физическими свойствами	202
37. О закономерностях распределения скоростей продольных и поперечных волн в горных породах	204
38. Обобщение результатов изучения скоростей с целью установления их пространственного распределения	205
39. Об использовании закономерностей распределения скоростей в реальных средах при решении геолого-геофизических задач	210
Литература	213