

**A.K. Urupov**

# **BASIC 3D SEISMIC**

*Approved by the Ministry of Education and Science  
of the Russian Federation as a manual for students of higher institutions  
(Discipline 650200 – Technology of geologic survey,  
080400 – Geophysical prospecting and exploration of mineral deposits)*

*Gubkin Russian State University of Oil & Gas  
and Gubkin University Publishing House express gratitude  
to Chevron Neftegaz Inc. for financial support  
in publishing this book*

**ChevronTexaco**

 Publishing House  
«Oil & Gas»

Moscow 2004

**А.К. Урупов**

# **ОСНОВЫ ТРЕХМЕРНОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ**

*Допущено Министерством образования и науки Российской Федерации  
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению 650200 – «Технология геологической разведки»  
и специальности 080400 – «Геофизические методы поисков и разведки  
месторождений полезных ископаемых»*



Москва 2004

**Список замеченных опечаток и неточностей**

<u>Имеется</u>		<u>Должно быть</u>
	Стр. 51, формула (2.9)	$  \ ]  ^{1/2}$
$  \ ]  $		
	Стр. 119, табл. 4.1, 6 строка, 2 столбец, числитель	
$\mu(3\mu + 2\mu)$		$\mu(3\lambda + 2\mu)$
	табл. 4.1, 6 строка, 4 столбец, знаменатель	
$K + \frac{4}{3}G$		$2(K + \frac{1}{3}G)$
	Стр. 132, формула (4.44)	
$\overline{\overline{\quad}}$ фазовые скорости		$\overline{\overline{\quad}}$ фазовые скорости
$\overline{\overline{\quad}}$ лучевые скорости		$\overline{\overline{\quad}}$ лучевые скорости
	Стр. 132, формула (4.44)	
$V_{\parallel} V_{\perp} \sqrt{V_{\perp}^2 \sin^2 \beta + V_{\parallel}^2 \cos^2 \beta}$		$V_{\parallel} V_{\perp} / \sqrt{V_{\perp}^2 \sin^2 \beta + V_{\parallel}^2 \cos^2 \beta}$
	Стр. 136	
$V_{\Theta\Phi}^2 = 2V_{\phi}^2 - V_{\parallel}^2$		$V_{\Theta\Phi}^2 = 2V_{\phi}^2 - V_{\parallel}^2$
$I = 4 \text{ м/c}$		$I = 400 \text{ м/c}$
	Стр. 141, рис. 4.11 а	
	Стр. 176, формула (5.45)	
$B =$		$B \sin^2 \alpha =$
	Стр. 215, формулы (6.49)	
$I_m = t_m$		$I_m = \sqrt{I_{mx}^2 + I_{my}^2}$
	Стр. 236, в знаменателе формулы (6.75)	
$(1 - k_2 h)$		$(1 + k_2 h)$
	Стр. 241, рис. 6.27, стр. 243, 5-я строка снизу	
$\xi = O' O$		$\xi = O' C$
$1 - OCT; 2 - OTO$		$1 - OTO; 2 - OCT$
	Стр. 247, рис. 6.30	
	Стр. 263, формулы (6.122)	
		В третьем члене ряда убрать множитель $1/8$
	Стр. 269, 2-я формула (6.138)	
$\sum \frac{h_{m\sigma}}{V_m}$		$\sum h_{m\sigma}$
	Стр. 290–292, формулы (6.191–6.196)	
	$V_m(\theta) \equiv V_m(\theta, \beta_Z); V(\theta) \equiv V(\theta, \beta_Z), \text{ где } \beta_Z = \pi/2$	
	Стр. 434, третья формула сверху	
$\tau_d = \tau_{\text{aup}} d \Delta \tau,$		$\tau_d = \tau_{\text{aup}} \pm d \Delta \tau,$
	Стр. 548, формула (10.45)	
$Z(t) =  Z(t)  e^{\arg Z(t) \sqrt{-1}}$		$Z(t) =  Z(t)  e^{\arg Z(t) \sqrt{-1}}$

заведующий кафедрой сейсмических и скважинных методов поисков и разведки полезных ископаемых Московского государственного геолого-разведочного университета кандидат технических наук, профессор Г.Н. Боганик;  
кафедра геофизики Пермского государственного университета

**Урупов А.К.**

У73

**Основы трехмерной сейсморазведки:** Учебное пособие для вузов. — М.: ФГУП Изд-во «Нефть и газ» РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2004. — 584 с.  
ISBN 5-7246-0314-4

Книга является учебным пособием по курсу «Сейсморазведка» для студентов, обучающихся в вузах по направлению 650200 «Технология геологической разведки» и специальности 080400 «Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых». Она предназначена также для геофизиков, геологов и других специалистов, работающих в нефтегазовой промышленности. Представляя собой завершающую часть курса «Сейсморазведка» — основного курса нефтегазовой геофизики и геологии, содержит сведения о теории и технологии 3D сейсморазведки, получившей в последнее десятилетие по-всеместное применение при поисках, разведке и разработке нефтегазовых месторождений.

В работе отражены современные возможности 3D сейсморазведки, ее преимущества перед 2D сейсморазведкой, которая до недавних пор являлась основным методом сейсмических исследований; рассмотрены площадные и пространственные системы наблюдений, способы выбора главных атрибутов систем и расчета их параметров, технология полевых работ 3D.

Изложены геологические и физические основы 3D сейсморазведки, даны сведения об упругих и поглощающих свойствах геологических сред. Особое внимание удалено сейсмическим параметрам, содержащим информацию о коллекторских свойствах пород и их нефтегазонасыщенности.

Приведены основные сведения из теории распространения сейсмических волн в трёхмерной среде и теория многомерных временных полей как основа динамической (акустической и упругой) и кинематической инверсии.

Описаны особенности процесса обработки и интерпретации данных 3D сейсморазведки. Представлены способы формирования объемных изображений геологической среды, способы кинематического анализа, применяемые для изучения скоростей и структурных построений, технология динамического анализа волновых полей, используемая при их акустической и упругой инверсии.

Впервые широко освещены способы определения и интерпретации кинематических и динамических параметров анизотропии, реализующие одно из основных достоинств 3D сейсморазведки — возможность детального равномерного площадного и объемного изучения геологической среды с учетом зависимости ее свойств от направления распространения волн, т.е. анизотропии.

УДК 622.276. 1/4. 04 (075)

*РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина и издательство университета выражают огромную благодарность компании «Шеврон Нефтегаз Инк.» за финансовую помощь, оказанную при издании книги*

**ChevronTexaco**

ISBN 5-7246-0314-4

© Урупов А.К., 2004

© РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина, 2004

© Федеральное государственное унитарное предприятие  
Издательство «Нефть и газ» РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2004

## ВВЕДЕНИЕ

Трёхмерная сейсморазведка основана на применении площадных, а при наличии глубоких скважин, и пространственных систем наблюдений с целью изучения пространственного положения геологических границ и объёмного распределения физических и геологических свойств среды при поисках и разведке и разработке месторождений нефти и газа и других полезных ископаемых. Для сокращения трёхмерную сейсморазведку принято называть *3D* сейсморазведкой. Символ *3D* происходит от английского термина *3D* — трёхмерность измерений.

Курс *3D* сейсморазведки является завершающим в общем цикле геофизических, в том числе и сейсморазведочных курсов и предназначен для расширения и углубления знаний в области сейсморазведки с учётом её достижений в последнем десятилетии, недостаточно освещённых в существующих учебниках. До недавнего времени почти все промышленные сейсморазведочные работы проводились на линейных профилях, т.е. были двухмерными. В связи с этим, в изланных ранее учебниках основное внимание уделяется двухмерной (*2D*) сейсморазведке.

Книга состоит из введения, десяти глав и заключения. В главе 1 отражены современные возможности *3D* сейсморазведки, её преимущества перед *2D* сейсморазведкой. Глава 2 посвящена системам наблюдений, выбору главных атрибутов систем и расчёту их основных параметров. В главе 3 изложены физические и геологические основы *3D* сейсморазведки. При этом рассмотрены упругие и поглощающие свойства среды, а также отражающие свойства геологических границ. Большое внимание уделено анизотропии упругих свойств, которая несёт важную информацию о пространственной упорядоченности пород — коллекторов нефти и газа (слоистости, трещиноватости, пространственно-ориентированной флюидопроницаемости и др.). В главе 4 изложено теоретическое представление об упругих свойствах изотропной и анизотропной однородных сред. Глава 5 посвящена теоретическим основам распространения волн в трехмерной упругой среде, знание которых необходимо при решении двух главных задач *3D* сейсморазведки: при формировании объемных изображений среды и прогнозировании ее свойств на основе изучения амплитудных (АВ), частотных (ЧВ) и других вариаций волнового поля. В главе 6 излагается теория многомерных временных полей отраженных и прямых волн, служащая основой для решения обратных кинематических задач, т.е. кинематической инверсии. Седьмая глава содержит общие сведения о процессе обработки и интерпретации *3D* сейсморазведки. В главе 8 рассмотрены способы формирования трехмерных изображений среды. Наряду с формированием временных изображений, представляющих площадную совокупность трасс ОСТ и ОТО в масштабе нормального и вертикального времени, детально рассмотрены вопросы миграции исходных сейсмозаписей и трасс изображений ОСТ и ОТО. Глава 9 посвящена кинематической инверсии временных полей с целью определения эффективных и пластовых параметров геологической среды. Впервые рассмотрены закономерности поведения эффективной скорости в анизотропной среде. Глава 10 содержит описание основных способов динамического анализа данных *3D* сейсморазведки, используемых для определения динамических параметров и атрибутов волнового поля отражений и на их основе упругих и поглощающих свойств среды.

При составлении учебного пособия большую помощь оказали доц. Ю.Н. Воскресенский (5.4.4, 10.2, 10.3, 10.7, 10.8), доц. Л.А. Сердобольский (5.4.3), к.т.н. В.И. Рыжков (10.9), а также доц. В.А. Бакиров, совместно с которым выполнены исследования по изучению закономерности поведения скоростей в анизогропных средах. В книге использованы материалы исследований, выполненных автором совместно с д.т.н. В.И. Богоявлensким, доц. А.М. Жуковым и, под руководством автора, в 70—90-е годы аспирантами С.А. Васильевым, И.В. Николаевым, А.В. Степановым, А.М. Бланком, Э.Б. Трушниковым, А.К. Сулеймановым, С.В. Добрыниным, Т.А. Будаговой, М. Абдульрахманом и в 60-е годы Ю.А. Бяковым, Б.А. Спасским, С.И. Лапиным и др. Автор выражает благодарность упомянутым исследователям и заведующему кафедрой разведочной геофизики и компьютерных систем РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина проф. С.А. Серкерову за постоянную поддержку, а также Р.М. Зайнетдинову и Е.А. Гурову, осуществлявшим компьютерный набор текста.

## Перечень сокращений и обозначений

АВ, АВО	Амплитудные Вариации Отражений и способы их анализа
АВН	Амплитудные Вариации отражений при Нормальном падении волн и способы их анализа
АВУ ( <i>AVO</i> )	Амплитудные Вариации отражений с Удалением ПВ—ПП ( <i>Amplitude Variabion with Offset</i> ) и способы их анализа
АК	Акустический Каротаж
Б	Бин
БГВ	База Группирования при Возбуждении
БГП	База Группирования Приемников
БН	Блок Наблюдений
БПК	Быстрое Преобразование Кирхгофа
ВНК	ВодоНефтяной Контакт
ВПИ	Вертикально-Поперечно-Изотропная среда
ВР	Временной Разрез
ВрП	Временное Поле
ВРС	ВысокоРазрешающая Сейсморазведка
ВС	Вертикальный Спектр скорости
ВСП	Вертикальное Сейсмическое Профилирование
ВЧР	Верхняя Часть Разреза
ГИС	Геофизические Исследования Скважин
ГНК	ГазоНефтяной Контакт
ГС	Горизонтальный Спектр скорости
ГПИ	Горизонтально-Поперечно-Изотропная среда
ГСЗ	Глубинное сейсмозондирование
ДМО ( <i>DMO</i> )	ДоМиграционная Операция формирования изображений ОТО ( <i>Deep Move Out</i> )
ДП	Дифракционное Преобразование, Д-Преобразование
ДПА	Динамические Параметры и Атрибуты
ЕШС	Естественно-Шумовая Сейсморазведка
ЗМС	Зона Малых Скоростей
ИОСТ	Изображение Общих Срединных Точек
ИОТО	Изображение Общих Точек Отражения
ИШС	Искусственно-Шумовая Сейсморазведка
КГИ	Комплексная Геолого-геофизическая Интерпретация
КМПВ	Корреляционный Метод Преломлённых Волн
КПА	Кинематические Параметры и Атрибуты
КР	Конечно-Разностная Миграция
КС	Кажущееся Сопротивление

ЛВ	Линия Приёма
МВИ	Мигрированное Временное Изображение
МВР	Мигрированный Временной Разрез
МВС	МногоВолновая Сейсморазведка
МГИ	Мигрированное Глубинное Изображение
МГР	Мигрированный Глубинный Разрез
ММП	Метод Многократных Перекрытий
МОВ	Метод Отраженных Волн
МОВЗ	Метод Обменных Волн Землетрясений
МОГ	Метод Обращенных Годографов
МПВ	Метод Преломленных Волн
МСК	МикроСейсмоКаротаж
МСН	МежСкважинные Наблюдения, используемые для «просвечивания» межскважинного пространства
МХ	Мгновенные Характеристики Гильберт-преобразования
НС ( <i>NMO</i> )	Нормальный Сдвиг ( <i>Normal Move Out</i> ) — кинематическая поправка без учета наклона границ и способ формирования изображения ОСТ первого приближения
НЧС	НизкоЧастотная Сейсморазведка
ОВП	Обработка Волнового Поля
ОИ	Оптимизация Изображений — способ определения скоростей посредством их перебора при построении изображений ОСТ, ОТО, МВИ и МГИ
ОСН	ОколоСкважинные Наблюдения, используемые для «просвечивания» околоскважинного пространства
ОСТ	Общая Срединная Точка
ОТВ (ОПВ)	Общая Точка (Пункт) Возбуждения
ОТП (ОПП)	Общая Точка (Пункт) Приёма
ОТО	Общая Точка Отражения
ПАК	ПсевдоАкустический Каротаж
ПВ	Пункт Возбуждения
ПД	Параметрическая Диаграмма
ПДС	Поглощение и Дисперсия Скорости
ПК	Преобразование Кирхгофа
ПКП	Полная Кинематическая Поправка с учетом наклона отражающей границы, используемая при формировании ИОСТ
ПМ ВСП	Поляризационная Модификация ВСП
ПМС	Подбор Модели Среды
ПМ ЗС	Поляризационная Модификация трехкомпонентной (3С) сейсморазведки
ПН	Полоса Наблюдений, обычно образуемая при передвижении БН с постоянным шагом $\Delta$ БН в заданном направлении

ПП	Пункт Приёма
ПРО	Параметрическая Развёртка Отражений — способ формирования ИОТО с учетом неоднородности среды и типа волны
ПСН	Площадная Система Наблюдений
ПСТ	Площадка Срединных Точек
ПЭРВ	Поле Энергии Рассеянных Волн
РНА	Регулируемый Направленный Анализ
РНП	Регулируемый Направленный Прием
РПВ	Расстановка Пунктов Возбуждения
РПП	Расстановка Пунктов Приема
СВАН	Спектрально-Временной Анализ
СВО	Спектрально-Временной Образ
СВП	Синтезирование Волновых Полей
СВР	Синтетический Временной Разрез
СК	Сейсмокаротаж
ССН	Скважинные Сейсмические Наблюдения
СПБ	Сейсморазведка в Процессе Бурения
СПД	Способ Параметрических Диаграмм
СТ	Срединная Точка
СРС	СреднеРазрешающая Сейсморазведка
СЧС	СреднеЧастотная Сейсморазведка
ТВП	Трансформации Волнового Поля
УВ	УглеВодороды
УЗИ	Ультразвуковые Исследования
УИ	Упругая Инверсия
ФЕС	ФлюидоЕмкостные Свойства
ФИ	Формирование (построение) Изображений
ФН	Физическое Наблюдение
ЧВ	Частотные Вариации отражений и способы их анализа
ЧВМ (FK)	Частотно-Волновая Миграция
ЧМ	Частотная Миграция
ЧМП	Частотная Миграция Плоских волн
ЭН	Элементарное Наблюдение
ЭРО	Эллиптическая Развёртка Отражений — способ формирования ИОТО
ЯП	Яркое Пятно
2D	Двухмерная (профильная) сейсморазведка
3D	Трехмерная (площадная) сейсморазведка
3C	Трехкомпонентная сейсморазведка
4D	Четырехмерная сейсморазведка — сейсмический мониторинг

# ГЛАВА 1

## ТРЕХМЕРНАЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКА И ЕЁ РОЛЬ ПРИ ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

### 1.1. История зарождения и развития трехмерной (3D) сейсморазведки

Идеи 3D сейсморазведки по объемному изучению геологических объектов на основе применения площадных и пространственных систем наблюдений были высказаны еще в 1917–1923 гг. изобретателями двух основных сейсмических методов — метода отражённых волн (Воюцкий, Карчер, Фесенден) и метода преломлённых волн (Минтроп). Однако первые сейсморазведочные работы с применением площадных и пространственных систем осуществлены значительно позже — в конце 30-х и начале 40-х годов. Так, в 1939 г. Г.А. Гамбурцевым был предложен и реализован способ сопряженных профилей, заключающийся в попеременном возбуждении и приёме колебаний на двух параллельных профилях, позволяющий изучать пространственное положение сейсмических границ по линии, расположенной между этими профилями.

Особая роль в разработке и применении 3D сейсморазведки принадлежит Л.А. Рябинкину, который в 1944 г. обосновал и провёл первые в мире работы по трёхмерной сейсморазведке с применением крестовых систем наблюдений, сочетающих продольное и непродольное профилирование с методом регулируемого направленного приёма (МРНП). В итоге была показана возможность получения с помощью таких наблюдений данных об объемном строении солянокупольных образований в районе реки Эмба (Казахстан). В 50–60-е годы подобного рода крестовые системы использовались для пространственного изучения параметров волнового поля. К этому же времени относится применение для аналогичных целей веерных сейсмозондирований.

Первый опыт промышленного применения сейсморазведки 3D в нашей стране для пространственного прослеживания отражающих границ относится к 1971 году. Работы проводились [70] на Козубаевском месторождении в Пермской области по системе крестовых наблюдений. На линии наблюдений  $x_s$  располагалось 11 пунктов приёма с шагом  $\Delta x = 150$  м. Каждый был представлен мелкой наблюдательной скважиной, в которой помещалось 8 скважинных сейсмоприёмников с автономными прижимными устройствами для каждого прибора. Пункты возбуждения располагались на ортогональной линии  $y_s$ , проходящей через центр профиля  $x_s$  с шагом  $\Delta y = 150$  м, образуя симметричный крест. Всего получены сейсмограммы из 26 пунктов взрыва.

В результате обработки построены карты изохрон: после ввода статических поправок исходных временных полей  $t(x_s, y_s)$ , а после ввода кинематических поправок, полей  $t_o(x_s, y_s)$ . Карты построены для трёх основных отражающих горизонтов, приуроченных  $V$  — к терригенным отложениям визея,  $K_1$  — к кровле терригенного девона,  $\Phi$  — к кровле кристаллического фундамента (рис. 1.1). Анализ карт показал хорошее их совпадение с данными буровых

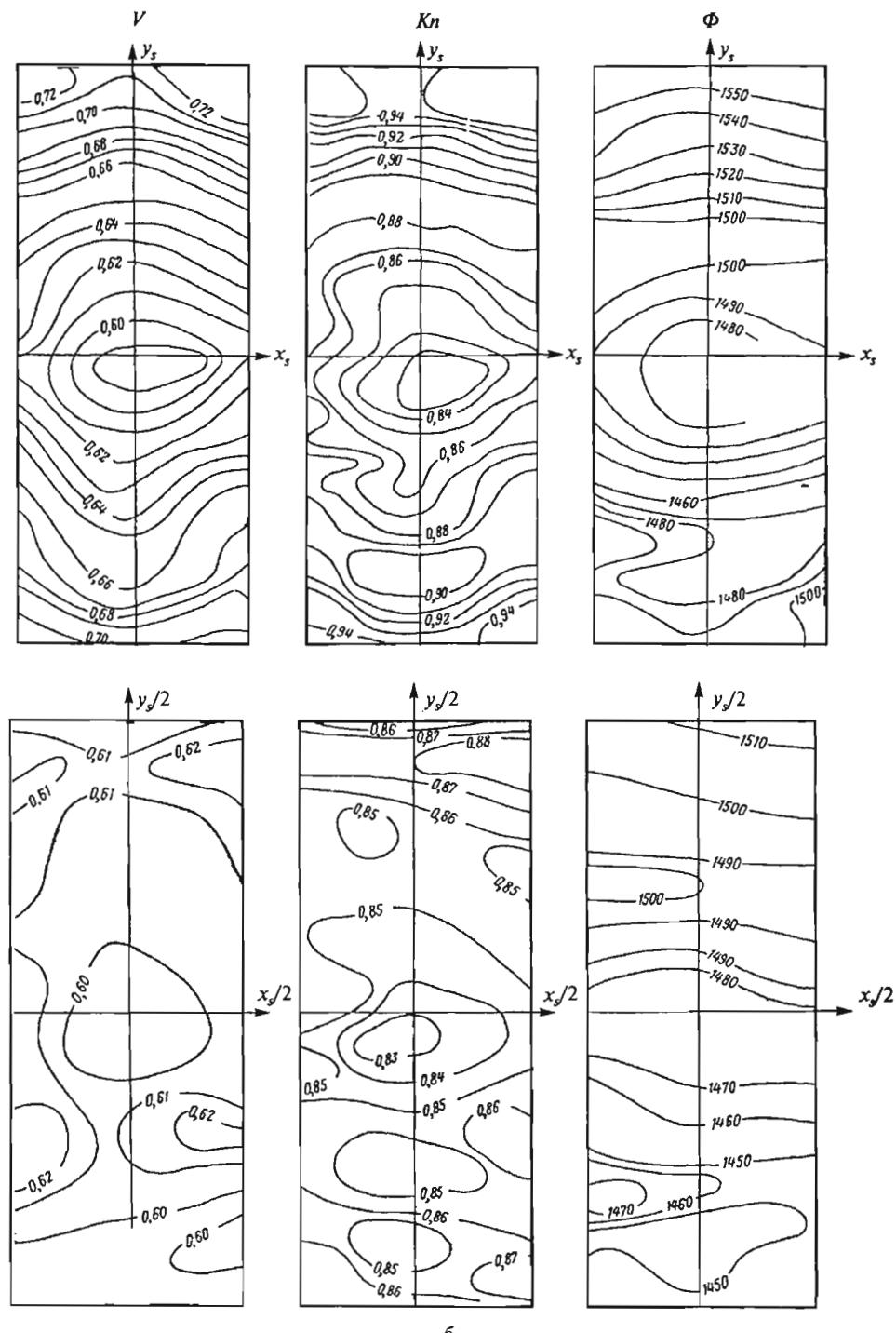


Рис. 1.1. Карты изохрон для отражающих горизонтов  $V$ ,  $Kn$ ,  $\Phi$  на участке восточного крыла Козубаевского поднятия ( $a$  — для  $t$ ;  $b$  — для  $t_0$ )

скважин, пробуренных на Козубаевском поднятии. Была достигнута высокая детальность площадного картирования.

За рубежом сейсморазведку *3D* стали применять с середины семидесятых годов в виде криволинейного слалом-профилирования [98] и широкого профиля.

Мировое признание важности *3D* и ее преимуществ перед *2D* сейсморазведкой произошло в середине 80-х годов. До 90-х годов сейсморазведка, являясь, в основном, двухмерной, применялась в нашей стране и за рубежом, главным образом, при поисках месторождений нефти и газа. В начале 90-х годов за рубежом сейсморазведка *3D* становится стандартной технологией освоения месторождений или оптимизации разработки и ревизии запасов [27, 56]. Характерным примером такого применения сейсморазведки *3D* является опыт группы компаний «Shell», которые к 1992 году за 17 лет осуществили более 250 съёмок *3D* и увеличили долю *3D* в общих объёмах сейсморазведки до 95%. Такой размах использования *3D* связан с тем, что методика *3D* показала себя мощным средством в оценке месторождений, в оптимальном планировании добычи и в сокращении числа скважин. Успех применения *3D* базировался на высоком технологическом уровне проведения работ по сбору данных (применение высокоточных многоканальных телеметрических станций; спутниковой навигации, обеспечивающей высокоточное определение положения приёмников и источников), совершенных комплексах программ обработки с многократным контролем качества её выполнения; мощных системах интегрированной интерактивной интерпретации данных *3D* и скважинных исследований [27].

С начала 90-х годов сейсморазведка *3D* все шире начинает использовать-ся западными нефтяными компаниями и на поисковом этапе. На шельфе (съёмки Mobil, Shell и др. до 10000—50000 км<sup>2</sup>) эта технология *3D* находит достаточно широкое применение благодаря существенно меньшей её стоимости по сравнению с наземными работами и большими затратами на бурение. На суще для поисковых целей сейсморазведку *3D* начинают применять преимущественно в перспективных районах, там где сейсморазведка *2D* не обеспечивала получения необходимой информации (горные условия молодой складчатости, районы сложной соляной тектоники и т.п.).

В СССР и в России внедрение сейсморазведки *3D* сдерживалось из-за низкого уровня технологии полевых работ, что было обусловлено отсутствием многоканальных компьютерных систем, спутниковой навигации с ограниченными возможностями в области цифровой обработки данных. И только с середины 90-х годов, когда были закуплены современные телеметрические станции и геофизические обрабатывающие центры, применение *3D* сейсморазведки как при освоении, так и при поисках месторождений приобретает систематический характер.

Таким образом, к 2000 году *3D* сейсморазведка стала промышленным методом доразведки месторождений, их мониторинга в процессе разработки с целью оптимизации этого процесса, а также ревизии запасов углеводородов как на разведочном (разведочно-эксплуатационном), так и эксплуатационном этапах. Все шире сейсморазведку *3D* стали применять вместо *2D* и на поисковом этапе.

Внедрение 3D сейсморазведки явилось определяющим фактором повышения эффективности поисковых и разведочных работ на нефть и газ, что отразилось в росте количества открываемых месторождений на 100 пробуренных разведочных скважин. Известна следующая статистика, характеризующая динамику количества открываемых месторождений в мире на 100 скважин. Эта статистика свидетельствует о наличии периодов роста и спада эффективности сейсморазведочных работ. Так, с 1950 по 1975 гг. за счёт совершенствования сейсморазведки 2D происходил рост числа открываемых месторождений примерно с 25 до 40 на 100 скважин. Затем с выходом в районы со сложными сейсмогеологическими условиями эффективность сейсморазведки 2D снизилась — количество открываемых месторождений на 100 скважин упало в 1985 г. примерно до 20. С середины 80-х годов в связи с промышленным внедрением 3D сейсморазведки произошёл рост числа открываемых месторождений и к концу второго тысячелетия количество месторождений на 100 скважин достигло примерно 80.

Промышленную 3D сейсморазведку принято считать одним из важных достижений нефтегазовой отрасли, наряду с такими достижениями, как уменьшение диаметра поисковых и разведочных скважин, наклонное и горизонтальное бурение, компьютеризация всех областей деятельности, связанных с поисками, разведкой и разработкой месторождений нефти и газа.

Как уже указывалось, задержка с внедрением 3D сейсморазведки, эффективность которой для геофизиков являлась очевидной после проведения первых опытов, была связана с отсутствием необходимого технического обеспечения. Однако эта причина не является единственной. Имела место недооценка роли 3D сейсморазведки заказчиками — руководителями геологических и эксплуатационных служб. До недавнего времени считалось, что сейсморазведка является методом регионального изучения территорий и методом поиска перспективных нефтегазовых объектов. Что касается применения сейсморазведки на стадиях разведки и разработки месторождений, то это казалось нецелесообразным. И только в связи с выходом в районы со сложным строением и расширением круга задач, стоящих перед нефтегазовой отраслью (поиски малоамплитудных структур, прогнозирование месторождений нефти и газа, уточнение геологического строения месторождений в процессе их разработки, контроль процесса разработки и др.), появилась острая необходимость в проведении сейсморазведки 3D, а технический прогресс в области приборостроения и разработки компьютерных средств и технологий создал благоприятные условия для её промышленного внедрения.

В настоящее время практически все сейсморазведочные работы на акваториях являются трёхмерными. На суще к 2000 г. доля 3D сейсморазведки в общей стоимости сейсморазведочных работ в мировой практике достигла 80% и продолжает расти. Наблюдается рост объёмов 3D и в России. Так, если в 1993 г. работы 3D на территории России были выполнены лишь на площади менее одной тысячи квадратных километров, то к 1996 г. их объём вырос в 5–6 раз. В последние годы второго тысячелетия темпы внедрения 3D сейсморазведки в России несколько снизились, хотя тенденция роста сохранилась. К началу третьего тысячелетия объём работ 3D в стоимостном выражении достиг 50% от общего объёма сейсморазведочных работ

и продолжает расти. Можно думать, что в обозримом будущем вся сейсморазведка будет трёхмерной.

Главная причина, вызвавшая необходимость применения сложной и дорогой технологии площадной 3D сейсморазведки, обусловлена тем, что наиболее крупные и простые по строению месторождения нефти и газа уже выявлены и разведаны. Объектами исследования становятся месторождения с всё более сложно построенными резервуарами (коллекторами), что приводит к повышению риска бурения пустых скважин. Соответственно возрастают требования к точности и детальности структурных построений, к достоверности прогнозов петрофизических характеристик среды по данным сейсморазведки.

## 1.2. Классификация методов сейсморазведки и место 3D сейсморазведки в общем комплексе сейсморазведочных работ

Современную сейсморазведку в соответствии с её основными признаками можно подразделить на ряд направлений или модификаций, которые часто принято называть методами (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Классификация методов сейсморазведки

№ п/п	Признак классификации	Признак метода	Наименование метода и его аббревиатура
1	Мерность наблюдений изучения среды	1.1. Наблюдения вдоль ствола скважины с получением одномерного распределения скоростей и других параметров среды	Одномерная сейсморазведка 1D
		1.2. Наблюдения при расположении источников и приёмников на линейном профиле с получением двухмерного разреза среды	Двухмерная сейсморазведка 2D
		1.3. Наблюдения на поверхности или заданном объеме трехмерного пространства с получением объемного изображения среды и трехмерного распределения параметров среды	Трехмерная (объемная) сейсморазведка 3D
		1.4. Периодические во времени наблюдения на поверхности или в заданном объеме трехмерного пространства с получением данных об изменении объемного строения среды во времени	Четырёхмерная сейсморазведка 4D-сейсмический мониторинг

# Глава 1

*Продолжение табл. 1.1*

№ п/п	Признак классификации	Признак метода	Наименование метода и его аббревиатура
2	Класс целевых волн	2.1. Отраженные волны	Метод отраженных волн <i>МОВ</i> .
		2.2. Преломленные (головные) волны	Метод прелом- лённых волн <i>МПВ</i> . Корреляционный метод преломлённых волн <i>КМПВ</i> . Глубинное сейсми- ческое зондирование методом преломлен- ных волн <i>ГСЗ/МПВ</i> .
		2.3. Прямые (проходящие) волны, регистрируемые в скважине	Сейсмокартаж <i>СК</i> .
		2.4. Прямые (проходящие) и отраженные волны, регистрируемые при расположении приемников (источников) в скважине а источников (приёмников) на поверхности	Вертикальное сейс- мическое профили- рование <i>ВСП</i> . Метод обращенных годографов <i>МОГ</i> . Околоскваженное просвечивание <i>ОСП</i>
		2.5. Прямые (проходящие) волны, регистрируемые в нескольких скважинах	Межскваженное просвечивание <i>МСП</i>
3	Кратность наблюдений (кратность прослё- живания границ)	3.1. Однократные наблюдения	Метод однократных перекрытий.
		3.2. Многократные наблюдения	Метод многократных перекрытий <i>ММП</i>
4	Тип целевых волн	4.1. Продольные <i>P</i> волны	Метод продольных <i>P</i> волн
		4.2. Поперечные <i>SH</i> волны	Метод поперечных <i>SH</i> волн
		4.3. Проходящие <i>PSV</i> волны, вызванные землетрясениями	Метод обменных волн от землетря- сений <i>МОВЗ</i>
		4.4. Продольные <i>P</i> , поперечные <i>SH</i> , <i>SV</i> , обменные <i>PSV</i> волны	Многоволновая сейморазведка <i>МВС</i> .
		4.5. Поверхностные волны типа <i>Рэлея R</i> и <i>Лява L</i> .	Метод поверхно- стных <i>R</i> и <i>L</i> волн
5	Вид источника колебаний	5.1. Взрывной источник	Взрывная сейморазведка
		5.2. Невзрывные источники (ударные, искровые, газодинамические, пневматические, пневмо-гидродинамические и др.)	Невзрывная сейморазведка
		5.3. Землетрясение	Сейсмология, сейсмометрия

Продолжение табл. 1.1

№ п/п	Признак классификации	Признак метода	Наименование метода и его аббревиатура
6	Характер возбуждаемых колебаний	6.1. Импульс	Импульсная сейсморазведка ИС
		6.2. Кодированная последовательность импульсов	Кодоимпульсная сейсморазведка КИС
		6.3. Вибрация	Вибрационная сейсморазведка – ВиброСейс
		6.4. Шум бурового инструмента	Сейсморазведка в процессе бурения СЛБ
		6.5. Естественные шумы	Естественно шумовая сейсмо-разведка ЕШС
		6.6. Искусственные шумовые воздействия	Искусственно-шумовая сейсмо-разведка ИШС
7	Регистрируемые компоненты колебаний	7.1. Вертикальная компонента Z	Вертикально-компонентная сейсморазведка 1С
		7.2. Вертикальная Z и горизонтальная Y компоненты	Двухкомпонентная сейсморазведка 2С
		7.3. Три компоненты X, Y и Z	Трехкомпонентная сейсморазведка 3С
		7.4. Три взаимо-перпендикулярные компоненты, наклонные к вертикали, под углом 54°45'	Поляризационная модификация трехкомпонентной сейсморазведки ПМС
8	Объект исследований	8.1. Поиски и разведка месторождений нефти и газа	Нефтегазовая сейсморазведка
		8.2. Контроль за разработкой месторождения нефти и газа	Нефтепромысловая сейсморазведка
		8.3. Поиски и разведка угольных месторождений	Угольная сейсморазведка
		8.4. Поиски и разведка рудных месторождений	Рудная сейсморазведка
		8.5. Инженерные гидрогеологические исследования	Инженерно-гидрогеологическая сейсморазведка
9	Изучаемые свойства объекта	9.1. Структурное строение	Структурная сейсморазведка
		9.2. Биотический состав и литология	Литосейсмика
		9.3. Электротехнические свойства пород и их нефтегазонасыщенность	Прямые поиски
		9.4. Палеоструктурное строение	Палеоструктурная сейсморазведка
		9.5. Характер процесса осадконакопления	Сейсмостратиграфия

№ п/п	Признак классификации	Признак метода	Наименование метода и его аббревиатура
10	Детальность и назначение исследований	10.1. Региональные исследования	Региональная сейсморазведка
		10.2. Поисковые исследования	Поисковая сейсморазведка
		10.3. Разведочные исследования	Разведочная сейсмика
		Исследования на этапе эксплуатации месторождений	Эксплуатационная сейсморазведка
11	Частотный диапазон используемых колебаний	11.1. Менее 20 Гц	Низкочастотная сейсморазведка НЧС
		11.2. 10–100 Гц	Среднечастотная сейсморазведка СЧС
		11.3. 100–1000 Гц	Высокочастотная сейсморазведка ВЧС
		11.4. 1–10 КГц	Акустические исследования
		11.5. Более 10 КГц	Ультразвуковые исследования
12	Физико-географические условия проведения сейсморазведочных работ	12.1. Суша	Сухопутная сейсморазведка
		12.2. Море	Морская сейсморазведка
		12.3. Другие	Наименование в зависимости от условий проведения работ (речная, болотная, шахтная и др.)

Одним из главных признаков является мерность исследований, т.е. число координат, по которым изучаются геометрия и свойства среды (*признак 1, табл. 1.1*). По этому признаку различают одномерную (*1D*), двухмерную (*2D*), трёхмерную (*3D*) и четырёхмерную (*4D*) сейсморазведки. Индекс *D* происходит от английского слова *Dimension* — измерение.

Одномерную (*1D*) сейсморазведку проводят при скважинных исследованиях, располагая источники или приёмники на некоторой линии, называемой вертикальным профилем, совпадающим со стволом скважины. Целью исследований является изучение распределения параметров среды вдоль профиля.

Двухмерная (*2D*) сейсморазведка также основана на проведении профильных наблюдений. При этом источники и приёмники располагают на земной поверхности или вблизи её (в мелких скважинах), а предметом изуче-

ния является геометрия границ и распределение свойств среды на некоторой субвертикальной поверхности проходящей через линию наблюдений. Эта поверхность называется лучевой. В случае наблюдений вкрест простирации плоской отражающей или преломляющей границы, покрытой однородной средой, эта поверхность представляет собой вертикальную плоскость, которая является плоскостью сейсмического разреза. Во всех других случаях получаемый разрез можно отождествлять с вертикальной плоскостью лишь приближённо.

Трёхмерная (*3D*) сейсморазведка основана на применении площадных, реже пространственных систем наблюдений. Обычно используются площадные расстановки приёмников на поверхности земли (или вблизи её), отрабатываемые из нескольких пунктов возбуждения, также расположенных на исследуемой площа-ди. Предметом изучения *3D* сейсморазведки служит объёмное (трёхмерное) строение среды: пространственная геометрия отражающих и преломляющих границ и объёмное распределение физических свойств среды.

Четырёхмерная (*4D*) сейсморазведка или сейсмический мониторинг, пред-ставляет периодические во времени исследования с помощью *3D* сейсмораз-ведки с периодом (в зависимости от поставленной геологической задачи) от не-скольких суток до нескольких месяцев или лет. Такая сейсморазведка пред-назначается для изучения геодинамики среды — изменений её объёмного стро-ения и пространственного распределения физических свойств среды. Исследо-вания такого рода пока не вышли из стадии единичных экспериментов. Тем не менее, в нефтегазовой промышленности массовое внедрение *4D* сейсморазвед-ки должно произойти в ближайшие годы, в особенности в области контроля за разработкой месторождений (изучение движения контуров газ–нефть, нефть–вода).

Другие признаки классификации, приведённые в табл. 1.1, характерны для сейсморазведки в целом. Что касается сейсморазведки *3D*, то для неё свойствен-ны следующие признаки: (номер признака, характеризующего метод и моди-фикацию в соответствии с табл. 1.1 указаны в скобках).

При сейсморазведке *3D*, в основном, применяют метод отраженных волн (2.1). Метод преломленных волн (2.2) используется в редких случаях. Прово-дят, главным образом, многократные наблюдения (3.2) с регистрацией про-дольных *P* волн (4.1). Ограниченнное промышленное применение имеет метод поперечных *SH* волн (4.2) и многоволновая сейсморазведка (4.4). Что каса-ется *MOBZ* (4.3) и метода поверхностных волн (4.5), то эти методы в вари-анте *3D* в промышленных масштабах не применялись. Возбуждение колеба-ний в сейсморазведке *3D* осуществляется с помощью взрывных (5.1) и невзрывных (5.2) источников импульсного (6.1) или вибрационного (6.3) типа. На суще работы *3D* ведут с импульсными взрывными (5.1, 6.1) или вибрационными невзрывными (5.2, 6.3) источниками. На акваториях при-меняют исключительно невзрывные (5.2), главным образом, пневматические и пневмогидравлические источники импульсного типа (6.1). Основной объём работ *3D* проводится с регистрацией только вертикальной *Z* компоненты колебаний (7.1). В опытном порядке применяют трёхкомпонентные (7.3, 7.4) исследования.

Сейсморазведку *3D* в сочетании с сейсмомониторингом и многокомпонент-ной регистрацией иногда обозначают символом *4C*.

*3D* сейсморазведку применяют, главным образом, в нефтегазовой промышленности (8.1, 8.2). Одной из задач является изучение структурного строения среды (9.1). Наряду со структурным строением изучают вещественный состав и литологию отложений (9.2), получают сведения о коллекторских свойствах пород и их нефтегазоносности (9.3), проводят палеоструктурные построения (9.4), исследуют характер процесса осадконакопления (9.5).

Применяется (*3D*) сейсморазведка, в основном, при разведочных работах (10.3) и на стадии эксплуатации месторождений (10.4). Существует тенденция увеличения объёмов *3D* при поисковых работах (10.2). Регистрация колебаний проводится, обычно, в среднечастотном диапазоне 10—100 Гц (11.2). Имеются примеры применения высокочастотной (100—1000 Гц) *3D* сейсморазведки. Для сухопутной сейсморазведки (12.1) характерно ежегодное увеличение удельного веса работ *3D*, тогда как морская сейсморазведка (12.2) является преимущественно трёхмерной.

Наряду с перечисленными 12 признаками, представленными в табл. 1.1, для классификации её методов иногда используют другие признаки. Так, по разрешающей способности сейсморазведку *3D* подразделяют на высокоразрешающую (ВРС *3D*), с разрешающей способностью по глубине до 10 м, и сейсморазведку со средней, до 50 м по глубине, разрешающей способностью (СРС *3D*).

Морскую сейсморазведку (12.2) подразделяют на глубоководную, при глубине моря выше 10 м, мелководную, при меньших глубинах и донную. Глубоководные и мелководные работы ведут при погружении сейсмической косы (кабеля) в воду на глубину порядка 5 м. Донную сейсморазведку применяют, располагая сейсмический кабель на дне моря. Применяют также донные сейсмостанции с движущимися источниками импульсного типа.

### **1.3. Задачи, решаемые *3D* сейсморазведкой, пути и этапы их решения**

Табл. 1.1 и комментарии к ней дают общее представление о круге задач, решаемых *3D* сейсморазведкой. Тем не менее целесообразно остановиться на главных задачах *3D* сейсморазведки с учётом специфики исследований на нефть и газ, и отметить пути и этапы их решения.

Нефтегазовая *3D* сейсморазведка применяется для решения трех главных задач:

1. Поиски месторождений залежей нефти и газа, их оконтуривание.
2. Оценка запасов углеводородов.
3. Исследование динамики залежей в процессе их разработки (например, мониторинг контура газ-нефть, нефть-вода).

Решение главных задач базируется на решении следующих частных задач:

1. Формирование объёмных изображений среды, определяющих пространственное положение изучаемых объектов — слоёв, пластов, блоков, разломов и других геологических образов.
2. Получение данных о физических свойствах изучаемых объектов, т.е. о пространственном распределении физических параметров в геологической среде.

3. Изучение вещественного состава геологических образований, их коллекторских свойств и нефтегазоносности.
4. Получение данных о направлениях систем пространственной упорядоченности элементов (трещин, слоёв, разломов, напряжённых зон и др.), слагающих геологическую среду, и количественных характеристиках этих систем.

Перечисленные задачи решают на основе регистрации, компьютерной обработки и интерпретации многомерных волновых и временных полей.

На разных стадиях геологоразведочных и промысловых работ при решении перечисленных задач преследуются разные цели.

Назовём эти цели, руководствуясь главным образом «Методическими рекомендациями по применению пространственной сейсморазведки 3D», утверждёнными Министерством природных ресурсов Российской Федерации и Министерством энергетики Российской Федерации в 2000 г. [27].

### **Поисковые работы 3D**

Целью поисковых работ является обнаружение месторождений нефти и газа или новых залежей на ранее открытых месторождениях и выбор первоочередных объектов для разведки.

Применение сейсморазведки 3D на поисковом этапе целесообразно с целью нахождения и подготовки к поисковому бурению объектов сложного геологического строения или оконтуривания сложно-выявляемых ловушек. При этом постановка столь детальных работ имеет смысл в районах с установленной нефтегазоносностью и достаточной степенью изученности сейсморазведкой 2D. Плотность её (2D) сети может варьировать в зависимости от геологических условий и характера объектов, но в среднем может быть принята равной 1 пог. км на 1 км<sup>2</sup> (т.е. примерно 2×2 км). Следует отметить, что, как правило, наблюдения 3D на этом этапе проводятся в условиях крайне ограниченного числа пробуренных скважин или их отсутствия.

Решение поисковых задач может быть не основной, а дополнительной задачей 3D сейсморазведки, поставленной для уточнения модели разрабатываемого месторождения. В частности, выявление перспективных объектов в более глубоких интервалах разреза.

Таким образом, применение 3D сейсморазведки целесообразно при подготовке уже выявленного объекта к поисковому бурению (что предполагает обнаружение и оконтуривание ловушки, определение параметров залежи), а также же для выявления перспективных сложнопостроенных и трудновыявляемых объектов, в том случае, когда ресурсы УВ в выявленных или ожидаемых объектах достаточно велики и определяют рентабельность затрат на 3D.

### **Сейсморазведка 3D при разведочных работах**

Целью разведочных работ является подсчёт запасов открытого месторождения (залежи) и подготовка его к разработке. Эти работы выполняются в соответствии с проектом разведочного бурения с использованием данных ГИС.

На этом этапе необходимо: установить тип залежи (пластовый, массивный, литологический или стратиграфический ограниченный, тектонически

экранированный); провести геометризацию залежей и определение их границ; определить эффективные мощности коллектора, значения пористости и нефтегазонасыщенности и другие характеристики залежей в межскважинном пространстве и оценить линейные запасы по категориям С<sub>1</sub> и С<sub>2</sub>.

Иными словами, перед комплексом 3D, ГИС и разведочного бурения стоит задача создания с минимальными затратами максимально точнои трёхмерной адресной геологической модели месторождения и подсчёт запасов УВ в продуктивных пластах, получения данных для моделирования режимов разработки и создания проекта разработки. Для решения этих задач комплекс сейсморазведки и ГИС должен обеспечить:

- корреляцию пластов в межскважинном пространстве;
- высокоточное картирование поверхностей коллекторов;
- непрерывное трассирование линий литологических замещений, выклиниваний, тектонических нарушений, гидродинамических экранов и других границ;
- прогноз и оценку подсчётных параметров (эффективной мощности, коэффициента пористости и др.) продуктивных горизонтов;
- уточнение ВНК и ГНК.

### **Сейсморазведка 3D при эксплуатации месторождений нефти и газа**

На этом этапе преследуют две основные цели. *Первая цель* — перманентное уточнение геологического строения продуктивных резервуаров (детализация их моделей). *Вторая цель* — контроль движения флюидов в процессе разработки месторождений.

Достижение *первой цели* основано на решении следующих задач:

- уточнение распределения по латерали и вертикали коллекторских свойств в продуктивных пластах и массивных залежах;
- детальное трассирование тектонических нарушений, в том числе, и малоамплитудных, с целью точного оконтуривания отдельных блоков и прослеживания тектонических экранов, часть из которых могут быть флюидопроводящими;
- уточнение строения периферийных зон месторождений;
- уточнение связей сейсмических параметров и атрибутов с характеристиками коллекторов, используя значительное (на порядок) увеличение, по сравнению с разведочными, числа эксплуатационных скважин.

Перечисленные задачи решают посредством перманентного комплексного анализа данных однократно полученного сейсмического куба 3D и непрерывно пополняемых в процессе эксплуатационного разбуривания скважинных данных.

Для достижения *второй цели* необходимо периодическое проведение работ 3D (мониторинг 4D) с тем, чтобы фиксировать во времени изменения гидродинамической обстановки, происходящие в процессе эксплуатации месторождения. Мониторинг предусматривает систематическое уточнение модели залежи по мере поступления новых данных сейсморазведки 3D и бурения, а также уточнение распределения запасов нефти на поздних стадиях разработки путем выявления т.н. «целиков».

### **Стадии сейсморазведочных работ 3D**

Сейсморазведочные работы 3D включают три стадии их проведения:

1. Проектирование.
2. Полевые работы (сбор информации).
3. Камеральные работы (обработка и интерпретация данных).

На стадии проектирования осуществляется выбор технологий полевых и камеральных работ. Важнейшей задачей этой стадии является расчёт систем наблюдений, оптимальных в геологическом и экономическом отношении. Для расчёта систем существуют специальные компьютерные программы, в основу которых положены основные правила выбора и расчёта систем наблюдений и их параметров, изложенные в главе 2.

Компьютерный расчёт системы и её параметров обеспечивает оптимальное для заданных геологических условий освещение площади работ. Оптимальность достигается посредством определения размеров бина срединных точек, кратности перекрытия бина, набора удалений пункт возбуждения — пункт приёма, набора азимутов в пределах каждого бина и других параметров системы с учётом их взаимосвязи и предъявляемых требований к каждому из параметров в отдельности.

На стадии полевых работ проводится регистрация многомерных волновых полей по технологии и системам наблюдений, разработанным на стадии проектирования с их уточнением в процессе проведения полевых работ.

Для регистрации используют телеметрические многоканальные системы [7, 30] с числом активных каналов, измеряемым сотнями и тысячами. Реже (при отсутствии многоканальных сейсмостанций) применяют малоканальные сейсмостанции с числом каналов в пределах первой сотни (24, 48, 96). Наиболее широко в 3D сейсморазведке у нас и за рубежом используют многоканальные компьютеризированные системы InpUt/OUpUt-2, I/O — 2000, Imig I/O, SN-388, SN-408, EAGLE-88, BOX, GDAPS-4, DAS-1 и др. зарубежного (США, Франция) производства. Эти системы позволяют вести регистрацию колебаний одновременно 8064 и более каналами и обычно снабжены 24-х разрядным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с дискретизацией сигнала от 0,5 до 4 мс. Подобные телеметрические системы (УКВ-АРС, СТС-1, Прогресс-Т, ТМСМС, ТСМ-24) разработаны и в России. Однако, их серийное производство, а, следовательно, промышленное применение, не было налажено по организационным причинам.

Возбуждение колебаний на суше осуществляется, как уже было сказано в п. 1.1, с помощью взрывов в неглубоких скважинах и вибраторов, а на море с помощью пневмоисточников.

Обработка и интерпретация данных 3D сейсморазведки выполняется на вычислительных центрах, оборудованных быстродействующей, с большой памятью компьютерной техникой [8, 36, 57]. Наиболее мощный вычислительный центр России, принадлежащий Центральной геофизической экспедиции (ЦГЭ) был создан в середине 90-х годов. Он был оборудован векторным процессором ЕС-9121 — модель 320 и связанным с ним кластером, состоящим из трех ЭВМ серии IBM-R600 модели 570. Суммарная вычислительная мощность процессора и кластера составляет приблизительно 300 мегафлоп. Указанное оборудование имело связь с внешней памятью 100 Гб.

Следует отметить, что современные компьютеризированные комплексы, применяемые для обработки и интерпретации данных 3D сейсморазведки, характеризуются многообразием технических средств, однако их программно-алгоритмическое обеспечение в значительной мере однотипно и позволяет осуществлять обработку и интерпретацию по следующей примерно одинаковой схеме, состоящей из 7 взаимосвязанных этапов.

Схема и её описание относятся, главным образом, к обработке и интерпретации данных метода отраженных волн.

**Этап 1** предназначен для индивидуальной обработки сейсмогравий  $U(t)$ : на этом этапе выполняется редактирование трасс, их одноканальная частотная фильтрация, регулировка или восстановление амплитуд с целью исключения геометрического расхождения и поглощения.

**Этап 2** заключается в обработке многомерных волновых полей  $U(x_b, y_b, z_b, x_{fp}, y_{fp}, z_{fp}, t)$ , обычно представленных совокупностями сейсмогравий, подобранных по различным признакам. К числу таких совокупностей относятся сейсмограммы общей срединной точки ОСТ, общего пункта возбуждения ОПВ, общего пункта приёма ОПП, равных удалений для разных азимутов и др. На этом этапе выполняется многоканальная частотно-волновая фильтрация сейсмограмм и многомерных волновых полей. Важной операцией данного этапа является ввод и коррекция статических поправок. Эта операция обеспечивает учёт неоднородностей верхней части разреза и приведение данных к заданному уровню глубин. На этом этапе вводятся и корректируются кинематические поправки с целью приведения трасс к нулевому удалению источника-приёмник и времени  $t$  к  $t_0$ , где  $t_0$  — время пробега волны по нормали к отражающей границе.

На **этапе 3** производится формирование и обработка изображений трёхмерных волновых полей  $U(x, y, t_0)$  и его поверхностных сечений: вертикальных, горизонтальных или сечений (слайсов), которые соответствуют стратиграфическим, литологическим или тектоническим границам. Формирование полей  $U(x, y, t_0)$  или их сечений основано на суммировании выходных данных 2 этапа. Часто для этих целей применяют операции типа ЭРО, ПРО или DMO.

**Этап 4** предназначен для формирования (миграции) и обработки мигрированного волнового изображения  $U(x, y, t_b)$  в масштабе вертикального времени  $t_b \equiv t_z$  или глубинных объёмных динамических изображений  $U(x, y, z)$  и их поверхностных сечений: вертикальных, горизонтальных, криволинейных вдоль ствола скважины или слайсов, которые соответствуют стратиграфическим, литологическим или тектоническим границам. Миграции могут быть подвергнуты выходные данные 2-го или 3-го этапов.

**Этап 5** посвящён кинематическому анализу и заключается в определении кинематических характеристик временных полей для заданных границ, а по ним скоростных и геометрических параметров среды с получением изображений, характеризующих распределение этих параметров в трёхмерном пространстве. Первоначально, как правило, изучают эффективные параметры: скорость  $V_{\phi}$ , глубину  $h_{\phi}$  по нормали, угол  $\Phi_{\phi}$  и азимут  $\Psi_{\phi}$  наклона границ, а затем осуществляют их пересчёт в пластовые параметры.

На **этапе 6** проводят динамический анализ волнового поля, который заключается в определении его динамических характеристик и нахождении по

этим характеристикам динамических параметров среды: акустической жёсткости границ, коэффициента отражения и коэффициента Пуассона, коэффициента или декремента поглощения и др. Предусмотрено получение трёхмерных изображений их пространственного распределения. Наиболее распространённой операцией этого этапа является формирование изображений мгновенных параметров волнового поля. К числу специальных задач 5 и 6 этапов относится изучение анизотропных свойств среды.

На этапе 7 производится комплексная интерпретация результатов предыдущих этапов с привлечением данных ГИС, петрофизики и других геолого-геофизических сведений. Цель интерпретации — решение перечисленных в начале параграфа геологических задач.

#### **1.4. Тенденции развития и использования технологии 3D сейсморазведки**

Общепризнанными являются следующие основные тенденции развития и использования технологии 3D.

1. Все большая доля 3D сейсморазведки в общих объёмах сейсморазведочных работ. Все большее число нефтяных и газовых месторождений, вводимых и введенных в разработку, покрывается съёмками 3D. Особенно интенсивно этот процесс идёт при работах на море. На Западе уже большинство крупных и средних месторождений охарактеризованы этой информацией. В России эти работы, начатые в середине 90-х годов, разворачиваются все шире.

2. Неуклонное расширение сферы применения 3D сейсморазведки в геолого-разведочном процессе. Если первоначально 3D сейсморазведка использовалась для уточнения запасов и оптимизации разработки уже эксплуатируемых месторождений, то теперь 3D, благодаря своей высокой информативности, все чаще применяется на поисковом этапе. Это связано с очевидной тенденцией вовлечения в поиски и в разведку все более сложных объектов и ловушек.

3. Снижение стоимости единицы объёма съемки 3D ( $1 \text{ км}^2$ ) как абсолютное, так и относительное (по сравнению со стоимостью  $1 \text{ км}$  съемки 2). Оно происходит за счёт повышения производительности технических средств (увеличение канальности регистрирующей аппаратуры и др.), совершенствования организации и технологии сбора данных. Это приводит ко все более широкому применению 3D на поисковом этапе.

4. Расширение информационной базы применения 3D на этапе детальной разведки и эксплуатации месторождений за счёт перехода от однокомпонентных к многокомпонентным приёмникам, а также за счет сочетания 3D с регистрацией колебаний во внутренних точках среды гирляндами приёмников в скважинах.

5. В области компьютерной обработки на базе динамичного развития вычислительных средств, основными тенденциями являются уточнение распределения скоростей  $V(x, y, z)$  в исследуемом объёме среды и переход от миграции суммарных трасс к миграции исходных трасс и получением динамических трехмерных изображений среды.

6. Наряду с выше названными революционными изменениями в обработке происходит эволюционное совершенствование процедур: подавления помех, коррекции статических поправок, повышения разрешённости и сохранения истинной динамики сигнала за счёт лучшего учёта площадного характера регистрации.

7. Развитие современных комплексов интерпретации данных *3D*, позволяющих принципиально повысить точность структурных построений, выявления и прослеживания разломов, газовых шапок, прогноза ФЕС. Это достигается за счёт возможности анализа практически непрерывных массивов сейсмических данных и скважинной информации. К числу таких интерпретационных процедур относятся сейсмофациальный и седиментационный анализ, сейсмическая инверсия, площадные палеореконструкции, площадное *AVO*, когерентная фильтрация, анализ градиентов времен  $t_0$  (углов наклона) и др.

К этому следует добавить наметившуюся к концу 90-х годов тенденцию изучения использования пространственной анизотропии скоростей и других параметров для изучения упорядоченной слоистости и трещиноватости пород, что имеет большие значение на этапах разведки и разработки месторождений.

### 1.5. Основные поисковые и разведочные достоинства *3D* сейсморазведки

Перечисленные в 1.3. задачи в принципе можно решать с помощью *2D* сейсморазведки, обрабатывая и интерпретируя материалы профильных наблюдений, однако эффективность работ *2D* во всех отношениях существенно уступает эффективности сейсморазведки *3D*.

Принципиальные поисковые и разведочные достоинства *3D* состоят в следующем:

1. Работы *3D* дают *плотное и равномерное* (обычно по сети от  $12,5 \times 25$  до  $25 \times 50$  м) «заполнение» исследуемой *площади* обработанными данными сейсморазведки, тогда как работы *2D* по определению означают высокую плотность данных *по линиям профилей* и «пустые» промежутки между профилями.

2. Высокая детальность исследований за счёт значительного повышения плотности информации на единицу площади даёт возможность сформировать куб сейсмической записи, характеризующийся практической непрерывностью волнового поля. Это позволяет кроме детального описания формы отражающих поверхностей получать непрерывные поля оценок свойств (характеристик) изучаемых геологических сред.

3. Плотное и равномерное «заполнение» объёма точками отражения создает возможность получения не только объёмных изображений, но и любых сечений этих изображений: вертикальных, горизонтальных, наклонных, криволинейных, например, в соответствии с направлением ствола скважины или по поверхности клиноформы. При этом с помощью цветового или черно-белого кодирования могут быть сформированы изображения объёмного распределения амплитуд, пропорциональных нормальным коэффициентам отражения или

акустических жёсткостей, мгновенных амплитуд, фаз и частот, эффективных и пластовых скоростей и других параметров.

4. Системы наблюдений *3D* позволяют получать близкое к равномерному азимутальное распределение направлений источник-приёмник. Такая равномерность важна для корректного учёта пространственного сейсмического сноса и оценки азимутально-зависимых свойств геологического разреза, например, ориентации вертикальной трещиноватости пород-коллекторов. Работы *2D* не позволяют создать такую равномерность.

5. *3D* сейсморазведка обладает существенно большим (в 2 и более раз) эффектом подавления помех при равной кратности накапливания по сравнению с *2D*. Ещё значительнее это различие при сравнении мигрированных разрезов, так как число трасс, вовлекаемых в *3D* миграцию при её площадном характере, гораздо больше, чем при *2D* миграции, выполняемой по профилю. Всё это обеспечивает лучшее соотношение сигнал/шум. Поэтому динамика сейсмической записи точнее отражает геологическое строение среды.

6. Сейсморазведка *3D* позволяет, в отличие от *2D*, успешно избавляться от боковых волн, что исключает появление на разрезах «ложных» границ.

7. Площадной характер распределения сейсмопротяжек позволяет проводить, в отличие от *2D*, трёхмерную миграцию. С помощью такой миграции достигается повышение по всем азимутам горизонтальной разрешающей способности, тогда как профильная двухмерная миграция не обладает такими свойствами. Разрешающая способность при *2D* миграции возрастает только в направлении профиля и остаётся прежней в боковом направлении.

8. При работах *3D* достигается многократно более полное, чем при *2D*, использование энергии, излучённой источником, благодаря многократно большему числу приёмных каналов в пределах одного и того же диапазона расстояний источник-приёмник.

## **1.6. Экономическая эффективность сейсморазведки *3D***

При анализе экономических аспектов использования *3D* сейсморазведки обычно рассматривают:

- стоимость затрат на *3D* по отношению к работам *2D* на разных стадиях геологоразведочного процесса;
- экономический эффект от применения *3D* по отношению ко всему комплексу разведки и разработки.

Из сравнения затрат на работы *3D* и *2D* следует, что при морских исследованиях имеет место один и тот же порядок затрат на единицу площади. На суше затраты на единицу площади при поисковых работах *3D* выше, чем при *2D*, однако на этапах разведки и разработки имеет место противоположное соотношение затрат. Что же касается экономического эффекта от применения *3D* по отношению по всему комплексу разведки и разработки месторождений, то он значителен. Так, по данным статистического анализа эффективности за период 1992–1995 гг., выполненного западной компанией

по 115 объектам, каждая съёмка *3D* на разрабатываемом месторождении дала в среднем 9,8 млн долл. чистой прибыли; при том, что средняя стоимость одной съёмки *3D* составила 2,5 млн долл [27].

Для России аналогичные оценки выполнены ЦГЭ для 10 месторождений Западной Сибири по результатам работ *3D*, проведённых в 1995–1999 гг. Результатирующий экономический эффект на одно месторождение составил в среднем 19,2 млн долл. При средней стоимости съёмки *3D* 7,2 млн долл. Увеличение тех и других оценок, по-видимому, связано с большими размерами и запасами анализируемых российских месторождений, по сравнению с западными.

Относительная эффективность *3D* оказывается достаточно близкой: 3,92\$ прибыли на каждый доллар, вложенный в *3D* по западным данным и 2,7\$ прибыли на 1\$, вложенный по российским объектам.

Таким образом, экономическая эффективность *3D* сейсморазведки стоит в экономии средств за счёт повышения успешности бурения (меньше «сухих» скважин), повышении продуктивности коллекторов, сокращении срока ввода месторождения в эксплуатацию, оптимизации расположения эксплуатационных скважин, возможностях построения модели резервуара при наличии лишь одной скважины или без неё, повышении эффективности комплексирования сейсморазведки и ГИС.

## ГЛАВА 2

# СИСТЕМЫ НАБЛЮДЕНИЙ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ 3D И ТЕХНОЛОГИЯ ИХ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И РЕАЛИЗАЦИИ

### 2.1. Система наблюдений и её элементы

В сейсморазведке 3D применяют, в основном, площадные системы наблюдений. При наличии глубоких скважин используют пространственные системы [55, 56].

Системой наблюдений называют взаимное расположение пунктов возбуждения ПВ и пунктов приёма ПП колебаний в пределах плошади или в пространстве. Под ПВ понимается одиночный или групповой источник возбуждения, состоящий из  $v_b$  источников возбуждения, расположенных на некоторой базе группирования БГВ. Каждый ПП почти всегда представлен группой из приёмников, расположенных на базе БГП. Координаты центра БГВ являются координатами ПВ, а центры БГП — координатами ПП.

Как правило, канальность сейсмических станций оказывается недостаточной для одновременного покрытия всей плошади и в процессе её изучения необходимо перемещение по плошади источников и приёмников колебаний, т.е. создание системы наблюдений. Выбор той или иной системы и последовательность её реализации зависит от многих факторов. К таким факторам относят размер плошади и предполагаемое поведение отражающих горизонтов, имеющееся оборудование, препятствия на местности и другие условия проведения работ и др. С выбором системы связана геологическая и экономическая эффективность исследования.

Любая площадная система состоит из следующих элементов (атрибутов) в порядке возрастания их сложности (рис. 2.1): элементарное наблюдение ЭН, расстановка пунктов приёма РПП, физические наблюдения ФН, блок наблюдений БН, полоса наблюдений ПН. Совокупность ПН образует площадную систему наблюдения ПСН. Остановимся на сущности перечисленных элементов.

Под ЭН понимается наблюдение, выполненное в одном из ПП при возбуждении колебаний в одном из ПВ. При выборе или расчёте системы полагают, что с помощью каждого ЭН регистрируется отражение от одной глубинной точки отражающей границы. Проекция этой точки (элементарной плошадки отражения при группировании) на плоскость наблюдений в предположении горизонтальности границ называется срединной точкой СТ, так как она расположена по середине линии, соединяющей ПВ и ПП. Координаты  $x$  и  $y$  срединной точки СТ связаны с координатами  $x_b$ ,  $y_b$  пункта возбуждения ПВ и координатами  $x_n$ ,  $y_n$  пункта приёма следующим образом:

$$x = (x_b + x_n)/2; y = (y_b + y_n)/2.$$

Параметрами СТ являются расстояние ВП =  $l$  между ПВ и ПП и азимут  $\theta$  линии, соединяющей ПВ и ПП, отсчитываемый против часовой стрелки от оси  $x$ .

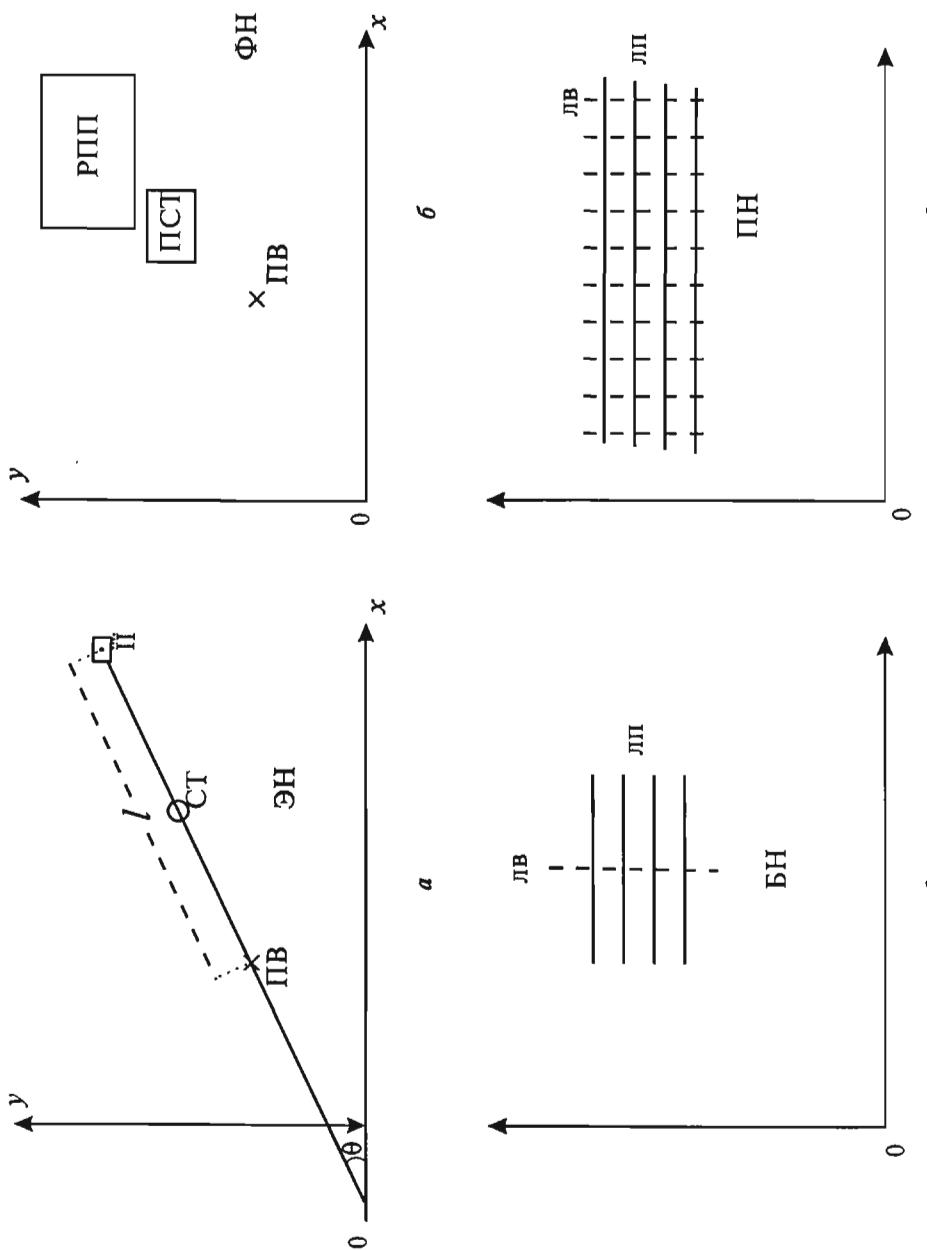


Рис. 2.1. Плановое расположение атрибутов ЭН (а), ФН (б), БН (в) и ПН (в)

Физическим наблюдением ФН называют наблюдение, выполненное из одного (общего) ПВ в нескольких ПП, образующих площадную расстановку пунктов приёма РПП. РПП обычно содержит несколько линий приёма ЛП, вдоль которых с шагом  $\Delta\text{ПП}$  располагаются пункты приёма. Если размеры РПП невелики, значительно меньше разрешающей способности исследований, то срединные точки, принадлежащие ФН, концентрируются на небольшой по размерам площадке срединных точек ПСТ, которую принято называть бином отражения. При больших размерах РПП площадку срединных точек ПСТ разделяют на несколько бинов. На практике используют ФН, при которых РПП состоит из ряда линий приёма ЛП и сотен ПП. В этом случае разделение площадки СТ на несколько бинов неизбежно.

На рис. 2.2 дан упрощенный пример планового расположения бинов ОСТ для одного ФН с объединением всех СТ в единый бин с одной ОСТ (рис. 2.2,а) и с разбиением ПСТ на четыре бина, каждый из которых имеет свою ОСТ (рис. 2.2,б). Сплошной линией показаны границы РПП, пунктиром — границы ПСТ и бинов. В центре каждого бина находится ОСТ.

При отработке РПП из нескольких ПВ, обычно расположенных вдоль линий возбуждения ЛВ с шагом  $\Delta\text{ПВ}$ , образуется блок наблюдений БН, который представляет сочетание нескольких ( $N_{\text{п}}$ ) линий приёма ЛП и нескольких ( $N_{\text{в}}$ ) линий возбуждения ЛВ. Срединные точки СТ, относящиеся к БН, обычно образуют несколько бинов с их возможным перекрытием. Кратность перекрытия бина следует называть номинальной  $N$  кратностью. Однако в пределах бина без учёта его перекрытия может находиться несколько СТ по числу ФН

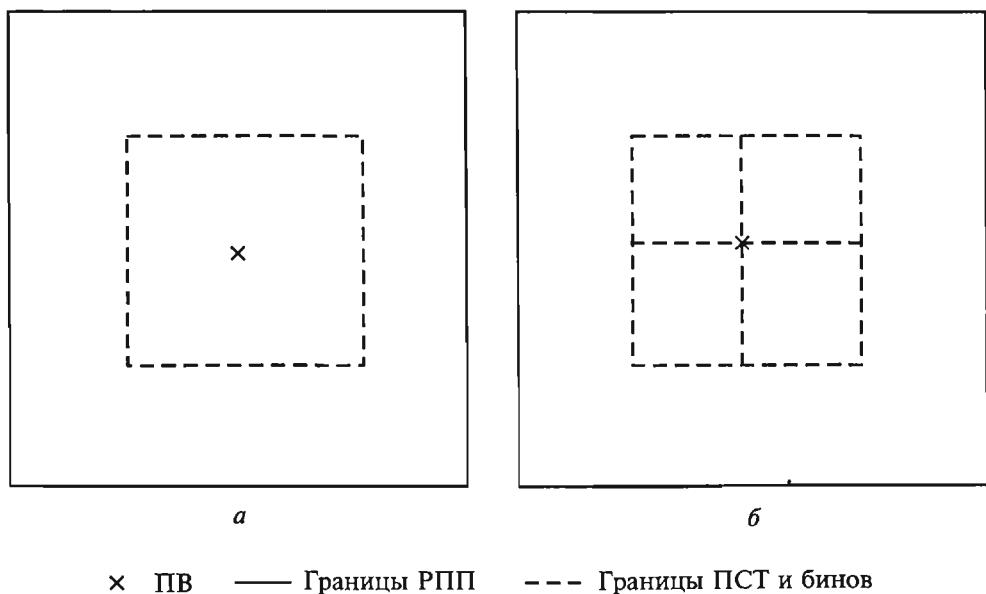


Рис. 2.2. ФН с расположением ПВ в центре РПП при объединении ПСТ в один бин (а) и разделении ПСТ на 4 бина (б)

однократного прослеживания. Число К таких СТ, умноженное на номинальную кратность  $N$ , представляет общую кратность в пределах бина.

Рассмотрим пример. Пусть БН состоит из 9 ПВ и общей РПП, т.е. из 9 ФН (рис. 2.3).

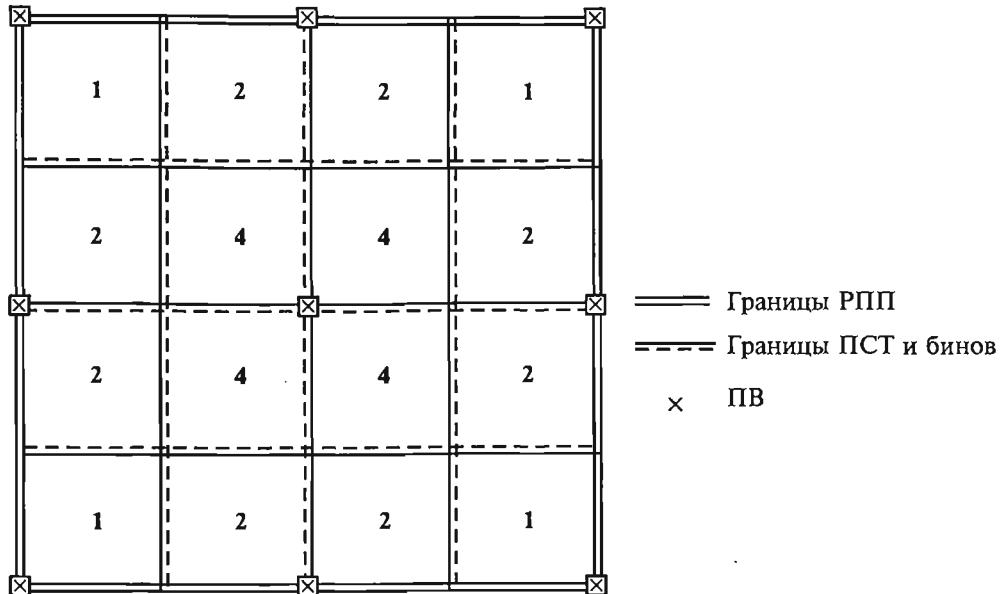


Рис. 2.3. БН, состоящий из 9 ФН (9 ПВ и общая РПП).

Цифры указывают номинальную кратность в пределах каждого из бинов

Обработка такого БН обеспечивает получение 9 ПСТ по числу ФН. Если каждую из ПСТ разделить на 4 бина (4 ОСТ), то получим 16 бинов с разной номинальной кратностью  $N$  перекрытия от 1 до 4. Число К средних точек в пределах бина без учёта перекрытия будет равно количеству ПП (числу  $n$  активных каналов) в пределах РПП, деленному на 4. Допустим, что  $n = 24$ , тогда  $K = 6$ , а общая кратность  $N_b$  будет различной (от  $N_b = 6$  до  $N_b = 24$ ) для разных бинов, т.е. для разных ОСТ. В качестве ФН может выступать наблюдение, выполненное в общем ПП и нескольких ПВ, образующих расстановку ПВ (РПВ).

Следующим по сложности элементом системы является полоса наблюдений ПН, которая образуется при передвижении БН в заданном направлении с постоянным шагом ΔБН.

Отрабатывая полосу за полосой с шагом  $\Delta PN$ , в ортогональном направлении получим площадную систему наблюдения ПСН 3D, обеспечивающую изучение всей заданной площади.

Следует отметить, что при обработке ПСН 3D в единый бин объединяют совпадающие или близко расположенные СТ, в том числе и принадлежащие к разным БН и ПН. Центр бина представляет ОСТ, которая рассматривается как

проекция общей глубинной точки ОГТ отражения (при условии горизонтальности границы) на поверхность наблюдений. Система должна обеспечивать непрерывное покрытие всей площади бинами отражения и равномерное распределение ОСТ на площади работ. Каждая ОСТ, образованная совокупностью СТ, может быть охарактеризована дисперсией  $D$ , т.е. среднеквадратическим разбросом СТ в пределах бина, спектром  $m(l)$  выносов СТ и спектром  $q(\theta)$  азимутов СТ, т.е. распределением  $m(l)$  количества СТ по выносам  $l$  и распределением  $q(\theta)$  количества СТ по азимутам  $\Theta$ .

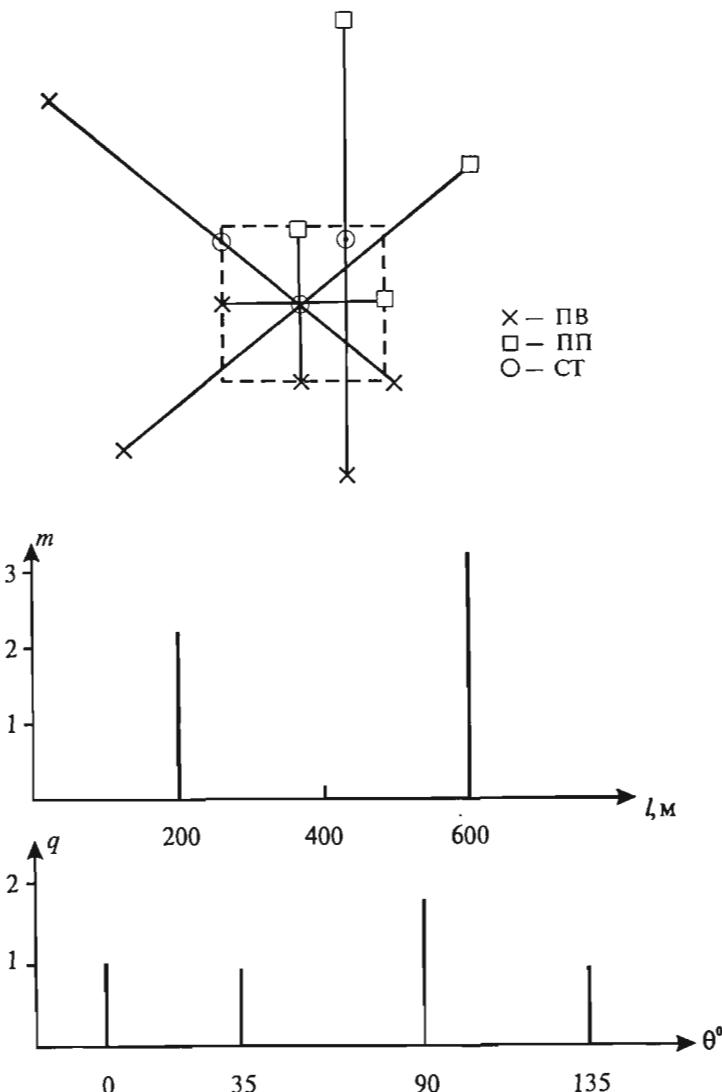


Рис. 2.4. Бин, содержащий 5 СТ, соответствующих 5 ЭН, его спектры  $m(l)$  удалений  $l$  и спектры  $q(\theta)$  азимутов  $\theta^\circ$

Дисперсию СТ можно определить по формуле:

$$D = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_b} (\Delta x^2 + \Delta y^2)}{N_b}},$$

где  $\Delta x = x_{\text{СТ}} - x_{\text{ОСТ}}$ ,  $\Delta y = y_{\text{СТ}} - y_{\text{ОСТ}}$ ,  $N_b$  — число СТ в пределах бина с учётом перекрытия. Все бины в пределах ПСН должны, по возможности, обладать одинаковыми характеристиками.

На рис. 2.4 в качестве примера изображены спектры  $m(\ell)$  и  $q(\theta)$  для бина площадью  $Bx \cdot Bu = 200 \times 200$  м, контуры которого обозначены пунктирной линией. В пределах бина расположено 5 СТ по числу ЭН. При этом 3 СТ совпадают между собой и расположены в центре бина, а 2 СТ смещены относительно центра. Все 5 СТ представляют единую ОСТ, относящуюся к центру бина. Дисперсия СТ в данном случае  $D = 47$  м.

В заключение 2.1 приведём список использованных здесь и используемых далее сокращений для обозначения атрибутов (элементов) систем наблюдений и их параметров:

### *Атрибуты*

- ЭН — элементарное наблюдение
- ФН — физическое наблюдение
- РПП — расстановка пунктов приёма
- РПВ — расстановка пунктов возбуждения
- БН — блок наблюдений
- ПН — полоса наблюдений
- ПСН — площадная система наблюдений
- ПВ — пункт возбуждения
- ЛВ — линия расположения ПВ и её длина
- ПП — пункт приёма
- ЛП — линия расположения ПП и её длина
- СТ — срединная точка
- ОСТ — общая срединная точка
- ПСТ — площадка срединных точек
- Б — бин ОСТ

### *Параметры*

- $n$  — число каналов в РПП и БН (число ПП в РПП и БН), равное числу активных каналов
- $N_p$  — число линий приёма в РПП и БН
- $N_v$  — число линий возбуждения в БН
- $\Delta PВ$  — шаг ПВ вдоль ЛВ
- $\Delta PП$  — шаг ПП вдоль ЛП

$\Delta LB$  — шаг LB

$\Delta LP$  — шаг LP

$\Delta BH$  — шаг BH вдоль PH

$\Delta PH$  — шаг PH

$BPI_{min}$  — минимальное расстояние PB — PP в BH

$BPI_{max}$  — максимальное расстояние PB — PP в BH

$BPI_{maxmin}$  — наибольшее минимальное расстояние PB — PP

$N_{BH}$  — число перемещений BH при отработке PH

$N_{PH}$  — число перемещений PH при отработке PCH

P — плотность PB на кв. км.

$m(\ell)$  — спектр расстояний PP — PB в пределах B, BH или PCH

$q(\theta)$  — спектр азимутов линий PP — PB в пределах B, BH или PCH

N — номинальная кратность прослеживания границы

K — число CT в пределах бина

$N_b = KN$  — общая кратность в пределах бина

$Bx$  и  $By$  — размеры бина по координатным осям x и y

D — дисперсия CT в пределах бина

$n_p$  — число PP в пределах LP

$n_b$  — число PB в пределах LB

BGB — база группирования на возбуждении в PB

BGP — база группирования на приёме в PP

$v_B$  — число источников возбуждения в группе

$v_P$  — число приёмников в группе

$v_B$  — шаг источников в группе

$v_P$  — шаг приемников в группе

## 2.2. Виды систем и блоков наблюдений

Рассмотрим виды систем наблюдений, применяемых в 3D сейсморазведке. Все системы целесообразно подразделить на 2 типа. Первый тип — малоканальные системы с числом PP в их расстановке РПП от 12 до 120. Такие системы обычно реализуют с помощью малоканальных сейсмостанций, имеющих канальность, кратную 12 (12, 24, 48, 96, 120). К станциям с канальностью от 12 до 120 относятся цифровые сейсмостанции первого поколения: Прогресс-1,2,3, Прогресс-96, DFS-1У и компьютеризированные станции BiSon(SPECTRA-24), Ди-он-24, ЭХО-2, ЭХО-3, Лакколит-24 и др.

Второй тип представляют многоканальные системы. Эти системы реализуются с помощью многоканальных компьютеризированных станций, имеющих сотни и тысячи каналов. К таким станциям относятся: Прогресс-Л (480 канала), TCM-24 (1024 канала), I/O-2 и I/O-2000 (8064 каналов), SN-388 (до 38400 каналов), G-DASP-4 (8064 канала), I/O-Imig (неограниченное число каналов с 3-х компонентной регистрацией) и др.

В скобках указано максимальное количество регистрирующих каналов, хотя обычно исследования 3D проводят с использованием до 1000 активных каналов.

Из малоканальных систем наиболее известны системы широкого профиля, крестовых наблюдений и слалом-профиля [97, 98]. На рис. 2.5 показаны примеры таких систем в виде ПН (слева) и простейшего БН (справа). Пунктиром обозначены ЛВ, сплошной линией — ЛП, а штрих-пунктиром контуры области расположения СТ.

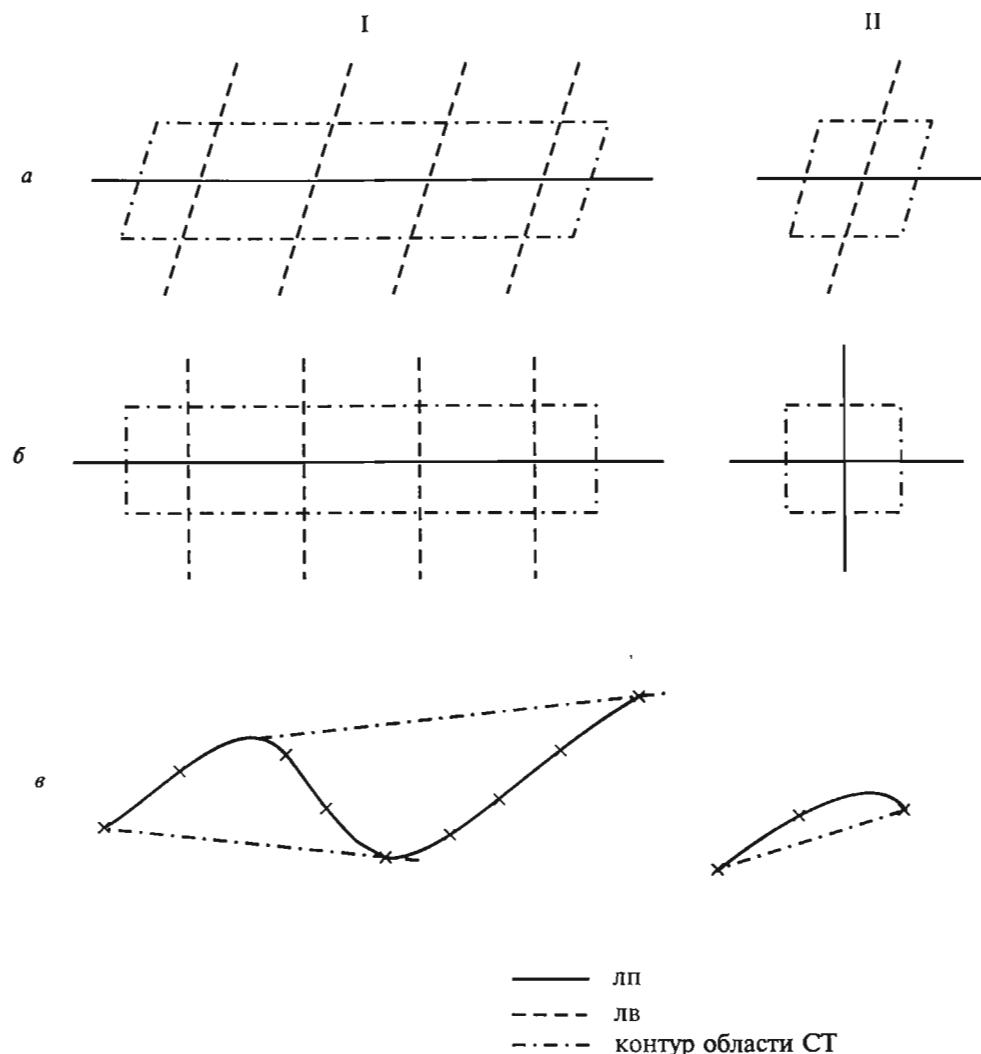


Рис. 2.5. Пример ПН (1) и БН (2), используемых при отработке малоканальных ПСН: широкого профиля (а), крестового профиля (б), слалом-профиля (в)

Остановимся на особенностях БН (рис. 2.6) крестовой системы, наиболее часто используемой при малоканальных наблюдениях. С помощью крестового БН, содержащего  $S = N_{\text{в}}n_{\text{в}}$  — пунктов возбуждения и  $r = N_{\text{п}}n_{\text{п}}$  — пунктов приёма, обеспечивается регистрация отражений в  $p$  срединных точках. Представленный на рис. 2.6 БН содержит  $N_{\text{в}} = 1$ ,  $N_{\text{п}} = 1$ ,  $n_{\text{в}} = 11$ ,  $n_{\text{п}} = 11$ ,  $S = 11$  ПВ,  $r = 11$  ПП и  $p = 121$  СТ.

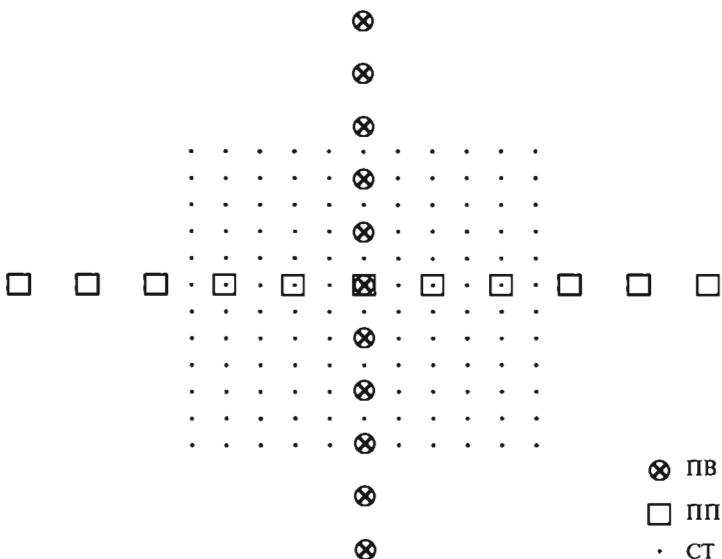


Рис. 2.6. Крестовый БН, состоящий из 11 ПВ, 11 ПП и 121 СТ

Достоинством крестового БН является широкий спектр удалений  $l$  и азимутов  $\Theta$ . Распределение азимутов для БН (рис. 2.6) показано на рис. 2.7 в виде векторов направлений ПВ—ПП для каждой СТ. Недостатком крестового БН является неравномерность распределений ЭН (т.е. СТ) по азимутам и удалениям.

К малоканальным системам можно отнести круговые или кольцевые системы, отрабатываемые с использованием БН, представленного обычно одной круговой линией (рис. 2.8), являющейся одновременно линией ПП и ПВ. Пункты приёма размещают на этой окружности с одинаковым шагом  $\Delta \text{ПП}$ , а колебания возбуждают последовательно вдоль окружности с постоянным шагом  $\Delta \text{ПВ}$ . Срединные точки при этом располагаются на внутренних кругах по отношению линии возбуждения и приёма. Количество внутренних кругов СТ равно числу ПВ, а количество СТ на каждом внутреннем круге равно числу ПП на внешнем круге. Точка касания каждого внутреннего круга с внешним представляет позицию ПВ. Пример круговой системы, состоящей из 4 ПН, показан на рис. 2.9. Каждая из ПН представлена несколькими круговыми БН. Достоинством круговых систем являются широкие спектры азимутов  $\Theta$  и удалений ВП =  $l$  при их равномерном распределении.

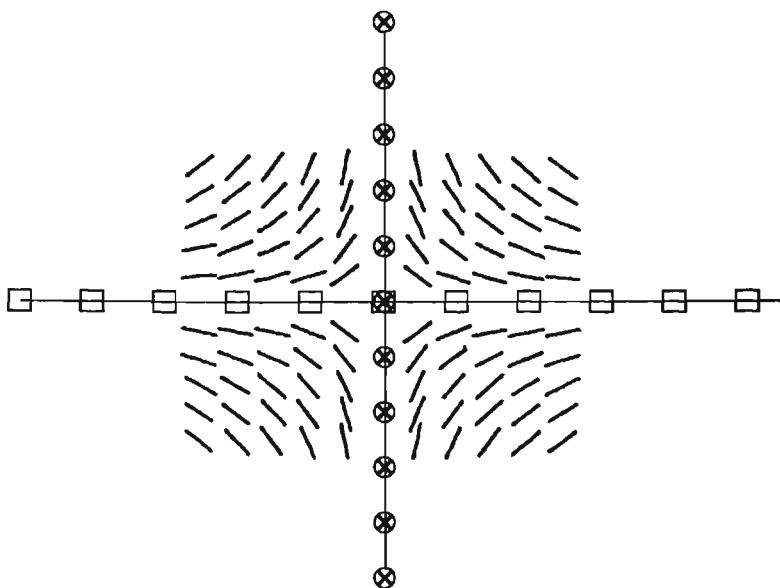


Рис. 2.7. Расположение азимутальных векторов крестового БН (рис. 2.6)

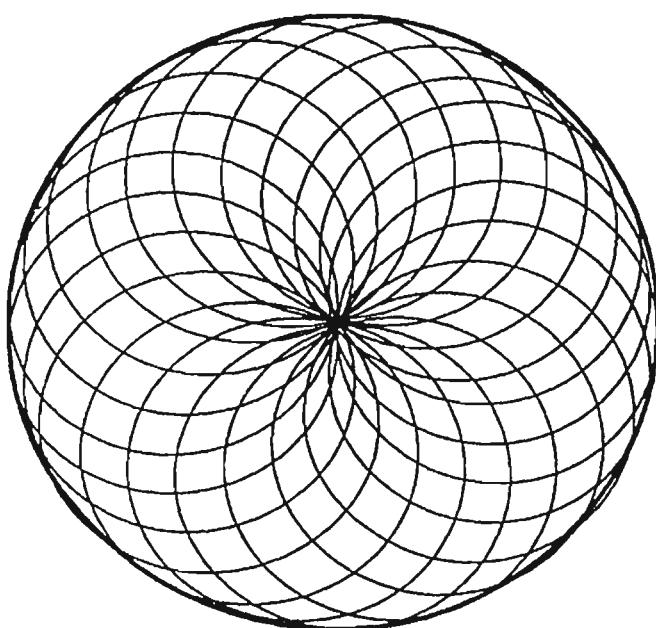


Рис. 2.8. Круговой БН. Внешний контур — ЛВ и ЛП,  
внутренние круги — линии СТ, число которых равно числу ПВ.  
Точка касания каждого внутреннего круга с внешним — позиция ПВ

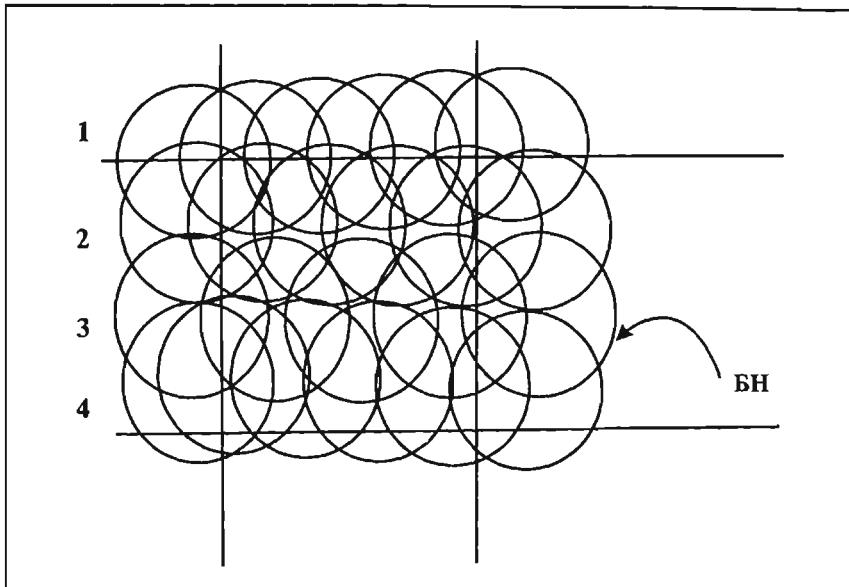


Рис. 2.9. Круговая ПСН, состоящая из 4 ПН

В современной сейсморазведке 3D, оснащённой компьютеризированными станциями, применяют, главным образом, многоканальные системы. К их числу относятся ортогональные, кирпичные, кнопочные, зигзагообразные, параллельные, радиально-кольцевые, концентрические кольцевые и другие системы [56, 27]. Наибольшее применение имеют ортогональные (на суше) и параллельные (на акваториях) системы. При изучении околоскважинного пространства применяют, главным образом, радиально-кольцевые системы.

Ортогональные системы имеют взаимно перпендикулярное расположение ЛВ и ЛП. Пример такой системы дан на рис. 2.10. Наряду с положением ЛВ и ЛП здесь показана область расположения СТ и единичная ячейка (клетка) ПСН, ограниченная соседними ЛВ и ЛП. Схема такой ячейки изображена на рис. 2.11.

Достоинством ортогональной системы является простая геометрия, создающая удобства проектирования и выполнения полевых топографических и сейсморазведочных работ, а также при обработке данных. При наличии станций сверхвысокой канальности для обработки всей площади можно применять ортогональную систему, когда однажды выставленная РПП отрабатывается без её перемещения. Пожалуй, единственным недостатком ортогональных систем является неравномерность распределения выносов  $l$  и азимутов  $\theta$ .

Кирпичные системы характеризуются параллельным расположением непрерывных ЛП и ортогональных прерывистых ЛВ (рис. 2.12).

Достоинство этих систем — более равномерное, чем у ортогональных систем распределение выносов и азимутов, а также возможность применения

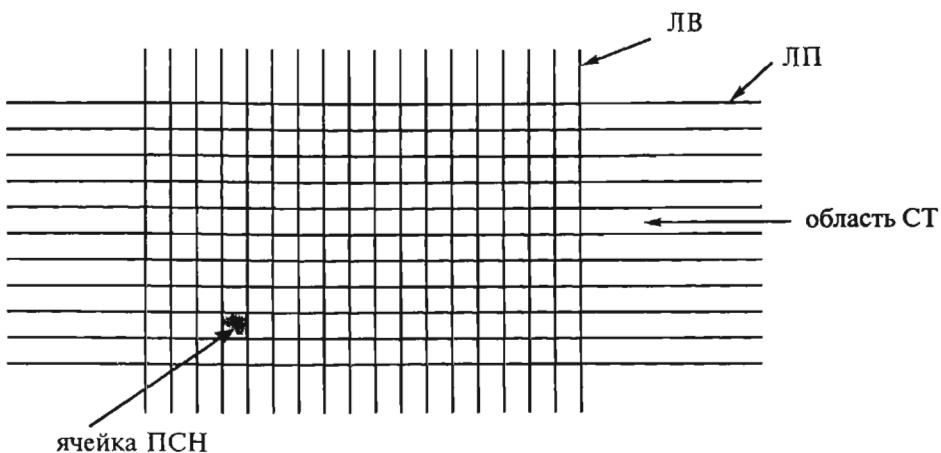


Рис. 2.10. Ортогональная ПСН и соответствующая ей область СТ

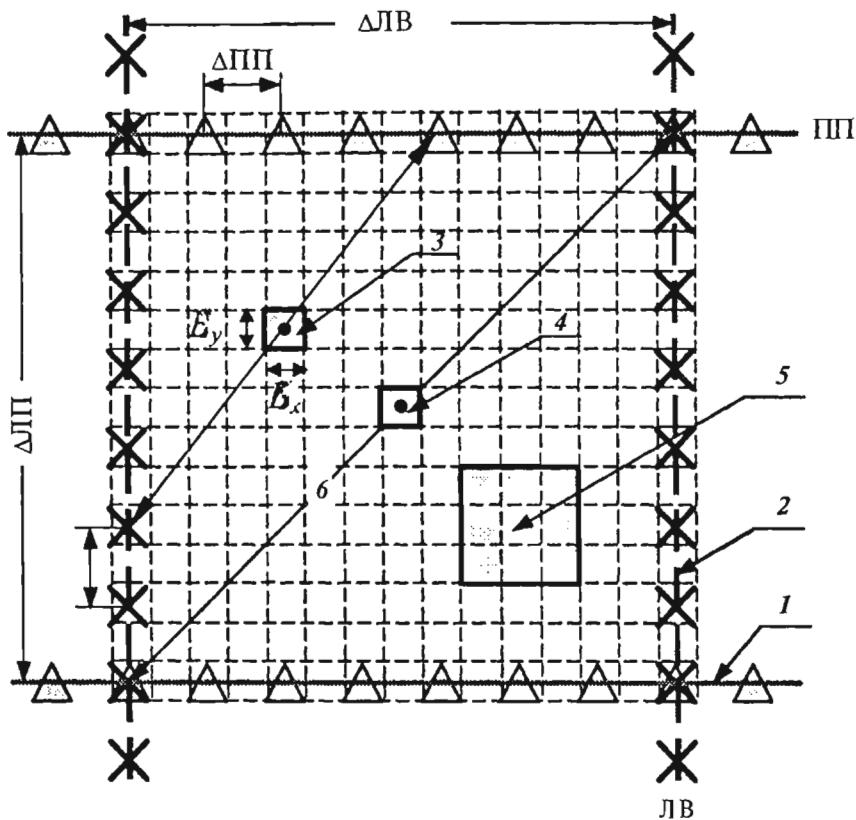


Рис. 2.11. Схема ячейки ортогональной ПСН (рис. 2.10).

1 — ЛП; 2 — ЛВ; 3 — один из бинов; 4 — центральный бин; 5 — супербин, состоящий из 9 бинов; 6 — наибольший минимальный вынос  $B_{\Pi_{\max\min}}$

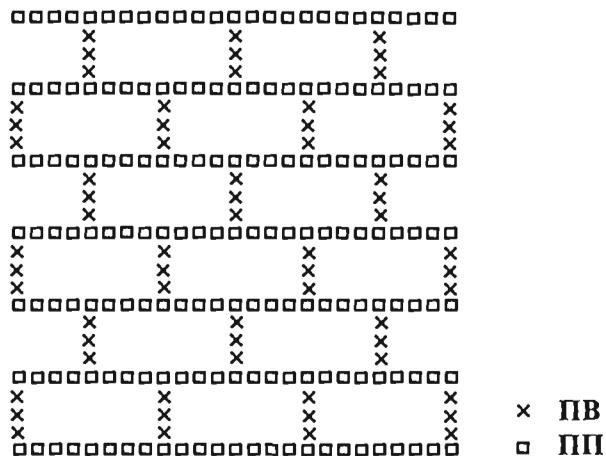


Рис. 2.12. ПСН типа «кирпичной кладки»

увеличенных (также по сравнению с ортогональными системами) расстояний ЛВ. Однако такие системы менее технологичны, чем ортогональные.

Кнопочные или шахматные системы, примеры которых показаны на рис. 2.13, характеризуются размещением ПП в пределах кнопок (ячеек), расположенных в шахматном порядке в промежутке между параллельными ЛВ. Применяя эти системы, имеется возможность обойти препятствия (залесенные, болотистые, холмистые участки местности). Однако такие системы не технологичны и имеют крайне неравномерное распределение азимутов и удалений.

Зигзагообразным системам свойственна зигзагообразная форма ЛВ (или ЛП) и прямолинейный вид ЛП (или ЛВ) (рис. 2.14). Эти системы обладают более равномерным, чем кнопочные и ортогональные системы, распределением азимутов удалений. Зигзагообразные системы, также как кнопочные и кирпичные, менее технологичны, чем ортогональные. Кроме того, их возможно применять преимущественно в пустынной местности.

Радиально-кольцевую систему (рис. 2.15а) представляет серия концентрических кольцевых профилей и пересекающихся в центре системы радиальных профилей. Системы характеризуются размещением ПВ (или ПП) на концентрических кольцевых и радиальных профилях и расположением ПП (или ПВ) в скважине в центре системы. Такие системы эффективны при изучении околоскважинного пространства посредством регистрации прямых и отражённых волн. Подобные системы применяются на акваториях с пневмовозбуждением колебаний на кольцевых и радиальных профилях и регистрацией преломлённых и отражённых волн в ПП, расположенном в центре системы на дне моря и эффективны при изучении анизотропии (см. 3.6.4).

Концентрическую кольцевую систему представляет серия кольцевых концентрических профилей разного радиуса, обрабатываемых при расположении

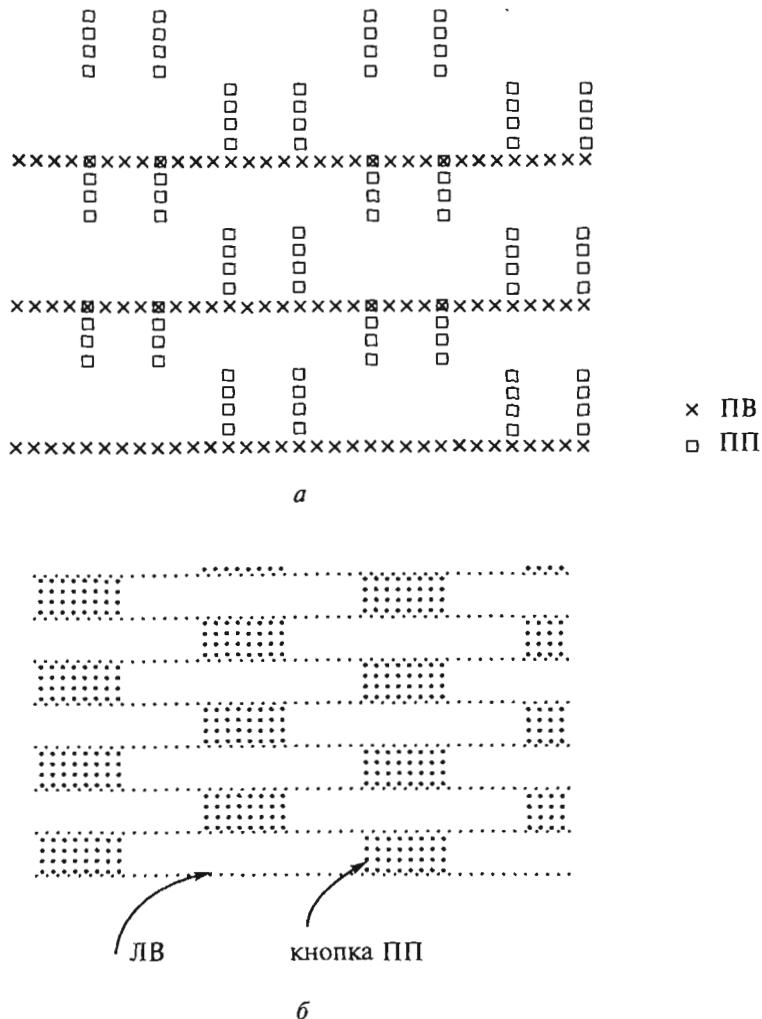
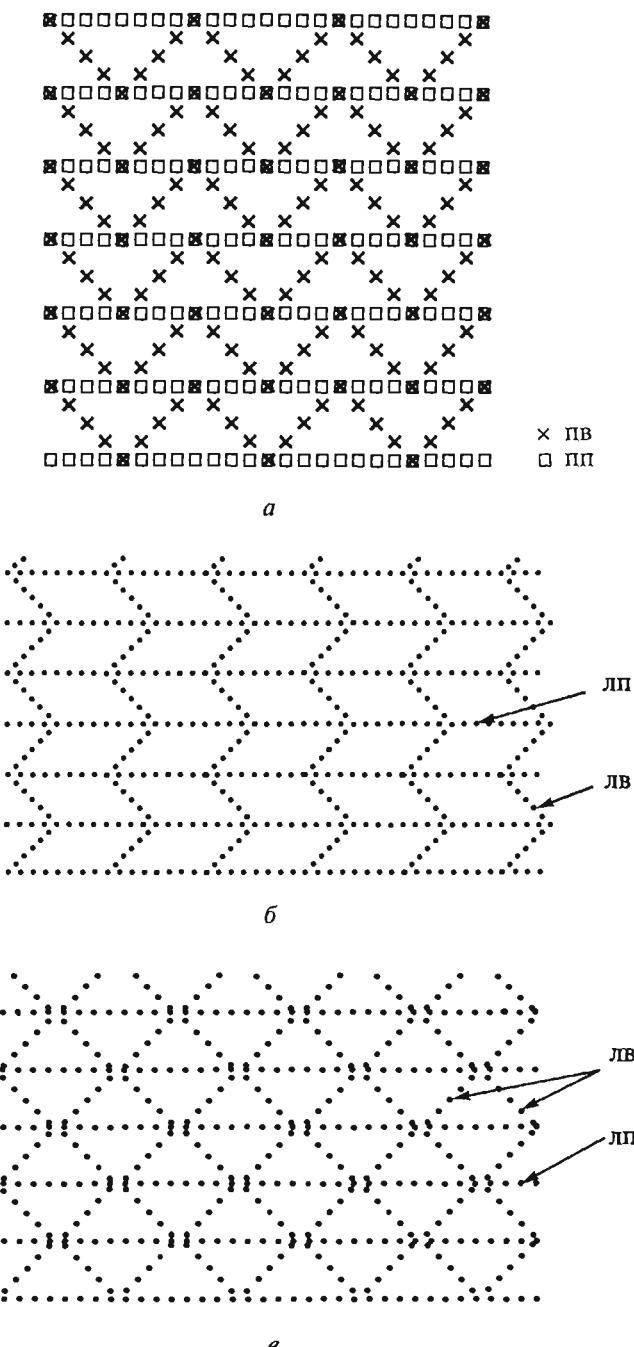


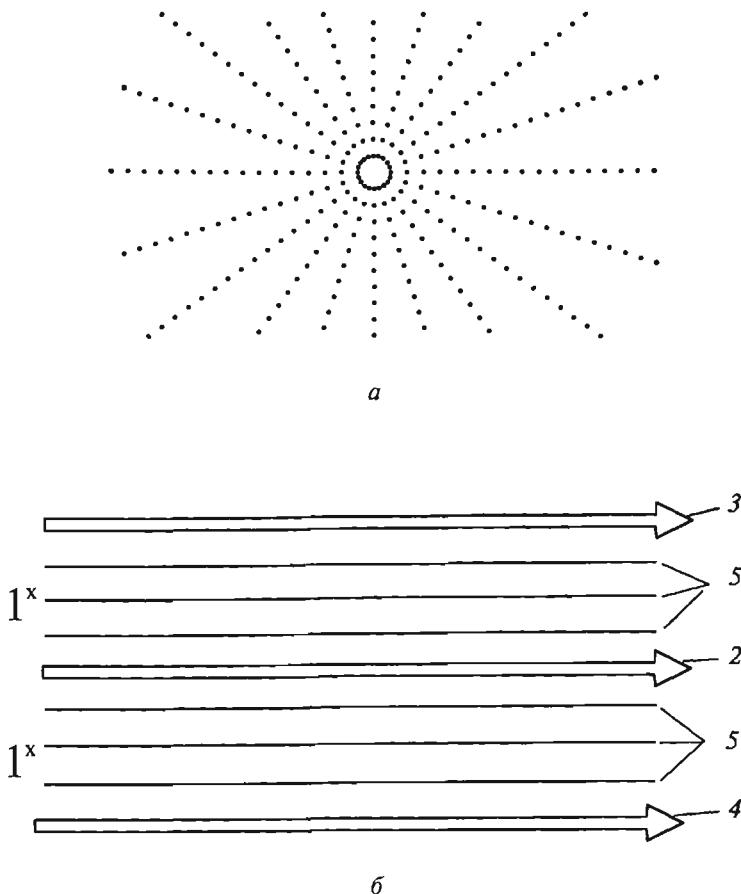
Рис. 2.13. Кнопочные ПСН с неполным (а)  
и полным (б) заполнением кнопок множеством ПП

на этих профилях как ПВ, так и ПП. При использовании радиально-кольцевых систем достигается идеальная равномерность распределения выносов  $l$  в азимутах  $\theta$  и минимальная дисперсия СТ. В этом случае дискретные спектры  $m(l)$  и  $q(\theta)$  имеют прямоугольный вид при постоянстве значений  $\Delta l$  и  $\Delta\theta$ , что способствует успешному изучению не только структурного строения, но и анизотропных свойств среды.

Многоканальные параллельные системы, как уже указывалось, применяют, в основном, при морских работах. Такие системы отрабатывают с использованием ПН, состоящих из параллельных ЛП (по числу сейсмокос)



**Рис. 2.14. Зигзагообразные ПСН:**  
*а* — горизонтальный зигзаг *ЛВ*;  
*б* — вертикальный зигзаг *ЛВ*;  
*в* — двойной вертикальный зигзаг *ЛВ*

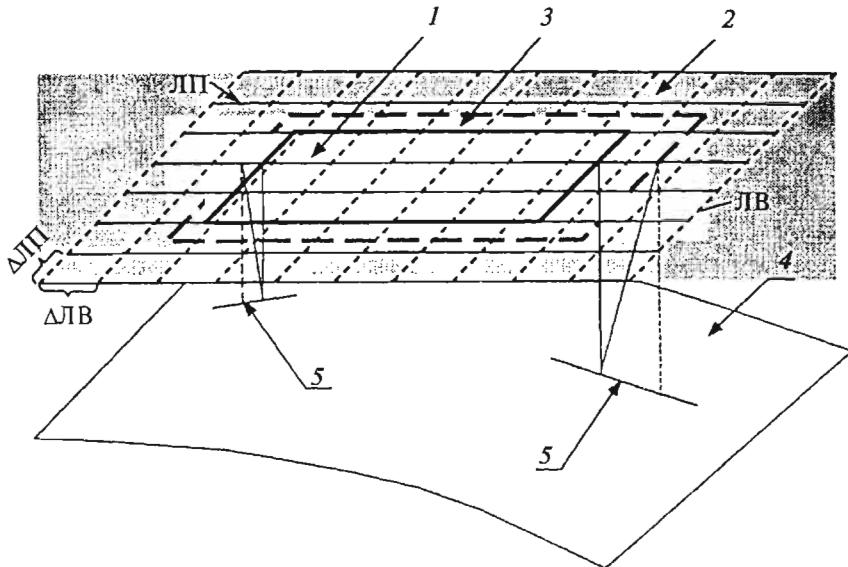


**Рис. 2.15. Радиально-кольцевая ПСН (а)  
и ПСН параллельным расположением ЛВ, LP и линий СТ (б):  
2 ЛВ ( $1^x$ ), 3 LP (2, 3, 4) и 6 линий СТ (5)**

и ЛВ (по числу групп пневмоисточников). Пример такой ПН дан на рис. 2.15б. Схемы отработки параллельных систем изображены на рис. 2.36—2.38.

Наряду с распространенными регулярными ПСН иногда используют нерегулярные системы с произвольной, обычно густой, сетью ПВ и ПП. Такие системы называются тотальными или случайными. Использование таких систем позволяет осуществить обход препятствий на местности и реализовать широкий спектр  $q(\theta)$  азимутальных наблюдений.

Следует отметить, что при отработке любой ПСН краевые зоны характеризуются пониженной кратностью и требуют доработки для набора необходимой кратности. Наряду с этим для обеспечения оптимальности миграции волнового поля размеры ПСН должны больше площадных размеров изучаемого объекта (рис. 2.16).



**Рис. 2.16. Схема расположения различных областей ПСН [7]:**

- 1 — основная площадь;
- 2 — площадь набора кратности;
- 3 — дополнительная площадь, обеспечивающая оптимальность миграции;
- 4 — отражающая граница;
- 5 — линия падения отражающей границы.

### 2.3. Основные параметры систем наблюдений, определяющие эффективность работ 3D и требования, предъявляемые к системам

Параметрами ЭН и СТ являются расстояние  $l$  ПВ—ПП и азимут  $\theta$  линии ПВ—ПП. Физическое наблюдение ФН и блок наблюдений БН можно охарактеризовать такими параметрами, как минимальное  $BП_{min}$  и максимальное  $BП_{max}$  удаление ПВ—ПП. От выбора их значений зависит глубинность исследований и точность определения кинематических и динамических параметров волнового поля.

Важными параметрами ФН и БН являются шаг  $\DeltaПП$  пунктов приёма вдоль ЛП, шаг  $\DeltaПВ$  пунктов возбуждения вдоль ЛВ, количество  $N_{п}$  — линий приёма, количество  $N_{в}$  — линий возбуждения, длина ЛП — линии приёма и ЛВ — линии возбуждения, число  $n_{в}$  пунктов возбуждения на ЛВ и число  $n_{п}$  пунктов приёма на ЛВ. Эти параметры влияют на эффективность прослеживания полезных волн. С ними связаны спектры удалений  $m(l)$  и азимутов  $q(\theta)$  в пределах БН и ПН, номинальная  $N$  и общая  $N_b$ , кратность в пределах бина.

Каждый из ПП может быть представлен группой сейсмоприёмников, расположенных на базе БГП, и каждый из ПВ — группой источников возбуждения на базе БГВ. Обычно применяют линейное группирование приёмников вдоль ЛП и группирование источников возбуждения вдоль ЛВ.

Группа ПП и ПВ, как известно представляет интерференционную систему, обладающую эффектом направленности приёма или возбуждения регулярных волн и статистическим эффектом подавления случайных помех. Однако в 3D сейсморазведке эффекту направленности группирования придаётся второстепенное значение, так как этот эффект обеспечивается при обработке за счёт многоканальности применяемых систем. В основном же в 3D сейсморазведке группирование применяют для подавления случайных помех.

Большую роль играют параметры и атрибуты бина и ОСТ, к которым можно отнести размеры бина  $B_x$  и  $B_y$  по координатным осям, дисперсию СТ, спектры  $m(l)$  удалений  $l$  и  $q(\theta)$  азимутов  $\theta$  и их дискретность, т.е. шаг  $\Delta l$  для заданных  $\theta$  и  $\Delta\theta$  для заданных  $l$ . Идеальным является бин, имеющий следующие свойства:

1. Достаточное для подавления помех и уверенного выделения полезного сигнала количество СТ.
2. Оптимальные размеры  $B_x$  и  $B_y$  бина, обеспечивающие требуемую разрешающую способность по горизонтали.
3. Малая дисперсия СТ в пределах бина, создающая условия синфазного суммирования полезных волн.
4. Широкий, по возможности прямоугольный равномерный спектр  $m(l)$  удалений для всех азимутов  $\theta$  наблюдений при малых значениях  $\Delta l$ .
5. Широкий во возможности прямоугольный равномерный спектр  $q(\theta)$  для всех удалений при малых значениях  $\Delta\theta$ .

Свойства 4 и 5 имеют исключительную важность при изучении кинематических и динамических параметров разреза и анизотропии этих параметров.

Накопленный к настоящему времени опыт применения сейсморазведки 3D на разных этапах (стадиях) геологоразведочных и эксплуатационных работ позволяет сформулировать основные требования к системам наблюдений 3D.

Первое требование — система наблюдений 3D должна обеспечить максимально возможное повышение уровня сигнал/шум и широкополосность записи полезного сигнала. Это особенно важно на разведочном и эксплуатационном этапах. Высокий уровень сигнал/шум является необходимым условием использования динамических характеристик отражений с целью прогноза коллекторских свойств целевых горизонтов и обеспечения высокой их разрешённости на сейсмической записи [13, 43].

Второе требование — обеспечение широкой полосы частот полезного сигнала. Так, успешное применение упругой инверсии для оценки подсчётных параметров возможно при расширении полосы частот записи полезного сигнала до 70—90 Гц и достижении соотношения сигнал/по-

меха порядка 20–30. Такие параметры можно получить при кратности не ниже 24, оптимальном группировании приёмников и использовании максимальных удалений ПВ–ПП порядка 1÷1,5 глубины исследований. Эти же условия создают предпосылки надёжного подавления многократных волн-помех, надёжного выделения полезных волн и определения (наряду с оценкой коэффициента Пуассона посредством AVO) других характеристик разреза (например, поглощения и дисперсии скорости на основе способа ПДС [77].

Третье требование — система наблюдений должна создавать возможность эффективного применения трёхмерной миграции, в том числе расширения ПСН в условиях крутонаклонных границ (рис. 2.16) и получение результативного куба данных с хорошо прослеживающимися границами. Этот куб должен иметь небольшие расстояния между результативными суммопрассами, позволяющие детально трассировать тектонические нарушения, седиментационные границы (руслы палеорек, береговые линии, зоны выклинивания), что возможно при оптимальных свойствах бина, приближающемся к перечисленным выше идеальным свойствам. Так, размеры бина на разведочном и эксплуатационном этапах должны быть на сущем порядке  $25\times 25$  м, на море — порядка  $12,5\times 25$  м.

Четвертое требование — система должна обеспечивать равномерное покрытие бинами, однородными по размерам, спектрам удалений и азимутов, количеству СТ, в том числе и в краевых зонах ПСН (см. рис. 2.16). Это требование необходимо соблюдать всегда, в том числе при работах среди техногенных объектов (буровых установок, трубопроводов и др.).

Пятое требование — при проведении на эксплуатационной стадии сейсмического мониторинга — сейсморазведки 4D необходимо строгое сохранение параметров системы при ведении цикла периодических наблюдений, сохранение условий и параметров возбуждения, приёма и регистрации в течение всего цикла. Обеспечение повторяемости наблюдений 4D представляет довольно сложную проблему. Нарушение повторяемости может возникать в силу разных причин. Такими причинами могут быть несоответствия методик и технических средств при съёмках, выполняемых с интервалами в годы, различия времён года выполнения работ, что может быть причиной изменения условий возбуждения и приёма.

Выполнение работ 4D обычно происходит на территории действующего промысла с высоким уровнем промышленных помех, насыщенной техногенными объектами (кустами эксплуатационных скважин, трубопроводами, нефтегазосборными системами), что затрудняет размещение ПВ и качественную регистрацию полезных сигналов. Для сбора данных в таких условиях следует применять вибрационное возбуждение, если взрывное невозможно, применять 3-х компонентные сейсмоприёмники; фиксировать (помещением в не глубокие скважины или цементированием) местоположение сейсмоприёмников, подключая их к регистрирующей системе только в период очередной съёмки.

При работах 4D на морских месторождениях рекомендуется использовать многокомпонентные донные сейсмоприёмники, постоянно установленные на дне.

## 2.4. Оптимизация систем 3D наблюдений, выбор и расчёт параметров

### 2.4.1. Параметры, подлежащие выбору или расчету

При проектировании работ выбору или расчёту подлежат следующие основные параметры.

1. Параметры группирования приёмников и источников возбуждения колебаний.
2. Расстояния (шаги)  $\Delta\text{ПП}$  вдоль ЛП,  $\Delta\text{ПВ}$  вдоль ЛВ,  $\Delta\ell$  вдоль линий ПВ—ПП постоянного азимута  $\theta$ .
3. Размеры бина и количества СТ в его пределах.
4. Плотность Р распределения ПВ на площади исследований (число ПВ на кв. км).
5. Расстояния  $\Delta\text{ЛВ}$  между ЛВ в БН.
6. Максимальное  $\text{ВП}_{\max}$  и минимальное  $\text{ВП}_{\min}$  удаления источник-приёмник в БН.
7. Расстояния  $\Delta\text{ЛП}$  между ЛП.
8. Число  $N_{\text{п}}$  и длина ЛП приёмных линий.
9. Общая  $N_{\text{б}}$  и номинальная  $N$  кратность наблюдений.
10. Шаги  $\Delta\text{БН}$  и  $\Delta\text{ПН}$  перемещения БН и ПН и число их перемещений  $N_{\text{БН}}$  и  $N_{\text{ПН}}$  при обработке ПСН.
11. Шаг  $\Delta\theta$  азимутальной дискретизации.

Определить порознь каждый из параметров не составляет труда. Более того, ряд параметров задается имеющимся техническим оснащением. Величина некоторых параметров вытекает из требований к системам, применяемым на разных стадиях геологоразведочного процесса. Однако, нахождение оптимального решения по выбору или расчёту всей совокупности параметров системы, обеспечивающей высокую геологическую и экономическую эффективность представляет не простую проблему.

### 2.4.2. Основные подходы к оптимизации систем 3D наблюдений, существующие в мировой практике

Оптимизация систем 3D наблюдений состоит в том, чтобы достичь результата с наименьшими физическими и экономическими затратами. Как известно, более 80% объема затрат идет на проведение полевых работ и только 20% и менее на обработку данных. Поэтому основным этапом, на котором можно получить выигрыши, является оптимизация проекта полевых работ.

Существуют два подхода к оптимизации: классический и феноменологический. Процесс проектирования полевых 3D работ при классическом подходе обычно начинается с выбора основополагающих («жестких») параметров съёмки. К ним относятся размеры бина, кратность съёмки, канальность

аппаратуры. Эти параметры могут варьироваться в небольших пределах. Они зависят от имеющихся технических средств и определяют общее качество съёмки. Другие параметры: наибольшее минимальное удаление, наибольшее удаление, «форма» БН и бина являются более «мягкими» и могут изменяться в больших пределах. Важным свойством формы БН и бина является возможность азимутального изучения среды — её пространственной анизотропии. Поэтому оптимизация, прежде всего, может касаться последних «мягких» параметров.

Сторонники феноменологического подхода к оптимизации утверждают, что плотность классических съёмок является избыточной и исходит из перестраховки (лучше переплатить за избыточную плотность съёмки, чем не решить геологическую задачу). Они показывают, что близкая к 2D степень подавления помех достигается в 3D при снижении кратности не вдвое, а до 10 раз. Размер бина при глубинах залегания целевых объектов 4 км может быть равен 100–200 м, т.е. в 5–10 раз больше, чем при классическом подходе. При этом рекомендуется применять редкие, специально дерегуляризованные системы 3D наблюдений, позволяющие увеличить неэквидистантность удалений, считая, что это значительно снижает уровень возникающих при миграции регулярных эйлисинг-помех без снижения качества сейсмических изображений.

При феноменологическом подходе существует стремление перенести основные проблемы 3D сейсморазведки с полевых работ на этап обработки — интерполяцию данных и миграцию до суммирования, не требующую регулярности наблюдений, а как известно, 3D обработка значительно дешевле полевых работ. Таким образом, сторонники феноменологического подхода полагают, что перечисленные приемы обеспечивают удешевление работ 3D, приближая их по стоимости к работам 2D. При любом подходе к оптимизации систем 3D их проектирование выполняется с помощью специальных программных комплексов и базируется на выработанных теорией и практикой правилах выбора и расчёта параметров системы. Рассмотрим эти правила, ступень за ступенью, в соответствии с обычно используемой последовательностью реализации этих операций при проектировании сейсморазведочных работ [56].

### 2.4.3. Выбор параметров группирования приёмников и источников возбуждения колебаний

В сейсморазведке 3D в отличие от сейсморазведки 2D группирование при приёме и возбуждении применяют, главным образом, для усиления полезных колебаний и статистического ослабления случайных помех, не задаваясь целью подавления регулярных волн-помех за счёт эффекта направленности при группировании. Подавление регулярных помех в условиях систем 3D обеспечивается многократным перекрытием данных в пределах бина. Поэтому при работах 3D допустимо использование малых линейных БГП и БГВ при небольших по сравнению с 2D значениях  $v_p$  и  $v_b$ ,  $v_p$  и  $v_b$ , где  $v_p$  и  $v_b$  — количество приёмников и источников в группе,  $v_p$  и  $v_b$  — шаг между приёмниками и между источниками в группе. При этом выполняются условия:

$$\begin{aligned} \text{БГП} < \Delta\text{ПП}, \quad \delta_{\text{п}} = \frac{\text{БГП}}{v_{\text{п}} - 1} \\ \text{БГВ} < \Delta\text{ПВ}, \quad \delta_{\text{в}} = \frac{\text{БГВ}}{v_{\text{в}} - 1} \end{aligned} \quad (2.1)$$

где БГП и БГВ — линейные размеры баз группирования.

Обычно применяют группы сейсмоприёмников с числом  $v_{\text{п}}$  порядка 10—20. Группирование источников при взрывной 3D сейсморазведке применяется редко, при этом число  $v_{\text{в}}$  не превышает 10. В случае вибрационного возбуждения  $v_{\text{в}}$  имеет тот же порядок, что и  $v_{\text{п}}$ .

#### 2.4.4. Определение расстояния между ПВ и между ПП

Расстояние или шаг  $\Delta\text{ПП}$  между пунктами приёма вдоль линий приёма выбирают исходя из условий обеспечения надёжной корреляции полезных волн. Эти условия базируются на теореме выборки. Расстояние  $\Delta\text{ПП}$  на линии приёма должно быть меньше, или равно половине длины полезной волны, наблюдаемой на сейсмотрассе при самой высокочастотной фильтрации

$$\Delta\text{ПП} \leq \frac{V_k}{2f}. \quad (2.2)$$

Здесь  $V_k$  — кажущаяся скорость;  $f$  — максимальная частота в спектре полезной волны.

Аналогичное требование предъявляется и к шагу  $\Delta\text{ПВ}$  на линии возбуждения:

$$\Delta\text{ПВ} < \frac{V_k}{2f}. \quad (2.3)$$

Шаги  $\Delta l$  между ПП и между ПВ в пределах БН вдоль линий ПВ—ПП постоянного азимута  $\theta$  во всем диапазоне  $0 < \theta < 2\pi$  должны удовлетворять условию:

$$\Delta l < \frac{V_{\phi}}{2f \sin \alpha}, \quad (2.4)$$

где  $V_{\phi}$  — эффективная скорость,  $\alpha$  — максимальный угол выхода луча на поверхность наблюдений,  $f$  — максимальная частота.

После ввода кинематических и статических поправок значение  $V_k$  на сейсмограммах ОТВ и ОТП резко увеличивается и приближается к бесконечности, в связи с чем можно думать, что после ввода поправок, исходя из формул (2.2–2.3), можно применять сколь угодно большие шаги  $\Delta P\Gamma$  и  $\Delta P\Gamma$ . Однако, такое мнение является ошибочным. При больших  $\Delta P\Gamma$ ,  $\Delta P\Gamma$  и  $\Delta l$ , не удовлетворяющих условиям (2.2–2.4), становится невозможным определение самих кинематических поправок. Более того, величины  $\Delta P\Gamma$ ,  $\Delta P\Gamma$  и  $\Delta l$ , определяемые по формулам (2.2–2.4) для реальных значений скоростей и углов выхода луча могут составлять сотни метров. Такие значения не приемлемы при детальных работах, так как не могут обеспечить получения бина, обладающего свойствами, близкими к перечисленным в п. 2.3 пяти идеальным свойствам. На практике, на стадии разведки месторождений, обычно применяют  $\Delta P\Gamma$  порядка 50–100 м,  $\Delta P\Gamma$  порядка 25–50 м.

#### 2.4.5. Определение размеров бина и количества СТ в его пределах

Бин отражения является одним из важнейших параметров системы 3D. Его размеры определяют исходя из целевого назначения работ, требований пространственной разрешённости и экономических соображений. В единый бин объединяют близко расположенные СТ. Форма бина может быть прямоугольной, квадратной или круговой. В случае прямоугольного бина его линейные размеры  $B_x$  и  $B_y$  по координатам плоскости могут быть различными  $B_x \neq B_y$ . При квадратной форме бина  $B_x = B_y = B$ .

Оптимальные свойства бина уже были рассмотрены в п. 2.3. Здесь мы приведём формулу, на которой основан выбор линейного размера бина. Максимальное значение линейного размера бина должно удовлетворять условию:

$$B < \frac{V_{\phi}}{2f \sin \phi_{\phi} \cos(\theta - \psi_{\phi})}. \quad (2.5)$$

Здесь  $V_{\phi}$ ,  $\phi_{\phi}$ ,  $\psi_{\phi}$  — эффективные параметры среды (скорость, угол наклона и азимут наклона границы);  $\theta$  — азимут линии соединяющей ПВ и ПП;  $f$  — максимальная частота.

Эффективные параметры определяют исходя из аппроксимации реальной среды однородной моделью. Из условия (2.5) следует, что по простиранию границы размер бина может сколь угодно большим, из этого же условия также видно, что с увеличением частоты размер бина, а следовательно, и интервал между центрами соседних бинов необходимо уменьшать, и наоборот. Так, например, при  $V_{\phi} = 3500$  м/с,  $f = 100$  Гц и  $\phi_{\phi} = 10^\circ$ ,  $\theta = \psi_{\phi}$ , допустимый размер бина  $B$  равен 75 м. При  $\phi_{\phi} = 25^\circ$ ,  $\theta = \psi_{\phi}$  он уменьшается до 42 м.

Параметр  $K$ , как уже было сказано, представляет количество СТ в пределах бина, без учёта номинальной кратности их перекрытия. Чем больше  $K$ , тем лучше, однако выбор  $K$  составляет часть задачи оптимизации системы

и может быть сделан с учётом значений других параметров и экономических соображений.

#### 2.4.6. Определение числа пунктов возбуждения на $\text{км}^2$ площади

Необходимое число  $P$  пунктов возбуждения на  $\text{км}^2$  площади, т.е. их плотность определяется формулой [56]:

$$P = (N \cdot 10^6) / (\text{Бх} \cdot \text{Бу} \cdot n), \quad (2.6)$$

где  $N$  — номинальная кратность;  $n$  — число активных каналов;  $\text{Бх}$  и  $\text{Бу}$  — размеры бина по координатным осям в метрах.

Например, при  $N = 24$ ,  $n = 240$  и  $\text{Бх} = \text{Бу} = 50$ , плотность  $P = 40$ . От параметра  $P$  зависит, в первую очередь, стоимость съёмки. Увеличение числа  $n$  активных каналов уменьшает требуемое число ПВ на  $\text{км}^2$  площади и снижает стоимость работ. Поэтому существует тенденция применения при 3D сейсморазведке станций с большим числом каналов (до 1000 и более). Увеличение плотности  $P$  наблюдений и снижение стоимости возможно за счёт увеличения размеров бина, однако это ведёт к ухудшению разрешающей способности и детальности работ.

#### 2.4.7. Определение расстояния между линиями возбуждения

Определив  $P$ , можно рассчитать следующий важный параметр — расстояние  $\Delta\text{ЛВ}$  между линиями возбуждения в метрах для ортогональной  $x_{\text{П}}y_{\text{В}}$  системы:

$$\Delta\text{ЛВ}_x = 10^6 / (\text{Бх} \cdot P) \quad (2.7)$$

Для рассмотренного случая ( $P = 40$ ,  $\text{Бх} = 50$  м)  $\Delta\text{ЛВ}_x$  будет равно 500 м.

Значение  $\Delta\text{ЛВ}_x$  определяет расстояние между линиями возбуждения, которое при заданном числе активных каналов обеспечивает требуемую кратность наблюдений (в рассматриваемом случае  $N = 24$ ). На практике возможно как увеличение, так и уменьшение расстояния  $\Delta\text{ЛВ}_x$ , но при увеличении  $\Delta\text{ЛВ}_x$  при  $\text{Б} = 50$  м,  $P = 40$ , требуемая кратность  $N = 24$  не будет достигнута.

#### 2.4.8. Определение максимальных и минимальных удалений источник-приёмник

Выбор удаления (выноса) расположения пунктов наблюдений относительно пункта возбуждения проводят на основе расчётов, полевого эксперимента или моделирования. Для нахождения выноса можно также использовать опыт, накопленный при 2D сейсморазведке. Из этого опыта следует, что минимальное удаление  $l_{\min} = \text{ВП}_{\min}$ , в том числе и наибольшее  $l_{\max\min} = \text{ВП}_{\max\min}$  (рис. 2.17) не должно быть больше, чем глубина  $H_{\min}$  залегания самого

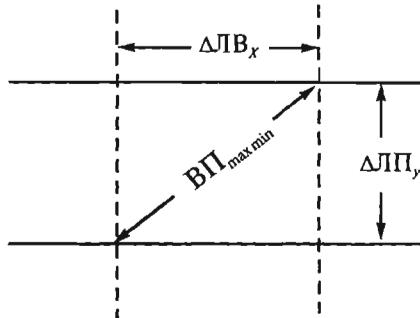


Рис. 2.17. К выбору расстояния  $\Delta LB$  между LB и  $\Delta LP$  между LP

мелкого целевого горизонта. Для определения  $l_{\min}$  можно использовать формулу:

$$B\Pi_{\min} = l_{\min} = \frac{2}{H_{\min} \sqrt{\left(\frac{V^2}{V_{\Pi}^2} - 1\right)}}. \quad (2.8)$$

Эта формула определяет удаление  $l = \Pi B - \Pi P$ , при котором  $t = t_{\Pi}$ , т.е. происходит пересечение гиперболического годографа отражённой волны от границы, залегающей на глубине  $H_{\min}$

$$t = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4H_{\min}^2}$$

и прямолинейного годографа  $t(l)$  волны-помехи

$$t_{\Pi} = \frac{l}{V_{\Pi}}.$$

Здесь  $V$  — эффективная скорость для границы, расположенной на глубине  $H_{\min}$ ,  $V_{\Pi}$  — скорость помех.

Максимальное удаление  $B\Pi_{\max}$  должно иметь порядок 1÷1,5  $H_{\max}$ , где  $H_{\max}$  — глубина целевого горизонта. Для расчёта можно использовать [56] формулу:

$$B\Pi_{\max} = 0,5 H_{\max} [(V_c + V_{\text{вчр}}) / (V_c - V_{\text{вчр}})]. \quad (2.9)$$

Здесь  $V_c$  — средняя скорость в толще, покрывающей горизонт с  $H_{\max}$ ,  $V_{\text{вчр}}$  — скорость в верхней части разреза. Формула (2.9) определяет расстояние, начиная с которого затруднено раздельное прослеживание полезных волн,

однако она даёт значения  $B\Pi_{\max}$ , меньшие, чем требуемые при кинематическом и динамическом анализе.

#### 2.4.9. Вычисление расстояний между линиями приёма

После определения максимального и минимального выноса приступают к расчёту расстояний  $\Delta L\Pi_y$  между линиями приёма в РПП. Для ортогональной системы наблюдений расстояние  $\Delta L\Pi_y$  можно определить, зная  $\Delta LB_x$  из соотношения (2.7) и выбрав максимально допустимое минимальное расстояние  $B\Pi_{\max\min}$  между ПВ и ПП в БН с учетом (2.8):

$$(\Delta L\Pi_y)^2 I = (B\Pi_{\max\min})^2 - (\Delta LB_x)^2. \quad (2.10)$$

К примеру, если  $B\Pi_{\max\min} = 425$  м,  $\Delta LB_x = 250$  м, то величина  $\Delta L\Pi_y$  составит 343 м. Величину  $\Delta L\Pi_y$  желательно иметь кратной расстояниям  $\Delta PP_x$  между ПП и расстояниям  $\Delta LB_y$  между ПВ. Если  $\Delta PP = \Delta PB = 50$  м расстояние  $\Delta L\Pi_y$  следует выбрать равным 350 м. Необходимо отметить, что уменьшение  $B\Pi_{\max\min}$  ведёт к сокращению расстояния  $\Delta L\Pi_y$  и к возрастанию стоимости работ.

#### 2.4.10. Определение длины ЛП и их числа $N_n$ в БН и ЛВ при заданном $N_B$

Число ЛП в БН ограничивается необходимым максимальным выносом, который в свою очередь, зависит от размеров РПП. При этом, возможны различные варианты, зависящие от имеющегося технического обеспечения.

В случае ортогональной системы  $x_{n,y}$  наблюдений при заданном количестве  $n$  активных каналов сейсмостанции, число  $N_n$  линий приёма в БН и их длину  $L\Pi_x$  находят после определения  $\Delta PP_x$ ,  $\Delta PB_y$ ,  $\Delta LB_x$ ,  $\Delta L\Pi_y$  и  $B\Pi_{\max}$ , исходя из условия:

$$B\Pi_{\max} = \sqrt{B\Pi_{x\max}^2 + B\Pi_{y\max}^2}, \quad (2.11)$$

где  $B\Pi_{x\max}$  — максимальное расстояние между ЛВ<sub>y</sub> и ПП по азимуту ЛП,  $B\Pi_{y\max}$  — максимальное расстояние между ЛП<sub>x</sub> и ПВ по азимуту ЛВ в пределах БН.

В качестве примера на рис. 2.18 показаны расстояния  $B\Pi_{x\max}$  и  $B\Pi_{y\max}$  для симметричного БН, состоящего из 2 ЛВ и 7 ЛП.

После определения параметров  $\Delta PP_x$ ,  $\Delta PB_y$ ,  $\Delta LB_x$ ,  $\Delta L\Pi_y$  и  $B\Pi_{\max}$ , перебирая значения  $N_n$  и  $L\Pi_x$ , можно построить множество вариантов БН и выбрать тот из них, который удовлетворяет условию (2.11).

В частности, для симметричного БН, содержащего 2 ЛВ (рис. 2.18), величины  $B\Pi_{x\max}$  и  $B\Pi_{y\max}$  можно найти по формулам:

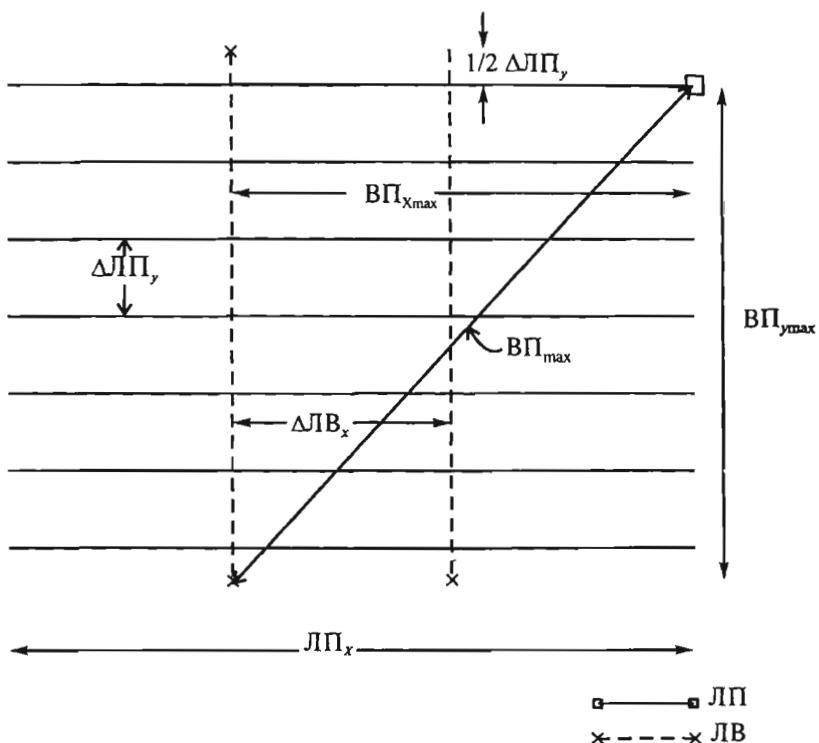


Рис. 2.18. К расчету длины ЛП и их числа  $N_{\pi}$  в БН (рис. 2.19)

$$B\Pi_{x\max} = \frac{L\Pi_x}{2} + \frac{\Delta LB_x}{2},$$

$$B\Pi_{y\max} = \Delta LB_y - \frac{1}{2} \Delta L\Pi_y, \quad (2.12)$$

где

$$L\Pi_x = \left( \frac{n}{N_{\pi}} - 1 \right) \Delta \Pi \Pi_x,$$

$$LB_y = \Delta L\Pi_y (N_{\pi} - 1) + \Delta L\Pi_y. \quad (2.13)$$

Пусть заданы или получены в процессе предыдущих расчётов следующие значения параметров системы:

$$\Delta \Pi \Pi_x = 50 \text{ м}, \Delta L\Pi_y = 400 \text{ м}, \Delta LB_x = 600 \text{ м}, n = 480, B\Pi_{\max} = 4500 \text{ м}$$

Тогда используя выражения (2.11—2.12), найдем  
 при  $N_{\Pi} = 5$ ,  $\text{ВП}_{\max} = 3220 \text{ м} << 4500 \text{ м}$ ,  $\text{ЛП}_x \approx 4750$   
 при  $N_{\Pi} = 4$ ,  $\text{ВП}_{\max} = 3560 \text{ м} < 4500 \text{ м}$ ,  $\text{ЛП}_x \approx 5950$   
 при  $N_{\Pi} = 3$ ,  $\text{ВП}_{\max} = 4390 \text{ м} \approx 4500 \text{ м}$ ,  $\text{ЛП}_x \approx 7950$

Таким образом, в случае симметричного БН с двумя ЛВ при  $\text{ВП}_{\max} = 4500 \text{ м}$  оптимальным будет  $N_{\Pi} = 3$ ,  $\text{ЛП}_x = 7950 \text{ м}$ ,  $\text{ЛВ}_y = 1200 \text{ м}$ .

#### 2.4.11. Определение кратности перекрытий $N_b$ и шагов $\Delta \text{БН}$ и $\Delta \text{ПН}$ блока и полосы наблюдений, обеспечивающих выдержанную кратность в пределах площади работ

Для надёжного подавления помех необходимо выполнение следующего условия:

$$N_b > \frac{\text{сигнал}}{\text{помеха}} = \frac{(A_{\text{вых.с}} / A_{\text{вых.П}})^2}{(A_{\text{вх.с}} / A_{\text{вх.П}})^2}, \quad (2.14)$$

где  $A_{\text{вх.с}}$  и  $A_{\text{вх.П}}$  — амплитуды соответственно сигнала и помехи на входе системы,  $A_{\text{вых.с}}$  и  $A_{\text{вых.П}}$  — амплитуды сигнала и помехи на выходе системы,  $N_b = KN$  — общая кратность,  $N$  — номинальная кратность.

Соотношение сигнал/помеха, необходимое при детальных работах, как указывалось в п. 2.3, должно иметь порядок 20÷30.

При проектировании и проведении полевых работ большое внимание уделяют выбору номинальной кратности. Для ортогональной системы с расположением ЛП вдоль оси  $x$  и ЛВ вдоль оси  $y$  номинальную площадную кратность можно представить в виде произведения кратности  $N_x$  по линии приёма и кратности  $N_y$  по линии возбуждений:

$$N = N_x N_y, \quad (2.15)$$

значения  $N_x$  и  $N_y$  зависят от вида БН. Например, в случае БН, представленного совокупностью равномерно расположенных параллельных ЛП и также равномерно расположенных ЛВ, ортогональных по отношению к ЛП, распределение кратности в пределах БН можно найти, воспользовавшись построением изображений на обобщённой плоскости развернутого профиля систем наблюдений 2D по ортогональным линиям  $x_{\Pi}$  и  $y_B$  блока наблюдений. Изображение на обобщённой плоскости вдоль линии  $x_{\Pi}$  необходимо строить, проводя под  $45^\circ$  к оси  $x_{\Pi}$  линии ОТВ, а изображение вдоль линий  $y_B$  — проводя под таким же углом к оси  $y_B$  линии ОТП. По первому изображению можно определить  $N_x$  вдоль  $x_{\Pi}$ , по второму  $N_y$  вдоль  $y_B$ , а перемножая их согласно (2.15) получим распределение номинальной кратности  $N$  в пределах БН.

Рассмотрим пример расчёта  $N$  для БН (рис. 2.19), состоящего из 7 ЛП, параллельных  $x$ , и 5 ЛВ, параллельных  $y$ . На основе изображения на обобщённой плоскости (рис. 2.20) линий ОТВ (*1a*) будем иметь распределение кратности  $N_x$

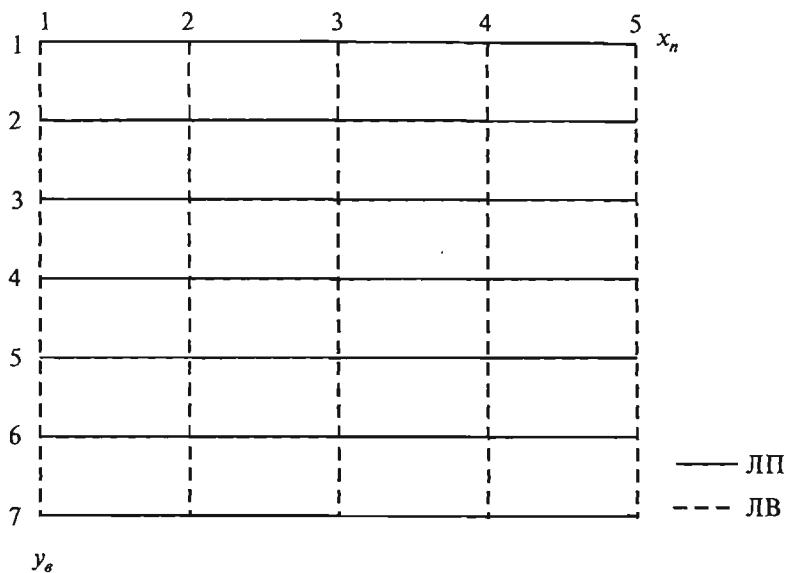


Рис. 2.19. БН из 7 ЛП и 5 ЛВ, используемый при расчёте кратности

(16), а на основе изображения линий ОТП (2a) — распределение кратности  $N_y$  (26).

Из рисунка следует, что кратность  $N_x$  изменяется в пределах БН от 1 до 4, а кратность  $N_y$  от 1 до 6.

Распределение номинальной кратности в пределах БН для рассматриваемого случая получим путем перемножения  $N_x$  и  $N_y$  согласно (2.15). Результат перемножения в цифрах показаны на рис. 2.21.

Максимальная кратность достигается в центре БН с учётом того, что для центра БН

$$N_{x_{\max}} = \frac{\Delta\Pi_x}{\Delta LB_y} = \frac{(N_B - 1)\Delta LB_x}{\Delta LB_y} = N_B - 1$$

$$N_{y_{\max}} = \frac{\Delta B_y}{\Delta \Pi_x} = \frac{(N_n - 1)\Delta \Pi_y}{\Delta \Pi_x} = N_n - 1$$

при  $N_n = 5$ ,  $N_B = 7$  имеем  $N_{\max} = N_{y_{\max}} N_{x_{\max}} = 6 \times 4 = 24$

При отработке площади с шагом  $\Delta BH_x = 2,5 \Delta LB_x$  и  $\Delta PH_y = 3,5 \Delta \Pi_y$  достигается номинальная кратность по всей площади  $N = 24$  (кроме краевых зон).

Для расчёта распределений номинальной кратности в пределах БН, ПН или ПСН существуют специальные программы. Приведём пример компьютерного расчёта кратности для ПСН (рис. 2.22), расположенной на площади  $6 \times 6 = 36 \text{ км}^2$

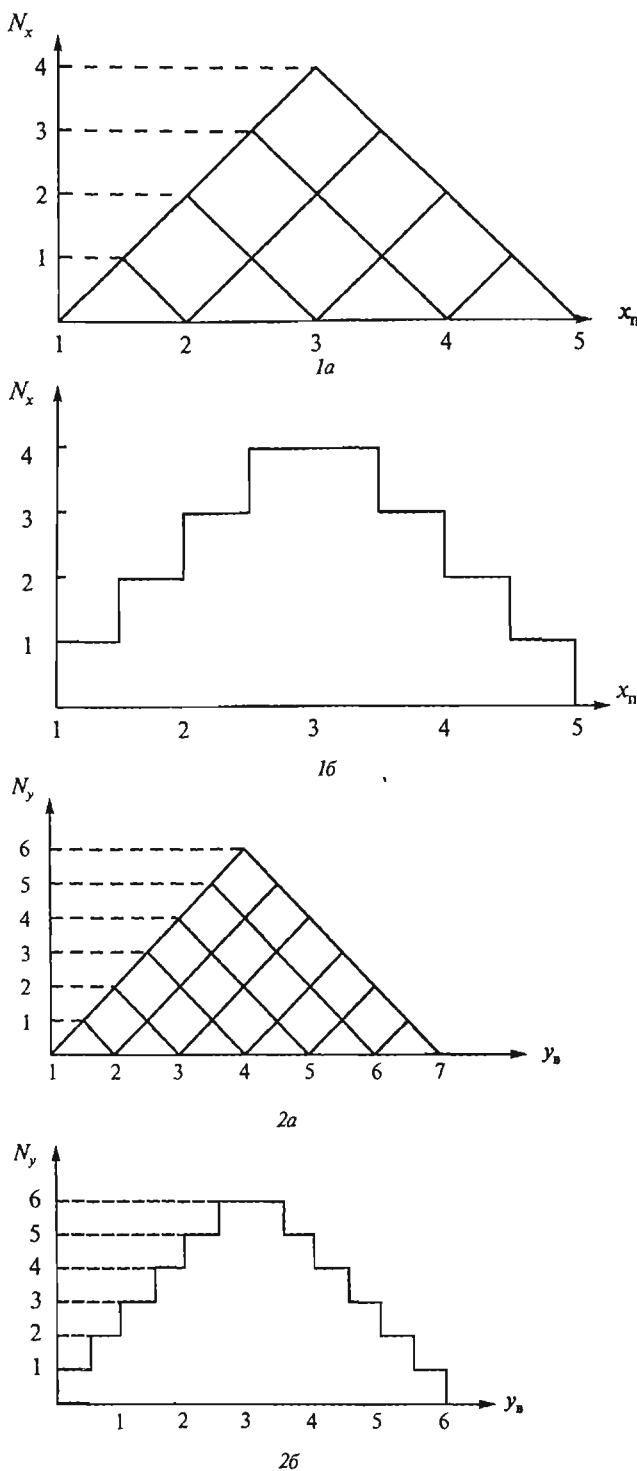


Рис. 2.20. Иллюстрация расчета кратности для БН (рис. 2.19)

1	2	3	4	4	3	2	1	5
2	4	6	8	8	6	4	2	$x_n$
3	6	9	12	12	9	6	3	
4	8	12	16	16	12	8	4	
5	10	15	20	20	15	10	5	
6	12	18	24	24	18	12	6	
7	12	18	24	24	18	12	6	
5	10	15	20	20	15	10	5	
4	8	12	16	16	12	8	4	
3	6	9	12	12	9	6	3	
6	4	6	8	8	6	4	2	
7	2	3	4	4	3	2	1	
	$y_\sigma$							

Рис. 2.21. Результат расчета кратности для БН( рис. 2.19)

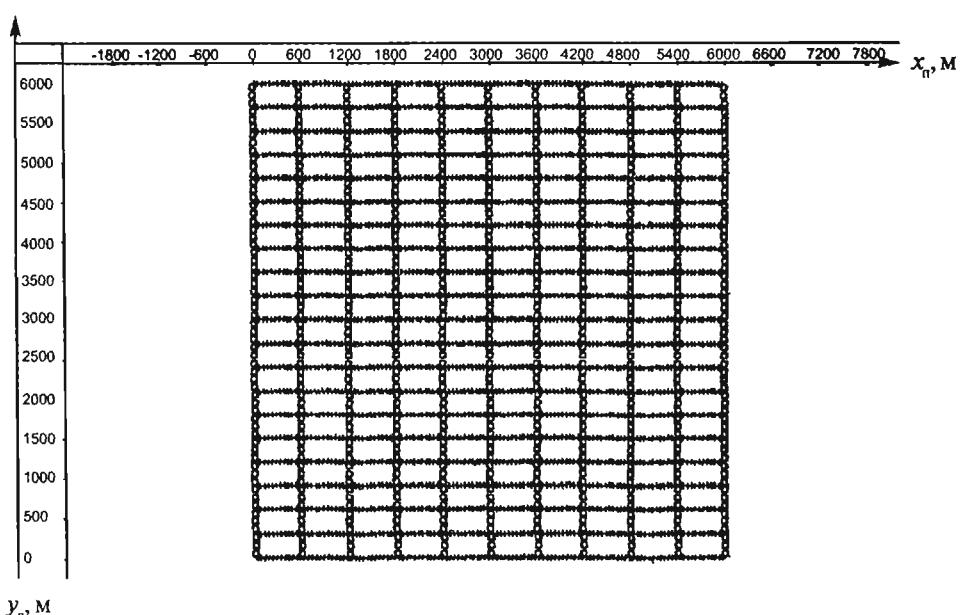


Рис. 2.22. К расчёту кратности для ПСН

с помощью БН, представленного на рис. 2.23. Блок наблюдения состоит из 10 параллельных ЛП ( $N_{\text{п}} = 10$ ) и одной ЛВ ( $N_{\text{в}} = 1$ ) и имеет следующие параметры:  $\Delta L_{\text{П}}_y = 400 \text{ м}$ ,  $\Delta P_{\text{П}}_x = 50 \text{ м}$ ,  $\Delta P_{\text{В}}_y = 100 \text{ м}$ ,  $n_{\text{п}} = 96$ ,  $n_{\text{в}} = 20$ . Активная расстановка содержит  $N_{\text{п}} \cdot n_{\text{п}} = 10 \times 96 = 960$  каналов. Распределение кратности  $N$  в пределах БН, рассчитанное в соответствии с изложенными выше правилами показаны на рис. 2.24. В данном случае кратность  $N_y$  в пределах БН изменяется от 1 до 5, а  $N_x = 1$ . Максимальная номинальная

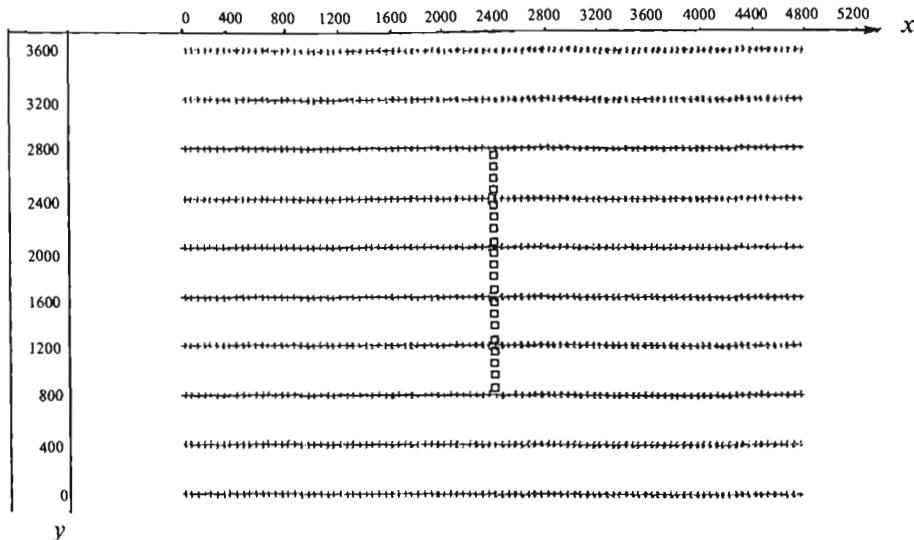


Рис. 2.23. БН из 10 ЛП и 1 ЛВ

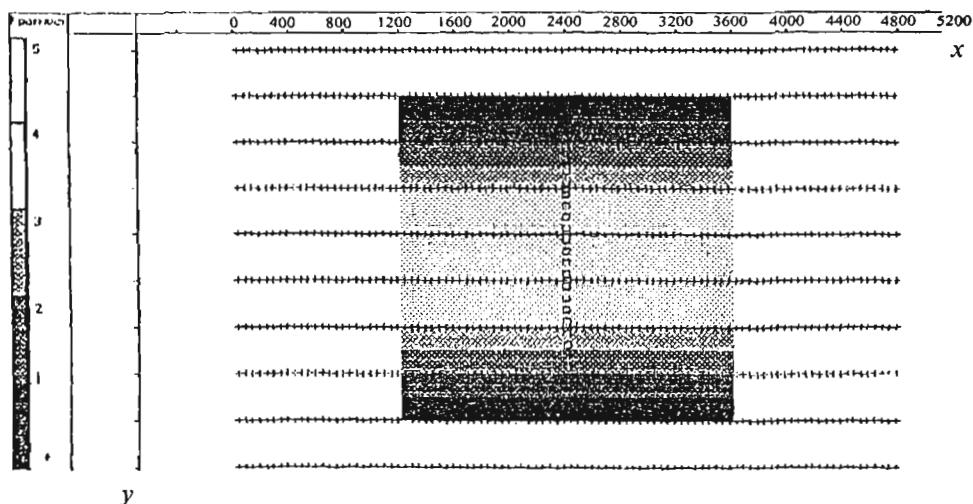


Рис. 2.24. Схема кратности для БН (рис. 2.23)

кратность  $N = 5$ . При перемещении БН с шагом  $\Delta \text{БН}_x = \Delta \text{ЛВ}_x = 600$  м и ПН с шагом  $\Delta \text{ПН} = \Delta \text{ЛП}_y$  в пределах всей площади  $6 \times 6$  км, кроме краевых зон, достигается кратность  $N = 20$  (рис. 2.25).

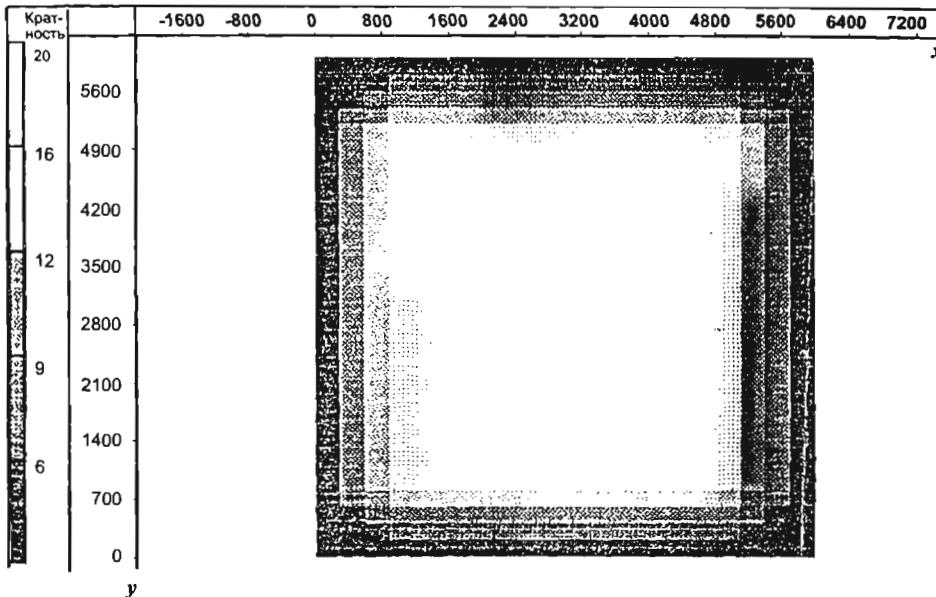


Рис. 2.25. Схема кратности для ПСН (рис. 2.22)

## 2.5. Свойства спектров удалений и азимутов и требования, предъявляемые к спектрам

### 2.5.1. Спектры удалений

Важной характеристикой любой системы и её элементов (ФН, БН, ПН и бина) являются их спектры удалений. Для определения параметров среды и волнового поля важно, чтобы ПСН и её элементы обладали широким диапазоном удалений  $l$  и достаточным, примерно одинаковым шагом  $\Delta l$  и количеством  $m$  трасс для каждого  $l$ . Иначе говоря, желательно, чтобы спектр  $m(l)$  был эквидистантным прямоугольным в пределах данного диапазона удалений  $l_{\min} \div l_{\max}$ . Проанализируем с этой точки зрения, ортогональные системы. Условимся называть спектры удалений  $m(l)$ , построенные для ПСН или её элементов с включением наблюдений по всем азимутам — обобщёнными спектрами удалений, а спектры  $m'(l)$ , построенные для наблюдений одинакового азимута  $\theta = \text{const}$  — частными.

Рассмотрим обобщённый спектр удалений  $m(\ell)$  (рис. 2.26), характеризующий ПСН, изображённую на рис. 2.22 и реализованную с помощью БН вида (рис. 2.23).

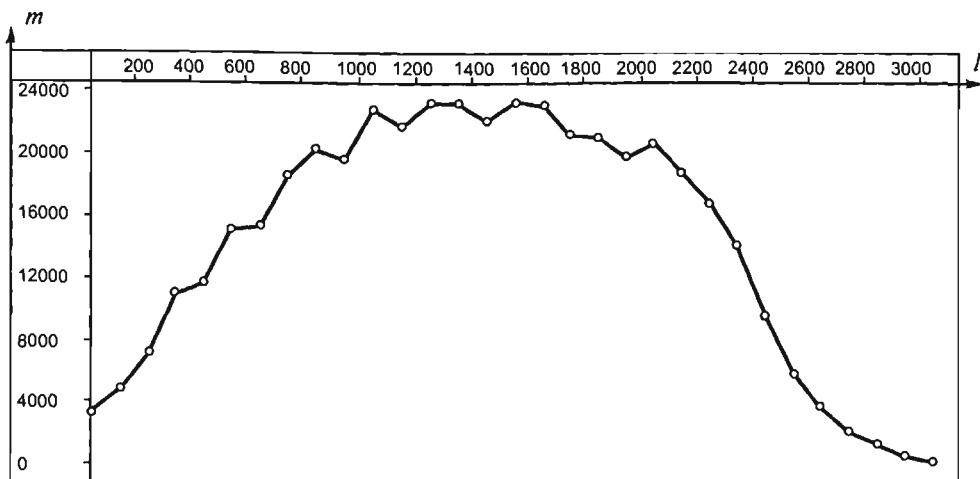


Рис. 2.26. Обобщенный спектр удалений  $m(\ell)$  для ПСН, отработанной с использованием БН с одной ЛВ

Как и следовало ожидать на рис. 2.26 имеет место преобладание удалений  $\ell$ , близких к длине ЛП, которая здесь равна 1600 м. При этом, число  $m$  трасс в диапазоне  $800 \text{ м} < \ell < 2000 \text{ м}$  изменяется мало, т.е. остается близким к макси-

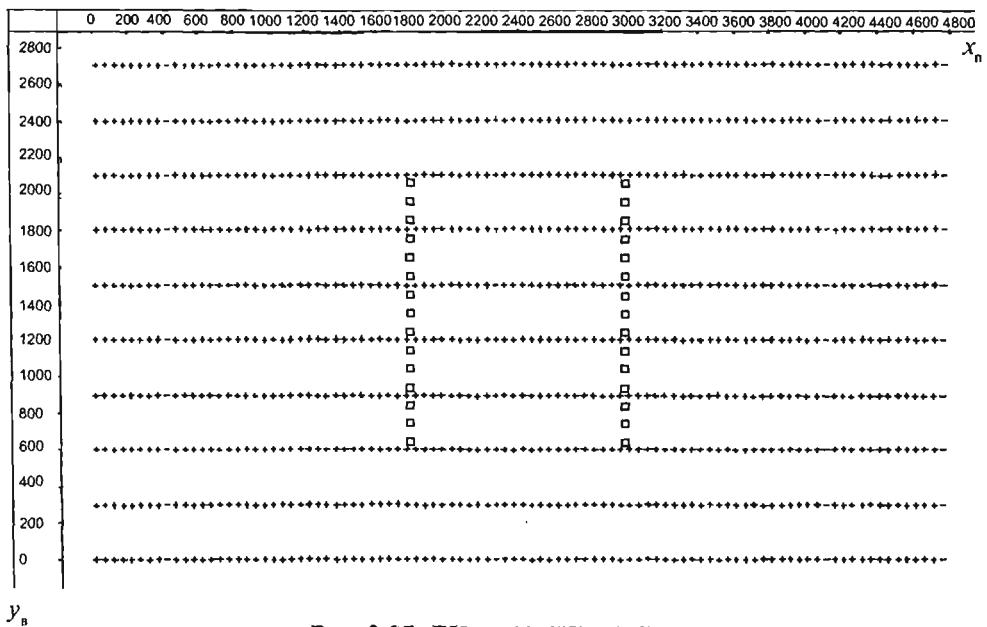


Рис. 2.27. БН из 10 ЛП и 2 ЛВ

мальному. При  $l$  меньших чем 800 м и больших чем 2000 м,  $m$  резко убывает. Идеальным был бы спектр, обладающий свойством  $m = \text{const}$  во всем диапазоне удалений. Однако, при расположении ЛВ ортогонально ЛП это недостижимо. Расширение полосы значений  $m$ , близких к максимальному, происходит при относительном уменьшении длины ЛВ, расположенного в центре БН вида (рис. 2.23). С увеличением количества ЛВ в центре БН, например, до двух (рис. 2.27) область максимальных значений  $m$  в обобщённом спектре  $m(l)$  (рис. 2.28) сужается.

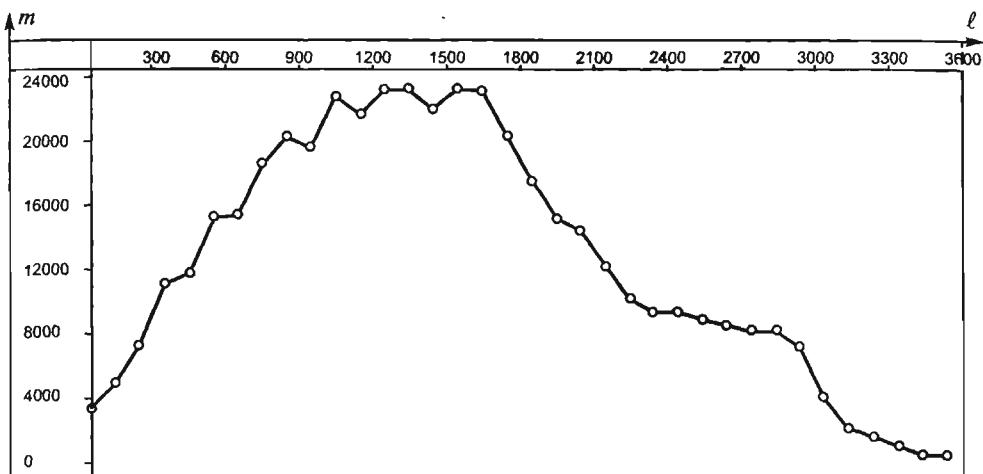


Рис. 2.28. Обобщенный спектр удалений  $m(l)$  для ПСН, отработанной с использованием БН с двумя ЛВ

Оптимальными являются обобщённые и частные спектры удалений для систем наблюдений, реализованных с помощью круговых БН. Эти спектры имеют одинаковое число трасс  $m$  во всём диапазоне удалений  $l$ . Широкому применению таких систем препятствует их недостаточная технологичность.

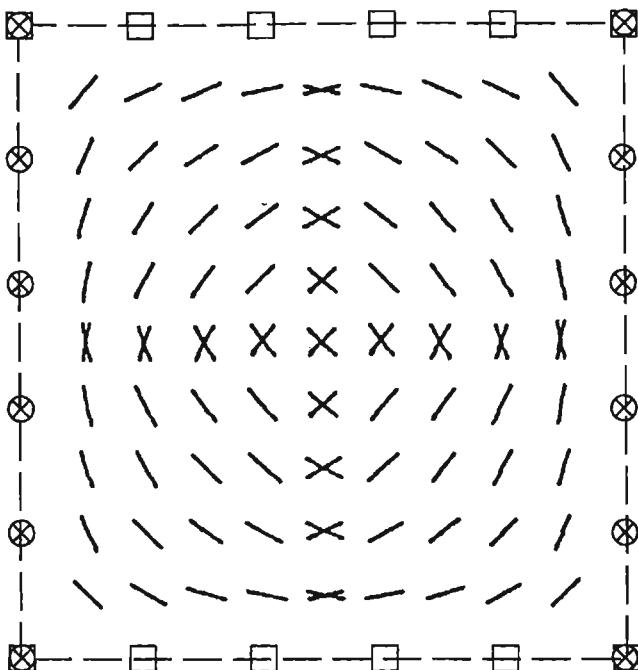
### 2.5.2. Азимутальные спектры систем наблюдений и требования, предъявляемые к ним при изучении анизотропии

Системы наблюдений, применяемые в трёхмерной сейсморазведке и их элементы (ФН, БН, ПН, бины) обладают различными азимутальными спектрами  $q(\theta)$ . Следует различать обобщённые азимутальные спектры  $q(\theta)$ , характеризующие распределение СТ по азимутам для всех удалений  $l$ , свойственных ПСН или её элементам, и частные спектры  $q'(\theta)$ , построенные для фиксированного удаления  $l$  или фиксированного интервала удалений.

Для изучения азимутальной анизотропии желательно иметь широкополосные эквидистантные  $\Delta\theta = \text{const}$  спектры, обладающие постоянством значений  $q$  и  $q'$  во всем диапазоне ( $0-360^\circ$ ) азимутов при малом шаге  $\Delta\theta$  их

дискретизации. Это требование достижимо только при круговых и радиально-кольцевых наблюдениях. В сейсморазведочной же практике, наибольшее применение имеют ортогональные системы. По этой причине рассмотрим особенности обобщённых и частных спектров, реализуемых с помощью таких систем.

Ранее, на рис. 2.8, было показано распределение векторов, характеризующих азимуты СТ (линий ПВ—ПП) для БН типа «Крест». Рис. 2.8 указывает на наличие большого диапазона азимутов. Подобная картина имеет место и при других БН с ортогональным расположением ЛВ и ЛП, например, для БН типа квадрат (рис. 2.29). Однако, по таким изображениям трудно судить о ширине и равномерности обобщённых  $q(\theta)$  и частных  $q'(\theta)$  спектров. Более информативными в этом отношении являются сами изображения этих спектров.



**Рис. 2.29. Расположение азимутальных векторов квадратного БН (2 ЛВ с 12 ПВ и 2 ЛП с 12 ПП)**

На рис. 2.30 показан обобщённый спектр  $q(\theta)$  площадной системы, отработанной с использованием БН вида (рис. 2.23). Анализируя этот обобщённый спектр, можно заметить, что он обладает широким ( $0$ — $360^\circ$ ) диапазоном азимутов и достаточно малым ( $\Delta\theta = 10$ ) шагом их дискретизации. Большинство трасс ( $q = 15\,000$ — $18\,000$ ) имеют азимуты, близкие к азимуту ЛП ( $90^\circ$  и  $270^\circ$ ). Отсчет азимутов в данном случае ведётся относительно вертикали против часовой стрелки. Приближаясь к азимуту ЛВ горизонтального направления ( $180^\circ$  и  $360^\circ$ ) количество трасс уменьшается примерно в 2 раза. Подобный спектр (рис. 2.31) характерен и для ПСН, отработанной с помощью БН с двумя ЛВ (рис. 2.27).

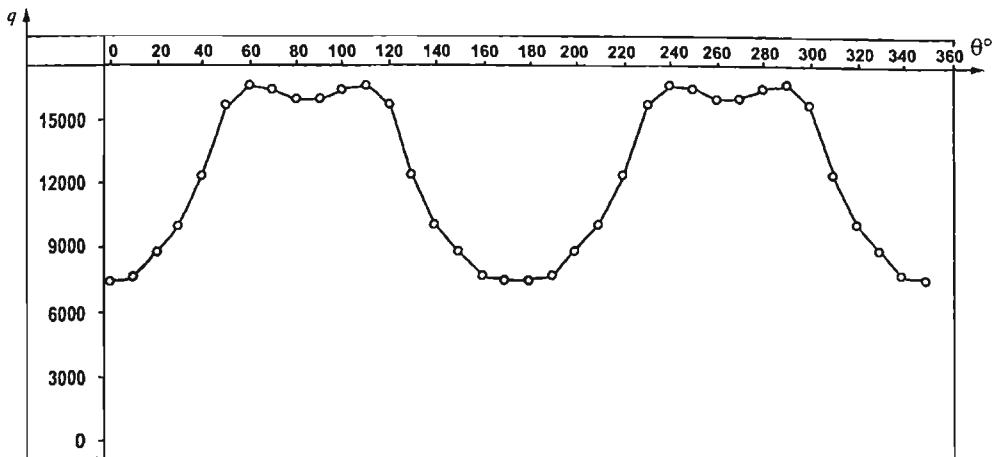


Рис. 2.30. Обобщенный спектр азимутов  $q(\theta)$  для ПСН,  
отработанной с использованием БН с одной ЛВ

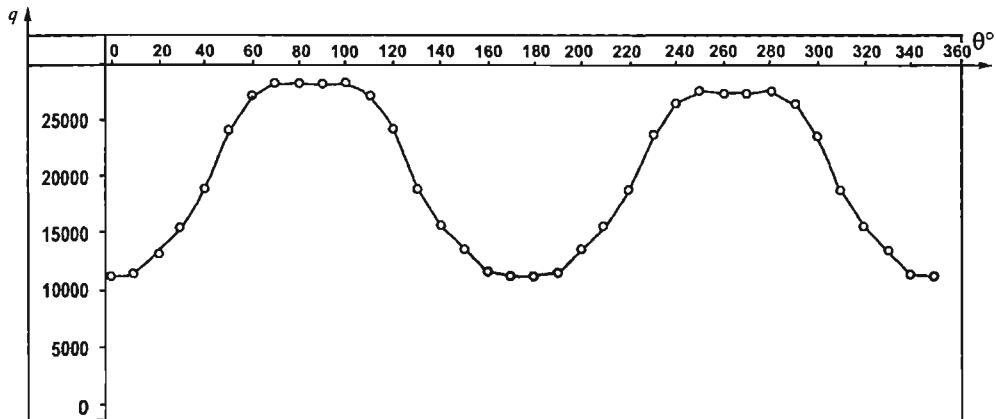
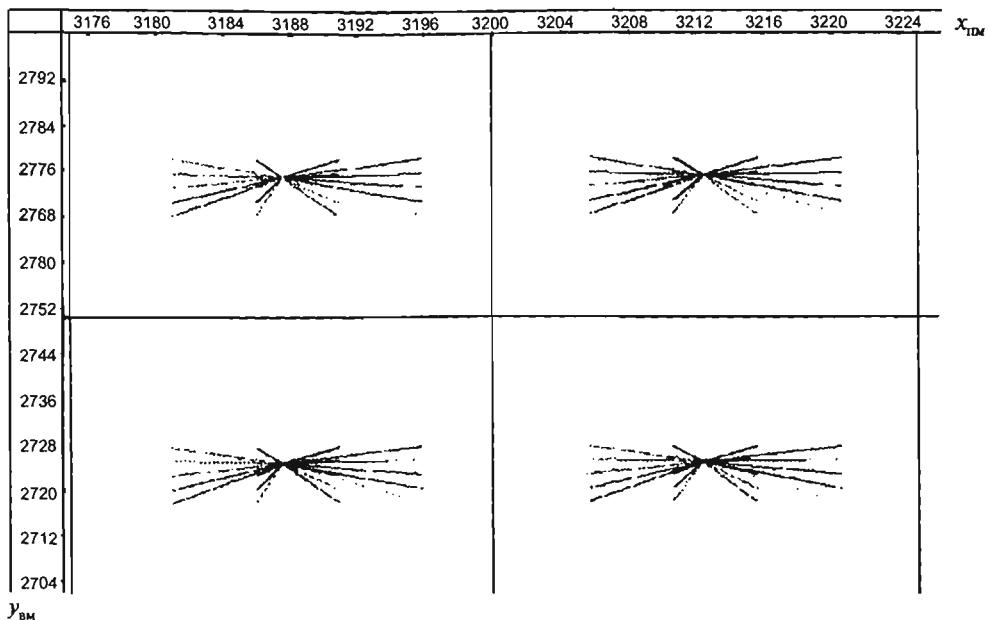


Рис. 2.31. Обобщенный спектр азимутов  $q(\theta)$  для ПСН,  
отработанной с использованием БН с двумя ЛВ

Постоянство максимального количества трасс  $q$  выдерживается для небольшого диапазона азимутов, близких к азимутам ЛП. Это является существенным недостатком ортогональных систем. Этот недостаток не позволяет получить необходимые данные для изучения азимутальной анизотропии во всём диапазоне азимутов.

Положение резко ухудшается, при попытке изучать анизотропию в пределах одного бина или нескольких соседних бинов. В качестве примера приведём спектры (рис. 2.32) азимутов и удалений для 4-х бинов, расположенных в центре площадной системы, отработанной с использованием БН вида (рис. 2.27). Каждый из бинов содержит 20 СТ со свойственными азимутами и удалениями. Спектры построены в полярной системе координат. Направление линий указывает

азимут СТ, а длина линии — расстояние ПВ—ПП. Рис. 2.32 свидетельствует о совпадении ряда азимутов и ряда удалений, а также о близости всех азимутов к азимуту ЛП и об отсутствии наблюдений в секторе азимутов, близких к азимуту ЛВ. Таким образом, можно заключить, что ортогональные ПСН рассмотренного типа для изучения азимутальной анизотропии мало пригодны.



**Рис. 2.32. Азимутальные спектры для 4-х соседних бинов, расположенных в центре ПСН**

## 2.6. Особенности технологии 3D сейсморазведки на суше и акваториях

### 2.6.1. Сухопутные работы 3D

Как уже было неоднократно отмечено, работы на суше в основном, проводят с использованием ортогональных систем, имея ввиду их технологичность.

Такие системы реализуют посредством передвижения БН и ПН в двух ортогональных направлениях  $x$  и  $y$ , обычно сначала в направлении  $x$  (*in line*) с отработкой ПН, а затем ПН в направлении  $y$  (*cross line*) с отработкой всей ПСН, состоящей из серии параллельных ПН.

Каждый БН состоит из нескольких ( $N_n$ ) ЛП и нескольких ( $N_b$ ), ортогонально расположенных ЛВ. В БН на каждой из ЛП задействовано  $n_p$  активных ПП, а на каждой из ЛВ —  $n_b$  пунктов возбуждения. Всего в пределах БН используется  $n = N_n \cdot n_p$  активных каналов.

Перемещение БН обычно производят с постоянным шагом  $\Delta\text{БН}$  вдоль линий приёма, а иногда вдоль ЛВ. После достижения границы площади, т.е. после отработки всей ПН, отрабатывают следующую полосу со смещением  $\Delta\text{ПН}$  в направлении ЛВ (иногда ЛП) и т.д.

Для облегчения проведения работ, главным образом ускорения, обычно, кроме ПП, задействованных в активной расстановке БН, расположены ещё несколько (обычно 1/2 от числа активных) ПП в направлении перемещения активной расстановки БН. Это позволяет оператору сейсмической станции при отработке следующего БН просто перекоммутировать каналы, избежав длительной процедуры смотки-размотки кос после отработки каждого блока наблюдений. В этом случае операции смотки-размотки производятся в несколько раз реже. В качестве примера остановимся на особенностях и технологии работ 3D, которая применялась в ОАО «Тюменгеофизика». Так, при отработке площади в 201 км<sup>2</sup> в работы велись с использованием телеметрической системы Input/Output-2000. Было задействовано 850 каналов, в том числе 576 активных БН, представляя 6 параллельных ЛП направления  $x$  (С–Ю) и 3 параллельных ЛВ направления  $y$  (З–В). Расстояния  $\Delta\text{ЛП}_y = 500$  м,  $\Delta\text{ЛВ}_x = 300$  м,  $\Delta\text{ПП}_x = 50$  м,  $\Delta\text{ПВ}_y = 100$  м. Шаг  $\Delta\text{БН}_y = 500$  м. На каждой ЛП располагалось 96 активных каналов, каждый из которых был представлен группой с параметрами  $\delta_{\text{п}} = 33$  м,  $v_{\text{п}} = 10$ . Размеры бина 25×25 с номинальной кратностью  $N = 24$ . Схема отработки ПН при шаге  $\Delta\text{ПН}_x = 1000$  м изображена на рис. 2.33. Фактически реализованная ПСН изображена на рис. 2.34. Пример сейсмограммы ОТВ, соответствующей одному ФН дан на рис. 2.35.

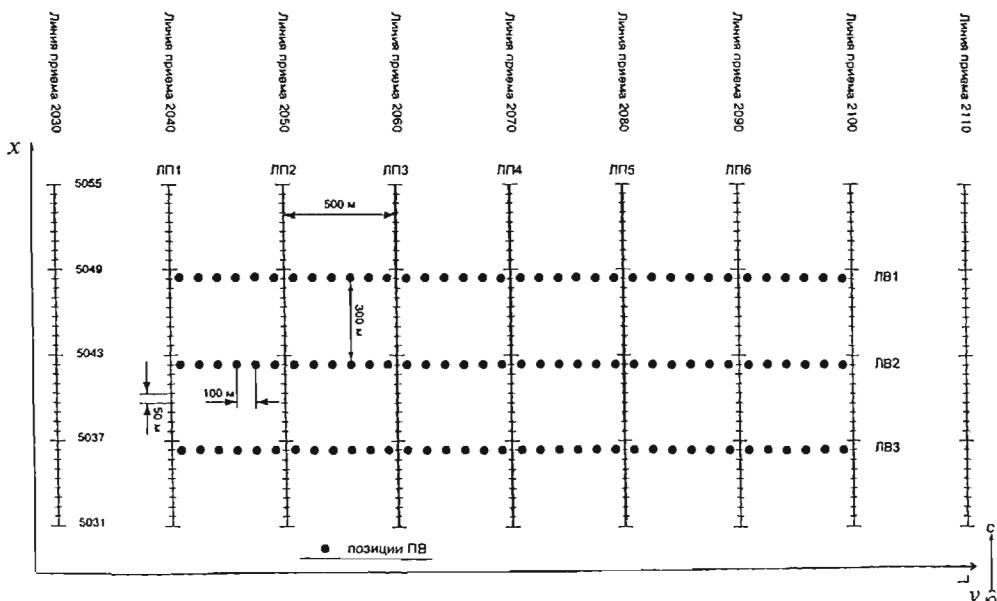


Рис. 2.33. БН, состоящий из 3 ЛВ и 6 ЛП, использованный при отработке реальной ПСН 3D

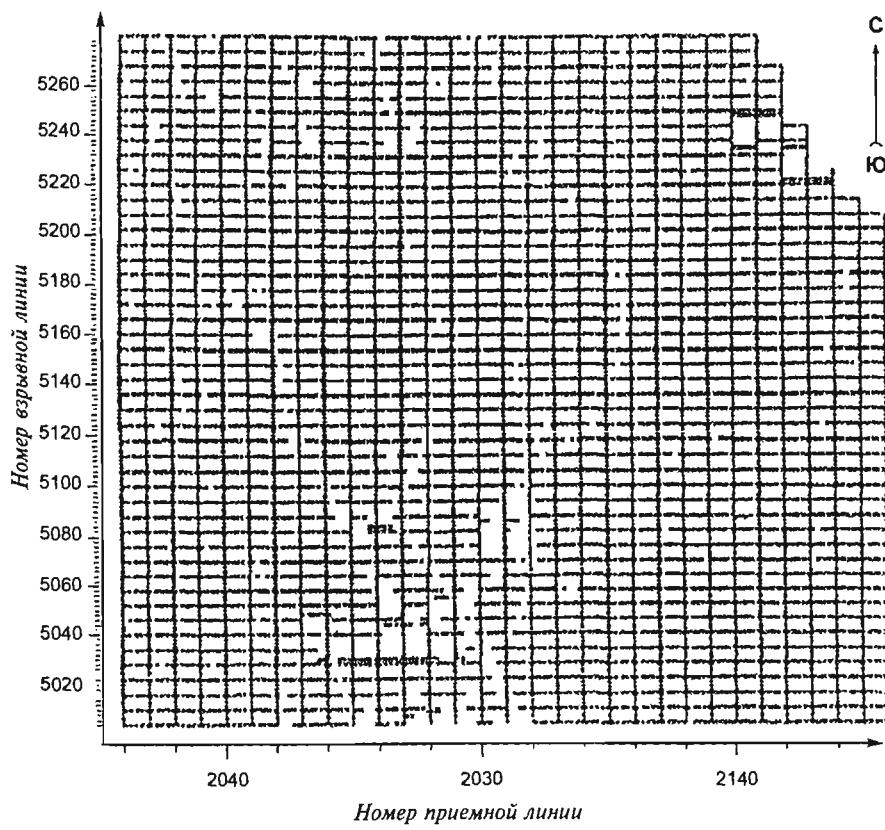


Рис. 2.34. ПСН 3D, отработанная с помощью БН (рис. 2.33) .

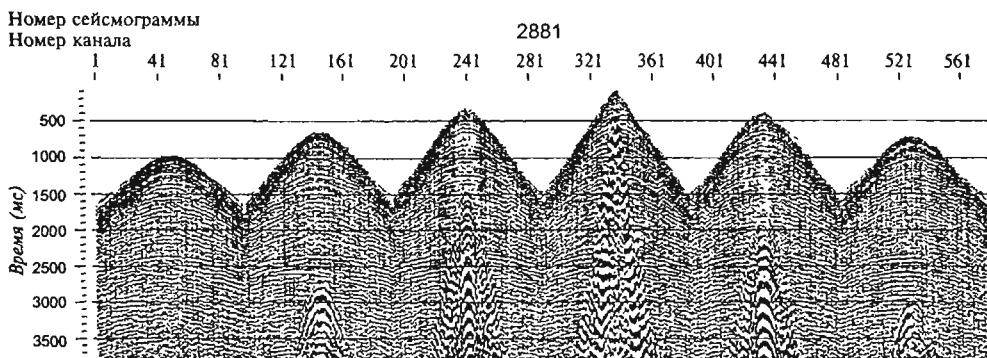


Рис. 2.35. Полевые сейсмограммы, соответствующие одному ФН в БН (рис. 2.33), при расположении ПВ в центре четвёртой ЛВ

## 2.6.2. Морские работы

При морских работах, чаще всего применяют параллельные системы. Технология работ такова: одно или два судна движутся прямолинейным курсом, отрабатывая ПН с помощью БН, реализуемых с использованием нескольких параллельных водных кос и нескольких ПВ. Каждая из кос содержит множество (сотни и более) групповых ПП. Каждый из ПВ обычно представлен группой пневмоисточников. Групповые источники срабатывают поочередно, но практически одновременно. В итоге отрабатывается БН флангового типа. По мере движения, через небольшой промежуток времени, обеспечивающий необходимый шаг  $\Delta$ БН, без остановки судов осуществляется отработка следующего БН и т.д. вплоть до отработки всей полосы ПН. Затем судно разворачивается и, обеспечивая необходимый шаг ПН, ведёт обработку следующей ПН. На рис. 2.36 дано схематическое изображение судна, имеющего три регистрирующие сейсмокосы и два групповых источника, обеспечивающих отработку полосы

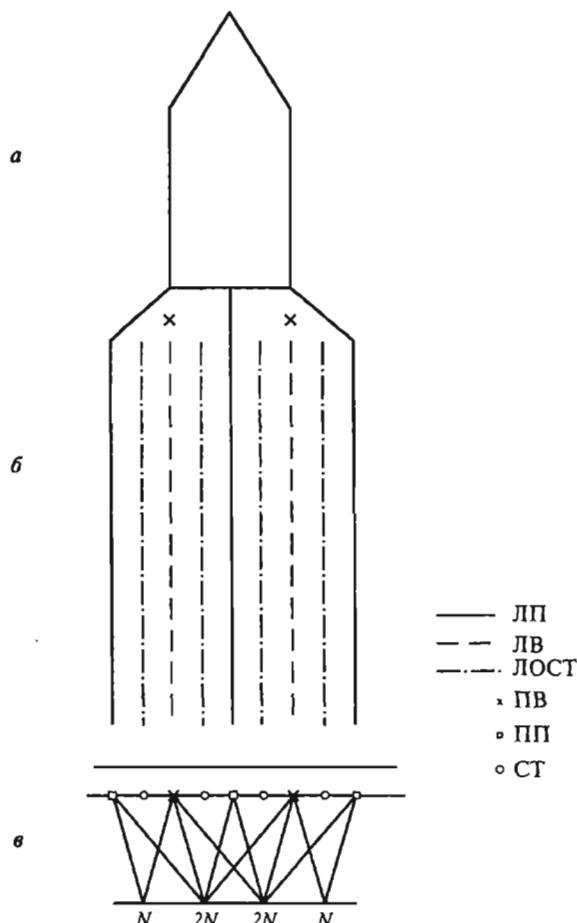


Рис. 2.36. Схема отработки ПН при морских работах в односудовом варианте (3 ЛП и 2 ЛВ)

ПН, состоящей из двух ЛВ и 3 ЛП. При отработке такой ПН получается полоса ОСТ, состоящая из 2 внешних линий ОСТ с линейной кратностью  $N_{\text{л}}$  и внутренних линий ОСТ с удвоенной линейной кратностью  $2N_{\text{л}}$ .

Линейная кратность  $N_{\text{л}}$  определяется по известной формуле, применяемой в 2D сейсморазведке для расчёта фланговых систем [26]:

$$N_{\text{л}} = \frac{B_{\text{п}}}{2\Delta\text{ПВ}}. \quad (2.16)$$

Здесь  $B_{\text{п}}$  — база приёма равная длине сейсмической косы,  $\Delta\text{ПВ}$  — шаг ПВ, зависящий от скорости движения судна и периодичности возбуждения.

На рис. 2.37 представлена схема проведения работ в двухсудовом варианте. Каждое судно имеет две сейсмокосы и два групповых источника. При двухсудовом варианте обеспечивается отработка полосы, содержащей 12 линий ОСТ. На 8 линиях имеет место линейная кратность  $N_{\text{л}}$  (2.16), характерная для фланговой системы, реализуемой с использованием одного источника при его перемещении по мере движения судов. На 4 линиях ОСТ достигается удвоенная линейная кратность  $2N_{\text{л}}$ . Схема, иллюстрирующая последовательность выполнения 4 физических наблюдений (по числу ПВ), относящихся практически к одному и тому же расположению сейсмокос, показана на рис. 2.38. Схема обеспечивает отработку 12 ЛП.

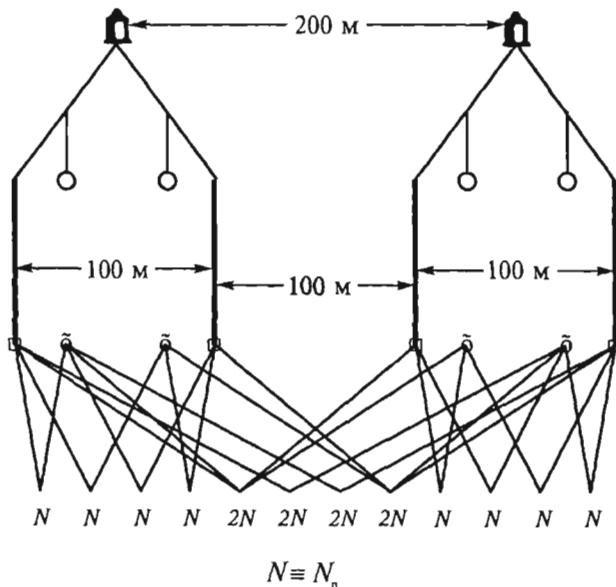


Рис. 2.37. Схема отработки ПН при морских работах в 2-х судовом варианте (4 ЛП и 4 ЛВ)

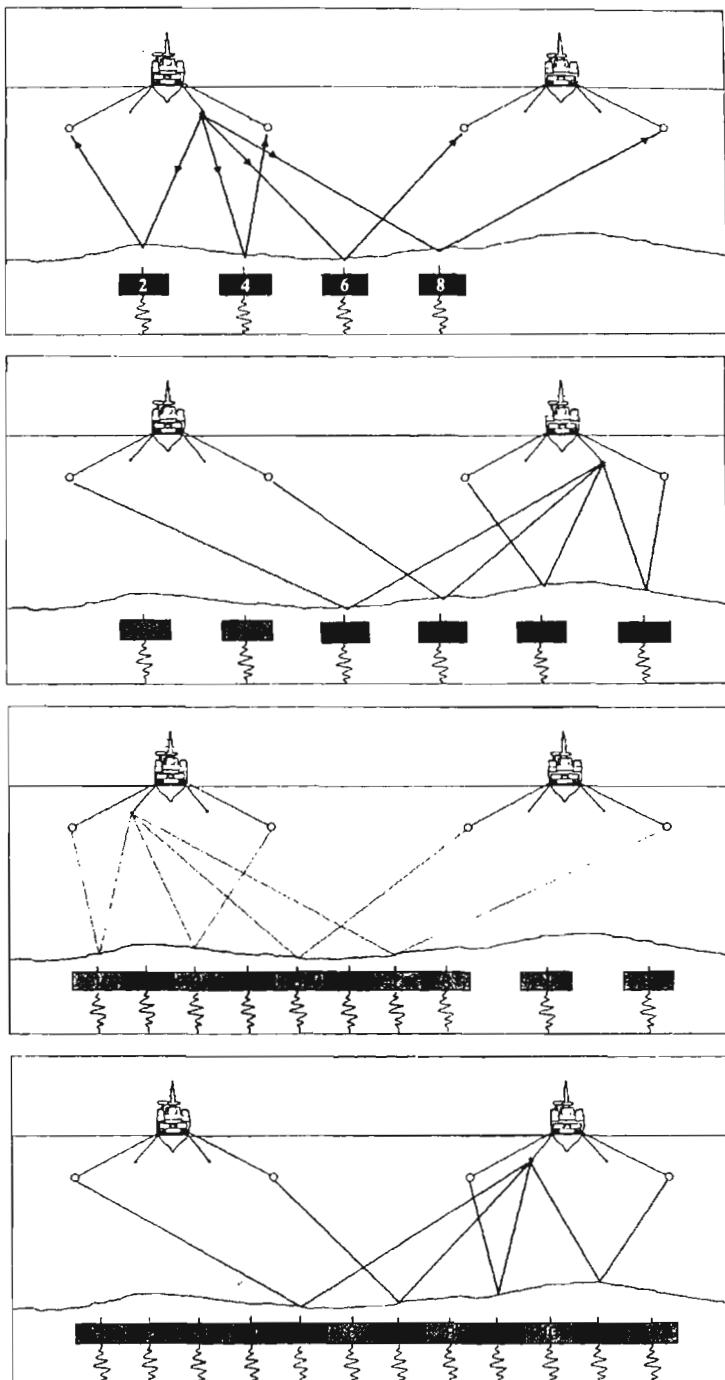


Рис. 2.38. Схема, иллюстрирующая последовательность выполнения 4 ФН в 2-х судовом варианте

## ГЛАВА 3. ФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТРЕХМЕРНОЙ СЕЙМОРАЗВЕДКИ

### 3.1. Модели, используемые для аппроксимации геологической среды, и их характеристика

#### 3.1.1. Типы моделей

При решении трехмерных задач по изучению строения реальной среды прибегают к ее аппроксимации физической моделью, или, иначе формализованной физической средой. Без такой аппроксимации невозможно физико-математическое описание процесса распространения сейсмических волн, и, в конечном счете, решение геологических задач.

Геологическую среду обычно представляют моделью с параметрами, постоянными в пределах ограниченного объема, обусловленного размерами изучаемого объекта (участка площади исследований, блока). При необходимости эти параметры считают изменяющимися плавно или небольшими скачками при переходе от одного объекта к другому.

Формализованные аппроксимационные среды принято подразделять (классифицировать) по ряду признаков, характеризующих их свойства. По этим признакам среды целесообразно подразделять (рис. 3.1) на однородные (1) и неоднородные (2), упругие (3) и квазиупругие (4), изотропные (5) и анизотропные (6).

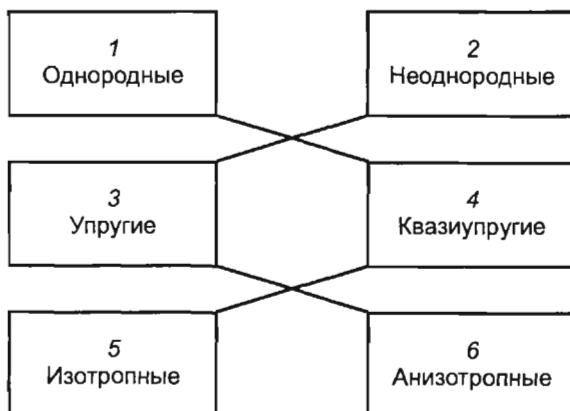


Рис. 3.1. Модели, используемые для аппроксимации геологической среды

*Однородной* называется среда, свойства которой при переходе от одной точки трехмерного пространства к другой остаются неизменными.

*Неоднородной* является среда с пространственно изменяющимися свойствами.

Если среда не обладает свойствами поглощать энергию, ее принято считать *упругой*. При наличии такого свойства среда считается *квазиупругой* или *поглощающей*.

*Изотропной* называют среду, свойства которой не зависят от направления распространения волны. Если такая зависимость существует, среда *анизотропна*.

Изотропными и анизотропными могут быть как однородные, так и неоднородные среды, как упругие, так и поглощающие среды.

Для аппроксимации реальной среды применяют формализованные физические среды, характеризующиеся, в соответствии с рис. 3.1, сочетанием различных классификационных признаков.

В 3D сейсморазведке, основанной на регистрации монотипных отраженных волн, используются следующие однородные модели:

- 1-3-5, когда однородная модель является упругой и изотропной;
- 1-4-5, когда однородная изотропная модель обладает свойством поглощать или рассеивать упругую энергию;
- 1-3-6 и 1-4-6, когда однородная упругая или квазиупругая модель анизотропна.

Неоднородные модели (2-3-5, 2-4-5, 2-3-6, 2-4-6) обычно представляют в виде интегрально-однородных (эффективных) и пластово-однородных моделей. В первом случае неоднородность среды учитывают посредством ее локальной текущей аппроксимации однородной моделью. Локальной называется аппроксимация, которая обеспечивает независимое определение эффективных параметров интегрально-однородной модели для каждого локального элемента среды или системы наблюдений (например, бина ОСТ с постоянными  $x$ ,  $y$  координатами его центра). Под текущей подразумевается аппроксимация, позволяющая установить свойства среды последовательно для каждого локально-го элемента среды или системы наблюдений (например, с изменением расстояния  $l$  между ПВ и ПП и азимута наблюдений для всех срединных точек, относящихся к бину ОСТ с постоянными координатами  $x$ ,  $y$ ).

Пластово-однородную модель обычно формируют, определяя параметры и атрибуты для каждого пласта по параметрам и атрибутам интегральных моделей, аппроксимирующих неоднородную среду от поверхности (уровня приведения) до подошвы пласта и от поверхности до его кровли.

### 3.1.2. Параметры и атрибуты моделей

Условимся различать понятия параметр и атрибут модели, понимая под параметром количественную характеристику модели, а под атрибутом — качественную ее характеристику, которая отражает некоторую информативную закономерность поведения параметров.

Любую из перечисленных в 3.1.1 моделей можно охарактеризовать определенным набором параметров и атрибутов. Так модель вида 1-3-5 обладает двумя параметрами — постоянными скоростями  $V_p$  — продольной  $P$  и  $V_s$  — поперечной  $S$  волны. Модели 1-4-5, наряду с постоянными скоростями  $V_p$  и  $V_s$ , имеют

также постоянные параметры поглощения — коэффициенты  $\alpha_p$  и  $\alpha_s$  или декременты  $\vartheta_p$ ,  $\vartheta_s$  поглощения соответственно продольной  $P$  и поперечной  $S$  волн.

Параметрами анизотропной модели 1-3-6 являются скорости  $V_p$  — квазипродольной волны  $P$ ,  $V_{sv}$  — квазипоперечной  $SV$  волны и  $V_{sh}$  — поперечной  $SH$  волны, а атрибутами — индикатрисы этих скоростей. Модель 1-4-6 наряду со скоростями и их индикатрисами характеризуется динамическими параметрами поглощения  $P$ ,  $SV$  и  $SH$  волн и индикатрисами этих параметров.

*Индикатриса представляет собой характеристическую поверхность, обра- зованную концами вектора, модуль которого равен значению параметра в за- данном направлении распространения волны.* Направление распространения волны определяет направление луча или направление нормали к фронту волны. Оба эти направления совпадают в изотропной среде и различаются в анизотропной. В связи с этим индикатрисы подразделяют на лучевые (волновые) и нормаль- ные (фазовые).

Сравнительно хорошо изучены (теоретически и экспериментально) инди- катрисы скоростей для разных типов анизотропной среды. Что касается поведе- ния индикатрис поглощения, то их исследования не вышли из стадии отдель- ных лабораторных и полевых экспериментов.

Характеристикам неоднородных сред (2-3-5, 2-4-5, 2-3-6, 2-4-6) при их ин- тегральной аппроксимации являются интегральные эффективные параметры: эффективные скорости, эффективные коэффициенты или декременты погло- щения, а также атрибуты, характеризующие пространственное распределение эффективных параметров и их анизотропию, а при многопластовой аппрокси- мации — пластовые параметры и атрибуты.

## 3.2. Модели и параметры волновых полей

### 3.2.1. Многомерные волновые поля

В 3D-сейсморазведке регистрируют, обрабатывают и интерпретируют мно- гомерные волновые и временные поля. Волновые поля в общем случае явля- ются семимерными функциями пространственных координат  $x_b$ ,  $y_b$ ,  $z_b$  пунктов возбуждения ПВ, координат  $x_\Pi$ ,  $y_\Pi$ ,  $z_\Pi$  пункта приема ПП колебаний и времени прихода волны  $t$

$$U(x_b, y_b, z_b, x_\Pi, y_\Pi, z_\Pi, t)$$

При площадных наблюдениях объектом изучения являются, главным образом, пятимерные  $U(x_b, y_b, x_\Pi, y_\Pi, t)$  волновые поля.

При межскважинных и околоскважинных наблюдениях регистрируют шес- timerные  $U(x_b, y_b, x_\Pi, y_\Pi, z_\Pi, t)$  или  $U(x_b, y_b, z_b, x_\Pi, y_\Pi, t)$  волновые поля, главным образом прямых и, реже, отраженных волн.

Основным объектом исследований в 3D сейсморазведке являются много- мерные волновые поля монотипных продольных  $P$  волн. В ограниченных объе- мах применяется сейсморазведка, основанная на регистрации многомерных волновых полей монотипных  $SH$  волн. Многоволновая 3D сейсморазведка пока

не получила широкого промышленного применения из-за сложности технологии полевых работ и отсутствия обрабатывающих и интерпретационных комплексов, обеспечивающих надежное разделение волн разных типов.

Аппроксимация реальной среды, формализованной моделью позволяет аппроксимировать наблюдаемые волновые и временные поля также формализованными моделями. Без такой аппроксимации невозможно решение ни кинематических, ни динамических задач.

### 3.2.2. Эффективные модели волнового поля отраженных волн

При решении трехмерных задач волновое поле  $U(t)$  подвергают аппроксимации упрощенной моделью, которая после исключения волн-помех при фиксированных значениях пространственных координат может быть представлена сверткой

$$U(t) = \{[K D(t)/Q(t)] B(t) E(t) R(t)*f(t)\}. \quad (3.1)$$

Здесь  $K$  — масштабный множитель,  $f(t)$  — единичная функция определяющая форму сигнала. Функционал  $Q(t)$  характеризует эффективное расхождение энергии с увеличением пути пробега волны от источника к приемнику:

$$Q = (V_{\text{эфф}}^2/V_0) t, \quad (3.2)$$

где  $V_{\text{эфф}}$  — эффективная скорость в среде, покрывающей отражающую границу, а  $V_0$  — истинная скорость в пункте приема.

Функционалы  $D(t)$  и  $B(t)$  учитывают потери энергии соответственно при преломлении на промежуточных границах и рассеянии на внутренних неоднородностях.

Обычно функционалы  $D(t)$  и  $B(t)$  представляют в виде экспонент

$$B(t) = \exp(-\delta_{\text{эфф}} V_{\text{эфф}} t),$$

$$D(t) = \exp(-\eta_{\text{эфф}} V_{\text{эфф}} t), \quad (3.3)$$

где  $\eta_{\text{эфф}}$  — эффективный коэффициент потерь при преломлении,  
 $\delta_{\text{эфф}}$  — эффективный коэффициент рассеяния.

Функционал  $E(t)$  определяет потери упругой энергии в связи с ее поглощением, т.е. в связи с частичным переходом в другие виды энергии (тепловую, электрическую и др.) и может быть выражен следующей связью с эффективным коэффициентом  $\alpha_{\text{эфф}}$  и эффективным декрементом поглощения  $\vartheta_{\text{эфф}}$

$$E(t) = \exp(-\alpha_{\text{эфф}} V_{\text{эфф}} t) = \exp(-\vartheta_{\text{эфф}} t/T) \quad (3.4)$$

где  $T$  — видимый период волны,

$$\vartheta_{\text{эфф}} = \alpha_{\text{эфф}} V_{\text{эфф}} T.$$

Функционал  $R(t)$  представляет коэффициент отражения волны от  $M$ -ой границы волны, пришедшей в момент времени  $t$ .

Перечисленные параметры и функционалы волнового поля могут быть выражены через параметры формализованных моделей среды.

Наиболее простой является связь параметров волнового поля и горизонтально-слоистой изотропной среды, состоящей из  $M$  слоев, каждый из которых имеет мощность  $h_m$  и скорости  $V_m$  при нормальном падении луча на  $M$ -ную отражающую границу.

В этом случае модель (3.1) волнового поля отраженных волн в предположении отсутствия рассеяния

$$B(t_0) = 0$$

можно выразить следующим равенством:

$$U(t_0) = \{[KD(t_0)/Q(t_0)] E(t_0) R(t_0)\} * f(t). \quad (3.5)$$

В равенстве (3.5)

$$D(t_0) = \prod_{m=1}^{M-1} (1 - R_m^2) = \exp(-\eta_{\text{ЭФ}} t_0), \quad (3.6)$$

$$Q(t_0) = V_{\text{ЭФ}}^2(t_0) t_0 / V_i, \quad (3.7)$$

$$E(t_0) = \exp[-\alpha_{\text{ЭФ}}(t_0) V_{\text{ЭФ}}(t_0) t_0], \quad (3.8)$$

$$R(t_0) = [(V\rho)_M - (V\rho)_{M-1}] / [(V\rho)_M + (V\rho)_{M-1}], \quad (3.9)$$

где

$$t_0 = \sum_{m=1}^M \Delta t_{0m} = \sum_{m=1}^M 2h_m / V_m,$$

$$V_{\text{ЭФ}}(t_0) = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{0m}}{\sum_{m=1}^M \Delta t_{0m}}},$$

$$\eta_{\text{ЭФ}}(t_0) = -\frac{\ln \prod_{m=1}^{M-1} (1 - R_m^2)}{\sum_{m=1}^M \Delta t_{0m}}$$

$$\alpha_{\phi}(t_0) = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^M \alpha_m^2 \Delta t_{0m}}{\sum_{m=1}^n \Delta t_0}},$$

$$R_m = [(V_p)_m - (V_p)_{m-1}] / [(V_p)_m + (V_p)_{m-1}].$$

При обработке и интерпретации волновых полей в зависимости от поставленной геологической задачи, изучают либо отражающие либо поглощающие свойства среды, исключая влияние других факторов, формируя и интерпретируя модели двух видов:

в первом случае

$$U(t) = KR(t)*f(t), \quad (3.10)$$

во втором случае

$$U(t) = KE(t). \quad (3.11)$$

### **3.3. Геологические и физические факторы, определяющие пространственное распределение скоростей**

#### **3.3.1. Факторы, влияющие на скорости, и основные тенденции поведения скорости, обусловленные их влиянием**

На сейсмические скорости  $V_p$  продольных и  $V_s$  поперечных волн в условиях изотропной среды и скорости  $V_p$  — квазипродольных,  $V_{sv}$  — квазипоперечных,  $V_{sh}$  — поперечных волн в условиях анизотропной среды определяющее влияние оказывают следующие факторы:

1. Литологический состав (Л),
2. Минералогический состав (М),
3. Глубина залегания пород (ГЗ),
4. Давление (Д),
5. Тектонические напряжения, вызывающие сжатие пород (ТНС),
6. Тектонические напряжения, вызывающие растяжение пород (ТНР),
7. Геологический возраст (ГВ),
8. Температура (Т),
9. Пористость (П),
10. Водонасыщенность пор (В),

11. Нефтенасыщенность пор (Н),
12. Газонасыщенность пор (Г),
13. Частота колебаний (Ч),
14. Плотность пород ( $\rho$ ).

Существуют следующие качественные закономерности (тенденции) поведения скоростей, обусловленные действием перечисленных факторов, которые представлены следующей схеме:

1. $\text{Л} \Rightarrow$	5. $\text{THC} \Rightarrow$	9. $\Pi \Rightarrow$	13. $\text{Ч} \Rightarrow$
$V_p \rightarrow$	$V_p \rightarrow$	$V_p \leftarrow$	$V_p \rightarrow$
$V_s \rightarrow$	$V_s \rightarrow$	$V_s \leftrightarrow$	$V_s \rightarrow$
2. $\text{M} \Rightarrow$	6. $\text{THP} \Rightarrow$	10. $\text{B} \Rightarrow$	14. $\Rightarrow$
$V_p \rightarrow$	$V_p \leftarrow$	$V_p \rightarrow$	$V_p \rightarrow$
$V_s \rightarrow$	$V_s \leftarrow$	$V_s \leftarrow$	$V_s \rightarrow$
3. $\Gamma 3 \Rightarrow$	7. $\Gamma \text{B} \Rightarrow$	11. $\text{H} \Rightarrow$	
$V_p \rightarrow$	$V_p \rightarrow$	$V_p \leftarrow$	
$V_s \rightarrow$	$V_s \rightarrow$	$V_s \leftrightarrow$	
4. $\Delta \Rightarrow$	8. $\text{T} \rightarrow$	12. $\Gamma \Rightarrow$	
$V_p \rightarrow$	$V_p \leftarrow$	$V_p \leftarrow$	
$V_s \rightarrow$	$V_s \leftarrow$	$V_s \rightarrow$	

Стрелки ( $\rightarrow$ ) указывают на возрастание, а стрелки ( $\leftarrow$ ) — на убывание скорости с ростом ( $\Rightarrow$ ) воздействия фактора. В приведенной схеме считается, что рост воздействия фактора Л имеет место при замещении терригенных пород карбонатными, карбонатных — хемогенными, хемогенных — кристаллическими. Рост воздействия фактора М происходит при замещении пород кислого состава основными, а основных — ультраосновными.

Обращает на себя внимание тенденция возрастания скоростей с увеличением плотности  $\rho$  пород. Эта тенденция находится в противоречии с известной теоретической зависимостью:

$$V_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho} ,$$

$$V_s = \sqrt{\mu / \rho} , \quad (3.12)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — константы Ламе, характеризующие упругие свойства. В соответствии с формулами (3.12) с ростом  $\rho$  скорости должны убывать. Фактическое возрастание скоростей с увеличением плотности  $\rho$  связано с тем, что при воздействии многих из факторов имеет место более быстрый рост упругих параметров, чем рост плотности.

### 3.3.2. Зависимость скоростей от литологического и минералогического состава пород

Геологические среды, слагающие земную кору и изучаемые сейсморазведкой, разнообразны по своему составу, строению и происхождению. Они представлены тремя типами горных пород: осадочными, магматическими и метаморфическими. Сейсморазведку при поисках, разведке и разработке нефтяных и газовых месторождений применяют преимущественно в районах развития осадочных пород. Среды, представленные магматическими и метаморфическими породами, изучают при региональных работах и в рудной сейсморазведке. В большинстве своем изучаемые среды представляют собой твердые тела или многофазные агрегаты, обладающие твердым скелетом с жидким или газообразным заполнением порового и трещинного пространства. При распространении сейсмических волн многофазные агрегаты с твердым скелетом ведут себя подобно твердым упругим телам, которым свойственны два вида упругих деформаций — сжатия (растяжения) и изменения формы, и соответственно два типа объемных волн (продольные  $P$  и поперечные  $S$  со скоростями  $V_p$  и  $V_s$ ).

Жидкие среды выступают в качестве объекта сейсмических исследований при разведке акваторий морей и океанов. Морская вода, как любая жидкость, является упругой лишь по отношению к деформациям сжатия (растяжения), в ней распространяются только продольные  $P$  волны.

#### Скорости в осадочных породах

*Осадочные породы* образуют верхнюю оболочку земной коры, которая на разных участках имеет разную мощность. В одних местах она выклинивается, а в других достигает мощности 10—15 км. По компонентному составу, генезису и структурному строению осадочные отложения подразделяются на три группы: обломочные, органогенные и хемогенные. Некоторые геологи, придавая главенствующее значение при разделении на группы структурным особенностям пород, выделяют обломочные, глинистые и органогенно-хемогенные их разности. К обломочным относят породы с четко выраженной гетерогенностью — конгломерат, галечник, гравий, песок, песчаник. В группу глинистых включают тонкозернистые — гомогенные в сейсмическом диапазоне частот образования — глину, аргиллит и др. Органогенные и хемогенные породы,

не всегда различимые по генезису и имеющие кристаллическую или аморфную гомогенную структуру, объединяют в одну общую группу.

Скорость продольных волн в обломочных и глинистых породах редко превышает 3,5 км/с. Хемогенные и органогенные породы характеризуются, как правило, скоростями порядка 4–6 км/с. Поперечные волны распространяются в осадочных породах со скоростями примерно в два, а в верхней обводненной части — в три-четыре раза меньшими, чем продольные. Ориентировочные значения скоростей для наиболее распространенных осадочных пород даны в таблице 3.1 [15] и рис. 3.2 [35].

Из табл. 3.1 и рис. 3.2 видно, что тенденция увеличения скорости при переходе от терригенных пород к карбонатным и хемогенным, отмеченная в

3.3.1, имеет место, однако диапазон изменений скоростей в каждой из разновидностей пород достаточно велик. Поэтому иногда возможны и обратные соотношения.

Таблица 3.1

## Скорости сейсмических волн в осадочных породах

Порода	Скорость распространения волн, км/с	
	Продольные	поперечные
Песок сухой	0,2–0,8	0,1–0,4
Песок влажный	0,5–1,8	0,1–0,5
Суглинок	0,8–1,8	0,2–1,0
Глина	1,0–2,8	0,2–1,0
Глинистый сланец	2,2–4,8	1,0–2,5
Песчаник рыхлый	1,5–2,5	0,6–1,4
Песчаник скементированный	1,8–7,0	1,0–3,6
Мел	1,7–4,2	0,8–2,5
Известняк крепкий	2,8–6,4	1,5–3,5
Доломит	5,0–6,2	3,0–3,5
Мергель	1,8–3,8	0,8–2,0
Каменная соль	4,0–5,0	2,0–2,6
Карналит	4,5–6,5	2,3–3,4
Гипс	5,45	2,8
Ангидрит	5,6	3,0
Лед	3,2–3,6	1,6–1,8
Вода	1,4–1,5	—
Нефть	1,3–1,4	—
Уголь	1,7–2,8	1,0–1,5

Большой диапазон изменений скоростей обусловлен влиянием, наряду с литолого-минералогическим составом, других факторов, главным образом пористости пород.

Различие минералогического состава осадочных образований вызывает несущественные (менее 20%) различия в скоростях волн. Для пород разного состава

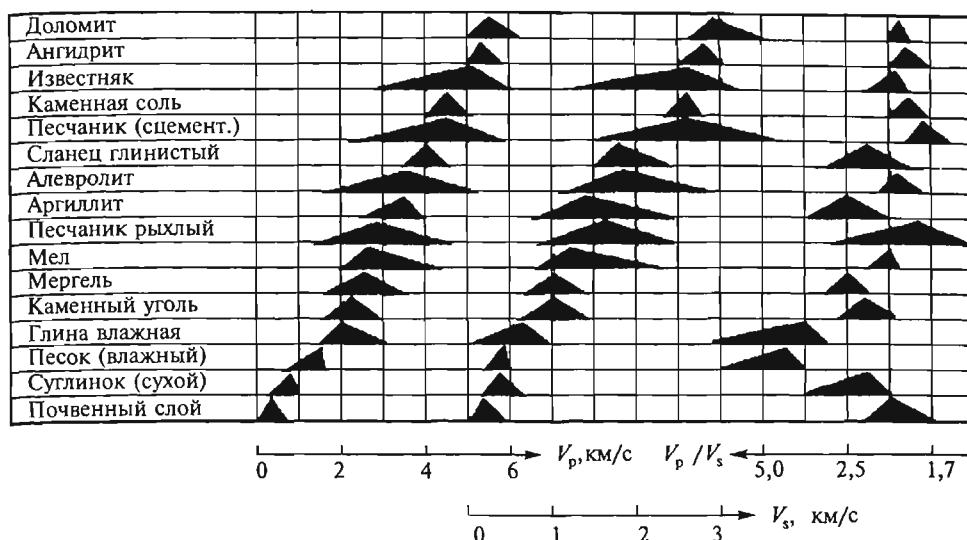


Рис. 3.2. Распределение  $V_p$ ,  $V_s$  и  $V_p / V_s$  для осадочных пород [35]

скорости  $V_p$  при их экстраполяции к нулевой пористости возрастая сближаются и диапазон их вариаций уменьшается, что иллюстрируется табл. 3.2 [1]. Здесь же даны значения плотности. Сопоставляя  $V_p$  и  $\rho$  мы видим, что между ними имеет место прямая зависимость, противоречащая формулам (3.12). О причине такого противоречия сказано в п. 3.2.1.

Таблица 3.2

Скорости продольных волн в сплошных породах

Породы	Скорость $V_p$ волны, км/с	Плотность $\rho$ пород, г/см <sup>3</sup>
1. Терригенные:		
• Глины	3,5–4,2	2,6–2,7
• Песчаники, алевролиты, аргиллиты	5,2–6,2	2,65–2,8
2. Карбонатные:		
• Известняки	6,2–7,0	2,15–2,2
• Доломиты	6,5–7,5	2,9–3
3. Хемогенные:		
• Каменная соль	4,3–4,7	2,15–2,2
• Ангидрит	5,8–6,8	2,9–3
• Гипс	5,6–6,0	–
4. Изверженные и метаморфические породы:		
• Гнейсы	5,9–6,1	2,6–3,05
• Граниты	5,4–6,1	2,5–2,8
• Диориты	6,3–6,8	2,7–3,0
• Диабазы	6,5–7,0	2,8–3,0
• Габро	7,2–7,5	2,85–3,1

### Скорости в изверженных и метаморфических породах

Среды магматического и метаморфического происхождения слагают кристаллическую оболочку земной коры. Компонентами магматических сред являются ультраосновные (перидотит, пироксенит, дунит, гиперстенит и др.), основные (габро, диабаз, базальт), кислые (гранит, кварцевый порфир и др.) породы. Скорости в этих породах изменяются в пределах от 4 до 7–8 км/с для продольных волн и от 2,5 до 4,3 км/с для поперечных волн. Наблюдается увеличение скорости при переходе от пород кислого состава к основным и от основных к ультраосновным, а также с возрастанием глубины пород и ростом испытываемого ими давления.

Среды метаморфического происхождения представлены в различной степени метаморфизованными породами, к числу которых относятся гнейсы, кристаллические сланцы, кварциты, серпентиниты, мрамор и др. Скорости продольных и поперечных волн в этих породах изменяются в довольно широких пределах от значений, свойственных осадочным породам, до величин, характерных для магматических образований. Обычно скорости  $V_p$  в гнейсах, сланцах и серпентинитах колеблются от 3 до 5,5 км/с, а  $V_s$  – от 2 до 3 км/с. Скорости в кварцитах  $V_p = 6,2$ , а  $V_s = 3,2$  км/с.

В рассматриваемых средах при уменьшении пустотности, также как и в осадочных породах, имеет место уменьшение диапазона скоростей  $V_p$  и увеличение их значений (см. табл. 3.2).

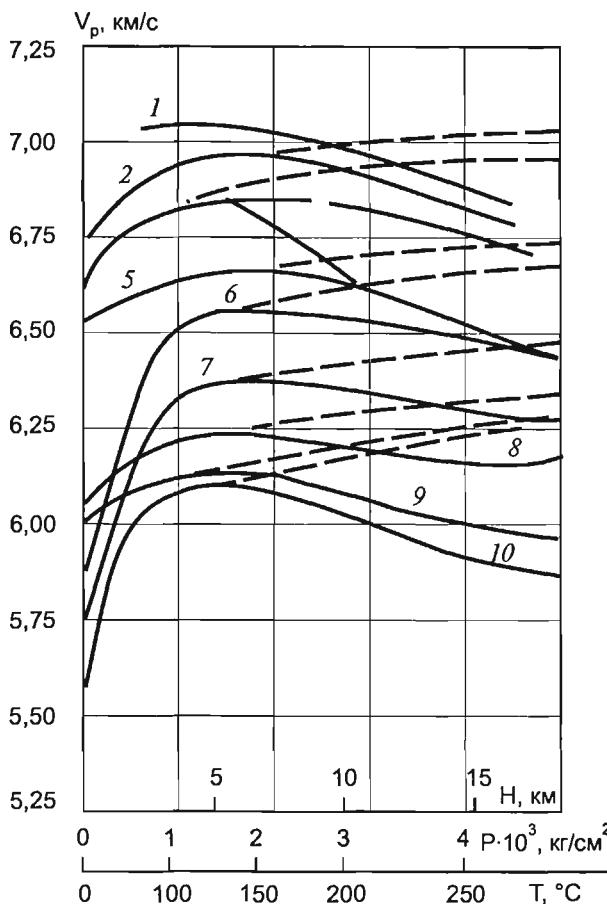
#### 3.3.3. Зависимость сейсмических скоростей от условий залегания пород и их возраста

Помимо литологического и минералогического состава на скорость распространения волн влияют условия, в которых породы находятся или находились в период своего формирования и последующей геологической истории.

Прежде всего необходимо указать на зависимость скоростей  $V_p$  и  $V_s$  от давления. Многочисленными лабораторными измерениями при высоких давлениях и температурах, соответствующих реальным условиям залегания пород на больших глубинах, установлено закономерное возрастание скоростей  $V_p$  с увеличением давления, причем это возрастание различно для пород разного минералогического состава. Существенное влияние давления на скорость  $V_p$  характерно для терригенных пород. Скорости  $V_p$  в карбонатных и хемогенных породах с ростом давления изменяются незначительно.

Определенное влияние на скорость оказывает температура. Рост температуры с глубиной приводит к снижению скорости, причем на малых глубинах, где имеет место быстрое уплотнение породы, градиент возрастания скорости, обусловленный давлением, выше, чем градиент убывания, связанный с температурой. С увеличением глубины оба эти градиента, действующие в обратных направлениях, приобретают близкие значения и скорость продольных волн становится практически неизменной, а с глубины 6–8 км понижается. При этом понижение скоростей распространения волн связывается с увеличением температур и фазовыми превращениями вещества.

Характер изменения  $V_p$  с изменением давления и в условиях высоких температур показан на рис. 3.3. Из рисунка также следует, что для каждой группы изверженных горных пород характерен свой диапазон изменения скоростей.



**Рис. 3.3. Изменение скорости продольных волн в условиях высоких температур и давлений по данным лабораторных измерений:**

1 — габбро-амфиболиты; 2 — лабрадориты; 3 — гнейсы пароксенплагиоклазовые; 4 — габбро-нориты; 5 — чарнокиты; 6 — граниты рапакиви; 7 — граниты; 8 — габбро-монцониты; 9 — гнейсы биотитовые; 10 — магматиты.

Изменение скорости ————— — в условиях изменяющихся температур и давлений, ——— — при комнатной температуре

Ширина диапазона с увеличением давления сокращается, что обусловлено уменьшением различий в структурных особенностях пород. Зависимость сейсмических скоростей  $V_p$  и  $V_s$  от статического давления, проявляющаяся в виде возрастания скорости с глубиной, отчетливо наблюдается для осадочных пород при измерениях в глубоких скважинах. Основной причиной увеличения скорости

с глубиной является сжатие пород. Любое сжатие приводит к уменьшению пористости и к увеличению площади контакта твердых частиц. По мере увеличения сжатия скорость возрастает вначале в связи с закрытием макро- и микротрещин, а затем в связи с все более тесным соприкосновением зерен, составляющих скелет породы. Возрастание площади контакта увеличивает упругость скелета и, как следствие, скорость распространения волн. Увеличение скорости с ростом давления продолжается до тех пор, пока не наступает разрушение зерен. После снятия давления, в том числе и до наступления разрушений, неизбежны остаточные явления.

Остаточные явления вызывают зависимость скорости от возраста. Обычно, чем древнее порода, тем меньше ее пористость, тем больше упругость скелета и тем выше скорости  $V_p$  и  $V_s$ ; характерно также увеличение их отношения  $\gamma = V_s/V_p$  с возрастом пород глубиной их залегания. Так, для терригенных отложений мезозоя при  $V_s = 0,3\text{--}2 \text{ км/с}$  и  $V_p = 1,8\text{--}3,6 \text{ км/с}$  свойственно плавное возрастание  $\gamma$  от 0,20 вблизи земной поверхности до 0,55 на глубине 2,5 км (рис. 3.4). В карбонатных породах изменения  $\gamma$  с глубиной не наблюдается. Значения  $\gamma$  вне зависимости от глубины колеблются в довольно широких пределах от 0,40 до 0,60.

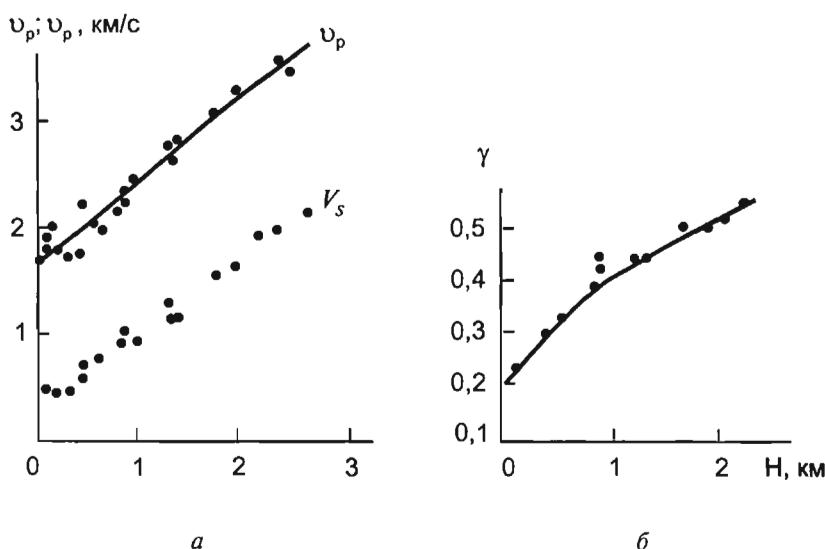


Рис. 3.4. Зависимости скоростей  $V_p$  и  $V_s$  (а) и отношения  $\gamma = V_s/V_p$  (б) от глубины  $H$  для терригенных отложений мезозоя  
(Причерноморье, Поволжье и Западная Сибирь)

### 3.3.4. Влияние плотности, пористости и нефтегазонасыщенности на скорости $V_p$ и $V_s$ и коэффициент Пуассона

Возрастание скоростей  $V_p$  и  $V_s$  с увеличением глубины и возраста пород сопровождается *увеличением плотности  $\rho$*  и *убыванием пористости  $m$* , в связи с чем между скоростями, с одной стороны, и плотностью и пористостью, с другой стороны, существуют тесные и разные для разных геологических условий корреляционные связи. Вид корреляционных связей  $V_p(\rho)$ ,  $V_p(m)$  и характер изменения  $V_p$  с глубиной и возрастом, свойственный для преимущественно карбонатных и преимущественно терригенных отложений востока Русской платформы,

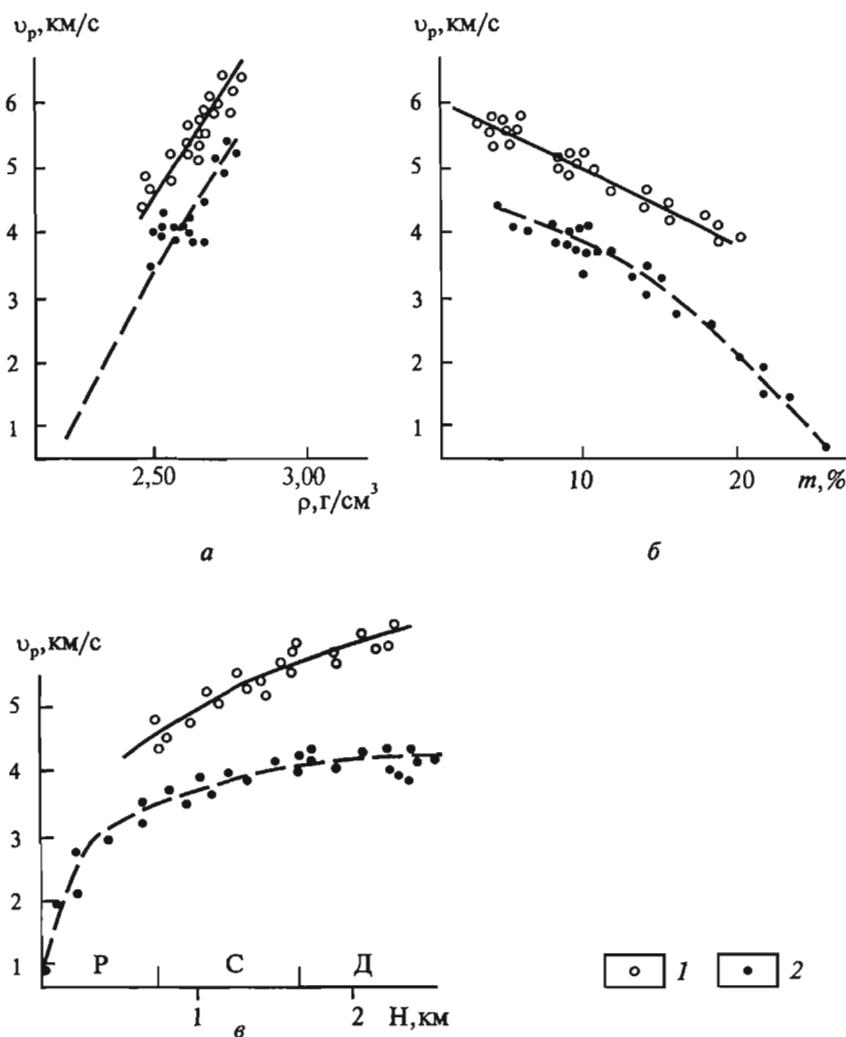


Рис. 3.5. Связь: *а*) скорости  $V_p$  с плотностью  $\rho$ ; *б*) скорости  $V_p$  с пористостью  $m$ ; *в*) скорости  $V_p$  с возрастом (Р — пермь, С — карбон, Д — девон) и глубиной  $H$  залегания для карбонатных (1) и терригенных (2) отложений востока Русской платформы

показаны на рис. 3.5. Из рисунка видно, что относительно резкое возрастание  $V_p$  с глубиной характерно для терригенных отложений и слабое — для карбонатных пород, причем с возрастом и глубиной градиент возрастания скорости и плотности убывает. При возрастании плотности наряду с ростом  $V_p$  и  $V_s$  и отношения  $V_p$  к  $V_s$  наблюдается увеличение коэффициента Пуассона [35] (рис. 3.6).

Для характеристики зависимости скорости  $V_p$  от пористости  $m$  осадочных пород широко используются приближенные эмпирические формулы. В случае флюидонасыщения пород обычно применяют уравнение среднего времени

$$1/V_p = m/V_\Phi + (1-m)/V_{\text{tb}}, \quad (3.13)$$

где  $V_\Phi$  — скорость распространения волн в флюиде;

$V_{\text{tb}}$  — скорость в твердом веществе, образующем скелет породы.

Из вышеприведенной формулы вытекает следующая связь пористости  $m$  со скоростями  $V_p$ ,  $V_\Phi$  и  $V_{\text{tb}}$ :

$$m = (V_{\text{tb}} - V_p) V_\Phi / V_p (V_{\text{tb}} - V_\Phi). \quad (3.14)$$

Характер флюидонасыщенности и, в частности, нефте и газонасыщенности пород по-разному влияет на скорости продольных  $V_p$  и поперечных  $V_s$  волн в связи с тем, что свойства флюидов, заполняющих поры и трещины, по-разному влияют на эти скорости.

Между скоростями продольных волн при заполнении пор и трещин водой ( $V_p^B$ ), нефтью ( $V_p^H$ ) и газом ( $V_p^G$ ) существует следующее соотношение:

$$V_p^B \geq V_p^H > V_p^G.$$

С увеличением глубины залегания пород и давления различие между  $V_p^B$  и  $V_p^H$  возрастает, а скорости  $V_p^H$  и  $V_p^G$  сближаются. Между скоростями поперечных волн в водонасыщенных ( $V_s^B$ ), нефтенасыщенных ( $V_s^H$ ) и газонасыщенных ( $V_s^G$ ) породах наблюдается соотношение противоположного характера

$$V_s^B < V_s^H < V_s^G.$$

Поэтому значения  $\gamma$  в водонасыщенных породах всегда меньше, чем в нефте- и газонасыщенных. В целом, с увеличением пористости и трещиноватости при заполнении пор и трещин флюидами  $\gamma$  убывает. Наибольшее различие в поведении скоростей  $V_p$  и  $V_s$  наблюдается в газонасыщенных и водонасыщенных породах. При этом влияние водо- и газонасыщенности на  $V_p$  и  $V_s$  существенно зависит от пористости  $m$  и всестороннего давления (рис. 3.7).

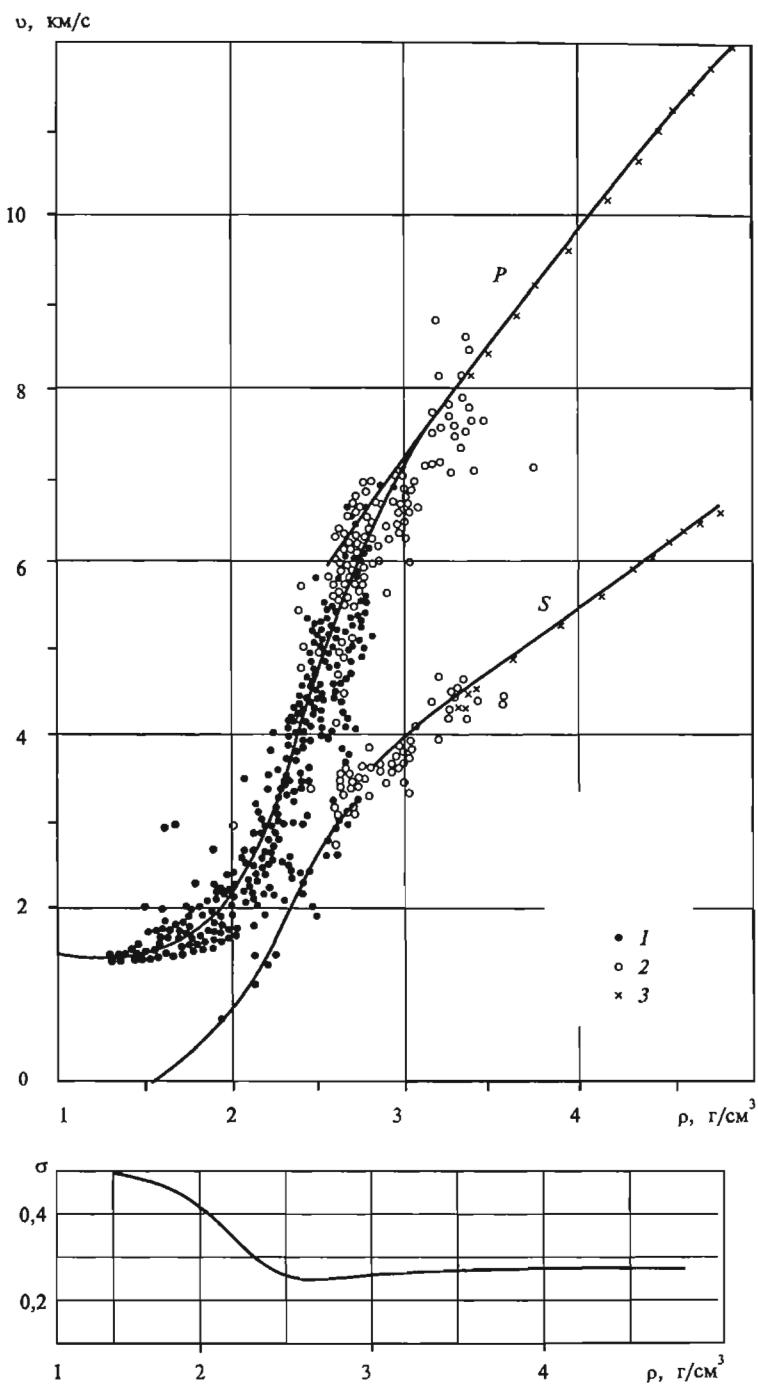
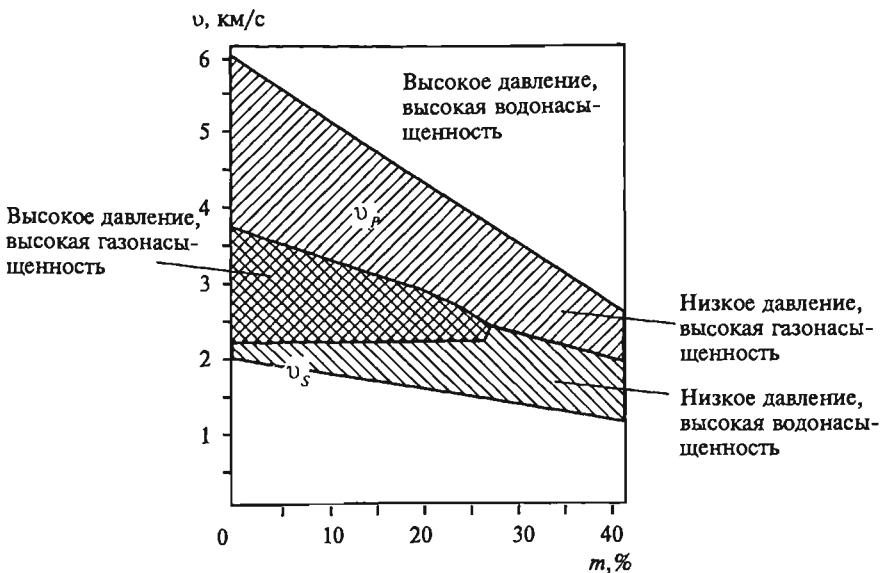


Рис. 3.6. Зависимости между плотностью  $\rho$  и скоростями  $V_p$  и  $V_s$ , а также коэффициентом Пуассона  $\sigma$  для горных пород различного литологического состава [35]:

1 — осадочные породы; 2 — метаморфические и изверженные породы;  
3 — данные лабораторных измерений (по Ф. Берчу)



**Рис. 3.7. Влияние насыщенности флюидами и всестороннего давления на скорости продольных и поперечных волн в различных сцепленных осадочных породах.**

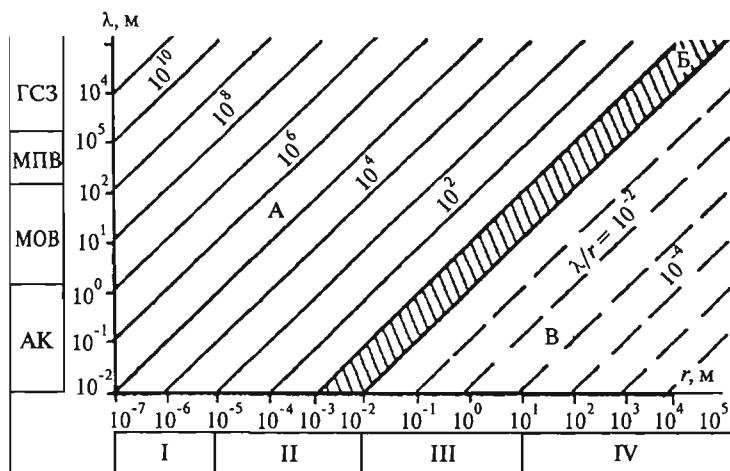
Давление изменяется в пределах 0—70 МПа [39]

### 3.4. Скоростная неоднородность геологических сред

#### 3.4.1. Типы реальных сред

Существенной особенностью геологических сред является их неоднородность по составу и структуре. Характер неоднородности определяется, главным образом, количеством слагающих среду компонентов — минералов и горных пород; размерами и формой структурных и морфологических элементов, образованных разными компонентами — пластов, блоков и других тел; условиями залегания; взаимным расположением и пространственной упорядоченностью элементов и их совокупностей.

Неоднородность сред по составу и структуре служит причиной сложного распределения скоростей распространения упругих волн, то есть скоростной неоднородности геологического разреза. Следует подчеркнуть, что скоростная неоднородность — понятие относительное и зависит от соотношения масштаба измерений и размера элементов-носителей неоднородности. Масштабом измерения в сейсморазведке служит видимая длина волны  $\lambda$ , а за размеры  $r$  элементов — носителей неоднородностей принимаются мощности пластов, ширина трещин, диаметр зерен и т.п. С учетом сказанного целесообразно различать три типа реальных сред (рис. 3.8).



**Рис. 3.8. Соотношение длин волн  $\lambda$  и размеров  $r$  элементов для гомогенных (А), гетерогенных (Б) и неоднородных сред (В) при разночастотных методах измерений ГСЗ, МПВ, МОВ и АК. Факторы неоднородности:**

I — упругие напряжения, кристаллографическая решетка; II — микрзернистость, микрослоистость и микротрециноватость; III — макрослоистость, макротрециноватость, карст; IV — чередование толщ, складок блоков, разломов и зон карста

*Первый тип — крупноструктурные, или собственно неоднородные в сейсмическом диапазоне частот среды, которые состоят из элементов с размерами, большими, чем длина волн или близкими к ней. К элементам, слагающим крупноструктурные среды, относятся пласти разной мощности, линзы, соляные подушки и купола и более крупные тела в виде массивов и толщ.*

*Второй тип — мелкоструктурные или гетерогенные в сейсмическом диапазоне частот среды, сложенные элементами с размерами на порядок меньшими, чем  $\lambda$ . Мелкоструктурная неоднородность, или гетерогенность среды, обычно обусловлена тонкой слоистостью, зернистостью, а также трещиноватостью и грануллярной пористостью осадочных пород.*

*Третий тип — сейсмически гомогенные или микроструктурные среды в сейсмическом диапазоне частот. Элементы, слагающие гомогенную среду, неизмеримо малы по сравнению с длиной волн. К гомогенным или гетерогенным относятся большинство осадочных пород. Этими породами слагаются слои, пласти, массивы, блоки и другие геологические элементы разных размеров и разного состава, что при их соизмеримости с длиной волны порождает сейсмическую неоднородность среды в целом.*

Размерность среды, ее принадлежность к типу крупноструктурных (неоднородных), мелкоструктурных (гетерогенных) и микроструктурных (гомогенных), определяется с учетом масштабности исследований и их частотного диапазона.

Например, при региональных работах на частотах 1—10 Гц к крупноструктурным могут быть отнесены среды, состоящие из блоков и слоев мощностью 0,5—1 км и более, при детальных и рекогносцировочных исследованиях МОВ в диапазоне частот 20—120 Гц — среды, представленные пластами мощностью 10—100 м и более; при измерениях скоростей распространения ультразвука, например при АК в скважинах, — среды, содержащие пласти и неоднородности мощностью более 2—5 м.

Элементы — носители крупноструктурных неоднородностей сами могут быть либо гомогенными, либо гетерогенными. В случае гомогенности или неизменного в пространстве характера гетерогенности, каждый такой элемент (пласт, блок и т.д.) может быть охарактеризован постоянной скоростью распространения сейсмических волн. Другими словами, его можно считать однородным в сейсмическом диапазоне частот. Если в пределах элемента наблюдается плавное изменение гетерогенности, например постепенное увеличение размеров зерен или степени трещиноватости пород, то такой элемент можно охарактеризовать непрерывным законом изменения скорости. Сочетание разнородных элементов с указанными свойствами описывается кусочно-однородной или кусочно-непрерывной зависимостью.

### 3.4.2. Латеральные изменения скоростей

Перечисленные выше геологические и физические факторы: состав и структура пород, условия их залегания и формирования — являются причиной не только вертикальных, но и латеральных (боковых) изменений скорости.

К числу наиболее характерных латеральных изменений скорости относится ее уменьшение к сводам антиклинальных структур. Это уменьшение вызывается повышением пористости и трещиноватости пород в сводах структур и заполнением пор и трещин флюидами, что обусловлено особенностями седиментации и тектогенеза. В тех случаях, когда явления тектогенеза сопровождаются динамометаморфизацией пород, наблюдаются закономерности противоположного характера — приуроченность повышенных значений скорости к зонам интенсивной складчатости, расположенным в приподнятых областях. Динамометаморфизм приводит к резкому уменьшению пористости пород в зоне его максимального проявления и, как следствие, к увеличению скорости распространения упругих колебаний.

### 3.4.3. Дисперсия и квазидисперсия скорости

Зависимость скорости от частоты называется дисперсией скоростей. Различают дисперсию, вызванную наличием неупругого поглощения и квазидисперсию I и II рода, связанную с наличием рассеяния энергии на неоднородностях гетерогенной среды.

Дисперсию, вызванную поглощением, характеризует [1] равенство:

$$\Delta V/V = (\vartheta/\pi) \ln(f_2/f_1), \quad (3.15)$$

где  $\vartheta$  — декремент поглощения,  $f_2 > f_1$ ,  $\Delta V = V_{\text{вЧ}} - V_{\text{нЧ}}$ ,  $V = (V_{\text{вЧ}} + V_{\text{нЧ}})/2$ .

При  $f_2 > f_1$  имеем  $\Delta V/V > 0$ , т.е.  $V_{\text{вч}} > V_{\text{нч}}$ . Такую дисперсию, в соответствии с терминологией, применяемой в оптике, называют аномальной.

Под квазидисперсией I рода понимают частотную зависимость скорости, связанную с рассеянием волн на мелких неоднородностях, имеющих стохастическое пространственное распределение, а под квазидисперсией II рода — частотную зависимость, обусловленную рассеянием волн на пространственно-упорядоченных неоднородностях.

Если гетерогенная среда обладает стохастическим распределением элементов неоднородности, то для такой среды характерна аномальная квазидисперсия I рода, при которой также имеет место следующее соотношение скоростей  $V_{\text{вч}} > V_{\text{нч}}$ .

При обработке экспериментальных данных эффекты дисперсии и квазидисперсии I рода различить и разделить порознь невозможно, так же, как и эффекты поглощения и рассеяния.

Для реальных гетерогенных геологических сред, обладающих упорядоченностью расположения неоднородностей, соотношение скоростей  $V_{\text{вч}}$  и  $V_{\text{нч}}$  зависит от направления распространения волны. При распространении волны по простирации неоднородностей имеет место аномальная ( $V_{\text{вч}} > V_{\text{нч}}$ ) квазидисперсия II рода. Если волна распространяется вкрест простирации неоднородностей, то возможна как аномальная ( $V_{\text{вч}} > V_{\text{нч}}$ ), так и нормальная ( $V_{\text{вч}} < V_{\text{нч}}$ ) квазидисперсия II рода. Меньшая скорость высокочастотных колебаний по сравнению с низкочастотными может быть вызвана, как это было показано И.И. Гурвичем, запаздыванием максимума импульса, вызванным многократным отражением высокочастотных гармоник на гладких границах, разделяющих неоднородности. В случае незеркальности границ такие явления не наблюдаются, и квазидисперсия II рода в крест простирации неоднородностей остается аномальной. Однако во всех случаях упорядоченности имеет место зависимость скорости и ее квазидисперсии II рода от направления распространения волн, т.е. квазианизотропия [49].

Таким образом, эффект квазидисперсии II рода по своему проявлению, отличается от эффекта, свойственного квазидисперсии I рода, и дисперсии, вызванной поглощением. Закономерность проявления квазидисперсии II рода можно установить посредством азимутальных наблюдений.

### **3.5. Поглощающие свойства геологических сред**

#### **3.5.1. Параметры поглощения и геологические факторы, вызывающие поглощение**

Однородные и неоднородные, но не идеально упругие среды, наряду с упругими свойствами обладают поглощающими свойствами. Для характеристики этих свойств используют коэффициент поглощения, имеющий размерность  $[1/\text{м}]$ , или безразмерный параметр, именуемый декрементом  $\vartheta$  поглощения. Декремент  $\vartheta = \alpha VT$ , где  $V$  — скорость,  $T$  — период колебаний. Для характеристики поглощения иногда используют коэффициент добротности  $\Theta = \pi/\vartheta$  или константу поглощения  $B = \alpha/\omega^n$ , где  $\omega$  — круговая частота колебаний,  $n = 1 \div 2$ .

Для волн  $P$  и  $S$  параметры поглощения различны, а в случае анизотропных и квазианизотропных сред зависят так же и от направления распространения волны.

Главной особенностью в поведении коэффициента поглощения является его почти линейное возрастание с частотой (рис. 3.9).

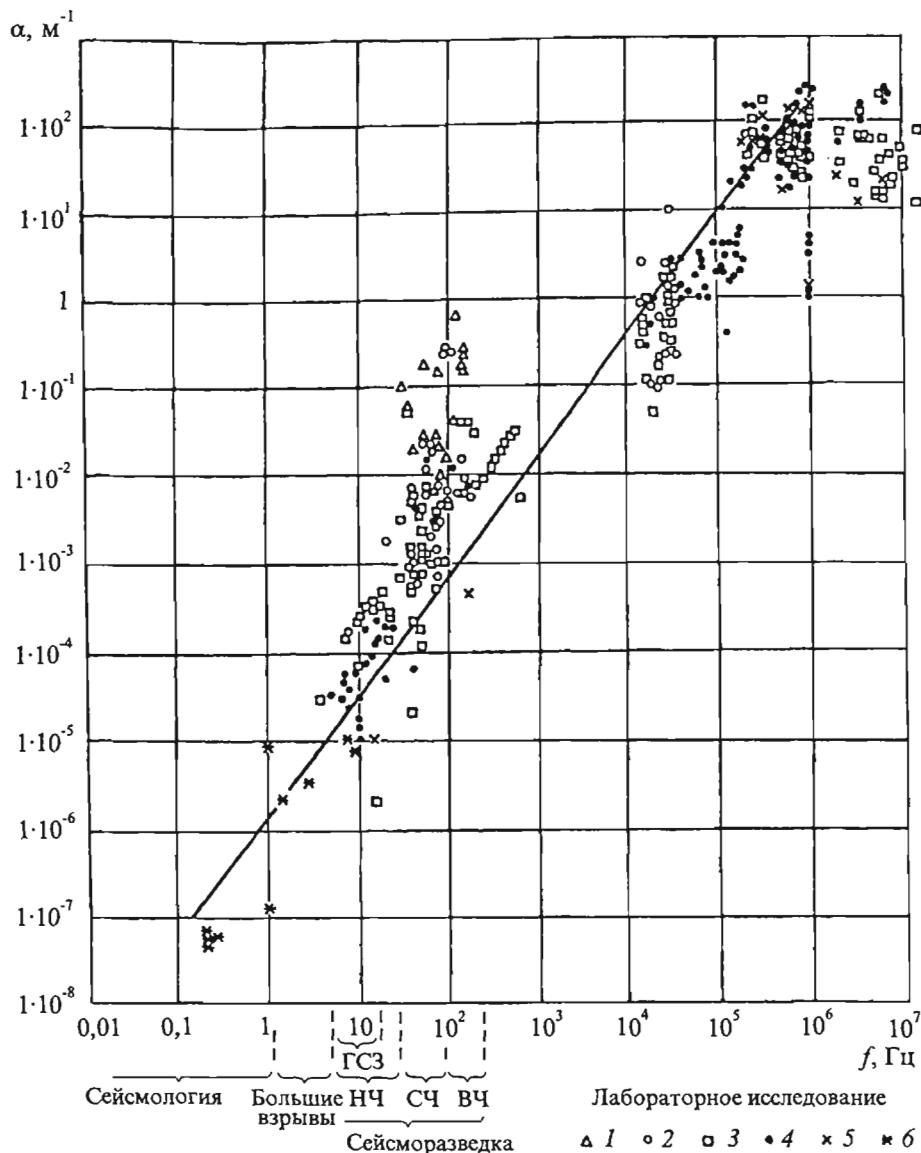


Рис. 3.9. Зависимость коэффициентов поглощения от частоты для пород различного литологического состава [35].

1—3 осадочные породы: 1 — рыхлые, 2 — слабосцементированные, 3 — плотные; 4 — изверженные; 5 — метаморфические породы; 6 — породы верхней мантии

Декремент поглощения при линейном поведении коэффициента поглощения от частоты не зависит. В результате полевых наблюдений и лабораторных измерений установлено (рис. 3.9), что коэффициент поглощения изменяется от  $10^{-7}$ — $10^{-8}$   $\text{км}^{-1}$  при частоте порядка 1 Гц до  $\alpha_p = 10^{-2}$ — $10^0$  при частоте 100—1000 Гц. Как видно из рис. 3.9 характер геологической среды, ее литологический и минералогический состав (см. условные обозначения на рис. 3.9) оказывает менее существенное влияние, закономерность которого трудно уловима.

Вторая особенность — резкое уменьшение поглощения с увеличением глубины и ростом давления. Так, на частоте 50 Гц, в верхней части разреза величина  $\alpha_p$  имеет порядок  $10^{-2}$ — $10^{-3}$   $\text{м}^{-1}$ , а в нижней — значения  $\alpha_p \approx 10^{-4}$ — $10^{-5}$   $\text{м}^{-1}$ .

Третья особенность — зависимость поглощения от компактности и плотности пород. С их увеличение имеет место уменьшение поглощающих свойств.

Четвертая особенность — нефтегазонасыщенные пористые породы обладают большими значениями коэффициентов и декрементов поглощения, чем водонасыщенные.

### 3.5.2. Экспериментальные данные о поглощающих свойствах геологических сред

Наиболее полная сводка данных о поглощающих свойствах геологического разреза в сопоставлении со скоростными параметрами (табл. 3.3) содержится в работе [23].

В табл. 3.3 принято расчленение разреза на зону малых скоростей (ЗМС); верхнюю часть (ВЧР), сложенную сравнительно слабыми терригенными осадками; среднюю (СЧР) и нижнюю (НЧР) части разреза, представленные более плотными терригенными и карбонатными породами. Приведены также данные для консолидированной коры и мантии Земли.

Табл. 3.3 наглядно иллюстрирует известные особенности распределения сейсмических параметров в земной коре: увеличение с глубиной скорости примерно в 50 раз и уменьшение коэффициентов поглощения на четыре порядка. Выделенные части разреза разделяются по степени уплотненности и жесткости пород. Это отражается в параметрах скорости и особенно в параметрах поглощения. Последние для каждой более глубокой части разреза отличаются примерно на порядок. Величина  $\alpha_p$  в ЗМС составляет  $\sim 10^{-2}$   $\text{м}^{-1}$ , в ВЧР  $\sim 10^{-3}$   $\text{м}^{-1}$ , в СЧР и НЧР  $\sim 10^{-4}$   $\text{м}^{-1}$ , в кристаллическом фундаменте  $\sim 10^{-5}$   $\text{м}^{-1}$ .

Имеют место следующие соотношения декрементов поглощения продольных и поперечных волн. В рыхлых, сухих породах  $\vartheta_s \approx \vartheta_p$  и  $\alpha_s \approx 1,7 \alpha_p$ . В плотных осадочных и кристаллических породах  $\vartheta_s \approx (0,4\text{---}0,7)\vartheta_p$  и  $\alpha_s \approx \alpha_p$ . В водонасыщенных глинах, в соли и других более пластичных средах поглощение поперечных волн существенно возрастает  $\vartheta_s \approx (2\text{---}4)\vartheta_p$  и  $\alpha_s \approx (4\text{---}20)\alpha_p$ . На больших глубинах в мантии Земли декременты поглощения продольных и поперечных волн близки друг другу.

При исключении частотной зависимости в предположении ее линейности, т.е. при переходе к декременту, влияние литологического, минералогического состава и других факторов становится более очевидным. Это следует из табл. 3.3, а также из табл. 3.4 [4].

**Характерные сейсмические параметры разрезов**

**Таблица 3.3**

<b>Название и характеристики разреза</b>	<b>Породы</b>	<b>Скорость, км/с</b>		<b>Декремент поглощения</b>		<b>Коэффициент поглощения, <math>\frac{m^{-1}}{f = 50 \text{ Гц}}</math></b>		<b><math>\alpha_p / \alpha_s</math></b>
		$V_p$	$V_s$	$\theta_p$	$\theta_s$	$\theta_p / \theta_s$	$\alpha_p$	
ЗМС Сухие, рыхлые породы	—	0,2–1,3	0,1–0,9	1,5–2,4	0,1–2,0	0,1–3,0	1	(1–18)10 <sup>-2</sup>
ВЧР Слабые терригенные породы	Пески Глины	1,8–2,5 1,6–1,2	0,9–1,5 0,6–1,2	1,7–2,0 2,5–8,0	0,03–0,6 0,02–0,8	0,04–1,0 0,8–4,0	0,5 0,2	(0,7–20)10 <sup>-3</sup> (0,6–6)10 <sup>-3</sup>
СЧР и НЧР Плотные карбонатно-терригенные отложения	Песчаники Глинистые сланцы Соль Известняки	2,5–5,0 3,5–4,2 3,6–4,6 2,5–6,6	1,2–3,0 1,8–2,6 1,6–2,2 1,5–3,0	1,6–2,1 1,6–2,4 1,8–2,1 1,7–1,9	0,005–0,4 0,02–0,6 0,001–0,08 0,008–0,3	0,004–0,4 0,03–0,8 0,01–0,3 0,01–0,3	1,2 0,8 0,3 1	(10–40)10 <sup>-4</sup> (20–70)10 <sup>-4</sup> (1–10)10 <sup>-4</sup> (3–5)10 <sup>-4</sup>
Фундамент	Кора выщеривания Консолидированные	2,5–4,5 4,5–6,8	1,8–2,5 2,6–3,6	1,6–2,0 1,7–1,9	0,03–0,4 0,001–0,05	0,05–0,8 0,001–0,05	0,8 1	(20–60)10 <sup>-4</sup> (1–10)10 <sup>-4</sup>
Земная кора Верхняяmantия Нижняяmantия	—	6,0–7,8 8,0–10 10–13,7	3,5–4,1 4,4–6,0 6,0–7,3	1,7–1,8 1,7–1,8 1,7–1,8	0,005–0,030 0,005–0,030 0,001–0,015	1 1 1	10–30)10 <sup>-5</sup> (1,7–3,0)10 <sup>-5</sup> (0,3–1,0)10 <sup>-5</sup>	(18–50)10 <sup>-5</sup> (1–5)10 <sup>-5</sup> (0,5–2)10 <sup>-5</sup>

**Таблица 3.4**

**Зависимость декрементов поглощения  $\vartheta_p$  и  $\vartheta_s$  от типа пород**

Горные породы	$\vartheta_p \cdot 10^3$	$\vartheta_s \cdot 10^3$	$\vartheta_p / \vartheta_s$
<i>Осадочные</i>			
Поверхностные песчано-глинистые отложения	1800–1900	—	—
Водонасыщенный песчаник, алеврит	30–80	80–220	0,36–0,38
Водонасыщенная глина	30–60	80–400	0,15–0,25
Известняк	10–15	10–50	1,0
<i>Изверженные и метаморфические</i>			
Гранит	15–35	15–25	1,0–1,5
Базальт	5	—	—
Габродиорит	20	—	—
Габро	8	—	—

В соответствии с данными табл. 3.3 и 3.4 следует, что терригенные отложения характеризуются меньшими значениями  $\vartheta_p$ ,  $\vartheta_s$  и  $\vartheta_p / \vartheta_s$ , чем карбонатные и изверженные. Пределы изменения декрементов для одной и той же породы значительны, что можно объяснить влиянием других факторов, не учтенных в данных таблицах.

Еще раз подчеркнем, что особенно большое влияние на поглощающие свойства оказывает, не учтенный в этих таблицах, характер флюидонасыщенности коллекторов. Декремент поглощения  $\vartheta_p$  для нефтегазонасыщенных коллекторов в десятки и сотни раз превышает значения  $\vartheta_p$  в водонасыщенных коллекторах. На этом основана возможность прогнозирования разреза и, в первую очередь, залежей нефти и газа по характеру пространственного распределения параметров поглощения [77]. Надежность прогнозирования значительно возрастает при одновременном изучении поглощающих свойств и дисперсии скоростей и анализа *AVO*.

В заключение подчеркнем два важных обстоятельства:

1. На параметры поглощения оказывают воздействие многие их тех факторов, которые влияют на скорости волн. В большинстве случаев тенденции изменения параметров поглощения противоположны тенденциям изменения скоростей. Другими словами, возрастание скоростей обычно сопровождается убыванием коэффициента и декремента поглощения.
2. Причиной поглощения упругой энергии является ее переход в другие виды и то, что реальные среды обладают неоднородностями, которые вызывают рассеяние энергии, а также преломление и отражение волн. При аппроксимации среды и волнового поля формализованными моделями,

удается, в той или иной мере, учесть эффекты отражения и преломления. Что касается эффекта рассеяния, то его трудно оценить и учесть при решении геологических задач. Эффекты рассеяния и поглощения порознь неразделимы, и фактически в сейсморазведке под параметрами *поглощения* часто понимают суммарное влияние поглощения и рассеяния.

### 3.6. Анизотропия и квазианизотропия геологической среды и ее обусловленность

#### 3.6.1. Геологические факторы, вызывающие анизотропию

В п. 3.4.3 уже был назван основной фактор, вызывающий анизотропию среды по ее скоростным свойствам. Этим фактором является упорядоченность элементов, слагающих среду при их размерах меньших длины волн. Заметим, что этот фактор служит также причиной анизотропии поглощающих свойств, а также других характеристик разреза, зависимых от скорости и поглощения.

Одним из видов упорядоченности является тонкая слоистость среды, наиболее четко выраженная в осадочных отложениях. Слои, слагающие отдельные комплексы осадочной толщи, чаще всего залегают согласно. Цикличность осадкообразования, проявляясь в периодическом повторении в разрезе слоев, пластов или их пачек со сходным распределением физических свойств может служить причиной однородной анизотропности среды.

Другим видом упорядоченности является закономерно ориентированная трещиноватость осадочных пород. Трещины расположены обычно по нормали к напластованию и образуют системы определенного, часто ортогонального, простирания, контролируемые простиранием крупных тектонических элементов. Третий вид упорядоченности связан с формой пор, кристаллических зерен и отдельных включений, имеющих закономерное пространственное расположение в осадочных образованиях.

Упорядоченность структурных элементов наблюдается в метаморфических и магматических породах, в связи с чем им также присуща анизотропия упругих свойств.

Анизотропные свойства реальных геологических сред могут быть вызваны также микроструктурными упорядоченностями, связанными с различного рода упругими напряжениями — гравитационными, тектоническими и др., под воздействием которых находились или находятся горные породы. Неравностороннее давление может являться причиной неравномерного сжатия и, как следствие, упругой анизотропии горных пород.

При лабораторных измерениях скорости на образцах под односторонним давлением обнаружено, что скорость продольных волн в осадочных породах, измеренная в направлении оси давления, возрастает с ростом давления значительно быстрее, чем скорость, измеренная по перпендикуляру к оси давления. При давлении 1–500 атмосфер скорость в направлении оси давления на 15–20% выше, чем скорость в неперпендикулярном направлении.

Одним из факторов, вызывающих пространственную упорядоченность микро- и макроструктурных элементов среды, является земной магнетизм [59, 60].

При осадкообразовании, как показали лабораторные исследования, происходит различная ориентация частиц породы. Простирание феромагнитных частиц совпадает с направлением вектора магнитного поля, а парамагнитные частицы ориентируются в ортогональном направлении. Таким образом, возникает ориентация простирания элементов среды в двух взаимоортогональных направлениях. Возникающие в последствии под воздействием тектонических напряжений и других факторов трещины и разломы унаследуют палеомагнитную ориентацию микрочастиц среды, образуя унаследованные гетеро и макроупорядоченности в виде трещин и разломов [60]. Свидетельством этого являются обнаруженные нами повороты направлений трещин и разломов с возрастом пород, согласующиеся с изменением направления вектора земного магнетизма в процессе геологической истории [81].

### **3.6.2. Микроанизотропия, квазианизотропия и макроанизотропия геологической среды**

Анизотропия, так же как и неоднородность, понятие относительное и зависит от масштаба исследований и размеров носителей (см. рис. 3.8). Под масштабом исследований в сейсморазведке, как уже указывалось, нужно понимать длину волн. Размером носителя анизотропии может быть интервал чередования определенных упорядоченностей (например, для слоистой среды, представляющей чередование двух литологических разностей, размером носителя является суммарная мощность двух чередующихся слоев).

Тектонические и гравитационные напряжения, а также палеомагнетизм, служат причиной образования носителей анизотропии с размерами на много порядков меньшими, чем длины сейсмических волн. То же можно сказать о таком носителе анизотропии, как кристаллическая решетка минералов. Анизотропия, связанная с упомянутыми факторами, проявляет себя при любых длинах волн и может быть названа идеальной, а сама среда гемогенной анизотропной.

Упорядоченности элементов, размеры которых близки к длинам волн, образуют гетерогенную квазианизотропную среду. Если упорядоченные элементы (пласти, разломы и др) имеют размеры, значительно превышающие длины волн, среда является упорядоченно-неоднородной (макроанизотропной). В связи с преломлением волн на границах упорядоченных неоднородностей интегральные параметры такой среды также зависят от направления распространения волны, определяемого направлением прямой, соединяющей ПВ и ПП. С учетом такой зависимости, упорядоченную неоднородную среду можно считать макроанизотропной.

Таким образом, по признаку зависимости свойств среды от направления распространения волн и размера упорядоченных элементов, все среды можно подразделить на микроанизотропные, квазианизотропные и макроанизотропные.

Упорядоченности элементов, слагающих геологические среды, иногда являются одновременно носителями анизотропии самых разных размеров. Если среда содержит упорядоченности разных размеров, а волна обладает широким спектром, то возможны самые различные соотношения длин волн и размеров носителей. В связи с этим, по отношению к некоторой, например низкочастотной, части спектра среда может вести себя как анизотропная, по отношению к

среднечастотной, как квазианизотропная, а по отношению к высокочастотной, — как неоднородная макроанизотропная.

### 3.6.3. Индикатрисы, характеризующие анизотропию, и их классификация по признакам симметрии

Эффект анизотропии может быть вызван наложением ряда, в том числе разнонаправленных, факторов. Осадочные горные породы в большинстве своем характеризуются преобладающим влиянием одного или нескольких одинаково направленных факторов, таких, как согласованная слоистость, закономерно ориентированная трещиноватость, одностороннее давление и др., и имеют одну ось симметрии. Также наблюдаются реальные среды с проявлением двух и более разнонаправленных факторов или их групп. Такие среды имеют, как минимум две ортогональные плоскости симметрии. Примерами могут служить слоистотрещиноватые породы при расположении трещин по нормали и слоистости; породы, находящиеся под вертикальным статическим давлением и разбитые системой вертикальных же трещин; породы с двумя ортогональными системами трещин. Встречаются среды, характеризующиеся неортогональностью систем упорядоченности.

Анизотропные свойства среды определяются видом индикатрисы и ее параметров — скорости, амплитуды, декремента поглощения и др., а также индикатрис дисперсии этих параметров. Анизотропия среды проявляется в анизотропии параметров волнового поля (амплитуды, видимой частоты и др.). Индикатрисой, как уже было сказано в главе 3 называется характеристическая поверхность, соединяющая концы векторов, модуль которых определяет значение параметра, а направление вектора указывает на направление распространения волны. Если за такое направление принято направление луча, индикатриса называется лучевой. Если за направление принято направление нормали к фронту волны, индикатриса называется нормальной.

*Индикатрису лучевых скоростей часто называют волновой характеристикеской поверхностью*, так как в однородной среде она лишь масштабом отличается от поверхности фронта волны, распространяющейся из точечного источника. Радиус-вектор, проведенный из источника в любую точку волновой поверхности, представляет путь, пройденный волной за единицу времени и равный лучевой скорости. Поскольку все точки волновой поверхности начинают колебаться в один и тот же момент времени, то они имеют одинаковую фазу. Следовательно, волновая поверхность является поверхностью равных фаз. Лучевую скорость удобно использовать при решении кинематических задач.

*Индикатрису нормальных скоростей называют фазовой характеристикеской поверхностью*, хотя в анизотропной среде она никогда не совпадает с поверхностью равных фаз волны при ее распространении. Эта индикатриса определяет скорость по направлению геометрической нормали к фронту волны. Следует также различать лучевые и нормальные индикатрисы других параметров, однако, термин волновой и фазовой поверхности к таким индикатрисам не применим.

Рассмотрим классификацию анизотропных сред, используя признаки симметрии среды и лучевых и нормальных индикатрис, обусловленные направлением действия факторов.

Если для лучевой или нормальной индикатрисы характерна осевая симметрия, среда именуется *поперечно-изотропной*. В этом случае анизотропия обусловлена одним или несколькими одинаково направленными факторами, направление действия которых является осью симметрии индикатрисы и среды.

Для слоистых и трещиноватых сред такой осью является нормаль к плоскостям упорядоченности. В случае анизотропии, связанной с напряжением, осью симметрии, определяющей направление действия фактора, является направление действующей силы. В случае «столбчатой» структуры среды, например стochastической вертикально-трещиноватой среды, осью симметрии будет служить вертикаль.

Лучевые и нормальные индикатрисы, имеющие две или три ортогональные плоскости симметрии, свойственны *ортотропной среде*. Ортотропность среды связана с воздействием факторов, имеющих два или три взаимно-перпендикулярные направления воздействия.

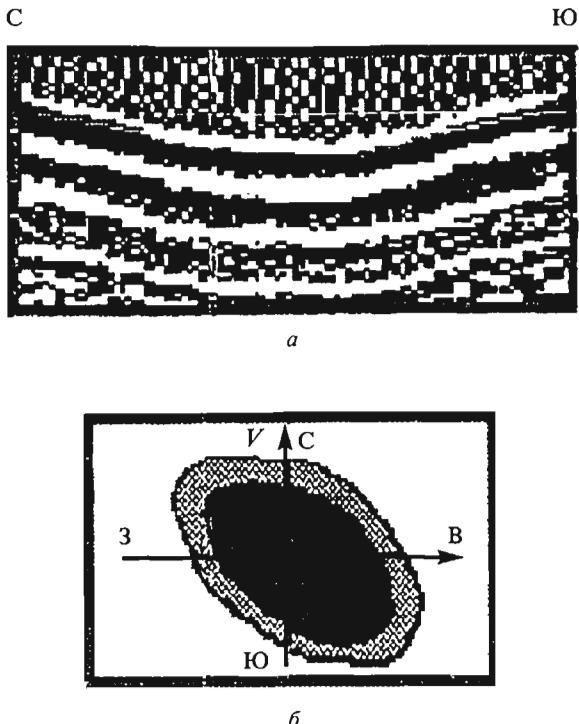
Если индикатрисы имеют одну плоскость симметрии, то среда является *моноклинной*. Моноклиновость среды, так же как и ее ортотропность, может быть обусловлена факторами, действующими в двух или нескольких направлениях, однако, в отличие от случая ортотропности, эти направления, лежащие в плоскости симметрии не ортогональны между собой. Типичной моноклинальной анизотропной средой является однородная среда, обладающая несколькими азимутально разнонаправленными вертикальными системами трещин.

Индикатриса, которая не обладает элементами симметрии, но имеет одинаковые значения параметров в противоположных направлениях характеризует *сложноанизотропную среду*. Такая анизотропия может быть вызвана факторами, действующими в нескольких неортогональных направлениях.

### **3.6.4. Экспериментальные данные о применении азимутальной квазианизотропии**

В заключение данной главы приведем экспериментальные данные, характеризующие проявление квазианизотропии, вызванной трещиноватостью, разломной тектоникой и тектоническими нарушениями, полученные в 1980—1990 гг. сотрудниками и аспирантами РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина (А.К. Урупов, А.В. Степанов, И.В. Богоявленский, В.В. Стрельченко, А.М. Жуков, Э.Б. Трушников, С.В. Добрынин, А.М. Бланк, Т.А. Будагова) при наблюдениях на акватории моря Росса вблизи Антарктиды, на акваториях Баренцева и Карского морей [41, 85, 87, 88], на территории Днепрово-Донецкой впадины, а также в 60-е годы сотрудниками и аспирантами Пермского Государственного университета (А.К. Урупов, Б.А. Спасский, С.И. Лапин и др.) в Пермском Прикамье [82, 83, 84].

Наблюдения в море Росса проводились с помощью донной станции, расположенной в центре кругового профиля, при возбуждении колебаний пневматическим источником на круговом профиле. Полученные азимутальные индикатрисы скорости (рис. 3.10) и энергии (рис. 3.11) первых волн имеют совпадающее простижение СЗ—ЮВ, одинаково проявляющееся во всем диапазоне частот, что свидетельствует о том, что анизотропия среды, вероятнее всего вызвана тектонической напряженностью среды — ее сжатием по направлению СЗ—ЮВ.



**Рис. 3.10. Волновое поле (а) и азимутальная индикатриса (б)  
скорости первой волны (море Росса)**

Наблюдения на акватории Баренцева моря выполнены в околоскважинном пространстве при возбуждении колебаний пневматическим источником по круговым профилям радиуса  $R = 1$  км и  $R = 2$  км. Запись проходящей волны осуществлялась в скважине на двух уровнях  $z_1 = 1680$  м и  $z_2 = 2730$  м. Азимутальные индикатрисы эффективных скоростей получены по записям проходящей волны: а)  $V_{\text{ЭФ}_1}$  для толщи 0—1680 м; б)  $V_{\text{ЭФ}_2}$  для толщи 0—2730 м; в) интервальной скорости  $V_2$  для интервала глубин 1680—2730 м (рис. 3.12). Азимутальные индикатрисы относительной энергии  $E$  на трех различных частотах (10, 40, 60 Гц) для толщи 0—1680 м, полученные при интерпретации записей проходящей волны, показаны на рис. 3.13. Индикатриса декремента поглощения во всем диапазоне 10—60 Гц показана на рис. 3.14.

Из рис. 3.12 следует, что толща 0—1680 м имеет два ортогональные направления I и II систем трещин, тогда как толща 0—2730 м характеризуется наличием двух пар взаимно ортогональных систем трещин, проявляющихся на индикатрисе б в виде четырех направлений I, II, III, IV максимальных значений скорости. Сопоставляя индикатрисы а, б и в на рис. 3.12, можно заключить, что максимумы I и II связаны с трещиноватостью верхней (0—1680 м) толщи, а максимумы III, IV — нижней (1680—2730 м) толщи. Наблюдается поворот ортогональной системы I-II относительно системы III-IV на 30° против

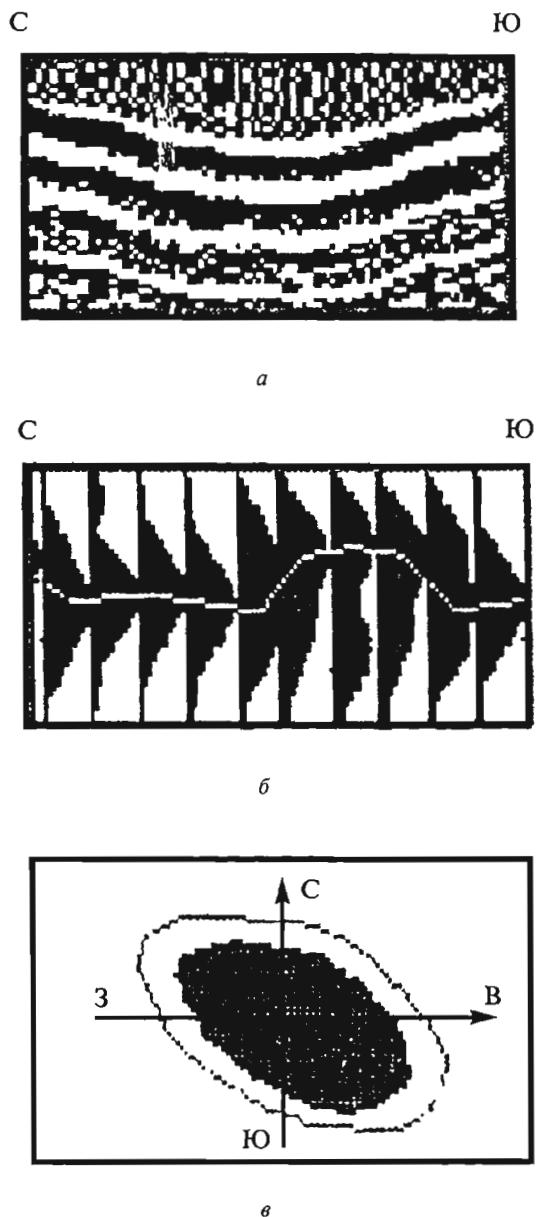


Рис. 3.11. Волновое поле (*а*), азимутальный спектр (*б*) и азимутальная индикатриса (*в*) относительной энергии первой волны (море Росса)

часовой стрелки, согласующийся с поворотом палеомагнитного вектора в процессе геологической истории. На индикатрисах *E* (рис. 3.13) факторы I и II разделяются по простирианию и частотам. При оценке декремента поглощения

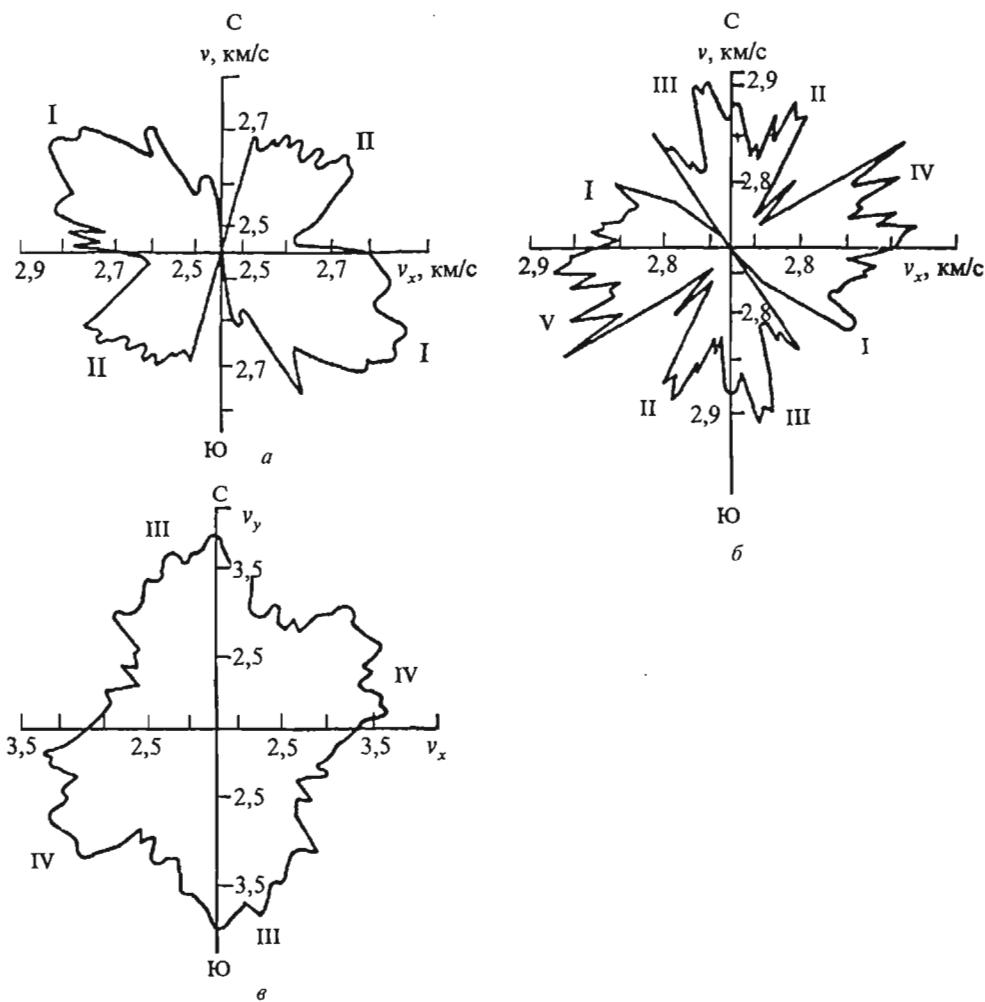
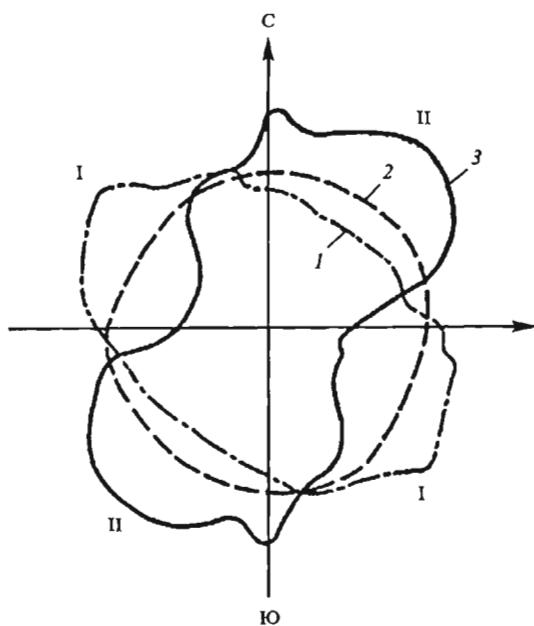


Рис. 3.12. Азимутальные индикатрисы эффективной (а, б) и пластовой (в) скоростей (Баренцево море)

во всем диапазоне частот 0—60 Гц (рис. 3.14) отмечается наложение двух факторов, и при этом видно, что минимумы декремента совпадают с максимумами энергии (см. рис. 3.13).

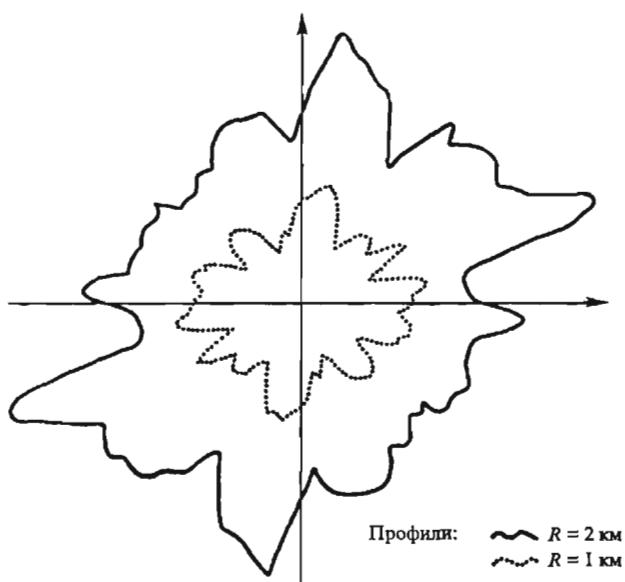
Приведенные данные по Баренцеву морю, характеризующие направление систем трещин и разломов согласуются с результатами исследований разломной тектоники и трещиноватости в Карском море (рис. 3.15), на Русской и Западно-Сибирской платформах.

В Карском море (см. рис. 3.15) азимутальная индикатриса граничной скорости (*I*) имеет два четко выраженных направления (ЮЗ—СВ и СЗ—ЮВ) максимальных значений. Индикатриса относительной энергии обладает более



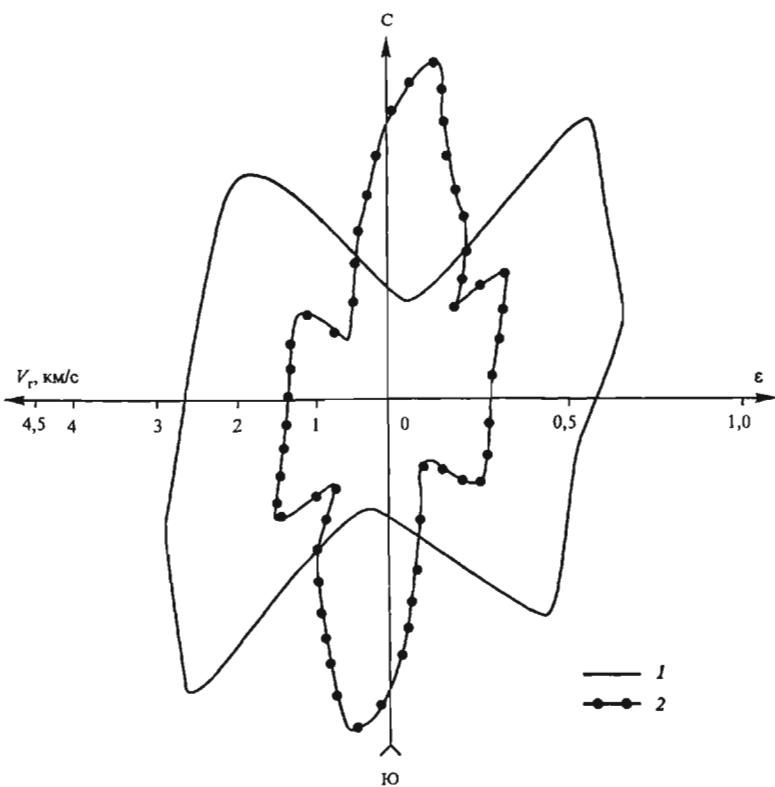
**Рис. 3.13. Азимутальные индикатрисы энергии проходящей волны на разных частотах (Баренцево море):**

1 — 10 Гц; 2 — 40 Гц; 3 — 60 Гц



**Рис. 3.14. Азимутальная индикатриса декремента поглощения в интервале 0—1680 м (Баренцево море):**

— круговой профиль радиуса  $R = 2$  км; 2 — круговой профиль радиуса  $R = 1$  км



**Рис. 3.15. Индикатрисы граничной скорости (1) и относительной энергии  $\epsilon$  (2) в диапазоне частот 0–60 Гц. Наблюдения выполнены с использованием данной станции при пневматическом возбуждении колебаний по кольцевому профилю**

сложной формой. На ней наряду с локальными максимумами ЮЗ–СВ и С3–ЮВ направлений наблюдается максимум энергии субмеридионального направления, который обусловлен наложением двух индикатрис энергии, имеющих соответственно ЮЗ–СВ и С3–ЮВ простирание и форму овала, внешнего по отношению к эллипса.

Два направления систем трещин и разломов и их относительные азимутальные повороты против часовой стрелки при переходе от древних образований и более молодым, обусловленные, по-видимому, перемещением магнитного полюса были установлены [82, 83, 84] при изучении интервальных скоростей по данным МОВ в Пермском Прикамье (рис. 3.16). Две ортогональные системы трещин и разломов по поверхности доюрского фундамента получены также посредством статистического анализа данных 3D сейсморазведки на одной из площадей Западной Сибири (рис. 3.17).

Приведем еще один пример различного проявления свойств среды на разных частотах, относящийся к району Днепрово-Донецкой впадины. По результатам регистрации в околоскважинном пространстве шума долота при глубине забоя 2800 м было установлено (рис. 3.18), что среда анизотропна на

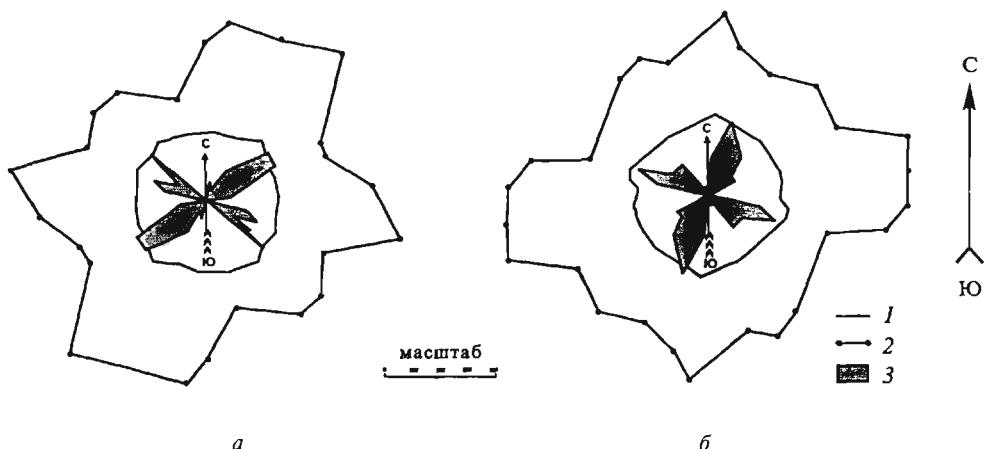
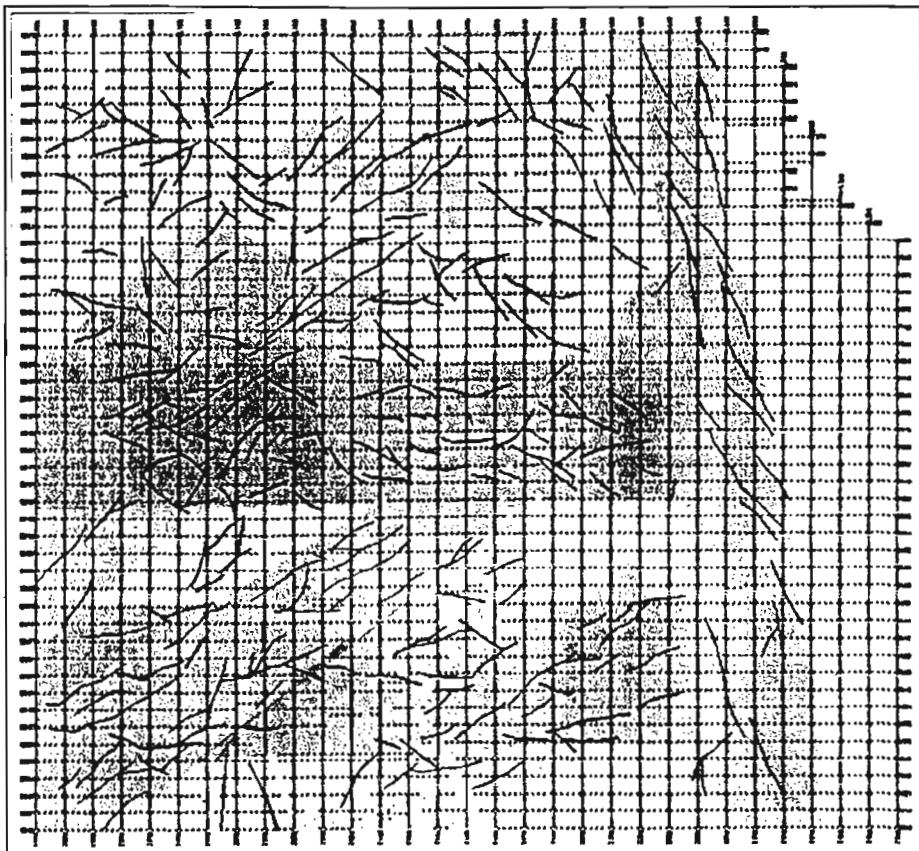


Рис. 3.16. Индикатрисы интервальных скоростей:

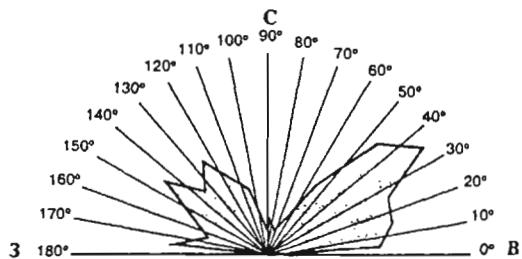
1 — между поверхностью земли и кровлей кунгур; 2 — в интервале между горизонтами II (карбон) и III (девон); 3 — розы трещиноватости верхнепермских отложений по измерениям на обнажениях

частотах 18, 38 Гц и изотропна на частотах 10 и 28 Гц. Азимутальные индикатрисы энергии шума в первом случае (а) имеют меридиональное простиранье, согласующееся с направление зон разномасштабной трещиноватости, во втором случае (б) индикатриса близка к окружности. Индикатрисы энергии и скорости, полученные при исследовании керна, извлеченного при бурении данной скважины, на ультразвуковых частотах (рис. 3.19) имеют сходный характер с индикатрисами анизотропии энергии на сейсмических (18 и 38 Гц) частотах, что указывает на согласованность (унаследованность) систем трещин и разломов с простирианием мелкозернистых элементов керна. Таким образом, для данного района характерны трещины и разломы субмеридионального направления.

В заключение необходимо отметить, что анизотропия, связанная с разломной тектоникой, трещиноватостью и тектонической напряженностью, на индикатрисах скорости обычно проявляется одинаково на всех частотах, тогда как на индикатрисах относительной энергии разномасштабные факторы проявляются по-разному. При этом наблюдается ранговый характер упорядоченных неоднородностей и унаследованность систем разного ранга (размера неоднородностей).



*a*



*б*

**Рис. 3.17. Схема разрывных нарушений, секущих поверхность доюрского основания:**

*а* — схема разломов по поверхности доюрского комплекса;

*б* — роза-диаграмма направлений разрывных нарушений.

Наблюдения выполнены с применением ПСН (рис. 2.34)

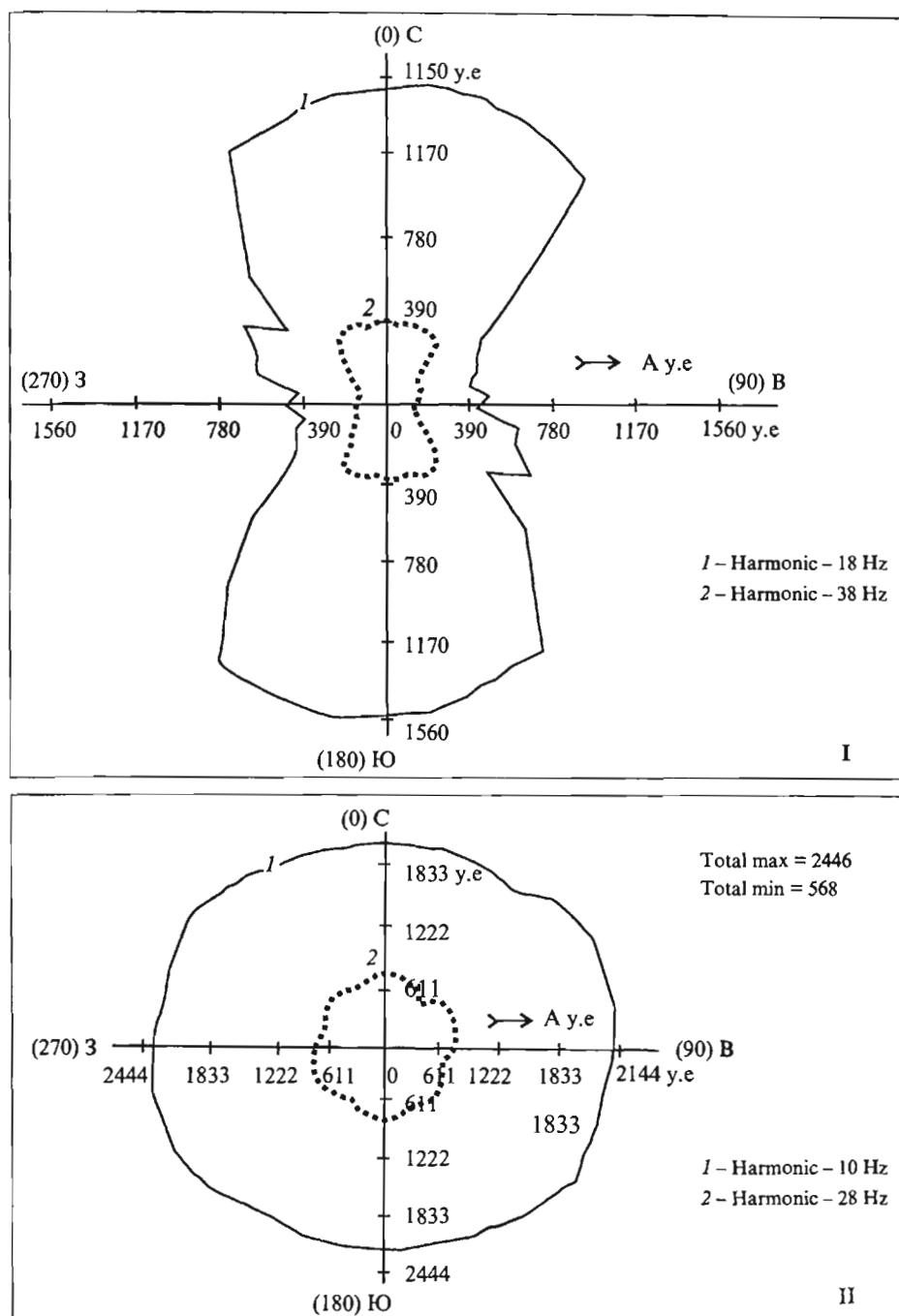


Рис. 3.18. Азимутальные индикатрисы амплитудных спектров для гармоник сигнала:  
I – 18, 38 Гц; II – 10, 28 Гц

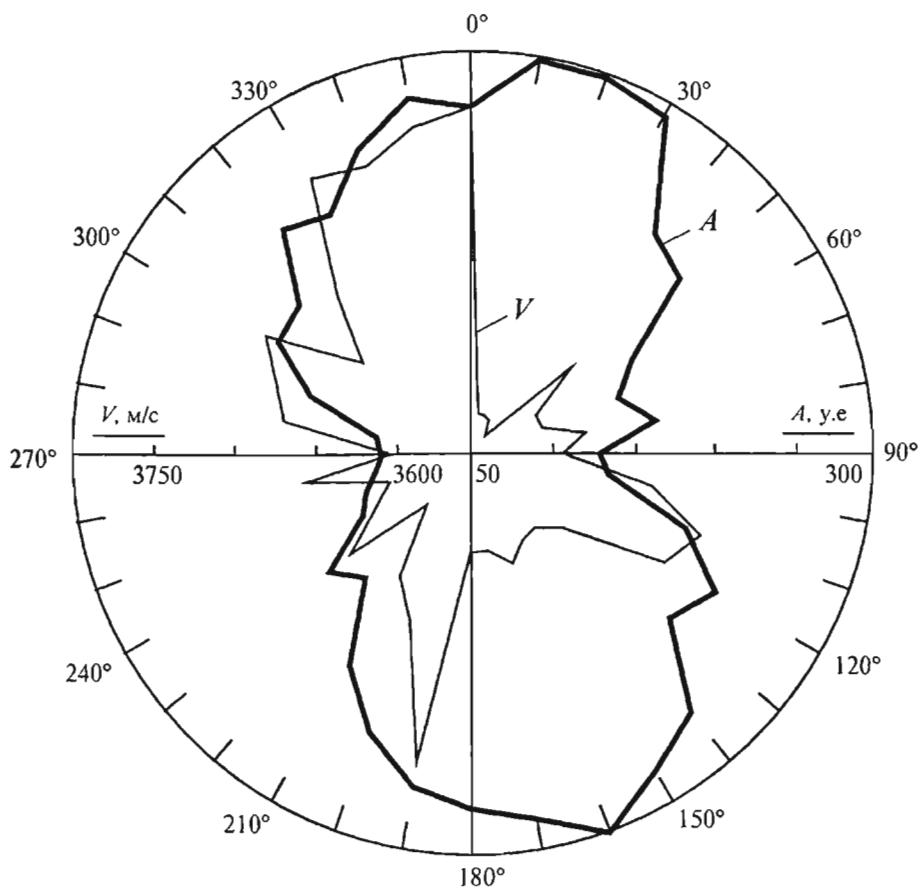


Рис. 3.19. Индикатрисы скорости ( $V$ ) и амплитуды ( $A$ ) в условных единицах (у.е.) по измерениям на керне в ультразвуковом диапазоне частот

## ГЛАВА 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ УПРУГИХ СВОЙСТВАХ СРЕДЫ

### 4.1. Основные предпосылки

Решение сейсморазведочных задач базируется на законах теории упругости и на теоретических представлениях об упругих свойствах среды. В данной главе рассмотрены лишь те свойства, знание которых необходимо при решении практических задач *3D* сейсморазведки.

В существующих учебниках и учебных пособиях по сейсморазведке рассматриваются, главным образом, свойства изотропных сред и основанные на этих свойствах вопросы теории распространения сейсмических волн. Однако, накопленный опыт сейсморазведочных работ свидетельствует об анизотропии реальных сред и информативности параметров анизотропии при решении геологических задач. Существует множество публикаций, в которых с разных точек зрения рассмотрены свойства анизотропных сред и особенности распространения волн в таких средах. Изложенные в этих публикациях вопросы, в связи с их важностью для трехмерной сейсморазведки, нуждаются в обобщении с единой точки зрения. В данной главе сделана попытка такого обобщения.

В основу теоретических представлений об упругих свойствах положены следующие предпосылки — предположения о характере изучаемой среды [38]:

- Среда локально однородна по упругим свойствам — существует возможность представления сложной неоднородной среды в виде неразрывной совокупности локально однородных элементов.
- Среда сплошная, т.е. отсутствуют пустоты, разрывы и относительное скольжение (смещение) составляющих среду элементов.
- Для среды характерна линейная связь между напряжениями и деформациями в соответствии с законом Гука.
- Поглощение энергии и другие неупругие явления не оказывают влияния на характер связи напряжений и деформации, на взаимосвязь упругих параметров и скоростных свойств среды.

Исходя из перечисленных предпосылок и задач, решаемых *3D* сейсморазведкой, в данной главе основное вниманиеделено следующим вопросам:

1. Обобщенному закону Гука и его разновидностям для изотропной и анизотропных сред.
2. Детальному анализу свойств трехмерной поперечно-изотропной среды, в связи с тем, что такой средой могут быть аппроксимированы многие реальные геологические среды, а также потому, что любую сложноанизотропную среду можно представить как результат наложения нескольких поперечно-изотропных сред.
3. Взаимосвязи упругих параметров и их связи со скоростными свойствами для различных типов среды.

## 4.2. Обобщенный закон Гука. Напряжения и деформации

### 4.2.1. Обобщенный закон Гука

Одним из основных постулатов теории упругости является закон Гука, описывающий связь напряжений, действующих в среде, с деформациями, характеризующими изменения размеров и формы слагающих эту среду элементов. Деформация представляет малые изменения возможного расположения частиц (элементов) первоначально невозмущенной среды. Предполагается, что изменения объема и формы каждого из малых элементов среды настолько малы, что связь между напряжениями и деформациями линейна. Среда, обладающая такими свойствами, называется идеально-упругой. В случае однородной идеально-упругой среды, не имеющей плоскостей и осей симметрии, закон Гука имеет вид:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= C_{11} e_{xx} + C_{12} e_{yy} + C_{13} e_{zz} + C_{14} e_{yz} + C_{15} e_{zx} + C_{16} e_{xy}; \\ \tau_{yy} &= C_{21} e_{xx} + C_{22} e_{yy} + C_{23} e_{zz} + C_{24} e_{yz} + C_{25} e_{zx} + C_{26} e_{xy}; \\ \tau_{zz} &= C_{31} e_{xx} + C_{32} e_{yy} + C_{33} e_{zz} + C_{34} e_{yz} + C_{35} e_{zx} + C_{36} e_{xy}; \quad (4.1) \\ \tau_{yz} &= C_{41} e_{xx} + C_{42} e_{yy} + C_{43} e_{zz} + C_{44} e_{yz} + C_{45} e_{zx} + C_{46} e_{xy}; \\ \tau_{zx} &= C_{51} e_{xx} + C_{52} e_{yy} + C_{53} e_{zz} + C_{54} e_{yz} + C_{55} e_{zx} + C_{56} e_{xy}; \\ \tau_{xy} &= C_{61} e_{xx} + C_{62} e_{yy} + C_{63} e_{zz} + C_{64} e_{yz} + C_{65} e_{zx} + C_{66} e_{xy};\end{aligned}$$

или в матричной форме

$$\left| \begin{array}{c} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{array} \right| = \left| \begin{array}{cccccc} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{array} \right| \cdot \left| \begin{array}{c} e_{xx} \\ e_{yy} \\ e_{zz} \\ e_{yz} \\ e_{zx} \\ e_{xy} \end{array} \right| \quad (4.2)$$

Уравнения (4.1) и (4.2) можно представить одним уравнением:

$$\tau_{ij} = C_{nm} e_{ij} \quad (4.3)$$

В уравнениях (4.1, 4.2)  $C_{nm} = C_{mn}$  ( $n, m = 1, 2, 3 \dots 6$ ) — упругие параметры среды,  $\tau_{ij}$  и  $e_{ij}$  — соответственно компоненты напряжения ( $\tau_{ij}$ ) и деформации ( $e_{ij}$ ). Здесь  $i, j = x, y, z$  — пространственные координаты. Первые индексы при  $\tau$  и  $e$  указывают направление напряжений и смещений, вторые — направление перпендикуляра к площадке объемного элемента  $Q = dx dy dz$ , испытывающего деформацию под действием напряжений. Считается, что элемент  $Q$  имеет ортогональные грани — площадки

$$dS_x = dS_1 = dy dz$$

$$dS_y = dS_2 = dz dx$$

$$dS_z = dS_3 = dx dy$$

Напряжением, действующим на площадку  $dS$ , называется отношение силы  $F_{ij}$ , приложенной к этой площадке, к ее величине  $dS$ . Напряжения подразделяют на нормальные  $\tau_{ij}$  ( $i = j$ ) и касательные  $\tau_{ij}$  ( $i \neq j$ ).

К нормальным  $\tau_{ij}$  ( $i = j$ ) относятся напряжения:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= F_{xx} / dS_x \\ \tau_{yy} &= F_{yy} / dS_y \\ \tau_{zz} &= F_{zz} / dS_z\end{aligned}\quad (4.4)$$

А к касательным  $\tau_{ij}$  ( $i \neq j$ ):

$$\begin{aligned}\tau_{xy} &= \tau_{yx} = \tau_{21} = F_{xy} / dS_y = F_{12} / dS_2 = F_{yx} / dS_x = F_{21} / dS_1 \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \tau_{32} = F_{yz} / dS_z = F_{23} / dS_3 = F_{zy} / dS_y = F_{21} / dS_2 \\ \tau_{zx} &= \tau_{xz} = \tau_{13} = F_{zx} / dS_x = F_{31} / dS_1 = F_{xz} / dS_z = F_{13} / dS_3\end{aligned}\quad (4.5)$$

В (4.4—4.5)  $F_{ij}$  — компоненты внешней силы, приложенной к элементу  $Q$  и вызывающей деформации  $e_{ij}$  ( $i = j$ ) объема:

$$e_{xx} = \partial u / \partial x; \quad e_{yy} = \partial v / \partial y; \quad e_{zz} = \partial w / \partial z; \quad (4.6)$$

и сдвига  $e_{ij}$  ( $i \neq j$ ):

$$\begin{aligned}e_{xy} &= e_{yx} = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y \\ e_{yz} &= e_{zy} = \partial w / \partial y + \partial v / \partial z\end{aligned}\quad (4.7)$$

$$e_{zx} = e_{xz} = \partial u / \partial z + \partial w / \partial x$$

В (4.6 и 4.7)  $\partial u$ ,  $\partial v$  и  $\partial w$  компоненты вектора  $\partial \bar{U}$  характеризующего изменение вектора смещения  $\bar{U}_0$  в процессе деформации

$$\bar{U} = \bar{U}_0 + d\bar{U}$$

где  $\bar{U}$  — величина вектора смещений после деформации.

#### 4.2.2. Условия статического равновесия

Необходимо отметить, что равенство по величине и противоположность по знаку нормальных напряжений  $\tau_{ij}$  ( $i = j$ ), действующих на противоположные грани элемента  $Q$ :

$$\begin{aligned}\vec{\tau}_{xx} &= \overleftarrow{\tau}_{xx}, \\ \vec{\tau}_{yy} &= \overleftarrow{\tau}_{yy}, \\ \vec{\tau}_{zz} &= \overleftarrow{\tau}_{zz};\end{aligned}\tag{4.8}$$

и касательных напряжений  $\tau_{ij}$  ( $i = j$ ), приложенных к противоположным граням:

$$\begin{aligned}\vec{\tau}_{yz} &= \overleftarrow{\tau}_{yz}, \\ \vec{\tau}_{zx} &= \overleftarrow{\tau}_{zx}, \\ \vec{\tau}_{xy} &= \overleftarrow{\tau}_{xy};\end{aligned}\tag{4.9}$$

и к соседним граням:

$$\begin{aligned}\vec{\tau}_{yz} &= \overleftarrow{\tau}_{zy}, \\ \vec{\tau}_{zx} &= \overleftarrow{\tau}_{xz}, \\ \vec{\tau}_{xy} &= \overleftarrow{\tau}_{yx}.\end{aligned}\tag{4.10}$$

обеспечивают статическое равновесие объемного элемента  $Q$ .

Рис. 4.1 иллюстрирует подчеркнутые третье из равенств (4.8), третье из равенств (4.9) и первое из равенств (4.10).

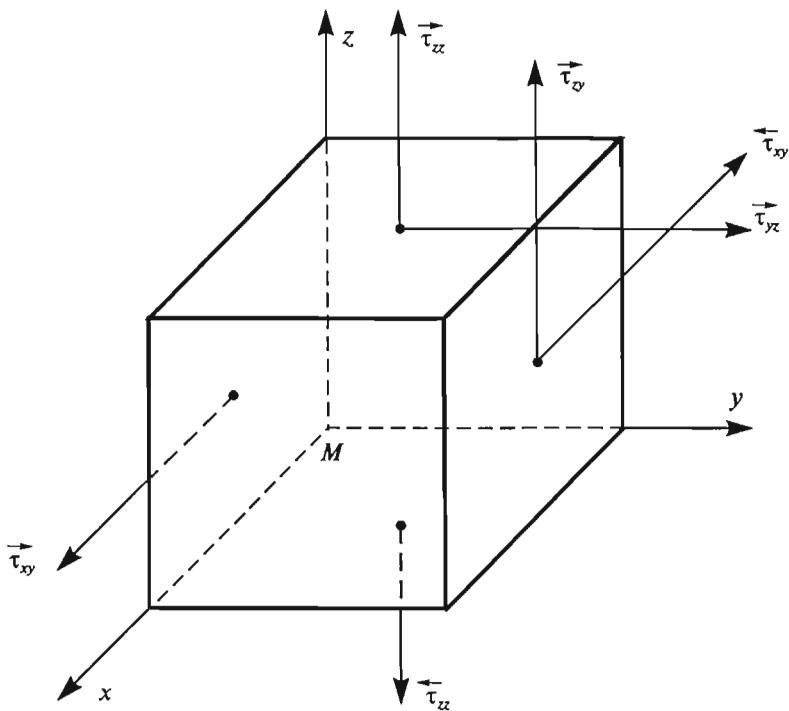


Рис. 4.1. Иллюстрация равенства нормальных  $\vec{\tau}_{zz} = \vec{\tau}_{yy}$  и касательных  $\vec{\tau}_{xy} = \vec{\tau}_{yz}$  напряжений, приложенных к граням объемного элемента  $Q$

#### 4.2.3. Распространение деформаций

При нарушении условий (4.8—4.10) имеет место распространение деформаций на соседние элементы упругой среды, а следовательно, и распространение напряжений. Происходит относительное изменение объема и формы элемента, а также его вращение.

Относительное изменение объема

$$\theta = dQ / Q = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz} = \operatorname{div} \bar{U} \quad (4.11)$$

определяет сумму компонент  $e_{ij}$  ( $i = j$ ) (4.6).

Изменение формы элемента обусловлено компонентами деформации сдвига (4.7), а вращение — компонентами вектора

$$\bar{\omega} (\omega_x, \omega_y, \omega_z) = \operatorname{rot} \bar{U},$$

где

$$\omega_x = \omega_{yz} = \partial w / \partial y - \partial v / \partial z$$

$$\omega_y = \omega_{zx} = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \quad (4.12)$$

$$\omega_z = \omega_{xy} = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$$

Проиллюстрируем характер деформаций на примере одной из граней  $xy$  элемента  $Q$ . При изменении объема (рис. 4.2a) произойдет относительное увеличение размеров

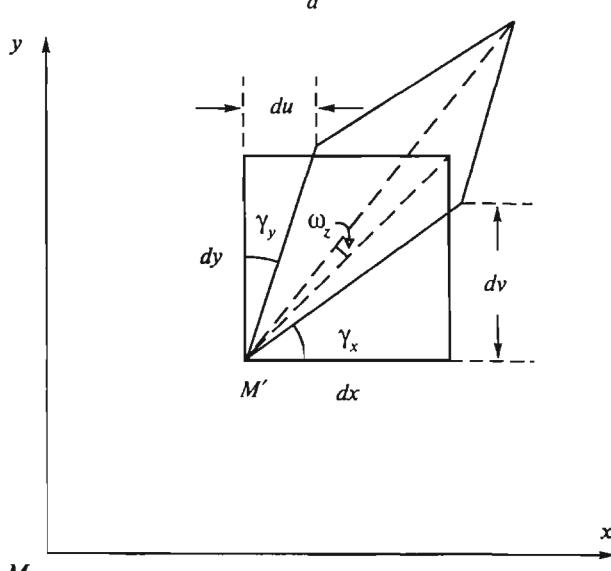
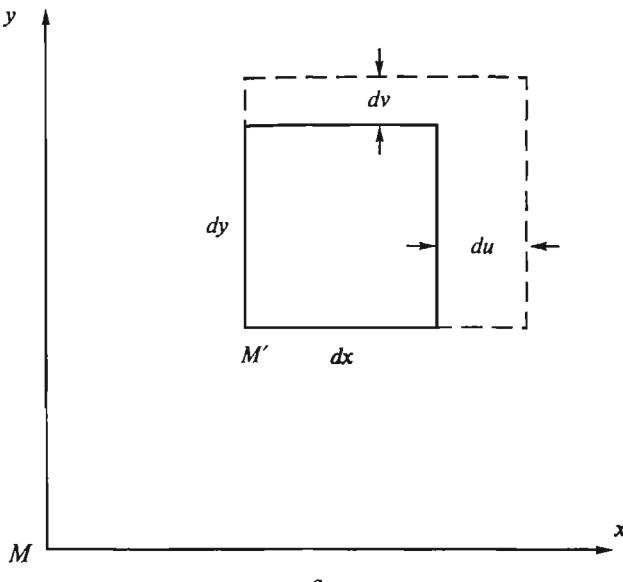


Рис. 4.2. Деформация грани  $dx dy$  объемного элемента  $Q$

грани  $dx$ :

$$\epsilon_{xx} = du / dx$$

грани  $dy$ :

$$\epsilon_{yy} = dv / dy$$

При изменениях формы будет иметь место (рис. 4.2б) скошение прямых углов элемента  $Q$ :

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = dv / dx + du / dy = \gamma_x + \gamma_{xy}$$

и его поворот вокруг оси  $Z$

$$\omega_z = \omega_{xy} = dv / dx - du / dy = \gamma_x - \gamma_y$$

Изменится также пространственное положение деформированной грани, в частности — перемещение точки  $M$  в точку  $M'$ .

В заключение отметим, что сам вектор  $U(u, v, w)$  с компонентами  $u, v, w$ , которого связаны деформации, может быть представлен суммой двух векторов

$$\bar{U} = \bar{U}_p + \bar{U}_s = \text{grad } \varphi + \text{rot } \bar{\psi} \quad (4.13)$$

Другими словами, поле упругих смещений может быть разложено на поле потенциальное и соленоидальное, где  $\varphi$  — скалярный потенциал упругих смещений, а  $\bar{U}_p = \text{grad } \varphi$  — соответствующий ему вектор продольных смещений;  $\bar{\psi}$  — вектор-потенциал упругих смещений, а  $\bar{U}_s = \text{rot } \bar{\psi}$  — вектор поперечных смещений.

#### 4.2.4. О роли последовательности уравнений в законе Гука

Возвратимся к выражениям (4.1) и (4.2), представляющим обобщенный закон Гука, и отметим, что в разных работах применяется разная последовательность расположения трех последних уравнений, что ведет к изменению индексации коэффициентов  $C_{nm}$  и к некоторой путанице. Положение усложняется, если исследование упругих свойств ведется без представления закона Гука. Здесь, как и во многих других публикациях, последние три равенства в (4.1—4.2) располагаются в такой последовательности  $\tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{xy}$ . При этом линейная связь напряжения  $\tau_{yz}$  с деформациями определяется коэффициентами  $C_{nm}$  ( $C_{41}, C_{42}, \dots, C_{46}$ ), напряжения  $\tau_{zx}$  — коэффициентами  $C_{nm}$  ( $C_{51}, C_{52}, \dots, C_{56}$ ), а напряжения  $\tau_{xy}$  — коэффициентами  $C_{nm}$  ( $C_{61}, C_{62}, \dots, C_{66}$ ). Но иногда [41, 54] применяется такой порядок расположения последних трех уравнений:  $\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ . Тогда упругими коэффициентами, связывающими напряжения  $\tau_{yz}$  с деформациями будут не  $C_{41}, C_{42}, \dots, C_{46}$ , а  $C_{61}, C_{62}, \dots, C_{66}$ , для  $\tau_{xy}$  — не  $C_{61}, C_{62}, \dots, C_{66}$ , а  $C_{41}, C_{42}, \dots, C_{46}$ .

Заметим, что иногда эта особенность не учитывается. Так в справочнике [41] в параграфе 1 главы 1, при написании обобщенного закона Гука используется последовательность  $\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$ , а анализ упругих параметров (параграф 7 этой же главы 1) дан для другой последовательности  $\tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{xy}$ , без всякого указания на такое обстоятельство.

### 4.3. Особенности матриц упругих параметров

Как уже говорилось в главе 3, геологические среды по виду элементов симметрии, свойственных для индикатрис, подразделяются на *сложноанизотропные* с отсутствием элементов симметрии, но равенством величины параметров среды в противоположных направлениях; *моноклиновые* — с одной плоскостью симметрии; *ортотропные* — с двумя или тремя плоскостями симметрии; *поперечноизотропные* — с осевой симметрией и изотропные — со сферической симметрией.

Рассмотрим особенности матриц упругих параметров  $C_{nm}$ , являющихся коэффициентами связи напряжений  $\tau_{ij}$  и деформации  $e_{ij}$  в законе Гука.

Сложноанизотропная среда, в которой элементы симметрии отсутствуют, имеет матрицу с 36 параметрами (36 ячейками).

$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{14}$	$C_{15}$	$C_{16}$
$C_{21}$	$C_{22}$	$C_{23}$	$C_{24}$	$C_{25}$	$C_{26}$
$C_{31}$	$C_{32}$	$C_{33}$	$C_{34}$	$C_{35}$	$C_{36}$
$C_{41}$	$C_{42}$	$C_{43}$	$C_{44}$	$C_{45}$	$C_{46}$
$C_{51}$	$C_{52}$	$C_{53}$	$C_{54}$	$C_{55}$	$C_{56}$
$C_{61}$	$C_{62}$	$C_{63}$	$C_{64}$	$C_{65}$	$C_{66}$

(4.14)

Для каждой из ячеек свойственны параметры  $C_{nm}$ , отличные от нуля, то есть

$$C_{nm} = \begin{vmatrix} C_{11}, C_{12}, C_{13}, \dots, C_{16} \\ C_{21}, C_{22}, C_{23}, \dots, C_{26} \\ C_{31}, C_{32}, C_{33}, \dots, C_{36} \\ \dots \\ C_{61}, C_{62}, C_{63}, \dots, C_{66} \end{vmatrix}$$

где  $C_{nm} = C_{mn}$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots, 6$ ;  $m = 1, 2, 3, \dots, 6$  (4.15)

С учетом равенств (4.15) число независимых параметров для такой среды равно 21.

Моноклинная среда обладает одной плоскостью симметрии и имеет матрицу  $C_{nm}$  такого вида:

$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$			$C_{16}$
$C_{12}$	$C_{22}$	$C_{23}$			$C_{26}$
$C_{13}$	$C_{23}$	$C_{33}$			$C_{36}$
			$C_{44}$	$C_{45}$	
			$C_{45}$	$C_{55}$	
$C_{16}$	$C_{26}$	$C_{36}$			$C_{66}$

(4.16)

В этой матрице не заполнены 16 ячеек, они обладают нулевыми значениями  $C_{nm}$ :

$$C_{14} = C_{24} = C_{34} = C_{15} = C_{25} = C_{35} = C_{46} = C_{56} = 0 \quad (4.17)$$

В остальных 20 ячейках коэффициенты отличны от нуля. Так как  $C_{nn} = C_{mn}$ , среда обладает 13 независимыми упругими параметрами. Анизотропия такой среды обусловлена действием трех или более факторов в трех или более различных направлениях, параллельных плоскости симметрии, которые в общем случае неортогональны между собой. Моноклинной, например, является однородно-упорядоченная горизонтально-слоистая среда, с несколькими разнонаправленными по азимуту вертикальными системами трещин.

При наличии двух или трех плоскостей симметрии среда ортотропна. Для такой среды в дополнение к условиям (4.15) и (4.17) существует условие:

$$C_{16} = C_{26} = C_{36} = C_{45} = 0 \quad (4.18)$$

Ортотропная среда характеризуется 9 независимыми параметрами и матрицей такого вида:

$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$			
$C_{12}$	$C_{22}$	$C_{23}$			
$C_{13}$	$C_{23}$	$C_{33}$			
			$C_{44}$		
				$C_{55}$	
					$C_{66}$

(4.19)

Значения  $C_{mn}$ , отличные от нуля, имеют 12 ячеек, не заполнены 24 ячейки матрицы, для которых  $C_{mn} = 0$ . Ортотропность среды, имеющей 9 независимых параметров  $C_{nm}$ , может быть обусловлена действием двух или множества факторов, действующих в двух или трех  $i, j (x, y, z)$  взаимноперпендикулярных направлениях. Примерами таких сред могут служить горизонтально-слоистая среда с вертикальной системой трещин или с двумя ортогональными системами трещин разной плотности; горизонтально-слоистая среда, находящаяся под односторонним давлением и др.

Если результативные действия факторов в двух ортогональных направлениях одинаковы, из девяти ненулевых значения  $C_{nm}$  независимыми являются шесть, так как в этом случае:

$$C_{11} = C_{22}, C_{44} = C_{55}, C_{13} = C_{33} \quad (4.20)$$

Дальнейшее усиление симметрии не ведет к уменьшению числа упругих параметров отличных от нуля, однако, число независимых параметров уменьшается. При осевой симметрии (поперечно-изотропная среда) — до пяти. В случае трех плоскостей симметрии и одинаковом характере действия факторов в трех ортогональных направлениях (кубическая симметрия) число независимых параметров сокращается до трех; при сферической симметрии (изотропная среда) — до двух. Так в матрице параметров поперечно-изотропной среды ненулевыми значениями  $C_{nm}$  обладают все те же 12 ячеек, с пятью независимыми параметрами.

При осевой  $z$  симметрии матрица имеет следующий вид:

$C_{11}$	$C_{11} - 2C_{66}$	$C_{13}$				
$C_{11} - 2C_{66}$	$C_{11}$	$C_{13}$				
$C_{13}$	$C_{13}$	$C_{33}$				
			$C_{44}$			
				$C_{44}$		
					$C_{66}$	

(4.21)

Независимыми параметрами в этом случае являются  $C_{11}, C_{13}, C_{33}, C_{44}, C_{66}$ .

Поперечно-изотропной средой может быть аппроксимирована реальная среда, анизотропность которой вызвана одним или несколькими одинаково направленными факторами. Примером вертикально-поперечно-изотропной (ВПИ) среды с  $z$ -осевой симметрией является тонкослоистый разрез, мощности слоев которого значительно меньше длин распространяющихся в нем волн. ВПИ среда может быть однородной и неоднородной, лучи прямыми и криволинейными, а скорости в ней зависящими

от направления луча и поляризации волн. Ось симметрии  $z$  такой среды перпендикулярна слоям, а параметры  $C_{nm}$  среды зависят от скоростей волн разных типов и их соотношения в тонких прослоях. К ВПИ средам относятся песчано-глинистые и глинистые отложения. В глинистых образованиях анизотропия может быть связана с практически параллельным залеганием породообразующих элементов, в том числе сейсмически анизотропных по своей природе. Тип анизотропии не нарушается в случае вертикально направленного давления.

Примером горизонтально-поперечно-изотропной (ГПИ) среды являются упорядоченные вертикально-трещиноватые среды с горизонтальной осью симметрии, перпендикулярной плоскостям трещиноватости.

Следует заметить, что при слабой анизотропии согласно [104, 105] поперечно-изотропная среда может быть приближенно охарактеризована вместо пяти только тремя независимыми параметрами (см. п. 4.5.2).

При решении многих кинематических и динамических задач реальную среду допустимо считать изотропной, имеющей сферическую симметрию и обладающей двумя упругими параметрами. Упругие свойства изотропной среды не зависят от направления распространения волны и характеризуются двумя параметрами  $C_{11}$  и  $C_{44}$ , где

$$\begin{aligned} C_{11} &= \lambda + 2\mu, \\ C_{44} &= \mu, \end{aligned} \tag{4.22}$$

а  $\lambda$  и  $\mu$  — константы Ламе.

В константах Ламе матрица имеет вид:

$\lambda + 2\mu$	$\lambda$	$\lambda$			
$\lambda$	$\lambda + 2\mu$	$\lambda$			
$\lambda$	$\lambda$	$\lambda + 2\mu$			
			$\mu$		
				$\mu$	
					$\mu$

(4.23)

Рассмотрим упругие свойства сред в порядке возрастания их сложности, начиная с изотропной среды.

#### 4.4. Закон Гука, упругие параметры и скорости для изотропной среды

Наиболее компактное представление закона Гука с учетом матрицы (4.23) имеет вид:

$$\begin{aligned}\tau_{xy} &= \lambda\Theta + 2\mu e_{xx}, \\ \tau_{yy} &= \lambda\Theta + 2\mu e_{yy}, \\ \tau_{zz} &= \lambda\Theta + 2\mu e_{zz}, \\ \tau_{yz} &= \mu e_{yz}, \\ \tau_{zx} &= \mu e_{zx}, \\ \tau_{xy} &= \mu e_{xy},\end{aligned}\tag{4.24}$$

где  $e_{ij}$  — компоненты деформации (4.6, 4.7),  
 $\Theta$  — относительное изменение объема (4.11),  
 $\lambda$  и  $\mu$  — упругие параметры Ламе (4.22).

Кроме параметров Ламе для характеристики упругих свойств изотропной среды используются еще и другие параметры: модуль Юнга  $E$  и коэффициент Пуассона  $\sigma$ , модуль всестороннего сжатия (объемный модуль)  $K$  и модуль сдвига  $G$ . Эти параметры связаны со скоростями  $V_p$  продольных  $P$  волн и  $V_s$  — поперечных  $S$  волн и плотности  $\rho$ . Вид этих связей представлен в табл. 4.1.

При решении практических задач основное внимание уделяется изучению скоростей  $V_p$  и  $V_s$  и коэффициента Пуассона  $\sigma$ . Важной характеристикой среды является параметр  $\gamma = V_s / V_p$ .

О величинах  $V_p$  и  $V_s$  и плотности  $\rho$ , характерных для реальных сред, уже говорилось в главе 3. Что касается коэффициента Пуассона  $\sigma$ , то при положительных значениях  $\lambda$  и  $\mu$  коэффициент Пуассона  $\sigma$  заключен в пределах  $0 < \sigma < 0,5$ , а параметр  $\gamma$  изменяется в пределах  $0 < \gamma < \sqrt{2}$ .

Таблица 4.1

**Связь скоростей  $V_p$  и  $V_s$  с упругими константами в однородной изотропной среде**

Система			
$V_p, V_s$	$\lambda, \mu$	$E, \sigma$	$K, G$
$V_p$	$\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{E(1 - \sigma)}{\rho(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}}$	$\sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}}$
$V_s$	$\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{E}{\rho \cdot 2(1 + \sigma)}}$	$\sqrt{\frac{G}{\rho}}$
$\gamma = V_s/V_p$	$\sqrt{\frac{\mu}{\lambda + 2\mu}}$	$\sqrt{\frac{1 - 2\sigma}{2(1 - \sigma)}}$	$\sqrt{\frac{G}{K + \frac{4}{3}G}}$
$\rho (V_p^2 - V_s^2)$	$\lambda$	$\frac{\sigma E}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}$	$K - \frac{2}{3}G$
$\rho V_s^2$	$\mu$	$\frac{E}{2(1 + \sigma)}$	$G$
$\frac{\rho V_s^2 (3V_p^2 - 4V_s^2)}{2(V_p^2 - V_s^2)}$	$\frac{\mu(3\mu + 2\mu)}{\lambda + \mu}$	$E$	$\frac{6GK}{K + \frac{4}{3}G}$
$\frac{V_p^2 - 2V_s^2}{2(V_p^2 - V_s^2)}$	$\frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$	$\sigma$	$\frac{K - \frac{2}{3}G}{2(K + \frac{4}{3}G)}$
$\rho(V_p^2 - \frac{1}{3}V_s^2)$	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$	$\frac{E}{3(1 - 2\sigma)}$	$K$

#### 4.5. Закон Гука и упругие параметры поперечно-изотропной среды

##### 4.5.1. Закон Гука

В соответствии с матрицей (4.21) и принятой в (4.2) последовательностью уравнений, закон Гука для вертикально-поперечно-изотропной (ВПИ) среды с осевой симметрией  $z$  (например горизонтально-слоистой среды) выглядит так:

$$\begin{array}{c|ccccc|c} & \tau_{xx} & C_{11} & C_{11}-2C_{66} & C_{13} & e_{xx} \\ & \tau_{yy} & C_{11}-2C_{66} & C_{11} & C_{13} & e_{yy} \\ & \tau_{zz} & = & C_{13} & C_{13} & C_{33} & \cdot & e_{zz} \\ & \tau_{yz} & & & & C_{44} & e_{yz} \\ & \tau_{zx} & & & & C_{44} & e_{zx} \\ & \tau_{xy} & & & & C_{66} & e_{xy} \end{array} \quad (4.25)$$

Упругие свойства ВПИ среды с  $z$ -осевой симметрией определяют пять независимых параметров  $C_{mn}$ :  $C_{11}$ ,  $C_{13}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{66}$ .

Для горизонтально-поперечно-изотропной среды (ГПИ) с  $x$ -осевой симметрией (например, упорядоченной перпендикулярно оси  $x$  вертикально трехшниковатой среды) закон Гука будет таким:

$$\begin{array}{c|ccccc|c} & \tau_{xx} & C_{11} & C_{13} & C_{13} & e_{xx} \\ & \tau_{yy} & C_{13} & C_{33} & C_{33}-2C_{44} & e_{yy} \\ & \tau_{zz} & = & C_{13} & C_{33}-2C_{44} & C_{33} & \cdot & e_{zz} \\ & \tau_{yz} & & & & C_{44} & e_{yz} \\ & \tau_{zx} & & & & C_{55} & e_{zx} \\ & \tau_{xy} & & & & C_{55} & e_{xy} \end{array} \quad (4.26)$$

Упругие свойства горизонтально-поперечно-изотропной среды с  $x$ -осевой симметрией определяют следующие независимые параметры  $C_{mn}$ :  $C_{11}$ ,  $C_{13}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{55}$ . Сравнивая выражения (4.25) и (4.26) можно заметить, что матрицы упругих параметров при  $z$  и  $x$ -осевой симметрии различны. Среда с разной ориентацией оси симметрии обладает разным набором из пяти параметров  $C_{mn}$ . Последнее обстоятельство вносит определенную путаницу при рассмотрении свойств среды. Эта путаница еще углубляется, если неизвестна используемая в законе Гука последовательность уравнений.

Во избежание путаницы целесообразно, наряду с сохранением последовательности уравнений в законе Гука, для характеристики поперечно-изотропных сред использовать параметры Ламе. Тогда любую среду с осевой симметрией, вне зависимости от направления оси, можно охарактеризовать одним и тем же набором параметров:  $\lambda_{||}$ ,  $\mu_{||}$ ,  $\lambda_{\perp}$ ,  $\mu_{\perp}$  и  $\mu^*$ .

В этом случае закон Гука для ВПИ среды с  $z$ -осевой симметрией будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{vmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel} & \lambda_{\parallel}\lambda_{\perp} & & & e_{xx} \\ \lambda_{\parallel}\lambda_{\perp} + 2\mu_{\parallel} & \lambda_{\parallel} & & e_{yy} \\ \lambda_{\perp}\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp} & & & e_{zz} \\ & \mu^* & & e_{yz} \\ & \mu^* & & e_{zx} \\ & \mu_{\parallel} & & e_{xy} \end{vmatrix} . \quad (4.27)$$

Для ГПИ среды с  $x$ -осевой симметрией получим:

$$\begin{vmatrix} \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp} & \lambda_{\perp}\lambda_{\perp} & & & e_{xx} \\ \lambda_{\perp}\lambda_{\perp} + 2\mu_{\parallel} & \lambda_{\perp} & & e_{yy} \\ \lambda_{\perp}\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel} & & & e_{zz} \\ & \mu^{\parallel} & & e_{yz} \\ & \mu^* & & e_{zx} \\ & \mu^* & & e_{xy} \end{vmatrix} . \quad (4.28)$$

Из сопоставления равенств (4.25) и (4.27), (4.26) и (4.28) следует, что для ВПИ среды с  $z$ -осевой симметрией

$$C_{11} = \lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}, \quad C_{13} = \lambda_{\perp}, \quad C_{33} = \lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}, \quad (4.29)$$

$$C_{44} = \mu^*, \quad C_{66} = \mu^{\parallel},$$

а для ГПИ среды с  $x$ -осевой симметрией

$$C_{11} = \lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}, \quad C_{13} = \lambda_{\perp}, \quad C_{33} = \lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}, \quad (4.30)$$

$$C_{44} = \mu^{\parallel}, \quad C_{55} = \mu^*.$$

Еще раз подчеркнем важность учета последовательности уравнений в законе Гука. Так, при используемой нами последовательности  $\tau_{xy}, \tau_{zx}, \tau_{xy}$  при  $z$ -осевой симметрии

$$C_{44} = \mu^*, \quad C_{66} = \mu^{\parallel},$$

при последовательности  $\tau_x, \tau_{xz}, \tau_z$ , принятой в [41, 54]

$$C_{44} = \mu^{\parallel}, \quad C_{66} = \mu^*.$$

#### 4.5.2. Взаимосвязь упругих параметров и главных скоростей

Кроме параметров  $C_{mn}$  и параметров Ламе многие исследователи используют для характеристики поперечно-изотропной среды другой набор из пяти независимых параметров. Например, в работе [28] в качестве таких параметров выбраны четыре коэффициента  $\chi_p, \chi_{SH}, \gamma_1, K$ , представляющие отношения параметров  $C_{mn}$  и скорость  $V_{P\perp}$ , в направлении оси симметрии.

Как параметры  $C_{mn}$  в равенствах (4.25) и (4.26), так и параметры Ламе  $\lambda_{\parallel}, \lambda_{\perp}, \mu_{\parallel}, \mu_{\perp}, \mu^*$  в выражениях (4.27) и (4.28), равно как и параметры  $\chi_p, \chi_{SH}, \gamma_1$  и  $K$ , взаимосвязаны и зависят от скоростей сейсмических волн: квазипродольных  $P$ , квазипоперечных  $SV$  и поперечных  $SH$ , распространяющихся в анизотропных средах.

Взаимосвязь упомянутых упругих параметров, а также их связь с главными  $V_{\perp}$  и  $V_{\parallel}$  скоростями  $P, SV$  и  $SH$  волн, соответственно в направлении оси симметрии ( $V_{\perp}$ ) и перпендикулярно этому направлению ( $V_{\parallel}$ ) дана в табл. 4.2. В этой таблице помимо главных скоростей также фигурирует лучевая скорость  $V_{S\theta}$  поперечных волн  $SH$  при их распространении в направлении практически диагональном ( $\beta_z \approx \pi/4$ ) по отношению к  $V_{SH\perp}$  и  $V_{SH\parallel}$ , и лучевая скорость  $V_{P\theta}$  по направлению, близкому к диагональному ( $\beta_z \approx \pi/4$ ) относительно  $V_{P\perp}$  и  $V_{P\parallel}$ . Из таблицы также вытекает возможность выразить с высокой степенью приближения лучевые скорости  $SH$  волн через лучевые скорости  $P$  волн. Так как  $V_{SH}(\beta)$  — эллипс, то  $\mu_{\parallel}\mu^* = \mu_{\perp}^2$  и, следовательно:

$$V_{SH\theta}^2 - V_{SH\perp}^2 = 1/2 (V_{P\theta}^2 - V_{P\perp}^2) \quad (4.31)$$

При решении многих динамических задач вместо 5 параметров используют 3 упругих параметра Томсена, которые характеризуют поперечно-изотропную среду со слабой анизотропией [104]. Эти параметры связаны с параметрами  $C_{mn}$  для ВПИ среды следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon &= (C_{11} - C_{33}) / 2C_{33}, \\ \gamma &= (C_{66} - C_{44}) / 2C_{44}, \\ \delta &= [(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2] / [2C_{33}(C_{33} - C_{44})]. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Для ГПИ среды с учетом табл. 4.2 получим:

Таблица 4.2

Связь упругих параметров и скоростей

№ п/п	Ламе	Система			
		$C_{mn}$ ось симметрии $z$	$C_{mn}$ ось симметрии $x$	коэффициентов анизотропии	скоростей
1	$\lambda_{\parallel}$	$C_{11}-2C_{66}$	$C_{33}-2C_{44}$	$\rho V_{p\perp}^2 (\chi_P - 2\gamma_{\perp}^2)$	$\rho (V_{P\parallel}^2 - 2V_{S\parallel}^2)$
2	$\lambda_{\perp}$	$C_{13}$	$C_{13}$	$\rho V_{p\perp}^2 K^2$	$\rho (V_{P\perp}^2 - 2V_{S\vartheta}^2)$
3	$\mu_{\parallel}$	$C_{66}$	$C_{44}$	$\rho V_{p\perp}^2 \chi_{SH}^2$	$\rho V_{S\parallel}^2$
4	$\mu_{\perp}$	$(C_{33}-C_{13})/2$	$(C_{11}-C_{13})/2$	$\rho V_{p\perp}^2 (1-K^2)/2$	$\rho V_{S\vartheta}^2$
5	$\mu^*$	$C_{44}$	$C_{55}$	$\rho V_{p\perp}^2 \gamma_{\perp}^2$	$\rho V_{SH\parallel}^2 = \rho V_{SV\perp}^2 = \rho V_{SV\parallel}^2$
6	$\sqrt{\frac{\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}}{(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})}}$	$\sqrt{\frac{C_{11}}{C_{33}}}$	$\sqrt{\frac{C_{33}}{C_{11}}}$	$\chi_P$	$V_{P\parallel} / V_{p\perp}$
7	$\sqrt{\frac{\mu_{\parallel}}{\mu^*}}$	$\sqrt{\frac{C_{66}}{C_{44}}}$	$\sqrt{\frac{C_{44}}{C_{55}}}$	$\chi_{SH}$	$V_{SH\parallel} / V_{SH\perp}$
8	$\sqrt{\frac{\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$	$\chi_P V_{P\parallel}$	$V_{p\perp}$
9	$\sqrt{\frac{\mu^*}{\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}}}$	$\sqrt{\frac{C_{44}}{C_{33}}}$	$\sqrt{\frac{C_{55}}{C_{11}}}$	$\gamma_{\perp}$	$V_{SH\perp} / V_{p\perp}$
10	$\sqrt{\frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}}}$	$\sqrt{\frac{C_{11}}{C_{33}}}$	$\sqrt{\frac{C_{13}}{C_{11}}}$	$K$	$\frac{1}{V_{p\perp}} \sqrt{V_{p\perp}^2 - V_{SH\perp}^2} = \frac{1}{V_{p\perp}} \sqrt{V_{p\vartheta}^2 - V_{SH\parallel}^2}$
11	$\sqrt{\frac{\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}}$	$\chi_P V_{p\perp}$	$V_{P\parallel}$
12	$\sqrt{\frac{\mu_{\parallel}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$	$\chi_{SH} V_{p\perp}$	$V_{SH\parallel}$
13	$\sqrt{\frac{\mu^*}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{55}}{\rho}}$	$\gamma_{\perp} V_{p\perp}$	$V_{SH\perp} = V_{SV\perp} = V_{SV\parallel}$
14	$\sqrt{\frac{\mu_{\perp}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{33}-C_{13}}{2\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{11}-C_{13}}{2\rho}}$	$V_{p\perp} \sqrt{\frac{1-K^2}{2}}$	$V_{SH\vartheta}$
15	$\sqrt{\frac{\lambda_{\perp} + 2\mu^*}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{13}+2C_{44}}{\rho}}$	$\sqrt{\frac{C_{13}+2C_{55}}{\rho}}$	$V_{p\perp} \sqrt{K^2 + 2\gamma_{\perp}^2}$	$V_{p\vartheta}$
16	$\frac{\lambda_{\perp} + 2\mu^*}{\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}}$	$\frac{C_{13}+2C_{44}}{C_{33}}$	$\frac{C_{13}+2C_{55}}{C_{11}}$	$E = K^2 + 2\gamma_{\perp}^2$	$V_{p\vartheta}^2 / V_{p\perp}^2$

$$\begin{aligned}\epsilon &= (C_{33} - C_{11}) / 2C_{11}, \\ \gamma &= (C_{44} - C_{55}) / 2C_{55}, \\ \delta &= [(C_{13} + C_{55})^2 - (C_{11} - C_{55})^2] / [2C_{11}(C_{11} - C_{55})].\end{aligned}\quad (4.33)$$

Параметры Томсена можно также выразить через параметры Ламе и главные скорости. В этом случае их выражения для ВПИ и ГПИ сред совпадают и имеют вид:

$$\begin{aligned}\epsilon &= [(\lambda_{||} + 2\mu_{||}) - (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})] / 2(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}) = (V_{p||}^2 - V_{p\perp}^2) / 2V_{p\perp}^2, \\ \gamma &= (\mu_{||} - \mu^*) / 2\mu^* = (V_{SH||}^2 - V_{SH\perp}^2) / 2V_{SH\perp}^2, \\ \delta &= [(\lambda_{\perp} + \mu^*)^2 - (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp} - \mu^*)^2] / [2(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp} - \mu^*)] = \\ &= [(V_{p\partial}^2 - V_{S\perp}^2)^2 - (V_{p\perp}^2 - V_{S\perp}^2)^2] / [2V_{p\perp}^2(V_{p\perp}^2 - V_{S\perp}^2)],\end{aligned}\quad (4.34)$$

где  $V_{S\perp} = V_{SH\perp} = V_{SV\perp}$ .

## 4.6. Индикатрисы фазовых и лучевых скоростей для поперечно-изотропной среды

### 4.6.1. Уравнения индикатрис

Используя любой набор из пяти независимых упругих параметров (см. табл. 4.2), а также параметры  $\epsilon$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  (4.32–4.34) можно получить уравнения индикатрис фазовых (нормальных)  $V(\alpha)$  и лучевых (волновых)  $V_{\parallel}(\beta)$  скоростей, где  $\alpha$  — угол нормали,  $\beta$  — угол луча с осью симметрии. Индикатрисы  $V(\alpha)$  и  $V_{\parallel}(\beta)$  в случае поперечно-изотропной среды не зависят от азимута  $\Theta$  лучевой и фазовой плоскости.

Запишем уравнения индикатрис фазовых скоростей, связывающие скорости  $V_p$ ,  $V_{SV}$  и  $V_{SH}$  и упругие параметры  $C_{nm}$  для ВПИ среды с  $Z$ -осевой симметрией в соответствии с принятой в (4.25) последовательностью уравнений в законе Гука.

Для  $P$  и  $SV$  волн имеем [28, 41]

$$V_{P, SV}(\alpha) = \sqrt{\frac{A + B \pm \sqrt{(A - B)^2 + 4G^2}}{2\rho}}, \quad (4.35)$$

где  $\alpha$  — угол между направлением распространения фронта волны и осью анизотропии среды, которая является ее осью симметрии,  $\rho$  — удельная плотность среды с осью симметрии  $z$ ,  
 $A = C_{11} \sin^2 \alpha + C_{44} \cos^2 \alpha$ ,  
 $B = C_{44} \sin^2 \alpha + C_{33} \cos^2 \alpha$ ,  
 $G = (C_{13} + C_{44}) \sin \alpha \cos \alpha$ .

Знак (+) соответствует квазипродольной  $P$ , а знак (—) квазипоперечной  $SV$  волне.

Для  $SH$  волны:

$$V_{SH}(\alpha) = \sqrt{(C_{66} \sin^2 \alpha + C_{44} \cos^2 \alpha) / \rho} \quad (4.36)$$

Воспользовавшись табл. 4.2 имеем возможность выразить  $V_p(\alpha)$ ,  $V_{sv}(\alpha)$  и  $V_{sh}(\alpha)$  с помощью любого набора из пяти параметров.

Используя параметры Ламе, получим:

$$\begin{aligned} V_{p,sv} &= \sqrt{(\lambda_1 + 2\mu_1)/2\rho} [1 + \mu^*/(\lambda_1 + 2\mu_1) + \\ &+ ((\lambda_{||} + 2\mu_{||})/(\lambda_1 + 2\mu_1) - 1)\sin^2 \alpha \pm \sqrt{F_\alpha}]^{1/2} \end{aligned} \quad (4.37)$$

где

$$\begin{aligned} F_\alpha &= [(\lambda_1 + \mu^*)/(\lambda_1 + 2\mu_1)]\sin^2 2\alpha + \\ &+ [((\lambda_{||} + 2\mu_{||} - 2\mu^*)/(\lambda_1 + 2\mu_1) + 1)\sin^2 \alpha - \\ &- 1 + ((\mu^*/(\lambda_1 + 2\mu_1)))^2], \end{aligned}$$

$$V_{sh}(\alpha) = \sqrt{(\mu^*/\rho)\cos^2 \alpha + (\mu_{||}/\rho) \sin^2 \alpha} \quad (4.38)$$

Более компактными и удобными для исследования являются формулы связи скоростей с коэффициентами анизотропии  $\chi_p$ ,  $\chi_{sh}$ ,  $\chi_1$ , и  $\gamma_1$ ,  $V_{p1}$ .

Для продольных  $P$  и поперечных  $SV$  волн

$$V_{p,sv}(\alpha) = (V_{1p}/\sqrt{2}) [1 + \gamma_1^2 + (\chi_p^2 - 1)\sin^2 \alpha \pm \sqrt{F_\alpha}]^{1/2}, \quad (4.39)$$

где  $F_\alpha = (K^2 + \gamma_1^2)^2 \sin^2 2\alpha + [(\chi_p^2 - 2\gamma_1^2 + 1)\sin^2 \alpha - 1 + \gamma_1^2]^2$

Для квазипротодольных  $P$  волн в формуле (4.35, 4.37 и 4.39) выбирается знак плюс, а для квазипоперечных  $SV$  волн — знак минус.

Для поперечных  $SH$  волн

$$V_{SH}(\alpha) = V_{\perp s} [1 + (\chi_{SH}^2 - 1)\sin^2\alpha]^{1/2}. \quad (4.40)$$

Здесь  $\alpha$  — угол между нормалью к фронту волны и осью симметрии (при горизонтальной слоистости — с осью  $z$ , при вертикальной трещиноватости, которая перпендикулярна  $x$  — с осью  $x$ ).

При слабой анизотропии можно использовать [104] формулы:

$$V_p(\alpha) = V_{p\perp}(1 + \delta\sin^2\alpha \cos^2\alpha + \epsilon\sin^4\alpha),$$

$$V_{SV}(\alpha) = V_{SV\perp}[1 + (V_{p\perp}^2/V_{SH\perp}^2)(\epsilon - \delta)\sin^2\alpha \cos^2\alpha], \quad (4.41)$$

$$V_{SH}(\alpha) = V_{SH\perp}(1 + \gamma\sin^2\alpha),$$

где  $\epsilon, \gamma$  и  $\delta$  определяются равенствами (4.32—4.34)

Индикатрисы фазовых скоростей  $V(\alpha)$  можно преобразовать в индикатрисы лучевых скоростей  $V_l(\beta)$ , используя равенства

$$V_l(\alpha) = \left[ V^2(\alpha) + \left( \frac{dV}{d\alpha} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.42)$$

$$\beta(\alpha) = \alpha + \operatorname{arctg}(d \ln V / d\alpha)$$

Соотношение между вертикальными сечениями индикатрис  $V_l(\beta)$  и  $V(\alpha)$  показано на рис. 4.3. Здесь  $z$  — ось симметрии. Из уравнений (4.41—4.42) видно, что при  $\alpha = \beta = 0$   $V_l = V = V_\perp$ , при  $\alpha = \beta = \pi/2$   $V_l = V = V_{||}$ .

Представленные выражениями (4.35—4.42) индикатрисы  $V(\alpha)$  и  $V_l(\beta)$  ВПИ среди идентичны для всех азимутов наблюдений, заданных на горизонтальной плоскости относительно оси  $x$ . Другими словами, пространственные индикатрисы  $V(\alpha, \Theta)$  и  $V_l(\beta, \Theta)$  обладают осевой симметрией и являются поверхностями вращения.

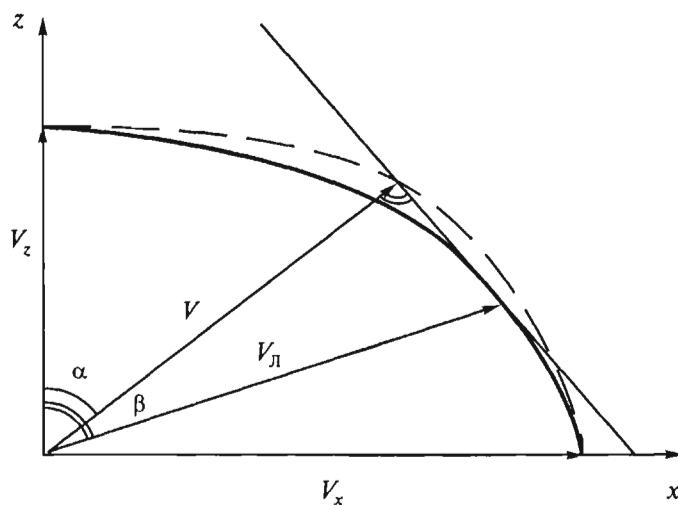


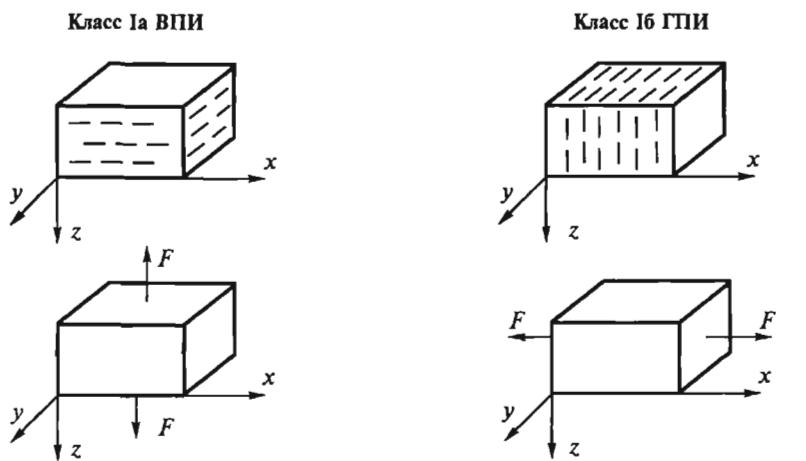
Рис. 4.3. Соотношение сечений фазовой (пунктир) и волновой (сплошная линия) поверхностей плоскостью, проходящей через ось симметрии  $z$

#### 4.6.2. Типы индикатрис $P$ волн и их особенности

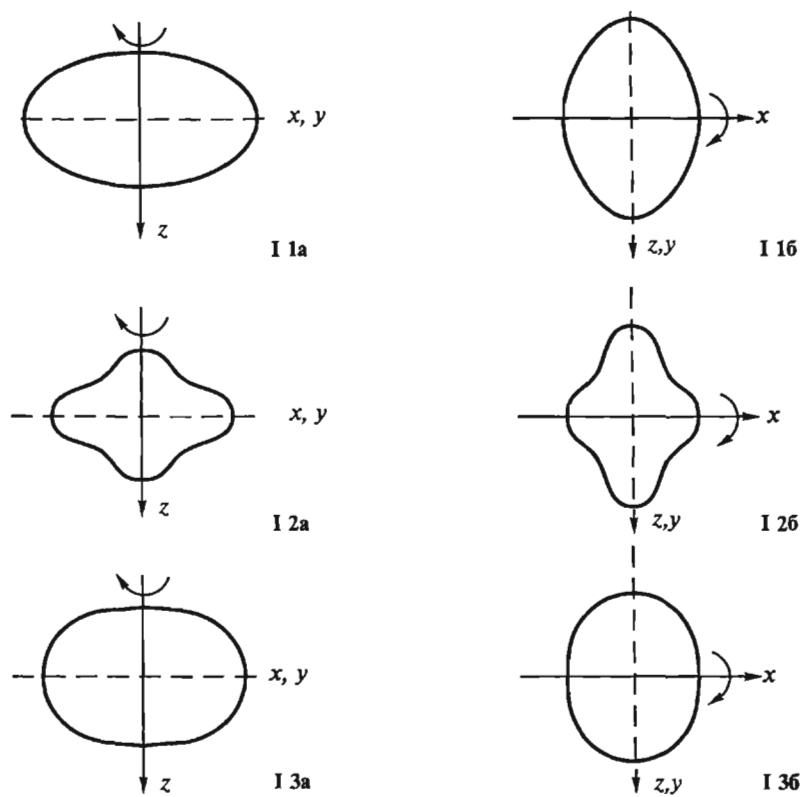
Так как основные объемы сейсморазведочных работ выполняются с регистрацией  $P$  волн, ограничимся рассмотрением особенностей индикатрис скоростей этих волн при различных соотношениях упругих параметров. Для классификации индикатрис по классам удобнее всего использовать следующие два параметра:  $E = K^2 + 2\gamma_{\perp}^2$  и  $\chi$ . Используя эти параметры, индикатрисы лучевых и фазовых скоростей можно подразделить на три класса I, II, III. Каждый из классов представлен тремя типами (1, 2, 3). Все индикатрисы имеют форму поверхностей вращения: поверхностей, которые имеют вид эллипсоида (тип I), квазиэллипсоида «с недостатком» (тип 2) или «с избытком» (тип 3). Квазиэллипсоид «с недостатком» отличается от эллипса тем, что значения скоростей в направлении, близком к диагональному, меньше значений, характерных для эллипса; квазиэллипсоид «с избытком», тем, что в этом направлении скорости больше значений, характерных для эллипса. Заметим, что при упругих параметрах, свойственных реальным средам, отличия квазиэллипса от эллипса невелики. На рис. 4.4–4.6 дано схематическое изображение вертикальных сечений индикатрис перечисленных классов и типов соответствующих моделей среды. Для того, чтобы подчеркнуть особенности выделенных классов, отличия индикатрис от эллипса на рисунках преувеличены.

Остановимся более подробно на классификации индикатрис скорости и их геологической обусловленности.

К классу I (рис. 4.4) относятся индикатрисы, имеющие форму фигуры вращения, сжатой в направлении вертикальной  $z$  оси симметрии (I а, ВПИ среда) или горизонтальной  $x$  оси симметрии (I б, ГПИ среда). При этом,



A



Б

Рис. 4.4. Схематическое изображение факторов анизотропии (А) и индикатрис лучевой скорости (Б) класса I

причиной ВПИ анизотропии может быть горизонтальная слоистость или вертикальное растяжение среды под воздействием силы  $F_z$ , а причиной ГПИ анизотропии — вертикальная трещиноватость или горизонтальное растяжение под воздействием силы  $F_x$ .

Индикатрисы класса I подразделяются на 3 типа:

Тип I 1 — эллипсоид:  $E = \chi > 1$ ,

Тип I 2 — квазиэллипсоид «с недостатком»:  $E < \chi > 1$ ,

Тип I 3 — квазиэллипсоид с «избытком»:  $E > \chi > 1$ .

Класс II (рис. 4.5) составляют индикатрисы, вытянутые вдоль осей симметрии  $z$  (II а, ВПИ среды) или  $x$  (II б, ГПИ среды). Ось симметрии совпадает с направлением сил сжатия  $F_z$  либо с простиранием зернистости, стохастической трещиноватости или элементов кристаллической структуры среды.

Индикатрисы класса II также подразделяются на три типа:

Тип II 1 — эллипсоид:  $E = \chi < 1$ ,

Тип II 2 — квазиэллипсоид с «недостатком»:  $E < \chi < 1$ ,

Тип II 3 — квазиэллипсоид «с избытком»:  $E > \chi < 1$ .

Класс III (рис. 4.6) занимает промежуточное положение между I и II классами. Он включает следующие три типа индикатрис:

Тип III 1 — сфера (среда изотропна):  $E = \chi = 1$ ,

Тип III 2 — квазисфера «с недостатком»:  $E < \chi = 1$ ,

Тип III 3 — квазисфера «с избытком»:  $E > \chi = 1$ .

Для иллюстрации изложенных закономерностей в поведении индикатрис  $P$  волн приведем вертикальные сечения не схематических, а действительных индикатрис  $V(\alpha)/V_{\perp}$  фазовых и лучевых скоростей (рис. 4.7), рассчитанных по формулам (4.39) и (4.42), где  $K^2 + 2\gamma_{\perp}^2 = E = V_{P_d}^2/V_{P_{\perp}}^2$ , для параметров  $\chi = 1,1 > 1$  (а),  $\chi = 0,9 < 1$  (б),  $\chi = 1$  (в) и значений параметра  $E$ , изменяющихся в пределах  $0,3 < E < 1,7$ .

Из рис. 4.7 видно, что при  $E = \chi$  индикатрисы лучевых скоростей имеют форму практически не отличающуюся от эллипса и не имеет промежуточных при  $0 < \alpha < \pi/2$  и  $0 < \beta < \pi/2$  экстремумов. В этом случае в соответствии с теоремой Апполония

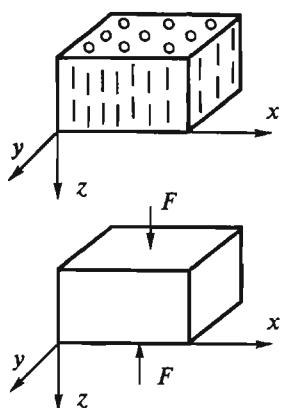
$$V_p(\beta = 45^\circ) = V_{P_d} = \sqrt{V_{P_{\parallel}} V_{P_{\perp}}} = \sqrt{\frac{V_{P_{\parallel}}^2 + V_{P_{\perp}}^2}{2}} .$$

$$\text{При } E < \chi, \quad V_{P_d} < \sqrt{V_{P_{\parallel}} V_{P_{\perp}}} ,$$

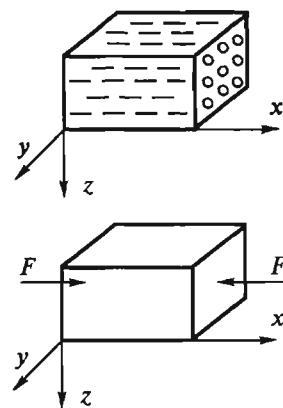
$$\text{при } E > \chi, \quad V_{P_d} > \sqrt{V_{P_{\parallel}} V_{P_{\perp}}} .$$

Как показал анализ экспериментальных данных, приведенных в работе [105], выполненный В.А.Бакировым, большинство анизотропных пород относятся к типу I.1 или II.1 ( $E \approx \chi$ ).

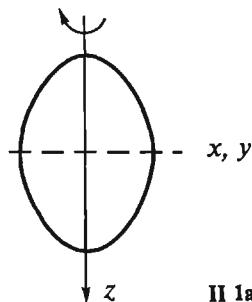
Класс IIa ВПИ



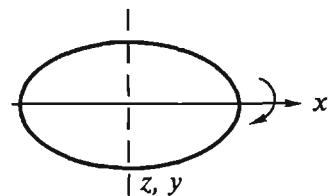
Класс IIб ГПИ



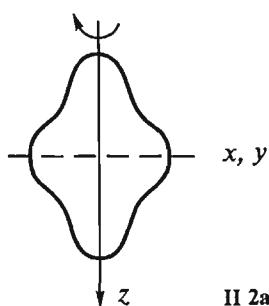
A



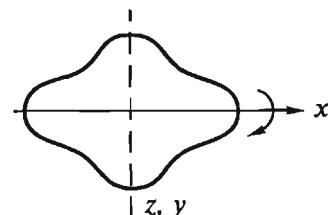
II 1a



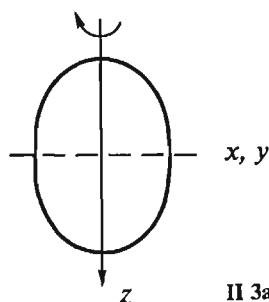
II 1б



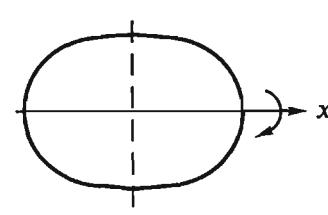
II 2a



II 2б



II 3a



II 3б

Б

Рис. 4.5. Схематическое изображение факторов анизотропии (А) и индикатрис лучевой скорости (Б) класса II

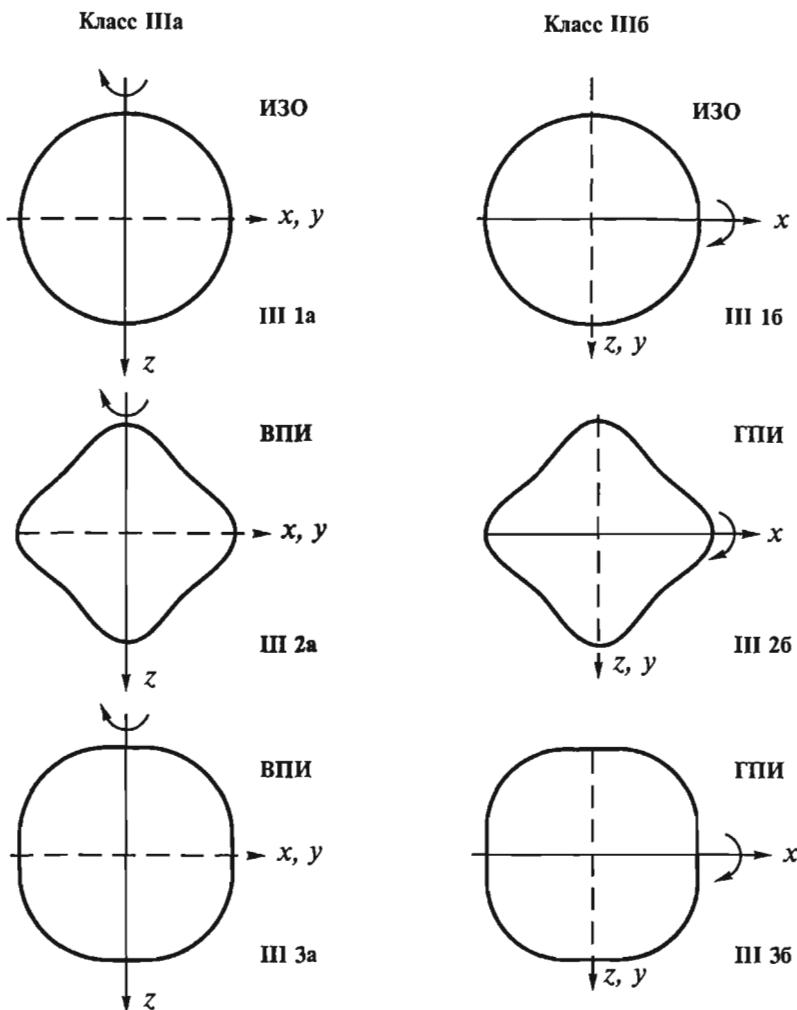


Рис. 4.6. Схематическое изображение и индикатрис лучевой скорости класса III

Поэтому приведем основные формулы, характеризующие поведение фазовых и лучевых скоростей при  $E = \chi$ . В этом случае из выражения (4.39) следует с высокой точностью:

$$V(\alpha) = \sqrt{V_{\perp}^2 \cos^2 \alpha + V_{\parallel}^2 \sin^2 \alpha}, \quad (4.43)$$

где  $\alpha$  — угол между нормалью к фронту волны и осью симметрии — вертикальной в случае ВПИ среды и горизонтальной — в случае ГПИ среды.

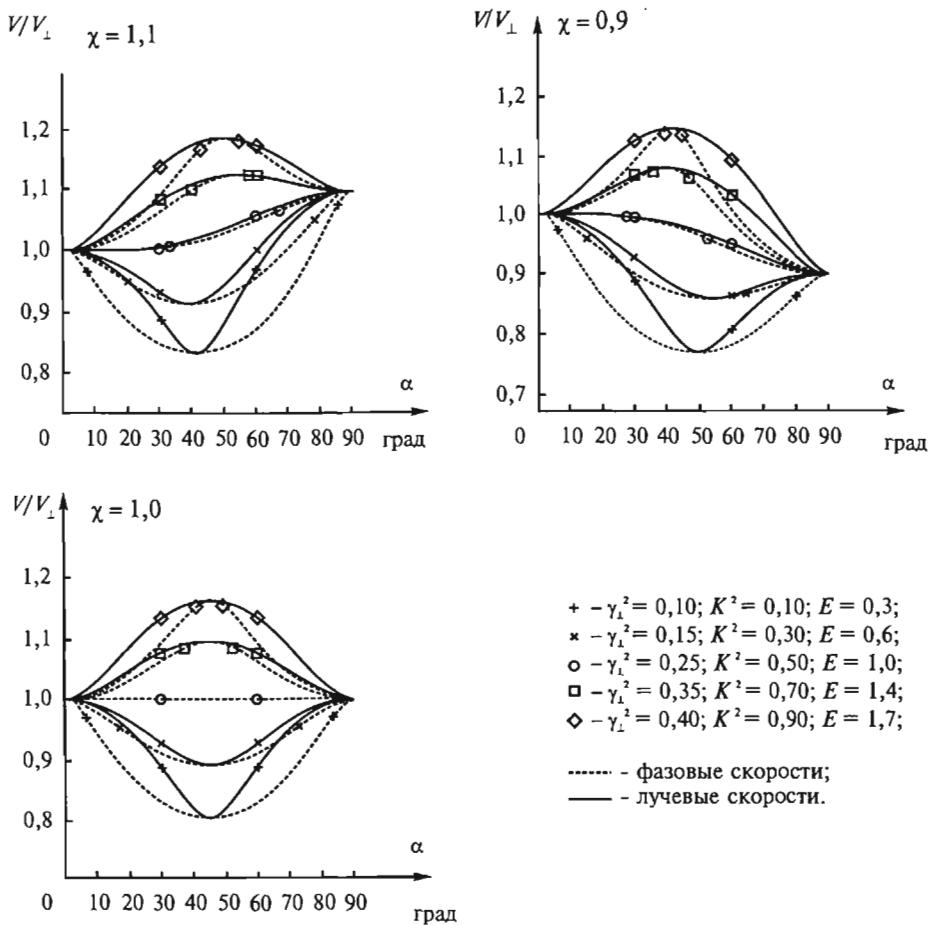


Рис. 4.7. Индикатрисы  $\frac{V}{V_{\perp}}(\alpha)$  фазовых и лучевых скоростей  $P$ -волны по В.А. Бакирову, при различных упругих параметрах  $\chi$ ,  $E$ ,  $K$  и  $\gamma_{\perp}$  (связь параметров см. табл. 4.2).  
 $V_{\perp}$  — скорость в направлении оси симметрии

Исходя из (4.43) с учетом (4.42) будем иметь:

$$V_L(\beta) = V_{\parallel} V_{\perp} \sqrt{V_{\perp}^2 \sin^2 \beta + V_{\parallel}^2 \cos^2 \beta}, \quad (4.44)$$

где  $\beta$  — угол между лучем и осью симметрии.

На практике, вне зависимости от направления оси симметрии, удобнее направления нормалей и лучей определять относительно вертикали (оси  $z$ ),

характеризуя их углами  $\alpha_z$  и  $\beta_z$ . В случае ВПИ среды с  $z$ -осевой симметрией  $\alpha = \alpha_z$ ,  $\beta = \beta_z$  и вид формул, описывающих поведение индикатрис, сохраняется прежним — (4.43—4.44). Для ГПИ среды с  $x$ -осевой симметрией  $\alpha \neq \alpha_z$  и  $\beta \neq \beta_z$  и формулы (4.43—4.44) принимают вид:

$$V(\alpha_z, \theta) = \sqrt{V_{\perp}^2 \sin^2 \alpha_z \cos^2 \theta + V_{\parallel}^2 (1 - \sin^2 \alpha_z \cos^2 \theta)}, \quad (4.45)$$

$$V_{\perp}(\beta_z, \theta) = V_{\parallel} V_{\perp} / \sqrt{[V_{\perp}^2 (1 - \sin^2 \beta_z \cos^2 \theta) + V_{\parallel}^2 \sin^2 \beta_z \cos^2 \theta]}, \quad (4.46)$$

где  $\theta$  — азимут наблюдений относительно оси симметрии  $x$ .

Остановимся на форме индикатрис скоростей  $SH$  и  $SV$  волн (рис. 4.8). Из (4.38) и (4.42) и рис. 4.8 видно, что индикатрисы фазовой и лучевой скорости  $V_{SH}$  являются эллипсоидами вращения относительно оси анизотропии. Формулы индикатрис фазовых и лучевых скоростей  $SH$  волн в параметрах  $\alpha_z$ ,  $\beta_z$  будут всегда, независимо от соотношения  $E$  и  $\chi$ , иметь вид (4.43—4.44) для ВПИ среды и (4.45—4.46) для ГПИ среды.

Индикатрисы лучевых и фазовых скоростей  $SV$  волн при  $E = \chi$  имеют форму сферы, при  $E < \chi$  — квазисфера «с недостатком», при  $E > \chi$  — квазисфера «с избытком». При  $E \neq \chi$  на индикатрисах лучевых скоростей  $SV$  волн образуются петли. Для  $P$  и  $SH$  волн такое явление не наблюдается.

В предыдущих параграфах были рассмотрены анизотропные однородные среды, характеризующиеся прямолинейностью лучей и постоянством в пределах

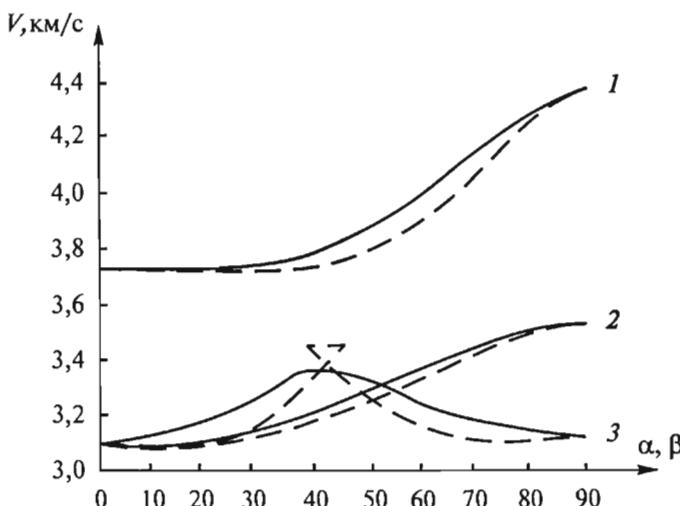
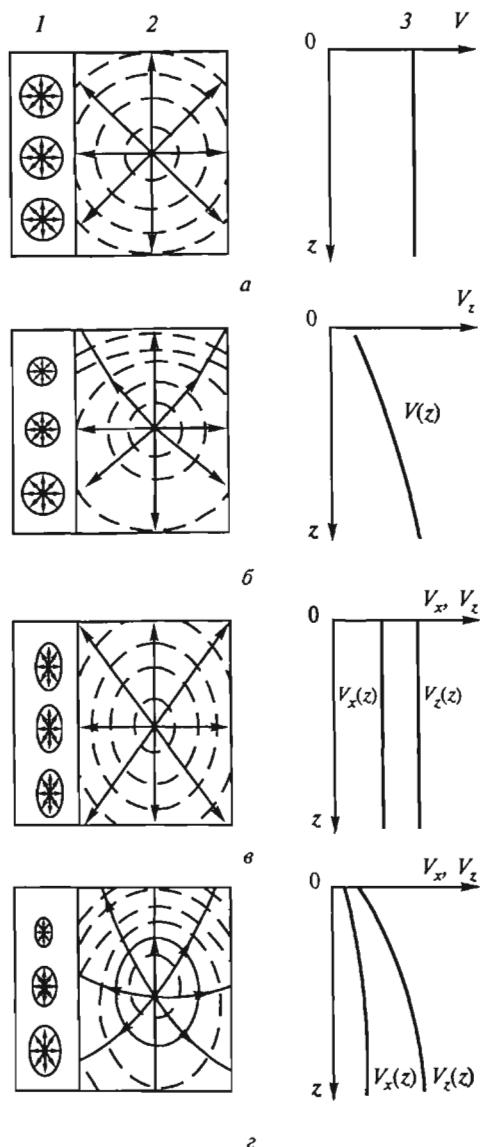


Рис. 4.8. Соотношение фазовых (сплошные линии) и лучевых (пунктир) скоростей волн  $P$  (1),  $SH$  (2),  $SV$  (3) для поперечно-изотропной среды:  
 $\alpha$  и  $\beta$  — углы нормали и луча с осью симметрии

луча углов  $\beta_z$  и  $\theta$ . В случае неоднородной среды постоянство углов и прямолинейность лучей нарушается. На рис. 4.9, в качестве примера показан ход лучей в вертикальнонеоднородных изотропных и поперечно-анизотропных средах.



**Рис. 4.9. Схематическое изображение:** 1 — индикатрис; 2 — лучей и изохрон;  
3 — законы изменения скоростей  $V_z(z)$  вдоль оси симметрии  $z$   
и  $V_x(z)$  перпендикулярно оси  $z$  для однородной изотропной (*а*),  
вертикально-градиентной изотропной (*б*), однородной поперечно-изотропной (*в*)  
и вертикально-градиентной поперечно-изотропной (*г*) сред

#### 4.6.3. Влияние анизотропии на кинематические (эффективные) параметры $P$ волн

От типа индикатрис  $V_{\lambda}(\beta_z, \theta)$  существенно зависят кинематические параметры волн и, в первую очередь, эффективная скорость  $V_{\text{ЭФ}}$ .

Так, в случае ВПИ среды, при эллипсоидной форме индикатрисы ( $E = \chi$ ) имеем  $V_{\text{ЭФ}} = V_{\parallel}$ , в случае квазиэллипса «с недостатком» ( $E < \chi$ )  $V_{\text{ЭФ}} < V_{\parallel}$ . При эллипсоиде «с избытком» ( $E > \chi$ )  $V_{\text{ЭФ}} > V_{\parallel}$ .

Для ГПИ среды характерна более сложная картина. При  $E = \chi$  скорость  $V_{\text{ЭФ}}$  изменяется с азимутом от значений  $V_{\text{ЭФ}} = V_{\perp}$  при наблюдениях в направлении оси симметрии ( $\theta = 0$ ) до  $V_{\text{ЭФ}} = V_{\parallel}$  при наблюдениях, перпендикулярных оси симметрии ( $\theta = \pi/2$ ). При  $E < \chi$  и  $\theta = 0$  —  $V_{\text{ЭФ}} < V_{\perp}$ , при  $E < \chi$  и  $\theta = \pi/2$  —  $V_{\text{ЭФ}} < V_{\parallel}$ . В случае  $E > \chi$  при  $\theta = 0$  —  $V_{\text{ЭФ}} > V_{\perp}$ , а при  $\theta = \pi/2$  —  $V_{\text{ЭФ}} > V_{\parallel}$ .

Другим важным кинематическим параметром является эффективный или кажущийся коэффициент анизотропии  $K_{\text{ЭФ}}$ , который определяет отношение эффективной (кажущейся горизонтальной) скорости к скорости по вертикали  $V_z$

$$K_{\text{ЭФ}}(\theta) = V_{\text{ЭФ}}(\theta)/V_z.$$

Параметры  $K_{\text{ЭФ}}$  и  $V_{\text{ЭФ}}$  несут важную информацию об упругих свойствах среды. В 3D сейсморазведке  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  можно найти по временными полям отраженных волн, а  $K_{\text{ЭФ}}(\theta)$  получить, имея зависимость  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  и зная скорость  $V_z$  по данным скважинных наблюдений. Связь кинематических  $V_{\text{ЭФ}}$  и  $K_{\text{ЭФ}}$  и упругих параметров при любом типе индикатрисы можно установить на основе её эллипсоидальной аппроксимации в секторе углов  $0 < \beta_z < \pi/4$  и соответствующей аппроксимации поверхностного годографа отраженной волны гиперболоидом. Схема аппроксимации для частного случая  $E < \chi$  изображена на рис. 4.10.

Для горизонтально-слоистой ВПИ среды с  $z$ -осевой симметрией:

$$V_{\text{ЭФ}}^2 = 2 V_{\vartheta}^2 - V_{\perp}^2$$

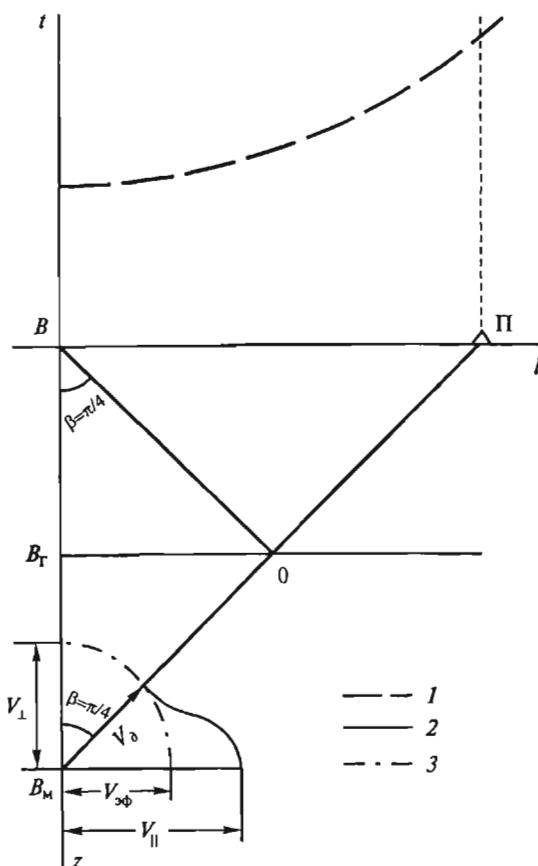
$$K_{\text{ЭФ}}^2 = (2 V_{\vartheta}^2 - V_{\perp}^2) / V_{\perp}^2 \quad (4.47)$$

где  $V_{\vartheta}$  — лучевая скорость в диагональном направлении при  $\beta_z = \pi/4$ . Зная из табл. 4.2, что

$$V_{\vartheta}^2 = (\lambda_{\perp} + 2\mu^*)/\rho = (C_{13} + 2C_{44})/\rho$$

будем иметь:

$$\begin{aligned} V_{\text{ЭФ}}^2 &= (\lambda_{\perp} + 4\mu_{\perp} - 2\mu_{\perp})/\rho = (2C_{13} + 4C_{44} - C_{33})/\rho, \\ K_{\text{ЭФ}}^2 &= (\lambda_{\perp} + 4\mu_{\perp} - 2\mu_{\perp})/(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}) = (2C_{13} + 4C_{44} - C_{33})/C_{33} \end{aligned} \quad (4.48)$$



**Рис. 4.10. Схема аппроксимации годографа отраженной волны и индикатрисы лучевой скорости в случае горизонтальной отражающей границы и анизотропной среды с  $z$ -осевой симметрией:**

1 — годограф и аппроксимирующая его гипербола в секторе углов выхода ( $0 \leq \beta \leq \pi/4$ );  
 2 — индикатриса лучевой скорости; 3 — эллипс, аппроксимирующий индикатрису 2 в секторе  $0 \leq \beta \leq \pi/4$ , где  $V_{\perp}$  — скорость по вертикали,  $V_{\parallel}$  — скорость по горизонтали,  $V_{\phi}$  — диагональная скорость при  $\beta_z = \pi/4$ ,  $V_{\text{эфф}}$  — эффективная скорость

В вертикально трещиноватой ГПИ среде с  $x$ -осевой симметрией  $V_{\text{эфф}}$  и  $K_{\text{эфф}}$  изменяются с азимутом  $\theta$ , и аппроксимация индикатрисы в секторе  $0 < \beta_z < \pi/4$  эллипсоида позволяет получить следующее равенство:

$$V_{\text{эфф}}^2 = 2V_{\phi}^* - V_{\parallel} \quad (4.49)$$

Здесь  $V_{\phi}^*$  в отличие от  $V_{\phi}$  (4.47) зависит от  $\theta$  и является диагональной скоростью в вертикальных плоскостях азимута  $\theta$ .

$$V_{\partial}^2(\theta) = \sqrt{V_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + V_{\partial}^2 \sin^2 \theta} \quad (4.50)$$

При наблюдениях перпендикулярно трещиноватости (ось  $x$ ,  $\theta = 0$ ) из (4.49—4.50) следует:

$$V_{\Theta\Phi x}^2 = 2V_{\partial}^2 - V_{\parallel}^2$$

$$K_{\Theta\Phi xz}^2 = (2V_{\partial}^2 - V_{\parallel}^2)/V_{\parallel}^2$$

или

$$\begin{aligned} V_{\Theta\Phi x}^2 &= [2(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}) - (\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel})]/\rho = [2(C_{13} + 2C_{55}) - C_{33}]/\rho, \\ K_{\Theta\Phi xz}^2 &= [2(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}) - (\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel})]/(\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}) = [2(C_{13} + 2C_{55}) - C_{33}]/C_{33} \end{aligned} \quad (4.51)$$

Если  $\theta = \pi/2$  (ось  $y$ )

$$V_{\Theta\Phi y}^2 = V_{\parallel}^2 = (\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel})/\rho = C_{33}/\rho, \quad (4.52)$$

$$K_{\Theta\Phi} = 1.$$

В диагональном направлении по отношению к осям  $x$  и  $y$  ( $\theta = \pi/4$ )

$$\begin{aligned} V_{\Theta\Phi}^2 &= V_{\partial}^2 = (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})/\rho = (C_{13} + 2C_{55})/\rho, \\ K_{\Theta\Phi}^2 &= (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})/(\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}) = (C_{13} + 2C_{55})/C_{55}. \end{aligned} \quad (4.53)$$

## 4.7. Квазанизотропия и макроанизотропия слоистых и трещиноватых поперечно-изотропных сред

### 4.7.1. Упругие параметры квазипоперечноизотропной среды

Как уже указывалось в главе 3, анизотропия геологических сред — понятие относительное и зависит от соотношения масштаба измерений (длины волны) и размера носителей неоднородности и упорядоченности (мощности чередующихся тонких слоев, мощности чередующихся тонкослоистых пачек, размера трещин, их густоты). Если носители имеют размеры, существенно меньшие, чем длина волны, и равномерное пространственное распределение, то сложенная ими среда ведет себя как однородная идеально анизотропная. Если носители

имеют размеры, соизмеримые с длиной волны, среда является квазианизотропной. В случае упорядоченности крупных элементов (пластов, зон трещиноватости) с поперечными размерами, большими, чем длина волны, среда также обладает зависимостью интегральных свойств от направления распространения волны, т.е. является макроанизотропной. При неравномерном распределении носителей среда является неоднородной анизотропной. В случае, когда среда представлена носителями разных размеров, а спектр волны содержит существенно разные частоты, среда может проявлять себя по-разному: быть идеально анизотропной на низких частотах, квазианизотропной на средних частотах и макроанизотропной при высоких частотах.

Остановимся на связи упругих параметров однородной квазианизотропной среды, представленной чередованием изотропных носителей (слоев, трещин), поперечные размеры которых меньше или соизмеримы с длиной волны. Известен ряд моделей такой среды (модели Постма, Эшелби, Хадсона и др.) Мы ограничимся рассмотрение наиболее простейшей из них, предложенной Постма [99] и детально исследованной М.В. Невским, Ф.М. Ляховицким и др. Упругие параметры Ламе такой модели можно выразить через параметры изотропных слоев следующим образом:

$$\begin{aligned}\lambda_{\parallel} &= [\sum \lambda_i \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i)]^2 / \sum \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i) + 2 \sum \mu_i \lambda_i \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i) , \\ \lambda_{\perp} &= [\sum \lambda_i \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i)] / \sum \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i) , \\ \lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp} &= 1 / \sum \eta_i / (\lambda_i + 2\mu_i) , \\ \mu' &= 1 / \sum \eta_i / \mu_i , \\ \mu_{\parallel} &= \sum \mu_i \eta_i , \\ \rho &= \sum \rho_i \eta_i .\end{aligned}\tag{4.54}$$

В формулах (4.54) и последующих выражениях, вытекающих из этих формул,

$\sum = \sum_{i=1}^m$ ,  $m$  — число тонких изотропных слоев или трещин, слагающих суммар-

ную мощность  $\sum h_i$  пачки слоев,  $\eta_i = h_i / \sum h_i$  — удельная мощность,  $\lambda_i$ ,  $\mu_i$  — параметры Ламе,  $\rho_i$  — плотность слоя или трещины. Считается, что квазианизотропная однородная среда представлена чередованием одинаковых пачек, число которых может быть сколь угодно велико.

#### 4.7.2. Главные скорости квазанизотропной и макроанизотропной сред

Используя выражения (4.54) и формулы таблицы 4.2 можно определить связь главных скоростей  $V_{\parallel}^{H^4}$  и  $V_{\perp}^{H^4}$  квазипоперечно-изотропной среды, характеризующих распространение длинноволновых, по сравнению с мощностями  $h_i$  слоев (т.е. низкочастотных) колебаний по простиранию ( $V_{\parallel}^{H^4}$ ) и вкрест простирания ( $V_{\perp}^{H^4}$ ) слоев:

$$\begin{aligned} V_{P\perp}^{2H^4} &= \frac{1}{\sum \frac{\eta_i}{\lambda_i + 2\mu_i} \sum \rho_i \eta_i} = \frac{1}{\sum \frac{\eta_i}{V_i^2 \rho_i} \sum \rho_i \eta_i}, \\ V_{SH\perp}^{2H^4} &= \frac{1}{\sum \frac{\eta_i}{\mu_i} \sum \rho_i \eta_i} = \frac{1}{\sum \frac{\eta_i}{V_{iSH}^2 \rho_i} \sum \rho_i \eta_i} = V_{SV\perp}^{2H^4} = V_{SV\parallel}^{2H^4}, \\ V_{SH\parallel}^2 &= \frac{\sum \mu_i \eta_i}{\sum \rho_i \eta_i} = \frac{\sum V_{iSH}^2 \rho_i \eta_i}{\sum \rho_i \eta_i}. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Для  $V_{P\parallel}$  получается довольно громоздкое выражение:

$$V_{P\parallel}^{2H^4} = \frac{1}{\sum \rho_i \eta_i} \left[ \frac{\left( \sum \frac{\lambda_i \eta_i}{\lambda_i + 2\mu_i} \right)^2}{\sum \frac{\eta_i}{\lambda_i + 2\mu_i}} + 2 \sum \frac{\mu_i \lambda_i \eta_i}{\lambda_i + 2\mu_i} + \sum \mu_i \eta_i \right]. \quad (4.56)$$

Ю.В. Ризниченко [37], исходя из теории электромеханических аналогий, показал возможность упрощения этого выражения, представив и его в приближенном виде:

$$V_{P\parallel}^{2H^4} = \frac{\sum (\lambda_i + 2\mu_i) \eta_i}{\sum \rho_i \eta_i} = \frac{\sum V_{iP}^2 \rho_i \eta_i}{\sum \rho_i \eta_i}. \quad (4.57)$$

Скорости волн в макроанизотропной среде, характеризующие распространение коротковолновых, по сравнению с мощностями слоев  $h_i$  (т.е. высокочастотных) колебаний по простиранию слоев ( $V_{\parallel}^{B^4}$ ) и вкрест простирания ( $V_{\perp}^{B^4}$ ) связанные с параметрами слоев следующим образом:

Скорости  $V_{P\perp}^{\text{БЧ}}$ ,  $V_{SH\perp}^{\text{БЧ}}$ ,  $V_{SV\parallel}^{\text{БЧ}}$  равны средней скорости

$$V_{P\perp}^{\text{БЧ}} = \frac{\sum \eta_i}{\sum \eta_i / V_{Pi}},$$

$$V_{SV\perp}^{\text{БЧ}} = V_{SV\parallel}^{\text{БЧ}} = V_{SH\perp}^{\text{БЧ}} = \frac{\sum \eta_i}{\sum \eta_i / V_{Si}}. \quad (4.58)$$

Скорости  $V_{P\parallel}^{\text{БЧ}}$  и  $V_{SH\parallel}^{\text{БЧ}}$  равны максимальным скоростям в исследуемой толще

$$V_{P\parallel}^{\text{БЧ}} = V_{P\max},$$

$$V_{SH\parallel}^{\text{БЧ}} = V_{S\max}. \quad (4.59)$$

Из (4.55—4.59) следует

$$V_{P\parallel}^{\text{БЧ}} >> V_{P\parallel}^{\text{НЧ}}, \quad V_{S\parallel}^{\text{БЧ}} >> V_{SH\parallel}^{\text{НЧ}},$$

$$V_{P\perp}^{\text{БЧ}} > V_{P\perp}^{\text{НЧ}}, \quad V_{S\perp}^{\text{БЧ}} > V_{S\perp}^{\text{НЧ}}. \quad (4.60)$$

Неравенства (4.60) свидетельствуют о том, что для поперечно-изотропной среды, как уже было отмечено в главе 3, свойственна, в основном, аномальная квазидисперсия II рода ( $V^{\text{БЧ}} > V^{\text{НЧ}}$ ). Нормальная квазидисперсия ( $V^{\text{НЧ}} > V^{\text{БЧ}}$ ) при распространении волн вкрест простирания слоев возможна за счет запаздывания высокочастотных составляющих спектра в связи с многократным отражением на границах слоев.

#### 4.7.3. Обобщенная формула индикатрисы лучевой скорости

Рассмотрим часто встречающийся случай, когда поперечно-изотропная среда для низкочастотной части спектра являясь квазанизотропной, характеризуется отсутствием преломления лучей на границе тонких слоев (трещин), а для высокочастотной части спектра эта же среда проявляет себя как слоистая макроанизотропная среда, обладая свойствами преломления лучей на границах слоев. Индикатрисы лучевых скоростей  $P$  волн в такой среде хорошо аппроксимируются следующей формулой, которая представляет обобщенное выражение формулы «синусов», предложенной В.А. Бакировым [61, 62]:

$$V_L(\theta, \beta_z) = V_\parallel / [1 + (\chi - 1)C]. \quad (4.61)$$

Здесь, в случае ВПИ среды:

$$C = |\cos \beta_z|^n$$

в случае ГПИ среды:

$$C = |\sin \beta_z \cdot \cos \theta|^n$$

где  $\theta$  — азимут лучевой плоскости (линии наблюдений), относительно оси симметрии,  $\beta_z$  — угол луча с вертикалью,  $\chi = V_{\parallel}/V_{\perp}$ .

При  $0,8 < n < 1,8$  и величинах, свойственных реальным средам, формула (4.61) представляет индикатрису в виде квазиэллипсоида «с недостатком» ( $E < \chi$ ). При  $n \approx 1,8$  выражение (4.61) практически совпадает с формулами (4.44) и (4.46), определяющими поведение лучевой скорости при эллипсоидной форме индикатрисы ( $E \approx \chi$ ). Если  $n > 1,8$ , индикатриса имеет форму квазиэллипсоида «с избытком» ( $E > \chi$ ). И только при  $n \approx 0,7-0,8$  равенство (4.61) определяет зависимость лучевой скорости от направления распространения волны с учетом преломления лучей на границах слоев (разломов), представляя индикатрису макроанизотропной однородной среды.

На рис. 4.11 дано сопоставление вертикальных сечений индикатрис лучевой скорости  $V(\beta_z)$  и ее относительных отклонений от эллипса ( $E = \chi$ ) при  $\chi = V_{p\parallel}/V_{p\perp} = 1,2$  для ВПИ среды. Внутренние кривые соответствуют обобщенной формуле (4.61) при  $n = 0,75$  и совпадают с кривыми, рассчитанными

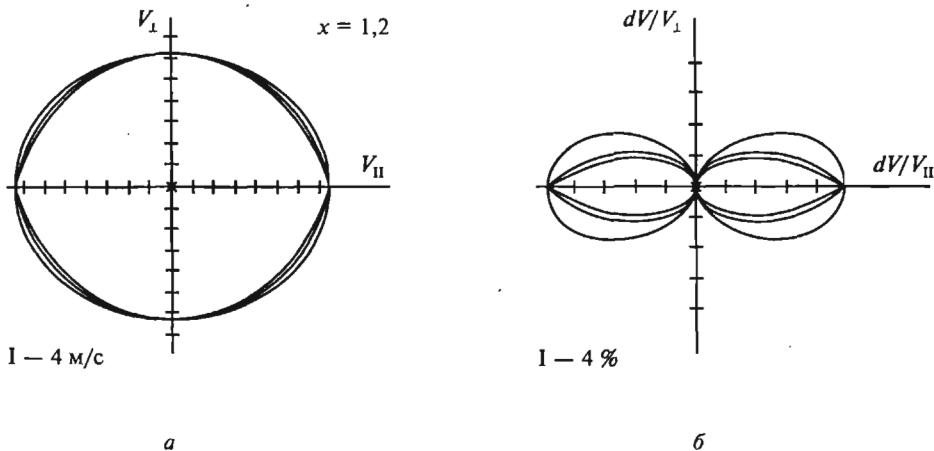


Рис. 4.11. Индикатрисы скоростей (а) и их относительных отклонений (б) от эллипса при  $\chi = 1,2$

по лучевой схеме с учетом преломления. Внешние кривые рассчитаны для квазианизотропной среды при  $E = \chi$  по формуле эллипса (4.44), средние кривые по обобщенной формуле (4.61) при  $n = 1$ . Как видно из рисунка, индикатрисы,

рассчитанные с учетом преломления лучей и по обобщенной формуле (4.61) при  $n = 0,75$  и  $n = 1$  мало отличаются от эллипса. Главное отличие состоит в том, что эллиптическая индикатриса является гладкой повсюду, тогда как индикатриса, соответствующая макроанизотропной среде имеет точку излома при  $\beta_z = \pi/2$ , т.е. по простирации упорядоченных неоднородностей, обусловленную дискретностным характером носителей анизотропии.

Таким образом, обобщенная формула (4.61) хорошо аппроксимирует форму индикатрисы как в случае квазианизотропии среды, так и в случае ее макроанизотропии только при  $V_{\parallel}^{вq} = V_{\parallel}^{нq}$ ,  $V_{\perp}^{вq} = V_{\perp}^{нq}$ ,  $\chi_{вq} = \chi_{нq}$ . Однако надо иметь в виду, что главные скорости  $V_{\parallel}^{нq}$  и  $V_{\perp}^{нq}$  (4.55) при отсутствии преломления и  $V_{\parallel}^{вq}$ ,  $V_{\perp}^{вq}$  (4.58) при его наличии существенно различны ( $V_{\parallel}^{вq} >> V_{\parallel}^{нq}$ ,  $V_{\perp}^{вq} > V_{\perp}^{нq}$ ). Поэтому среда с одинаковыми параметрами  $\lambda$ ,  $\mu$ , и  $\eta$ , при наличии и отсутствии преломления будет иметь несовпадающие индикатрисы квазиэллиптической формы.

## 4.8. Упругие и скоростные свойства ортотропной среды

### 4.8.1. Закон Гука и упругие параметры ортотропной среды

В соответствии с матрицей упругих параметров (4.19) и принятой в (4.1) последовательностью уравнений, закон Гука для ортотропной среды имеет вид:

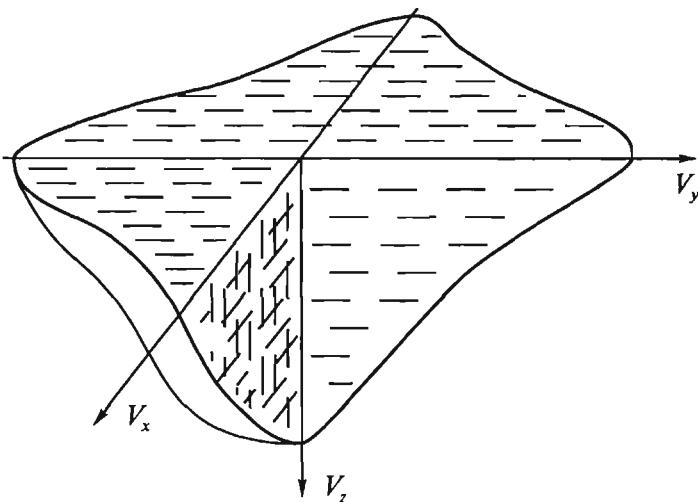
$$\begin{array}{c|ccc|c|c} \tau_{xx} & C_{11} & C_{12} & C_{13} & e_{xx} \\ \tau_{yy} & C_{21} & C_{22} & C_{23} & e_{yy} \\ \tau_{zz} & = & C_{13} & C_{23} & C_{33} & \times & e_{zz} \\ \tau_{yz} & & & C_{44} & e_{yz} \\ \tau_{zx} & & & C_{55} & e_{zx} \\ \tau_{xy} & & & C_{66} & e_{xy} \end{array} \quad (4.62)$$

и включает 9 независимых упругих параметров  $C_{11}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{13}$ ,  $C_{22}$ ,  $C_{23}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$ ,  $C_{55}$ ,  $C_{66}$ .

Ортотропность среды может быть обусловлена двумя или тремя ортогонально направленными факторами, действующими в направлении осей  $x$ ,  $y$  и  $z$ .

Фактором, действующим в направлении  $x$ , может служить вертикальная трещиноватость, параллельная плоскости  $yz$ , в направлении  $y$  — вертикальная трещиноватость, параллельная плоскости  $xz$ , в направлении  $z$  — горизонтальная слоистость, параллельная плоскости  $xy$ .

На рис. 4.12 дано схематическое аксонометрическое изображение индикатрисы для модели ортотропной среды, обладающей тремя плоскостями симметрии ( $yoz$ ,  $xoz$ ,  $xoy$ ) и соответствующими ( $x$ ,  $z$ ) направлениями действия факторов, вызывающих анизотропию.



**Рис. 4.12. Аксонометрическое изображение индикатрисы лучевой скорости дуффакторной (слоисто-трещиноватой) ортотропной среды:**

Горизонтальная слоистость ортогональна оси  $z$ ,  
вертикальная трещиноватость ортогональна оси  $x$

Для характеристики ортотропной среды в случае слабой анизотропии могут быть использованы параметры Томсена [105], число которых равно 9. Параметры Томсена связаны с  $C_{mn}$  следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_x &= \epsilon_{yz} = (C_{22} - C_{33}) / 2C_{33}, \\
 \gamma_x &= \gamma_{yz} = (C_{66} - C_{55}) / 2C_{55}, \\
 \delta_x &= \delta_{yz} = (C_{23} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2 / 2C_{33}(C_{33} - C_{44}); \\
 \epsilon_y &= \epsilon_{xz} = (C_{11} - C_{33}) / 2C_{33}, \\
 \gamma_y &= \gamma_{xz} = (C_{66} - C_{44}) / 2C_{44}, \\
 \delta_y &= \delta_{xz} = (C_{13} + C_{55})^2 - (C_{33} - C_{55})^2 / 2C_{33}(C_{33} - C_{55}); \\
 \epsilon_z &= \epsilon_{xy} = (C_{11} - C_{22}) / 2C_{22}, \\
 \gamma_z &= \gamma_{xy} = (C_{55} - C_{44}) / 2C_{44}, \\
 \delta_z &= \delta_{xy} = (C_{12} + C_{66})^2 - (C_{22} - C_{66})^2 / 2C_{22}(C_{22} - C_{66}).
 \end{aligned} \tag{4.63}$$

Формулы (4.63) получены для среды, анизотропия которой обусловлена действием факторов в трех ортогональных направлениях  $x, y, z$ .

Индексы  $yz, xz, xy$  в (4.63) указывают плоскость симметрии, перпендикулярно которой действуют факторы, а  $x, y, z$  — направление действия факторов.

Важными параметрами ортотропной среды являются главные скорости  $P$  и  $S$  волн  $V_{px}, V_{py}, V_{pz}, V_{sx}, V_{sy}, V_{sz}$  по направлениям  $x, y, z$  действия факторов, т.е. перпендикулярно слоистости или трещиноватости и диагональные скорости  $P$  волн в направлениях, близких к  $45^\circ$  по отношению к направлениям  $x, y$  и  $z$  действия факторов:  $V_{p\partial x}$  — в плоскости  $xy$ ,  $V_{p\partial y}$  — в плоскости  $yz$ ,  $V_{p\partial z}$  — в плоскости  $zx$ .

Главные скорости связаны с параметрами закона Гука  $C_{mn}$  (4.62) следующим образом:

$$\begin{aligned} V_{px} &= (C_{11}/\rho)^{1/2}, \quad V_{sx} = (C_{44}/\rho)^{1/2}, \\ V_{py} &= (C_{22}/\rho)^{1/2}, \quad V_{sy} = (C_{55}/\rho)^{1/2}, \\ V_{pz} &= (C_{33}/\rho)^{1/2}, \quad V_{sz} = (C_{66}/\rho)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Для диагональных скоростей  $P$  волн характерны следующие связи с параметрами  $C_{mn}$ :

$$\begin{aligned} V_{p\partial x} &= \sqrt{(C_{23} + C_{44})/\rho}, \\ V_{p\partial y} &= \sqrt{(C_{13} + C_{55})/\rho}, \\ V_{p\partial z} &= \sqrt{(C_{12} + C_{66})/\rho}. \end{aligned} \quad (4.65)$$

Параметры Томсена можно выразить через скорости:

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= (V_{py}^2 - V_{pz}^2) / 2V_{pz}^2 \equiv (V_{py} - V_{pz}) / V_{pz}, \\ \gamma_x &= (V_{sz}^2 - V_{sy}^2) / 2V_{sy}^2 \equiv (V_{sz} - V_{sy}) / V_{sy}, \\ \varepsilon_y &= (V_{px}^2 - V_{pz}^2) / 2V_{pz}^2 \equiv (V_{px} - V_{pz}) / V_{pz}, \\ \gamma_y &= (V_{sz}^2 - V_{sx}^2) / 2V_{sx}^2 \equiv (V_{sz} - V_{sx}) / V_{sx}, \\ \varepsilon_z &= (V_{px}^2 - V_{py}^2) / 2V_{py}^2 \equiv (V_{px} - V_{py}) / V_{py}, \\ \gamma_z &= (V_{sy}^2 - V_{sx}^2) / 2V_{sx}^2 \equiv (V_{sy} - V_{sx}) / V_{sx} \end{aligned} \quad (4.66)$$

$$\delta_x = [(V_{px}^2 - V_{sx}^2)^2 - (V_{py}^2 - V_{sy}^2)^2] / [2V_{px}^2(V_{px}^2 - V_{sx}^2)],$$

$$\delta_y = [(V_{px}^2 - V_{sy}^2)^2 - (V_{py}^2 - V_{sz}^2)^2] / [2V_{py}^2(V_{py}^2 - V_{sz}^2)],$$

$$\delta_z = [(V_{px}^2 - V_{sz}^2)^2 - (V_{py}^2 - V_{sy}^2)^2] / [2V_{pz}^2(V_{pz}^2 - V_{sz}^2)].$$

Главные скорости  $V_s$  в зависимости от направления смещения и положения лучевой плоскости могут выступать как скорости  $V_{sv}$  или  $V_{sh}$ . Так для лучевой плоскости  $xoz$  при смещениях параллельных  $z$  и перпендикулярных  $x$ :  $V_{sx} = V_{svx}$ , при смещениях параллельных  $y$  и перпендикулярных  $x$ :  $V_{sx} = V_{shx}$ .

Аналогично для плоскости  $yoz$ :  $V_{sy} = V_{svy}$  при смещениях параллельных  $z$  и перпендикулярных  $y$ :  $V_{sy} = V_{shy}$  при смещениях параллельных  $x$  и перпендикулярных  $z$ . Для плоскости  $xoz$ :  $V_{sz} = V_{svz}$  при смещениях параллельных  $x$  и перпендикулярных  $z$ ,  $V_{sz} = V_{shz}$  при смещениях параллельных  $y$  и перпендикулярных  $z$ .

Действительные коэффициенты анизотропии можно выразить через параметры  $C_{mn}$ , параметры Томсена и главные скорости следующим образом

Для продольных волн:

$$\begin{aligned} K_{pxz} &= V_{px}/V_{pz} = (C_{11}/C_{33})^{1/2} = 2\epsilon_x + 1, \\ K_{pyz} &= V_{py}/V_{pz} = (C_{22}/C_{33})^{1/2} = 2\epsilon_y + 1, \\ K_{pxy} &= V_{px}/V_{py} = (C_{11}/C_{22})^{1/2} = 2\epsilon_z + 1. \end{aligned} \quad (4.67)$$

Для поперечных волн:

$$\begin{aligned} K_{sxz} &= V_{sx}/V_{sz} = (C_{44}/C_{66})^{1/2} = 1/(2\gamma_y + 1), \\ K_{syz} &= V_{sy}/V_{sz} = (C_{55}/C_{66})^{1/2} = 1/(2\gamma_x + 1), \\ K_{sxy} &= V_{sx}/V_{sy} = (C_{44}/C_{55})^{1/2} = 1/(2\gamma_z + 1). \end{aligned} \quad (4.68)$$

Из формул (4.67—4.68) видно, что каждый из коэффициентов анизотропии зависит только от двух параметров  $C_{mn}$ , двух главных скоростей и одного параметра Томсена.

#### 4.8.2. Связь упругих и кинематических параметров ортотропной среды

Зная параметры  $C_{mn}$  или параметры Томсена можно найти кинематические параметры и наоборот. Определение кинематических параметров по упругим параметрам составляет сущность прямой задачи. На практике существует необходимость решения обратной задачи — определения упругих свойств среды по кинематическим параметрам, получаемым по результатам 3D сейсморазведки.

Однако, непосредственное определение кинематических параметров (главных скоростей и действительных коэффициентов анизотропии всех типов волн) в принципе невозможно. При многоволновых 3D наблюдениях методом отраженных волн имеется возможность получения индикаторис анизотропии скоростей  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  и нахождения по этим индикаторисам значений  $V_{\text{ЭФ}xz}$  и  $V_{\text{ЭФ}yz}$  в направлении осей симметрии  $x$  и  $y$  по отражениям в лучевых плоскостях  $xz$  и  $yz$  соответственно. Располагая данными трехкомпонентных скважинных наблюдений можно получать значения скоростей  $V_z$ . Зная  $V_{\text{ЭФ}xz}$ ,  $V_{\text{ЭФ}yz}$  и  $V_z$  легко найти эффективные (кажущиеся) коэффициенты анизотропии  $P$  и  $SV$  волн, а также действительные коэффициенты  $SH$  волн:

$$K_{\text{ЭФ}pxz} = V_{\text{ЭФ}pxz} / V_{pz}, \quad K_{\text{ЭФ}pyz} = V_{\text{ЭФ}pyz} / V_{pz},$$

$$K_{\text{ЭФ}svxz} = V_{\text{ЭФ}svxz} / V_{svz}, \quad K_{\text{ЭФ}svyz} = V_{\text{ЭФ}svyz} / V_{svz}, \quad (4.69)$$

$$K_{\text{ЭФ}shxz} = V_{\text{ЭФ}shxz} / V_{shz}, \quad K_{\text{ЭФ}shyz} = V_{\text{ЭФ}shyz} / V_{shz}.$$

Здесь индексы  $xy$ ,  $xz$  и  $yz$  характеризуют лучевую плоскость, для которой получены значения  $K_{\text{ЭФ}}$  и  $V_{\text{ЭФ}}$ . Первый из индексов  $x$  или  $y$  определяет направление профиля наблюдений. Например,  $K_{\text{ЭФ}xz}$  представляет эффективный коэффициент анизотропии, а  $V_{\text{ЭФ}xz}$  — эффективную скорость, вычисленные по профилю  $x$  для лучевой плоскости  $xz$ .

Определение  $V_{\text{ЭФ}}$  производят посредством аппроксимации вертикальных сечений годографа при  $\theta = \text{const}$  гиперболой, что соответствует аппроксимации индикаторис лучевых скоростей эллипсом. С учетом этого эффективные параметры  $SH$  волн в любом секторе углов  $\beta_z$  совпадают с действительными  $V_{\text{ЭФ}sh} = V_{sh}$ ,  $K_{\text{ЭФ}sh} = K_{sh}$ . Связь коэффициентов анизотропии  $K_{sh}$  с упругими параметрами в этом случае определяют выражения (4.68).

Для  $P$  и  $SV$  волн в связи с отклонением индикаторис скорости от эллипса имеет место зависимость  $V_{\text{ЭФ}}$  от того, при каких удалениях  $l$ , то есть в каком секторе угла  $\beta_z$  ведется поиск значений  $V_{\text{ЭФ}}$ . Если эллиптическую аппроксимацию выполнить в секторе малых углов  $\beta_z < \pi/4$ , то найденные при этом эффективные параметры  $V_{\text{ЭФ}}$  и  $K_{\text{ЭФ}}$  для  $P$  и  $SV$  волн можно выразить через  $C_{mn}$  подобно тому, как это было сделано для поперечно-изотропной среды в параграфе 4.6.3, используя значения диагональных скоростей. При нахождении  $V_{\text{ЭФ}xz}$  и  $K_{\text{ЭФ}xz}$  следует прибегнуть к аппроксимации лучевой индикаторис при  $\theta = 0$  в секторе  $0 < \beta < \pi/4$  эллипсом вида (4.46) с учетом связей (4.64—4.65) для скоростей  $V_o$  и  $V_z$  с  $C_{mn}$ , при определении  $V_{\text{ЭФ}yz}$  и  $K_{\text{ЭФ}yz}$  аналогичную процедуру следует выполнять при  $\theta = \pi/2$ . В итоге получим [93, 95, 96]:

$$K_{\text{ЭФ} P XZ} = \sqrt{(C_{55}/C_{33}) + (C_{13} + C_{55})^2 / C_{33}(C_{33} - C_{55})} = V_{\text{ЭФ} P X Z} / V_{PZ},$$

$$K_{\text{ЭФ} S V XZ} = \sqrt{(C_{11}/C_{55}) - (C_{13} + C_{55})^2 / C_{55}(C_{33} - C_{55})} = V_{\text{ЭФ} S V X Z} / V_{S Z},$$

$$K_{\text{ЭФ} P YZ} = \sqrt{(C_{44}/C_{33}) + (C_{23} + C_{44})^2 / C_{33}(C_{33} - C_{44})} = V_{\text{ЭФ} P Y Z} / V_{PZ}, \quad (4.70)$$

$$K_{\text{ЭФ} S V YZ} = \sqrt{(C_{22}/C_{44}) - (C_{23} + C_{44})^2 / C_{44}(C_{33} - C_{44})} = V_{\text{ЭФ} S V Y Z} / V_{S Z}.$$

Теоретически существует возможность получения отраженных волн от вертикальной плоскости  $y = \text{const}$ , параллельной оси  $x$  и вычисления эффективных скоростей  $V_{\text{ЭФ} XY}$  в направлении  $x$  для лучевой плоскости  $x y$ . В этом случае эффективные коэффициенты анизотропии можно представить так:

$$K_{\text{ЭФ} P XY} = V_{\text{ЭФ} P XY} / V_{PY} = \sqrt{(C_{66}/C_{11}) - (C_{12} + C_{66})^2 / C_{22}(C_{22} - C_{66})}, \quad (4.71)$$

$$K_{\text{ЭФ} S V XY} = V_{\text{ЭФ} S V XY} / V_{SY} = \sqrt{(C_{11}/C_{66}) - (C_{12} + C_{66})^2 / C_{66}(C_{22} - C_{66})}.$$

Как уже было сказано, для  $SH$  волн эффективные коэффициенты, учитывая эллиптичность вертикальных сечений индикаторис скорости, совпадают с действительными коэффициентами анизотропии (4.68).

$$K_{\text{ЭФ} SH XY} = K_{SXZ}, \quad K_{\text{ЭФ} SH YZ} = K_{SYZ}.$$

По значениям кинематических параметров, исходя из формул (4.63—4.66), (4.70—4.71) и (4.68), можно найти как упругие параметры Томсена, так и параметры  $C_{mn}$ , т.е. решить обратную задачу.

Для параметров Томсена получены следующие формулы [94, 95, 96]:

$$\delta_{ij} = [K^2_{P(ij)\text{ЭФ}} - 1] / 2,$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} &= [K^2_{P(ij)\text{ЭФ}} - 1] / 2 + (V_{SZ}^2 / V_{PZ}^2) K^2_{SH(ij)\text{ЭФ}} [K^2_{SH(ij)\text{ЭФ}} - 1] / 2 = \\ &= [K^2_{P(ij)} - 1] / 2, \end{aligned} \quad (4.72)$$

$$\gamma_{ij} = [K^2_{SH(ij)\text{ЭФ}} - 1] / 2.$$

В (4.72)  $i, j = x, y, z$ ;  $i \neq j$ ,  $K_{\Theta\Phi}$  — эффективные и  $K$  — истинные параметры анизотропии.

Выражения, позволяющие последовательно определить все 9 параметров  $C_{mn}$ , таковы:

$$C_{33} = \rho \cdot V_P^2(z),$$

$$C_{44} = \rho \cdot V_S^2(z),$$

$$C_{55} = C_{44} \cdot K_{SH(xz)}^2 / K_{SH(yz)}^2,$$

$$C_{11} = K_{P(xz)}^2 \cdot C_{33} + K_{SV(xz)}^2 \cdot C_{55} - C_{44},$$

$$C_{66} = C_{44} \cdot K_{SH(xz)}^2 \quad (4.73)$$

$$C_{22} = K_{P(yz)}^2 \cdot C_{33} + K_{SV(yz)}^2 \cdot C_{44} - C_{44},$$

$$C_{12} = \sqrt{(C_{22} - C_{66}) \cdot (C_{11} - K_{SV(xy)}^2 \cdot C_{66})} - C_{66},$$

$$C_{13} = \sqrt{(C_{33} - C_{55}) \cdot (C_{11} - K_{SV(xz)}^2 \cdot C_{55})} - C_{55},$$

$$C_{23} = \sqrt{(C_{33} - C_{44}) \cdot (C_{22} - K_{SV(yz)}^2 \cdot C_{44})} - C_{44}$$

Заметим, что формулы (4.70—4.73) п. 4.8.2 в отличие от формул п. 4.8.1 получены при следующем порядке расположения  $(\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx})$  последних трех уравнений в законе Гука. В случае последовательности вида (4.62) параметры  $C_{44}$  и  $C_{66}$  в формулах (4.70—4.73) следует поменять местами (см.п. 6.9.7).

Таким образом, при многоволновых сейсмических исследованиях 3D с помощью пространственных систем наблюдения имеется возможность нахождения упругих параметров  $C_{mn}$  и  $(\delta, \epsilon, \gamma)_{ij}$  ортотропной среды по ее кинематическим параметрам.

#### 4.8.3. О форме индикаторис скорости для ортотропной среды

Ортотропную среду можно рассматривать как результат наложения двух или трех поперечно-изотропных сред с ортогонально направленными факто-

рами. Аналитическое представление индикатрис весьма громоздко и мы его здесь не приводим. Такое представление имеется в статье А.К. Урупова и С.И. Лапина [83]. Приведем лишь результаты расчета индикатрис фазовых и лучевых скоростей для ортотропной среды, обусловленной действием двух ортогональных факторов, полученные по формулам, содержащимся в упомянутой статье.

Расчет выполнен для двухкомпонентной горизонтально-слоистой среды, разбитой системой вертикальных трещин с разными свойствами заполнителя.

Упругие параметры компонентных материалов близки к параметрам для ангидрита ( $\lambda = 4,15 \cdot 10^{11}$ ,  $\mu = 2,85 \cdot 10^{11}$ ,  $\rho = 3,0$ ) и слабо цементированного песчаника ( $\lambda = 0,1 \cdot 10^{11}$ ,  $\mu = 0,6 \cdot 10^{11}$ ,  $\rho = 1,5$ ). Исходная ненарушенная среда представлена чередованием слоев ангидрита и песчаника одинаковой мощности напластованием в плоскости  $xoy$ . Система трещин с простиранием вдоль плоскости  $yoz$  имеет различные параметры (линейная плотность трещин в сечении  $xoy$  изменяется от 0,01 до 0,5). В качестве заполнителя трещин также приняты материалы, близкие по упругим свойствам песчанику (П) или ангидриту (А).

На рис. 4.13 изображены сечения нормальных и лучевых индикатрис (фазовых и волновых поверхностей) по простиранию трещин ( $x0z$ ), по нормали к ним ( $y0z$ ) и в плоскости напластования ( $x0y$ ). Из расчетов следует, что во всех трех ортогональных плоскостях сечения для волн  $P$  и  $SH$  представляют фигуры, вписанные в эллипсы, а для волн  $SV$  — фигуры, описывающие окружности радиуса  $V_x = V_y = V_z$ .

Изучение характера фазовых и волновых поверхностей показывает, что они имеют сложную форму, отличающуюся от фигур вращения, и обладают тремя плоскостями симметрии. Лучевые индикатрисы квазипродольных  $P$  и поперечных  $SH$  волн всегда вытянуты в направлениях слоистости и трещиноватости, то есть образуют в этих направлениях выступы или максимумы скоростей, что согласуется с экспериментальными данными (глава 3). Острота максимумов зависит от свойств заполнителя. Скорости  $SV$  волн принимают максимальные значения в направлениях, диагональных по отношению к трещиноватости и слоистости. Вид индикатрис зависит также от плотности трещин, их заполнителя и характера слоистости, в связи с чем их изучение имеет практическое значение при исследовании реальных слоисто-трещиноватых сред.

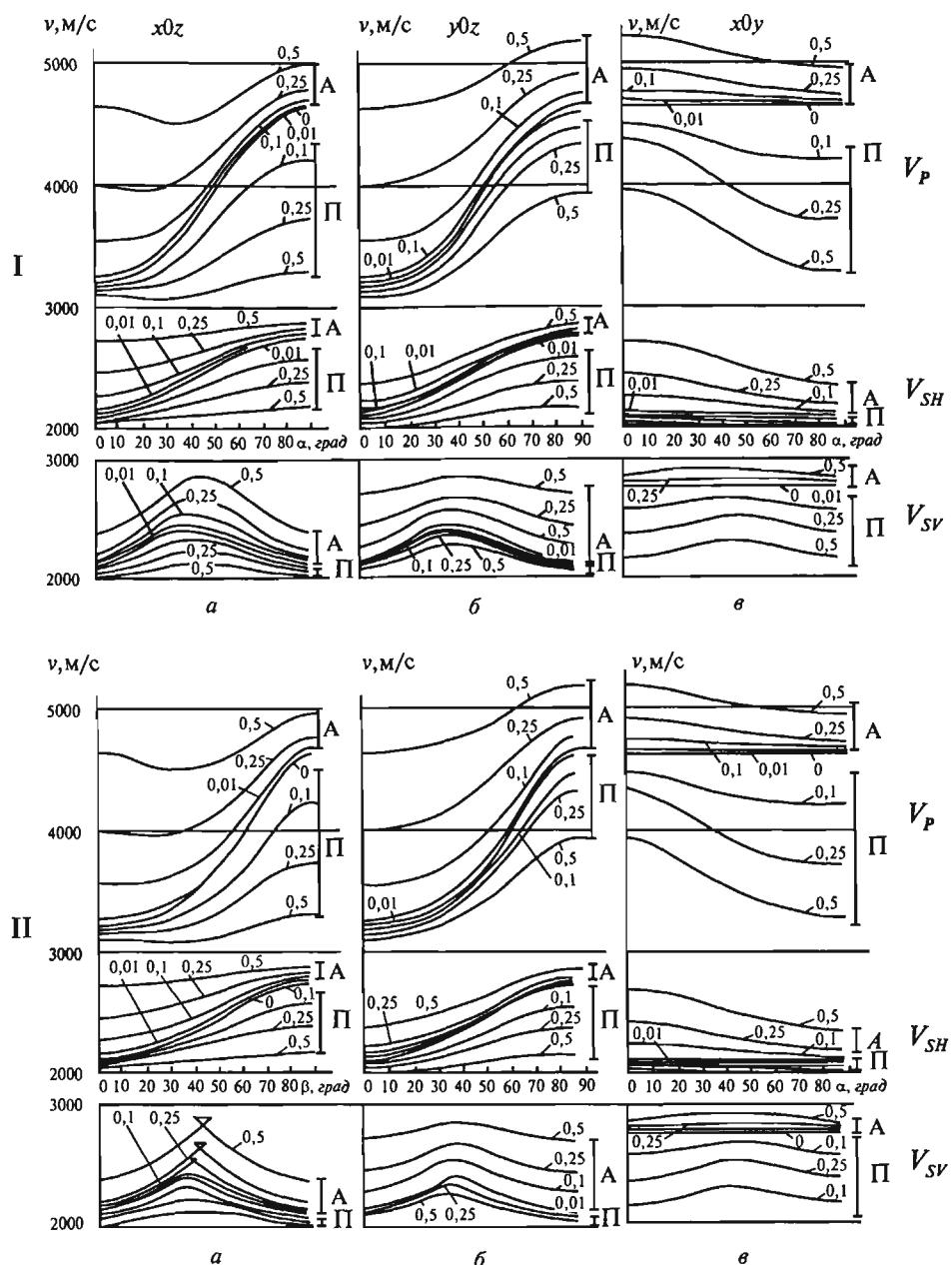


Рис. 4.13. Графики фазовых (I) и лучевых (II) скоростей в трех координатных плоскостях, являющихся плоскостями симметрии ортотропной среды:

Среда представлена чередованием слоев ангидрита и песчаника и нарушена вертикальными трещинами, заполненными материалом, близким по упругим свойствам к слабо скрепленному песчанику ( $\Pi$ ) или ангидриту (A).

$a$  — для сечений в плоскости  $x0z$ , нормальной к простирианию трещин;  $b$  — тоже в плоскости  $y0z$  по простирианию трещин;  $c$  — то же в плоскости  $x0y$  по напластованию. Параметром сечений является линейная плотность трещин

## 4.8. Многофакторная анизотропия

### 4.8.1. Анизотропия при отсутствии в среде элементов симметрии

Если анизотропные свойства среды обусловлены действием множества  $M$  разнонаправленных факторов на исходную изотропную среду со скоростью  $V_0$ , то значение лучевой скорости  $V_M$  в направлении, заданном углом  $\beta_z$ , с вертикальной осью  $z$  и азимутом в горизонтальной плоскости по отношению к оси  $x$  в общем случае согласно (4.14, 4.15) зависит от 21 упругого параметра. Скорость  $V_M$  можно найти, определив предварительно скорости  $V_i(\beta_z, \theta)$  для каждого отдельного фактора. Общее воздействие — связь между  $V_M(\beta_z, \theta)$  и  $V_i(\beta_z, \theta)$  — можно установить исходя из соотношения:

$$\frac{V_0}{V_M(\beta_z, \theta)} = \frac{t(\beta_z, \theta)}{t_0} \quad (4.74)$$

Здесь  $t(\beta_z, \theta)$  — время пробега волны между двумя произвольными точками в многофакторной анизотропной среде,  $t_0$  — время пробега между этими точками при отсутствии анизотропии.

Время  $t(\beta_z, \theta)$  можно определить, используя лучевые представления по следующей формуле:

$$t(\beta_z, \theta) = t_0 + \sum_{i=1}^M \Delta t_i(\beta_z, \theta), \quad (4.75)$$

где  $t(\beta_z, \theta)$  — приращение времени, обусловленное действием  $i$ -го фактора.

Учитывая обратную связь между временем и скоростью и основываясь на равенствах (4.74) и (4.75) будем иметь

$$V_M(\beta_z, \theta) = \frac{V_0}{1 + \sum_{i=1}^M \frac{\Delta t_i(\beta_z, \theta)}{t_0}} = \frac{V_0}{1 + \sum_{i=1}^M \left( \frac{V_0}{V_i(\beta_z, \theta)} - 1 \right)}. \quad (4.76)$$

Считая влияние на исходную среду со скоростью  $V_0$  каждого из факторов независимым, т.е. полагая, что

$$t(\beta_z, \theta) = t_0 \prod_{i=1}^M \left[ 1 + \frac{\Delta t_i(\beta_z, \theta)}{t_0} \right], \quad (4.77)$$

из (4.74) с учетом (4.77) получим

$$V_M(\beta_Z, \theta) = \frac{V_0}{\prod_{i=1}^M \left[ 1 + \frac{\Delta t_i(\beta_Z, \theta)}{t_0} \right]} = V_0 \prod_{i=1}^M \left[ \frac{V_i(\beta_Z, \theta)}{V_0} \right]. \quad (4.78)$$

Формула (4.78) была получена экспериментально [81] посредством физического моделирования в ультразвуковом диапазоне частот. Результаты физического моделирования совпали с данными математического.

#### 4.8.2. Моноклинная многофакторная анизотропия

Для описания анизотропных свойств многофакторной среды с горизонтальной плоскостью симметрии и обладающей согласно с матрицей (4.16) 13 независимыми упругими параметрами, может быть использована следующая формула:

$$V_M(\beta_Z, \theta) = \frac{V_0}{1 + \sum_{i=1}^M \left[ 1 + (\chi_i - 1) |\sin \beta_Z \cos(\theta - \gamma_i)|^n \right]}. \quad (4.79)$$

Здесь  $\chi_i = \left( \frac{V_i}{V_{\perp i}} \right) = \left( \frac{V_0}{V_{\perp i}} \right)$ ,  $V_{\perp i}$  — скорость по горизонтали, т.е. в направлении действия  $i$ -го фактора,  $V_i$  — скорость по вертикали, равная скорости  $V_0$  в изотропной среде,  $\gamma_i$  — угол между осью  $x$  и направлением действия  $i$ -го фактора (например, перпендикулярно к  $i$ -ой системе вертикальных трещин). Степень  $n$  удовлетворяет условию  $0,8 < n < 1,8$  и зависит от масштаба гетерогенности среды и соотношения упругих параметров  $E$  и  $\chi$  (см. п. 4.7.3). Равенство (4.79) в несколько иных обозначениях было предложено и обосновано В.А. Бакировым [61, 62] и использовано для разделения реальных многофакторных азимутальных индикаторов  $V_M(\theta)$  при  $\beta_Z = \pi/2$  на однофакторные (см. п. 9.2.7). Заметим, что при  $\beta_Z = \pi/2$  и  $n=1$  формула (4.79) принимает вид:

$$V_M(\theta) = \frac{V_0}{1 + \sum_{i=1}^M (\chi_i - 1) \cos(\theta - \gamma_i)} \quad (4.80)$$

и характеризует азимутальную зависимость эффективной горизонтальной скорости, обусловленную многофакторной моноклинной анизотропной среды, обладающей горизонтальной плоскостью симметрии. При  $\beta_Z = 0$  из (4.80) следует  $V_M = V_0$ , что указывает на независимость вертикальной скорости  $V_0$  от количества горизонтально-направленных факторов.

## **ГЛАВА 5. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ТРЕХМЕРНОЙ СРЕДЕ**

### **5.1. Общие положения**

Геологические среды характеризуются многообразием и сложностью строения, что не позволяет осуществить теоретическое описание процесса распространения волн, адекватное реальным условиям. Поэтому при рассмотрении теории распространения волн геологическая среда и волновое поле аппроксимируются упрощенными моделями. Физические свойства геологических сред, полученные на основе эксперимента, и модели, используемые для аппроксимации реальных сред, рассмотрены в главе 3, а теоретические представления об упругих и скоростных свойствах моделей даны в главе 4. Здесь, в главе 5, опираясь на материалы, изложенные в главах 3 и 4, приведены основные сведения из теории распространения сейсмических волн, знание которых необходимо при решении двух важных динамических задач 3D сейсморазведки.

*Первая задача* заключается в формировании объёмных изображений среды посредством различных, главным образом, миграционных преобразований волнового поля на основе решений волнового уравнения. В связи с этим, здесь рассмотрены истоки волнового уравнения и его разновидности, включая спектральные представления. Что касается самих способов формирования изображения, то им посвящена специальная глава 8.

*Вторая задача* состоит в прогнозировании вещественного состава и физического состояния геологической среды, главным образом, на основе пространственного анализа амплитудных вариаций (АВ) волнового поля. Решение этой задачи базируется на теории отражения и преломления плоских волн на границах слоёв с различающимися волновыми сопротивлениями.

Для того, чтобы наблюдаемое волновое поле приблизить к идеализированному, удовлетворяющему теоретическим представлениям, положенным в основу решения двух названных задач, его подвергают специальной отработке. В процессе отработки стремятся, в первую очередь, исключить эффекты, связанные с геометрическим расхождением, неупругим поглощением и рассеянием волн на внутренних неоднородностях, используя упрощенную вида (3.1) модель волнового поля.

При прогнозировании геологического разреза, наряду с анализом АВ, используют способы анализа частотных вариаций (ЧВ) волнового поля с целью изучения эффектов поглощения волн. Поэтому несомненный интерес представляло бы рассмотрение теории распространения волн в поглощающих средах. Однако, строгой теории распространения волн с учётом поглощения даже для простейшей однородной модели среды не существует, а различные феноменологические теории поглощения и рассеяния мало способствуют изучению и интерпретации поглощающих свойств и поэтому здесь не рассматриваются. Известные методики прогнозирования разреза по эффектам поглощения базируются, главным образом, на экспериментально установленных закономерностях

поведения параметров поглощения в реальных средах. Эти закономерности рассмотрены в главе 3.

Заметим, что предварительная обработка записей волнового поля при определении поглощения существенно отличается от отработки, предшествующей оценке отражающих свойств. В ней отсутствуют процедуры подавления эффектов поглощения, но присутствуют процедуры, направленные на устранение эффектов отражения и преломления.

## 5.2. Волновое уравнение и уравнения движения

### 5.2.1. Связь напряжений и ускорений

Учитывая особую роль волнового уравнения в трёхмерной сейсморазведке, и в частности, при миграционных преобразованиях, остановимся на выводе этих уравнений, используя теоретические представления об упругих свойствах среды, рассмотренные в предыдущей главе 4.

Будем исходить из закона Гука (4.24), в соответствии с которым компоненты напряжений линейно связаны с компонентами деформаций. Если напряжения на противоположных гранях некоторого объёмного элемента  $dQ = dydz$  равны между собой, то как было отмечено в п. 4.2.2, деформации этого элемента, а следовательно, и смещений в сплошной среде, состоящей из подобных элементов, не происходит. При неравенстве напряжений возникают смещения и, следовательно, распространяются упругие волны. Рассмотрим это явление для двух противоположных параллельных граней объёмного элемента (рис. 4.1), перпендикулярных  $x$ . Будем считать, что площадь каждой из граней  $dS_x = dydz$ , а компоненты напряжения на одной из них превышают компоненты напряжения, приложенные к противоположной грани на величины:

$$\begin{aligned} d\tau_{xx} &= (\partial\tau_{xx}/\partial x) dx, \\ d\tau_{yx} &= (\partial\tau_{yx}/\partial x) dx, \\ d\tau_{zx} &= (\partial\tau_{zx}/\partial x) dx. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Тогда компоненты  $dF_{xx}$ ,  $dF_{yx}$ ,  $dF_{zx}$  избыточной силы, обусловленной неравенством напряжений на противоположных площадках  $dS_x = dydz$ , и направленные, соответственно, по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , можно выразить так:

$$\begin{aligned} dF_{xx} &= \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} dQ, \\ dF_{yx} &= \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial x} dQ, \\ dF_{zx} &= \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial x} dQ. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Аналогичным образом при неравенстве напряжений на противоположных гранях  $dS_y = dz dx$ , перпендикулярных  $y$ , и гранях  $dS_z = dx dy$ , которые перпендикулярны  $z$ , получим:

$$\begin{aligned} dF_{xy} &= (\partial \tau_{xy} / \partial y) dQ, \quad dF_{xz} = (\partial \tau_{xz} / \partial z) dQ, \\ dF_{yy} &= (\partial \tau_{yy} / \partial y) dQ, \quad dF_{yz} = (\partial \tau_{yz} / \partial z) dQ, \\ dF_{zy} &= (\partial \tau_{zy} / \partial y) dQ, \quad dF_{zz} = (\partial \tau_{zz} / \partial z) dQ. \end{aligned} \quad (5.3)$$

С учётом (5.1—5.3) избыточные (несбалансированные) силы  $dF_x$ ,  $dF_y$ ,  $dF_z$ , действующие в направлении осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  можно представить в виде сумм соответствующих компонент:

$$\begin{aligned} dF_x &= (\partial \tau_{xx} / \partial x + \partial \tau_{xy} / \partial y + \partial \tau_{xz} / \partial z) dQ, \\ dF_y &= (\partial \tau_{yx} / \partial x + \partial \tau_{yy} / \partial y + \partial \tau_{yz} / \partial z) dQ, \\ dF_z &= (\partial \tau_{zx} / \partial x + \partial \tau_{zy} / \partial y + \partial \tau_{zz} / \partial z) dQ. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Исходя из 2 закона Ньютона, несбалансированная сила равна произведению массы на ускорение. Для сил, действующих, соответственно по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ :

$$\begin{aligned} dF_x &= m (\partial^2 u / \partial t^2) = \rho dQ (\partial^2 u / \partial t^2), \\ dF_y &= m (\partial^2 v / \partial t^2) = \rho dQ (\partial^2 v / \partial t^2), \\ dF_z &= m (\partial^2 w / \partial t^2) = \rho dQ (\partial^2 w / \partial t^2). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Основываясь на равенствах (5.5) и учитывая (5.4), после сокращения на  $dQ$  получим:

$$\begin{aligned} \partial \tau_{xx} / \partial x + \partial \tau_{xy} / \partial y + \partial \tau_{xz} / \partial z &= \rho (\partial^2 u / \partial t^2), \\ \partial \tau_{yx} / \partial x + \partial \tau_{yy} / \partial y + \partial \tau_{yz} / \partial z &= \rho (\partial^2 v / \partial t^2), \\ \partial \tau_{zx} / \partial x + \partial \tau_{zy} / \partial y + \partial \tau_{zz} / \partial z &= \rho (\partial^2 w / \partial t^2). \end{aligned} \quad (5.6)$$

В (5.5 — 5.6)  $u$ ,  $v$ ,  $w$  — компоненты вектора смещения:  $U(u, v, w)$ .

### 5.2.2. Волновое уравнение для изотропной среды

Обращаясь к закону Гука (4.24), после дифференцирования по координатам  $x$ ,  $y$ ,  $z$  и последующего суммирования производных в соответствии с (5.6) получим:

$$(\lambda + \mu) \partial \theta / \partial x + \mu \nabla^2 u = \rho (\partial^2 u / \partial t^2), \quad (5.7,a)$$

$$(\lambda + \mu) \partial \theta / \partial y + \mu \nabla^2 v = \rho (\partial^2 v / \partial t^2), \quad (5.7,b)$$

$$(\lambda + \mu) \partial \theta / \partial z + \mu \nabla^2 w = \rho (\partial^2 w / \partial t^2). \quad (5.7,c)$$

Здесь

$$\theta = \operatorname{div} U = (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z),$$

$$\nabla^2 u = (\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 + \partial^2 u / \partial z^2),$$

$$\nabla^2 v = (\partial^2 v / \partial x^2 + \partial^2 v / \partial y^2 + \partial^2 v / \partial z^2),$$

$$\nabla^2 w = (\partial^2 w / \partial x^2 + \partial^2 w / \partial y^2 + \partial^2 w / \partial z^2).$$

Продифференцируем (5.7,a) по  $x$ , (5.7,b) — по  $y$  и (5.7,c) — по  $z$  и результат сложим. В итоге найдем:

$$\begin{aligned} & (\lambda + \mu) (\partial^2 \theta / \partial x^2 + \partial^2 \theta / \partial y^2 + \partial^2 \theta / \partial z^2) + \\ & + \mu \nabla^2 (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z) = \rho \partial^2 \theta / \partial t^2. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Из 5.8, учитывая, что

$$(\partial^2 \theta / \partial x^2 + \partial^2 \theta / \partial y^2 + \partial^2 \theta / \partial z^2) = \nabla^2 \theta,$$

$$(\lambda + 2\mu) / \rho = V_p^2,$$

следует

$$\nabla^2 \theta = (1 / V_p^2) (\partial^2 \theta / \partial t^2). \quad (5.9)$$

После дифференцирования (5.7,c) по  $y$ , а (5.7,b) по  $z$  и вычитания результата дифференцирования (5.7,b) по  $z$  из результата дифференцирования (5.7,c) по  $y$  получим:

$$(\rho \partial^2 \theta / \partial t^2) (\partial w / \partial y - \partial v / \partial z) = \mu \nabla^2 (\partial w / \partial y - \partial v / \partial z).$$

Отсюда, учитывая (4.12), будем иметь:

$$(\partial^2 \omega_x / \partial t^2) = (1/V_s^2) (\nabla^2 \omega_x).$$

Производя аналогичные операции по другим координатам найдем:

$$(\partial^2 \omega_y / \partial t^2) = (1/V_s^2) (\nabla^2 \omega_y),$$

$$(\partial^2 \omega_z / \partial t^2) = (1/V_s^2) (\nabla^2 \omega_z).$$

Три предыдущие равенства для компонент вектора можно представить одним векторным уравнением:

$$\nabla \bar{\omega} = (1/V_s^2) (\partial^2 \bar{\omega} / \partial t^2), \quad (5.10)$$

где  $\bar{\omega} = \text{rot } \bar{U}$ ,  $\bar{U}(u, v, w)$  — вектор смещения.

Выражения (5.9) и (5.10) являются однородными волновыми уравнениями, характеризующими распространение, соответственно, продольных (5.9) и поперечных (5.10) волн. Эти уравнения можно получить непосредственно из векторного уравнения движения:

$$(\lambda + \mu) \text{grad div} \bar{U} + \mu \nabla^2 \bar{U} = \rho \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial t^2}. \quad (5.11)$$

Взяв  $\text{div}$  от правой и левой частей равенства (5.11), получим (5.9). Взяв  $\text{rot}$  — будем иметь (5.10). Уравнение (5.11) справедливо при отсутствии в среде внешних сил. При наличии таких сил уравнение равновесия и движения имеет вид:

$$(\lambda + \mu) \text{grad div} \bar{U} + \mu \nabla^2 \bar{U} + \rho \chi = \rho \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial t^2}, \quad (5.12)$$

где  $\chi$  представляет внешние объёмные силы. Уравнения (5.11—5.12) описывают распространение продольных  $P$  и поперечных  $S$  волн. В изотропной среде эти волны распространяются с разными скоростями и независимо друг от друга.

Если внешние объёмные силы отсутствуют для описания процесса распространения  $P$  и  $S$  волн, вместо векторного уравнения (5.11) и вытекающих из него двух уравнений — скалярного (5.9) и векторного (5.10), используют единое скалярное уравнение:

$$(\partial^2 U / \partial x^2 + \partial^2 U / \partial y^2 + \partial^2 U / \partial z^2) = \nabla^2 U = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (5.13)$$

в котором скорость  $V$  зависит от типа волны, т.е. для  $P$  волн

$$V \equiv V_p = \sqrt{(\lambda + \mu)/\rho} ,$$

для  $S$  волн

$$V \equiv V_s = \sqrt{\mu/\rho} ,$$

а  $U \equiv U(x, y, z, t)$  — характеризует колебательный процесс, представленный смещениями, либо их производными по времени или другими атрибутами волнового поля, связанными со смещениями.

Таким образом, считается, что уравнению (5.13) подчиняются порознь различающиеся по скорости распространения и типу деформаций волновые поля  $U(x, y, z, t)$  продольных и поперечных волн. Уравнение (5.13) является однородным и представляет колебания в точках среды, где отсутствуют источники внешних сил.

### 5.2.3. Спектральные представления волнового уравнения

Исходя из уравнения (5.13), с помощью *Фурье-преобразований* можно получить уравнения, которым удовлетворяют одномерные и многомерные комплексные спектры волнового поля  $U(x, y, z, t)$ . Запишем уравнения для одномерного и трехмерного спектров. В первом случае получим:

$$\nabla^2 U + (\omega^2/V^2) U = 0 , \quad (5.14)$$

где

$$U(\omega, x, y, z);$$

во втором случае:

$$\partial^2 U / \partial z^2 + (\omega^2/V^2 - k_x^2 - k_y^2) U = 0 , \quad (5.15)$$

где

$$U(\omega, k_x, k_y, z), \quad k_x = \omega p_x, \quad k_y = \omega p_y,$$

$$p_x = \partial t / \partial x, \quad p_y = \partial t / \partial y .$$

Переход от уравнения (5.13) к (5.14), и наоборот, осуществляется на основе прямого и обратного одномерных *Фурье-преобразований*:

$$U(x, y, z, \omega) = F_{t \rightarrow \omega}^{(1)} = \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z, t) e^{-j\omega t} dt ,$$

$$U(x, y, z, t) = F_{\omega \rightarrow t}^{(-1)} = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (5.16)$$

Для взаимных трёхмерных Фурье-преобразований, используемых для перехода от (5.13) к (5.15) и наоборот, имеем:

$$U(\omega, k_x, k_y, z) = F_{\omega \rightarrow t}^{(3)} = \iiint_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z, t) e^{-j(\omega t + k_x x + k_y y)} dx dy dt, \quad (5.17)$$

$$U(x, y, z, t) = F_{k_x \rightarrow x}^{(-3)} = [1/(2\pi)^3] \iiint_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_y, z, \omega) e^{j(\omega t + k_x x + k_y y)} d\omega dk_x dk_y.$$

Уравнение (5.15) можно представить в несколько ином виде:

$$\partial^2 U / \partial z^2 + (\omega^2 / V_z^2) U = 0, \quad (5.18)$$

где  $U(\omega, p_x, p_y, z)$  — одномерный спектр плоской волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  со скоростью:

$$V_z = 1 / \sqrt{(1/V^2) - p_x^2 - p_y^2}.$$

На основе обратного Фурье-преобразования

$$F_{\omega \rightarrow t}^{(-1)} [U(\omega, p_x, p_y, z)] = U(t, p_x, p_y, z),$$

исходя из спектрального уравнения (5.18) плоской волны, получим волновое уравнение, описывающее распространение плоской волны со скоростью  $V_z$  (5.17) в направлении  $z$ :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{V_z^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \quad (5.19)$$

где  $U(z, t, p_x, p_y)$ .

Применяя к волновому полю  $U(x, y, z, t)$  четырёхмерное Фурье-преобразование:

$$F^4[(U(x, y, z, t))] = U(k_x, k_y, z, \omega),$$

получим

$$(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \omega^2 / V_z^2) U = 0,$$

где  $U(k_x, k_y, z, \omega)$ .

Из предыдущего уравнения видно, что в том случае,

когда

$$U(k_x, k_y, k_z) \neq 0,$$

$$(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \omega^2 / V^2) = 0.$$

Отсюда, с учётом того, что  $k_x = p_x$ ,  $k_y = p_y$ ,  $k_z = p_z$ , следует уравнение поля времён — основное уравнение кинематической сейсмики:

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = 1/V^2$$

или

$$\left( \frac{\partial^2 t}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 t}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 t}{\partial z} \right)^2 = \frac{1}{V^2}. \quad (5.20)$$

В отличие от волнового уравнения, уравнение поля времен справедливо не только для однородной среды, но и для неоднородной среды, характеризующейся скоростью  $V(x, y, z)$ , зависящей от пространственных координат. В векторной форме уравнение поля времён имеет вид:

$$\text{grad } t = 1/\bar{V}(x, y, z). \quad (5.21)$$

где  $\text{grad } t$  — вектор, направленный по нормали к фронту волны  $\bar{V}$ ,  
 $\bar{V}$  — вектор скорости.

#### 5.2.4. Волновое уравнение для анизотропной среды

Используя закон Гука и 2-й закон Ньютона, можно, получить волновое уравнение для многофакторной анизотропной среды. Однако, с усложнением анизотропии (увеличением числа факторов) усложняется и волновое уравнение. Ограничимся случаем горизонтально-слоистой поперечно-изотропной среды с  $z$ -осевой симметрией, т.е. ВПИ среды.

Из уравнений (4.27), после соответствующего дифференцирования компонент напряжений и суммирования производных согласно (5.6) следует:

$$(\lambda_{||} + 2\mu_{||})\partial^2 u/\partial x^2 + (\lambda_{||} + \mu_{||})\partial^2 v/\partial y\partial x + (\lambda_{\perp} + \mu^*)\partial^2 w/\partial z\partial x + \mu_{||}\partial^2 u/\partial y^2 + \mu^*\partial^2 u/\partial z^2 = \rho \partial^2 u/\partial t^2,$$

$$(\lambda_{||} + 2\mu_{||})\partial^2 v/\partial y^2 + (\lambda_{||} + \mu_{||})\partial^2 u/\partial x\partial y + (\lambda_{\perp} + \mu^*)\partial^2 w/\partial y\partial z + \mu_{||}\partial^2 v/\partial x^2 + \mu^*\partial^2 v/\partial z^2 = \rho \partial^2 v/\partial t^2, \quad (5.22)$$

$$(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})\partial^2 w/\partial z^2 + (\lambda_{\perp} + \mu^*)\partial^2 u/\partial z\partial x + (\lambda_{\perp} + \mu^*)\partial^2 v/\partial y\partial z + \mu^*\partial^2 w/\partial x^2 + \mu^*\partial^2 w/\partial y^2 = \rho \partial^2 w/\partial t^2.$$

Уравнения (5.22) описывают распространение производных компонент вектора смещения  $U(u, v, w)$  в однородной среде, характеризующейся 5 упругими параметрами  $\lambda_{\parallel}$ ,  $\mu_{\parallel}$ ,  $\lambda_{\perp}$ ,  $\mu_{\perp}$  и  $\mu^*$ .

Рассмотрим случай, когда компонента  $v$  равна нулю. Полагая в (5.22)  $v = 0$ ,  $y = 0$ , получим уравнение  $P$  и  $SV$  волн, распространяющихся в плоскости  $xz$ :

$$(\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}) \partial^2 u / \partial x^2 + (\lambda_{\parallel} + \mu^*) \partial^2 w / \partial z \partial x + \mu^* \partial^2 u / \partial z^2 = \rho \partial^2 u / \partial t^2, \quad (5.23)$$

$$(\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}) \partial^2 w / \partial z^2 + (\lambda_{\perp} + \mu^*) \partial^2 u / \partial z \partial x + \mu^* \partial^2 w / \partial x^2 = \rho \partial^2 w / \partial t^2.$$

При  $y = x = 0$ ,  $v = 0$ , из (5.22) будем иметь:

$$\partial^2 w / \partial z^2 = [\rho / (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})] \partial^2 w / \partial t^2 = (1/V_{sv_1}^2) \partial^2 w / \partial t^2, \quad (5.24)$$

$$\partial^2 u / \partial z^2 = (\rho / \mu^*) \partial^2 u / \partial t^2 = (1/V_{sv_1}^2) \partial^2 u / \partial t^2.$$

Первое из уравнений (5.24) описывает распространение  $P$  волн, а второе — распространение  $SV$  волн по оси  $z$ , т.е. перпендикулярно слоистости.

Если  $y = z = 0$ ,  $v = 0$ , из (5.22) следует:

$$\partial^2 u / \partial x^2 = [\rho / (\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel})] \partial^2 u / \partial t^2 = (1/V_{p_1}^2) \partial^2 u / \partial t^2, \quad (5.25)$$

$$\partial^2 w / \partial x^2 = (\rho / \mu^*) \partial^2 w / \partial t^2 = (1/V_{sv_1}^2) \partial^2 w / \partial t^2.$$

Первое уравнение из (5.25) характеризует распространение  $P$  волн, а второе — распространение  $SV$  волн по оси  $x$ , т.е. параллельно слоистости.

Рассмотрим теперь случай, когда компонента  $u = 0$ . При  $x = y = 0$ ,  $u = 0$  получим уравнения распространения  $P$  и  $SV$  волн по оси  $z$ , т.е. перпендикулярно слоистости

$$\begin{aligned} \partial^2 w / \partial z^2 &= [\rho / (\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp})] \partial^2 w / \partial t^2 = (1/V_{sv_1}^2) \partial^2 w / \partial t^2, \\ \partial^2 v / \partial z^2 &= (\rho / \mu^*) \partial^2 v / \partial t^2 = (1/V_{sv_1}^2) \partial^2 u / \partial t^2. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Если  $y = z = 0$ ,  $u = 0$ , будем иметь уравнения для волн  $SH$  и  $SV$ , распространяющихся по оси  $x$ , т.е. параллельно слоистости:

$$\begin{aligned}\partial^2 v / \partial x^2 &= (\rho / \mu_{\parallel})] \partial^2 v / \partial t^2 = (1 / V_{sh\parallel}^2) \partial^2 v / \partial t^2, \\ \partial^2 w / \partial x^2 &= (\rho / \mu^*) \partial^2 w / \partial t^2 = (1 / V_{sv\parallel}^2) \partial^2 w / \partial t^2.\end{aligned}\quad (5.27)$$

### 5.2.5. Общие сведения о способах решения волнового уравнения

Существует множество способов решения однородного волнового уравнения для однородной изотропной среды. В сейсморазведке наиболее применение получили интегральные, спектральные, конечно-разностные способы, а также способы, основанные на разложении волны, обладающей фронтом сложной формы, на плоские волны. Подробное рассмотрение этих способов содержится в главе 8, посвященной формированию трехмерного изображения среды. Здесь мы приведем лишь самые общие сведения об указанных способах.

Наиболее простым интегральным решением однородного волнового уравнения при заданных начальных условиях является формула Пуассона [15]. В соответствии с этой формулой, если поверхность  $\Sigma$ , ограничивающая источники, является сферой радиуса  $r = Vt$  и точка  $M(x, y, z)$  в которой определяется смещение, лежит в центре сферы (рис. 5.1), тогда волновое поле  $U(x, y, z, t)$  в этой точке  $M$  при  $t = t_0 + r/V$  может быть найдено по средним значениям  $f$  — смещения и  $q$  — скорости смещения, заданным на поверхности сферы  $\Sigma$  в предшествующие моменты времени  $t_0$ . Так, если принять  $t_0$  равным нулю, то поле в точке  $M$  в момент времени  $t = r/V$  можно выразить равенством:

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \partial / \partial t [tf(x, y, z) + tq(x, y, z)], \quad (5.28)$$

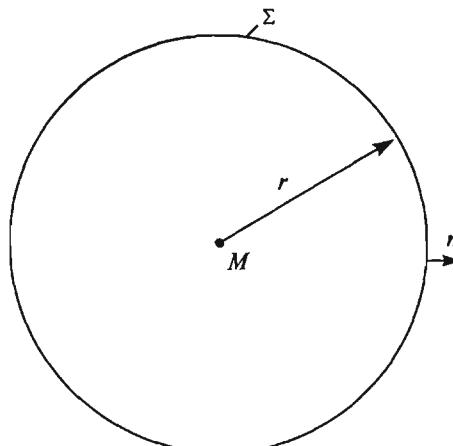


Рис. 5.1. К выводу формулы Пуассона

где

$$f = (1 / 4\pi r^2) \iint_{\Sigma} U(x, y, z) d\sum, \\ q = (1 / 4\pi r^2) \iint_{\Sigma} \partial U / \partial t d\sum. \quad (5.29)$$

Формула (5.28) является математическим выражением *принципа Гюйгенса* для однородной изотропной среды. Из этой формулы следует, что если в момент  $t_0 = 0$  в некоторой точке среды началось колебание, то в момент  $t = r/V$ , это колебание вызывает смещения в точках среды, расположенных на удалении  $r = Vt$ . Другими словами, каждая колеблющаяся точка среды может быть принята за источник сферических волн. Огибающая фронтов сферических волн представляет положение результирующего фронта колебаний в последующие моменты времени. Формула, аналогичная (5.28) может быть получена и для случая, когда начальные условия на поверхности сферы заданы в виде средних значений смещения и скорости смещения в последующие времена  $t_0$ , а волновое поле в точке  $M$  в центре сферы находят для предшествующего времени  $t = t_0 - r/V$ .

Другим, более универсальным интегральным способом решения однородного волнового уравнения, является способ *интеграла Кирхгофа*. Универсальность и достоинство этого способа состоит в возможности отыскания решения по значениям смещения и его производных, заданных на замкнутой поверхности произвольной формы. Волновое поле может быть найдено при отсутствии дополнительных источников в любой точке как внутреннего, так и внешнего пространства, как в последующие, так и в предшествующие времена, по отношению к времени задания поля на замкнутой поверхности.

Спектральные способы основаны на решениях спектральных уравнений (5.14—5.16) волнового поля с последующим преобразованием этих решений в пространственно-временную область. Решения в спектральной области находят с помощью *преобразований Гельмгольца* и *Гельмгольца-Кирхгофа*.

Конечно-разностные способы разработаны для решения упрощенных, главным образом, двухмерных модификаций волнового уравнения (5.13) и его спектральных представлений.

Способы, использующие разложение волнового пакета на плоские волны базируются на преобразовании Радона и РНП. В основе этих преобразований лежит уравнение (5.19).

Перечисленные способы могут быть использованы при решении волнового уравнения для анизотропных сред, и, в частности уравнения (5.22) для ВПИ среды. Однако, алгоритмы таких решений пока не разработаны и учет анизотропии производится эмпирически в рамках решений волнового уравнения для изотропной среды и лучевого метода учета анизотропии. Подобным же образом осуществляется учет неоднородности среды.

### 5.3. Отражающие и преломляющие свойства геологических границ

#### 5.3.1. Классификация границ

Отражающими и преломляющими являются геологические границы, на которых в пределах интервала глубин  $\delta h$  меньшего, чем видимая длина волны, происходит изменение упругих свойств среды.

Основной характеристикой отражающей границы является [40] коэффициент отражения  $A_{pp}$  продольной волны, представляющий отношение амплитуды  $a_{pp}$  отражённой волны к амплитуде  $a_p$  падающей волны:  $A_{pp} = a_{pp}/a_p$ , или (с учетом изменения полярности с изменением направления распространения волны при её отражении) коэффициент  $R_{pp} = -A_{pp}$ . По величине модуля  $|R_{pp}| = |A_{pp}|$ , отношению  $\delta h/\lambda$  мощности переходного слоя  $\delta h$  к видимой (преобладающей) длине волны  $\lambda$ , отношению  $r/\lambda$  радиуса  $r$  кривизны границы к длине волны  $\lambda$ , а также по степени пространственной выдержанности (устойчивости) отражающих свойств и выразительности формы сигнала, отражающие границы подразделяют (классифицируют) на сильные и слабые, резкие и нерезкие, гладкие и шероховатые, устойчивые и неустойчивые, опорные и локальные. Основные признаки такой классификации и геологические особенности, характеризующие упомянутые границы, даны в табл. 5.1.

Таблица 5.1

## Классификация отражающих границ

Тип границы	Основные признаки границы	Наиболее характерные геологические условия
Сильная:	Модуль коэффициента отражения при нормальном падении: $ R_0  > 0,2$	Кристаллический фундамент под толщей песчано-глинистых пород. Пласти известняков, песчаников, гидрохимических осадков, эффузивов в песчано-глинистой толще. Ложа ледников. Морское, океаническое дно. Поверхность земля-воздух. Подошва ЗМС
Слабая:	Модуль коэффициента отражения при нормальном падении: $ R_0  < 0,2$	Границы в толще однородных песчано-глинистых отложений; в толще карбонатных и метаморфических пород. Поверхность кристаллического фундамента на большой глубине под толщей карбонатных и плотных терригенных пород

Продолжение табл. 5.1

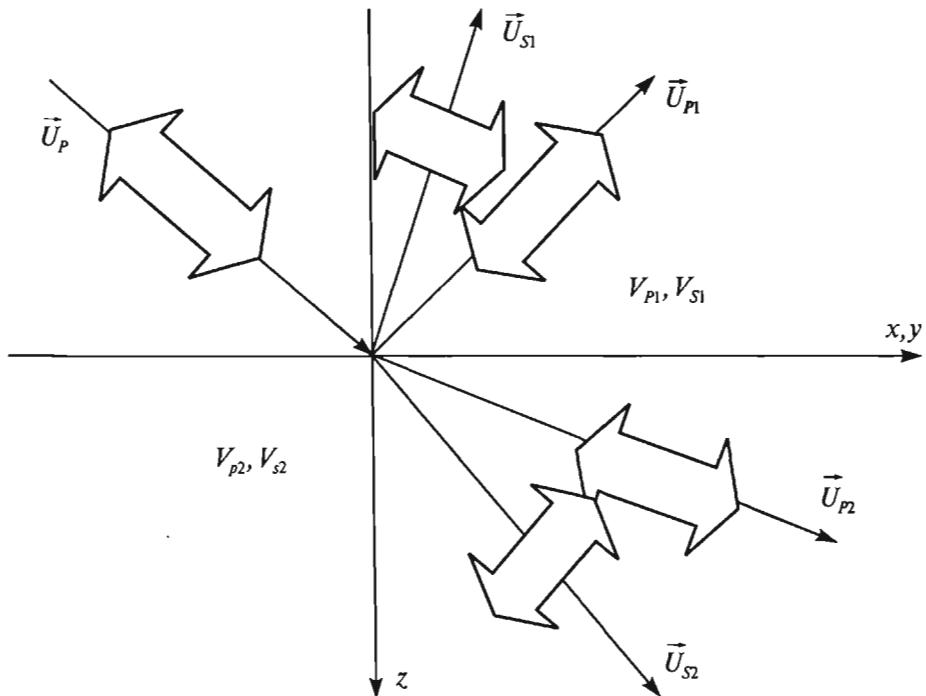
Тип границы	Основные признаки границы	Наиболее характерные геологические условия
Резкая	Отношение мощности переходного слоя к длине волны: $\delta h/\lambda < 0,5$	Контакты известняка, песчаника, гидрохимических осадков, эфузивов с песчано-глинистыми осадками. Поверхность интрузивных, соляных массивов. Поверхность невыветрелого кристаллического фундамента. Поверхность воды, земля-воздух, зеркало грунтовых вод, ложе ледников. Подошва ЗМС. Скалистое морское дно
Нерезкая	Отношение мощности переходного слоя к длине волны: $\delta h/\lambda > 0,5$	Контакты близких по структуре песчано-глинистых отложений, поверхность древней коры выветривания фундамента, илистое дно морей, рек, озёр и т.д.
Гладкая	Отношение радиуса кривизны неровностей к длине волны $r/\lambda > 0,5$	Границы, свойственные платформенным и пологим геосинклинальным структурам
Шероховатая	Отношение радиуса кривизны неровностей к длине волны: $r/\lambda < 0,5$	Поверхности рифовых массивов, древнего размыва и угловых несогласий. Поверхности соляных куполов, штоков, кристаллического фундамента
Устойчивая или выдержанная	Малая изменчивость формы записи и амплитуды в пределах площади работ	
Неустойчивая или невыдержанная	Граница, обладающая изменчивой формой записи и амплитудой по площади	
Опорная	Граница, имеющая характерную форму записи и совпадающая с стратиграфическим горизонтом	
Локальная	Граница, прослеживающаяся неповсеместно (локально)	

Преломляющие свойства границ связаны с отражающими свойствами и могут быть охарактеризованы коэффициентом  $D$  преломления (прохождения), зависящим от  $R_{pp}$

$$D_p = 1 - R_{pp}.$$

### 5.3.2. Первичные (падающие) и вторичные (отражённые и преломлённые) волны на границе двух сред

Будем считать, что слои, покрывающие и подстилающие отражающую и преломляющую границу, однородны и изотропны, а сама граница резкая, плоская и гладкая. Среда, в целом, сплошная. Падающие (первичные), отражённые и преломлённые (вторичные) волны — плоские. Рассмотрим случай (рис. 5.2), когда граница, разделяющая слои 1 и 2, горизонтальна и совмещена с плоскостью  $xy$ . Ось  $z$  направлена вниз. На границу  $z = 0$  падают волны с фронтами, параллельными осям  $u$  и лучами первичных и вторичных волн, перпендикулярными  $u$  и параллельными плоскости  $xz$ . В этом случае, смещения  $U$  первичных и вторичных волн являются функциями двух пространственных координат  $x, z$  и времени  $t$ .



**Рис 5.2. Вторичные волны, возникающие при падении плоской  $P$ -волны на границу раздела сред**

Если первичная волна является продольной  $P_1$  (см. рис. 5.2), то при её падении на границу возникают четыре вторичные волны: две отражённые (монотипная продольная  $P_1P_1$  и обменная  $P_1SV_1$ ) и две преломлённые (монотипная  $P_1P_2$  и обменная  $P_1SV_2$ ). Вектора смещений  $U$  всех перечисленных волн лежат в лучевой плоскости. При этом смещения  $U_{P1}$ ,  $U_{P11}$ ,  $U_{P1P2}$  направлены вдоль луча, а  $U_{P1SV1}$ ,  $U_{P1SV2}$  перпендикулярно лучу.

В случае падения  $SV_1$  волны возникают также четыре вторичные волны: две отражённые (монотипная  $SV_1SV_1$  и обменная  $SV_1P_1$ ) и две преломлённые: (монотипная  $SV_1SV_2$  и обменная  $SV_1P_2$ ). Вектора смещений всех волн в этом случае также лежат в лучевой плоскости, причём вектора монотипных волн  $U_{SV1}$ ,  $U_{SV1SV1}$ ,  $U_{SV1SV2}$  ортогональны лучам, а вектора обменных  $U_{SV1P1}$  и  $U_{SV1P2}$  — параллельны лучам.

При падении  $SH$  волны образуются только две монотипные поперечные волны, одна отражённая с вектором смещения  $U_{SH1SH1}$  и одна преломлённая с вектором смещения  $U_{SH1SH2}$ . Вектора смещений ортогональны лучевой плоскости  $xz$ .

На границе в связи с сплошностью среды должно соблюдаться равенство кажущихся длин волн и кажущихся скоростей для всех типов волн. Следствием этого является равенство отношений скоростей и синусов углов с осью  $z$ , определяющих направление лучей в соответствии с законом Снеллиуса:

$$\frac{\vec{V}_{P1}}{\sin \vec{\alpha}_{P1}} = \frac{\vec{V}_{P1}}{\sin \vec{\alpha}_{P1}} = \frac{\vec{V}_{S1}}{\sin \vec{\alpha}_{S1}} = \frac{\vec{V}_{S1}}{\sin \vec{\alpha}_{S1}} = \frac{\vec{V}_{P2}}{\sin \vec{\beta}_{P2}} = \frac{\vec{V}_{S2}}{\sin \vec{\beta}_{S2}} = V^*. \quad (5.30)$$

Здесь  $V^*$  — кажущаяся скорость,  $V_p$  и  $V_s$  — скорости  $P$  и  $S$  волн,  $\alpha_{p1}, \beta_{p2}$ , и  $\alpha_{s1}, \beta_{s2}$  — углы отражения ( $\alpha$ ) и преломления ( $\beta$ ) на границе раздела сред 1 и 2, т.е. углы между соответствующим лучем и нормалью к границе  $z$ . Индексы  $(\rightarrow)$  и  $(\leftarrow)$  указывают направление распространения волны соответственно вниз и вверх по отношению к границе раздела сред 1 и 2.

В изотропной среде направление лучей совпадает с направлением нормалей к фронту волны. В этом случае углы  $\alpha$  и  $\beta$  являются углами между нормальми к фронту волны и к границе, а скорости  $V_p$  и  $V_s$  не зависят от направления фронта и луча.

В анизотропной среде направления лучей и нормалей к фронту волны не совпадают, тем не менее равенство (5.30) оказывается справедливым как для лучей так и для фронтов. Скорости  $V_p$  и  $V_s$  являются соответственно лучевыми или фазовыми скоростями и зависят от углов падения и преломления лучей или фронтов.

### **5.3.3. Границные условия, определяющие кинематические и динамические особенности процесса отражения и преломления**

Границные условия исходят из гипотезы «нерушимой сплошности» среды, т.е. невозможности разрыва сплошности среды на границе ни в какой её точке, ни в какой момент времени. На основе этой гипотезы формируются

две группы граничных условий, определяющие кинематику и динамику упругих процессов. Для сохранения сплошности необходимо, во-первых, чтобы на границе сумма векторов смещений всех волн, существующих в верхней среде, равнялась сумме векторов смещений всех волн, существующих в нижней среде:

$$\sum U_1|_{z=0} = \sum U_2|_{z=0} . \quad (5.31)$$

Во-вторых, необходимо, чтобы сумма напряжений, создаваемых на границе волнами, существующими в верхней среде, была равна (уравновешена) суммой напряжений, создаваемых на границе волнами, существующими в нижней среде:

$$\sum \tau_1|_{z=0} = \sum \tau_2|_{z=0} . \quad (5.32)$$

Здесь  $z = 0$  — уравнение границы раздела двух сред.

Подчеркнём, что равенства (5.31) и (5.32) определяют граничные условия на границе  $z = 0$  для любых упругих сред (в том числе и анизотропных), для любых упругих волн (в том числе с криволинейными фронтами).

В случае падения на границу  $z = 0$  плоских  $P$  и  $SV$  волн из (5.31) и (5.32) следуют равенства сумм компонент  $u$  и  $w$  вектора смещений и равенства сумм компонент  $\tau_{zz}$  и  $\tau_{xz}$  вектора напряжений в верхней (1) и нижней (2) средах:

$$\sum u_1|_{z=0} = \sum u_2|_{z=0} , \quad (5.33a)$$

$$\sum w_1|_{z=0} = \sum w_2|_{z=0} ,$$

$$\sum \tau_{zz1}|_{z=0} = \sum \tau_{zz2}|_{z=0} ,$$

$$\sum \tau_{xz1}|_{z=0} = \sum \tau_{xz2}|_{z=0} .$$

При падении на границу  $z = 0$  плоской  $SH$  волны имеет место равенство суммы следующих компонент:

$$\sum v_1|_{z=0} = \sum v_2|_{z=0} , \quad (5.33b)$$

$$\sum \tau_{yz1}|_{z=0} = \sum \tau_{yz2}|_{z=0} .$$

## 5.4. Отражение и преломление волн на границе изотропных сред

### 5.4.1. Уравнения отражения и преломления плоских волн

Исходя из граничных условий (5.33) Цеппритцем в 1919 г. получены уравнения, связывающие коэффициенты  $A = -R$  отражения и  $B = 1 - R$  прохождения (преломления) с волновыми сопротивлениями  $g_1 = (V\rho)_1$  и  $g_2 = (V\rho)_2$ , на границе раздела двух сред 1 и 2. Коэффициент отражения  $R$  учитывает, как отмечено в п. 5.3.1, противоположность фаз отраженной и падающей волн.

В случае падения плоской продольной  $P$  волны на границу  $z = 0$ , *уравнения Цеппритца*, исходя из (5.33a), имеют вид:

$$A_{pp} \sin \alpha_p - A_{ps} \cos \alpha_s + B_{pp} \sin \beta_p + B_{ps} \cos \beta_s = \sin \alpha_p,$$

$$A_{pp} \cos \alpha_p + A_{ps} \sin \alpha_s - B_{pp} \cos \beta_p + B_{ps} \sin \beta_s = -\cos \alpha_p, \quad (5.34)$$

$$A_{pp} V_{p1} \rho_1 \cos 2\alpha_s + A_{ps} V_{s1} \sin 2\alpha_s + B_{pp} V_{p2} \rho_2 \cos 2\beta_s -$$

$$- B_{ps} V_{s2} \rho_2 \sin 2\beta_s = V_{p1} \cos 2\alpha_s,$$

$$\begin{aligned} & - A_{pp} \frac{V_{s1}^2}{V_{p1}} \rho_1 \sin 2\alpha_p + A_{ps} V_{s1} \rho_1 \cos 2\alpha_s + B_{pp} \frac{V_{s2}^2}{V_{p2}} \rho_2 \sin 2\beta_p + \\ & + B_{ps} V_{s2} \rho_2 \cos 2\beta_s = \frac{V_{s1}^2}{V_{p1}} \rho_1 \sin 2\alpha_p. \end{aligned}$$

Система уравнений Цеппритца для случая падающей поперечной  $SV$  волны, соответствующая тем же условиям (5.33a), такова:

$$A_{sp} \sin \alpha_p - A_{ss} \cos \alpha_s + B_{sp} \sin \beta_p + B_{ss} \cos \beta_s = \cos \alpha_s,$$

$$A_{sp} \cos \alpha_p + A_{ss} \sin \alpha_s - B_{sp} \cos \beta_p + B_{ss} \sin \beta_s = \sin \alpha_s, \quad (5.35)$$

$$A_{sp} V_{p1} \rho_1 \cos 2\alpha_s + A_{ss} V_{s1} \rho_1 \sin 2\alpha_s + B_{sp} V_{p2} \rho_2 \cos 2\beta_s -$$

$$- B_{ss} V_{s2} \rho_2 \sin 2\beta_s = -V_{s1} \rho_1 \sin 2\alpha_s,$$

$$\begin{aligned} & - A_{sp} \frac{V_{s1}^2}{V_{p1}} \rho_1 \sin 2\alpha_p + A_{ss} V_{s1} \rho_1 \cos 2\alpha_s + B_{sp} \frac{V_{s2}^2}{V_{p2}} \rho_2 \sin 2\beta_p + \\ & + B_{ss} V_{s2} \rho_2 \cos 2\beta_s = V_{s1} \rho_1 \cos 2\alpha_s. \end{aligned}$$

### 5.4.2. Коэффициенты отражения и преломления

Решая уравнения (5.34—5.35) можно получить выражения для коэффициентов отражения и прохождения (преломления) в явном виде. В табл. 5.2 приведены выражения для случая падения на границу раздела продольной  $P$  волны [40].

Таблица 5.2

#### Выражения для коэффициентов отражения и прохождения

Тип волны		Коэффициент отражения (прохождения)
падающей	образованной	
$P$	$P_{\text{отр}}$	$A_{PP} = 1 - (2/D)[\gamma_1 \gamma_2 (m \sin \alpha_p \cos 2\beta_s - \cos 2\alpha_s \sin \beta_p)^2 + \\ + \gamma_1 \cos \beta_p \cos \beta_s (\cos 2\alpha_s + 2 m \gamma_2 \sin \beta_s \sin \alpha_p)^2 + \\ + m \gamma_2 \cos \beta_p \cos \alpha_s]$
	$SV_{\text{отр}}$	$A_{PS} = (2 \cos \alpha_p / D) [2 \cos \beta_p \cos \beta_s (2 m \gamma_2 \sin \alpha_p \sin \beta_s + \cos 2\alpha_s) \times \\ \times (m \gamma_2 \sin \beta_s - \gamma_1 \sin \alpha_s) + \gamma_2 (m \cos 2\beta_s + 2 \gamma_1 \sin \alpha_s \sin \beta_p) \times \\ \times (m \sin \alpha_p \cos 2\beta_s - \sin \beta_p \cos 2\alpha_s)]$
	$P_{\text{прох}}$	$B_{PP} = (2 \cos \alpha_p / D) [m \gamma_2 \cos(2\beta_s - \alpha_s) + \gamma_1 \cos(2\alpha_s - \beta_s)]$
	$SV_{\text{прох}}$	$B_{PS} = (-2 \cos \alpha_p / D) [m (\sin \alpha_s - 2 \gamma_2 \sin \beta_s \cos(\beta_p - \alpha_s)) + \\ + \gamma_1 \sin(2\alpha_s - \beta_p)]$

В табл. 5.2 приняты обозначения

$$m = \frac{\rho_2 V_{P1}}{\rho_1 V_{P2}} = \frac{g_2}{g_1}, \quad \gamma_1 = \frac{V_{S1}}{V_{P1}}, \quad \gamma_2 = \frac{V_{S2}}{V_{P2}},$$

$$D = m^2 \gamma_2 \cos(\alpha_p - \alpha_s) (\cos^2 2\beta_s + \gamma_2^2 \sin 2\beta_s \sin 2\beta_p) + \gamma_1 \cos(\beta_p - \beta_s) \times \\ \times (\cos^2 2\alpha_s + \gamma_1^2 \sin 2\alpha_s \sin 2\alpha_p) + m [\gamma_1 \cos \alpha_p \cos \beta_s + \\ + \gamma_2 \cos \beta_p \cos \alpha_s - 2\gamma_1 \gamma_2 \sin(2\alpha_s - \alpha_p) \sin(2\beta_s - \beta_p)].$$

Если для какой-то из образующихся волн (отражённых или проходящих)  $\sin \alpha > 1$  или  $\sin \beta > 1$ , то соответствующая волна становится неоднородной, а все коэффициенты отражения и прохождения — комплексными.

В случае падения  $SH$  волны исходя из граничных условий (5.33, б) вытекают следующие простые выражения для коэффициентов  $A_{SH}$  отражения и  $B_{SH}$  преломления:

$$A_{SH} = \frac{\rho_1 v_{S1} \cos \alpha_s - \rho_2 v_{S2} \cos \beta_s}{\rho_1 v_{S1} \cos \alpha_s + \rho_2 v_{S2} \cos \beta_s}, \quad (5.36)$$

$$B_{SH} = \frac{2\rho_1 v_{S1} \cos \alpha_s}{\rho_1 v_{S1} \cos \alpha_s + \rho_2 v_{S2} \cos \beta_s}.$$

### 5.4.3. Закономерности поведения коэффициентов отражения продольной волны

Практический интерес представляет анализ выражений для коэффициентов отражения продольных волн, в связи с тем, что основные объёмы работ 3D выполняют с помощью метода продольных отражённых волн, а также потому, что эти выражения лежат в основе известных способов динамического анализа.

При нормальном падении  $P$  волны на границу  $z = 0$

$$\vec{\alpha} = \vec{\alpha}_{P1} = \vec{\alpha}_{S1} = \vec{\beta}_{P2} = \vec{\beta}_{S2} = 0$$

и уравнения Цеппритца принимают вид:

$$\begin{aligned} -A_{ps} + B_{ps} &= 0 \\ A_{ps} - B_{pp} &= -1 \\ A_{ps} V_{p1} \rho_1 + B_{pp} V_{p2} \rho_2 &= V_{p1} \rho_1 \\ A_{ps} V_{s1} \rho_1 + B_{ps} V_{s2} \rho_2 &= 0. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Из первого и четвёртого уравнений следует  $A_{ps} = B_{ps} = 0$ , то есть при нормальном падении обменных волн не возникает, существуют только монотипные вторичные волны. Для них из второго и третьего уравнений (5.34) и табл. 5.2 вытекают формулы коэффициентов при нормальном падении:

$$A_{pp} = \frac{V_{p1}\rho_1 - V_{p2}\rho_2}{V_{p1}\rho_1 + V_{p2}\rho_2} = \frac{g_{p1} - g_{p2}}{g_{p1} + g_{p2}} = -R_{pp0}, \quad (5.38)$$

$$B_{pp0} = 1 + A_{pp} = \frac{2V_{p1}\rho_1}{V_{p1}\rho_1 + V_{p2}\rho_2} = \frac{2g_{p1}}{g_{p1} + g_{p2}} = 1 - R_{pp0}. \quad (5.39)$$

Здесь  $g$  — волновое сопротивление (акустическая жёсткость) верхней ( $g_{p1} = V_{p1}\rho_1$ ) и нижней ( $g_{p2} = V_{p2}\rho_2$ ) сред.

Условием образования отражённых волн является неравенство волновых сопротивлений контактирующих сред ( $g_{p_1} \neq g_{p_2}$ ). При этом не имеет значения, как знак неравенства (больше или меньше), так и причина неравенства ( $V_{p_1} \neq V_{p_2}$ , или  $\rho_1 \neq \rho_2$ ). Отражающей является граница, на которой скачкообразно изменяется волновое сопротивление. Чем больше различие  $g$ , тем больше коэффициенты отражения и интенсивнее отражённая волна. Естественно, что могут существовать и скоростные, и плотностные отражающие границы. Однако, можно представить границу, на которой изменяются и скорости и плотности, не являющуюся отражающей, например, когда  $V_{p_1} < V_{p_2}$ , а  $\rho_1 > \rho_2$ . Различные знаки неравенства могут привести к тому, что волновые сопротивления верхней и нижней сред окажутся равными.

Принято называть (см. табл. 5.1) границу со значительным изменением  $g$  *сильной*, а границу сред с близкими значениями  $g$  *слабой*.

Из приведённых выше выражений (5.38—5.39) видно, что коэффициент  $A_{pp0}$  не может быть больше 1, а коэффициент  $B_{pp0}$  может. Отражение всегда приводит к уменьшению амплитуды колебаний за исключением отражения от свободной (дневной) поверхности, когда  $A_{pp0} \approx 1$ .

Если в верхней среде  $g_1$  больше, чем  $g_2$  в нижней ( $g_1 > g_2$ ), то  $A_{pp0} < 1 < B_{pp0}$ . Поэтому отражение происходит «с потерей полуволны» — если на переднем фронте первичной волны было сжатие, то у отраженной волны на переднем фронте будет растяжение.

Если  $g_{p_1} < g_{p_2}$ , то  $A_{pp0} < 0$ ,  $B_{pp0} < 1$  и проходящая волна имеет амплитуду, меньше амплитуды первичной волны, а отражение происходит без потери полуволны — волна сжатия, падающая на границу, порождает отраженную волну сжатия.

Остановимся на зависимостях коэффициента  $A_{pp}$  от угла  $\alpha_p$  падения волны на границу, вытекающих из равенств (5.34) и табл. 5.2.

*Рассмотрим два случая. Первый случай:  $V_{p_1} < V_{p_2}$ ,  $g_1 < g_2$  и второй случай:  $V_{p_1} > V_{p_2}$  и  $g_1 > g_2$ .*

В первом случае ( $V_{p_1} < V_{p_2}$ ,  $g_1 < g_2$ ) наблюдаются следующие закономерности. В докритической области

$$\alpha_p < \alpha_{pK}, \sin \alpha_{pK} = \frac{V_{p1}}{V_{p2}}$$

$A_{pp}$  характеризуются отрицательными значениями. При соотношении скоростей в контактирующих средах

$$\frac{V_{s1}}{V_{p1}} \approx \frac{V_{s2}}{V_{p2}},$$

что соответствует приближённому равенству коэффициентов Пуассона  $\sigma_1 \approx \sigma_2$ , характерно медленное возрастание абсолютных значений  $A_{pp}$  с увеличением  $\alpha_p$  и лишь вблизи критического угла  $\alpha_{pK}$  эти значения быстро растут, принимая при  $\alpha_p > \alpha_{pK}$  комплексный вид (рис. 5.3). В случае

$$\frac{V_{s1}}{V_{p1}} >> \frac{V_{s2}}{V_{p2}}, \text{ т.е. при } \sigma_1 >> \sigma_2$$

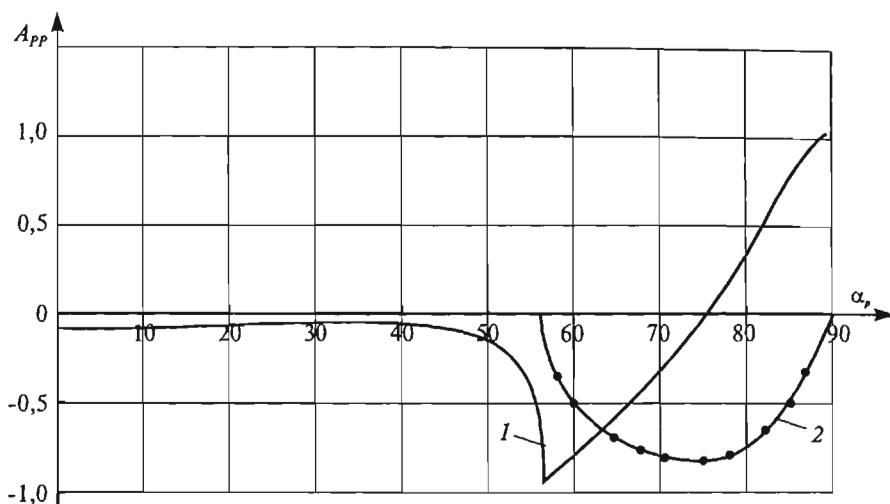


Рис. 5.3. Действительная (1) и мнимая (2) части коэффициента отражения  $A_{pp}$  монотипией волны от слабой границы раздела двух сред с параметрами:

$V_{p1} = 2,5 \text{ км/с}; V_{s1} = 1,4 \text{ км/с}; \rho_1 = 2,3 \text{ г/см}^3; V_{p2} = 3,0 \text{ км/с}; V_{s2} = 1,7 \text{ км/с}; \rho_2 = 2,5 \text{ г/см}^3$   
(по Л.А. Сердобольскому)

быстрый рост абсолютных значений  $A_{pp}$  наблюдается, начиная с углов  $\alpha_p$ , близких к нулю (рис. 5.4).

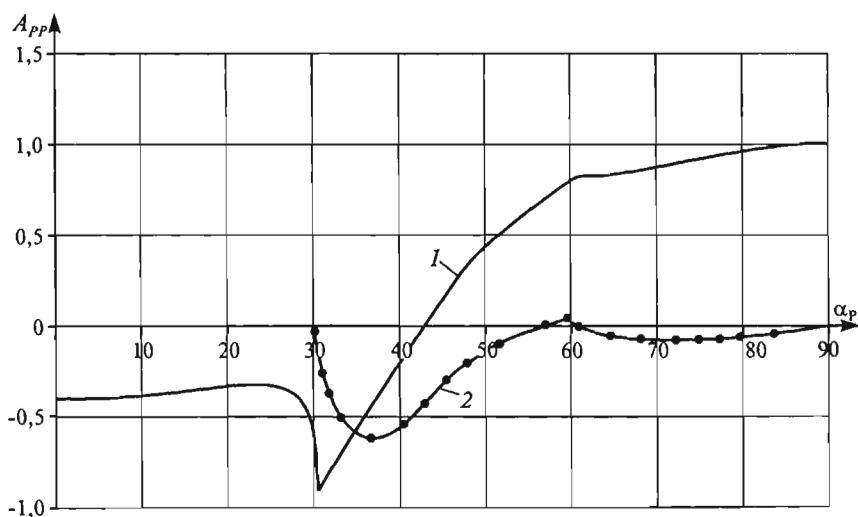


Рис. 5.4. Действительная (1) и мнимая (2) части коэффициента отражения  $A_{pp}$  монотипной волны от сильной границы раздела двух сред с параметрами:

$V_{p1} = 2,5 \text{ км/с}; V_{s1} = 1,4 \text{ км/с}; \rho_1 = 2,3 \text{ г/см}^3; V_{p2} = 5,0 \text{ км/с}; V_{s2} = 2,9 \text{ км/с}; \rho_2 = 2,7 \text{ г/см}^3$   
(по Л.А. Сердобольскому)

Во втором случае ( $V_{p_1} > V_{p_2}$ ,  $g_1 > g_2$ ) коэффициенты  $A_{pp}$  всегда имеют действительный характер (рис. 5.5). Если граница сильная ( $g_1 \gg g_2$ ) коэффициенты  $A_{pp}$  положительны. Для слабой границы, когда  $g_1$  не на много больше  $g_2$ , при больших углах  $\alpha_p$  возможна перемена знака, т.е.  $A_{pp}$  могут принимать отрицательные значения.

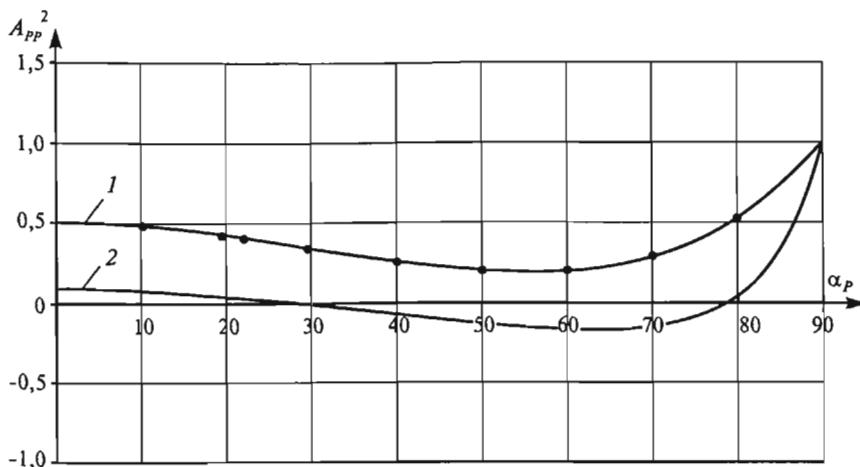


Рис. 5.5. Коэффициенты отражения моотипной  $PP$  волны с одинаковой покрывающей средой с параметрами:

$V_{p_1} = 2,5$  км/с;  $V_{s_1} = 1,4$  км/с;  $\rho_1 = 2,3$  г/см<sup>3</sup>; в случае сильной границы (1) при  $V_{p_2} = 1,0$  км/с;  $V_{s_1} = 0,55$  км/с;  $\rho_1 = 1,9$  г/см<sup>3</sup> и слабой границы (2) при  $V_{p_2} = 2,4$  км/с;  $V_{s_2} = 1,0$  км/с;  $\rho_1 = 2,3$  г/см<sup>3</sup> (по Л.А. Сердобольскому)

В заключение, подчеркнём три важные особенности поведения коэффициентов отражения  $P$ -волны.

1. Отражённая волна распространяется в направлении противоположном по отношению к падающей волне. Поэтому отрицательное значение  $A_{pp}$  соответствует случаю совпадения фаз падающей и отражённой волны и наоборот. В связи с этим, во многих публикациях за коэффициент отражения продольной волны принимают значение  $R_{pp} = -A_{pp}$ .

2. В случае нормального падения в соответствии с (5.38)

$$R_{pp0} = \frac{g_{p2} - g_{p1}}{g_{p2} + g_{p1}} = \frac{1}{2} \frac{\Delta g_p}{g_p}, \quad (5.40)$$

где  $g_{p1} = V_{p1} \rho_1$ ,  $g_{p2} = V_{p2} \rho_2$ ,  $g_p = \frac{g_{p1} + g_{p2}}{2}$ ,  $\Delta g_p = g_{p2} - g_{p1}$ .

Отсюда следует, что коэффициент  $R_{pp0}$  содержит важную информацию о волновом сопротивлении  $g$ . Поэтому анализ пространственных изменений  $R_{pp0}$  лежит в основе способов АВН (п. 10.2), предназначенных для изучения пространственного распределения в среде волнового сопротивления.

3. Отклонение значений  $R_{pp}$  при  $\alpha_p > 0$  от  $R_{pPO}$  является результатом изменения отношений  $V_p/V_s$ , а, следовательно (см. табл. 4.1), и коэффициента Пуассона  $\sigma$  на границах среды. Поэтому, отклонения  $R_{pp}$  от  $R_{pPO}$  (изменения  $R_{pp}$  с удалением ПП—ПВ) несут важную информацию о свойствах геологического разреза и его углеводородном насыщении. Анализ этих отклонений лежит в основе способа *AVO* и других способов анализа амплитудных вариаций отражений с удалением (п. 10.3).

#### 5.4.4. Аппроксимационные выражения коэффициентов отражения на границе изотропных сред

*Уравнения Цеппритца* (5.34) и формулы табл. 5.2 слишком сложны, а главное, они нелинейны относительно упругих скоростных и плотностных параметров. Кроме того, при больших (закритических) углах падения их решения имеют комплексный вид и это значит, что при отражении возникают фазовые сдвиги. Из этих уравнений (5.34) и табл. 5.2 трудно определить влияние на значения коэффициентов отражения отдельных физических параметров. В силу перечисленных причин *уравнения Цеппритца* неудобны для практического применения, в частности, в способе *AVO*. В этом отношении оказались более пригодными различные аппроксимации уравнений Цеппритца [10]. Основная идея приближённых формул сводится к линеаризации этих уравнений по скоростным и плотностным параметрам при условии малости изменения этих параметров на отражающих границах. Одно из таких приближений было дано [3] для продольной волны. В соответствии с этим приближением  $R_{pp}(\alpha)$  зависит от угла  $\alpha$  падения и отражения следующим образом:

$$R_{pp}(\alpha) \approx \frac{1}{2} \left( 1 - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2 \alpha \right) \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\sec^2 \alpha}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{\Delta V_s}{V_s} \sin^2 \alpha, \quad (5.41)$$

где  $\Delta V_p = V_{p2} - V_{p1}$ ,  $\Delta V_s = V_{s2} - V_{s1}$ ,  $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$ ,

$$V_p = (V_{p2} + V_{p1})/2, \quad V_s = (V_{s2} + V_{s1})/2, \quad \rho = (\rho_2 + \rho_1)/2.$$

Эта формула получена в предположении слабой контрастности сред 1 и 2 (малых значений  $\Delta V_p$ ,  $\Delta V_s$  и  $\Delta \rho$ ) и малых углов  $\alpha_p$ .

Линеаризованная аппроксимация зависимости коэффициента отражения от угла падения (5.41) облегчает (в отличие от *уравнений Цеппритца*) анализ относительных параметров среды ( $\Delta V_p/V_p$ ,  $\Delta V_s/V_s$ ,  $\Delta \rho/\rho$ ). Развитию способов такой аппроксимации посвящена работа Шуэ [103], в которой формула (5.41) преобразована в следующее уравнение:

$$\begin{aligned} R_{pp}(\alpha) \approx & \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_p}{V_p} \right) + \left[ \frac{\Delta V_p}{2V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \left( \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right) \right] \sin^2 \alpha + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \frac{\sin^4 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} \end{aligned} \quad (5.42)$$

или

$$R_{pp}(\alpha) = A + B \sin^2 \alpha + C \frac{\sin^4 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha}. \quad (5.43)$$

Достоинство уравнения (5.43) состоит в том, что каждый из трёх его членов характеризует влияние разных свойств среды.

Первый член  $A$  не зависит от  $\alpha$  и несёт информацию о волновом сопротивлении, которое характеризует акустическую жесткость. Этот член приблизительно равен коэффициенту отражения продольной волны (5.40) для нормального падения:

$$A = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_p}{V_p} \right) \approx \frac{g_{p2} - g_{p1}}{g_{p2} + g_{p1}} = R_{pp0}. \quad (5.44)$$

Множитель  $B$  второго слагаемого с учётом связи отношения  $\frac{V_s}{V_p}$  и коэффициента Пуассона (см. табл. 4.1) и обозначений  $\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ ,  $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$  содержит сведения о значениях  $\sigma$  в покрывающей и подстилающей среде:

$$\begin{aligned} B &= \left[ \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \left( \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right) \right] \sin^2 \alpha = \\ &= \frac{7\sigma - 3}{2(1-\sigma)} \frac{\Delta V_p}{V_p} - \left( \frac{1-2\sigma}{1-\sigma} \right) \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \sigma}{(1-\sigma)^2} \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (5.45)$$

Влияние второго слагаемого наиболее чётко проявляется в диапазоне углов падения  $0 < \alpha < 30^\circ$ , который, как правило, характерен для реальных сейсморазведочных наблюдений.

Влияние третьего члена

$$C \frac{\sin^4 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \frac{\sin^4 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} \quad (5.46)$$

существенно при углах близких и больших, чем критические. Кроме этого член (5.46) не зависит от скоростей  $V_s$  и коэффициента Пуассона  $\sigma$ . Поэтому, а также учитывая, что используемые удаления ПВ–ПП обычно соответствуют углам падения меньшим, чем критические, этим членом можно пренебречь и представить (5.43) в следующем приближённом, но пригодном и удобном для практического использования виде:

$$R_{pp}(\alpha) = A + B \sin^2 \alpha \quad (5.47)$$

Важной особенностью уравнения (5.47) является его линейность относительно  $\sin^2 \alpha$ .

Сравнение коэффициентов отражения, рассчитанных с учётом  $A_{pp} = -R_{pp}$  по точным уравнениям Цеппритца (5.34, табл. 5.2) и по приближённым формулам трёхчленной (5.43) и двухчленной (5.47) аппроксимации дано на рис. 5.6 [10].

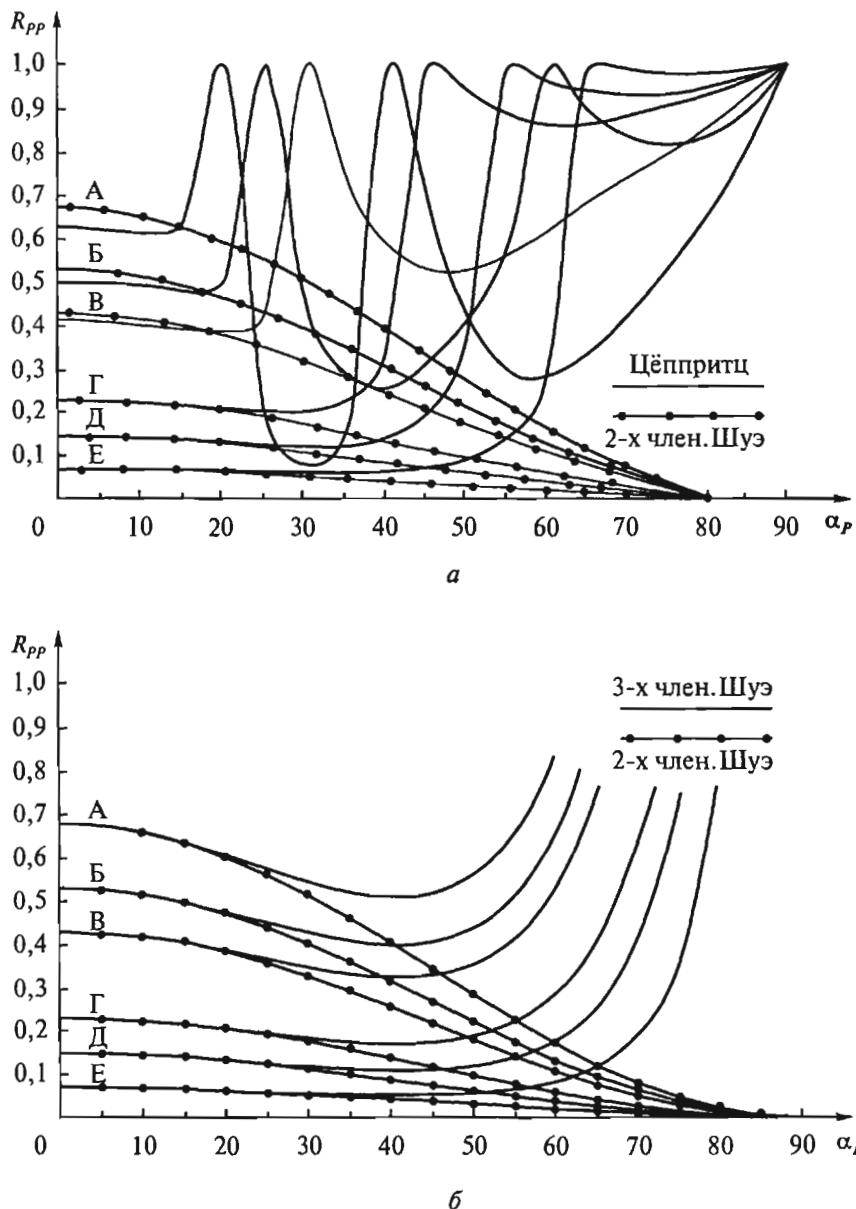


Рис. 5.6. Коэффициенты отражения  $P$ -волн [10] в зависимости от угла падения на границу для шести моделей (табл. 5.3) с последовательно уменьшающимися коэффициентами отражения для нормального падения:

*a* — сравнение двучленного приближения Шуэ (5.47) с точным решением Цеппритца; *б* — сравнение двучленного и трёхчленного (5.43) приближений Шуэ

Расчёт выполнен для 6 моделей А, Б, В, Г, Д, Е, (табл. 5.3).

Таблица 5.3

## Параметры для верхнего слоя моделей.

Параметры нижнего слоя постоянны  $V_{P_2} = 6096$ ,  $V_{S_2} = 3048$ ,  $\rho_2 = 2,65$ :  
(скорости м/с, плотности г/см<sup>3</sup>). Для всех слоев  $V_p/V_s = 2$

Модель	$V_{P1}$	$V_{S1}$	$\rho_1$
А	1829	914	2,02
Б	2521	1260	2,12
В	3048	1524	2,20
Г	4267	2133	2,38
Д	4877	2438	2,47
Е	5486	2743	2,56

Результаты моделирования свидетельствуют о возможности применения аппроксимации (5.47) до углов падения 25–30 градусов. Лучшее приближение к точному решению достигается при небольших (< 0,2) коэффициентах отражения. При больших контрастах скоростей от точных значений отличаются даже коэффициенты отражения (5.44) для нормального угла падения на границу. Трёхчленное приближение (5.43) лишь немного улучшает ситуацию — оно пригодно до углов 40 градусов, но только при малых коэффициентах отражения ( $\leq 0,1$ ).

Кроме уравнения (5.47) известны и другие выражения, вытекающие из формул (5.41) и (5.42). Эти выражения получаются при дальнейших упрощениях и допущениях о свойствах среды и волнового поля. Так, предполагая, что углы падения малы и можно допустить, что  $\sec^2 \alpha \approx 1 + \sin^2 \alpha$  и после некоторых преобразований равенства (5.41) получить [10, 106] следующее уравнение:

$$\begin{aligned}
 R_{PP}(\alpha) = & \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_p}{V_p} \right) + \\
 & + \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_p}{V_p} \right) - 8 \left( \frac{V_s}{V_p} \right)^2 \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right) \right] \sin^2 \alpha + \\
 & + \left[ 2 \left( \frac{V_s}{V_p} \right)^2 - \frac{1}{2} \right] \frac{\Delta \rho}{\rho} \sin^2 \alpha
 \end{aligned} \tag{5.48}$$

Из (5.48), с учётом (5.44) и табл. (4.1), вытекает следующее приближённое уравнение:

$$R_{pp}(\alpha) = R_{pp0} \left[ 1 - 4 \left( \frac{V_s}{V_p} \right)^2 \sin^2 \alpha \right] + \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)^2} \sin^2 \alpha. \quad (5.49)$$

Отсюда полагая  $V_s/V_p = 0,5$  следует [106]

$$R_{pp}(\alpha) \approx R_{pp0} \cos^2 \alpha + PR \sin^2 \alpha, \quad (5.50)$$

где  $PR = \Delta\sigma/(1-\sigma)^2$  называют Пуассоновской отражающей способностью или псевдокоэффициентом Пуассона  $Q_0$ .

При этом

$$PR \approx A + B \approx \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta V_p}{V_p} - \frac{\Delta V_s}{V_s} \right). \quad (5.51)$$

## 5.5. Влияние слабой анизотропии на коэффициенты отражения продольных волн

### 5.5.1. Слабая анизотропия и ее особенности

Анизотропия среды проявляется в том, что скорости  $P$  и  $S$  волн и связанные с ними другие параметры и атрибуты зависят от направления распространения волн. Геологические факторы, порождающие анизотропию, детально рассмотрены в главе 3, а зависимости скоростей от направления распространения волн — в главе 4.

Практический интерес в связи с прогнозированием разреза представляет поведение (с изменением угла  $\alpha_z$ ) коэффициента отражения  $R_{pp}$  продольных волн на границах тонкослоистых и трещиноватых квазианизотропных сред. При этом наиболее простые зависимости  $R_{pp}$  получены для слабой анизотропии [105, 101] в случае тонкослоистых поперечно-изотропных ВПИ сред с вертикальной осью симметрии и трещиноватых поперечно-изотропных ГПИ сред с горизонтальной осью симметрии, а также ортотропных сред, обладающих тремя ортогональными плоскостями симметрии. Принято считать модель слабо анизотропной при следующих соотношениях параметров на границе двух сред 1 и 2:

$$\Delta V_p(0)/V_p(0), \Delta V_s(0)/V_s(0), \Delta\rho/\rho, |\rho|, |\epsilon|, |\gamma| \ll 1,$$

где  $V(0) = V_\perp$ ,  $V_p = (V_{p1} + V_{p2})/2$ ,  $V_s = (V_{s1} + V_{s2})/2$ ,  $\rho = (\rho_2 + \rho_1)/2$ ,

$$\Delta V_p = V_{p2} - V_{p1}, \Delta V_s = V_{s2} - V_{s1}, \Delta\rho = \rho_2 - \rho_1.$$

Три параметра  $\delta$ ,  $\epsilon$  и  $\gamma$ , введенные Томсеном [104], представляют упругие свойства каждой из двух поперечно-изотропных сред со слабой анизотропией и используются в этом случае вместо пяти параметров  $C_{mn}$  или Ламе  $\lambda_l$ ,  $\mu_l$ ,  $\lambda_\perp$ ,  $\mu_\perp$  и  $\mu^*$ . Связь между параметрами Томсена и  $C_{mn}$  определяется формулами (4.32), 4.33), а их связь с параметрами Ламе и скоростями — формулами (4.34).

На практике при регистрации отраженных волн обычно используют удаления  $l$  источник — приемник меньше, чем глубина залегания отражающей границы, что соответствует малым углам  $\alpha_z < \pi/4$  падения волновой нормали относительно оси  $z$ . Для малых углов  $\alpha_z < \pi/4$  выражение (4.34) можно упростить, представив в следующем виде [105]:

$$\begin{aligned}\epsilon &= (V_{p\parallel} - V_{p\perp})/V_{p\perp}, \\ \gamma &= (V_{sh\parallel} - V_{sh\perp})/V_{sh\perp}, \\ \delta &= 4[(V_{p\theta}/V_{p\perp}) - 1] - [(V_{p\parallel}/V_{p\perp}) - 1].\end{aligned}\quad (5.52)$$

Здесь скорости  $V_{p\parallel}$ ,  $V_{sh\parallel}$  — параллельно слоистости или трещиноватости, скорости  $V_{p\perp}$ ,  $V_{sh\perp}$  — перпендикулярно слоистости или трещиноватости и скорости  $V_{p\theta}$  — в диагональном направлении, то есть под углом  $\pi/4$  к оси симметрии. В случае эллиптической индикатрисы  $V_{p\theta} = (V_{p\parallel} \cdot V_{p\perp})^{1/2}$ .

Уравнения (4.41) индикатрис фазовой скорости для слабой анизотропии приведены в главе 4. В формулах (4.41) угол  $\alpha$  определяет направление нормали относительно оси симметрии. В случае ВПИ среды  $\alpha = \alpha_z$ , а для ГПИ  $\sin\alpha = \sin\alpha_z \cos\theta$ , в связи с чем первая из формул (4.41) для ГПИ среды приобретает вид:

$$V_p(\alpha_z, \theta) = V_{p\perp}(1 + \delta \sin^2 \alpha_z \cos^2 \theta + \epsilon \sin^4 \alpha_z \cos^4 \theta), \quad (5.53)$$

где  $\theta$  — азимут плоскости волновых нормалей относительно горизонтальной оси симметрии среды.

### 5.5.2. Коэффициент отражения продольной волны на границе двух вертикально-поперечно-изотропных сред

Исходя из равенств смещений и напряжений на границах двух вертикально-поперечно-изотропных (ВПИ) сред с учетом зависимостей скоростей (4.41) от угла  $\alpha_z$  при соблюдении условий (5.51), в случае малых углов  $\alpha_z < \pi/4$  и слабой анизотропии получено [100] следующее выражение для коэффициента отражения  $P$  волны:

$$\begin{aligned}R_{pp}^{\text{ВПИ}}(\alpha_z) &= \frac{1}{2} \frac{\Delta g}{g} + \frac{1}{2} \left[ \frac{\Delta V_{p\perp}}{V_{p\perp}} - \left( \frac{2V_{s\perp}}{V_{p\perp}} \right)^2 \frac{\Delta G}{G} + \Delta \delta \right] \sin^2 \alpha_z + \\ &+ \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta V_{p\perp}}{V_{p\perp}} - \Delta \delta + \Delta \epsilon \right) \sin^2 \alpha_z \operatorname{tg}^2 \alpha_z\end{aligned}\quad (5.54)$$

Здесь  $\alpha_z$  — угол падения волновой нормали по отношению к вертикали  $z$ , которая является осью симметрии. В формуле (5.54) приняты следующие обозначения:

$$V_{p\perp} = (V_{p\perp 1} + V_{p\perp 2})/2, \quad V_{s\perp} = (V_{s\perp 1} + V_{s\perp 2})/2, \quad V_{s\perp} \equiv V_{sh\perp},$$

$$\Delta V_{p\perp} = V_{p\perp 2} - V_{p\perp 1}, \quad \Delta V_{s\perp} = V_{s\perp 2} - V_{s\perp 1},$$

$$\rho = (\rho_2 + \rho_1)/2, \quad g = (g_1 + g_2)/2 = V_{\perp p} \rho,$$

$$G = (G_1 + G_2)/2 = V_{s\perp}^2 \rho, \quad \Delta g = g_2 - g_1 = V_{p\perp 2} \rho_2 - V_{p\perp 1} \rho_1,$$

$$\Delta G = V_{s\perp 2} \rho_2 - V_{s\perp 1} \rho_1, \quad \Delta \delta = \delta_2 - \delta_1, \quad \Delta \epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1.$$

Значения  $\epsilon_{1,2}$  и  $\delta_{1,2}$  определяют по формулам (4.34) или с учетом малости углов  $\alpha_z$  по формуле (5.52).

Уравнение (5.54) можно представить в следующем виде:

$$R_{pp}^{ВПИ}(\alpha_z) = A_{\perp} + B_{\perp} \sin^2 \alpha_z + C_{\perp} \sin^2 \alpha_z \operatorname{tg}^2 \alpha_z, \quad (5.55)$$

где

$$A_{\perp} = R_{pp0} = (1/2) \Delta g / g,$$

$$B_{\perp} = (1/2) [(\Delta V_{p\perp} / V_{p\perp}) - (2V_{s\perp} / V_{p\perp})^2 \Delta G / G + \Delta \delta],$$

$$C_{\perp} = (1/2) [(\Delta V_{p\perp} / V_{p\perp}) - \Delta \delta + \Delta \epsilon].$$

Пренебрегая в (5.54) третьим членов в виду его малости, получим:

$$R_{pp}^{ВПИ}(\alpha_z) = A_{\perp} + B_{\perp} \sin^2 \alpha_z. \quad (5.56)$$

На рис. 5.7 дано сопоставление зависимостей  $R_{pp}^{ВПИ}(\alpha_z)$  для ВПИ среды, с графиками  $R_{pp}(\alpha_z)$  для изотропной среды [105]. Из сопоставления следует, что анизотропия оказывает существенное влияние на параметр  $B_{\perp}$  и на поведение  $R_{pp}^{ВПИ}(\alpha_z)$ .

Зависимость  $R_{pp}^{ВПИ}$  от  $\sin^2 \alpha_z$  имеет вид наклонной прямой. Возрастание положительных значений  $\Delta \delta_{\perp}$  сопровождается резким увеличением наклона этой прямой. Следует подчеркнуть, что поведение линий  $R_{pp}^{ВПИ}(\alpha_z)$  и  $R_{pp}^{ВПИ}(\sin^2 \alpha_z)$  не зависит от азимута  $\theta$ , тем не менее, анизотропия, обусловленная горизонтальной слоистостью, является существенной помехой при *AVO* анализе.

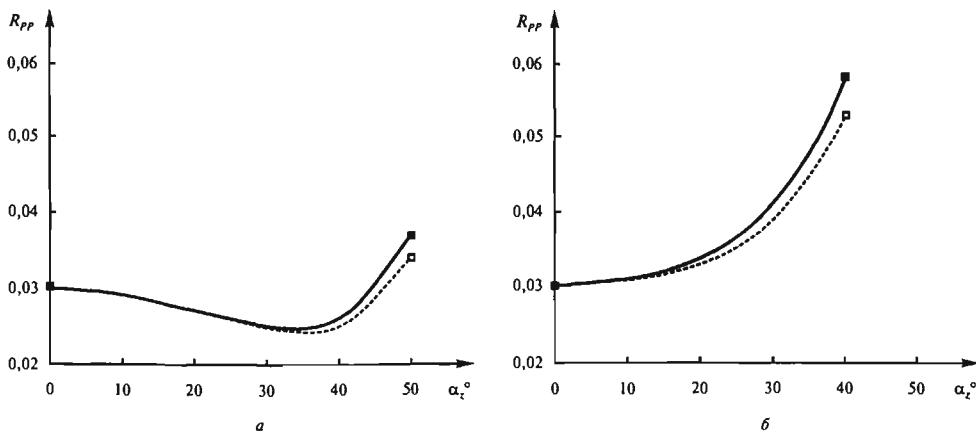


Рис. 5.7. Зависимости  $R_{PP}(\alpha_z)$  для изотропной (а) и анизотропной ВПИ (б) сред по Томсену [105].

Сплошные линии — точное решение; пунктир — аппроксимационные решения:

(5.42) — для изотропной среды, (5.54) — для ВПИ среды.

Параметры изотропной среды:  $V_{P\parallel} = 2895$  м/с;  $V_{S\parallel} = 1768$  м/с;  $\rho_1 = 2,18$  г/см<sup>3</sup>,  $V_{P\perp} = 3048$  м/с;  $V_{S\perp} = 1829$  м/с;  $\rho_2 = 2,2$  г/см<sup>3</sup>.

Параметры ВПИ среды: скорости  $V_\perp$  и плотности  $\rho$  равны скоростям  $V_p$  и плотностям  $\rho$  изотропной среды;  $\delta_1 = 0$ ,  $\delta_2 = 0,10$ ,  $\epsilon_1 = 0$ ,  $\epsilon_2 = 0,05$

### 5.5.3. Коэффициенты отражения продольной волны на границе горизонтально-поперечно-изотропных сред

Примером горизонтально-поперечно-изотропной (ГПИ) среды может служить вертикально-трещиноватая среды с параллельными плоскостями трещиноватости. Рассмотрим среду с горизонтальной осью  $x$  симметрии, которая перпендикулярна плоскостям трещиноватости. Будем считать, что направление систем трещин в верхней (1) и нижней (2) средах совпадает; анизотропия слабая и соответствует условиям (5.51). Параметры  $\delta$ ,  $\epsilon$  и  $\gamma$  определяются равенствами (5.52). Исходя из граничных условий и с учетом равенства (5.53) получено [101, 105] следующее выражение коэффициента отражения:

$$\begin{aligned}
 R_{PP}^{\text{ГПИ}}(\alpha_z) = & \frac{1}{2} \frac{\Delta g}{g} + \\
 & + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta V_{P\parallel}}{V_{P\parallel}} - \left( \frac{2V_{S\parallel}}{V_{P\parallel}} \right)^2 \Delta G / G + \left[ \Delta \delta + 2 \left( \frac{2V_{S\parallel}}{V_{P\parallel}} \right)^2 \Delta \gamma \right] \cos^2 \theta \right\} \sin^2 \alpha_z + \\
 & + \frac{1}{2} \left[ \frac{\Delta V_{P\parallel}}{V_{P\parallel}} + \Delta \epsilon \cos^4 \theta + \Delta \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right] \sin^2 \alpha_z \operatorname{tg}^2 \alpha_z
 \end{aligned} \tag{5.57}$$

Здесь

$$\begin{aligned} V_{S\parallel} &= V_{SH\parallel} = V_{SV\perp}, & \rho &= (\rho_2 + \rho_1)/2, & g &= (g_1 + g_2)/2, \\ \Delta g &= g_2 - g_1, & G &= (G_1 + G_2)/2, & \Delta G &= (G_2 - G_1), \\ g_{1,2} &= (V_{P\parallel} \rho_{1,2}), & G_{1,2} &= (V_{S\parallel}^2 \rho_{1,2}), \\ \Delta\gamma &= \gamma_2 - \gamma_1, & \Delta\varepsilon &= \varepsilon_2 - \varepsilon_1, & \Delta\delta &= \delta_2 - \delta_1, \end{aligned}$$

а значения  $\gamma, \delta, \varepsilon$  в средах (1) и (2) определяют формулы (4.34) или приближенно (5.52).

Выражение (5.57) можно представить равенством:

$$R_{pp}^{ГПИ}(\alpha_z, \theta) = A_{\parallel} + B_{\parallel} \sin^2 \alpha_z + C_{\parallel} \sin^2 \alpha_z \operatorname{tg}^2 \alpha_z, \quad (5.58)$$

где

$$A_{\parallel} = (1/2)(\Delta g/g),$$

$$B_{\parallel} = (1/2)\{(\Delta V_{P\parallel}/V_{P\parallel}) - (2V_{S\parallel}/V_{P\parallel})^2 \Delta G/G + [\Delta\delta + 2(2V_{S\parallel}/V_{P\parallel})^2 \Delta\gamma] \cos^2 \theta\},$$

$$C_{\parallel} = (1/2)[(\Delta V_{P\parallel}/V_{P\parallel}) + \Delta\varepsilon \cos^4 \theta + \Delta\delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta].$$

Для наблюдений по азимуту  $\theta = \pi/2$  уравнения (5.57—5.58) подобны выражениям (5.42—5.43), характеризующим коэффициент отражения  $R_{pp}$  в случае изотропной среды и выражениям (5.54—5.55), характеризующим  $R_{pp}^{ВПИ}$ . При других азимутах, особенно при  $\theta = 0$  вкрест трещиноватости имеет место существенное различие  $R_{pp}^{ГПИ}$  и  $R_{pp}$ . Обусловлено это тем, что при  $\theta = 0$  падающая  $P$  волна возбуждает отраженную обменную  $SV$  волну с вертикальной скоростью  $V_{S\perp} = V_{SV\perp} = V_{SH\perp}$ , а в плоскости изотропии при  $\theta = \pi/2$  отражаются  $SH$  волны, распространяющиеся со скоростью  $V_{SH\parallel}$ . Различие скоростей ( $V_{SH\parallel} > V_{SV\perp}$ )  $S$  волн, распространяющихся в ортогональных плоскостях, приводит к тому, что, согласно (5.52), параметр  $\gamma$  в плоскости  $\theta = 0$  имеет максимальное положительное значение и существенно влияет на второй член уравнений (5.57—5.58) и на коэффициент  $B_{\parallel}$ . По мере увеличения  $\theta$  это влияние уменьшается, а при  $\theta = \pi/2$  и вовсе исчезает. Параметр  $\delta$  также влияет на  $B_{\parallel}$ , так как согласно (5.52)  $\delta$  зависит от скорости  $V_{S\perp}$ . Это влияние также уменьшается по мере увеличения  $\theta$ , исчезая при  $\theta = \pi/2$ .

Параметр  $\varepsilon$  влияет только на третий член выражений (5.57—5.58). Однако, этот член при больших значениях  $\alpha_z$ , то есть при больших удалениях ПВ — ПП, обычно превышающих применяемые на практике удаления, дает незначительный вклад в значение  $R_{pp}^{ГПИ}$ . Этим членом можно пренебречь. Если к тому же в (5.57—5.58) сделать допущение  $V_{S\parallel} = 0.5V_{P\parallel}$ , то получим простое равенство:

$$R_{pp}^{ГПИ}(\alpha_z, \theta) = A_{\parallel} + B_{\parallel} \sin^2 \alpha_z. \quad (5.59)$$

Здесь  $A_{\parallel}$  представляет нормальный коэффициент отражения при  $\alpha_z = 0$ :

$$A_{\parallel} = R_{PP0} = (1/2)\Delta g/g,$$

а  $B_{\parallel}$  характеризует его градиент. Этот градиент можно представить в виде:

$$B_{\parallel} = B_{\text{изо}} + \Delta B_{\text{ГПИ}},$$

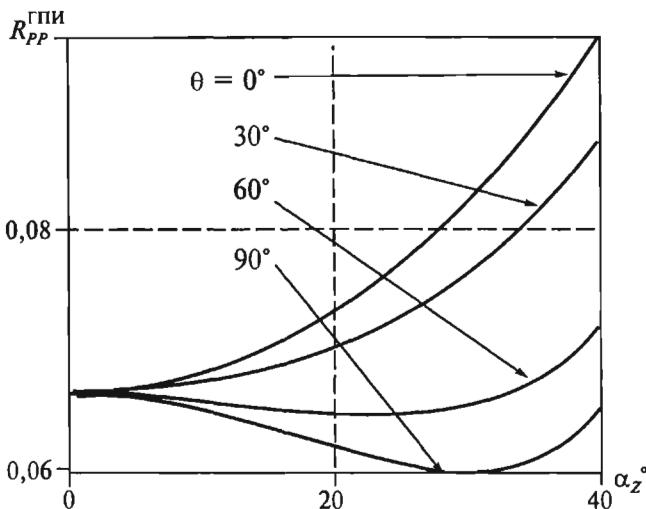
Здесь

$$\begin{aligned} B_{\text{изо}} &= 1/2\{\Delta V_{P\parallel}/V_{P\parallel} - [\Delta(V_{S\parallel}^2\rho)/V_{S\parallel}^2\rho]\} \approx \\ &\approx \Delta\sigma_{\parallel}/(1 - \sigma_{\parallel})^2 - 1/2[\Delta(V_{P\parallel}^2\rho)/V_{P\parallel}^2\rho], \end{aligned} \quad (5.60)$$

$$\Delta B_{\text{ГПИ}} = (\Delta\delta + \Delta\gamma) \cos^2\theta. \quad (5.61)$$

В равенстве (5.60)  $\sigma_{\parallel} = (\sigma_{\parallel 2} + \sigma_{\parallel 1})/2$ ,  $\Delta\sigma_{\parallel} = \sigma_{\parallel 2} - \sigma_{\parallel 1}$ , где  $\sigma_{\parallel}$  — коэффициент Пуассона в межтрещинном пространстве.

Отсюда следует, что градиент  $B_{\parallel}$  состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое  $B_{\text{изо}}$  не зависит от азимута и характеризует Пуассоновскую отражающую способность. Второе слагаемое  $\Delta B_{\text{ГПИ}}$  зависит от азимута  $\theta$  и контраста  $\Delta\delta$  и  $\Delta\gamma$  параметров Томсена. Сказанное иллюстрирует рис. 5.8, на котором показан-



**Рис. 5.8. Поведение коэффициентов отражения в зависимости от угла падения  $\alpha_z$  на границу между изотропной и ГПИ средами при различных азимутах  $\theta$ , относительно оси симметрии ГПИ среды [100]:**

Верхняя среда изотропна:  $V_{P1} = 2260 \text{ м/с}; V_{S1} = 1428 \text{ м/с};$

$\rho_1 = 2,6 \text{ г/см}^3; \epsilon_1 = 0; \delta_1 = 0; \gamma_1 = 0;$

Нижняя среда анизотропна:  $V_{P2} = 2370 \text{ м/с}; V_{S2} = 1360 \text{ м/с};$

$\rho_2 = 2,7 \text{ г/см}^3; \epsilon_2 = 0; \delta_2 = 0,05; \gamma_2 = 0,1$

ны коэффициенты отражения в функции угла падения  $\alpha_z$  для различных азимутов  $\theta$ , определяемых относительно горизонтальной оси симметрии  $x$  нижней ГПИ среды; верхняя среда выбрана изотропной. Для такой модели  $\Delta\delta = \delta_2$ ,  $\Delta\gamma = \gamma_2$ . Из рисунка видно, что градиенты кривых  $R_{pp}^{\text{ГПИ}}$  для различных азимутов могут быть значительными и существенно отличаться от градиента  $R_{pp}$  изотропной среды. Только для азимута  $\theta = \pi/2$  градиенты  $R_{pp}^{\text{ГПИ}}$  и  $R_{pp}$  совпадают.

Таким образом, анизотропия, связанная с вертикальной трещиноватостью, существенно влияет на поведение кривых  $R_{pp}^{\text{ГПИ}}(\alpha_z)$ . Это влияние, в отличие от ВПИ среды, зависит от азимута  $\theta$ .

В заключение подчеркнем, что равенства (5.57–5.60) определяют зависимость отражающих свойств  $R(\alpha_z)$  от угла  $\alpha_z$  падения между фронтовой нормалью и осью  $z$ . Что касается зависимостей  $R(\beta_z)$  от угла  $\beta_z$  между лучом и осью  $z$ , то в условиях анизотропной среды, при сохранении общих закономерностей они будут иметь некоторое отличие от  $R(\alpha_z)$ . При слабой анизотропии этим отличием пренебрегают.

#### 5.5.4. Коэффициент отражения $P$ волны на границе ортотропных сред

Ортотропная среда, как было показано в главе 4, обладает 9 параметрами  $C_{mn}$ . В случае слабой анизотропии количество параметров Томсена  $\delta$ ,  $\epsilon$ , и  $\gamma$  не уменьшается, что усложняет вывод формул для коэффициентов  $R^{\text{OPTO}}(\alpha_z, \theta)$ . Следуя работе [101], приведем формулы, описывающие поведение этих коэффициентов отражения  $P$  волны для случая контакта двух ортотропных сред с двумя одинаково направленными вертикальными системами трещин. Одна система ортогональна оси  $x$ , а другая — оси  $y$ . Коэффициенты  $R_{xz}^{\text{OPTO}}$  в направлении  $x$  и  $R_{yz}^{\text{OPTO}}$  в направлении  $y$  определяют выражения:

$$R_{xz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z) = (1/2)\Delta g/g + (1/2)[\Delta V_{pz}/V_{pz} - (2V_{sy}/V_{pz})^2\Delta G_y/G_y + \Delta\delta_y] \sin^2\alpha_z + \\ + (1/2)(\Delta V_{pz}/V_{pz} + \Delta\epsilon_y) \sin^2\alpha_z \operatorname{tg}^2\alpha_z. \quad (5.62)$$

$$R_{yz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z) = (1/2)\Delta g/g + (1/2)[\Delta V_{pz}/V_{pz} - (2V_{sx}/V_{pz})^2\Delta G_x/G_x + \Delta\delta_x] \sin^2\alpha_z + \\ + (1/2)(\Delta V_{pz}/V_{pz} + \Delta\epsilon_x) \sin^2\alpha_z \operatorname{tg}^2\alpha_z. \quad (5.63)$$

Разность коэффициентов  $R_{xz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z)$  и  $R_{yz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z)$  характеризует различие степени трещиноватости сред в двух ортогональных направлениях и может быть найдена по формуле:

$$\Delta R_{xy} = R_{xz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z) - R_{yz}^{\text{OPTO}}(\alpha_z) =$$

$$\begin{aligned}
 &= \{(2V_{sy}/V_{pz})(\Delta\gamma_x - \Delta\gamma_y) + (\Delta\delta_y - \Delta\delta_x)\} \sin^2\alpha_z + \\
 &\quad + (1/2)(\Delta\epsilon_y - \Delta\epsilon_x) \sin 2\alpha_z \operatorname{tg}^2\alpha_z. \tag{5.64}
 \end{aligned}$$

В равенствах (5.62—5.64)  $V_{pz}$ ,  $V_{sx}$ ,  $V_{sy}$ ,  $g$ ,  $G_x$ ,  $G_y$  представляют средние, а  $\Delta V_{pz}$ ,  $\Delta V_{sx}$ ,  $\Delta g$ ,  $\Delta G_x$ ,  $\Delta G_y$ ,  $\Delta\delta$ ,  $\Delta\epsilon$  и  $\Delta\gamma$  — разностные значения параметров нижней (2) и верхней (1) ортотропных сред. В соответствии с выражениями (4.57) главные скорости в этих средах ( $i = 1; 2$ ):

$$V_{pz_i} = (C_{33i}/\rho_i)^{1/2}, \quad V_{sy_i} = (C_{55i}/\rho_i)^{1/2}, \quad V_{sx_i} = (C_{44i}/\rho_i)^{1/2},$$

а параметры  $g$ ,  $G_x$  и  $G_y$  связаны со скоростями и плотностями следующим образом:

$$g_i = \rho_i V_{pz_i}, \quad G_{xi} = \rho_i V_{sx_i}^2, \quad G_{yi} = \rho_i V_{sy_i}^2.$$

Значения  $\Delta\epsilon_x$ ,  $\Delta\delta_x$ ,  $\Delta\epsilon_y$ ,  $\Delta\delta_y$ ,  $\Delta\gamma_x$  и  $\Delta\gamma_y$  можно найти, исходя из формул (4.63) или (4.66).

При  $R_{xz} > R_{yz}$  (положительном значении  $\Delta R_{xy}$ ) трещиноватость, ортогональная оси  $x$ , слабее трещиноватости, ортогональной оси  $y$ , и наоборот.

Более сложные выражения для коэффициентов  $R_{pp}^{\text{OPTO}}$  характерны для трехфакторной ортотропной тонкослоистой среды с двумя ортогональными системами трещин. Однако, при использовании разностного выражения (5.64) влияние тонкой слоистости, не зависящей от азимута, исключается, и разность  $R_{ppxz}$  и  $R_{ppyz}$  характеризует различие степени трещиноватости в двух ортогональных направлениях.

## ГЛАВА 6. ПРЯМЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТРЕХМЕРНОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ — ТЕОРИЯ ВРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ

### 6.1. Общие положения кинематической сейсмики

#### 6.1.1. Кинематические задачи и способы их решения

Кинематические задачи 3D сейсморазведки состоят в установлении связей скоростных и геометрических параметров трехмерной среды и кинематических характеристик волновых полей, распространяющихся в этой среде.

Кинематические задачи подразделяют на прямые и обратные. Прямые задачи предназначены для формирования временных полей для моделей среды с заданными скоростными и геометрическими параметрами. Обратные задачи состоят в определении указанных параметров моделей по наблюденному временному или волновому полю.

Реальная среда, как было сказано в главе 3, может быть аппроксимирована (рис. 3.1) моделями, формализованными по разным признакам. При решении трехмерных кинематических задач основным признаком формализации являются скоростные и геометрические свойства среды. По этому признаку различают два вида модели. К первому виду относят модели, отображающие реальное пространственное распределение истинных скоростей и геометрические свойства преломляющих и отражающих границ. Такие модели условимся называть истинными. Ко второму виду принадлежат модели, позволяющие локально, обычно в пределах базы наблюдений, охарактеризовать среду некоторыми постоянными интегральными или эффективными скоростными и геометрическими параметрами. Такие модели будем называть интегральными, или по-другому, эффективными. Интегральные свойства модели обусловлены тем, что ее параметры получают посредством интегрирования (суммирования) истинных параметров среды, а эффективность заключается в получении эффективно-однозначной связи истинных и интегральных параметров.

Схема решения кинематических задач, основанная на представлении среды истинной или интегральной моделью, изображена на рис. 6.1. В соответствии с этой схемой возможны разные способы решения кинематических задач.

При решении прямых задач используют следующие две группы способов. Первая группа (1) объединяет способы формирования временного поля для истинной модели с заданным пространственным распределением  $V(x, y, z)$  скорости. Вторая группа (2) содержит способы аппроксимации истинной модели интегральной моделью с последующим формированием временного поля, функционально связанного с интегральными параметрами.

Для решения обратных задач в основном применяют способы, заключающиеся в нахождении интегральных параметров по волновому (1) или временному (2) полю и в пересчете этих параметров в истинные. Реже используются способы (3) определения истинных параметров непосредственно по временному полю.

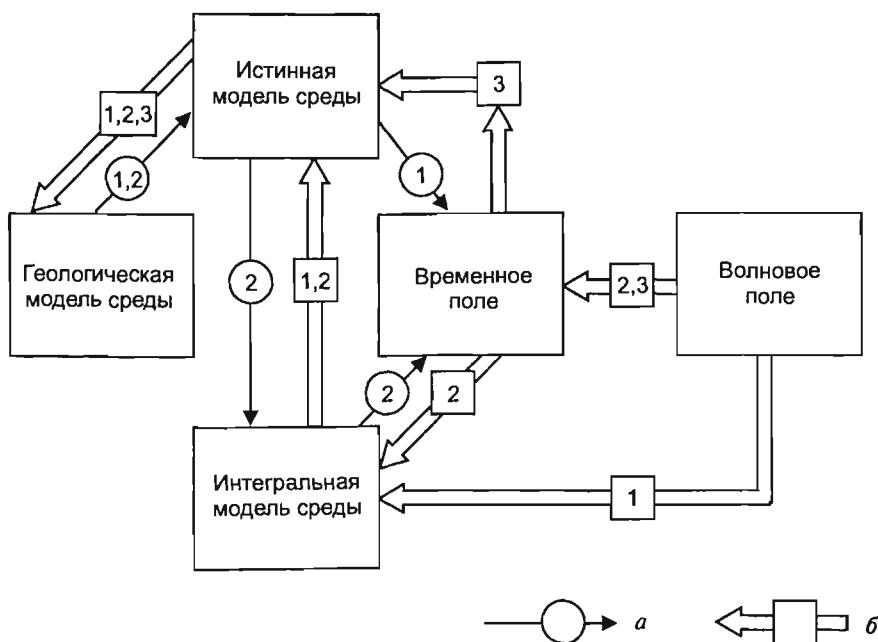


Рис. 6.1. Схема решения кинематических задач:

*a* — прямые задачи; *б* — обратные задачи

### 6.1.2. Кинематические принципы и законы

Решение кинематических задач базируется на общепризнанных кинематических принципах и законах: принципе Гюйгенса, принципе Ферма, принципе взаимности, законе Снеллиуса и законе Бендорфа. Эти принципы и законы исходят из предположения абсолютной локальности сейсмических лучей, что равносильно утверждению о бесконечно малой длине волн.

Принцип Гюйгенса вытекает из формулы Пуассона (5.28), представляющей решение волнового уравнения. В соответствии с этим принципом каждая точка среды, до которой дошло возмущение, является в свою очередь центром вторичных волн, а поверхность, огибающая фронты вторичных волн, представляет положение фронта действительной волны. Формула Пуассона справедлива для изотропной однородной среды, тогда как принцип Гюйгенса распространяется на изотропные неоднородные среды, а также на однородные и анизотропные среды. В условиях неоднородной изотропной среды аналитическим выражением принципа Гюйгенса является дифференциальное уравнение поля времен (5.20).

В случае анизотропной неоднородной среды принцип Гюйгенса характеризует векторное равенство (5.21).

Принцип Ферма гласит, что действительным путем распространения волны из одной точки в другую является тот путь, по которому время пробега волны  $t$  экстремально (практически — минимально):

$$t = \int_{l_s} \frac{ds}{V(x, y, z)}. \quad (6.1)$$

Это время можно найти посредством решения вариационной задачи отыскания экстремума интеграла с перебором возможных лучей  $l_s$ , соединяющих две точки среды, где  $ds$  — элемент дуги кривой  $l_s$ .

В трехмерном случае [34]

$$t = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\left\{1 + [x'(z)]^2 + [y'(z)]^2\right\}^{1/2}}{V(x, y, z)} dz = \int_{z_1}^{z_2} F(x, y, z, x', y') dz \quad (6.2)$$

и задача поиска экстремума сводится к решению системы двух дифференциальных уравнений Эйлера:

$$\frac{dF}{dx} - \frac{d}{dz} \left( \frac{dF}{dx'} \right) = 0, \quad (6.3)$$

$$\frac{dF}{dy} - \frac{d}{dz} \left( \frac{dF}{dy'} \right) = 0$$

В (6.2—6.3) приняты обозначения:

$$x' = \frac{dx}{dz}, \quad y' = \frac{dy}{dz}.$$

**Принцип взаимности** гласит, что время распространения монотипной волны из одной точки среды в другую не изменится, если источник и приемник поменять местами.

**Закон Снеллиуса** — закон отражения-преломления — исходит из условий сплошной среды, рассмотренных в главе 5. С учетом этих условий на границе сред с различающимися скоростями соблюдается равенство (5.30). В соответствии с этим равенством на границе двух сред должны быть равны кажущиеся скорости падающей, отраженных и преломленных волн, а следовательно, и отношения фазовой (нормальной) скорости к синусу угла падения  $\bar{\alpha}$ , отражения  $\bar{\alpha}$  или преломления  $\bar{\beta}$  волновых нормалей соответствующих волн на границе раздела двух сред.

В случае изотропных сред волновая нормаль совпадает с лучом, лучевая и фазовая скорость тождественны и равенство (5.30) справедливо как для лучей, так и для волновых нормалей. В анизотропной среде имеет место несовпадение лучей и волновых нормалей, и, тем не менее, равенство определяет порознь связь фазовых скоростей и углов для волновых нормалей и лучевых скоростей и углов для лучей.

**Закон Бендорфа** характеризует зависимость угла  $\epsilon$  выхода луча на линию наблюдений с истинной  $V$  и кажущейся  $V_k$  скоростями

$$\cos \epsilon = \frac{V}{V_k} = V \frac{dt}{dl}. \quad (6.4)$$

### 6.1.3. Виды временных полей

Решение прямых кинематических задач заключается в установлении связи времени прихода  $t$  волны с пространственными координатами пункта возбуждения (ПВ) и пункта приема (ПП). Зависимость времени от пространственных координат принято называть [34] временным полем. Временные поля подразделяют на обобщенные, локальные и частные, подразумевая под частными полями годографы сейсмических волн.

В общем случае пространственных наблюдений временное поле является функцией шести переменных — трех координат ПВ ( $x_b, y_b, z_b$ ) и трех координат ПП ( $x_n, y_n, z_n$ ) и называется обобщенным. Будем обозначать такое поле индексом  $\Pi_{33}$ , имея в виду тождество

$$\Pi_{33} \equiv t(x_b, y_b, z_b, x_n, y_n, z_n). \quad (6.5)$$

Если одна, две или три из шести координат закреплены, то такие временные поля, зависимые, соответственно, от пяти ( $\Pi_{23}, \Pi_{32}$ ), четырех ( $\Pi_{13}, \Pi_{31}, \Pi_{22}$ ) или трех ( $\Pi_{03}, \Pi_{30}, \Pi_{12}, \Pi_{21}$ ) координат, называют локальными. Дальнейшее уменьшение переменных ведет к получению частных временных полей, представляющих в случае двух переменных — поверхностные годографы  $\Pi_{02}, \Pi_{20}, \Pi_{11}$ , в случае одной переменной — линейные годографы  $\Pi_{01}, \Pi_{10}$ .

В сейсморазведке 3D объектом изучения являются в основном локальные четырехмерные и трехмерные временные поля. Четырехмерные поля

$$\Pi_{22} \equiv t(x_b, y_b, x_n, y_n). \quad (6.6)$$

получают, применяя площадные системы наблюдений на плоскости  $z = 0$ . Такие системы рассмотрены в главе 2. Проводя прямые скважинные и околоскважинные наблюдения, получают трехмерные локальные временные поля

$$\Pi_{21} \equiv t(x_b, y_b, z_n). \quad (6.7)$$

Реже, при возможности возбуждения колебаний в скважине, проводят обращенные наблюдения и изучают трехмерные локальные поля

$$\Pi_{12} \equiv t(z_b, x_n, y_n). \quad (6.8)$$

Любое локальное поле можно представить в виде некоторого семейства частных полей — поверхностных годографов. Так локальное поле (6.6), соответствующее площадным наблюдениям  $z_n = z_b = 0$ , может быть представлено одним из следующих семейств:

— семейством годографов ОТВ

$$\Pi_{22}^{\text{OTB}} \equiv t(x_b, y_n, l_x, l_y) \equiv t(x_b, y_n, l, \theta) \quad (6.9)$$

— семейством годографов ОТП

$$\Pi_{22}^{\text{OTP}} \equiv t(x_n, y_n, l_x, l_y) \equiv t(x_n, y_n, l, \theta) \quad (6.10)$$

— семейством годографов ОСТ

$$\Pi_{22}^{\text{OST}} \equiv t(x, y, l_x, l_y) \equiv t(x, y, l, \theta) \quad (6.11)$$

В (6.9—6.11) приняты следующие обозначения координат (рис. 6.2)

$$\begin{aligned} x &= \frac{x_\sigma + x_n}{2}, \quad y = \frac{y_\sigma + y_n}{2}, \quad l_x = x_n - x_\sigma, \quad l_y = y_n - y_\sigma, \\ l &= (l_x + l_y)^{1/2}, \quad \theta = \arctg \frac{l_y}{l_x}. \end{aligned} \quad (6.12)$$

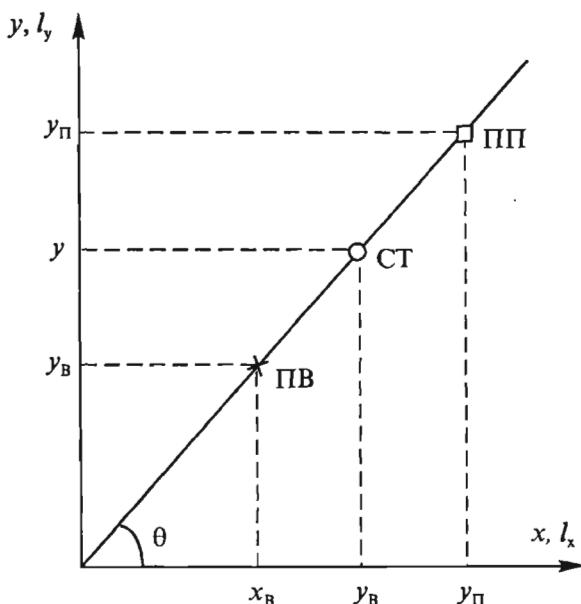


Рис. 6.2. Связь координат  $x, y, l, \theta$  с координатами  $x_b, x_П, y_b, y_П, l_x, l_y$

В данной главе с учетом специфики 3D сейсморазведки рассматриваются временные поля, главным образом, монотипных прямых и отраженных волн, наблюдавшихся на поверхности, а при наличии скважин и во внутренних точках среды.

## 6.2. Скоростные и геометрические параметры и атрибуты моделей, используемых при решении кинематических задач

### 6.2.1. Истинные модели, их параметры и атрибуты

Истинные модели по характеру изменения скорости  $V$  с глубиной  $z$  подразделяются на следующие типы (рис. 6.3):

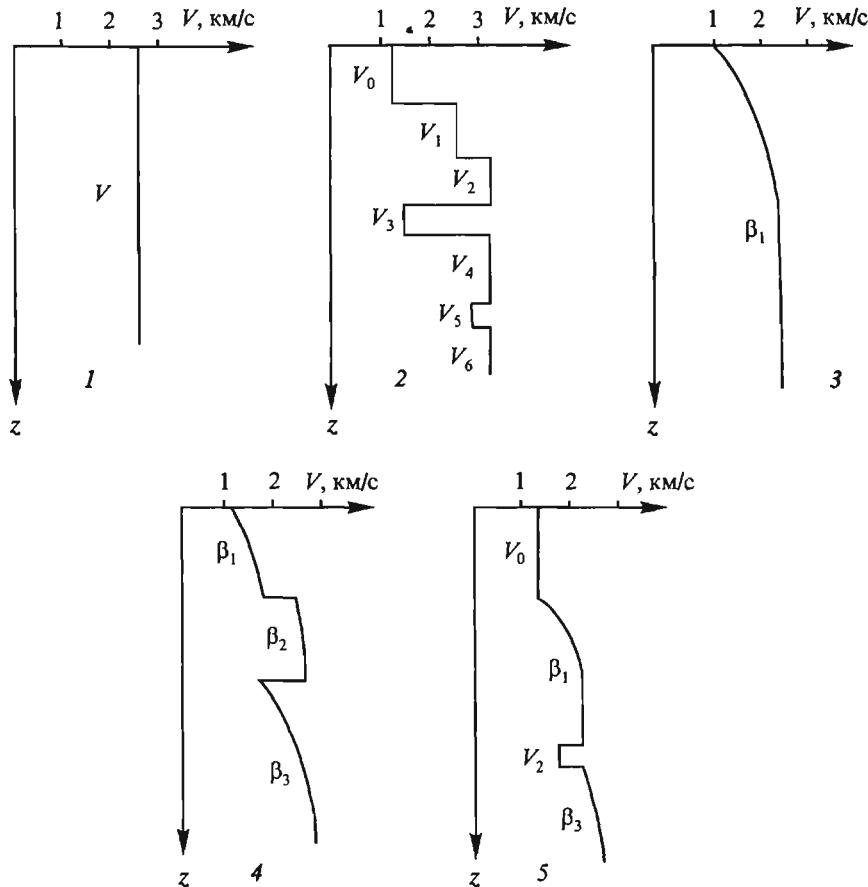


Рис. 6.3. Модели, характеризующие изменение скорости с глубиной

1. Однородная модель, скорость в которой постоянна и не зависит от пространственных координат.
2. Слоисто-однородная модель, представляющая сочетание однородных пластов с различающимися значениями скоростей.
3. Непрерывная модель, скорость в которой представляет гладкую непрерывную функцию пространственных координат.
4. Слоисто-непрерывная модель — сочетание непрерывных сред со скачками скорости на их контактах.
5. Слоисто-однородно-непрерывная модель, состоящая из непрерывных и однородных сред со скачками скоростей на их контактах.

Следует различать понятия параметр и атрибут модели, имея в виду, что параметр представляет численную, а атрибут качественную ее характеристику, отражающую закономерности поведения параметров.

Основные параметры истинной модели, используемой при решении кинематических задач, является истинная скорость  $V(x, y, z)$ , которая характеризует дифференциальные свойства среды в каждой ее точке.

Истинная скорость, постоянная в пределах пласта (интервала глубин), называется пластовой (интервальной) скоростью. Понятием пластовой (интервальной) скорости часто пользуются для характеристики пластов (интервалов), не являющихся, строго говоря, однородными, если эти пласты (интервалы) контрастируют со своим, в среднем выдержаным, свойствам с окружающими породами. Величина пластовой (интервальной) скорости определяется как частное от деления мощности  $h_m$  пласта (интервала) на время  $\Delta t_m$  побега волн в нем.

$$V_m = h_m / \Delta t_m.$$

Геометрические параметры пластовых истинных моделей обычно задают в виде мощностей  $h_m$ , слагающих ее пластов, углов  $\varphi_m$  и азимутов  $\psi_m$  падения промежуточных ( $m = 1 \dots M-1$ ) и отражающей ( $m = M$ ) границ. Мощности  $h_m$  определяют по нормали к  $m$ -й границе (подошве пласта), восстановленной из точки пересечения луча с  $m-1$  границей (кровлей пласта), а углы  $\varphi_m$ , азимуты  $\psi_m$  и относятся к основанию нормали. Истинные (пластовые) скорости  $V_m$ , равно как и геометрические параметры, считают локально (в пределах бина) постоянными с возможным изменением по площади.

В условиях анизотропной среды при решении кинематических задач наряду с перечисленными скоростными и геометрическими параметрами используют параметры и атрибуты анизотропии (см. главы 4 и 5).

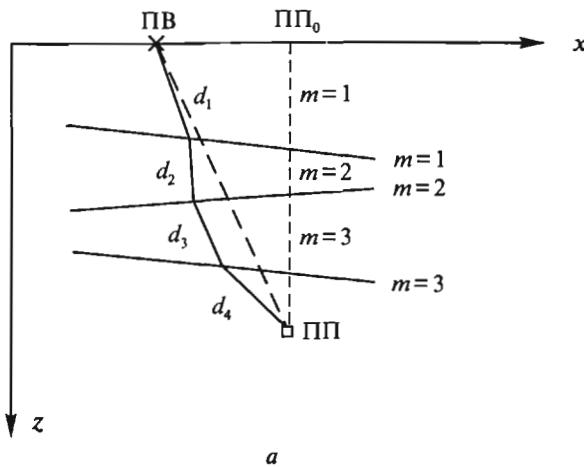
### 6.2.2. Интегральные модели и их параметры

#### 1. Средняя и эффективная скорости

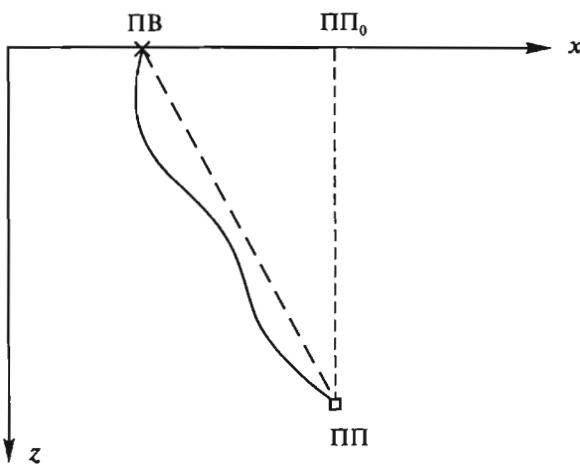
Для характеристики интегральной модели используют интегральные или эффективные скоростные и геометрические параметры, функционально связанные с истинными параметрами среды. Наиболее часто прибегают к аппроксимации сложной среды упрощенной усредненно-однородной или

эффективно-однородной моделью, характеризуя ее свойства соответственно средней и эффективной скоростями. Рассмотрим такую аппроксимацию для слоистой и градиентной сред.

Средней  $V_{cp}$  называют скорость, полученную посредством деления пути пробега прямой или отраженной волны между источником и приемником, на время пробега. Имеют место два разных подхода к определению  $V_{cp}$ . Один из подходов основан на трассировании луча в соответствии с законом Снеллиуса. В этом случае для прямой волны (рис. 6.4 $a$ ) имеем



*a*



*b*

Рис. 6.4. Ход луча прямой волны в слоистой среде с плоскими границами (*a*) и в среде с непрерывным изменением скорости (*b*) вкрест простирания границ (вертикальная лучевая плоскость)

$$V_{cp} = \frac{\sum_{m=1}^M V_m \Delta t_m}{\sum_{m=1}^M \Delta t_m}. \quad (6.13)$$

Выражение (6.13) характеризует весовое осреднение истинных значений пластовых скоростей  $V_m$  в  $M$  однородных элементах  $d_m$ , слагающих среду, с весами равными временем пробега

$$\Delta t = \frac{d_m}{V_m}$$

в этих элементах по лучу в соответствии с принципом Ферма и законом Снеллиуса. По этой причине, скорость, полученную по формуле (6.13), иногда называют среднелучевой.

Второй подход, обычно применяемый при обработке данных скважинных и межскважинных наблюдений, основан на предположении прямолинейности луча между источником и приемником. В этом случае для прямой волны (рис. 6.4a — пунктир)

$$V'_{cp} = \frac{r}{t_m} = \frac{\sqrt{z^2 + l^2}}{\sum_{m=1}^M \Delta t_m}, \quad (6.14)$$

где  $r$  — расстояние между ПВ и ПП,

$z$  — глубина расположения ПП (или ПВ) в скважине,

$l$  — удаление ПВ (или ПП) от устья скважины (вынос),

$t_m = \sum_{m=1}^M \Delta t_m$  — время пробега прямой волны.

Очевидно, что между значениями средней скорости, найденными по формулам (6.13) и (6.14), всегда имеет место неравенство

$$V'_{cp} < V_{cp}.$$

Эффективной называют скорость, найденную по временному полю прямой или отраженной волны в предположении однородности среды и точечного характера источника колебаний, т.е. в предположении гиперболической формы годографа, наблюдавшегося на плоскости. Если среда неоднородна, но состоит из  $M$  однородных пластов или других элементов с постоянными значениями скоростей  $V_m$ , то эффективная скорость является среднеквадратичной скоростью. Для прямой волны (рис. 6.4a) имеем

$$V_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_m}{\sum_{m=1}^M \Delta t_m}}, \quad (6.15)$$

что соответствует осреднению квадратных значений скорости  $V_m^2$  с весами, равными временем  $\Delta t_m$  пробега волны в каждом из элементов  $d_m$  луча.

В формулах (6.13—6.15)

$$\Delta t_m = \frac{d_m}{V_m},$$

где  $d_m$  — длина отрезка луча в пласте со скоростью  $V_m$ .

При непрерывном пространственном изменении истинной скорости (рис. 6.4б) формулы (6.13) и (6.15) приобретают вид

$$\left. \begin{aligned} 1. \quad V_{\text{ср}} &= \frac{\int_0^{t_M} V(t) dt}{\int_0^{t_M} dt}, \\ 2. \quad V_{\text{ср}}^2 &= \frac{\int_0^{t_M} V^2(t) dt}{\int_0^{t_M} dt}, \end{aligned} \right\} \quad (6.16)$$

где  $\int_0^{t_M} dt = t_M$  — время пробега прямой волны по лучу, где

$$dt = \frac{ds}{V(s)} \quad \text{— время пробега по бесконечно малому элементу } ds \text{ луча.}$$

Равенства (6.13—6.16) характеризуют интегральные скоростные параметры и их связь с временем  $t_M$  пробега прямой волны.

Применительно к методу отраженных волн (рис. 6.5а) выражения для скоростей  $V_{\text{ср}}$ ,  $V_{\text{ср}}$  в толще, состоящей из  $M$  слоев и залегающей над  $M$ -ой отражающей границей, принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} 1. \quad V_{\text{ср}} &= \frac{\sum_{m=1}^M V_m \bar{\Delta} t_m + \sum_{m=1}^M V_m \bar{\Delta} t_m}{t_M}, \\ 2. \quad V_{\text{ср}} &= \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^2 \bar{\Delta} t_m + \sum_{m=1}^M V_m^2 \bar{\Delta} t_m}{t_M}}. \end{aligned} \right\} \quad (6.17)$$

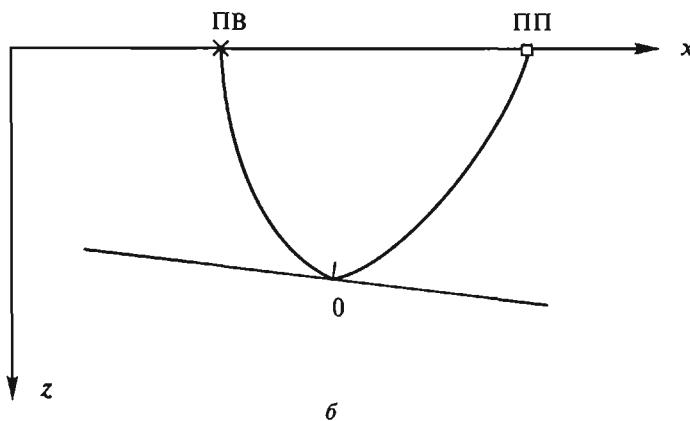
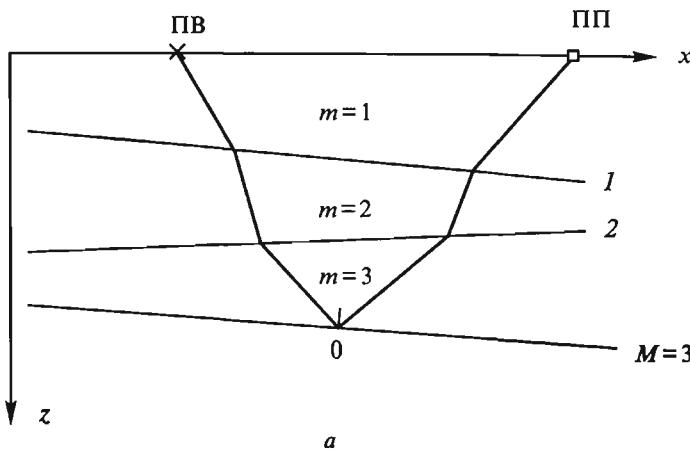


Рис. 6.5. Ход луча отраженной волны в слоистой среде (а) и в среде с непрерывным изменением скорости (б) вкрест простирания границ (вертикальная лучевая плоскость)

Здесь

$$t_M = \sum_{m=1}^M \bar{\Delta}t_m + \sum_{m=1}^{M-1} \bar{\Delta}t_m \quad \text{— время пробега по лучу от ПВ до ПП,}$$

$$\sum_{m=1}^M \bar{\Delta}t_m = \sum_{m=1}^M \frac{\bar{d}_m}{V_m} \quad \text{— время пробега по лучу от ПВ до границы } M,$$

$$\sum_{M-1}^{m=1} \bar{\Delta}t_m = \sum_{M-1}^{m=1} \frac{\bar{d}_m}{V_m} \quad \text{— время пробега по лучу от границы } M \text{ до ПП,}$$

$$\Delta t_m = \frac{d_m}{V_m},$$

$d_m$  — длина прямолинейного отрезка луча в пласте со скоростью  $V_m$ .

В среде с непрерывным изменением скорости (рис. 6.5б)

$$\left. \begin{array}{l} 1. V_{cp} = \frac{\int_0^{t_1} V(t) dt + \int_0^{t_2} V(t) dt}{t_1 + t_2}, \\ 2. V_{\phi} = \sqrt{\frac{\int_0^{t_1} V^2(t) dt + \int_0^{t_2} V^2(t) dt}{t_1 + t_2}}, \end{array} \right\} \quad (6.18)$$

здесь  $t_1$  — время пробега от ПВ до точки отражения, а  $t_2$  — время от точки отражения до ПП.

## 2. Фиктивная скорость и коэффициент неоднородности

С целью более полного описания скоростных свойств интегральной модели наряду с эффективной скоростью используют фиктивную (среднечетвертичную) скорость  $V_\phi$  и коэффициент неоднородности  $S$  [25, 48, 49].

Фиктивную скорость прямой волны для слоистой среды (рис. 6.4а) получают, осредняя значения  $V_m^4$  с весами  $\Delta t_m$

$$V_\phi = \sqrt[4]{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_m}{\sum_{m=1}^M \Delta t_m}}. \quad (6.19)$$

В среде с непрерывным изменением скорости (рис. 6.4б):

$$V_\phi = \sqrt[4]{\frac{\int_0^{t_M} V_m^4(t) dt}{\int_0^{t_M} dt}}. \quad (6.20)$$

Применительно к методу отраженных волн (рис. 6.5) выражение для фиктивной скорости имеет следующий вид:

Для слоистой среды (рис. 6.5а)

$$V_{\Phi} = \sqrt[4]{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_m + \sum_{m=1}^M V_m^4 \bar{\Delta} t_m}{t_M}}, \quad (6.21)$$

$$t_M = \sum_{m=1}^M \Delta t_m + \sum_{m=M}^{m=1} \bar{\Delta} t_m.$$

В среде с непрерывным пространственным изменением скорости (рис. 6.5б)

$$V_{\Phi} = \sqrt[4]{\frac{\int_0^{t_1} V^4(t) dt + \int_0^{t_2} V^4(t) dt}{t_1 + t_2}}. \quad (6.22)$$

Коэффициент неоднородности  $S$  представляет отношение

$$S = \frac{V_{\Phi}^4}{V_{\text{ср}}^4}. \quad (6.23)$$

Заметим, что неоднородность среды проявляется в неравенстве интегральных параметров вида  $V'_{\text{ср}} < V_{\text{ср}} < V_{\Phi} < V_{\text{ср}}$  и в отклонении  $S$  от единицы ( $S > 1$ ). Чем значительнее неоднородность, тем больше различие интегральных скоростей и тем больше значение коэффициента  $S$ . В однородной среде средняя, эффективная и фиктивная скорости равны истинной скорости, а  $S = 1$ .

### 3. Пределные интегральные скоростные параметры отраженных волн

При стремлении расстояния  $l$  между ПВ и ПП к нулю интегральные скоростные параметры отраженной волны стремятся к своим предельным значениям. В случае слоистой среды предельные параметры можно выразить следующим образом (рис. 6.6а).

$$\left. \begin{array}{l} 1. \quad V_{cn} = \frac{2 \sum d_{om}}{t_{om}}, \\ 2. \quad V_{en} = \sqrt{\frac{2 \sum V_m d_{om}}{t_{om}}} \\ 3. \quad V_{\Phi n} = \sqrt[4]{\frac{2 \sum V_m^3 d_{om}}{t_{om}}}, \\ 4. \quad S_n = \frac{\sum V_m^3 d_{om}}{\sum V_m d_{om}} \end{array} \right\} \quad (6.24)$$

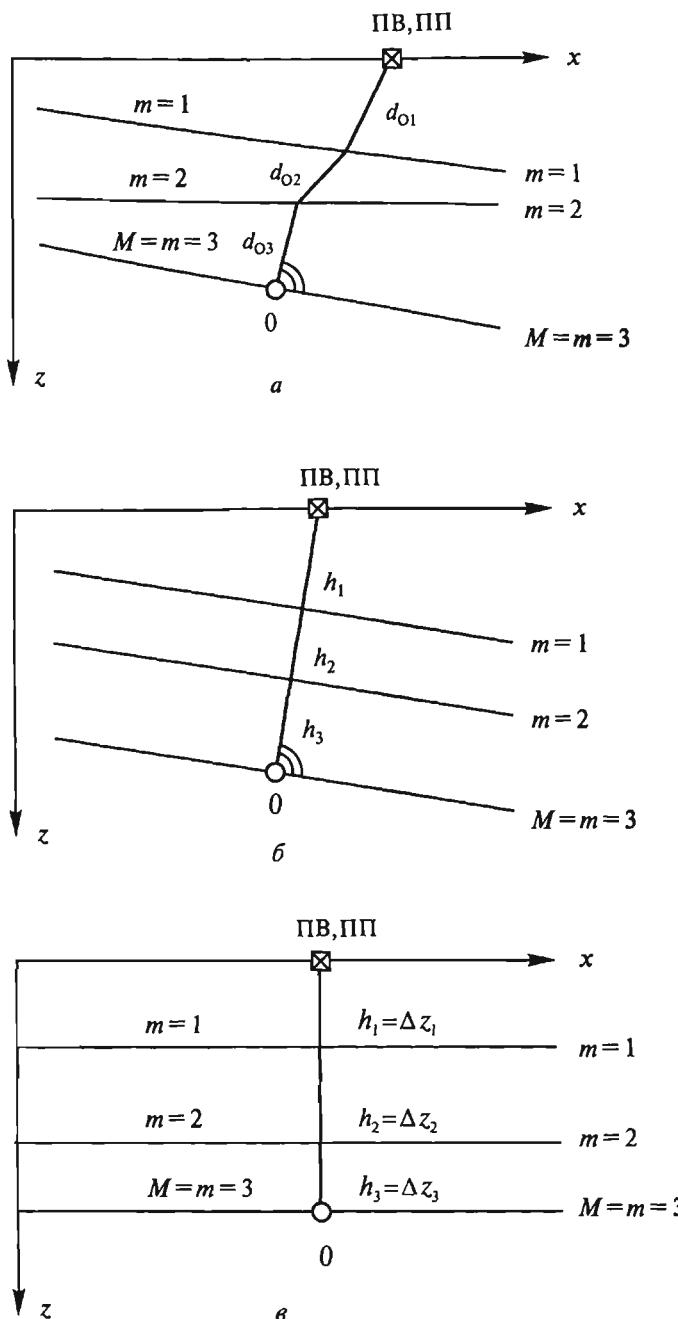


Рис. 6.6. Ход нормального отраженного луча:

*a* — в среде с плоскими разнонаклонными границами; *б* — с согласно залегающими наклонными границами вкрест совпадающего простириания; *в* — в среде с горизонтальными границами

Здесь  $d_{om}$  — мощности слоев по нормальному отраженному лучу,  $t_{om}$  — время пробега поциальному лучу от ПВ до границы и обратно,

$$\sum_m = \sum_{m=1}^M .$$

В среде с согласным залеганием наклонных границ (рис. 6.6б) и горизонтально-слоистой среде (рис. 6.6в) предельные параметры можно выразить через мощности  $h_m$  слоев и их скорости.

$$\left. \begin{aligned}
 1. \quad V_{cn} &= \frac{\sum\limits_{m=1}^M h_m}{\sum\limits_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m}}, \\
 2. \quad V_{en} &= \sqrt{\frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m h_m}{\sum\limits_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m}}} = \sqrt{\frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om}}{t_{om}}}, \\
 3. \quad V_{\Phi n} &= \sqrt[4]{\frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m^3 h_m}{\sum\limits_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m}}} = \sqrt[4]{\frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_{om}}{t_{om}}}, \\
 4. \quad S_n &= 2 \frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m^3 h_m}{\sum\limits_{m=1}^M V_m h_m} \cdot \sum\limits_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} = \frac{\sum\limits_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_{om}}{\left( \sum\limits_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om} \right)^2} t_{om}
 \end{aligned} \right\} \quad (6.25a)$$

В случае вертикально-градиентной среды получим:

$$\left. \begin{aligned}
 1. \quad V_{cn} &= \frac{z}{\int_0^z \frac{dz}{V(z)}} = \frac{2z}{t_0}, \\
 2. \quad V_{en} &= \sqrt{\frac{\int_0^z V(z) dz}{\int_0^z \frac{dz}{V(z)}}} = \sqrt{\frac{\int_0^{t_0} V^2(t_0) dt_0}{t_0}}, \\
 3. \quad V_{\Phi n} &= \sqrt[4]{\frac{\int_0^z V^3(z) dz}{\int_0^z \frac{dz}{V(z)}}} = \sqrt[4]{\frac{\int_0^{t_0} V^4(t_0) dt_0}{t_0}}, \\
 4. \quad S_n &= 2 \frac{\int_0^z \frac{dz}{V(z)}}{\int_0^z V(z) dz} \frac{\int_0^z \frac{dz}{V(z)}}{\int_0^z V(z) dz} = \frac{\int_0^{t_0} V^4(t_0) dt_0}{\left( \int_0^{t_0} V^2(t_0) dt_0 \right)^2 t_0}.
 \end{aligned} \right\} (6.256)$$

В формулах (6.25)  $h_m$  — мощности слоев по нормали,  
 $z$  — глубина залегания отражающей границы,  
 $t_0$  — время пробега по нормальному лучу до границы М и обратно,  
 $\Delta t_{om}$  — удвоенное время пробега в  $m$ -ом пласте.

#### 4. Интегральные кинематические параметры и атрибуты анизотропной среды

К числу основных интегральных параметров анизотропной среды следует отнести эффективную скорость  $V_{\phi}$  и эффективный коэффициент анизотропии, а к числу атрибутов — азимутальные индикаторы этих параметров. Анизотропия реальных геологических сред в большинстве случаев обусловлена факторами с вертикальной и горизонтальной (разного азимута  $\theta$ ) направленностью (см. главы 3, 4). Поэтому при площадных наблюдениях 3D в качестве информативных параметров используют текущие (изменяющиеся с расстоянием  $l$  между ПВ и ПП) эффективную скорость  $V_{\phi}(l)$  и эффективный коэффициент анизотропии

$$K_{\phi}(l) = \frac{V_{\phi}(l)}{V_z}, \quad (6.26a)$$

где  $V_z$  — интегральная (средняя) скорость по вертикали.

где  $V_i$  — интегральная (средняя) скорость по вертикали.

В качестве атрибутов анизотропии выступают азимутальные  $V_{\phi}(l, \theta)$  и  $K_{\phi}(l, \theta)$  индикатрисы при  $l = \text{const}$ . Значения эффективной и средней скорости в этом случае могут быть найдены по формулам, приведенным в п. 6.2.2 с учетом зависимости истинных или пластовых скоростей от направления сейсмического луча в соответствии с характеризующей каждый из пластов индикатрикой лучевой скорости.

При скважинных и околоскважинных наблюдениях в качестве параметров и атрибутов используют вертикальные параметры  $V_{\phi}(z)$  — эффективную скорость и  $K_{\phi}(z)$  — коэффициент анизотропии и вертикальные атрибуты — азимутальные индикатрисы при  $z = \text{const}$  эффективной скорости  $V_{\phi}(z, \theta)$  и эффективного коэффициента

$$K_{\phi}(z, \theta) = \frac{V_{\phi}(z, \theta)}{V_l(\theta)}. \quad (6.266)$$

Здесь  $\theta$  — азимут выноса ПВ (или ПП) относительно устья скважины,  $V_{\phi}(z, \theta)$  — эффективная скорость, найденная по непродольному годографу, прямой волны в предположении его гиперболичности,  $V_l(\theta)$  — горизонтальная средняя скорость, которая в отличие от вертикальной средней скорости является зависимой от азимута  $\theta$ .

По пространственному поведению перечисленных интегральных параметров и атрибутов можно судить об анизотропных свойствах неоднородных сред, а по характеру их зависимости от частоты сигнала различать микроанизотропные, квазианизотропные и макроанизотропные среды (см. п. 3.6.2).

### 6.3. Временные поля и годографы прямой и отраженной волн от горизонтальной границы в однородной изотропной среде

#### 6.3.1. Временные поля прямой волны

##### 1. Обобщенное и локальное поля

Обобщенное временное поле прямой волны, распространяющейся в однородной изотропной среде, можно получить как частное от деления расстояния  $r$  между ПВ и ПП на скорость  $V$ :

$$\begin{aligned} \Pi_{33} \equiv t(x_e, y_e, z_e, x_n, y_n, z_n) &= \frac{r}{V} = \\ &= \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_e)^2 + (y_n - y_e)^2 + (z_n - z_e)^2} \end{aligned} \quad (6.27)$$

Из равенства (6.27) с учетом обозначений (6.12) следует, что локальное поле  $\Pi_{12} \equiv \Pi_{21}$  при расположении приемника (или источника) в скважине на глубине  $z$ , а источника (или приемника) на поверхности ( $z = 0$ ) может быть представлено следующим уравнением.

$$t(l_x, l_y, z) = \frac{1}{V} \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + z^2}, \quad (6.28)$$

где  $l_x, l_y, z$  — координаты пунктов возбуждения (или приема) относительно устья скважины.

## 2. Горизонтальные годографы

Если в уравнении (6.28) принять  $z = \text{const} = z_c$ , то получим уравнение горизонтального годографа, соответствующего расположению приемника (или источника) в скважине на глубине  $z_c$ , а источников (или приемников) на поверхности  $z = 0$ , в виде гиперболоида вращения

$$t(l_x, l_y) = \frac{1}{V} \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + z_c^2} \quad (6.29a)$$

или

$$\frac{l_x^2}{z_c^2} + \frac{l_y^2}{z_c^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{z_c^2 / V^2} = -1 \quad (6.29b)$$

Из (6.29) и рис. 6.7а видно, что вертикальное сечение гиперболоида по любому азимуту представляет гиперболу с полуосами  $L = z_c$  и  $T = \frac{z_c}{V}$ , которая является линейным непродольным годографом прямой волны

$$t(l) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + z_c^2} \quad (6.30a)$$

или

$$\frac{l^2}{z_c^2} - \frac{t^2(l)}{\frac{z_c^2}{V^2}} = -1. \quad (6.30b)$$

Касательная к годографу в любой его точке с кажущейся скоростью  $V_k = \frac{dl}{dt} = \frac{1}{p}$  представляет прямую  $t = \tau + lp$ , где

$$\tau = \frac{z_c}{V} \sqrt{1 + p^2 V^2}.$$

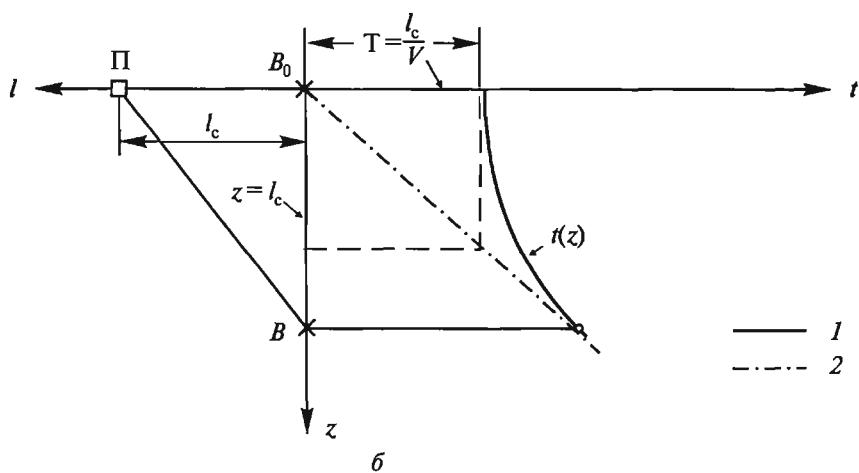
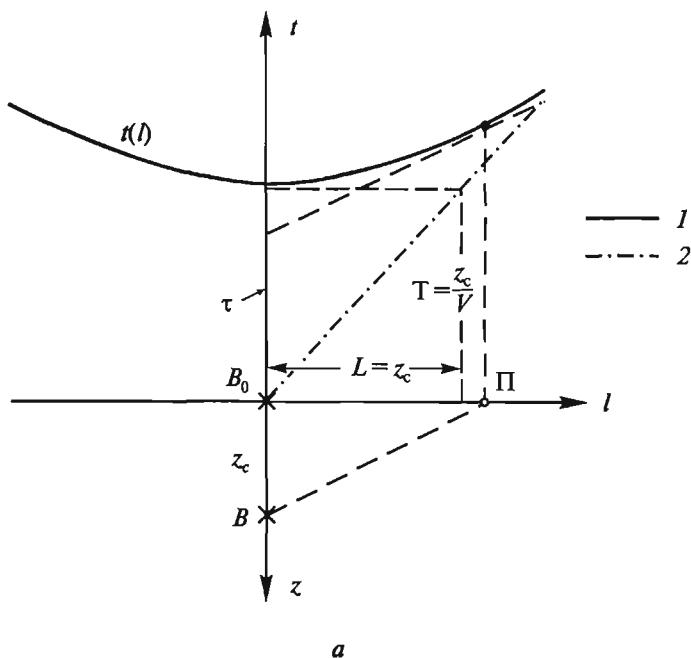


Рис. 6.7. Годографы прямой волны:

*a* — горизонтальные; *b* — вертикальные: 1 — непротивольные, 2 — продольные

С учетом зависимости  $\tau$  от  $p$ , а  $p$  от  $l$  уравнение горизонтального годографа можно представить в параметрическом виде:

$$\tau = \frac{z_c}{V} \sqrt{1 - p^2(l)V^2} + l p(l),$$

$$l = \frac{z_c p(l) V}{\sqrt{1 - p^2(l)V^2}}. \quad (6.30\text{в})$$

При  $z_c = 0$  уравнения (6.29—6.30) приобретают вид

$$t = \frac{l}{V}.$$

Отсюда следует, что при  $z_c = 0$  поверхностный годограф прямой волны имеет форму конуса вращения:

$$\frac{l_x^2}{V^2} + \frac{l_y^2}{V^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{1} = 0.$$

### 3. Вертикальные годографы

В случае наблюдений в вертикальной скважине вдоль оси  $z$  при фиксированном удалении (выносе)  $l = \text{const} = l_c$  ПВ (или ПП) от устья скважины из уравнения локального временного поля (6.28) вытекает следующее уравнение вертикального непродольного годографа прямой волны

$$t(z) = \frac{1}{V} \sqrt{z^2 + l_c^2} \quad (6.31\text{а})$$

или

$$\frac{z^2}{l_c^2} - \frac{t^2(z)}{\left(\frac{l_c}{V}\right)^2} = -1. \quad (6.31\text{б})$$

$$t(z) = \frac{l_c}{V} \sqrt{1 - p^2(z)V^2} + zp(z),$$

$$z = \frac{l_c p(z) V}{\sqrt{1 - p^2(z)V^2}}, \quad (6.31\text{в})$$

где  $p(z) = dt/dz$ .

Из равенств (6.31) видно, что вертикальный непродольный годограф является гиперболой (рис. 6.7б) с полуосами  $z = l_c$  и  $T = \frac{l_c}{V}$ . Горизонтальная

полуось  $T = \frac{l_c}{V}$  характеризует минимальное время прихода прямой волны при  $z = 0$ . При  $l_c = 0$  будем иметь уравнение продольного вертикального годографа в виде прямой

$$t(z) = \frac{z}{V}.$$

### 6.3.2. Временные поля отраженной волны от горизонтальной границы

#### 1. Обобщенное временное поле

Уравнение обобщенного временного поля отраженной волны получим, заменяя в (6.27) координаты  $x_e$ ,  $y_e$ ,  $z_e$  истинного источника координатами мнимого источника  $x_{em}$ ,  $y_{em}$ ,  $z_{em} = 2h - z_e$

$$\Pi_{33} = \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_{em})^2 + (y_n - y_{em})^2 + (z_n - 2h + z_e)^2}. \quad (6.32)$$

Здесь  $h$  — глубина залегания горизонтальной отражающей границы,  $z_e$  — глубина ПВ.

#### 2. Горизонтальные годографы

Уравнение поверхности горизонтального годографа получим, полагая в (6.32)  $z_e = 2h$ ,  $z_n = 0$  и, имея в виду, что в случае горизонтальной границы  $x_n - x_{em} = l_x$ ,  $y_n - y_{em} = l_y$ ,  $l_x^2 + l_y^2 = l^2$ :

$$t(l_x, l_y) = \frac{1}{V} \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + 4h^2} \quad (6.33a)$$

или

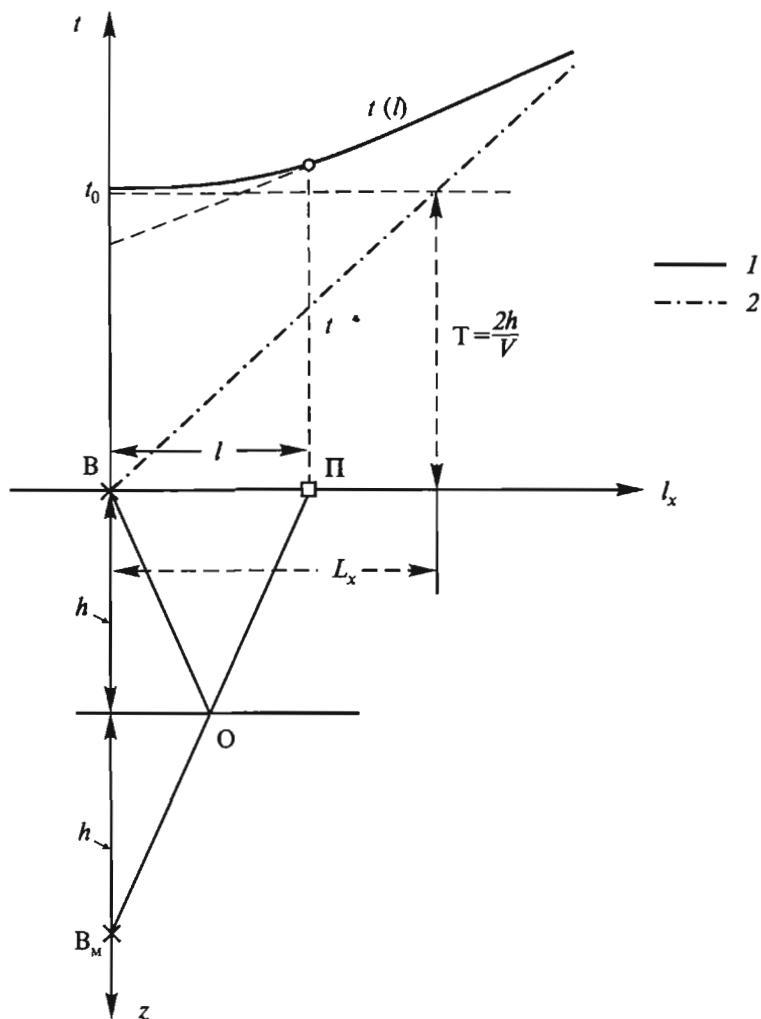
$$\frac{l_x^2}{4h^2} + \frac{l_y^2}{4h^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{4h^2/V^2} = -1. \quad (6.33b)$$

В параметрическом виде:

$$t(l) = \frac{2h}{V} \sqrt{1 - p^2(l)V^2} + l p(l),$$

$$l = \frac{2h p(l) V}{\sqrt{1 - p^2(l)V^2}}. \quad (6.33b)$$

Эти уравнения можно также получить, полагая в (6.29)  $z_c = 2h$ . Таким образом, горизонтальный годограф отраженной волны от горизонтальной границы подобен горизонтальному годографу прямой волны и представляет гиперболоид с полуосами  $L_y = L_x = 2h$  и  $T = \frac{2h}{V}$ , где  $2h = BB_M$  (рис. 6.8).



**Рис. 6.8. Линейные горизонтальные годографы:**  
1 — отраженной волны от горизонтальной границы;  
2 — прямой волны

## 3. Вертикальные годографы

Заменяя в (6.31)  $z$  на  $2h - z$ , получим уравнение непродольного годографа  $t(z)$  отраженной волны, характерного для наблюдений в вертикальной скважине при выносе ПВ на удаление  $l_c$  от устья скважины

$$t(z) = \frac{1}{V} \sqrt{(2h - z)^2 + l_c^2}, \quad (6.34a)$$

или

$$\frac{(2h - z)^2}{l_c^2} - \frac{t^2(z)}{\left(\frac{l_c}{V}\right)^2} = -1. \quad (6.34b)$$

$$t(z) = \frac{l_c}{V} \sqrt{1 - p^2(z)V^2} + (2h - z)p(z). \quad (6.34b)$$

Этот годограф является гиперболой (рис. 6.9) с полуосами  $z = l_c$ ,  $T = \frac{l_c}{V}$  и минимумом, расположенным на глубине  $z = 2h$ . Т.е. в отличие от вертикального

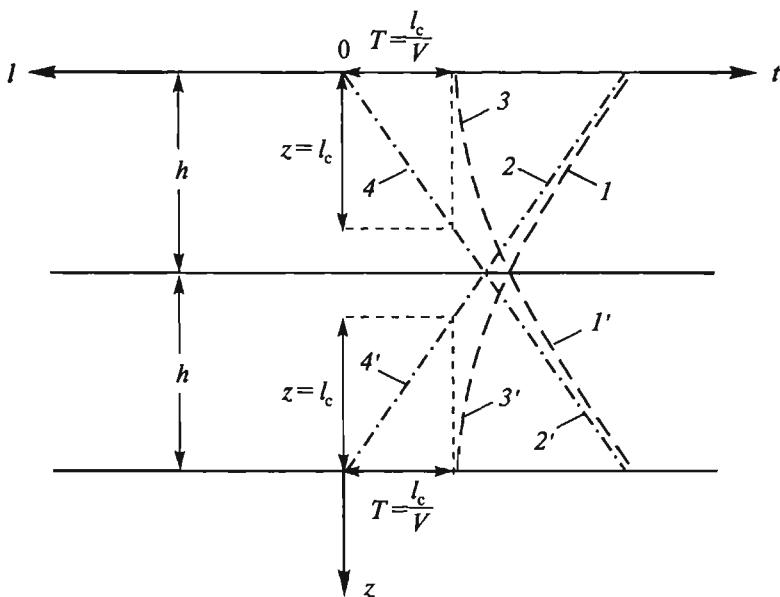


Рис. 6.9. Вертикальные годографы:

отраженной волны: 1 — непродольный, 2 — продольный;  
прямой волны: 3 — непродольный, 4 — продольный  
и их зеркальные отображения (1', 2', 3', 4')

непротодольного гидографа прямой волны гидограф отраженной волны, имея те же полуоси, обладает минимумом при  $z \neq 0$ . Полагая в (6.34)  $l_c = 0$ , получим уравнение продольного вертикального гидографа:

$$t(z) = \frac{2h - z}{V}. \quad (6.35)$$

## 6.4. Временные поля отраженных волн в однородной изотропной среде с плоской наклонной отражающей границей

### 6.4.1. Обобщенное временное поле монотипной отраженной волны

Кинематические свойства монотипной отраженной волны от плоской наклонной отражающей границы так же, как и в случае горизонтальной границы, тождественны свойствам прямой волны, восходящей из мнимого пункта возбуждения, являющегося зеркальным отображением действительного пункта возбуждения в отражающей границе. Поэтому уравнение обобщенного временного поля отраженной волны подобно уравнению (6.27) и может быть представлено следующим выражением:

$$\begin{aligned} \Pi_{33} &= t(x_n, y_n, z_n, x_e, y_e, z_e) = \frac{r}{V} = \\ &= \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x'_e)^2 + (y_n - y'_e)^2 + (z_n - z'_e)^2}. \end{aligned} \quad (6.36)$$

Здесь  $r$  — длина пути,  $V$  — скорость,  $x'_e, y'_e, z'_e$  — координаты мнимого ПВ, которые функционально связаны с координатами  $x_e, y_e, z_e$  действительного ПВ и параметрами среды. Для установления указанных связей обратимся к рис. 6.10, на которых изображены основные атрибуты, характеризующие геометрию среды и лучевой плоскости при расположении ПВ и ПП во внутренних точках среды.

Такими атрибутами являются: отрезки прямых

$$PP_e = h, \quad BB_e = h_o, \quad PP_r = h_n, \quad CC_e = h_e, \quad OO_e = h_o,$$

отображающие глубину залегания отражающей плоскости  $Q$  по нормали к ней соответственно в начале координат  $P$  ( $x = y = z = 0$ ), пункте возбуждения  $B(x_e, y_e, z_e)$ , пункте приема  $\Pi(x_n, y_n, z_n)$  срединной точке  $C(x_c, y_c, z_c)$  и точке выхода  $O(x_o, y_o, z_o)$  нормального отраженного луча; отражающая граница  $Q$  — плоскость с углом наклона  $\phi$  и азимутом падения  $\psi$  по отношению к оси  $x$ ;  $BO_r$  — падающий,  $O_r\Pi$  — отраженный лучи; четырехугольник  $BB_rPP_r$  —

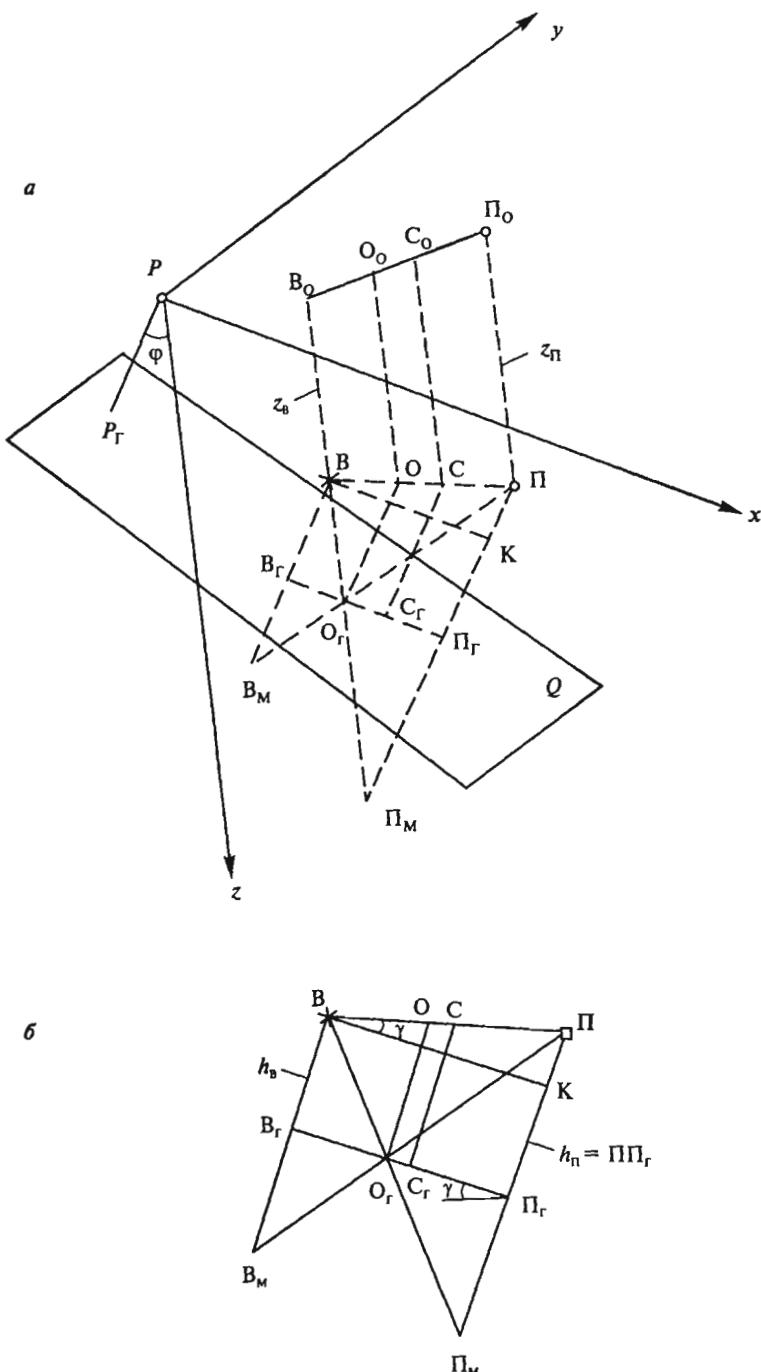


Рис. 6.10. Ход отраженного луча от плоской границы при расположении ПВ и ПП во внутренних точках среды (а) и фрагмент лучевой плоскости (б)

элемент лучевой плоскости; четырехугольник  $B_m B_r \Pi_m \Pi_r$  — зеркальное отображение элемента лучевой плоскости в границе  $Q$ ; четырехугольник  $B_o \Pi_o B_P$  — фрагмент вертикальной плоскости, проходящий через линию  $B\Pi$ , соединяющую пункт возбуждения  $B$  и пункт приема  $\Pi$ ,  $\gamma$  — угол между линией  $B\Pi$  и линией  $B_r \Pi_r$  пересечения лучевой плоскости с границей  $Q$ , т.е. кажущийся угол падения границы в лучевой плоскости относительно линии наблюдений  $B\Pi$ ;  $B\Pi = l$  — расстояние между пунктами приема и возбуждения,  $\theta$  — азимут линии наблюдений.

Выразим длину сейсмического луча  $r = BO_r + O_r \Pi$  через геометрические атрибуты среды и лучевой плоскости. Из рисунка 6.10 следует:

$$r = \sqrt{(2h_n - l \sin \gamma)^2 + l^2 \cos^2 \gamma} = \sqrt{l^2 + 4h_e h_n}, \quad (6.37)$$

где

$$l = \sqrt{(x_n - x_e)^2 + (y_n - y_e)^2 + (z_n - z_e)^2}. \quad (6.38)$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} \Pi_{33} &= t(x_e, y_e, z_e, x_n, y_n, z_n) = \frac{r}{V} = \\ &= \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_e)^2 + (y_n - y_e)^2 + (z_n - z_e)^2 + 4h_e h_n}. \end{aligned} \quad (6.39)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} h_e &= h + x_e \sin \varphi \cos \psi + y_e \sin \varphi \sin \psi - z_e \cos \varphi, \\ h_n &= h + x_n \sin \varphi \cos \psi + y_n \sin \varphi \sin \psi - z_n \cos \varphi, \end{aligned} \quad (6.40)$$

и подставляя (6.40) в (6.39), получим уравнение обобщенного временного поля, выраженное через геометрические параметры среды.

$$\begin{aligned} \Pi_{33} &= t(x_e, y_e, z_e, x_n, y_n, z_n) = \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_e)^2 + (y_n - y_e)^2 + (z_n - z_e)^2 + } \\ &\quad + 4(h + x_e \sin \varphi \cos \psi + y_e \sin \varphi \sin \psi - z_e \cos \varphi) \times \\ &\quad \times \sqrt{(h + x_n \sin \varphi \cos \psi + y_n \sin \varphi \sin \psi - z_n \cos \varphi)}. \end{aligned} \quad (6.41)$$

### 6.4.2. Локальные временные поля и годографы ОТВ, ОТП, ОСТ

#### 1. Локальные поля

При  $z_n = z_\sigma = 0$  (рис. 6.11) из уравнения обобщенного временного поля (6.41) вытекает следующее уравнение локального поля

$$\begin{aligned} \Pi_{22} &= t(x_\sigma, y_\sigma, x_n, y_n) = \\ &= \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_\sigma)^2 + (y_n - y_\sigma)^2 + 4h_\sigma h_n} = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4h_\sigma h_n}. \end{aligned} \quad (6.42)$$

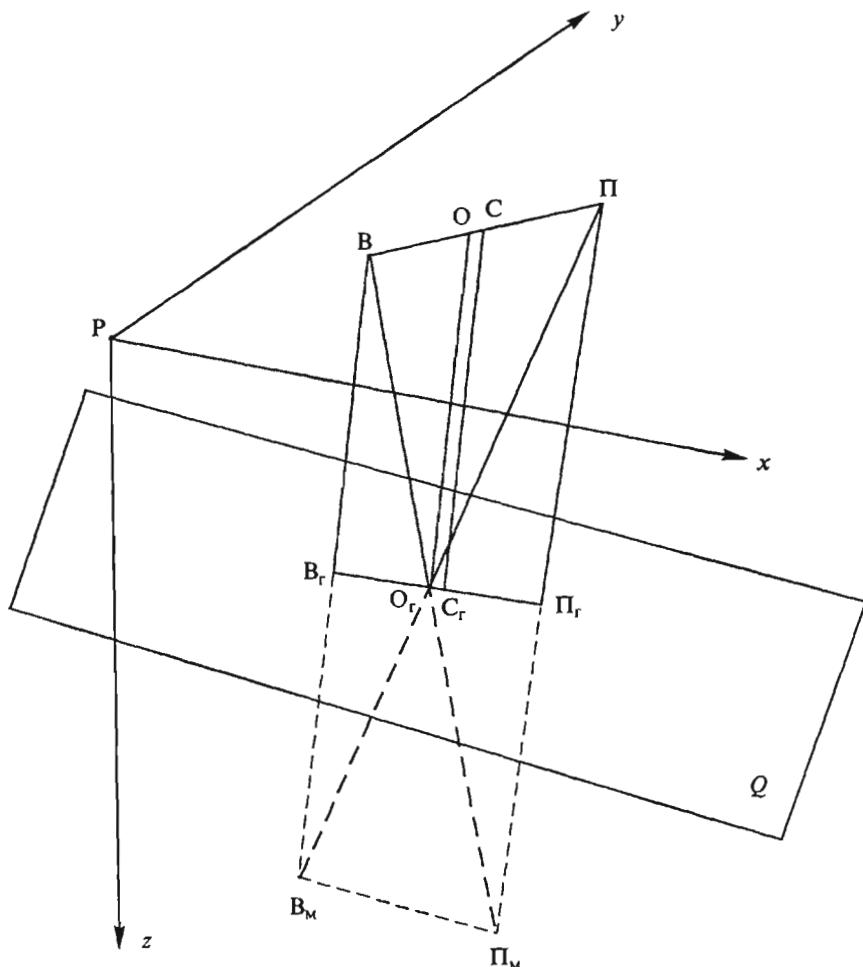


Рис. 6.11. Ход отраженного луча  $B\bar{O}_r\bar{\Pi} = B_m\bar{O}_r\bar{\Pi}$  при расположении ПВ и ПП на плоской поверхности

Исходя из уравнений (6.42), с учетом соотношений (6.12) уравнение локального временного поля можно представить в виде различных семейств поверхностных годографов:

$$\begin{aligned}\Pi_{22}^{\text{OTB}} &= t(x_e, y_e, l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4h_e l \sin \varphi \cos(\theta - \psi) + 4h_e^2} = \\ &= \sqrt{\frac{l^2}{V^2} + 2t_0(x_e, y_e)l \sin \varphi \cos(\theta - \psi) + t_0^2(x_e, y_e)}.\end{aligned}\quad (6.43)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{22}^{\text{OCT}} &= t(x_n, y_n, l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 - 4h_n l \sin \varphi \cos(\theta - \psi) + 4h_n^2} = \\ &= \sqrt{\frac{l^2}{V^2} - 2t_0(x_n, y_n)l \sin \varphi \cos(\theta - \psi) + t_0^2(x_n, y_n)}.\end{aligned}\quad (6.44)$$

$$\begin{aligned}\Pi_{22}^{\text{OCM}} &= t(x_c, y_c, l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 [1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)] + 4h_c^2} = \\ &= \sqrt{\frac{l^2 [1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)]}{V^2} + t_0^2(x_c, y_c)}.\end{aligned}\quad (6.45)$$

В случае горизонтальной отражающей границы

$$\Pi_{22}^{\text{OTB}} \equiv \Pi_{22}^{\text{OCT}} \equiv \Pi_{22}^{\text{OCM}} = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4h^2} = \sqrt{\frac{l^2}{V^2} + t_0^2}.\quad (6.46)$$

На практике получили применение локальные временные поля, состоящие из поверхностных годографов  $t(l_x, l_y) = t(l, \theta)$  ОСТ, реже ОТВ, сформированных для каждого бина площадной системы наблюдений. Координатами  $x, y$  годографа служит средняя точка бина. Рассмотрим особенности годографов ОТВ и ОСТ, иллюстрируя эти особенности с помощью схематических карт изохрон.

## 2. Годограф и локальное поле ОТВ

Полагая в (6.43)  $x_e = \text{const}$ ,  $y_e = \text{const}$ , получим уравнение поверхностного годографа ОТВ монотипной отраженной волны:

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4h_e \sin \varphi \cos(\theta - \psi) + 4h_e^2}. \quad (6.47)$$

Путем несложных тригонометрических преобразований уравнение (6.47) можно представить в следующем виде:

$$t(l_x, l_y) = \frac{1}{V} \sqrt{(l_x - l_{mx})^2 + (l_y - l_{my})^2 + z_m^2} \quad (6.48a)$$

или

$$\frac{(l_x - l_{mx})^2}{z_m^2} + \frac{(l_y - l_{my})^2}{z_m^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{t_m^2} = -1, \quad (6.48b)$$

где

$$\left. \begin{array}{l} \sqrt{l_{mx}^2 + l_{my}^2} = 2h_e \sin \varphi, \\ l_{mx} = -2h_e \sin \varphi \cos \psi, \\ l_{my} = -2h_e \sin \varphi \sin \psi, \\ l_m = t_m = \frac{z_m}{V} = \frac{2h_e \cos \varphi}{V}, \\ \operatorname{tg} \varphi = \frac{l_m}{z_m} = \frac{l_m}{V t_m}, \\ \operatorname{tg} \psi = \frac{l_{my}}{l_{mx}}. \end{array} \right\} \quad (6.49)$$

Из уравнения (6.48b) следует, что поверхностьный годограф ОТВ отраженной волны является гиперболоидом вращения с вертикальной полуосью

$T = t_m = \frac{z}{V}$  и горизонтальными полуосами  $L_x = L_y = z_m = 2h \cos \varphi$ . Минимум годографа смешен по восстанию границы и имеет координаты  $l_x = l_{xm}$ ,  $l_y = l_{my}$  и  $t_m$ , связанные с параметрами модели формулами (6.49). Асимптотической поверхностью гиперболоида является конус вращения, уравнение которого имеет вид:

$$\tau(l_x, l_y) = \sqrt{\frac{(l_x - l_{mx})^2 + (l_y - l_{my})^2}{V^2}}. \quad (6.50)$$

Изохроны годографа ОТВ (рис. 6.12)  $t = \text{const}$  при постоянном шаге  $\Delta t$ , изображенные на фоне изохрон центральных лучей  $t_0 - \Delta t_0$ ,  $t_0$ ,  $t_0 + \Delta t_0$ , представляют

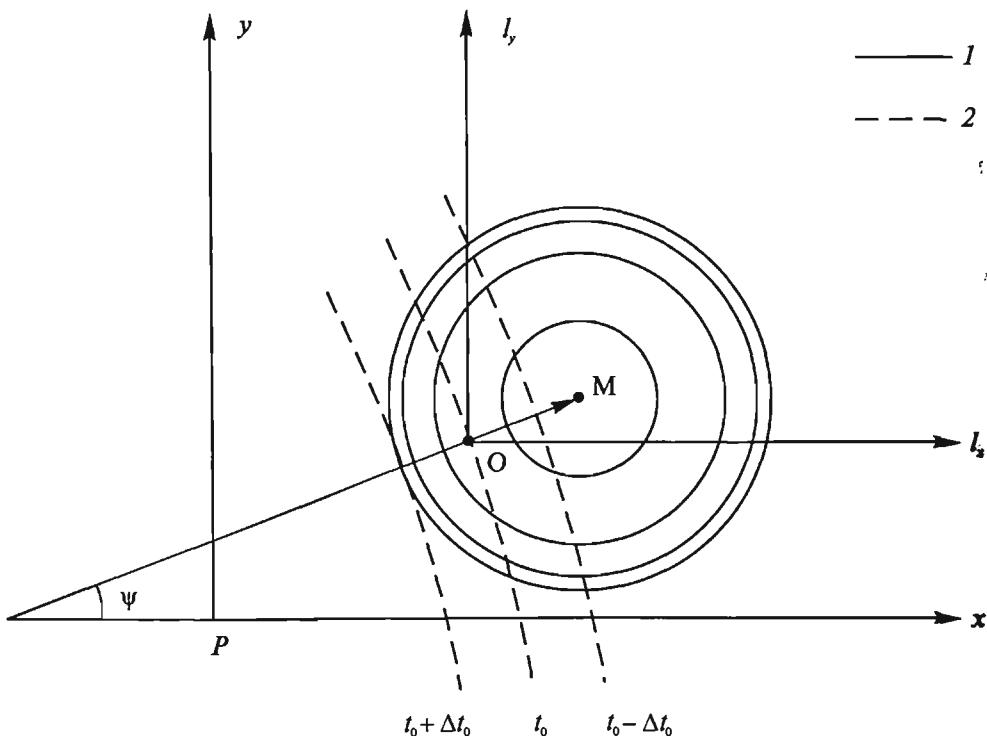


Рис. 6.12. Изохроны поверхностного годографа ОТВ отраженной волны (1) на фоне фрагмента карты изохрон  $t_0(x, y)$  (2)

концентрические окружности с координатами  $l_x = l_{mx}$ ,  $l_y = l_{my}$  центра М, сближающиеся по мере удаления от центра в связи с увеличением крутизны годографа. Расстояние ОМ центра М относительно начала координат О характеризует смещение точки минимума годографа по восстанию границы.

Локальное поле ОТВ (6.43) можно представить в виде семейства годографов ОТВ. Схематическое изображение локального поля над антиклинальной структурой в виде семейства изохрон дано на рис. 6.13. Пунктиром изображены изохроны центральных лучей  $t_0 = \text{const}$  ( $t_{01} < t_{02} < t_{03}$ ) при  $\Delta t_0 = \text{const}$ , а сплошными линиями изохроны годографов ОТВ  $t = \text{const}$  при  $\Delta t = \text{const}$ . Из рис. 6.13 следует, что центры М изохрон годографов ОТВ, приуроченные к точкам минимумов годографов, смещены относительно начала локальных систем координат  $l_x$ ,  $l_y$ . Времена  $t_0$  годографов ОТВ совпадают с временами  $t_0$  изохрон центральных лучей. Вектор смещения ОМ направлен по восстанию границы, а его величина убывает с уменьшением наклона границы (увеличением расстояния между изохронами  $t_0 = \text{const}$ ).

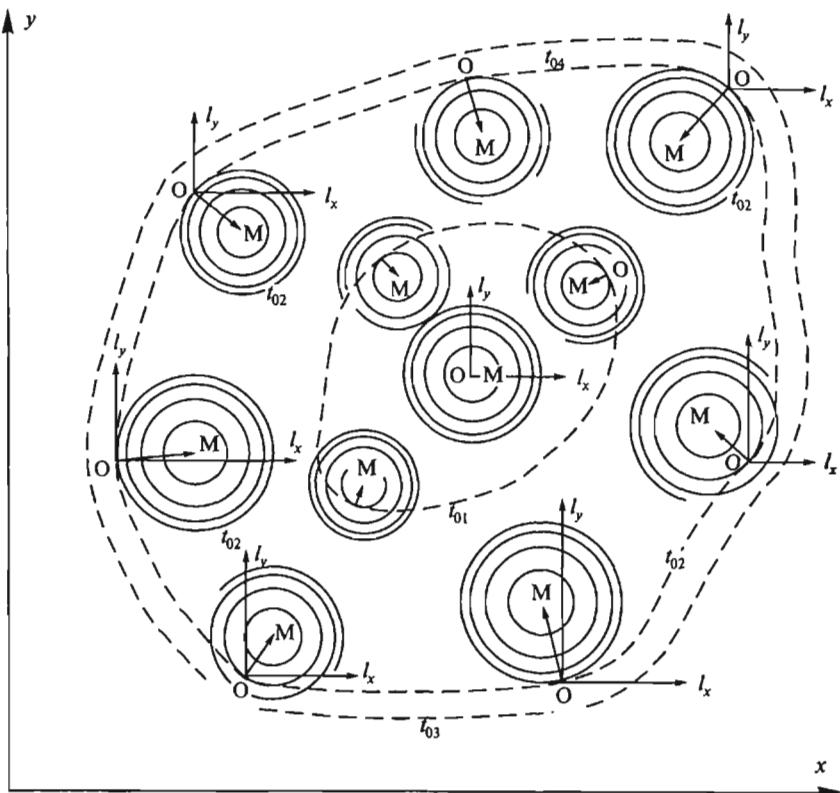


Рис. 6.13. Схематическое изображение локального поля ОТВ отраженной волны над антиклинальной структурой

### 3. Годограф и локальное поле ОСТ

Уравнение годографа ОСТ получим, полагая в (6.45)  $x_c = \text{const}$ ,  $y_c = \text{const}$ :

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 [1 - \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)] + 4h_c^2}. \quad (6.51a)$$

Это уравнение путем несложных преобразований можно представить в следующем виде

$$\frac{l_x^2}{\left(\frac{2h_c}{\cos \phi}\right)^2} + \frac{l_y^2}{4h_c^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{\left(\frac{2h_c}{V}\right)^2} = -1, \quad (6.51b)$$

где  $l_x$  — координата вкрест простирания границы,  $l_y$  — по простиранию границы. Из (6.51б) следует, что годограф ОСТ является гиперболоидом, обладающим двумя плоскостями симметрии. Одна из плоскостей располага-

ется вкrest простириания, а другая — по простирианию границы. Длинная горизонтальная полуось  $L_x = \frac{2h_c}{\cos \phi}$  направлена вкrest простириания, а короткая горизонтальная полуось  $L_y = 2h_c$  — по простирианию границы. Вертикальная полуось  $T = t_0 = \frac{2h_c}{V}$  — характеризует время прихода отраженной волны по нормальному лучу в срединную точку с координатами

$$x_c = \frac{x_n + x_\sigma}{2}, \quad y_c = \frac{y_n + y_\sigma}{2}.$$

Схематическое изображение годографа ОСТ в виде семейства изохрон  $t = \text{const}$  при постоянном временном интервале  $\Delta t = \text{const}$  между изохронами дано на рис. 6.14. Из рисунка следует, что изохроны годографа ОСТ на плоскости  $xy$  имеют две ортогональные линии симметрии. Одна из них направлена

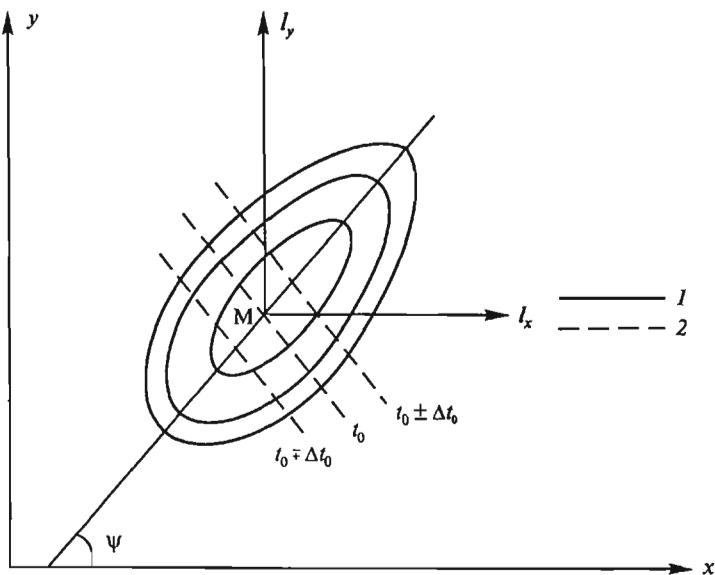


Рис. 6.14. Изохроны поверхностиного годографа ОСТ (1) отраженной волны на фоне фрагмента карты изохрон  $t_0(x, y)$  (2)

по падению, а другая по простирианию границы. Изохроны имеют общий центр  $M$  и обладают вытянутостью в направлении падения и сжатостью по простирианию. Расстояние  $\Delta l$  между соседними изохронами убывает с увеличением времени, при этом остается всегда большим по падению, чем по простирианию.

Локальное поле ОСТ в виде семейств изохрон ОСТ  $t = \text{const}$  при  $\Delta t_0 = \text{const}$  над антиклинальной структурой ( $t_{01} < t_{02}$ ) изображено на рис. 6.15. Из рисунка

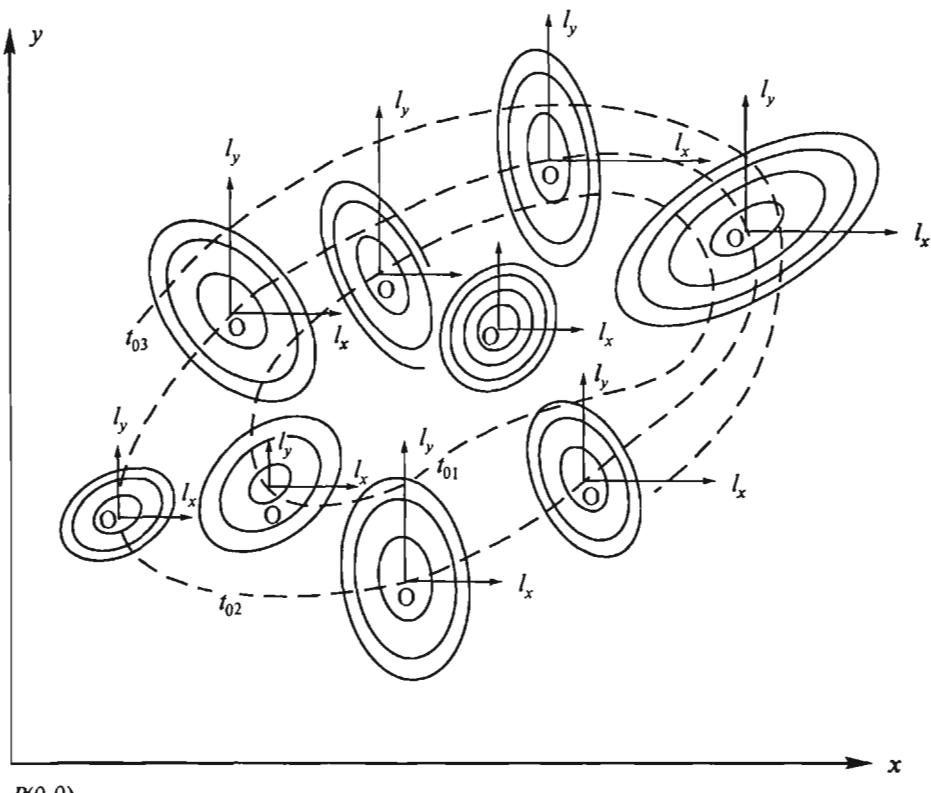


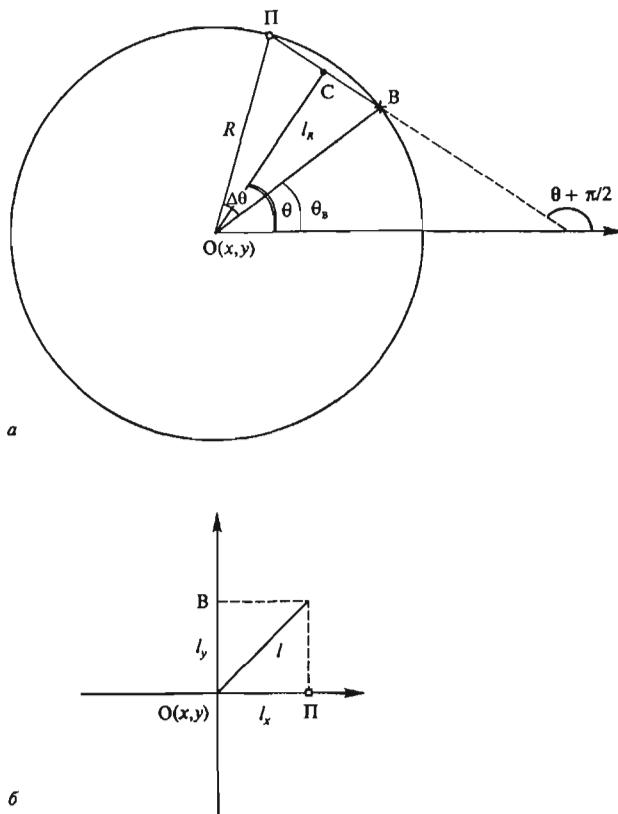
Рис. 6.15. Схематическое изображение локального поля ОСТ отраженной волны над антиклинальной структурой

следует, что вытянутость эллипсовидных изохрон  $t = \text{const}$  увеличивается с углом наклона. При субгоризонтальном залегании изохроны представлены концентрическими окружностями. Центры изохрон ОСТ располагаются на изохронах  $t_0 = \text{const}$ .

#### 6.4.3. Временные поля и годографы отраженных волн для круговых и крестовых блоков площадной системы наблюдений

К наиболее распространенным блокам наблюдений, применяемым как при отработке площадных систем, так и в виде отдельных зондирований, относятся круговые (рис. 6.16а) и крестовые (рис. 6.16б) блоки.

Запишем для кругового блока уравнение локального временного поля отраженной волны от плоскости  $Q$  с углом  $\phi$  и азимутом  $\psi$  падения. Располагая



**Рис. 6.16. К выводу уравнения локального поля для кругового (а) и крестового (б) БН**

ПВ и ПП вдоль окружности соответственно в точках В и П и исходя из уравнения (6.45), будем иметь при  $R = \text{const}$  следующее уравнение локального временного поля [62, 75]:

$$t(x, y, l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2[1 - \sin^2 \varphi \sin^2(\theta - \psi)] + 4h_c^2}. \quad (6.52)$$

Здесь, в соответствии с рис. 6.16а  $l$  — расстояние между ПВ и ПП:

$$l = 2R \sin \frac{\Delta\theta}{2};$$

$l_R$  — расстояние между центром круга и срединной точкой С:

$$l_R = R \cos \frac{\Delta\theta}{2};$$

$h_c$  — эхоглубина отражающей границы в срединной точке С:

$$h_c = h_R + l_R \sin \varphi \cos(\theta_R - \psi);$$

$h_R$  — эхоглубина в центре круга;

$\theta, \theta_{\Pi}, \theta_B$  — азимуты линий ОС, ОП и ОВ соответственно,  $\Delta\theta = \theta_{\Pi} - \theta_B$ .

Выразив в (6.52)  $l$  и  $h_c$  через  $R$ ,  $\Delta\theta$  и  $h_R$ , получим следующее уравнение временного поля:

$$t(x, y, \Delta\theta, \theta) = \frac{1}{V} \times \quad (6.53)$$

$$\times \sqrt{4R^2 \sin^2 \frac{\Delta\theta}{2} [1 - \sin^2 \varphi \sin^2(\theta - \psi)] + 4[h_R(x, y) + R \cos \frac{\Delta\theta}{2} \cos(\theta - \psi) \sin \varphi]^2}$$

где  $x, y$  — координаты центра круга.

Азимутальные годографы  $t(\theta)$ , рассчитанные в соответствии с (6.53) при фиксированных координатах  $x, y$  центра круга по параметру  $\Delta\theta = \text{const}$  ( $l = \text{const}$ ) для горизонтальной (*a*) и наклонной  $\varphi = 10^\circ, \psi = 0$  (*b*) отражающей границы, изображены на рис. 6.17.

Для крестового блока (рис. 6.16б) с центром креста на пересечении ортогональных линий приема  $l_x$  и возбуждения  $l_y$ , учитывая, что эхо-глубина  $h$  в центре креста О связана с эхоглубиной в пунктах возбуждения  $h_e$  и пунктах приема  $h_a$  следующими равенствами:

$$\begin{aligned} h &= h_a - l_x \sin \varphi \cos \psi, \\ h &= h_e - l_y \sin \varphi \sin \psi, \end{aligned}$$

из уравнения (6.42) получим

$$t(l_x l_y) = \frac{1}{V} \times \quad (6.54)$$

$$\times \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + 4hl_x \sin \varphi \cos \psi + 4hl_y \sin \varphi \sin \psi + 4h^2 + l_x l_y \sin^2 \varphi \cos \psi \sin \psi}.$$

Это уравнение представляет поверхностный годограф для крестового блока. Если пренебречь в (6.54) слагаемым  $l_x l_y \sin^2 \varphi \cos \psi \sin \psi$  в силу его малости, то уравнение (6.54) окажется тождественным уравнению (6.47) поверхностного годографа ОТВ.

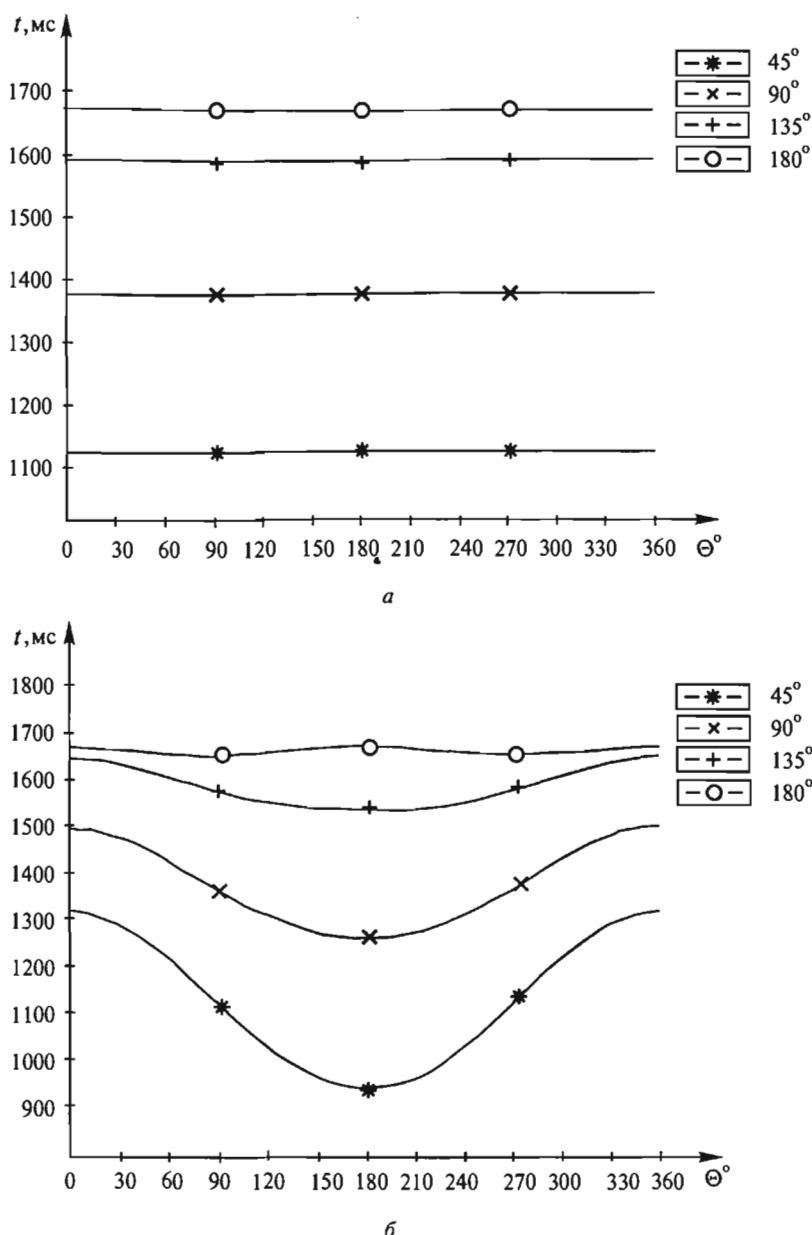


Рис. 6.17. Азимутальные годографы  $t(\theta)$  по параметру  $\Delta\theta = \text{const}$  при  $R = 2000$  м,  $h_r = 1500$  м,  $V = 3000$  м/с для горизонтальной (а) и наклонной  $\varphi = 10^\circ$ ,  $\psi = 0^\circ$  (б) отражающей границы

#### 6.4.4. Временные поля и годографы отраженных волн при межскважинных и околоскважинных наблюдениях

Исходным при выводе уравнений локальных и частных временных полей отраженных волн для межскважинных (МСН) и околоскважинных (ОСН) наблюдений в случае плоской наклонной границы является уравнение (6.39) обобщенного временного поля. Полагая в этом уравнении в соответствии с рис. 6.18

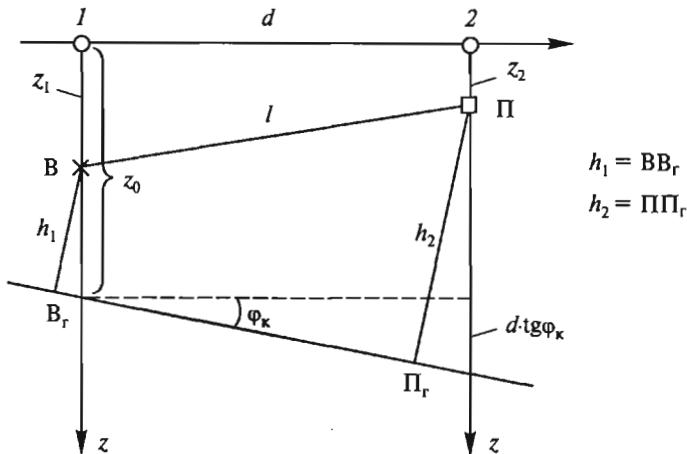


Рис. 6.18. К выводу уравнения временного поля отраженных волн при МСН и ОСН

$$(x_n - x_\sigma)^2 + (y_n - y_\sigma)^2 = d^2, \\ z_\sigma = z_1, \quad z_n = z_2,$$

где  $d$  — расстояние между устьями двух вертикальных скважин 1 и 2,  $z_1$  — глубина расположения ПВ (или ПП) в скважине 1,  $z_2$  — глубина расположения ПП (или ПВ) в скважине 2, получим следующее уравнение трехмерного локального поля:

$$t(d, z_1, z_2) = \frac{1}{V} \sqrt{d^2 + (z_2 - z_1)^2 + 4h_1 h_2}, \quad (6.55)$$

где  $h_1$  и  $h_2$  — глубина по нормали соответственно в точке возбуждения с вертикальной координатой  $z_1$  и точке приема с координатой  $z_2$ .

Выразим  $h_1$  и  $h_2$  через глубину  $z_{01} = z_0$  залегания отражающей границы в скважине 1 и в случае расположения линии, соединяющей устья скважин, вкрест простирания границы. Обращаясь к рис. 6.18, найдем

$$\left. \begin{array}{l} h_1 = (z_0 - z_1) \cos \varphi, \\ h_2 = (z_{02} - z_2) \cos \varphi, \\ z_{02} = z_0 + d \operatorname{tg} \varphi, \end{array} \right\} \quad (6.56)$$

где  $z_{02}$  — глубина залегания границы в скважине 2.

Подставляя (6.56) в (6.55), получим уравнение локального временного поля отраженной волны для МСН вкрест простирания границы ( $\theta \equiv \psi$ ):

$$t(z_1, z_2, d, \theta \equiv \psi) = \frac{1}{V} \sqrt{(z_2 - z_1)^2 + d^2 + 4(z_0 - z_1)(z_0 + d \operatorname{tg} \varphi - z_2) \cos^2 \varphi}, \quad (6.57)$$

При наблюдениях по азимуту  $\theta \neq \psi$

$$z_{02} = z_0 + d \operatorname{tg} \varphi_k, \quad (6.58)$$

где  $\varphi_k$  — кажущийся угол падения границы в вертикальной плоскости, проходящей через скважины 1 и 2. Выражая в (6.58) кажущийся угол  $\varphi_k$  через истинный угол падения границы, будем иметь

$$z_{02} = z_0 + d \frac{\sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}}. \quad (6.59)$$

В результате получим уравнение четырехмерного локального поля МСН

$$t(z_1, z_2, d, \theta) = \frac{1}{V} \times \quad (6.60)$$

$$\times \sqrt{(z_2 - z_1)^2 + d^2 + 4(z_0 - z_1) \left( z_0 + d \frac{\sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}} - z_2 \right) \left[ 1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi) \right]},$$

Исходя из уравнения (6.60), не сложно найти уравнения горизонтальных и вертикальных, продольных и непродольных годографов отраженных и прямых волн как для МСН, так и ОСН. Например, располагая несколькими скважинами и выполняя возбуждение колебаний в одной из них при  $z_1 = 0$ , а прием колебаний во всех скважинах на глубине  $z$ , получим уравнение поверхности горизонтального годографа отраженной волны

$$t(z, d, \theta) = \frac{1}{V} \times \quad (6.61)$$

$$\times \sqrt{z^2 + d^2 + 4z_0 \left( z_0 + d \frac{\sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}} - z \right) [1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)]},$$

При наблюдениях по вертикали  $z$  в одной из скважин и возбуждении колебаний по поверхности  $z = 0$  с постоянным выносом  $d_c$  ПВ по заданному азимуту  $\theta_c$ , получим уравнение непротодольного вертикального годографа:

$$t(z) = \frac{1}{V} \times \quad (6.62)$$

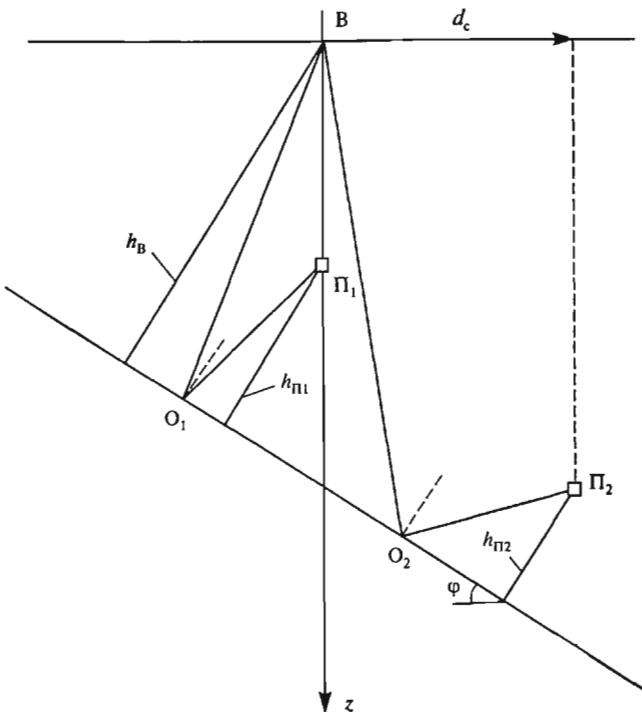
$$\times \sqrt{z^2 + d_c^2 + 4z_0 \left( z_0 + d_c \frac{\sin \varphi \cos(\theta_c - \psi)}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta_c - \psi)}} - z \right) [1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta_c - \psi)]},$$

Уравнение продольного вертикального годографа получим, полагая в (6.62)  $d_c = 0$ :

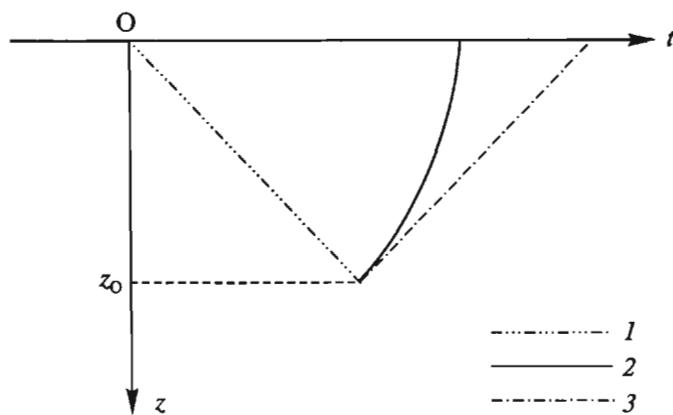
$$t(z) = \frac{1}{V} \sqrt{z^2 + 4z_0^2 - 4z_0(z_0 - z)[1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta_c - \psi)]}. \quad (6.63)$$

Ход лучей  $BO_2P_2$  при наличии выноса, соответствующий уравнению (6.62), и ход лучей  $BO_1P_1$  при отсутствии выноса, соответствующий равенству (6.63), изображен на рис. 6.19. Характерной особенностью хода лучей при отсутствии выноса и наклонной границе является несовпадение падающего  $BO_1$  и отраженного  $O_1P$  луча и их отличие от нормали и вертикали.

Схематическое изображение вертикальных непротодольных (*a*) и продольных (*b*) годографов прямой и отраженной волны при наклонной и горизонтальной отражающей границе и совпадающей глубине  $z_0$  дано на рис. 6.20. Обращает на себя внимание криволинейность (несмотря на постоянную скорость) продольного вертикального годографа отраженной волны в случае  $\varphi > 0$ . Эта криволинейность подобна эффекту, возникающему при убывании скорости с глубиной. В случае горизонтальной границы вертикальный годограф отраженной волны прямолинеен.



**Рис. 6.19.** Ход лучей отраженной волны при МСН и ОСН  
в случае наклонной границы

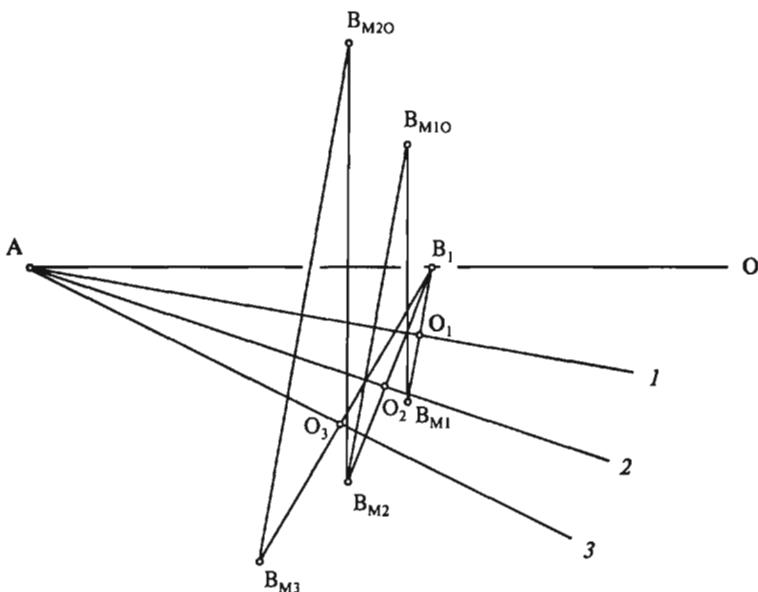


**Рис. 6.20.** Вертикальные продольные гидографы прямой (1)  
и отраженных волн от наклонной (2) и горизонтальной (3) границ

#### 6.4.5. Годографы многократных отраженных волн от плоской границы в однородной изотропной среде

##### 1. Годограф OTB

Основываясь на формулах, приведенных в 6.4.1—6.4.2, легко получить уравнения временных полей и годографов многократных монотипных отраженных волн для различных общих точек (OTB, OTP, OCT, крестового и кругового блока) в случае площадных наблюдений. Известно, что многократную отраженную волну кратности  $n$  можно рассматривать как прямую, выходящую из мнимого источника. На рис. 6.21 показано формирование мнимого источника  $B_{M3}$  трехкратной отраженной волны от границы 1 с углом наклона  $\phi$  при



**Рис. 6.21. Схема формирования мнимого источника  $B_{M3}$  трёхкратной отраженной волны**

$\phi = \psi$ . Из простых геометрических построений следует, что этот источник совпадает с мнимым источником однократной отраженной волны от мнимой границы 3, имеющей угол  $3\phi$  наклона в точке  $A$  ее пересечения с действительной отражающей границей 1. из рис. 6.21 следует, что

$$\frac{B_1 O_1}{B_1 O_3} = \frac{h}{h_3} = \frac{\sin \phi}{\sin 3\phi}, \quad \phi_3 = 3\phi,$$

где  $h$  и  $h_3$  — глубины по нормали в OTB соответственно до действительной (1) и мнимой (3) отражающих границ. Таким образом, глубина  $h_n$  и угол

наклона  $\phi_n$  мнимой границы в случае  $n$ -кратного отражения волны могут быть выражены через глубину  $h$  и угол наклона  $\varphi$  действительной границы следующим образом:

$$h_n = h \frac{\sin n\varphi}{\sin \varphi}, \quad \varphi_n = n\varphi. \quad (6.64)$$

Выражение для  $h_n$  остается справедливым и при  $\theta \neq \psi$ , так как в общем случае

$$h_n = h \frac{\sin n\varphi \cos(\theta - \psi)}{\sin \varphi \cos(\theta - \psi)} = h \frac{\sin n\varphi}{\sin \varphi}.$$

Следовательно, рассматривая многократную отраженную волну, как прямую волну, выходящую из мнимого источника и, основываясь на формуле (6.47), будем иметь следующее уравнение поверхности гиперболоида ОТВ  $n$ -кратной отраженной волны:

$$t^{\text{OTB}}(l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 + 4hl \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin \varphi} \cos(\theta - \psi) + 4h^2 \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin^2 \varphi}}. \quad (6.65a)$$

Этот гиперболоид вращений с полуосами  $z_{mn}$  и

$\frac{z_{mn}}{V} = t_{mn}$  его уравнение в каноническом виде

$$\frac{(l_x - l_{mxn})^2}{z_{mn}^2} + \frac{(l_y - l_{myn})^2}{z_{mn}^2} - \frac{\left[ t^{\text{OTB}}(l_x, l_y) \right]^2}{z_{mn}^2 / V^2} = -1, \quad (6.65b)$$

$$\begin{aligned} l_{mxn} &= -2h_e \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin \varphi} \cos \psi, \\ l_{myn} &= -2h_e \frac{\sin^2 n\varphi}{\sin \varphi} \sin \psi, \\ z_{mn} &= 2h_e \frac{\sin n\varphi}{\sin \varphi} \cos n\varphi. \end{aligned} \quad (6.66)$$

где

## 2. Особенности проявления многократных волн на сейсмограммах ОТВ и суммоментах РНП

Рассмотрение кинематики многократных волн представляет несомненный практический интерес в связи с тем, что эти волны являются существенной помехой при выделении и прослеживании полезных волн. Об этом убедительно свидетельствует эксперимент анализа сейсмограмм ОТВ, полученных в Актюбинском Приуралье с помощью РНП, выполненный Л.А. Рябиккиным и В.В. Знаменским в 1957 г. Результаты эксперимента показаны на рисунках 6.22—6.24. На рис. 6.22 изображено волновое поле на сейсмограммах ОТВ. На рис. 6.23 представлены суммоменты РНП, а на рис. 6.24 дано сопоставление

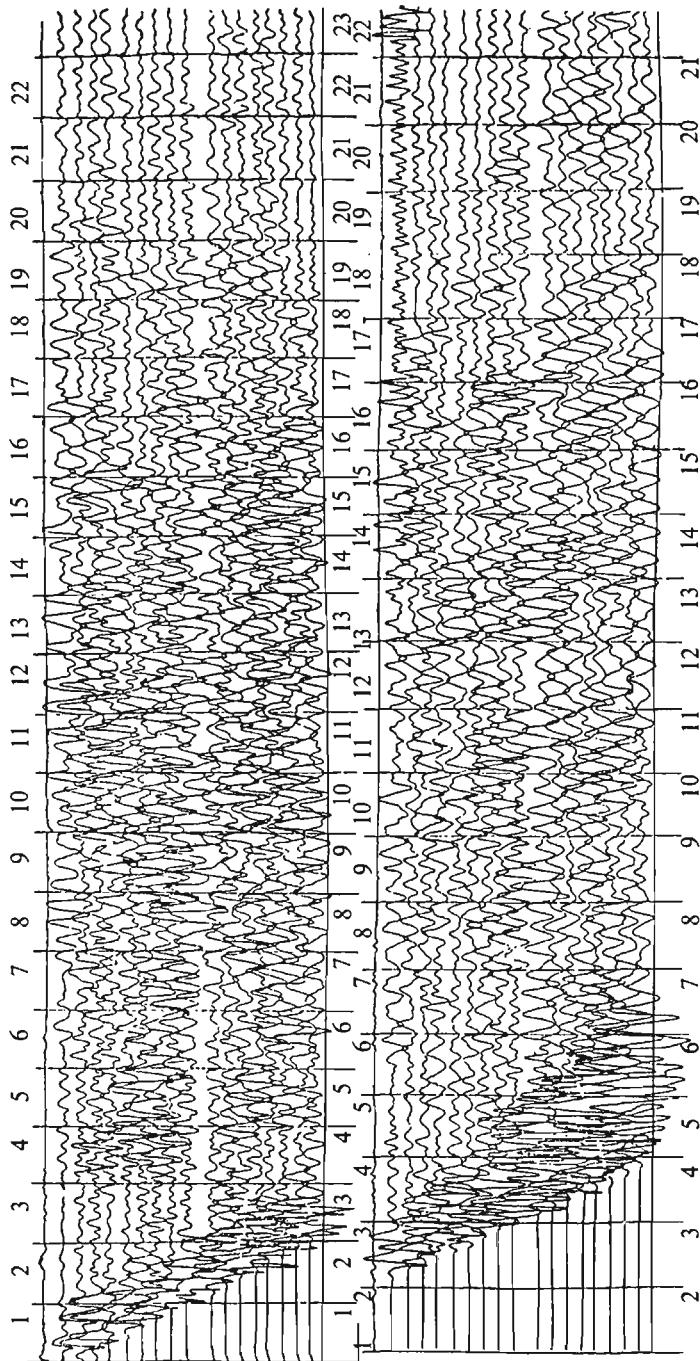
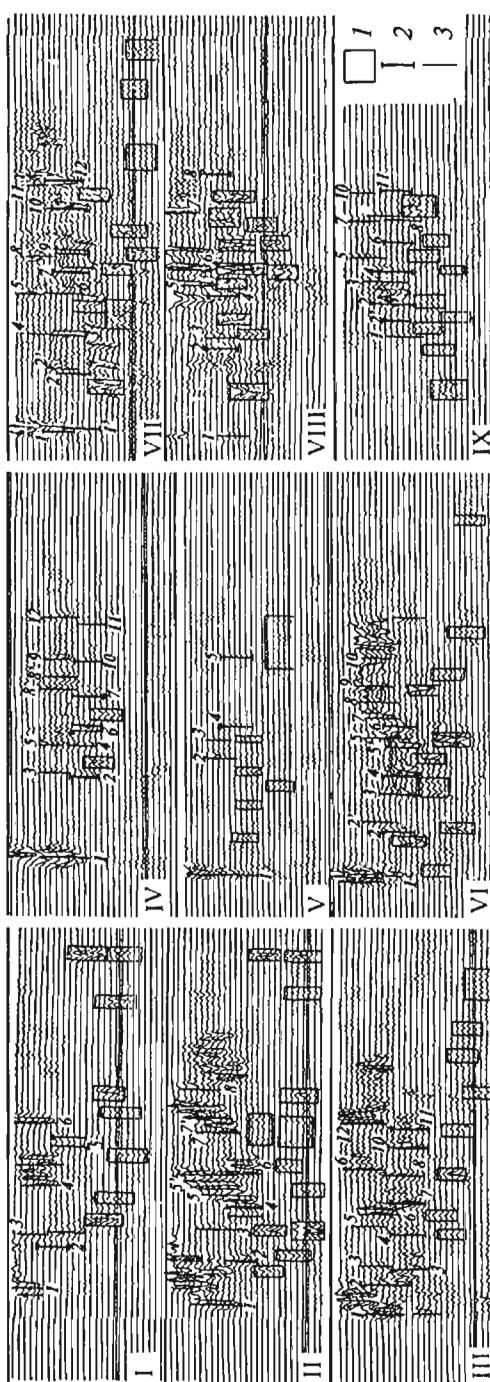


Рис. 6.22. Характер сейсмической записи, полученной на своде складки



**Рис. 6.23. Суммоменты, соответствующие сейсмограммам на рис. 6.22, полученные на девяти малых базах РНП (I—IX). На суммоментах выделены три группы волн:**  
**I — отраженные, 2 — кратноотраженно-преломленные, 3 — кратные отраженные. Цифрами на суммоментах обозначена кратность отраженных ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) и отражено-преломленных ( $n' = 1', 2', 3', \dots$ ) волн от первой границы**

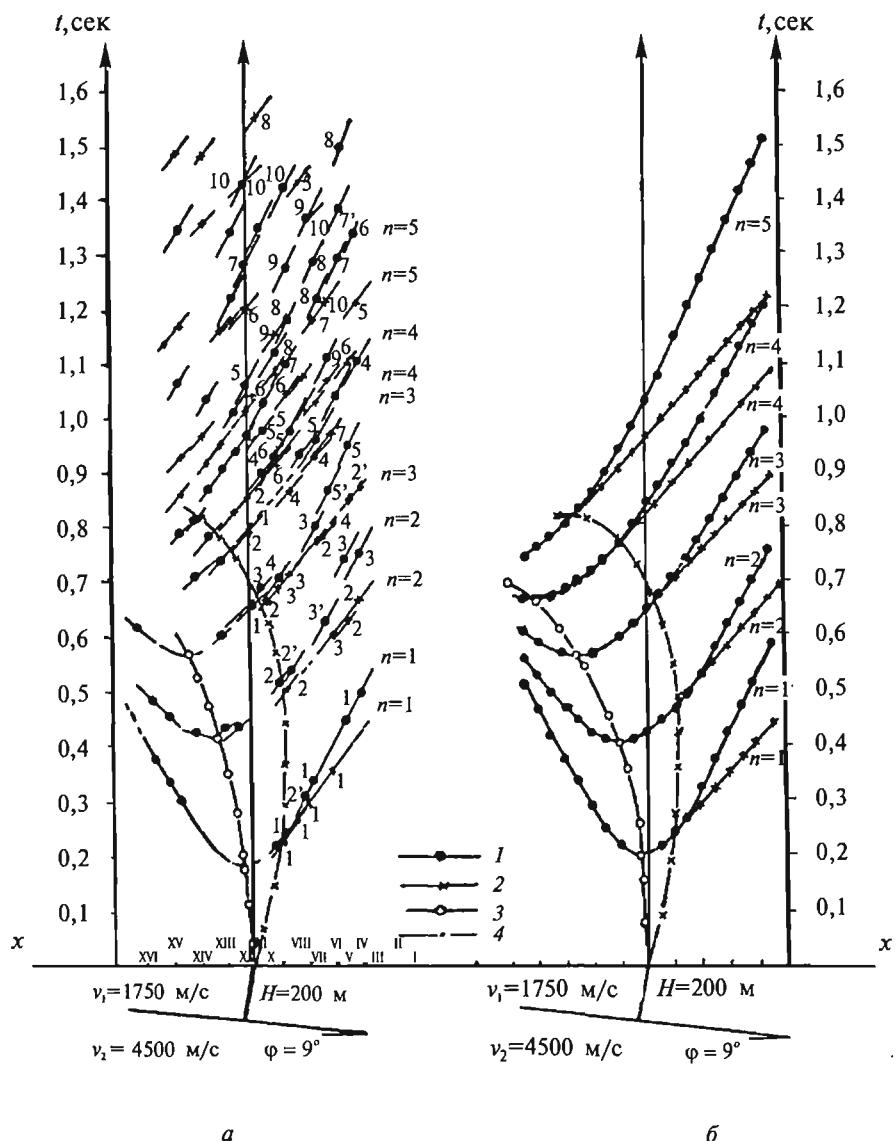


Рис. 6.24. Годографы кратно-отраженных ( $n$ ) и кратно-отраженно-преломленных ( $n'$ ) волн от первой границы: *a* — по данным РНП (рис. 6.23); *б* — теоретические годографы, рассчитанные для модели среды, показанной внизу рисунка:

- 1 — годографы кратных отраженных волн;
- 2 — годографы кратных отраженно-преломленных волн;
- 3 — линии расположения точек минимумов кратных отраженных волн;
- 4 — линии расположения начальных точек кратных отраженно-преломленных волн

реальных по данным РНП и теоретических годографов ОТВ однократных и многократных волн. Рис. 6.22 характеризует хаотичность записи на сейсмограммах ОТВ, обусловленную наложением многократных волн, и невозможность визуального прослеживания осей синфазности. Рис. 6.23 свидетельствует об эффективности применения РНП для разделения однократных и многократных волн. Годографы волн, построенные по данным РНП и кинематического моделирования (рис. 6.24) согласуются между собой. На годографах многократных волн наблюдается по мере возрастания кратности увеличение смещения минимумов по восстанию границы (кривая 3) и уменьшение интервала следования многократных отражений.

### 3. Годографы многократных волн для ОСТ и других модификаций

Уравнение годографа ОСТ многократной волны можно получить заменяя

в (6.51)  $h_c$  на  $h_c \frac{\sin n\phi}{\sin \phi}$ , а  $\phi$  на  $n\phi$ . После такой замены получим:

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 [1 - \sin^2 n\phi \cdot \cos^2(\theta - \psi)] + 4h_c^2 \frac{\sin^2 n\phi}{\sin^2 \phi}}. \quad (6.67)$$

Из этого уравнения следует, что годографы ОСТ разной кратности имеют общую асимптоту и минимальное время при  $l = 0$ . Имеет место уменьшение интервала  $\Delta t_0$  следования волн по мере увеличения кратности  $n$ .

Путем аналогичной замены  $h_c$  на  $h_c \frac{\sin n\phi}{\sin \phi}$  и  $\phi$  на  $n\phi$  в равенствах (6.52—

6.54) можно получить уравнения годографов многократных отраженных волн для кругового и крестового блоков наблюдений.

Использованный подход применим и для расчета годографов частично-кратных отраженных волн и кратно-отраженного-преломленных волн. В частности, если на границе имеет место неравенство  $V_r > V$  скоростей в покрывающей  $V$  и подстилающей  $V_r$  средах, то кратно-отраженно-преломленные волны при  $\theta = \psi$  имеют координаты начальных точек:

$$x_n = \frac{2h \sin [i - (n-1)\phi] \sin n\phi}{\cos(i + \phi) \sin \phi},$$

$$t_n = \frac{2h \cos n\phi \sin n\phi}{V \cos(i + \phi) \sin \phi} \quad (6.68)$$

где  $i = \arcsin \frac{V}{V_r}$ .

По этим формулам при известной граничной скорости  $V_r$  можно рассчитать годографы кратно-отраженно-преломленных волн. Такие годографы их начальные точки изображены на рис. 6.24.

## 6.5. Годографы отраженных волн для однородной изотропной среды с криволинейной отражающей границей

### 6.5.1. Поверхностный годограф ОТВ

В сейсморазведочной практике при решении трехмерных кинематических задач в основном используют аппроксимацию отражающей границы элементами плоскости. Тем не менее, представляет несомненный теоретический и практический интерес рассмотрение временных полей для случая криволинейной отражающей границы.

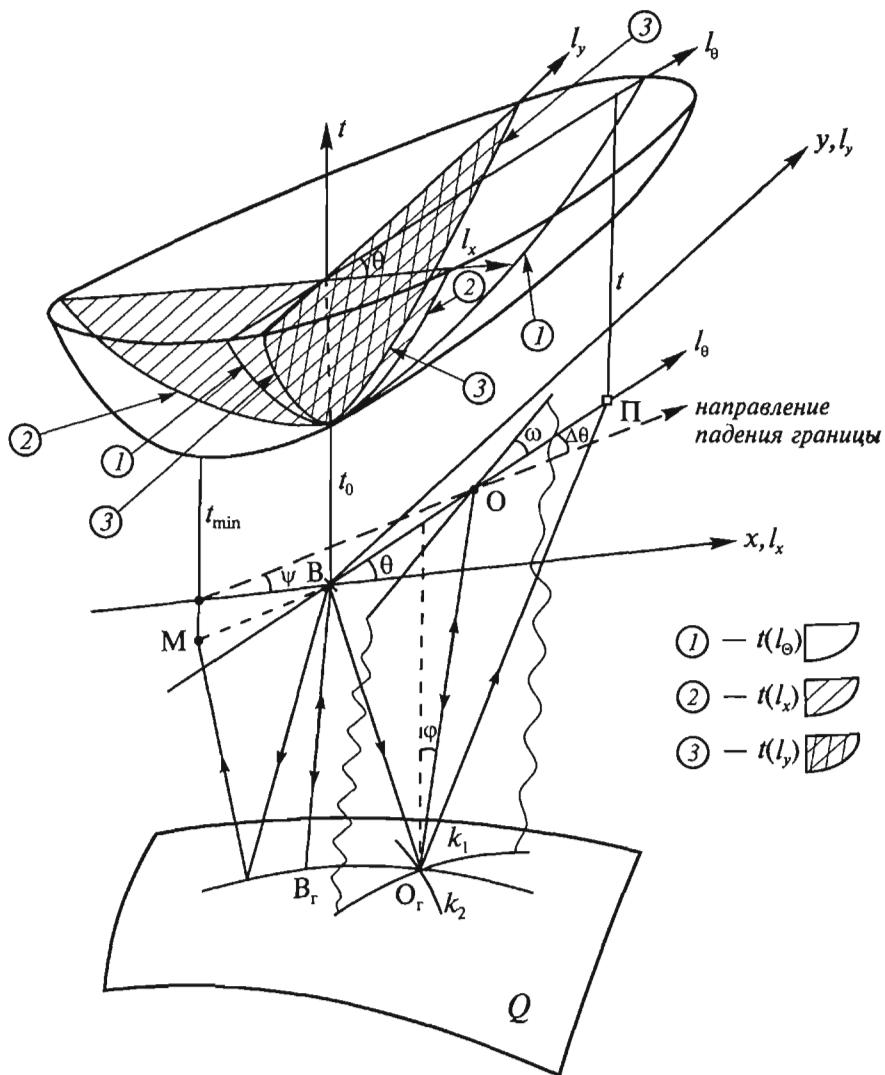
Надо иметь в виду, что локальное временное поле  $\Pi_{22}$ , наблюдаемое на поверхности  $z = 0$ , также как и в случае плоской границы, может быть представлено различными семействами поверхностных годографов.

Остановимся на выводе уравнений поверхностных годографов для случая криволинейной отражающей границы, начиная с годографа ОТВ.

Рассмотрим случай (рис. 6.25) гладкой криволинейной отражающей поверхности  $Q$ , не имеющей самопересечений [50, 74]. Для описания поведения поверхности  $Q$  будем использовать прямоугольную систему координат  $x, y, z$ , считая, что геометрические свойства границы определяет функция  $z = z(x, y)$  и каждой точке  $O_r$  на границе с координатами  $x, y, z$  соответствуют главные кривизны  $k_1$  и  $k_2$  и единичный вектор нормали с направляющими косинусами:

$$\left. \begin{aligned} n_x &= \sin \varphi \cos \psi = \frac{dz/dx}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2}}; \\ n_y &= \sin \varphi \sin \psi = \frac{dz/dy}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2}}; \\ n_z &= \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2}}; \\ n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 &= 1; \\ \operatorname{tg} \psi &= \frac{n_y}{n_x} \end{aligned} \right\} \quad (6.69)$$

Здесь  $\varphi$  — полярный угол вектора нормали,  $\psi$  — его азимут. Другими словами  $\varphi$  характеризует угол падения границы в точке  $O_r$  ее пересечения с нормалью, а  $\psi$  — азимут падения границы, отсчитываемый против часовой стрелки относительно оси  $x$ .



**Рис. 6.25. К выводу уравнения поверхностного годографа ОТВ для криволинейной границы**

Если за начало координат принять пункт возбуждения  $B$ , тогда координаты пункта приема  $\Pi$  на плоскости наблюдений будут

$$l_x = x_n - x_e, \quad l_y = y_n - y_e.$$

Для произвольной точки  $O_r$  на границе с координатами  $x, y, z$ , принадлежащей отражающей поверхности  $Q$ , можно записать уравнение изохроны отражения

$$V_0 t = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} + \sqrt{(x - l_x)^2 + (y - l_y)^2 + z^2}. \quad (6.70)$$

Учитывая условие стационарности  $\frac{dt}{dx} = \frac{dt}{dy} = 0$  из уравнения (6.70) получим

$$\frac{x + z \frac{dz}{dx}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{x - l_x + z \frac{dz}{dx}}{\sqrt{(x - l_x)^2 + (y - l_y)^2 + z^2}} = 0;$$

$$\frac{y + z \frac{dz}{dy}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{y - l_y + z \frac{dz}{dy}}{\sqrt{(x - l_x)^2 + (y - l_y)^2 + z^2}} = 0. \quad (6.71)$$

Решая систему (6.71) относительно неизвестных  $l_x$  и  $l_y$  и учитывая (6.70), получим уравнение годографа отраженных волн:

$$\left. \begin{aligned} l_x &= 2 \frac{\left( x + z \frac{dz}{dx} \right) \left( z - x \frac{dz}{dx} - y \frac{dz}{dy} \right)}{z \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 - \left( \frac{dz}{dy} \right)^2 \right] - 2 \left( x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} \right)}; \\ l_y &= 2 \frac{\left( y + z \frac{dz}{dy} \right) \left( z - x \frac{dz}{dx} - y \frac{dz}{dy} \right)}{z \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 - \left( \frac{dz}{dy} \right)^2 \right] - 2 \left( x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} \right)}; \\ V_t &= 2 \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \left( z - x \frac{dz}{dx} - y \frac{dz}{dy} \right)}{z \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 - \left( \frac{dz}{dy} \right)^2 \right] - 2 \left( x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (6.72)$$

Уравнения (6.72) представляют собой параметрические уравнения  $l_x = l_x(x, y)$ ,  $l_y = l_y(x, y)$ ,  $t = t(x, y)$  поверхности  $t = t(l_x, l_y)$ .

Предположим, что годограф отраженных волн  $t = t(l_x, l_y)$  в окрестности некоторой точки представляет собой простую регулярную поверхность, что подразумевает существование в окрестности этой точки непрерывных производных  $dt/dl_x, dt/dl_y, d^2t/dl_x dl_y \dots$

Рассмотрим уравнения

$$\begin{aligned} x + z \frac{dz}{dx} &= 0; \\ y + z \frac{dz}{dy} &= 0, \end{aligned} \quad (6.73)$$

которые получаются из системы (6.72) при выполнении условия  $l_x = l_y = 0$ .

Если предположить, что система уравнений (6.73) совместно с уравнением границы раздела  $z = z(x, y)$  имеет решение  $x = x_0, y = y_0, z = z_0$ , то это означает, что величины  $x_0, y_0, z_0$  суть координаты некоторой точки  $B_r$  на отражающей поверхности  $Q$  (см. рис. 6.25), совпадающие с координатами основания перпендикуляра  $BB_r$ , восстановленного к поверхности  $Q$  в точке  $B_r$ .

Длина этого перпендикуляра  $h_s = \frac{Vt_0}{2}$ . Здесь

$$t_0 = \frac{2z_0}{V} \sqrt{1 + \frac{dz}{dx} + \frac{dz}{dy}}, \quad (6.74)$$

где  $z, \frac{dz}{dx}, \frac{dz}{dy}$  — значения функции и ее производных в точке  $B_r$ , т.е. при  $x = x_0, y = y_0, z = z_0$ . Зная время  $t_0$  (6.74), определив производные годографа

$t = t(l_x, l_y) \frac{dt}{dl_x}, \frac{dt}{dl_y}, \frac{d^2t}{dl_x^2}, \frac{d^2t}{dl_y^2}, \frac{d^2t}{dl_x dl_y}$  при  $l_x = l_y = 0$  и имея в виду, что время и его производные представляют коэффициенты разложения в ряд Маклорена функции  $t = t(l_x, l_y)$ , можно получить [50] уравнение поверхностного годографа в окрестности начала координат

$$t = \frac{2h}{V} + (l_x \cos \psi + l_y \sin \psi) \frac{\sin \phi}{V} + \quad (6.75)$$

$$+ \frac{[l_x^2 + l_y^2 - (l_x \cos \psi + l_y \sin \psi)^2 \sin^2 \phi] W - h \cos^3 \phi (z_{yy} l_x^2 - 2z_{xy} l_x l_y + z_{xx} l_y^2)}{4h V(1 + k_1 h)(1 - k_2 h)}.$$

Время и его производные в (6.75) выражены через значения функции и ее производных в точке  $B_r$ , пересечения поверхности раздела нормальным лучом. Здесь

$$z_{xx} = \frac{d^2 z}{dx^2}, \quad z_{yy} = \frac{d^2 z}{dy^2}, \quad z_{xy} = \frac{d^2 z}{dxdy}, \quad W = (1 + 2k_2 h)(1 + k_1 h) + k_1 h,$$

$k_1$  и  $k_2$  — главные кривизны поверхности  $z(x, y)$  в точке  $B_r$ . Ряд (6.75) сходит-ся при выполнении условия  $1 > \sqrt{l_x^2 + l_y^2} / 2h$ .

Уравнение поверхности (6.75) является уравнением эллиптического параболоида. Его сечения, параллельные оси  $t$ , представляют собой параболы, а сечения, параллельные плоскости  $l_x l_y$  — эллипсы. В частности, ряд (6.75) с точностью до производных второго порядка можно аппроксимировать выражением

$$t^2 V^2 = 4h^2 + 4h(l_x \cos \psi + l_y \sin \psi) \sin \phi + (l_x \cos \psi + l_y \sin \psi)^2 \sin^2 \phi +$$

$$+ \frac{\left[ l_x^2 + l_y^2 - (l_x \cos \psi + l_y \sin \psi)^2 \sin^2 \phi \right] W - h \cos^3 \phi (z_{yy} l_x^2 - 2z_{xy} l_x l_y + z_{xx} l_y^2)}{(1 + k_1 h)(1 + k_2 h)}. \quad (6.76)$$

Исходя из уравнения поверхностного годографа (6.72) и предполагая, что главные кривизны отражающей границы во всех ее точках совпадают с главными кривизнами  $k_1$  и  $k_2$  (см. рис. 6.25) в точке падения нормального луча  $OO_r$ , можно также получить уравнение поверхностного годографа в явном виде

$$V^2 t^2(l, \theta) = 4h^2 + 4hl \sin \phi \cos \Delta\theta + l^2 \left\{ \sin^2 \phi \cos^2 \Delta\theta + (1 - \sin^2 \phi \cos^2 \Delta\theta) \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{1 + 2k_1 h}{1 + k_1 h} \cos^2(\Delta\theta + \omega) + \frac{1 + 2k_2 h}{1 + k_2 h} \sin^2(\Delta\theta + \omega) \right] \right\}. \quad (6.77)$$

Здесь  $\Delta\theta = \theta - \psi$  — угол между азимутом линии наблюдений и азимутом падения границы,  $\omega$  — угол между лучевой плоскостью азимута  $\theta$  и плоскостью главного нормального сечения поверхности  $Q$ , имеющего кривизну  $k_1$ . Границы элемента этого сечения показаны на рис. 6.25 извилистыми линиями.

Если направление профиля совпадает с направлением падения границы ( $\Delta\theta = 0$ ), то из уравнения (6.77) следует, что

$$V^2 t^2 = 4h^2 + 4hl \sin \varphi + \\ + l^2 \left[ \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \left( \frac{1+2k_1 h}{1+k_1 h} \cos^2 \omega + \frac{1+2k_2 h}{1+k_2 h} \sin^2 \omega \right) \right]. \quad (6.78)$$

Если же профиль направлен по простиранию  $\Delta\theta = \pi/2$ , то

$$V^2 t^2 = 4h^2 + l^2 \left( \frac{1+2k_1 h}{1+k_1 h} \cos^2 \omega + \frac{1+2k_2 h}{1+k_2 h} \sin^2 \omega \right) \quad (6.79)$$

Имея в виду, что в (6.77)  $h = h(x_e, y_e)$ , это уравнение можно рассматривать как уравнение локального временного поля  $t(x_e, y_e, l, \theta)$ , представленного семейством годографов ОТВ. При  $k_1 = k_2 = 0$  уравнение (6.77) приобретает вид (6.47), свойственный плоской отражающей границе.

### 6.5.2. Поверхностный годограф ОСТ

Расположим на плоскости  $z = 0$  пункт возбуждения В в точке с координатами  $-\frac{l_x}{2}, -\frac{l_y}{2}$  относительно срединной точки С, а приемник П в точке с координатами  $\frac{l_x}{2}, \frac{l_y}{2}$  (рис. 6.26). Если через  $x, y, z$  обозначить координаты точки отражения  $O_r$  на отражающей поверхности  $Q$ , представляющей гладкую функцию  $z(x, y)$ , то уравнение изохроны отражения будет представлять эллипсоид с фокусами в точках В и П

$$Vt = \sqrt{\left( x + \frac{l_x}{2} \right)^2 + \left( y + \frac{l_y}{2} \right)^2 + z^2} + \sqrt{\left( x - \frac{l_x}{2} \right)^2 + \left( y - \frac{l_y}{2} \right)^2 + z^2}. \quad (6.80)$$

Дифференцируя уравнение (6.80) по  $x$  и  $y$ , найдем:

$$\frac{\frac{l_x}{2} + x + z \frac{dz}{dx}}{\sqrt{\left(x + \frac{l_x}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{l_y}{2}\right)^2 + z^2}} = \frac{\frac{l_x}{2} - x - z \frac{dz}{dx}}{\sqrt{\left(x - \frac{l_x}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{l_y}{2}\right)^2 + z^2}}; \quad (6.81)$$

$$\frac{\frac{l_y}{2} + y + z \frac{dz}{dy}}{\sqrt{\left(x + \frac{l_x}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{l_y}{2}\right)^2 + z^2}} = \frac{\frac{l_y}{2} - y - z \frac{dz}{dy}}{\sqrt{\left(x - \frac{l_x}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{l_y}{2}\right)^2 + z^2}}.$$

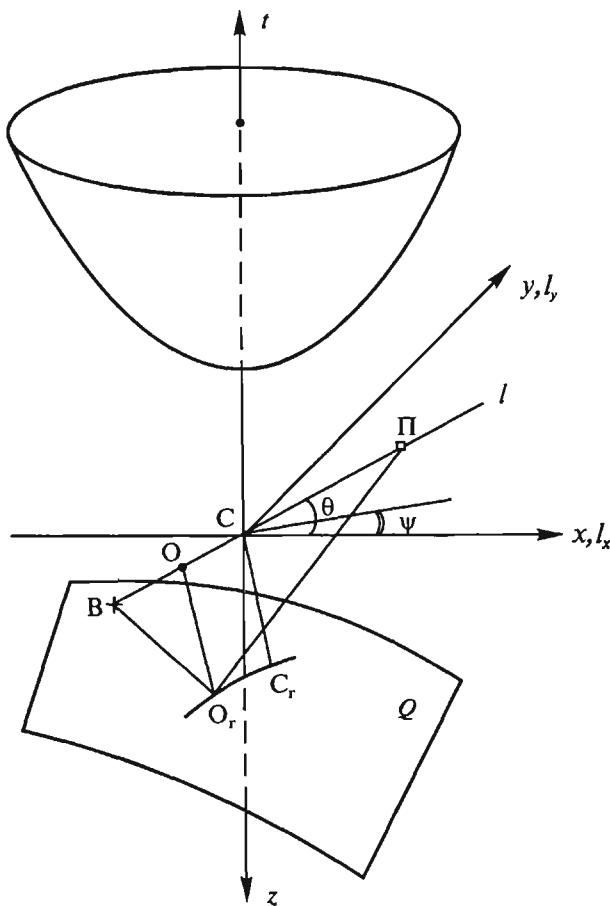


Рис. 6.26. К выводу уравнения поверхностного годографа ОСТ для криволинейной границы

Решая систему уравнений (6.81) относительно  $l_x$  и  $l_y$  и подставляя результаты в (6.80), после несложных преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} l_x &= 2 \left( x + z \frac{dz}{dx} \right) \sqrt{\frac{x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} - z}{\frac{dz}{dx} \left( x + z \frac{dz}{dx} \right) + \frac{dz}{dy} \left( y + z \frac{dz}{dy} \right)}}, \\ l_y &= 2 \left( y + z \frac{dz}{dy} \right) \sqrt{\frac{x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} - z}{\frac{dx}{dx} \left( x + z \frac{dz}{dx} \right) + \frac{dz}{dy} \left( y + z \frac{dz}{dy} \right)}}, \\ t &= \frac{2}{V} \sqrt{\left[ x \left( x + z \frac{dz}{dx} \right) + y \left( y + z \frac{dz}{dy} \right) \right] \frac{\left( x \frac{dz}{dx} + y \frac{dz}{dy} - z \right)}{\frac{dz}{dx} \left( x + z \frac{dz}{dx} \right) + \frac{dz}{dy} \left( y + z \frac{dz}{dy} \right)}}. \end{aligned} \right\} (6.82)$$

Уравнения (6.82) представляют в параметрическом виде поверхностный годограф ОСТ для произвольной отражающей поверхности  $z = z(x, y)$  и однородной покрывающей среды.

В реальных условиях при малых кривизнах  $k_1$  и  $k_2$  смещения  $C_r O_r$  основания  $C_r$  нормали  $CC_r$  относительно точек отражения  $Og$  близки к их величинам для плоской границы. Поэтому годограф ОСТ для границы с малыми кривизнами  $k_1$  и  $k_2$  практически не отличается от поверхностного годографа для плоской границы. В этом случае уравнение локального временного поля, состоящего из семейства поверхностных годографов ОСТ, может быть с достаточной точностью представлено уравнением (6.45) локального поля ОСТ для плоской границы.

## 6.6. Локальное поле и поверхностный годограф общей точки отражения (ОТО) для однородной изотропной среды

### 6.6.1. Смещение ОТО относительно ОСТ

При решении многих задач и в первую очередь при преобразованиях ДМО и ЭРО необходимо знать поведение локального поля общей точки отражения (ОТО). Уравнения этого поля можно получить, установив величину смещения ОТО относительно ОСТ.

Рассмотрим лучевую плоскость азимута  $\theta$  (рис. 6.27), являющуюся фрагментом рис. 6.11. На рис. 6.27 изображены ход отраженного луча  $BO_1P$ , а также нормали  $h_c = CC_r$ ,  $h_0 = OO_r$  к границе соответственно в срединной точке  $C_r$  и точке отражения  $O_r$ , показаны действительные  $B$  и  $P$  и мнимые (зеркальные)  $B_m$  и  $P_m$  пункты возбуждения и приема.

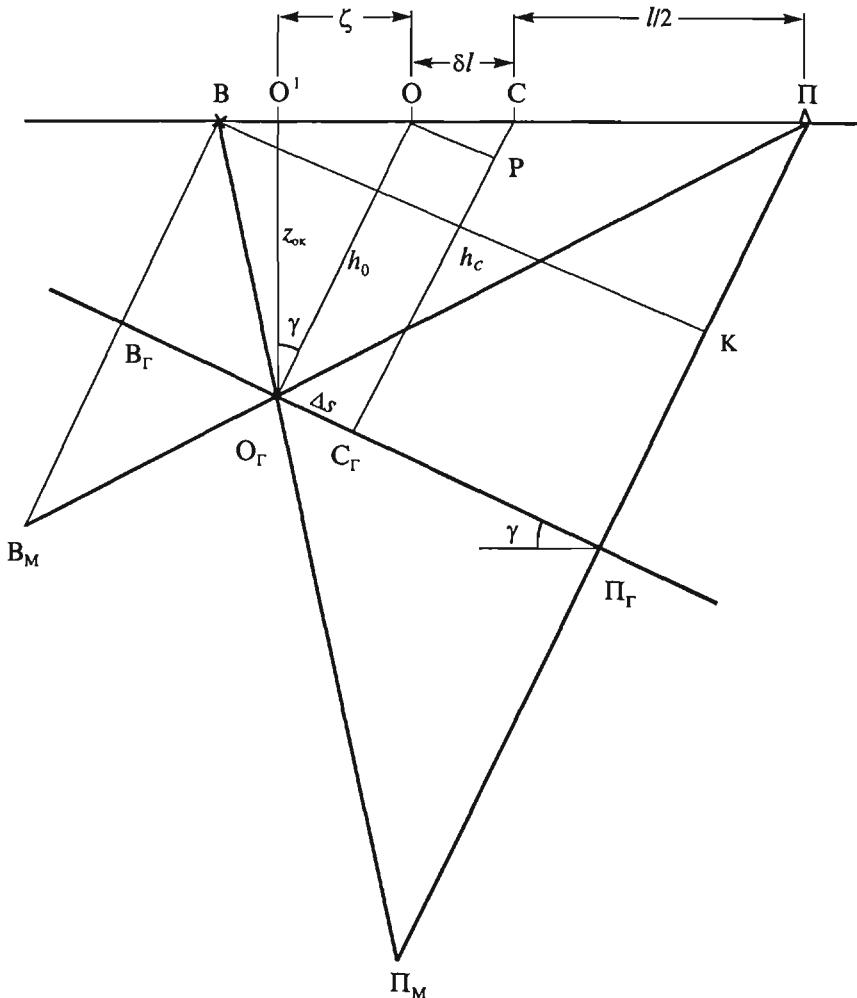


Рис. 6.27. Смещение ОТО относительно ОСТ

Найдем смещение  $\Delta s = O_rC_r$  точки  $O_r$  относительно  $C_r$  и смещение  $\delta l = OC$  точки  $O$  выхода нормали  $h_0$  относительно точки  $C$  выхода нормали  $h_c$ . Определим также разницу  $\Delta h = CP = h_c - h_0$  эхо-глубин в точках  $C$  и  $O$ . В случае несовпадения лучевой плоскости азимута  $\theta$  с лучевой плоскостью азимута  $\psi$  угол падения  $\gamma$  границы относительно линии наблюдений будет кажущимся.

Он связан с действительным углом следующей формулой:

$$\sin \gamma = \sin \varphi \cos(\theta - \psi). \quad (6.83)$$

Из рисунка 6.27 вытекают следующие тригонометрические соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta s &= O_r C_r = \frac{O_r \Pi_r - B_r O_r}{2} = \frac{O_r \Pi_r}{2} \left( 1 - \frac{B_r O_r}{O_r \Pi_r} \right) = \frac{O_r \Pi_r}{2 \Pi \Pi_r} (h_n - h_s) = \\ &= \frac{O_r \Pi_r}{2 \Pi \Pi_r} \left[ \left( h_c + \frac{l}{2} \sin \gamma \right) - \left( h_c - \frac{l}{2} \sin \gamma \right) \right] = \frac{O_r \Pi_r}{2 \Pi \Pi_r} l \sin \gamma. \end{aligned} \quad (6.84)$$

Учитывая, что

$$\frac{O_r \Pi_r}{\Pi \Pi_r} = \frac{BK}{K \Pi_u} = \frac{l \cos \gamma}{2 h_c}, \quad \delta l = \frac{\Delta s}{\cos \gamma}, \quad \Delta h = \delta l \sin \gamma,$$

из (6.84) получим

$$\left. \begin{aligned} \Delta s &= \frac{l^2 \sin \gamma \cos \gamma}{4 h_c}, \\ \delta l &= \frac{\Delta s}{\cos \gamma} = \frac{l^2 \sin \gamma}{4 h_c}, \\ \Delta h &= \frac{l^2 \sin^2 \gamma}{4 h_c} \end{aligned} \right\} \quad (6.85)$$

Имея в виду, что угол падения  $\gamma$  границы в лучевой плоскости связан с углом наклона  $\varphi$  и азимутом падения  $\psi$  границы равенством (6.83), найдем

$$\begin{aligned} \Delta s(\theta) &= \frac{l^2 [1 - \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)]^{1/2} \sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{4 h_c}, \\ \delta l(\theta) &= l_c(\theta) - l_0(\theta) = \frac{l^2 \sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{4 h_c}, \\ \Delta h(\theta) &= h_c(\theta) - h_0(\theta) = \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{4 h_c} \end{aligned} \quad (6.86)$$

Отсюда следует, что величины смещений ОТО относительно ОСТ зависят от азимута  $\psi$  и угла  $\varphi$  падения границы. Смещения равны нулю по простиранию и принимают максимальные значения по падению границы:

$$\left. \begin{aligned} \Delta s_{\max} &= \frac{l^2 \cos \varphi \sin \varphi}{4h_c}, \\ \delta l_{\max} &= \frac{l^2 \sin \varphi}{4h_c}, \\ \Delta h_{\max} &= \frac{l^2 \sin^2 \varphi}{4h_c}. \end{aligned} \right\} \quad (6.87)$$

Азимутальное поведение линий  $\delta l(\theta)$  на плоскости  $xoy$  при  $l = \text{const}$  представлено на рис. 6.28.

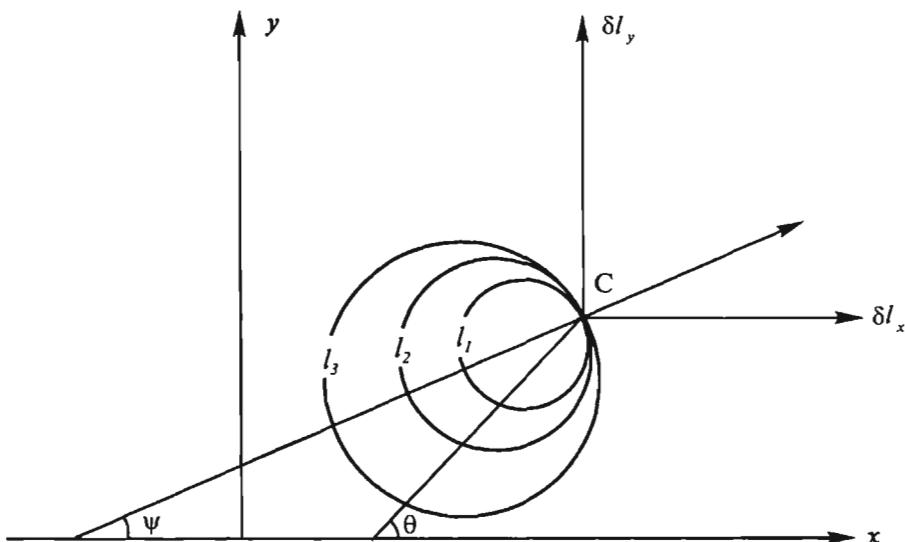


Рис. 6.28. Азимутальное поведение линий  $\delta l(\theta)$  при  $l = \text{const}$

Представляет интерес оценить величину смещения  $\xi = OO^1$  (рис. 6.27) точки  $O^1$  выхода нормали  $z_{\text{ок}} = O_rO^1$ , восстановленной из точки отражения  $O_r$  к линии наблюдений. Величина  $z_{\text{ок}}$  этой нормали характеризует кажущуюся глубину залегания отражающей границы в лучевой плоскости.

Из рис. 6.27 видно, что

$$\xi = \frac{h_c - z_{\text{ок}} \cos \gamma}{\sin \gamma},$$

$$z_{\text{ок}} = \frac{z_0 \cos \gamma}{\cos \varphi}, \quad (6.88)$$

$$\sin \gamma = \sin \varphi \cdot \cos(\theta - \psi)$$

где  $z_0$  — истинная глубина залегания границы по вертикали. Отсюда следует, что при наблюдении вкрест простирания границы ( $\theta = \pm \Psi$ ):

$$\xi = \frac{h_c - z_0 \cos \varphi}{\sin \varphi},$$

$$z_{\text{ок}} = z_0 = h_0 \cos \varphi.$$

При наблюдении по простиранию границы ( $\theta = \Psi \pm \pi/2$ ):

$$\xi = 0,$$

$$z_{\text{ок}} = h_c = h_0 = z_0 / \cos \varphi.$$

### 6.6.2. Уравнение локального временного поля и годографа ОТО

Выведем уравнение локального временного поля общей точки отражения ОТО для однородной среды и плоской отражающей границы. Будем исходить из уравнения локального поля ОСТ (6.45) и третьего равенства (6.86).

Из (6.86) следует

$$h_c^2 - h_c h_0 - \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{4} = 0. \quad (6.89)$$

Отсюда, учитывая, что  $\frac{2h_c}{V} = t_{\text{oc}}$ ,  $\frac{2h_0}{V} = t_{\text{oo}}$  будем иметь уравнение, связывающее времена прихода  $t_{\text{oc}}$  и  $t_{\text{oo}}$  отраженной волны при  $l = 0$  в общей срединной точке и в общей точке отражения:

$$t_{\text{oc}}^2 - t_{\text{oc}} t_{\text{oo}} - \frac{l^2}{V^2} \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi) = 0. \quad (6.89a)$$

Решая квадратное уравнение (6.89), найдем:

$$h_c = \frac{h_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{h_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}. \quad (6.90)$$

Решая уравнение (6.89а), получим:

$$t_{0c} = \frac{t_{0o}}{2} + \sqrt{\left(\frac{t_{0o}}{2}\right)^2 + \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2}}. \quad (6.90a)$$

Подставим (6.90а) в (6.45). После некоторых преобразований получим следующее уравнение локального временного поля ОТО

$$\begin{aligned} \Pi_{22}^{\text{ото}} &= t(x_0, y_0, l, \theta) = \\ &= \sqrt{\frac{l^2}{V^2} + \frac{t_0^2(x_0, y_0)}{2} + t_0(x_0, y_0) \sqrt{\left(\frac{t_0(x_0, y_0)}{2}\right)^2 + \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2}}}. \end{aligned} \quad (6.91)$$

Разложив третье слагаемое подкоренного выражения в биноминальный ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, получим:

$$\begin{aligned} t_0(x_0, y_0) \sqrt{\left(\frac{t_0(x_0, y_0)}{2}\right)^2 + \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2}} &\equiv \\ &\equiv \frac{t_0^2(x_0, y_0)}{2} + \frac{l^2 \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2}. \end{aligned} \quad (6.92)$$

Подставив (6.92) в уравнение (6.91), найдем следующее уравнение локального поля ОТО, обладающее высокой степенью приближения:

$$\begin{aligned} \Pi_{22}^{\text{ото}} &= t(x_0, y_0, l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 [1 + \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)] + 4h^2(x_0, y_0)} = \\ &= \sqrt{\frac{l^2 [1 + \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)]}{V^2} + t_0^2(x_0, y_0)}. \end{aligned} \quad (6.93)$$

При  $x_0 = \text{const}$  и  $y_0 = \text{const}$  будем иметь уравнение поверхностиного годографа отраженной волны для общей точки отражения:

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 [1 + \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)] + h_0^2} = \\ = \sqrt{\frac{l^2 [1 + \sin^2 \varphi \cos^2(\theta - \psi)]}{V^2} + t_0^{\text{отр}}}. \quad (6.93a)$$

Уравнения (6.91) и (6.93—6.94) получены для случая плоской отражающей границы. Однако легко убедиться, что эти уравнения строго справедливы и для криволинейной поверхности. Схема формирования годографа ОТО в лучевой плоскости азимута  $\theta$  в случае криволинейной границы показана на рис. 6.29. Здесь  $\gamma$  — угол нормали с линией наблюдения, являющийся кажущимся углом падения отражющей границы  $z(x, y)$  в точке  $O_r$ . Влияние

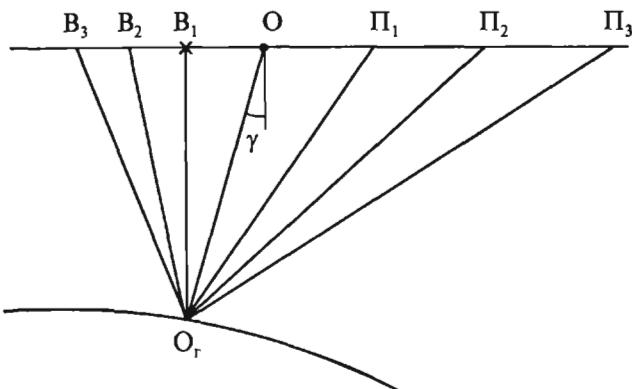
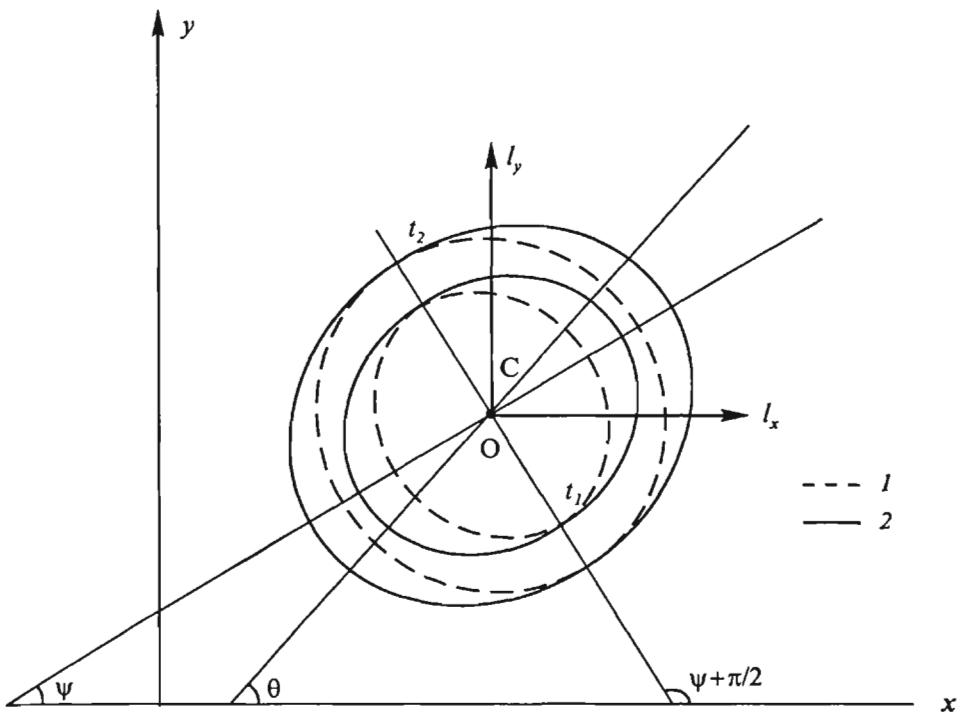


Рис. 6.29. Лучевая схема формирования годографа ОТО

кривизны границы  $z(x, y)$  проявляется в поведении локального поля ОТО при переходе от одной точки отражения к другой (от одного бина к другому) в связи с пространственным изменением угла  $\varphi$  и азимута  $\psi$  криволинейной поверхности.

Из сопоставления формул (6.93) и (6.51) видно, что, как и в случае ОСТ, годограф ОТО представляет гиперболоид, не являющийся фигурой вращения. По простиранию годографы ОСТ и ОТО совпадают, а по падению годограф ОТО имеет большую крутизну, чем годограф ОСТ. Сопоставление карт изохрон  $t = \text{const}$  на плоскости  $x_0y$  для годографов ОСТ и ОТО дано на рис. 6.30.



**Рис. 6.30. Сопоставление изохрон годографов:**  
 1 — OCT; 2 — OTO

Точное уравнение годографа можно получить исходя из рис. 6.27. В соответствии с этим рисунком

$$t\left(\frac{l}{2}, \xi\right) = \frac{1}{V} \left[ \sqrt{z_{ok}^2 + \left(\frac{l}{2} + \xi\right)^2} + \sqrt{z_{ok}^2 + \left(\frac{l}{2} - \xi\right)^2} \right], \quad (6.94)$$

где  $z_{ok}$  и  $\xi$  согласно (6.88), (6.90) и рис. 6.27 зависят от  $h_0$ ,  $\phi$ ,  $\psi$  и азимута  $\theta$  наблюдений. Поверхность  $t\left(\frac{l}{2}, \xi\right)$  имеет вид пирамиды (см. гл.8, рис. 8.20а)

### 6.6.3. Уравнение нормального времени пробега в общей точке отражения

Рассмотрим формулы связи  $t_{0c}$  и  $t_{0o}$ , непосредственно вытекающие из равенств (6.86) и (6.90).

Наиболее точная формула следует из третьего равенства (6.86)

$$t_{0o} = t_{0c} \left[ 1 - \frac{l^2 \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2 t_{0c}^2} \right]. \quad (6.95)$$

Вторая формула может быть получена при сопоставлении уравнений (6.45) и (6.93):

$$t_{0o} = t_{0c} \sqrt{1 - \frac{2l^2 \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2 t_{0c}^2}}. \quad (6.96)$$

В (6.95—6.96)

$$t_{0c} = \sqrt{t^2 - \frac{l^2}{V^2} + \frac{l^2}{V^2} \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}.$$

Третья формула, обычно используемая в программах ДМО, следует из сопоставления уравнения локального поля ОТО (6.93) с уравнением локального временного поля (6.46), соответствующего горизонтальной отражающей границе. Эта формула имеет вид:

$$t_{0o} = t_{0c} \sqrt{1 - \frac{l^2 \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}{V^2 t_{0c}^2(x, y)}}, \quad (6.97)$$

$$\text{где } t_{0c} = \sqrt{t^2 - \frac{l^2}{V^2}}.$$

Уравнения (6.95—6.97) с учетом (6.86) можно представить в следующем виде

$$\frac{t_{0o}(l, \theta)}{t_{0c}} = 1 - \left[ \frac{\delta l(l, \theta)}{\cancel{l}/2} \right]^2, \quad (6.95a)$$

$$\left( \frac{t_{0o}(l, \theta)}{t_{0c}} \right)^2 + 2 \left[ \frac{\delta l(l, \theta)}{\cancel{l}/2} \right]^2 = 1, \quad (6.96a)$$

$$\left( \frac{t_{0o}(l, \theta)}{t_{0c}} \right)^2 + \left( \frac{\delta l(l, \theta)}{\cancel{l}/2} \right)^2 = 1. \quad (6.97a)$$

Выражение (6.95) является уравнением параболоида, а выражения (6.96) и (6.97) — уравнениями эллипсоида. Реальный диапазон изменения  $\delta l$  при изменении угла наклона  $\varphi$  границы в пределах  $0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$  находится в пределах

$$0 < \delta l \leq \frac{l^2 \sin \varphi \cos(\theta - \psi)}{2Vt_0},$$

где  $\theta$  — азимут линии наблюдений,  $\psi$  — азимут падения границы. По простиранию  $\delta l = 0$  и  $t_{\infty} = t_{oc}$ , вкрест простирания  $0 \leq \delta l \leq \frac{l^2}{2Vt_{oc}}$  и  $t_{\infty} \leq t_{oc}$ .

## 6.7. Временные поля в неоднородной вертикально-градиентной и горизонтально-слоистой среде

### 6.7.1. Временные поля и годографы прямой волны

Для многих геологических сред свойственно возрастание истинной скорости с глубиной  $z$ , тогда как изменения скорости в горизонтальном направлении незначительны. Такие среды аппроксимируют вертикально-градиентными моделями. Для аналитического описания вертикально-градиентных моделей можно использовать аналитические зависимости истинной скорости  $V(z)$ . Некоторые из зависимостей  $V(z)$  совместно с уравнениями поля времен прямой волны  $t(z, \alpha_0)$  и  $x(z, \alpha_0)$  по параметру  $\alpha_0$  даны в табл. 6.1. Здесь параметр  $\alpha_0$  — угол падения луча на горизонтальную линию наблюдений. Этот угол связан со скоростью  $V(z)$  и углами  $\alpha(z)$  луча с вертикалью в произвольной его точке в соответствии с законом преломления

$$\frac{\sin \alpha_0}{V_0} = \frac{\sin \alpha(z)}{V(z)} = p. \quad (6.98)$$

Уравнения  $t(z, \alpha_0)$  и  $x(z, \alpha_0)$ , приведенные в табл. 6.1, получены при  $x_e = 0$ ,  $z_e = 0$  на основе уравнения поля времен для произвольной функции  $V(z)$

$$t(z, \alpha_0) = \int_z^{\zeta} \frac{dz}{V(z) \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 \frac{V^2(z)}{V_0^2}}} = \int_z^{\zeta} \frac{dz}{V(z) \sqrt{1 - p^2 V^2(z)}},$$

$$x(z, \alpha_0) - x_e = \int_{z_e}^z \frac{\sin \alpha_0 V(z) dz}{V_0 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 \frac{V^2(z)}{V_0^2}}} = \int_{z_e}^z \frac{p V(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 V^2(z)}}, \quad (6.99)$$

## Глава 6

Таблица 6.1

<b>№ п/п</b>	<b><math>V(z)</math></b>	<b><math>x(z, \alpha_0)</math></b>	<b><math>t(z, \alpha_0)</math></b>
1	$V_0(1 + \beta_1 z)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{\beta_1} ctg\alpha_0 - \frac{1}{\beta_1 \sin \alpha_0} \sqrt{1 - (1 + \beta_1 z)^2 \sin^2 \alpha_0}$	$\frac{1}{V_0 \beta_1} \ln \frac{(1 + \beta_1 z)(1 + \cos \alpha_0)}{1 + \sqrt{1 - (1 + \beta_1 z)^2 \sin^2 \alpha_0}}$
2	$V_0(1 + \beta_2 z)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{2 \arcsin(\sqrt{1 + \beta_2 z} \sin \alpha_0) - 2\alpha_0 + \sin 2\alpha_0 - \frac{1}{\beta_2}}{1 - \cos 2\alpha_0} \cdot \frac{-2\sqrt{1 + \beta_2 z} \sin \alpha_0 \sqrt{1 - (1 + \beta_2 z) \sin^2 \alpha_0}}{1 - \cos 2\alpha_0}$	$\frac{2 \arcsin(\sqrt{1 + \beta_2 z} \sin \alpha_0) - 2\alpha_0}{V_0 \beta_2 \sin \alpha_0}$
3	$V_0(1 + \beta_3 z)^{\frac{1}{3}}$	$\frac{9 \cos \alpha_0 - \cos^2 \alpha_0 - 9\sqrt{1 - (1 - \beta_3 z)^{\frac{1}{3}} \sin^2 \alpha_0} - \left[ 1 - (1 + \beta_3 z)^{\frac{1}{3}} \sin^2 \alpha_0 \right]^{\frac{3}{2}}}{(3 - \sin^2 \alpha_0) \sin \alpha_0}$	$\frac{3 \left[ \cos \alpha_0 - (\sqrt{1 - (1 + \beta_3 z)^{\frac{1}{3}} \sin^2 \alpha_0} \right]}{V_0 \beta_3 \sin^2 \alpha_0}$
4	$V_0(1 + \beta_n z)^{\frac{1}{n}}$ $(n > 1,$ $\text{целое число})$	$\frac{n}{\beta_n \sin^n \alpha_0} \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \sin^n \alpha d\alpha ,$ где $\alpha_1 = \arcsin \left[ (1 + \beta_n z)^{\frac{1}{n}} \sin \alpha_0 \right]$	$\frac{n}{\beta_n V_0 \sin^{n-1} \alpha_0} \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \sin^{n-2} \alpha d\alpha$
5	$V_0 e^{kz}$	$\frac{1}{k} [\arcsin(e^{kz} \sin \alpha_0) - \alpha_0]$	$\frac{1}{k V_0} \left( \cos \alpha_0 - \sqrt{e^{-2kz} - \sin^2 \alpha_0} \right)$

где  $x_e, z_e$  — координаты точки, из которой выходит сейсмический луч,  $x, z$  — координаты точки наблюдений внутри среды.

При углах  $\alpha(z) < 60^\circ$  вместо закона синусов (6.98) можно приближенно использовать закон тангенсов

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha(z)}{V(z)} \equiv \frac{\operatorname{tg}\alpha_0}{V_0} \equiv p.$$

Тогда из (6.99) следует:

$$t(x, z) = \int_z^z \frac{dz}{V(z)} \sqrt{1 + \frac{(x - x_e)^2 V^2(z)}{\left[ \int_{z_0}^z V(z) dz \right]^2}}. \quad (6.100)$$

В случае однородной среды

$$t = \frac{1}{V} \sqrt{(x - x_e)^2 + (z - z_e)^2}.$$

Если пласти (интервалы) разделены горизонтальными границами, поле времен прямой волны связано с параметрами пластов  $V_m$  и  $\Delta z_m$  следующими уравнениями:

$$t(z, \alpha_0) = \sum_{m=1}^M \frac{\Delta z_m}{V_m \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0} \frac{V_m^2}{V^2}} = \sum_{m=1}^M \frac{\Delta z_m}{V_m \sqrt{1 - p^2 V_m^2}}, \quad (6.101)$$

$$x(z, \alpha_0) - x_e = \sum_{m=1}^M \frac{\sin \alpha_0 V_m \Delta z_m}{V_1 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0} \frac{V_m^2}{V_1^2}} = \sum_{m=1}^M \frac{p V_m \Delta z_m}{\sqrt{1 - p^2 V_m^2}},$$

или приближенно на основании закона тангенсов

$$t(x, z) = \sum_{m=1}^M \frac{\Delta z_m}{V_m} \sqrt{1 + \frac{(x - x_e)^2 V_m^2}{(\sum_{m=1}^M V_m \Delta z_m)^2}}. \quad (6.102)$$

Здесь  $\alpha_0$  — угол выхода луча на поверхность  $z_e = 0$ ,  $t$  — время прихода прямой волны при ее возбуждении на поверхности  $z_e = 0$  в точке с координатой  $x$  при расположении приемника на глубине

$$z_M = \sum_{m=1}^M \Delta z_m$$

в точке с координатой  $x_n$ ,  $\Delta z_m$  — мощность пласта,  $V_m$  — скорость в пласте.

Проанализируем уравнения, приведенные в табл. 6.1, и уравнения (6.99, 6.101), которые характеризуют временное поле прямой волны, распространяющейся в вертикально-градиентной изотропной среде. Исходя из этих уравнений, несложно получить уравнения горизонтальных и вертикальных, продольных и непродольных годографов прямой волны. Так, полагая  $x - x_g = l$  и  $z = \text{const} = z_c$ , получим параметрические уравнения непродольного горизонтального годографа  $t(\alpha_0)$ ,  $l(\alpha_0)$ . Полагая  $x - x_g = \text{const} = l_c$ , будем иметь уравнения  $t(\alpha_0)$ ,  $z(\alpha_0)$  непродольного вертикального годографа.

Горизонтальные непродольные годографы имеют квазигиперболическую форму с минимумом при  $l = 0$  в градиентной среде:

$$t_{\min} = t_0 = \int_0^{l_c} \frac{dz}{V(z)}$$

и горизонтально-слоистой среде:

$$t_{\min} = t_0 = \sum_{m=1}^M \frac{\Delta z_m}{V_m}$$

и максимумом при  $l \rightarrow \infty$ :

$$t_{\max} = \lim_{l \rightarrow \infty} t(l) = \frac{l}{V_{\max}}.$$

Здесь  $V_{\max}$  — максимальное значение скорости в интервале глубин  $0 - z_c$ . Продольный горизонтальный годограф при  $z_c = 0$  представляет прямую

$$t(l) = \frac{l}{V_0}.$$

Вертикальные непродольные годографы имеют, как правило, выпуклую квазигиперболическую форму, а продольные годографы в случае горизонтально-слоистой среды состоят их прямолинейных отрезков прямой, сочлененных на границах слоев, а в случае вертикально-градиентной среды имеют выпуклую (при возрастании скорости с глубиной) или вогнутую (при убывании скорости) форму.

### 6.7.2. Параметрические уравнения годографов отраженной волны

Рассмотрим ход отраженного луча в среде, состоящей из серии  $M$  горизонтальных пластов (слоев) с мощностью  $h_m$  каждого, где  $m = 1, 2, 3 \dots M$ . Скорости  $V_m$  в слоях будем считать постоянными. Границу, подстилающую слой с параметрами  $h_m$ ,  $V_m$ , будем обозначать также индексом  $m$ , при этом отражающая граница будет иметь индекс  $M$  (рис. 6.31).

Запишем для горизонтально-слоистой среды закон преломления

$$\frac{\sin \alpha_m}{\sin \beta_m} = \frac{\sin \alpha_m}{\sin \alpha_{m+1}} = \frac{V_m}{V_{m+1}}$$

или

$$\frac{\sin \alpha_1}{V_1} = \frac{\sin \alpha_2}{V_2} = \dots = \frac{\sin \alpha_m}{V_m} = p = \frac{dt}{dl}.$$

Опираясь на эти равенства, время пробега  $t$  луча, отраженного от границы  $M$ , и расстояние  $l$  между ПВ и ПП, соответствующие рассматриваемому лучу, легко выразить через  $h_m$ ,  $V_m$  и параметр  $p$  луча (рис. 6.31.I).

$$t(p) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{d_m}{V_m} = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m \cos \alpha_m} = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m \sqrt{1 - p^2 V_m^2}},$$

$$l(p) = 2 \sum_{m=1}^M d_m \cos \alpha_m = 2 \sum_{m=1}^M h_m \operatorname{tg} \alpha_m = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m p V_m}{\sqrt{1 - p^2 V_m^2}}. \quad (6.103)$$

Здесь  $d_m$  — отрезок луча в  $m$ -ом слое,  $\alpha_m$  — угол падения нисходящего луча и преломления восходящего луча на  $m$ -й границе.

Первое из уравнений (6.103) можно привести к виду:

$$t(p) = \tau(p) + l(p)p = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \sqrt{1 - p^2 V_m^2} + l(p)p,$$

так как из выражений (6.103) следует:

$$t(p) - l(p)p = \tau(p) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \sqrt{1 - p^2 V_m^2}.$$

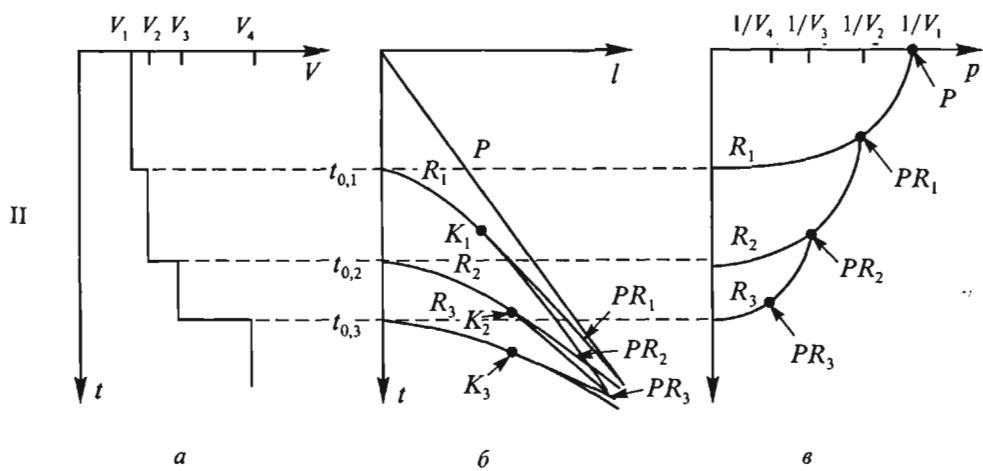
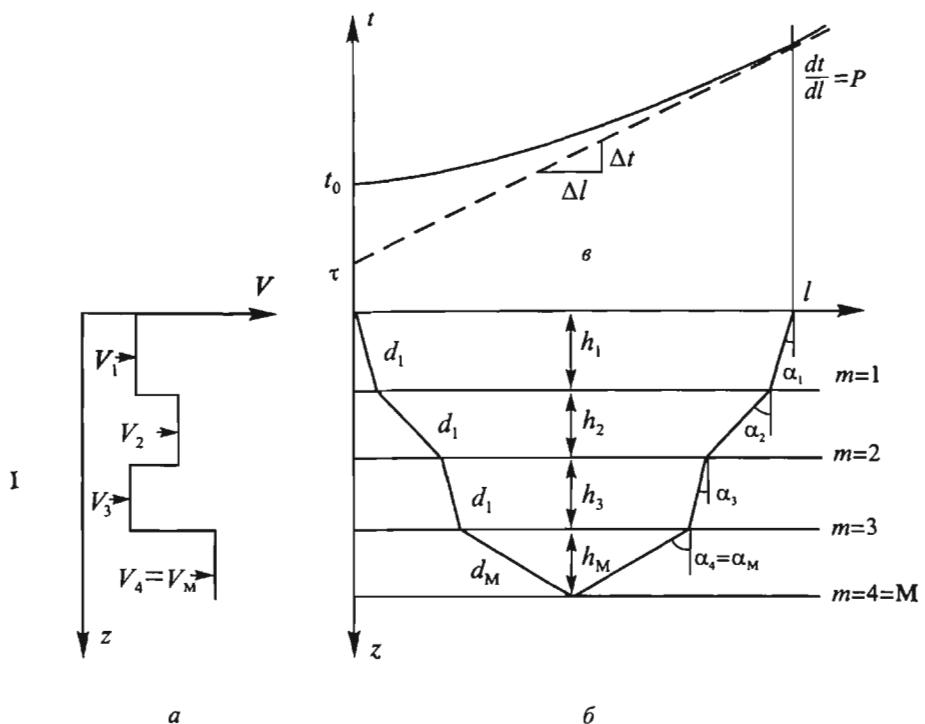


Рис. 6.31. К выводу параметрических уравнений годографа отраженной волны для горизонтально-слоистой среды:

I — модель (a), ход луча (б), — годограф (в); II — модель (a) и рассчитанные для нее годографы отраженных ( $R$ ) и преломленных ( $PR$ ) волн (б), а также их изображение в плоскости  $t - p$  (в).  $P$  — прямая волна,  $K_i$  — критические точки, отвечающие первым вступлениям преломленных волн

Таким образом, параметрические (по параметру  $p$ ) уравнения (6.103) годографа отраженной волны от  $m$ -й (рис. 6.31.II) границы можно выразить так:

$$t(p) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \sqrt{1 - p^2 V_m^2} + l(p)p,$$

$$l(p) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m p V_m}{\sqrt{1 - p^2 V_m^2}}. \quad (6.104)$$

В качестве параметра вместо  $p$  может быть выбран угол  $\alpha_1$  выхода луча на поверхность наблюдений. Тогда, исходя из уравнений (6.104), найдем:

$$t(\alpha_1) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1 \frac{V_m^2}{V_1^2}} + l \frac{\sin \alpha_1}{V_1},$$

$$l(\alpha_1) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m \sin \alpha_1 V_m / V_1}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1 \frac{V_m^2}{V_1^2}}}. \quad (6.105)$$

Параметрические уравнения годографа в вертикально-градиентной среде (рис. 6.32) получим, имея в виду, что  $\lim_{h_m \rightarrow 0} h_m = dz$ ,  $\lim_{h_m \rightarrow 0} V_m = V(z)$ :

$$t(p) = 2 \int_0^{z_M} \frac{dz}{V(z)} \sqrt{1 - p^2 V^2(z)} + lp,$$

$$l(p) = 2 \int_0^{z_M} \frac{p V(z) dz}{\sqrt{1 - p^2 V^2(z)}} \quad (6.106)$$

Уравнения годографов отраженной волны для вертикально-градиентной и горизонтально-слоистой сред можно также получить непосредственно из уравнений годографов прямой волны путем удвоения  $t$  и  $l = x - x_s$ . Так, например, для линейного закона  $V(z) = V_0(1 + \beta_1 z)$  в соответствии с пунктом 1 табл. 6.1 будем иметь следующие параметрические уравнения годографа отраженной волны

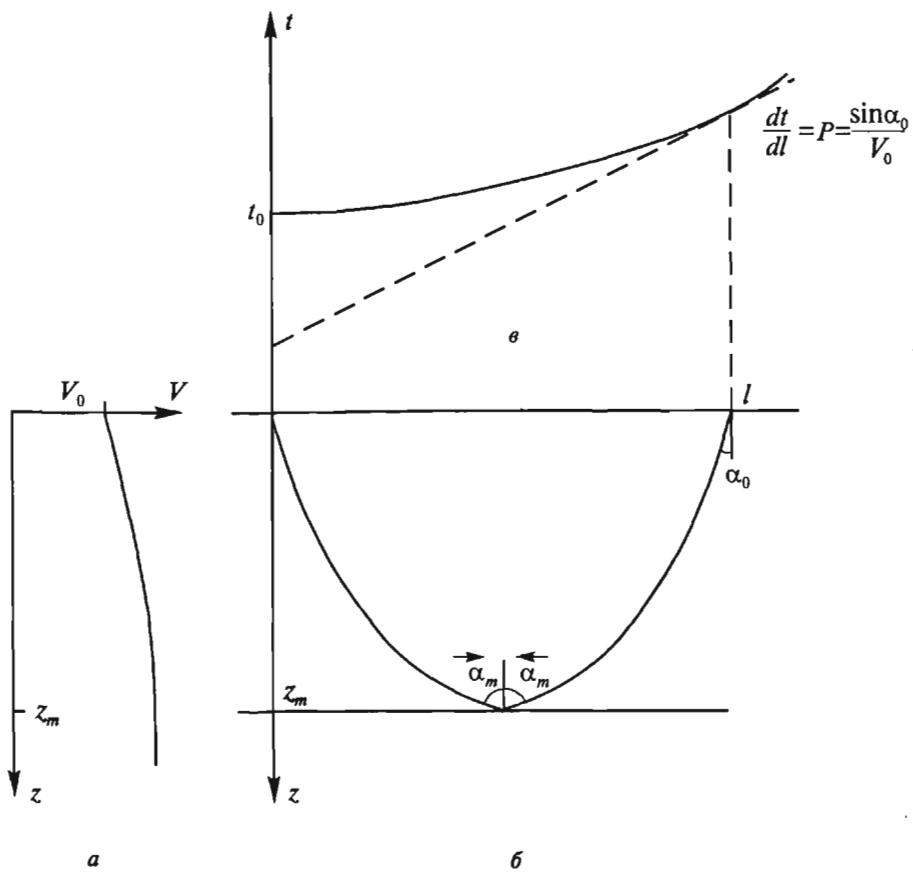


Рис. 6.32. К выводу уравнений годографа отраженной волны от горизонтальной границы для вертикально-градиентной скоростной модели:  
а — скоростная модель; б — ход луча; в — годограф

$$t(p) = \frac{2}{V_0 \beta_1} \ln \frac{(1 + \beta_1 z)(1 + \sqrt{1 - p^2 V_0^2})}{1 + \sqrt{1 - (1 + \beta_1 z)^2} p^2 V_0^2},$$

$$l(p) = 2 \frac{\sqrt{1 - p^2 V_0^2}}{\beta_1 p^o V_0^o} - \frac{1}{\beta_1 p V_0} \sqrt{1 - (1 + \beta_1 z)^2} p^2 V_0^2. \quad (6.107)$$

Исходя из закона тангенсов и уравнений (6.103—6.105), получим:

$$t(l, z) = 2 \sum_m^M \frac{\Delta z_m}{V_m} \sqrt{1 + \frac{l^2 V_m^2}{\left( \sum_m^M V_m \Delta z_m \right)^2}}. \quad (6.108)$$

### 6.7.3. Уравнение годографа отраженной волны в виде ряда Тейлора

Основываясь на параметрических уравнениях (6.103) и (6.106), определив значения производных  $t_0$  по  $l$ , уравнение годографа отраженной волны можно представить в виде ряда Тейлора:

$$t(l) = t_0 + \sum_1^n \left[ \frac{\partial^n t_0}{\partial l^n} / n! \right] \cdot l^n, \quad (6.109)$$

где  $n$  — порядок производной. Производные можно вычислить, дифференцируя уравнения (6.103—6.106) по параметру  $p$ . После нахождения производных до четвертого порядка включительно:

$$\left( \frac{\partial t}{\partial l} = \frac{\partial t}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial l}, \frac{\partial^2 t}{\partial l^2} = \frac{\partial^2 t}{\partial l \partial p} \frac{\partial p}{\partial l}, \frac{\partial^3 t}{\partial l^3} = \frac{\partial^3 t}{\partial l^2 \partial p} \frac{\partial p}{\partial l}, \frac{\partial^4 t}{\partial l^4} = \frac{\partial^4 t}{\partial l^3 \partial p} \frac{\partial p}{\partial l} \right)$$

и имея в виду, что в случае горизонтально-слоистой среды при  $l = 0$  параметр  $p$  равен нулю, найдем

$$\frac{\partial t_0}{\partial l} = 0, \frac{\partial^2 t_0}{\partial l^2} = \frac{1}{2 \sum_{m=1}^M h_m V_m}, \frac{\partial^3 t_0}{\partial l^3} = 0, \frac{\partial^4 t_0}{\partial l^4} = -3 \frac{\sum_{m=1}^M 2 h_m V_m^3}{\left[ \sum_{m=1}^M 2 h_m V_m \right]^4}. \quad (6.110)$$

Подставляя (6.110) в (6.109), будем иметь:

$$t(l) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} + \frac{l^2}{4 \sum_{m=1}^M h_m V_m} - \frac{1}{64} \frac{\sum_{m=1}^M h_m V_m^3 l^4}{\left( \sum_{m=1}^M h_m V_m \right)^4} + \dots \quad (6.111)$$

Здесь представлены члены ряда, содержащие производные  $t_0$  по  $l$  до четвертого порядка включительно, что приемлемо при малых  $l$  ( $l < \sum_{m=1}^M h_m$ ) в

связи с быстрым убыванием производных по мере увеличения их порядка, т.е. в связи с тем, что ряд быстро сходится. Впервые уравнение (6.111) получено С.Ф. Больших, а затем детально исследовано в работах [50, 25].

Уравнение (6.111) с учетом  $h_m = \frac{V_m \Delta t_{0m}}{2}$ , где  $\Delta t_{0m}$  — время пробега в  $m$ -м слое по нормальному лучу, можно записать так:

$$t(l) = t_0 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{0m}} - \frac{1}{8} \left( \frac{\sum_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_{0m}}{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{0m}} \right)^4 l^4 + \dots \quad (6.112)$$

Отсюда, заменяя суммирование интегрированием, получим уравнение годографа для вертикально-градиентной среды:

$$t(l) = t_0 + \frac{l^2}{2 \int_0^{t_0} V^2(t_0) dt_0} - \frac{1}{8} \left( \frac{\int_0^{t_0} V^4 dt_0}{\int_0^{t_0} V^2 dt_0} \right)^4 l^4 + \dots \quad (6.113)$$

Формулы (6.111—6.113) с использованием трех членов ряда, являются приближенными, и их допустимо применять при удалениях  $l$  меньших глубины залегания отражающей границы.

#### 6.7.4. Представления годографов отраженной волны с использованием параметров интегральной модели

В уравнениях (6.111) и (6.113) истинную скорость можно выразить через параметры интегральной модели, рассмотренные в п. 6.2.2 данной главы. Используя предельные параметры (6.25), получим:

$$\begin{aligned} t(l) &= t_0 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{V_{\phi n}^2 t_0} - \frac{1}{8} \frac{V_{\phi n}^4 t_0 l^4}{(V_{\phi n}^2 t_0)^4} + \dots = \\ &= t_0 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{V_{\phi n}^2 t_0} - \frac{1}{8} \frac{V_{\phi n}^4}{V_{\phi n}^8 t_0^3} l^4 + \dots \end{aligned} \quad (6.114)$$

Уравнения годографов в виде ряда Тейлора, как уже сказано, обладают сравнительно низкой точностью. Более точное уравнение годографа с использованием эффективных параметров интегральной модели получено А.А. Маловичко:

$$t = t_0 \left( 1 - \frac{1}{S_n} \right) + \frac{1}{S_n} \sqrt{t_0^2 + S_n \frac{l^2}{V_{\text{эн}}^2}}. \quad (6.115)$$

$$\text{где } S_n = \frac{V_{\phi n}^4}{V_{\text{эн}}^4}.$$

Это уравнение применимо при соотношении  $\frac{l}{\sum_{m=1}^M h_m} \leq 2$ .

Еще более высокая точность достигается, если в уравнении (6.115) в качестве коэффициента неоднородности использовать параметр

$$S = \frac{1}{2} \left( \frac{V_{\phi n}^4}{V_{\text{эн}}^4} + \frac{V_{\max}^2}{V_{\text{эн}}^2} \right). \quad (6.116)$$

Здесь  $V_{\max} = \frac{1}{\left| \frac{dt}{dl} \right|_{l \rightarrow \infty}}$ ,  $V_{\text{эн}} = \frac{1}{\left| \frac{dt}{dl} \right|_{l \rightarrow 0}} = \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om}}{t_0}}$ .

При этом уравнение (6.115) становится достаточно точным при любых расстояниях  $l$ , используемых на практике.

Годограф, представленный уравнением (6.115), является смещенной по оси  $t$  на величину  $\tau = t_0 (1 - 1/S_n)$  гиперболой  $\vartheta(l)$  (рис. 6.33)

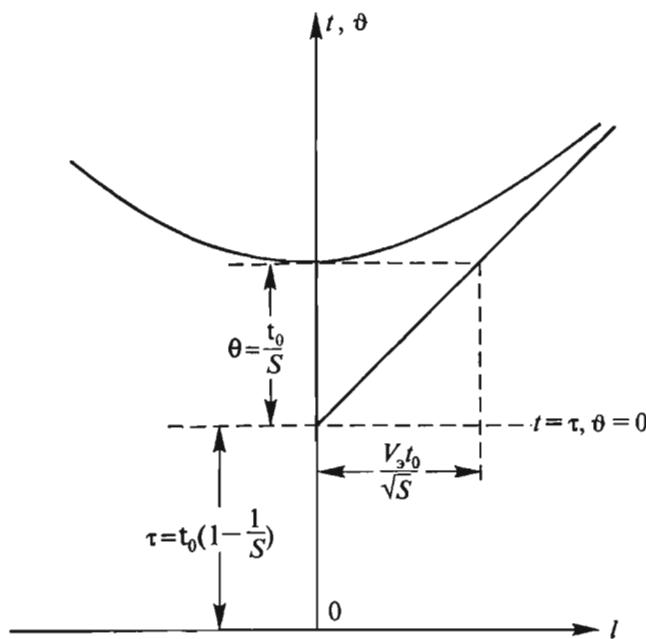
$$\vartheta(l) = \sqrt{\frac{l^2}{V_{\text{эн}}^2 S_n} + \frac{t_0^2}{S_n^2}}. \quad (6.117a)$$

или в каноническом виде:

$$\frac{l^2}{V_{\text{эн}}^2 t_0^2 / S_n} - \frac{\vartheta^2(l)}{t_0^2 / S_n^2} = -1. \quad (6.117b)$$

Из (6.117b) следует, что смещенная гипербола  $\vartheta(l)$  имеет полуоси  $\Theta = \frac{t_0}{S_n}$

$$\text{и } L = \frac{V_{\text{эн}} t_0}{\sqrt{S_n}} \text{ и касательную } \vartheta_\kappa(l) = \frac{\sqrt{S_n}}{V_{\text{эн}}} l \text{ с наклоном } \frac{d\vartheta_\kappa}{dl} = \frac{\sqrt{S_n}}{V_{\text{эн}}}.$$



**Рис. 6.33. Годограф отраженной волны в случае горизонтально-слоистой среды в виде смещенной гиперболы**

Наиболее простое и достаточно точное представление годографа отраженной волны с использованием параметров интегральной модели следует из уравнения годографа для случая однородной среды:

$$t(l) = \sqrt{t_0^2 + \frac{l^2}{V^2}}.$$

Если произвести замену

$$t_0 = \frac{2 \sum_{m=1}^M h_m}{V_{cn}} = \frac{H}{V_z}, \quad V = V_{\phi}(l),$$

где  $V_{\phi}(l)$  — эффективная скорость при  $\Delta \bar{t}_m = \Delta \bar{l}_m$  (6.17, формула 2), зависящая от расстояния ПВ-ПП,  $V_{cn} = V_z$  — средняя скорость по вертикали (6.25а, формула 1),  $H$  — удвоенная глубина залегания отражающей границы, то получим

$$t(l) = \sqrt{\frac{H^2}{V_z^2} + \frac{l^2}{V_{\phi}^2(l)}} = \frac{1}{V_z} \sqrt{H^2 + \frac{l^2}{K_{\phi}^2(l)}}. \quad (6.118)$$

Как уже было сказано в главе 4, упорядоченная толсто-слоистая среда, представленная чередованием одинаковых пачек пластов, обладает свойствами макроанизотропии. В данном случае среда является вертикально упорядоченной, т.е. макроанизотропной ВПИ средой. Индикатриса скорости, соответствующая текущей аппроксимации годографа гиперболой вида (6.118), будет представлять эллипс, уравнение которого:

$$\begin{aligned} V(\beta_{\phi}, l) &= \frac{V_{\phi}(l)V_z}{\sqrt{V_{\phi}^2(l)\cos^2 \beta_{\phi} + V_z^2 \sin^2 \beta_{\phi}}} = \\ &= \frac{V_{\phi}(l)}{\sqrt{K_{\phi}^2(l)\cos^2 \beta_{\phi} + \sin^2 \beta_{\phi}}}. \end{aligned} \quad (6.119)$$

В (6.118) и (6.119)  $K_{\phi}$  согласно (6.26a) и является интегральным коэффициентом макроанизотропии, а индикатриса лучевой скорости  $V(\beta_{\phi}, l)$  — интегральным атрибутом макроанизотропии. Эти параметры и атрибуты в случае вертикальной упорядоченности среды не зависят от азимута  $\theta$  наблюдений.

При практических расчетах в (6.118) и (6.119) вместо текущей, зависящей от  $l$  скорости  $V_{\phi}(l)$ , можно использовать среднее значение между предельной скоростью  $V_m$  (6.25б, формула 2) и максимальной скоростью  $V_{\max}$  в толще, покрывающей аппроксимирующую границу

$$V_{\phi} = \frac{V_m + V_{\max}}{2}.$$

Относительные погрешности  $\frac{\Delta t}{t} \%$  годографа в этом случае составляют доли процента.

В заключение отметим, что с помощью разложения в ряд Тейлора, а также посредством замены истинных параметров среды параметрами интегральной модели, на основе уравнений (6.99, 6.101) могут быть получены уравнения непродольных годографов прямой волны, подобные уравнениям (6.111—6.118) годографов отраженной волны. В частности аппроксимационные выражения (6.118) и (6.119) при  $H = z$  являются соответственно уравнениями годографа и индикатрисы лучевой скорости прямой волны.

## 6.8. Уравнения годографов отраженной волны для слоистой среды с наклонным несогласным залеганием плоских границ

### 6.8.1. Уравнение годографа ОСТ в виде ряда Тейлора

В условиях разнонаклонных границ слоистой среды наиболее просто получить уравнение годографа отраженной волны в виде ряда Тейлора для ОСТ, учитывая симметрию этого годографа и равенство нулю нечетных производных  $t_0$  по  $l$ . В работах [50, 25] показано, что при  $l = 0$  вторую и четвертую производные годографа ОСТ можно представить следующими равенствами:

$$\frac{dt_0^2}{dl^2} = \frac{\cos^2 \beta_0}{\sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^2 \alpha_a}{\cos^2 \beta_a} V_m^2 \Delta t_{om}},$$

$$\frac{dt_0^4}{dl^4} = -3 \frac{\cos^4 \beta_0 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^6 \alpha_a}{\cos^6 \beta_a} V_m^4 \Delta t_{om}}{\left[ \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^2 \alpha_a}{\cos^2 \beta_a} V_m^2 \Delta t_{om} \right]^4},$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно углы падения и преломления нормального отраженного луча (рис. 6.34).

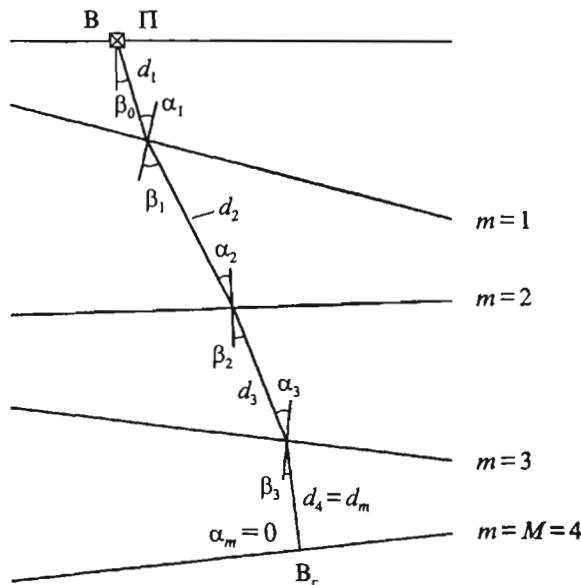


Рис. 6.34. Ходnormally-отраженного луча BBГП в лучевой плоскости вкрест простирания отражающей и преломляющих границ

Отсюда следует, что в случае наблюдений вкрест простирания границ ( $\theta = \pm\psi$ )

$$t(l) = t_0 + \frac{\cos^2 \beta_0}{2 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^2 \alpha_a V_m^2 \Delta t_{om}}{\cos^2 \beta_a}} l^2 - \\ - \frac{1}{8} \frac{\cos^4 \beta_0 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^6 \alpha_a}{\cos^6 \beta_a} V_m^4 \Delta t_{om} l^4}{\left[ \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{\cos^2 \alpha_a}{\cos^2 \beta_a} V_m^2 \Delta t_{om} \right]^4} + \dots \quad (6.120)$$

В трехмерном случае

$$\cos^2 \alpha(\theta) = 1 - \sin^2 \alpha \cos^2(\theta - \psi), \\ \cos^2 \beta(\theta) = 1 - \sin^2 \beta \cos^2(\theta - \psi), \quad (6.121)$$

где  $\psi$  — азимут падения (восстания) границ по отношению к оси  $x$ ;  $\theta$  — азимут линии наблюдений;  $\alpha(\theta)$  и  $\beta(\theta)$  — кажущиеся углы падения и преломления нормального к отражающей границе луча.

Уравнение поверхности годографа  $t(l, \theta)$  получим, считая в (6.120) углы  $\alpha$  и  $\beta$  зависимыми от азимута  $\theta$  в соответствии с равенством (6.121):

$$t(l, \theta) = t_0 + \frac{[1 - \sin^2 \beta_0 \cos^2(\theta - \psi)] l^2}{2 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{[1 - \sin^2 \alpha_a \cos^2(\theta - \psi)] V_m^2 \Delta t_{om}}{[1 - \sin^2 \beta_a \cos^2(\theta - \psi)]}} - \\ - \frac{1}{8} \frac{[1 - \sin^2 \beta_0 \cos^2(\theta - \psi)]^2 2 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \frac{[1 - \sin^2 \alpha_a \cos^2(\theta - \psi)]^3}{[1 - \sin^2 \beta_a \cos^2(\theta - \psi)]^3} V_m^4 \Delta t_{om} l^4}{\left[ 2 \sum_{m=1}^M \prod_{a=1}^m \left[ \frac{1 - \sin^2 \alpha_a \cos^2(\theta - \psi)}{1 - \sin^2 \beta_a \cos^2(\theta - \psi)} \right] V_m^2 \Delta t_{om} \right]^4} + \dots \quad (6.122)$$

При  $\theta = \pm\psi$  из (6.122) следует (6.120), а при  $\theta = \psi \pm \pi/2$  из (6.122) получим уравнение

$$t(l) = t_0 + \frac{l^2}{2 \sum V_m^2 \Delta t_{om}} - \frac{1}{8} \left[ \frac{\sum_{m=1}^M V_m^4 \Delta t_{om}}{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om}} \right]^4 l^4 + \dots, \quad (6.123)$$

которое совпадает с уравнением (6.112), характерным для горизонтально-слоистой среды.

### 6.8.2. Представления уравнений годографов отраженной волны через эффективные параметры интегральной модели

По аналогии с уравнениями (6.114) и (6.115) отраженной волны для горизонтально-слоистой среды получим следующее уравнение годографа ОСТ в виде ряда Тейлора для случая наклонных границ:

$$t(l, \theta) = t_0 + \frac{l^2}{V_{oct}^2(\theta) t_0} - \frac{1}{8} \frac{S_{oct}(\theta)}{V_{oct}^4(\theta) t_0^3} l^4 + \dots . \quad (6.124)$$

Для этого же случая получено [25] уравнение поверхностного годографа ОСТ в виде смешенного гиперболоида:

$$t(l, \theta) = t_0 \left[ 1 - \frac{1}{S_{oct}(\theta)} \right] + \frac{1}{S_{oct}(\theta)} \sqrt{t_0^2 + S_{oct}(\theta) \frac{l^2}{V_{oct}^2(\theta)}}. \quad (6.125)$$

В (6.124) и (6.125)  $V_{oct}(\theta)$  — предельная при  $l = 0$  скорость ОСТ, зависящая от азимутов  $\theta$  и  $\psi$ ;  $S_{oct}(\theta)$  — коэффициент неоднородности, также зависящий от  $\theta$  и  $\psi$ , которые при наклонном залегании границ определяются следующими выражениями:

$$V_{oct}^2(\theta) = \frac{1}{t_0 \cos^2 \beta_0(\theta)} \sum \prod \frac{\cos^2 \alpha_\alpha(\theta)}{\cos^2 \beta_\alpha(\theta)} V_m^2 \Delta t_{om}, \quad (6.126)$$

$$S_{oct}(\theta) = \frac{t_0 \sum \prod \frac{\cos^6 \alpha_\alpha(\theta)}{\cos^6 \beta_\alpha(\theta)} V_m^4 \Delta t_{om}}{\left[ \sum \prod \frac{\cos^2 \alpha_\alpha(\theta)}{\cos^2 \beta_\alpha(\theta)} V_m^2 \Delta t_{om} \right]^2}. \quad (6.127)$$

В равенствах (6.126—6.127)  $\sum = \sum_{m=1}^M$ ,  $\prod = \prod_{\alpha=1}^m$ , а косинусы углов  $\alpha(\theta)$  и  $\beta(\theta)$  зависят от разности азимутов  $\theta$  и  $\psi$  согласно формуле (6.121).

Исходя из уравнения годографа ОСТ для случая однородной среды и плоских и наклонных границ, вытекает следующее уравнение годографа ОСТ в параметрах интегральной модели:

$$t(l, \theta) = \sqrt{t_0^2 + \frac{l^2}{V_{\text{oct}}^2(\theta)}} . \quad (6.128)$$

В уравнении (6.128)

$$V_{\text{oct}}^2(\theta) = \frac{\sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om}}{t_0 \cos^2 \varphi_s(\theta)}, \quad (6.129)$$

где  $\varphi_s(\theta)$  — кажущийся эффективный угол падения отражающей границы при наблюдениях по линии азимута  $\theta$  в точке падения на эту границу нормального луча,  $\varphi_s$  — эффективный угол при  $\theta = \pm \psi$ .

Из (6.126) и (6.129) следует, что

$$\begin{aligned} \cos^2 \varphi_s(\theta) &= 1 - \sin^2 \varphi_s \cos^2(\theta - \varphi) = \\ &= \frac{\cos^2 \beta_0(\theta) \sum_{m=1}^M V_m^2 \Delta t_{om}}{\sum_{m=1}^M \prod_{\alpha=1}^m \frac{\cos^2 \alpha_\alpha(\theta)}{\cos^2 \beta_\alpha(\theta)} V_m^2 \Delta t_{om}}. \end{aligned} \quad (6.130)$$

В равенстве (6.130) кажущиеся углы  $\alpha(\theta)$  и  $\beta(\theta)$  связаны с углами  $\alpha$  и  $\beta$  падения и преломления нормально отраженного луча в вертикальной плоскости вкрест простириания границ ( $\theta = \psi$ ) формулами (6.121).

### 6.8.3. Рекурентные параметрические уравнения годографов ОТВ, ОСТ и ОТП отраженной волны для слоистой среды с разнонаклонными плоскими границами

Известны параметрические уравнения линейных горизонтальных годографов отраженной волны от границы, залегающей под толщей однородных пластов, разделенных плоскими разнонаклонными отражающими границами

одинакового простирания [24]. Эти уравнения имеют весьма громоздкий вид и здесь не приводятся. Вместе с тем, используя подход к выводу уравнений, предложенный О.Г. Кутыниной, и основываясь на лучевой схеме (рис. 6.35)

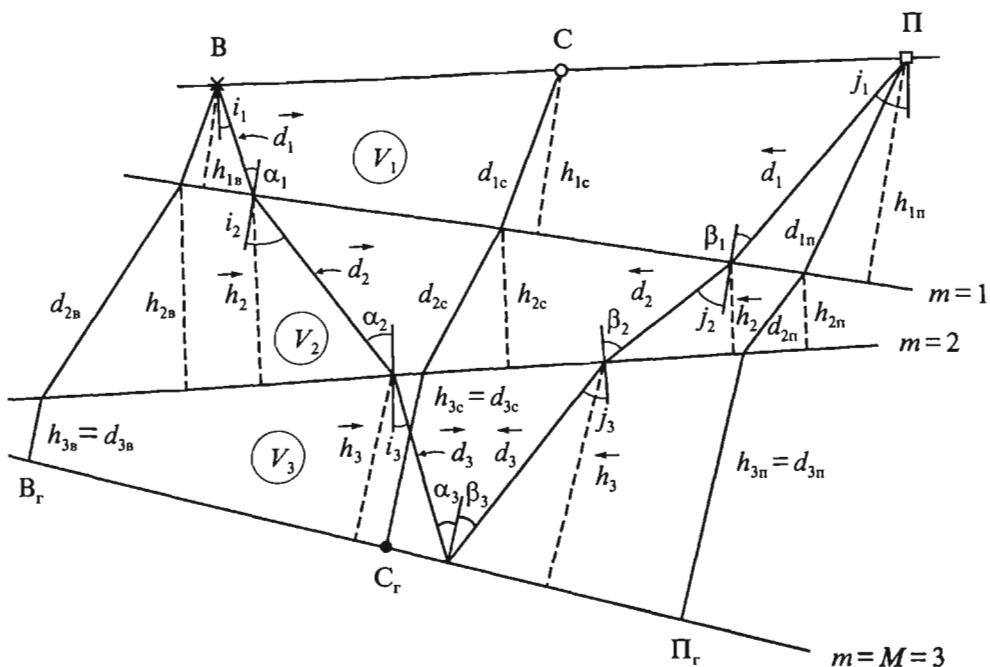


Рис. 6.35. Лучевая схема отражения  
в случае наклонных границ вкrest их простираия

можно получить сравнительно простые рекурентные параметрические уравнения годографов для любой общей точки, в том числе для ОТВ, ОТП и ОСТ. На лучевой схеме и в формулах, полученных на ее основе, приняты следующие обозначения:

$\bar{h}_m$ ,  $\bar{h}_m$  — мощность  $m$ -го слоя по нормали, восстановленной к  $m$ -ой границе из точки пересечения падающего ( $\rightarrow$ ) и восходящего ( $\leftarrow$ ) луча на кровле  $m$ -го слоя ( $m-1$  границе);

$h_{m\theta}$ ,  $h_{mn}$ ,  $h_{mc}$  — аналогичные мощности  $m$ -го слоя, найденные для нормального отраженного луча, соответственно в ПВ, ПП и СТ;

$\bar{d}_m$ ,  $\bar{d}_m$  — пути пробега нисходящего и восходящего луча в  $m$ -ом слое;

$d_{m\theta}$ ,  $d_{mn}$ ,  $d_{mc}$  — пути пробега нормального луча в  $m$ -ом слое соответственно в ПВ, ПП и СТ;

$i_m$ ,  $\alpha_m$  — углы соответственно преломления и падения нисходящего луча на кровлю и подошве  $m$ -го слоя;

$j_m, \beta_m$  — углы соответственно падения и преломления восходящего луча на кровле и подошве  $m$ -го слоя;

$m = M$  — индекс подошвы нижнего слоя, служащей отражающей границей.

В согласии с лучевой схемой (рис. 6.35) время пробега  $t$  отраженного луча и расстояние  $l$  между ПВ и ПП можно представить равенствами

$$t = \sum_{m=1}^M \Delta \bar{t}_m + \sum_{m=1}^M \Delta \bar{l}_m, \quad (6.131)$$

$$l = \sum_{m=1}^M \Delta \bar{l}_m + \sum_{m=1}^M \Delta \bar{l}_m,$$

где  $\Delta \bar{t}_m = \frac{\bar{d}_m}{V_m}$ ,  $\Delta \bar{l} = \frac{\bar{d}_m}{V_m}$  — времена пробега в  $m$ -ом слое соответственно для падающего и отраженного луча,  $\Delta \bar{l}_m$  и  $\Delta \bar{l}_m$  — проекции путей пробега  $\bar{d}_m$  и  $\bar{d}_m$  на плоскость наблюдения.

После несложных, но громоздких тригонометрических преобразований, подобных тем, которые были даны для горизонтально-слоистой среды, выразив  $\Delta t_m$  и  $\Delta l_m$  в (6.131) через мощности в  $h_{mn}$  в пункте возбуждения, получим параметрическое уравнение годографа ОТВ для наблюдений вкрест простирания границ ( $\theta = \psi$ ):

$$t(l) = \sum_{m=1}^M \frac{h_{mn}}{V_m} (\cos \alpha_m + \cos \beta_m) + l \frac{\sin j_1}{V_1},$$

$$l = \frac{\sum_{m=1}^M h_{mn} (A_m \operatorname{tg} \alpha_m + B_m \operatorname{tg} \beta_m)}{C_M}, \quad (6.132)$$

где

$$A_m = \prod_{\alpha=m}^M \frac{\cos j_\alpha}{\cos \beta_\alpha},$$

$$B_m = \prod_{\alpha=m}^M \frac{\cos i_\alpha}{\cos \beta_\alpha},$$

$$C_M = \prod_{m=1}^M \frac{\cos j_m}{\cos \beta_m}. \quad (6.133)$$

Аналогичным образом, представляя  $\Delta t_m$  и  $\Delta l_m$  через мощности слоев  $h_{mn}$  в пункте приема, получим параметрические уравнения годографа ОТП для наблюдения вкрест простирания границ:

$$t(l) = \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} (\cos \alpha_m + \cos \beta_m) + l \frac{\sin i_l}{V_l},$$

$$l = \frac{\sum_{m=1}^M h_m A_m \operatorname{tg} \alpha_m + B_m \operatorname{tg} \beta_m}{D_M}. \quad (6.134)$$

В (6.134)  $\alpha_m$  и  $\beta_m$  находятся по двум первым формулам (6.133), а  $D_M$  по формуле

$$D_M = \prod_{m=1}^M \frac{\cos i_m}{\cos \alpha_m}. \quad (6.135)$$

Для годографа ОСТ найдем следующие уравнения:

$$t(l) = \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} (\cos \alpha_m + \cos \beta_m) + \frac{\sin i_l + \sin j_l}{2V_l} l,$$

$$l = \frac{\sum_{m=1}^M h_m (A_m \operatorname{tg} \alpha_m + B_m \operatorname{tg} \beta_m)}{(C_M + D_M)/2}. \quad (6.136)$$

Уравнения поверхностных годографов  $t(l, \theta)$  для слоистой среды с наклонными границами совпадающего простириания можно получить, полагая, что на каждой из границ с индексом  $m$  углы  $i_0$ ,  $j_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  при наблюдениях заданного азимута  $\theta$  зависят от значений  $\alpha_{\parallel}$  по простирианию границ, а также значений  $\alpha_{\perp}$ ,  $\beta_{\perp}$ ,  $i_{\perp}$ ,  $j_{\perp}$  вкрест простириания:

$$\begin{aligned} i_0 &= \alpha_{\parallel} - \Delta \cos(\theta - \psi), \\ j_0 &= \alpha_{\parallel} + \Delta \cos(\theta - \psi), \\ \alpha_0 &= \alpha_{\parallel} - \delta \cos(\theta - \psi), \\ \beta_0 &= \alpha_{\parallel} + \delta \cos(\theta - \psi), \\ \Delta &= j_{\perp} - i_{\perp}, \quad \delta = \beta_{\perp} - \alpha_{\perp}. \end{aligned} \quad (6.137)$$

В (6.137) индекс  $\theta$  определяет азимут наблюдений, индекс  $\parallel$  соответствует наблюдению по простирианию  $(\theta - \psi) = \pi/2$ , индекс  $\perp$  соответствует наблюдению по падению  $(\theta - \psi) = 0$ .

Рекуррентные уравнения поверхностного годографа ОТВ найдем, исходя из (6.132) с учетом (6.133, 6.137):

$$t(l, \theta) = \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \left( \cos [\alpha_{\parallel} - \delta \cos(\theta - \psi)] + \cos [\alpha_{\parallel} + \delta \cos(\theta - \psi)] \right) + l \frac{\sin i_{\theta\parallel}}{V_1}, \quad (6.138)$$

$$l(\theta) = \frac{\sum \frac{h_m}{V_m} (A_m(\theta) \lg [\alpha_{\parallel} - \delta \cos(\theta - \psi)] + B_m \lg [\alpha_{\parallel} + \delta \cos(\theta - \psi)])}{C_M},$$

где

$$A_m = \prod_{\alpha=m}^M \frac{\cos [\alpha_{\parallel} + \Delta \cos(\theta - \psi)]}{\cos [\alpha_{\parallel} + \delta \cos(\theta - \psi)]},$$

$$B_m = \prod_{\alpha=m}^M \frac{\cos [\alpha_{\parallel} - \Delta \cos(\theta - \psi)]}{\cos [\alpha_{\parallel} - \delta \cos(\theta - \psi)]}, \quad (6.139)$$

$$C_M = \prod_{m=1}^M \frac{\cos [\alpha_{\parallel} + \Delta \cos(\theta - \psi)]}{\cos [\alpha_{\parallel} + \delta \cos(\theta - \psi)]}$$

Аналогичным образом из уравнений (6.134) с учетом (6.135, 6.137) можно записать уравнения поверхностного годографа ОТП, а основываясь на уравнениях (6.136) и (6.137) — уравнения поверхностного годографа ОСТ.

Для наблюдений по протиранию границ из уравнений поверхностных годографов ОТВ, ОТП и ОСТ следуют уравнения линейного годографа, не зависящие от выбора общей точки:

$$t(l) = 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_m} \cos \alpha_{\parallel m} + \frac{l \sin \alpha_{\parallel}}{V_1},$$

$$l = 2 \sum_{m=1}^M h_m \operatorname{tg} \alpha_{\parallel m}.$$

Эти уравнения подобны параметрическим уравнениям (6.105) для среды с горизонтальным расположением границ.

Следует отметить, что уравнения поверхностных годографов ОТВ (6.138), равно как и ОТП и ОСТ, для всех азимутов, кроме  $\theta = \psi$ , являются приближенными в связи с тем, что лучевая поверхность при  $\theta \neq \psi$  не является плоскостью.

## 6.9. Временные поля и годографы прямых и отраженных волн в анизотропных средах

### 6.9.1. Общие положения

Реальные среды в большинстве своем являются поперечно-изотропными или ортотропными. Поперечно-изотропные среды, как показано в главе 4, обладают пятью упругими параметрами (табл. 4.2). При этом тип индикатрис зависит от соотношения параметров  $E$  и  $\chi$ . Анализ экспериментальных данных, содержащихся в работах [105, 106], выполненный В.А. Бакировым, свидетельствует, что большинство пород из 44-х, подвергнутых анализу, обладают равенством  $E = \chi$  и эллипсоидной индикатрисой лучевой скорости (тип I.1, II.1 — см. п. 4.6.2) или индикатрисой, мало отличающейся от эллипса. Вместе с тем, имеются породы, для которых  $E < \chi$  и  $E > \chi$ , которые по классификации (см. п. 4.6.2) принадлежат к типам I.2, I.3, II.2, II.3 и имеют индикатрисы, отличающиеся от эллипса. Широкое распространение, как показывают результаты наблюдений на суше и акваториях (см. п. 3.6.4) имеют не только однофакторные поперечно-изотропные среды, но и двухфакторные ортотропные с двумя системами упорядоченной трещиноватости. Учитывая отмеченные особенности геологических сред, а также возможности разделения многофакторных индикатрис анизотропных сред на однофакторные и раздельного определения упругих параметров каждого из факторов [62] в последующих параграфах данной главы основное внимание уделено времененным полям однофакторных поперечно-изотропных ВПИ и ГПИ сред, обладающих эллипсоидной формой индикатрис лучевой скорости ( $E \approx \chi$ ). Для поперечно-изотропных сред, характеризующихся неравенством  $E \neq \chi$ , и ортотропных сред, а также сред с многофакторной анизотропией, даны аппроксимационные уравнения временных полей, которые могут быть использованы при решении обратной задачи, заключающейся в изучении упругих параметров анизотропных сред.

### 6.9.2. Временные поля и годографы прямой волны в ВПИ-средах при $E = \chi$

#### 1. Обобщенные и локальные поля

Уравнение обобщенного временного поля прямой  $P$  волны, распространяющейся в ВПИ среде с  $z$ -осевой симметрией, представителем которой является горизонтально-тонкослоистая среда, в случае наиболее характерных для нее параметров  $E = K^2 + 2\gamma_{\perp}^2 = \chi$ ;  $\chi \neq 1$ , с высокой точностью можно записать так:

$$\Pi_{33} = t(x_a, y_a, z_a, x_n, y_n, z_n) = \sqrt{\frac{(x_n - x_a)^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{(y_n - y_a)^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{(z_n - z_a)^2}{V_{\perp}^2}}. \quad (6.139)$$

Равенство (6.139) является исходным для получения уравнения локального поля и годографов различного вида — непротодольных и продольных, горизонтальных и вертикальных, поверхностных и линейных. Это уравнение справедливо для  $SH$ -волн при любых соотношениях  $E$  и  $\chi$ . Полагая в (6.139)  $z_n$  (или  $z_\theta$ ) равным нулю, а  $z_n$  (или  $z_\theta$ ) равным  $z$  и переменным, получим уравнение локального поля

$$t(l_x, l_y, z) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{l_y^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{z^2}{V_{\perp}^2}}, \quad (6.140)$$

где  $l_x = x_n - x_\theta$ ,  $l_y = y_n - y_\theta$ .

## 2. Горизонтальные годографы

При фиксированном значении  $z = \text{const} = z_c$  из (6.140) следует уравнение поверхностного горизонтального годографа в виде гиперболоида вращения:

$$t^2(l_x, l_y, z_c) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{l_y^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{z_c^2}{V_{\perp}^2}}, \quad (6.141a)$$

или в каноническом виде

$$\left[ \left( \frac{l_x}{z_c \chi} \right)^2 + \left( \frac{l_y}{z_c \chi} \right)^2 \right] - \frac{t^2(l_x, l_y)}{(z_c/V_{\perp})} = -1. \quad (6.141b)$$

Гиперболоид обладает полуосами  $L = z_c \chi$  и  $T = z_c/V_{\perp}$ , т.е. является поверхностью, образованной вращением гиперболы, уравнение которой:

$$t(l) = \sqrt{\frac{l^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{z_c^2}{V_{\perp}^2}} = \frac{1}{V_{\perp}} \sqrt{\frac{l^2}{\chi^2} + z_c^2}, \quad (6.142a)$$

или в каноническом виде

$$\left( \frac{l}{z_c \chi} \right)^2 - \frac{t^2(l)}{(z_c/V_{\perp})^2} = -1. \quad (6.142b)$$

Гипербола (6.142) представляет (рис. 6.36a) непротодольный горизонтальный годограф прямой волны. При  $z_c = 0$  этот годограф становится продольным

$$t(l) = \frac{l}{V_{\parallel}}, \quad (6.143)$$

образующим прямую линию.

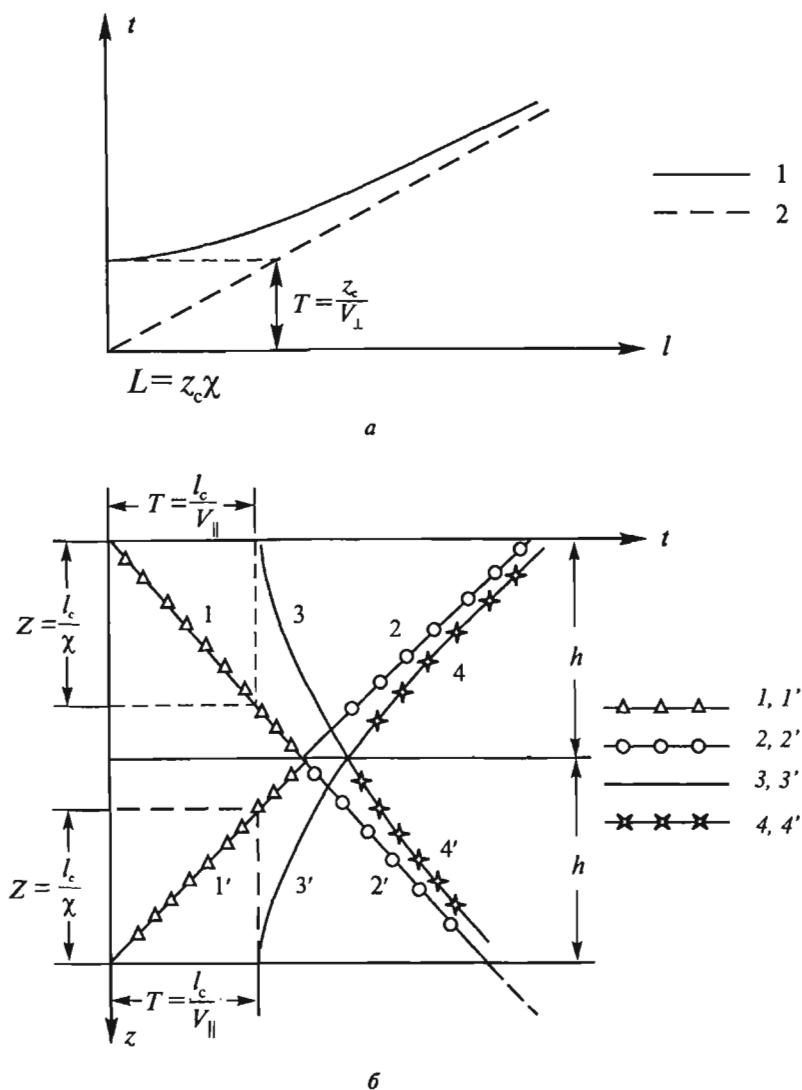


Рис. 6.36. Годографы прямой и отраженной волн для ВПИ среды:

*а* — горизонтальные непродольный (1) и продольный (2) годографы прямой и отраженной волн; *б* — вертикальные продольные годографы прямой (1) и отраженной (2) волн и вертикальные непродольные годографы прямой (3) и отраженной (4) волн и их зеркальные отображения (1', 2', 3', 4')

### 3. Вертикальные годографы

Уравнение непродольного вертикального годографа получим, полагая в

$$(6.140) \quad l = \sqrt{l_x^2 + l_y^2} = \text{const} = l_c :$$

$$t(z) = \sqrt{\frac{z^2}{V_{\perp}^2} + \frac{l_c^2}{V_{\parallel}^2}} = \frac{1}{V_{\perp}} \sqrt{z^2 + \frac{l_c^2}{\chi^2}}, \quad (6.144a)$$

или

$$\frac{z^2}{(l_c^2/V_{\parallel}^2)} - \frac{t^2(z)}{(l_c^2/V_{\parallel}^2)} = -1. \quad (6.144b)$$

Из равенства (6.144b) следует, что годограф  $t(z)$  представляет гиперболу (рис. 6.36б) с полуосями  $z = l_c/\chi$  и  $T = l_c/V_{\parallel}$ , где  $\chi = V_{\parallel}/V_{\perp}$ ,  $l_c$  — вынос ПВ (или ПП) относительно устья вертикальной скважины,  $z$  — глубина расположения ПП (или ПВ). При выносе  $l_c = 0$  будем иметь уравнение продольного вертикального годографа

$$t(z) = \frac{z}{V_{\perp}}, \quad (6.145)$$

характерного для наблюдений в вертикальной скважине в случае однородной ВПИ среды.

#### 4. Индикатрисы скорости

Возвратимся к уравнению (6.139). Поделим правую и левую части (6.139) на путь пробега  $r$  прямой волны. Учитывая, что

$$(x_n - x_{\theta})^2 + (y_n - y_{\theta})^2 = l_x^2 + l_y^2 = l^2 = r^2 \sin^2 \beta,$$

$$(z_n - z_{\theta})^2 = z^2 = r^2 \cos^2 \beta,$$

$$t = \frac{r}{V_{\parallel}},$$

где  $V_{\parallel}$  — лучевая скорость,  $\beta$  — угол луча с осью  $z$ , получим:

$$\frac{1}{V_{\parallel}^2(\beta)} = \frac{\cos^2 \beta}{V_{\perp}^2} + \frac{\sin^2 \beta}{V_{\parallel}^2}. \quad (6.146a)$$

Отсюда следует, известная из главы 4 формула (4.44)

$$V_{\parallel}(\beta) = \frac{V_{\parallel} V_{\perp}}{\sqrt{V_{\perp}^2 \sin^2 \beta + V_{\parallel}^2 \cos^2 \beta}}. \quad (6.146b)$$

Полученное выражение является уравнением вертикального сечения индикатрисы лучевой скорости, представляющей эллипсоид вращения с полуосями  $V_{\perp}$  и  $V_{\parallel}$ . В канонической форме уравнение этого сечения имеет вид:

$$\frac{V_{\perp}^2(\beta) \cos^2 \beta}{V_{\perp}^2} + \frac{V_{\parallel}^2(\beta) \sin^2 \beta}{V_{\parallel}^2} = 1. \quad (6.146\sigma)$$

Из уравнений (6.146) видно, что индикатриса лучевых скоростей представляет волновую характеристическую поверхность, которая в однородной среде лишь масштабом отличается от поверхности изохроны, характеризующей фронт волны, распространяющейся из точечного источника. Другими словами, индикатрису лучевой скорости можно отождествить с изохроной  $t = 1$  с при задании скоростей в м/с, а расстояния  $r$  между источником и приемником — в метрах. Таким образом, индикатриса лучевых скоростей является поверхностью равных фаз, тогда как индикатриса фазовых скоростей таковой не является.

С учетом связи (4.42) лучевой  $V_{\perp}(\beta)$  и фазовой  $V(\alpha)$  скорости, уравнение вертикального сечения индикатрисы фазовой скорости имеет вид, согласующийся с (4.44):

$$V^2(\alpha) = V_{\perp}^2 \cos^2 \alpha + V_{\parallel}^2 \sin^2 \alpha, \quad (6.147a)$$

или в канонической форме

$$\frac{\cos^2 \alpha / V^2(\alpha)}{1/V_{\perp}^2} + \frac{\sin^2 \alpha / V^2(\alpha)}{1/V_{\parallel}^2} = 1. \quad (6.147\delta)$$

Индикатриса (6.147) является вертикальным сечением эллипсоида вращения с полуосами  $(1/V_{\perp})$  и  $(1/V_{\parallel})$ .

### 6.9.3. Годографы отраженных волн от горизонтальной границы в ВПИ-среде при $E = \chi$

Уравнение поверхностного годографа  $t(l_x, l_y)$  отраженной волны, соответствующего наблюдениям на поверхности  $z = 0$ , и вертикального годографа отраженной волны  $t(z)$ , соответствующего наблюдениям в вертикальной скважине, можно получить, рассматривая отраженную волну, как прямую волну, излучаемую мнимым источником.

#### 1. Поверхностный годограф

Для ВПИ среды с эллипсоидальной формой индикатрис, частным случаем которой является тонкослоистая среда, уравнение поверхностного годографа  $t(l_x, l_y)$  для волны, отраженной от горизонтальной границы, получим, полагая в уравнении (6.29а) годографа прямой волны  $z_c = 2h$ , где  $h$  — глубина залегания отражающей границы:

$$t(l_x, l_y) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{l_y^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{4h^2}{V_{\perp}^2}} = \frac{1}{V_{\perp}} \sqrt{\frac{l^2}{\chi^2} + 4h^2} \quad (6.148a)$$

или

$$\frac{l_x^2}{(2h\chi)^2} + \frac{l_y^2}{(2h\chi)^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{(2h/V_1)^2} = -1. \quad (6.148б)$$

Уравнения (6.148) справедливы для квазипротодольной  $P$  волны при  $E = k^2 + 2\gamma^2 = \chi$ , а для поперечной  $SH$  волны при любом соотношении упругих параметров.

Из (6.148б) следует, что поверхностный годограф отраженной волны от горизонтальной границы, подстилающей ГПИ среду, является гиперболоидом вращения. Его сечение  $t(l)$  по любому азимуту  $\theta$  (рис. 6.36а) — гипербола с полуосами  $T = \frac{2h}{V_1}$ ,  $L = 2h\chi$ . Касательная к гиперболе  $t = \frac{l}{V_1}$  является продольным горизонтальным годографом прямой волны.

## 2. Вертикальный годограф

Уравнение непротодольного вертикального годографа  $t(z)$  отраженной волны найдем, заменив в (6.144)  $z$  на  $2h - z$ :

$$t(z) = \sqrt{\frac{(2h-z)^2}{V_1^2} + \frac{l_c^2}{V_1^2}} = \frac{1}{V_1} \sqrt{(2h-z)^2 + \frac{l_c^2}{\chi^2}} \quad (6.149а)$$

или

$$\frac{(2h-z)^2}{\left(\frac{l_c}{\chi}\right)^2} - \frac{t^2(z)}{\left(\frac{l_c}{V_1}\right)^2} = -1. \quad (6.149б)$$

Эти уравнения так же, как (6.148), справедливы для  $P$  волны при  $E = \chi$ , а для  $SH$  волны при любом соотношении упругих параметров.

Вертикальный непротодольный годограф  $t(z)$  является гиперболой с полуосами  $T = \frac{l_c}{V_1}$  и  $Z = \frac{l_c}{\chi}$  (рис. 6.36б). Касательная к гиперболе характеризуется уравнением  $t(z) = \frac{2h-z}{V_1}$  и представляет продольный ( $l_c = 0$ ) вертикальный годограф отраженной волны.

### 6.9.4. Временные поля и годографы прямой волны в ГПИ-среде

#### 1. Обобщенное и локальное временное поле

Уравнение обобщенного временного поля прямой волны, распространяющейся в ГПИ среде с  $x$ -осевой симметрией (например, в вертикально-

трещиноватой среде), для частного, но наиболее типичного случая  $E = K^2 + \gamma_1^2 = 1$ ,  $\chi \neq 1$ , имеет следующий вид:

$$\Pi_{33} = t(x_s, y_s, z_s, x_n, y_n, z_n) =$$

$$= \sqrt{\frac{(x_n - x_s)^2}{V_\perp^2} + \frac{(y_n - y_s)^2}{V_\parallel^2} + \frac{(z_n - z_s)^2}{V_\parallel^2}}. \quad (6.150)$$

Локальное поле при  $z_s = 0$  (или  $z_n = 0$ ) и  $z_n$  (или  $z_s$ ), равным  $z$ , исходя из (6.150), можно представить равенством

$$t(l_x, l_y, z) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_\perp^2} + \frac{l_y^2}{V_\parallel^2} + \frac{z^2}{V_\parallel^2}}. \quad (6.151)$$

## 2. Горизонтальные годографы

Если в (6.151) принять  $z = \text{const} = z_c$ , то получим уравнения поверхностного годографа

$$t(l_x, l_y) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_\perp^2} + \frac{l_y^2}{V_\parallel^2} + \frac{z_c^2}{V_\parallel^2}} \quad (6.152a)$$

или

$$\frac{l_x^2}{\left(\frac{z_c}{\chi}\right)^2} + \frac{l_y^2}{z_c^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{\left(\frac{z_c}{V_\parallel}\right)^2} = -1, \quad (6.152b)$$

наблюдаемого на плоскости  $z = 0$ , при расположении источника во внутренней точке среды на глубине  $z_c$  (или наоборот). Уравнение (6.152b) представляет гиперболу с вертикальной полуосью  $z_c/V_\parallel$  и разными горизонтальными полуосами  $z_c/\chi$  и  $z_c$  согласно (4.45—4.46). Этот гиперболоид, в отличие от (6.141), не является фигурой вращения. Лучевая и фазовая скорости в этом случае зависят не только от углов  $\alpha$  и  $\beta$  луча и нормали с осью  $z$ , но и от азимута  $\theta$  лучевой плоскости

$$V_\perp(\beta, \theta) = \frac{V_\parallel V_\perp}{\sqrt{V_\parallel^2 \sin^2 \beta \cos^2 \theta + V_\perp^2 (1 - \sin^2 \beta \cos^2 \theta)}}, \quad (6.153)$$

$$V(\alpha, \theta) = \sqrt{V_\parallel^2 (1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta) + V_\perp^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \theta}. \quad (6.154)$$

Уравнение поверхностиного годографа (6.152) на плоскости  $z = 0$  в полярной системе координат примет вид

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{l^2(\chi^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + z_c^2}. \quad (6.155)$$

Уравнения линейных горизонтальных непротивольных годографов прямой волны при наблюдениях перпендикулярно плоскостям трещиноватости (азимут  $\theta = 0$ )

$$t(l_x) = \frac{1}{V_{\perp}} \sqrt{l_x^2 + \frac{z_c^2}{\chi^2}} \quad (6.156a)$$

или

$$\frac{l_x^2}{(z_c/\chi)^2} - \frac{t^2(l_x)}{z_c^2/V_{\parallel}^2} = -1. \quad (6.156b)$$

При наблюдениях параллельно трещиноватости (азимут  $\theta = \pi/2$ )

$$t(l_y) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{l_y^2 + z^2} \quad (6.157a)$$

или

$$\frac{l_y^2}{z_c^2} - \frac{t^2(l_y)}{(z_c/V_{\parallel})^2} = -1. \quad (6.157b)$$

В диагональном направлении (азимут  $\theta = \pi/4$ ):

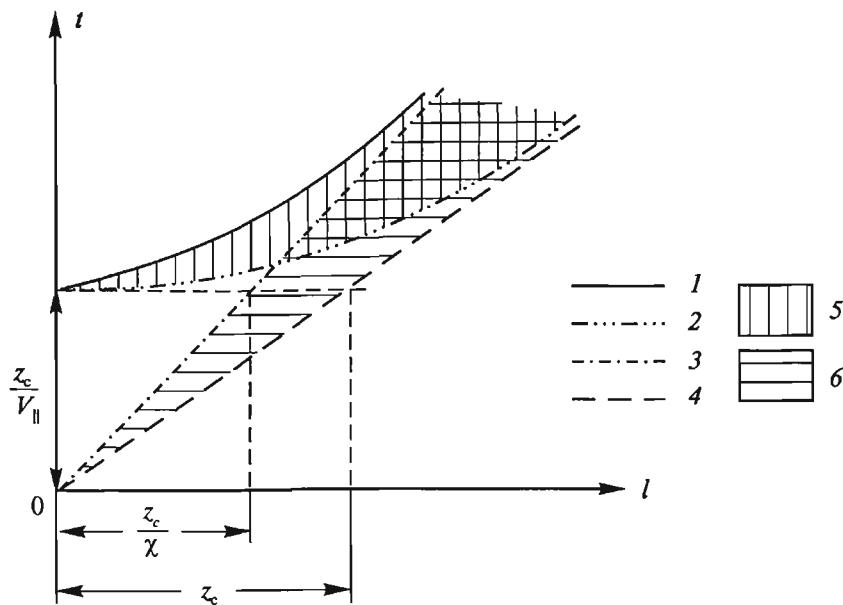
$$t(l_\vartheta) = \sqrt{\frac{l_\vartheta^2}{V_{\parallel}V_{\perp}} + \frac{z_c^2}{V_{\parallel}^2}}, \quad (6.158a)$$

или

$$\frac{l_\vartheta^2}{z_c^2/\chi} - \frac{t^2}{z_c^2/V_{\parallel}} = -1. \quad (6.158b)$$

Из (6.156—6.158) следует, что все линейные годографы имеют гиперболическую форму (рис. 6.37), но различаются между собой. Различие имеет место и при  $z_c = 0$ , когда

$$t(l_x) = \frac{l_x}{V_{\perp}}, \quad t(l_y) = \frac{l_y}{V_{\parallel}}, \quad t(l_\vartheta) = \frac{l_\vartheta}{\sqrt{V_{\parallel}V_{\perp}}},$$



**Рис. 6.37. Горизонтальные годографы прямой и отраженной волн для ГПИ среды:**  
 годографы отраженной волны: 1 — при  $\theta = 0$ ; 2 — при  $\theta = \pi/2$ ;  
 годографы прямой волны: 3 — при  $\theta = 0$ ; 4 — при  $\theta = \pi/2$ ;  
 области расположения годографов при  $0 < \theta < \pi/2$ : 5 — отраженной, 6 — прямой волн. Для отраженной волны  $z_c = 2h$

и продольные горизонтальные годографы прямой волны представлены линиями разного наклона.

Индикатриса лучевой скорости при  $\theta = 0$  представляет эллипс с полуосями  $V_{\perp}$  и  $V_{\parallel}$ :

$$V(\beta) = \frac{V_{\parallel} V_{\perp}}{\sqrt{V_{\parallel}^2 \sin^2 \beta + V_{\perp}^2 \cos^2 \beta}};$$

а при  $\theta = \pi/2$  — окружность радиуса  $V(\beta) = V_{\parallel}$ .

При  $\theta = \pi/4$  — эллипс имеет полуоси  $V_{\parallel}$  и  $V_{\vartheta} = \sqrt{V_{\parallel} V_{\perp}} = \sqrt{\frac{V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2}{2}}$  имеем

$$V(\beta) = \frac{V_{\parallel} \sqrt{V_{\parallel} V_{\perp}}}{\sqrt{V_{\parallel}^2 \sin^2 \beta + V_{\perp}^2 \cos^2 \beta}}.$$

## 3. Вертикальные годографы

Запишем уравнения вертикальных непротивоположного и противоположного годографов для ГПИ среды. Полагая в (6.151)

$$l = \sqrt{l_x^2 + l_y^2} = \frac{l_y}{\sin \theta} = \frac{l_x}{\cos \theta} = \text{const} = l_c,$$

получим уравнение непротивоположного вертикального годографа

$$t(z, \theta) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{z^2 + l_c^2 (\chi^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)}, \quad (6.159)$$

где  $l_c$  определяет вынос ПВ (или ПП) по азимуту  $\theta$  относительно устья скважины, координата  $z$  характеризует расположение ПП (или ПВ) вдоль ствола, т.е. по вертикали.

Положив в (6.159)  $\theta = 0$  будем иметь уравнение непротивоположного вертикального годографа вкрест простирания трещин (вдоль оси симметрии)

$$t(z) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{z^2 + \chi^2 l_c^2} \quad (6.160a)$$

или

$$\frac{z^2}{\chi^2 l_c^2} - \frac{t^2(z)}{l_c^2 / V_{\perp}^2} = -1. \quad (6.160b)$$

При  $\theta = \pi/2$  получим уравнение по простиранию трещин:

$$t(z) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{z^2 + l_c^2} \quad (6.161a)$$

или

$$\frac{z^2}{l_c^2} - \frac{t^2}{l_c^2 / V_{\parallel}^2} = -1. \quad (6.161b)$$

В диагональном направлении

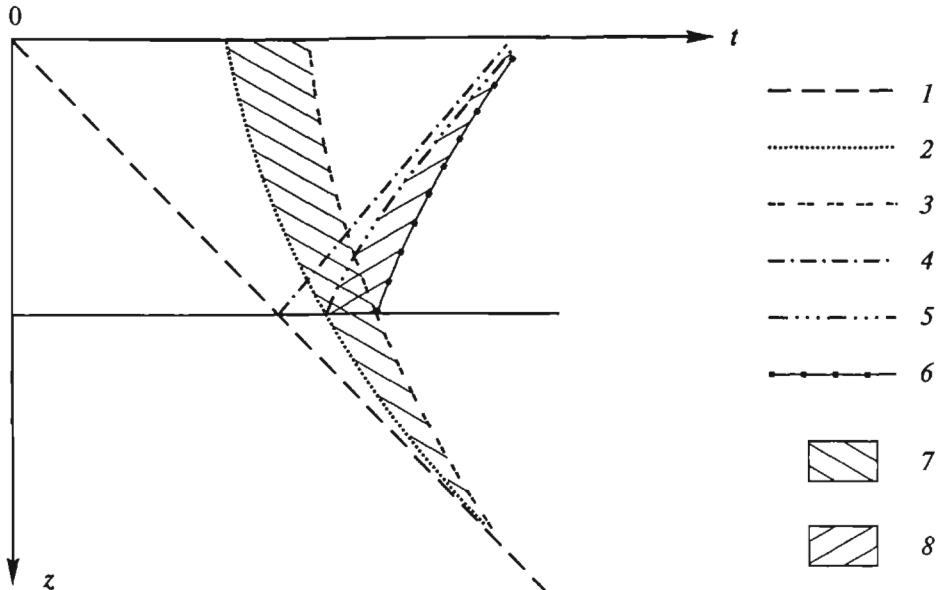
$$t(z) = \sqrt{\frac{z^2}{V_{\parallel}^2} + \frac{l_c^2}{V_{\parallel} V_{\perp}}} \quad (6.162a)$$

или

$$\frac{z^2}{l_c^2 \chi} - \frac{t^2}{l_c^2 / V_{\parallel} V_{\perp}} = -1. \quad (6.162b)$$

При  $l_c = 0$  из (6.160–6.162) следует уравнение вертикального продольного годографа, независящее от азимута:  $t = z/V_{\parallel}$

Схематическое изображение непродольных годографов разного азимута и продольного годографа дано на рис. 6.38. Из уравнения (6.160–6.162) и рис. 6.38 следует, что непродольные вертикальные годографы имеют вид гипербол с общей асимптотой, но различающимися значениями минимального времени.



**Рис. 6.38. Вертикальные годографы прямой и отраженной волн для ГПИ-среды:** продольный (1), непродольные при  $\theta = \pi/2$  (2) и при  $\theta = 0$  (3) годографы прямой волны; продольный (4), непродольные при  $\theta = \pi/2$  (5) и при  $\theta = 0$  (6) годографы отражённой волны; области годографов при  $0 < \theta < \pi/2$  прямой (7) и отражённой (8) волн

### 6.9.5. Годографы отраженной волны от горизонтальной границы в ГПИ-среде при $E = \chi$

#### 1. Поверхностный годограф

Запишем уравнение поверхностиного годографа отраженной волны от горизонтальной границы, залегающей под ГПИ средой. Типичным представителем такой среды является трещиноватая среда. Полагая, что среда имеет  $x$ -осевую симметрию, и подставляя в уравнение (6.152) прямой волны  $z_c = 2h$ , где  $h$  — глубина залегания границы, найдем:

$$t(l_x, l_y) = \sqrt{\frac{l_x^2}{V_\perp^2} + \frac{l_y^2}{V_\parallel^2} + \frac{4h^2}{V_\parallel^2}} \quad (6.163a)$$

или

$$\frac{l_x^2}{\left(\frac{2h}{\chi}\right)^2} + \frac{l_y^2}{(2h)^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{\left(\frac{2h}{V_\parallel}\right)^2} = -1. \quad (6.163b)$$

В соответствии с (6.163б) поверхностный годограф является трехосным гиперболоидом с полуосами  $T = \frac{2h}{V_\parallel}$ ,  $L_x = \frac{2h}{\chi}$ ,  $L_y = 2h$  и различающимися главными сечениями (рис. 6.37). Сечение азимута  $\theta = 0$  — гипербола с полуосами  $T = \frac{2h}{V_\parallel}$  и  $L = \frac{2h}{\chi}$ :

$$\frac{l^2}{\left(\frac{2h}{\chi}\right)^2} - \frac{t^2(l)}{\left(\frac{2h}{V_\parallel}\right)^2} = -1. \quad (6.164)$$

Сечение  $t(l_y)$  при  $\theta = \pi/2$  — гипербола с полуосами  $T = \frac{2h}{V_\parallel}$  и  $L = 2h$ :

$$\frac{l^2}{(2h)^2} - \frac{t^2(l)}{\left(\frac{2h}{V_\parallel}\right)^2} = -1. \quad (6.165)$$

В полярной системе координат уравнения (6.163 а, б) приобретают вид:

$$t(l, \theta) = \frac{1}{V_\parallel} \sqrt{l^2(\chi^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + 4h^2}. \quad (6.166)$$

Линейные годографы  $t(l)$  азимута  $0 < \theta < \pi/2$  располагаются между главными сечениями (6.164—6.165) поверхностного годографа (6.163, 6.166).

## 2. Вертикальные годографы

Уравнения непродольных вертикальных годографов отраженной волны получим, заменив в (6.159)  $z$  на  $2h - z$ :

$$t(z, \theta) = \frac{1}{V_{\parallel}} \sqrt{(2h - z)^2 + l_c^2 (\chi^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)}. \quad (6.167)$$

В отличие от ВПИ среды вертикальные годографы (6.167) для ГПИ среды зависят от азимута  $\theta$ , характеризующего направление выноса  $l_c$  пункта приема (или возбуждения) относительно устья скважины. При выносе по азимуту  $\theta = 0$  (вкрест простирации трещин) из (6.167) следует:

$$\frac{(2h - z)^2}{(l_c \chi)^2} - \frac{t^2(z)}{\left(\frac{l_c}{V_{\perp}}\right)^2} = -1. \quad (6.168)$$

При выносе  $l_c$  по простиранию трещин ( $\theta = \pi/2$ ) получим:

$$\frac{(2h - z)^2}{l_c^2} - \frac{t^2(z)}{\left(\frac{l_c}{V_{\parallel}}\right)^2} = -1. \quad (6.169)$$

Линейные вертикальные годографы (6.168, 6.169) при  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi/2$  (рис. 6.38), равно как и годографы (6.167) других азимутов  $\theta = \text{const}$ , не совпадая между собой, имеют гиперболическую форму с общей касательной

$$t(z) = \frac{2h - z}{V_{\parallel}}. \quad (6.170)$$

Касательная (6.170) представляет продольный вертикальный годограф отраженной волны, который в случае ГПИ среды не зависит от азимута.

#### 6.9.6. Аппроксимационные уравнения поверхностных годографов отраженных волн, распространяющихся в поперечно-изотропных средах

В п.п. 6.9.3 и 6.9.5 рассмотрены уравнения годографов отраженных волн, распространяющихся в ВПИ и ГПИ средах с эллипсоидной формой индикатрис скорости. Эти уравнения, как уже было сказано, строго справедливы для  $SH$  волн, а при  $E = \chi$  и для  $P$  волн. Если  $E \neq \chi$ , то индикатриса  $V(\beta, \theta)$ , отличаясь от эллипсоида, при аппроксимации годографа в зоне удалений ПВ—ПП  $0 < l < l_{\max}$  гиперболоидом может быть аппроксимирована в секторе углов  $0 < \beta_z < \beta_{\max}$ , где  $\beta_{\max} < \pi/4$  — угол между лучом и вертикалью соответствующий удалению  $l_{\max}$ , некоторым эффективным эллипсоидом. Вертикальная полуось такого эллипсоида  $V_z$  является истинной скоростью по вертикали, а

горизонтальными полуосами эффективного эллипсоида, аппроксимирующего индикатрису, являются эффективные скорости  $V_{\text{эф},xz}$  и  $V_{\text{эф},yz}$ .

### 1. ВПИ среда

В случае тонкослоистой ВПИ среды с осью симметрии  $z$

$$\text{при } E = \chi \quad V_{\text{эф}} = V_{\text{эф},xz} = V_{\text{эф},xy}, \quad V_{\text{эф}} = V_{\parallel}, \quad V_z = V_{\perp}, \quad \chi = \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} > 1.$$

При  $E < \chi$   $V_{\text{эф}} < V_{\parallel}$ , а при  $E > \chi$   $V_{\text{эф}} > V_{\parallel}$ . В такой среде индикатриса лучевой скорости является эллипсоидом вращения с вертикальным эллиптическим сечением, независящим от азимута:

$$V_l(\beta) = \frac{V_{\text{эф}} V_{\perp}}{\sqrt{V_{\text{эф}}^2 \cos^2 \beta + V_{\perp}^2 \sin^2 \beta}} = \frac{V_{\text{эф}}}{\sqrt{K_{\text{эф}}^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta}}, \quad (6.171)$$

где  $K_{\text{эф}} = \frac{V_{\text{эф}}}{V_{\perp}}$  — эффективный коэффициент анизотропии. Поверхностный

годограф, аппроксимирующий реальный годограф при  $0 < l < l_{\max}$  в секторе углов  $0 < \beta < \beta_{\max}$ , соответствующий индикатрисе (6.171) является гиперболоидом вращения и характеризуется уравнением:

$$\frac{l_x^2}{4h^2 K_{\text{эф}}^2} + \frac{l_y^2}{4h^2 K_{\text{эф}}^2} - \frac{t^2(l_x, l_y)}{4h^2 V_{\perp}^2} = -1. \quad (6.172)$$

Если  $l_{\max} \leq 2h$ , то  $\beta_{\max} \leq \pi/4$ . В этом случае в уравнениях (6.171) и (6.172) в соответствии с теоремой Апполония и табл. 4.2

$$\begin{aligned} K_{\text{эф}}^2 &= \frac{V_{\text{эф}}^2}{V_z^2} = \frac{2V_{\parallel}^2 - V_{\perp}^2}{V_{\perp}^2} = \frac{\lambda_{\perp} + 4\mu' - 2\mu_{\perp}}{V_{\perp}^2}, \\ V_z^2 &= V_{\perp}^2 = \frac{\lambda_{\perp} + 2\mu_{\perp}}{\rho}. \end{aligned} \quad (6.173)$$

### 2. ГПИ среда

Для вертикально-трещиноватой ГПИ среды с осью симметрии  $x$

$$V_x = V_{\perp}, \quad V_y = V_z = V_{\parallel}, \quad V_{\perp} > V_{\parallel}, \quad \chi = V_{\parallel}/V_{\perp} > 1.$$

$$\text{При } E < \chi \quad V_{\text{эф},xz} < V_{\perp}, \quad V_{\text{эф},yz} < V_{\parallel}.$$

$$\text{При } E > \chi, \quad V_{\text{эф},xz} > V_{\perp}, \quad V_{\text{эф},yz} > V_{\parallel}.$$

Трехосный эллипсоид с сечениями, аппроксимирующий реальную индикатрису при  $E \neq \chi$  в секторе углов  $0 < \beta_z < \beta_{\max}$ , в этом случае можно

представить (см. главу 4, п. 4.6.3) эллипсоидом с вертикальными эллиптическими сечениями, зависящими от азимута:

$$V(\beta, \theta) = \frac{V_{\parallel} V_{\phi}(\theta)}{\sqrt{V_{\parallel}^2 \sin^2 \beta \cos^2 \theta + V_{\phi}^2(\theta)(1 - \sin^2 \beta \cos^2 \theta)}} = \\ = \frac{V_{\phi}(\theta)}{\sqrt{\sin^2 \beta \cos^2 \theta + K_{\phi}^2(\theta)(1 - \sin^2 \beta \cos^2 \theta)}}, \quad (6.174)$$

где  $K_{\phi}(\theta) = \frac{V_{\phi}(\theta)}{V_{\parallel}}$ . При  $\theta = 0$   $K_{\phi xz} = \frac{V_{\phi xz}}{V_{\parallel}}$ , при  $\theta = \pi/2$   $K_{\phi yz} = \frac{V_{\phi yz}}{V_{\parallel}} = 1$ .

Аппроксимационное уравнение поверхности годографа отраженной волны, распространяющейся в ГПИ среде при  $E \neq \chi$ , имеет вид

$$\frac{l_x^2}{4h^2 K_{\phi xz}^2} + \frac{l_y^2}{4h^2} - \frac{t^2(l_x l_y)}{4h^2 \cancel{V_z^2}} = -1. \quad (6.175)$$

Если  $l_{\max} \leq 2h$  и  $\beta_{\max} \leq \pi/4$

$$K_{\phi xz}^2 = \frac{V_{\phi xz}^2}{V_z^2} = \frac{2V_{\phi}^2 - V_{\parallel}^2}{V_{\parallel}^2} = \frac{2(\lambda_{\perp} + 2\mu') - (\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel})}{\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}}, \\ V_z^2 = V_{\parallel}^2 = \frac{\lambda_{\parallel} + 2\mu_{\parallel}}{\rho}. \quad (6.176)$$

Сопоставляя уравнения (6.172) и (6.175) можно заметить, что линейные годографы для ВПИ среды при разных азимутах совпадают, тогда как в случае ГПИ среды они различны: при  $\theta = 0$  из (6.175) следует

$$\frac{l_x^2}{4h^2 K_{\phi xz}^2} - \frac{t^2(l_x)}{4h^2 \cancel{V_z^2}} = -1, \quad (6.177)$$

а при  $\theta = \pi/2$

$$\frac{l_y^2}{4h^2} - \frac{t^2(l_y)}{4h^2 \cancel{V_z^2}} = -1. \quad (6.178)$$

Особую важность имеет то обстоятельство, что кинематические эффективные параметры годографов (6.172) и (6.175) содержат важную информацию об упругих свойствах поперечно-изотропной среды, способствующую прогнозированию вещественного состава пород и их флюидонасыщенности.

### 6.9.7. Аппроксимационные уравнения поверхностных годографов отраженных волн, распространяющихся в ортотропной среде

Будем считать, что среда является ортотропной и характеризуется тремя ортогональными плоскостями симметрии  $xz$ ,  $yz$  и  $zx$ . Такая симметрия может быть обусловлена сочетанием (см. главы 3 и 4) горизонтальной ( $xy$ ) слоистости с осью симметрии  $z$  и вертикальной трещиноватости ( $yz$  или  $xz$ ) с осью симметрии  $x$  или  $y$ , либо действием других двух или трех взаимно ортогональных факторов.

При сейсмических наблюдениях используются расстояния  $l$  между ПП и ПВ, редко превышающие удвоенную глубину залегания отражающей границы. В этом случае углы  $\beta_z$  выхода отраженного луча, а также углы  $\alpha_z$  выхода нормали к фронту волны не превышают  $20-30^\circ$ . Это позволяет пространственную индикатрису  $I(\alpha_z, \theta)$  в секторе углов  $0 < \alpha_z < \pi/4$  аппроксимировать трехосным эллипсоидом с полуосами  $\frac{1}{V_{\text{эфф},xz}}$ ,  $\frac{1}{V_{yz}}$ ,  $\frac{1}{V_z}$ . Индикатриса лучевой скорости в секторе  $0 < \beta_z < \pi/4$  представляет эллипсоид с полуосами

$$V_{\text{эфф},xz}, V_{yz} \text{ и } V_z.$$

Здесь  $V_z$  — скорость в направлении оси  $z$ ,  $V_{\text{эфф},xz}$  — эффективная скорость отраженной волны в лучевой плоскости  $xz$  азимута  $\theta = 0$ ,  $V_{\text{эфф},yz}$  — эффективная скорость в лучевой плоскости  $xy$  азимута  $\theta = \pi/2$ .

Аппроксимационное уравнение поверхностного годографа, соответствующее аппроксимации «вершины» индикатрисы лучевой скорости эллипсоидом, а его сечений эллипсами, будет иметь вид:

$$\frac{l_x^2}{4h^2 K_{\text{эфф},xz}^2} + \frac{l_y^2}{4h^2 K_{\text{эфф},yz}^2} - \frac{l^2(l_x l_y)}{4h^2 \sqrt{V_z^2}} = -1, \quad (6.179)$$

где  $K_{\text{эфф},xz}$  и  $K_{\text{эфф},yz}$  — эффективные или кажущиеся коэффициенты анизотропии. Уравнение применимо для аппроксимации поверхностных годографов всех типов монотипных  $P$ ,  $SV$  и  $SH$  волн. При этом в зависимости от типа волны эффективные коэффициенты и скорости по разному связаны с упругими константами  $C_{mn}$  ортотропной среды. В соответствии с (4.69) эти связи имеют следующий вид. Для квазипродольной  $P$  волны:

$$\begin{aligned}
 K_{\text{эф},xz}^2 &= \frac{V_{\text{эф},xz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{55}}{C_{33}} + \frac{C_{13} + C_{55}}{C_{33}(C_{33} - C_{55})}, \\
 K_{\text{эф},yz}^2 &= \frac{V_{\text{эф},yz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{66}}{C_{33}} + \frac{(C_{23} + C_{66})^2}{C_{33}(C_{33} - C_{66})}, \\
 V_z^2 &= \frac{C_{33}}{\rho}.
 \end{aligned} \tag{6.180}$$

Для квазипоперечной  $SV$  волны:

$$\begin{aligned}
 K_{\text{эф},xz}^2 &= \frac{V_{\text{эф},xz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{11}}{C_{55}} - \frac{(C_{13} + C_{55})^2}{C_{55}(C_{33} - C_{55})}, \\
 K_{\text{эф},yz}^2 &= \frac{V_{\text{эф},yz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{22}}{C_{66}} - \frac{(C_{23} + C_{66})^2}{C_{44}(C_{33} - C_{66})}, \\
 V_z^2 &= \frac{C_{66}}{\rho}.
 \end{aligned} \tag{6.181}$$

Для поперечной  $SH$  волны

$$\begin{aligned}
 K_{\text{эф},xz}^2 &= K_{xz}^2 = \frac{V_{xz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{44}}{C_{66}}, \\
 K_{\text{эф},yz}^2 &= K_{yz}^2 = \frac{V_{yz}^2}{V_z^2} = \frac{C_{55}}{C_{66}}, \\
 V_z^2 &= \frac{C_{66}}{\rho}.
 \end{aligned} \tag{6.182}$$

Таким образом, эффективные кинематические параметры  $K_{\text{эф}}$  и  $V_{\text{эф}}$  ортотропной среды, согласно равенствам (4.68–4.71) главы 4 и (6.180–6.181) данной главы, зависят от упругих параметров  $C_{mn}$ , связывающих компоненты напряжений и деформаций.

Вывод формул связи  $K_{\text{эф}}$ ,  $V_{\text{эф}}$  с  $C_{mn}$  содержится в работах Ф.М. Ляховицкого и Л.Ю. Бродова. Так как авторами при выводе была использована иная, чем (4.62) последовательность уравнений закона Гука, принятая в (6.180–6.182) индексация параметров  $C_{mn}$  отличается от индексации, используемой в оригинальных формулах п. 4.8.2.

В заключение отметим, что аппроксимационный подход для случая ортотропной среды применим и для прямых волн. Уравнение аппроксимационного

поверхностного годографа прямой волны при расположении источника (приемника) в скважине на глубине  $z_c$ , а приемников (источников) на поверхности  $z = 0$  получим, полагая в (6.179)  $2h = z_c$ . Все остальные формулы данного параграфа с учетом замены  $2h$  на  $z_c$  также применимы к прямой волне.

### 6.9.8. Аппроксимационные уравнения годографов прямых и отраженных волн, распространяющихся в многофакторной анизотропной среде с горизонтальной плоскостью симметрии

Для ВПИ и ГПИ сред при  $E \neq \chi$ , а также для любой среды с горизонтальной плоскостью симметрии и обладающей многофакторной анизотропией, возможно аппроксимационное представление горизонтальных поверхностных годографов, основанное на текущей их гиперболической аппроксимации с дискретно-непрерывным изменением  $l$  при дискретно-непрерывном задании азимута  $\theta$  в предположении осевой симметрии среды в лучевой плоскости для каждого из азимутов. Под текущей понимается аппроксимация, заключающаяся в локальном подборе гипербол, наилучшим образом совпадающих с реальным годографом. Конечная цель аппроксимации — отыскание зависимости  $V_{\text{эф}}(\theta, l)$  и  $K_{\text{эф}}(\theta, l)$ , которые являются атрибутами временного поля, содержащими информацию об упругих параметрах  $C_{nn}$  среды.

При текущей гиперболической аппроксимации поверхностных горизонтальных годографов прямой и отраженной волны, можно использовать единое уравнение

$$l(l, \theta) = \sqrt{\frac{l^2}{V_{\text{эф}}^2(\theta, l)} + \frac{H^2}{V_z^2}} = \frac{1}{V_z} \sqrt{H^2 + \frac{l^2}{K_{\text{эф}}^2(\theta, l)}}. \quad (6.183)$$

Здесь  $H$  — фиксированная глубина действительного источника ( $H = z_c = h$ ) прямой волны или мнимого источника ( $H = 2h$ ) отраженной волны;  $V_z$  — истинная скорость перпендикулярно плоскости симметрии в случае микранизотропной или квазанизотропной среды или предельная средняя  $V_{\text{ср}}$  (6.25) скорость в случае макроанизотропной вертикально-упорядоченной среды;  $V_{\text{эф}}(l, \theta)$  — эффективная скорость, зависящая в общем случае от азимута  $\theta$  и расстояния  $l$  между ПВ и ПП в случае отраженной волны или проекции  $l$  расстояния ПВ—ПП на плоскость  $z = 0$  в случае прямой волны;  $K_{\text{эф}}(l, \theta)$  — эффективный коэффициент анизотропии (6.26). В случае вертикально-упорядоченной среды: ВПИ или макроанизотропной горизонтальной среды  $V_{\text{эф}}$  и  $K_{\text{эф}}$  не зависят от  $\theta$ . Для нахождения  $V_{\text{эф}}(l, \theta)$  и  $K_{\text{эф}}(l, \theta)$  могут быть применены различные способы текущей аппроксимации: дифференциальный, конечно-разностный, интегральный и др. (см. главу 9).

Текущая аппроксимация годографа с локальным подбором элементов гиперболы (6.183) сопровождается текущей аппроксимацией индикатрисы лучевой скорости с локальным подбором соответствующего фрагмента эллипса с полуосами  $V_z$  и  $V_{\text{эф}}(l, \theta)$ . Уравнение эллипса, аппроксимирующего индикатрису, по аналогии с (6.146б) будет иметь вид

$$V_{\text{л}}(\beta, \theta) = \frac{V_z V_{\text{эф}}(l, \theta)}{\sqrt{V_z^2 \sin^2 \beta + V_{\text{эф}}^2(l, \theta) \cos^2 \beta}}, \quad (6.184a)$$

где  $\beta$  — угол луча с осью  $z$ . При текущей аппроксимации, т.е. при отыскании значений  $V_{\text{эф}}(l, \theta)$  угол  $\beta$  можно выразить через  $l$  и  $H$ . В этом случае из (6.176) следует

$$V_{\text{л}}(l, \theta) = \frac{V_z V_{\text{эф}}(l, \theta)}{\sqrt{V_z^2 \frac{l^2}{l^2 + H^2} + V_{\text{эф}}^2(l, \theta) \frac{H^2}{l^2 + H^2}}}. \quad (6.184b)$$

Мы привели аппроксимационные уравнения поверхностных горизонтальных годографов прямой и отраженной волны, и соответствующих такой аппроксимации уравнения индикатрис лучевой скорости (6.184). Аналогичная аппроксимация применима и к вертикальным годографам. Так, если в (6.184) принять  $l = \text{const} = l_c$ , а  $H = z$  считать переменным, то получим аппроксимационное уравнение непродольного вертикального годографа прямой волны

$$t(z, \theta) = \sqrt{\frac{l_c^2}{V_l^2(\theta)} + \frac{z^2}{V_{\text{эф}}^2(z, \theta)}} = \frac{1}{V_l(\theta)} \sqrt{l_c^2 + \frac{z^2}{K_{\text{эф}}^2(z, \theta)}}. \quad (6.185)$$

Аппроксимационное уравнение индикатрисы лучевой скорости прямой волны, по аналогии с (6.184) будет иметь вид

$$V_{\text{л}}(z, \theta) = \frac{V_l(\theta) V_{\text{эф}}(z, \theta)}{\sqrt{V_{\text{эф}}^2(z, \theta) \frac{l^2}{l_c^2 + z^2} + V_l^2(\theta) \frac{z^2}{l_c^2 + z^2}}}. \quad (6.186)$$

Полагая, что в (6.183)  $l = l_c$ , а  $H = 2h - z$ , найдем уравнение непродольного вертикального годографа отраженной волны:

$$t(z, \theta) = \sqrt{\frac{l_c^2}{V_l^2(\theta)} + \frac{(2h - z)^2}{V_{\text{эф}}^2(z, \theta)}} = \frac{1}{V_l(\theta)} \sqrt{l_c^2 + \frac{(2h - z)^2}{K_{\text{эф}}^2(z, \theta)}}. \quad (6.187)$$

Уравнения (6.185, 6.187) получены для постоянного выноса  $l_c$  ПВ (или ПП) относительно устья скважины. Горизонтальная скорость  $V_l(\theta)$  в случае среды с горизонтальной плоскостью симметрии зависит от азимута  $\theta$ , а эффективная скорость  $V_{\text{эф}}(z, \theta)$  и эффективный коэффициент анизотропии  $K_{\text{эф}}(z, \theta)$  (6.266) являются функциями координат  $z$  и  $\theta$ . Эти зависимости характеризуют

пространственное поведение кинематических параметров и являются, как уже было сказано, кинематическими атрибутами временного поля, содержащими информацию об упругих свойствах среды.

Для пояснения процесса аппроксимации на рис. 6.39 схематически изображены фрагменты текущей конечной разностной аппроксимации линейных непродольных годографов и соответствующей индикатрисы лучевой скорости на горизонтальном (I) и вертикальном (II) профиле при  $\theta = \text{const}$ . Сплошными линиями показаны годографы и индикатрисы, а пунктиром — результаты текущей конечно-разностной аппроксимации элемента годографа гиперболой и элемента индикатрисы эллипсом. Фрагмент конечно-разностной текущей аппроксимации иллюстрирует нахождение гиперболы,

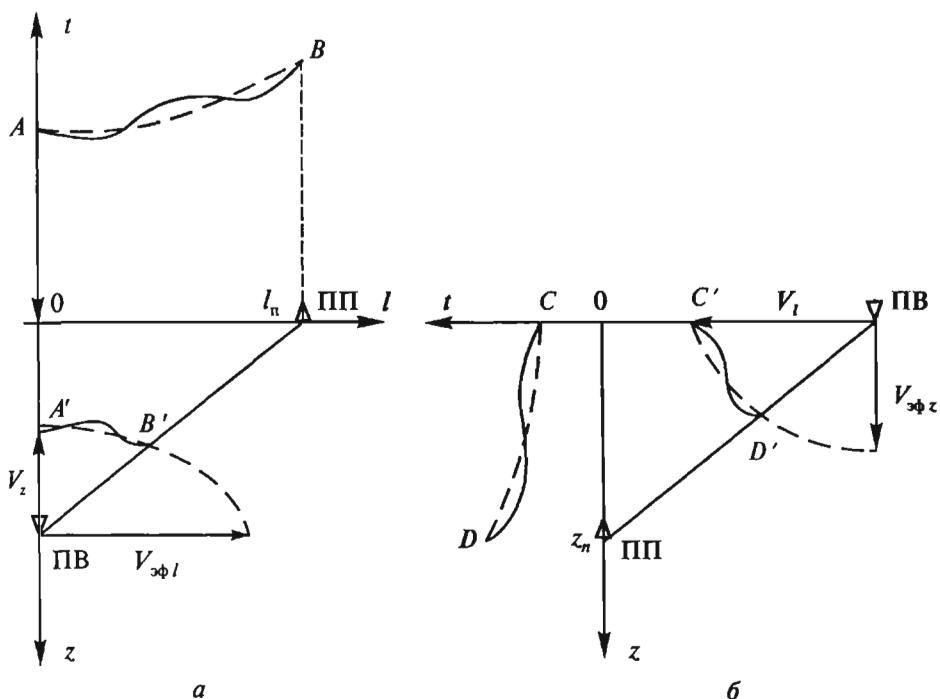


Рис. 6.39. Схема текущей аппроксимации:

*a* — фрагмента  $AB$  горизонтального годографа (сплошная линия) прямой или отраженной волны гиперболой (пунктир) и соответствующего фрагмента  $A'B'$  индикатрисы лучевой скорости (сплошная линия) эллипсом (пунктир); *б* — фрагмента  $CD$  вертикального непродольного годографа (сплошная линия) прямой волны гиперболой (пунктир) и соответствующего фрагмента  $C'D'$  индикатрисы лучевой скорости (сплошная линия) эллипсом (пунктир)

совпадающей в двух крайних точках  $A$  и  $B$  на интервале  $0 - l_n$  с горизонтальным годографом, и гиперболы, совпадающей в крайних точках  $C$  и  $D$  на интервале  $0 - z_n$  с вертикальным годографом. Текущая аппроксимация может быть

также осуществлена дифференциальным способом с отысканием элемента горизонтальной гиперболы по значениям времени  $t$  и его производных по  $l$  в точке с координатами  $l$  и  $\theta$  горизонтального годографа и с отысканием элемента вертикальной гиперболы по значениям времени  $t$  и его производным по  $z$  в точке с координатами  $z$  и вертикального годографа. Возможна также интегральная аппроксимация с подбором гиперболы по всем точкам горизонтального или вертикального годографа на интервале  $0 - z_n$ .

#### 6.9.9. Уравнения годографов отраженной волны в случае анизотропных горизонтально-слоистых сред

Если горизонтальная отражающая граница залегает под горизонтально-слоистой толщей, представленной М однородными ВПИ пластами, то по аналогии с п. 6.7 можно записать следующие, подобные (6.104) параметрические уравнения годографа отраженной волны:

$$t(p) = \tau(p) + l(p)p, \quad (6.188)$$

где

$$\begin{aligned} \tau(p) &= 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_{\perp m}} \sqrt{1 - p^2 V_{\parallel m}^2}, \\ l(p) &= 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m p V_{\parallel m}}{\sqrt{1 - p^2 V_{\parallel m}^2}}. \end{aligned} \quad (6.189)$$

Уравнения справедливы при  $E_m = \chi_m = \frac{V_{\parallel m}}{V_{\perp m}}$ , где  $V_{\perp m}$  — скорости по вертикали,  $V_{\parallel m}$  — скорости по горизонтали в  $m$ -ом слое.

В случае горизонтально-слоистой среды, представленной однородными ГПИ пластами будем иметь:

$$t(p, \theta) = \tau(p, \theta) + \ell(p, \theta)p, \quad (6.190)$$

где

$$\begin{aligned} \tau(p, \theta) &= 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m}{V_{m\parallel}} \sqrt{1 - p^2 V_m^2(\theta)}, \\ \ell(p, \theta) &= 2 \sum_{m=1}^M \frac{h_m p V_m(\theta)}{\sqrt{1 - p^2 V_m^2(\theta)}}. \end{aligned} \quad (6.191)$$

$$V_m(\theta) = \frac{V_{\perp m} V_{\parallel m}}{\sqrt{V_{\perp m}^2 [1 - \sin^2 \beta_z \cdot \cos^2(\theta - \gamma_m)] + V_{\parallel m}^2 \sin^2 \beta_z \cdot \cos^2(\theta - \gamma_m)}}. \quad (6.192)$$

Равенства (6.190—6.192) справедливы при  $E_m = \chi_m = \frac{V_{\parallel m}}{V_{\perp m}}$ , где  $V_{\parallel m}$  — скорость по вертикали,  $V_{\perp m}$  — скорость по горизонтали в направлении оси симметрии  $m$ -го ГПИ слоя,  $\theta$  — азимут наблюдений,  $\gamma_m$  — азимут горизонтальной оси симметрии  $m$ -го слоя (перпендикулярно к системе трещин). Используя равенства (6.190—6.192), можно рассчитать гидографы для случая, когда направления горизонтальных факторов (азимуты  $\gamma_m$ ) в разных слоях различны.

Если в уравнениях (6.190—6.191) для описания азимутальной индикатрисы  $V_m(\theta)$  в каждом из слоев вместо формулы (6.192) использовать формулу «синусов» (см. п. 4.7.3), предложенную В.А. Бакировым [61, 62], то уравнения (6.190—6.191) становятся справедливыми для среды, представленной пластами, каждый из которых обладает многофакторной моноклинной сингонией со своим набором 13 упругих параметров. В принятых здесь обозначениях формула многофакторной азимутальной индикатрисы имеет вид:

$$V_m(\theta) = \frac{V_{\parallel m}}{1 + \sum_{i=1}^{I_m} (\chi_{im} - 1) |\cos(\theta - \gamma_{im}) \sin \beta_z|^{n_m}}. \quad (6.193)$$

Здесь  $V_{\parallel m}$  — скорость по вертикали в  $m$ -ом слое,  $\chi_{im} = \left( \frac{V_{\parallel m}}{V_{\perp m}} \right)_i$  — коэффициент анизотропии для  $i$ -го фактора в  $m$ -ом пласте,  $I_m$  — число ГПИ факторов, вызывающих многофакторную анизотропию  $m$ -го пласта,  $\gamma_{im}$  — азимут оси симметрии  $i$ -го ГПИ фактора. Степень  $n_m$  удовлетворяет условию  $0.8 < n_m < 1.8$  и зависит от масштаба гетерогенности  $m$ -го пласта и его параметров  $E_{im}$  и  $\chi_{im}$ . Для большинства реальных квазианизотропных сред  $n_m$  близко к единице.

Таким образом, используя формулы (6.190—6.191) и (6.193), можно рассчитать гидографы для среды, представленной пластами, каждый из которых обладает своим множеством систем вертикальных трещин (или других горизонтально-направленных факторов).

В случае однородной многофакторной азимутальной анизотропии, вызванной горизонтально-направленными факторами (вертикальной трещиноватостью, горизонтальным давлением и т.п.), формулы (6.190—6.191) и (6.193) приобретают вид:

$$t(\ell, \theta) = \sqrt{\frac{\ell^2}{V^2(\theta)} + \frac{4h^2}{V_{\parallel}^2}} = \tau(p, \theta) + \ell(p, \theta)p, \quad (6.194)$$

где

$$\tau(p, \theta) = \frac{2h}{V_{\parallel}} \sqrt{1 - p^2 V^2(\theta, \beta_z)} , \quad (6.195)$$

$$l(p, \theta) = 2h \frac{p V(\theta)}{\sqrt{1 - p^2 V^2(\theta, \beta_z)}} ,$$

$$V(\theta, \beta_z) = \frac{V_{\parallel}}{1 + \sum_{i=1}^J (\chi_i - 1) |\cos(\theta - \gamma_i) \sin \beta_z|^n} . \quad (6.196)$$

## ГЛАВА 7. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ 3D СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

### 7.1. Содержание процесса и условия, определяющие его эффективность

#### 7.1.1. Основные операции, применяемые при обработке и интерпретации данных 3D сейсморазведки

Процесс обработки и интерпретации волнового поля 3D сейсморазведки (рис. 7.1) состоит из ряда взаимосвязанных блоков, которые можно подразделить на пять групп.

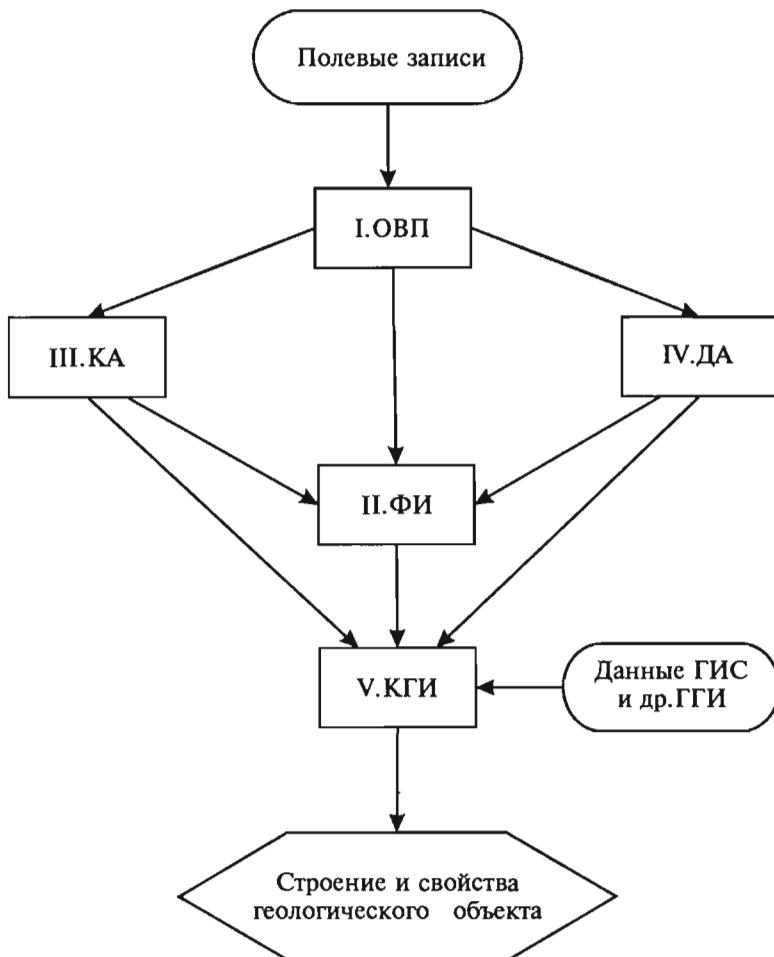


Рис. 7.1. Схема операций, применяемых при обработке и интерпретации данных 3D сейсморазведки

Первая группа операций (I) предназначена для обработки волнового поля (ОВП): обработки сейсмопротяжек, формирования посредством сортировки трасс сейсмограмм ОТВ, ОТП и ОСТ и обработки сейсмограмм. В сейсморазведке 3D основное внимание уделяется сортировке сейсмических трасс по общим срединным точкам (ОСТ) с применением гибкого бининга, оптимизирующего распределение трасс по ОСТ, удалениям и азимутам линий источник-приемник. В некоторых случаях целесообразно проведение бининга, оптимизирующего распределение трасс по ОТВ и ОТП.

Целью обработки сейсмопротяжек и сейсмограмм является подавление волн-помех, исключение влияний поверхностных неоднородностей и «идеализация» полезных сигналов — их приближение к некоторой заранее заданной модели, содержащей сведения о временах вступления сигналов и свойствах среды.

Вторая группа операций (II) предназначена для формирования объемных изображений (ФИ) (сейсмического куба) волнового поля и его параметров и атрибутов, а также двухмерных изображений поля и его характеристик в виде вертикальных разрезов, горизонтальных срезов (слайсов) или других сечений сейсмического куба.

Целью построения изображений является изучение структурного строения среды и распределения его физических параметров в трехмерном пространстве.

Третья (III) и четвертая (IV) группа операций предназначены для кинематического (КА) и динамического (ДА) анализа волнового поля с целью определения его параметров и атрибутов и на основе их интерпретации — определения физических параметров среды.

Следует отметить, что строгого разграничения понятий параметра и атрибута волнового поля не существует. Тем не менее, большинство геофизиков под параметрами волнового поля подразумевают его количественные характеристики, функционально связанные со свойствами среды. Такими характеристиками являются скоростные параметры (например, эффективные скорости суммирования ОСТ, скорости ДМО — преобразования, скорости миграции), коэффициенты отражения и поглощения и др. Атрибуты характеризуют особенности поведения параметров волновых и временных полей (в том числе и качественные), содержащие информацию о свойствах среды. К кинематическим атрибутам можно отнести локальные аномалии скоростей, индикаторы скоростей и другие характеристики, отражающие закономерности поведения кинематических параметров. Динамическими атрибутами являются «яркие пятна», аномалии поглощения и AVO, аномалии мгновенных амплитуд, фаз и частот на двухмерных и трехмерных изображениях волнового поля, СВАН — представления сейсмических трасс и др.

Пятая (V) группа операций предназначена для комплексной геолого-геофизической интерпретации (КГИ) сейсмических изображений среды, результатов кинематического и динамического анализа волнового поля совместно с данными ГИС и других геолого-геофизических исследований с целью изучения геологического разреза в соответствии с задачами поискового, разведочного или эксплуатационного этапов, рассмотренными в главе 1.

В данной главе мы остановимся на общей характеристике перечисленных групп операций, имея в виду что алгоритмы и программы обработки и

комплексная геолого-геофизическая интерпретация, рассматриваются в специальных курсах, а вопросам формирования объемных изображений среды и решения обратных кинематических и динамических задач, посвящены последующие главы.

### **7.1.2. Условия, определяющие эффективность процесса обработки и интерпретации**

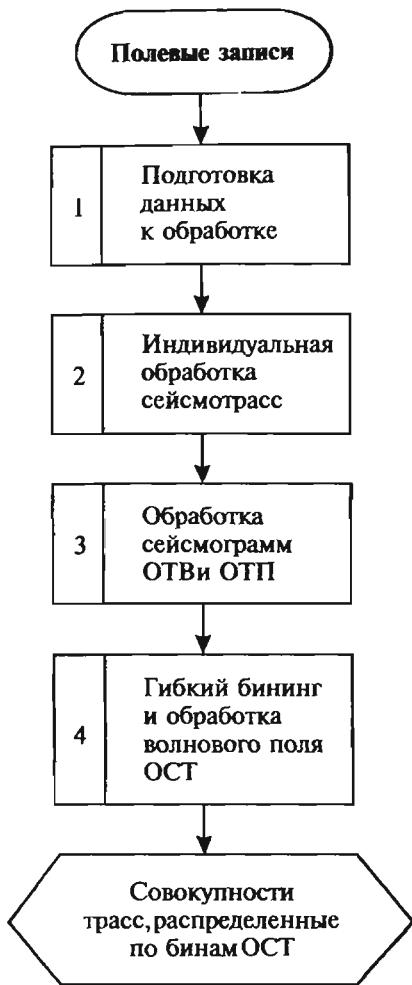
Высокая эффективность обработки и интерпретации может быть достигнута при соблюдении ряда условий. Главные из них сводятся к следующему:

1. Необходимо иметь качественные исходные данные, обладающие высоким соотношением сигнал/помеха, полученные с помощью широкополосной высокоразрядной аппаратуры и площадной системы наблюдений, адекватной поставленным задачам (см. главу 2).
2. На площади исследований должна быть хорошо изучена ЗМС с помощью МСК и специальных наблюдений с регистрацией преломленных волн от подошвы ЗМС. Одновременно должна существовать возможность независимого определения и коррекции статических поправок по первым вступлениям на сейсмограммах ОТВ.
3. Желательно располагать опорными данными в виде глубоких скважин, разрез которых хорошо изучен геолого-геофизическими методами и, в первую очередь, с помощью ВСП и СК.
4. Необходимо наличие быстродействующих ЭВМ и развитого программно-алгоритмического обеспечения.
5. Так как имеется множество систем и программ обработки и интерпретации данных 3D и обилие процедур одинакового назначения, то существует проблема их выбора и конструирования оптимального графа обработки. Поэтому обработчик — интерпретатор должен обладать высокой эрудицией: знать назначение процедур, технологию их применения, алгоритмы, лежащие в основе процедур, физическую сущность процесса распространения волн и сейсмогеологические условия района работ.

В заключение отметим, что обработка и интерпретация данных 3D представляет длительный, трудоемкий и дорогостоящий процесс. Время, затрачиваемое на эти работы, часто превосходит время, необходимое для полевых наблюдений, и затраты на обработку достигают 15—30% от общей стоимости работ.

## **7.2. Обработка волнового поля**

Примерная схема обработки волнового поля, регистрируемого при площадных работах 3D представлена на рис. 7.2. В соответствии с этой схемой первым этапом (1) является подготовка данных к обработке, второй этап (2) заключается в индивидуальной обработке сейсмотрасс, на третьем этапе (3) выполняется обработка сейсмограмм ОТВ, четвертый этап (4) заключается в гибком бининге и обработке волнового поля ОСТ.



**Рис. 7.2. Последовательность операций обработки волнового поля (ОВП)**

### 7.2.1. Подготовка данных к обработке и индивидуальная обработка сейсмотрасс

Подготовка данных к обработке заключается в представлении всех записей в едином формате в виде сейсмограмм ОТВ для каждого ФН, редактировании данных с применением следующих процедур:

- отбраковка и смена полярности трасс;
- мьютинг с определением начального и конечного полезного времени;
- подавление амплитудных выбросов и шумовых зон;
- выравнивание частотного спектра сигнала.

При индивидуальной обработке сейсмоданных, основными являются следующие процедуры:

- восстановление или нормировка амплитуд для устранения геометрического расхождения;
- одноканальная частотная фильтрация для подавления звуковых, поверхностных, среднескоростных и других волн-помех, спектр которых отличен от спектра полезных волн;
- одноканальная (обычно минимально-фазовая) деконволюция для унификации формы полезных сигналов.

### **7.2.2. Обработка сейсмограмм ОТВ и ОТП**

Обработка сейсмограмм ОТВ и ОТП применяется, главным образом, для исключения влияний на времена прихода и амплитуды полезных волн неоднородностей верхней части разреза, ослабления регулярных волн-помех, повышения разрешенности отражений. Основными при обработке сейсмограмм ОТВ и ОТП являются следующие операции:

- расчет и многократная коррекция статических поправок для учета неоднородностей ВЧР и приведения данных к единому уровню;
- многоканальная частотная и волновая фильтрация для ослабления звуковых, поверхностных и кратных волн;
- деконволюция в варианте 3D, устраняющая влияние изменчивости поверхностных условий на форму сигнала;
- коррекция амплитуд отраженных волн для исключения влияний изменчивости условий возбуждения и приема;
- редактирование сейсмограмм для устранения шумовых зон.

Остановимся на расчете и коррекции статических поправок в варианте 3D, а затем приведем результат полной обработки сейсмограмм ОТВ с перечислением процедур, которые обеспечивают её оптимальность.

#### *Пример расчета и коррекции статических поправок*

Приведем пример расчета и итеративной коррекции статических поправок для площади, отработанной с помощью ортогональной системы 3D, состоящей из широтных  $x_{\Pi}$  ( $y_{\Pi} = \text{const}$ ) линий приема и меридиональных  $y_B$  ( $x_B = \text{const}$ ) линий возбуждения (рис. 7.3). На внешнем контуре рис. 7.3 нанесены координаты ОПП ( $x_{\Pi}$ ) и ОПВ ( $y_B$ ), а на внутреннем контуре — координаты ОСТ ( $x, y$ ). Кратность перекрытий, достигнутая при отработке системы, изображена на рис. 7.4.

Исходными данными для расчета статических поправок послужили сведения о рельефе местности, а также о скоростных свойствах верхней части разреза. Первый вариант распределения статических поправок на площади работ рассчитан с использованием схемы превышений ПП (рис. 7.5) и ПВ (рис. 7.6) в метрах над уровнем приведения и данных о скорости в ЗМС. Расчет выполнен в предположении вертикального хода в ЗМС лучей отраженных волн. Результаты расчета поправок за ПП и ПВ в миллисекундах изображены, соответственно, на рисунках 7.7 и 7.8.

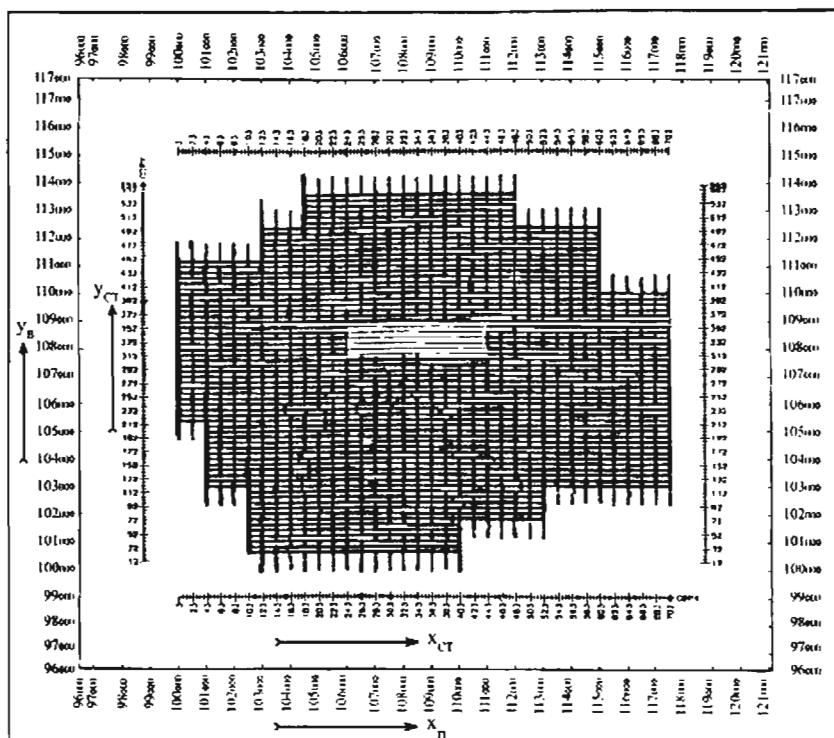


Рис. 7.3. Схема расположения ПВ, ПП и СТ

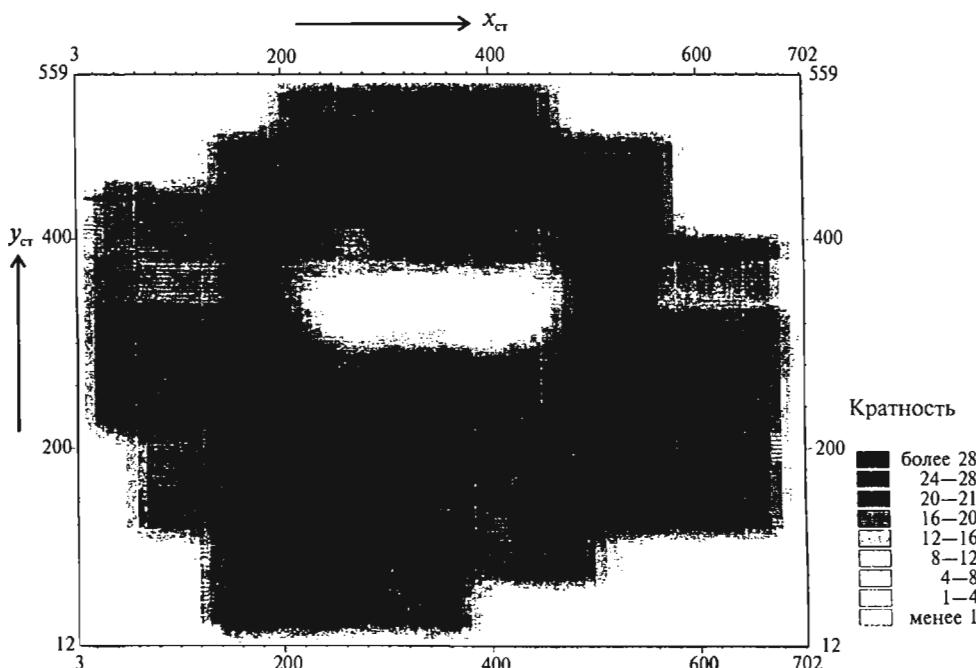


Рис. 7.4. Схема кратности

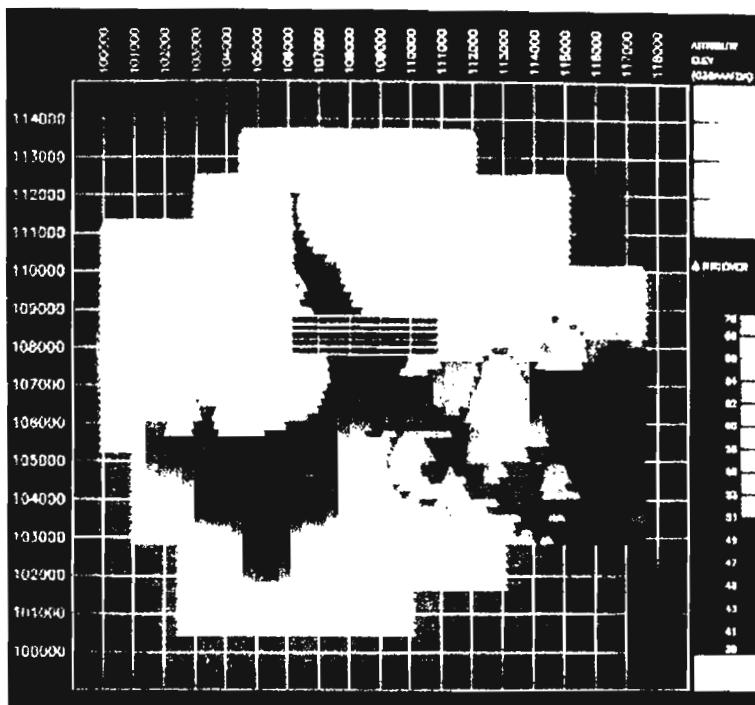


Рис. 7.5. Превышения на ПП

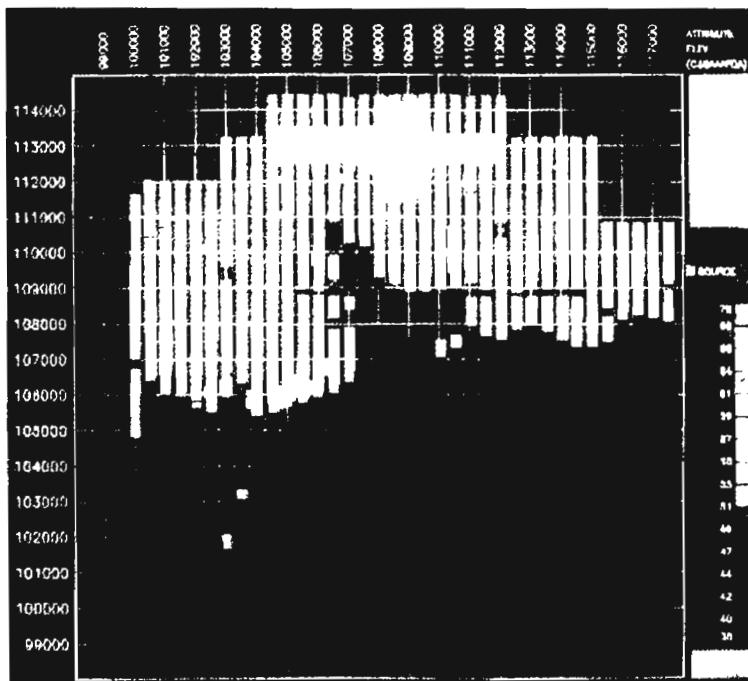


Рис. 7.6. Превышения на ПВ

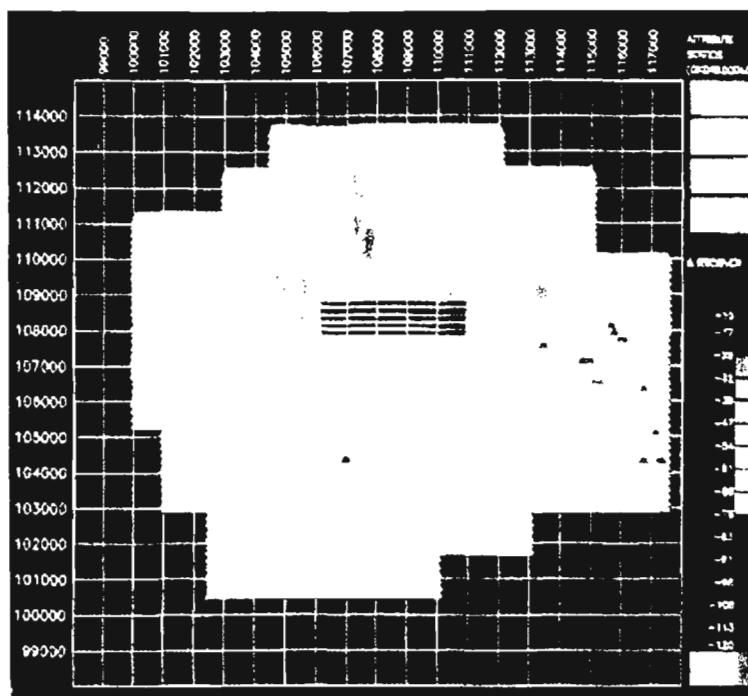


Рис. 7.7. Расчетная статика за ПП

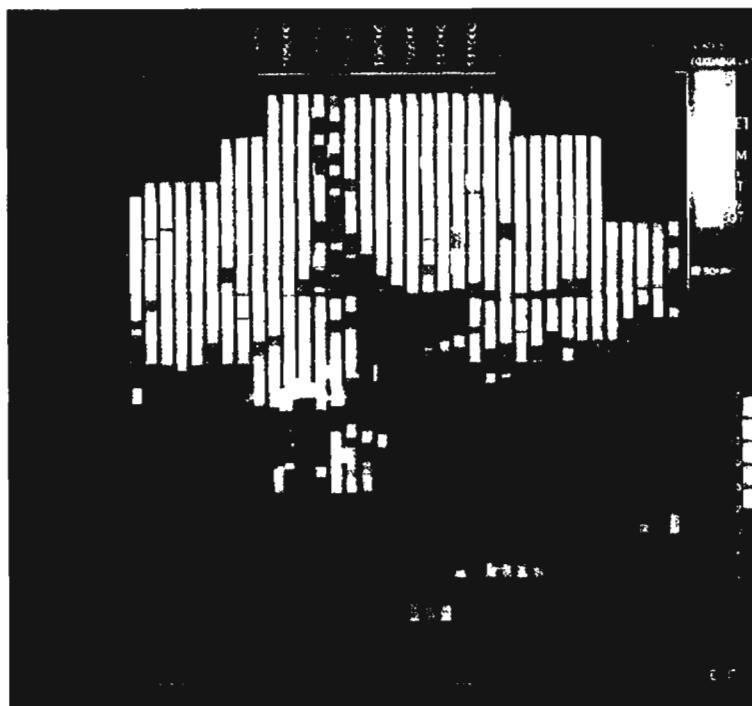


Рис. 7.8. Расчетная статика за ПВ

Многократная коррекция поправок проводилась по первым вступлениям преломленной волны. Рисунки 7.9 и 7.10 иллюстрируют результаты первой коррекции, а рисунки 7.11, 7.12 — результаты завершающей коррекции. Наблюдается существенное отличие статических поправок за ПВ после первой коррекции от расчетных. Окончательная (третья) коррекция дает поправки, мало отличающиеся от первой коррекции, что в данном случае указывает на оптимальность конечного результата.

#### *Пример обработки сейсмограмм OTB*

Эффективность обработки, как уже отмечалось в п. 7.12 зависит от: качества исходных данных, совершенства пакета обрабатывающих программ и правильности выбора операций и процедур с учетом сейсмогеологических особенностей района работ. Здесь, в качестве примера, приведены результаты обработки, при соблюдении названных условий, сейсмограмм OTB (рис. 7.13, 7.14) для двух ПВ, принадлежащих БН, изображеному на рис. 2.33 в главе 2. Сейсмограмма (рис. 7.13) получена из ПВ, расположенного в центре второй ЛВ, и сейсмограмма (рис. 7.14) — из ПВ в центре четвертой ЛВ указанного БН.

Регистрация велась сейсмостанцией *Inpsi/Ouput*—2000. Обработка выполнена с применением обрабатывающей системы *ProMAX*, версия 7.2. Эффективность обработки характеризует сопоставление сейсмограмм до и после обработки. На сейсмограммах, полученных после обработки, подавлены поверхностные и другие волны — помехи. Четко прослеживаются отраженные волны, в том числе и на временных интервалах, где до обработки они не выделяются или имеют недостаточную разрешенность во времени. На рисунках помимо сейсмограмм приведены их амплитудно-частотные спектры до и после обработки в различных временных интервалах (600—1600 мс, 1500—3000 мс, 2900—3800 мс), свидетельствующие о существенном расширении спектров в процессе обработки.

Результаты обработки свидетельствуют об обоснованности применения комплекса процедур, реализующих индивидуальную обработку сейсмотрасс и обработку сейсмограмм применительно к задачам формирования изображений и кинематического анализа. Процедуры с оптимизацией их параметров выбраны на основе тестирования и применялись в такой последовательности:

- отбраковка и смена полярности трасс;
- мьютинг;
- подавление амплитудных выбросов;
- выравнивание частотного спектра сигнала;
- восстановление амплитуд на основе сферического расхождения;
- нормировка амплитуд;
- ослабление звуковых и поверхностных волн-помех;
- минимально-фазовая импульсная деконволюция;
- полосовая фильтрация;
- подавление кратных волн-помех;
- редактирование с целью подавления шумовых зон;

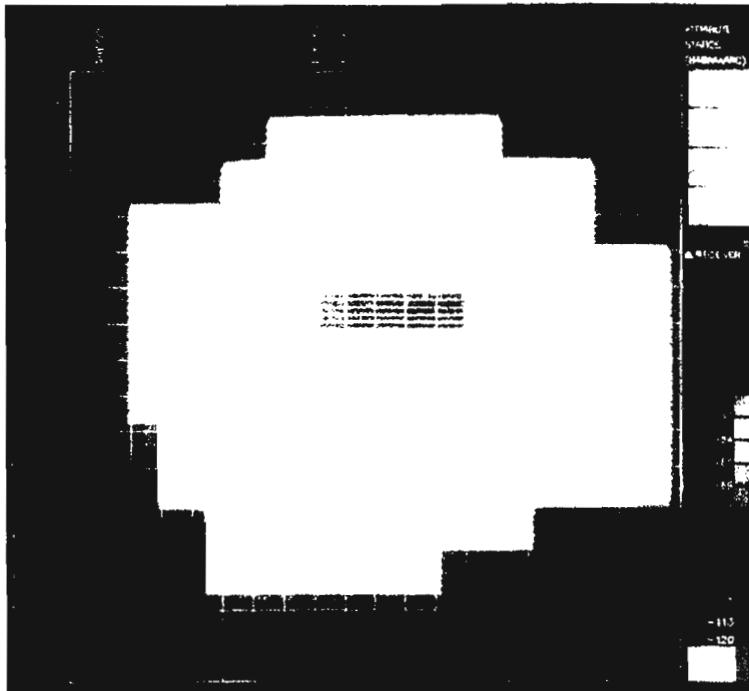


Рис. 7.9. Первая итерация коррекции статических поправок за ПП

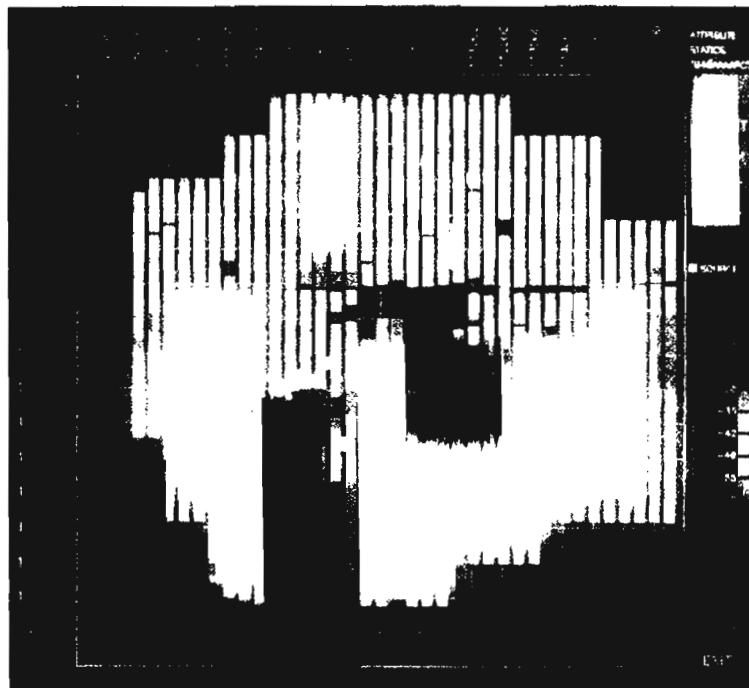


Рис. 7.10. Первая итерация коррекции статических поправок за ПВ

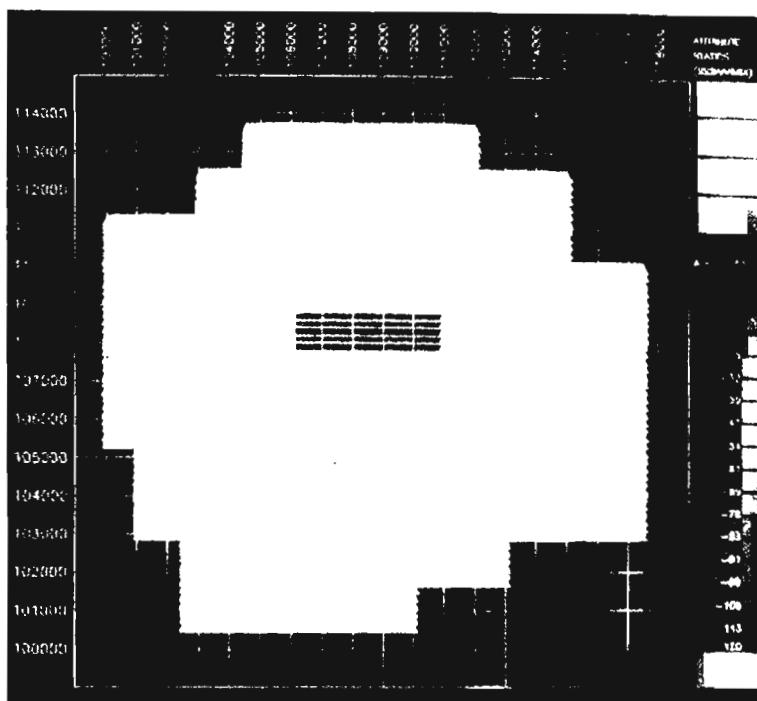


Рис. 7.11. Окончательная статика за ПП



Рис.7.12. Окончательная статика за ПВ

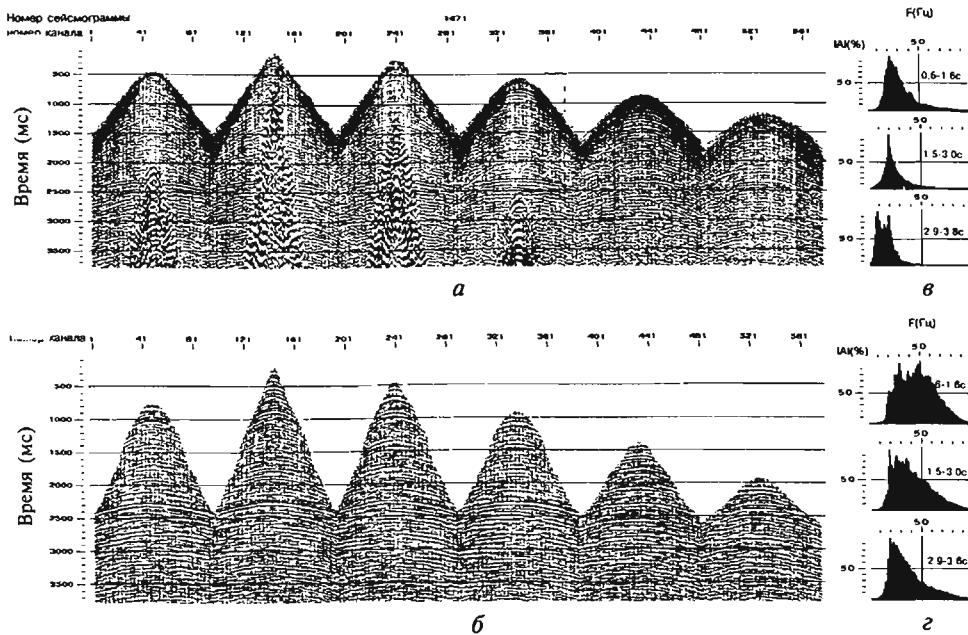


Рис. 7.13. Сейсмограмма ОТВ при расположении ПВ в центре второй ЛП до обработки (а) и после обработки (б) и их амплитудные спектры (в) и (г)

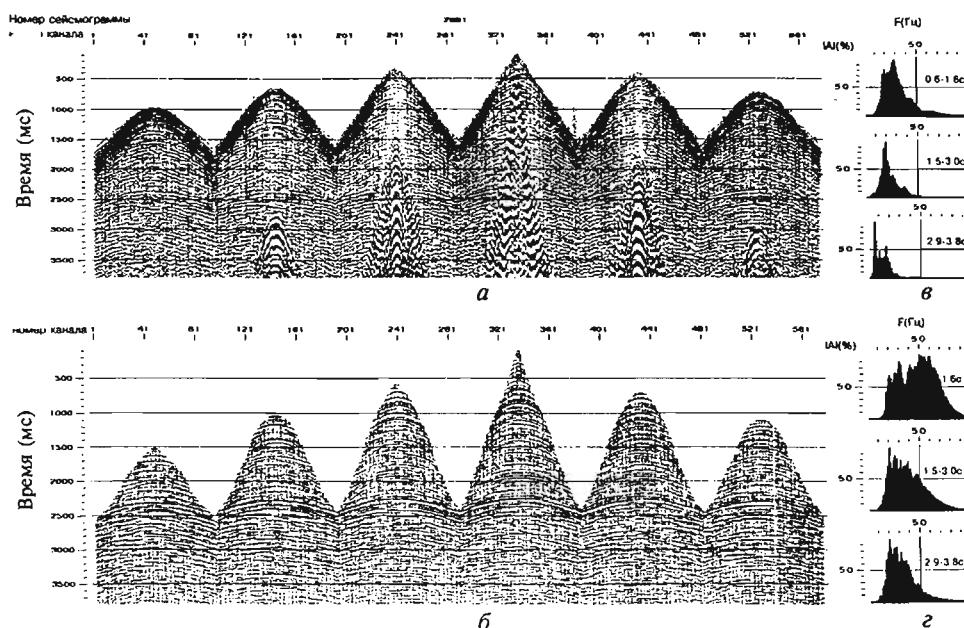


Рис. 7.14. Сейсмограмма ОТВ при расположении ПВ в центре четвертой ЛП до обработки (а) и после обработки (б) и их амплитудные спектры (в) и (г)

- повторное подавление поверхностных и кратных волн;
- построение модели ВЧР (ЗМС);
- расчет статических поправок для модели ВЧР;
- расчет статических поправок по первым вступлениям преломленной волны от подошвы ЗМС;
- площадная коррекция статических поправок по внутренней сходимости;
- площадная коррекция статических поправок посредством максимизации энергии суммирования трасс.
- коррекция статических поправок на основе оптимизации данных скоростного анализа и ДМО-преобразования исходных трасс.

Об оптимальности использованного перечня процедур для последующего динамического анализа, судить трудно, так как нет уверенности, что использованные операции не искажили амплитудные и частотные вариации волнового поля, связанные с глубинными факторами.

### 7.2.3. Гибкий бининг и обработка волнового поля ОСТ

При разбиении площадных работ на бины ОСТ применяют гибкий бининг, обеспечивающий оптимизацию параметров бина и синтез равномерной сети распределения центров бинов в соответствии с требованиями, изложенными в п. 2.3.2. Оптимизация должна обеспечить кратность (число СТ в пределах бина), достаточную для подавления помех; концентрацию СТ вблизи центра бина с координатами  $x, y$ ; широкие, равномерно-дискретные, по возможности прямоугольные спектры  $m(l)$  расстояний  $l_{\min} \leq l \leq l_{\max}$  и спектры  $q(\theta)$  азимутов наблюдений в диапазоне  $0 \leq \theta \leq 360^\circ$ ; малые расстояния  $\Delta x$  и  $\Delta y$  между центрами бинов, позволяющие получить требуемую разрешающую способность и осуществить надежную корреляцию волн.

В процессе оптимизации происходит регуляризация волнового поля — формирование поля  $U(x, y, l, \theta, t)$  для всей площади работ 3D с постоянной и оптимальной для решения поставленной задачи дискретностью ( $\Delta x, \Delta y, \Delta l, \Delta \theta, \Delta t$ ) по всем пяти координатам.

Обработка волнового поля ОСТ  $U(x, y, l, \theta, t)$  сводится к обработке в пределах каждого бина сейсмограмм  $U(l, t)$  последовательно для каждого сектора  $\delta\theta = (n-1)\Delta\theta$ , азимутов со средним значением  $\theta_{cp} = \text{const}$ , а также сейсмограмм  $U(\theta, t)$  последовательно для каждого сектора  $\delta l = (n-1)\Delta l$ , со средним значением  $l_{cp} = \text{const}$ . Здесь  $n$  — число дискретных отсчетов поля в пределах сектора  $\delta\theta$  или  $\delta l$ . При обработке сейсмограмм  $U(l, t)$  и  $U(\theta, t)$  проводят дальнейшую коррекцию статических поправок, одноканальную и многоканальную фильтрацию сейсмозаписей, определяют и корректируют кинематические поправки и скорости суммирования ОСТ и выполняют другие операции, обеспечивающие подавление помех и регуляризацию полезных волн, с учетом решаемых задач. Обработанное волновое поле  $U(x, y, l, \theta, t)$  представляет исходные данные для формирования различного вида объемных изображений волнового поля, его атрибутов и параметров, а также для определения параметров и атрибутов среды, в том числе посредством динамического анализа. Поэтому основное внимание должно быть уделено выбору процедур фильтрации.

Наряду с бинингом по ОСТ при формировании изображений и определении атрибутов и параметров волнового поля и среды иногда применяют бининг по ОТВ и ОТП с получением, соответственно, полей  $U(x_B, y_B, l, \theta, t)$  и  $U(x_\Pi, y_\Pi, l, \theta, t)$ , а иногда бининг крестовых или круговых расстановок с получением волновых полей  $U(x_K, y_K, l, \theta, t)$ , относящихся к центру креста или  $U(x_R, y_R, l, \theta, t)$ , относящихся к центру кругового блока.

### 7.3. Формирование объемных изображений

#### 7.3.1. Исходные данные и конечная цель процесса

Формирование объемных изображений, представляющих распределение смещений или их трансформант в трехмерном пространстве, а также распределение в этом пространстве атрибутов и параметров трехмерного волнового поля или параметров среды получают на основе интерпретации сейсмограмм ОСТ, ОТВ или ОТП, прошедших полную обработку. Общие сведения о такой обработке приведены в предыдущем п. 7.2. Как уже было сказано в этом параграфе, результатом обработки является формирование пятимерного волнового поля ОСТ  $U(x, y, l, \theta, t)$ , где координаты  $x, y$  определяют положение центра бина ОСТ на площасти работ, а координаты  $l, \theta$  и  $t$  соответственно удаления ПВ — ПП, азимут наблюдения и время прихода отраженной волны. Это пятимерное поле  $U(x_K, y_K, l, \theta, t)$  и представляет исходную информацию для формирования объемных изображений.

Конечным результатом процесса является получение объемного изображения  $U(x, y, z)$  в пространственных координатах  $x, y, z$ , где  $z$  — глубина залегания объекта. В качестве промежуточных результатов могут быть получены объемные изображения  $U(x, y, t_{0C}^{ОСТ})$ ,  $U(x, y, t_{0O}^{ОТО})$  и  $U(x, y, t_B)$ , где  $t_{0C}^{ОСТ}$  и  $t_{0O}^{ОТО}$  — времена пробега отражений волн по нормальному лучу соответственно в ОСТ и ОТО, а  $t_B$  — удвоенное время пробега до отражающей границы по вертикали. Изображения  $U(x, y, t_{0C}^{ОСТ})$ ,  $U(x, y, t_{0O}^{ОТО})$  и  $U(x, y, t_B)$  в некоторых случаях (малые углы наклона отражающей границы, однородная покрывающая среда) представляют конечную цель процесса формирования объемного изображения. В качестве исходных данных для формирования объемных изображений можно также использовать пятимерное поле ОТВ  $U(x_B, y_B, l, \theta, t)$  или ОТП  $U(x_\Pi, y_\Pi, l, \theta, t)$ , образованное посредством разбиения площасти работ на бины с площадными координатами центров бинов соответственно  $x_B, y_B$  и  $x_\Pi, y_\Pi$ .

#### 7.3.2. Основные пути формирования объемных изображений

Существует множество путей формирования изображений по пятимерным волновым полям 3D (ВП 3D). Рассмотрим основные из них (рис. 7.15).

Первый путь (I) предусматривает осуществление следующих трех операций:

I.1. Формирование изображения ИОСТ  $\equiv U(x, y, t_{0C}^{ОСТ})$ , в масштабе нормального времени  $t_{0C}^{ОСТ}$ , посредством определения и ввода полных кинематических поправок (ПКП) или кинематических поправок нормального сдвига (NMO) и последующего суммирования трасс ВП ОСТ  $U(x, y, l, \theta, t_{0C}^{ОСТ})$ , в пределах каждого бина с координатами центра  $x, y$ .

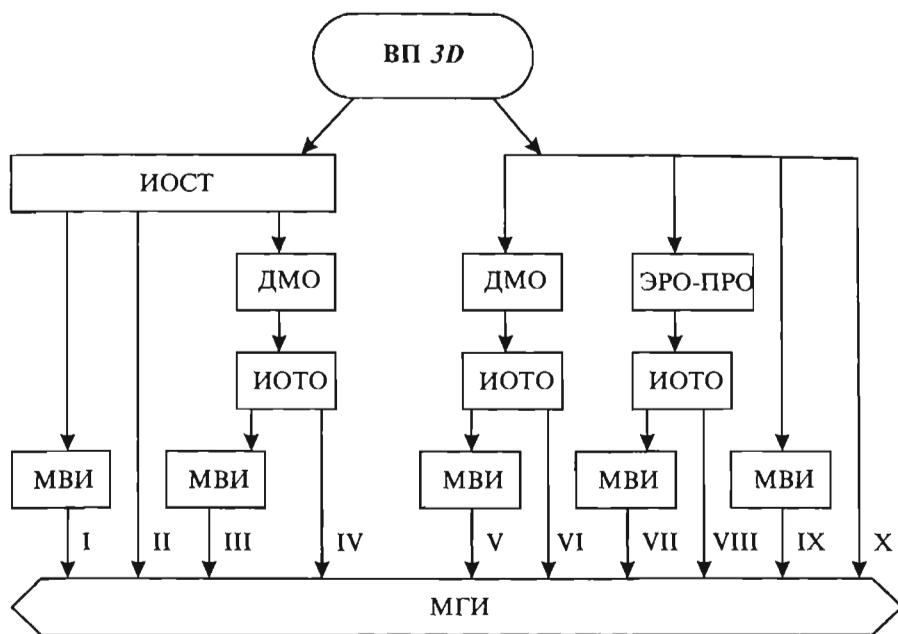


Рис. 7.15. Пути формирования объёмных изображений

I.2. Миграция ИОСТ во временной области для получения мигрированного временного изображения  $MVI \equiv U(x, y, t_B)$ , в масштабе вертикального времени  $t_B$ .

I.3. Пересчет  $MVI$  в мигрированное глубинное изображение  $MGI \equiv U(x, y, z)$ , где  $z$  — глубина по вертикали.

*Второй путь (II) реализуют посредством двух операций:*

II.1. Формирование ИОСТ.

II.2. Глубинная миграция ИОСТ с получением мигрированного глубинного изображения  $MGI$ .

*Третий путь (III) включает четыре операции:*

III.1. Формирование ИОСТ.

III.2. ДМО (*Deep Move Out*) — преобразование ИОСТ с получением изображения ИОТО  $\equiv U(x, y, t_{00}^{ITO})$ , где  $t_{00}^{ITO}$  — нормальное время в общей точке отражения.

III.3. Миграция ИОТО во временной области с получением мигрированного временного изображения  $MVI$ .

III.4. Пересчет  $MVI$  в  $MGI$ .

*Четвертый путь (IV) представлен тремя операциями:*

IV.1. Формирование ИОСТ.

IV.2. ДМО — преобразование ИОСТ с получением ИОТО.

IV.3. Миграция ИОТО в глубинной области с формированием  $MGI$ .

*Пятый путь (V) содержит три операции:*

V.1. Формирование ИОТО посредством ДМО-преобразования исходных трасс.

V.2. Миграция ИОТО во временной области с получением  $MVI$ .

V.3. Пересчет  $MVI$  в  $MGI$ .

*Шестой путь* (VI), также как и пятый, состоит из трех операций с той лишь разницей, что для формирования ИОТО используется вместо ДМО процедура параметрической развертки отображений (ПРО) исходных трасс, частным случаем которой является эллиптическая развертка отражений (ЭРО).

*Седьмой путь* (VII) включает две операции:

VII.1. Формирование ИОТО посредством ДМО-преобразования исходных трасс.

VII.2. Глубинная миграция ИОТО с получением МГИ.

*Восьмой путь* (VIII) отличается от седьмого пути тем, что при формировании ИОТО используют вместо ДМО-преобразования исходных трасс процедуру ЭРО-ПРО-преобразования.

*Девятый* (IX) путь представлен двумя операциями:

IX.1. Миграция исходного волнового поля во временной области с получением МВИ.

IX.2. Пересчет МВИ в МГИ.

*Десятый* (X) путь заключается в глубинной миграции исходного волнового поля  $U(x, y, I, \theta, t)$  с получением МГИ.

Все десять путей формирования изображений завершаются получением МГИ, однако трудоемкость процесса и его эффективность различна. Так, например, ДМО-преобразование трасс ИОСТ представляет менее трудоемкую, но менее точную процедуру, чем ДМО-преобразование исходных трасс или ЭРО-ПРО-преобразование. Меньшая точность ДМО-преобразования трасс ИОСТ вызвана расфокусировкой ОТО, которая возрастает с увеличением расстояния ПВ—ПП.

Наиболее широкое применение в 3D сейсморазведке получил путь, основанный на применении ДМО-преобразования к исходным трассам.

Важным свойством ДМО и ЭРО-ПРО-преобразований является тождественность результатов, полученных при обработке данных 2D и 3D. Эта тождественность вытекает из независимости времени пробега отраженной волны по нормальному лучу от направления (азимута) продольного профиля наблюдений при любой форме отражающей границы и любых свойствах покрывающей среды. Такой вывод можно сделать, анализируя уравнения временного поля ОТО (глава 6). Отметим важную особенность перечисленных путей формирования изображений, которая состоит в том, что пути с первого по четвертый включительно применимы для интерпретации волнового поля ОСТ, тогда как пути с пятого по десятый применимы для формирования изображения по любым волновым полям 3D: ОСТ, ОТВ, крестовых, круговых и других блоков наблюдений.

Таким образом, используя разные по трудоемкости пути и различные волновые поля 3D, можно сформировать разные по точности и выразительности объемные динамические изображения следующих четырех видов:

- временной куб ИОСТ  $\equiv U(x, y, t_{0C}^{ОСТ})$ ;
- временной куб ИОТО  $\equiv U(x, y, t_0^{ОТО})$ ;
- мигрированный временной куб МВИ  $\equiv U(x, y, t_B)$ ;
- мигрированный глубинный куб МГИ  $\equiv U(x, y, z)$ .

При этом получение глубинного динамического куба МГИ возможно простым пересчетом координаты  $t_B$  временного мигрированного куба МВИ в глубину  $z$  по вертикали, либо посредством глубинной миграции трасс ИОСТ, ИОТО или исходных трасс. Пересчет МВИ в МГИ предпочтителен по сравнению с глубинной миграцией, так как позволяет учесть анизотропию среды.

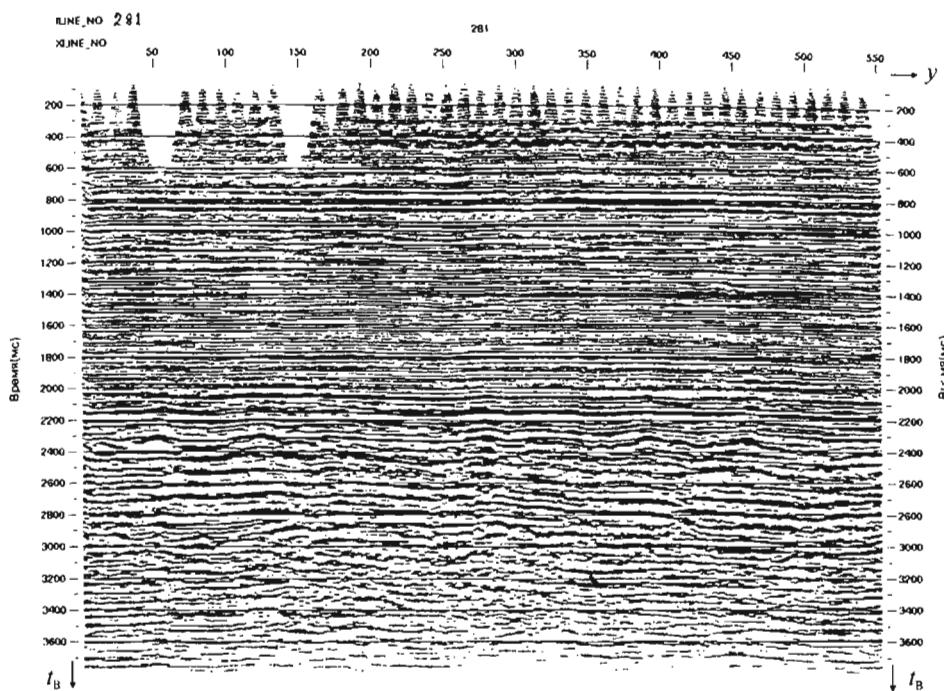


Рис. 7.16. Вертикальное сечение  $u(x, t_B)$  (in line 281) суммарного куба (МВИ) после окончательной обработки

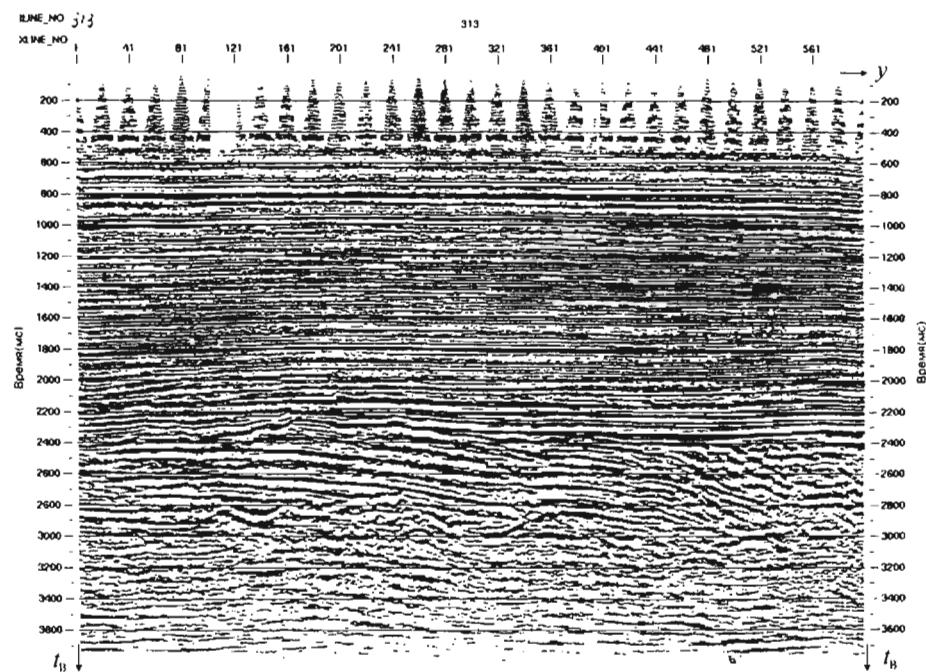


Рис. 7.17. Вертикальное сечение  $u(y, t_B)$  (in line 3.13) суммарного куба МВИ после окончательной обработки

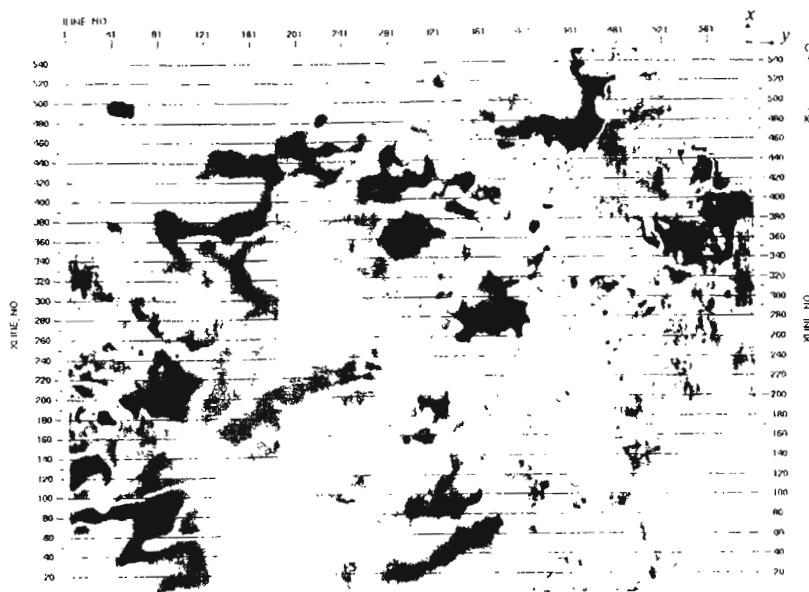


Рис. 7.18. Горизонтальное сечение  $u(x, y)$  (слайс) куба МВИ после окончательной обработки. Время  $t_b = 2134$  мс

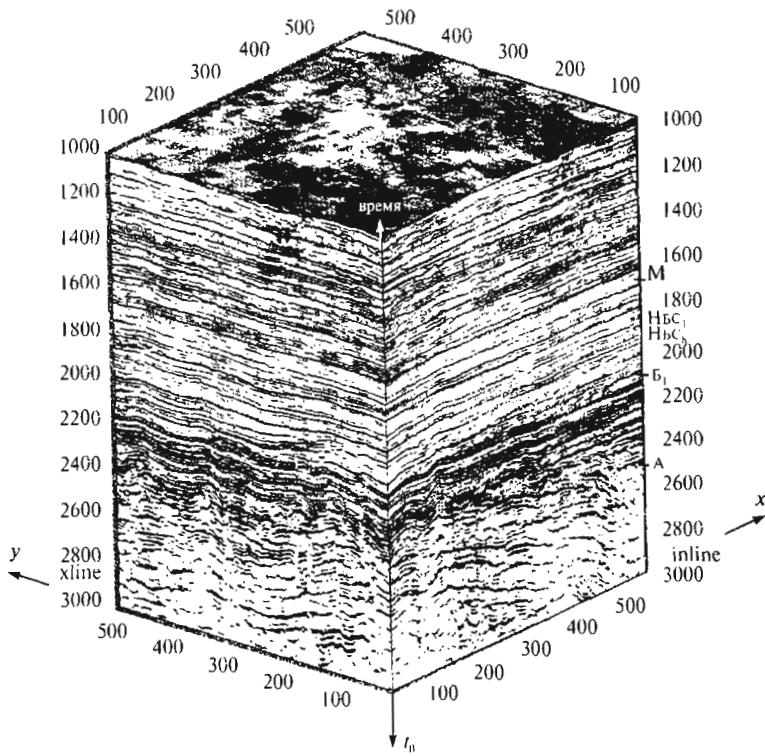


Рис. 7.19. Фрагмент временного сейсмического куба  $u(x, y, t_b)$

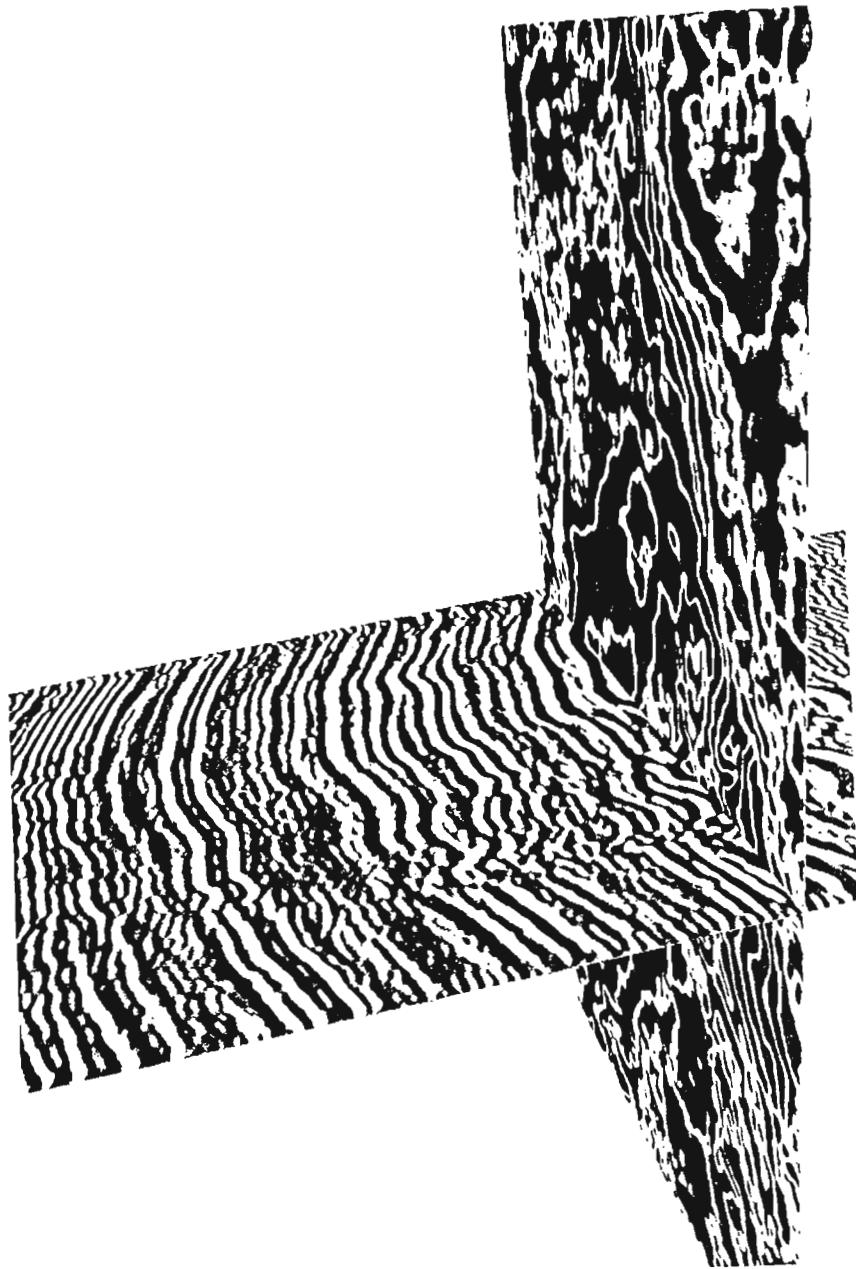


Рис. 7.20. Комбинированное изображение вертикального и горизонтального сечений куба МВИ

Объемные изображения, сформированные с использованием разных путей и способов миграции, подвергают дальнейшей обработке, применяя процедуры ослабления нерегулярных волн-помех в 3D варианте, а также деконволюцию, позволяющую повысить разрешающую способность обработки.

Характерной особенностью обработки 3D является многократный контроль качества обработки, выполняемый практически после каждой из основных процедур. Контроль осуществляют, анализируя, обычно на экране рабочей станции, временные разрезы, выбранные с определенным шагом из куба данных, чаще всего по двум ортогональным направлениям, а также горизонтальные срезы — слайсы.

Об эффективности операции формирования изображений по данным 3D свидетельствуют рисунки 7.16—7.20. На рисунках 7.16—7.19 приведены результаты формирования изображения по данным наблюдений 3D, выполненные сейсмостанцией I/O-2000 в Западной Сибири с использованием ПСН, изображенной на рис. 2.34. В данном случае применялся пятый путь формирования изображений (рис. 7.15). Рис. 7.16—7.17 представляют вертикальные разрезы куба МВИ, а рис. 7.18 — горизонтальный ( $t_b = \text{const}$ ) срез куба. На рисунке 7.19 изображен фрагмент куба МВИ, полученный при трехмерной временной миграции. На изображениях четко выделяется ряд сейсмостратиграфических комплексов доюрского, мезозойского и кайнозойского возраста, ограниченных отражающими границами.

На рисунке 7.20 представлен другой пример объемного изображения данных 3D в виде комбинаций вертикальных и горизонтальных сечений (слайсов) куба МВИ. Изображения получены по данным наблюдений на северо-западе Русской платформы. На изображении выделяются стратиграфические комплексы (в данном случае — палеозоя), ограниченные отражающими границами, а также видны малоамплитудные нарушения.

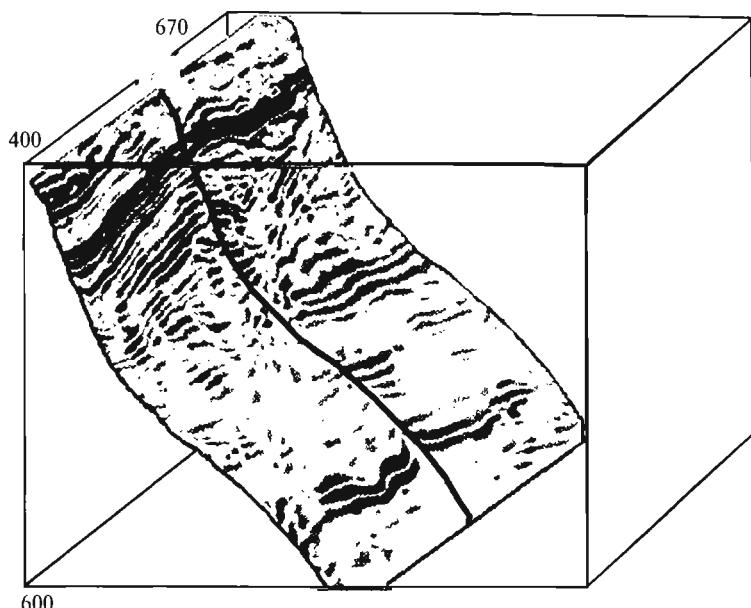
Существуют и другие виды изображений, например в виде разрезов, проходящих через криволинейный ствол скважины и композиций различных сечений и поверхностей (рис. 7.21). Особый интерес представляют палеосинхронные срезы (слайсы), характеризующие свойства горизонта на момент его образования. На рис. 7.22 приведен пример палеосреза, на котором прослеживается русло древней реки.

В заключение параграфа 7.3. подчеркнем, что объемные изображения в трехмерных пространствах  $(x, y, t_0)$ ,  $(x, y, t_b)$  и  $(x, y, z)$  можно получить не только для волнового поля, но и для его параметров и атрибутов, а также отметим, что вопросам теории и технологии формирования изображений посвящена глава 8.

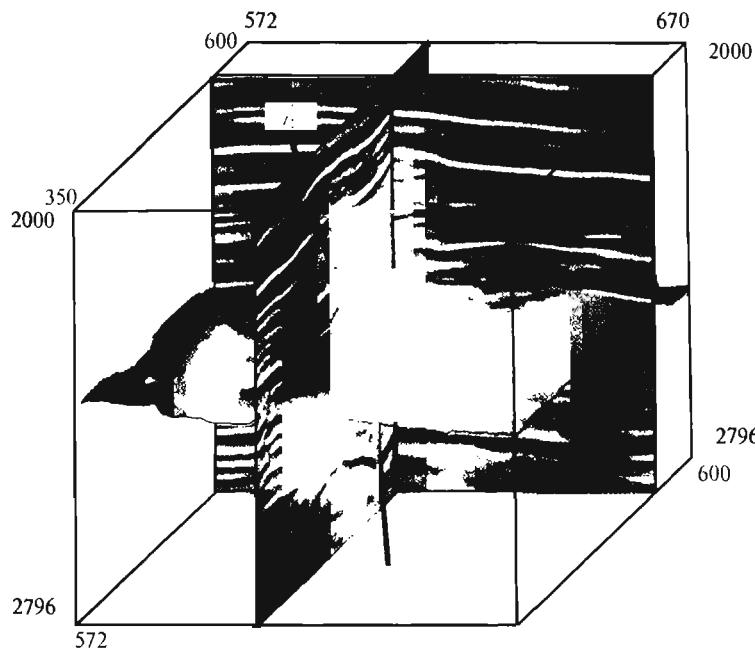
### 7.4. Общие сведения о способах определения параметров и атрибутов волнового поля и параметров среды

#### 7.4.1. Исходные данные и конечная цель

Параметры и атрибуты волнового поля подразделяются на кинематические КПА и динамические ДПА параметры и атрибуты. Исходной информацией для их определения являются волновые поля 3D. В промышленном масштабе

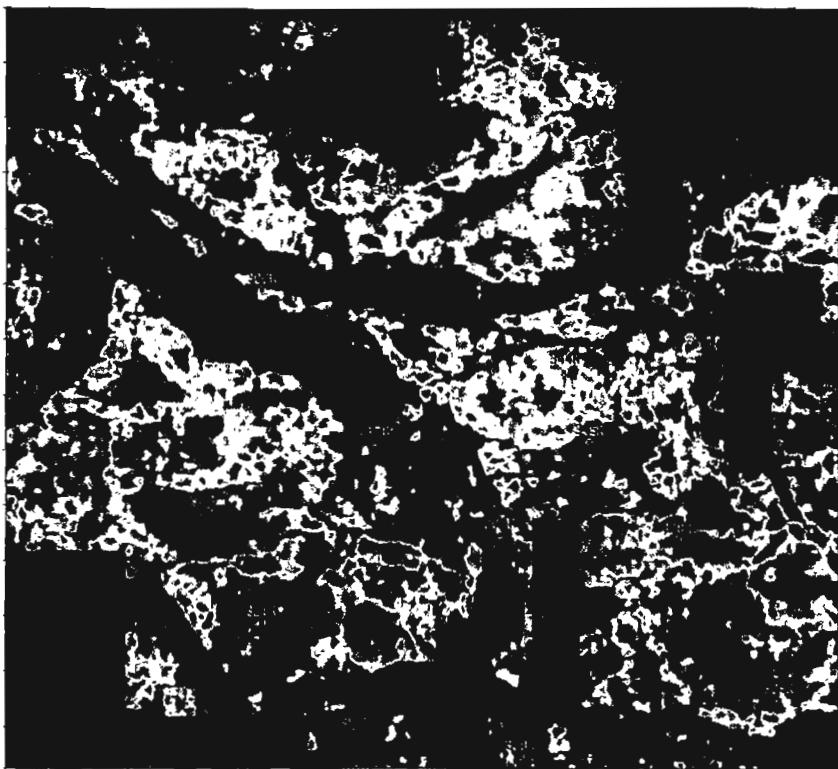


*а*



*б*

Рис. 7.21. Сечение куба МГИ по криволинейной поверхности (а), проходящей вдоль ствола наклонной скважины и трёхмерная композиция (б) вертикальных сечений куба МГИ, геологической поверхности и скважины



**Рис. 7.22. Палеосинхронный срез (слайс) куба МВИ**

используются, главным образом, сформированные посредством гибкого бининга волновые поля ОСТ. Способы, основанные на интерпретации волновых полей ОТВ и ОТП, имевшие широкое распространение в период применения аналоговой регистрации и 2D сейсморазведки, в настоящее время применяются редко.

Многие параметры и атрибуты можно получить на основе интерпретации трасс волнового поля для нулевого удаления ПП—ПВ, а также трансформации трасс ИОСТ, ИОТО, МВИ и МГИ. Нахождение ряда параметров требует совместной интерпретации волнового поля ОСТ и его трехмерных изображений.

Конечной целью является определение физических свойств среды по КПА и ДПА.

#### 7.4.2. Способы определения КПА

Все способы определения КПА по данным 3D сейсморазведки можно подразделить на четыре группы (рис. 7.23).

К первой группе относятся способы численного анализа (ЧА) временно-го поля ВрП отраженных волн. Эти способы предусматривают корреляцию волн с целью получения ВрП и последующего нахождения КПА. Эта группа способов имеет ряд разновидностей. Различают способы дифференциальные

(Д), интегральные (И), минимизации (М) расхождения  $Q$  экспериментального и модельного временных полей. Первая разновидность способов анализа ВрП применяется для определения дифференциальных эффективных параметров, вторая — для нахождения интегральных эффективных параметров. Третья разновидность предусматривает нахождение как интегральных эффективных параметров среды, так и непосредственно пластовых ее параметров. Основными эффективными параметрами являются — эффективная скорость, эффективная глубина залегания границы по нормали к ней, эффективные угол и азимут наклона границы, а пластовыми параметрами — пластовые скорости и мощности пластов, истинные углы и азимуты наклона границы.

Вторая группа определения КПА основана на регулируемом направленном анализе (РНА) волнового поля и получении вертикальных (ВС) и горизонтальных (ГС) спектров эффективных параметров, а также параметров РНП и  $\tau$ - $p$  преобразования. В качестве кинематических параметров в этом случае выступают такие эффективные параметры как скорость, глубина, угол и азимут наклона границы, а атрибутами являются их спектры, содержащие качественную информацию о свойствах волнового поля и применяемого алгоритма.

К третьей группе относятся способы оптимизации объемных изображений (ОИ). С помощью этих способов определяют те кинематические параметры, которые обеспечивают получение наиболее четких, геологически правдоподобных объемных изображений. Основными параметрами в этом случае являются скорости суммирования, оптимальные для формирования объемных изображений среды (ИОСТ, ИОТО, МВИ и МГИ). Эти скорости могут различаться между собой и не совпадать с эффективными скоростями, найденными посредством способов анализа ВрП и РНА.

Четвертую группу составляют способы параметрических диаграмм (СПД), позволяющие определять весь комплекс КПА посредством совместной обработки ансамблей сейсмограмм ОТВ и ОСТ.

Эффективные параметры независимо от способа их определения могут быть пересчитаны в пластовые параметры.

Отметим, что все перечисленные группы способов определения КПА по данным площадных наблюдений 3D в условиях анизотропной среды позволяют получать сведения о скоростях распространения волн в субгоризонтальном направлении.

Особая роль в 3D сейсморазведке отводится способам определения КПА по скважинным сейсмическим наблюдениям (ССН) (см. п. 7.6). Эти КПА содержат информацию о скоростях распространения волн в субвертикальном направлении, которую, в условиях анизотропной среды, невозможно получить по данным наземных площадных наблюдений [82].

#### **7.4.3. Способы определения ДПА**

Динамические параметры и атрибуты (ДПА) определяются, анализируя волновые поля на сейсмограммах ОТВ и ОСТ, а также на изображениях ИОСТ, ИОТО, МВИ и МГИ.

Способы определения ДПА можно условно подразделить на три группы (рис. 7.24).

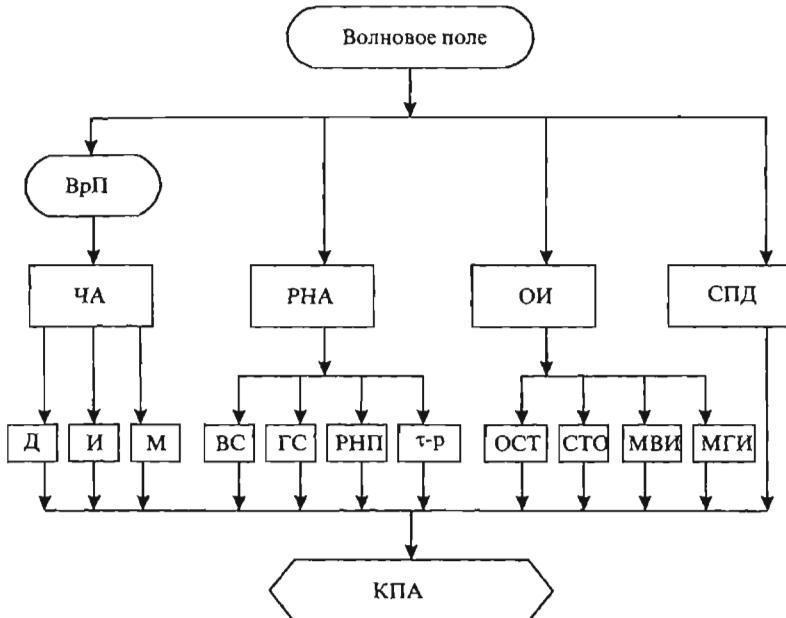


Рис. 7.23. Способы определения КПА

Первая группа основана на анализе амплитудных вариаций (AB) волнового поля, вторая группа — на анализе частотных вариаций (ЧВ) волнового поля. Третья группа объединяет многочисленные способы трансформации волновых полей (ТВП) с целью последующего совместного анализа всевозможных их вариаций (амплитудных, частотных, фазовых, кинематических и др.). Рассмотреть все способы определения ДПА в силу их многочисленности затруднительно. Поэтому на схеме (рис. 7.24) представлены часто используемые наиболее информативные способы, относящиеся к названным трем группам.

Группу AB можно подразделить на две подгруппы. Первая подгруппа базируется на изучении AB с изменением времени  $t_0$  пробега волны по нормальному-отраженному лучу (ABН). В эту подгруппу входят способы яркого пятна (ЯП), псевдоакустического каротажа (ПАК), синтезирования волновых полей (СВП) и подбора модели среды (ПМС). Вторая подгруппа включает способы анализа амплитуд с удалением источника — приемник (ABУ). Наиболее популярным способом этой подгруппы является способ AVO (*Amplitude variation with offset*). Сюда же можно отнести способы параметрических динамических диаграмм (ПД) и упругой инверсии (УИ) волнового поля.

Группу ЧВ составляют способы определения частотно-зависимых параметров поглощения и дисперсии скорости (ПДС) и спектрально-временного анализа (СВАН).

Наиболее известным и часто применяемым способом третьей группы (ТВП) является способ трансформации исходного волнового поля в поля его мгновенных характеристик (МХ) посредством преобразования Гильберта. К этой группе условно можно отнести способ формирования поля энергии рассеянных волн (ПЭРВ) и различные способы статистического анализа (СТАН).

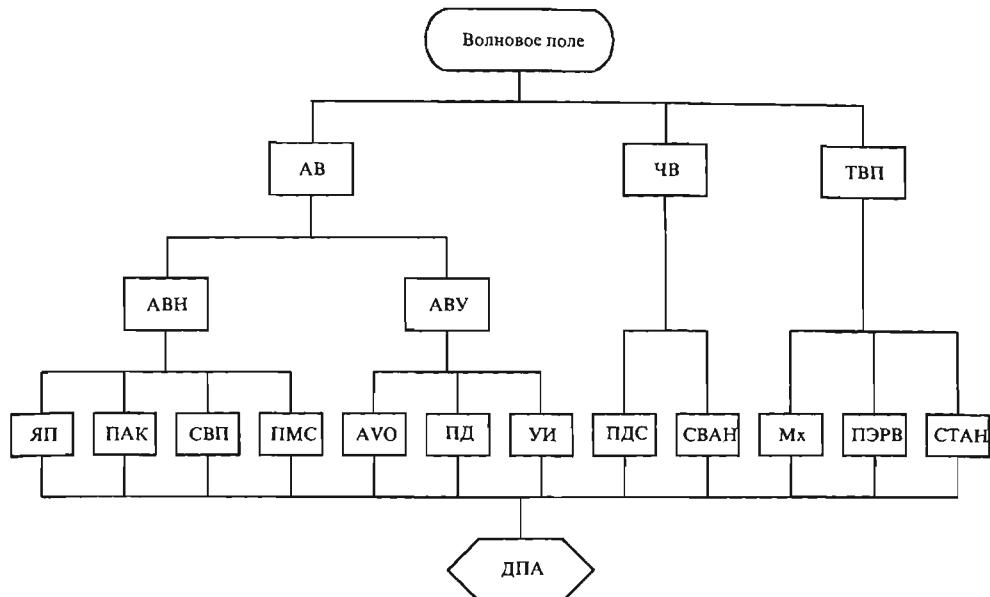


Рис. 7.24. Способы определения ДПА

Мы перечислили главные и, по возможности, независимые группы способов определения и анализа ДПА. В существующих пакетах количество способов определения ДПА измеряется десятками. Например, пакет *WINGS* компании *Western Atlas Software* позволяет определять до 60 таких характеристик.

## 7.5. Общее представление о комплексной геолого-геофизической интерпретации (КГИ) данных 3D сейсморазведки и ГИС

### 7.5.1. Задачи и цели КГИ и современные возможности 3D сейсморазведки

На основе геолого-геофизической интерпретации данных 3D сейсморазведки в комплексе с ГИС (V группа операций, рис. 7.1) возможно решение широкого круга геологических задач. К ним относятся:

1. Пространственное картирование сейсмических (литологических, стратиграфических и физических) границ.
2. Трассирование тектонических нарушений и систем трещиноватости.
3. Изучение литологии сейсмических объектов.
4. Прогнозирование флюидоемкостных свойств (ФЕС) отложений, их пористости и степени трещиноватости.
5. Прогнозирование пластового давления
6. Восстановление истории осадконакопления.
7. Сейсмический мониторинг геологической среды.

Основным целевым назначение КГИ задач является картирование залежей нефти и газа, оценка их продуктивности, а также и динамических изменений залежей в процессе их разработки. Успешность достижения названной цели с помощью 3D сейсморазведки возможно только при наличии данных бурения и ГИС, благодаря следующим достоинствам 3D сейсморазведки:

1. Возможность получения равномерного, с достаточно малым шагом, распределения кинематических параметров, которая обеспечивает более высокую, чем при 2D сейсморазведке и других методах детальность и точность картирования структурных поверхностей. Обычно погрешности структурного картирования при 3D сейсморазведке составляют 3–5 м, тогда, как при 2D сейсморазведке эти погрешности в среднем равны 8–16 м.

2. 3D сейсморазведка позволяет надежно и однозначно прослеживать тектонические нарушения, анализируя рисунок волнового поля на объемных изображениях и их сечениях, а также объемное распределение КПА и ДПА.

3. По данным 3D расширяются возможности выделения и прослеживания фаций по сидементационным слайсам, характеризующим распределение КПА и ДПА на синхронных поверхностях сидементационного процесса и осуществления на этой основе палеомониторинга процесса осадконакопления и тектонических преобразований среды с течением геологического времени.

4. При равномерном азимутальном распределении 3D наблюдений существует возможность трассирования направлений систем трещиноватости и оценки их сравнительной интенсивности и флюидонасыщенности по проявлениям азимутальной анизотропии КПА и ДПА.

5. Возможности 3D сейсморазведки при картировании залежей нефти и газа и оценки их продуктивности резко возрастают при наличии в пределах площади или вблизи нее глубоких скважин, разрез которых детально изучен ГИС. В этом случае по данным 3D сейсморазведки возможна интерполяция или экстраполяция параметров продуктивных пластов в межскважинное или околоскважинное пространство (мощности коллектора, пористости, характеристика флюидонасыщенности) картирования границ развития коллектора, границ залежи и др. На основе функциональных и статических зависимостей между сейсмическими параметрами и атрибутами с одной стороны и характеристиками пластов, вскрытых скважиной, с другой стороны, возможен пересчет полей сейсмических параметров в поля характеристик разреза, полученных на основе ГИС.

6. Периодические сейсмические 3D наблюдения совместно с периодическими наблюдениями ГИС позволяют реализовать мониторинг процесса разработки залежей, заключающийся в изучении изменений флюидоемкостных свойств среды и движения контуров вода—нефть, нефть—газ.

### 7.5.2. Технологические процедуры и вспомогательные геологические задачи КГИ

Картирование залежей и оценку их продуктивности решают, применяя различные технологические процедуры.

Обязательной является процедура определения литолого-стратиграфической принадлежности (привязки) выделенных сейсмических объектов. Эта про-

цедура заключается в моделировании волнового поля по записям ГИС и его сопоставлении с реальным сейсмическим волновым полем. Моделирование проводят чаще всего по данным АК. Имеются также многочисленные примеры успешного использования для этих целей кривых КС, ПС, НГК.

Второй важной процедурой является определение корреляционных (статистических) связей сейсмических параметров и атрибутов с параметрами ГИС и на этой основе связей КПА и ДПА с вещественным составом и флюидоемкостными свойствами среды. При этом необходимо использовать параметры или их трансформанты, обладающие симметричным законом распределения погрешностей и прямолинейной взаимной связью.

Третья процедура состоит в пространственной интерполяции и экстраполяции свойств среды по сейсмическим данным с использованием корреляционных связей этих данных с результатами ГИС.

## **7.6. Общие сведения об обработке и интерпретации скважинных сейсмических наблюдений (ССН)**

### **7.6.1. Методы и задачи ССН**

В 3D сейсморазведке важную роль выполняют скважинные сейсмические наблюдения (ССН), так как только с их помощью можно определить закономерность поведения КПА и ДПА в вертикальном направлении и осуществить надежную стратиграфическую привязку данных площадных систем 3D. Методы ССН подразделяются на интегральные, при которых исследования ведутся в диапазоне частот 5—100 Гц (при высокоразрешающей сейсморазведке до 300 Гц) на базах, измеряемых десятками, сотнями и тысячами метров, и дифференциальные, объединяющие все виды акустического каротажа (АК) в диапазоне частот 0,1—2000,0 кГц на базах 1—10 м. Особую роль выполняет многоволновой АК, хотя в этом случае применение символа АК становится некорректным.

К интегральным методам относят сейсмический каротаж (СК), вертикальное сейсмическое профилирование (ВСП), его поляризационную модификацию (ПМ ВСП), непродольное ВСП (НВСП), ВСП с многократным прослеживанием границ вблизи скважины (ВСП МПГС), ВСП с накапливанием данных в общей срединной точке (ВСП ОСТ), метод обращенных гидографов (МОГ), метод сейсмического торпедирования (МСТ), межскважинное (МСП) и околоскважинное (ОСП) просвечивание и др. Обычно все перечисленные методы, в том числе и те, при которых наблюдения ведут не только на вертикальных, но и на горизонтальных профилях вблизи скважины, объединяют под общим названием ВСП [11] или ССН [41].

Цель интерпретации данных ССН и АК — изучение свойств пород, слагающих разрез и разделяющих их границ в скважине и околоскважинном пространстве: скоростей распространения волн, коэффициентов отражения и поглощения, акустической жесткости, упругой и неупругой анизотропии среды. При изучении перечисленных свойств методы ССН имеют более низкую разрешающую способность, чем АК, однако с помощью них можно более точно,

чем при интегрировании данных АК, определить свойства толстых пластов, что связано с накоплением ошибок при интегрировании. Наоборот, параметры тонких слоев точнее определяются с помощью АК, нежели путем дифференцирования данных ССН.

Наряду с изучением упругих и неупругих свойств разреза при интерпретации данных скважинной сейсморазведки решают следующие геологические и методические задачи:

- 1) определяют кинематические и динамические параметры волн и их природу, осуществляют масштабирование параметров, полученных по данным наземной 3D сейсморазведки;
- 2) осуществляют стратиграфическую привязку волн, регистрируемых при наземных наблюдениях и отождествляют волны разных типов, связанных с одними и теми же элементами разреза;
- 3) выбирают методику 3D работ (условия возбуждения, приема и системы наблюдений), оптимальную для решения поставленных геологических задач;
- 4) выделяют и прослеживают стратиграфические и литологические границы, трассируют тектонические нарушения в околоскважинном пространстве;
- 5) осуществляют геологическую интерпретацию данных наземной сейсморазведки, экстраполируя данные ССН и АК по площади за пределы околоскважинного пространства, используя объемные изображения 3D (ИОСТ, ИОТО, МВИ и МГИ);
- 6) прогнозируют геологический разрез ниже забоя скважины, в том числе залежи нефти и газа а зоны аномально высоких пластовых давлений;
- 7) определяют рациональное размещение скважин и ведут контроль за разработкой месторождений нефти и газа.

При решении трехмерных задач наиболее информативны ССН с применением площадных систем расположения ПВ или ПП по радиальным или круговым профилям относительно устья скважины. С помощью таких наблюдений возможно изучение пространственной анизотропии во всем диапазоне азимутов  $\theta$  наблюдения и в широком диапазоне углов  $\beta$  выхода лучей прямых и отраженных волн. Некоторые результаты изучения азимутальной анизотропии на круговых профилях в окрестности скважин приведены в п. 3.6.4 третьей главы.

### 7.6.2. Обработка и анализ волновых полей ССН

При обработке и анализе волновых полей ССН применяют следующие процедуры:

- составление сводных сейсмограмм и их обработка;
- введение статических поправок;
- введение кинематических поправок;
- распознавание и подавление волн-помех;
- выделение и прослеживание полезных прямых и отраженных волн;
- стратиграфическую привязку волн;
- определение относительной интенсивности кратных волн.

Пример использования ССН для прослеживания  $P$ -волн и стратиграфической привязки отражающих границ приведен на рис. 7.25.

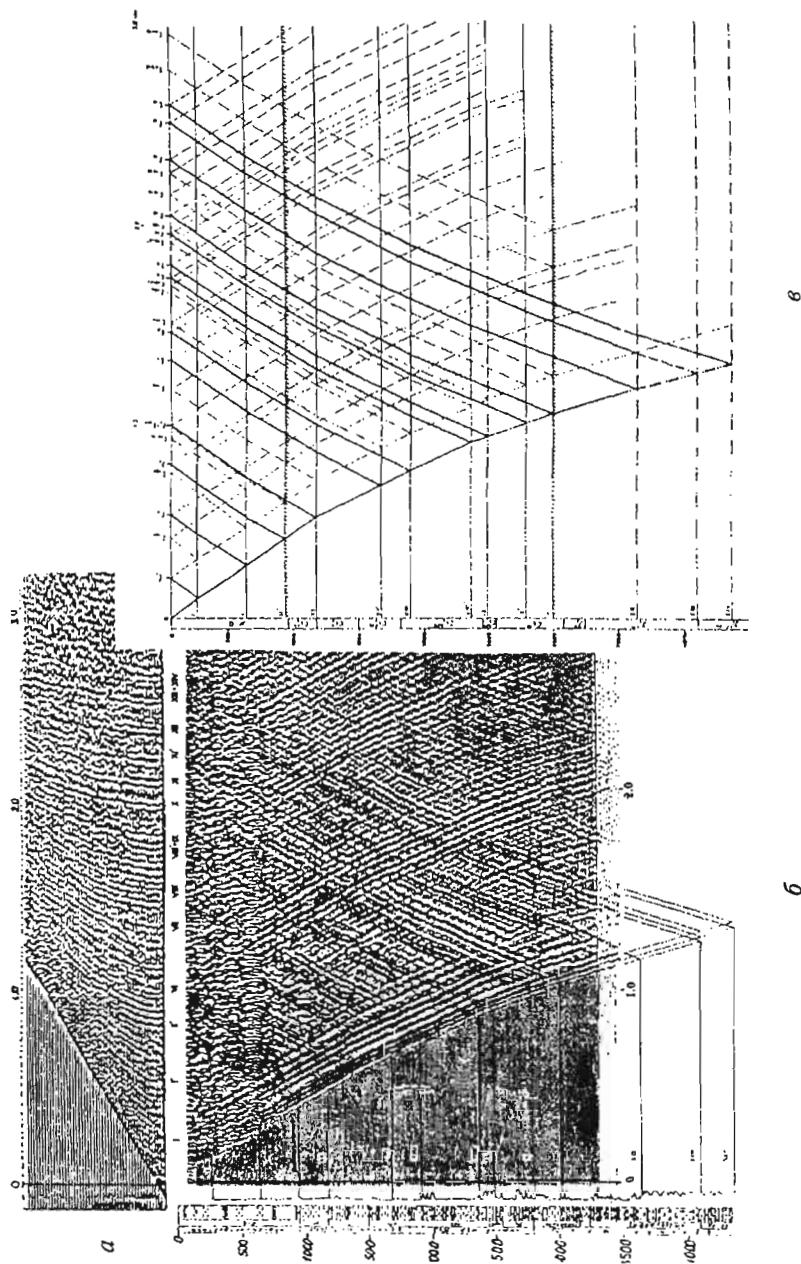


Рис. 7.25. Сводные сейсмограммы ОСТ(а), ВСП (б) и голографы (в) однократных (сплошные линии) и кратных (пунктирные линии) привязки отражаций границ на одной из скважин в Средней Азии

*Составление сводных сейсмограмм и их обработка*

Сводную сейсмограмму получают, располагая трассы  $U(t)$  соответственно глубинам  $z$  вертикального профиля и координатам  $x$  горизонтального профиля. При трехкомпонентных наблюдениях ВСП для каждого вертикального профиля получают три сводные сейсмограммы  $UZ(t, z)$ ,  $UX(t, z)$ ,  $UY(t, z)$ , соответствующие  $Z$ ,  $X$ , и  $Y$  — приему. В случае ПМ ВСП кроме этого рассчитывают сейсмограммы  $UP(t, z)$  и  $UR(t, z)$  для следящих компонент  $P$  и  $R$  в локальной системе координат  $PR$ , где ось  $P$  совпадает с направлением смещения в первой продольной волне, а ось  $R$  лежит в вертикальной плоскости, перпендикулярной к  $P$ .

Сводные сейсмограммы составляют для каждого из удалений  $l = \text{const}$  источника от устья скважины, а сейсмограммы  $U(t, z)$  — для заданных уровней  $z = \text{const}$ . При их составлении определяют и вводят априорные статические поправки для каждой трассы; иногда вводят кинематические поправки; редактируют записи. В процессе обработки корректируют поправки, выполняют амплитудную регулировку, анализируют волновое поле на предмет распознавания волн, а затем осуществляют операции, направленные на подавление волн-помех и выделение и разрешение полезных волн. Результаты такой обработки представляют в виде сейсмограмм ПМ ВСП для составляющих  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  фиксированной системы координат и  $PR$  локальной системы.

На разных составляющих регистрируются преимущественно разные волны. Первая продольная волна лучше всего прослеживается на  $P$ -составляющей, а продольная и обменная отраженные волны на  $P$ - и  $R$ -составляющих.

Большинство процедур обработки сейсмограмм СН аналогично тем, которые применяются при наземной сейсморазведке. Исключение представляют способы определения статических и кинематических поправок, распознавание волн и их стратиграфическая привязка.

*Введение статических и кинематических поправок*

Статические поправки вводят путем смещение трасс по оси времен на величины поправок  $\Delta t$  с целью исключения систематических искажений и разбросов времен на гидографах. Различают поправки:  $\Delta t_m$  — за отметку момента возбуждения;  $\Delta t_b$  — за глубину взрыва;  $\Delta t_n$  — за глубину погружения скважинного приемника;  $\Delta t_d$  — за деформацию пород вблизи источника;  $\Delta t_k$  — за кривизну скважины, в которой проводятся измерения;  $\Delta t_\phi$  — за разность времен на гидографах фаз и первых вступлений. При определении кинематических поправок обязательным является учет преломления лучей и анизотропии среды. Для пересчета непродольного вертикального гидографа  $t(l, z)$  в продольный  $t_b(z)$  рекомендуется использовать зависимость эффективной  $V_{\phi}(\theta, l, z)$  скорости от азимута лучевой плоскости относительно направления фактора, вызывающего анизотропию, вынося  $l/\Pi B$  относительно устья скважины и глубины  $z$  (см. п. 9.4.2).

*Распознавание волн-помех и борьба с ними*

Волны-помехи возникают при воздействии упругих волн на натянутый кабель, обсадную колонну или столб жидкости, заполняющий скважину.

Кабельные волны возникают при нежестком контакте сейсмоприемника со стенкой скважины, имеют сложную поляризацию и распространяются со скоростью 2000—4000 м/с.

Трубные волны возникают в условиях скользящего контакта обсадных труб с породами. Скорость их 4600—4800 м/с, имеют сильное затухание. Известны также волны-помехи, возникающие из-за вибрации обсадных труб, и изгибные трубные волны с аномально-низкой (450 м/с) скоростью.

Гидроволны распространяются по контакту пород и столба жидкости, заполняющей скважину (волны Лэмба). С уменьшением толщины обсадки и модуля сдвига окружающих пород скорость волн снижается. Частотный спектр заключен в полосе частот 0—100 Гц. Фазовая скорость практически не зависит от длины волны.

При слабом контакте сейсмоприемника с обсадкой скважины и породами часто возникают собственные колебания системы сейсмоприемник—стенка скважины—порода.

#### *Выделение и прослеживание полезных волн*

К полезным относятся продольные, поперечные и обменные проходящие (прямые) и отраженные волны, распространяющиеся по породам в околоскважинном пространстве.

Проходящие волны прослеживаются на сейсмограммах вертикального профиля  $UZ(t, z)$  в виде нисходящих прямолинейных или слабокриволинейных осей синфазности. При этом проходящие продольные волны четко регистрируются первыми на записях  $Z$ -,  $P$ - и  $X$ -компонент, а проходящие поперечные волны  $SV$  и  $SH$  — на некотором остаточном фоне продольных и обменных волн на записях  $R$ - и  $Y$ -компонент. Обменные проходящие волны удается наблюдать на  $X$ - и реже на  $P$ -компонентах. На  $X$ -компоненте обычно четко видны нисходящие оси синфазности волн, претерпевших обмен на границах.

Отраженные волны прослеживаются на вертикальном профиле в виде восходящих осей синфазности, примыкающих к нисходящим осям первых волн.

Многократно-отраженные волны отмечаются на вертикальном профиле в последующей части записи в виде восходящих и нисходящих осей, пересекающихся на уровне залегания отражающих границ и вблизи поверхности земли.

На сейсмограммах  $U(t, x)$ , горизонтальных (уровенных) профилей ( $z = \text{const}$ ) оси синфазности всех перечисленных волн имеют квазигиперболическую форму.

По кинематическим и динамическим особенностям все регулярные волны различаются между собой на сейсмограммах вертикального профиля более резко, чем на сейсмограммах горизонтальных (уровенных) профилей. Поэтому, прослеживая волны на вертикальном профиле до границ раздела, удается распознать их природу, выделить в разрезе преломляющие и отражающие границы, а также границы обмена.

При изучении скорости и поглощения волн  $P$  и  $S$  используют, в основном, записи вступлений проходящих волн, а при больших удалениях источника от исследуемой скважины — рефрагированных и преломленных волн.

Последующие волны — отраженные, многократно-отраженные (как монотипные, так и обменные) несут дополнительную информацию о

средних и пластовых скоростях, при этом создается возможность контроля правильности определения скоростей по гидографам первых волн. По записям этих волн изучают отражающие свойства разреза, а также получают дополнительные сведения о его поглощающих свойствах.

Проходящие и отраженные волны, выделенные и прослеженные на горизонтальных (уровенных) профилях, используются в основном для прослеживания границ, изучения латеральных изменений свойств разреза и анизотропии этих свойств.

Стратиграфическая привязка и отождествление волн. На вертикальном и горизонтальном профилях и сейсмограммах разных компонент записи выполняют путем сопоставления соответствующих волновых картин. Уверенное отождествление волн, прослеженных в скважине и на профиле ОСТ, и их стратиграфическую привязку к геологическим горизонтам удается осуществить с высокой точностью при согласованности процедур обработки данных ВСП и ОСТ и применении специальных приемов выделения отраженных волн на сейсмограммах ВСП. При такой привязке сейсмограммы ВСП после введения кинематических поправок и вычитания кратно-отраженных падающих волн сопоставляют с примыкающими к скважине сейсмограммами или элементом временного разреза ОСТ (рис. 7.25). Точность привязки существенно повышается при использовании сейсмограмм ПМ и ВСП для различных компонент волнового поля. Высокоинформативны в этом отношении сейсмограммы компоненты  $Y$ , на которых отсутствует интенсивная падающая волна, что позволяет проследить отраженные волны вплоть до области их образования. С помощью ПМ ВСП можно отождествлять волны разного типа, связанные с одной и той же границей, и их стратиграфическую привязку, что повышает эффективность интерпретации наземной многоволновой сейсморазведки.

Определение относительной интенсивности кратных волн. По записям ССН можно более надежно, чем по наземным записям, определить соотношение амплитуд  $a_n/a_1$ , одновременно приходящих кратных и однократных волн, что важно знать при расчете интерференционных систем для подавления кратных волн. Имеется несколько способов оценки  $a_n/a_1$ . Общим для всех способов является измерение амплитуд соответствующих волн в скважине и пересчет их значения на земную поверхность с учетом различия расхождения и поглощения. Соотношения оценивают в разных диапазонах частот.

### 7.6.3. Особенности интерпретации данных ССН

Обработанные волновые поля ССН используют для формирования изображений околоскважинного пространства и определения кинематических и динамических параметров волнового поля.

При формировании изображений применяют, в основном, миграцию данных по лучевой схеме с получением непосредственно МГИ.

Главной задачей, решаемой при кинематическом и динамическом анализе данных ССН является определение параметров среды в субвертикальном направлении. Решению этой задачи посвящен п. 9.4 главы 9.

## ГЛАВА 8. ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СРЕДЫ

В главе 7 были приведены общие сведения о способах формирования трехмерных изображений и определены основные пути (рис. 7.15), используемые для этих целей. При реализации этих путей применяют два вида операций.

Первый вид операций предназначен для формирования трехмерных временных изображений ИОСТ и ИОТО посредством трансформации пятимерных волновых полей  $U(x, y, l, \theta, t)$ , прошедших обработку, сущность которой изложена в п. 7.2, в трехмерные поля  $U(x, y, t_0)$  и  $U(x, y, t_0^{\text{отн}})$ . Трансформация  $U(x, y, l, \theta, t) \rightarrow U(x, y, t_{0C}^{\text{окт}})$  заключается во введении в ПКП или *NMO*-преобразовании волнового поля. Трансформацию  $U(x, y, l, \theta, t) \rightarrow U(x, y, t_0^{\text{отн}})$  выполняют посредством ДМО или ЭРО-ПРО преобразований.

Второй вид операций состоит в миграции трехмерных полей  $U(x, y, t_0^{\text{окт}})$  и  $U(x, y, t_0^{\text{отн}})$ , а также исходных пятимерных полей  $U(x, y, l, \theta, t)$  с получением МВИ  $U(x, y, t_z = 2z/V)$  и МГИ  $U(x, y, z)$ , где  $t_z$  и  $z$ , соответственно, время и глубина по вертикали в общей точке отражения.

### 8.1. Формирование ИОСТ и ИОТО

#### 8.1.1. Определение и ввод кинематических поправок

Одной из основных процедур, применяемых при формировании ИОСТ и ИОТО, является определение и ввод полных кинематических поправок ( $\tau_{\text{ПКП}}$ ) с учетом угла наклона границы. Эта процедура предназначена для пересчета времен  $t$  пробега отраженной волны от ПВ до ПП во времена  $t_0^{\text{окт}} \equiv t_{0C}$  пробега волны по нормально отраженному лучу, выходящему в срединную точку:

$$t_{0C} = t - \tau_{\text{ПКП}} = \sqrt{t^2 - \frac{l^2}{V_{\phi}^2} + l^2 \sin \varphi_{\phi} \cos(\theta - \psi_{\phi})} \quad (8.1)$$

Поправку  $\tau_{\text{ПКП}}$  находят, аппроксимируя среду эффективной однородной моделью с плоской наклонной отражающей границей, т.е. полагая, что при фиксированных значениях координат  $x_c$  и  $y_c$  срединной точки среда характеризуется локально постоянными эффективными параметрами: скоростью  $V_{\phi}$ , эхо-глубиной  $h_{\phi}$ , углом  $\varphi_{\phi}$  и азимутом  $\psi_{\phi}$  падения границы. В общем случае поправка  $\tau_{\text{ПКП}}$ , зависящая от удаления  $l$  ПВ-ПП и азимута  $\theta$  наблюдений, может быть найдена по следующей формуле:

$$\tau_{\text{ПКП}}(l, \theta) = \frac{1}{V_{\phi}} \sqrt{l^2 \left[ 1 - \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi}) \right] + 4h_{\phi}^2} - \frac{2h_{\phi}}{V_{\phi}} = t(l, \theta) - t_{0C} \quad (8.2)$$

Разлагая первое слагаемое выражения (8.2) в биноминальный ряд, пренебрегая третьим и последующими членами ряда и заменяя в знаменателе

полученного равенства  $t_{0C} = \frac{2h_{\phi}}{V_{\phi}}$  на  $t$  (с целью ослабления погрешности, связанной с использованием только двух членов ряда), получим:

$$\tau_{\text{ПКП}}(l, \theta) = \frac{1}{2} \frac{l^2}{V_{\text{ост}}^2(\theta) t(l, \theta)}, \quad (8.3)$$

где

$$V_{\text{ост}}(\theta) = \frac{V_{\phi}}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}}.$$

Для определения полных кинематических поправок без существенной потери в их точности применима формула:

$$\tau_{\text{ПКП}}(l, \theta) = \tau(L, \theta) \frac{l^2}{L^2}, \quad (8.4)$$

основанная на параболической интерполяции кинематической правки  $\tau_{\text{ПКП}}(L, \theta)$ , рассчитанной для максимального удаления  $l_{\max} = L$  в соответствии с (8.2) или (8.3).

Таким образом, для определения полных кинематических поправок во всем диапазоне азимутов наблюдения и формирования ИОСТ, необходимо иметь азимутальные индикаторы скорости  $V_{\text{ост}}(\theta)$ , которые можно получить на основе скоростного анализа либо путем расчетов  $V_{\phi}$  или  $V_{\text{ост}}$  для заданной модели среды.

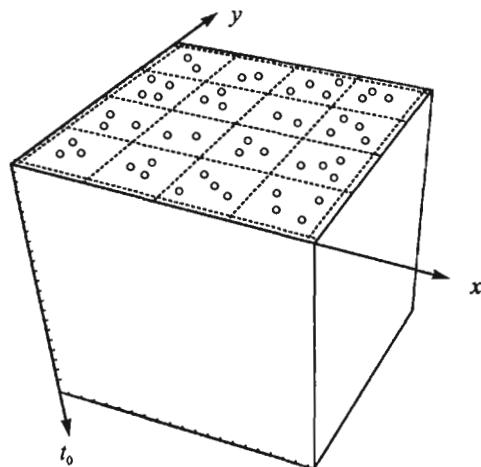
Наряду с формулами (8.1—8.4) для нахождения времени пробега при нулевом удалении часто используют формулу, обеспечивающую ввод кинематической поправки  $\tau_{NMO}$  нормального сдвига (*NMO*):

$$t_{0C} = t - \tau_{NMO} = \sqrt{t^2 - \frac{l^2}{V_{\phi}^2}}, \quad (8.5)$$

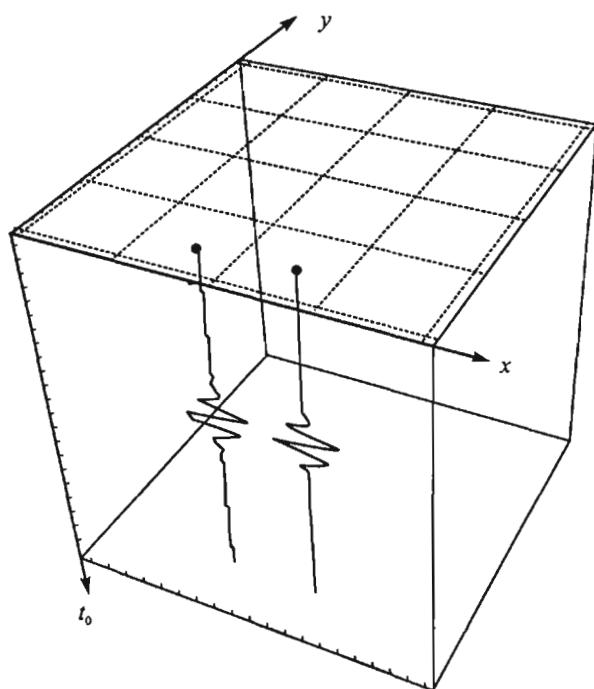
полученную в предположении горизонтальности отражающей границы.

### 8.1.2. Формирование ИОСТ

При построении ИОСТ вся площадь исследований разбивается на бины срединных точек (рис. 8.1a). Каждый бин должен обладать характеристиками, которые обеспечивают необходимую разрешающую способность и помехоустойчивость изображения. Основные требования к бину рассмотрены в главе 2.



*a*



*б*

Рис. 8.1. Разбиение площади и изучаемого объема на бины ОСТ и схематическое изображение трасс  $u(t_0^{\text{ОСТ}})$  для двух соседних бинов

Бин должен иметь большие размеры, содержать достаточное число СТ, иметь широкие спектры удалений  $m(l)$  и азимутов  $q(\theta)$  и характеризоваться малой дисперсией срединных точек.

Оптимальной при построении трассы ИОСТ, относящейся к центру бина, является следующая последовательность процедур:

1. Разбиение поля исходных сейсмопротрас  $U(x_c, y_c, l, \theta, t)$ , принадлежащих бину, на  $M$  азимутальных секторов по возможности небольшого размера  $\Delta\theta$  со средними значениями азимута  $\theta_m$ , где  $m = 1 \div M$ .
2. Построение посредством интерполяции для каждого азимута  $\theta_m$  сейсмограммы  $U(l_n, t)_m$ , обладающей широким спектром удалений  $l_n$ , где  $n = 1 \div N$ .
3. Расчет и ввод в каждую сейсмограмму  $U(l_n, t)_m$  кинематических поправок  $\tau$ , рассчитанных по одной из формул (8.2—8.5) с получением трансформированной сейсмограммы  $U(l_n, t_{0C})_m$ .
4. Формирование трассы ОСТ для каждого азимута  $\theta_m$  посредством суммирования трасс трансформированной сейсмограммы

$$U(t_{0C})_m = \sum_{n=1}^N U(l_n, t_{0C})_m, \quad (8.6)$$

либо путем суммирования исходных трасс сейсмограммы  $U(l_n, t)_m$  по траекториям  $t(l_n) = t_{0C} + \tau$ :

$$U(t_{0C})_m = \sum_{n=1}^N U(l_n, t)_m = \sum_{n=1}^N U(l_n, t_{0C} + \tau_{\text{ПКП}})_m. \quad (8.7)$$

Если эффективные параметры, необходимые для нахождения  $\tau_{\text{ПКП}}$ , неизвестны, то суммирование (8.7) проводят с перебором параметров, определяя те параметры, которые обеспечивают оптимизацию изображений. Эта процедура имеет самостоятельное значение, являясь процедурой определения самих эффективных параметров.

5. Формирование трассы ОСТ, принадлежащей к центру бина (рис. 8.1б) путем суммирования трасс (8.6) или (8.7) по всем азимутам  $\theta_m$ :

$$U(t_{0C}) = \sum_{m=1}^M U(t_{0C})_m. \quad (8.8)$$

Применяя процедуры 1—5 для всех бинов площади, формируют куб ИОСТ  $U(x, y, t_{0C})$ .

Если пренебречь смещением действительных точек отражения относительно срединной точки, что допустимо при малых углах наклона границ, полученное изображение ОСТ можно рассматривать как волновое поле центральных

лучей и использовать для миграции во временной или глубинной области с получением, соответственно, МВИ или МГИ.

### 8.1.3. Формирование ИОТО с помощью ДМО-преобразования

При формировании ИОТО с помощью ДМО-преобразования, также как при построении ИОСТ, исследуемая площадь разбивается на бины СТ, с характеристиками, обеспечивающими требуемую разрешающую способность и помехоустойчивость изображений.

Построение трехмерного изображения ИОТО производят поэтапно. Вначале получают для каждого бина трассу  $U(t_{0O})$ , где  $t_{0O} = t_O^{OTO}$ , относя ее к центру бина, а затем, используя трассы для всех бинов, получают единый куб данных  $U(x, y, t_{0O})$ .

Рассмотрим процесс построения трассы  $U(t_{0O})$ , принадлежащей к центру бина, посредством ДМО-преобразования трассы  $U(t_{0C})$ . Этот процесс включает процедуры ввода кинематических поправок, пересчета времен  $t_{0C}$  во времена  $t_{0O}$  и суммирования трассы  $U(t_{0O})_m$  в пределах бина с целью получения единой для бина трассы  $U(t_{0O})$ . Кинематические поправки при ДМО-преобразовании рассчитывают и вводят в каждую трассу СТ в отдельности. Если для этих целей использовать формулы (8.2–8.4), то для нахождения  $t_O^{OTO} \equiv t_{0O}$  по известным значениям  $t_{0C}$ , т.е. при ДМО-преобразовании, применимы формулы (6.95–6.96), которые с учетом замены истинных параметров эффективными имеют вид:

$$t_{0O} = t_{0C} \left( 1 - \frac{l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{V_{\phi}^2 t_{0C}^2} \right) \quad (8.9)$$

или

$$t_{0O} = t_{0C} \sqrt{1 - \frac{2l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{V_{\phi}^2 t_{0C}^2}} \quad (8.10)$$

Тем не менее, вместо этих формул в основу известных программ ДМО-преобразования положена формула, вытекающая из сопоставления выражения (6.93) с (6.46)

$$t_{0O} = t_{0C} \sqrt{1 - \frac{l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{V_{\phi}^2 t_{0C}^2}}. \quad (8.11)$$

Это равенство, как следует из п. 6.7.2 главы 6, справедливо в том случае, если ввод кинематических поправок выполнен посредством НС (*NMO*) согласно (8.5), т.е. в предположении горизонтального залегания отражающей границы.

С учетом (6.86) формулы (8.9–8.11) принимают соответственно вид:

$$t_{0O} = t_{0C} \left[ 1 - \frac{(\delta l)^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2} \right], \quad (8.9a)$$

$$t_{0O} = t_{0C} \sqrt{1 - \frac{2(\delta l)^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2}}, \quad (8.10a)$$

$$t_{0O} = t_{0C} \sqrt{1 - \frac{(\delta l)^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2}}. \quad (8.11a)$$

Здесь

$$\delta l = \frac{l^2 \sin \varphi_{\phi} \cos(\theta - \psi_{\phi})}{2V_{\phi} t_{0C}}$$

— смещение точки выхода нормально отраженного луча относительно срединной точки, положительное ( $+\delta l$ ) при восстании границы, и отрицательное ( $-\delta l$ ) при падении границы.

В (8.9a–8.11a) диапазон  $\delta l_{\min} \div \delta l_{\max}$  возможных значений  $\delta l$  зависит от азимута  $\theta$  и параметров среды и изменяется в пределах от  $\delta l_{\min} = 0$

при  $(\theta - \psi_{\phi}) = \pm \pi/2$  до  $|\delta l_{\max}| = \frac{l^2 \sin \varphi_{\phi}}{2V_{\phi} t_{0C}}$  при  $\theta = \pm \psi$ . При  $\varphi_{\phi} = 0$  имеем

$$\delta l_{\min} = \delta l_{\max} = 0, \text{ а при } \varphi_{\phi} = 90^\circ \text{ получим } \delta l_{\min} = 0, |\delta l_{\max}| = \frac{l^2}{2V_{\phi} t}.$$

Из выражений (8.9a–8.11a) следует, что геометрическое место точек, определяющих возможные значения  $t_{0O}$  при  $t_{0C} = \text{const}$ , представляет поверхность  $t_{0O}[\delta l, l/2]$  развертки сигнала  $U(t_{0C})$ . Эта поверхность (в зависимости от способа расчета кинематических поправок и принятых допущений) является в случае (8.9) параболоидом:

$$t_{0O}(\delta l, \frac{l}{2}) = t_{0C} - t_{0C} \frac{[\delta l(\theta)]^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2}, \quad (8.12)$$

В случае (8.10) — это эллипсоид с полуосами  $t_{0C}$  и  $\frac{l}{\sqrt{8}}$ .

$$\frac{\left(t_{0o}(\delta l, \frac{l}{2})\right)^2}{\left(t_{0c}\right)^2} + \frac{[\delta l]^2}{l^2/8} = 1. \quad (8.13)$$

В случае (8.11) — также эллипсоид, но с другими полуосами  $t_{0c}$  и  $l/2$ :

$$\frac{\left[t_{0o}(\delta l, \frac{l}{2})\right]^2}{\left[t_{0c}\right]^2} + \frac{[\delta l]^2}{\left[\frac{l}{2}\right]^2} = 1. \quad (8.14)$$

Из выражений (8.9a—8.11a) также следует, что уравнения поверхностей суммирования  $t_{0c}(\delta l, \theta)$  сигналов  $U(t_{0c})$  с целью их сбора в общую точку отражения ОТО и формирования суммарного сигнала  $U(t_{0o})$  имеют (в зависимости от способа определения кинематических поправок) следующий вид:

$$t_{0c}(\delta l, \frac{l}{2}) = t_{0o} \sqrt{1 - \left(\frac{\delta l}{l/2}\right)^2}, \quad (8.15)$$

$$t_{0c}(\delta l, \frac{l}{2}) = t_{0o} \sqrt{1 - 2\left(\frac{\delta l}{l/2}\right)^2}, \quad (8.16)$$

$$t_{0c}(\delta l, \frac{l}{2}) = t_{0o} \sqrt{1 - \left(\frac{\delta l}{l/2}\right)^2}. \quad (8.17)$$

При этом поверхность  $t_{0c}(\delta l, l/2)$ , определяемая равенством (8.15), является гиперболическим параболоидом, имеющим «седловидную» форму (рис. 8.2a). В этом случае определение  $t_{0c}$  и ввод кинематических поправок выполняется с учетом угла наклона и азимута падения границ, т.е. согласно (8.1—8.4). Если расчет выполнен в предположении горизонтальности границ, т.е. посредством  $NMO$ -преобразования (8.5), то поверхность  $t_{0c}(\delta l, l/2)$  (8.17) является гиперболоидом (рис. 8.2б).

Следует подчеркнуть, что в случае однородной изотропной среды, покрывающей отражающую границу любой формы, вид поверхности (рис. 8.2a), равно как и вид поверхности (рис. 8.2б), не зависит от азимута наблюдений. Другими словами, результаты двухмерного  $DMO$ -преобразования (значения  $t_{0o}$  или  $h_0$  в любой точке площади наблюдений), полученные для разных азимутов  $\theta$  (в пределах случайных погрешностей), совпадают между собой.

и тождественны результатам ДМО-преобразования данных 3D. Забегая вперед отметим, что результаты профильной миграции зависят от азимута  $\theta$  и совпадают с результатами трехмерной миграции только при  $\theta = \pm\psi$ .

С учетом (6.86) из выражений (8.15—8.17) вытекают следующие уравнения кривых суммирования трасс  $U(t_{0C})$ , принадлежащих азимутальной сейсмограмме  $U(\theta, t_{0C})$  при  $l = \text{const}$ :

$$t_{0C}(\theta) = \frac{t_{0O}}{2} + \sqrt{\left(\frac{t_{0\phi}}{2}\right)^2 + \frac{l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{V_{\phi}^2}}, \quad (8.15a)$$

$$t_{0C}(\theta) = t_{0O} \sqrt{1 + \frac{2l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{(V_{\phi} t_0)^2}}, \quad (8.16b)$$

$$t_{0C}(\theta) = t_{0O} \sqrt{1 + \frac{l^2 \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}{(V_{\phi} t_0)^2}}. \quad (8.17b)$$

С учетом приведенных связей  $t_{0C}$  и  $t_{0O}$ , оптимальной при получении трассы  $U(t_{0O})$ , принадлежащей центру бина, является следующая последовательность процедур:

1. Пересчет исходных трасс  $U(l, \theta, t)$  для всех срединных точек бина в трассы  $U(l, \theta, t_{0C})$  посредством ввода кинематических поправок.
2. Разбиение всего диапазона удалений на несколько ( $N$ ) секторов, каждый из которых обладает средним удалением  $l_n = \text{const}$  ( $n = 1 \div N$ ).
3. Формирование для каждого сектора  $l_n = \text{const}$  (посредством интерполяции) трасс азимутальной ( $\Delta\theta = \text{const}$ ) сейсмограммы  $U(\theta_m, t_{0C})_{n=\text{const}}$  постоянного удаления.
4. Определение по каждой из азимутальных сейсмограмм  $U(\theta_m, t_{0C})_{n=\text{const}}$  трассы  $U(\theta_m, t_{0O})_{n=\text{const}}$ . Эта процедура может быть осуществлена двояким образом:

- a) Путем пересчета трасс  $U(\theta_m, t_{0C})_n$  в трассу  $U(\theta_m, t_{0O})_n$  с использованием, в зависимости от способа ввода кинематики, одной из формул (8.9—8.11) и последующего их суммирования (рис. 8.3a) по траекториям  $t_{0O} = \text{const}$ .

$$\sum_m U(\theta_m, t_{0C})_n = U(t_{0O})_n. \quad (8.18)$$

- b) Путем суммирования трасс  $U(\theta_m, t_{0C})_n$  (рис. 8.3б) по одной из траекторий (8.15—8.17):

$$\sum_m U(\theta_m, t_{0C})_n = U(t_{0O})_n \quad (8.19)$$

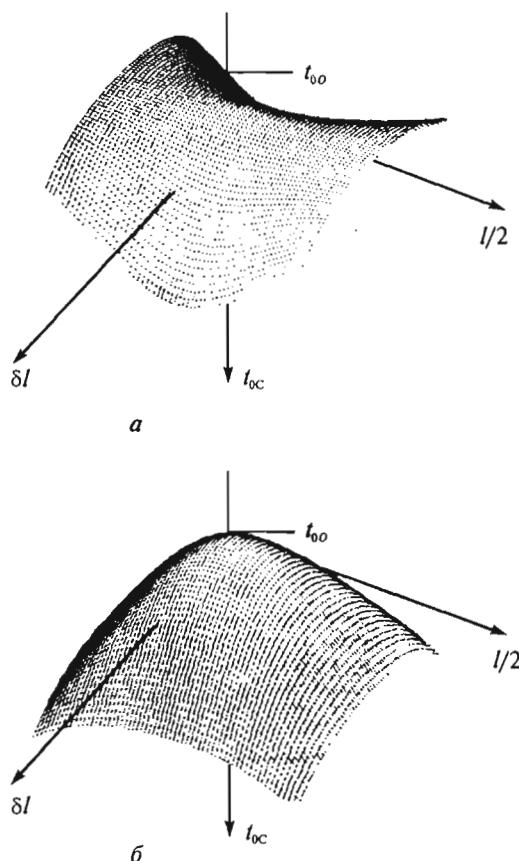


Рис. 8.2. Поверхность суммирования трасс при формировании трассы  $U(t_{00})$  ДМО:  
а — гиперболический параболоид  $t_{0c}(l/2, \delta l)$ ,  
б — гиперболоид  $t_{0c}(l/2, \delta l)$ .

Оба пути легко реализуемы при переборе значений  $\delta l$  в диапазоне  $0 \div \frac{l^2 \sin \varphi_{\max}}{4h_c}$  при  $\psi_{\phi} = \text{const}$  в пределах возможных азимутов  $\psi_{\phi}$ . Операция

повторяется до получения оптимального изображения ОТО ДМО. Такой перебор имеет самостоятельное значение, являясь, с учетом зависимости от кинематических параметров, одним из способов их анализа.

Азимут  $\psi_{\phi}$  можно определить предварительно не прибегая к перебору  $\psi_{\phi}$  при суммировании (8.18) или (8.19). Для нахождения  $\psi_{\phi}$  следует выполнить суммирование азимутальных сейсмограмм в пределах бина для всех удалений  $l_n = \text{const}$  по прямолинейным траекториям  $t_0^{\text{cr}} = \text{const}$  с получением суммарной азимутальной сейсмограммы:

$$U_{\Sigma}(t_{0C}, \theta) = \sum_{n=1}^N U(t_{0C})_n$$

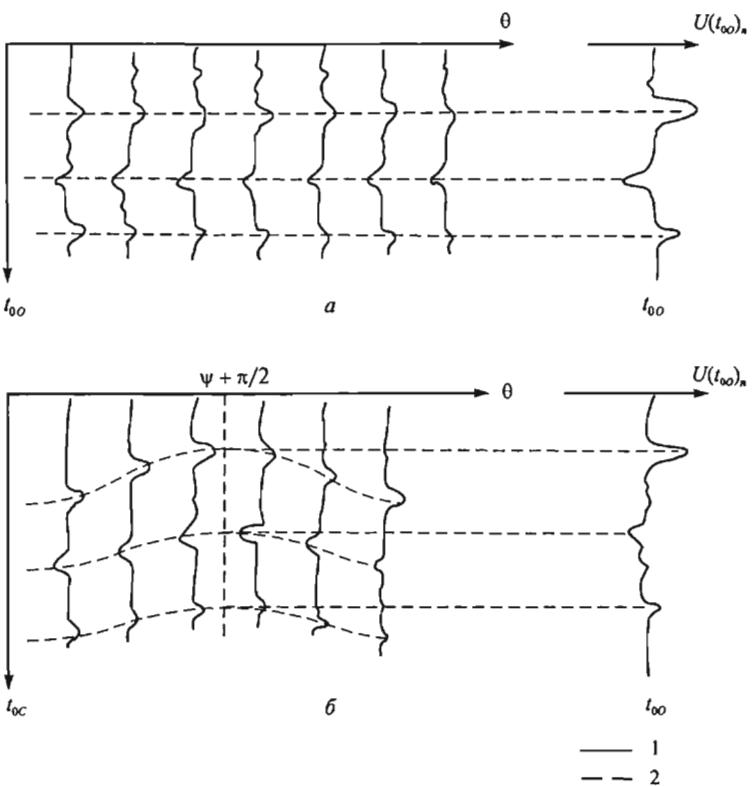


Рис. 8.3. Схема формирования трассы  $U(t_{0O})_n$  при  $I_n = \text{const}$ : а — путём пересчёта трасс  $U(t_{0C})_n$  в трассы  $U(\theta, t_{0O})_n$  и последующего их суммирования по траекториям  $t_{0O} = \text{const}$ ; б — путём суммирования трасс  $U(\theta, t_{0C})$  по траекториям  $t_{0C}(\theta)$ .  
1 — сейсмотрассы, 2 — траектории суммирования

На такой сейсмограмме только при  $\theta = \psi + \pi/2$  будет иметь место своеобразное «яркое пятно», обусловленное синфазностью суммирования азимутальных сейсмограмм разных удалений.

5. Заключительной процедурой, обеспечивающей формирование трассы  $U(\theta_m, t_{0O})$ , которая принадлежит бину, является суммирование трасс  $U(\theta_m, t_{0O})_n$ , полученных для каждой из азимутальных сейсмограмм  $I_n = \text{const}$ :

$$\sum_{n=1}^N U(t_{0O})_n = U(t_{0O}) \quad (8.20)$$

Совокупность таких трасс (8.20) для всех бинов изучаемой площади образует куб данных  $U(x, y, t_{0O})$ , который и является трехмерным изображением ИОТО ДМО.

Трехмерное ДМО-преобразование является важной операцией, позволяющей исключить расфокусировку отражений, которая возможна при построении изображений ОСТ. Получаемое с помощью ДМО-изображение в условиях однородной покрывающей среды кинематически полностью соответствует волновому полю центровых лучей. Достигаемый положительный эффект

виден при сравнении изображений ОСТ *NMO* и ОТО (рис. 8.4 и 8.5). На этих рисунках дано сопоставление временных разрезов — вертикальных сечений куба ОСТ (а) и куба ОТО ДМО (б) в двух ортогональных направлениях площадной системы наблюдений. На рис. 8.4 сопоставлены временные разрезы ВР ОСТ (а) и ВР ОТО (б) в направлении линий приема (*in line*), а на рис. 8.5 — ВР ОСТ (а) и ВР ОТО (б) в направлении линий возбуждения (*cross line*). На разрезах ОТО имеет место улучшение по сравнению с ОСТ коррелируемости волн, в особенности в области крутого залегания границ. Большую четкость приобретают «петли», связанные с кривизной границ и нарушениями. Все это положительно влияет на результаты последующей миграции (рис. 8.6 и рис. 8.7).

#### 8.1.4. Формирование ИОТО способом ЭРО-ПРО

Способ построения временных изображений  $U(x, y, t_0^{\text{отв}})$  путем развертки отражений, пришедших в момент времени  $t$  при заданном ( $l = \text{const}$ ) удалении ПВ-ПП по поверхности возможных значений времени прихода  $t_0$  нормально отраженного луча был предложен и разработан В.В. Кондрашковым в 70-е годы применительно к обработке данных 2D. В условиях однородной среды и наблюдений на продольном профиле линия развертки отражения представляет эллипс, в силу чего этот способ был назван эллиптической разверткой отражения (ЭРО). В последующие годы в связи с переходом к формированию изображений неоднородной среды способ получил название параметрической развертки отражения (ПРО).

Остановимся, следуя [71], на теоретическом обосновании ЭРО-преобразования волнового поля  $U(l, t)$ , зарегистрированного на продольном профиле, идущем вкрест простирания границы при фиксированном значении ПВ. Будем исходить из параметрических уравнений годографа ОТВ для однородной среды и гладкой (в общем случае криволинейной) отражающей границы. В трехмерном случае имеем три параметрические уравнения (6.82). В двухмерном случае эти три уравнения вырождаются в следующие два уравнения:

$$l = \frac{2 \left( z \frac{dz}{dx} + x \right) \left( z - x \frac{dz}{dx} \right)}{z \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - 2x \frac{dz}{dx}}, \quad (8.19)$$

$$t = \frac{2 \left( z - x \frac{dz}{dx} \right) \sqrt{x^2 + z^2}}{V \left[ 1 - \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - 2x \frac{dz}{dx}},$$

где  $z = z(x)$  — уравнение отражающей границы.

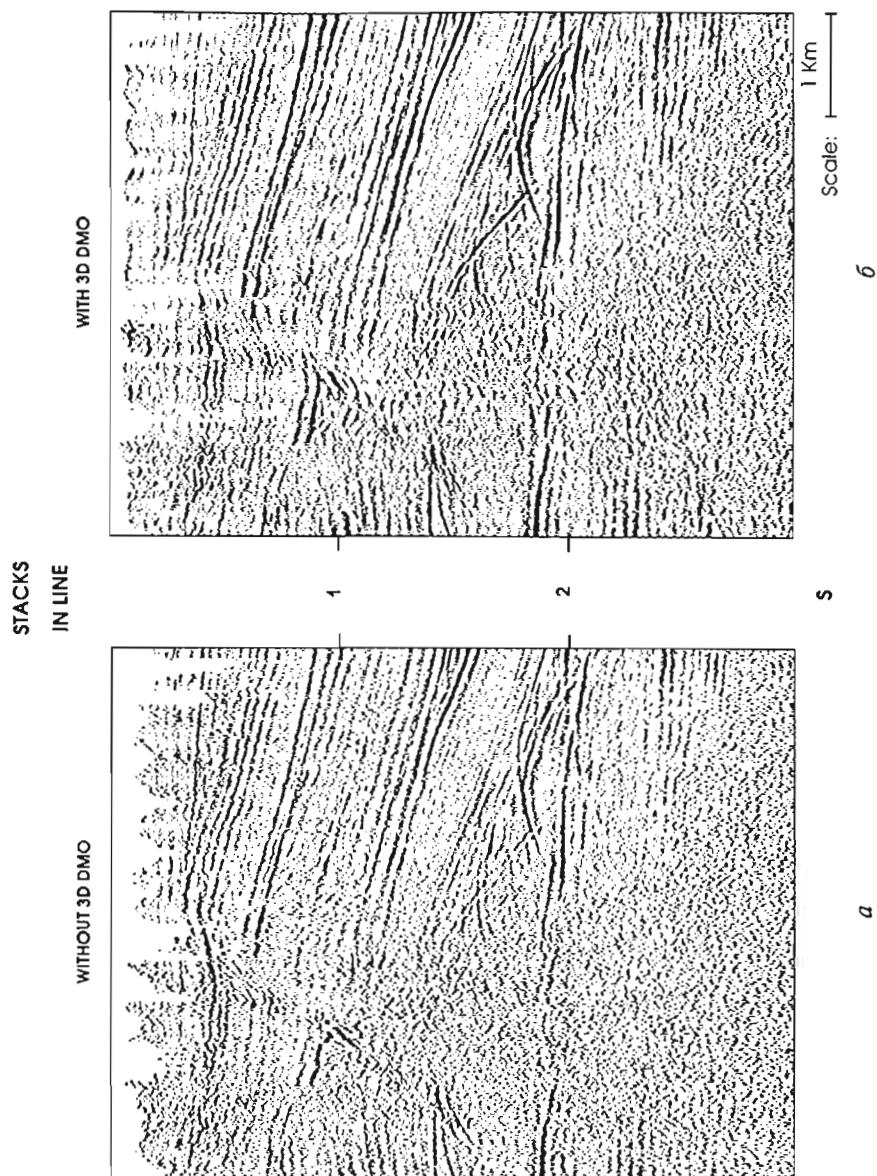


Рис. 8.4. Вертикальные сечения:  
а — куба ИОСТ (*NMO*); б — куба ИТО (*DMO*) вдоль  $\Pi_x$  (*In line*)

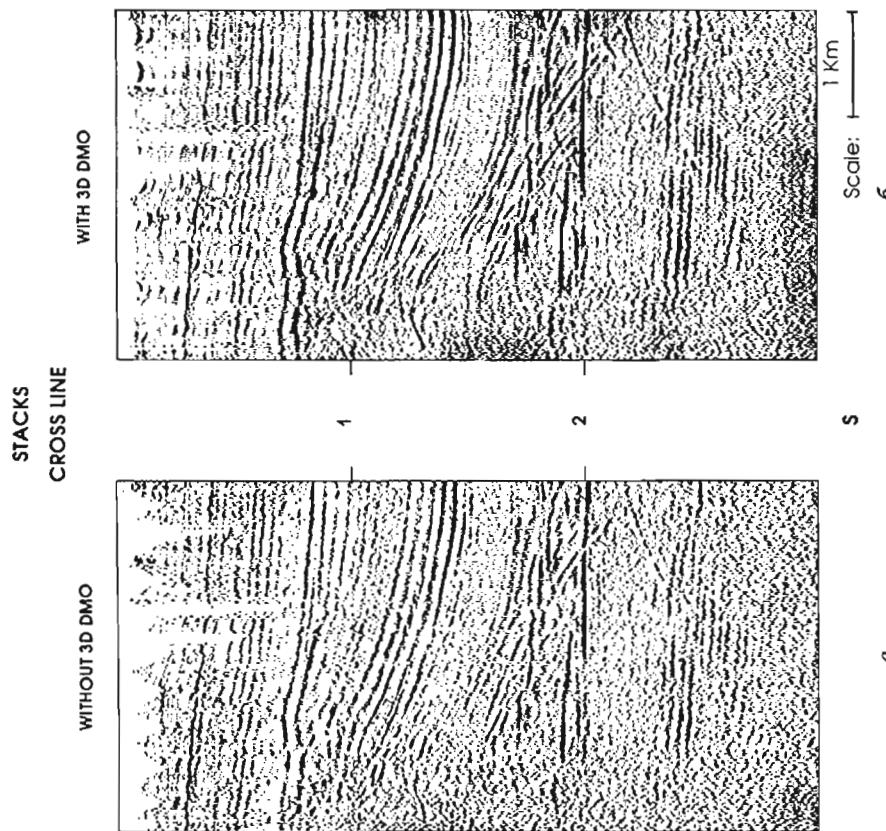


Рис. 8.5. Вертикальные сечения:  
а — куба ИОСТ (*NMO*); б — куба ИОТО (*DMO*) вдоль  $\text{ЛВ}_y$  (*cross line*)

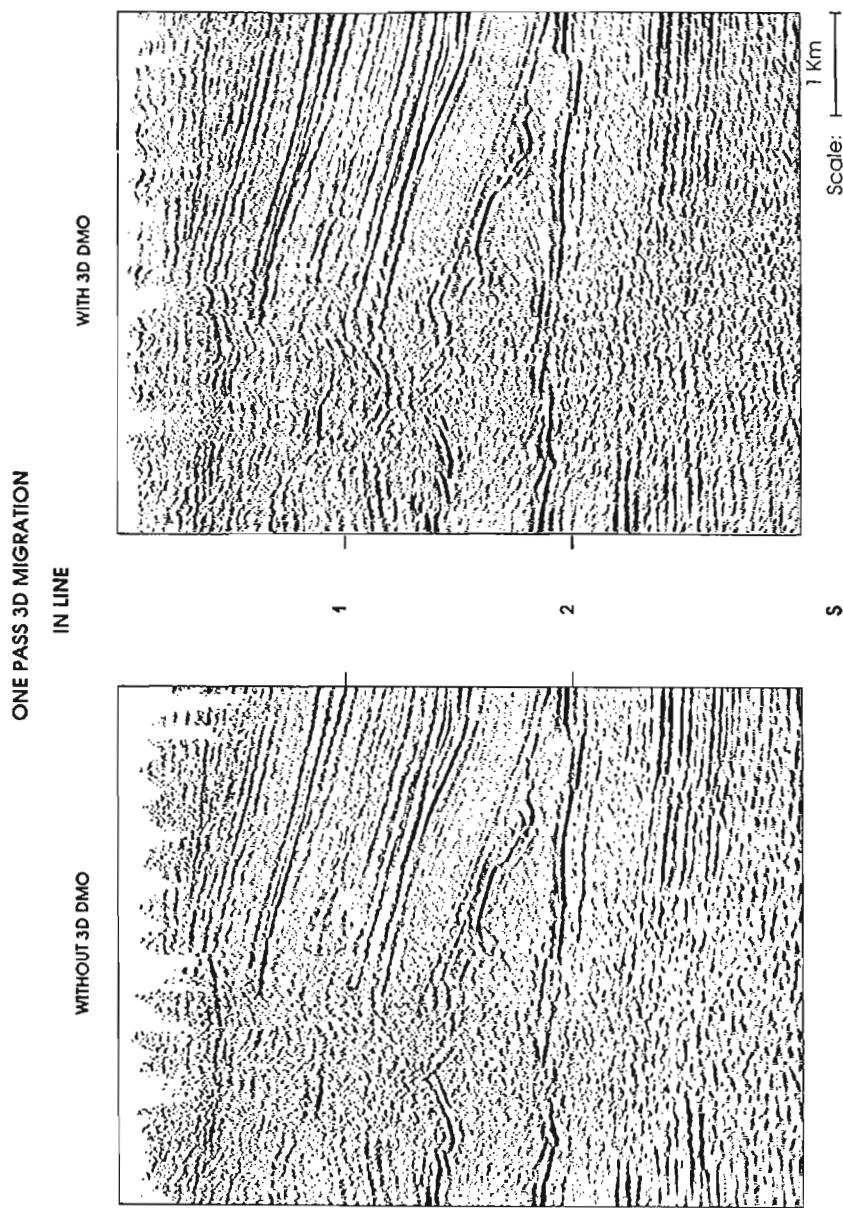


Рис. 8.6. Вертикальные сечения куба МВИ вдоль  $\Pi_x$  (*in line*), полученные а) без *DMO*, б) после *DMO*

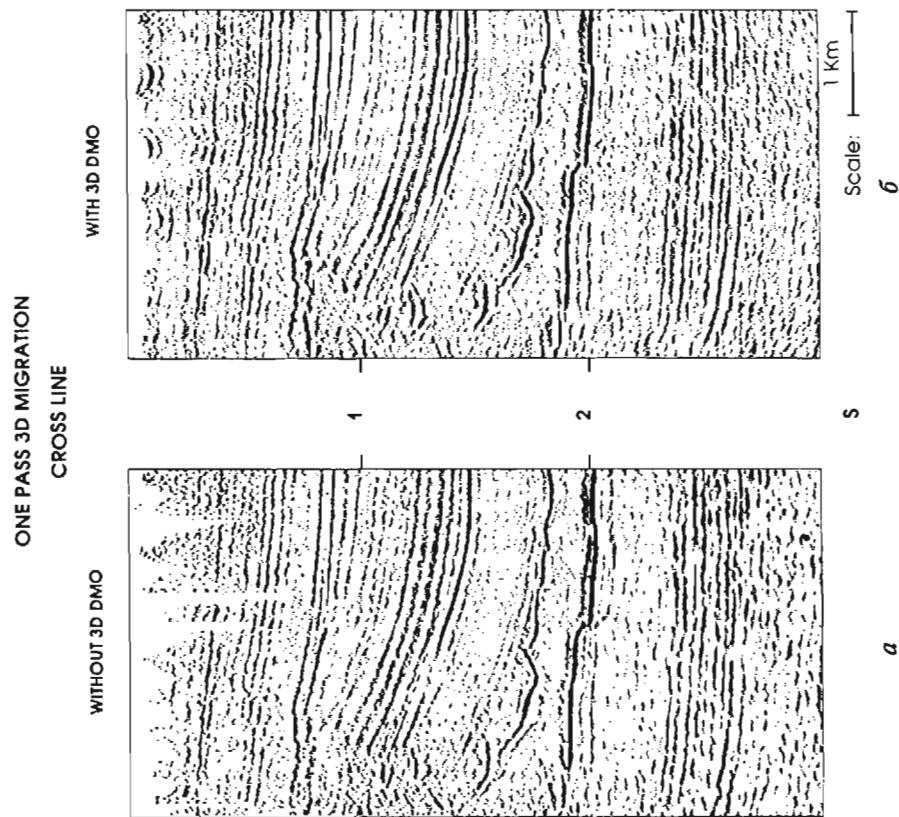


Рис. 8.7. Вертикальные сечения куба МВИ вдоль ЛВ, (cross line).*a*) без DMO, *b*) после DMO

Поведение линии  $t_0(l_0)$  для центральных, отраженных от той же границы, лучей описывается парой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} t_0 = \frac{2z}{V} \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dx} \right)^2}, \\ l_0 = z \frac{dz}{dx} + x, \end{array} \right. \quad (8.20)$$

где  $l_0$  — координата относительно ПВ точки выхода нормального отраженного луча.

Возьмем на плоскости сейсмограммы ОТВ точку с координатами  $(l_n, t_n)$ . Через эту точку может пройти бесконечное число геодографов ОТВ от границ произвольной формы, имеющих общую касательную с изохроной отражения

$$\frac{\left( x - \frac{l}{2} \right)^2}{\left( \frac{Vt}{2} \right)^2} + \frac{z^2}{\left( \frac{\sqrt{V^2 t^2 - l^2}}{2} \right)^2} = 1. \quad (8.21)$$

Представим теперь некоторую гипотетическую отражающую границу (рис. 8.8), форма которой совпадает с уравнением изохроны в плоскости губинного разреза и имеет вид эллипса, фокусы которого совпадают с ПВ и ПП.

Как следствие фокусирующих свойств эллипса, сейсмограмма ОТВ, зарегистрированная над такой границей, выродится в единственный импульс на удалении  $l_n$  и времени  $t_n$ .

Если же считать, что угол наклона касательной к эллиптической границе может принимать значения в диапазоне  $\varphi = \pm 90^\circ$ , то можно говорить о точечно-множественном соответствии точки  $(l_n, t_n)$  множеству точек отражений, в том числе  $A, C, D, E, F, B$ , на фокусирующей границе.

В свою очередь каждой точке на границе соответствует единственная нормаль, двойное время  $t_0$  прохождения волны вдоль которой, в зависимости от координаты  $l_0$  выхода на линию наблюдения, описывает изохрону на плоскости временного разреза. Таким образом, можно говорить о точечно-множественном соответствии точки  $(t_n, l_n)$  множеству точек  $(t_{0n}, l_{0n})$  изохроны на временном разрезе.

Аналитическое выражение для изохроны отражения  $t_0(l_0)$  получим, разрешив уравнение (8.21) относительно  $z$ , имея в виду, что

$$\frac{dz}{dx} = \frac{(l - 2x)\sqrt{V^2 t^2 - l^2}}{Vt \sqrt{V^2 t^2 - l^2 + 4x(l - x)}}. \quad (8.22)$$

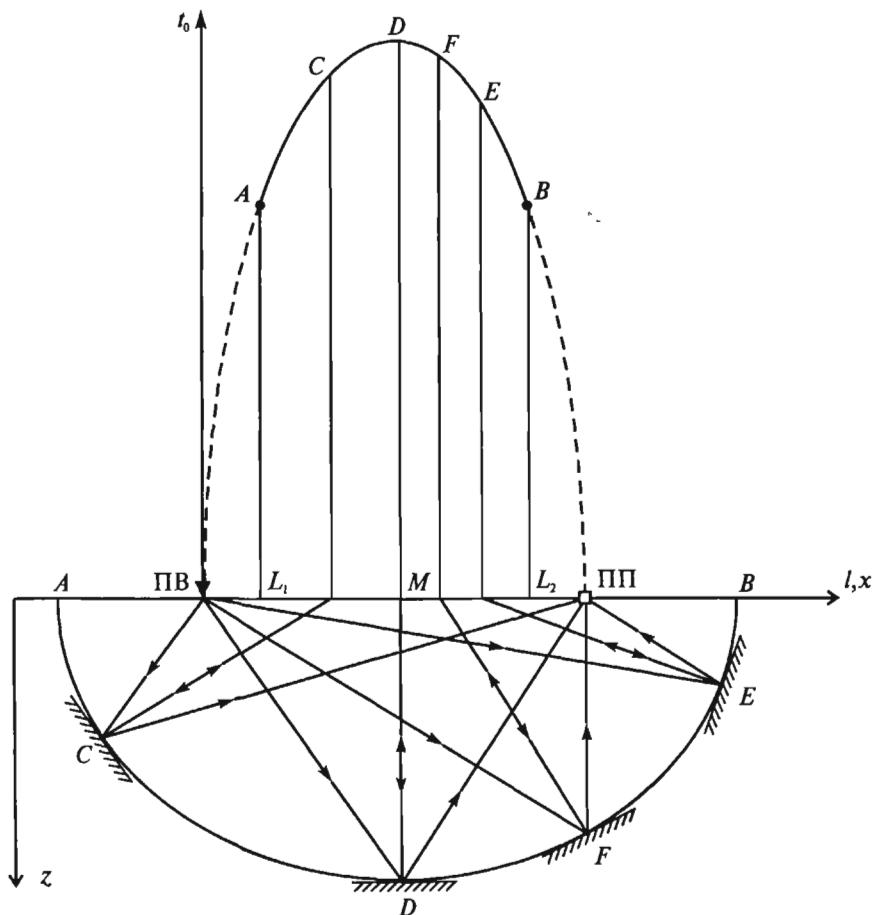


Рис. 8.8. Схема разнесения сигнала, относящегося к общей срединной точке при  $l = \text{const}$  по возможным точкам отражения

Подставим  $z$  и  $\frac{dz}{dx}$  в уравнения (8.20) и имея в виду, что  $l = l_n$ , получим:

$$\begin{cases} t_0 = \frac{\sqrt{V^2 t_n^2 - l_n^2}}{V^3 t_n^2} \sqrt{V^2 t_n^2 [V^2 t_n^2 - l_n^2 + 4x(l_n - x)] + (V^2 t_n^2 - l_n^2)(l_n - 2x)^2}; \\ l_0 = \frac{(V^2 t_n^2 - l_n^2)(l_n - 2x)}{2V^2 t_n^2} + x. \end{cases}$$

Считая  $x$  параметром, после его исключения будем иметь

$$t_0 \cdot V \cdot l_n = 2\sqrt{(V^2 t_n^2 - l_n^2)(l_0 l_n - l_0^2)}.$$

После приведения к каноническому виду получим уравнение эллипса

$$\frac{t_0^2}{t_n^2 - \frac{l_n^2}{V^2}} + \frac{\left(l_0 - \frac{l_n}{2}\right)^2}{\frac{l_n^2}{4}} = 1 \quad (8.23)$$

Центр эллипса (срединная точка  $M$ ) имеет смещение относительно точки выхода нормально-отраженного луча

$$\pm \delta l = l_0 - \frac{l_n}{2} \quad (8.24)$$

Горизонтальная полуось равна  $\frac{l_n}{2}$ , вертикальная полуось  $t_0^{cm} = \sqrt{t_n^2 - \frac{l_n^2}{V^2}}$  характеризует время  $t_0$  в точке  $M$  при горизонтальном положении границы ( $\phi = 0$ ). Для углов  $+90^\circ > \phi > 0^\circ$  соответствующие точки находятся справа от

минимума эллипса, для углов  $-90^\circ < \phi < 0^\circ$  соответственно слева. Определим их предельные положения. В формулу (8.23) наклон границы входит в неявном виде. Из рис. 8.8 видно, что при изменении угла наклона точки отражения перемещается вверх, выходя при  $\phi = +90^\circ$  и  $\phi = -90^\circ$  в точки  $A$  и  $B$  на линию наблюдения. При этом выход на линию наблюдения нормали к эллиптической границе ( $l_{0n}$ ) также смещается к фокусам, в пределе приближаясь к точкам  $L_1$  и  $L_2$ .

Уравнение (8.23) с учетом (8.24) и (8.5) можно записать в таком виде:

$$\frac{(t_{0O})^2}{(t_{0C})^2} + \frac{(\delta l)^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2} = 1. \quad (8.25)$$

Это уравнение характеризует эллипс, являющийся сечением эллипсоида (8.14) при  $\theta = \text{const}$ . Отсюда следует, что в теоретическом плане при правомерности равенства (8.5) ЭРО- и ДМО-преобразование полностью тождественны. Различие ЭРО и ДМО состоит в способах их реализации. В ЭРО-преобразовании при  $l = \text{const}$  предусмотрено разнесение отражения по поверхности:

$$t_{0O} [\delta l(\theta)] = t_{0C} \sqrt{1 - \frac{[\delta l(\theta)]^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2}}. \quad (8.26)$$

ДМО-преобразование обычно заключается в сборе отраженных сигналов  $U(t_{0C})$  в общую точку на времени  $t_{0O}$  путем суммирования сигналов по поверхности:

$$t_{0C} [\delta l(\theta)] = \frac{t_{0O}}{\sqrt{1 - \frac{[\delta l(\theta)]^2}{\left(\frac{l}{2}\right)^2}}}, \quad (8.27)$$

Схематическое изображение на плоскости  $x0y$  линии  $\delta l(\theta)$  при  $\psi_{\phi} = \text{const}$ ,  $l = \text{const}$  разнесения сигнала  $U(t_{0O})$  показано на рис. 8.9, а линии  $\delta l(\theta)$  сбора сигналов  $U(t_{0C})$  в общую точку отражения — на рис. 8.10.

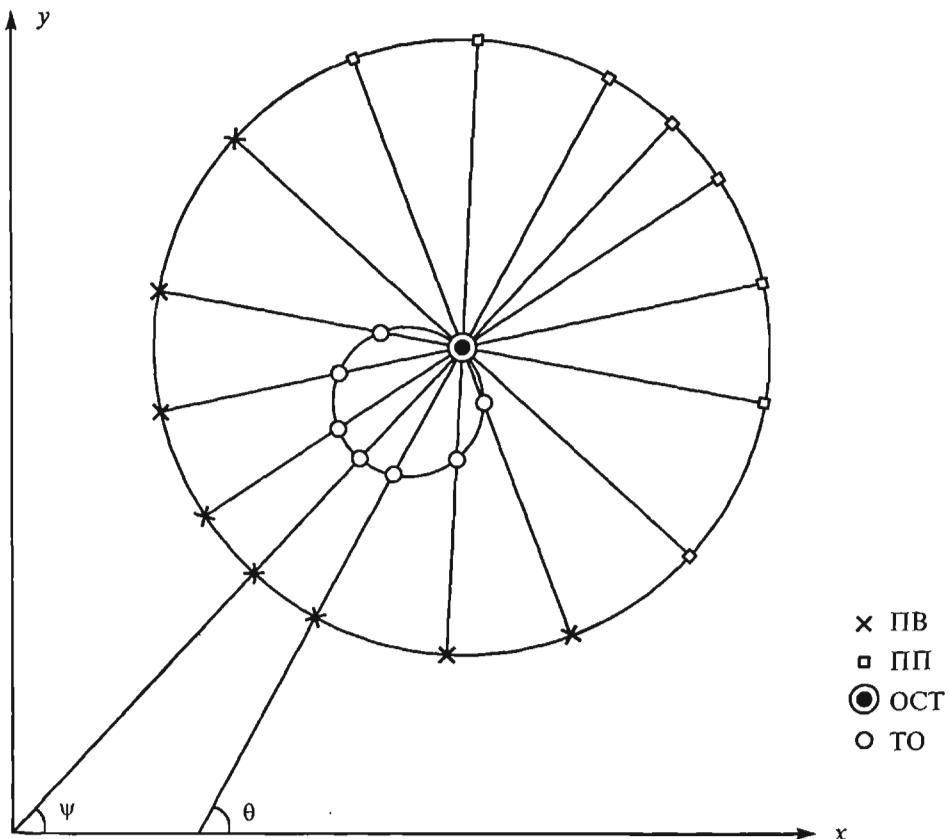


Рис. 8.9. Схема разнесения сигнала, относящегося к общей срединной точке (ОСТ) при  $l = \text{const}$  по возможным точкам отражения (ТО)

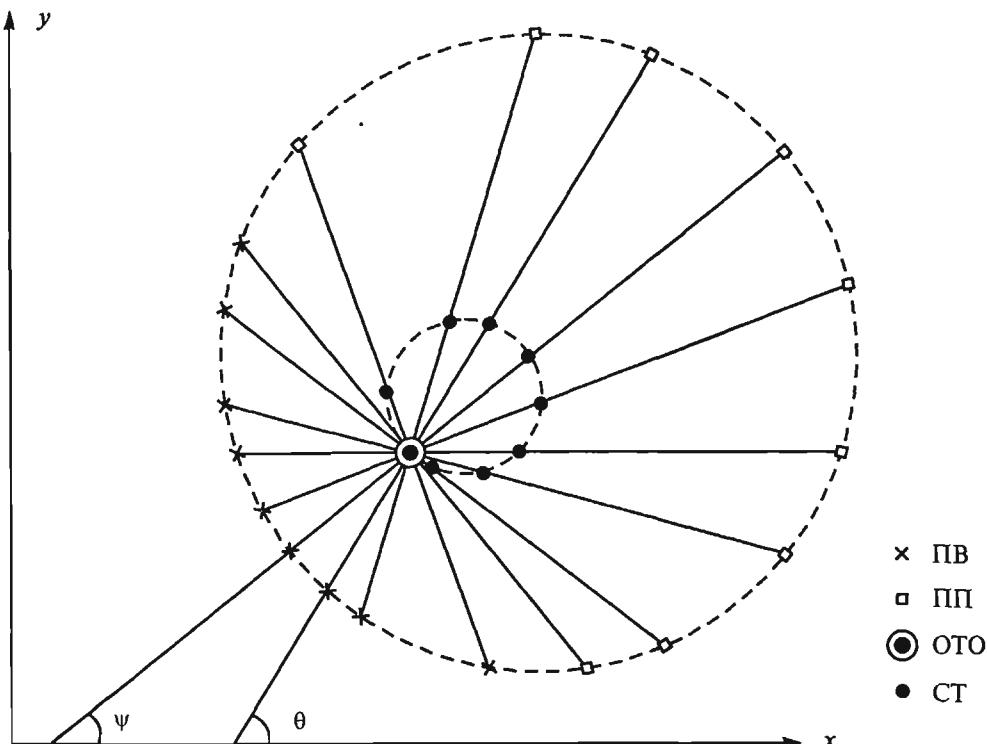


Рис. 8.10. Схема сбора сигналов, относящихся к срединным точкам (СТ) при  $l = \text{const}$  в общую точку отражения (ОТО)

Реализовать трехмерное ЭРО-ПРО 3D можно, используя следующую последовательность процедур.

1. Двухмерное преобразование сейсмограмм ОТВ, относящихся к продольным профилям разного  $\theta_m = \text{const}$  азимута с получением временных разрезов ОТО.

2. Разбиение всей площади исследований на бины ОТО.

3. Суммирование трасс ОТО в пределах каждого бина с получением суммарной трассы  $U(t_{00})$ , относящейся к центру бина. Совокупность таких трасс по всем бинам площади образует трехмерное изображение  $U(x, y, t_{00})$ .

Двухмерное ЭРО-ПРО-преобразование (процедура 1) выполняют путем развертки исходных трасс по эллипсам (8.23) ЭРО или траекториям ПРО, учитывающим скорость неоднородность среды. При этом оптимальность изображения достигается в случае ЭРО при правильно подобранный скорости  $V_{\text{эф}}$ , а в случае ПРО — при согласованности используемой скоростной модели с распределением скоростей в реальной среде.

В заключение п. 8.1 приведем рис. 8.11, иллюстрирующий положение на совмещенной плоскости эллипса ЭРО, изохронны отражения и годографов дифракции при  $l=0$  (I) и  $l=\text{const} > 0$  (II, III, IV).

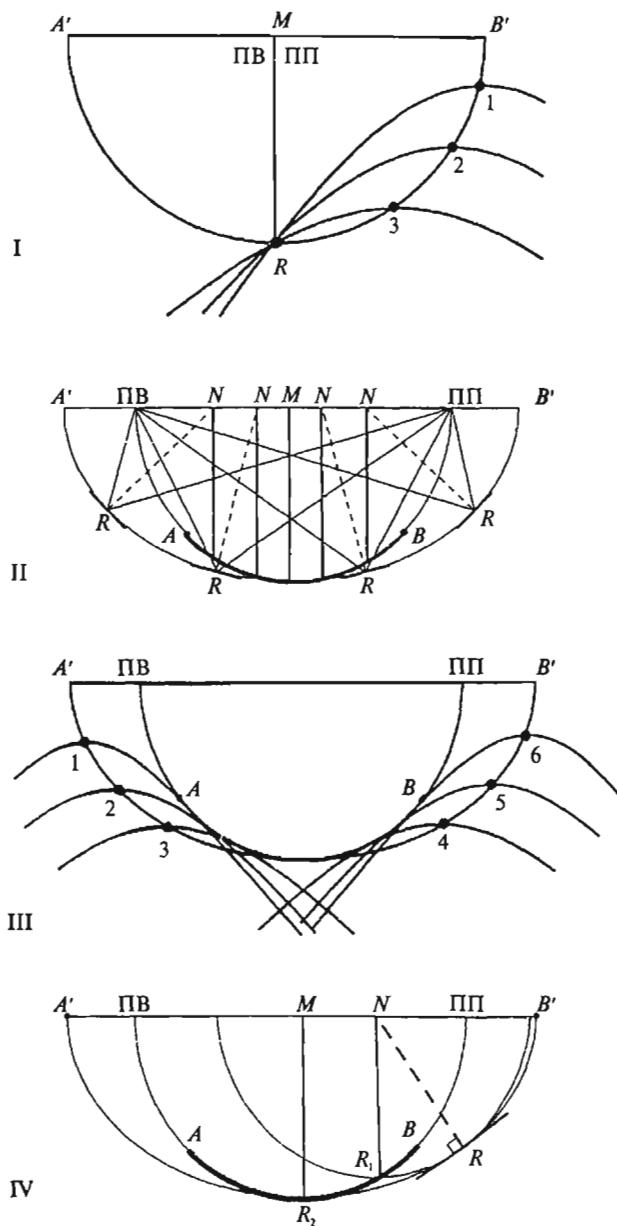


Рис. 8.11. Построение эллипса  $AB$  ЭРО и ДМО для заданной изохроны  $A'B'$  на совмещенной плоскости  $(z, x)$  и  $(t_o, x)$ :

- I — при  $l = 0$  (эллипс сворачивается в точку  $R$  пересечения круговой изохроны и гипербол дифракции);
- II — при  $l = \text{const} > 0$  (эллипс  $AB$  формируется по схеме, тождественной рис. 8.7);
- III — при  $l = \text{const} > 0$  (эллипс  $AB$  представляет огибающую гипербол дифракции);
- IV — при  $l = \text{const} > 0$  (эллипс  $AB$  формируется способом окружности);
- 1, 2, 3, 4, 5, 6 — точки минимумов годографов дифракции,  $R$  — точки отражения

## 8.2. Теоретические основы 3D миграции

### 8.2.1. Сущность миграции

Как уже было отмечено в п. 7.2 главы 2, миграция волновых полей в 3D-сейсморазведке является методом преобразования исходного волнового поля  $U(x, y, z, \theta, t)_{z=0} = f(x, y, \theta, t)$ , наблюдаемого с помощью площадных систем и прошёдшего обработку в соответствии с п. 7.1, в трехмерное изображение

среды МГИ  $\equiv U(x, y, z_0)$  или МВИ  $\equiv U(x, y, t_z)$ , где  $t_z = \frac{z_0}{V_m}$ ,  $V_m$  — скорость

миграции.

Миграция является одной из основных операций обработки и интерпретации данных метода отраженных волн. Особенno велико значение миграции при изучении сложно-построенных сред, обладающих скоростной неоднородностью и наличием крутонаклонных и криволинейных границ, разделяющих слои или другие геологические тела с разной акустической жесткостью.

Миграция заключается в автоматическом преобразовании волновых полей в изображения среды. Формально миграцию можно представить в виде двух последовательных этапов. На первом этапе осуществляется обращенное во времени продолжение волнового поля, зарегистрированного на поверхности наблюдений, во внутреннюю область среды. Предполагается, что волновое поле представляет совокупность отраженных и дифрагированных волн, возникших во внутренних точках среды. На втором этапе обеспечивается остановка и фиксация (визуализация) обращенных волн в среде в соответствии с моментом и местом их образования. Визуализации подлежат характеристики, содержащие информацию об акустической жесткости и других свойствах среды. Таким образом, первый этап представляет восстановление волнового поля во времена, предшествующие времени наблюдения волн на земной поверхности, а второй этап — получение изображений геологических объектов с контрастностью и когерентностью, соответствующей их реальным физическим свойствам. Оба этапа в совокупности тождественны физическому процессу, именуемому в оптике и акустике голограммой. Поэтому миграцию сейсмического волнового поля иногда называют сейсмоголограммой, а регистрируемое на поверхности земли волновое поле, представленное совокупностью сейсмопротяжек — голограммой.

Физическую реализацию сейсмоголограммии можно рассматривать как процесс искусственного воссоздания динамической модели волнового поля, зарегистрированного на поверхности земли, в виде голограммы, заданной на поверхности модели среды, и последующего распространения искусственно-го поля внутрь модели среды с визуализацией этого процесса. При соблюдении подобия модели и среды, а также подобия искусственного и реального волновых полей, процесс, происходящий внутри модели, будет подобен тому процессу, который существовал внутри геологической среды, но с обращением его во времени. В результате восстановленное поле будет стягиваться к местоположениям геологических объектов, создавая внутри модели их объем-

ные изображения. Однако по чисто техническим причинам и из-за крайней сложности реальной геологической среды физическая сейсмогография трудно осуществима. Поэтому в сейсморазведке получила развитие и практическое применение цифровая сейсмография или миграция, заключающаяся в численном преобразовании сейсмозаписей с использованием вычислительных средств.

При миграции сейсмических волновых полей в отличие от оптической и акустической голографии приходится иметь дело не только с существенно неоднородными средами, но и со средами, скорости распространения волн в которых заранее известны. Кроме того, в сейсмическом волновом поле наряду с продольными присутствуют поперечные и обменные волны. При получении изображений геологических границ стремятся восстановить волны одного из типов, обычно продольные, и подавить волны других типов. Еще одно принципиальное различие сейсмической миграции и физической голографии связано с размерами используемых апертур или баз наблюдений. Сейсмические наблюдения проводят на линейных или площадных базах, размеры которых соизмеримы с преобладающей длиной волны, тогда как в оптике и акустике база на несколько порядков больше длины волны.

Перечисленные и ряд других причин не позволяют непосредственно использовать известные в оптике и акустике голографические способы получения изображений объектов в восстановленном поле. Вместе с тем теоретической основой алгоритмов и программ миграции сейсмического волнового поля, также как и основой оптической и акустической голографий, являются волновое уравнение и его решения, справедливые лишь для однородной изотропной акустической модели. Для учета неоднородности и анизотропии среды при получении изображений геологических объектов дополнительно требуется применять специальные меры, сочетая строгие решения волнового уравнения с эвристическими приемами, вытекающими из кинематической сейсмики. Наиболее распространенными способами учета неоднородности и анизотропии являются лучевые способы миграции в рамках метода средних скоростей и послойная или ступенчатая миграция.

Учет неоднородности и анизотропии реальной среды осуществляется во всех случаях приближенно, что обусловлено аппроксимацией как среды, так и волнового поля упрощенными моделями. Удачный выбор моделей среды и поля создает благоприятные условия для учета неоднородности среды и для правильной миграции избранного типа волн; выбором модели наблюдаемое волновое поле разделяется на полезные волны и волны-помехи.

Усложнение модели среды влечет за собой усложнение алгоритмов и программ миграции и снижение их быстродействия. Наименьших затрат машинного времени требует миграция временных изображений ОСТ и ОТО в рамках модели средней скорости. Послойная миграция ИОСТ и ИОТО связана с резким увеличением затрат. Переход к миграции сейсмограмм, предпринимаемый с целью повышения точности и разрешенности изображений, приводит к возрастанию затрат времени на порядок и более. Наиболее трудоемка трехмерная миграция исходных трасс в послойном варианте.

Кинематическая миграция как методика преобразования гидографов и линий  $t_0$  отраженных волн в кинематические глубинные разрезы возникла в 20-е годы

вместе с сейсморазведкой. Идеи динамической миграции исходных сейсмограмм — перенесения динамических характеристик волн в точки отражения и дифракции с целью получения изображений геологических границ впервые были высказаны Л.А. Рябинкиным в связи с изобретением метода РНП в начале 40-х годов [44].

Первоначально обработка данных по методу РНП осуществлялась с помощью фотооптических аналоговых сумматоров с разнесением визуально оцениваемых суммарных сигналов в плоскости глубинного разреза вручную. Затем в 60-е годы были созданы аналоговые автоматизированные устройства АОС-1, АОС-2, назначением которых являлось получение глубинных разрезов. Однако аналоговые устройства типа АОС не позволили в достаточно полной мере реализовать весьма сложный и интеллектуально насыщенный алгоритм МРНП. Поэтому долгое время МРНП как метод миграции существовал в полуавтоматической варианте. Известные достоинства метода: его высокую разрешающую способность, возможность целенаправленного отбора полезных волн, высокую точность определения кинематических параметров волн и пластовых скоростей, — удалось по-настоящему реализовать к началу 80-х годов с внедрением компьютерных технологий.

Вторым по времени возникновения направлению в развитии способов миграции явилось интегрально-дифракционное направление. Основоположником этого направления является Ю.В. Тимошин, в начале 60-х годов предложивший способ дифракционного преобразования сейсмических записей (Д-преобразования) в глубинные разрезы [46]. В те же годы В.Д. Завьялов предложил способ миграции, заключающийся в развертке сигналов сейсмической трассы по изохронам дифракции в плоскости глубинного разреза. Этот способ был назван автором сейсмографическим. Схема миграции в обоих способах подобна и сводится к накоплению сигналов волнового поля, расположенных на общем гидографе дифрагированной волны, с отнесением накопленного результата к единой точке дифракции. Впоследствии В.Д. Завьяловым и др. были созданы аналоговые устройства, реализующие развертку сигналов сейсмических трасс по изохронам и их накапливание на фотослое. Эти устройства получили название сейсмических голограмм. Однако эффективность применения голограмм оказалась неудовлетворительной, и они не получили сколь либо широкого применения.

Промышленное внедрение Д-преобразования стало возможным с середины 70-х годов после перехода сейсморазведки на цифровую обработку данных. К этому времени было осуществлено теоретическое обоснование Д-преобразования и показано, что оно представляет собой упрощенную разновидность интегрально-дифракционной формулы Кирхгофа.

Важным вкладом в теорию и методику миграции волновых полей явились работы Дж. Клаербрута [21]. Первые его исследования, выполненные в начале 70-х годов, положили начало новому направлению в миграции на основе численного решения упрощенных модификаций волнового уравнения способом конечных разностей.

Последней по времени реализации группой способов миграции являются спектрально-дифракционные способы, которые получили применение в конце 70-х годов.

К настоящему времени предложено множество вариантов реализации способов миграции, исследованы их возможности, разработаны различные алгоритмы и программы. Важный вклад в развитие теории и практики миграции внесли исследования С.А. Васильева [64], Е.А. Козлова [22], Б.Р. Завалишина [67]. В частности, Б.Р. Завалишином детально изучена роль апертуры при миграции в 2D и 3D сейсморазведке.

Благодаря упомянутым и другим исследованиям миграция стала стандартной процедурой обработки и интерпретации сейсмических волновых полей.

### 8.2.2. Интегральная формула Кирхгофа для прямого продолжения поля

Волновое поле  $U(x, y, z, t)$  в каждой точке, где нет источников, удовлетворяет скалярному волновому уравнению (5.13), которое при  $V = V_M$ , где  $V_M$  — скорость миграции, примет вид:

$$V^2 U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (8.28)$$

Этому же уравнению удовлетворяет монохроматическая волна

$$\operatorname{Re} |U(x, y, z, \omega) \cdot e^{-j\omega t}|_{\omega=\text{const}},$$

которая является слагаемым интегральной суммы:

$$U(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z, \omega) e^{-j\omega t} d\omega,$$

представляющей преобразование Фурье (5.16a), где  $U(x, y, z, \omega)$  — комплексный одномерный спектр.

Выразим с целью упрощения записи спектр  $U(x, y, z, \omega)$  в точке  $P$  через  $S(P)$ . Этот спектр удовлетворяет уравнению (5.14) Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)S = 0, \quad (8.29)$$

где  $k$  — волновое число:  $k = \omega/V_M = 2\pi f/V_M$ ,  $f$  — частота.

Расчет комплексной функции  $S(P)$  в рассматриваемой точке пространства может быть выполнен при помощи соотношения, называемого теоремой Грина, которая может быть сформулирована следующим образом [50, 63].

Пусть  $S(P)$  и  $G(P)$  — две произвольные комплексные функции координат, а  $\sigma$  — замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $D$ . Если функции  $S$ ,  $G$ , их первые и вторые производные однозначны и непрерывны внутри объема  $D$ , ограниченного поверхностью  $\sigma$  и на самой поверхности  $\sigma$ , то

$$\iiint_D (G \nabla^2 S - S \nabla^2 G) dD = \iint_{\sigma} \left( G \frac{\partial S}{\partial n} - S \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma, \quad (8.30)$$

где  $\frac{\partial}{\partial n}$  обозначает частную производную в каждой точке поверхности  $\sigma$ , взятою по направлению внешней нормали к этой поверхности.

Эта теорема является основным звеном теории дифракции и позволяет при специальном выборе так называемой функции Грина  $G$  и замкнутой поверхности  $\sigma$  решать дифракционные задачи. Одной из таких задач является прямое продолжение волнового поля.

Для решения задачи продолжения поля рассмотрим выбор функции Грина, сделанный Кирхгофом, и интегральную теорему Гельмгольца-Кирхгофа, следующую из этого выбора.

Обозначим выбранную точку через  $P_0$ , а через  $\sigma$  — окружающую ее произвольную замкнутую поверхность (рис. 8.12a). Выразим возмущение в точке  $P_0$  через его значения на поверхности  $\sigma$ . Чтобы решить эту задачу, следуя Кирхгофу, будем исходить из теоремы Грина и выберем в качестве функции Грина  $G$  сферическую волну единичной амплитуды, распространяющуюся из точки  $P_0$ , то есть так называемую функцию Грина свободного пространства. Таким образом, в произвольной точке  $P$  эта функция будет иметь вид

$$G(P) = \frac{1}{r} \exp(jkr), \quad (8.31)$$

где через  $r$  обозначена длина вектора  $r$ , направленного из точки  $P_0$  в точку  $P$ .

Для того, чтобы воспользоваться теоремой Грина, необходимо, чтобы функция  $G$  и ее первая и вторая производные были непрерывны в объеме  $D$ , ограниченном поверхностью  $\sigma$ . Для того, чтобы исключить точку разрыва, окружим точку  $P_0$  небольшой сферической поверхностью  $\sigma_\epsilon$  радиуса  $\epsilon$ , а затем применим теорему Грина. Интегрирование будем вести по объему  $D'$ , заключенному между поверхностями  $\sigma$  и  $\sigma_\epsilon$ , так что поверхностью интегрирования будет составная поверхность  $\sigma' = \sigma + \sigma_\epsilon$ , как показано на рис. 8.12a. Заметим, что «внешняя» нормаль к составной поверхности направлена наружу на поверхности  $\sigma$  и внутрь на поверхности  $\sigma_\epsilon$  (по направлению к  $P_0$ ).

Внутри объема  $D'$  возмущение  $G$ , представляющее собой расходящуюся волну сферической формы, удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)G = 0.$$

Используя уравнения (8.29) и (8.31) для преобразования левой части (8.30), получим:

$$\iiint_D (G \nabla^2 S - S \nabla^2 G) dD = - \iiint_D (GSk^2 - SGk^2) dD = 0.$$

Тогда (8.30) примет вид

$$\iint_{\sigma} \left( G \frac{\partial S}{\partial n} - S \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma = 0$$

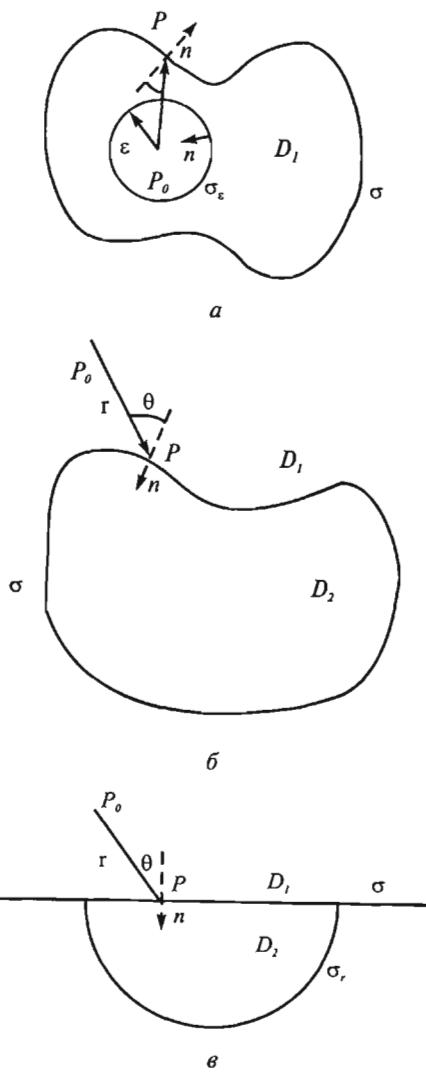


Рис. 8.12 а) К выводу теоремы Гельмгольца; б) к прямому продолжению волнового поля, заданного на замкнутой поверхности; в) к прямому продолжению волнового поля, заданного на бесконечной плоскости

или

$$-\iint_{\sigma_\epsilon} \left( G \frac{\partial S}{\partial n} - S \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma = \iint_{\sigma} \left( G \frac{\partial S}{\partial n} - S \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma. \quad (8.32)$$

Для произвольной точки  $P$  на поверхности  $\sigma$   $G(P)$  определяется выражением (8.31), а ее производная по нормали:

$$\frac{\partial G(P)}{\partial n} = \cos(\bar{n}, \bar{r}) \left( jk - \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(jkr)}{r}. \quad (8.33)$$

Здесь  $\cos(\bar{n}, \bar{r})$  представляет косинус угла между направлением внешней нормали  $n$  и вектором  $r$ , соединяющим точки  $P_0$  и  $P$ . В частном случае, когда точки  $P$  лежат на поверхности  $\sigma_\epsilon$ , имеем  $\cos(\bar{n}, \bar{r}) = -1$ . Тогда выражения (8.31) и (8.33) принимают вид:

$$G(P) = \frac{e^{jke}}{\epsilon}, \quad \frac{\partial G}{\partial n} = \frac{e^{jke}}{\epsilon} \left( \frac{1}{\epsilon} - jk \right).$$

Если  $\epsilon$  стремится к нулю, то в силу непрерывности функции  $G$  и ее производных в точке  $P_0$  будем иметь:

$$\begin{aligned} \iint_{\sigma_\epsilon} \left( G \frac{\partial S}{\partial n} - S \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma &= 4\pi\epsilon^2 \frac{\partial S}{\partial n} e^{jke} / \epsilon - \\ &- S(P_0) \frac{e^{jke}}{\epsilon} \left( \frac{1}{\epsilon} - jk \right) \Big|_{\epsilon \rightarrow 0} = -4\pi S(P_0). \end{aligned}$$

Подставляя полученный результат в (8.32), найдем

$$S(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \left\{ \frac{\partial S}{\partial n} \left[ \frac{\exp(jkr)}{r} \right] - S \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{\exp(jkr)}{r} \right] \right\} d\sigma. \quad (8.34)$$

Полученное соотношение носит название интегральной теоремы Гельмгольца—Кирхгофа. Оно позволяет выразить возмущение  $S(P_0) = U(x_0, y_0, z_0, \omega)$  в любой точке  $P_0$  через граничные значения  $S(P) = U(x, y, z, \omega)$  на любой замкнутой поверхности.

Умножим правую и левую части выражения (8.34) на  $e^{-j\omega t}$  и проинтегрируем по  $t$  в бесконечных пределах. Тогда, учитывая (5.16), получим интегральную формулу Кирхгофа для прямого продолжения волнового поля:

$$U(P_0, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \left\{ -[U] \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} + \left[ \frac{\partial U}{\partial n} \right] \frac{1}{r} + \left[ \frac{\partial U}{\partial t} \right] \frac{\partial r}{\partial n} \right\} d\sigma. \quad (8.35)$$

Здесь  $U(P_0, t)$  — волновое поле в произвольной точке  $P_0$  внутри области  $D$ , где  $r$  — длина вектора  $\bar{r}$ , направленного из точки  $P_0$  к точке  $P$  поверхности  $\sigma$ ;  $t$  — время, для которого ищется значение поля  $U$  в точке  $P_0$ . Квадратные скобки означают, что поле  $U$  и его производные заданы на поверхности  $\sigma$  в моменты  $t - \tau$ , предшествующие времени  $t$ , где  $t = \frac{\tau}{V_M}$ , а именно:

$$[U] = U(P, t - \tau); \quad \left[ \frac{\partial U}{\partial t} \right] = \frac{\partial U(P, t - \tau)}{\partial t}; \quad \left[ \frac{\partial U}{\partial n} \right] = \frac{\partial U(P, t - \tau)}{\partial n}.$$

Формулы (8.34) и (8.35) применимы для прямого продолжения поля во внешнюю по отношению к поверхности  $\sigma$  область. На рис. 8.12б показано положение точки  $P_0$  во внешней области  $D_1$  и направление радиуса-вектора из точки  $P_0$  в точку  $P$ , а также направление нормали применительно к прямому продолжению поля в область  $D_1$  по заданному полю  $U$  и его производным по замкнутой поверхности  $\sigma$ .

Выражение (8.35) оказывается справедливым, если в качестве поверхности  $\sigma$  используется плоскость бесконечной протяженности, разделяющая все пространство на два полупространства: верхнее  $D_1$  и нижнее  $D_2$ . При прямом продолжении волнового поля в верхнее полупространство все источники находятся в нижнем полупространстве. Плоскость  $\sigma$  как бы воспринимает действие источников в полупространстве  $D_1$  в виде голограммы.

Доказательство возможности получения полного решения волнового уравнения в точках полупространства  $D_1$  по значениям поля на бесконечной плоскости основано на следующих рассуждениях. Пусть замкнутая поверхность  $\sigma'$ , отделяющая область  $D_1$  от  $D_2$ , состоит из части плоскости  $\sigma$  и части сферы  $\sigma_s$  (рис. 8.12б), то есть  $\sigma' = \sigma + \sigma_s$ . Тогда решение (8.35) можно представить суммой интегралов  $U = J_{\sigma'} = J_{\sigma} + J_{\sigma_s}$ , соответственно по части плоскости  $\sigma$  и части сферы  $\sigma_s$ . При стремлении радиуса сферы  $R$  к бесконечности значение интеграла  $J_{\sigma_s}$  в силу принципа излучения стремится к нулю, а полное решение уравнения (8.28) оказывается представленным интегралом

$$U = J_{\sigma} + J_{\sigma_s} = J_{\sigma}. \quad (8.36)$$

В этом случае, как и всегда при прямом продолжении, нормаль  $\bar{n}$  является внешней по отношению к полупространству  $D_1$ , в котором ищется значение поля  $U$ . Само поле  $U$  и его производные  $\frac{\partial U}{\partial t}$  и  $\frac{\partial U}{\partial n}$  должны быть заданы на плоскости  $\sigma$  в моменты  $t = t - \tau$ , предшествующие времени  $t$ , для которого находится поле в точках области  $D$ . При этом  $\tau = \frac{r}{V_M}$ , где

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2} \quad (8.37)$$

— длина радиуса вектора, направленного из точки  $P_0$ , где ищется изображение, в текущую точку  $P$  плоскости  $\sigma$  с координатами  $x$  и  $y$ .

В случае, когда  $\sigma$  представлена плоскостью  $z = 0$ , выражение (8.35) принимает вид

$$U(P_0, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ C_{11} [U] + C_{12} \left[ \frac{\partial U}{\partial n} \right] + C_{13} \left[ \frac{\partial U}{\partial t} \right] \right\} dx dy. \quad (8.38)$$

Если поле задано на плоскости  $z=0$  дискретно в виде трасс, расположенных по равномерной сетке через промежутки  $\Delta x$  и  $\Delta y$ , (8.38) принимает вид

$$U(P_0, t) = \frac{\Delta x \Delta y}{4\pi} \sum_i \sum_j \left\{ C_{11} \left[ U_{ij} \right] + C_{12} \left[ \frac{\partial U_{ij}}{\partial n} \right] + C_{13} \left[ \frac{\partial U_{ij}}{\partial t} \right] \right\}. \quad (8.39)$$

В выражениях (8.38) и (8.39) множители  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  и  $C_{13}$  играют роль весовых коэффициентов суммирования и определяются по взаимному расположению вектора-радиуса  $\bar{r}$  и нормали  $\bar{n}$  (см. рис. 8.12б):

$$C_{11} = \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} = \frac{\cos \theta}{r^2}, \quad C_{12} = \frac{1}{r}, \quad C_{13} = \frac{\partial r}{\partial n} \cdot \frac{1}{r V_M} = \frac{\cos \theta}{r V_M}; \quad \frac{\partial r}{\partial n} = \cos \theta. \quad (8.40)$$

Длина вектора  $\bar{r}$  находится согласно (8.37).

Весовое суммирование поля  $U$  и его производных  $\frac{\partial U}{\partial n}$  и  $\frac{\partial U}{\partial t}$  по  $i$  (ось  $x$ ) и по  $j$  (ось  $y$ ) осуществляется вдоль гипербол дифракции, представляющих линейные сечения гиперболоида  $t'(x, y) = t - \tau$  дифракции (рис. 8.13) плоскостями  $x_0 t$  и  $y_0 t$  через малые по сравнению с длиной волны промежутки  $\Delta x$  и  $\Delta y$ . Волновое поле в соответствии с (8.38) и (8.39) формируется как сумма элементарных прямых сферических волн  $U(t - \tau)$ ,  $\frac{\partial U}{\partial n}(t - \tau)$  и  $\frac{\partial U}{\partial t}(t - \tau)$ , излучаемых каждой точкой плоскости  $z = 0$ .

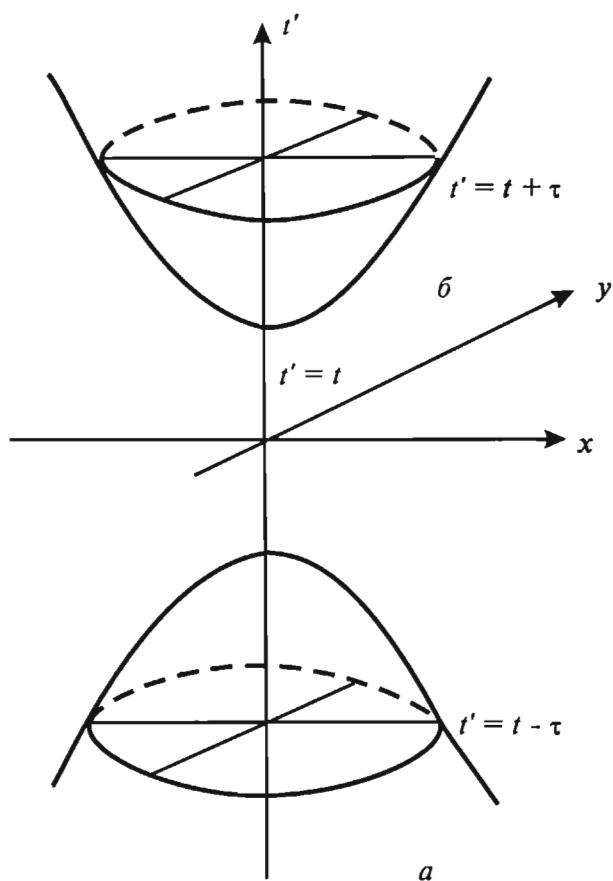
### 8.2.3. Обращенная интегральная формула Кирхгофа

Так как волновое уравнение представляет собой дифференциальное уравнение второй степени, то оно должно иметь два решения. Наряду с решением, представленным суммой прямых (расходящихся) волн, рассмотренным в п. 8.2.2, должно существовать второе решение, состоящее из суммы обратных (сходящихся) волн. Это второе решение описывает обращенное продолжение волнового поля и представляет наибольший интерес для сейсморазведки, так как на его основе построены алгоритмы миграции — восстановления изображений геологических объектов. При выполнении эвристических постулатов миграции, которые рассмотрены в п. 8.3.1, второе решение является единственным.

Для получения решения, описывающего обращенное продолжение волнового поля, рассмотрим замкнутую поверхность (рис. 8.14а), разделяющую полупространство  $D_1$ , в котором источники отсутствуют, и полупространство  $D_2$ , в котором существовали источники, породившие поле  $U$  и его производные

$\frac{\partial U}{\partial n}$  и  $\frac{\partial U}{\partial t}$  на поверхности  $\sigma$ . Очевидно, что поле  $U$  и его производные на поверхности  $\sigma$  могут быть зарегистрированы в моменты более поздние, чем время  $t$  их существования в точках  $P_0$  полупространства  $D_2$ . Поэтому задача обращенного продолжения состоит в нахождении поля  $U(P_0, t)$  в точках полу-  
 пространства  $D_2$  по значениям  $U(t + \tau)$ ,  $\frac{\partial U(t + \tau)}{\partial n}$  и  $\frac{\partial U(t + \tau)}{\partial t}$  на поверхности  $\sigma$ .

Для обращения поля в решении (8.35) необходимо изменить знак у времени  $t' = t - \tau$ . Кроме того, при сохранении положения нормали  $\bar{n}$  к поверхности  $\sigma$  прежним, то есть в случае внутренней по отношению к полупространству  $D$



**Рис. 8.13. Пространственные годографы дифракции, являющиеся поверхностями сбора информации в точку дифракции  $P_0$ :**  
 а — при прямом продолжении; б — при обращенном продолжении

нормали, требуется изменить на обратный знак у радиуса-вектора  $\bar{r}$ , направленного из точки  $P_0$  к поверхности  $\sigma$ . Тогда будем иметь:

$$-t' = -\left[ t - \left( \frac{-r}{V_M} \right) \right] = -t - \frac{r}{V_M} = -(t + \tau), \quad t' = t + \tau.$$

Следовательно,

$$U(t') = U\left(t + \frac{r}{V_M}\right) = \{U\}, \quad \frac{\partial U(t')}{\partial n} = \frac{\partial U\left(t + \frac{r}{V_M}\right)}{\partial n} = \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \right\},$$

$$\frac{\partial U(t')}{\partial t} = \frac{\partial U\left(t + \frac{r}{V_M}\right)}{\partial t} = \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\},$$

где фигурные скобки указывают на запаздывание колебаний.

Таким образом, для получения формулы обращенного продолжения необходимо в (8.38) вместо опережающих функций  $[U]$ ,  $\left[\frac{\partial U}{\partial n}\right]$  и  $\left[\frac{\partial U}{\partial t}\right]$  подставить

запаздывающие возмущения  $\{U\}$ ,  $\left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \right\}$ ,  $\left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\}$  и знак  $r$  поменять на про-

тивоположный. Наряду с этим требуется также поменять знак перед  $\frac{\partial u}{\partial n}$  в связи с тем, что нормаль является внутренней, а не внешней, а решение (8.35) получено для случая внешней нормали. В итоге, поменяв один раз знак у первого члена подынтегральной суммы, дважды у второго и дважды у третьего члена и заменив опережающие возмущения на запаздывающие, получим

$$U(P_0, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \left( \{U\} \frac{\partial 1/r}{\partial n} + \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \right\} \frac{1}{r} + \frac{1}{r V_M} \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\} \frac{\partial r}{\partial n} \right) d\sigma, \quad (8.41)$$

где

$$\{U\} = U\left(P, t + \frac{r}{V_M}\right); \quad \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \right\} = \frac{\partial U\left(P, t + \frac{r}{V_M}\right)}{\partial n}; \quad \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\} = \frac{\partial U\left(P, t + \frac{r}{V_M}\right)}{\partial t} = \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\}. \quad (8.42)$$

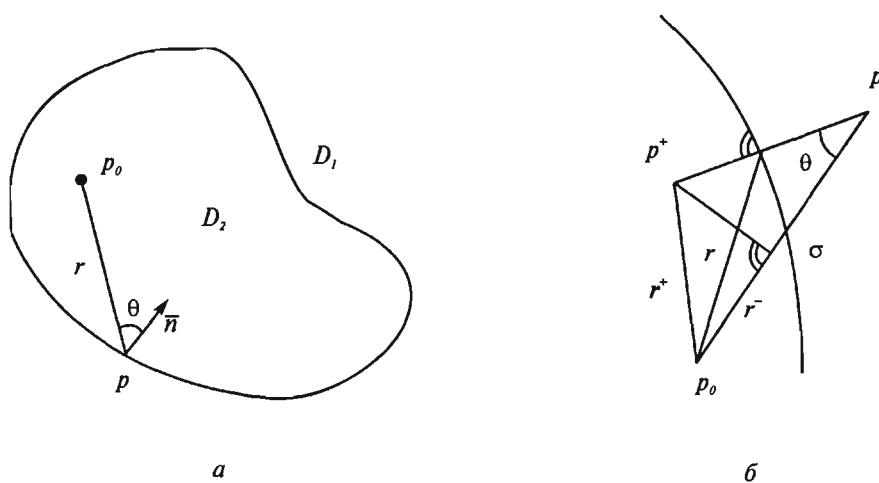


Рис. 8.14. а) К обращённому продолжению волнового поля во внутреннее полупространство в случае замкнутой поверхности;  
б) представление поля, заданного на поверхности, в виде монополя и диполя

Выражение (8.41) описывает обращенное поле  $U(P_0, t)$  в точках  $P_0(x_0, y_0, z_0)$  полупространства  $D_2$ , найденное по значениям запаздывающего поля и его производных, заданных на поверхности  $\sigma$  в точках  $P(x, y, z)$ .

Заметим, что в отличие от прямого продолжения формула (8.41) не является справедливой в случае, если поверхность  $\sigma$  представляет бесконечно-протяженную плоскость. Прием замены замкнутой поверхности  $\sigma'$  в виде части плоскости  $\sigma$  и части сферы  $\sigma_r$  (рис. 8.12б), позволивший перейти от рассмотрения замкнутой поверхности к бесконечно-протяженной плоскости, здесь не применим. Решение (8.41) представляет сумму обратных волн, распространяющихся в обращенном времени от поверхности  $\sigma'$  в точке полупространства  $D_2$ . В случае обращенного продолжения принцип излучения нарушается и равенство (8.36) в силу того, что при стремлении радиуса поверхности  $\sigma_r$  к бесконечности  $J_{\sigma_r}$  не обращается в нуль, перестает быть справедливым, то есть для обращенного продолжения

$$U = J_{\sigma'} = J_{\sigma} + J_{\sigma_r} \neq J_{\sigma}. \quad (8.43)$$

В п. 8.2.2, исходя из теоремы Грина, было получено выражение (8.34), носящее название интегральной теоремы Гельмгольца-Кирхгофа. Это выражение связывает спектр сферической монохроматической волны в области, где источники отсутствуют, со сферическими монохроматическими волнами, распространенными на замкнутой поверхности. При переходе от монохроматического излучения к импульсному получена интегральная формула Кирхгофа для прямого продолжения волнового поля (8.35). Обращение поля во времени и пространстве позволили, исходя из формулы (8.35), получить интегральную формулу (8.41) для обращенного продолжения поля.

Можно показать, что интегральная формула (8.34) для обращенного продолжения импульсного колебания при его разложении на сферические монохроматические волны в соответствии с (5.16) приводит нас к следующему выражению:

$$S(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \left\{ \frac{\partial S}{\partial n} \left[ \frac{\exp(-jkr)}{r} \right] - S \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{\exp(-jkr)}{r} \right] \right\} d\sigma. \quad (8.44)$$

Это выражение по аналогии с (8.34) можно назвать интегральной теоремой Гельмгольца-Кирхгофа для обращенного волнового поля.

Следует заметить, что теорему (8.44) можно получить непосредственно из теоремы Грина (8.37), если в качестве функции Грина вместо (8.31) выбрать

$$G(P) = \frac{\exp(-jkr)}{r} \quad (8.45)$$

и заменить знак перед  $\frac{\partial S}{\partial n}$  на противоположный.

Остановимся на физическом истолковании формулы (8.44). С учетом того, что

$$\begin{aligned} S \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{-jkr}}{r} \right) &= S \left[ e^{-jkr} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial n} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( e^{-jkr} \right) \frac{\partial r}{\partial n} \right] = \\ &= S e^{-jkr} \cos \theta \left( \frac{1}{r^2} + j\omega \frac{1}{r V_M} \right), \end{aligned}$$

перепишем (8.44) в следующем виде:

$$\begin{aligned} S(P_0, \omega) &= \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \frac{1}{r} e^{-j\frac{\omega}{V_M} r} \frac{\partial S}{\partial n}(P, \omega) d\sigma + \\ &+ \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} \frac{\cos \theta}{r^2} e^{-j\frac{\omega}{V_M} r} S(P, \omega) \left( 1 + j \frac{\omega}{V_M} r \right) d\sigma. \end{aligned} \quad (8.46)$$

Покажем, что выражение (8.46) является суммой двух полей, распределенных на поверхности  $\sigma$ . Первое поле представляет на этой поверхности монослой источников сферических волн, имеющих амплитудную плотность  $\frac{\partial S}{\partial n}$ , частоту колебаний  $\omega$ . На расстоянии  $r$  от поверхности  $\sigma$  каждая из сферических волн воспринимается как колебание вида

$$\frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial n} e^{-j\frac{\omega}{V_M} r} = \frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial n} e^{-j\omega r}. \quad (8.47)$$

Второе поле создается двойным слоем, каждая точка  $P$  которого колеблется, генерируя два противофазных колебания, то есть точка  $P$  представляет собой диполь  $P^+P^-$  (рис. 8.15). Вклад диполя в общее поле в точке  $P_0$ , находящейся на расстоянии  $r$  от диполя, можно записать так:

$$\frac{S \cdot e^{-jkr} \cos \theta}{r^2} \left( 1 + j \frac{\omega}{V_M} r \right) = \frac{\partial r}{\partial n} S \cdot e^{-jkr} \frac{1 + jkr}{r^2} = \lim_{r^+ \rightarrow r^-} S \left( \frac{e^{-jkr}}{r^+} - \frac{e^{-jkr}}{r^-} \right). \quad (8.48)$$

Отсюда видно, что поле диполя  $P^+P^-$  имеет плотность  $S$ . Таким образом, первый интеграл выражения (8.44) представляет интегральную сумму сферических волн с амплитудной плотностью  $\frac{\partial S}{\partial n}$ , а второй интеграл — противофазные колебания дипольного слоя с амплитудной плотностью  $S$ .

Подобным же образом можно показать, что импульсное возмущение обра- зуется как сумма двух полей, соответственно обусловленных обращенным продолжением импульсных полей — монополя и диполя — рассредоточенных на поверхности  $\sigma$  с амплитудными плотностями  $\frac{\partial U}{\partial n}, U$ .

#### 8.2.4. Модификация обращенного интеграла Кирхгофа

Для восстановления поля в точках полупространства  $D_2$  недостаточно знание поля на плоскости  $\sigma$ , пусть даже имеющей бесконечную протяженность.

Покажем, что для обращенного продолжения поля, то есть для его восстановления в точках  $P_0$  области  $D_2$ , необходимо знать поле не на одной, а на двух бесконечно-протяженных параллельных плоскостях  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , ограничивающих эту область (рис. 8.15).

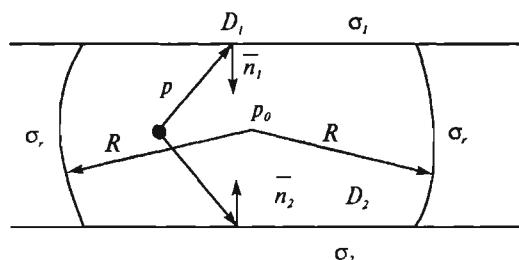


Рис. 8.15. К обращенному продолжению волнового поля  
в случае плоской поверхности

Первая из них должна зафиксировать все подлежащие обращению волны, пришедшие снизу, а вторая  $\sigma_2$  — все волны, пришедшие сверху. Доказать это положение можно, рассматривая замкнутую поверхность, образованную двумя параллельными плоскостями  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и сферой  $\sigma_r$ . В этом случае полное решение (8.41) в точках области  $D_2$  будет состоять из трех однотипных интегралов

$$U = J_{\sigma_1} + J_{\sigma_2} + J_{\sigma_r}, \quad (8.49)$$

взятых по частям двух плоскостей и сферы. Легко заметить, что при увеличении радиуса сферы  $R$  вклад  $J_{\sigma_1}$  и  $J_{\sigma_2}$  в общее решение возрастает, а вклад  $J_{\sigma_r}$  убывает, стремясь при  $R \rightarrow \infty$  к нулю. Следовательно, при  $R \rightarrow \infty$

$$U = J_{\sigma_1} + J_{\sigma_2}$$

или

$$\begin{aligned} U(P_0, t) = & \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma_1} \left( \{U\} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_1} + \left\{ \frac{\partial U}{\partial n_1} \right\} \frac{1}{r} + \frac{1}{rV_M} \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\} \frac{\partial r}{\partial n_1} \right) d\sigma + \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma_2} \left( \{U\} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_2} + \left\{ \frac{\partial U}{\partial n_2} \right\} \frac{1}{r} + \frac{1}{rV_M} \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\} \frac{\partial r}{\partial n_2} \right) d\sigma. \end{aligned} \quad (8.50)$$

Здесь  $P_0$  — текущая точка области  $D_2$ ;  $r$  — длина радиус-вектора, направленного из  $D_2$  к точкам плоскостей  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ ,  $\bar{n}_1$  и  $\bar{n}_2$  — нормали к  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , внутренние по отношению к  $D_2$ , но взаимно противоположные по направлению.

Очевидно, что по отношению к произвольной точке  $P_0$ , удаленной на расстояние  $z_0$  от плоскости  $\sigma_1$  ( $z=0$ ), всегда может быть проведена плоскость  $\sigma_2$  ( $z=2z_0$ ) (рис. 8.15). В случае однородной изотропной среды и симметричного расположения плоскостей  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  относительно точки  $P_0$  вклад  $J_{\sigma_1}$  и  $J_{\sigma_2}$  будет одинаков. Наряду с этим из рис. 8.15 следует, что

$$\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_1} = \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_2} = \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n}, \quad \frac{\partial r}{\partial n_1} = \frac{\partial r}{\partial n_2} = \frac{\partial r}{\partial n}.$$

Кроме того,

$$\frac{\partial U}{\partial n_1} = - \frac{\partial U}{\partial n_2}.$$

Поэтому (8.50) можно представить в следующем виде:

$$U(P_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[ C_{21}\{U\} + C_{23} \left\{ \frac{\partial U}{\partial t} \right\} \right] dx dy, \quad (8.51)$$

где

$$C_{21} = \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} = - \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} = \frac{\cos \theta}{r^2}; \quad C_{23} = \frac{1}{rV_M} \frac{\partial r}{\partial n} = - \frac{1}{rV_M} \cos \theta$$

—коэффициенты, зависящие от расположения вектора  $\vec{r}$  относительно нормали  $\vec{n}$  и его величины,  $\theta$  — угол между  $\vec{n}$  и  $\vec{r}$ .

Выражение (8.51) является решением волнового уравнения (8.28) для обращенного продолжения поля. С помощью (8.51) можно восстановить поле в любой точке полупространства  $D_2$  по его значениям на бесконечно-протяженной плоскости. В случае плоской поверхности наблюдений не требуется знания производной поля по нормали, то есть граничные условия могут быть заданы только полем

$$U|_{z=0} = f(x, y, t), \quad (8.52)$$

а значения  $\frac{\partial U}{\partial t}|_{z=0} = \frac{\partial f}{\partial t}$  могут быть вычислены путем дифференцирования (8.52)

по времени. С учетом (8.52 — 8.53) выражение (8.51) примет вид

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int \int_{x y} \frac{\cos \theta}{r^2} f(x, y, z, t + \tau) - \frac{\cos \theta}{rV_M} \frac{\partial f}{\partial t}(x, y, z, t + \tau) dx dy. \quad (8.53)$$

Выражение (8.53) можно привести к модифицированному виду, позволяющему ускорить процесс миграции [64]. С этой целью обратимся к рис. 8.16.

Пусть сигнал  $f\left(x, y, t + \frac{r}{V_M}\right)$ , подлежащий миграции, задан на плоскости  $z = 0$

в точке  $P$ , где  $\vec{n}$  — нормаль, внешняя по отношению к области  $z > 0$ . Проведем

через точку  $P_0$  горизонтальную плоскость  $z = z_0$  и восстановим к этой плоскости нормаль  $\bar{n}_P$  в точке  $P_0$ . Затем продифференцируем сигнал по  $n_p$ . Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n_p} \left[ \frac{f \left( x, y, t + \frac{r}{V_M} \right)}{r} \right] &= \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial f}{\partial n_p} \cdot r - f \cdot \frac{\partial r}{\partial n_p} \right) = \\ &= \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial \left( t + \frac{r}{V_M} \right)}{\partial n_p} r - f \frac{\partial r}{\partial n_p} \right] = \frac{1}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial n_p} - \frac{1}{r^2} f \frac{\partial r}{\partial n_p} = \\ &= -\frac{1}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial n} + \frac{1}{r^2} f \frac{\partial r}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{f \left( x, y, t + \frac{r}{V_M} \right)}{r} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{f}{r} \right) = \frac{1}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial n} - \frac{1}{r^2} f \frac{\partial r}{\partial n} = -\frac{\cos \theta}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\cos \theta}{r^2} f$$

и

$$\frac{\partial}{\partial n} \int \int \left( \frac{f}{r} \right) dx dy = \int \int \left( \frac{\cos \theta}{r^2} f - \frac{\cos \theta}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t} \right) dx dy. \quad (8.54)$$

Подставляя (8.54) в (8.53), получим модифицированный интеграл быстрого преобразования Кирхгофа (БПК)

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \int \int \frac{f(x, y, t + \tau)}{r} dx dy. \quad (8.55)$$

Принимая в (8.53) и (8.55)  $t = t_n$  за начальный момент возникновения колебания в точке  $P_0$  и считая  $t_n + \tau = t$  временем прихода этого колебания

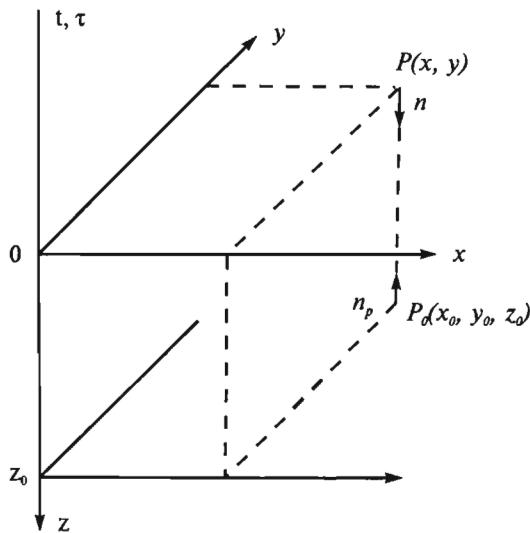


Рис. 8.16. К выводу модифицированного уравнения БПК

в точки  $P$  поверхности наблюдений  $z = 0$ , получим:

$$U(x_0, y_0, z_0, t_n) = \frac{1}{2\pi} \int \int \left[ \frac{\cos \theta}{r^2} f(x, y, t_n + \tau) - \frac{\cos \theta}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial t}(x, y, t_n + \tau) \right] dx dy, \quad (8.56)$$

$$U(x_0, y_0, z_0, t_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \int \int \frac{f(x, y, t_n + \tau)}{r} dx dy. \quad (8.57)$$

Равенства (8.55—8.57) являются алгоритмами интегрирования (суммирования) колебаний  $f(t)$  и  $\frac{\partial f}{\partial t}(t)$  по гиперболической поверхности  $t(x, y) = t_n + \tau(x, y)$

или при  $t_n = 0$  по поверхности  $\tau(x, y)$ , т.е. алгоритмами миграции обращенного продолжения трехмерного волнового поля  $U(x, y, z, t)$  при заданных значениях  $f(x, y, t)$  этого поля и его производных на плоскости  $z = 0$ .

Уравнение поверхности  $\tau(x, y)$ , представляющей годограф дифрагированной волны, возникающей в точке  $P_0$  в момент  $t_n = 0$ , имеет вид:

$$\tau(x, y) = \frac{r}{V_M} \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}. \quad (8.58)$$

Заметим, что в случае плоской поверхности наблюдений формулы (8.44) и (8.46) обращенного продолжения Гельмгольца-Кирхгофа приобретают вид:

$$S(x_0, y_0, z_0, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \int \left[ \frac{\cos \theta}{r^2} S(x, y, \omega) + \frac{j\omega \cos \theta}{r V_M} S(x, y, \omega) \right] e^{-j \frac{\omega}{V_M} r} dx dy = \\ = \frac{1}{2\pi} \int \int S(x, y, \omega) \frac{\cos \theta}{r^2} \left( 1 + j \frac{\omega}{V_M} r \right) e^{-j \frac{\omega}{V_M} r} dx dy. \quad (8.59)$$

Полученное соотношение является спектральным преобразованием  $t = (t_h + \tau) \rightarrow \omega$  выражения (8.57).

### 8.3. Способы миграции

#### 8.3.1. Эвристические постулаты миграции

В п.п. 8.2.2—8.2.4 было показано, что теоретической основой миграции являются решения волнового уравнения (8.28), и рассмотрены интегральные преобразования, используемые для получения этих решений. Полученные решения справедливы для однородной среды. Известны способы миграции основанные на решении уравнений упругости для однородной среды, но они пока не нашли практического применения в связи со сложностью их реализации. Поэтому, учет неоднородности среды при формировании ее изображений производят, сочетая строгие решения с эвристическими приемами, вытекающими из представлений кинематической сейсмики и некоторых предположений о свойствах среды и волнового поля.

Известные способы миграции базируются на следующих эвристических постулятах.

1. Сейсмическое волновое поле  $U(x, y, z, t)$  эквивалентно полю некоторых гипотетических волн, идущих к поверхности наблюдений со скоростью  $V_M$ . Считается, что источниками гипотетических волн являются внутренние точки среды, каждая из которых в фиксированный момент времени  $t_h$  излучает импульс с амплитудой, пропорциональной акустической контрастности отражающих и дифрагирующих объектов.

2. Гипотетическое поле не содержит волн, удаляющихся от поверхности наблюдений  $z = 0$ , т.е. внутренние точки среды не излучают волн, распространяющихся вниз, вторичное излучение отсутствует, многократные волны не возникают.

3. Поле гипотетических волн подчиняется скалярному волновому уравнению при  $z > 0$  и граничным условиям

$$U(x, y, z, t) \Big|_{z=0} = f(x, y, t), \quad \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (8.60)$$

Здесь  $f(x, y, t)$  — сейсмическое волновое поле, зарегистрированное на поверхности  $z = 0$  в момент времени  $t = t_h + \tau$ , где  $t_h$  — момент излучения,  $\tau$  — время

пробега волны от внутренней точки  $P_0$  с координатами  $x_0, y_0, z_0$  до точки  $P$  на поверхности  $z = 0$  с координатами  $x, y$ . Функция  $\tau(x, y)$  представляет годограф волны, возникающей в точке  $P_0$  и зарегистрированной на поверхности  $z = 0$  (рис. 8.17).

$$\tau = \frac{\bar{P}\bar{P}_0}{V_M} = \frac{r}{V_M} = \frac{1}{V_M} \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}.$$

Существующие способы исходят из трех различных вариантов задания  $t_h$  и  $V_M$ , обеспечивая в зависимости от используемого варианта формирование изображений либо мнимых источников, либо точек дифракции и отражения.

а) Полагая  $t_h = 0$  и  $V_M = V$ , где  $V$  — скорость распространения волн в среде, получают формирование изображений мнимых источников.

б) принимая  $t_h = t_b$  и  $V_M = V$ , где  $t_b = \frac{r_b}{V}$  — время пробега падающей волны по пути  $r_b$  от действительного источника 0 до внутренней точки среды  $P_0$ , получают формирование точек дифракции и отражения.

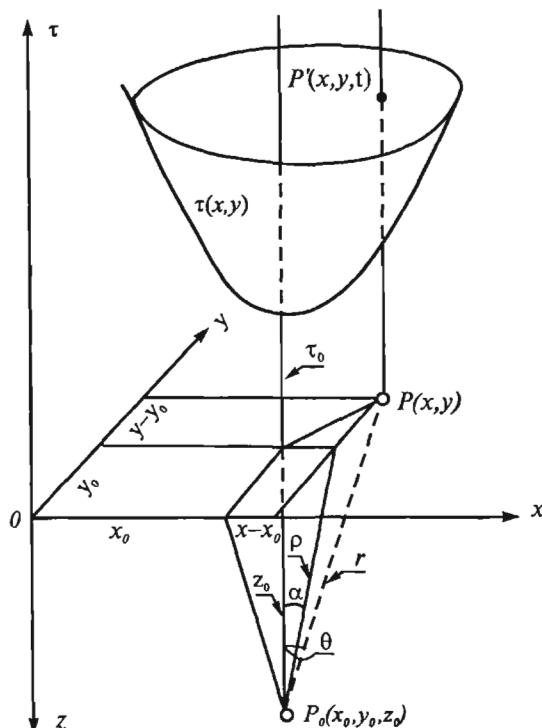


Рис. 8.17. Годограф волны, возникающей в точке  $P_0$  в момент  $t_h = 0$

в) Формирование точек дифракции и отражения также получают, полагая  $t_h = 0$  и  $V_M = V/2$ , т.е. предполагая, что каждая точка среды в момент времени  $t_h = 0$  излучает волну, распространяющуюся вверх со скоростью  $V/2$  (модель «взрывающейся» границы).

Процедура миграции при выполнении постулатов 1—3 обеспечивает перенос сигналов отраженных и дифрагированных волн в истинные точки отражения или дифракции. Схема переноса применительно к миграции 2D трасс  $f(x, t_0)$  центрового нормально-отраженного луча показана на рис. 8.18, где изображена модель глубинного разреза (а) и соответствующая модель временного разреза (б). Гипотетические волны, возникающие в момент времени  $t_h = 0$  в точках  $P_1$  и  $P_2$  глубинного разреза, зарегистрированы на поверхности  $z = 0$  в точках  $S_1$  и  $S_2$  временного разреза. На временном разрезе после миграции эти точки занимают положение  $P'_1$  и  $P'_2$ . При постоянной скорости форма границы  $P_1 — P_2$  на глубинном разрезе  $z_0(x)$  (рис. 8.18) и  $P'_1 — P'_2$  на временном разрезе  $t_0(x)$  полностью подобны.

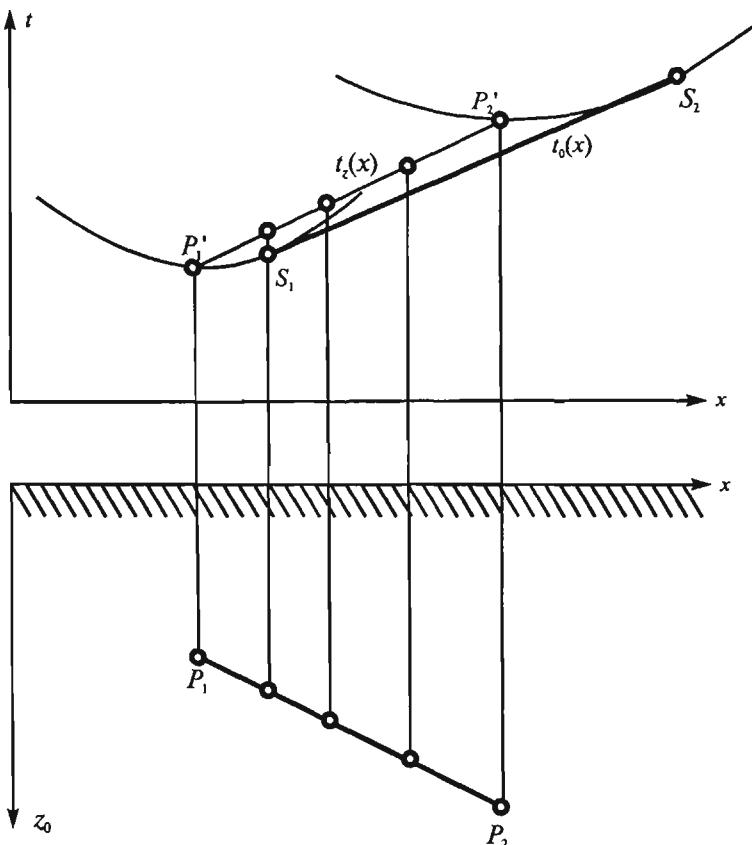


Рис. 8.18. Схема преобразования линии  $t_0(x)$  временного разреза при миграции

### 8.3.2. Классификация способов миграции и их базовые уравнения

Классификация способов миграции дана на рис. 8.19. Все способы подразделяются на трехмерные и двухмерные. Как трехмерная, так и двухмерная миграция может быть применена как к исходным сейсмопротяжкам, прошедшим обработку согласно п. 7.2, так и к трассам ИОСТ или ИОТО в предположении тождественности этих изображений с полем центральных нормально-отраженных лучей.

Исходя из особенностей решения базовых уравнений (волнового уравнения и его модификаций), а также применяемых эвристических постулатов все способы удобно подразделить на четыре группы.

В первую группу входят дифракционные способы, вытекающие из дифракционной теории, предложенной Кирхгофом и интегральных решений волнового уравнения (8.28). Уравнение (8.28) является базовым для дифракционных способов. К дифракционным способам миграции относятся преобразование Кирхгофа (ПК), быстрое преобразование Кирхгофа (БПК) и дифракционное преобразование (ДП).

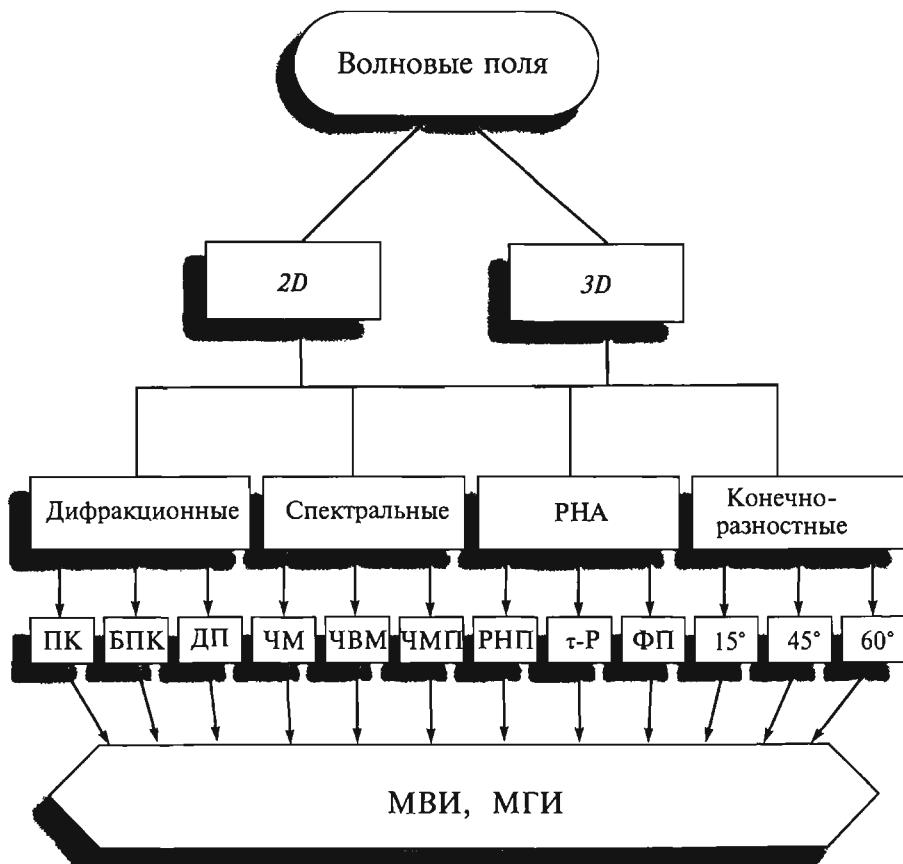


Рис. 8.19. Классификация способов миграции

Вторую группу образуют спектральные способы, основанные на интегральных решениях спектральных модификаций волнового уравнения. К ним относятся способ частотной миграции (ЧМ), способ частотно-волновой (ЧВМ) или FK-миграции и способ частотной миграции плоских волн (ЧМП). Базовыми для перечисленных спектральных способов миграции являются следующие уравнения:

для ЧМ в соответствии с (5.14) и (8.29)

$$\nabla^2 S - k^2 S = 0,$$

где

$$S = U(x, y, z, \omega), \quad k = \frac{\omega}{V_M};$$

для ЧВМ в соответствии с (5.15)

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + k_z^2 F = 0, \quad (8.61)$$

где

$$F = U(k_x, k_y, z, \omega), \quad k_z^2 = \frac{\omega^2}{V_M^2} - k_x^2 - k_y^2;$$

для ЧМП в соответствии с (5.18)

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} + \omega^2 \left( \frac{1}{V_M^2} - p_x^2 - p_y^2 \right) Q = 0, \quad (8.62)$$

где

$$Q = U(p_x, p_y, z, \omega), \quad p_x = \frac{\partial t}{\partial x}, \quad p_y = \frac{\partial t}{\partial y}.$$

Третью группу составляют способы регулируемого направленного анализа (РНА) волнового поля. Базовым уравнением миграции для этой группы способов в соответствии с (5.19) является уравнение плоской волны

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \equiv \frac{1}{V_{Mz}^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \quad (8.63)$$

где  $W = U(p_x, p_y, z, t)$ ,  $\frac{1}{V_{Mz}^2} = \frac{1}{V_M^2} - p_x^2 - p_y^2$ ,  $V_{Mz}$  — скорость миграции плоской волны вдоль оси  $z$ .

На решении этого уравнения основаны миграция поля по методу РНП, способ  $\tau$ - $p$ -преобразования, а также способ фокусирующих преобразований (ФП).

К четвертой группе относятся конечно-разностные способы, базовыми уравнениями которых являются упрощенные модификации уравнений (8.28) и (8.61). Известны конечно-разностные способы, которые базируются на упрощенных модификациях, справедливых при углах выхода луча менее  $60^\circ$  (КР60), менее  $45^\circ$  (КР45) и менее  $15^\circ$  (КР15). Выведем эти уравнения, исходя из равенства (8.61), где

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{V_M^2} - k_x^2 - k_y^2. \quad (8.64)$$

Из (8.64) следует, что

$$k_z = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{V_M^2} - k_x^2 - k_y^2}, \quad (8.65)$$

В равенстве (8.65) знак (+) соответствует прямому продолжению волнового поля с возрастанием времени  $t$ , знак (-) — обращенному продолжению (восстановлению) волнового поля с убыванием времени  $t$ .

Ограничимся рассмотрением уравнений для случая обращенного продолжения волнового поля. В этом случае

$$k_z = -\sqrt{\frac{\omega^2}{V_M^2} - k_x^2 - k_y^2} = -\frac{\omega}{V_M} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} V_M^2}.$$

Разлагая полученное равенство в биноминальный ряд и ограничиваясь тремя членами разложения, найдем:

$$k_z = -\frac{\omega}{V_M} \left[ 1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2\omega^2} V_M^2 - \frac{1}{8} \left( \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} V_M^2 \right)^2 \right]. \quad (8.66)$$

Подставим (8.66) в (8.61) и осуществим обратное трехмерное Фурье-преобразование. В результате получим:

$$\frac{\partial^4 U}{\partial t^3 \partial z} = \frac{1}{V_M} \frac{\partial^4 U}{\partial t^4} + \frac{V_M}{2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + \frac{V_M^3}{8} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right).$$

Отсюда, учитывая  $t_z = \frac{z}{V_M}$ ,  $\partial t_z = \frac{1}{V_M} \partial z$ , следует:

$$\left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \left[ 1 + \frac{V_M^2}{4} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \right] = \frac{2}{V_M^2} \left( \frac{\partial^4 U}{\partial t^4} + \frac{\partial^4 U}{\partial t^3 \partial t_z} \right). \quad (8.67)$$

Уравнение (8.67) является базовым для способа КР60.

Если в (8.66) ограничиться двумя членами биноминального разложения, то аналогичным образом получим:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = \frac{2}{V_M^2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial t_z} + \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right). \quad (8.68)$$

Уравнение (8.68) является базовым для способа КР45. Пренебрегая в правой части уравнения (8.68) слагаемым  $\frac{2}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$ , учитывая, что

$$\frac{2}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \ll \frac{2}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial t_z},$$

получим базовое уравнение для способа КР15, т.е. способа конечно-разностной миграции в  $15^\circ$  приближении:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = \frac{2}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial t_z}. \quad (8.69)$$

Это уравнение в двухмерном случае для волнового поля центральных лучей, т.е. при  $t \equiv t_0$ , приобретает вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{2}{V_M^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t_0 \partial t_z}. \quad (8.70)$$

и является  $15^\circ$  уравнением Клаербоута [21], положенным в основу способа конечно-разностной миграции временного разреза.

### 8.3.3. Дифракционные способы миграции

#### 1. Быстрое преобразование Кирхгофа [65]

К дифракционным способам относятся преобразование Кирхгофа (ПК), быстрое преобразование Кирхгофа (БПК) и дифракционное преобразование (ДП). Алгоритм ПК представляет выражение (8.56). Учитывая резкое убывание первого слагаемого в (8.56) с увеличением  $r^2$ , это равенство можно представить при  $t_h = 0, \tau = t$  в следующем упрощенном виде:

$$U(x_0, y_0, z_0) = -\frac{1}{2\pi} \int_{x,y} \int \frac{\cos \theta}{r V_M} \frac{\partial f}{\partial z}(x, y, t) dx dy \quad (8.71)$$

Выражение (8.57) является алгоритмом БПК, который с учетом  $t_h = 0$  и равенства  $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial z}$ , имеет вид:

$$U(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \int_{x,y} \int \frac{f(x, y, t)}{r} dx dy. \quad (8.72)$$

Алгоритм ДП получим из (8.71), (8.72), пренебрегая весовыми множителями  $\frac{1}{2\pi r}$  и  $\frac{\cos \theta}{2\pi r V_M}$  и эффектом дифференцирования  $\frac{\partial f}{\partial z}$ . В этом случае

$$U(x_0, y_0, z_0) = \int_{x,y} \int f(x, y, t) dx dy. \quad (8.73)$$

Наиболее привлекательным с точки зрения простоты и строгости является алгоритм БПК (8.57).

Процедуру миграции в соответствии с (8.57) удобно представить в виде трех последовательных операций:

1) трансформации трасс

$$f_Q(t) = \left/ f(t) \right/ Q(t), \text{ где } Q(t) = t \cdot V_M;$$

2) суммирования трасс  $f_Q(t)$

$$U_D(x_0, y_0, z_0, t_h) = \int_{x,y} \int f_Q(x, y, t_h + \tau) dx dy;$$

3) дифференцирования трасс  $U_D(z_0)$  по  $z$

$$U(z_0) = \frac{dU_D(z_0)}{dn} = \frac{\partial U_D(z_0)}{\partial z}.$$

Физический смысл первой операции состоит в учете геометрического расхождения. Вторая операция представляет  $\Delta$ -преобразование трасс  $f_0(t)$ , т.е. их суммирование по поверхностям  $t_n + \tau(x, y)$ , которое как и всякое суммирование является низкочастотной фильтрацией. Третья операция — дифференцирование — позволяет повысить уровень высокочастотных составляющих в спектре изображения и тем самым устраниТЬ высокочастотные потери, связанные с  $\Delta$ -преобразованием.

Алгоритмы (8.71—8.73) применимы для миграции исходных сейсмограмм  $f(x, y, t)$ , состоящих из трасс, принадлежащих к различным общим точкам (ОТВ, ОТП, ОСТ, общей точке крестового блока наблюдений и др.), а также для миграции волновых полей  $U(x, y, t_0)|_{z=0} = f(x, y, t_0)$  ИОСТ, ИОТО ДМО и ИОТО ЭРО. При миграции исходных сейсмограмм  $f(x, y, t)$  гиперболоид суммирования трасс (рис. 8.17) определяет равенство (8.58), которое при  $V_m = V$  имеет вид:

$$\tau(x, y) = \frac{1}{V} \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}.$$

Начальное время  $t_n$  в (8.56, 8.57) зависит от типа исходных сейсмограмм. При трехмерной миграции сейсмограмм ОТВ

$$t_n = t_b(x_b, y_b) = \frac{r_b}{V} = \frac{1}{V} \sqrt{(x_b - x_0)^2 + (y_b - y_0)^2 + z_0^2},$$

где  $r_b$  — расстояние между ПВ и точкой  $P_0$  формирования МГИ  $U_b(x_0, y_0, z_0)$  или МВИ. В случае миграции сейсмограмм ОТП

$$t_n = t_n(x_n, y_n) = \frac{r_n}{V} = \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + z_0^2},$$

где  $r_n$  — расстояние между ПП и точкой  $P_0$  формирования МГИ  $U_n(x_0, y_0, z_0)$  или МВИ  $U_n(x_0, y_0, t_z)$ .

## 2. Сопряженная миграция

Наиболее эффективной является сопряженная миграция сейсмограмм ОТВ с получением изображений  $U_b$  и сейсмограмм ОТП, с получением изображений  $U_n$ . Такая миграция осуществима при сопряженных площадных наблюдениях ОТВ и ОТП, т.е. при попарном использовании совпадающих апертур ПП и ПВ. Сопряженное изображение получают путем суммирования  $U_b$  и  $U_n$ :

$$U_{bn} = U_b + U_n$$

Такое изображение в связи с ослаблением влияний неоднородностей ВЧР и различного рода волн-помех обладает качеством более высоким, чем каждое из изображений  $U_b$  и  $U_n$  в отдельности.

В случае миграции сейсмограмм крестового блока с расположением ПП вдоль оси  $x_n$ , а ПВ вдоль оси  $y_b$

$$t_n = t_1 = \frac{r_1}{V} = \frac{1}{V} \sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_b - y_0)^2 + z_0^2}$$

получают трехмерное изображение МГИ  $U_{\kappa 1}(x_0, y_0, z_0)$  или МВИ  $U_{\kappa 1}(x_0, y_0, t_z)$ . При расположении ПВ вдоль оси  $x_b$ , а ПП вдоль оси  $y_n$  (рис. 8.17г)

$$t_n = t_2 = \frac{r_2}{V} = \frac{1}{V} \sqrt{(x_b - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + z_0^2}$$

формируют изображения МГИ  $U_2(x_0, y_0, z_0)$  или МВИ  $U_2(x_0, y_0, t_z)$ .

При сопряженных крестовых наблюдениях, т.е. при попеременном совмещении линий  $x_n$  и  $x_b$ ,  $y_n$  и  $y_b$ , также как и при сопряженных наблюдениях ОТВ и ОТП, возможна сопряженная миграция с получением изображений

$$U_\kappa = U_{\kappa 1} + U_{\kappa 2}$$

более высокого качества, чем  $U_{\kappa 1}$  и  $U_{\kappa 2}$  в отдельности.

### 3. Миграция изображений ОСТ и ОТО

Миграция трехмерных изображений волновых полей центральных лучей

$U(x, y, z, t_0)|_{z=0} = f(x, y, t_0)$ , часто выполняют по алгоритмам (8.71—8.73), полагая,  $V_m = V/2$ ,  $t_n = 0$ , т.е. используя модель «взрывающейся» границы. В этом случае равенство (8.58) приобретает вид

$$t(x, y) = \tau(x, y) = \frac{2}{V} \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2},$$

В соответствии с этой моделью в момент «взрыва» границы  $t_n = 0$  возникают гипотетические дифрагированные волны в каждой точке границы, которые распространяются со скоростью  $V_m = V/2$  и регистрируются на поверхности  $z = 0$ . Суммирование сигналов, расположенных на гидографе (8.72) дифрагированной волны, приводит к их синфазному накоплению и формированию точки дифракции с «яркостью», которая пропорциональна ее контрастности по акустической жесткости. Если геологический объект представлен совокупностью таких точек в виде шероховатой границы, то с помощью дифракционных способов получают ее изображение.

### 4. Два подхода к реализации дифракционной миграции

В случае зеркально-гладких границ полезные сигналы располагаются не на гидографах дифракции, а на гидографах отраженной волны, которые отличаются

по форме от гидографов дифракции. Любой гидограф зеркальной отраженной волны представляет собой огибающую семейства гидографов дифракции. Поэтому использование дифракционных алгоритмов ведет к синфазному накапливанию сигналов дифрагированной волны в окрестностях точки отражения.

Миграцию данных с определением сигнала в общей точке отражения можно также осуществить, суммируя исходные сейсмограссы не только по гидографам дифракции, но и непосредственно по гидографам отраженных волн. Так в работах [22, 34, 57 и др.] рассмотрены способы миграции данных многократных профильных наблюдений, основанные на суммировании сигналов по поверхности сбора информации в общую точку отражения. Эта поверхность в соответствии с (6.94) и рис. 6.27 представляет двухмерное временное поле отраженной волны

$$t\left(\frac{l}{2}, \xi\right) = \frac{1}{V} \left[ \sqrt{z_{0k}^2 + \left(\frac{l}{2} + \xi\right)^2} + \sqrt{z_{0k}^2 + \left(\frac{l}{2} - \xi\right)^2} \right], \quad (8.74)$$

Указанная поверхность, где  $V = V_M$ , в системе координат  $t, l/2, \xi$  имеет вид пирамиды (рис. 8.20a), которую иногда [57] называют пирамидой Хеопса. При использовании модели «взрывающейся границы» ( $V_M = V/2$ ) поверхность сбора информации в общую точку дифракции представляет двухмерное временное поле дифрагированной волны:

$$t\left(\frac{l}{2}, \xi\right) = \frac{1}{V_M} \sqrt{z_{0k}^2 + \frac{l^2}{4} + \xi^2}, \quad (8.75)$$

Равенство (8.75) в системе координат  $t, l/2, \xi$  — суть уравнение гиперболоида вращения (рис. 8.20б). Сечением  $t(\xi)$  гиперболоида (8.75) при  $l = 0$  является гипербола:

$$\frac{\frac{t^2}{z_{0k}^2} - \frac{\xi^2}{z_{0k}^2}}{\frac{V^2}{V_M^2}} = 1,$$

а сечением  $t(l/2)$ , при  $\xi = 0$  — гипербола:

$$\frac{\frac{t^2}{z_{0k}^2} - \frac{l^2/4}{z_{0k}^2}}{\frac{V^2}{V_M^2}} = 1,$$

Сечения  $t(\xi)$  при  $l/2 = \text{const}$  (см. рис. 8.20б), равно как и  $t(l/2)$  при  $\xi = \text{const}$ , также имеют вид гипербол.

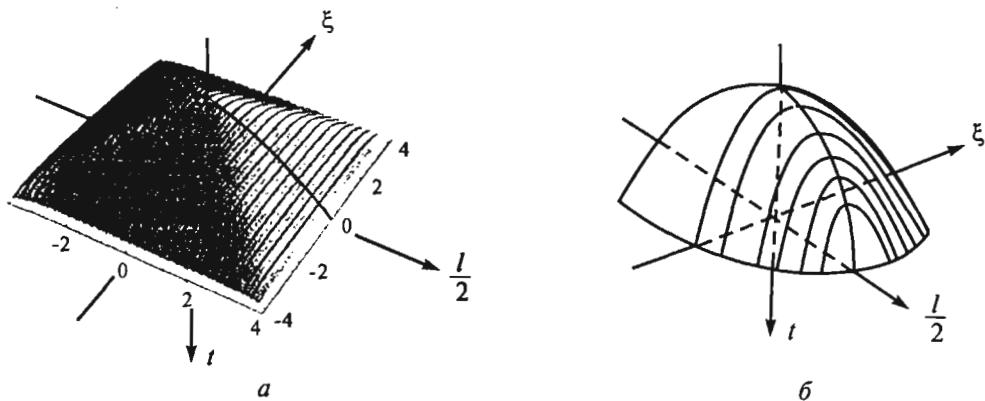


Рис. 8.20. Годографы — поверхности сбора информации в точку отражения (a) и в точку дифракции (б)

При наблюдению по профилю, азимут  $\theta$  которого не совпадает с азимутом  $\psi$  падения границы,  $z_{0k}$  в (8.74, 8.75) представляет кажущуюся глубину залегания отражающей границы (рис. 6.27), не совпадающую с вертикальной глубиной  $z_0$ . Из (6.88) с учетом (6.90) следует:

$$z_{0k} = \frac{z_0 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cdot \cos^2(\theta - \psi)}}{\cos \varphi}, \quad (8.76)$$

$$\xi = \frac{z_0}{2 \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \cos(\theta - \psi)} \left[ \sqrt{1 + \frac{l^2}{z_0^2} \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos^2(\theta - \psi)} - 1 \right]$$

При наблюдении вкрест простирания ( $\theta = \pm \varphi$ )

$$z_{0k} = z_0,$$

$$\xi = \frac{z_0}{2 \cos \varphi \cdot \sin \varphi} \left[ \sqrt{1 + \frac{l^2}{z_0^2} \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \varphi} - 1 \right],$$

а по простираннию ( $\theta = \psi \pm \pi/2$ )

$$z_{0k} = \frac{z_0}{\cos \varphi},$$

$$\xi = 0.$$

Способы суммирования трасс по поверхности (8.74—8.75) с точностью до помехи тождественны способам развертки трасс по изохронам. При разнесении сигналов отраженной волны от гладкой границы по изохронам происходит синфазное накапливание вдоль огибающей изохрон, которая совпадает с отражающей границей. Таким образом, вместо суммирования сигналов возможен и другой способ реализации дифракционных алгоритмов: способ разнесения (развертки) сигналов по поверхности (изохроне) возможных точек дифракции или отражения. Изохона отражения при миграции исходных сейсмограмм представляет эллипсоид

$$\frac{\left(x_0 - \frac{l_x}{2}\right)^2}{\left(\frac{Vt}{2}\right)^2} + \frac{\left(y_0 - \frac{l_y}{2}\right)^2}{\left(\frac{Vt}{2}\right)^2} + \frac{z_0^2}{\left(\frac{\sqrt{V^2 t^2 - (l_x^2 + l_y^2)}}{2}\right)^2} = 1, \quad (8.77)$$

где  $l_x = x_n - x_b$ ,  $l_y = y_n - y_b$  — координаты исходной трассы,  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  — координаты возможных точек отражения.

Сечение (8.21) такой изохроны в плоскости  $y = 0$  изображено на рис. 8.8 и рис. 8.11 (II—IV).

При миграции поля  $f(x, y, t_0)$  сейсмотрасс ИОТО изохона отражения является сферой радиуса  $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2} = \frac{Vt_0}{2}$  [рис. 8.11(I)].

Рассмотренные дифракционные алгоритмы получены на основе преобразований Кирхгофа, предполагающих использование бесконечно больших баз (апертур). Конечные размеры апертуры при формальном использовании алгоритмов (8.71 — 8.73), в особенности алгоритма Д-преобразования (8.73), приводят к появлению искажений, которые обусловлены дифракцией на границах апертуры. Ослабить эти искажения возможно, применяя весовые (апподизационные) множители перед суммированием трасс или путем выбора апертуры на основе моделирования. Методика апподизации рассмотрена на примере 2D миграции трасс временного разреза (п. 8.3.4), а вопросу выбора апертуры посвящен п. 8.3.6.

### 8.3.4. Дифракционные способы миграции временного разреза

#### 1. Миграция трасс временного разреза (BP)

Трехмерные, МВИ и МГИ можно получить на основе двухэтапной 2D миграции (п. 8.3.10). Поэтому остановимся на способах 2D миграции трасс временного разреза.

Формальное применение обращенного преобразования Кирхгофа (8.55) приводит при  $t_h = 0$ ,  $V_M = V/2$  к выражению

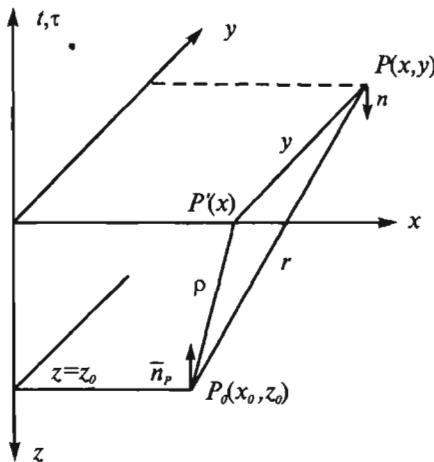


Рис. 8.20. Приведение профильной апертуры к площадной

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \int_x [f(x, \vartheta)/\rho] dx \quad (8.78)$$

или к алгоритму Д-преобразования

$$U(x_0, z_0) = \int_x [f(x, \vartheta)] dx \quad (8.79)$$

где

$$\vartheta = \frac{2\rho}{V} = \frac{2}{V} \sqrt{(x - x_0)^2 + z_0^2}.$$

Однако при использовании алгоритма (8.78) и в особенности (8.79) возникают искажения, обусловленные не только конечной длиной базы, но и профильным характером исходных данных. Для устранения искажений профильную апертуру преобразуют в площадную [50]. При этом граничные условия (8.52), необходимые для решения задачи миграции, создают искусственно путем «размножения» трасс по координате  $y$ , то есть представляя поле в виде последовательности по оси  $y$  одинаковых трасс. Эта операция эквивалентна решению интеграла (8.72) методом спуска в предположении независимости  $f(t_0)$  от  $y$ . Исключение переменной  $y$  выполняют (рис. 8.21) путем ее замены переменной  $\tau = r/V_M$ , где  $r^2 = \rho^2 + y^2$ . При такой замене

$$y^2 = V_M^2(\tau^2 - \vartheta^2)$$

$$dy = \frac{\tau V_M^2}{y} d\tau = \frac{\tau V_M d\tau}{\sqrt{\tau^2 - \vartheta^2}},$$

а интеграл (8.72) принимает вид:

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial z} \int_{x_1}^{x_2} \int_{\vartheta}^{\vartheta+\delta} \frac{f(x, \tau)}{\sqrt{\tau^2 - \rho \vartheta^2}} dxd\tau. \quad (8.80)$$

Здесь  $\delta = \tau_2 - (\tau_1 + \vartheta)$  — база интегрирования (суммирования) по  $\tau$ .

При миграции ВР удобно алгоритм расчленить на три последовательные операции. Первая представляет нестационарную фильтрацию трасс и обеспечивает устранение эффекта профильности исходных данных и учет геометрического расхождения

$$\tilde{f}(x, t) = \int_{\vartheta}^{\vartheta+\delta} \Phi(t, \tau) f(x, \tau) d\tau, \quad (8.81)$$

или в дискретном виде

$$\tilde{f}(x, t) = \sum_{j=1}^{\delta/\Delta\tau} \Phi(t, \tau_j) f(x, \tau_j),$$

где  $\Phi(t, \tau) = 1/\sqrt{\tau^2 - t^2}$ ;  $\tau_j = t + j\Delta\tau$ .

С целью исключения возникающей при  $t = \vartheta$  ( $x = x_0, j = 0$ ) неопределенности и ускорения вычислений  $\Phi$  находят по формуле

$$\Phi(t, \tau_j) = \begin{cases} \Delta\tau/4t & \text{при } j = 0 \\ \frac{\sqrt{\tau_j - t + \Delta\tau/2} - \sqrt{\tau_j - t - \Delta\tau/2}}{\sqrt{t + \tau_j}} & \text{при } j > 0. \end{cases}$$

Вторая операция заключается в  $\Delta$ -преобразовании трасс

$$U_D(x_0, z_0) = \int_{x_1}^{x_2} \tilde{f}(x, \rho/V_m) dx, \quad (8.82)$$

а третья — в дифференцировании результата по  $z$

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial U_D(x_0, z_0)}{\partial z}.$$

Формула (8.82) представляет алгоритм суммирования трасс (8.81) вдоль годографа при  $V_M = V/2$

$$\vartheta = \frac{\rho}{V_M} = \frac{2}{V} \sqrt{(x - x_0)^2 + z_0^2}$$

В результате всех операций формируют мигрированный глубинный  $u(x_0, z_0)$  или временной  $u(x_0, t_2)$  разрезы. При двухэтапной миграции (п. 8.3.10) искажения, обусловленные профильной апертурой, исключаются в процессе второго этапа миграции. Поэтому формирование изображений на каждом из этапов допустимо, используя непосредственно алгоритмы (8.78) или (8.79), не прибегая к нестационарной фильтрации (8.81).

## 2. Миграция трасс ВР с аподизацией

В связи с конечными базами суммирования  $\delta x = x_2 - x_1$  и  $\delta = \tau_2 - \tau_1$ , используемыми при миграции трасс ВР в соответствии с алгоритмом (8.80) и в особенности при простом Д-преобразовании (8.79), а также из-за флюктуации амплитуд на трассах ВР, изображения границ на МВР и МГР испытывают искажения и часто имеют «размытый» вид. Для устранения искажений следует применять аподизацию, т.е. придавать разный вес П сигналам, расположенным вдоль годографа  $\vartheta(x)$  дифракции в разных точках базы суммирования. В этом случае имеем вместо (8.82):

$$U_D(x_0, z_0) = \int_{x_1}^{x_2} \Pi(x, \vartheta) \tilde{f}(x, \vartheta) dx; \quad (8.83a)$$

вместо (8.79):

$$U(x_0, z_0) = \int_{x_1}^{x_2} \Pi(x, \vartheta) f(x, \vartheta) dx. \quad (8.83b)$$

Обычно максимальное значение П принимают для сигнала, расположенного на годографе дифракции в точке касания этого годографа осью синфазности ВР. По мере удаления трассы временного разреза от точки касания весовой коэффициент убывает. Закон убывания выбирают симметричным относительно координаты  $x$  точки касания. Положение точки касания определяют посредством регулируемого направленного анализа (РНА) волнового поля ВР по совпадению градиента  $\partial t_0 / \partial x$  ВР с градиентом  $\partial \vartheta / \partial x$  годографа дифракции  $\vartheta(x)$ . РНА проводят во временном окне, величину которого выбирают исходя из уровня помех, спектра волнового поля и с учетом применяемого оператора РНА.

В качестве закона убывания весового коэффициента принимают изменения коэффициента подобия, амплитуды разрастания на суммоленте РНП или максимальных значений других операторов РНА (см. табл. 9.1). При определении весового коэффициента П для отсчетного значения амплитуды на трассе  $f(x_i)$  (рис. 8.21), выбирают последовательность из нескольких трасс, для которых вертикаль  $x_i = \text{const}$  является осью симметрии. Величину П вычисляют в пределах окна длительностью  $T$ , касательного к годографу дифрагированной волны  $\vartheta(x)$ . Ширина окна всегда меньше базы суммирования  $\delta x$ , а его длительность  $T$  соизмерима с длительностью импульса отраженной волны. Последовательно смешая окно вдоль годографа дифрагированной волны, находят весовые коэффициенты

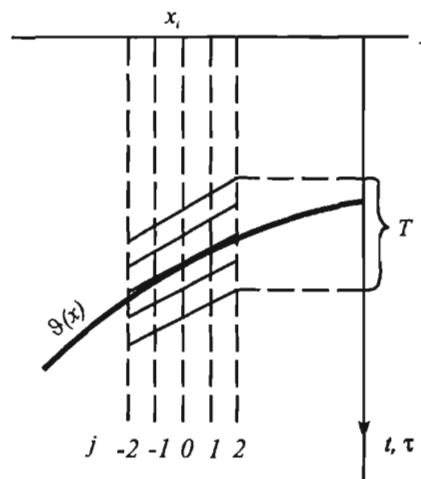


Рис. 8.22. Схема определения весовых коэффициентов Д-преобразования на основе регулируемого направленного анализа волнового поля

для остальных амплитуд, расположенных на этом годографе, затем ведут **весовое** суммирование в соответствии с (8.83), которое и обеспечивает **регуляризацию** решения.

### 8.3.5. Миграция в случае пластовой модели

#### 1. Способ восходящих лучей

Миграция с использованием постоянной скорости  $V_M$  не позволяет в условиях сложно построенной среды сместить сигналы в истинные точки отражения или дифракции. Изображение точки дифракции, полученное по истинному годографу дифрагированной волны с использованием средней скорости, будет находиться под минимумом годографа в некоторой точке  $P_m$ , смещенной относительно действительной точки дифракции  $P_0$  (рис. 8.23a). Учет этого смещения и разнесение сигналов ВР в точки отражения и дифракции выполняют путем трассирования (с учетом преломления) лучей нормально-восходящих в плоскости наблюдений.

В связи с тем, что луч отраженной волны нормален к отражающей границе в точке  $P_0$ , где формируется изображение, а луч дифрагированной волны, возникшей в этой точке, нормален к линии наблюдений, миграцию выполняют в два этапа. Вначале проводят миграцию в рамках модели средней скорости, формируя МГР первого приближения (рис. 8.23б), а затем этот разрез  $U(x', z')$  с использованием нормально-восходящих лучей преобразуют в более точный разрез  $U(x, z)$  второго приближения (рис. 8.23в). В итоге трасса МГР первого приближения, расположенная на вертикали  $x' = \text{const}$  с дискретно заданными значениями в точках  $P'_0$  путем переноса значений в точки  $P_0$ , которые находятся на ломаном нормально-восходящем луче, преобразуется в ломаную трассу МГР второго приближения.

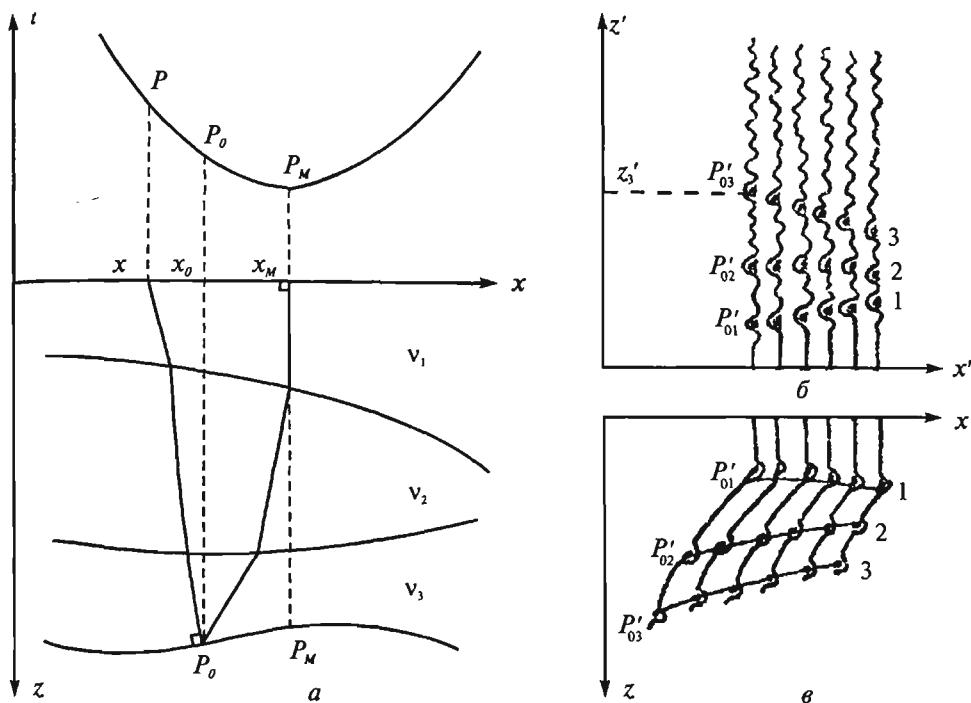


Рис. 8.23. Схема послойной миграции по нормально восходящим лучам:

- а — ход лучей дифрагированной волны в слоистой среде;
- б — МГР первого приближения;
- в — МГР второго приближения

Способ приближенный, но позволяет достаточно хорошо учитывать преломление при формировании изображений объектов сложной тектоники на сравнительно небольших глубинах — менее 3 км. В связи с тем, что диаграмма нормально-восходящих лучей строится сверху вниз, то в условиях сложнопостроенной среды на больших глубинах могут появляться зоны фокусировки и пустые места.

Правильный снос сигналов в случае заданной пластовой модели обеспечивает дифракционное преобразование по точно рассчитанным гидографам дифракции с учетом преломления на каждой границе для каждой точки изображения и наблюдения. Основная трудность расчета гидографов состоит в неточностях, возникающих при определении углов падения и преломления.

## 2. Послойная (ступенчатая) миграция

При послойной миграции пересчет волнового поля ведут с поверхности одного слоя на поверхность, как правило, нижнего слоя. Среду разбивают на серию горизонтальных слоев и для каждого слоя скорость в пределах апертуры считают постоянной. Для того, чтобы пересчитать ВР на некоторый уровень

$z_n > z_{n-1}$ , т.е. осуществить обращенное продолжение поля, заданного на плоскости  $z_{n-1}$ , на плоскость  $z_n$ , необходимо просуммировать трассы с использованием алгоритмов вида (8.78–8.79) по годографу дифрагированной волны

$$\vartheta(x) = t_{0n} + \sqrt{(\Delta t_{0n})^2 + 4(x - x_0)^2 / V_n^2},$$

где

$$t_{0n} = t_{0,n-1} + \Delta t_{0n}; \quad \Delta t_{0n} = 2(z_n - z_{n-1}) / V_n; \quad V_{mn} = \frac{V_n}{2}$$

$V_{n-1}$  — скорость между поверхностями  $z_{n-1}$  и  $z_n$ ;  $V_n$  — скорость в среде, в которую осуществляют обращенное продолжение;  $\Delta t_{0n}$  — шаг или ступень пересчета.

Для устранения эффекта «профильности» суммируют предварительно отфильтрованные в соответствии с (8.81) трассы. Значения поля находят не только в моменты  $t_{0n} = 0$ , но и во все последующие моменты  $0 \leq t_{0n} \leq [t_{0,n-1} - 2(z_n - z_{n-1}) / V_n]$ . Полученное волновое поле представляет временной разрез  $U(x, t_{0n})$ , соответствующий случаю расположения источников и приемников на плоскости  $z = z_n$ . Далее этот разрез считают исходным для формирования следующего временно-го разреза  $U(x, t_{0,n+1})$  на уровне  $z_{n+1}$  и т.д.

Таким образом, процедура послойной миграции ВР состоит в получении на заданных уровнях  $z = z_n$  промежуточных временных разрезов  $U(x, t_{0n})$  через интервал  $\Delta t_{0n}$ , в фиксации на плоскости МГР на уровнях  $z = z_n$  значений  $U(z_n)$  при  $t_{0n} = 0$  и в заполнении интервалов между соседними уровнями фрагментами промежуточных временных разрезов  $U(x, t_{0n})$  на глубинах, которые удовлетворяют условию  $0 < t_{0n} < 2(z_{n+1} - z_n)$ . Если между соседними уровнями наблюдаются резкие изменения скорости, то производят домиграцию — получают значения поля МГР в промежуточных точках рассматриваемого интервала.

Описанный способ применим и для послойной миграции трехмерных волновых полей, в том числе представленных исходными сейсмопротрассами.

Процесс послойной миграции сопровождается понижением частоты и накапливанием искажений по мере разрастания числа уровней. Для устранения этих эффектов применяют специальные корректирующие фильтры.

### 8.3.6. Выбор апертуры миграции

Апертура, исходя из теоретических представлений (п. 8.2.3), должна иметь бесконечные размеры. Однако, в связи с растяжением сигналов при их суммировании по годографам дифрагированной волны и образованием краевой волны-помехи на величину апертуры накладываются ограничения. Так как кинематические характеристики меняются во времени и с удалением от центра апертуры, при суммировании возникают искажения, эквивалентные понижению частоты сигнала. Эти искажения также возрастают с увеличением апертуры. Детальные исследования влияния апертуры на результат миграции выполнены Б.Р. Завалишиным посредством моделирования миграции отраженных

сигналов с использованием дифракционных алгоритмов  $3D$  (8.73) и  $2D$  (8.79). Миграции были подвергнуты сигналы в виде импульса Рикера, его производной и огибающей. Показано, что во всех случаях полное разрешение отраженного сигнала и краевой волны-помехи на  $2D$  и  $3D$  достигается в случае апертур больших, чем величина

$$A = 2\sqrt{V_M T Z_0}, \quad (8.84)$$

где  $T$  — длительность импульса,  $V_M$  — скорость миграции,  $Z_0$  — глубина залегания границы. Вместе с тем, наибольшая амплитуда восстановленного сигнала при отсутствии заметных влияний краевой помехи на его форму и длительность достигается при размерах апертуры, существенно меньших  $A$  (8.84) и несколько меньших величины

$$A_{\phi} = \sqrt{2V_M T Z_0}, \quad (8.85)$$

которая названа эффективной апертурой. Под  $A_{\phi}$  понимается апертура такого размера, дальнейшее увеличение которого не приводит к изменению амплитуды мигрированного сигнала. Под размером апертуры при  $2D$  подразумевается длина участка профиля, на котором расположены трассы волнового поля, а при  $3D$  — диаметр площади регистрации волнового поля. Установлено, что мешающая роль краевой дифракции при  $3D$  миграции с использованием апертур, больших  $A_{\phi}$ , более существенна, чем при  $2D$  миграции, а пиковое значение амплитуды при  $3D$  миграции достигается при меньшей апертуре, чем при  $2D$  миграции. По результатам моделирования сделаны следующие выводы:

- дифракционные эффекты, обусловленные ограниченностью апертуры при построении изображений, в трехмерной сейсморазведке значительно сильнее по сравнению с профильной сейсморазведкой;
- при использовании апертур больших величины  $A_{\phi}$  (8.85) дифракционные эффекты представляют серьезную помеху получению трехмерных изображений отражающих границ;
- при использовании в случае  $3D$  миграции апертур меньших  $A_{\phi}$  дифракционные эффекты могут играть существенную созидательную роль, позволяя получать более яркие изображения, чем при апертурах больших  $A_{\phi}$ ;
- оптимальные размер и форма апертуры, обеспечивающие получение наилучших изображений при  $3D$  миграции, совпадают с первой зоной Френеля.

Важным является вопрос позиционирования малой апертуры в пределах многокилометровой поверхности наблюдений для получения оптимального изображения конкретной точки отражающей границы с произвольными углом и азимутом падения.

Сравнительно просто этот вопрос решается в случае  $2D$  миграции временных разрезов. Выбор центра апертуры может быть осуществлен на основе информации, содержащейся на ВР. Для заданного значения  $t_0$  и градиента  $\Delta t_0/\Delta x$  можно вычислить вертикальное время  $t_z$  для МВР или глубину  $Z_0$ , а также снос  $\Delta$  трасс МВР относительно трассы ВР по профилю, т.е. снос центра апертуры:

$$t_z = \frac{Z_0}{V_M} = t_0 \sqrt{1 - \left( \frac{\partial t_0}{\partial x} \right)^2 \frac{V_M^2(t_0)}{2}},$$

$$\Delta = t_0 \frac{\partial t_0}{\partial x} V_M^2.$$

Путем расчета величин  $t_z$  и  $\Delta$  для редкой сетки плоскости ВР  $t_0 x$  можно получить двухмерный массив, который характеризует положение центральных точек апертуры на профиле в координатах ВР  $t_0$  и  $x \pm \Delta$  для заданной сетки значений  $x$  и  $t_z$  МВР или  $x$  и  $z_0$  МГР. С учетом зависимости  $\Delta$  от азимута такой массив может быть получен для профиля любого азимута, а, следовательно, для площадной совокупности трасс. Во всех случаях площадь наблюдений должна быть больше площади объекта, изучаемого с помощью миграции (см. главу 2, рис. 2.16).

### 8.3.7. Спектральные способы

#### 1. Частотная миграция (ЧМ) с использованием одномерных спектральных преобразований

Исходя из интегральной теоремы Гельмгольца-Кирхгофа для обращенного продолжения волнового поля в случае плоской горизонтальной границы спектр изображения  $S_0(\omega)$  на глубине  $z_0$  можно выразить через спектр  $S(\omega)$  волнового поля, заданного на поверхности земли  $z = 0$  следующим образом:

$$S_0(x_0, y_0, z_0, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int S(x, y, \omega) H(x, y, \omega) dx dy, \quad (8.86)$$

где

$$H(x, y, \omega) = \frac{z_0}{r^3} \left( 1 + \frac{j\omega}{V_M} r \right) \exp \left( -j \frac{\omega}{V_M} r \right);$$

$$r = z_0 / \cos \theta = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}.$$

Отсюда следует, что для осуществления миграции сейсмогрупп  $f(t)$  нужно найти их спектры  $S(\omega)$  на основе прямого Фурье-преобразования, перемножить спектры с частотными характеристиками  $H(\omega)$ , а затем выполнить интегрирование произведения согласно (8.86) и обратное Фурье-преобразование (5.14a)

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_0(x_0, y_0, z_0, \omega) \exp(j\omega t) d\omega.$$

Изображение  $U(x_0, y_0, z_0, t)$  волнового поля в точке  $P_0$  можно также получить путем интегрирования по  $x$  и  $y$  свертки  $F(t)$  сейсмопротяжки  $f(t)$  с оператором  $Q(t)$  фильтра во временной области

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int F(x, y, t) dx dy, \quad (8.87)$$

$$\text{где } F(t) = f(t) * Q(t); \quad Q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} H(\omega) \exp(j\omega t) d\omega.$$

Выражение (8.87) можно представить в следующем виде:

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \int_x^{\infty} \int_y \tilde{f}(x, y, t + \tau) dx dy; \quad (8.88)$$

$$\tilde{f}(t + \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \tilde{S}(\omega) \exp[j\omega(t + \tau)] d\omega,$$

$$\text{где } \tilde{S}(\omega) = S(\omega)h(\omega); \quad h(\omega) = \frac{z_0}{r^3} \left( 1 + j \frac{\omega}{V_M} r \right); \quad t \equiv t_b$$

Алгоритмы (8.86—8.88) позволяют (см. п. 8.31) сформировать при  $t = 0$  и  $V_M = V$  изображения мнимых источников; при  $t = t_b$  и  $V_M = V$  или  $t = 0$  и  $V_M = V/2$  — изображения точек дифракции и отражения. В соответствии с формулой (8.88) миграция сводится к фильтрации сейсмопротяжки и последующему Д-преобразованию. Для фильтрации вместо перемножения спектра  $S(\omega)$  и характеристики  $h(\omega)$  можно применять свертку

$$\bar{f}(t) = f(t) * q(t), \quad (8.89)$$

определенной предварительно оператор фильтра

$$q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} h(\omega) \exp(j\omega t) d\omega$$

Миграция ВР в этом случае заключается в трансформации трасс  $f(\theta)$  с помощью следующих трех операций: 1) частотной фильтрации вида (8.89) трасс  $f(\theta)$ ; 2) нестационарной фильтрации частотно-фильтрованных (8.81) трасс с целью устранения «эффекта профильности»; 3) Д-преобразования полученных трасс  $f(\theta)$  на базе  $\delta = x_2 - x_1$

$$U(x_0, z_0) = \int_{x_1}^{x_2} \tilde{f}(x, \vartheta) dx,$$

$$\text{где } \vartheta = \rho/V_M; \rho = \sqrt{(x - x_0)^2 + z_0^2}.$$

Алгоритмы, основанные на одномерных спектральных преобразованиях, удобны для учета скоростной неоднородности и поглощения. Для этого достаточно в выражениях (8.87—8.89) в качестве  $V_M$  использовать функцию  $V_M(x, z)$ , зависящую от координат  $x, z$ , а оператор свертки представить в виде:

$$q(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{4z_0}{[V(x, z)t]^3} (1 + j\omega t) \exp(j\omega t) d\omega, \quad (8.90)$$

где

$$\eta = \frac{\omega^{k-1}}{V^{n-1}} (a + j); \quad a \ll 1, \quad 1 < k < 2, \quad 1 < n < 3, \quad j = \sqrt{-1}.$$

2. Частотно-волновая миграция (*ЧВМ*) на основе трехмерных спектральных преобразований

Решение уравнения (8.61), представляющее алгоритм *FK*-преобразования, имеет вид:

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y, z, \omega) \exp\left\{j[k_x(x - x_0) + k_y(y - y_0) + \omega t]\right\} dk_x dk_y d\omega. \quad (8.91)$$

Здесь

$$\begin{aligned} F(k_x, k_y, z, \omega) &= \varphi(k_x, k_y, \omega) h(k_x, k_y, z, \omega); \\ \varphi(k_x, k_y, \omega) &= \iiint f(x, y, t) \exp\left\{-j[k_x(x - x_0) + k_y(y - y_0) + \omega t]\right\} dx dy dt; \\ h(k_x, k_y, z, \omega) &= \exp(-jk_z z); \\ k_z &= \sqrt{\omega^2/V_M^2 - k_x^2 - k_y^2}; \\ k &= \omega/V_M - \text{волновое число}; \\ k_x &= \omega p_x; k_y = \omega p_y; p_x = \partial t / \partial x; p_y = \partial t / \partial y. \end{aligned} \quad (8.92)$$

Решение (8.91) включает только нисходящие волны в предположении, что поле на поверхности  $z = 0$  образовано только восходящими волнами и что выполняется условие

$$F(k_x, k_y, z, \omega) \Big|_{z=0} = \varphi(k_x, k_y, \omega); \partial F(k_x, k_y, \omega) / \partial z \Big|_{z=0} = 0.$$

В двухмерном случае, полагая  $y = 0$  и  $k_y = 0$ ,  $t = t_0$ , получим алгоритм миграции ВР, обеспечивающий формирование МГР

$$\begin{aligned} U(x_0, z_0) &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int \varphi(k_x, \omega) \exp \left\{ -j \left[ \frac{z_0}{V_M} \sqrt{\omega^2 - k_x^2 V_M^2} - k_x (x - x_0) \right] \right\} dk_x d\omega. \end{aligned} \quad (8.93)$$

Преобразование (8.93) является формальным и не учитывает трехмерности сейсмического волнового поля. Трехмерность можно учесть, применив к трассам  $f(t, x)$  нестационарную фильтрацию вида (8.91), а уже затем осуществить спектральное преобразование трасс  $\tilde{f}(t, x)$ , т.е. получить спектры  $\tilde{\varphi}(k_x, \omega)$  и использовать их в (8.93) вместо  $\varphi(k_x, \omega)$ .

Для формирования изображений среды с восстановленной динамикой надо иметь спектры поля, заданные на бесконечной базе, и интегрирование вести в бесконечных пределах. На практике эти условия не соблюдаются. Поэтому задача обращенного продолжения с разложением на плоские монохроматические волны решается неустойчиво и сопровождается быстрым ростом шума с увеличением глубины и как следствие — разрушением изображения. Для повышения устойчивости применяют регуляризацию. При миграции ВР ОСТ регуляризация заключается в аподизации двухмерного спектра путем его умножения на некоторую функцию

$$N(k_x, \omega) = \begin{cases} 1, & \text{если } |\varphi(k_x, \omega)| \geq \lambda \\ 0, & \text{если } |\varphi(k_x, \omega)| < \lambda \end{cases};$$

где  $\lambda$  — малая величина, достаточная для обеспечения устойчивости.

Тогда

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint \varphi(k_x, \omega) N(k_x, \omega) h(k_x, z, \omega) \exp \{ j[k_x (x - x_0)] \} dk_x d\omega.$$

При стремлении  $\lambda$  к нулю это решение неограниченно приближается к выражению (8.93).

### 8.3.8. Миграция волновых полей способом регулируемой направленности

С помощью способов регулируемой направленности волновых полей возможно получение изображений среды как в виде куба  $U(x, y, z)$  или  $U(x, y, t_z)$ , так и в виде куба, характеризующего распределение в трехмерном пространстве кинематических и динамических параметров, характеризующих свойства среды и волнового поля.

#### 1. Трехмерная миграция

Рассмотрим вначале алгоритм построения трехмерных МВИ и МГИ, представляющий решение уравнения (8.63), характеризующего распространение плоской волны  $W = U(p_x, p_y, z, t)$ , полученное при заданных граничных условиях

$$W|_{z=0} = \Phi(p_x, p_y, t), \quad \frac{\partial W}{\partial z}|_{z=0} = 0.$$

Будем исходить из равенств (8.61) и (8.62). С учетом (8.92) получим

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \varphi(p_x, p_y, \omega) e^{j\omega(t+\tau)} dp_x dp_y d\omega. \quad (8.94)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \varphi(p_x, p_y, \omega) &= Q|_{z=0}, \\ \tau &= \tau_0 + p_x(x - x_0) + p_y(y - y_0), \\ \tau_0 &= \frac{z_0}{V_m} \sqrt{1 - p_x^2 V_M^2 - p_y^2 V_m^2}, \\ t &\equiv t_h \end{aligned} \quad (8.95)$$

Произведем замену

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \varphi(p_x, p_y, \omega) e^{j\omega(t+\tau)} d\omega = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}(p_x, p_y, t + \tau)$$

в связи с тем, что

$$\Phi(p_x, p_y, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(p_x, p_y, \omega) e^{j\omega t} d\omega.$$

В результате будем иметь

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{p_x} \int_{p_y} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}(p_x, p_y, t + \tau) dp_x dp_y. \quad (8.96)$$

Поменяв местами знаки интегрирования и дифференцирования, запишем

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{p_x} \int_{p_y} \Phi(p_x, p_y, t + \tau) dp_x dp_y. \quad (8.97)$$

Если поиск изображения ведется в момент времени  $t=0$ , то выражение (8.97) принимает вид

$$U(x_0, y_0, z_0, t) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{p_x} \int_{p_y} \Phi(p_x, p_y, \tau) dp_x dp_y = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} R(t), \quad (8.98)$$

где

$$R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p_x, p_y, \tau) dp_x dp_y.$$

В выражении (8.98) функция  $\Phi(p_x, p_y, \tau)$  является результатом преобразования Радона трехмерного волнового поля

$$U(x, y, z, t) \Big|_{z=0} = f(x, y, t),$$

заданного на плоскости  $z = 0$ . Преобразование  $\Phi(p_x, p_y, \tau)$  представляет трехмерную суммоленту — результат суммирования поля в пределах бесконечной по  $x$  и  $y$  площадной базе с центром в точке  $O(x_c, y_c)$  по плоскостям вида

$$\tau = t(x_c, y_c) = t(x, y) - p_x(x - x_c) - p_y(y - y_c), \quad (8.99)$$

то есть

$$\Phi(p_x, p_y, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f[x, y, t(x, y) - p_x(x - x_c) - p_y(y - y_c)] dx dy. \quad (8.100)$$

При этом  $\phi(p_x, p_y, \omega)$  в (8.94) является частотным спектром  $\Phi(p_x, p_y, \tau)$ , полученным в итоге прямого одномерного Фурье-преобразования  $\Phi(p_x, p_y, \tau)$  по координате  $\tau$ :

$$\phi(p_x, p_y, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p_x, p_y, \tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (8.101)$$

Время  $\tau$  в центре базы определяется выражением

$$\tau = t(x_c, y_c) = \frac{z_0}{V_M} \sqrt{1 - p_x^2 V_M^2 - p_y^2 V_M^2} + p_x(x_c - x_0) + p_y(y_c - y_0). \quad (8.102)$$

При  $x_c = x_0, y_c = y_0$

$$\tau = \tau_0 = \frac{z_0}{V_M} \sqrt{1 - p_x^2 V_M^2 - p_y^2 V_M^2}. \quad (8.103)$$

Последние два равенства вытекают непосредственно из выражения (8.95).

Заметим, что значения  $p_x = \frac{\partial \tau}{\partial x}$  и  $p_y = \frac{\partial \tau}{\partial y}$ , соответствующие полезным отраженным и дифрагированным волнам, пришедшим на поверхность  $z = 0$  из точки  $P_0$ , заключены в пределах от

$$0 < p_x < \left| \frac{1}{V_M} \right|, \quad 0 < p_y < \left| \frac{1}{V_M} \right|.$$

Тогда выражение (8.98) примет вид

$$U(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} R(t), \quad (8.104)$$

где

$$R(t) = \int_{-\frac{V_M}{2}}^{\frac{V_M}{2}} \int_{-\frac{V_M}{2}}^{\frac{V_M}{2}} \Phi(p_x, p_y, \tau) dp_x dp_y.$$

Отметим также, что формирование изображений в соответствии с (8.97) можно производить по суммолентам РНП на конечных базах по  $x$  и  $y$ . Значение  $\tau$ , которому соответствует амплитуда  $\Phi$  на суммопротрасе с параметрами  $p_x$  и  $p_y$ , является функцией координат  $x$  и  $y$  центра базы и  $x_0, y_0, z_0$  точки формирования изображения.

С учетом сделанных замечаний применительно к дискретному представлению данных алгоритм формирования изображения (8.104) с точностью до постоянного множителя можно записать так:

$$U(x_0, y_0, z_0) = \sum_{i=1}^n U_i(x_0, y_0, z_0), \quad (8.105)$$

$$U_i(x_0, y_0, z_0) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sum_{j=-\frac{V_M}{2}}^{\frac{V_M}{2}} \sum_{k=-\frac{V_M}{2}}^{\frac{V_M}{2}} \Phi_i(p_x, p_y, \tau).$$

Здесь  $U_i$  — изображение, полученное посредством миграции  $i$ -ой объемной суммоловенты для конечной площадной базы РНП. Объемная суммоловента может быть представлена семейством ее сечений — плоских суммоловент  $\Phi(p_x, \tau)$  при  $p_y = \text{const}$ , заданных через равные промежутки  $\Delta p_y$ . Каждая из плоских суммоловент  $\Phi(p_x, \tau)$  будет вносить свой вклад в изображение.

## 2. Двухмерная миграция

Полагая в уравнении (8.61)  $F = U(k_x, z, \omega)$

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{V_m^2} - k_x^2,$$

начальное время колебаний в точке  $P_0$   $t = 0$  и производя операции, аналогичные трехмерному случаю, найдем:

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{p_x} \int_{\omega} \omega^2 \varphi(p_x, \omega) e^{j\omega \frac{z}{V_m} \sqrt{1-p_x^2 V_m^2} + p_x(x-x_0)} dp_x d\omega.$$

Из этого выражения с учетом

$$\begin{aligned} \Phi(p_x, \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} f[x, t - p_x(x - x_0)] dx, \\ \varphi(p_x, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p_x, \tau) e^{-j\omega\tau} d\tau, \end{aligned}$$

после некоторых преобразований будем иметь

$$U(x_0, z_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{p_x} \Phi(p_x, \tau) dp_x. \quad (8.106)$$

Здесь

$$\tau = \tau_0 + p_x(x_c - x_0), \quad (8.107)$$

где

$$\tau_0 = \frac{z}{V_M} \sqrt{1 - p_x^2 V_M^2}.$$

В выражении (8.106)  $\Phi(p_x, \tau)$  представляет результат суммирования волнового поля вдоль прямых линий вида (8.107). Такое суммирование носит название  $\tau-p$ -преобразования. В результате  $\tau-p$ -преобразования семейство годографов  $t(x)$  преобразуется в семейство  $\tau(p_x)$  (рис. 8.24), а сейсмограмма

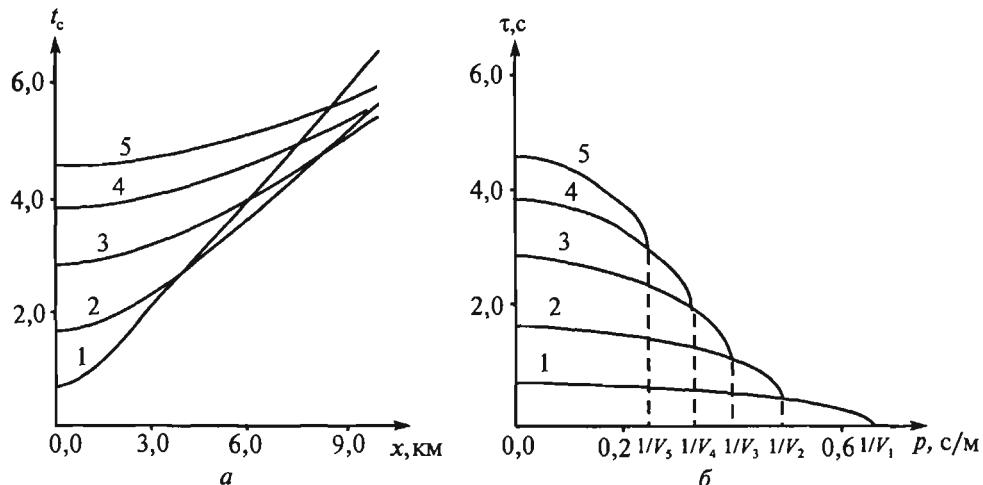


Рис. 8.24. Годографы отраженных волн (а) и результат их  $\tau$ - $p$  преобразования (б)

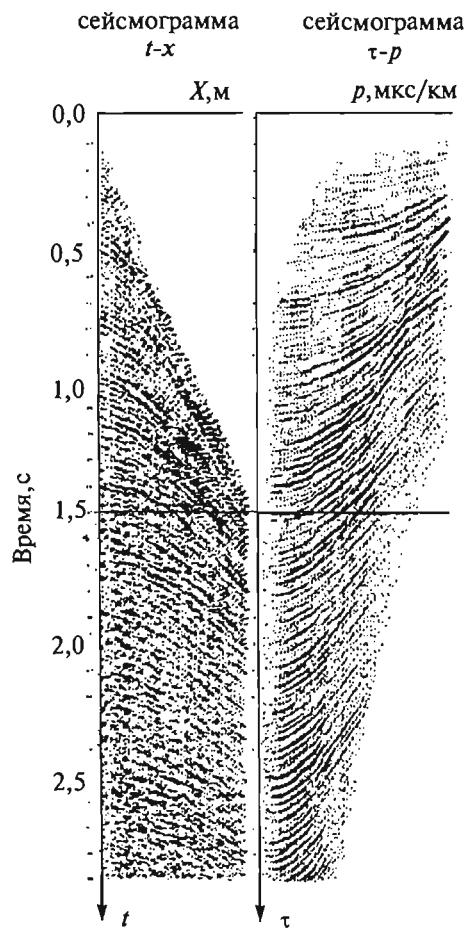


Рис. 8.25. Сейсмограмма ОСТ (а) и ее  $\tau$ - $p$  представление [45]

$f(x, t)$  в суммолному  $\Phi(p_x, \tau)$  (рис. 8.25). Интеграл (8.106) обеспечивает трансформацию суммолненты в изображение среды.

При дискретном представлении данных и суммировании волнового поля на базах конечной длины, обычно используемой в РНП, получим с точностью до постоянного множителя

$$U(x_0, z_0) = \sum_{i=1}^n U_i(x_0, z_0),$$

$$U_i(x_0, z_0) = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{p_x = -V_M}^{p_x = V_M} \Phi_i(p_x, \tau_i),$$

где

$$\tau_i = \frac{z_0}{V_M} \sqrt{1 - p_x^2 V_M^2} + p_x (x_i - x_0).$$

Таким образом, чтобы получить изображение в точке  $P_0$  методом РНП, необходимо разбить профиль на базы конечной длины. Затем получить для каждой базы суммолному РНП. После этого считать значения  $\Phi_i$  на суммолнентах при соответствующих значениях  $\tau_i$ , рассчитанных согласно (8.107). Результат надо просуммировать (накопить) в точке  $P_0$ . Накопленный результат следует про-дифференцировать по  $t$  или по  $z$ .

### 8.3.9. Способ конечных разностей

Остановимся на способе конечных разностей КР15, основанном на решении модифицированного (упрощенного) волнового уравнения (8.70), применимого при углах выхода луча до  $15^\circ$ . Этот способ разработан применительно к 2D миграции трасс временного разреза ОСТ или ОТО и представляет интерес в связи с возможностью его использования при построении трехмерных мигрированных изображений в процессе рассмотренной ниже двухэтапной 2D миграции (п. 8.3.10) по азимутам  $\theta$  и  $\theta + \pi/2$ .

Приведем одну из схем решения уравнения (8.70) способом конечных разностей, представив его в следующем виде

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{8}{V^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial \tau}, \quad (8.108)$$

где

$$t_0 = \tau, \quad t_z = \frac{z_0}{V_M} = t, \quad V_M = \frac{V}{2}.$$

Пусть значения поля распределены дискретно в угловых точках шаблона, представляющего единый параллелепипед (рис. 8.26). Введем обозначения:

$$U(x, \tau, t) = A, \quad U(x, \tau + \Delta\tau, t) = B,$$

$$U(x, \tau, t + \Delta t) = C, \quad U(x, \tau + \Delta\tau, t + \Delta t) = D,$$

снабдив векторы  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  при  $x-\Delta x$  и  $x+\Delta x$  индексами « $-1$ » и « $1$ » соответственно.

Конечно-разностная аппроксимация первой производной по  $x$  приводит к выражению

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} (A_1 - A_{-1}).$$

Для вторых производных получим:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} &= \frac{1}{\Delta x^2} (A_1 - 2A + A_{-1}), \\ \frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial t} &= \frac{1}{\Delta \tau \Delta t} (D - C - B + A).\end{aligned}\quad (8.109)$$

Из рис. 8.26 видно, что вторая производная по  $x$  относится к центру  $A$  ребра  $A_{-1}A_1$  параллелепипеда. Производная же вида  $\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial t}$  относится к центру грани  $ABCD$  параллелепипеда. В связи с этим может происходить разрушение решения. Для исключения этого явления используется схема осреднения данных по всем ребрам и граням параллелепипеда. Обозначив через  $T$  тридиагональную матрицу оператора второй конечной разности  $(-1, 2, -1)$ , запишем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{1}{4\Delta x^2} T(A + B + C + D), \quad (8.110)$$

где  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$  вычислена путем конечно-разностной аппроксимации второй производной с осреднением по каждому из четырех ребер ( $A_1A_{-1}$ ,  $B_1B_{-1}$ ,  $C_1C_{-1}$  и  $D_1D_{-1}$ ) параллелепипеда с весом  $1/4$  (рис. 8.26).

Производная вида  $\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial t}$  аппроксимируется конечными разностями по трем граням параллелепипеда с осреднением результатов с весами  $2/3$ ,  $1/6$ ,  $1/6$ :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial t} = \frac{1}{\Delta \tau \Delta t} \left[ \frac{2}{3} (D - C - B + A) + \frac{1}{6} (D_1 - C_1 - B_1 + A_1) + \frac{1}{6} (D_{-1} - C_{-1} - B_{-1} + A_{-1}) \right].$$

Осуществив несложные преобразования, будем иметь

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial t} = \frac{1}{\Delta \tau \Delta t} \left[ D - C - B + A + \frac{1}{6} T(C + B - D - A) \right]. \quad (8.111)$$

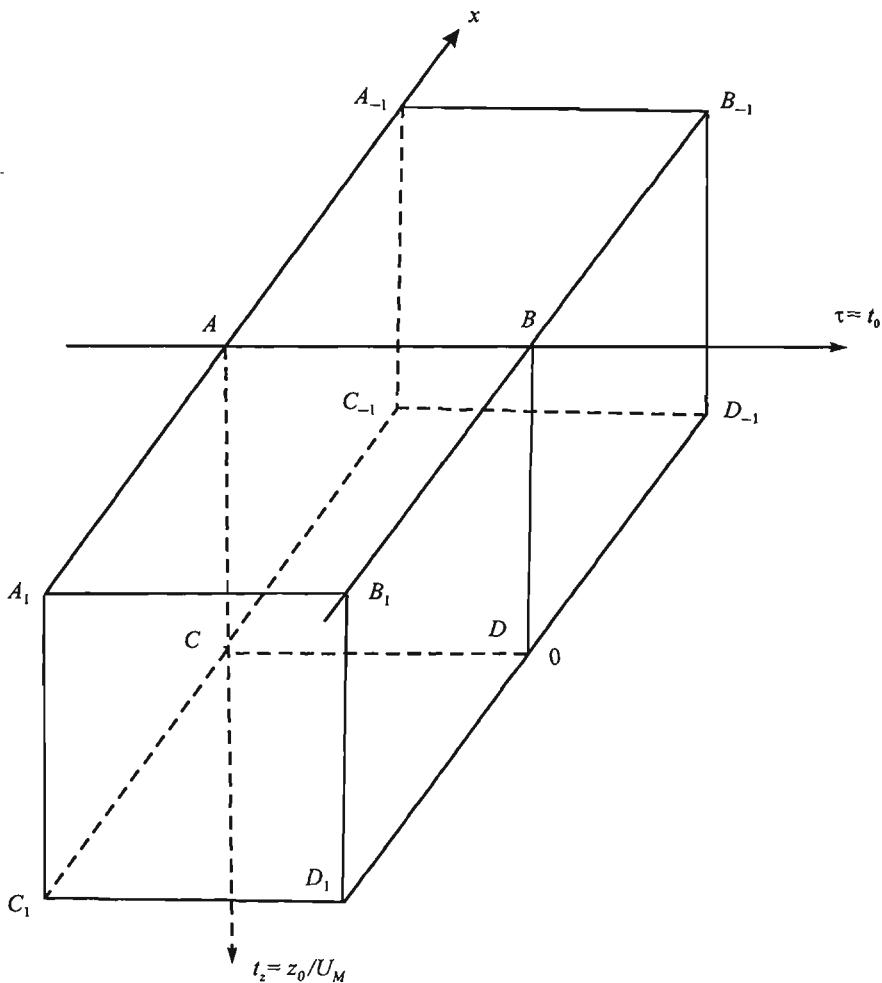


Рис. 8.26. Схема конечно-разностной аппроксимации

Подставим (8.100) и (8.111) в (8.109):

$$-\frac{1}{4\Delta x^2}T(A+B+C+D)+\frac{8}{\Delta\tau\Delta tV^2}\left[D-C-B+A+\frac{1}{6}T(C+B-D-A)\right]=0.$$

Введем обозначения

$$\alpha=\frac{V^2\Delta\tau\Delta t}{32\Delta x^2}, \beta=\frac{1}{6}.$$

Тогда

$$[1+(\alpha-\beta)T]C=[1-T(\alpha+\beta)](D+A)-[1-(\alpha-\beta)T]B. \quad (8.112)$$

Уравнение (8.112) представляет конечно-разностную аппроксимацию уравнения (8.108).

Предложенная схема аппроксимации уравнения (8.108) обеспечивает устойчивость его решения, в связи с чем при возрастании ошибки задания начального условия погрешность решения остается ограниченной.

Если считать, что из четырех векторов в (8.112) неизвестен один  $C = U(x, \tau, t + \Delta t)$ , то задача восстановления поля сводится к определению неизвестного вектора  $C$  по трем известным векторам  $A, B, D$ . Чтобы выразить неизвестный вектор в явном виде, нужно каждую часть уравнения (8.112) умножить на обратную матрицу оператора:  $I + (\alpha - \beta)T$ .

Предположение о том, что вектора  $A, B$  и  $D$  известны, требует обоснования. Если предположить, что ниже определенного уровня восходящие волны не возникают, то колебания позднее соответствующего момента времени не могут быть зарегистрированы. Следовательно, восстанавливая поле на уровне  $t + \Delta t$ , при вычислении первого неизвестного вектора  $C_1$  этого уровня, векторы  $B_1$  и  $D_1$  можно считать равными нулю, а при вычислении неизвестного вектора  $C_2$  уровня  $t$  вектор  $B_2$  равен первому вектору  $A_1$  уровня  $t$ , а  $D_2$  — второму вектору  $C_1$  уровня  $t + \Delta t$  и т.д. Последовательность этого процесса видна на рис. 8.27, где изображена схема получения МВР путем миграции ВР ОСТ (или ОТО), который задан значениями поля  $f(\tau)$ :  $A_6, A_5, A_4$  и т.д. Результат в виде МВР

представлен значениями  $U\left(\frac{z_0}{V_M}\right)$ :  $C_6, C_5, C_4$  и т.д.

### 8.3.10. Получение трехмерных изображений на основе двухэтапной двухмерной миграции

Программная реализация алгоритмов трехмерной миграции возможна при 3D сейсморазведке и сопряжена с трудностями создания экономичных программ, поэтому для получения трехмерных изображений иногда прибегают к двухэтапной двухмерной миграции волновых полей по ортогональным профилям. Располагая данными наблюдений ОСТ по серии близкорасположенных параллельных продольных профилей  $x$  направления или данными в виде двух взаимно ортогональных серий ( $x$  и  $y$ ) продольных профилей, их миграцию выполняют в два этапа. В начале одним из способов двухмерной миграции трасс ВР ОСТ или исходных сейсмограмм формируют изображения МГР  $U(x, z)$  или МВР  $U(x, t_z)$  для каждого из профилей  $x$  серий. Указанные изображения характеризуют разрез не в вертикальной  $x0z$  (или  $x0t_z$ ), а в лучевой плоскости  $x0z'$  (или  $x0t_z'$ ). Положение  $x0z$  и  $x0z'$  плоскостей совпадает только в случае, когда профили расположены вкрест простирания границ. На втором этапе используют выборки трасс  $U(t_z')$  вдоль линии  $y$ , перпендикулярных к исходным  $x$  профилям, формируя разрезы  $U(y, t_z')$ , а затем осуществляют их двухмерную миграцию. Полученные разрезы  $U(y, t_z' = z/V_m)$  после второго этапа миграции представляют в совокупности трехмерное изображение среды. При наличии второй серии профилей  $y$ -направления, выполняя подобные же операции, независимо получают изображения  $x$ -направления, которые в совокупности также образу-

## ВРОСТ или ВРОТО

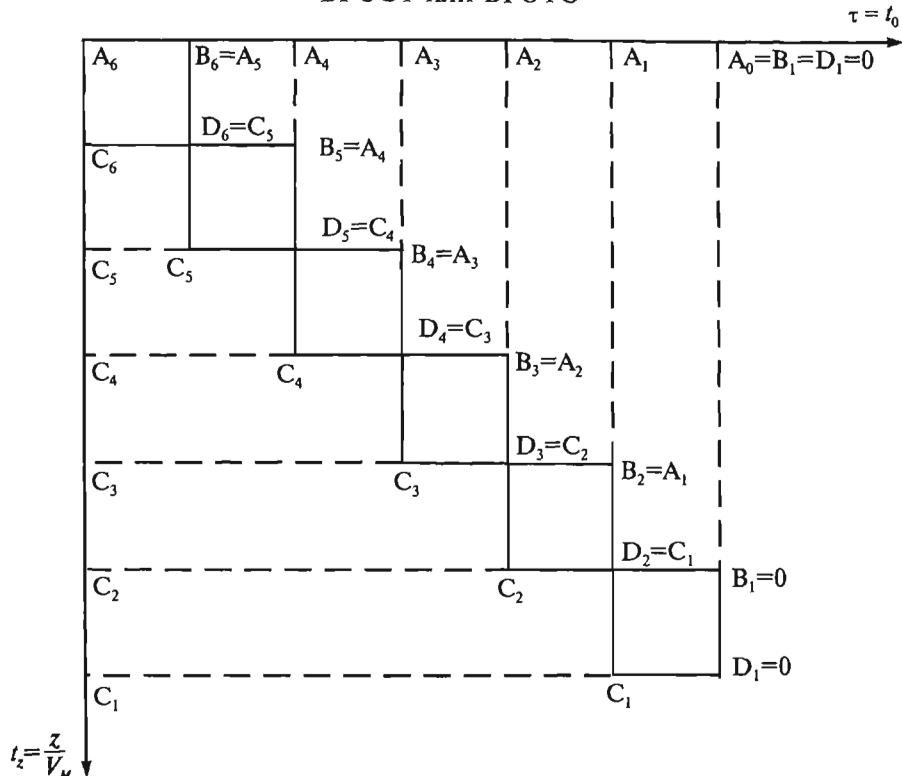


Рис. 8.27. Схема формирования МВР способом конечной разности

ют трехмерное изображение среды. По совпадению двух трехмерных изображений судят о достоверности результата, а суммируя их, получают более полное представление о строении среды. При проведении миграции в двух ортогональных направлениях для обеспечения требуемого шага дискретизации  $\Delta x$  и  $\Delta y$  применяют интерполяцию трасс  $U(t')$ , полученных после первого этапа миграции.

На рис. 8.28 представлено объемное изображение результатов двухэтапной миграции способом конечных разностей для наблюдений, выполненных по ортогональным системам профилей на объекте Каракаганак [41]. При площадных наблюдениях подобная миграция может быть выполнена независимо для каждой пары азимутов  $\theta$  и  $\theta + \pi/2$  с получением нескольких (по числу пар) трехмерных изображений.

### 8.3.11. Сравнительные достоинства различных способов и путей миграции

Разные способы миграции и разные пути формирования мигрированных изображений, рассмотренные в главе 7 (рис. 7.15), позволяют получать разные по качеству изображения и обладают разной трудоемкостью. Качество изобра-

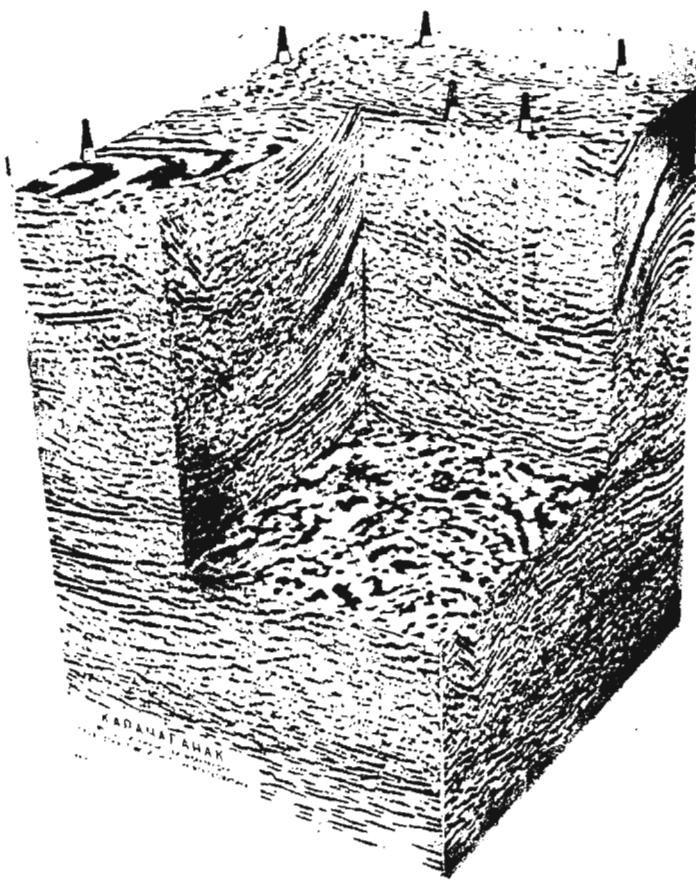


Рис. 8.28. Объёмное изображение, полученное при двухэтапной 2D миграции

жений зависит в первую очередь от степени согласованности эвристических допущений и используемых моделей среды со свойствами волнового поля и реальной среды.

Обшим достоинством всех способов миграции является «развязывание» петель, имеющих место на изображениях ОСТ и ОТО. Эффект петлеобразования на временном разрезе центровых лучей (*b*), обусловленный кривизной границ, на глубинном разрезе (*a*) по данным моделирования показан на рис. 8.29. Следует заметить, что устранение петель на глубинном мигрированном разрезе возможно только при правильно выбранной скорости миграции  $V_m$ . Влияние правильности выбора скорости миграции  $V_m$  на характер поведения границ на мигрированном временном разрезе схематически изображено на рис. 8.30. Если, при  $t_h = 0$  скорость  $V_m < V/2$ , то петля, приуроченная к синклинальной зоне, развязывается не полностью. При  $V_m = V/2$  имеет место полное устранение петли, а при  $V_m > V/2$  образуются петли над антиклинальными областями.

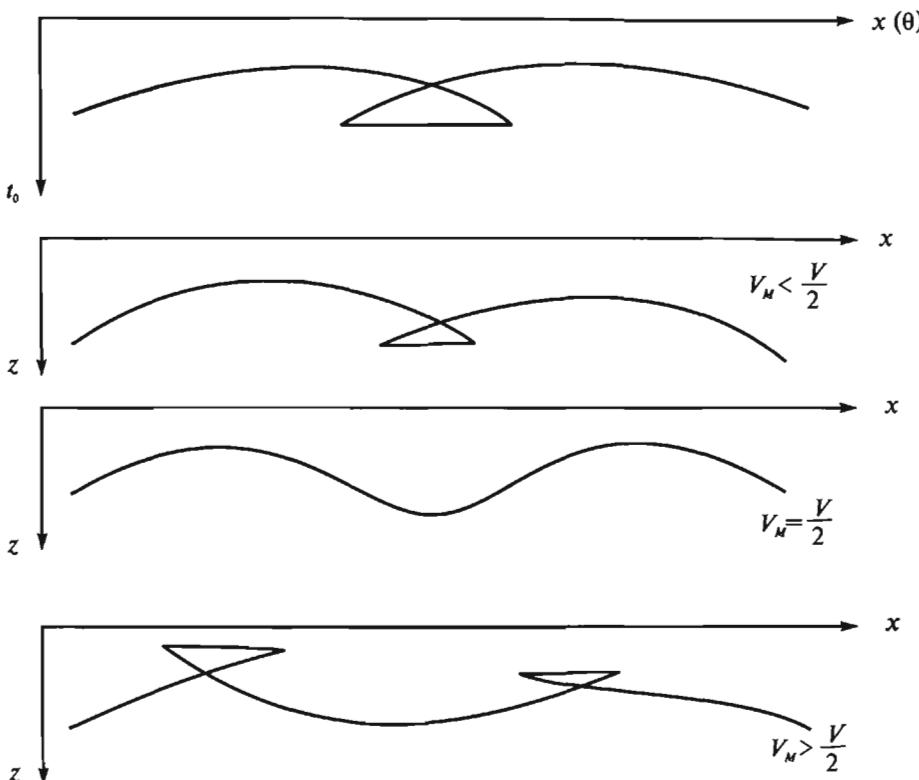


Рис. 8.30. Схема поведения отражающей границы

- на временном разрезе центровых лучей;
- на мигрированном разрезе при занижении скорости миграции ( $V_M < V/2$ );
- при правильно выбранной скорости миграции ( $V_M = V/2$ );
- при завышенной скорости миграции ( $V_M > V/2$ )

Эффект развязывания с помощью миграции петель, имеющих место на реальных волновых изображениях ОСТ и ОТО, демонстрируется на рис. 8.31—8.33. На рис. 8.31 показаны результаты миграции ИОСТ (а) различными способами: с помощью преобразования Кирхгофа (б), частотно-волнового (FK) преобразования (в) и способа конечной разности (г). Наиболее четко этот эффект проявляется на МВИ (рис. 8.33), полученных при миграции ИОТО, сформированных посредством ДМО-преобразования. Разрез МВИ, образованный посредством миграции ИОСТ (рис. 8.32), характеризуется большей зашумленностью и меньшей четкостью осей синфазности. Развязывание петель и улучшение коррелируемости отражений приводит, особенно в случаях миграции ИОТО, к улучшению прослеживаемости отражений на горизонтальных сечениях (слайсах) куба МВИ. На рис. 8.34 дано сопоставление слайсов для  $t_b = 1$  сек куба МВИ, полученного посредством 3D миграции куба ИОСТ (а) и куба ИОТО (б), иллюстрирующее отмеченные эффекты.

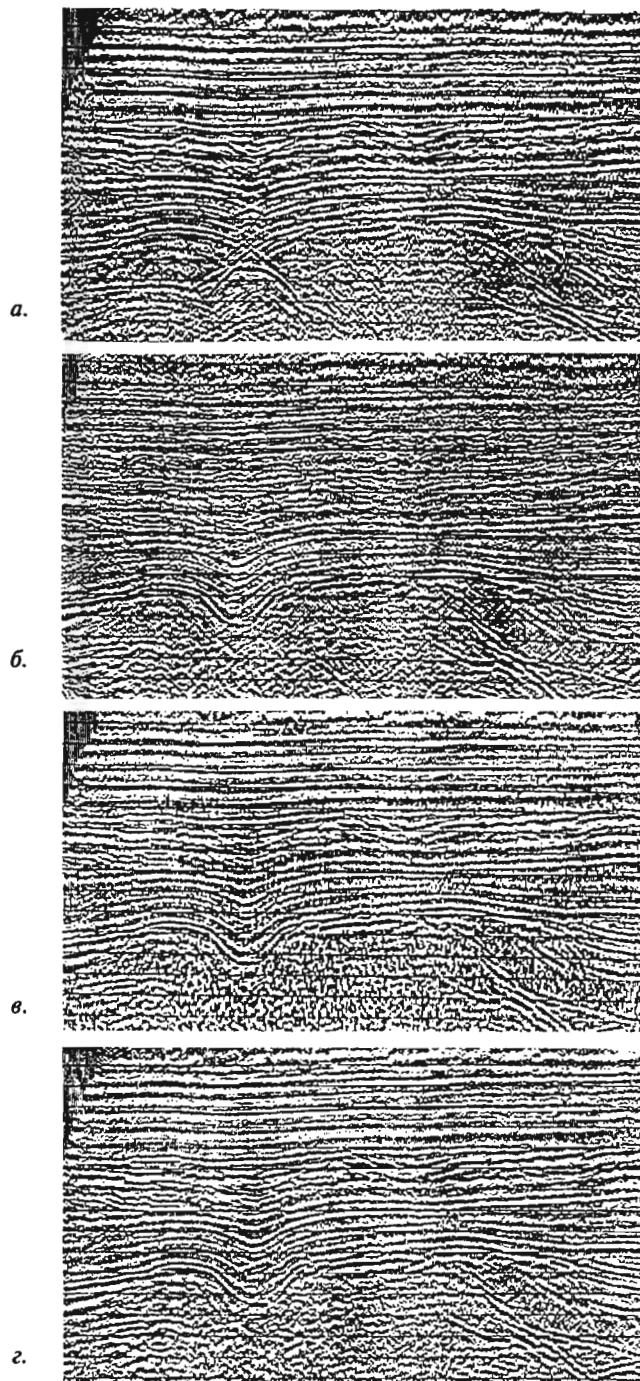


Рис. 8.31. Сопоставление вертикальных разрезов ИОСТ (а) и МВИ (б, в, г), полученных при разных способах миграции: б — преобразование Кирхгофа, в — частотноволновая миграция, г — конечноразностная миграция

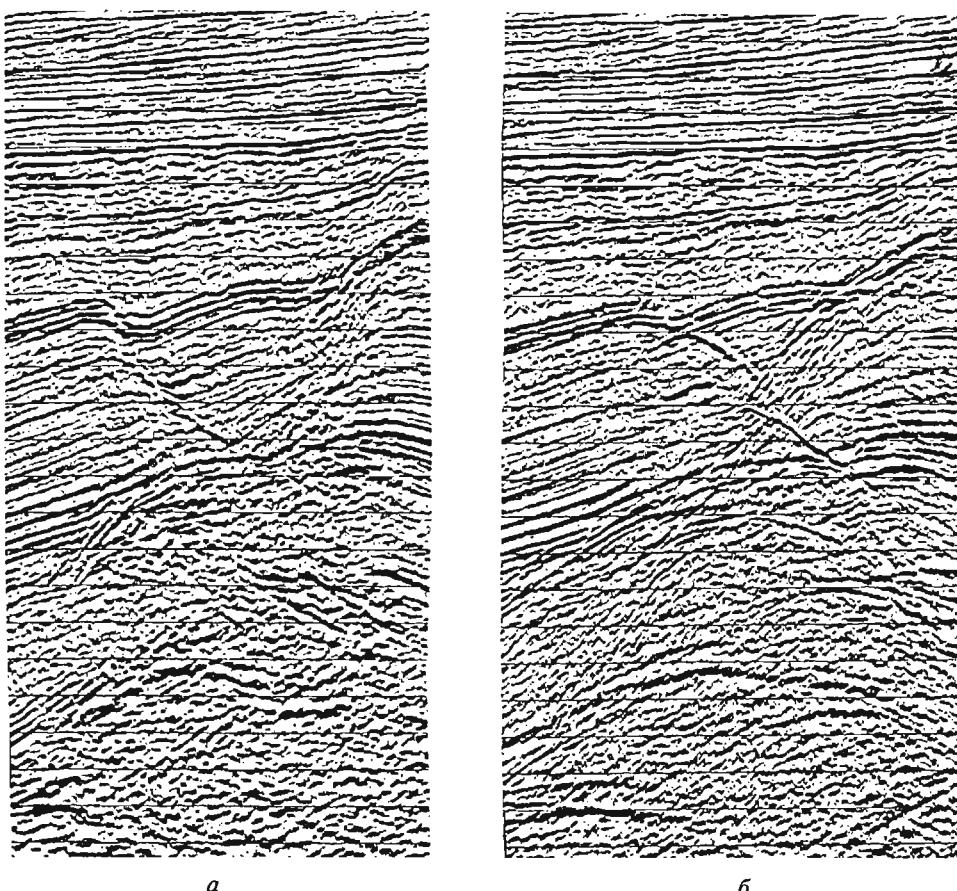


Рис. 8.32. Сопоставление вертикальных сечений:  
а) куба МВИ, полученного при 3D миграции куба ИОСТ (*NMO*);  
б) куба ИОСТ(*NMO*)

Общим достоинством способов миграции является также повышение разрешающей способности за счет сжатия зоны Френеля от  $R = \sqrt{\frac{z\lambda}{2}}$  ортогонально профилю до  $R = \frac{\lambda}{2}$  вдоль профиля при 2D и до  $R = \frac{\lambda}{2}$  во всех направлениях при 3D.

Отметим достоинства и недостатки способов, принадлежащих (рис. 8.19) к четырем, перечисленным в п. 8.3.2 группам, вытекающие из опыта их практического применения, обращая внимание, главным образом, на их эффективность и трудоемкость.

Наибольшей геологической эффективностью и наименьшей трудоемкостью в 3D сейсморазведке характеризуются дифракционные способы. С помощью этих способов обеспечивается высокая точность структурного картирования благодаря возможности учета вертикальных и латеральных изменений

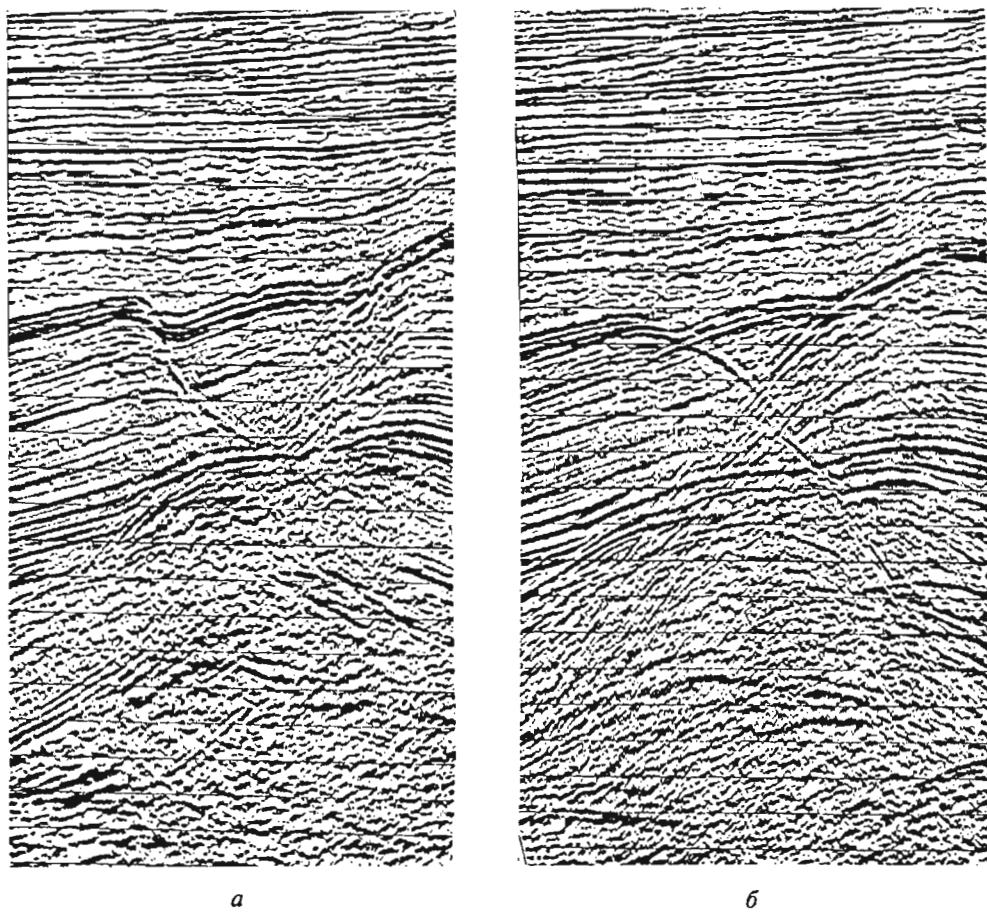


Рис. 8.33. Сопоставление вертикальных сечений:  
а) куба МВИ, полученного при миграции ИОТО (ДМО);  
б) куба ИОТО (ДМО)

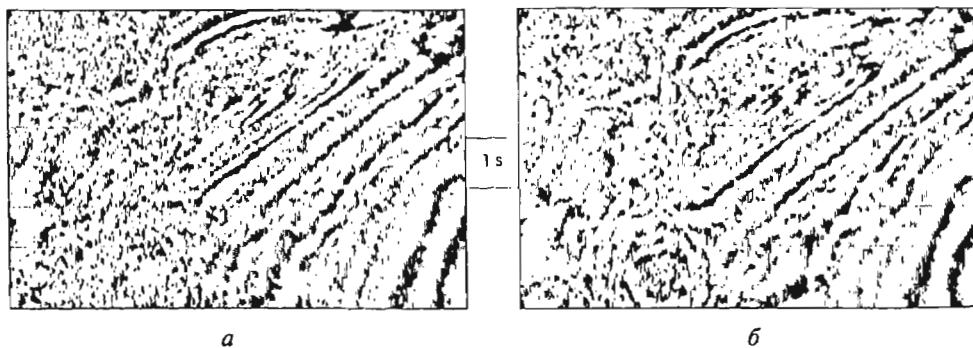


Рис. 8.34. Сопоставление горизонтальных сечений (слайсов)  
а) куба МВИ, полученного при 3D миграции куба ИОСТ ( $NMO$ );  
б) куба МВИ, полученного при 3D миграции куба ИОТО (ДМО)

скорости. Недостатком способов этой группы является снижение разрешающей способности с глубиной за счет усиления низкочастотных составляющих волнового поля. В трехмерной сейсморазведке этот недостаток менее существенен, чем в двухмерной.

Наиболее распространенным спектральным способом является частотно-волновая (*FK*) миграция, позволяющая учитывать вертикальные изменения скорости. Недостаток — большая по сравнению с дифракционными способами трудоемкость, возникновение шумов, обусловленных ограниченными размерами апертуры, невозможность учета латеральных в пределах апертуры изменений скорости.

Способы регулируемой направленности обладают широкими возможностями разделения волнового поля по направленности второго рода и раздельной миграции регулярных и нерегулярных волн. С помощью этих способов возможжен учет пространственного распределения скоростей и их анизотропии. Достоинством является возможность использования малых апертур, в особенности при МРНП, а также высокая помехоустойчивость.

Достоинством конечно-разностных способов является сохранение частотного состава колебаний на мигрированных изображениях, в том числе и на больших глубинах, недостаток — ограниченный угловой диапазон.

Представляет интерес сравнительная оценка различных путей миграции, рассмотренных в п. 7.3.2 (рис. 7.15). Исходя из теоретических предпосылок и опыта применения миграции следует, что наибольшей геологической эффективностью характеризуется трехмерная миграция исходных сейсмограмм с получением в качестве промежуточного этапа мигрированных временных изображений. Незначительно уступают по эффективности пути, которые предусматривают миграцию временных изображений с помощью ДМО и ЭРО-ПРО преобразований с получением мигрированных временных изображений и последующим их пересчетом в МГИ. Миграция временных изображений ОСТ менее эффективна из-за «расфокусировки» отраженных сигналов, особенно при *NMO*.

Преимущества путей миграции, содержащих этап формирования МВИ, обусловлены в основном двумя причинами. Первая причина — субвертикальная неоднородность среды, вторая причина ее скоростная анизотропность. Обе эти причины вызывают существенное различие эффективной скорости  $V_{\text{эф}}$ , определяющей форму годографа отраженной волны и оптимальность накапливания сигнала в точках дифракции и отражения, и средней скорости  $V_{\text{ср}}$  по нормали к границам, которая отвечает за точность глубинных построений.

В условиях субвертикальной неоднородности оптимальность изображения геологических объектов достигается при использовании  $V_{\text{эф}}$ , которая представляет среднеквадратичную скорость. Правильность глубин залегания в этом случае обеспечивает средняя скорость по вертикали. В средах, обладающих субгоризонтальной слоистостью, как правило,  $V_{\text{эф}} > V_{\text{ср}}$  и  $V_{\text{эф}}$  возрастает с увеличением апертуры миграции исходных сейсмограмм.

### 8.3.12. Миграция в анизотропных средах

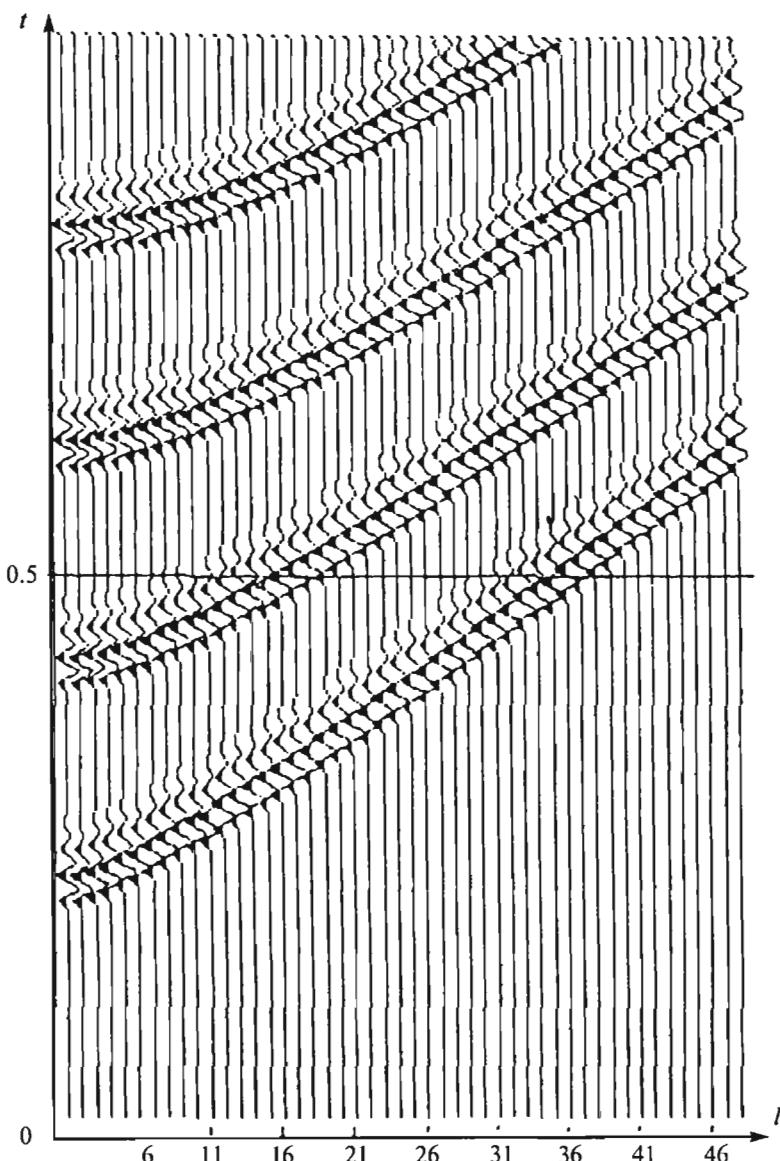
Анизотропия среды также служит причиной различия эффективной скорости, определяющей форму годографа и оптимальность изображения объектов

при миграции, и субвертикальной скорости, отвечающей за глубину их залегания. Если индикатрисы скоростей в анизотропной среде имеют форму эллипсоида с осями, ориентированными по горизонтали и вертикали, то проблем, связанных с учетом анизотропии при миграции, не возникает. В этом случае при построении во временном масштабе мигрированного изображения целесообразно использовать скорость в горизонтальном направлении. Скорость же по вертикали оказывается ответственной лишь за пересчет вертикального масштаба в глубинный и при временной миграции не используется. Такая процедура обеспечивает точность фокусировок дифрагирующих объектов с использованием модели взрывающихся границ. Однако, даже для простейшего случая анизотропии (поперечно изотропная среда), эллиптический характер индикатрис скоростей свойственен лишь для поперечных волн  $SH$ . Индикатрисы скоростей других типов волн имеют более сложную форму, которую можно аппроксимировать эллипсами лишь в узком диапазоне углов  $\beta$  выхода сейсмического луча. Угловой диапазон и эффективная скорость зависят от размеров и положения апертуры и глубины залегания. При этом могут иметь место самые различные и изменяющиеся с изменением апертуры и глубины соотношения скоростей ( $V_{\phi} > V_{cp}$ ,  $V_{\phi} < V_{cp}$ ).

Исключение искажающих влияний анизотропии можно достигнуть при известной форме индикатрисы лучевых скоростей в вертикальной плоскости, применяя миграцию по способу регулируемой направленности для каждого азимута в отдельности. Этот способ позволяет определить посредством  $\tau-p$ -преобразования исходной сейсмограммы угловое изменение эффективной скорости и учесть его при миграции. Достигаемый эффект изучен посредством моделирования.

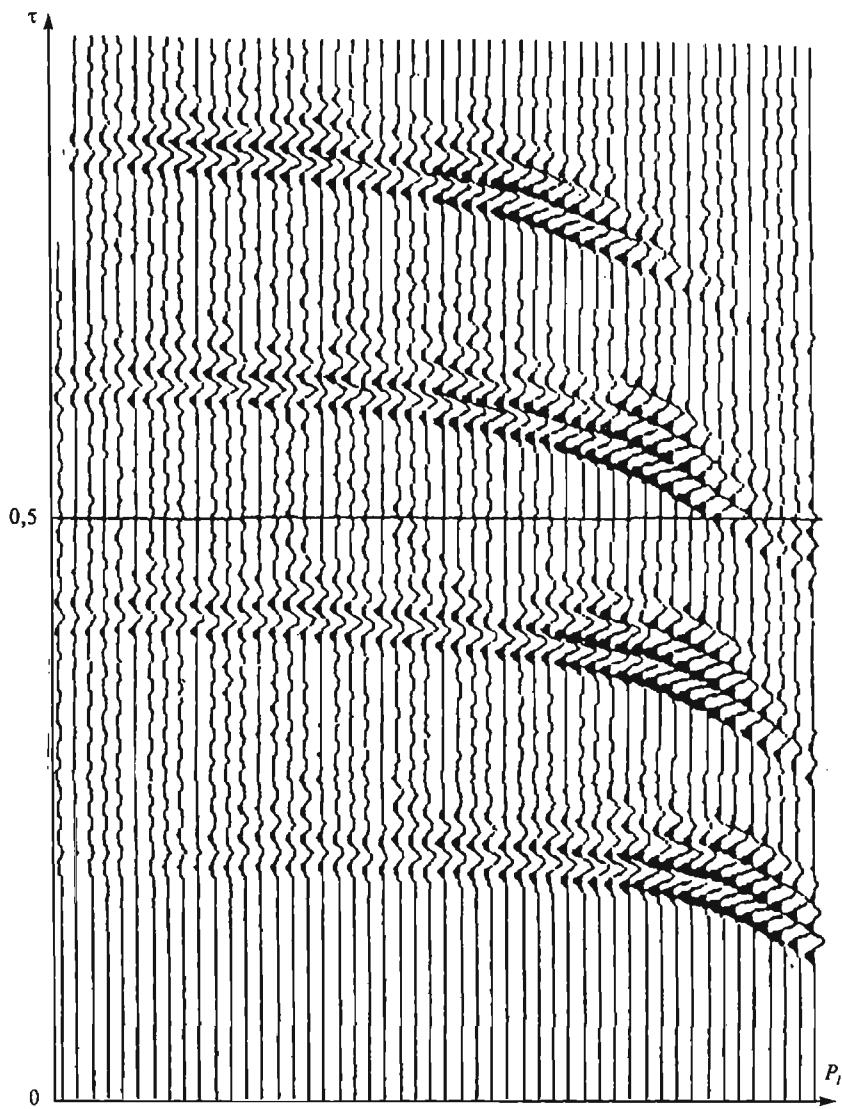
Установлено, что даже в простейшем случае однофакторной анизотропии миграция с любой постоянной скоростью, несмотря на однородность среды, сопровождается искажениями формы отражающих границ. И только при миграции с учетом зависимости эффективной скорости от глубины залегания и размера апертуры, свойственных однородной анизотропной среде и рассмотренных в главе 9, можно получить хорошие результаты.

Ниже приведен пример моделирования (В.В. Косов) миграции в случае ВПИ среды, иллюстрирующий высказанные утверждения. На рис. 8.35 изображена исходная сейсмограмма, а на рис. 8.36 ее  $\tau-p$ -представление, рассчитанные при следующих параметрах ВПИ среды:  $E = K^2 + 2\gamma^2 = 0,54$ ,  $\chi_p = 1,15$ ,  $V_{p\perp} = 2000$  м/с (скорость по вертикали),  $V_{\parallel} = 2300$  м/с (скорость по горизонтали),  $V_{SV\perp} = V_{SH\perp} = 1000$  м/с. Расчет выполнен для четырех разных глубин  $H$  залегания горизонтальной отражающей границы. Результаты миграции с использованием постоянной скорости миграции  $V_M = V_{p\parallel} = 2300$  м/с (рис. 8.37) и  $V_M = V_p = 2000$  м/с (рис. 8.38) оказались неудовлетворительными. Отражающие границы, которые на всех глубинах должны быть горизонтальными, приобрели значительные наклон и кривизну, различающиеся на разных глубинах. Данные скоростного анализа (рис. 8.39), выполненного по исходной сейсмограмме, несмотря на однородность ВПИ среды, указывают на существенное убывание эффективной скорости с глубиной, согласующееся с теоретическими представлениями (п. 9.2.6.). При изменении  $H$  от 0 до  $\infty$  эффективная скорость согласно формулам (9.23–9.24) и рис. 9.17б изменяется от  $V_{\phi} = V_{p\parallel}$  до  $V_{\phi} = EV_{p\perp}$ , т.е. при заданных параметрах модели от  $V_{\phi} = 2300$  м/с до  $V_{\phi} = 1080$  м/с, что находится в



**Рис. 8.35.** Модельная сейсмограмма отраженных волн от плоских границ в однородной анизотропной ВПИ среде ( $E < \chi$ ,  $\chi = 1,15$ ,  $V_{\parallel} = 2300$  м/с,  $V_{\perp} = 2000$  м/с).

соответствии с данными скоростного анализа (рис. 8.39). Миграция с помощью преобразования Радона (п. 8.3.8.), выполненная с использованием убывающей с глубиной, несмотря на однородность среды, скорости  $V_M$  (рис. 8.39) и данных  $t-p$ -представления (рис. 8.36) сейсмограммы (рис. 8.35), позволила получить изображения границ (рис. 8.40) достаточно четкие и соответствующие заданной модели.

Рис. 8.36.  $\tau$ — $p$  представление сейсмограммы (рис. 8.35)

#### 8.4. Геометрическое истолкование операций, применяемых при формировании изображений

Как было показано в п. 7.32 и в предшествующих параграфах данной главы, для формирования изображений используют различные пути (рис. 7.15). Каждый из путей может быть реализован с помощью одной или нескольких операций, а каждая операция — с помощью различных способов. К основным относятся следующие три операции: построение изображений ОСТ, построение изображений ОТО и миграция.

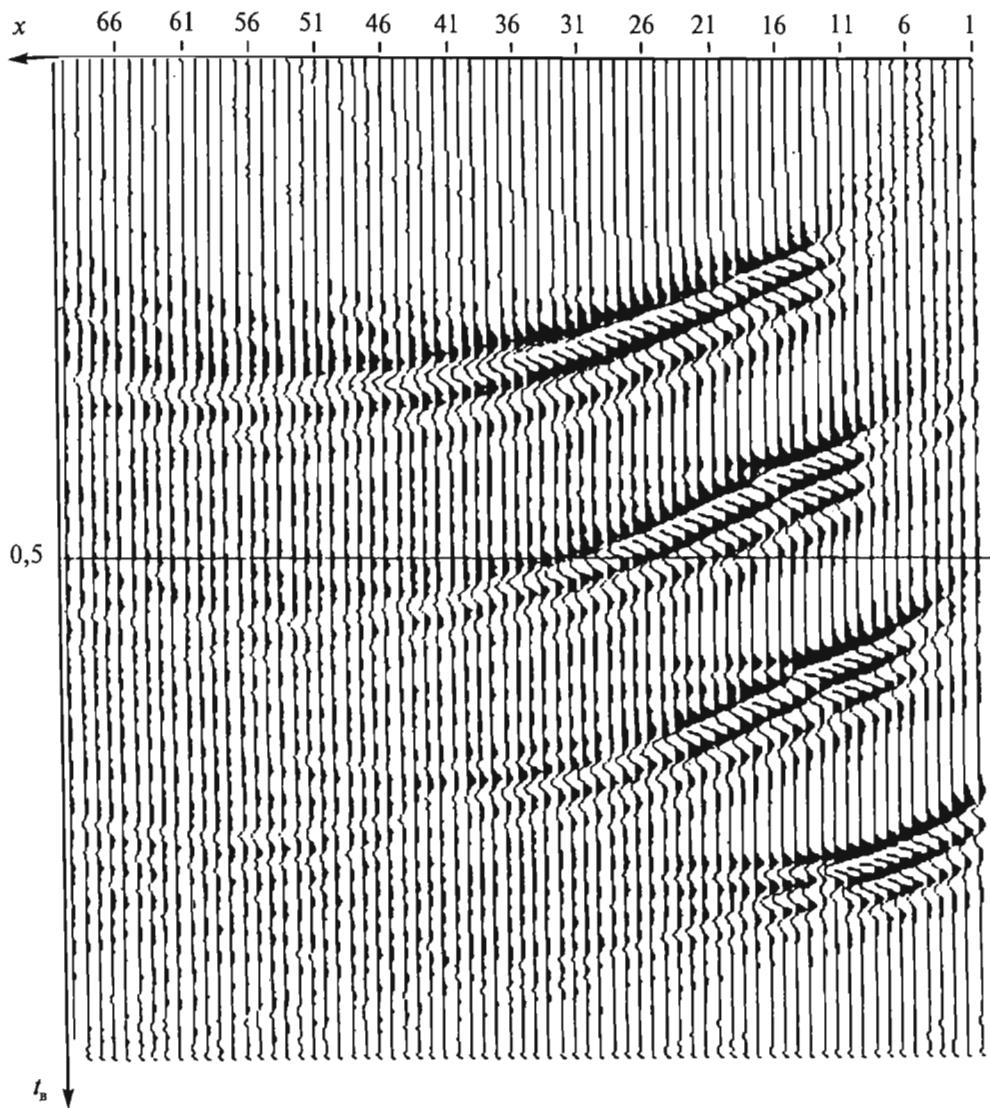


Рис. 8.37. Результаты  $t-p$ -миграции модельной сейсмограммы (рис. 8.35)  
при  $V_M = V_{\parallel} = 2300$  м/с

Построение изображений ОСТ (п.п. 8.1.1, 8.1.2) осуществляют путем ввода кинематических поправок в исходные сейсмотрассы с целью их пересчета в трассы нулевого удаления в пределах бина. Площадная совокупность суммарных трасс образует куб ИОСТ. Применяют два способа ввода кинематических поправок: способ полных кинематических поправок (ПКП) с учетом наклона границ в соответствии с (8.1—8.4) и способ нормального сдвига (*NMO*) без учета наклона границ согласно (8.5).

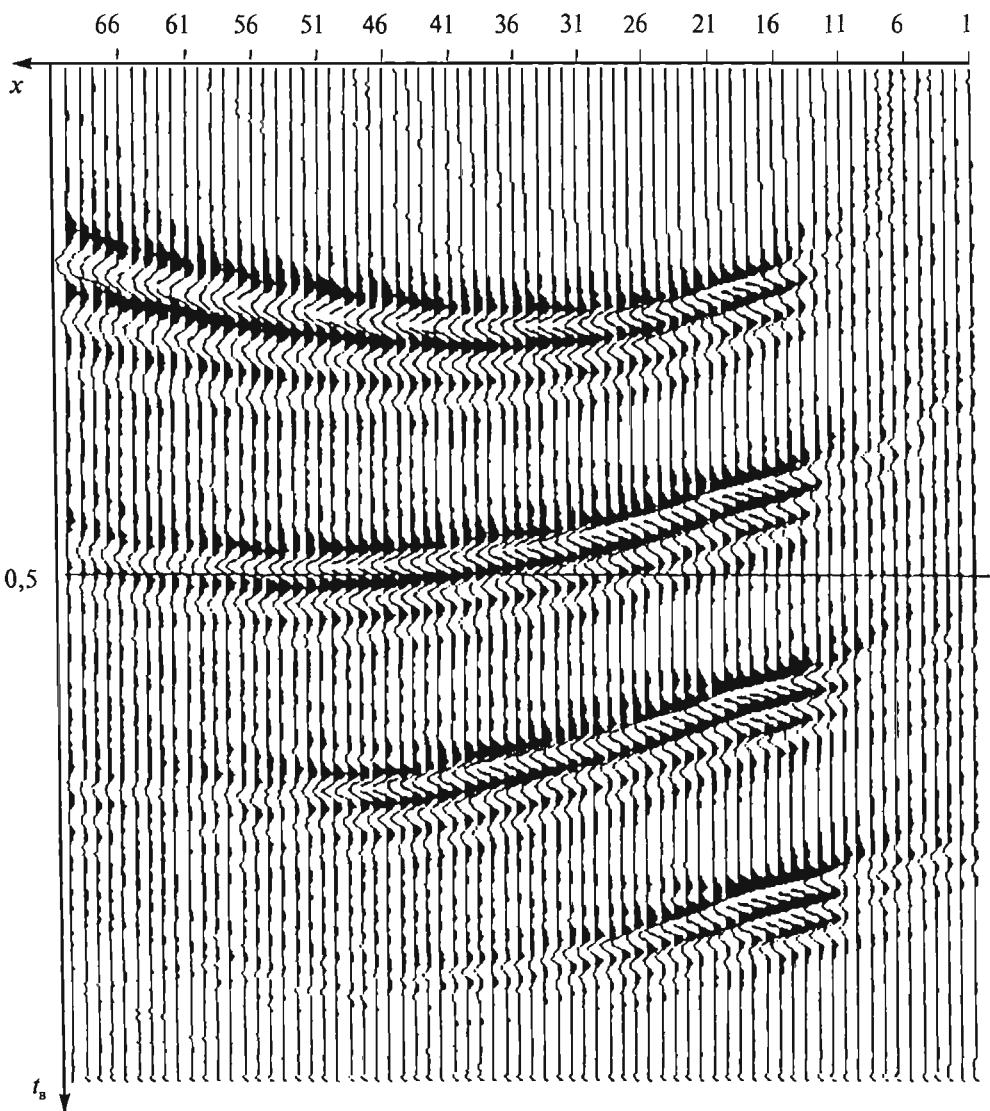
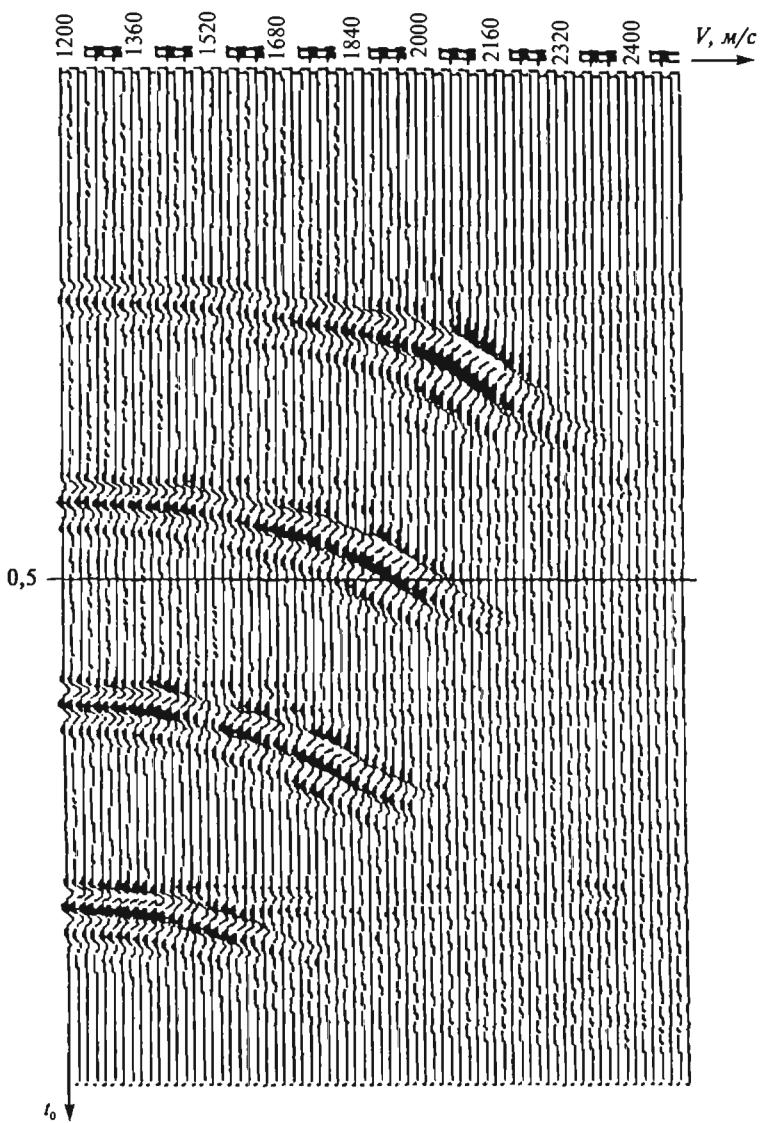


Рис. 8.38. Результаты  $t-p$  миграции модельной сейсмограммы (рис. 8.35)  
при  $V_M = V_1 = 2000$  м/с

Построение изображений ОТО выполняют, используя способы ДМО и ЭРО-ПРО (п.п. 8.1.3, 8.1.4), заключающиеся в пересчете времен прихода отраженных волн во времена их пробега по нормально отраженному лучу, т.е. по пути от поверхности до точки отражения и обратно.

Миграцию можно осуществить, применяя множество различных способов (рис. 8.19). Цель миграции — получение мигрированных временных или глубинных изображений в виде куба данных, характеризующего структурное строение среды и пространственное распределение ее свойств.



**Рис. 8.39.** Вертикальный спектр скорости для модельной сейсмограммы (рис. 8.35), отображающий фиктивное убывание оптимальной скорости миграции в однородной ВПИ среде при  $E < \chi > 1$

Остановимся на геометрическом истолковании названных операций, анализируя схему перемещения отраженного сигнала в пространственно-временной области. Ограничимся рассмотрением случая профильных наблюдений, выполненных вкрест профиля плоской наклонной отражающей границы, которая подстилает однородную среду с постоянной скоростью  $V$  (рис. 8.41).

На рис. 8.41 $a$  показана модель среды, ход луча (при фиксированном удалении  $l = x_n - x_b$  пункта приема от пункта возбуждения), отраженного от точки О на

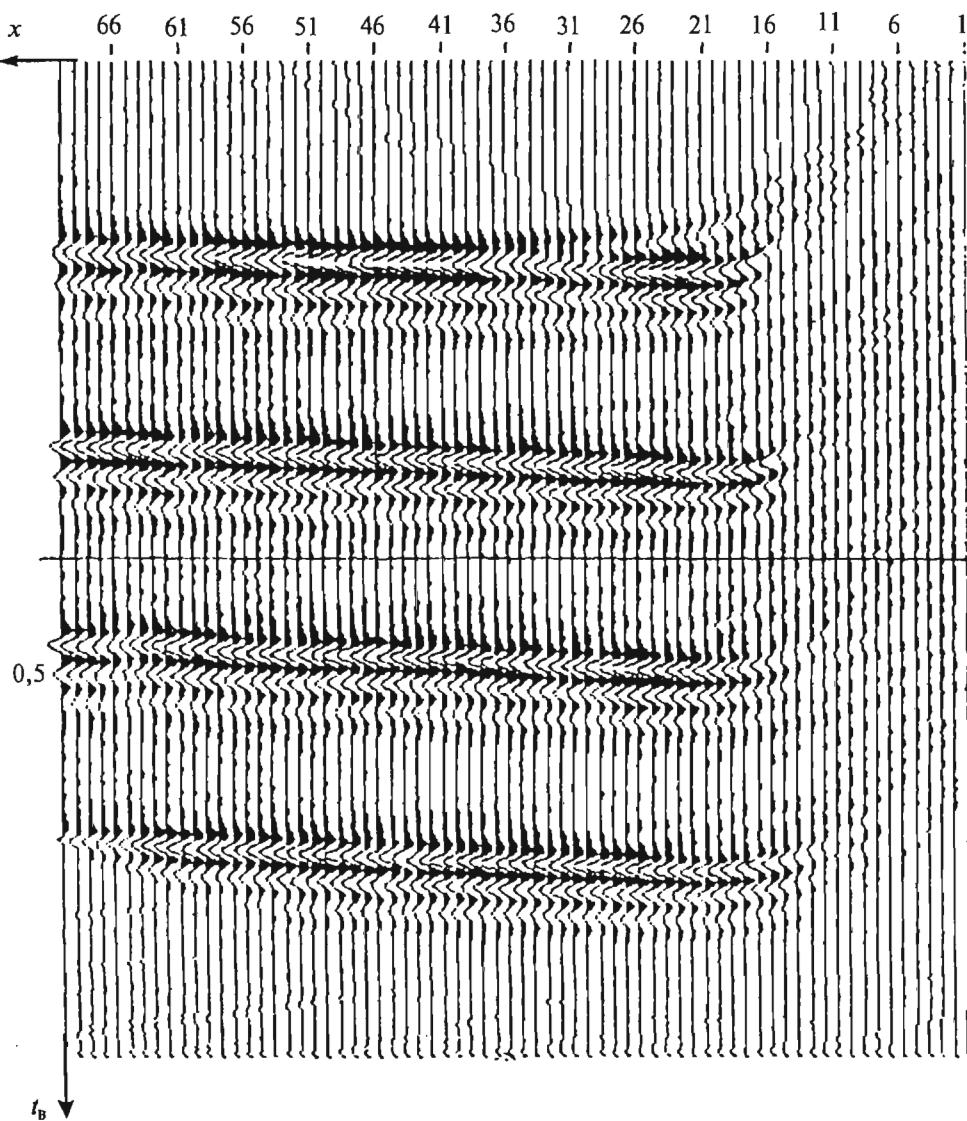


Рис. 8.40. Результаты  $\tau-p$  миграции модельной сейсмограммы (рис. 8.35) с использованием вертикального спектра скорости, изображенного на рис. 8.39

границе с углом ее падения  $\phi$ . Здесь же даны глубины залегания границы:  $h_c$  — по нормали в срединной точке с координатой  $x_c = \frac{x_n + x_a}{2}$ ;  $h_o$  — по нормали в точке отражения с координатой  $x_0$ ;  $z_0$  по вертикали в точке с координатой  $x'_0$ . Время вступления отраженной волны в этом случае:

$$t_c = \frac{1}{V} \sqrt{l^2 \cos^2 \phi + 4h_c^2} = \frac{r_1 + r_2}{V}.$$

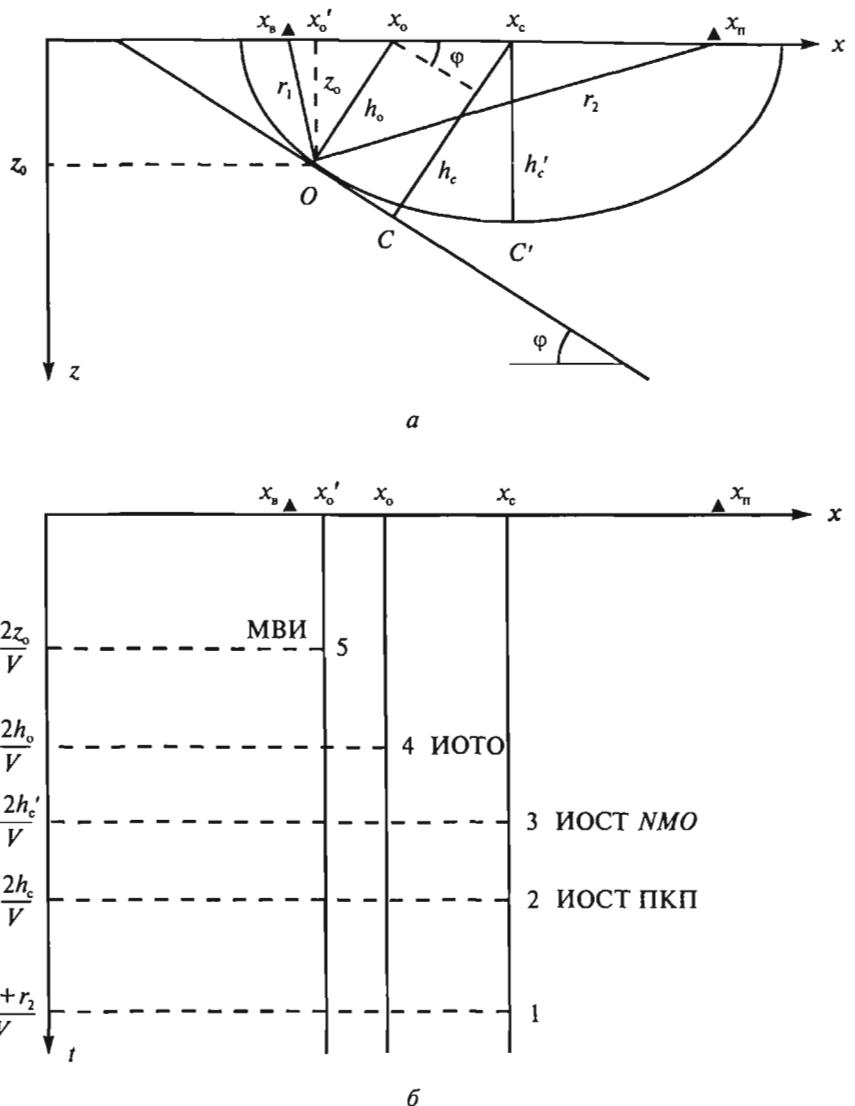


Рис. 8.41. Схема перемещения отраженного сигнала при формировании изображений: а — модель среды и ход луча; б — положение точек, характеризующих время вступления сигнала на плоскости временного разреза

На этом же рисунке 8.41а нанесена эллиптическая изохона, которая определяет возможное положение точек отражения при  $t_c = \text{const}$  и  $l = \text{const}$ .

На рис. 8.41б для заданной модели среды приведена схема расположения на плоскости  $(x, t)$  точек, характеризующих времена вступлений до проведения операций формирования изображений (точка 1) и после операций (точки 2, 3, 4, 5).

Формирование ИОСТ посредством ввода ПКП приводит к перемещению

точки 1 с координатами  $(t_c = \frac{r_1 + r_2}{V}; x_c)$  в точку 2 с координатами  $(t_{oc} = \frac{2h_c}{V}; x_c)$ .

При формировании ИОСТ посредством *NMO*-преобразования точка 1 переносится в точку 3 с координатами ( $t'_{oc} = \frac{2h'_c}{V}; x_c$ ). Таким образом, формирование ИОСТ осуществимо по одной из следующих схем:

$$\begin{aligned} 1 &\rightarrow 2, \\ 1 &\rightarrow 3. \end{aligned}$$

Посредством ДМО или ЭРО-ПРО-преобразования формируют ИОТО, осуществляя перенос точек 1, 2 или 3 в точку 4, которая имеет координаты ( $t_{oo} = \frac{2h_o}{V}; x_o$ ), по одной из следующих схем:

$$\begin{aligned} 1 &\rightarrow 2 \rightarrow 4, \\ 1 &\rightarrow 3 \rightarrow 4, \\ 1 &\rightarrow 4. \end{aligned}$$

Миграция приводит к переносу точек 1, 2, 3 или 4 в точку 5 с координатами ( $t_z = \frac{2z_o}{V}; x'_o$ ). При этом возможны следующие варианты переноса:

$$\begin{aligned} 1 &\rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 5, \\ 1 &\rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5, \\ 1 &\rightarrow 2 \rightarrow 5, \\ 1 &\rightarrow 3 \rightarrow 5, \\ 1 &\rightarrow 5. \end{aligned}$$

Все перечисленные схемы переноса сигнала являются геометрическим истолкованием операций формирования изображений и возможных путей их реализации в соответствии с п. 7.3.2.

## ГЛАВА 9. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ИНВЕРСИЯ ВРЕМЕННЫХ И ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

### 9.1. Распознавание волн и их корреляция

#### 9.1.1. Виды и принципы корреляции

Данная глава посвящена определению кинематических параметров и атрибутов (КПА) волнового поля, содержащих информацию о физических свойствах геологического разреза, на основе решения обратных кинематических задач или, по-другому, посредством кинематической инверсии временных и волновых полей, регистрируемых в 3D сейсморазведке.

Обобщённая схема определения КПА (см. рис. 7.23) и её краткое описание даны в главе 7.

Успешность решения обратных кинематических задач 3D зависит от надёжности распознавания продольных отраженных волн и их корреляции.

Корреляцией называют процесс прослеживания волн во времени и пространстве на сейсмограммах и сейсмических разрезах — вертикальных, горизонтальных и других сечениях куба данных, с последующей увязкой результатов по площади. Корреляцию осуществляют по совокупности динамических и кинематических признаков.

Различают корреляцию волновую, фазовую и групповую, позиционную и транспозиционную. При *волновой* корреляции используют следующие признаки:

- 1) полезная волна выделяется в виде импульса конечной длительности;
- 2) амплитуда волны превышает амплитуду общего фона колебаний;
- 3) форма записи (видимые периоды, соотношения основных и дополнительных экстремумов) повторяется на соседних трасах;
- 4) времена, кажущиеся скорости изменяются плавно.

Последние два признака основаны на предположении выдержанности или плавного изменения геометрии и физических свойств границы и покрывающей ее среды и поэтому применимы в условиях относительно простого геологического строения. Из-за сложности выделения начала и конца импульса волновая корреляция в чистом виде трудно осуществима.

*Фазовую* корреляцию ведут, прослеживая один или несколько экстремумов записи. Основной экстремум должен быть расположен возможно ближе к началу импульса, представляющего волну. При фазовой корреляции используют, главным образом, третий и четвёртый признаки волновой корреляции.

*Групповую* корреляцию применяют для прослеживания волновых пакетов независимо от того, можно или нельзя разделить пакет на отдельные волны. При отождествлении волновых пакетов, исходят из постоянства формы записи опорных волн и взаимного расположения осей синфазности. Наряду с фазовой и волновой групповой корреляция применяется при визуальной интерпретации рисунка записи на основе принципов сейсмической стратиграфии [39].

*Позиционной* корреляцией называют прослеживание волны, фазы или пакета волн от трассы на сейсмограммах ОТВ, ОТП и ОСТ, вертикальных разрезах и горизонтальных срезах куба данных. Шаг между трассами должен быть меньшим, чем половина видимой длины волны.

Транспозиционной корреляцией называют прослеживание волн от одной сейсмограммы к другой, от одного разреза или среза к другому. Основой такой корреляции на сейсмограммах является принцип взаимности, согласно которому времена прихода волн и форма записи во взаимных точках должны быть близки.

Особую сложность представляет корреляция волн в зонах интерференции. Различают интерференцию: 1) регулярных волн; 2) регулярных и случайных волн; 3) нерегулярных волн. Для зон интерференции характерны: осложнение формы записи на протяженных участках профиля, постепенное схождение и примыкание осей синфазности, изменения кажущейся скорости, чередование областей уменьшения и увеличения амплитуды. Спектры волн в зоне интерференции имеют несколько экстремумов и невыдержанную форму. При корреляции через зону интерференции проводят отождествление волн по динамическим признакам и применяют интерполяцию осей синфазности с учетом кинематики интерферирующих волн. При наличии нескольких групп отражений для отождествления фаз и волн после зоны интерференции используют признаки групповой корреляции и, в первую очередь, признак сохранения промежутка времени между двумя фазами или волнами.

### 9.1.2. Распознавание волн

При корреляции волн и формировании временных полей отраженных волн: локальных полей  $t(x, y, l, \theta)$ , поверхностных  $t(l, \theta)$ , линейных годографов  $t(l)$ , карт изохрон отражающих горизонтов большое внимание уделяют распознаванию волн.

Выделение и прослеживание продольных отраженных волн основано на отличии их кинематических и динамических характеристик от других видов регулярных волн, не поддающихся полному устраниению при обработке данных (преломленных, рефрагированных, дифрагированных, боковых, обменных, многократно-отраженных и др.).

Рассмотрим особенности проявления волн разного вида на сейсмограммах и годографах ОТВ и вертикальных сечениях куба ИОСТ и ИОТО.

*Отраженные волны* выделяются в последующих вступлениях. Их обычно коррелируют по экстремальным фазам, определяя при необходимости момент вступления путем ввода поправки за фазу. Оси синфазности и соответственно годографы на сейсмограммах ОТВ, ОТП и ОСТ имеют криволинейную, близкую к гиперболической форму и при согласном залегании границ не пересекаются за исключением случаев вогнутых криволинейных границ, когда возможно образование петель. Форма и амплитуда волны изменяются плавно.

*Преломленные волны* вступают на некотором расстоянии от источника. Их прослеживают преимущественно в первых вступлениях. Форма осей синфазности и годографов близка к прямолинейной. Даже в случае горизонтального залегания границ имеет место пересечение осей синфазности преломленных волн, принадлежащих разным границам. Исключение представляют волны, возникающие на тонких слоях с одинаковой граничной скоростью. Нагоняющие годографы волны, связанные с одноименной границей, при отсутствии рефракции параллельны. Амплитуда волны убывает тем быстрее, чем меньше мощность пласта, на кровле которого образуется волна.

*Рефрагированная волна* имеет обычно выпуклую в сторону возрастания времени форму годографа. Нагоняющие годографы сближаются с расстоянием от источника.

Для распознавания отраженных, преломленных и рефрагированных волн в областях их совместной регистрации используются следующие признаки.

1. Различия в формах годографов и их наклонах. Кажущаяся скорость отраженных волн больше, чем преломленных, а преломленных меньше, чем рефрагированных. Эти различия заметнее выделяются в средах с сильной скоростной дифференциацией.

2. Соотношения нагоняющих годографов. Для преломленных волн годографы параллельны, для рефрагированных — сходятся, для отраженных — расходятся с удалением от источника. Годограф отраженной волны по нагоняющей системе и годограф преломленной волны по нагоняющей системе также непараллельны. Возможны следующие случаи: а) кажущаяся скорость по нагоняющему годографу больше, чем по нагоняемому, отраженные волны зарегистрированы при углах падения, больших предельного; б) кажущаяся скорость по нагоняющему годографу меньше, чем по нагоняемому, отраженные волны зарегистрированы при углах падения, меньших предельного.

3. Форма и положение границ раздела на разрезе. Годограф преломленной или рефрагированной волны, образованный в среде с горизонтальными границами, будучи принятым за годограф отраженной волны, приводит к построению криволинейной границы, вздымающейся с удалением от источника.

4. Соотношение значений эффективной скорости для волн с одинаковыми временами прихода. Эффективная скорость, вычисленная для рефрагированной и преломленной волн, ошибочно принятых за отраженные волны, превышает эффективную скорость отраженной волны, а последняя всегда превышает среднюю скорость. Если среда горизонтально-слоистая или вертикально-градиентная, для всех волн характерно увеличение эффективной скорости с удалением от источника. Исключение представляют некоторые анизотропные среды (см. п. 9.2.6).

5. Более сильное затухание преломленных волн с удалением от источника.

*Дифрагированные и боковые волны* обычно отмечаются в условиях поверхностных, либо глубинных неоднородностей: зон разрывных нарушений, резких изменений мощностей слоев, рифов, фациального и литологического замещения и т.п. Их распознают по аномально большим значениям кривизны и наклона осей синфазности, заниженным значениям эффективной скорости, аномально быстрому затуханию и слабой интенсивности, возможной инверсии фаз в области минимума годографа. Эти волны по-разному проявляются на временных разрезах ОТВ, ОТП и ОСТ. Дифрагированные волны заметно ослабляются посредством миграции волнового поля любым из способов. В результате миграции ось синфазности дифрагированной волны на МВИ и МГИ сворачивается в малую область, а боковой волны — сокращается по длине.

*Интенсивные обменные волны* возникают в условиях сильной скоростной дифференциации. Они имеют большие времена прихода, чем соответствующие продольные волны, и характеризуются следующими особенностями:

1) более сильной, чем для продольных волн, зависимостью формы записи и интенсивности от условий установки сейсмоприёмников;

- 2) обращением фазы на встречных системах и по разные стороны от источника в случае неизменной ориентировки горизонтальных приёмников;
- 3) несовпадением времен прихода волн во взаимных точках из-за негоризонтальности границ раздела и изменчивости скоростей;
- 4) отсутствием или слабой интенсивностью отраженной волны вблизи источника и возрастанием интенсивности с удалением до расстояний, часто превышающим критические;
- 5) заметно меньшей эффективной скоростью по сравнению со скоростью продольных волн.
- 6) обменные преломленные волны регистрируются только в последующих вступлениях, интервалы их прослеживаемости соизмеримы или больше, чем у продольных волн, соответствующих тем же границам, интенсивность убывает с удалением от источника. Тип обменной преломлённой волны распознают по значениям времён, кажущихся скоростей, соотношению вертикальной и горизонтальной составляющих амплитуды.

*Многократные отраженные волны* сравнительно легко распознать на сейсмограммах ОТВ. Из уравнений (6.64–6.67) вытекают следующие критерии их распознавания.

1. Соотношения времен прихода волн и форм осей синфазности. Смещение абсцисс минимума по восстанию границы однократного  $t_{\min}^{(1)}$  и  $n$ -кратного  $t_{\min}^{(n)}$  отражений связаны уравнением

$$t_{\min}^{(n)} = t_{\min}^{(1)} \sin^2 n \varphi / \sin^2 \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол наклона границы раздела.

Времена однократного  $t_0^{(1)}$  и  $n$ -кратного  $t_0^{(n)}$  отражений на пунктах возбуждения связаны уравнением:

$$t_0^{(n)} = t_0^{(1)} \sin n \varphi / \sin \varphi$$

При горизонтальном залегании границы  $t_0^{(n)} = n t_0^{(1)}$ , т.е. наблюдается кратность времен, при наклонном залегании  $t_0^{(n)} < n t_0^{(1)}$ .

Соотношения времен в минимумах годографов подчиняются условию

$$t_{\min}^{(n)} = n t_{\min}^{(1)} \sin n \varphi \cos n \varphi / n \sin \varphi \cos \varphi$$

Приведённые соотношения справедливы только после учета разности фаз и уровня приведения. Для частично-кратных волн наблюдаются более сложные зависимости.

2. Соотношения между эффективными скоростями. Величина  $V_{\text{эф}}$  кратной отраженной волны, как и однократной, зависит от средней  $V_{\text{ср}}$  скорости на пути распространения. Обычно  $V_{\text{ср}}$  возрастает с увеличением глубины или  $t_0$ , поэтому  $V_{\text{эф}}$  многократных волн меньше, чем  $V_{\text{ср}}$  и  $V_{\text{эф}}$  однократных отражений на соответствующем времени  $t_0$ . Частично-кратные волны, повторно проходящие высокоскоростные пласти, могут иметь эффективные скорости, близкие к  $V_{\text{эф}}$  однократных волн или даже превышать их.

3. Взаимное расположение границ на разрезе. Ложная отражающая граница, построенная по годографу  $n$ -кратной волны, наклонена под углом в  $n$  раз боль-

шим, чем угол наклона истинной границы. На разрезе оценивают реальность отражающих границ с учётом имеющихся сведений о геологическом строении.

4. Интенсивность волн. Амплитуды кратных волн в среднем меньше амплитуд однократных волн. Исключение составляют суммарные кратные волны.

5. Соотношение форм записи однократных и многократных волн. Они близки между собой по форме записи. Иногда максимум спектра многократных волн сдвинут в сторону нижних частот относительно максимума однократных волн в связи с разным поглощением на путях распространения волн. В этом случае можно несколько ослабить кратные отраженные волны с помощью высокочастотной фильтрации. Однако возможны и противоположные соотношения частот.

#### 6. Обращение фазы (для полнократных волн).

Многократные волны, возникающие в верхней низкоскоростной части разреза обычно подавляют посредством суммирования трасс ОСТ в связи с неоптимальностью для этих волн кинематических поправок, рассчитанных по однократным волнам. Для исключения влияний кратных волн применяют их вычитание.

Основные критерии распознавания *преломленно-отраженных* (ПО) и *отраженно-преломленных* (ОП) однократных и многократных волн следующие:

1. Годографы преломленных волн и волн ОП параллельны. В тонкслоистой слабо дифференцированной среде могут возникать однократные волны, соответствующие разным границам, при практической параллельности годографов. Поэтому признак параллельности годографа недостаточен для определения волн ОП. Дополнительным критерием является соотношение между временами прихода  $t_0^{(1)}$  однократной и кратной волн ОП. Для двухкратной волны

$$t_0^{(2)} = t_0^{(1)} \sin 2\varphi \cos(i + \varphi) / \sin \varphi \cos i,$$

где  $i$  — критический угол.

При небольших углах наклона  $\varphi < 10^\circ$

$$t_0^{(2)} = 2t_0^{(1)} \cos(i + \varphi) / \cos i$$

2. Годографы преломлённых волн и волн ПО параллельны только в случае  $\varphi = 0$ . При  $\varphi > 0$  (по падению границы) кажущаяся скорость  $V_k$  волн ОП меньше  $V_k$  преломлённых волн, а при  $\varphi < 0$  (по восстанию границы) — больше. Величина  $t_0^{(2)}$  определяется по приведённым формулам.

3. Волны ОП и ПО могут наблюдаться в непосредственной близости к пункту возбуждения. При этом возможны отрицательные значения кажущейся скорости.

Для распознавания многократных волн всех видов особенно эффективны применение ВСП и расчет синтетических сейсмограмм. По данным ВСП устанавливают сравнительную интенсивность однократных и многократных волн, выявляют границы, на которых возникают наиболее интенсивные кратные волны, обнаруживают различия в спектральном составе. Таким образом, можно установить параметры систем наблюдений, оптимальные для подавления многократных волн при их суммировании по способу ОСТ, а также выбрать необходимые

для ослабления параметры обработки. Синтетические сейсмограммы, рассчитанные без учёта и с учётом кратных волн используют для анализа волнового поля на реальных сейсмограммах и временных разрезах и стратиграфической привязки отражений.

Для разделения и прослеживания преломленных волн, однократных и многократных отраженных и отраженно-преломленных, целесообразно применять РНП и  $\tau-p$  преобразования. Пример применения РНП содержится в главе 6 (см. рис. 6.22–6.24).

### 9.1.3. Осложнения корреляции и её особенности в осложнённых зонах

Осложнения корреляции могут быть обусловлены и интерференцией регулярных и случайных помех и изменениями условий образования и распространения волн, в том числе: поверхностных условий; условий распространения волны в покрывающей толще; физических свойств и геометрии границ.

Осложнения, обусловленные интерференцией, обычно проявляются на исходных сейсмограммах. Их влияние сводят до минимума, повышая кратность и уменьшая дискретность наблюдений. Важную роль выполняют фильтрация, регулируемый направленный анализ. Особую трудность представляют зоны наложения на прослеживаемую волну регулярных волн, которые перечисленными выше средствами не всегда преодолимы.

Изменения поверхностных условий: колебания рельефа, чередование зон растяжения и многолетнемерзлых пород, наличие траповых тел и других неоднородностей ВЧР, приводят к искривлению и разрывам осей синфазности, изменению частот и амплитуд колебаний всех глубинных волн. Возникающие искажения не полностью учитываются статическими поправками. Поэтому при накоплении по ОСТ возможны несинфазное суммирование полезных волн и соответственно нарушение их корреляции. Положение зоны нарушения корреляции зависит от положения базы наблюдений относительно точки возбуждения и глубины залегания границы.

Криволинейные границы и локальные неоднородности (линзы, рифы, соляные тела, диапирсы, траппы, тектонические разломы, нефтегазовые залежи) являются причиной образования осей синфазности сложной формы, принадлежащих отражённым и дифрагированным волнам, как однократным, так и многократным, приходящим субвертикально сбоку. Характерная особенность таких волн — петлеобразный вид их гидографов и осей синфазности на временных разрезах, причём петли могут быть связаны не только с формой отражающей границы, но и с влиянием вышележащих локальных неоднородностей. Наличие петель может быть причиной нечитаемой интерференционной картины.

Нарушения корреляции возникают из-за литолого-фациальных изменений пород в области границы, а также вследствие изменения поглощающих свойств покрывающей толщи (например, различной нефтегазонасыщенности), рассеяния волн (например, из-за изменения характера слоистости вышележащих пород).

Положение зон осложнения корреляции на временных разрезах ОСТ определяется относительной глубиной неоднородности по отношению к глубине

отражающей границы, а также зависит от размеров и положения базы суммирования по ОСТ. По мере уменьшения относительной глубины, роста удалений и величины базы происходит расширение зоны осложнения. Положение зоны осложнения записи, вызванного любой неоднородностью, приуроченной к отражающей границе, не зависит от базы суммирования по ОСТ.

Корреляция в зонах тектонических разрывов имеет следующие особенности. На позиционных сейсмограммах ОТВ и ОТП по мере приближения к субвертикальному разрыву обычно наблюдаются быстрое ослабление колебаний отраженной волны и появление сходных по форме колебаний со сдвигом во времени по мере удаления от нарушения. В зависимости от характера такого нарушения оси синфазности, прослеживаемые по обе стороны от него, могут либо перекрываться, либо образовывать зону отсутствия отражений. Иногда могут наблюдаться дифрагированные волны от линии разрыва пласта. Иногда регистрируется отраженная волна от плоскости сбрасывателя, оси синфазности её круто наклонены.

Признаком нарушения может служить ступенеобразное изменение эффективных и средних скоростей, а также преобладающих частот.

В зоне разлома и вблизи него отражающие границы на вертикальных сечениях ИОСТ, ИОТО и МВИ имеют искажённый вид. В связи с обычно наблюдающимся понижением скорости в зоне разлома на временном разрезе имеют место следующие искажения: а) резкое кажущееся увеличение мощности пластов при приближении к зоне разлома; б) кажущийся изгиб границ в сторону разлома; в) ложный прогиб границы под нарушенной областью.

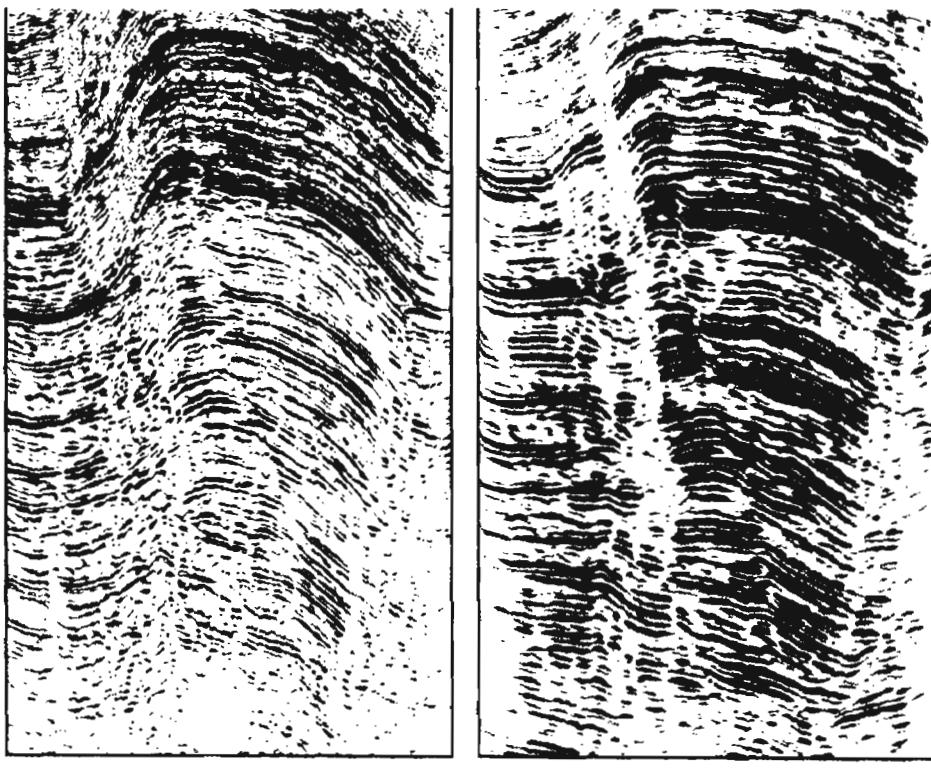
В вертикально-градиентной среде форма линий, ограничивающих разлом, имеет на вертикальных разрезах ИОСТ, ИОТО и МВИ также искаженный вид. В случае возрастания скорости с глубиной наблюдается ложное выполаживание линий разлома с увеличением времени, в результате и его прямолинейный след плоскости сбрасывателя имеет на временном разрезе криволинейную форму с выпуклостью в сторону увеличения времени. Пересчет МВИ в МГИ и глубинная миграция с использованием свойственного для данного разреза закона изменения горизонтальной и вертикальной скорости с глубиной обеспечивает устранение искажений формы сбрасывателя, позволяет локализовать местоположение зоны разлома и узлов дифракции, в связи с чем корреляция отражений упрощается.

При анализе сейсмограмм ОТВ зачастую обнаруживаются «аномальные отражения», секущие оси синфазности обычных отражений. Их кажущиеся скорости могут быть положительными и отрицательными. Такие волны могут быть связаны с отражениями от зон разломов и представлять самостоятельный интерес для разведки. В условиях кристаллических толщ отражения от зон разломов являются доминирующими. Протяженные зоны разломов, с характерным для них наклонным залеганием, могут быть отражающими и поглощающими экранами, что может послужить причиной потери корреляции отражений от горизонтов, перекрытых разломами.

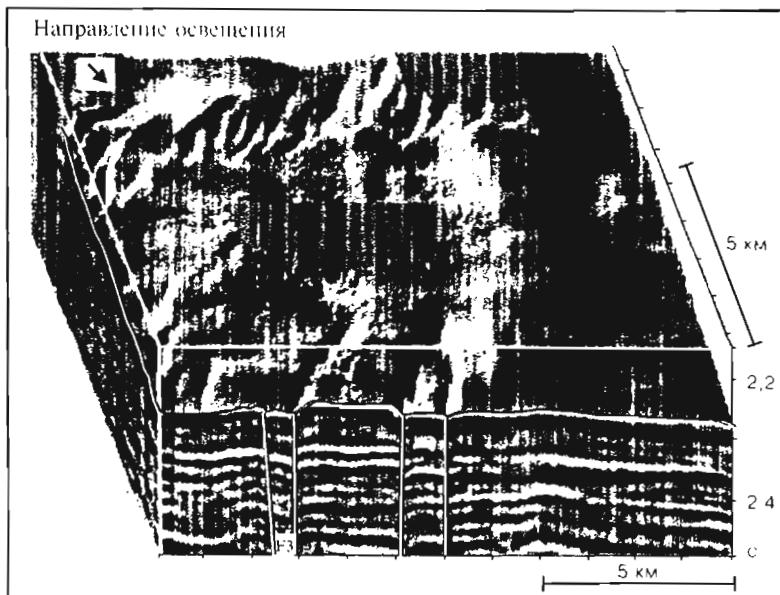
Корреляция при наличии соляных куполов, рифов, диапиров и эрозионных врезов осложнена аномальным рисунком записи, отсутствием четко прослеживающихся отраженных волн, несогласным поведением осей синфазности в приконтурной области, пониженной интенсивностью записи под локальной

неоднородностью, резкими колебаниями эффективной скорости для более глубоких отражающих горизонтов. На вертикальных временных разрезах ИОСТ и ИОТО в зависимости от соотношения скоростей в неоднородности и нижележащих пластах наблюдаются ложные поднятия или впадины. Под соляными куполами возникают ложные антиклинальные структуры, под диапирами — ложные прогибы, под эрозионными врезами — поднятия, под рифами равновероятно возникновение как ложных впадин, так и ложных поднятий. Характерная особенность ложных структур — их расположение с глубиной, вплоть до раздвоения с увеличением времени.

Миграция данных 3D при оптимальных апертуре и скорости позволяет проследить контуры сложных объектов, таких например, как поверхность соляного купола, поверхности разрывных нарушений, в том числе малоамплитудных и безамплитудных. Выделению и прослеживанию нарушений способствует миграция исходных сейсмоподробностей ОСТ до суммирования (рис. 9.1), применение специальной технологии [45], предусматривающей построение карт углов наклона на разных стратиграфических уровнях (рис. 9.2), а также технологии СВАН [76] (см. п. 10.11).



**Рис. 9.1. Фрагменты волнового поля на участке сочленения трёх крупных тектонических элементов (Тимано-Печорская провинция) по В.М. Иоспа, Е.А. Бариновой и др. [45]:**  
**а** — временный разрез (миграция после суммирования);  
**б** — глубинный разрез (миграция до суммирования)



**Рис. 9.2. Сейсмический куб 3D (Западная Сибирь), срезанный сверху по отражающему горизонту Б [45]:**

На верхней поверхности куба приведена карта углов наклона по горизонту Б, на которой четко выделяются системы тектонических нарушений

## 9.2. Определение эффективных КПА

### 9.2.1. Эффективные кинематические параметры и атрибуты поверхностного годографа ОСТ

Для определения эффективных кинематических параметров и атрибутов используют как непосредственно волновые поля, так и многомерные и одномерные временные поля, полученные при анализе и корреляции волн с использованием принципов и критериев, изложенных в п. 9.1. В 3D сейсморазведке эффективные параметры, в основном, получают по волновым и временным полям ОСТ, образованным посредством гибкого биннинга (п. 7.2.3). Известны также многочисленные способы определения эффективных параметров среды по волновым и временным полям ОТВ и ОТП, а также истинных параметров среды при ее аппроксимации заданной неоднородной моделью. Способы определения эффективных параметров по волновым и временным полям ОТВ и ОТП менее технологичны и не превосходят по точности способы, основанные на интерпретации поверхностных годографов ОСТ. Что касается способов непосредственного определения истинных (пластовых) параметров среды, то их обычно применяют на завершающей стадии кинематической интерпретации, т.е. после построения (на основе анализа эффективных параметров) скоростной модели среды первого приближения.

Определяя эффективные параметры среды по данным гибкого биннинга ОСТ, реальную среду целесообразно аппроксимировать трёхмерной эффективной интегральной моделью с плоской отражающей границей и однородной макро-, квази- или микроанизотропной покрывающей средой. Эта модель характеризуется пятью эффективными параметрами: эффективной скоростью  $V_{\phi}$ , средней скоростью  $V_{\text{сп}}$  по нормальному лучу, эффективной глубиной по нормали в срединной точке  $h_{\phi} = V_{\text{сп}} t_0 / 2$ , эффективными значениями угла  $\varphi_{\phi}$  и азимута  $\psi_{\phi}$  падения отражающей границы. Уравнение поверхности гидографа ОСТ для рассматриваемой модели среды можно получить, полагая в уравнении (6.51a) гидографа ОСТ, справедливом для однородной изотропной среды,

$$h = h_{\phi} = V_{\text{сп}} t_0 / 2, \quad V = V_{\phi}, \quad \varphi = \varphi_{\phi}, \quad \psi = \psi_{\phi}$$

В итоге получим:

$$t(l, \theta) = \sqrt{\frac{4h_{\phi}^2}{V_{\text{сп}}^2} + \frac{l^2(1 - \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi}))}{V_{\phi}^2}} \quad (9.1a)$$

или

$$t(l, \theta) = \sqrt{t_0^2 + \frac{l^2}{V_{\text{ОСТ}}^2(\theta)}} \quad (9.1b)$$

где

$$V_{\text{ОСТ}}(\theta) = \frac{V_{\phi}}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{\phi} \cos^2(\theta - \psi_{\phi})}} \quad (9.2)$$

Уравнения (9.1) представляют теоретическую модель поверхности гидографа ОСТ, а выражение (9.2) характеризует азимутальную индикатрису скорости ОСТ. Эта индикатриса является основным кинематическим атрибутом содержащим информацию о упругих свойствах изучаемой среды.

Независимо от вида преобразований волнового или временного поля и способа определения КПА, по данным площадных наблюдений имеется возможность найти только четыре независимых параметра из пяти входящих в уравнения (9.1—9.2). Такими параметрами являются  $V_{\phi}$ ,  $t_0$ ,  $\varphi_{\phi}$  и  $\psi_{\phi}$ .

Информацию о пятом независимом параметре средней скорости  $V_{\text{сп}}$  по данным площадных наблюдений получить невозможно. Для этого надо иметь скважинные данные [82].

### 9.2.2. Определение эффективных параметров на основе анализа индикатрисы $V_{\text{ОСТ}}(\theta)$

Из равенства (9.2) следует, что индикатриса  $V_{\text{ОСТ}}(\theta)$  имеет вид эллипса (рис. 9.3) с минимальным значением  $V_{\text{ОСТ}} = V_{\phi}$ , при  $\theta = \psi_{\phi} + \pi/2$ , т.е. по простирианию границы, и максимальным значением  $V_{\text{ОСТ}}^{\max}$  при  $\theta = \pm\psi$ , т.е. вкрест

простирания. Отмеченная закономерность позволяет по виду индикатрисы и соотношению ее параметров определить, с точностью до знака, азимут падения границы

$$|\psi_{\text{эф}}| = \arg \max V_{\text{ост}}(\theta), \quad (9.3)$$

угол падения

$$\varphi_{\text{эф}} = \arccos \frac{V_{\text{ост}}^{\min}}{V_{\text{ост}}^{\max}}, \quad (9.4)$$

а также эффективную скорость

$$V_{\text{эф}} = V_{\text{ост}}^{\min} \quad (9.5)$$

Уравнение эффективного параметра  $t_0$  вытекает из равенства (9.1) и (9.2)

$$t_0 = \sqrt{t^2(l, \theta) - \frac{l^2}{V_{\text{ост}}^2(\theta)}} \quad (9.6)$$

В случае соответствия реальной среды и её аппроксимационной модели равенство (9.6) является уравнением окружности радиуса  $t_0$ , т.е., несмотря на зависимость  $t$  от  $l$  и  $\theta$  и  $V_{\text{ост}}$  от  $\theta$ ,  $t_0$  не зависит от  $l$  и  $\theta$ .

Наличие случайных погрешностей на годографе приводит к случайным отклонениям реальных значений  $V_{\text{ост}}$  и  $t_0$  от теоретических, а отличия среды от её аппроксимационной модели вызывают нарушение отмеченных закономерностей в поведении индикатрисы  $V_{\text{ост}}(\theta)$ . Скорость  $V_{\text{ост}}$  становится зависимой не только от  $\theta$ , но и от  $l$ . Время  $t_0$  и другие эффективные параметры приобретают характер атрибутов, т.е. становятся также зависимыми от  $\theta$  и  $l$ .

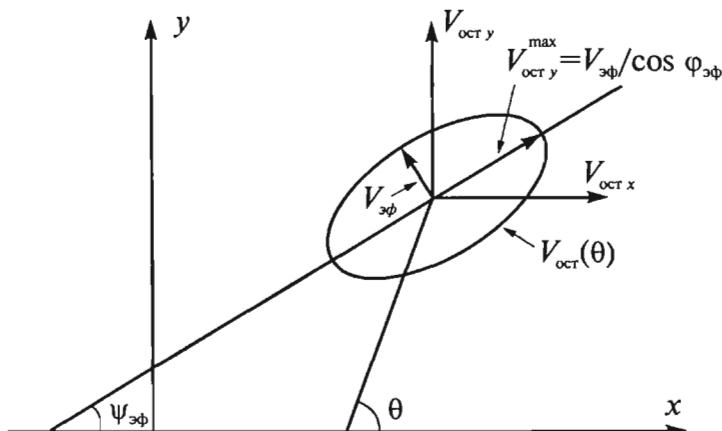


Рис. 9.3. Схематическое изображение азимутальной индикатрисы  $V_{\text{ост}}(\theta)$  при наклонном залегании отражающей границы в случае однородной покрывающей толщи

Так, например, для слоистой среды с согласным залеганием границ (в связи с вы полаживанием реального годографа относительно гиперболы при возрастании  $l$  из-за преломления лучей) имеет место изменение характеристик индикатрисы  $V_{\text{ост}}(\theta)$  — возрастание  $V_{\text{ост}}^{\min}$  и  $V_{\text{ост}}^{\max}$ , уменьшение или возрастание  $\phi_{\text{эф}}$ , при сохранении  $\psi_{\text{эф}}$  (рис. 9.4). Если азимуты промежуточных и отражающей границ не совпадают, то индикатрисы  $V_{\text{ост}}(\theta)$  для разных  $l = \text{const}$  могут иметь различающиеся значения эффективного азимута  $\psi_{\text{эф}}$ , т.е. возможны относительные повороты индикатрис.

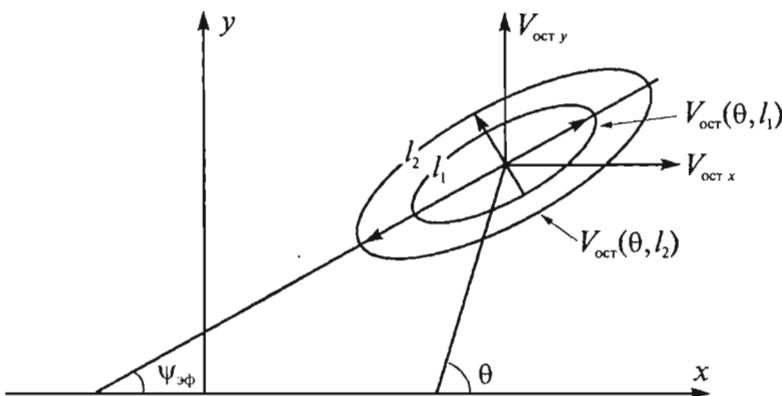
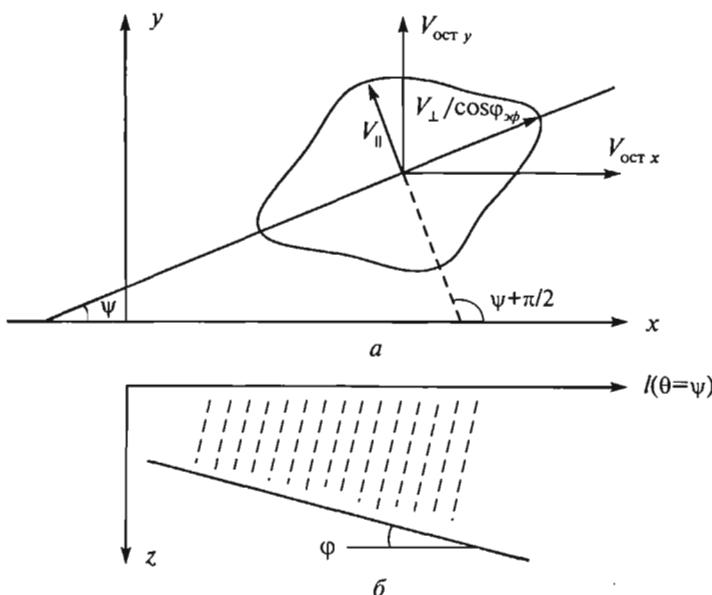


Рис. 9.4. Азимутальные индикатрисы  $V_{\text{ост}}(\theta)$  для разных удалений  $l = \text{const}$  ( $l_2 > l_1$ ) в случае наклонной границы и пластовой модели с согласным залеганием пластов

При наличии анизотропии, указанные закономерности осложняются. Например, если простирание трещин совпадает с простиранием границ (рис. 9.5), индикатриса  $V_{\text{ост}}(\theta)$  будет иметь два взаимно перпендикулярных направления максимальных значений  $V_{\text{ост}}$  разной природы. Распознать природу максимумов и оценить вклад каждого из факторов можно, имея карту изохрон  $t_0(x, y)$ , построенную с использованием формулы (9.6) по всей сети бинов ПСН, или карту изохрон, полученную на основе корреляции отражения на ИОСТ или ИОТО.

Таким образом, кинематические атрибуты в виде индикатрис  $V_{\text{ост}}(\theta)$  и карты  $t_0(x, y)$  изохрон содержат важную информацию не только о структурном строении отражающих границ, но и характере неоднородности и анизотропности покрывающей среды. Важным моментом является возможность независимого построения карт изохрон  $t_0^{\text{ост}}(x, y)$  по волновым полям ОСТ согласно (9.6) для всей сети бинов с последующим пересчетом  $t_0^{\text{ост}}$  в  $t_0^{\text{ото}}$  и по трехмерным ИОТО, сформированным по способу ДМО или ЭРО-ПРО. Получение структурной карты, адекватной поведению реальной границы, как уже неоднократно отмечалось, возможно при пересчете карты изохрон  $t_0(x, y)$  в карту  $t_b(x, y)$  вертикального времени (или построения карты  $t_b(x, y)$  на основе корреляции отражения на МВИ) и последующей трансформации карты  $t_b(x, y)$  с использованием предельной средней скорости  $V_{\text{сп}}$  по вертикали в карту изоглубин  $z(x, y)$ .



**Рис. 9.5. Азимутальная индикатриса  $V_{ocst}(\theta)$  в случае наклонной границы, подстилающей однородную трещиноватую среду (а) и сечение модели среды вкrest простирания границы и системы трещин (б)**

Еще раз подчеркнём, что использование  $V_{cp}$  при формировании МВИ и  $V_{\text{эф}}$  при формировании МГИ неправомерно. Для формирования МВИ следует использовать скорости  $V_{\text{эф}}$ , а при пересчете МВИ в МГИ скорости  $V_{cp}$  (см. п. 8.3.11).

### 9.2.3. Дифференциальные формулы определения КПА по временному полю

Дифференцируя уравнение (9.16) по  $l$ , получим следующие формулы связи  $V_{ocst}$  и  $t_0$  и времени  $t$  и его первой производной  $t_1 = \frac{\partial t}{\partial l}$

$$V_{ocst}(l, \theta) = \sqrt{\frac{l}{t(l, \theta)t_1(l, \theta)}}, \quad (9.7)$$

$$t_{01}(l, \theta) = \sqrt{t^2(l, \theta) - lt(l, \theta)t_1(l, \theta)}. \quad (9.8)$$

Дифференцируя (9.16) по  $l$  дважды, найдём

$$V_{ocst2}(l, q) = \frac{1}{\sqrt{t(l, \theta)t_{11}(l, \theta) + t_1^2(\theta)}}, \quad (9.9)$$

$$t_{02}(l, \theta) = \sqrt{t^2(l, \theta) - l^2[t(l, \theta)t_{ll}(l, \theta) + t_l^2(l, \theta)]}, \quad (9.10)$$

где  $t_{ll} = \frac{\partial^2 t}{\partial l^2}$ .

Используя формулы (9.7—9.10), можно определить значения эффективных параметров в каждой точке поверхностного годографа ОСТ и, тем самым, установить азимутальную зависимость скорости  $V_{\text{ОСТ}}(\theta)$ , а также её зависимость от удаления  $l$ . Существенным недостатком дифференциальных способов является их низкая точность. Этот недостаток можно устранить, вычисляя производные с помощью сплайн-функций или других численных методов нахождения производных на конечных базах.

В условиях однородной покрывающей среды и плоской отражающей границы значения  $V_{\text{ОСТ}}$ , равные как и  $t_0$ , найденные по формулам (9.7, 9.8) с использованием первой производной и (9.9, 9.10) — с использованием второй производной, совпадают. Неоднородность и анизотропия покрывающей среды, кривизна отражающей границы приводят к различию в поведении  $V_{\text{ОСТ}}$  с изменением  $l$  и  $\theta$ , а также с изменением глубины  $Z_0$  отражающей границы.

Рассмотрим закономерности изменения дифференциальной скорости  $V_{\text{ОСТ}}$  от  $\theta$  и  $l$  для слоистых и градиентных сред.

В случае горизонтально-слоистой и вертикально-градиентной среды временное поле отраженной волны описывают уравнения (6.104, 6.106). Основываясь на этих уравнениях и равенствах (9.7—9.10) можно заключить, что скорости  $V_{\text{ОСТ}}$  в данном случае не зависят от азимута и возрастают с  $l$ , находясь в пределах  $V_{\text{ЭП}} - V_{\text{max}}$ . Здесь  $V_{\text{ЭП}}$  — предельная скорость, описываемая формулами (6.24а, 6.24б),  $V_{\text{max}}$  — максимальная скорость в покрывающей среде. При этом градиент

$\frac{dV_{\text{ОСТ2}}}{dl}$  скорости  $V_{\text{ОСТ2}}$ , вычисленной с использованием второй производной, на

удалениях  $l$ , соизмеримых с глубиной  $Z_0$ , значительно выше градиента  $\frac{dV_{\text{ОСТ1}}}{dl}$  скорости  $V_{\text{ОСТ1}}$ .

Рост глубины  $Z_0 = \sum_{m=1}^M h_m$  залегания отражающей границы при  $l = \text{const}$  и

постоянстве удельной мощности  $\frac{h_m}{\sum_m h_m}$ , слагающих среду слоёв с различающимися скоростями  $V_m$ , влечет за собой убывание скорости  $V_{\text{ОСТ}}$ . Пределы изменения  $V_{\text{ОСТ}}$ : от  $V_{\text{ЭП}}$  при  $l = 0$  до  $V_{\text{max}}$  при  $l \rightarrow \infty$ .

На характер зависимостей  $V_{\text{ОСТ}}(l)$  и  $V_{\text{ОСТ}}(Z_0)$  оказывают влияние (разное для  $V_{\text{ОСТ1}}$  и  $V_{\text{ОСТ2}}$ ) наклон и кривизна границ слоистой среды. Это влияние иллюстрируют графики:  $a - V_{\text{ОСТ1}}(l, x)$ ;  $b - V_{\text{ОСТ2}}(l, x)$  — вкрест простириания;  $c - V_{\text{ОСТ1}}(l, y)$ ;  $d - V_{\text{ОСТ2}}(l, y)$  — по простирианию выпуклой криволинейной отражающей границы радиуса 12,5 км, залегающей под двухслойной средой (рис. 9.6), и аналогичные графики (рис. 9.7) для вогнутой отражающей границы того же

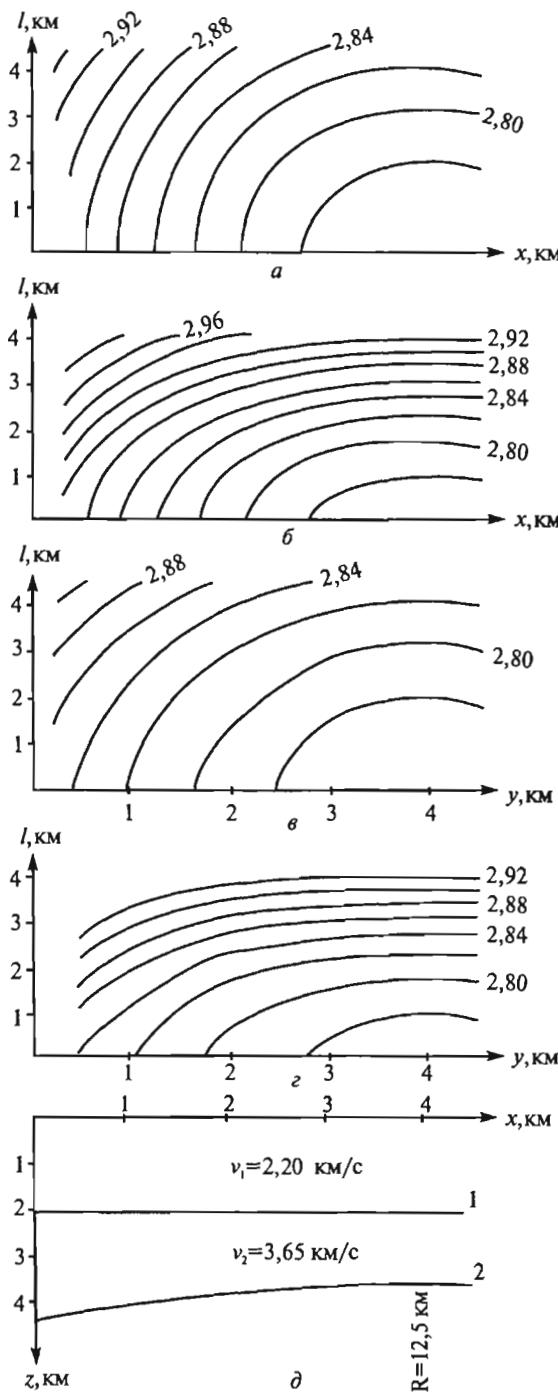
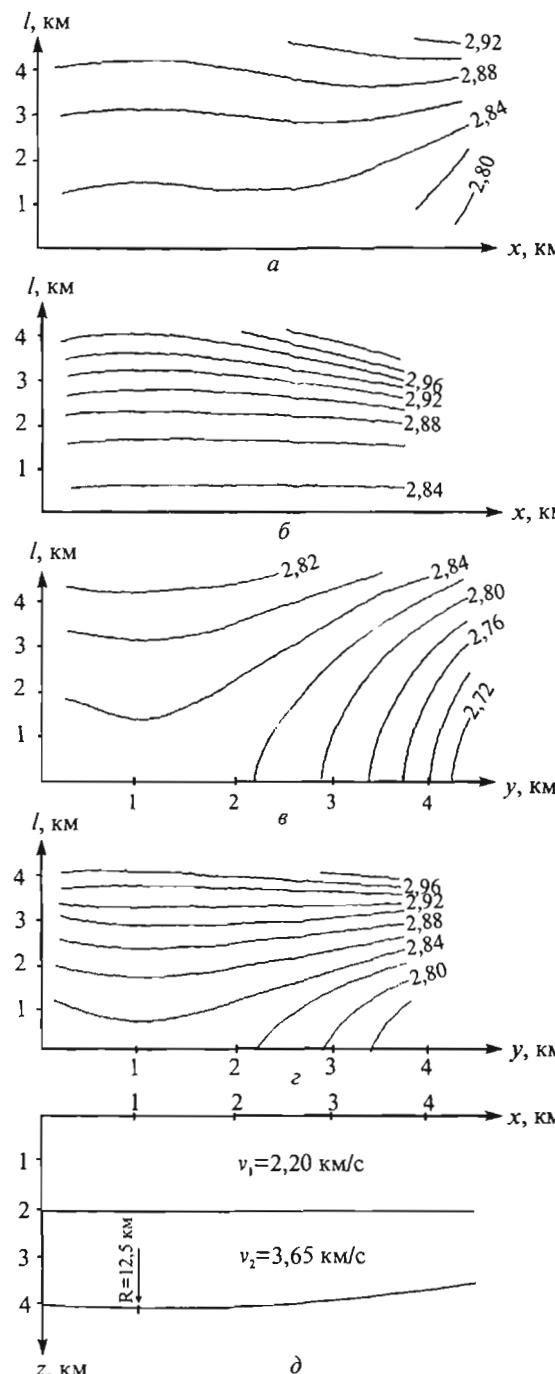


Рис. 9.6. Зависимость скоростей  $V_{\text{ост}}(\theta)$  от  $l$  для выпуклой отражающей границы:  
*a* —  $V_{\text{ост}1}(l, x)$ ; *b* —  $V_{\text{ост}2}(l, x)$  — вкрест простириания границы; *c* —  $V_{\text{ост}1}(l, y)$ ; *d* —  $V_{\text{ост}2}(l, y)$  — по простирианию границы; *e* — модель среды вкрест простириания границы



**Рис. 9.7.** Зависимость скоростей  $V_{\text{ост}}(\theta)$  от  $l$  для вогнутой отражающей границы:  
*a* —  $V_{\text{ост}1}(l, x)$ ; *b* —  $V_{\text{ост}2}(l, x)$  — вкрест простириания границы; *c* —  $V_{\text{ост}1}(l, y)$ ; *d* —  $V_{\text{ост}2}(l, y)$  — по простирианию границы; *д* — модель среды вкрест простириания границы

радиуса. Внизу рисунков изображена модель среды вкрест простирания отражающей границы. Из рисунков 9.6, 9.7 следует, что кривизна границы при малых  $l \ll Z_0$  может быть причиной нулевых и мнимых значений дифференциальных скоростей.

#### 9.2.4. Интегральные способы определения КПА по временным полям 3D

Остановимся на двух группах интегральных способов, представляющих наибольший практический интерес.

Первая группа объединяет способы минимизации функционала аппроксимации

$$\Phi(\theta, l) = \sum_{i=1}^N \left[ t''(l_i, \theta) - t_T''(l_i, \theta) \right]^n = \min. \quad (9.11)$$

Здесь  $t_T(l, \theta)$  — теоретический поверхностный годограф ОСТ (9.1),  $t(l, \theta)$  — экспериментальный годограф ОСТ, а  $m$  и  $n$  — некоторые константы, зависящие от закона распределения случайных погрешностей и характера систематических расхождений значений  $t$  и  $t_T$ .

При возрастании  $n$  растет разрешающая способность кинематического анализа, но уменьшается его помехоустойчивость. При  $n = 1$   $\Phi$  является функционалом метода средних (МС), а при  $n = 2$  — метода наименьших квадратов (МНК). При их применении точность получаемых результатов монотонно возрастает (или, по крайней мере, не убывает) по мере привлечения к обработке дополнительных наблюдений. В случае распределения погрешностей величин  $t''$  по симметричному закону получаемые оценки эффективных скоростей и других параметров оказываются оптимальными для ослабления погрешностей. Поэтому возведение времени в степень  $m$  применяют для приведения погрешностей к симметричному закону. Скорость  $V_{\text{ОСТ}}$  и  $t_0$  удобно определять, минимизируя функционал МНК ( $n = 2$ ) годографа ОСТ в системе квадратичных координат ( $m = 2$ ), т.е. предполагая, что закон распределения погрешностей  $\Delta t^2 = t^2 - t_T^2$  — симметричен. В этом случае

$$\Phi(l, \theta) = \sum \left[ t_i^2(\theta) - t_{iT}^2(\theta) \right]^2 = \min. \quad (9.12)$$

Здесь  $t_{iT}^2(\theta) = a + b(\theta)l_i^2$ ,

где

$$a = t_0^2, \quad b(\theta) = \frac{1}{V_{\text{ОСТ}}^2(\theta)}, \quad \sum = \sum_{i=1}^N, \quad l_i = i \Delta l, \quad \Delta l — \text{интервал дискретизации по } l.$$

С целью минимизации (9.12) продифференцируем  $\Phi$  по  $a$ , а затем по  $b$ , приравнивая всякий раз результат дифференцирования нулю. В итоге получим

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Phi}{\partial a} &= \sum -t^2(l_i) + Na - b \sum l_i^2 = 0, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial b} &= \sum -t_i^2 l_i^2 + a \sum l_i^2 + b \sum t_i^4 = 0;\end{aligned}\quad (9.13)$$

или

$$\begin{aligned}Na + b \sum l_i^2 &= \sum t_i^2, \\ a \sum l_i^2 + b \sum l_i^4 &= \sum t_i^2 l_i^2.\end{aligned}\quad (9.14)$$

Решая уравнения (9.14) найдём

$$a = t_0^2 = (\sum l_i^4 \sum t_i^2 - \sum l_i^2 \sum l_i^2 t_i^2) / [N \sum l_i^4 - (\sum l_i^2)^2]; \quad (9.15)$$

$$b = 1/V_{\text{OCT}}^2 = (N \sum l_i^2 t_i^2 - \sum l_i^2 \sum t_i^2) / [N \sum l_i^4 - (\sum l_i^2)^2], \quad (9.16)$$

где  $\sum_{i=1}^N$ ,  $N$  — число точек на годографе  $t(l)$  ОСТ, при  $\theta = \text{const}$ .

Осуществляя аналогичные операции для всех азимутов будем иметь азимутальные индикатрисы  $V_{\text{OCT}}(\theta)$  и  $t_0(\theta)$ . Полученные таким образом индикатрисы являются интегральными кинематическими атрибутами, по которым, используя формулы (9.3—9.5), можно найти  $V_{\text{эф}}$  и с точностью до знака  $\varphi_{\text{эф}}$  и  $\psi_{\text{эф}}$ . Знак при  $\varphi_{\text{эф}}$  и  $\psi_{\text{эф}}$  найдем, располагая картой изохрон  $t_0(x, y)$ , полученной в результате определения значений  $t_0$  для всех бинов ПСН.

Оценки  $V_{\text{OCT}}$  и  $t_0$  по формулам (9.15—9.16) оптимальны только в том случае, когда симметричный закон имеют погрешности значений  $t^2$ . Если симметричный закон характерен для погрешностей времени  $t$ , то минимизация функционала МНК в системе квадратичных координат становится неоптимальной. В этом случае следует применять МНК к линейным координатам ( $m = 1, n = 2$ ).

Вторая группа способов заключается в весовом суммировании или интегрировании значений  $t^2(l_i, \theta)$  экспериментального поверхностного годографа с использованием весовых функций  $p(l)$  и  $s(l)$ , удовлетворяющих условию:

$$\sum_{i=1}^N p(l_i) = 0, \quad s(l) = |p(l)|. \quad (9.17)$$

Некоторые из таких функций представлены на рис. 9.8.

Возводя в квадрат и умножая на весовую функцию правую и левую части уравнения (9.1) получим:

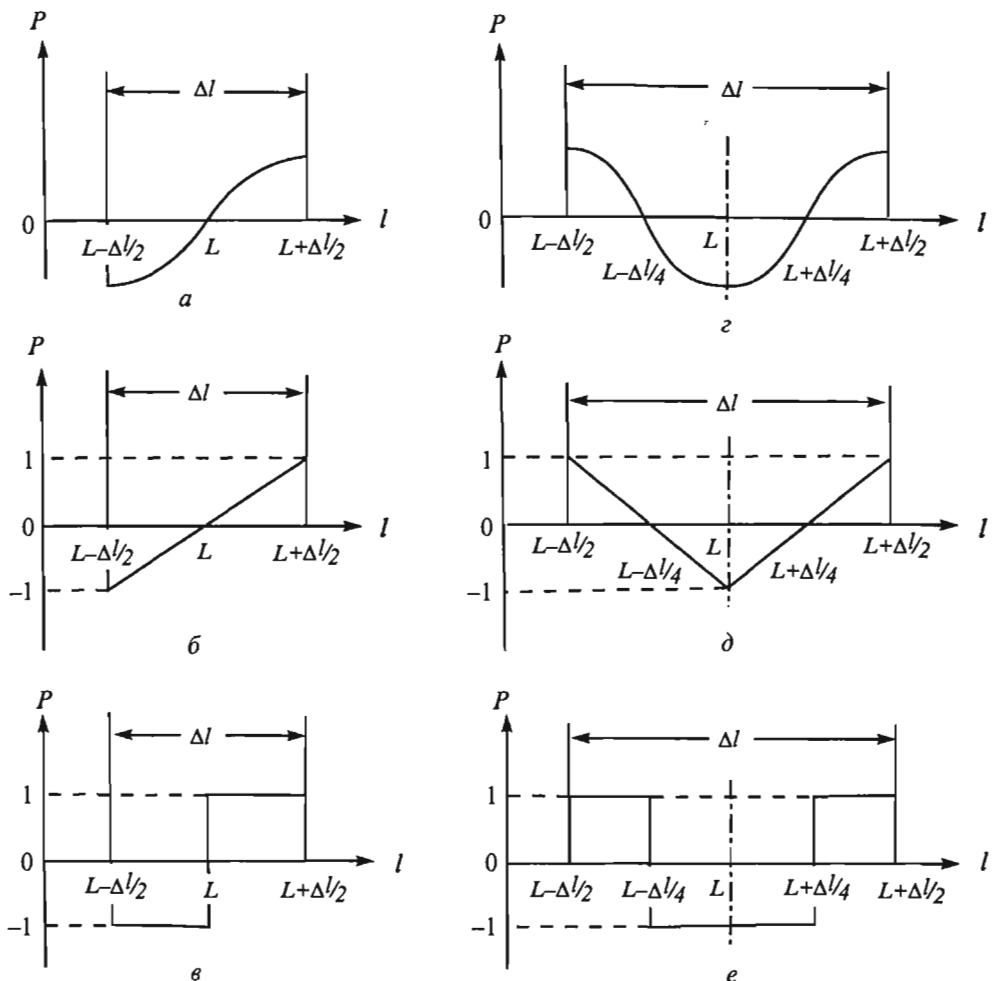


Рис. 9.8. Весовые функции  $p(l)$ , удовлетворяющие условию (9.17):

*a, б, в* — антисимметричные; *г, д, е* — симметричные

$$\sum_i t^2(l_i, \theta) p(l_i) = \frac{\sum_i l_i^2 p(l_i)}{V_{\text{ OCT}}(\theta)}$$

Отсюда следует, что

$$V_{\text{ OCT}}(\theta) = \sqrt{\sum_i t^2(l_i, \theta) p(l_i)} , \quad (9.18)$$

где  $A = \sqrt{\sum_i l_i^2 p(l_i)}$  — константа, зависящая от весовой функции  $p(l)$  и базы  $\Delta L = (N-1)\Delta l$  наблюдений, где  $\Delta l$  — интервал дискретизации,  $\sum_i = \sum_{i=1}^N$ .

Интегральную формулу для  $t_0(\theta)$  получим осредняя значения  $t^2(l_i, \theta)$  в уравнении (9.16) с использованием весовой функции  $|p(l_i)| = s(l_i)$ .

$$\sum_i t^2(l_i, \theta) s(l_i) = t_0^2(\theta) \sum_i s(l_i) + \frac{\sum_i l_i^2 s(l_i)}{V_{\text{ОСТ}}} \quad (9.19)$$

Из (9.19) следует:

$$t_0(\theta) = \sqrt{C \sum_i t^2(l_i, \theta) s(l_i) - D \sum_i t^2(l_i, \theta) p(l_i)}, \quad (9.20)$$

где

$$C = \frac{1}{\sum_i s(l_i)}, \quad D = \frac{\sum_i l_i^2 s(l_i)}{\sum_i s(l_i) \sum_i l_i^2 p(l_i)}$$

— константы, зависящие от вида весовых функций  $s(l)$  и  $p(l)$  и базы  $\Delta l$  наблюдений.

Суммирование можно заменить интегрированием в пределах базы наблюдения  $\Delta l = l_2 - l_1$ . Считая, что

$$\int p(l) dl = 0, \quad s(l) = |p(l)| \quad (9.176)$$

получим:

$$V_{\text{ОСТ}}(\theta) = \frac{A}{\sqrt{\int t^2(l, \theta) p(l) dl}}, \quad (9.186)$$

$$t_0 = \sqrt{C \int t^2(l, \theta) s(l) dl - D \int t^2(l, \theta) p(l) dl}, \quad (9.206)$$

где

$$A = \sqrt{\int l^2 p(l) dl},$$

$$C = \frac{1}{\int s(l) dl},$$

$$D = \frac{\int l^2 s(l) dl}{\int s(l) dl \int l^2 p(l) dl}.$$

Формулы (9.18), (9.20) предложено называть обобщёнными [48], так как существуют широкие возможности задания весовых функций  $p(l)$  с соблюдением условий (9.17), что позволяет настроить способы определения эффективных параметров на ослабление случайных погрешностей и систематических искажений. В этом состоит основное достоинство обобщённых формул.

Если в формулах (9.18) использовать весовую антисимметричную функцию вида (рис. 9.8б):

$$p(l_i) = N l_i - \sum_{i=1}^N l_i \text{ при } (L - \Delta l/2) \leq l_i \leq (L + \Delta l/2),$$

то эта формула будет тождественной способу минимизации функционала (9.12) МНК ( $n = 2$ ).

Если же в выражении (9.18) использовать весовую функцию (рис. 9.8в)

$$p(l_i) = \begin{cases} -1 & \text{при } L - \Delta l/2 \leq l_i \leq L \\ 1 & \text{при } L \leq l_i \leq L + \Delta l/2, \end{cases}$$

то будем иметь формулу определения  $V_{\text{ОСТ}}$  посредством минимизации функционала МС ( $n = 1$ ).

Применение антисимметричных функций ( $a, b, e$ ) эквивалентно вычислению эффективных параметров (9.7, 9.8) по первой производной, времени путём численного дифференцирования в предположении гиперболичности годографа; использование симметричных функций ( $g, \delta, e$ ) приводит к численной реализации формул (9.9, 9.10) нахождения эффективных параметров с использованием второй производной.

Наиболее простой и вместе с тем удобной для изучения зависимости  $V_{\text{ОСТ}}$  от удаления / ПВ—ПП и глубины залегания является функция вида

$$p(l_i) = \begin{cases} -1 & \text{при } l = 0 \\ 1 & \text{при } l = l_i \end{cases}$$

В этом случае

$$V_{\text{ОСТ}}(l_i) = \frac{l}{\sqrt{t^2(l_i) - t_0^2}} \quad (9.21)$$

### 9.2.5. Определение КПА по волновым полям

#### 1. Регулируемый направленный анализ

Нахождение эффективных параметров по волновым полям, также как и по временным полям, заключается в получении и интерпретации азимутальных индикаторов  $V_{\text{ост}}(\theta)$ . Для этих целей чаще всего применяют одномерный регулируемый направленный анализ (РНА) сейсмограмм ОСТ в пределах бина последовательно для каждого азимута  $\theta = \text{const}$ .

Определению  $V_{\text{ост}}$  предшествует получение кинематических спектров  $F(V_d)$  скорости  $V_d$  или спектров  $F(\tau_d)$  нормального приращения времени  $\tau_d = (d-1)\Delta t$  на годографе ОСТ при  $t = t_{\max} = L_N$ , где  $d = 1, 2, 3, \dots$  (рис. 9.9)

$$\tau_d = \sqrt{t_0^2 + L_N^2 / V_d^2}.$$

Единичный спектр  $F(V_d)$  или  $F(\tau_d)$  характеризует изменение интенсивности или когерентности колебаний на сейсмограмме ОСТ  $U(l, t)$  при  $\theta = \text{const}$  в зависимости от направления траектории  $t_d(l)$  анализа.

Интенсивность или когерентность измеряют поочередно для каждого азимута  $\theta$  в некотором окне, заданном своими размерами  $\Delta T$  по оси  $t$  и  $\Delta l$  по оси  $l$ , а также средней координатой  $t_0$  окна анализа. С целью повышения помехоустойчивости анализ ведут по сводным сейсмограммам ОСТ. Для получения сводной сейсмограммы применяют суммирование трасс одинаковых удалений по нескольким одиночным сейсмограммам ОСТ заданного азимута  $\theta = \text{const}$ , принадлежащим соседним бинам ОСТ. РНА применяют после редактирования, регулировки усиления и фильтрации трасс, а также ввода и коррекции статических поправок. При получении спектра  $F$  варьируют параметры  $V_d$  или  $\tau_d$  траекторий с шагом  $\Delta V$  или  $\Delta t$  относительно  $V_{\text{апр}}$  или  $\tau_{\text{апр}}$

$$V_d = V_{\text{апр}} \pm d \Delta V; \quad \tau_d = \tau_{\text{апр}} d \Delta t,$$

где  $V_{\text{апр}}$  — априорная скорость, близкая к ожидаемой скорости  $V_{\text{ост}}$ ;

$\tau_{\text{апр}}$  — соответствующее ей значение нормального приращения времени;

$d = 1, 2, 3, \dots (n-1)/2$ ;

$n$  — количество переборов (вариаций).

В связи с неравноточностью значений скорости при равноточных измерениях времени, а также в связи с нелинейной зависимостью  $V$  и  $\tau$ , перебор траекторий и построение единичного спектра ведут при постоянном шаге  $\Delta t$ , приписывая всякий раз значениям  $\tau_d$  соответствующие значения  $V_d$ , имея в виду, что

$$V = L_N / \sqrt{\tau(2t_0 + \tau)}.$$

При совпадении траектории анализа с осью синфазности отражённой волны оператор  $F$  интерференционного приема, определяющий меру когерентности или интенсивности, принимает максимальное значение, по которому и оценивается искомое значение  $V_{\text{ост}}$  или  $\tau$ .

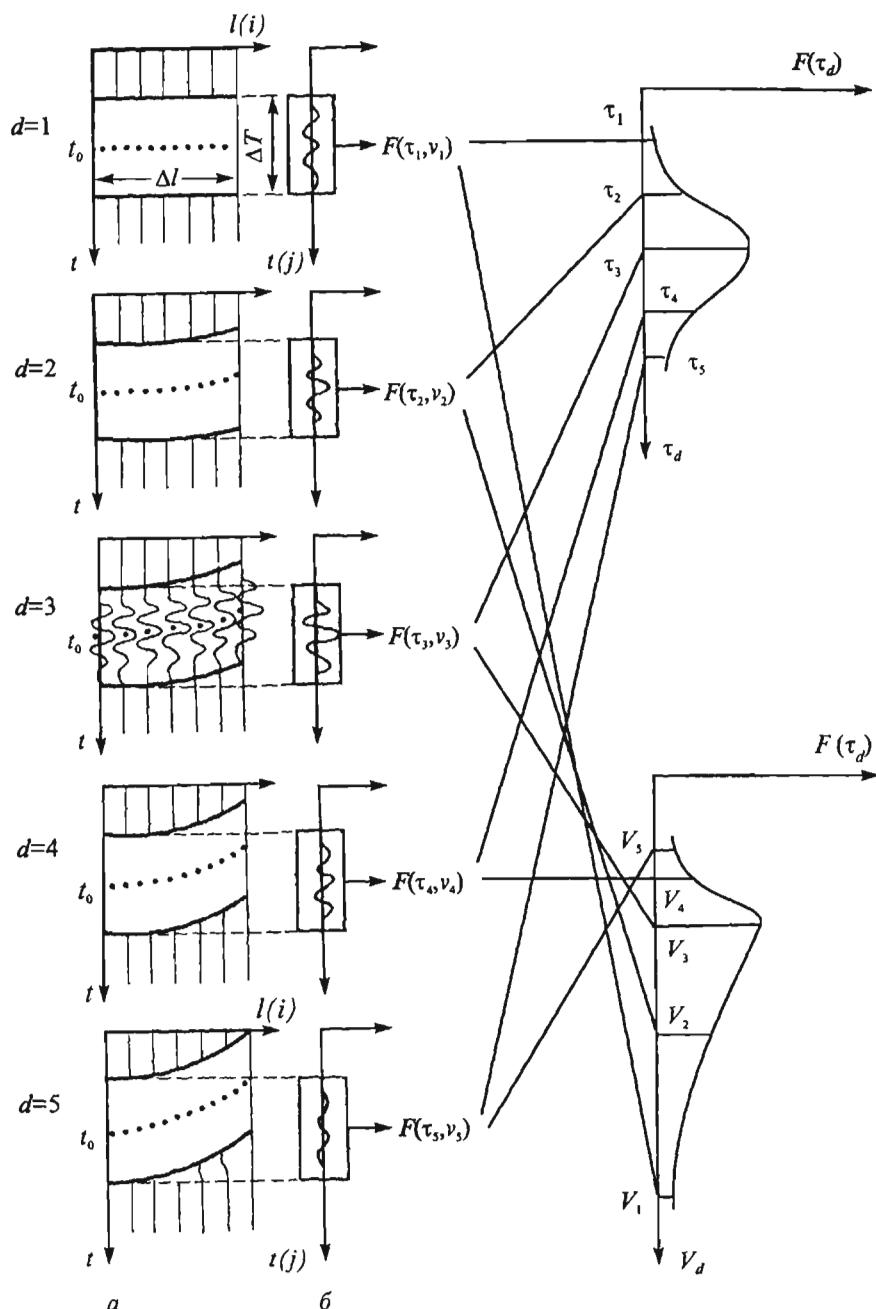


Рис. 9.9. Схема формирования кинематических спектров  $F(V_d)$  и  $F(\tau_d)$  посредством РНА во временном окне анализа  $\Delta T$  на интервале  $\Delta l$  расстояний ПВ–ПП

$$V = \arg \max F(V_d); \tau = \arg \max F(\tau_d)$$

Иногда вместо гиперболических траекторий вида

$$t_d = \sqrt{t_0^2 + l^2 / V_d^2}$$

с целью экономии времени и для удобства расчета веера траекторий с постоянным шагом  $\Delta t$  используют параболические траектории, а также применяют комбинирование параболических траекторий с прямолинейными и гиперболическими. В случае РНА на малых базах  $\Delta L$  можно применять прямолинейные траектории.

Параметры перебора траекторий определяют с учетом априорной информации о скоростном законе, наклонах и кривизнах границ, применяемых системах наблюдений, а также используемого оператора интерференционного приема и величин его максимума.

Для получения спектров  $F(V_d)$  и  $F(t_d)$  предложено множество операторов. В табл. 9.1 приведены формулы наиболее часто применяемых операторов.

Таблица 9.1

Вид оператора	Название оператора $F$	Обозначение	Алгоритм
Операторы суммомент	Средней амплитуды	$U$	$\frac{1}{\Delta T} \sum_j \left  \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right $
	Средней Нормированной амплитуды	$W$	$\frac{U}{\sum_j \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd}}$
Энергетические	Коэффициент подобия	$\Pi$	$\left[ \sum_j \left( \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right)^2 \right] / \left( \sum_j \frac{1}{N} \times \sum_i U_{ijd}^2 \right)$
	Средней энергии	$\varepsilon$	$\frac{1}{\Delta T} \sum_j \left( \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right)^2$
	Отношение средней энергии к дисперсии	$\varepsilon / D$	$\frac{\sum_j \left( \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right)^2}{\sum_j \frac{1}{N} \left[ \sum_i \left( U_{ijd} - \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right)^2 \right]}$

Продолжение табл. 9.1

Вид оператора	Название оператора $F$	Обозначение	Алгоритм
Энергетические	Отношение сигнал/помеха	$\rho$	$\frac{\sum_i \left[ \left( \sum_i U_{ijd} \right)^2 - \sum_i U_{ijd}^2 \right]}{\sum_j \left[ N \sum_i U_{ijd} - \left( \sum_i U_{ijd} \right)^2 \right]}$
Корреляционные	Сумма ФВК	$C$	$\sum_j \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N \sum_{m=i+1}^N U_{ijd} U_{mid}$
Корреляционные	Разность средней энергии и суммы ФВК	$\Delta$	$\sum_j \frac{1}{N(N-1)} \left[ \left( \sum_i U_{ijd} \right)^2 - \sum_i U_{ijd}^2 \right]$
Степенные		$\lambda$	$\left[ \frac{1}{\Delta T} \sum_j \left( \frac{1}{N} \sum_i U_{ijd} \right)^n \right]^{1/n}$

В формулах приняты следующие обозначения:  $i$  — номер трассы, изменяющийся от 1 до  $N$  на интервале (базе)  $\Delta l$ ;  $j$  — номер отсчета времени в окне  $\Delta T$  анализа;

$t_0$  — время в середине окна;  $d$  — номер траектории анализа;  $\sum_i = \sum_{i=1}^N$ ;  $\sum_j = \sum_{j=t_0-\Delta T/2}^{t_0+\Delta T/2}$ .

Величину окна  $\Delta T$  выбирают с учетом уровня помех и требующейся детальности анализа. Чем выше уровень помех, тем больше  $\Delta T$ , однако рост  $\Delta T$  ведет к уменьшению детальности анализа. Операторы РНА имеют следующие свойства. Увеличение степени, в которую возводятся трассы и суммтрассы, приводит к повышению разрешающей способности анализа, но снижает его помехоустойчивость. Нормализация также способствует повышению разрешающей способности, не влияя на помехоустойчивость.

В связи с тем, что свойства полезных волн и волн помех заранее неизвестны, в каждом конкретном случае оптимальный оператор РНА выбирают путем опробования на экспериментальных материалах. Перспективным представляется комплексирование операторов, когда обработка выполняется в двух вариантах — с помехоустойчивым оператором и оператором с высокой разрешающей способностью.

Если волновое поле представлено последовательностью полезных сигналов с наложением аддитивных помех, операторы  $\Pi$ ,  $\varepsilon/D$ ,  $\rho$  и  $C_E$  взаимозависимы и

Таблица 9.2

## Соотношение операторов интерференционного приема, используемых при РНА

Оператор интерференционного приема	Обозначение	$\Pi$	$\frac{\varepsilon}{D}$	$\rho$	$C_E$	Пределы изменения
Коэффициент подобия	$\Pi$	$\Pi$	$\frac{\varepsilon/D}{\varepsilon/D+1}$	$\frac{\rho+1/N}{\rho+1}$	$\frac{C_E(N-1)+1}{N}$	$\frac{1}{N} \leq \Pi \leq 1$
Отношение средней энергии сигнала к дисперсии	$\frac{\varepsilon}{D}$	$\frac{\Pi}{1-\Pi}$	$\frac{\varepsilon}{D}$	$\frac{1+N\rho}{N-1}$	$\frac{C_E+1(N-1)}{1-C_E}$	$\frac{1}{N-1} \leq \varepsilon/D \leq \infty$
Отношение сигнал/помеха	$\rho$	$\frac{\Pi-(1/N)}{1-\Pi}$	$\frac{(N-1)\varepsilon/D-1}{N}$	$\rho$	$\frac{C_E}{1-C_E}$	$0 \leq \rho \leq \infty$
Нормированный корреляционный оператор	$C_E$	$\frac{N\Pi-1}{N-1}$	$\frac{\varepsilon/D-1/(N-1)}{\varepsilon/D+1}$	$\frac{\rho}{\rho+1}$	$C_E$	$0 \leq C_E < 1$

различаются лишь пределами изменения (табл. 9.2), что позволяет однозначно пересчитать один вид спектра в другой. Отсюда следует, что если вследствие недостаточной помехоустойчивости оператора к фазовому разбросу сигналов или к нерегулярному шуму на одном из спектров был получен ложный максимум, то тот же самый максимум (большой или меньшей амплитуды) будет получен и на остальных спектрах.

Из табл. 9.2 видно, что наиболее удобные пределы изменения значений имеют операторы  $\Pi$  и  $C_E$ .

При изучении пространственных изменений КПА используют вертикальные и горизонтальные спектры.

*Вертикальные спектры РНА* (рис. 9.10—9.12) строят по сейсмограммам ОСТ поочередно для всех азимутов, что обеспечивает получение индикатрис  $V_{\text{ОСТ}}(\theta)$  и диаграмм  $V_{\phi}(t_0)$ ,  $\Phi_{\phi}(t_0)$  и  $\Psi_{\phi}(t_0)$  для каждого бина ОСТ с шагом  $\Delta t_0$ , близким к видимому периоду полезных волн. Для повышения точности применяют РНА совокупности бинов, выполняя суммирование равноудаленных трасс сейсмограмм ОСТ заданного азимута и формируют сводную сейсмограмму для  $\theta = \text{const}$ , по которой и выполняют РНА. Результатом анализа является вертикальная последовательность скоростных спектров одного из операторов  $F$  (например, коэффициента подобия  $\Pi$ ) во времени  $t_0$ . Эти данные могут быть представлены либо в виде временной последовательности графиков  $F(V_g)$  (рис. 9.10.1, и рис. 9.12) или в виде карты рельефа значений коэффициента подобия на

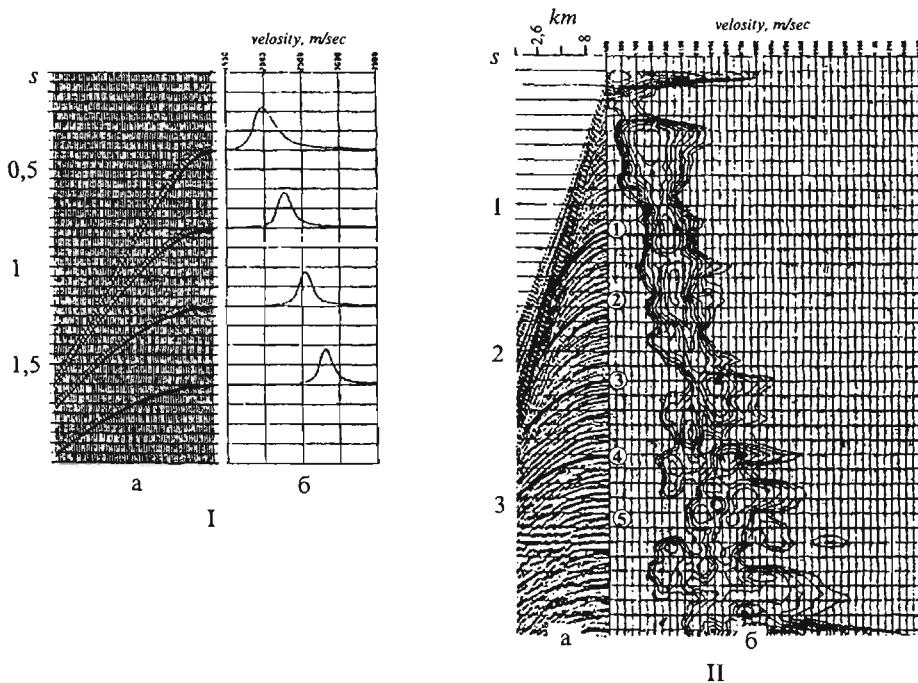


Рис. 9.10. Вертикальный спектр скорости (б), рассчитанный по модельной сейсмограмме (а):

I — при отсутствии помех; II — при наличии интенсивных шумов

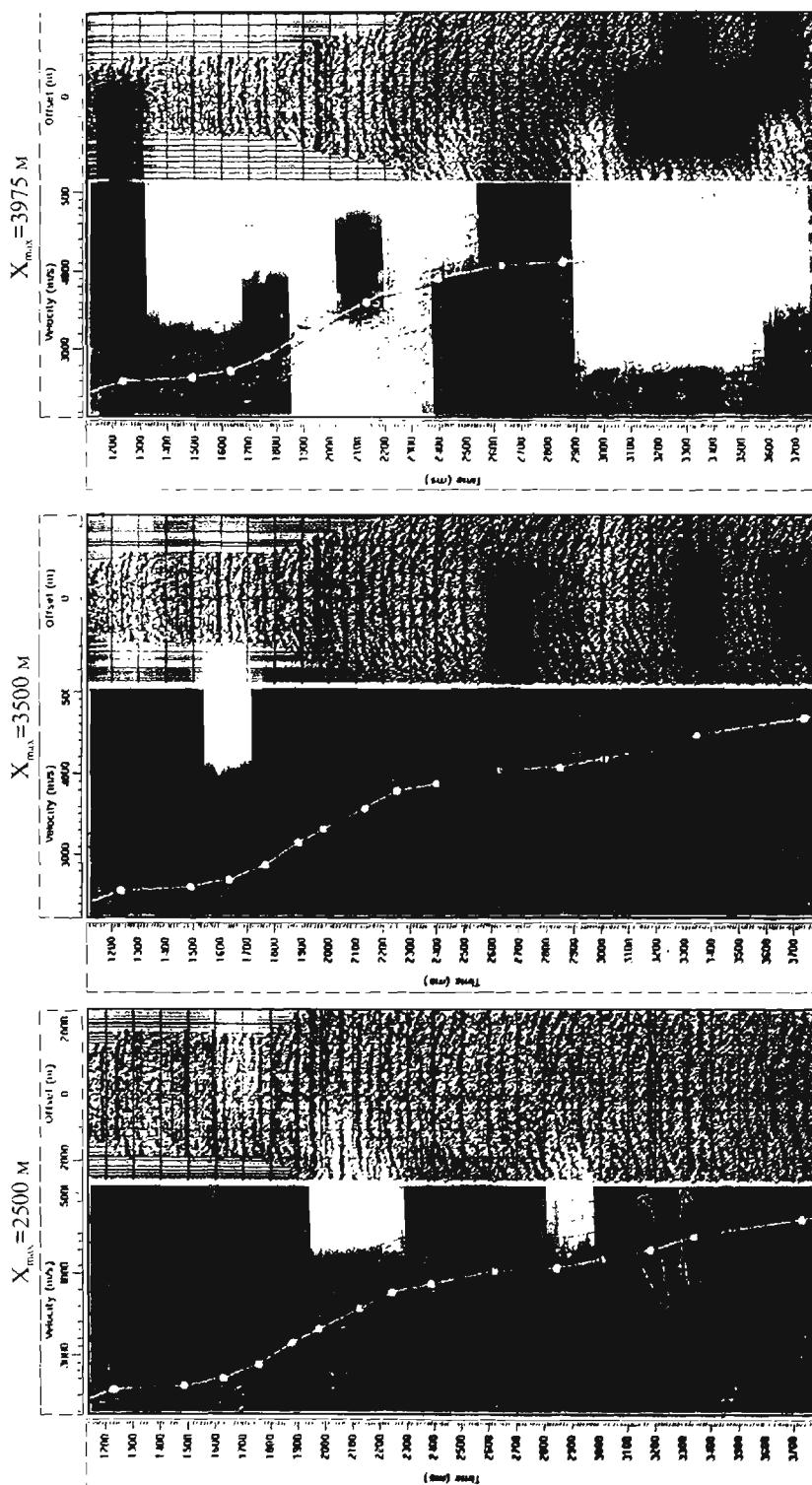


Рис. 9.11. Примеры вертикальных скоростных спектров при разных базах анализа ( $\Delta l = l_{\max} - l_{\min}$ ,  $l_{\max} = x$ ,  $l_{\min} = 0$ ) и сводные сейсмограммы ОСТ с введенными соответствующими кинематическими поправками.  
Наблюдаются возрастание  $V_{\text{OC}}$  с ростом  $l_{\max}$ .

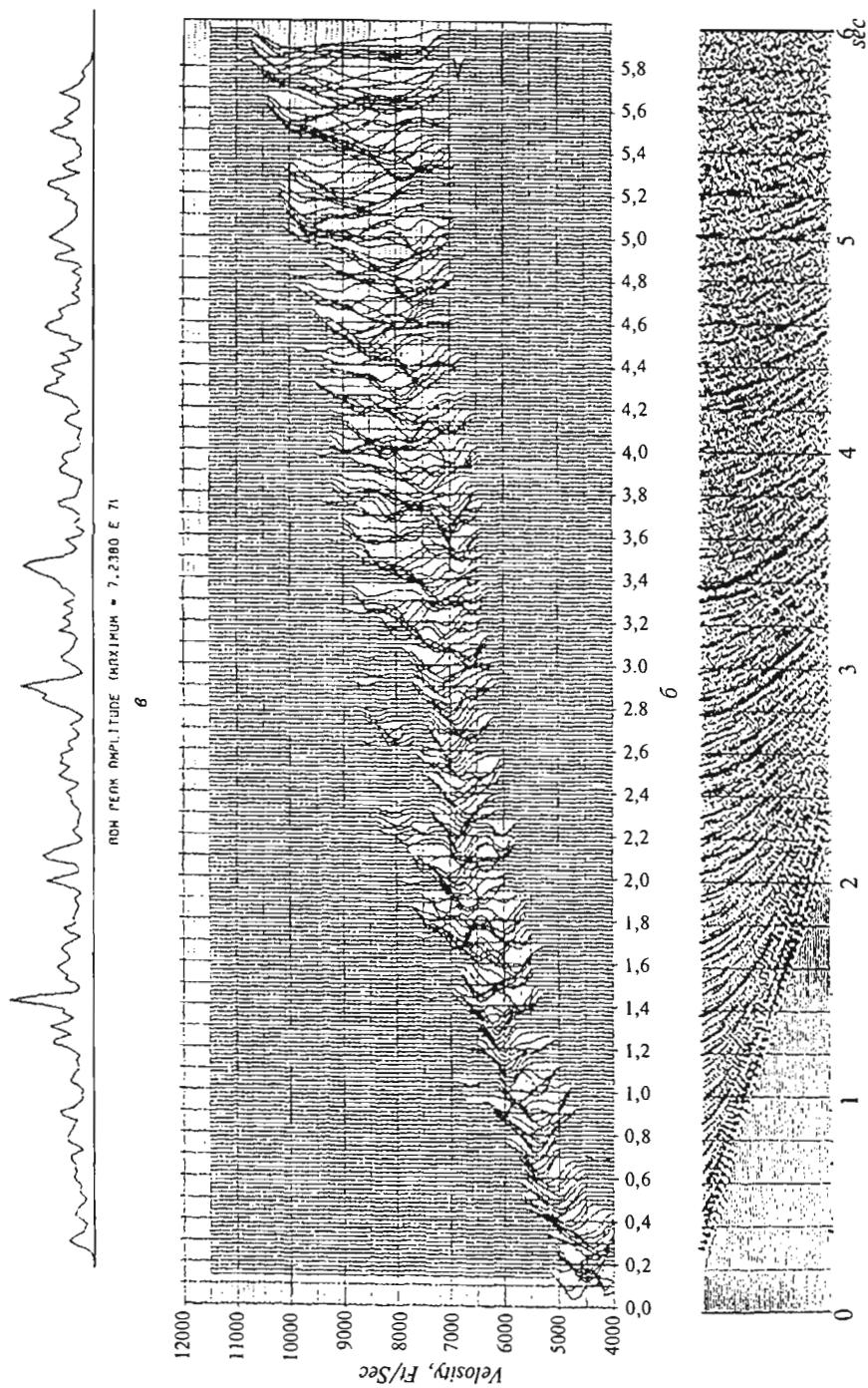


Рис. 9.12. Исходная сейсмограмма ОСТ (а), вертикальный спектр скоростей (б) и график изменения энергии (в) вдоль линии, проведенной по максимумам энергосечений [8]

координатной плоскости ( $t_0$ ,  $V_{\text{ост}}$ ) (рис. 9.10.II, рис. 9.11) Прослеживая максимальные значения оператора РНА, соответствующие однократным отражениям, можно установить зависимость  $V_{\text{ост}}(t_0)$  для разных удалений ПВ-ПП (рис. 9.11). Вертикальные спектры также используют для выявления многочленных отражений.

*Горизонтальные спектры* (рис. 9.13) формируют раздельно для каждого из прослеженных вдоль профиля заданного азимута  $\theta = \text{const}$  отражающих горизонтов, задавая центр окна по времени регистрации наиболее четко выраженной фазы, а его ширину так, чтобы анализ проходил в пределах одного горизонта или однородного пакета волн. Анализ проводят в пределах скользящего

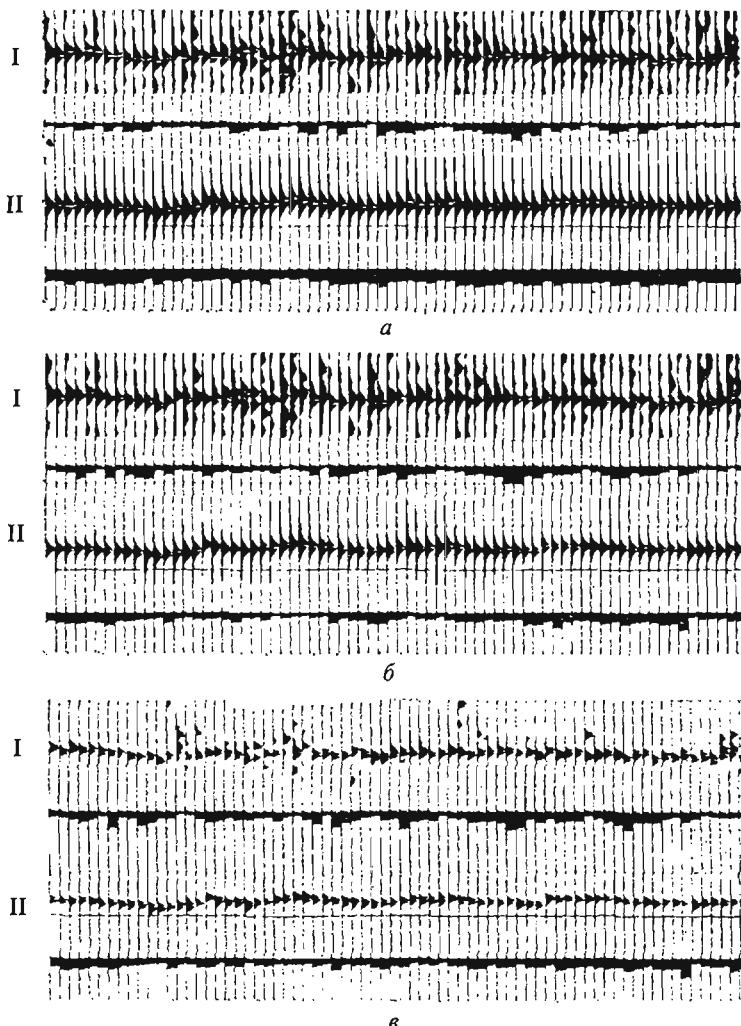


Рис. 9.13. Горизонтальные спектры скорости  $V_{\text{ост}}$  для двух горизонтов I и II при различных операторах:

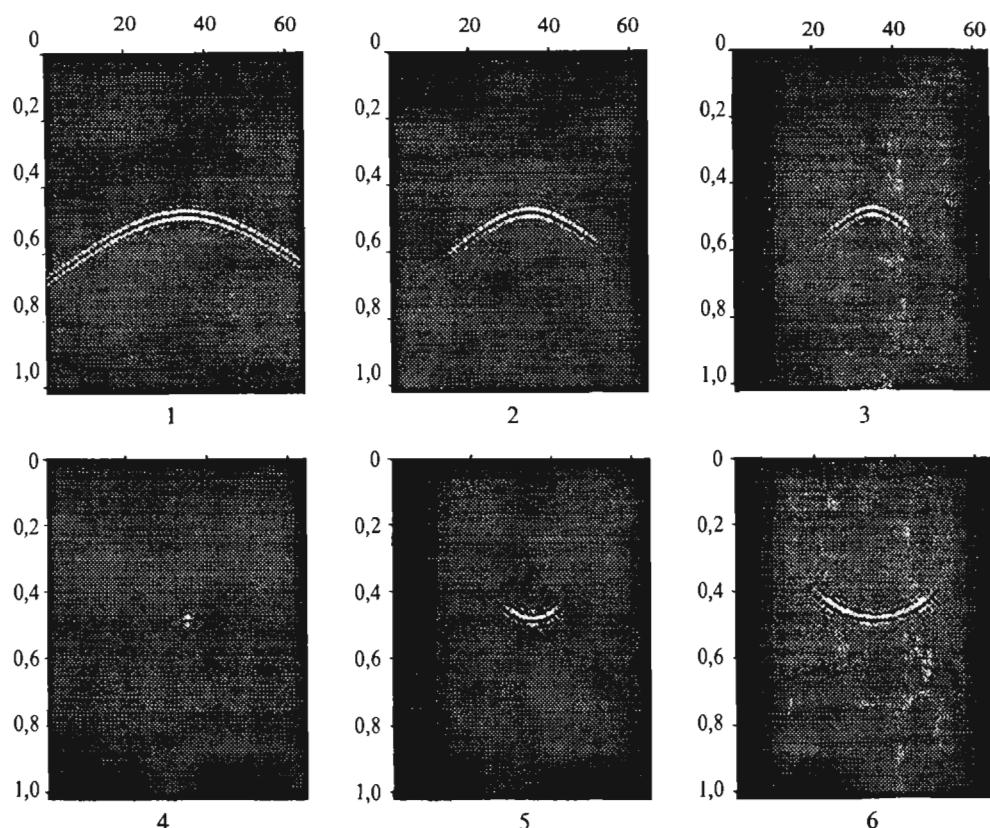
*a, б* — энергетически помехоустойчивые операторы;  
*в* — оператор с высокой разрешающей способностью [50]

интервала профиля с частичным перекрытием соседних интервалов (обычно на одну треть).

## 2. Оптимизация изображений

Наряду с РНА сейсмограмм ОСТ для определения эффективных параметров применяют способы оптимизации ИОСТ, ИОТО, и МВИ путем подбора оптимальной скорости  $V_{\text{ОСТ}}$  (оптимизация ИОСТ), оптимальной скорости  $V_{\text{ОТО}}$  (оптимизация ИОТО), или скорости миграции  $V_m$  (оптимизация МВИ). Оптимизация всякий раз заключается в нахождении скорости, обеспечивающей получение наиболее четких объемных изображений, отражающих и дифрагирующих объектов — куба данных и его сечений.

Поэтому, как уже отмечалось в главе 8, при миграции данных с использованием оптимальной скорости  $V_m$ , наряду с получением четких изображений, обеспечивается развязывание на сейсмограммах и изображениях петель, образующихся в синклинальных зонах. При оптимальной  $V_m$  гипербола дифракции сворачивается в точку (рис. 9.14).



**Рис. 9.14. Оптимизация изображения точки дифракции на основе перебора скоростей миграции: модель волнового поля (1) и результаты миграции при  $V = 2500$  м/с (2), при  $V = 3000$  м/с (3), при оптимальной скорости  $V = 3500$  м/с (4), при  $V = 4000$  м/с (5), при  $V = 4500$  м/с (6)**

Наряду с оптимизацией изображений с использованием перебора скорости могут быть получены вертикальные и горизонтальные спектры соответствующих скоростей суммирования ( $V_{\text{ост}}$ ,  $V_{\text{ото}}$  или  $V_m$ ). Следует отметить, что перечисленные скорости различаются между собой. Так, при оптимизации ИОТО получают эффективные скорости  $V_{\text{ото}}$  как правило меньшие, чем  $V_{\text{ост}}$ . Обусловлено это двумя обстоятельствами. Первое из них состоит в том, что в соответствии с теорией временных полей ОСТ (п. 6.4.2) и ОТО (п. 6.6.2) при  $\phi > 0$

$$V_{\text{ост}} = \frac{V_{\text{ЭФ}}}{\sqrt{1 - \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}} > \frac{V_{\text{ЭФ}}}{\sqrt{1 + \sin^2 \phi \cos^2(\theta - \psi)}} = V_{\text{ото}}$$

Второе обстоятельство заключается в том, что скорости оптимизации ИОТО посредством ДМО или ЭРО-ПРО практически не зависят от расстояния между ПВ и ПП и близки к предельным.

В качестве иллюстрации систематического неравенства  $V_{\text{ост}} > V_{\text{ото}}$  на рисунках 9.15 и 9.16 дано сопоставление результатов скоростного анализа (данные CGG), выполненного для ортогональной ПСН, обладающей следующими параметрами:  $\Delta L_B_x = 500$  м,  $\Delta L_P_y = 400$  м,  $\Delta P_B_y = \Delta P_P_x = 50$  м,  $B_x = B_y = 25$  м, кратность  $N = 12$ .

Скорости, обеспечивающие оптимизацию мигрированных изображений, зависят от выбранных путей и способов миграции, а также моделей среды. Так, в случае интегрально-однородной, в том числе и анизотропной среды, закономерности изменения  $V_m$  согласуются с поведением эффективной скорости, полученной посредством РНА (см. п.п. 8.3.12 и 9.2.6).

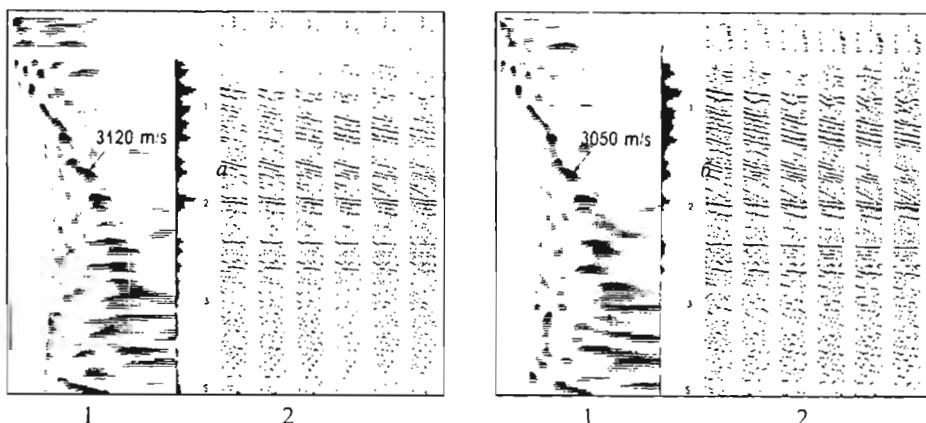


Рис. 9.15. Вертикальные спектры скоростей (1): а) без ДМО ( $V_{\text{ост}}$ ); б) с ДМО ( $V_{\text{ото}}$ ) и фрагменты временных разрезов (2) по направлению ЛП<sub>x</sub>, полученные с использованием скоростных функций, изображенных на вертикальных спектрах (1)

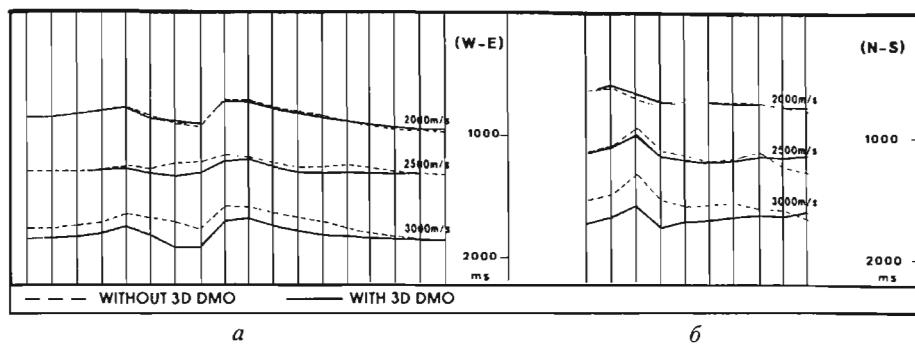


Рис. 9.16. Изолинии скоростей  $V_{\text{ост}}$  (пунктир) и  $V_{\text{ото}}$  (сплошная линия) для временного разреза вдоль  $\text{ЛП}_x$  (а) и вдоль  $\text{ЛВ}_y$  (б)

#### 9.2.6. Закономерности пространственных изменений скорости $V_{\text{ост}}$ в однородных ВПИ и ГПИ средах и ее связь с истинными параметрами этих сред

В главе 4 были рассмотрены связи эффективной скорости и эффективного коэффициента анизотропии с упругими параметрами поперечно-изотропных ВПИ и ГПИ сред (п. 4.6), а также ортотропной среды (п. 4.8), в предположении, что индикатрисы лучевых скоростей в диапазоне углов  $\beta_z = 0 \dots \pi/4$  имеют эллиптические сечения при любых азимутах  $\theta = \text{const}$ . Все упругие параметры при таком предположении можно найти, располагая наблюдениями всех 3 типов волн. Для ортотропной среды число таких параметров, как известно, равно 9 и их связи с эффективными параметрами определяют формулы (4.73). Располагая наблюдениями только на продольных волнах, возможности нахождения упругих параметров сужаются. Расширение этих возможностей обеспечивает текущая эллиптическая аппроксимация индикатрис лучевой скорости в пределах возрастающего сектора лучевых углов с увеличением расстояния между ПВ и ПП и уменьшающегося сектора с ростом удвоенной глубины  $H$  залегания отражающего горизонта. Такой аппроксимации индикатрис соответствует текущая гиперболическая аппроксимация сечений поверхностного годографа ОСТ с нахождением  $V_{\text{ост}}$  по формуле (9.21).

Рассмотрим поведение скорости  $V$  в случае ВПИ и ГПИ сред, для которых  $V_{\text{ост}} \equiv V_{\text{эф}}$ .

*ВПИ среда.* Исходя из равенства (6.17.1) с учетом формул (4.42) связи  $V_n(\beta)$  и  $V(\alpha)$  и выражений (4.39) и (9.21) вытекает следующее уравнение индикатрисы скорости  $V_{\text{ост}}(\beta) \equiv V_{\text{эф}}(\beta)$ , где  $\beta \equiv \beta_z$ :

$$\frac{V_{\text{ост}}(\beta)}{V_\perp} = \frac{E\chi}{\sqrt{\chi^2 \cos^2 \beta + E^2 \sin^2 \beta}}. \quad (9.23)$$

В соответствии с этим равенством поведение индикатрисы  $V_{\text{ОСТ}}(\beta)$  не зависит от азимута и представляет при  $E = \chi = 1$  окружность, при  $E = \chi < 1$  — эллипс, вытянутый вдоль вертикальной оси  $z$ , а при  $E = \chi > 1$  — эллипс, сжатый вдоль оси  $z$ . Так как  $\beta = \operatorname{actg} \frac{l}{H}$ , из (9.23) следует

$$V_{\text{ОСТ}}(l, H) = \frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{\frac{\chi^2 H^2 + E^2 l^2}{l^2 + H^2}}}. \quad (9.24)$$

Здесь  $H$  — удвоенная глубина отражающей границы;  $l$  — расстояние между ПВ и ПП.

Формула (9.24) описывает поведение индикатрисы скорости  $V_{\text{ОСТ}}$  с изменением  $l$  и  $H$ . При  $H = \text{const}$  и  $E < \chi$ ,  $V_{\text{ОСТ}}$  изменяется от  $V_{\text{ОСТ}} = EV_{\perp} = V_{\partial}^2/V_{\perp}$  при  $l \rightarrow 0$  до  $V_{\text{ОСТ}} = V_{\parallel}$  при  $l \rightarrow \infty$ , т.е.  $V_{\text{ОСТ}}$  возрастает с  $l$  при  $E < \chi$  и убывает с  $l$  при  $E > \chi$ , оставаясь постоянной  $V_{\text{ОСТ}} = V_{\parallel}$  при  $E = \chi$  (рис. 9.17а).

В случае постоянной базы (фиксированного расстояния  $l = \text{const}$  между ПВ и ПП)  $V_{\text{ОСТ}}$  изменяется от  $V_{\text{ОСТ}} = V_{\parallel}$  при  $H = 0$  до  $V_{\text{ОСТ}} = EV_{\perp} = V_{\partial}^2/V_{\perp}$  при  $H \rightarrow \infty$ , убывая с глубиной при  $E < \chi$  и возрастаая при  $E > \chi$  (рис. 9.17б). Реальным ВПИ средам, как правило, свойственно неравенство  $E < \chi$ , а следовательно, убывание  $V_{\text{ОСТ}}$  с глубиной.

**ГПИ среда.** Основываясь на равенстве (6.174), связи  $V(\alpha)$  и  $V_{\parallel}(\beta)$  (4.42) и формуле (9.21) получено следующее уравнение индикатрисы  $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z, \theta)$ :

$$\frac{V_{\text{ОСТ}}(\beta, \theta)}{V_{\perp}} = \frac{E\chi}{\sqrt{E^2(1 - \sin^2 \beta_z \cos^2 \theta) + \chi^2 \sin^2 \beta_z \cos^2 \theta}} \quad (9.25)$$

В отличие от ВПИ среды вид индикатрисы  $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z, \theta)$  зависит от азимута наблюдений (рис. 9.18). При  $\theta = \pi/2$   $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z)$  является окружностью радиуса  $V_{\text{ОСТ}} = V_{\parallel}$ . При  $\theta = 0$

$$\frac{V_{\text{ОСТ}}(\beta_z)}{V_{\perp}} = \frac{E\chi}{\sqrt{E^2(1 - \sin^2 \beta_z) + \chi^2 \sin^2 \beta_z}} \quad (9.26)$$

и индикатриса  $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z)$  представляет эллипс с полуосами  $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z = 0) = V_{\parallel}$  и  $V_{\text{ОСТ}}(\beta_z = \pi/2) = EV_{\perp}$ . Вертикальная полуось при любых соотношениях  $E$  и  $\chi$  равна  $V_{\parallel}$ , а горизонтальная полуось  $V_{\text{ОСТ}} < V_{\partial}^2/V_{\perp}$  при  $E < \chi$ , а при  $E > \chi$

$$V_{\text{ОСТ}} > V_{\partial}^2/V_{\perp}.$$

Если  $\theta = \pi/4$ , то

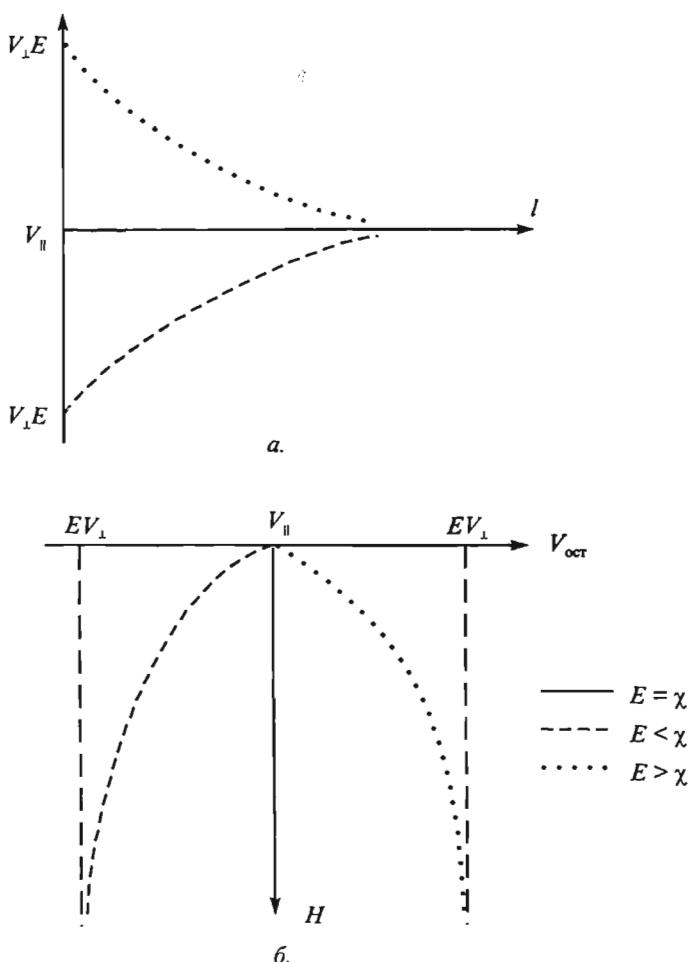


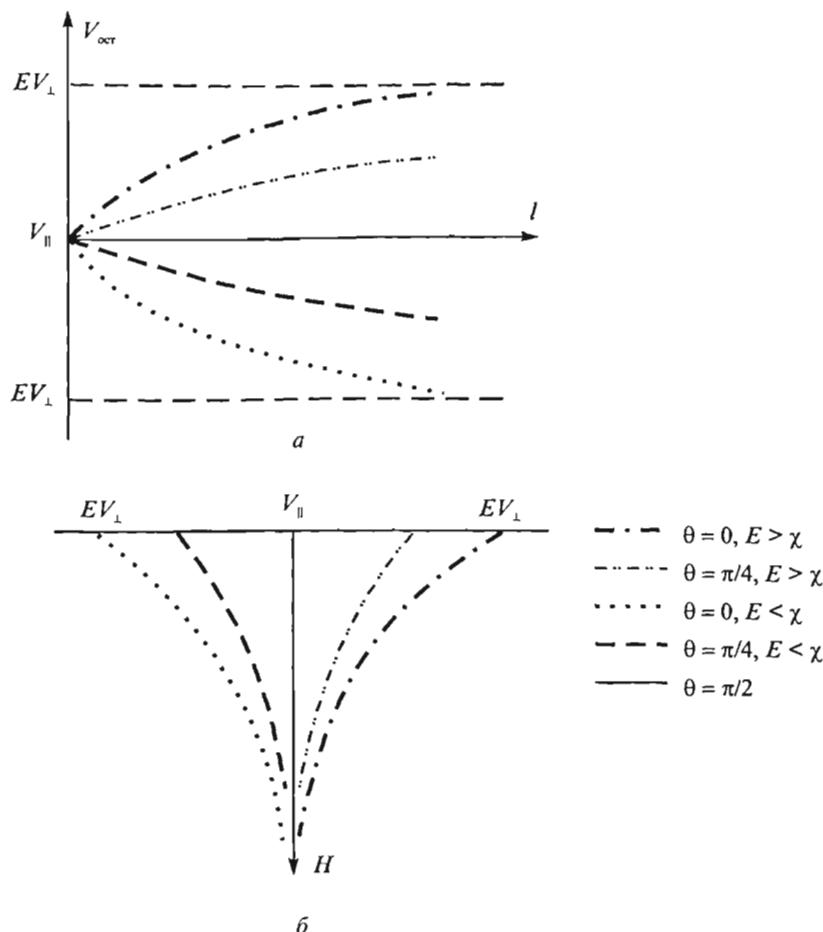
Рис. 9.17. Закономерности изменения  $V_{\text{oct}}$  с удалением  $l$  ПВ-ПП (а) и глубиной  $H$  (б) в случае ВПИ среды

$$\frac{V_{\text{oct}}(\beta_z)}{V_{\perp}} = \frac{E\chi}{\sqrt{E^2(1-0,5\sin^2\beta_z)+0,5\chi^2\sin^2\beta_z}} \quad (9.27)$$

и индикатриса  $V_{\text{oct}}(\beta_z)$  является эллипсом с вертикальной полуосью

$$V_{\text{oct}}(\beta_z=0) = V_{\parallel} \text{ и горизонтальной полуосью } V_{\text{oct}}(\beta_z=\pi/2) = \frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{0,5(E^2+\chi^2)}}$$

Используя выражение (9.25) и связь угла  $\beta_z$  с  $l$  и  $H$ , получим формулу, определяющую зависимость скорости  $V_{\text{oct}}$  от  $l$  и  $H$ :

Рис. 9.18. Закономерности изменения  $V_{\text{oct}}$ :

*a* — с удалением  $l$ ; *б* — с удвоенной глубиной  $H$  в случае ГПИ среды

$$\frac{V_{\text{oct}}(l, H)}{V_{\perp}} = \frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{E^2\left(1 - \frac{l^2}{l^2 + H^2}\cos^2\theta\right) + \chi^2\frac{l^2}{l^2 + H^2}\cos^2\theta}}. \quad (9.28)$$

Из (9.28) следует, что при  $\theta = \pi/2$   $V_{\text{oct}} = V_{\parallel}$  для всех  $l$  и  $H$ .

Если  $\theta = 0$  равенство (9.28) принимает вид:

$$V_{\text{oct}} = \frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{E^2\left(1 - \frac{l^2}{l^2 + H^2}\right) + \chi^2\left(\frac{l^2}{l^2 + H^2}\right)}}. \quad (9.29)$$

Из (9.29) видно, что в случае расположения мнимого источника на глубине  $H = \text{const}$ , при  $E < \chi$  имеет место убывание скорости  $V_{\text{oct}}$  с увеличением  $l$  от  $V_{\parallel}$

при  $l = 0$  до  $\lim_{l \rightarrow \infty} V_{\text{oct}} = EV_{\perp} = \frac{V_{\partial}^2}{V_{\perp}}$ , где  $V_{\partial}^2 < V_{\parallel}V_{\perp}$ .

При  $E > \chi$  наблюдается возрастание скорости  $V_{\text{oct}}$  от  $V_{\parallel}$  при  $l = 0$

до  $\lim_{l \rightarrow \infty} V_{\text{oct}} = EV_{\perp} = \frac{V_{\partial}^2}{V_{\perp}}$ , где  $V_{\partial}^2 > V_{\parallel}V_{\perp}$ .

Анализируя выражение (9.28) можно заметить, что тенденции изменения  $V_{\text{oct}}$ , свойственные для  $\theta = 0$ , сохраняются и при других азимутах  $0 < \theta < \pi/2$ : при  $E < \chi$  скорость  $V_{\text{oct}}$  убывает, а в случае  $E > \chi$  возрастает с  $l$ . Однако градиент изменения  $V_{\text{oct}}$  менее значителен, чем при  $\theta = 0$ . Так, если  $\theta = \pi/4$ , значения  $V_{\text{oct}}$

изменяются в пределах от  $V_{\parallel}$  до  $\frac{2VE}{\sqrt{3E^2 + \chi^2}}$ . Закономерности изменения  $V_{\text{oct}}$  с

увеличением  $l$  при различных азимутах изображены на рис. 9.18а.

Остановимся на закономерностях изменения  $V_{\text{oct}}$  с увеличением глубины залегания отражающей границы. Из (9.28) следует, что при  $E < \chi$ , что, как правило, характерно для реальных сред, имеет место возрастание скорости  $V_{\text{oct}}$  с глубиной  $H$ , а при  $E > \chi$  её убывание. При этом градиент скорости убывает с увеличением азимута  $\theta$ . При  $\theta = \pi/2$   $V_{\text{oct}} = V_{\parallel}$ , т.е. не зависит от  $H$  (рис. 9.18б).

В заключение приведем табл. 9.3 для связи  $V_{\text{oct}}$  с упругими параметрами  $E, \chi$  и скоростями  $V_{\parallel}, V_{\perp}$  и  $V_{\partial}$  для трех азимутов  $\theta = 0; \pi/4; \pi/2$ .

Таблица 9.3

$\theta$	$\beta$		
	$\beta = 0$ $l \rightarrow 0$ $H \rightarrow \infty$	$\beta = \pi/4$ $l = H$	$\beta = \pi/2$ $l \rightarrow \infty$ $H \rightarrow 0$
0	$V_{\parallel}$	$\frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{0,5(E^2 + \chi^2)}} = \frac{V_{\partial}^2 V_{\parallel}}{\sqrt{0,5(V_{\partial}^2 V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2 V_{\perp}^2)}}$	$EV_{\perp} = \frac{V_{\partial}^2}{V_{\perp}}$
$\frac{\pi}{4}$	$V_{\parallel}$	$\frac{2EV_{\parallel}}{\sqrt{3E^2 + \chi^2}} = \frac{2V_{\partial}^2 V_{\parallel}}{\sqrt{3V_{\partial}^2 V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2 V_{\perp}^2}}$	$\frac{EV_{\parallel}}{\sqrt{0,5(E^2 + \chi^2)}} = \frac{V_{\partial}^2 V_{\parallel}}{\sqrt{0,5(V_{\partial}^2 V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2 V_{\perp}^2)}}$
$\frac{\pi}{2}$	$V_{\parallel}$	$V_{\parallel}$	$V_{\parallel}$

В заключение подчеркнем, что реальные осадочные поперечно-изотропные среды характеризуются, как правило, соотношением  $E \leq \chi$ . В силу этого, для однородных тонкослоистых ВПИ сред свойственно постоянство или убывание эффективной скорости с глубиной, а для трещиноватых ГПИ сред при наблюдениях вкрест трещиноватости постоянство или возрастание скорости с глубиной.

### 9.2.7. Разделение многофакторных азимутальных индикатрис скорости на отдельные составляющие

Опыт изучения анизотропии сейсмических волн в горизонтальной плоскости (или азимутальной анизотропии) показывает, что на индикатрисах скоростей прямых волн или эффективных скоростей отраженных волн нередко проявляются два или более главных направлений, характеризующихся повышенными значениями скоростей. Поскольку модальные (повышенные) значения скоростей на таких индикатрисах обычно связываются с влиянием различных геологических факторов, таких как простирание той или иной системы разломов, системы векторов тектонических или гравитационных напряжений и т.п., то такие индикатрисы целесообразно называть *многофакторными*. До последнего времени, при анализе таких индикатрис, ограничивались лишь выделением главных направлений с последующим объяснением того, с какими геологическими факторами эти направления могут быть связаны. Но важно не только выделить главные направления и объяснить их с геологических позиций, но и провести разделение наблюданного поля скоростей на отдельные составляющие, т.е. на однофакторные индикатрисы скоростей, имеющие одно главное направление. Такие индикатрисы могут иметь различные коэффициенты анизотропии и по их величине можно оценить вклад каждого из выделенных факторов в общую картину азимутального распределения скоростей.

Для разделения многофакторных азимутальных индикатрис, обусловленных наличием нескольких разнонаправленных вертикальных систем трещин, предложено [62] использовать формулу «синусов» — формулу (4.80) многофакторной индикатрисы лучевой скорости, которая в принятых ниже обозначениях имеет следующий вид:

$$V_M(\theta) = \frac{V_0}{1 + \sum_i^M (\chi_i - 1) \cdot |\sin(\theta - \beta_i)|}. \quad (9.29)$$

Здесь  $\theta$  — азимут наблюдения;  $V_0 = V_{\parallel}$  — скорость волн в ненарушенной (сплошной) породе;  $M$  — число факторов — систем вертикальных трещин;  $\beta_i$  — азимут простирания трещин и  $\chi_i$  — коэффициент анизотропии скоростей для  $i$ -й системы:

$$\chi_i = \left( \frac{V_{\parallel}}{V_{\perp}} \right)_i.$$

Обратная задача состоит в том, чтобы по наблюдаемым многофакторным азимутальным индикаторисам лучевых скоростей  $V_0$  определить все входящие в указанную формулу величины. На практике число систем трещин и их главные направления  $\beta$ , обычно определяются достаточно уверенно на основе визуального анализа полевых индикаторис (см. п. 3.6.4). В таких случаях, зная азимутальные скорости на главных направлениях, т.е. при  $\theta = \beta_i$  по приведённой выше формуле можно составить систему линейных уравнений:

$$(\chi_1 - 1) \sin |\beta_1 - \beta_1| + (\chi_2 - 1) \sin |\beta_1 - \beta_2| + \dots + (\chi_i - 1) \sin |\beta_1 - \beta_i| = \frac{V_0}{V_{\beta_1}} - 1,$$

$$(\chi_1 - 1) \sin |\beta_2 - \beta_1| + (\chi_2 - 1) \sin |\beta_2 - \beta_2| + \dots + (\chi_i - 1) \sin |\beta_2 - \beta_i| = \frac{V_0}{V_{\beta_2}} - 1, \quad (9.30)$$

$$(\chi_1 - 1) \sin |\beta_i - \beta_1| + (\chi_2 - 1) \sin |\beta_i - \beta_2| + \dots + (\chi_i - 1) \sin |\beta_i - \beta_i| = \frac{V_0}{V_{\beta_i}} - 1,$$

где  $V_\beta = V_{\parallel i}$  — азимутальные скорости на главных направлениях, т.е.

$$\text{при } \theta = \beta_i, \quad \chi_i = \left( \frac{V_\parallel}{V_\perp} \right)_i.$$

Если входящая в правую часть уравнений величина  $V_0$  — скорость в ненарушенной сплошной породе — известна, то для решения системы можно использовать любую стандартную процедуру, например, метод исключения Гаусса. В противном случае  $V_0$  находят тем или иным итеративным методом и далее определяют оценки параметров анизотропии  $\chi$  и  $V_\perp$  для каждой системы трещиноватости и уточняют их направления (азимуты  $\theta_i \equiv \beta_i$ ).

Полученное решение обратной задачи реализовано В.А. Бакировым в виде программы и опробовано как на моделях, так и на реальном материале. В качестве примера на рис. 9.19 приведены результаты разделения многофакторной индикаторисы эффективной скорости, полученной при круговом околоскважинном профилировании (см. рис. 3.14a), на четыре однофакторные. Там же приведены оценки параметров, полученные в результате решения обратной задачи.

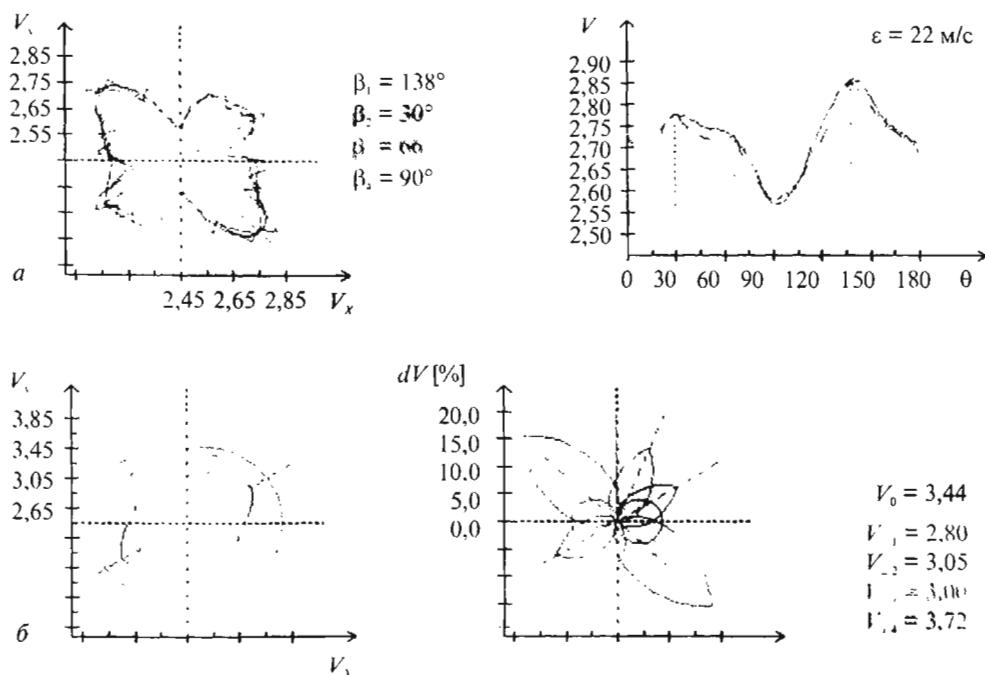


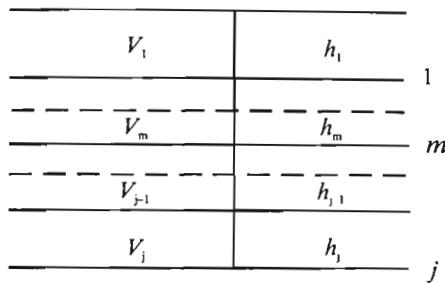
Рис. 9.19. Результаты разделения многофакторной индикатрисы (а) на четыре однофакторные индикатрисы (б) для интервала глубин 0+1680 м с погрешностью  $\epsilon = 22$  м/с

### 9.3. Определение пластовых (интервальных) скоростей по данным площадных систем наблюдений

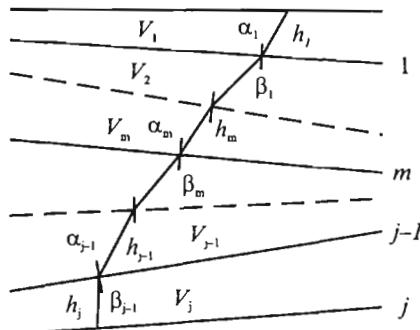
#### 9.3.1. Способы определения пластовых скоростей

Почти все комплексы программ определения пластовых скоростей  $V_{\text{пл}}$  по данным площадных систем наблюдений (ПСН) 3D предназначены для построения развернутых по глубине  $z$  и площасти  $x, y$  объемных изображений  $V_{\text{пл}}(x, y, z)$  в предположении локальной однородности и изотропности пластов в пределах бина (или некоторой совокупности бинов). При этом считают (рис. 9.20), что пласти разделены локально плоскими горизонтальными (*модель А*) или наклонными (*модель Б*) границами; в редких случаях используется *модель В* с криволинейными границами, обладающими локально постоянной кривизной.

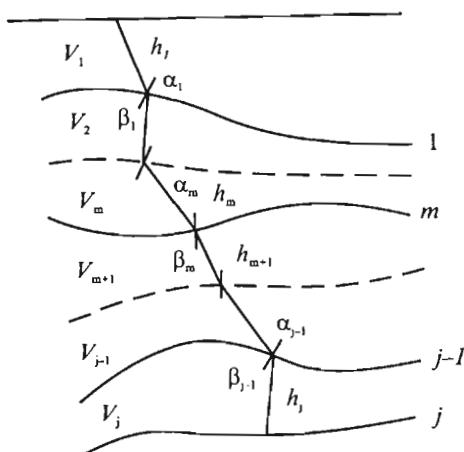
Обязательным условием, создающим возможности безошибочного определения  $V_{\text{пл}}$ , является совпадение простирания границ, разделяющих пласти, ибо в таком случае и только при наблюдениях вкрест простирания лучевая поверхность является плоскостью. В других случаях, кроме *модели А*, эта поверхность не является плоскостью.



Модель А



Модель Б



Модель В

Рис. 9.20. Модели, используемые при пересчете эффективных скоростей в предельные (сечения вкрест простирания границ и ход нормально отраженного луча):

А — горизонтально-слоистая модель

Б — модель с плоскими наклонными границами

В — модель с криволинейными границами

Для построения пластовых моделей используют различные способы решения обратной кинематической задачи.

Первая группа содержит широко применяемые способы пересчета эффективных параметров в пластовые.

Вторую группу составляют способы формирования горизонтальных спектров интервальных (пластовых) скоростей посредством РНА волнового поля, пересчитанного к кровле изучаемого интервала (пласта).

К третьей группе относятся способы итеративного подбора пластовых параметров среды на основе трассирования лучей по известным кинематическим характеристикам волн на поверхности наблюдений с последовательным уточнением модели среды.

Теоретической основой всех способов является теория многомерных временных полей, изложенная в главе 6. Используя теоретические представления о кинематике отраженных волн предложено множество способов формирования пластовых моделей.

Рассмотрим способы первой группы, имеющие наиболее широкое практическое применение. Построение пластовой модели с помощью этих способов состоит в преобразовании массива эффективных скоростей  $V_{\text{эфф}}(x, y, t_0)$  для опорных отражений от границ, ограничивающих пласты с предположительно постоянной скоростью, в массивы пластовых скоростей  $V_{\text{пл}}(x, y, t)$  в такой последовательности:

$$V_{\text{эфф}}(x, y, t_0) \rightarrow V_{\text{п}}(x, y, t_0) \rightarrow V_{\text{пл},j}^A(x, y, t) \rightarrow V_{\text{пл},j}^B(x, y, t) \rightarrow V_{\text{пл},j}^B(x, y, t). \quad (9.31)$$

Здесь  $V_{\text{эфф}}$  — эффективная скорость,  $V_{\text{п}}$  — предельная (при  $l \rightarrow 0$ ) эффективная скорость,  $V_{\text{пл}}$  — пластовая скорость, где индексы А, Б и В указывают на тип исследуемой интерпретационной модели (рис. 9.20). Как видно из (9.31) преобразование информации состоит в приведении эффективных скоростей к предельным, а затем в пересчете предельных скоростей в пластовые при последовательном усложнении типа интерпретационной модели.

Во многих случаях допустимо преобразование массива эффективных скоростей без приведения их к предельным в следующем порядке:

$$V_{\text{эфф}}(x, y, t_0) \rightarrow V_{\text{пл},j}^A(x, y, t) \rightarrow V_{\text{пл},j}^B(x, y, t) \rightarrow V_{\text{пл},j}^B(x, y, t). \quad (9.32)$$

Такой подход, в частности, применим к эффективным скоростям, полученным при оптимизации ИОТО посредством ДМО или ЭРО-ПРО-преобразований.

### 9.3.2. Приведение эффективных скоростей к предельным

Первый способ получения значения предельной скорости состоит в экстраполяции значений  $V_{\text{эфф}}$ , полученных для различных удалений  $l$  по годографу ОСТ одной и той же волны к нулевому  $l \rightarrow 0$  удалению. Такая методика применима при определении скорости на малых базах дифференциальным способом или с помощью алгоритма РНП. Экстраполяцию удобно проводить используя

зависимость  $\frac{1}{V_{\text{эфф}}^2}(l^2)$ , которая при гиперболическом годографе имеет вид пря-

мой линии  $\frac{1}{V_{\phi}^2}(l^2) = \frac{1}{V_{\Pi}^2} + al^2$ , где  $a$  — постоянный коэффициент, характеризующий наклон прямой.

Второй способ приведения — расчет значений  $V_{\phi}(l, t_0)$  и  $V_{\Pi}(l, t_0)$  для приближенной модели, которая может быть задана априорно или получена на первом этапе решения обратной задачи в соответствии с последовательностью операций (9.32). По значениям  $V_{\phi}(l, t_0)$  и  $V_{\Pi}(l, t_0)$ , найденным для приближенной модели, определяют поправку

$$\Delta V(l, t_0) = V_{\phi}(l, t_0) - V_{\Pi}(l, t_0) \quad (9.33)$$

или корректирующий множитель

$$C(l, t_0) = \frac{V_{\Pi}(t_0)}{V_{\phi}(l, t_0)}. \quad (9.34)$$

Вычитая из  $V_{\phi}(l, t_0)$  поправку (9.33) или умножая  $V_{\phi}(l, t_0)$  на множитель (9.34) получают  $V_{\Pi}(l, t_0)$ .

Возможны и другие способы пересчета  $V_{\phi}$  в  $V_{\Pi}$ . К ним относятся способы, основанные на аппроксимации наблюденного годографа ОСТ полиномом вида (6.120) либо смещенной гиперболой (6.125). В последнем случае помимо оценки  $V_{\Pi}$  возможны определение предельной фиктивной (среднечетвертичной) скорости  $V_{\Phi\Pi}$  и предельного коэффициента неоднородности  $S_{\Pi}$ .

### 9.3.3. Пересчет эффективных скоростей в пластовые

В слабо дифференцированных средах эффективная скорость близка к средней. В этом случае

$$V_{\Pi\text{пл}} = \frac{(V_{\phi}^2 t_0)_2 - (V_{\phi}^2 t_0)_1}{(V_{\phi} t_0)_2 - (V_{\phi} t_0)_1} \quad (9.35)$$

где индексы «1» и «2» указывают соответственно на кровлю и подошву пласта в горизонтально-слоистой среде.

В горизонтально-слоистой среде с учетом преломления имеем:

$$V_{\Pi\text{пл}} = V_j = \sqrt{\frac{(V_{\Pi}^2 t_0)_2 - (V_{\Pi}^2 t_0)_1}{t_{02} - t_{01}}}, \quad (9.36)$$

где  $V_{\Pi}$  — предельная скорость.

Формула (9.36) предложена и обоснована в начале 50-х годов независимо Уруповым и Диксом и получила в различных публикациях и учебниках [8] наименование формулы Урупова-Дикса.

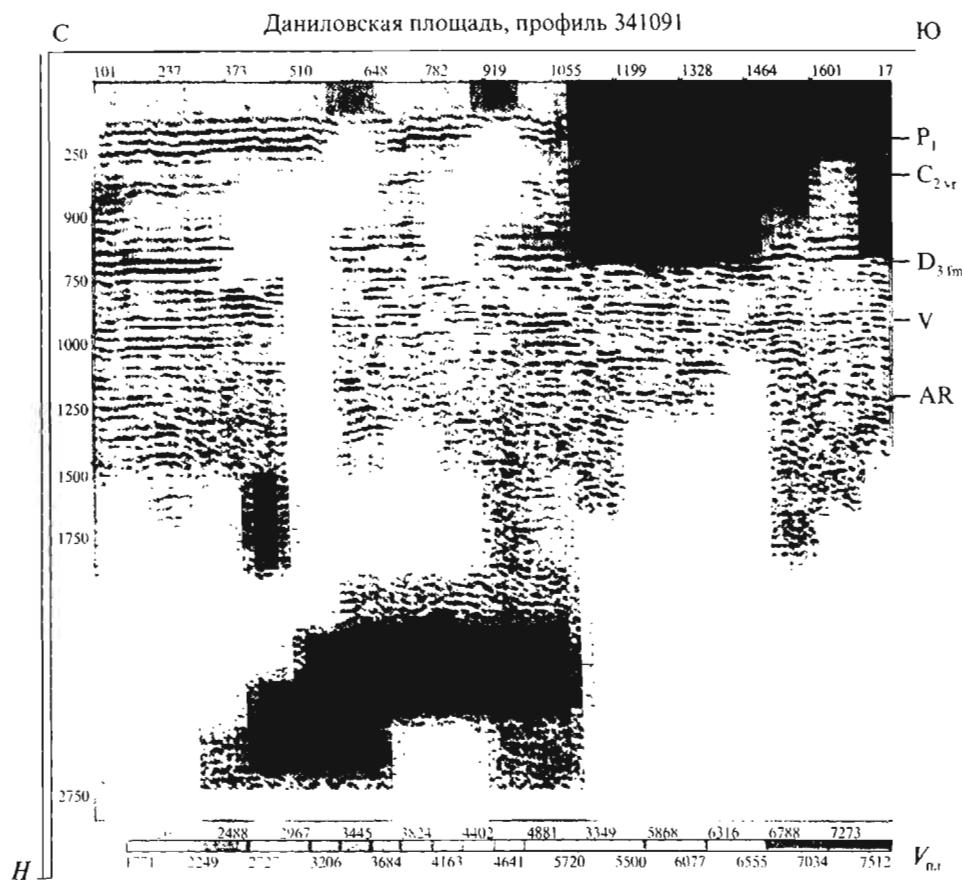


Рис. 9.21. Временной разрез ЭРО-ПРО и разрез интервальных скоростей для Даниловской площади (данные ВНИИГеофизики)

Результаты расчета интервальных скоростей по этой формуле по значениям найденным с помощью ЭРО-ПРО-преобразования, когда  $V_{\text{эф}} \approx V_{\text{пп}}$  показаны на вертикальном разрезе ИОТО ПРО (рис. 9.21) для Даниловской площади Московской синеклизы (данные ВНИИГеофизики).

В случае слоисто-однородных сред с границами раздела любой формы, но совпадающих по простирианию [49]

$$V_{\text{пп}} = V_j = \sqrt{V_i(Q_{0j} - Q_{j-1}) / (t_{0j} - t_{j-1})}, \quad (9.37)$$

где  $V_i$  — скорость в верхнем слое;  $t_{0j}$  и  $Q_{0j}$  — время прихода и геометрическое расхождение на линии наблюдений центрального луча, отраженного от подошвы пласта со скоростью  $V_{\text{пп}} = V_j$ ;  $t_{j-1}$  — время по этому же лучу на пути между поверхностью и кровлей пласта;  $Q_{j-1}$  — геометрическое расхождение того же луча на указанном пути, включая преломление на кровле.

Уравнения геометрических расхождений  $Q_{\Pi j}$  и времен  $t_{0j}$  в случае моделей *A*, *B* и *B* (рис. 9.20) даны в табл. 9.4. В таблице приняты следующие обозначения:  $\Delta z_i$  и  $h_i$  — мощности слоев по нормальному-отраженному лучу;  $K_i$  — кривизна границы;  $n_i = V_{i-1}/V_i$ ;  $V_i$  — пластовая скорость. Стрелки указывают направление фронта волны:  $(\rightarrow)$  — вверх,  $(\leftarrow)$  — вниз.

Величины  $t_{0j}$  и  $V_1 Q_{\Pi j} = V_1^2 t_{0j} = 1/t_{llj}$  находят непосредственно по гидографу волны, отраженной от  $j$ -й границы ( $t_{llj}$  — вторая производная гидографа в точке  $t = 0$ ). Определение остальных величин различно для разных моделей среды.

В равенстве (9.37) значения  $Q_{\Pi j}$  и  $Q_{j-1}$  относятся к вертикальной лучевой плоскости вкрест простирации границ.

Таблица 9.4

Модель	$t_{0j}$	$Q_{\Pi j}$
Горизонтально-слоистая <b>A</b>	$2 \sum_{i=1}^j \frac{\Delta z_i}{V_i}$	$\frac{2}{V_1} \sum_{i=1}^j \Delta z_i V_i$
Слоисто-однородная с плоскими наклонными границами <b>B</b>	$2 \sum_{i=1}^j \frac{h_i}{V_i}$	$\frac{2}{V_1} \sum_{i=1}^j h_i V_i \prod_{m=1}^{i-1} \frac{\cos^2 \alpha_m}{\cos^2 \beta_m}$
Слоисто-однородная с криволинейными границами <b>B</b>	$2 \sum_{i=1}^j \frac{h_i}{V_i}$	$\vec{Q}_1 = h_1$ $\vec{Q}_i = \frac{\vec{Q}_{i-1} n_{i-1} \cos^2 \beta_{i-1}}{\cos^2 \alpha_{i-1} + K_{i-1} \vec{Q}_{i-1} (\cos \alpha_{i-1} - n_{i-1} \cos \beta_{i-1})} + h_{i+1} \text{ (при } i = 1, 2, 3, \dots, j-1)$ $\vec{Q}_{j-1} = \vec{Q}_j / (1 + 2 K_j \vec{Q}_j) + h_j$ $\vec{Q}_i = \frac{\vec{Q}_{i+1} n_{i+1}^{-1} \cos^2 \alpha_{i+1}}{\cos^2 \beta_{i+1} - K_{i+1} \vec{Q}_{i+1} (\cos \beta_{i+1} - n_{i+1}^{-1} \cos \alpha_{i+1})} + h_{i+1} \text{ (при } i = j-1, j-2, \dots, 1)$ $Q_{\Pi j} = \vec{Q}_0$

В случае плоских наклонных отражающих границ (модель *B*) формулу для пластовой скорости  $V_j$  вкrest простириания границ получим [50], выразив в (9.37) геометрическое расхождение  $Q_{j-1}$  через параметры модели (рис.9.20, Б), а  $Q_{n_j}$  — через предельную эффективную скорость

$$1/V_j^2 = \sin^2 \alpha_{j-1} / V_{j-1}^2 + \frac{\cos^2 \alpha_{j-1} \Delta t_j \prod_{m=1}^{j-2} (\cos^2 \alpha_m / \cos^2 \beta_m)}{V_n^2 t_0 (\cos^2 \alpha_n / \cos^2 \varphi_n) - \sum_{i=1}^{j-1} V_i^2 \Delta t_i \prod_{m=1}^i (\cos^2 \alpha_m / \cos^2 \beta_m)}. \quad (9.38)$$

Здесь индексом  $j$  обозначен номер пласта, покрывающего  $j$ -ю отражающую границу, в котором определяется скорость  $V_j$ ;  $\alpha_m, \beta_m$  — углы падения и преломления луча, нормального к  $j$ -й границе на промежуточных границах ( $m = 1, 2, \dots, j-1$ );  $V_i$  — скорости в пластах  $i = 1, 2, \dots, j-1$ , покрывающих  $j-1$ -ю отражающую границу,  $n_i = V_{i-1} / V_i$ .

Формула (9.38) предусматривает трассирование луча, нормального к отражающей границе сверху вниз от поверхности наблюдения.

Таким образом, для определения по формуле (9.38) скорости в пласте, залегающем между границами с индексами  $j-1$  (кровля) и  $j$  (подошва), необходимо знать строение модели вкrest простириания границ до кровли пласта, включая угол падения кровли.

Выражение (9.38) упрощается, если предположить, что кровля ( $j-1$ ) и подошва ( $j$ ) пласта залегают согласно ( $\cos \alpha_j = \cos \alpha_{j-1} = 1$ ),

$$V_n = V_j = C \sqrt{[(V_n^2 t_0)_j - (V_n^2 t_0)_{j-1}] / (t_{0j} - t_{0j-1})}, \quad (9.39)$$

где

$$C = (\cos \alpha_n / \cos \varphi_n) \prod_{m=1}^{j-2} (\cos \beta_m / \cos \alpha_m).$$

Формулы пересчета предельной скорости  $V_{\text{oct}}$  с учетом  $V_n = V_{\text{oct}} \cos \varphi_n$  имеют вид:

$$V_n = V_j = D \sqrt{[(V_{\text{oct}}^2 t_0)_j - (V_{\text{oct}}^2 t_0)_{j-1}] / (t_{0j} - t_{0j-1})}, \quad (9.40)$$

$$D = \cos \alpha_n \prod_{m=1}^{j-2} (\cos \beta_m / \cos \alpha_m).$$

Использование формул (9.36) и (9.39—9.40) обеспечивает ослабление искажений пластовой скорости в связи с вычитанием погрешностей величин  $V_{\Pi}^2 t_0$  в кровле и подошве, так как эти погрешности имеют одинаковый знак. Разностная схема вычисления пластовой скорости позволяет поэтому во многих случаях не прибегать к приведению эффективных скоростей к предельным, а использовать вместо  $V_{\Pi}$  непосредственно значения локальных или интегральных эффективных скоростей  $V_{\phi}$  и  $V_{\text{ост}}$ .

Так в пласте, ограниченном плоскими, несогласно залегающими границами, высокоточное определение азимутально зависимой пластовой скорости обеспечивает трехмерный аналог формулы (9.36):

$$V_{\text{пл}}(\theta) = M \sqrt{\frac{V_{\text{ост}}^2(\theta)_2 t_{02} - V_{\text{ост}}^2(\theta)_1 t_{01}}{t_{02} - t_{01}}}, \quad (9.41)$$

где

$$M = [(1 - \sin^2 \bar{\Psi}_{\phi 1,2} \cos^2(\theta - \bar{\Psi}_{\phi 1,2}))]^{1/2},$$

$$\bar{\Phi}_{\phi 1,2} = \frac{1}{2}(\Phi_{\phi 1} + \Phi_{\phi 2}), \quad \bar{\Psi}_{\phi 1,2} = \frac{1}{2}(\Psi_{\phi 1} + \Psi_{\phi 2}).$$

Пластовую скорость можно найти и непосредственно по нормальным прращениям  $\tau$  времени, не вычисляя эффективные скорости [48].

Так, учитывая, что согласно (9.21)

$$V_{\text{ост}} = \frac{l}{\sqrt{l^2(l) - t_0^2}} = \frac{l}{\sqrt{2l\tau}},$$

где

$$t = \frac{t(l) + t_0}{2}, \quad \tau = t(l) - t_0 = \frac{1}{2} \frac{\ell^2}{V_{\text{ост}}^2 l},$$

и полагая в (9.41)

$$(V_{\text{ост}}^2 t_{02} - V_{\text{ост}}^2 t_{01}) / (t_{02} - t_{01}) \equiv (V_{\text{ост}}^2 t_2 - V_{\text{ост}}^2 t_1) / (t_2 - t_1)$$

из (9.41) получим равенство

$$V_{\text{пл}} = l \cdot M \sqrt{\frac{\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}}{2(t_2 - t_1)}}, \quad (9.41a)$$

справедливое (с высокой степенью приближения) для слоистой модели с плоскими границами.

В условиях анизотропной среды с вертикальной и горизонтальной направленностью факторов формула 9.36 позволяет найти пластовую скорость, характеризующую распространение волны в горизонтальном направлении. Эта скорость в случае тонкослоистой ВПИ среды не зависит от азимута и имеет круговую азимутальную индикатрису. Для трещиноватой ГПИ среды, а также среды с многофакторной анизотропией с горизонтальной направленностью факторов, пластовая скорость зависит от азимута наблюдений. Характер этой зависимости иллюстрирует рис. 3.12 в главе 3. Индикатриса пластовой (интервальной) скорости в данном случае определена по индикатрисам эффективной скорости прямой волны на двух уровнях, соответствующих кровле (см. рис. 3.12a) и подошве (см. рис. 3.12б) пласта (интервала). Азимутальные индикатрисы эффективных и пластовых скоростей по данным МОВ в сопоставлении с розой систем трещин изображены на рис. 3.16.

### 9.4. Определение кинематических параметров и атрибутов способом параметрических диаграмм (СПД)

#### 9.4.1. Назначение и основные операции СПД

Способ параметрических диаграмм (СПД), основанный на суммировании или интегрировании времен прихода отраженных волн, прослеживаемых на сейсмограммах ОТВ, был предложен в начале 60-х годов [42, 49, 84, 107, 108] задолго до появления способа скоростных спектров, который рассмотрен в п. 9.2.5, и фактически представляет одну из разновидностей СПД. В отличие от способа скоростных спектров, предназначенного, главным образом, для определения эффективных скоростей по сейсмограммам ОСТ, СПД позволяет на основе комбинированной обработки сейсмограмм ОТВ, ОТП или ОСТ определять и интерпретировать большой набор кинематических параметров и атрибутов: вычислять эффективные и пластовые (интервальные) скорости, находить углы и азимуты наклона отражающих границ, оценивать их кривизну, распознавать многократные волны, изучать анизотропные и другие свойства среды.

Технология СПД применительно к обработке и интерпретации данных 3D сейсморазведки состоит из следующих операций:

1. Разбиение площади наблюдений на бины, обладающие широкими спектрами азимутов.
2. Разделение бина на сектора с фиксированными значениями среднего азимута наблюдений  $\theta = \text{const}$ .
3. Формирование ансамблей сейсмограмм ОТВ встречных и нагоняющих наблюдений и сейсмограмм ОСТ фиксированного азимута, обеспечивающего получение порознь независимых кинематических параметров и ослабление систематических искажений.

4. Построение по каждой сейсмограмме исходной параметрической кинематической сейсмограммы  $\gamma(\tau)$ , где параметр  $\gamma$  характеризует форму и крутизну, а  $\tau$  — среднее время прослеживаемых осей синфазности.
5. Совместная комбинированная обработка исходных параметрических диаграмм заданного азимутального сектора по ансамблям с получением серии сводных (суммарных или разностных) параметрических диаграмм  $G(\tau)$ , содержащих информацию (в том числе независимую) о свойствах среды.
6. Построение диаграмм эффективной скорости  $V_{\text{эф}}(\tau)$ , кажущегося угла наклона  $\phi_k(\tau)$ , и пластовой скорости  $V_{\text{пл}}(t_0)$  посредством трансформации сводных диаграмм  $G(\tau)$ .
7. Повтор операций 3—6 для всех азимутальных секторов, принадлежащих единому бину.
8. Построение азимутальных индикатрис  $\phi_k(\theta)$  для фиксированных значений и определение значений  $\phi_{\text{эф}}$  и  $\psi_{\text{эф}}$  с использованием известной формулы

$$\sin \phi_k = \sin \phi_{\text{эф}} \cdot \cos(\theta - \psi_{\text{эф}}).$$

9. Формирование диаграмм эффективных углов  $\phi_{\text{эф}}(\tau)$  и эффективных азимутов  $\psi_{\text{эф}}(\tau)$ .
10. Построение азимутальных индикатрис эффективной скорости  $V_{\text{эф}}(\theta)$  для фиксированных значений  $\tau$  и интервальной (пластовой) скорости  $V_{\text{пл}}(\theta)$  для заданных значениями  $\tau$  и  $\Delta t$  интервалов разреза
11. Разделение многофакторных азимутальных индикатрис  $V_{\text{пл}}(\theta)$  на однофакторные по методике, рассмотренной в п. 9.2.7, с определением направления (азимута) каждого фактора и его коэффициента  $\chi$  анизотропии.
12. Формирование диаграмм, характеризующих зависимость кинематических параметров  $V_{\text{эф}}$ ,  $V_{\text{пл}}$ ,  $\phi_{\text{эф}}$ ,  $\psi_{\text{эф}}$  и др. от времени  $t_0$  прихода нормально-отраженного луча в центре бина.
13. Повтор операций 3—12 для всех бинов.
14. Построение объемных изображений (кубов), характеризующих пространственное распределение кинематических параметров.

#### **9.4.2. Построение исходных параметрических диаграмм**

Построение исходной диаграммы  $\gamma(\tau)$  по сейсмограмме ОТВ, ОТП или ОСТ на базе наблюдений  $L = l_2 - l_1$  (операция 4) может быть осуществлено путем весового интегрирования времен прихода  $t(l)$  по всем осям синфазности

$$\gamma(\tau) = \int_{l_1}^{l_2} t(l)p(l)dl,$$

(9.43)

$$\tau = \frac{\int_{l_1}^{l_2} t(l) s(l) dl}{\int_{l_1}^{l_2} s(l) dl},$$

где  $p(l)$  и  $s(l)$  — весовые функции, удовлетворяющие условиям

$$\int_{l_1}^{l_2} p(l) dl = 0, \quad s(l) = |p(l)|, \quad (9.44)$$

Некоторые из функций  $p(l)$  уже были приведены на рис. 9.8.

При дискретном задании времени интегрирование может быть заменено суммированием:

$$\gamma(\tau) = \sum_{i=1}^N t(l_i) p(l_i),$$

$$\tau = \frac{\sum t(l_i) s(l_i)}{\sum s(l_i)}, \quad (9.43a)$$

где

$$\sum_{i=1}^N p(l_i) = 0, \quad s(l_i) = |p(l_i)|, \quad (9.44)$$

$N$  — число отсчетов времени по оси синфазности.

От выбора функции  $p(l)$  зависит степень ослабления погрешностей, а также оптимальность осреднения данных (получение несмещенных оценок) при котором имеет место симметричный закон распределения погрешности с максимумом при нулевом её значении.

Для построения исходной параметрической диаграммы наряду со способами корреляции может быть применен регулируемый направленный анализ и, в частности, РНП. Результат формирования диаграмм в соответствии с равенствами (9.43) и по данным РНП иллюстрирует рис. 9.22.

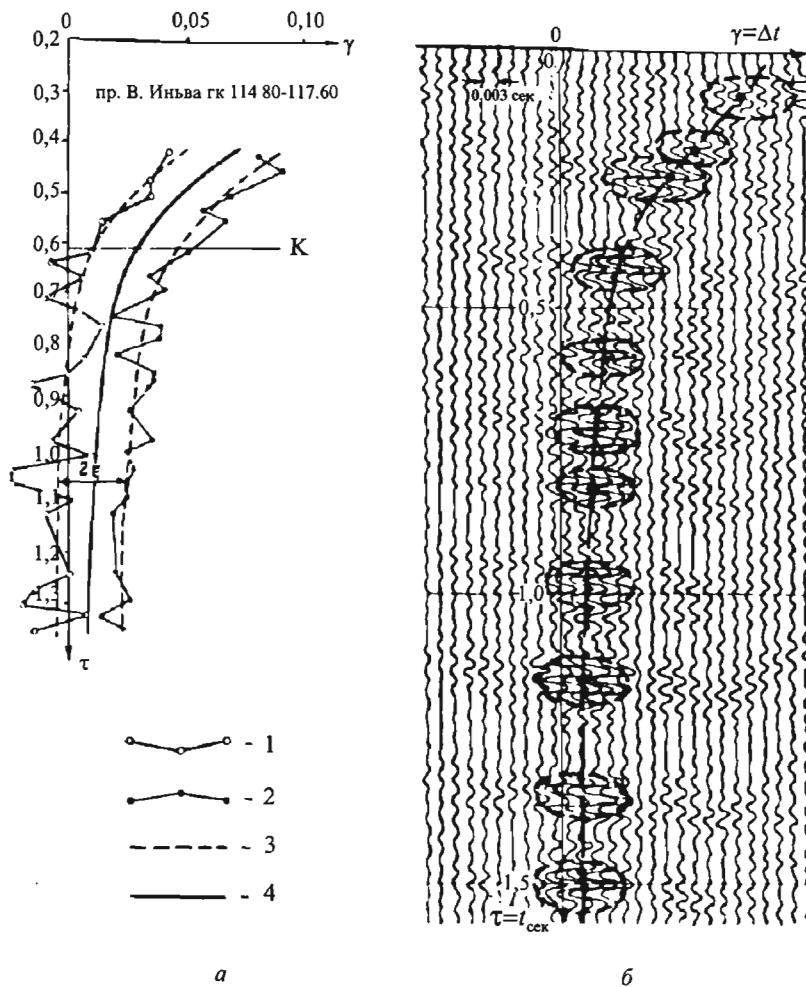


Рис. 9.22. Параметрические диаграммы встречных наблюдений (а) по восстанию (1) и по падению (2) отражающих границ до их осреднения и после осреднения (3) и средняя диаграмма (4). Суммолента РНП и наложенная на нее параметрическая диаграмма  $\gamma(t) = \Delta t(\tau)$  (б)

9.4.3. Комбинированная обработка и интерпретация параметрических диаграмм

При многократных наблюдениях, существует возможность совместного анализа множества различных комбинаций или ансамблей сейсмограмм, что позволяет определять порознь разные, в том числе и независимые кинематические параметры, а также судить о достоверности полученных данных.

Рассмотрим информативность совместной обработки сейсмограмм, фиксированного азимута  $\theta = \text{const}$  (операция б) на примере ансамблей наблюдений, представленных на рис. 9.23 на совмещенной плоскости развернутого профиля (по Л.А. Рябинкину) и ансамблей (по И.И. Гурвичу). На рисунке изображены: *a* — встречные наблюдения ОТВ I и II, обеспечивающие однократное прослеживание двух соседних отражающих площадок I и II; *b* — встречные сопряженные наблюдения, реализующие двукратное прослеживание единой площадки I; *c* — встречные и нагоняющие наблюдения I, II, III, IV, позволяющие двукратно проследить две соседние площадки I и II.

Посредством совместной обработки сейсмограмм ОТВ встречных наблюдений (ансамбли *a* и *b*), т.е. путем суммирования в соответствии с формулами (9.43) времен по всем осям синфазности в предположении, что поведение этих осей описывают уравнения (6.47—6.49), можно сформировать встречные параметрические диаграммы, уравнения которых имеют вид:

$$\gamma(\tau) = \frac{A^2}{V_{\phi}^2(\tau)\tau} \pm \frac{E}{V_{\phi}(\tau)} \operatorname{tg} \varphi_x(\tau) \quad (9.45)$$

Здесь знак (+) соответствует наблюдению по падению границы, а знак (-) — по ее восстанию,  $A$  и  $E$  — коэффициенты, зависящие от размера базы наблюдений  $L = l_2 - l_1$ , интервала дискретизации  $\Delta l_i$  и вида функции  $p(l)$ . При непрерывном задании значений  $t(l)$

$$A^2 = \frac{1}{2} \int_{l_1}^{l_2} l^2 p(l) dl, \\ E = \int_{l_1}^{l_2} l p(l) dl. \quad (9.46)$$

При дискретном значении  $t(l_i)$

$$A^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N l_i^2 p(l_i), \\ E = \sum_{i=1}^N l_i p(l_i). \quad (9.46a)$$

Поведение встречных диаграмм прямого  $\gamma_1(\tau)$  и обратного  $\gamma_2(\tau)$  наблюдений для модели, состоящей из трех несогласно залегающих толщ, изображено на рис. 9.24.

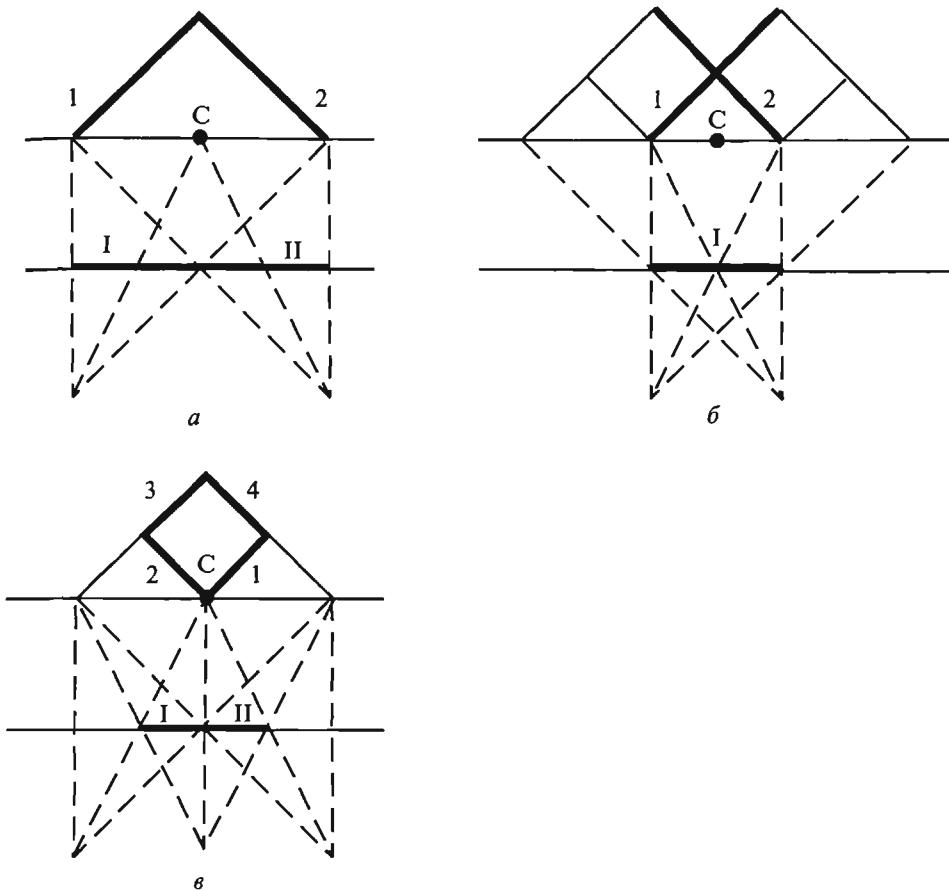


Рис. 9.23. Ансамбли наблюдений, изображенные на плоскости развернутого профиля и плоскости ансамблей

Суммируя диаграммы встречных наблюдений, получим:

$$G_{\Sigma}(\tau) = \gamma_1(\tau) + \gamma_2(\tau) = \frac{2A_{12}^2}{V_{3\Phi}^2(\tau)\tau}. \quad (9.47)$$

Вычитая  $\gamma_2(\tau)$  из  $\gamma_1(\tau)$  будем иметь

$$G_{\Delta}(\tau) = \pm \frac{2E_{12}}{V_{3\Phi}(\tau)} \operatorname{tg} \varphi_k(\tau). \quad (9.48)$$

Здесь знак (+) соответствует прямому наблюдению по падению границы, а знак (-) — по ее восстанию,  $A_{12} = A_1 = A_2$ ,  $E_{12} = E_1 = E_2$ .

Из равенств (9.47—9.48) следует:

$$V_{\text{ЭФ}}(\tau) = \frac{A_{12}}{\sqrt{0,5G_{\Sigma}(\tau)\tau}}, \quad (9.49)$$

$$\varphi_k(\tau) = \pm \operatorname{arctg} \frac{A_{12}}{E_{12}} \cdot \frac{G_{\Delta}(\tau)}{\sqrt{2G_{\Sigma}(\tau)\tau}}. \quad (9.50)$$

Имея диаграммы  $V_{\text{ЭФ}}(\tau)$  и  $\varphi_k(\tau)$ , возможно пересчитать диаграмму  $G_{\Sigma}(\tau)$  в диаграммы  $G_{\Sigma}(t_0)$  и  $1/G_{\Sigma}(t_0)$ , используя формулу

$$t_0(\tau) = \sqrt{\tau^2 - \frac{l_{\text{cp}}^2}{V_{\text{ЭФ}}^2(\tau)} \cos^2 \varphi_k(\tau)}, \quad (9.51)$$

где  $l_{\text{cp}}$  — среднее удаление базы суммирования  $L = l_2 - l_1$  от центра ансамбля (точка С на рис. 9.23)

$$l_{\text{cp}} = \frac{\int_{l_1}^{l_2} ls(l) dl}{\int_{l_1}^{l_2} s(l) dl},$$

$t_0$  — время пробега волны по нормально-отраженному лучу в центре ансамбля. Диаграмму пластовой скорости получим, используя выражение (9.49) и известную формулу (9.36), которая в принятых здесь обозначениях имеет вид:

$$V_{\text{пл}}(t_0) = A_{12} \sqrt{\frac{\frac{1}{\gamma}(t_{0\text{П}}) - \frac{1}{\gamma}(t_{0\text{К}})}{t_{0\text{П}} - t_{0\text{К}}}}. \quad (9.52)$$

Здесь  $\gamma = G_{\Sigma}/2$ ,  $t_{0\text{П}}$  и  $t_{0\text{К}}$  — времена  $t_0$  соответственно для подошвы и кровли пласта. Диаграмма  $\gamma(t_0)$  и результат ее преобразования в график  $V_{\text{пл}}(t_0)$  приведены на рис. 9.25.

В случае встречных и нагоняющих наблюдений 1, 2, 3 и 4 (рис. 9.23в) фиксированного азимута, можно сформировать ансамбль из четырех параметрических диаграмм (по числу наблюдений). Считая, что наблюдения 1 и 3 выполнены по восстанию границы, а наблюдения 2 и 4 — по падению, получим:

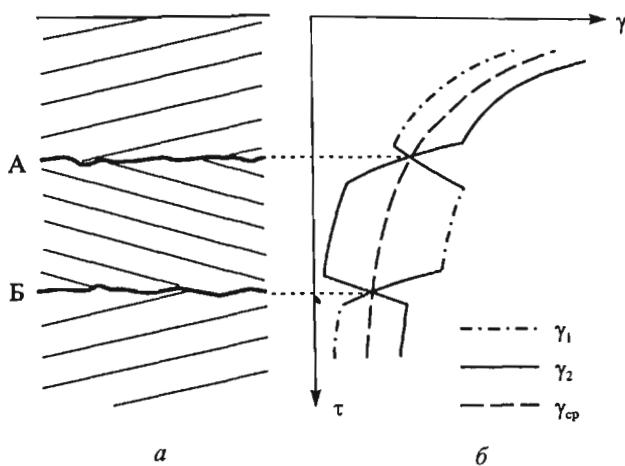


Рис. 9.24. Модель среды (*a*) и встречные  $\gamma_1(\tau)$  и  $\gamma_2(\tau)$  и средняя  $\gamma_{cp}(\tau)$  диаграммы (*b*)

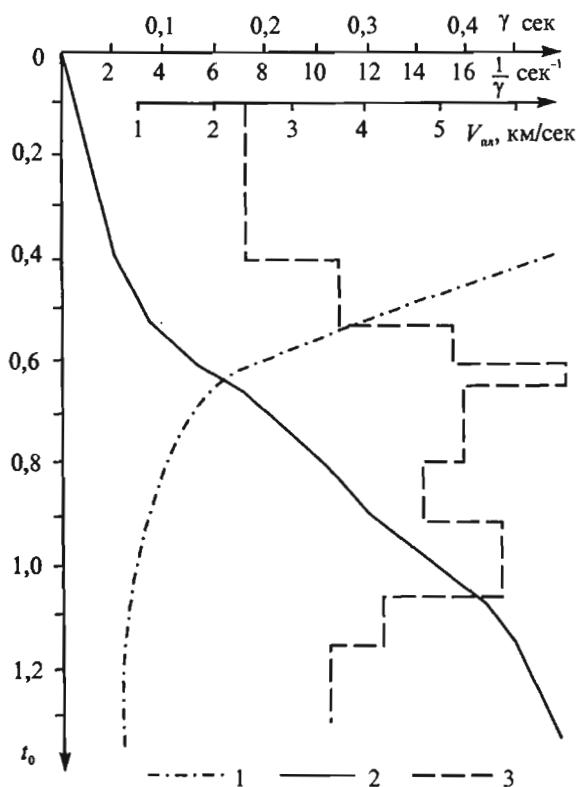


Рис. 9.25. Сопоставление диаграмм:  
1 —  $\gamma(t_0)$ ; 2 —  $1/\gamma(t_0)$ ; 3 —  $V_{pl}(t_0)$

$$\begin{aligned}
 \gamma_1(\tau) &= \frac{A_{12}^2}{V_{\text{ЭФ}}^2(\tau)\tau} + \frac{E_{12}}{V_{\text{ЭФ}}(\tau)} \operatorname{tg}\varphi_k(\tau), \\
 \gamma_2(\tau) &= \frac{A_{12}^2}{V_{\text{ЭФ}}^2(\tau)\tau} - \frac{E_{12}}{V_{\text{ЭФ}}(\tau)} \operatorname{tg}\varphi_k(\tau), \\
 \gamma_3(\tau) &= \frac{A_{34}^2}{V_{\text{ЭФ}}^2(\tau)\tau} + \frac{E_{34}}{V_{\text{ЭФ}}(\tau)} \operatorname{tg}\varphi_k(\tau), \\
 \gamma_4(\tau) &= \frac{A_{34}^2}{V_{\text{ЭФ}}^2(\tau)\tau} - \frac{E_{34}}{V_{\text{ЭФ}}(\tau)} \operatorname{tg}\varphi_k(\tau).
 \end{aligned} \tag{9.53}$$

Здесь  $A_{12} = A_1 = A_2$ ,  $E_{12} = E_1 = E_2$  — коэффициенты, рассчитанные согласно (9.46) для ближних по отношению к ПВ расстановок ПП,  $A_{34} = A_3 = A_4$ ,  $E_{34} = E_3 = E_4$  — для дальних расстановок ( $A_{34} > A_{12}$ ,  $E_{34} > E_{12}$ ).

Выполняя операции комбинирования (суммирования и вычитания) диаграмм ансамбля (9.53), будем иметь:

$$G_I = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4 = \frac{2(A_{12}^2 + A_{34}^2)}{V_{\text{ЭФ}}^2 \tau},$$

$$G_{II} = (\gamma_3 + \gamma_4) - (\gamma_1 + \gamma_2) = \frac{2(A_{34}^2 - A_{12}^2)}{V_{\text{ЭФ}}^2 \tau},$$

$$G_{III} = (\gamma_1 - \gamma_2) + (\gamma_3 - \gamma_4) = \frac{2(E_{12} + E_{34})}{V_{\text{ЭФ}}} \operatorname{tg}\varphi_k, \tag{9.54}$$

$$G_{IV} = (\gamma_3 - \gamma_4) - (\gamma_1 - \gamma_2) = \frac{2(E_{34} - E_{12})}{V_{\text{ЭФ}}} \operatorname{tg}\varphi_k,$$

$$G_V = (\gamma_1 + \gamma_4) - (\gamma_2 + \gamma_3) = 0.$$

Из анализа равенств (9.54) следует, что комбинации  $G_I$  и  $G_{II}$  могут быть использованы для независимого нахождения скорости  $V_{\text{ЭФ}}$  и оценки ее погрешности, а комбинации  $G_{III}$  и  $G_{IV}$  — для независимого определения кажущегося угла наклона границы  $k$  и оценки его погрешности. Равенство нулю комбинации  $G_V$  свидетельствует о кондиционности ансамбля диаграмм (9.53).

Отсутствие погрешностей скорости будет иметь место при соблюдении следующих равенств:

$$G_{\text{I}} = G_{\text{II}} \cdot \frac{A_{34}^2 + A_{12}^2}{A_{34}^2 - A_{12}^2} \quad (9.55)$$

или

$$V_{\text{ЭФI}} = \sqrt{\frac{2(A_{34}^2 + A_{12}^2)}{G_{\text{I}}\tau}} = V_{\text{ЭФII}} = \sqrt{\frac{2(A_{34}^2 - A_{13}^2)}{G_{\text{II}}\tau}} \quad (9.56)$$

Достоверность определения  $\varphi_k$  определяют равенства:

$$G_{\text{III}} = G_{\text{IV}} \cdot \frac{E_{34} + E_{12}}{E_{34} - E_{12}} \quad (9.57)$$

$$\text{или } \operatorname{tg}\Phi_{\text{III}} = \frac{V_{\text{ЭФ}} G_{\text{III}}}{2(E_{34} + E_{12})} = \operatorname{tg}\Phi_{\text{IV}} = \frac{V_{\text{ЭФ}} G_{\text{IV}}}{2(E_{34} - E_{12})} \quad (9.58)$$

Пример комбинированной обработки ансамбля диаграмм (9.53), сформированного при наблюдениях вида (9.23б) представлен на рис. 9.26. Здесь изображены: а) исходные экспериментальные диаграммы  $\gamma_1(\tau)$ ,  $\gamma_2(\tau)$ ,  $\gamma_3(\tau)$ , и  $\gamma_4(\tau)$ , — кривые 1, 2, 3, 4; б) диаграмма  $G_{\text{I}}(\tau)$  — кривая 5, диаграмма  $G_{\text{II}}(\tau) \cdot \frac{A_{34}^2 + A_{12}^2}{A_{34}^2 - A_{12}^2}$  — кривая 6 и

диаграмма  $G_{\text{III}}(\tau)$  — кривая 7; в) диаграмма  $\bar{V}_{\text{ЭФ}}(t_0) = \frac{V_{\text{ЭФI}}(t_0) + V_{\text{ЭФII}}(t_0)}{2}$  и ее погрешность  $\sigma_v$ ; г) диаграмма  $\varphi_k(t_0)$ . Рис. 9.26в свидетельствует о почти линейном возрастании скорости с глубиной в разрезе, обладающем резко несогласным залеганием границ.

Завершив описание операции 6 (п. 9.4.1), заключающейся в комбинированной обработке наблюдений фиксированного азимута, приведем пример (рис. 9.27), иллюстрирующий возможности СПД при определении пластовых скоростей по экспериментальным данным, полученным по нескольким ансамблям системы наблюдений, состоящей из встречных элементов с расстоянием ПВ-ПП  $l$ ,  $2l$ ,  $3l$ , где  $l = 500$  м. Сама система и суммарные диаграммы  $G_l(\tau)$ ,  $G_{2l}(\tau)$ ,  $G_{3l}(\tau)$  и  $G_z(\tau) = G_l(\tau) + G_{2l}(\tau) + G_{3l}(\tau)$  представлены на рис. 9.27а. Результаты пересчета перечисленных диаграмм  $G(\tau)$  в диаграммы  $1/G(t_0)$  и расчленения (на основе анализа диаграмм  $1/G(t_0)$ ) разреза на пластины представлены на рис. 9.27б, а графики  $V_{\text{пл}}(t_0)$ , полученные для разных диаграмм  $1/G(t_0)$ , изображены на рис. 9.27в. Из рисунка следует, что при  $t_0 < 2,5$  с имеет место удовлетворительное совпадение значений  $V_{\text{пл}}$ , вычисленных для разных комбинаций.

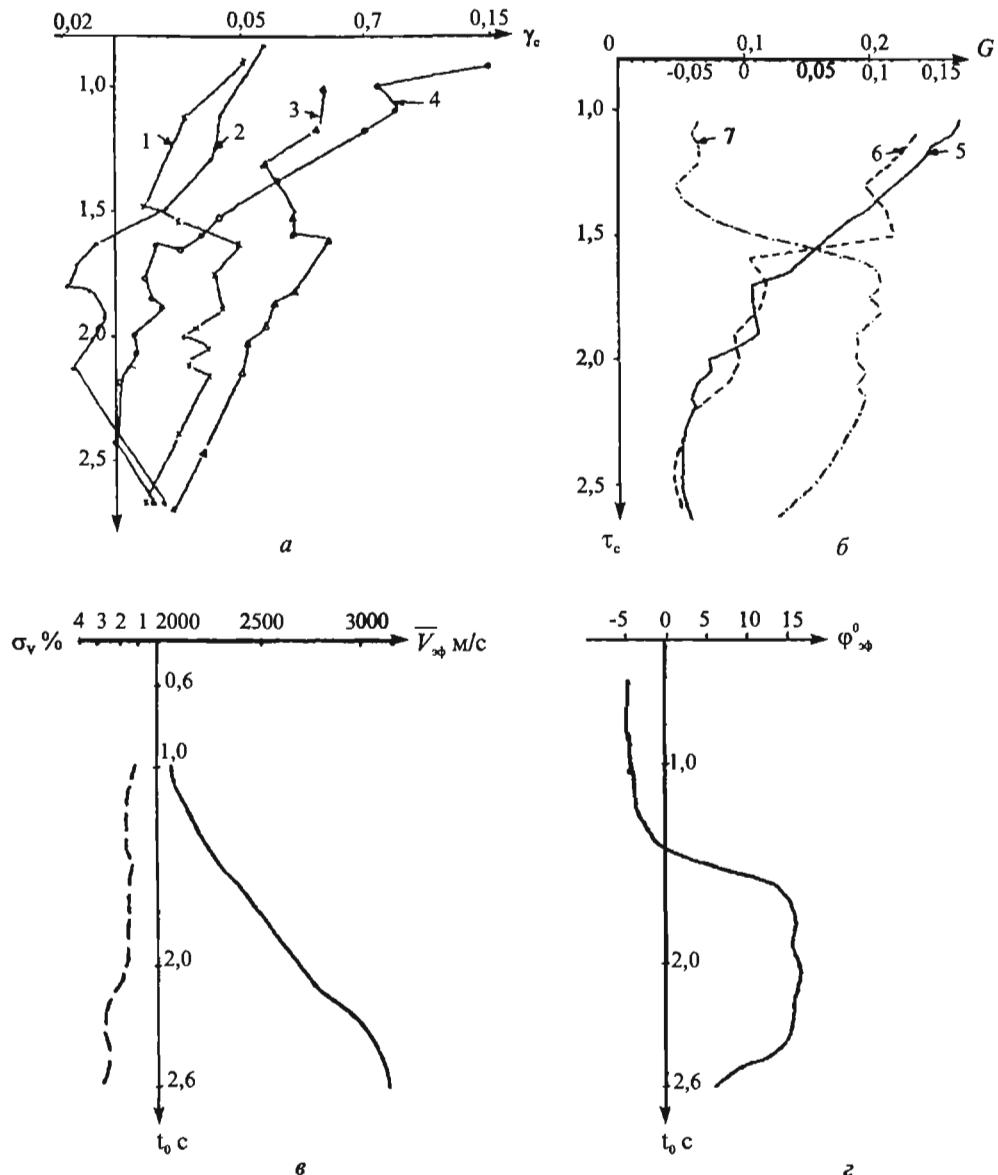


Рис. 9.26. Исходные диаграммы  $\gamma(\tau)$  для ансамбля (рис. 9.23 $\alpha$ ) и результаты их интерпретации

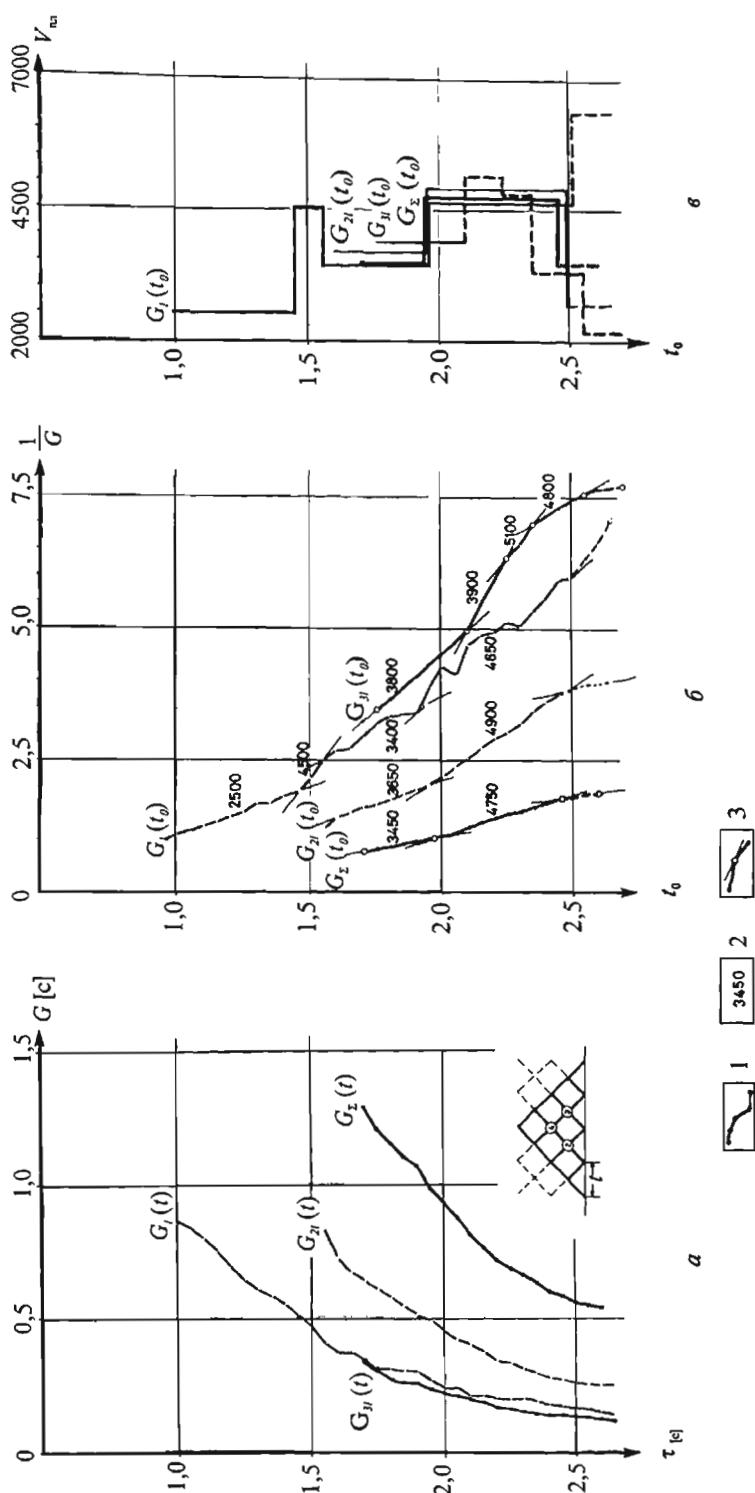


Рис. 9.27. Расщепление разреза на пласти

1 — диаграммы  $G(\tau)$  (a),  $\frac{1}{G}(t_0)$  (б),  $V_{pl}(t_0)$  (в); 2 — значения  $V_{pl}$ ; 3 — границы пластов

#### 9.4.4. Построение и анализ индикатрис кинематических параметров по данным СПД

При наличии в пределах бина наблюдений разного азимута имеется возможность по итогам выполнения операций 3–6 построить азимутальные индикатрисы скоростей и кажущихся углов наклона для фиксированных времен  $\tau$  или  $t_0$  и построить зависимость по времени значений различных кинематических параметров, включая параметры анизотропии, т.е. осуществить операции 7–12, перечисленные в п. 9.4.1. Остановимся на результатах обработки ансамбля встречных наблюдений (рис. 9.28), выполненных в пределах бина для широкого спектра азимутов [108]. Система (рис. 9.28) позволяет построить исходные встречные диаграммы  $\gamma_i^l$  и  $\gamma_i^{\parallel}$ , где  $i = 1, 2, 3 \dots, 6$ . По исходным диаграммам получены для каждого азимута суммарные диаграммы, содержащие информацию о скоростях

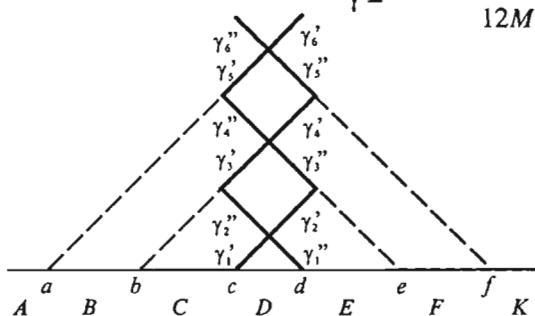
$$G_{\Sigma} = \sum_{i=1}^6 (\gamma_i^l + \gamma_i^{\parallel}) = \frac{2 \sum_{i=1}^6 A_i^2}{V_{\text{ЭФ}}^2 \tau}, \quad (9.55)$$

и разностные диаграммы, содержащие данные об угле наклона границ

$$D = \sum_{i=1}^6 (\gamma_i^l - \gamma_i^{\parallel}) = \frac{2 \sum_{i=1}^6 E_i}{V_{\text{ЭФ}} \tau} \operatorname{tg} \varphi_k. \quad (9.56)$$

Диаграммы  $G_{\Sigma}(\tau)$  (9.55), построенные для серии азимутов, были использованы для построения индикатрис  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  и средней диаграммы  $\gamma(\theta)$ , где

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^M [\gamma_i^l(\theta_j) + \gamma_i^{\parallel}(\theta_j)]}{12M}.$$



Здесь  $M$  — число азимутов наблюдений в пределах бина. Диаграммы  $D(\tau)$  (9.56) использовались для построения индикатрис  $\varphi_k(\theta)$ .

На рис. 9.29 для серии фиксированных значений изображены индикатрисы  $D(\theta)$ ,  $\varphi_k(\theta)$  и  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  в прямоугольной системе координат и средняя диаграмма  $\gamma(\tau)$ .

Рис. 9.28. Ансамбль наблюдений при  $\theta = \text{const}$

На рисунке следует, что разрез в данном регионе (Северо-Германская впадина) содержит граничные с наклоном, не превышающим  $3^\circ$ . Верхняя часть разреза обладает значениями  $V_{\text{ЭФ}}$  порядка 2000 м/с, а нижняя — порядка 4000 м/с. Коэффициент анизотропии возрастает от  $\chi \approx 1-1,1$  при  $\tau = 0,6-0,65$  до  $\chi \approx 1,3$  при  $\tau = 0,90$ . Наблюдаются несовпадение направлений осей симметрии индикатрис в породах разного возраста, что, по-видимому, вызвано различием в ориентации систем трещиноватости.

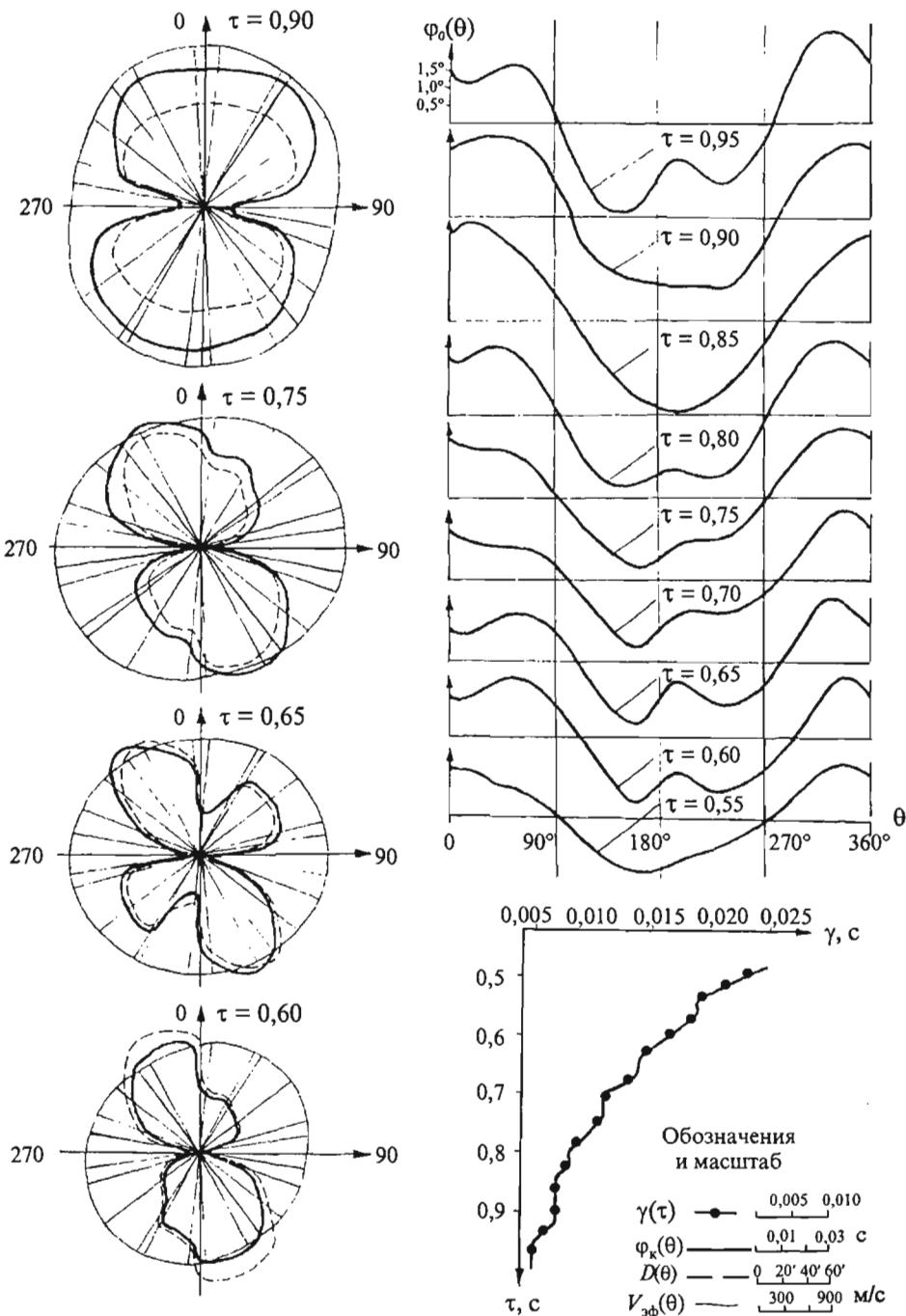


Рис. 9.29. Азимутальные индикатрисы эффективной скорости  $V_{\phi}(\theta)$  и кажущегося угла наклона  $\phi_k(\theta)$  отражающих границ, индикатрисы  $D(\theta)$  и средняя диаграмма  $\gamma(\tau)$  [108]

## 9.5. Определение КПА по данным скважинных сейсмических наблюдений (ССН)

### 9.5.1. КПА, определяемые по данным ССН

По волновым и временными полям прямых и отраженных волн, регистрируемых при ССН, существуют возможности определения следующих КПА: эффективных, средних и пластовых скоростей и их индикаторов, а наиболее достоверные сведения о КПА получают, прослеживая одновременно прямые волны на вертикальных продольных и непротивоположных профилях (вдоль ствола скважины) и на горизонтальных радиальных и круговых профилях на поверхности ( $z = 0$ ) при расположении ПП (или ПВ) в скважине на заданной глубине  $z = \text{const}$ .

Эффективную скорость и ее зависимость от глубины  $z$ , азимута наблюдений  $\theta$  и удаления  $l$  ПВ (или ПП) от устья скважины можно найти по непротивоположным горизонтальным гидографам прямой волны, используя способы, которые рассмотрены в предыдущих параграфах применительно к отраженным волнам, имея в виду подобие уравнений гидографов отраженных и прямых (проходящих) волн (см. главу 6).

Глубины  $z$  залегания границ раздела пластов с разными скоростями и мощности  $h$  пластов находят по точкам излома вертикальных продольных гидографов. Углы и азимуты наклона границ можно определить при наличии площадных околоскважинных наблюдений, т.е. располагая горизонтальными непротивоположными поверхностными гидографами  $t(l, \theta)$  прямых и отраженных волн для глубин  $z = \text{const}$  залегания границ, разделяющих пласти.

Средние и пластовые скорости обычно находят по вертикальному продольному гидографу  $t(z)$  прямой (проходящей) волны (рис 9.30). Этот гидограф получают либо непосредственно по наблюдениям нулевого удаления  $l = 0$  ПВ (или ПП) от устья скважины, либо посредством приведения вертикальных непротивоположных гидографов  $t(l, z, \theta)$  для всех  $l = \text{const}$  и  $\theta = \text{const}$  к нулевому удалению. Следует отметить, что средние и пластовые скорости, найденные в результате интерпретации вертикальных гидографов ССН, характеризуют свойства среды в направлении ствола скважины, т.е. в субвертикальном направлении.

Средние и пластовые скорости в субгоризонтальном направлении находят путем пересчета значений эффективной скорости, полученных по непротивоположным горизонтальным гидографам ССН и пластовых скоростей в средние.

### 9.5.2. Приведение непротивоположных вертикальных гидографов к продольным

Применяя возбуждение (или прием) колебаний на поверхности, а прием (или возбуждение) в скважине можно получить непротивоположные вертикальные и горизонтальные гидографы прямых и отраженных волн.

Для определения средних и пластовых скоростей распространения волн по вертикали вертикальные непротивоположные гидографы  $t(l, z)$  подлежат приведению к нулевому удалению относительно устья скважины, т.е. пересчитываются в продольные вертикальные гидографы  $t_b(z)$ . Для приведения используют формулу

$$t_b(z) = F(l, z)t(l, z), \quad (9.57)$$

где  $F(l, z)$  — коэффициент приведения.

Если среда однородна и изотропна, то

$$F(l, z) = \frac{z}{\sqrt{l^2 + z^2}}, \quad (9.58)$$

и тогда при любом выносе  $l$  уравнение (9.57) имеет вид

$$t_b(z) = t(z) \frac{z}{\sqrt{l^2 + z^2}}. \quad (9.59)$$

Если изотропная среда неоднородна или если имеет место анизотропия (в том числе и при однородности среды) применение формул приводит к существенным ошибкам в нахождении  $t_b(z)$ . Рассчитанные значения  $t_b(z)$ , полученные для разных удалений  $l$  и разных азимутов  $\theta$  не совпадают и отличаются от наблюденных  $t(z)$  при расположении ПВ (или ПП) у устья.

Более точной, чем (9.58) является следующая формула коэффициента приведения:

$$F(l, z, \theta) = \frac{z}{\sqrt{z^2 + l^2 / K_{\phi}^2(\theta, z)}}. \quad (9.60)$$

И тогда формула (9.57) позволяет учесть неоднородность среды и её анизотропность и получить неискаженный годограф  $t_b(z)$ .

В случае, когда скорость в среде является функцией глубины и не изменяется по латерали, а также в случае ВПИ среды,  $K_{\phi}$  не зависит от  $\theta$ . Так для вертикально-градиентной и горизонтально-слоистой среды

$$K_{\phi}(z) = \frac{V_{\text{эн}}}{V_{\text{сп}}}(z), \quad (9.61)$$

где  $V_{\text{эн}}$  и  $V_{\text{сп}}$  — предельные значения эффективной и средней скорости, определяемые первыми двумя формулами (6.24а и 6.24б), которые применимы как для отраженной, так и для прямой волны. Используя эти формулы и зная приближенно скоростные свойства разреза, легко найти значения  $K_{\phi}(z)$ .

Так как отношение эффективной скорости к средней, при их общем возрастании с удалением  $l$  остается практически неизмененным, для нахождения  $K_{\phi}(z)$  можно использовать  $V_{\phi}$  и  $V_{\text{ср}}$ , найденные для одинаковых  $l$ .

В случае латерально-неоднородных сред, ГПИ сред и многофакторных анизотропных сред, обусловленных наложением горизонтальных факторов разного азимута  $\theta$  коэффициент  $K_{\phi}$  становится зависимым от  $\theta$ . Так в случае ГПИ среды, эту зависимость с учетом  $z = H$  определяет равенство (9.25) в соответствии с которым при  $\theta = \pi/2$ ,  $K_{\phi} = 1$ , а при  $\theta = 0$   $K_{\phi} < 1$ .

Неучет коэффициента  $K_{\phi}(\theta, z)$  в условиях латеральной неоднородности и анизотропии может быть причиной не только существенного отличия приведенного без учета анизотропии вертикального продольного годографа  $t_b^l(z)$  от реального  $t_b(z)$ , но и зависимости их разности от азимута, а, следовательно, к искажению скоростей.

### 9.5.3. Определение средней и пластовой скоростей по данным ССН

Среднюю скорость по вертикали вычисляют по формуле:

$$V_{cp}(z) = \frac{z}{t_s(z)}, \quad (9.62)$$

считая всякий раз среду от поверхности до глубины  $z$  однородной, где  $t_s(z)$  — время на вертикальном годографе проходящей волны.

Погрешность вычисления  $V_{cp}$

$$\sigma_V = \pm \sqrt{2} V^2 \sigma_t / z,$$

где  $\sigma$  — погрешность единичного измерения времени, вычисляемая по разбросу значений на вертикальном годографе.

Для однородно-слоистой модели вертикальный годограф усредняют отрезками прямых (рис. 9.30). Критерием возможности использования указанной модели служат следующие условия:

1) разница в значениях скоростей для двух соседних пластов по абсолютной величине должна быть больше удвоенной суммарной средней квадратической погрешности определения скорости в каждом из пластов:

$$|V_m - V_{m-1}| > 2(s_{V_m} + s_{V_{m-1}});$$

2) в пределах каждого пласта отклонения времен от усредняющей прямой должны соответствовать квазинормальному распределению.

Вертикальные годографы усредняют графически или аналитически. При графическом усреднении пластовую скорость по вертикали определяют по формуле:

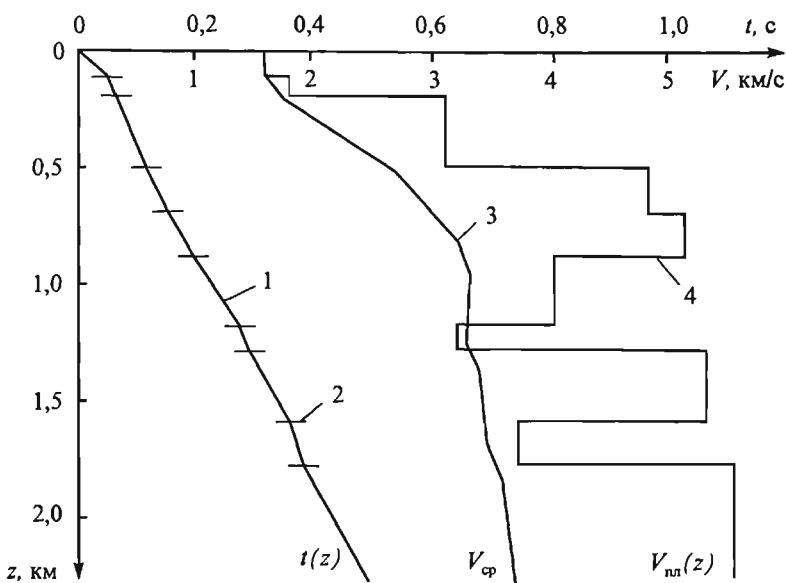
$$V_{plz} = \Delta z / \Delta t = (z_n - z_k) / (t_n - t_k),$$

где  $z_n$ ,  $z_k$  и  $t_n$ ,  $t_k$  — значения соответственно глубин и времен подошвы и кровли слоя, снятые в точках излома годографа.

При аналитическом усреднении пластовую скорость вычисляют по формуле метода наименьших квадратов

$$V_{plz} = [n \sum z^2 - (\sum z)^2] / (n \sum z t - \sum z \sum t),$$

где  $n$  — число точек на годографе;  $z$  и  $t$  — координаты точек на годографе.



**Рис. 9.30. Схема расчленения продольного вертикального гидографа при определении пластовой и средней скоростей:**

- 1 — продольный вертикальный гидограф,
- 2 — границы прямолинейных участков гидографа  $t(z)$ ,
- 3 — график зависимости средней скорости от глубины  $V_{\text{ср}}(z)$ ,
- 4 — график пластовой скорости  $V_{\text{пп}}(z)$

Средняя квадратическая погрешность определения пластовой скорости

$$s_v = (2V_{\text{пп}}^2/\Delta z) \sqrt{3(n-1)/n(n+1)} \sigma_t$$

где  $\Delta z$  — мощность пласта.

Погрешность времени  $\sigma_t$  может быть найдена по разбросу точек относительно усредняющей прямой  $\bar{t} = a + z/V_{\text{пп}}z$ :

$$\sigma_t = \pm \sqrt{\sum (\Delta t)^2 / (n-1)},$$

где

$$\Delta t = t(z) - \bar{t}(z) = t - a - z/V_{\text{пп}}z,$$

$$a = (\sum z^2 \sum t - \sum z \sum z t) / [n \sum z^2 - (\sum z)^2].$$

Пластовые скорости с автоматическим разбиением вертикального гидографа на пласты вычисляют на основе метода наименьших квадратов, метода средних или других методов, задаваясь предельно допустимой погрешностью времени, количеством пластов или другими дополнительными условиями.

В случае, когда вертикальный гидограф имеет вид плавной кривой, скоростной разрез представляют градиентной моделью. Для ее нахождения выполняют непосредственное дифференцирование вертикального гидографа, применяют предварительно его сглаживание.

При многократных наблюдениях на вертикальном профиле из нескольких пунктов возбуждения совместно интерпретируют непротодольные гидографы с оптимизацией и разбиением на пласты сразу по всем гидографам и для всего разреза, благодаря чему не происходит накопления ошибок. Имея записи хорошего качества с устойчивой формой прямой волны в области первых вступлений, удается приблизить детальность изучения скоростей методами ССН к детальности АК.

Пластовую скорость в горизонтальном направлении находят по формуле:

$$V_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{(V_{\text{эф}}^2 t_{\text{в}})_2 - (V_{\text{эф}}^2 t_{\text{в}})_1}{t_{\text{в}2} - t_{\text{в}1}}}, \quad (9.63)$$

где индекс «1» означает кровлю, индекс «2» — подошву пласта (интервала),  $V_{\text{эф}}$  — эффективные скорости, вычисленные по горизонтальным гидографам прямых (проходящих) волн. Пример и результаты определения  $V_{\text{пл}}$  по круговому профилю в околоскважинном пространстве приведен на рис. 3.12 в главе 3 в виде индикатрисы пластовых скоростей  $V_{\text{пл}}$  в зависимости от азимута  $\theta$ .

#### 9.5.4. Искажения скоростей, обусловленные неучетом анизотропии

Как отмечено в п. 9.5.3, приведение непротодольного вертикального гидографа ( $l > 0$ ) к продольному ( $l = 0$ ) без учета неоднородности и анизотропии, например, с использованием формулы (9.44), может быть причиной искажения продольного вертикального гидографа, а, следовательно, и определяемых по этому гидографу скоростей. Характер искажений эффективной скорости, обусловленный неучетом анизотропии на примере однородных ВПИ и ГПИ сред, детально рассмотрен в п. 9.2.6. Представляется интересным также рассмотреть для упомянутых сред искажения средних скоростей применительно к интерпретации непротодольных вертикальных гидографов прямых волн ССН.

Основываясь на изложенных в главе 4 связях лучевой скорости с упругими параметрами, можно заключить, что средняя скорость для ГПИ среды при  $\chi > 1$ ,  $E > 1$  (вертикально-трещиноватая среда) и азимуте с осью симметрии  $\theta = 0$  будет возрастать с глубиной  $z$  и убывать с увеличением выноса  $l$ . Для горизонтально-слоистой ВПИ среды будет наблюдаться убывание  $V_{\text{ср}}$  с ростом  $z$ . Отмеченные закономерности отличаются от установленных в п. 9.2.6 закономерностей изменения эффективных скоростей. Характер поведения  $V_{\text{ср}}$  и  $V_{\text{эф}}$  для ВПИ среды при любых азимутах  $\theta$  и ГПИ среды при  $\theta = 0$  в случае  $\chi > 1$  и  $E > 1$  изображены на рис. 9.31. Следует отметить, что в этом случае, наблюдается подобие закономерностей поведения скоростей в ВПИ среде с их поведением в макроанизотропной однородной горизонтально-слоистой среде, т.е. при наличии преломления на границах чередующихся слоев (рис. 9.32).

При  $\chi < 1$ ,  $E < 1$ , когда анизотропия типа ГПИ вызвана, например, горизонтальным сжатием среды по азимуту  $\theta = 0$ , а анизотропия ВПИ вертикальным давлением, характер закономерностей будет иным, чем в случае  $\chi > 1$ ,  $E > 1$ . Общие закономерности изменения  $V_{cp}$  и  $V_{\phi}$  для случая  $\chi < 1$ ,  $E < 1$  изображены на рис. 9.33. Из рис. 9.33 следует, что скорость  $V_{cp}$  в ГПИ при  $\theta = 0$  убывает с глубиной.

Представленные на рис. 9.31 закономерности ложного увеличения средней скорости с глубиной, свойственные для вертикально-трещиноватой ГПИ среды при  $\chi > 1$ ,  $E > 1$ , согласуются с результатами (рис. 9.34—9.35) экспериментальных исследований ВСП [89], выполненных В.И. Рыжковым.

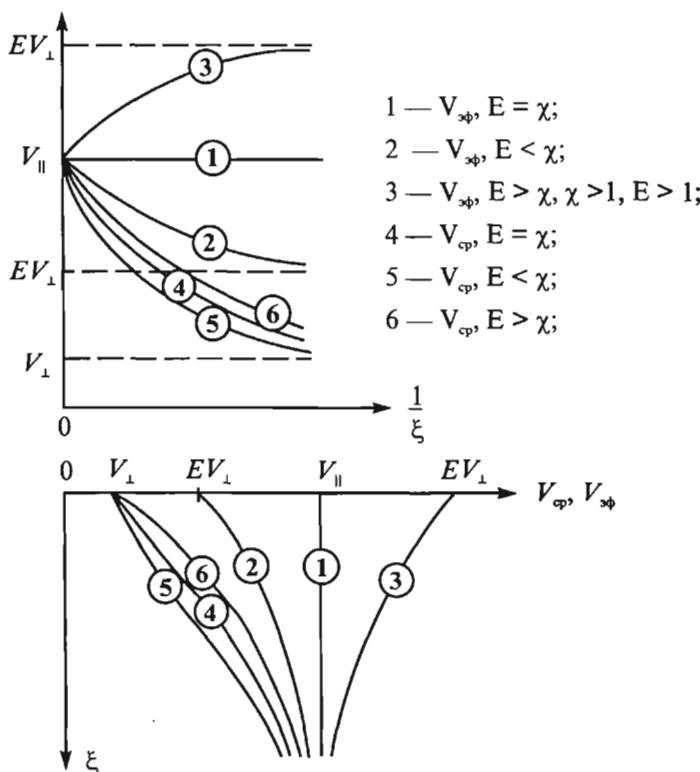


Рис. 9.31. Зависимости кажущейся средней и эффективной скоростей от  $l$  и  $z$  для однородной поперечно-изотропной среды при  $\chi > 1$   
(ГПИ среда:  $\theta = 0$ ,  $\xi = z/l$ ; ВПИ среда:  $\xi = l/z$  для всех  $\theta$ )

На рис. 9.34 и 9.35 представлены волновые поля ВСП для двух разных выносов ПВ в сопоставлении с модельными гидографами первых вступлений, рассчитанными в предположении изотропности среды. При малом выносе (менее 50 фут) различие  $dT$  между реальным гидографом первых вступлений  $T_{fb}$  и вычисленном  $T_{calc}$  не превышает 3 мс (рис. 9.35). При выносе порядка 200 футов

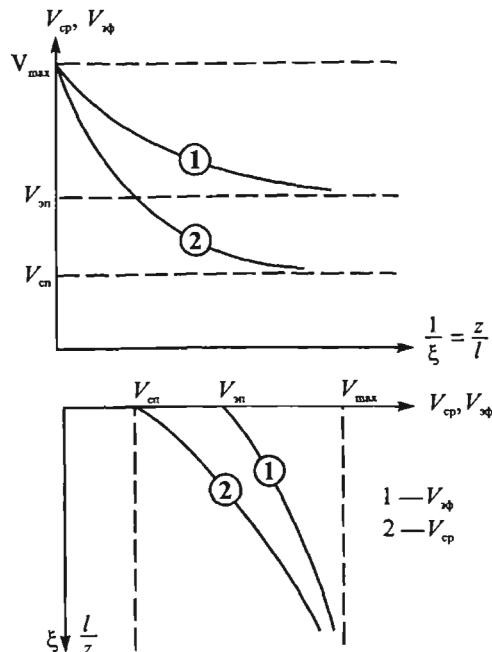


Рис. 9.32. Зависимости средней и эффективной скорости от выноса  $l$  ( $\xi = l/z$ ) ПП и глубины  $z$  ( $\xi = z/l$ ) для макрослоистой ( $h_i > \lambda$ ) однородно-упорядоченной среды

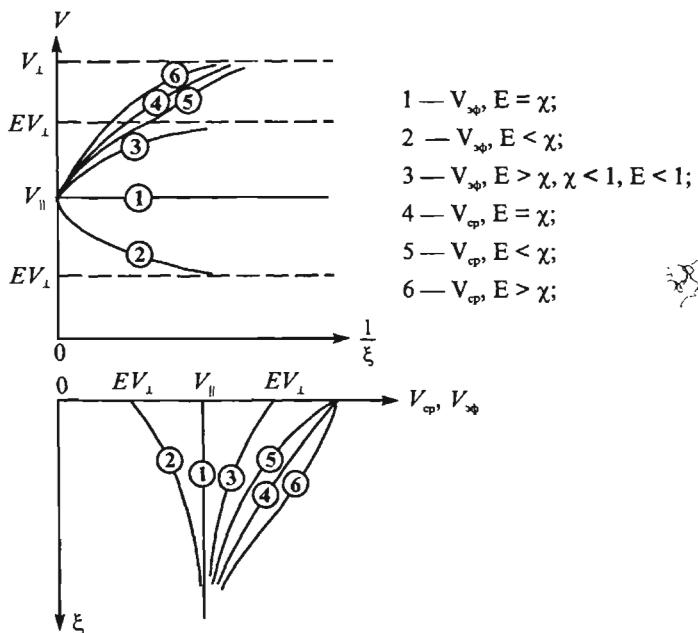
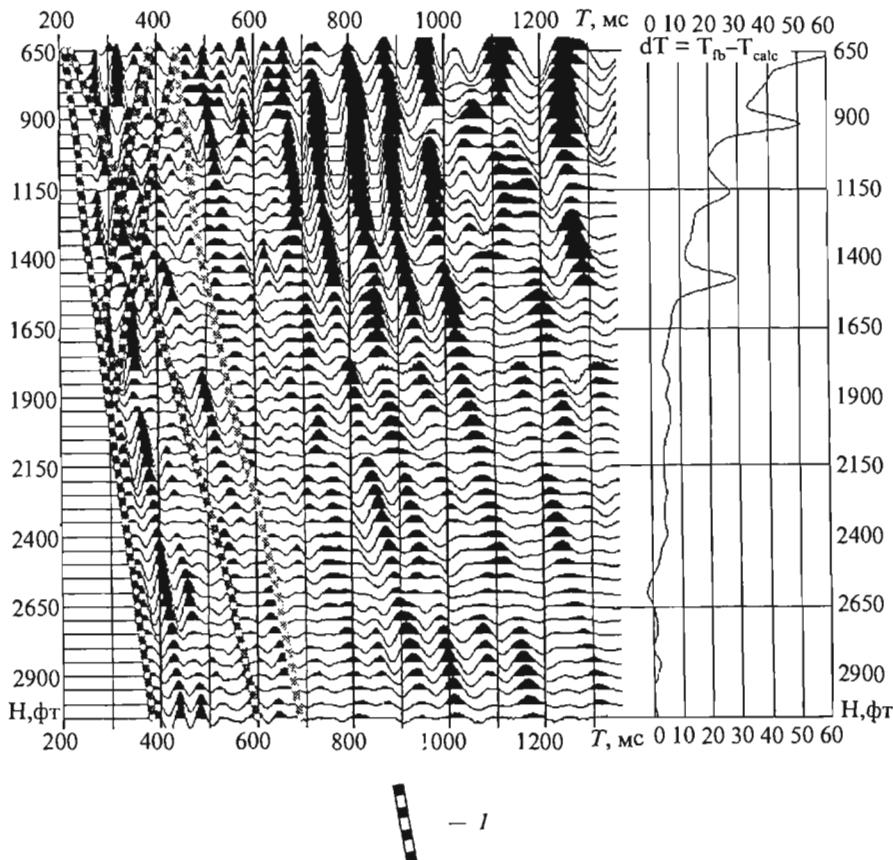
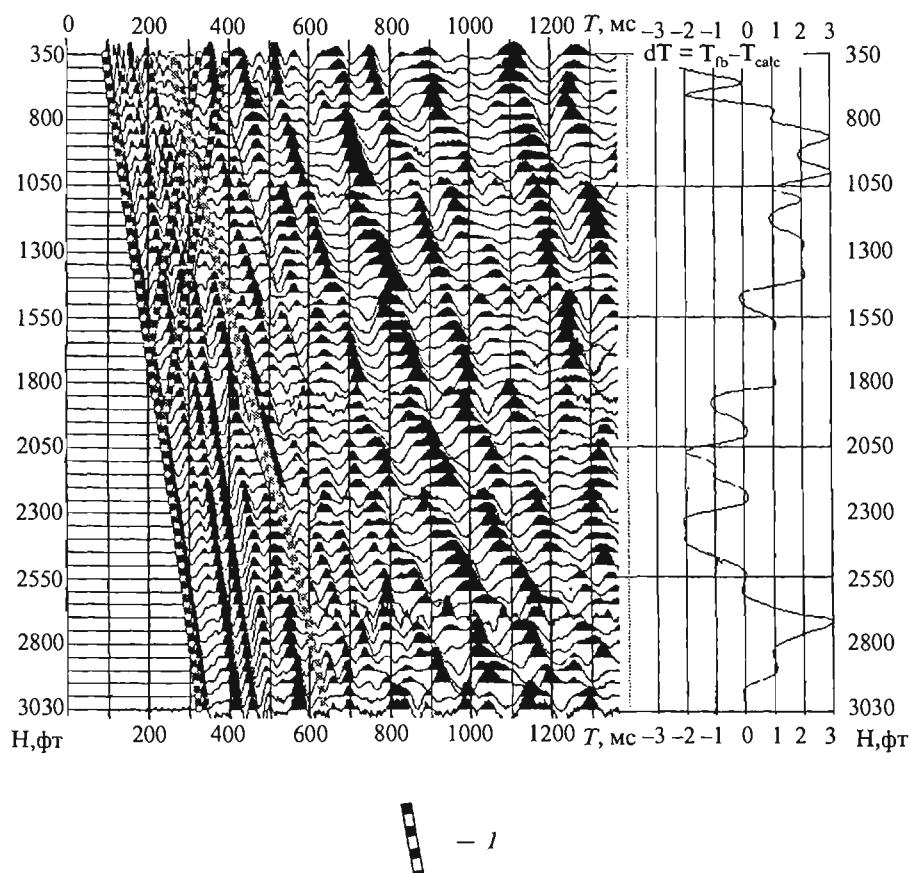


Рис. 9.33. Зависимости кажущейся средней и эффективной скоростей от  $l$  и  $z$  для однородной поперечно-изотропной среды при  $\chi < 1$   
(ГПИ среда:  $\theta = 0$ ,  $\xi = z/l$ ; ВПИ среда:  $\xi = l/z$  для всех  $\theta$ )

наблюдаются значения  $dT$  достигающие 60 мс на глубине  $H = 650$  фт и убывающие до 0 при глубине  $H = 2950$  фт (рис. 9.34). Наблюдаемое явление — убывание  $dT$  с глубиной — является следствием неучета фиктивного возрастания с глубиной средней скорости, свойственного ГПИ среде при  $\chi > 1$  и наблюдениях вкрест простирации трещин (рис. 9.31).



**Рис. 9.34.** Волновое поле ВСП, зарегистрированное на  $Z$ -компоненте при наличии выноса ПВ от устья скважины в сопоставлении с модельными гидографами ( $I$ ) нисходящих и восходящих  $P$ -волн и нисходящих  $S$ -волн и кривые разности времен  $dT(H)$  реального и модельного гидографов  $P$ -волн



**Рис. 9.35. Волновое поле ВСП, зарегистрированное на  $Z$ -компоненте при незначительном выносе ПВ от устья скважины в сопоставлении с модельными годографами (1) нисходящих и восходящих  $P$ -волн и нисходящих  $S$ -волн и кривые разности времен  $dT(H)$  реального и модельного годографов  $P$ -волн**

# ГЛАВА 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДПА – ДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ИНВЕРСИЯ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

## 10.1. Определение ДПА, основанное на анализе амплитудных вариаций, и их физико-геологическая обусловленность

### 10.1.1. Разновидности способов

В главе 7 кратко охарактеризованы способы определения и интерпретации динамических параметров и атрибутов (ДПА). Отмечено, что некоторые современные обрабатывающие системы включают многие десятки таких способов. При этом большинство из них основано на анализе амплитудных вариаций (АВ) волнового поля и относится, в соответствии с классификацией, принятой в главе 7 (см. рис. 7.24) к первой группе, условно именуемой — способы АВ.

Все способы АВ можно подразделить на две подгруппы. Первая подгруппа предназначена для изучения АВ отражений на сейсмических трассах нулевого удаления ПВ—ПП с изменением времени пробега  $t_0$ , соответствующего нормально отраженному лучу (АВН). При этом анализируют исходные трассы нулевого удаления, или трассы ИОСТ и ИОТО, пренебрегая их отличием от исходных трасс нулевого удаления. Вторая подгруппа, наряду с анализом АВ с изменением  $t_0$ , предусматривает анализ АВ с изменением удаления / источник-приемник и азимута наблюдений (АВУ).

Наиболее распространенными способами АВН являются:

- способ «яркого» пятна (ЯП), заключающийся в картировании локальных аномалий амплитуд отражений;
- псевдоакустический каротаж (ПАК), реализующий акустическую инверсию амплитуд отражений на сейсмопротяженности нулевого удаления ПВ—ПП во времени  $t_0$  в кривую изменения акустической жесткости с глубиной;
- способ синтезирования волновых полей (СВП) с целью стратиграфической привязки и отражений и их интерпретации в околоскважинном и межскважинном пространстве;
- подбор модели среды (ПМС) на основе итеративного синтезирования волнового поля и его сопоставления с реальным полем до минимизации их расхождений.

К подгруппе АВУ относятся:

- способ параметрических диаграмм (ПД), сущность которого состоит в построении и анализе развернутых во времени  $t_0$  динамических диаграмм, характеризующих пространственные АВ;
- способ AVO (*Amplitude Variation with offset*), предназначенный для изучения и интерпретации АВ с выносом ПП относительно ПВ;
- способ упругой инверсии (УИ), заключающийся в определении упругих параметров среды.

### 10.1.2. Физико-геологическая обусловленность АВ

Физико-геологическая обусловленность АВ вытекает из физических и геологических основ 3D сейсморазведки (глава 3) и теоретических представлений об упругих свойствах среды и распространении сейсмических волн (главы 4 и 5).

Из главы 3 следует, что, в соответствии с обычно принятой интерпретационной моделью (3.1) волнового поля, амплитуда отраженной волны после исключения эффектов расхождения, преломления, рассеяния и поглощения с точностью до постоянного множителя равна коэффициенту отражения  $R$ . В главе 5 показано, что при нормальном падении плоской  $P$  волны на отражающую границу коэффициент отражения  $R_{pp0}$  (5.40), а следовательно, и амплитуда, зависят от значения акустической жесткости (импеданса)  $g = V_p \rho$  граничащих сред. При углах падения, отличающихся от нуля, на коэффициент  $R_{pp}$  и амплитуду отражения существенно влияет не только акустическая жесткость  $g$ , но и коэффициент Пуассона  $\sigma$  контактирующих сред или, учитывая прямую связь  $\sigma$  и  $V_p / V_s$  (табл. 4.1), отношение скоростей  $V_p / V_s$ . Зависимость  $R_{pp}$  от  $\sigma$  и  $V_p / V_s$  при малых углах ( $\alpha < 30^\circ$ ) определяют равенства (5.47, 5.50).

Опираясь на сведения, изложенные в главе 3, приведем некоторые дополнительные данные [10], касающиеся, главным образом, зависимости  $V_p / V_s$  от геологических факторов, имея в виду, что  $V_p / V_s$  является одним из главных параметров, определяющих характер АВ.

#### Литология.

Влияние литологии на отношение  $V_p / V_s$ , где  $V_p$  (км/с), характеризует табл. 10.1 и рис. 10.1.

Таблица 10.1

№	Литология	$V_p / V_s$
1	Газовый песок	1,50
2	Песчаники	1,24 / (1-1,06 / $V_p$ )
3	Глинистые сланцы	1,34 / (1-1,13 / $V_p$ )
4	Аргилито-глинистые отложения	1,16 / (1-1,36 / $V_p$ )
5	Чистые известняки	1,90
6	Доломиты	1,72 / (1-1,36 / $V_p$ )
7	Угли	1,92-2,20
8	Лангриды	1,8
9	Каменная соль	1,7

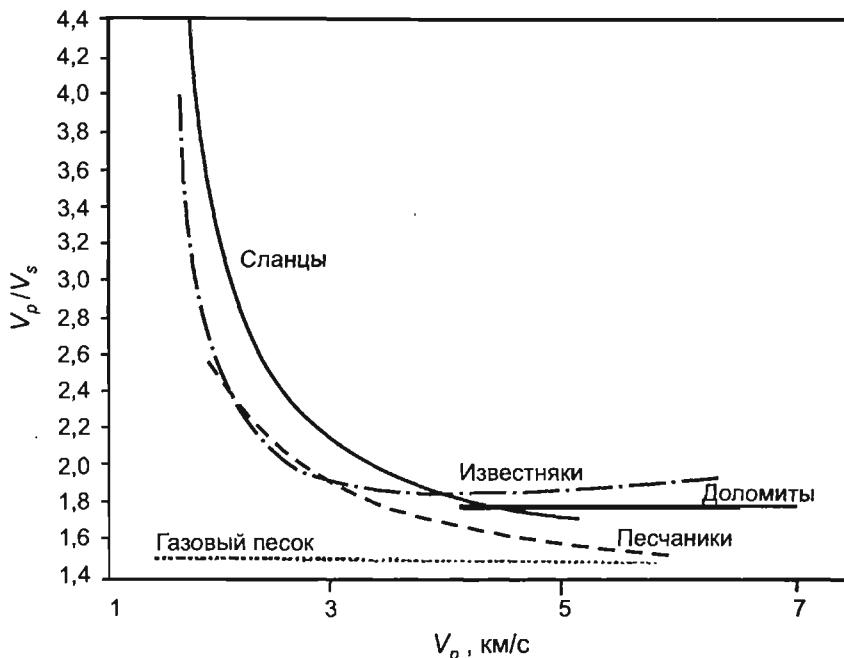


Рис. 10.1. Зависимость  $V_p / V_s$  от  $V_p$  для пород различной литологии [10], свидетельствующая о том, что выделение газового песка по значениям  $V_p / V_s$  более надежно при низких  $V_p$

Табл. 10.1 составлена по данным многоволнового каротажа в акустическом диапазоне частот, сейсмокаротажа и лабораторных измерений в ультразвуковом диапазоне.

Из табл. 10.1 и рис. 10.1 следует, что породы разной литологии лучше различаются по величинам  $V_p / V_s$  при высоких значениях  $V_p$ , в тоже время газо- и водонасыщенные породы легче различить по значениям  $V_p / V_s$  при низких  $V_p$ .

#### Пористость.

Увеличение коэффициента пористости  $m$  ведет к уменьшению скоростей  $V_p$  и  $V_s$  по-разному влияя на отношение  $V_p / V_s$ .

Для слабо консолидированных пород, находящихся под низким давлением,

$$V_p = (1 - m)^2 V_{PTB} + m V_\Phi, \quad (10.1)$$

$$V_s = (1 - m)^2 V_{STB},$$

где  $V_{PTB}$  и  $V_{STB}$  — скорости в скелете породы;  $V_\Phi$  — скорость в заполняющем поры флюиде. Из (10.1) видно, что с ростом  $m$  скорость  $V_s$  убывает быстрее, чем  $V_p$ . В связи с чем имеет место рост  $V_p / V_s$  с пористостью  $m$ .

$$V_p / V_s = V_{PTB} / V_{STB} + [m / (1 - m)^2] V_\Phi / V_{STB}. \quad (10.2)$$

Для пород с жестким скелетом в соответствии с уравнением среднего времени (3.13):

$$1/V_p = (1 - m)/V_{PTB} + m/V_\Phi \quad (10.3)$$

а также считая, что  $V_S = V_{STB}$ , получим, что

$$V_p / V_S = 1 / [(1 - m) / V_{PTB} + m / V_\Phi] \cdot V_{STB}. \quad (10.4)$$

Из (10.4) следует, что для жестких пород отношение  $V_p/V_S$  с увеличением  $m$  убывает.

#### *Термодинамические условия.*

Общее поведение скоростей волн в зависимости от геостатического давления и температуры рассмотрено в п. 3.3.3. С увеличением давления скорости увеличиваются, а с повышением температуры уменьшаются. Влияние увеличения геодавления превалирует над влиянием повышения температуры с глубиной, поэтому, как правило, скорости с глубиной возрастают. Исключение составляют лишь зоны пониженных скоростей, в которых увеличенное внутреннее (поровое) давление действует противоположно геостатическому.

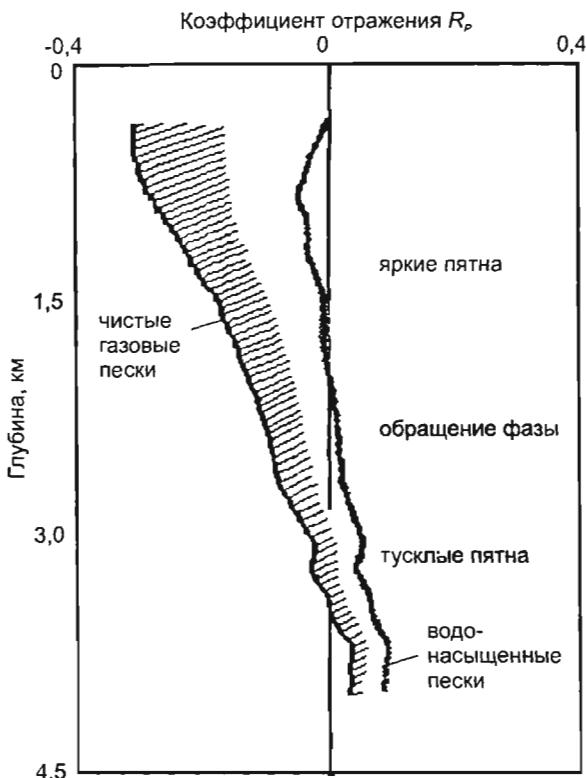


Рис. 10.2. Сравнение поведения коэффициента отражения  $R_p$  от глубины для водонасыщенных и газонасыщенных песков (на примере залива Голф Кост) [106].

Заштрихованная область показывает пределы изменения  $R_p$ , обусловленные степенью глинизации песка

Для амплитудного анализа особый интерес представляет поведение коэффициентов отражения в зависимости от геодавления (или глубины). Пример такого поведения, характерный для терригенного разреза, приведен на рис. 10.2. На нем показано, что коэффициент отражения для водонасыщенного песчаника с глубиной изменяется слабо, хотя тенденция перехода от отрицательного значения к положительному с увеличением глубины существует. Коэффициент отражения для газового песчаника на малых и средних глубинах отрицателен и только на больших глубинах он становится положительным, а кривые для газо- и водонасыщенных песчаников сближаются. Это означает, что возможность определения углеводородов с глубиной ухудшается.

### *УВ-насыщение.*

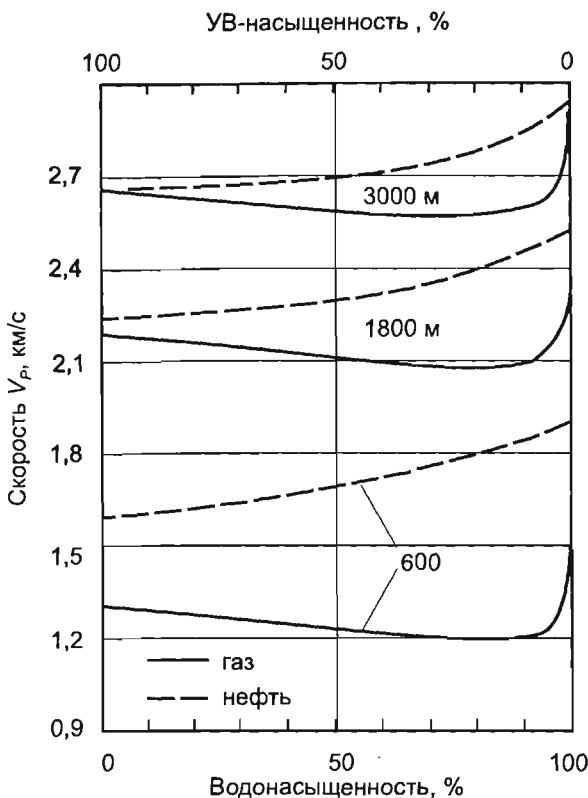
При давлениях и температурах, характерных для осадочного чехла,  $V_p$  минерализованной воды составляет 1,5—1,65 км/с. Скорость  $V_p$  в нефти существенно зависит от ее газонасыщенности и изменяется от 0,45 км/с (для «живой» — сильно газонасыщенной нефти) до 1,2 км/с (для «мертвой» нефти), а  $V_p$  для УВ газов зависит от давления и возрастает с глубиной от 0,4 до 0,6 км/с. Плотность воды с глубиной практически не изменяется и в зависимости от минерализации составляет 1,0—1,1 г/см<sup>3</sup>, плотность нефти с глубиной в среднем уменьшается от 0,9 до 0,6 г/см<sup>3</sup>, а плотность газов за счет повышения давления может возрастать с увеличением глубины на порядок (с 0,01 г/см<sup>3</sup> на поверхности до 0,1—0,2 г/см<sup>3</sup> на глубинах 2—4 км).

Теоретическая зависимость  $V_p$  от характера флюидонасыщения изображена на рис. 10.3. Эта зависимость установлена [47] для модели среды при следующих допущениях о её свойствах:

- скелет породы изотропный и гомогенный;
- скелет, зерна, флюиды и сама порода подчиняются закону Гука;
- поровое пространство взаимосвязано, давление флюидов постоянно, флюиды не поступают и не покидают объема системы.

Поскольку сжимаемость газов на несколько порядков выше сжимаемости воды и нефти, то присутствие газа в количестве всего 5—10% в газоводяной смеси приводит к резкому уменьшению скорости  $V_p$ , а при увеличении относительного содержания газа в порах свыше 10%,  $V_p$  даже слабо возрастает за счет уменьшения объемной плотности среды. Сжимаемости нефти и воды различаются не столь резко, и поэтому замещение воды на нефть в порах приводит к плавному уменьшению  $V_p$ . Эти выводы хорошо согласуются с многочисленными экспериментальными данными. Таким образом, между скоростями продольных волн при заполнении пор водой ( $V^w_p$ ), нефтью ( $V^n_p$ ) и газом ( $V^g_p$ ) существует, отмеченное в главе 3, следующее соотношение  $V^w_p > V^n_p \geq V^g_p$ , причем с увеличением глубины залегания различие между скоростями  $V^n_p$  и  $V^g_p$  уменьшается.

Скорости поперечных волн в породе с двухфазным заполнителем ведут себя противоположным образом, так как тип флюида не влияет на сопротивление породы сдвиговой компоненте — она ослабляется только присутствием пор. Изменения скоростей поперечных волн возникают лишь за счет изменения плотности флюида и по масштабам они значительно меньше, чем для скоростей продольных волн. Поэтому между скоростями поперечных волн в водо-



**Рис. 10.3. Скорость  $V_p$  как функция коэффициентов водонасыщения и УВ-насыщения для нефте- и газонасыщенных песков на глубинах 600, 1800 и 3000 м**

насыщенных  $V_s^b$  нефтенасыщенных  $V_s^h$  и газонасыщенных  $V_s^r$  породах существует противоположное соотношение  $V_s^b \leq V_s^h \leq V_s^r$ . Таким образом, соотношение  $V_p/V_s$  для нефте- и газонасыщенных пород всегда меньше, чем для водонасыщенных. Следовательно, характер флюидонасыщенности оказывает существенное влияние на отношение  $V_p/V_s$  и коэффициент  $\sigma$  Пуассона и тем самым на поведение коэффициента отражения с удалением ПВ-ПП.

#### *Связь между скоростью и плотностью*

При анализе АВ важное значение имеют представления о плотностях горных пород. Объемная плотность пород  $\rho$  прямо зависит от плотности зерен слагающих скелет  $\rho_{TB}$ , плотности флюида  $\rho_\phi$  и пористости  $m$ :

$$\rho = (1 - m)\rho_{TB} + m\rho_\phi . \quad (10.5)$$

Если скважинные данные о плотностях отсутствуют, то для их определения используют связи между скоростью распространения волн и плотностью, установленные в результате обобщения экспериментальных данных. Для большин-

ства пород связь между скоростью  $V_p$  и плотностью  $\rho$  можно представить выражением:

$$\rho \approx a V_p^b, \quad (10.6)$$

где  $a$  и  $b$  зависят от литологии пород. Для песчаников и глинистых сланцев эта зависимость (рис. 10.4) имеет следующий вид [92]:

$$\rho \approx 1,741 V_p^{0.25}, \quad (10.7)$$

где  $V_p$  (км/с), а  $\rho$  ( $\text{г}/\text{см}^3$ ). Из (10.7) следует:

$$\Delta\rho/\rho \approx 0,25 \Delta V_p / V_p. \quad (10.8)$$

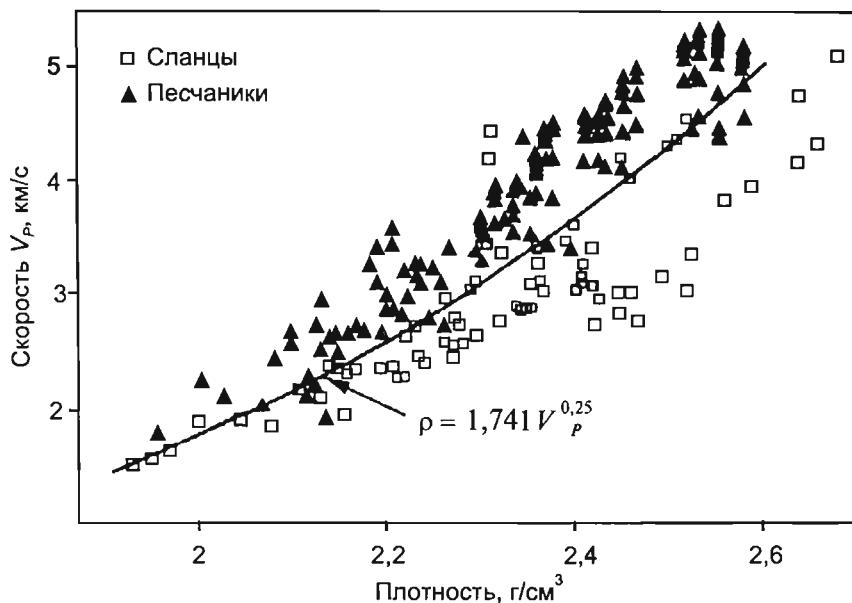


Рис. 10.4. Сопоставление скоростей Р-волны и плотностей (по лабораторным и каротажным данным) для песчаников и глинистых сланцев, иллюстрирующий соотношение (10.7)

Уравнения (10.7—10.8) являются приближенными. Для получения более точных связей проводят обобщение данных  $V_p$  и  $\rho$  для конкретного района.

Мы рассмотрели физико-геологическую обусловленность АВ для изотропных сред. Реальные среды всегда анизотропны, что оказывает существенное влияние на поведение амплитуды отражений. Теоретическое представление о характере этого влияния для простейших моделей анизотропных сред можно получить, анализируя выражения для коэффициентов отражения, приведенные в п. 5.5. Из этих выражений следует, что наряду с вариациями амплитуд

с удалением ПВ—ПП и глубиной отражающей границы, в случае анизотропных сред возможны азимутальные АВ. Такие АВ имеют место, в частности, в случае вертикально-трещиноватой ГПИ среды.

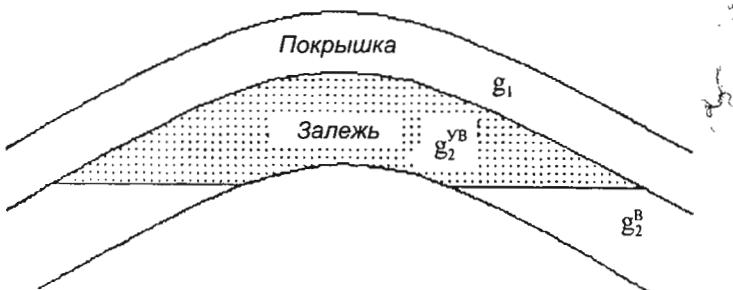
В заключение п. 10.1.2 отметим, что физико-геологическая обусловленность АВ является основой геологической интерпретации ДПА.

## 10.2. Способы анализа амплитудных вариаций с изменением времени пробега по нормально отраженному лучу (АВН)

### 10.2.1. Способ яркого пятна

Известно, что залежи нефти и газа часто проявляются на сейсмограммах отраженных волн в виде локальных аномалий повышенных или пониженных значений амплитуд. В связи с этим предложено использовать этот эффект для обнаружения залежей УВ анализируя АВ на сейсмических временных разрезах ОСТ. Способ основан только на изучении изменений амплитуд отражений от границы покрышка-коллектор на сейсмических разрезах (в предположении, что это амплитуды нормальных отражений) и получил название способа яркого пятна.

Для объяснения причин появления на сейсмических разрезах локальных аномалий амплитуд рассмотрим, следуя [10], простейшую модель (рис. 10.5), представляющую структуру из двух пластов: нижнего — коллектора (резервуара), в котором находится залежь УВ, а верхнего — покрышки.



**Рис. 10.5. Модель, поясняющая возникновение на сейсмических разрезах яркого пятна**

жесткость (импеданс) покрышки  $g_1$ , водонасыщенного коллектора  $g_2^y$ , и залежи  $g_2^B$  заданы, то для определения коэффициента отражения  $R_{p0}$  от такой границы можно использовать выражение (5.40). В соответствии с равенством (5.40) изменения вдоль этой границы коэффициента отражения  $R_{p0}$ , а, следовательно, и амплитуды при нормальном падении, будут зависеть от изменений

вдоль этой границы импеданса коллектора. В зависимости от соотношения импедансов  $g_1$ ,  $g^a_2$  и  $g^{yb}_2$ , можно представить три разных случая изменения  $R_{p0}$  вдоль границы покрышки — залежь:

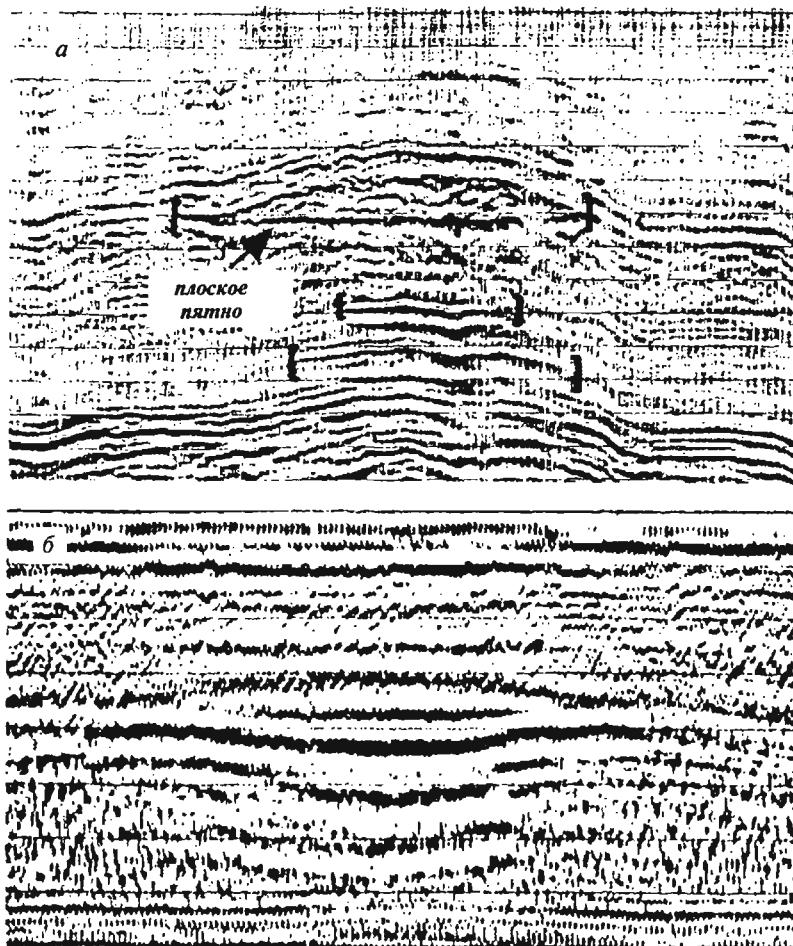
1. Если  $g^a_2 > g_1$  и  $g^{yb}_2 > g_{1m_0}$  большой положительный коэффициент (амплитуда) отражения, характерный для периферии залежи, уменьшается над залежью, но остается положительным. В этом случае на разрезе наблюдается локальное уменьшение амплитуд, называемое «тусклым пятном». Такой случай может иметь место, если коллектор, например, представлен хорошо сцепленным жестким песчаником или известняком и, несмотря на замещение воды на газ, его импеданс остается выше импеданса покрышки (глины или глинистых сланцев).
2. Если  $g^b_2 > g_1$  и  $g^{yb}_2 < g_1$ , то при переходе от периферии залежи к самой залежи маленький положительный коэффициент (амплитуда) изменяется на маленький отрицательный коэффициент отражения. В этом случае на разрезе на краях залежи наблюдаются «обращения фаз» или, по-другому, смена полярности. Это может быть, если коллектор представлен менее жестким, чем покрышка, слабо сцепленным песчаником, когда замещение воды газом приводит к меньшему его импедансу, чем импеданс покрышки.
3. Если  $g^b_2 < g_1$  и  $g^{yb}_2 < g_1$ , то при переходе от периферии залежи к самой залежи маленький отрицательный коэффициент (амплитуда) принимает большие отрицательные значения. На разрезе залежь отмечается локальным увеличением отрицательной амплитуды и этот эффект называется «ярким пятном». Яркие пятна могут появиться, например, если коллектор представлен мягкими породами — песками. В этом случае импеданс песков меньше, чем покрышки, независимо от насыщения песка водой или УВ.

Поскольку влияние поровых флюидов на скорость больше для относительно неконсолидированных терригенных пород, то эффект яркого пятна лучше проявляется при относительно молодых отложениях и поэтому способ яркого пятна хорошо применим, например, к третичным терригенным бассейнам, расположенным, главным образом, в прибрежной полосе и по периферии континентов.

Каждый из указанных трех типов амплитудных аномалий обычно проявляется в определенных диапазонах глубин — яркие пятна на относительно небольших глубинах, аномалии в виде обращения фазы — на больших глубинах, и最难 определяемые тусклые пятна — на еще больших глубинах. Под обобщающим термином «яркого пятна» обычно понимают все три отмеченных типа амплитудных аномалий.

Яркие пятна на сейсмических разрезах могут сопровождаться дополнительными индикаторами залежей. Назовем эти индикаторы:

- Там, где хорошо проявляется водонефтяной или газонефтяной контакт, перепад импедансов может быть достаточно большим для того, чтобы существовали сильные отражения, которые четко выделяются на сейсмических разрезах благодаря их горизонтальному положению в отличие от других наклонных отражений. Отражение от такого контакта получило название «плоского пятна» (рис. 10.6а)



**Рис. 10.6. Эффекты проявления ярких и плоских пятен [10]:**  
 а — разрез с яркими пятнами и плоским пятном (Западная Сибирь);  
 б — разрез с ярким пятном в виде «улыбки», обусловленной газовой залежью (Сахалинский шельф)

- Если мощность пласта коллектора мала по сравнениюю с предельной разрешающей способностью сейсморазведки, то отражения от кровли коллектора, межфлюидного контакта и подошвы коллектора интерферируют друг с другом, образуя, в результате интерференции, сложные отражения с различными изменениями фаз и амплитуд. При малой протяженности межфлюидных контактов отраженные волны от них слабы и от края залежи могут регистрироваться только дифрагированные волны.
- Понижение скорости в залежах УВ может также влиять на отражения от более глубоких горизонтов из-за увеличения времени пробега волн и отклонения лучей, проходящих через залежь. Поэтому, особенно если залежь газовая, оси синфазности ниже ее могут образовывать ложный про-

гиб за счет увеличения времени пробега волны в залежи. Этот прогиб, в совокупности с выпуклой «яркой» структурной осью образует своеобразную «улыбку» (рис. 10.6б).

- Из-за возрастания поглощения сейсмических волн в залежи, иногда ниже залежи, наблюдается затухание энергии отражений и понижение частотного состава колебаний.

Для обнаружения амплитудных аномалий, связанных с УВ, трассы сейсмических разрезов часто выводятся специально с маленьким усилением, тогда большие амплитуды, обусловленные яркими пятнами, становятся на разрезах более отчетливыми.

В заключение приведем еще один пример (рис. 10.7) проявления «яркого пятна», связанного с залежью газа в нижнемеловых отложениях (горизонт  $M'$ ) Шаймского района Западной Сибири [62]. На рис. 10.7а изображен график

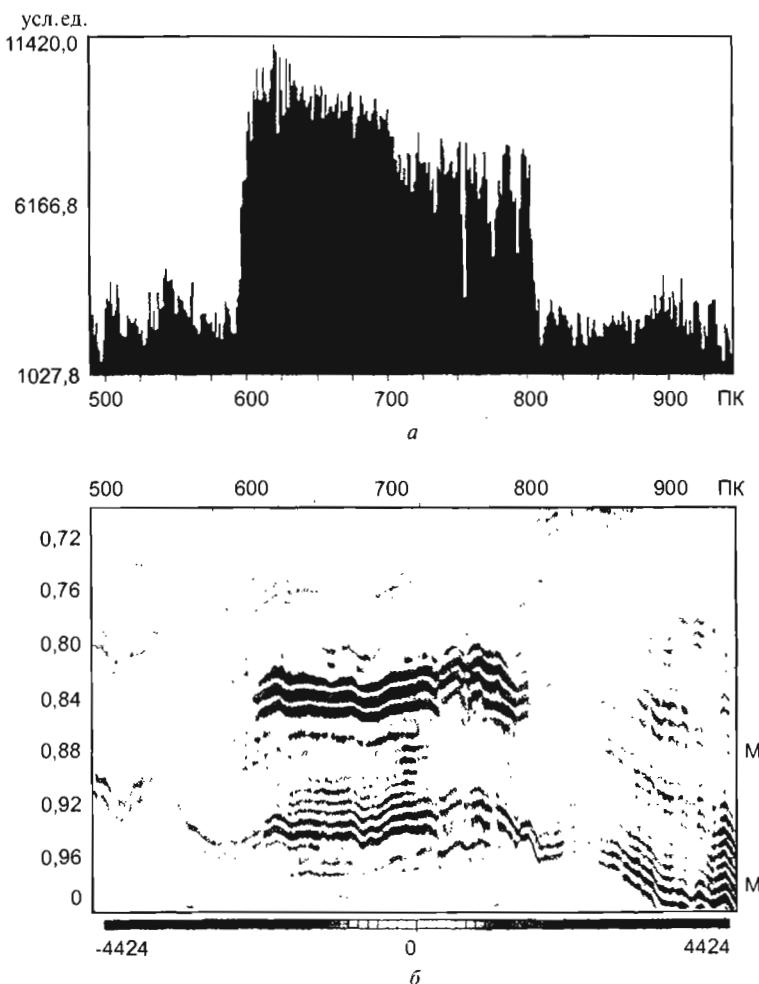


Рис. 10.7а. График максимальных значений амплитуд по горизонту  $M'$  (а) и фрагмент временного разреза типа яркого пятна (б)

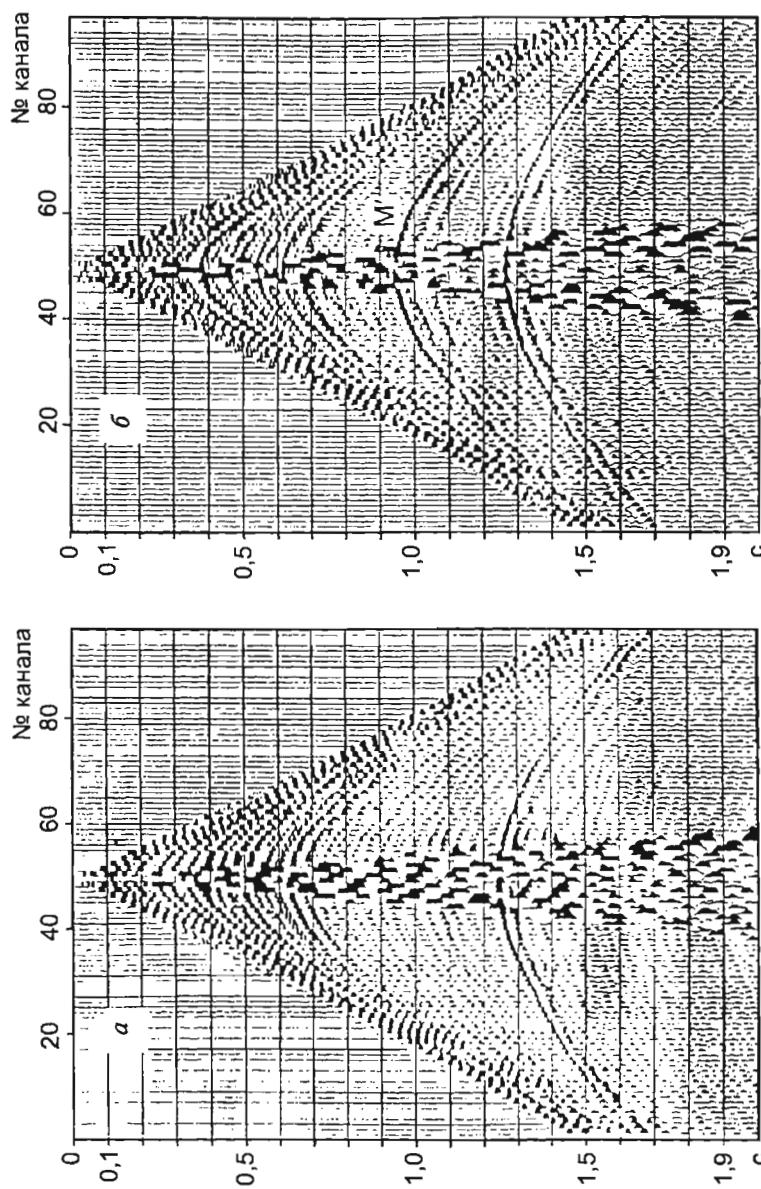


Рис. 10.7. Сравнение типичной полевой сейсмограммы (а) и сейсмограммы с амплитудной аномалией типа «яркое пятно» на горизонте  $M'$  (б)

изменения значений амплитуд по горизонту  $M'(a)$  и фрагмент временного разреза с четко проявляющейся аномалией амплитуд. Следует отметить, что «яркое пятно» отмечается непосредственно на полевой сейсмограмме (рис. 10.7б).

### 10.2.2. Псевдоакустический каротаж (ПАК)

Способ основан на предположениях, что обработка волнового поля позволила исключить зависимость колебаний от всех факторов кроме фактора отражения и получить изображение волнового поля в виде свертки

$$U(x, y, t) = kR_0(x, y, t) * f(t), \quad (10.9)$$

где  $k$  — масштабный множитель,  $R_0(x, y, t)$  — распределение в пространстве  $x, y; t = t_0$  коэффициентов отражения нормально падающей волны на локально горизонтальные границы скачкообразного изменения акустической жесткости;  $f(t)$  — единичный импульс, определяющий форму отраженного сигнала.

Предполагается также, что слои, расположенные между отражающими границами локально однородны, т.е. обладают локально постоянной акустической жесткостью  $g = V_p$ .

В 3D сейсморазведке ПАК обычно применяют для инверсии трасс ИОСТ и ИОТО прошедших обработку с подавлением кратных волн. Целью ПАК 3D является получение трехмерных изображений акустической жесткости — импеданса  $g(x, y, t)$  — или (при известной плотности пород) — распределения интервальных скоростей  $V(x, y, t)$ . Считается, что трасса несет в себе информацию лишь о той части модели среды, которой соответствует среднечастотная область, ограниченная диапазоном частот от  $f_h$  до  $f_b$ , в котором сосредоточена практически вся энергия сейсмического импульса. Особенности модели среды, определяемые высокочастотной  $f > f_b$  областью ее частотной характеристики, принципиально не могут быть восстановлены, а составляющие модели среды, определяемые низкочастотной  $f < f_h$  областью, должны задаваться в качестве дополнительной информации.

Для получения импульсной сейсмограммы, соответствующей среднечастотной области частотной характеристики среды, проводят корректирующую деконволюцию трасс и масштабирование временного разреза на основе со-поставления с эквивалентно профильтрованной импульсной сейсмограммой, рассчитанной по данным АК. Ввод информации на низких частотах реализуют путем суммирования кривой, восстановленной по сейсмическим трас-сам, с кривой пластовой скорости  $V_{pl}(t)$ , полученной по данным ССН либо по результатам кинематической интерпретации отраженных волн.

Преобразование импульсной сейсмограммы в акустическую или скоростную кривую осуществляется инверсией формулы (5.40) для коэффициента отражения при нормальном падении луча

$$R_{p0} = \frac{g_2 - g_1}{g_2 + g_1}. \quad (5.40)$$

Из (5.40) следует:

$$g_2 = V_2 \rho_2 = g_1 [(1 + R_{01}) / (1 - R_{01})] , \quad (10.10)$$

отсюда

$$g_m = g_1 \prod_{j=1}^{m-1} [(1+R_{0j}) / (1-R_{0j})] , \quad (10.11)$$

где  $g_1$  — акустическая жесткость (импеданс) в верхнем слое, покрывающем первую границу,  $g_m$  — акустическая жесткость (импеданс) в  $m$  слое, покрывающем  $m$ -ую границу. Полагая, что плотность связана со скоростью корреляционной зависимостью (10.6) из (10.11) будем иметь:

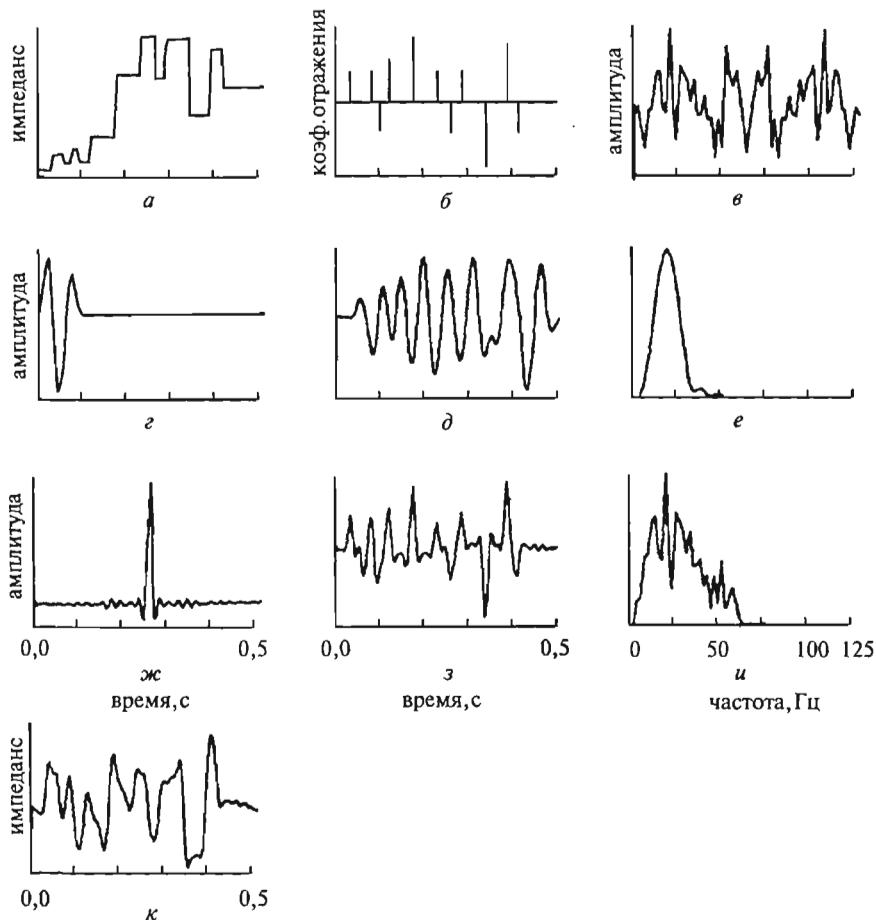


Рис. 10.8. Исходная модель импедансов (а) и возможности ее восстановления посредством ПАК: импульсная трасса (б) и ее спектр (в); сейсмический импульс (г); синтетическая трасса (д), полученная путем свертки импульсной трассы с сейсмическим импульсом; амплитудный спектр импульса (е); сейсмический импульс после деконволюции (ж); синтетическая трасса после деконволюции (з) и ее спектр (и); восстановленная модель импедансов (к)

$$V_m = V_1 \prod_{j=1}^{m-1} [(1+R_{0j}) / (1-R_{0j})]^{1/(1+b)}. \quad (10.12)$$

Значения  $g_m$  и  $V_m$  можно найти, зная величину  $g_1$  и  $V_1$  в верхнем слое.

Возможности восстановления импеданса с помощью ПАК при отсутствии дополнительной информации иллюстрирует рис. 10.8, на котором изображены результаты моделирования. Из рисунка следует, что исходная (а) и восстановленная (к) модели существенно различаются. На восстановленной модели отсутствует информация, соответствующая среднечастотной и низкочастотной областям характеристики среды.

### 10.2.3. Синтезирование волнового поля (СВП)

По своей сущности СВП является способом решения прямой динамической задачи. Однако этот способ широко применяют и при решении обратной задачи — для стратиграфической привязки отражений, масштабирования коэффициентов отражения  $R_p$ , экстраполяции и интерполяции данных ГИС в околоскважинное и межскважинное пространство на основе сопоставления реальных и синтезированных записей, а также, непосредственно при ПМС.

Целью СВП в 3D сейсморазведке является получение синтетического волнового поля, состоящего из сейсмопротяжек, характеризующих АВ отражений с изменением времени их прихода  $t_0$ .

Предполагают, что отражения возникают при падении плоской волны на дискретно распределенные по глубине  $H$  залегания локально (в пределах бина), горизонтальные границы. Предположение о локальной горизонтальности каждой из границ в пределах бина при возможном изменении ее глубины (при переходе к другому бину) создает условия синтезирования временных разрезов 2D и волновых полей 3D для наклонных и криволинейных границ. Исходными данными для СВП обычно являются модели скорости и плотности, полученные с помощью АК и плотностного каротажа.

При построении синтетической трассы с учетом потерь при прохождении промежуточных границ и многократных отражений, полученную модель вертикально-неоднородной среды разбивают на систему из  $N$  плоско-параллельных однородных слоев с одинаковым временем пробега волны по вертикали и методом сеток рассчитывают импульсную сейсмограмму с постоянным шагом по времени, равным  $2\tau$ , и переменным шагом по глубине  $\Delta H_n$ , равным  $V(H_n)\tau$ , где  $V(H_n)$  — скорость в точке  $H_n$ ,  $\tau = \Delta H/V$ . Амплитуды волны в узле сетки с координатами  $l, m$  рассчитываются по рекуррентной формуле:

$$U_{l,m} = (1 + R_l) U_{l-1,m} + (1 - R_l) U_{l+1,m} - U_{l,m-1},$$

где  $l$  — индекс по оси  $H$ ;  $m$  — индекс по оси  $t$ ;  $R_l$  — коэффициент отражения.

Импульсную сейсмопротяжку — дискретную функцию времени в точках  $t = 2\tau m$  находят по формуле:

$$f_\delta(t) = \sum_{m=0}^{\infty} U_{0,m} \delta(t - 2\tau_m), \quad 0 < t < \infty, \quad (10.13)$$

где  $\delta(t)$  — единичный импульс Кронекера. Она отображает характер распределения во времени амплитуд всех отраженных волн с учетом величины и знака коэффициентов отражения на границах раздела, прохождения в покрывающей толще и наличия многократных отражений.

Условия возбуждения сейсмического сигнала и характер его изменения при распространении в среде учитывают путем задания информации о форме падающего импульса  $f_0(t)$ . Эта информация может быть или основана на изучении прямой волны при наблюдениях ВСП, или извлечена непосредственно из сейсмической трассы, или получена способами, использующими наземные и скважинные исследования одновременно.

Синтетическую трассу получают путем свертки заданного в дискретной форме падающего импульса:

$$f_0(t) = \sum_{j=1}^N f_{0,j} \delta(t - 2\tau_j), \quad (10.14)$$

и импульсной сейсмотрассы  $f_\delta(t)$ :

$$U(t) = f_0(t) * f_\delta(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^N f_{0,j} U_{0,m-j+1} \delta(t - 2\tau_j). \quad (10.15)$$

При СВП без учета прохождения и многократных волн используется свертка (10.9). Выражения (10.9) и (10.15) не учитывают потери, обусловленные поглощением.

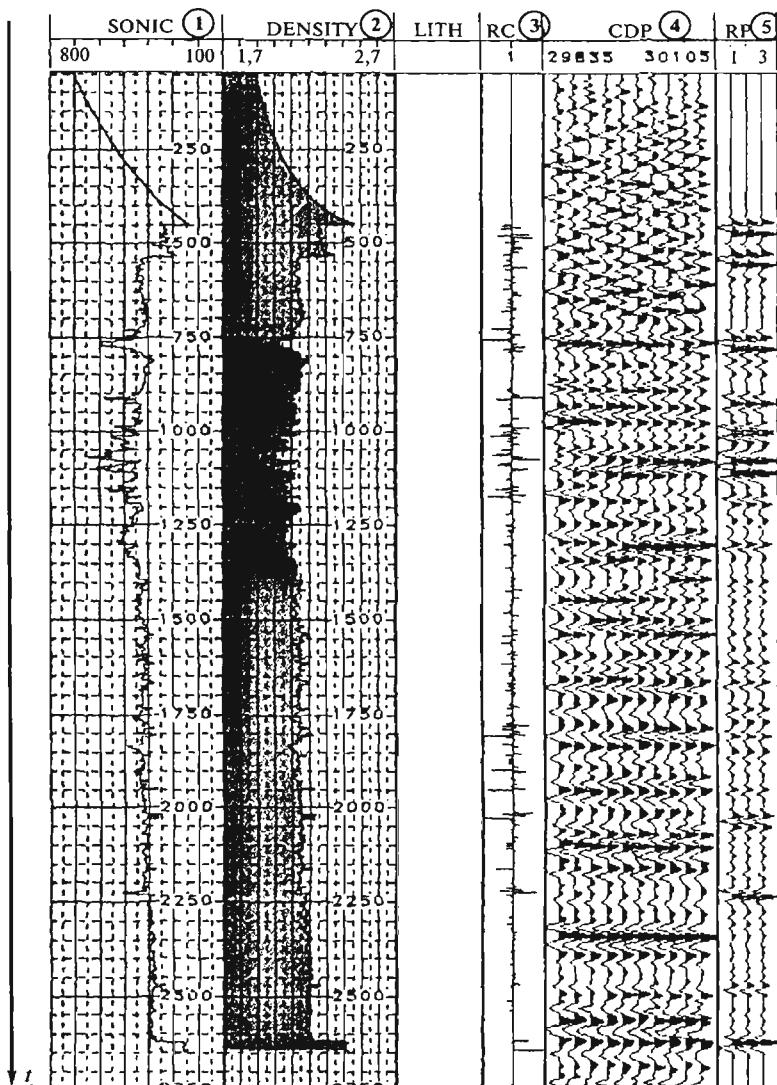
Результаты расчета во временном масштабе распределения коэффициентов отражения (3), синтетических трасс (5) по данным АК (1) и плотности (2) в сопоставлении с трассами временного разреза ОСТ (4) даны на рис. 10.9. Синтетические трассы (5) построены посредством свертки (10.9), т.е. без учета прохождения, поглощения и многократных волн.

Эффективность СВП на основе АК при стратиграфической привязке отражений иллюстрирует рис. 10.10 [45].

Если данные АК отсутствуют, СВП проводят, используя результаты ГИС, выполненных другими методами. В этом случае наиболее эффективной является технология СВП, основанная на использовании распределения псевдокоэффициентов отражения  $R_n$  по глубине, т.е. вдоль ствола скважины. Сущность этой технологии состоит в пересчете кривых ГИС (КС, НГК и др.) непосредственно в псевдокоэффициенты  $R_n$ , минуя определение акустической жесткости  $g$ , например, на основе ее корреляционной связи с параметрами ГИС [79, 80].

Псевдокоэффициент отражения находят по формуле:

$$R_n = (\Gamma_2 - \Gamma_1) / (\Gamma_2 + \Gamma_1). \quad (10.16)$$



**Рис. 10.9. Сопоставление кривых АК (1), плотности (2), коэффициента отражения  $R_0$  (3) и временного разреза ОСТ (4) с синтетическими трассами однократных волн (5).**

Временный разрез ОСТ представлен 10 трассами с шагом 30 м на интервале 270 м (30105—29833 м)

Здесь  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  — значения, снятые с кривой ГИС (КС, НГК или др) в покрывающем ( $\Gamma_1$ ) и подстилающем ( $\Gamma_2$ ) границу слое при равномерно дискретном представлении этих кривых во временном масштабе. Как установлено [79], между коэффициентами  $R_0$  (5.40) и псевдокоэффициентами (10.16)

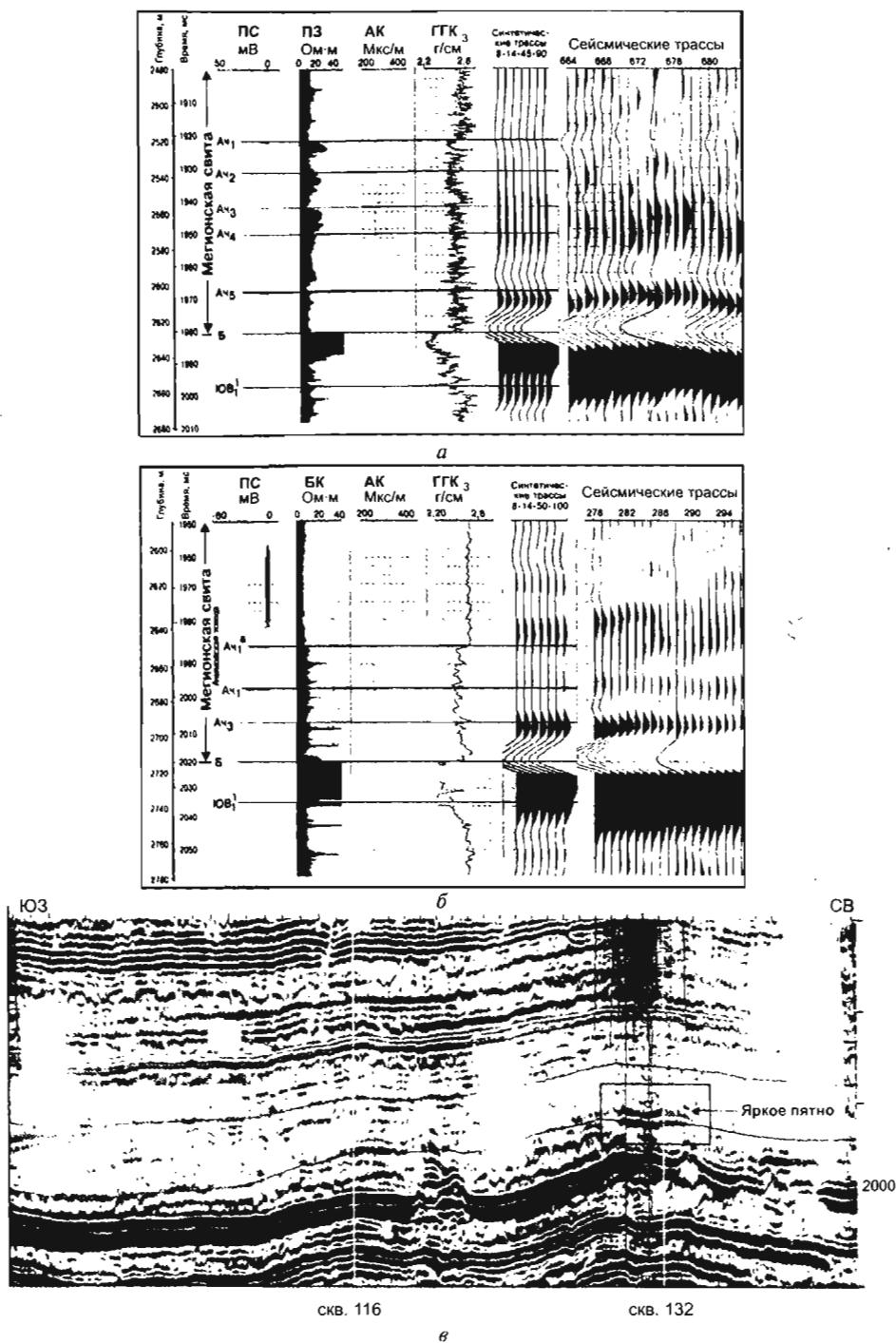


Рис. 10.10. Привязка отражений в Ачимовской (АЧ) толще Западной Сибири [45]:  
 а — привязка в скв. 116; б — привязка в скв. 132; в — пример волнового поля в интервале пласта А<sub>4</sub> — вертикальное сечение куба МВИ

существует тесная (с коэффициентом корреляции  $r$  близким к единице) прямая связь вида:

$$R_0 = CR_{\Pi}, \quad (10.17)$$

где  $C$  — постоянный множитель. Такая связь имеет место и при отсутствии тесной связи между значениями  $g$  и  $\Gamma$ .

На рис. 10.11 и 10.12 изображены графики, иллюстрирующие характер связи  $R_0$  и  $R_{\Pi}$ , и  $V$  и  $\rho_s$ . Рис. 10.11а получен на основе вычислений  $R_{\Pi}$  по значениям  $\rho_s$  на кривых КС, а  $R_0$  — по значениям  $g$  по 15 скважинам Пермского Прикамья:

$$R_0 = 0,264 R_{\Pi}.$$

Рис. 10.11б характеризует связь между коэффициентами  $R_{\Pi}$ , по данным НГК и  $R_0$  по данным акустической жесткости  $g$ , измеренной в двух скважинах:

$$R_0 = 1,05 R_{\Pi}.$$

Коэффициент корреляции в обоих случаях  $r = 0,95$ .

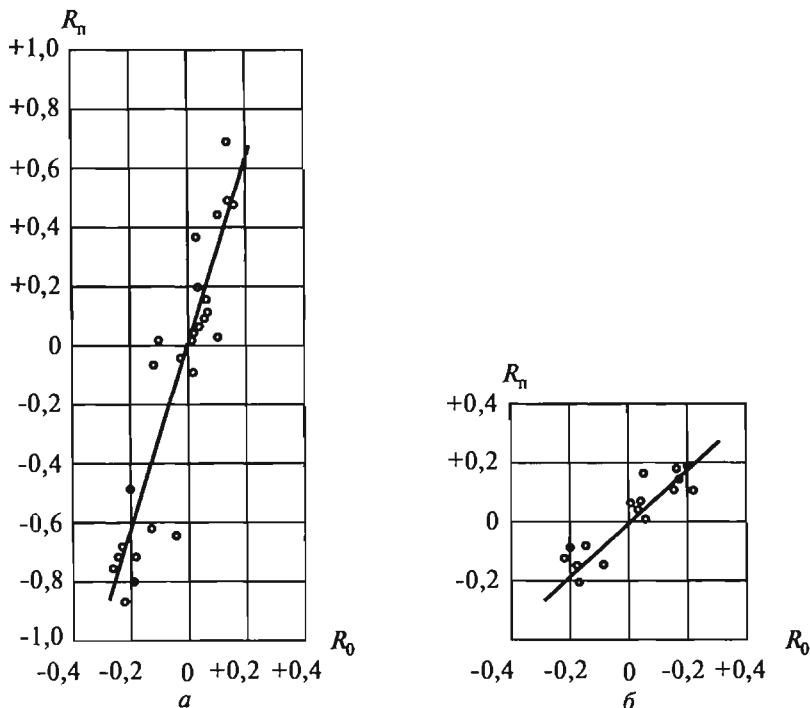


Рис. 10.11. Связь между коэффициентом отражения  $R_0$  и псевдокоэффициентом отражения  $R_{\Pi}$ :

*a* — по данным КС и АК по 15 скважинам;  
*б* — по данным НГК и АК по 2 скважинам

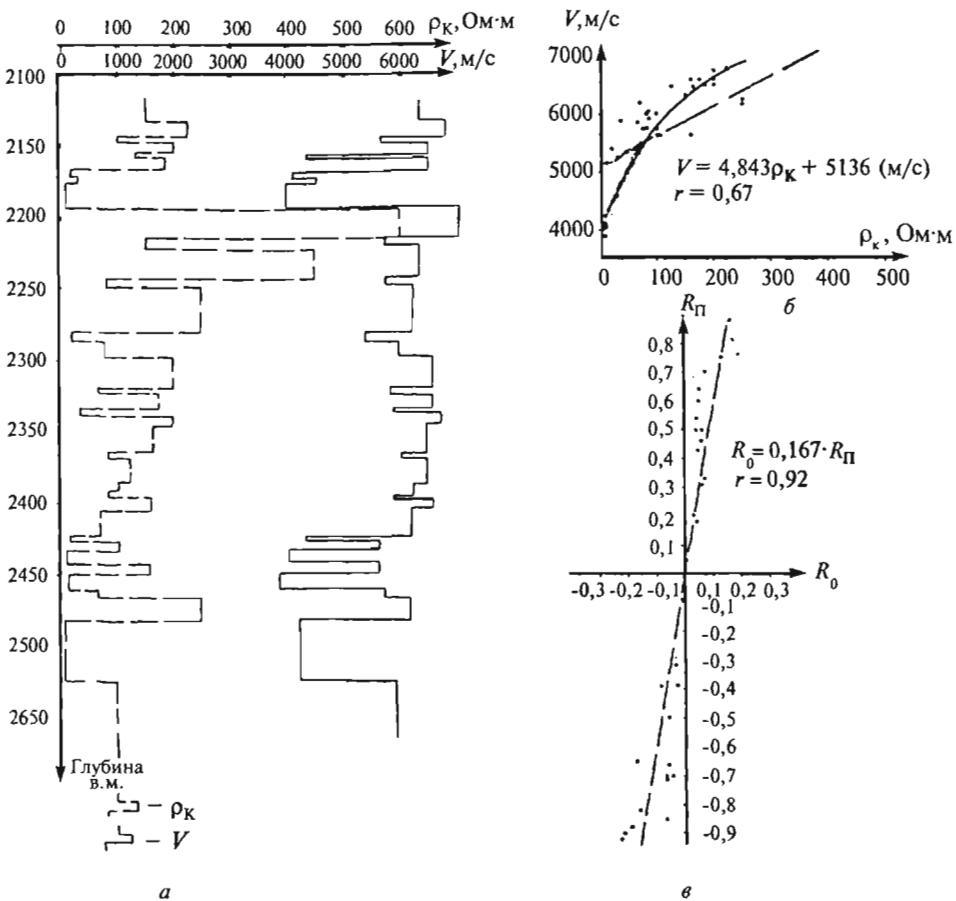


Рис. 10.12. Графики изменения с глубиной кажущегося сопротивления по данным КС и скорости  $V$  по данным АК (а), и графики корреляционной связи  $V$  и  $\rho_k$  (б) и  $R_0$  и  $R_\Pi$  (в)

На рис. 10.12 для одной из скважин (Самарская область) представлены полученные В.В. Корягиным:

- графики зависимости от глубины  $H$  кажущегося сопротивления  $\rho_k(H)$  по данным КС и  $V(H)$  по данным АК;
- связь между  $V$  и  $\rho_k$ ;
- корреляционная прямая связь  $R_0 = 0,167R_\Pi$ ,  $r = 0,92$ . Как видно из рис. 10.12, связь между  $V$  и  $\rho_k$  не прямолинейная и менее тесная, чем между  $R_0$  и  $R_\Pi$ .

Эффективность СВП на основе связи  $R_0$  и  $R_\Pi$  иллюстрирует рис. 10.13 [80]. Расчет синтетических трасс выполнен в соответствии с равенством (10.9) без учета расхождения, преломления, поглощения и многократных волн. В верхней части рисунка дана электрокаротажная диаграмма (зонд М2АО,5В)

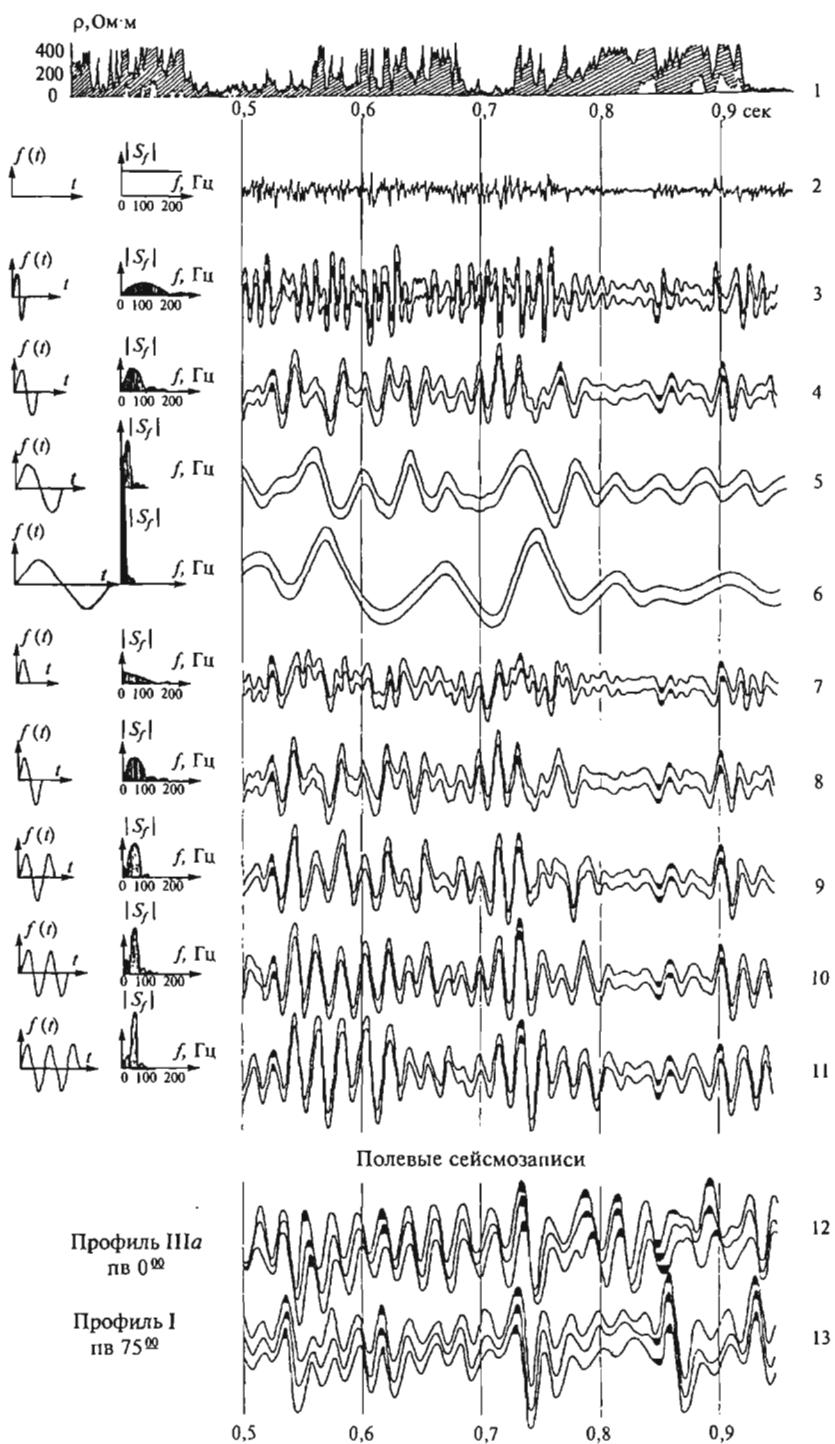


Рис. 10.13. Сравнение синтетических трасс, построенных по данным электрокаротажа с полевыми записями

и полученный в результате ее трансформации график (трасса 2) изменения коэффициентов отражения  $R_n(t)$ . В центральной части рисунка приводится ряд синтетических записей, образованных в процессе фильтрации кривой  $R_n(t)$  различными фильтрами, каждый из которых соответствует определенной переходной функции  $f_0(t)$ . Графики функций  $f_0(t)$  и их амплитудные спектры  $|S_j|$  приведены слева от каждой из синтетических записей.

Из рисунка видно, что изменение вида функции  $f_0(t)$  существенно сказывается на характере синтетической записи. Так по мере увеличения периода синусоиды, которое сопровождается смещением максимума амплитудного спектра в сторону низких частот и его сужением, синтетическая запись (трассы 3–6) приобретает все более низкочастотный характер.

Изменение длительности импульса  $f_0(t)$  при сохранении его периода также приводит к изменению вида синтетической трассы. Наиболее отчетливо это изменение можно проследить при переходе от седьмой трассы к восьмой, т.е. в случае значительного изменения спектра импульса  $f(t)$ . Дальнейшее увеличение количества полупериодов импульса  $f_0(t)$  (трассы 9, 10, 11), сопровождающееся плавным сужением спектра  $|S_j|$  и ведет к постепенному подавлению высокочастотных и низкочастотных составляющих, при этом видимый период записи стремится к периоду функции  $f_0(t)$ .

Следует обратить внимание на наличие определенной связи между синтетическими трассами, каротажной диаграммой КС, графиком  $R_n(t_0)$  и полевой сейсмограммой, помещенной внизу рис. 10.13. Так, резким изменениям кажущегося сопротивления на диаграмме КС соответствуют повышенные значения коэффициентов отражения на графике  $R_n$  и амплитуд на синтетических записях. При этом синтетическая запись всякий раз выступает в виде своеобразной корреляционной функции между диаграммой электрокаротажа (трасса 1) и графиком изменения отражающих свойств разреза  $R_n$  (трасса 2), с одной стороны, и полевой сейсмограммой (трассы 12, 13) с другой.

Степень корреляции зависит от вида импульса  $f_0(t)$ . При некоторых  $f_0(t)$  наблюдается хорошее подобие между полевой сейсмотрассой и синтетическими записями. Различие можно считать несущественным, если принять во внимание возможное отличие использовавшихся импульсов  $f_0(t)$  от действительных, ошибки в исходных данных и некоторое несовпадение масштабов времени на полевой и синтетической сейсмограммах.

Подбором импульса  $f_0(t)$  путем последовательных приближений степень подобия синтетической и полевой записей может быть увеличена. Знание истинного вида  $f_0(t)$  важно при решении обратной задачи сейсморазведки: при нахождении распределения коэффициентов отражения по разрезу путем анализа полевых сейсмограмм и в конечном итоге, распределения акустической жесткости слоев, слагающих разрез.

Наилучшее подобие между синтетической и полевой сейсмограммой обычно удается достигнуть, если в качестве  $f_0(t)$  взять импульс прямой волны, зарегистрированный при тех же условиях, что и полевая сейсмограмма. В качестве подтверждения на рис. 10.14 сопоставлены синтетические сейсмопрассы, полученные с помощью импульса  $f_0(t)$  прямой волны с полевыми записями.

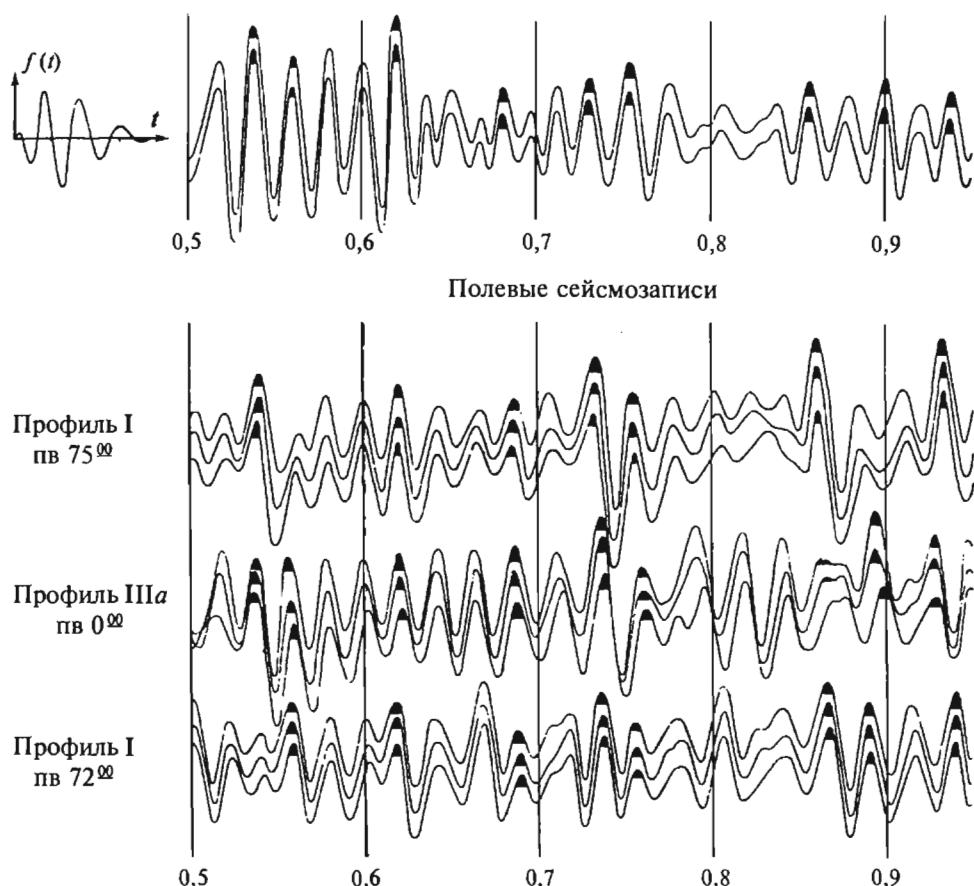


Рис. 10.14. Сравнение синтетической трассы, полученной путем свертки псевдокоэффициента отражения с импульсом прямой волны, с полевыми записями

#### 10.2.4. Подбор модели среды (ПМС)

Подбор модели среды (ПМС) основан на постепенном (от пласта к пласту или от этапа к этапу) уточнении акустических параметров модели на основе увеличения подобия реальной и синтетической трассы. Существует ряд технологий ПМС. Первой по времени возникновения является технология ПМС разработанная в 70-е годы В. А. Гельфандом [66]. Совершенствованию технологии ПМС и исследованию факторов, влияющих на достоверность получаемых с помощью ПМС параметров модели, посвящены работы Д. Н. Крылова [73] и В. В. Корягина и др., относящиеся в 80-м годам. Наиболее развитой на данном этапе является разработанная в 90-е годы В. В. Корягиным [72] технология ПМС,

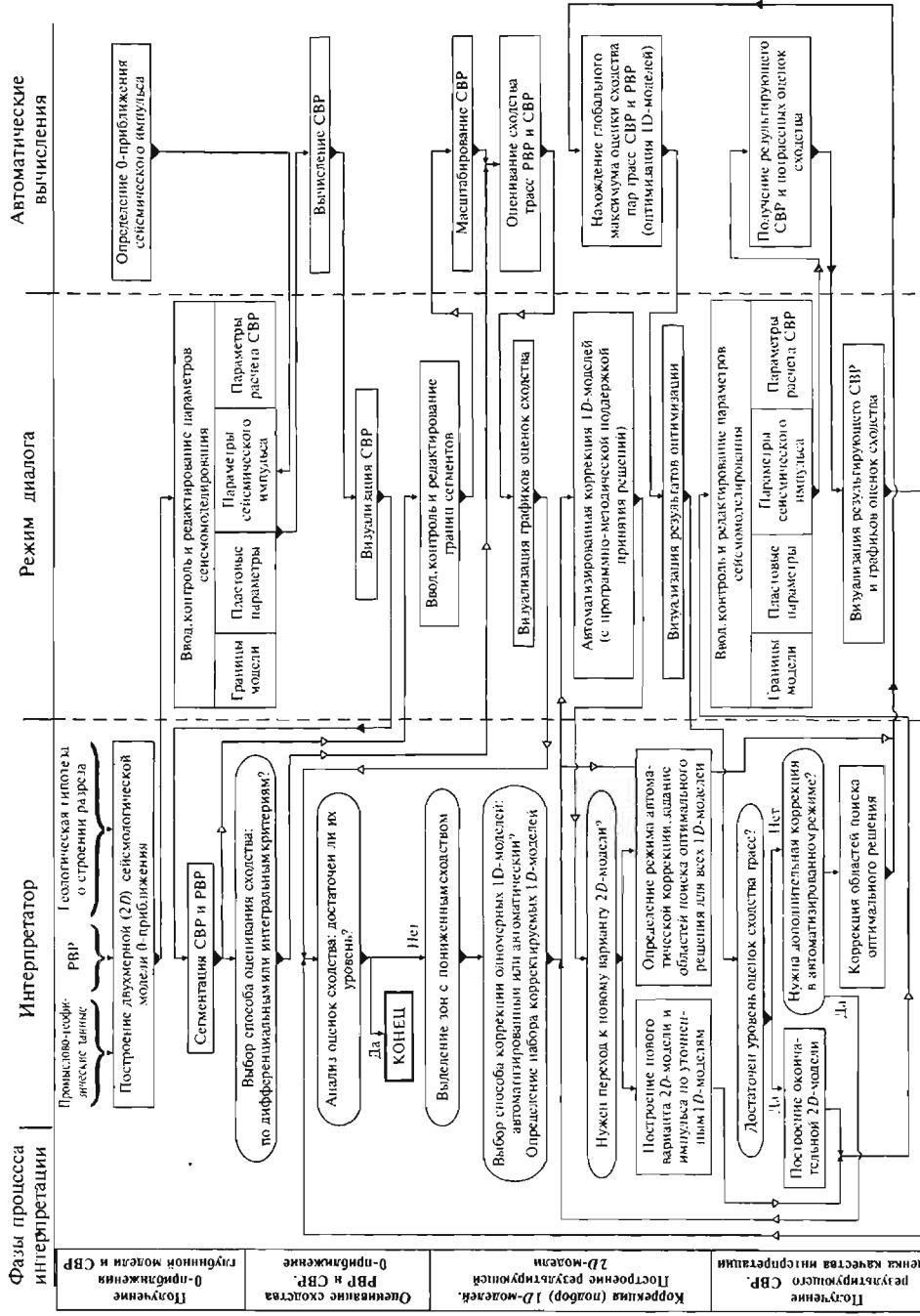


Рис. 10.15. Функциональная схема технологии ПМС [72]

функциональная схема которой дана на рис. 10.15. Эта технология, равно, как и ее предшественницы, базируется на итеративном синтезировании волнового поля, как совокупности сейсмопротяжек отражений, соответствующих нормальному падению плоской волны на локально горизонтальные отражающие границы. Одной из важных отличительных особенностей разработанной технологии является функциональное разбиение процесса ПМС на ручные, автоматизированные и полностью автоматические процессы. Вторая особенность состоит в интерактивном анализе сходства не только реальных и синтетических трасс  $1D$  с целью ПМС  $1D$ , но и на анализе сходства синтетических (СВР) и реальных (РВР) временных разрезов с целью ПМС  $2D$ . Подобный анализ применим и при ПМС  $3D$ .

Основными операциями разработанной технологии являются:

1. Построение 0-приближения глубинной  $2D$  модели и вычисление соответствующего СВР в виде последовательности синтетических трасс.
2. Потрассовое визуальное оценивание сходства РВР и СВР.
3. Интерактивный подбор параметров  $1D$  моделей в заданных точках сейсмического профиля, обладающих, главным образом, плохим сходством. Подбор проводится на основе оптимизации функционала

$$J(\theta) = \sum_{i=i_{\text{нач}}}^L [U(t_i) - U_c(t_i, Q)]^2 \rightarrow \min, \quad (10.17)$$

где  $J(\theta)$  — целевая функция;  $L$  — число трасс;  $Q$  — вектор параметров сейсмомоделирования (толщин  $\Delta H$ , скоростей  $V$ , плотностей  $\rho$  тонких слоев, либо коэффициентов  $R_0$  (5.40) и временных толщин  $\tau = \Delta H/V$ );  $U(t)$  — реальная трасса;  $U_c(t)$  — синтетическая трасса.

4. Автоматическое уточнение параметров модели  $2D$  (возможно  $3D$ ) путем глобальной оптимизации функционала (10.17), связывающего параметры модели с оценками сходства трасс РВР и СВР по всему профилю (при  $3D$  по всей площади). В данном случае считается предпочтительней оптимизация, обеспечивающая уточнение параметров  $R_0$  и  $\tau = \Delta H/V$  в силу их независимости.
5. Пересчет оптимальных значений  $R_0$  и  $\tau$ , найденных для каждой точки профиля, в пластовые (интервальные) скорости  $V$ , плотности  $\rho$ , толщины  $\Delta H$  на основе связи  $R_0$  и  $V$  вида (10.12) и корреляционной связи  $\rho$  и  $V$  вида (10.7). Если данные о связи вида (10.7) отсутствуют, то расчет плотности породы проводят по формуле:

$$\rho = \frac{(V_{PTB}V_\Phi - V_\Phi V_P)}{(V_{PTB} - V_\Phi)V_P} (\rho_\Phi - \rho_{TB}) + \rho. \quad (10.18)$$

Эта формула вытекает из совместного решения уравнения среднего времени (3.13, 10.3) и уравнения средней плотности

$$\rho = \rho_{TB} (1 - m) + \rho_\phi m \quad (10.5)$$

после исключения коэффициента пористости  $m$ . Здесь  $V$  и  $\rho$  — скорость и плотность в породе,  $V_{TB}$  и  $\rho_{TB}$  в ее скелете,  $V_\phi$  и  $\rho_\phi$  — во флюиде, заполняющем поры.

Заметим, что пересчет  $R_0$  и  $\tau$  в значения  $V$ ,  $\rho$  и  $\Delta H$  возможен при заданном начальном условии — известной скорости в произвольно выбранном слое. Так формула (10.12) позволяет рассчитать послойное распределение интервальных скоростей  $V_m$  по заданным  $R_0$ , при заданной скорости  $V_1$  в верхнем слое.

6. Построение окончательной  $2D$  (возможно  $3D$ ) модели среды по совокупности откорректированных моделей  $1D$  и геологическая интерпретация результата ПМС.

На рис. 10.16 приведен пример подбора модели эрозионного палеовреза в визейских отложениях, полученного по изложенной технологии итеративного моделирования. Эрозионные врезы подобного рода довольно широко распространены в Волго-Уральской провинции и в сочетании с положительными структурными формами представляют собой потенциальные сложно-экранированные ловушки. Именно такая ловушка была подготовлена сейсморазведкой на Красновской площади Самарской области. Структурная карта по горизонту  $U$  (бобриковский горизонт), карта изопахит терригенных отложений нижнего карбона и расположение линии профиля представлены на рис. 10.16a. Пробуренная в своде антиклинали поисковая скв. 256 вскрыла залежь нефти в двух пластах песчаника. Наличие данных ГИС позволило составить достаточно надежную по акустическим свойствам модель 0-приближения, после итеративной коррекции которой получена окончательная модель (см. 10.16g). Удовлетворительное сходство реального и синтетического временных разрезов (см. рис. 10.16б и 10.16в) свидетельствуют о близости окончательной модели к реальному строению ловушки и залежи. Из анализа временных разрезов также следует, что залежь нефти слабо отобразилась на записи в виде «тусклого пятна» (см. п. 10.3), а именно в виде уменьшения амплитуд отражения в сводовой части не более, чем на 20%. Такая слабая аномалия обусловлена тем, что нефть в залежи очень тяжелая ( $0,96 \text{ г}/\text{см}^3$ ) и вязкая (90 мПа), в связи с чем при моделировании скорость в нефтенасыщенной части уменьшена всего на 130 м/с (3%) по сравнению с водонасыщенной частью.

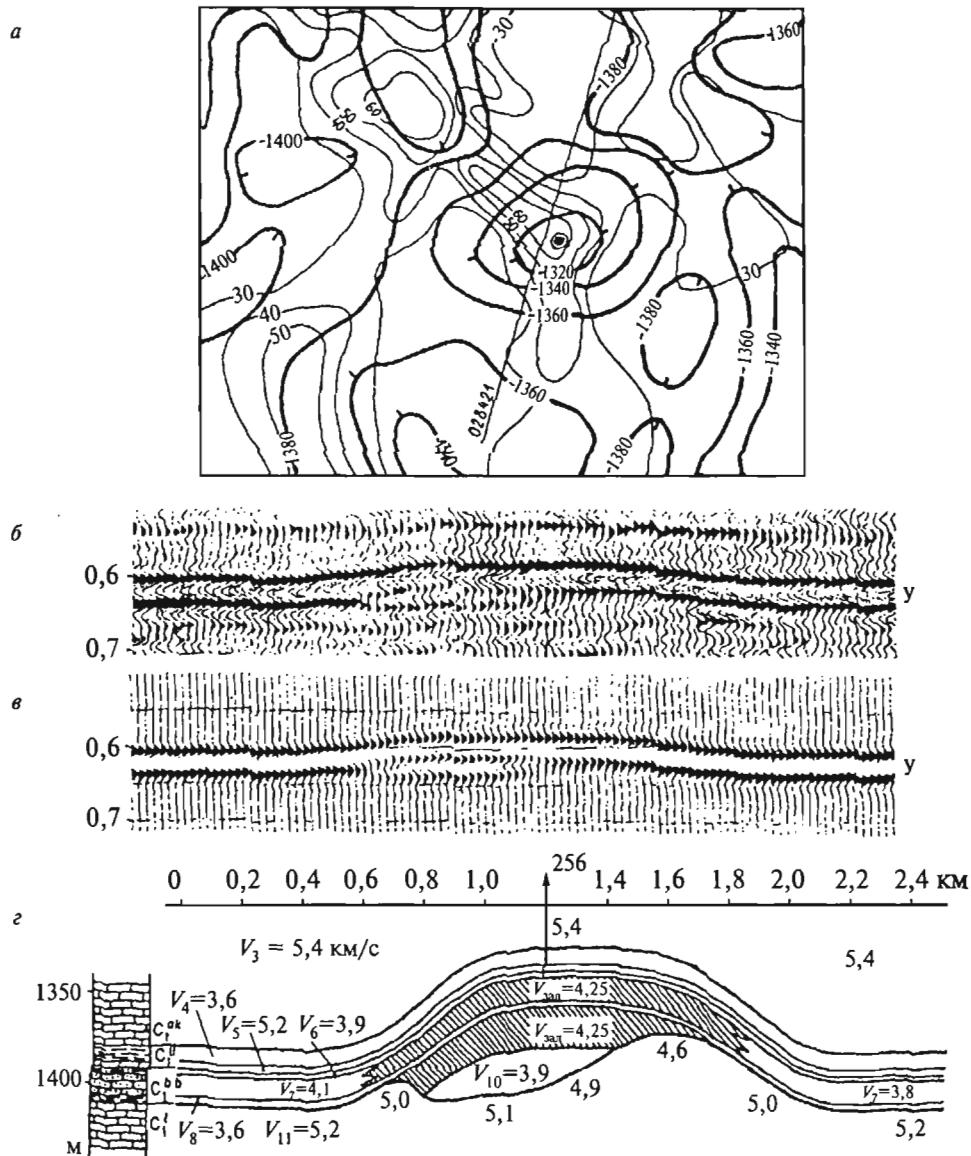


Рис. 10.16. Подбор модели эрозионного палеовреза в визейских отложениях [72]:

*a* — структурная карта (толстые линии) и карта изопахит (тонкие линии) по Красновской структуре; *б* — фрагмент реального временного разреза; *в* — синтетический временной разрез; *г* — окончательная модель

### 10.3. Анализ амплитудных вариаций на исходных сейсмограммах с помощью СПД и АВО

#### 10.3.1. Способ параметрических диаграмм (СПД)

##### 1. Динамический анализ сейсмограмм ОТВ

В начале 60-х годов нами разработана методика параметрических диаграмм, предназначенная для комбинированной обработки и интерпретации сейсмограмм ОТВ многократных перекрытий МОВ [84]. Составной частью этой методики является способ динамических параметрических диаграмм, предназначенный для изучения амплитудных вариаций отражений в пределах площади исследований с разверткой во времени  $t_0$  динамических параметров, зависимых от удаления ПВ—ПП и азимута наблюдений.

Обработка и интерпретация динамических диаграмм выполняется в комплексе с кинематическими параметрическими диаграммами ОТВ (см. п. 9.4) локально для каждого сектора (бина) площади с получением в итоге данных о пространственном распределении ДПА и КПА для всей площади и их азимутальной зависимости.

Сущность обработки состоит в следующем:

Для каждой сейсмограммы ОТВ, относящейся к базе наблюдений

$\Delta l = l_{\min} - l_{\max}$ , строят диаграммы:

— градиента  $b(t_0)$  изменения амплитуды  $U$  с удалением  $l$ ,

$$b(t_0) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} U(t, l) p(l) dl; \quad (10.19)$$

— интегральной амплитуды

$$a(t_0) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} U(t, l) s(l) dl / \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} s(l) dl; \quad (10.20)$$

— нормированного градиента

$$\bar{\beta}(t_0) = b(t_0)/a(t_0). \quad (10.21)$$

Функция  $p(l)$ , представляющая оператор интегрирования (суммирования), должна удовлетворять условию:

$$\int_{l_{\min}}^{l_{\max}} p(l) dl = 0; \quad (10.22)$$

а функция  $s(l)$  является модулем оператора  $p(l)$ . Некоторые из операторов  $p(l)$  представлены на рис. 9.8. Наиболее часто используются операторы вида

(рис. 9.8а,б). Интегрирование (суммирование) ведется вдоль осей синфазности  $t(l)$  отражений, прослеженных в соответствии с основными принципами корреляции (п. 9.1.1). В единый бин объединяются пары встречных сейсмограмм и соответствующих им диаграмм (10.19—10.21), а затем на основе их суммирования формируют сводные диаграммы  $b_\Sigma(t_0)$ ,  $a_\Sigma(t_0)$  и  $\beta_\Sigma(\theta)$ .

При наличии встречных наблюдений разного азимута  $\theta$  с целью изучения анизотропии для опорных отражений  $t_0 = \text{const}$  формируют азимутальные индикатрисы градиента амплитуд  $\beta_\Sigma(\theta)$ .

Деление  $b$  на  $a$  в соответствии с (10.21) обеспечивает исключение геометрического расхождения, а суммирование диаграмм  $\beta(l)$  встречных наблюдений ослабляет влияние на значения  $\beta_\Sigma$  наклона отражающих границ, а также случайных помех.

Подобная обработка выполняется и для кинематических диаграмм (см. п. 9.4). Первоначально строят исходные диаграммы, характеризующие изменение во времени градиента времени на базе  $L = l_{\max} - l_{\min}$ :

$$\gamma(\tau) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} t(l) p(l) dl, \quad (10.23)$$

где

$$\tau = \left[ \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} t(l) s(l) dl \right] / \left[ \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} s(l) dl \right]. \quad (10.24)$$

Затем получают средние диаграммы для встречных сейсмограмм и, в конечном итоге — сводные диаграммы  $\gamma_\Sigma(t_0)$  для анализируемого участка площади (бина).

При этом сводная кинематическая диаграмма  $\gamma_\Sigma(t_0) \equiv G(t_0)$  содержит информацию об изменении во времени  $t_0$ , эффективной  $V_{\phi}$  и пластовой  $V_{nn}$  скорости. При наличии наблюдений разного азимута строят азимутальные диаграммы  $V_{\phi}(\theta)$ ,  $V_{nn}(\theta)$  для опорных отражений  $t_0 = \text{const}$ .

В результате исследований установлено [84] согласованное в пределах бина поведение диаграмм  $\gamma_\Sigma(t_0)$  и  $\beta_\Sigma(t_0)$ , что обусловлено наблюдаемой на практике (см. п. 3.6.4) связью амплитудных (энергетических) и скоростных вариаций отражений. На рис. 10.17 представлены диаграммы  $\gamma_\Sigma(t_0)$ ,  $\beta_\Sigma(t_0)$  и  $a_\Sigma(t_0)$ , полученные для встречных наблюдений, выполненных с применением автоматической регулировки (АРУ) и без нее. Наблюдается согласованное поведение сейсмограмм  $\gamma_\Sigma(t_0)$  и  $\beta_\Sigma(t_0)$ , в частности экстремумы значений  $\gamma_\Sigma$  совпадают с экстремумами значений  $\beta_\Sigma$ . Видна практическая тождественность диаграмм  $\beta_\Sigma(t_0)$  с применением АРУ и без АРУ, что указывает на исключение влияний геометрического расхождения и преломления. На рис. 10.18 приведены

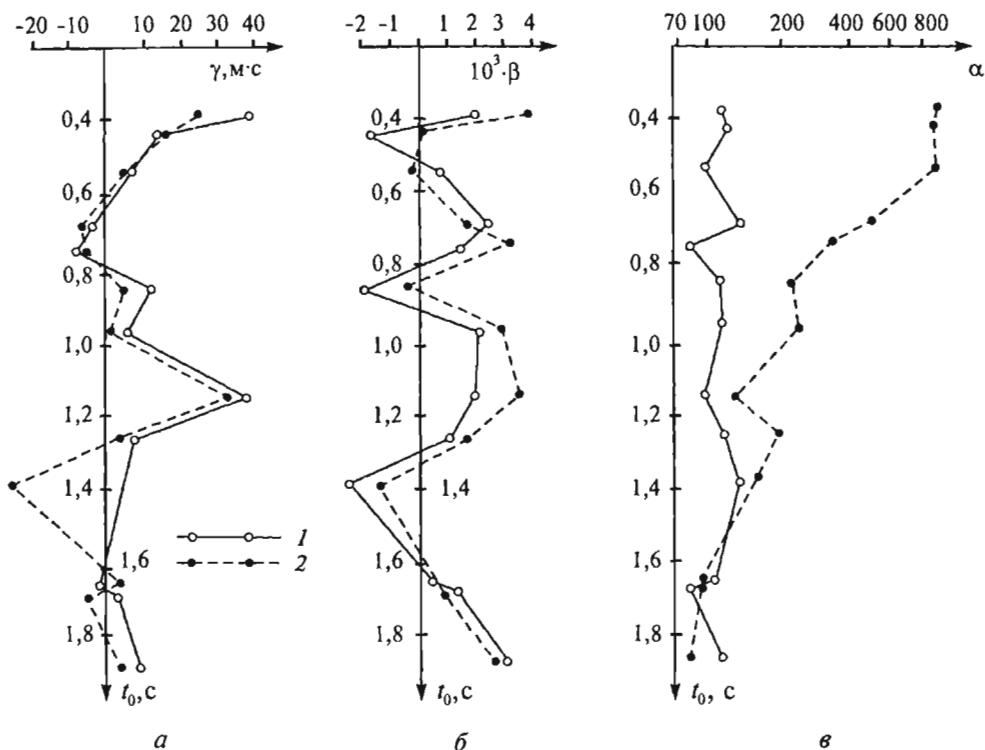


Рис. 10.17. Сопоставление средних кинематических и динамических диаграмм, построенных по встречным наблюдениям (Оренбургская область):  
*a* —  $\gamma(t_0)$ ; *b* —  $\beta(t_0)$ , *c* —  $\alpha(t_0)$ : *I* — с включенным АРУ, *2* — без АРУ

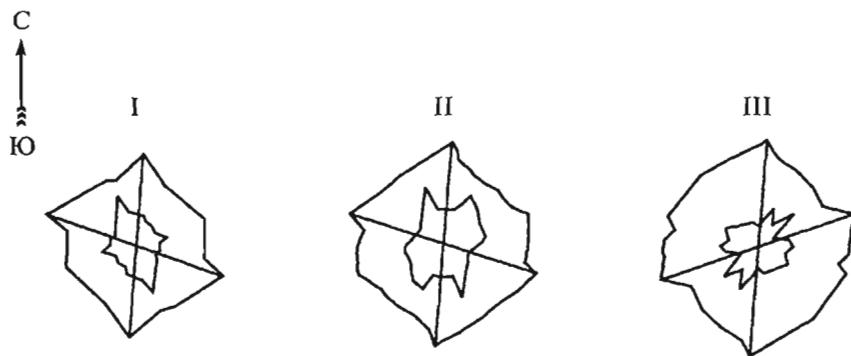


Рис. 10.18. Сопоставление азимутальных индикаторов эффективной скорости  $V_{\phi}(\theta)$  и коэффициента затухания  $\beta(\theta)$  отражающих горизонтов I, II, III района Ножовского поднятия (Пермская область)

азимутальные индикатрисы  $\beta_\Sigma(\theta)$  — внутренние кривые и  $V_{\text{ЭФ}}(\theta)$  — внешние кривые для трех опорных отражений для Ножовского поднятия Пермской области [84]. Из рисунка видно, что области максимальных значений скоростей  $V_{\text{ЭФ}}$  и минимальных значений градиента  $\beta_\Sigma$ , характеризующего убывание амплитуд с удалением, совпадают с простиранием трещин (см. рис. 3.16).

## 2. Динамический анализ сейсмограмм ОСТ

Способ параметрических диаграмм ОТВ был разработан до появления аппроксимационных уравнений, позволяющих представить коэффициент отражения  $R$ , а, следовательно, и амплитуду, как функцию двух параметров А и В (5.47) или  $R_0$  и  $PR$  (5.50). Тем не менее, этот способ обеспечивал получение параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , подобных А и В или  $R_0$  и  $PR$ . Применение СПД к сейсмограммам ОСТ позволяет осуществить непосредственное нахождение динамических параметров А и В, или  $R_0$  и  $PR$ , входящих в уравнения (5.47, 5.50), обычно получаемых посредством АВО [10].

Рассмотрим основы СПД применительно к определению параметров А и В по данным площадных наблюдений 3D. Будем исходить из предположения, что площадь исследования равномерно покрыта бинами ОСТ, и каждый бин с координатами  $x$ ,  $y$  характеризуется широким спектром  $m(l)$  удалений  $l$  и широким (от 0 до  $2\pi$ ) спектром  $q(\theta)$  азимутов  $\theta$ . Будем считать, что сейсмограммы ОСТ прошли полную обработку, обеспечивающую подавление волн помех, восстановление амплитуд отражений (исключение эффектов расхождения, преломления и поглощения), а также ввод и коррекцию статических и кинематических поправок. Тогда, в соответствии с уравнением (5.47) волновое поле ОСТ отражений от глубинной последовательности локально (в пределах бина) горизонтальных границ можно представить с точностью до постоянного масштабного множителя в следующем виде:

$$U(x, y, l, \theta, t_0) = A(x, y, t_0) + B(x, y, t_0, \theta) \sin^2 \alpha, \quad (10.25)$$

где согласно (5.44, 5.45 и 5.50)

$$A = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_p}{V_p} \right) \approx R_{p0},$$

$$B = \frac{\Delta V_p}{2V_p} - \frac{4V_s^2}{V_p^2} \left( \frac{\Delta \rho}{2\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right) \approx PR - R_{p0}.$$

При известном законе средней скорости  $V_c(t_0)$ , полагая, что угол  $\alpha$  равен углу между прямолинейным лучом и вертикалью, будем иметь:

$$\sin^2 \alpha(t_0) = l^2 / [l^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]. \quad (10.26)$$

Учитывая преломление луча на границах в соответствии с законом преломления

$$\sin \alpha / \sin \alpha_i = V_c / V_i, \quad (10.27)$$

получим следующее более точное выражение:

$$\sin^2 \alpha_i(t_0) = I^2 V_i^2(t_0) / \{V_c^2(t_0) [I^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]\}. \quad (10.28)$$

В равенствах (10.27—10.28)  $V_c$  — средняя скорость по вертикали в покрывающей среде;  $V_i$  — интервальная скорость по вертикали в слое, подстилающем отражающую границу.

Умножим правую и левую часть равенства (10.25) на оператор  $p(l)$ , удовлетворяющий условию (10.22), и проинтегрируем правую и левую часть равенства по  $l$  в пределах базы анализа:

$$\int \equiv \int_{l_{\min}}^{l_{\max}}.$$

В итоге для заданного бина  $x, y = \text{const}$ , найдем

$$\int U(l, \theta, t_0) p(l) dl = M(t_0) B(\theta, t_0), \quad (10.29)$$

где  $M$  — множитель углового приведения, зависящий от степени используемого приближения. В первом приближении в соответствии с (10.26) будем иметь:

$$M(t_0) = \int \{I^2 / [I^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]\} p(l) dl. \quad (10.30)$$

Во втором приближении согласно с (10.28):

$$M(t_0) = \int \frac{I^2 V_i^2(t_0)}{V_c^2(t_0) [I^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]} p(l) dl. \quad (10.31)$$

Из (10.29) следует, что градиент амплитудных вариаций

$$B(\theta, t_0) = (1/M) \int U(l, \theta, t_0) p(l) dl \quad (10.32)$$

представляет при заданном азимуте сейсмопротяжку — параметрическую диаграмму  $B(t_0)$ , а при заданном  $t_0$  индикатрису  $B(\theta)$ . Следует отметить, что при эквидистантном распределении с шагом  $\Delta l$  сейсмопротяжки на сейсмограмме, ОСТ интегрирование в (10.29—10.32) может быть представлено суммированием.

Таким образом, для каждого бина ОСТ можно получить семейство сейсмопротяжек  $B(t_0)$  для разных азимутов наблюдений и семейство индикатрис  $B(\theta)$  для серии отражающих границ. В условиях изотропной горизонтально-слоистой среды трассы  $B(t_0)$  разных азимутов  $\theta$  должны совпадать. При наклонных границах в изотропной среде может иметь место некоторое несовпадение трасс, обусловленное влиянием наклона, которое устраняется при осреднении (суммировании) трасс противоположных азимутов. Алгоритм формирования трассы  $B(t_0)$  в этом случае имеет вид:

$$B(t_0) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J B(\theta_j, t_0) \quad (10.33)$$

Построенная в соответствии с (10.33) трасса  $B(t_0)$  с точностью до постоянного масштабного множителя характеризует изменение во времени  $t_0$  (а, следовательно, с глубиной) градиента амплитуд  $B$ , содержащего в соответствии с (5.45) информацию о коэффициенте Пуассона.

Посредством выбора оператора  $p(l)$  можно оптимизировать разрешающую способность и помехоустойчивость алгоритма (10.33). Так, с помощью оператора  $p(l)$  вида (рис. 9.8a) реализуется метод средних, а с помощью оператора вида (рис. 9.8б) — метод наименьших квадратов. В последнем случае достигается по сравнению с методом средних, более высокая разрешающая способность при незначительном снижении помехоустойчивости.

С помощью способа параметрических динамических диаграмм по сейсмограммам ОСТ, принадлежащим к единому бину, имеется также возможность построения трассы — диаграммы  $A(t_0)$ , характеризующей (с точностью до масштабного множителя) распределение во времени  $t_0$  коэффициентов отражения  $R_b(t_0)$  для нормального падения. С этой целью воспользуемся выражением (10.25), из которого, с учетом (10.26), следует:

$$A(t_0, \theta) = U(l, \theta, t_0) - B(\theta, t_0) \left[ \frac{l^2}{l^2 + V_c^2(t_0) t_0^2} \right]. \quad (10.34)$$

Умножим правую и левую часть выражения (10.34) на оператор  $s(l) = |p(l)|$ , где  $p(l)$  удовлетворяет условию (10.22), и проинтегрируем в пределах от  $l_{\min}$  до  $l_{\max}$ . В результате получим:

$$A(t_0, \theta) = \frac{\int_{l_{\min}}^{l_{\max}} U(l, \theta, t_0) s(l) dl - N(t_0) B(\theta, t_0)}{Q}, \quad (10.35)$$

В здесь

$$Q = \int s(l) dl$$

и в соответствии с (10.26)

$$N(t_0) = \int \frac{l^2}{[l^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]} s(l) dl. \quad (10.36)$$

Во втором приближении согласно с (10.28)

$$N(t_0) = \int \frac{l^2 V_i^2(t_0)}{V_c^2(t_0) [l^2 + V_c^2(t_0) t_0^2]} s(l) dl. \quad (10.37)$$

Зависимость А от  $\theta$  может быть вызвана только различного рода погрешностями, так как коэффициент  $R_0$  при нормальном падении не зависит от  $\ell$  и  $\theta$ . Поэтому зависимость  $A(t_0)$  в пределах бина ОСТ, совпадающую с точностью до постоянного масштабного множителя с трассой  $R_0(t_0)$ , можно найти суммируя трассы  $A(\theta_j, t_0)$  по всем азимутам

$$A(t_0) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J A(\theta_j, t_0). \quad (10.38)$$

При площадных наблюдениях, располагая трассами  $B(t_0)$  и  $A(t_0)$  вида (10.33) и (10.38) для множества бинов, можно сформировать кубы данных  $B(x, y, t_0)$  и  $A(x, y, t_0)$ , и, выполнив масштабирование этих трасс посредством моделирования с использованием соответственно формул (5.45), (5.44), (5.51) и скважинных данных получить посредством упругой инверсии (п. 10.3.5) объемные изображения псевдокоэффициента Пуассона и акустического импеданса. Вместе с тем, для любой точки пространства  $x, y, t_0$  на основе выражения (10.32) можно построить азимутальные индикатрисы градиента В, подобные индикатрисам  $\beta_\Sigma(\theta)$ , изображенным на рис. 10.18, а также, после масштабирования коэффициента В — индикатрисы псевдокоэффициента Пуассона.

Следует подчеркнуть что диаграммы  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$  в случае отражений, представленных импульсами бесконечно малой длительности, образуют дискретное по  $t_0$  распределение значений А и В. При этом на кроссплите  $B(A)$  отдельное отражение образует одну точку с координатами А и В, характерными для данного отражения. Если отражение представлено сигналом конечной длительности, то значения А и В в пределах интервала  $\Delta t_0$  его регистрации изменяются с изменением  $t_0$ , т.е. с изменением фазы отражения. На кроссплите  $B(A)$  в этом случае вместо одной точки будет наблюдаться линия, характеризующая изменение параметров А и В с изменением фаз отражения. Такую линию предложено [97] называть *годограммой*.

### 10.3.2. Способ AVO

Одной из основных технологий *AVO* является получение и интерпретация параметров А и В двучленной аппроксимации Шуэ (5.47). Обычно для этого используют сейсмограммы ОСТ, в которые предварительно вводят кинематические поправки, а при необходимости, и поправки за наклон посредством ДМО или ЭРО-ПРО. Пример такой сейсмограммы  $U(t_0, \ell)$  ОСТ дан на рис. 10.20а [10], где на времени 1,15 с видна представляющая интерес ось синфазности, амплитуда вдоль которой возрастает с удалением. Чтобы рассматривать изменение амплитуд как функцию угла падения луча  $\alpha$ , сейсмограмму ОСТ  $U(t_0, \ell)$ , зная скорости, преобразовывают в угловую сейсмограмму  $U(t_0, \alpha)$  изменения амплитуд в зависимости от угла падения. Для пересчета удалений в углы падения в предположении горизонтальности границы и среднескоростной модели используют выражение (10.26), а при известной модели интервальной скорости — выражение (10.28).

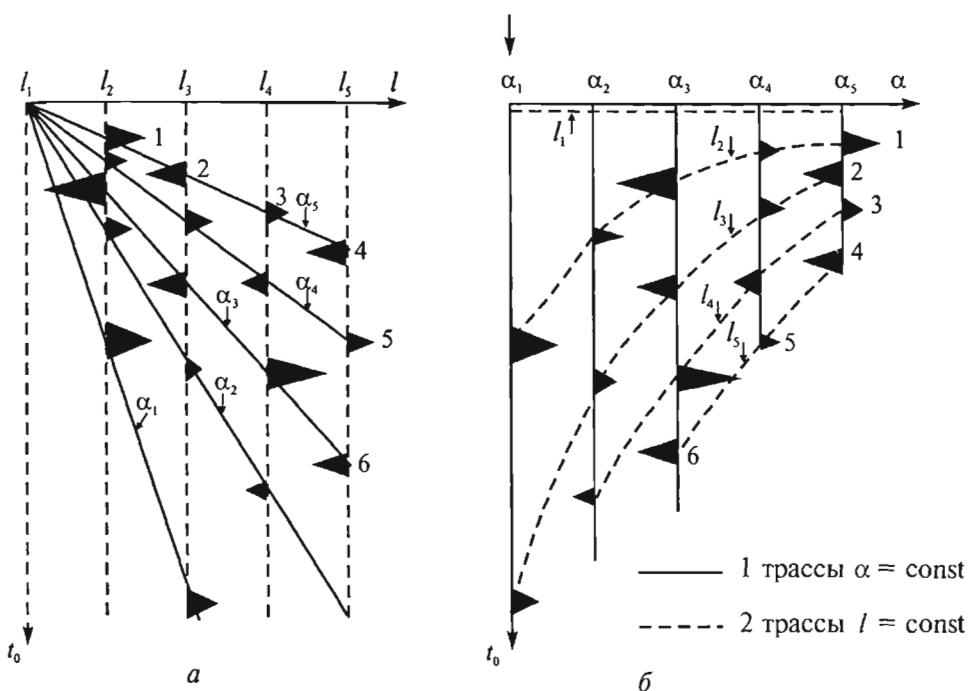


Рис. 10.19. Схема преобразования сейсмограмм удалений  $U(t_0, l)$  в угловую сейсмограмму  $U(t_0, \alpha)$

Схема преобразования  $U(t_0, l) \rightarrow U(t_0, \alpha)$  показана на рис. 10.19 $a, b$ , а преобразование реальной сейсмограммы ОСТ  $U(t_0, l)$  в угловую сейсмограмму — на рис. 10.20 $a, b$ . На реальной сейсмограмме (рис. 10.20 $a$ ) нанесены линии равных углов падения (через  $4^\circ$  в диапазоне от  $0$  до  $28^\circ$ ). Снимая амплитуды трасс с этой сейсмограммы в местах пересечения линий равных углов с трассами, получаем новый набор трасс, соответствующий сейсмограмме  $U(t_0, \alpha)$  (рис. 10.20 $b$ ), на которой каждая трасса характеризуется не удалением, а углом падения.

Проводя горизонтальное сечение на сейсмограмме  $U(t_0, \alpha)$  на времени  $t_0 = \text{const}$  выбранной оси синфазности отражения и отсчитывая амплитуды трасс вдоль этого сечения, получают значения амплитуд, которые являются основой для построения линейной зависимости амплитуды от  $\sin^2\alpha$  (рис. 10.20 $c$ ). Значения амплитуд на графике сглаживают, например, по методу наименьших квадратов. Пересечение прямой линии (результата сглаживания) с осью ординат представляет величину  $A$ , пропорциональную коэффициенту отражения  $R_{po}$  для случая нормального падения (которую затем можно масштабировать, приводя к коэффициенту отражения  $R_{po}$ ). Наклон сглаживающей линии характеризует градиент  $B$  амплитуд. Получая такие линейные зависимости для всех временных срезов угловой сейсмограммы, формируют трассы  $B(t_0)$  и  $A(t_0)$ .

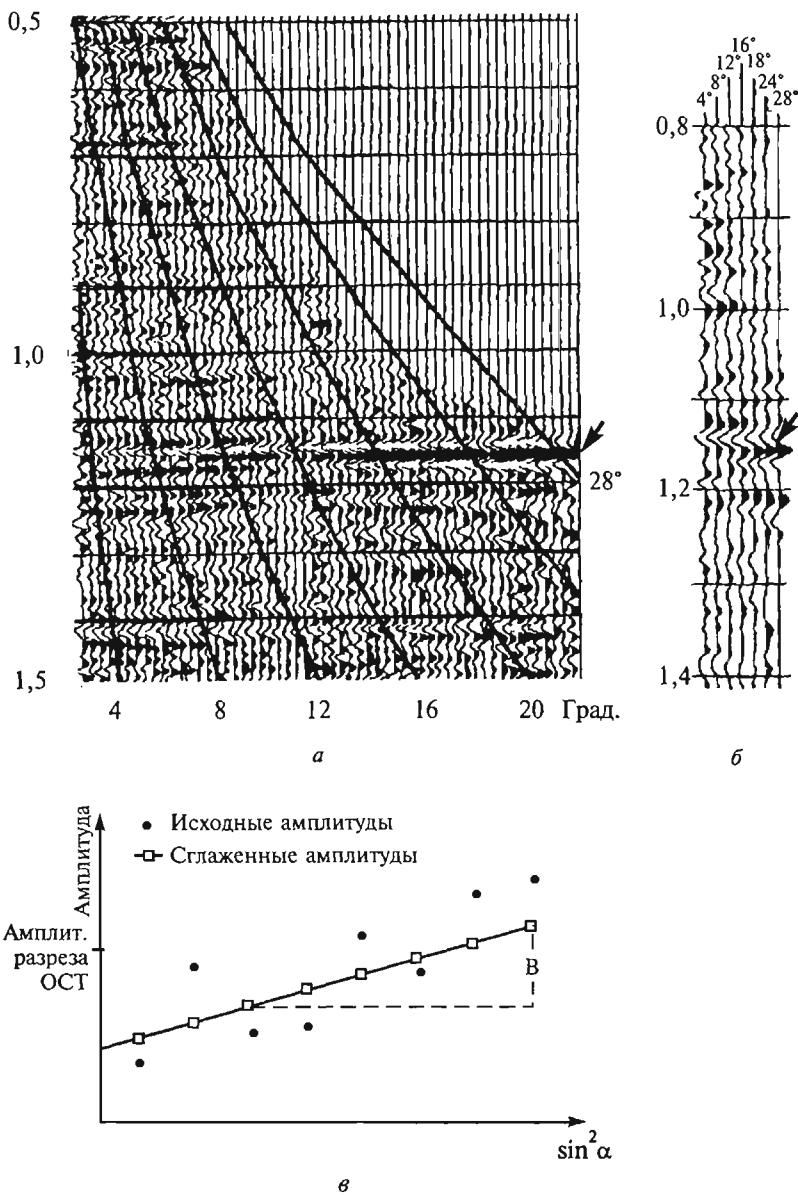


Рис. 10.20. Сейсмограмма  $U(t_0, I)$  (*a*) с наложенными на нее линиями разных углов падения  $\alpha$  и соответствующий ей фрагмент угловой сейсмограммы (*b*); линейная зависимость амплитуды от  $\sin^2 \alpha$  (*c*) при заданном постоянном  $t_0$  времени [10]

Технология АВО разработана применительно к сейсморазведке 2D, однако ее применение возможно и при обработке данных азимутальных сейсмограмм ОСТ, принадлежащих к единому бину, т.е. при обработке данных 3D сейсморазведки с построением объемных изображений параметров А и В, а также азимутальных

индикаторис В(θ). Вместе с тем надо отметить, что описанная технология AVO обладает значительно большей сложностью, чем анализ амплитудных вариаций СПД на сейсмограммах OCT 3D (п. 10.3.1) и не превосходит этот способ по точности. Кроме этого при преобразовании трасс удалений в трассы углов падения имеет место искажение сигналов, вызванное нелинейностью преобразования, что отрицательно влияет на точность AVO анализа.

С помощью AVO, также как и посредством СПД, возможно построение непрерывных по  $t_0$  диаграмм А( $t_0$ ) и В( $t_0$ ) и формирование для каждого отдельного отражения гидограммы В(А), которая представляет линию, образованную точками, принадлежащими разным фазам отражения [97].

### 10.3.3. Сравнительная оценка эффективности СПД и AVO посредством моделирования

Исследования эффективности выполнено (Урупов А.К., Пархоменко О.М.) для модели (рис. 10.21) геологического разреза одного из районов Западной Сибири. На рис. 10.21 во временном масштабе  $t_0 = \frac{2H}{V_c}$ , (где  $t_0$  — время прихода отражения;  $H$  — глубина залегания отражающей границы;  $V_c$  — средняя скорость продольной волны) изображены графики интервальных скоростей  $V_p$  и  $V_s$  продольных и поперечных волн и плотности  $\rho$  и показано положение 6 отражающих границ. Численные значения глубин  $H$  залегания границ, пластовых скоростей  $V_p$  и  $V_s$  и плотности  $\rho$  в 6 пластах, покрывающих границы 1—6, и в пласте, подстилающем границу 6, даны в табл. 10.2.

В начале для заданной модели решена прямая задача расчета параметров А и В (5.44, 5.45), коэффициентов отражения  $R_p$  (5.47) и построения импульсной сейсмограммы  $R_p(H, l)$ . Значения А и В, полученные по параметрам табл. 10.2, даны в табл. 10.3, импульсная сейсмограмма  $R_p(H, l)$ , построенная в диапазоне удалений  $l = 0 \div 1000$  м с шагом  $\Delta l = 100$  м, изображена на рис. 10.22.

По импульсной сейсмограмме  $R_p(t_0, l)$ , полученной после пересчета глубин  $H$  во времена  $t_0$ , решалась обратная задача определения параметров А и В с помощью алгоритма СПД (10.31, 10.32, 10.35). При сопоставлении исходных (табл. 10.3)

Таблица 10.2

Граница	$H, \text{м}$	$V_p, \text{м/с}$	$V_s, \text{м/с}$	$\rho, \text{г/см}^3$
1	400	1735	1214	2,02
2	650	1995	1197	2,05
3	850	2185	1398	2,12
4	950	2380	1618	2,15
5	1300	2570	1824	2,21
6	1700	2845	1844	2,25
		4200	2814	2,38

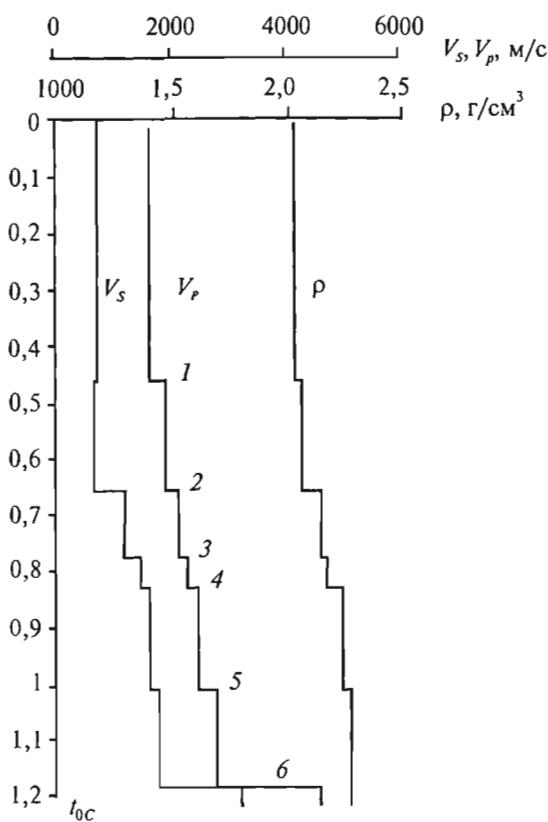


Рис. 10.21. Физическая модель геологического разреза

Таблица 10.3

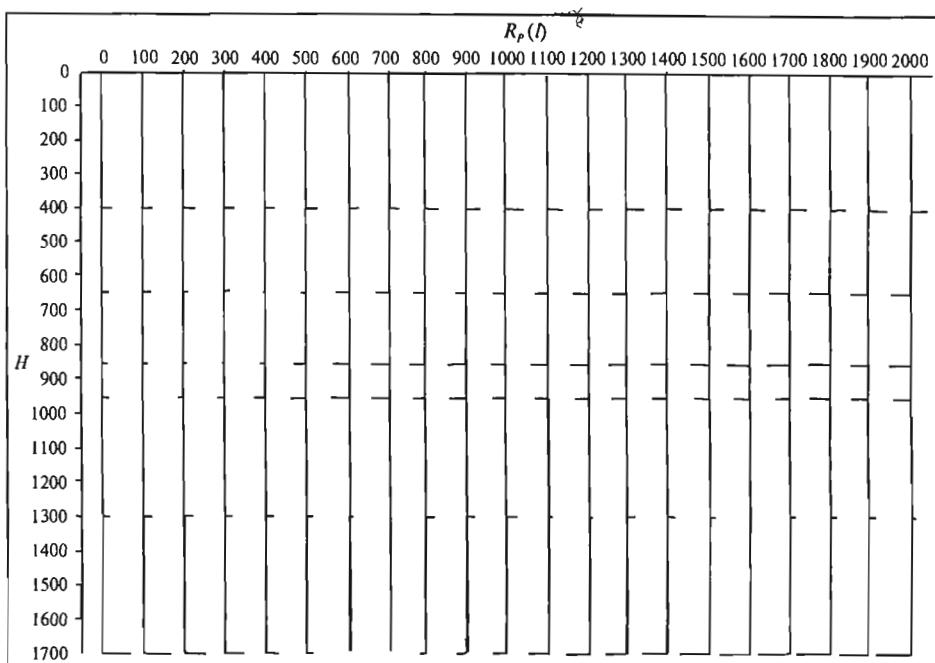
Граница	A	B
1	0,0770	0,0725
2	0,0022	-0,2198
3	0,0407	-0,2244
4	0,0521	-0,1894
5	0,0597	-0,0174
6	0,2192	-0,5803

и восстановленных с помощью СПД параметров А и В наблюдается их идеальное совпадение (рис. 10.23).

Сравнительная оценка эффективности СПД и АВО выполнена по результатам их применения для обработки синтетических сейсмограмм ОСТ  $U(t_0, l)$ , полученных посредством свертки импульсной сейсмограммы  $R_p(t_0, l)$  с единичными импульсами Н.Н. Пузырева [33],

$$f_0(t) = e^{-kt^2} \sin(\omega t + \psi),$$

обладающими разным затуханием (параметр  $k$ ) и разной круговой частотой  $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ , при  $\psi = \frac{\pi}{2}$ . Синтезирование сейсмограмм выполнено для импульсов  $f_0(t)$  имеющих асимметричную форму, где  $-\frac{T}{4} < t < \frac{3}{2}T$ , и симметричную форму, когда  $-\frac{3}{2}T < t < \frac{3}{2}T$ .



**Рис. 10.22. Дискретное распределение коэффициентов (амплитуд) отражения  $R(l, H)$ :**

Диапазон глубин  $H = 0 \div 1700$  м

Диапазон удалений  $l = 0 \div 2000$  м

Диапазон времен прохода отражений  $t_0 = 0 \div 1,2$  с

Предполагалось, что форма импульса  $f_0(t)$  не изменяется с удалением  $l$ , т.е. считалось, что ввод кинематических поправок и другие процедуры обработки сейсмопротяжек и сейсмограмм, (равно как и условия распространения сигнала в среде и его регистрации), не оказывают искажающего влияния на форму отраженного сигнала.

Полученные сейсмограммы были подвергнуты обработке посредством СПД и АВО. Остановимся на двух примерах такой обработки, (рис. 10.25 и рис. 10.26).

Рис. 10.25 иллюстрирует технологию обработки СПД сейсмограммы ОСТ(а), полученной путем свертки коэффициентов отражения с асимметричным импульсом  $f_0(t)$  с частотой 25 Гц, и содержит сопоставление диаграмм  $A(t_0)(в)$

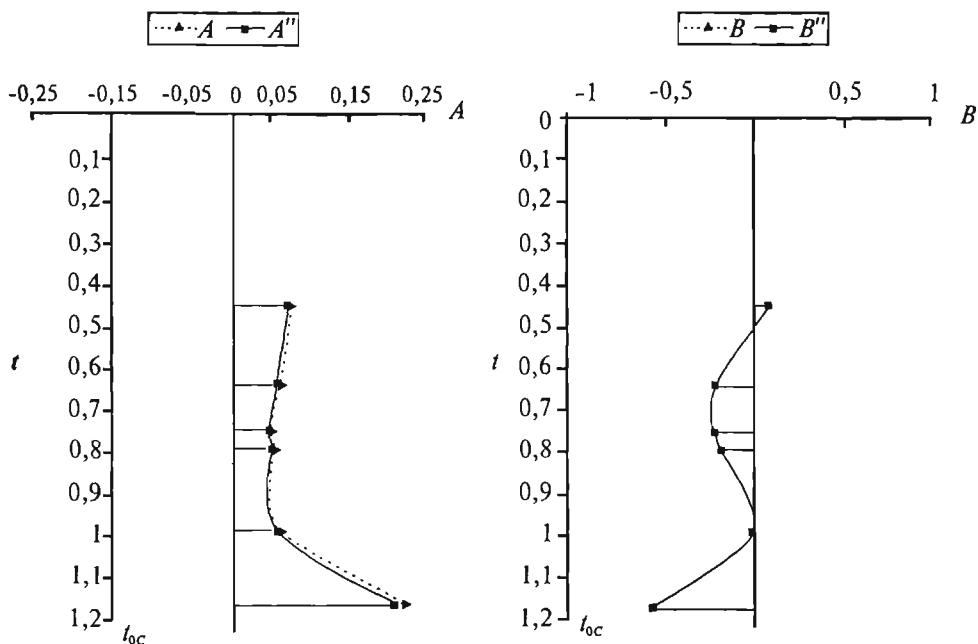


Рис. 10.23. Исходные параметры  $A''$  и  $B''$ , рассчитанные по формулам (5.44, 5.45) и восстановленные с помощью СПД параметры  $A$  и  $B$  при бесконечно малой длительности сигналов, отраженных на шести границах модели (рис. 10.21)

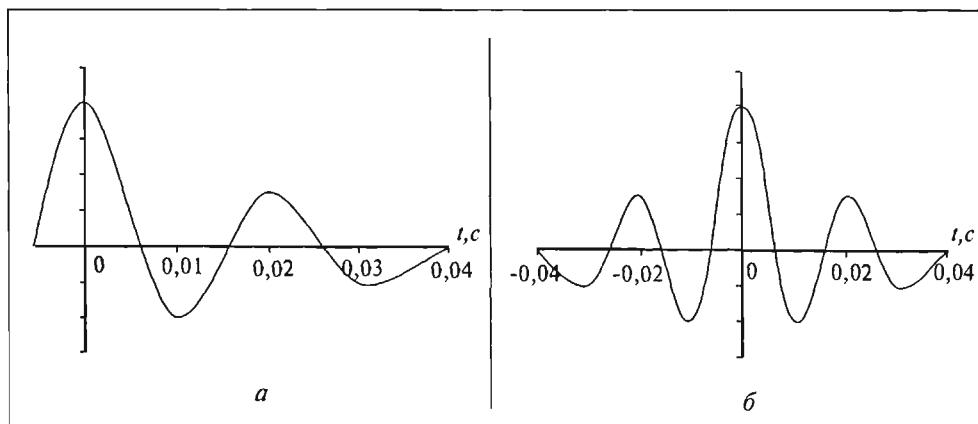
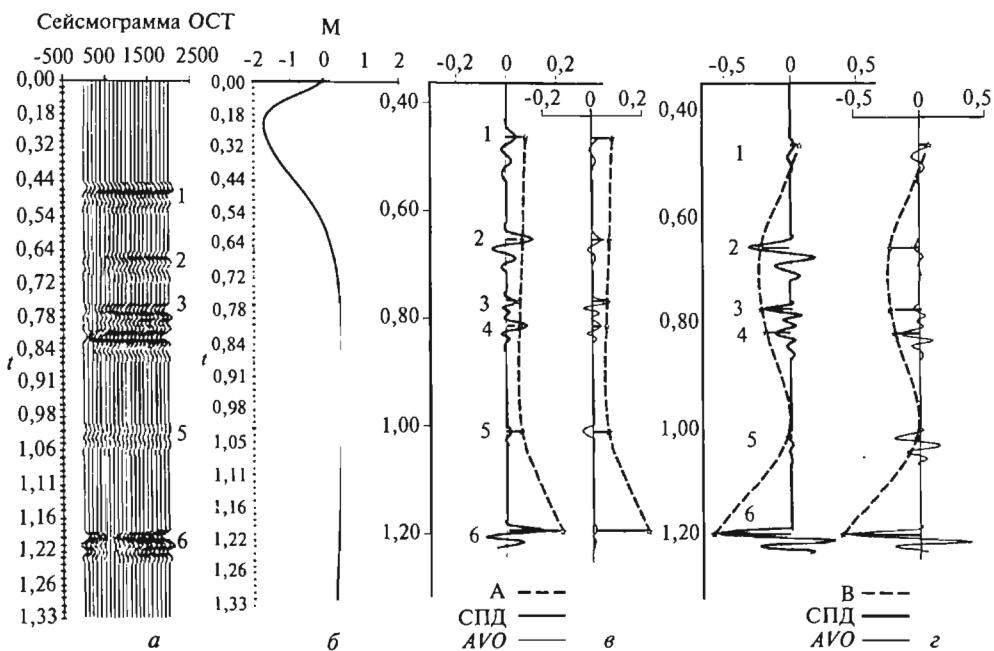


Рис. 10.24. Асимметричный (а) и симметричный (б)

импульсы Пузырева при  $f = \frac{1}{T} = 50$  Гц



**Рис. 10.25.** Сопоставление диаграмм  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$ , полученных посредством СПД и АВО  
 $a$  — сейсмограмма, представляющая результат свертки коэффициентов отражения и асимметричного импульса Пузырева;  $b$  — множитель  $M(t_0)$ ;  $c$  — сопоставление диаграмм  $A(t_0)$  СПД и АВО;  $g$  — сопоставление диаграмм  $B(t_0)$  СПД и АВО. Пунктиром показана огибающая дискретных значений  $A$  и  $B$ , соответствующих отражающим гра-нициам 1, 2, 3, 4, 5, 6.

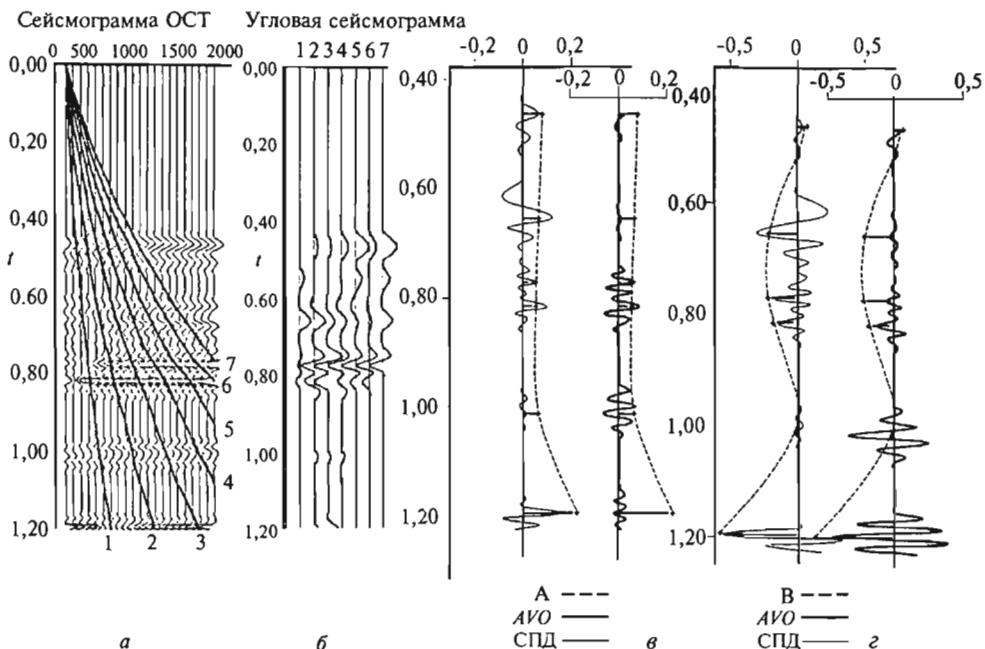
и  $B(t_0)(g)$ , СПД и АВО. На рис. 10.26 приведена сейсмограмма ( $a$ ), полученная в итоге свертки коэффициентов отражения с симметричным импульсом  $f_0(t)$  с частотой 25 Гц, угловая сейсмограмма  $AVO(b)$  и также сопоставлены диаграммы  $A(t_0)(e)$  и  $B(t_0)(g)$  для АВО и СПД.

Построение диаграмм  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$  с помощью СПД в обоих случаях проводилось в соответствии с выражениями (10.28, 10.31, 10.32) и (10.35—10.37), с использованием оператора

$$p(l) = \begin{cases} -1 & \text{при } l = 0 \div 1000 \text{ м,} \\ +1 & \text{при } l = 1000 \div 2000 \text{ м.} \end{cases}$$

AVO анализ выполнен по технологии, изложенной в п. 10.3.2.

Диаграммы  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$ , представленные на рис. 10.25 и рис. 10.26, сформированы при условии, что видимая длина волны  $\lambda$  меньше мощности  $h$  каждого из пластов, слагающих разрез. При этом отдельное отражение проявляется на диаграммах  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$ , в виде импульса конечной длительности, подобного исходному импульсу Пузырева. Параметры  $A$  и  $B$ , вычисленные по формулам (5.44) и (5.45), совпадают (при СПД лучше, а при АВО хуже) с главными экстремумами импульсов на диаграммах  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$  для всех 6 отражений. В связи с конечной длительностью импульсов отдельное отражение на графике



**Рис. 10.26.** Сопоставление диаграмм  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$ , полученных посредством АВО и СПД.  
 $a$  — сейсмограмма, представляющая результат свертки коэффициентов отражения

и симметричного импульса Пузырева ( $\Psi = \frac{\pi}{2}, f = 25 \text{ Гц}, -\frac{3}{2}T < t < \frac{3}{2}T$ );  
 $b$  — угловая сейсмограмма;  $c$  — сопоставление диаграмм  $A(t_0)$  АВО и СПД;  
 $d$  — сопоставление диаграмм  $B(t_0)$  АВО и СПД. Пунктирная линия — огибающая дискретных значений  $A$  и  $B$ , соответствующих дискретным границам

$B(A)$ , обычно используемом при прогнозировании разреза (см.п. 10.3.4), фиксируется не в виде точки, а в виде некоторой линии, именуемой годограммой [97]. При  $\lambda < h$  и неизменной с удалением форме отраженного импульса годограмма  $B(A)$  представляет прямую линию (рис. 10.27).

При  $\lambda > h$  в связи с интерференцией отражений, а также при изменяющейся с удалением по разным причинам форме отраженного импульса, эффективность динамического анализа снижается. Главные экстремумы на диаграммах  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$  и параметры  $A$  и  $B$  (5.44) и (5.45), характеризующие упругие свойства разреза, перестают совпадать, а годограммы  $B(A)$  приобретают более сложную форму.

В качестве примера, иллюстрирующего отмеченные явления, на рис.10.28 дано сопоставление результатов динамического анализа СПД синтетических сейсмограмм, при  $\lambda < h$  и  $\lambda > h$  с введёнными кинематическими поправками и неизменной с удалением видимой частоте и форме симметричного импульса Пузырева. Анализ выполнен (А.К. Урупов, Дж. А. Али Мухамед) для разреза одной из скважин бассейна Мелут (Судан).

На рис. 10.28 изображен разрез и его параметры (I), полученные по данным ГИС при мощности пластов  $h \approx 100 \text{ м}$ ; сопоставлены диаграммы  $B_1(t_0)$

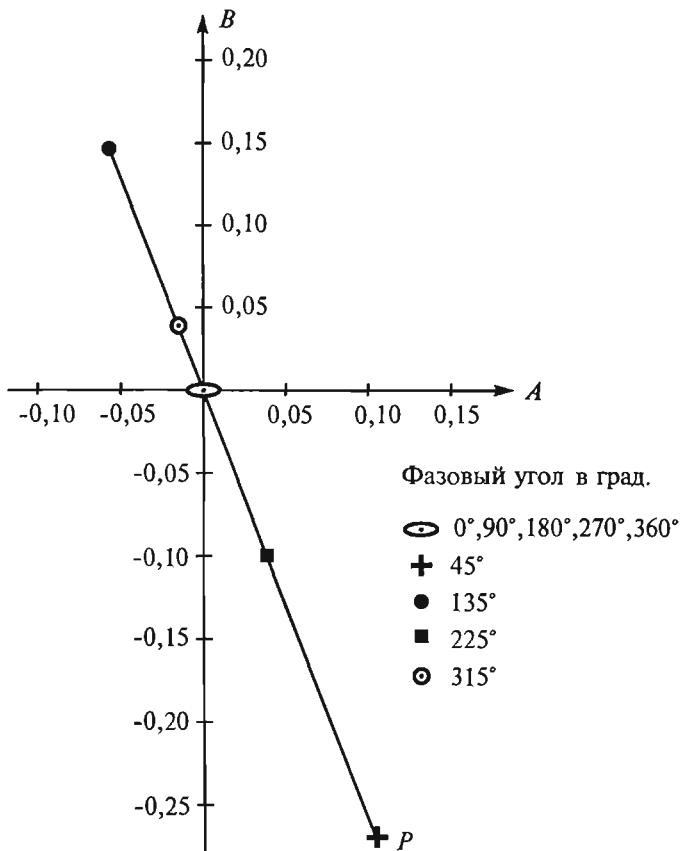


Рис. 10.27. Годограмма отражения от границы 2, полученная по данным СПД (рис. 10.25). Точка  $P$ , соответствующая первому экстремуму отражения (фаза 45°) характеризует параметры  $A$  и  $B$  границы 2 (см. табл. 10.3)

и  $B_2(t_0)$  (II) и  $A_1(t_0)$  и  $A_2(t_0)$  (III), рассчитанные с помощью СПД при  $\lambda < h$ ,  $f = 50$  Гц ( $B_1, A_1$ ) и при  $\lambda > h$ ,  $f = 10$  Гц ( $B_2, A_2$ ). Точками показаны исходные значения  $A$  (5.44) и  $B$  (5.45). На этом же рисунке изображены для трех временных интервалов разреза годограммы  $B_1(A_1)$  (IV) и  $B_2(A_2)$  (V). При анализе использовался оператор

$$p(l) = \begin{cases} -1 & \text{при } l = 0 \div 1500 \text{ м,} \\ +1 & \text{при } l = 1500 \div 3000 \text{ м} \end{cases}$$

при шаге между ПП  $\Delta l = 50$  м.

Приведенные примеры, равно как результаты обработки синтетических сейсмограмм, полученных при других параметрах импульса  $f_0(t)$ , позволяют сделать следующие выводы:

- СПД технологичнее способа АВО.
- СПД обладает более высокой по сравнению с АВО точностью.

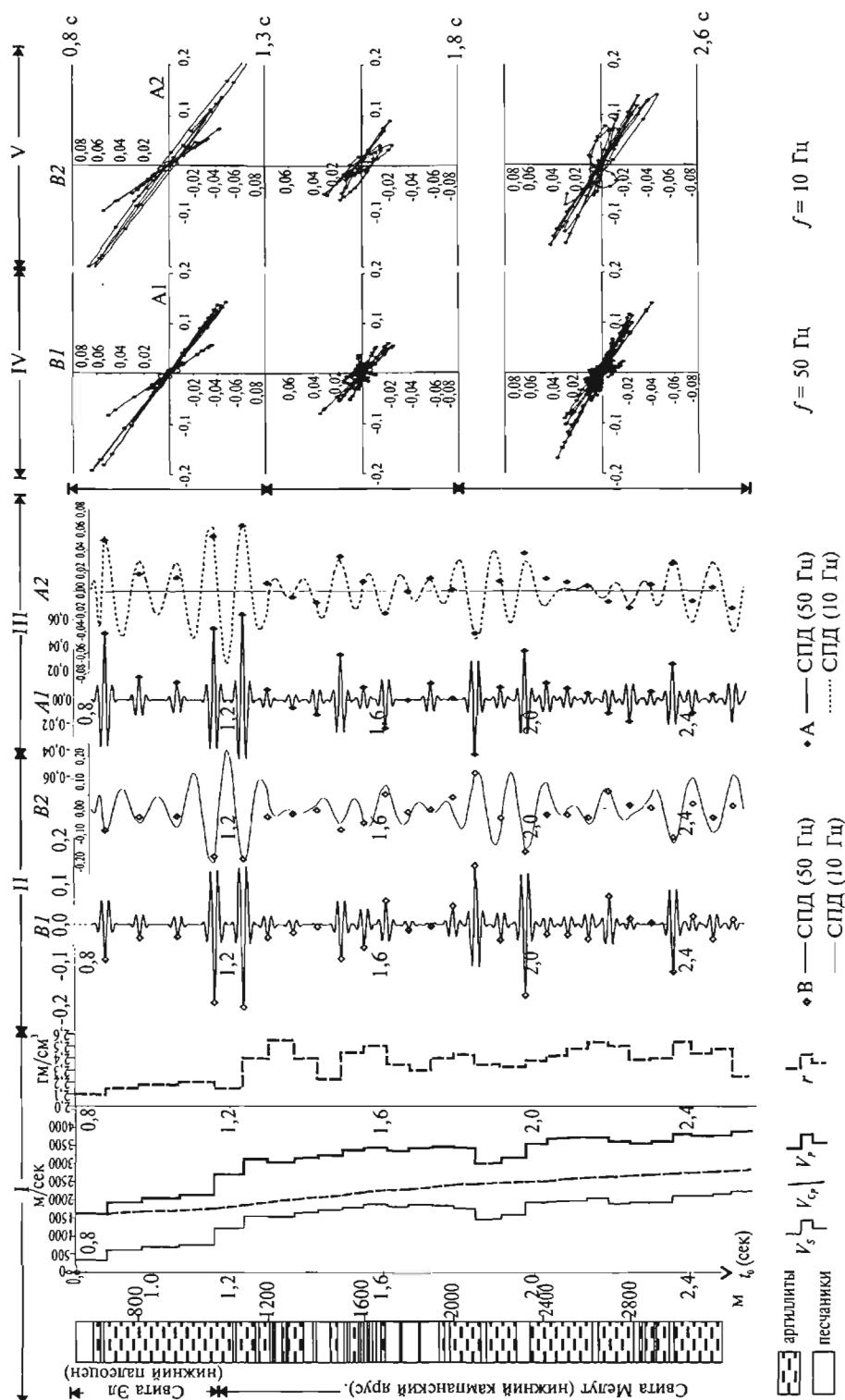


Рис. 10.28. Сопоставление результатов динамического анализа СПД при различных соотношениях видимой длины волн *l* и мощности *h* слоев

- Значения  $A$  и  $B$ , характеризующие свойства отражающей границы, при  $\lambda < h$  вне зависимости от формы импульса следует определять по главному экстремуму отраженного сигнала.
- Непрерывные по  $t_0$  диаграммы  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$ , при  $\lambda < h$  в диапазоне времен регистрации отдельного отраженного сигнала, обладают периодичностью и длительностью, характерной для данного отраженного сигнала, и подобной формой.
- Непрерывный по времени  $t_0$  характер диаграмм  $A(t_0)$  и  $B(t_0)$  позволяет построить для каждого отражения годограмму  $B(A)$ , которая, в случае  $\lambda < h$  и неизменной с удалением  $l$  формой отраженного сигнала, имеет вид прямой линии (рис. 10.27).
- Интерференция отражений, обусловленная тонкой слоистостью, возникающая при видимой длине волны, большей мощности слоя, затрудняет определение параметров  $A$  и  $B$ , а, следовательно, и  $PR$ .
- Изменения формы отраженного сигнала с удалением, обусловленные его искажениями при вводе кинематической поправки, а также любыми другими причинами, существенно снижают точность динамического анализа СПД и АВО. Годограмма  $B(A)$  отражения в этом случае представляет кривую сложной формы [97].

#### **10.3.4. Теоретические основы интерпретации параметров амплитудных вариаций**

##### **1. Классификация поведения параметров амплитудных вариаций**

Существует ряд приемов интерпретации параметров. Наибольшей эффективностью обладает интерпретация параметров при поисках газовых залежей в терригенных отложениях. Качественная классификация поведения характеристик амплитудных вариаций, которую можно рассматривать как первую ступень обнаружения газовых залежей в терригенных отложениях, была дана в 1989 г. Резерфордом и Уильямсом [102] и детально описана Ю.Н. Воскресенским [10]. Эта классификация позволяет делать предварительное определение свойств газовых песков. Аналогичная классификация для нефтяных песков и карбонатных коллекторов оказалась практически невозможной из-за малого контраста их коэффициентов Пуассона с коэффициентами Пуассона для покрывающей толщи.

Весь диапазон характеристик для песчанистых коллекторов получен путем расчета коэффициентов отражения  $P$  волн по Цёппритцу для простейшей модели состоящей из покрытого глинистым сланцем газонасыщенного песка. На рис. 10.29 показаны положенные в основу классификации кривые коэффициентов отражения от поверхности коллектора в зависимости от углов падения, вычисленные в некотором диапазоне небольших коэффициентов  $R_{p_0}$  для нормального падения. Коэффициенты Пуассона и различие плотностей на границе глинистый сланец — газовый песок могут не быть постоянными для рассматриваемого диапазона значений  $R_{p_0}$ , однако, если контраст коэффициентов Пуассона значителен, то представленный качественный анализ будет не чувствителен к точным значениям коэффициентов Пуассона и контрасту плотностей.

Пески, являющиеся составной частью рассматриваемой модели, могут быть разделены, как показано на рис. 10.29, на три класса: класс 1 — высокоимпедансные пески, класс 2 — пески с импедансами, близкими к глинистым сланцам, и классы 3 и 4 — низкоимпедансные пески. Рассмотрим, следя Ю. Н. Воскресенскому [10], свойства этих классов.

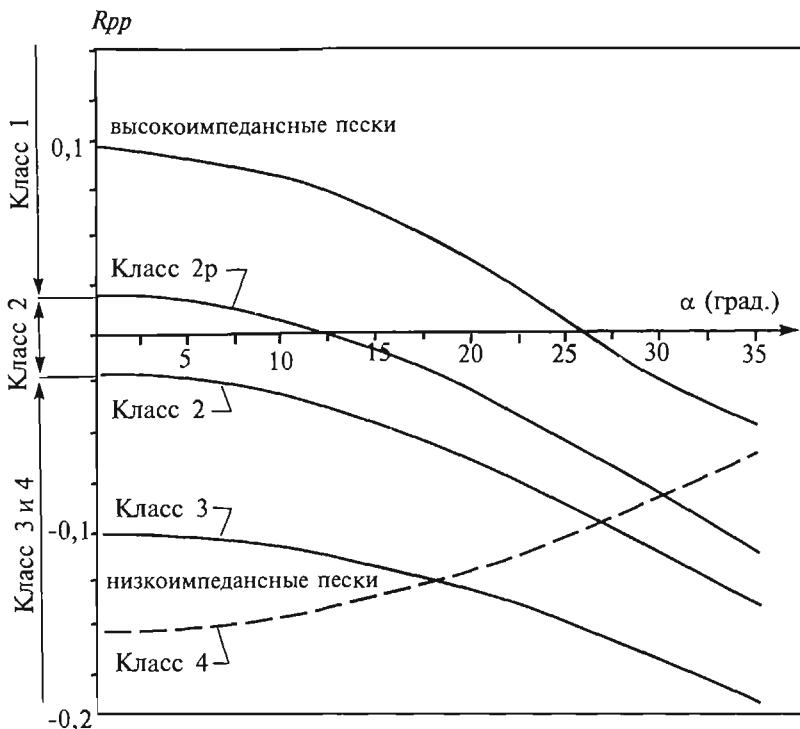


Рис. 10.29. Характеристики АВО для покрытых сланцами газовых песков классов 1—3 (сплошные линии) и газового песка класса 4 (пунктир) [10, 47]

*Класс 1* — высокоимпедансные пески, имеющие импеданс больший, чем покрывающая среда, обычно в виде глинистого сланца. Поверхность глинистый сланец — песок (песчаник) характеризуется относительно большим положительным значением  $R_{p0}$ . Верхняя кривая на рис. 10.29 соответствует пескам класса 1, характерным для сухопутных разведочных площадей и сильно уплотненных пород. Коэффициент отражения высокоимпедансного песка положителен для нулевого удаления и уменьшается с удалением. Градиент В изменения амплитуды от удаления для песков 1-го класса обычно больше, чем для песков классов 2 и 3. Градиент зависит от  $R_{p0}$ , а также от контраста коэффициентов Пуассона с обеих сторон границы. При уменьшении  $R_{p0}$  и с уменьшением контраста коэффициентов Пуассона градиент также уменьшается.

Отражающая способность песков 1-го класса, первоначально уменьшаясь с удалением, может изменять полярность (если существует соответствующий ди-

апазон удалений). Следовательно, синтетические сейсмические разрезы, рассчитанные для песков 1-го класса только для нормального падения, не могут точно предсказать амплитуду отражающего отклика. Если изменение полярности выражено резко, то амплитуда отражения на разрезе от этих песков может быть близка к нулю (т.е. появится тусклое пятно) или изменить полярность на противоположную по сравнению с амплитудой, получаемой при моделировании для нормального падения. Эффект тусклого пятна на реальных разрезах может быть обусловлен случайной комбинацией глубин отражающих границ и геометрии регистрирующей расстановки.

**Класс 2** — пески, с разницей импедансов, близкой к нулю. Пески, которые имеют импедансы, близкие с покрывающими породами обычно умеренно уплотнены и консолидированы. На рис. 10.29 диапазон характеристик для песков 2-го класса ограничиваются две средние кривые. Градиенты для песков 2-го класса достаточно велики, но меньше градиентов для песков 1-го класса. Отражающая способность песков 2-го класса при малых удалениях близка к нулю и ее трудно оценить при наличии помех. Отражения могут появляться только на больших удалениях, если их амплитуда превышает уровень помех. Синтетические разрезы для нормального падения в принципе не пригодны для описания поведения амплитуд на разрезах ОСТ для песков 2-го класса. Сейсмическая инверсия (типа ПАК) по разрезам ОСТ при наличии этих песков также не имеет смысла.

Класс 2 обладает существенно разными характеристиками. Верхняя кривая диапазона соответствует маленькому положительному нормальному коэффициенту отражения, уменьшающемуся при малых углах и увеличивающемуся после обращения фазы при больших углах падения. Нижняя кривая имеет маленький отрицательный нормальный коэффициент отражения, который увеличивается с углом падения. Поэтому в класс 2 подразделяют на пески, которые представлены обычным уменьшением амплитуд с увеличением удаления (класс 2) и которые представлены обращением фазы с увеличением удаления (класс 2р). Характеристика класса 2р будет видна на разрезе ОСТ также как традиционное тусклое пятно, имея противоположные полярности при малых и больших удалениях, что приведет к почти нулевой амплитуде при накапливании. Характеристика класса 2 будет давать маленькую отрицательную амплитуду на разрезе ОСТ, которая может не проявиться ни как яркое, ни как тусклое пятно.

**Класс 3** — низкоимпедансные пески. Пески 3-го класса имеют более низкий импеданс, чем покрывающая среда. Такие пески обычно слабо уплотнены и не консолидированы. Этот класс песков проявляется отрицательными амплитудными аномалиями на разрезах ОСТ и ОТО (яркие пятна), так как имеет большую отрицательную отражательную способность при всех удалениях. Градиенты амплитуд в этом случае меньше градиентов, свойственных пескам 1 и 2 классов. Отражения от этих песков лучше, чем от других поддаются динамическому анализу, поскольку эти пески в виде ярких пятен наиболее легко обнаружить по разрезам ОСТ. Поскольку изменений полярности сейсмозаписей для этих песков не наблюдается, то накапливание ОСТ не дает сложных эффектов и синтетические разрезы для нормального падения, в общем, будут близки с накопленными данными. Параметр  $A$  для песков класса 3 на разрезах ОСТ мало чувствителен к геометрии системы наблюдений, однако результаты накапливания ОСТ все

равно не соответствуют точным амплитудам при нулевом удалении и не могут быть использованы для количественной сейсмической инверсии, хотя эти отклонения не так велики, как для классов 1 и 2.

4-ый класс проявляется, если пористый песок перекрыт высокоскоростной толщей, представленной глинистыми сланцами (окремненными или известковистыми), плотными сцепментированными песчаниками или карбонатами. Эти пески дают даже больший отрицательный коэффициент отражения для нормального падения, чем класс 3, однако, с увеличением угла падения и градиент положителен, т.е. противоположен градиентам песков классов 1, 2 и 3. Для объяснения такого необычного поведения коэффициента отражения обратимся к уравнению (5.41), которое используют для ориентировочного определения вкладов каждого из значений  $V_p$ ,  $V_s$  и плотности в изменение коэффициента отражения с удалением. Оказывается, различие в поведении коэффициентов отражения для 3 и 4 классов песков зависит только от знака контраста скоростей  $\Delta V_s$ . Если  $\Delta V_s$  положителен (глинистые сланцы над газовым песком), то вклад  $S$ -волны более положителен с увеличением удаления. В итоге наблюдается маленькое уменьшение общего коэффициента отражения с увеличением удаления и тем самым это отражение относится к классу 4 песков. Следовательно, один и тот же газовый песок характеризуется совершенно разным поведением параметров  $A$  и  $B$ , зависящим от покрывающих пород. Это показывает, что при классификации отражений нельзя основываться только на свойствах самого газового песка, как это сделано в первоначальной классификации Резерфорда и Уильямса [102].

Исходя из приведенной выше классификации, качественный анализ  $AVO$  можно представить следующим образом. В целевом временном окне на сейсмограммах с высоким отношением сигнал/помеха осуществляют поиск аномально ведущих осей синфазности. Эти отражения классифицируют по поведению характеристик  $AVO$  для выделения по профилям или на площасти перспективных зон с ожидаемым классом песков. К такому анализу также целесообразно привлекать разрезы ОСТ для различных диапазонов удалений (обычно, близких и дальних) с целью последующего их сравнения. В случае больших контрастов скоростей в покрывающей толще вместо таких разрезов можно использовать «угловые разрезы», формируемые для узких диапазонов углов падения на границы в пределах временного окна, в которое входит исследуемый объект.

Наиболее легко анализу поддаются пески 3-го класса, т.к. поведение осей синфазности для них резко аномально — отрицательная амплитуда увеличивается с удалением. Простейшая схема определения залежей, связанных с газовыми песками 3 класса представлена в виде блок-схемы на рис. 10.30. Пески 1, 2 и 4 классов выделить труднее. Так, на выделение песков классов 1 и 2 можно рассчитывать, используя только разрезы дальних удалений.

## 2. Основные индикаторы газовых залежей

При интерпретации данных используют следующие три вида индикаторов:

- мультипликативный  $A \times B$ ,
- аддитивный  $A + B$ ,
- корреляционный  $B(A)$ .

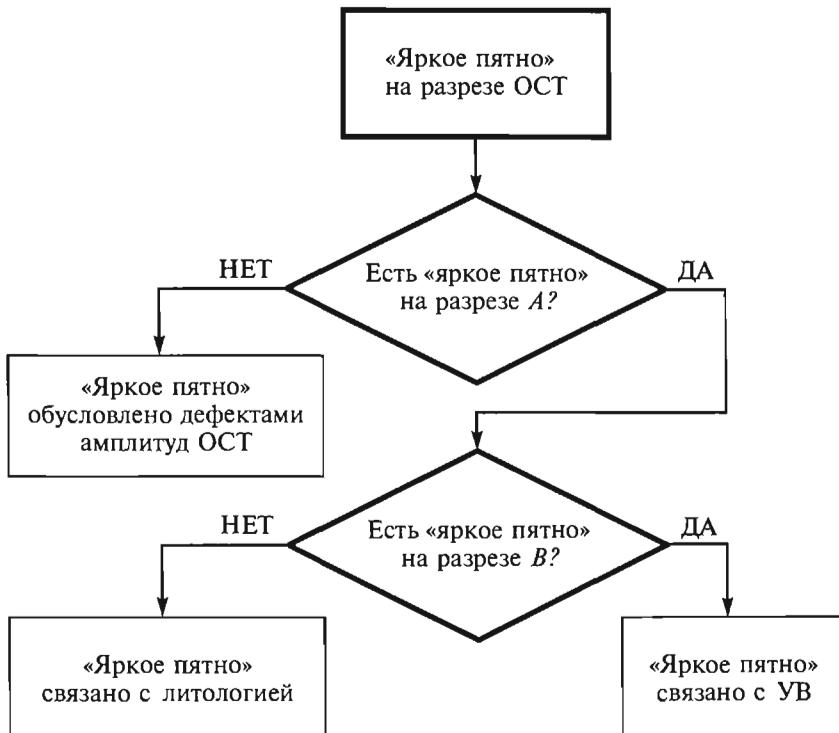


Рис. 10.30. Схема выделения газовых песков класса 3 по «ярким пятнам» на разрезе ОСТ и разрезах  $t_0$  и  $t_0'$  [10]

С помощью мультиликативного индикатора  $A \times B$  легко определяется песок с низким импедансом, для которого свойственны отрицательные значения  $A$  и  $B$  и большая положительная величина  $A \times B$ . Распознать пески 1 и 2 класса с помощью этого индикатора невозможно.

Аддитивный индикатор  $A + B$  приближенно равен

$$A + B \approx (\Delta V_p / V_p - \Delta V_s / V_s) / 2.$$

С помощью этого индикатора легко опознаются водонасыщенные коллектора, обладающие значениями  $A + B$  близкими к нулю на фоне которых выделяются в виде отрицательных значений  $A + B$  любые газонасыщенные коллектора.

Корреляционный индикатор  $B(A)$ , при исключении влияния фазовой зависимости параметров  $A$  и  $B$  на основе анализа годограмм, позволяет выделить фоновую зависимость  $B$  от  $A$  для водонасыщенных пород в виде прямой линии, проходящей через начало координат ( $A = 0, B = 0$ ). Наклон прямой фоновой линии зависит от соотношения  $V_p / V_s$  (рис. 10.31a). Линии, связанные с отражениями от кровли и подошвы газоносных пластов, проходят параллельно фоновой линии со смещением относительно нее.

Смещенные относительно фоновой линии зависимости для газовых песков могут попасть в разные квадранты на плоскости графика  $B(A)$ . При этом каждый

из рассмотренных 4-х классов песков, как следует из рис. 10.31б и табл. 10.4 [10], имеет свое место на плоскости  $B(A)$ .

Таблица 10.4

**Амплитуды отражения от кровли газового песка в зависимости от удаления для четырех классов песков при типичной «фоновой» зависимости с отрицательным наклоном**

Класс	Импеданс газового песка	Квадрант	Знак A	Знак B	Амплитуда в зависимости от удаления
I	Больше покрывающего слоя	IV	+	-	Уменьшается
II	Примерно равен импедансу покрывающего слоя	III или IV	±	-	Уменьшается или увеличивается, может изменить полярность
III	Меньше покрывающего слоя	III	-	-	Возрастает
IV	Меньше покрывающего слоя	II	-	+	Уменьшается

Пример, иллюстрирующий реальные возможности индикатора  $B(A)$ , показан на рис. 10.32.

Таким образом, рассмотренные способы анализа амплитудных вариаций, дают возможность идентифицировать газовые пески всех классов, однако отмеченные закономерности поведения параметров  $A$  и  $B$  справедливы для идеальных условий. При работе с реальными данными возникают трудности связанные с:

- выделением кровли и подошвы резервуара;
- частым отсутствием сведений о скоростях S-волн;
- зависимостью данных не только от водо- или УВ-насыщения, но и таких факторов, как пористость и степень глинизации резервуара, наличие пластов угля и др.;
- зависимостью данных от способов исключения геометрического расхождения;
- наличием шума на сейсмограммах ОСТ;
- наличием тренда (убывания) амплитуд в связи с возрастающим по мере удаления несовпадением направления вектора смещения и максимума характеристики направленности I рода;
- несовпадением направления луча и нормали к фронту волны в связи с анизотропией среды;
- фазовой зависимостью параметров  $A$  и  $B$  при конечной длительности сигнала.

В заключение отметим, что положительные и отрицательные моменты интерпретации параметров  $A$  и  $B$ , изложенные в п. 10.3.4 применительно к способу  $AVO$ , справедливы и для способа параметрических диаграмм.

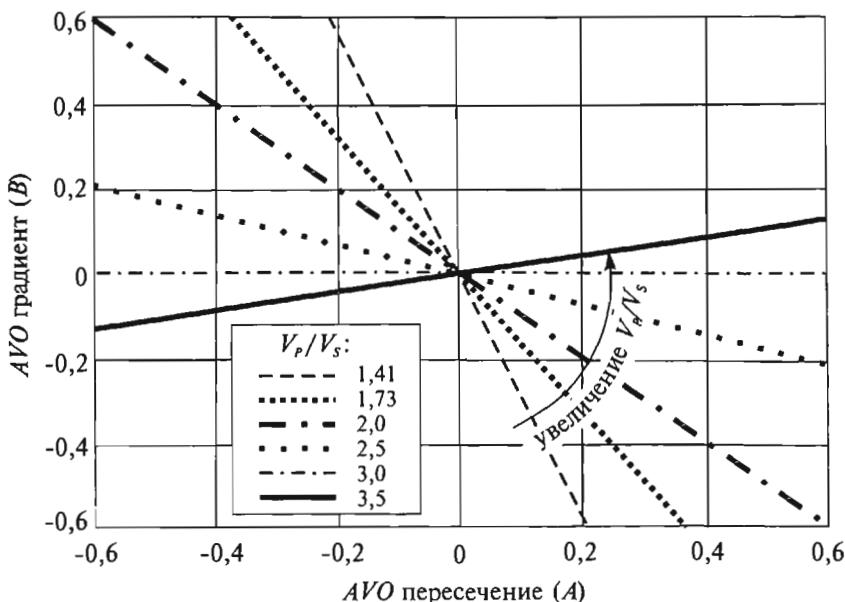


Рис. 10.31а. Фоновая зависимость  $B(A)$  для водонасыщенных пород представляет прямую, поворачивающуюся против часовой стрелки при увеличении  $V_p/V_s$  [10]

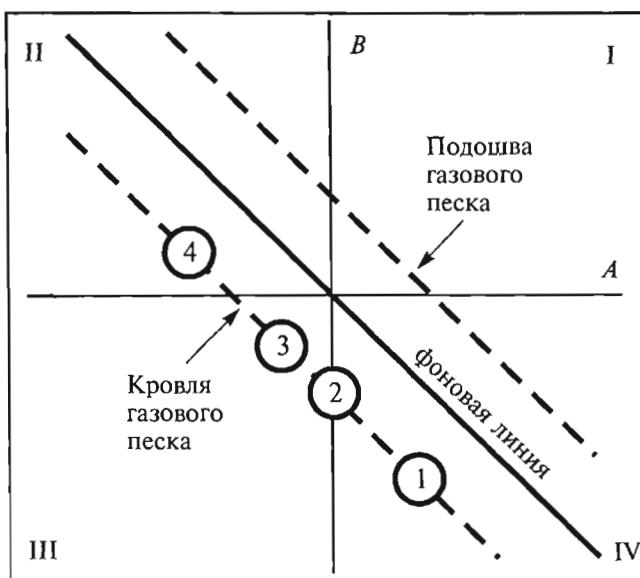


Рис. 10.31б. Классы песков на зависимости  $B(A)$ .

Ниже фоновой линии — линия точек для отражений от кровли газовых песков классов 1, 2, 3 и 4, располагающихся в IV, III или II квадрантах. Выше фоновой линии — линия точек для отражений от подошвы песков

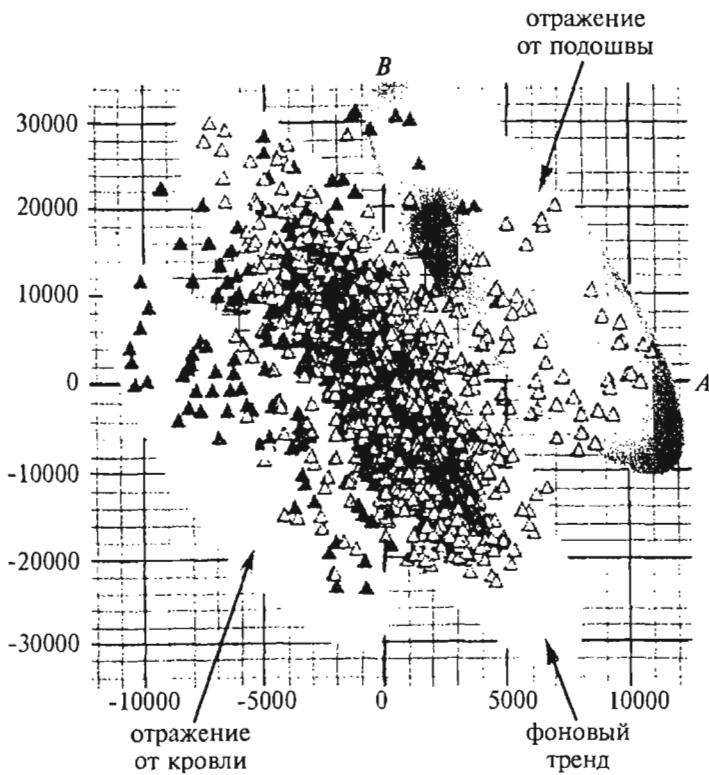


Рис. 10.32. Зависимость  $B(A)$ , полученная по реальным сейсмическим данным [10]. Показаны эллиптические зоны разброса точек, соответствующих фоновому тренду и отражениям от кровли и подошвы газового песка

### 10.3.5. Упругая инверсия

#### 1. Основные параметры упругой инверсии

В п.п. 10.3.1—10.3.3 были рассмотрены способы определения параметров  $A$  и  $B$ , а в п. 10.3.4 — классические приемы их интерпретации, обеспечивающие частичное решение задачи упругой инверсии. Современная технология упругой инверсии, используемая при выделении и изучении нефтегазоносных объектов, основана на определении и интерпретации более широкого набора параметров упругой инверсии волнового поля, связанных функционально со скоростями  $P$  и  $S$  волн и плотностью геологической среды и корреляционно с ее геолого-геофизическими свойствами. При этом наибольший интерес представляют такие свойства как пористость, флюидонасыщенность и характер флюида.

Теоретической основой упругой инверсии являются равенства, связывающие коэффициенты отражения продольной волны с параметрами среды. Наиболее строгим является равенство, представленное в табл. 5.2, вытекающее непосредственно из уравнений Цёпритца (5.34). Однако, в силу сложности и громоздкости этого равенства, на практике используются более простые — ап-

проксимационные равенства (5.41—5.42, 5.47, 5.49, 5.50). Эти равенства также следуют из уравнений Цёпритца, но при ряде допущений и ограничений. Основное ограничение — небольшие углы падения волны на границу ( $\alpha < 40^\circ$ ).

Полное решение задачи упругой инверсии как с использованием приближенных уравнений, так и с помощью нелинейных решений непосредственно уравнений Цёпритца без привлечения дополнительной информации невозможно. В качестве такой информации обычно используют данные многоволнового АК и ВСП в глубоких скважинах. Одно из назначений скважинных данных — определение масштабных множителей, связывающих амплитуду отражения с коэффициентом отражения и другими параметрами волнового поля.

Известно множество параметров, характеризующих упругие свойства. Мы остановимся на 10 таких параметрах. Основными взаимно несвязанными, т.е. независимыми параметрами волнового поля, определяемыми посредством упругой инверсии являются следующие 4 параметра:

- скоростная отражающая способность  $P$  волн

$$Q_P = \frac{\Delta V_P}{2V_P} = \frac{V_{P2} - V_{P1}}{V_{P2} + V_{P1}} = C, \quad (10.39.1)$$

где  $C$  — коэффициент в уравнении (5.46);

- скоростная отражающая способность  $S$  волн

$$Q_S = \frac{\Delta V_S}{2V_S} = \frac{V_{S2} - V_{S1}}{V_{S2} + V_{S1}}, \quad (10.39.2)$$

- плотностная отражающая способность

$$Q_\rho = \frac{\Delta \rho}{2\rho} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}, \quad (10.39.3)$$

- соотношение скоростей  $S$  и  $P$  волн

$$Q_{SP} = \frac{V_S}{V_P} = \frac{V_{S1} + V_{S2}}{V_{P1} + V_{P2}} = \left( \frac{1 - 2\sigma}{2(1 - \sigma)} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[ \frac{1 - (\sigma_1 + \sigma_2)}{2 - (\sigma_1 + \sigma_2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10.39.4)$$

где  $\sigma$  — коэффициент Пуассона.

В равенствах (10.39.1—10.39.4) скорости  $V_{P1}$ ,  $V_{P2}$ ;  $V_{S1}$ ,  $V_{S2}$ ; значения коэффициента Пуассона  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , плотности  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  характеризуют соответственно свойства среды, покрывающей (1) и подстилающей (2) отражающую границу.

При решении задач упругой инверсии на основе аппроксимационных равенств (5.47, 5.49, 5.50) в качестве промежуточного (а часто и завершающего) звена используют следующие 6 параметров, зависящих от  $Q_P$ ,  $Q_S$ ,  $Q_\rho$ , и  $Q_{SP}$ :

— жесткостную отражающую способность  $P$ -волн

$$Q_{gP} = \frac{\Delta(V_P\rho)}{2V_P\rho} = Q_P + Q_\rho = R_{P0} \equiv A, \quad (10.39.5)$$

— жесткостную отражающую способность  $S$ -волн

$$Q_{gS} = \frac{\Delta(V_S\rho)}{2V_S\rho} = Q_S + Q_\rho, \quad (10.39.6)$$

— псевдокоэффициент Пуассона

$$Q_a = Q_P - Q_S = Q_{gP} - Q_{gS} = PR = \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)^2} \equiv A + B; \quad (10.39.7)$$

— градиент амплитуд

$$Q_B = B = Q_P - 4Q_{SP}^2 (Q_P + 2Q_S) = Q_{gP} - 2Q_{gS}. \quad (10.39.8)$$

— псевдокоэффициенты Ламе

$$Q_\lambda = \frac{\Delta(\lambda\rho)}{2\lambda\rho} = 4Q_{gP} - 2Q_{gS} = 3A + B, \quad (10.39.9)$$

$$Q_\mu = \frac{\Delta(\mu\rho)}{2\mu\rho} = 4Q_{gP} - 2Q_{gS} = A - B. \quad (10.39.10)$$

## 2. Способы определения параметров упругой инверсии

Наиболее просто задача упругой инверсии решается на основе приближенных уравнений (5.47) и (5.50). Используя эти уравнения можно определить два информативных параметра — жесткостную  $Q_{gP}$  (10.39.5) и пуассоновскую отражающую способность (псевдокоэффициент Пуассона)  $Q_a$  (10.39.7). Из (5.47) и (5.50) с учетом (10.39.5) и (10.39.6) получим:

$$a_0 = K Q_g$$

$$a(i) = K Q_{gP} (1 - i) + K Q_B i$$

Откуда следует:

$$\begin{aligned} Q_{gP} &= Q_P + Q_\rho = \frac{a_0}{K}, \\ Q_B &= Q_{gP} - 2Q_{gS} = \frac{a(i) - a_0(1 - i)}{Ki}. \end{aligned} \quad (10.40)$$

Здесь  $a(i)$  — амплитуда отражения при  $i = \sin^2\alpha$ ,  $a_0$  — амплитуда отражения при нормальном падении  $i = 0$ ,  $K$  — постоянный масштабный множитель, определяемый с использованием данных многоволнового АК и ВСП.

Используя равенства (10.40) с учётом того, что согласно (10.26)

$$i = \sin^2\alpha = \frac{l^2}{l^2 + V_c^2 t_0^2},$$

для каждой отражающей границы  $t_0 = \text{const}$  можно определить  $Q_{gP}$  (10.39.5) и построить графики зависимости  $Q_B$  от  $l$  и  $Q_{gS}$  от  $l$ . Однако, в силу случайных и систематических погрешностей амплитуд отражений полученные результаты будут обладать низкой точностью.

Повышение точности можно достигнуть, применяя метод наименьших квадратов — минимизируя функционал:

$$\epsilon = \sum_{j=1}^n [a(i_j) - K(Q_{gP} + Q_B i_j)]^2 \rightarrow \min \quad (10.41)$$

где  $n$  — массив реальных значений амплитуд  $a(i_j)$ , при  $t_0 = \text{const}$ .

С целью минимизации расхождения реальных и аппроксимальных зависимостей амплитуд от расстояния  $l$  определим производные  $\frac{\partial \epsilon}{\partial Q_{gP}}$  и  $\frac{\partial \epsilon}{\partial Q_B}$ , приводив их к нулю. В итоге получим два уравнения:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial Q_{gP}} = - \sum_{j=1}^n a(i_j) + K[(nQ_{gP} + Q_B \sum_{j=1}^n i_j)] = 0$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial Q_B} = - \sum_{j=1}^n a(i_j) i_j + K(Q_{gP} \sum_{j=1}^n i_j + Q_B \sum_{j=1}^n i_j^2) = 0$$

Решая эти уравнения, найдем:

$$Q_{gP} = \frac{\sum_{j=1}^n i_j^2 \sum a(i_j) - \sum_{j=1}^n i_j \sum_{j=1}^n i_j a(i_j)}{K[n \sum_{j=1}^n i_j^2 - (\sum_{j=1}^n i_j)^2]} \quad (10.42.1)$$

$$Q_B = \frac{n \sum_{j=1}^n i_j a(i_j) - \sum_{j=1}^n i_j \sum_{j=1}^n a(i_j)}{K[n \sum_{j=1}^n i_j^2 - (\sum_{j=1}^n i_j)^2]} \quad (10.42.2)$$

Таким образом, применяя метод наименьших квадратов, непосредственно по волновому полю можно определить  $Q_g$  (10.39.5) и  $Q_b$  (10.39.8) и затем найти псевдокоэффициент Пуассона  $Q_o$  (10.39.7). При наличии дополнительной информации о плотности  $\rho$  легко оценить скоростную отражающую способность  $Q_p$  (10.39.1) и  $Q_s$  (10.39.2), а наличие дополнительной информации о скорости  $V_p$  позволяет найти параметры  $Q_p$  (10.39.3) и  $Q_s$  (10.39.2).

Известен [10] способ упругой инверсии, базирующийся на решении уравнения (5.42).

Задача определения неизвестных коэффициентов  $A$ ,  $B$  и  $C$  в этом случае решается также методом наименьших квадратов. Для этого минимизируется следующий функционал:

$$\epsilon = \sum_{j=1}^n \left\{ a(i_j) - K \left[ A + Bi_j + C \left( \frac{i_j^2}{1-i_j} \right) \right] \right\}^2 \rightarrow \min ,$$

где  $n$  — число элементов массива  $a(i)$ . При этом находят производные функционала  $\epsilon$  по переменным  $A$ ,  $B$  и  $C$  и приравнивают их к нулю. Полученную систему из трех уравнений решают методом Гаусса, в результате чего находят коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$ . В соответствии (5.42) и (10.39) значения  $A$ ,  $B$  и  $C$  связаны с четырьмя независимыми параметрами  $Q_p$ ,  $Q_s$ ,  $Q_o$  и  $Q_{sp}$ . Имея данные об одном из названных параметров и зная значения  $A$ ,  $B$  и  $C$  можно найти остальные три параметра.

Для модели с большим, чем одна, количеством отражающих границ, способы решения задачи сохраняются. Однако, во всех случаях в значения  $a(i)$  должны быть внесены поправки, связанные с геометрическим расхождением и коэффициентами прохождения и поглощения в покрывающей толще.

Таким образом, в результате упругой инверсии волнового поля  $U(x, y, l, \theta, t)$  можно получить временные  $Q(x, y, t_0)$  или глубинные  $Q(x, y, z)$  объемные изображения параметров (10.39.1—10) и их разрезы и срезы (слайсы). Имеется возможность построения непосредственно изображений скоростных пара-

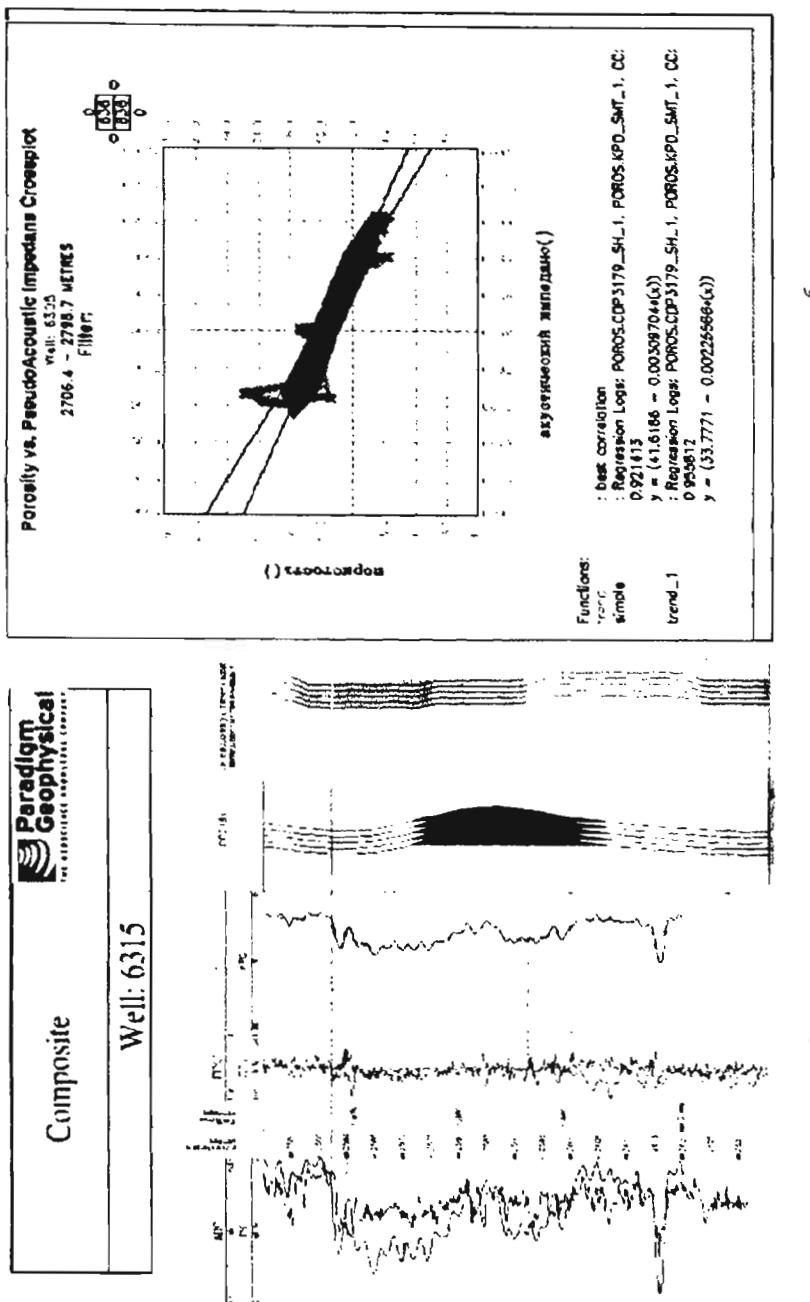
метров  $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ ,  $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ ,  $\frac{V_s}{V_p}$  и плотностного параметра  $Q_o$ . Если среда анизотропна, то все указанные параметры (10.39), кроме  $Q_g$ ,  $Q_o$ , наряду с зависимостью от пространственных координат  $x$ ,  $y$ ,  $t_0$  или  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , зависят от азимута наблюдений  $\theta$ .

## 2. Интерпретация результатов упругой инверсии

Интерпретация результатов упругой инверсии совместно с данными ГИС позволяет получать сведения о пористости, нефтегазоносности геологических сред, изучать трещиноватость отложений и решать другие важные практические задачи.

Эффективность такой интерпретации при изучении пористости и нефтегазонасыщенности иллюстрируют рисунки 10.33, 10.34 и 10.35 [45], на которых изображены результаты исследований, выполненных С.Н. Птецовым (Парадаймгеофизика) и С.В. Добрыниным (Петроальянс).

На рис. 10.33 приведен кроссплот связи пористости  $K_p$  и акустического импеданса  $V_p \rho$  ( $\delta$ ), полученный на основе данных 3D сейсморазведки и ГИС ( $a$ ).



*a*

*b*

Рис. 10.33. Пetroфизическое обоснование прогноза пористости по данным ГИС и 3D сейморазведки (а) с применением кроссплотов (б) (по С.Н. Птенцову)

Использование такого кроссплота и уравнения регрессии позволяет обеспечить трехмерную интерполяцию и экстраполяцию пористости в межскважинное и околоскважинное пространство (рис. 10.34) и выделить отложения повышенной пористости.

Пример выделения водонасыщенных коллекторов на основе кроссплота связи пористости и псевдокоэффициента Пуассона  $Q_\sigma$  показан на рис. 10.35а. Выделение выполнено С.Н. Птецовым на основе кроссплота  $K_p(\sigma)$ , полученного С.В. Добрыниным по данным многоволнового АК (рис. 10.35б).

Возможности определения направлений систем трещиноватости по данным анализа амплитуд, установленные экспериментально еще в 60-е годы [84], обсуждаются в п. 10.3.1. (рис. 10.18). Поведение индикатрис  $\beta_z(\theta)$  (внутренние кривые рис. 10.18) качественно отображает зависимость параметра  $Q_B$  (10.39.8) от азимута  $\theta$ .

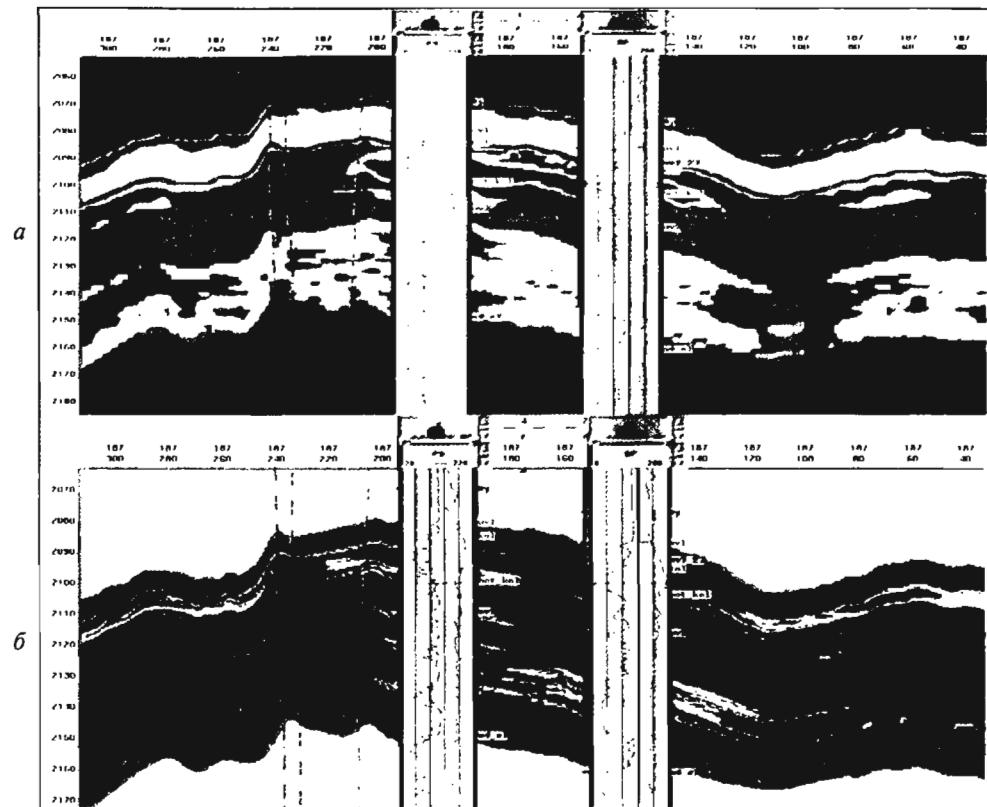
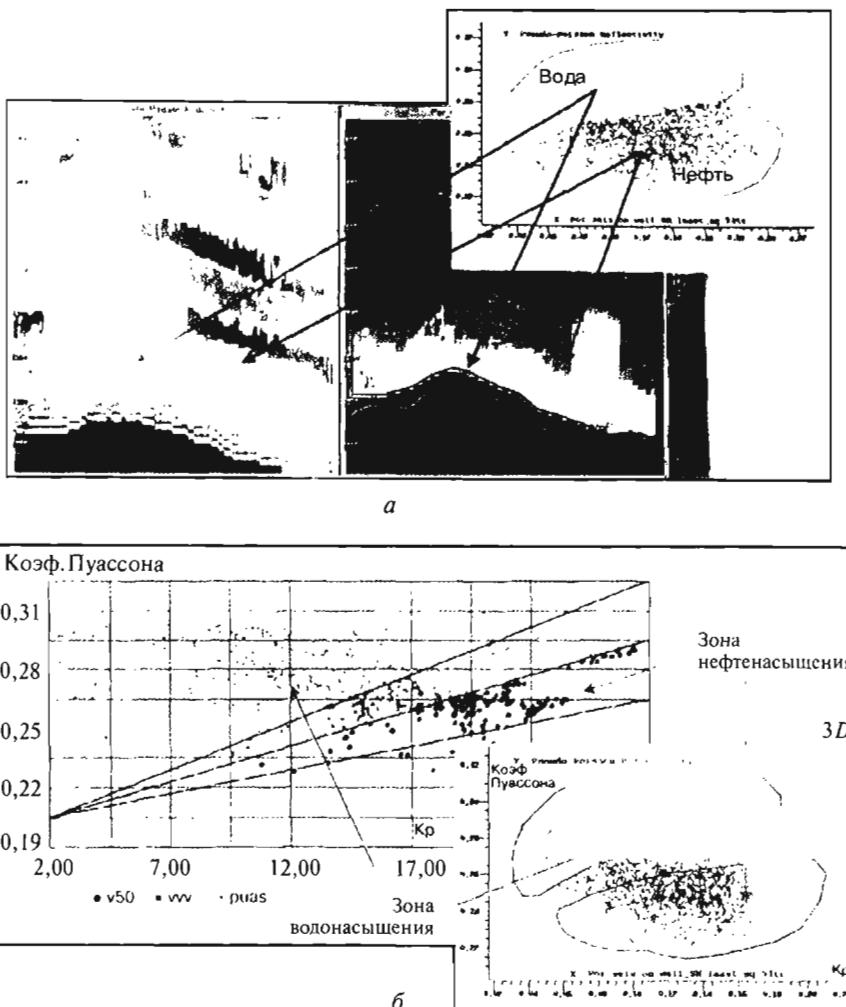


Рис. 10.34. Трехмерная интерполяция пористости между (б) скважинами с учетом акустического импеданса по 3D (а)



**Рис. 10.35. Выделение нефтенасыщенных и водонасыщенных коллекторов на основе связи (С.Н. Птецов) псевдокоэффициента Пуассона и коэффициента пористости (а) с использованием зависимости (С.В. Добрынин) коэффициента Пуассона от пористости, полученной по данным многоволнового АК (б)**

## 10.4. Анализ частотных (ЧВ) и других вариаций

### 10.4.1. Разновидности способов

Как уже отмечалось в п. 10.1, большинство способов определения ДПА основано на динамическом анализе амплитудных вариаций. Вместе с тем, в связи с избирательным частотно-зависимым поглощением, а так же в связи с интерференционными явлениями в гетерогенных средах, регистрируемые волновые поля обладают наряду с АВ существенными частотными вариациями (ЧВ), а также другими вариациями.

К способам определения ДПА, основанным на анализе ЧВ совместно с другими вариациями волнового поля, содержащими информацию о свойствах среды, можно отнести способы второй и третьей групп (рис. 7.24). Наиболее известные из них:

- способ определения частотно-зависимых параметров поглощения и дисперсии скорости (ПДС);
- анализ мгновенных характеристик (МХ) волнового поля с использованием преобразования Гильберта;
- спектрально-временной анализ (СВАН);
- анализ поля энергии рассеянных волн (ПЭРВ);
- статистический анализ частот, амплитуд и других характеристик.

### 10.4.2. Определение и интерпретация поглощения и дисперсии скорости (ПДС), обусловленных неупругостью среды

В результате многолетних теоретических и экспериментальных исследований (М.Б. Рапопорт, Л.И. Рапопорт, В.И. Рыжков и др) разработан и получил применение при обнаружении и картировании залежей УВ способ ПДС, основанный на изучении частотно-зависимых параметров среды — поглощения и дисперсии скорости. Теоретическое обоснование, технология способа и результаты его успешного применения опубликованы в ряде работ упомянутых авторов и, в частности в статье [77], которая положена в основу данного параграфа.

Основополагающим выражением, используемым для оценки поглощения, является равенство:

$$\vartheta_m(f) = \frac{\ln \frac{W_1(f)}{W_2(f)}}{2f\Delta T} = \vartheta(f) + \vartheta_\Phi(f),$$

где

$$W_1 = |S(f)|^2_1 \cdot |Y(f)|^2_1,$$

$$W_2 = |S(f)|^2_2 \cdot |Y(f)|^2_2.$$

Здесь  $\vartheta_m(f)$ ,  $\vartheta(f)$  и  $\vartheta_\Phi(f)$  соответственно измеренный, истинный и фиктивный декременты поглощения, в общем случае зависящие от частоты  $f$ , для пласта с временной мощностью  $\Delta T/2$ ;  $W_1$  и  $W_2$  — спектры мощности, вычисленные

для достаточно больших окон  $T$  выше ( $W_1$ ) и ниже ( $W_2$ ) поглощающего пластика;  $|S(f)|$  и  $|Y(f)|$  — амплитудные спектры, обусловленные, соответственно, поглощающими свойствами среды и ее гетерогенностью (главным образом, тонкой слоистостью).

Считается, что технология, применяемая для определения поглощения и дисперсии скорости, позволяет исключить влияние гетерогенности (слоистости) и получить оценки декремента  $\vartheta(f)$ , обусловленные только диссипативными свойствами пластика.

В главе 3 неоднократно указывалось на трудность разделения эффектов неупругости и гетерогенности по данным наземной сейсморазведки МОВ. Однако опыт применения ПДС свидетельствует, что, используя специальную технологию и привлекая априорные данные (например, ВСП), удается выделить эффекты, обусловленные только неупругими свойствами среды.

Остановимся на основных приемах выделения аномалий поглощения и критериях оценки их достоверности, применяемых в способе ПДС.

*Сейсмическое поглощение* определяют по изменению со временем частотных спектров, оцениваемых в скользящих временных окнах по спектральному, кепстральному и другим алгоритмам. Все полученные аномалии поглощения проверяются на надежность по большому числу критериев.

Интерференционные явления в слоистой среде способны создать ложные аномалии поглощения, которые не могут быть устранены при отсутствии скважин, но могут быть обнаружены и ослаблены с учетом их нестабильности при изменении следующих параметров и приемов обработки:

- окна спектрального анализа;
- диапазона частот при оценке поглощения;
- удалений приемника от источника;
- метода спектрального оценивания;
- метода оценки поглощения.

Изменение перечисленных приемов и параметров приводит к изменению условий интерференции в слоистой среде, не влияя на стабильность аномалий поглощения, что является критерием их надежности.

Влияние частотной характеристики среды, обусловленное ее слоистостью, по-разному проявляется при различных способах спектрального оценивания и, в первую очередь, при сравнении результатов двух методов — спектрального и кепстрального.

Для повышения достоверности декремент поглощения находят не только путем оценки отношения спектров, но и посредством моделирования, при котором многократно решается задача подбора теоретической экспоненты для достижения наилучшего соответствия реальным данным. Первый подход может быть неустойчивым и дающим сильно смещенные значения, зато он позволяет оценить качество измерений и частотную зависимость поглощения. Второй подход более устойчив, но его результаты зависят от энергии колебаний в окне спектрального оценивания.

Важным признаком аномалий, связанных с неупругостью среды, а не с ее слоистостью, является также невысокий уровень отрицательных значений выше или ниже аномалии.

Наличие эталонных скважин значительно облегчает выбор оптимальных параметров обработки и позволяет решать задачи по прогнозированию продуктивности. В этом случае, на первом этапе опытная обработка сейсмических данных производится на участке профилей, примыкающих к скважинам.

Как было сказано в п. 3.4.1, *скорость распространения сейсмических волн* зависит от частоты. Теоретически должен наблюдаться только рост скорости с частотой. Слоистая среда имеет неравномерный фазовый спектр, что также вызывает частотную зависимость скорости. Поэтому надежность получаемых оценок неупругой дисперсии скорости контролируют на различных этапах обработки, анализируя стабильность оценок.

При интерпретации полученных данных учитывают, что дисперсия скорости является *интегральным параметром, зависящим от неупругости всей вышележащей толщи*. Поэтому, чтобы исключить влияние возможных вышележащих газонасыщенных интервалов, выполняется расчет по двум горизонтам, расположенным выше и ниже изучаемого объекта, и проводится их совместный анализ.

Рассмотрим последовательность обработки данных и критерии оценки достоверности их результатов. Обработке подлежат исходные сейсмограммы. Предварительная обработка включает: восстановление амплитуд за геометрическое расхождение, расчет и ввод статических поправок, балансировку и выравнивание амплитуд, полуавтоматическую браковку трасс.

Изучение поглощения начинают с тестирования: определения спектров колебаний в скользящем по времени окне на заданном участке опорного профиля *2D* или в пределах участка площади *ОСТ 3D*. При этом тестируют трассы различных удалений и их число в пункте анализа, величину временного окна анализа. Спектры характеризуют качество материалов, стабильность частотного диапазона по времени и вдоль профиля или на площади. По ним находят абсолютные динамические и частотные параметры колебаний: частоту максимума и эффективную ширину спектров, энергию в диапазоне частот, видимую частоту и др. На основе тестирования определяют оптимальный алгоритм оценки поглощения в соответствии с которым проводят определение спектров колебаний, их сглаживание, осреднение и фильтрацию с целью ослабления влияния частотно-зависимых помех и частотной характеристики слоистой среды. Результатирующие спектры используют для расчета декрементов поглощения, которые вычисляют в различных частотных диапазонах и по выбранным в процессе тестирования алгоритмам. Полученный набор параметров интерпретируют. Все полученные аномалии проверяются на достоверность. При наличии эталонных скважин производят сопоставление положения скважинных и временных аномалий декремента поглощения. В случае их совпадения выбранные процедуры обработки и их параметры считают оптимальными и используют при обработке всех профилей *2D* или бинов *3D* изучаемой площади.

Благоприятными условиями для обработки данных по способу ПДС являются: широкий частотный диапазон колебаний, четко выраженные отражения, равномерно распределенные по времени; слабая изменчивость геологического разреза вдоль профиля; низкий уровень кратных волн. Основным помехообразующим фактором, как уже отмечалось, является частотно-зависимая амплитудная характеристика слоистой среды и ее изменчивость вдоль профиля. Все алгоритмы и приемы обработки и интерпретации призваны для ослабления этого влияния.

С целью оценки дисперсии скорости, изучают зависимость от частоты эффективной скорости суммирования отраженных волн. На временных разрезах или трехмерных изображениях выбирают целевые отражения, для которых сейсмограммы фильтруют набором узкополосных фильтров большой длительности. Полученный набор горизонтальных скоростных спектров визуализируют и совместно анализируют их качество. Тестируют несколько вариантов диапазонов удалений и величины временного окна анализа. Скорость суммирования определяют только по скоростным спектрам хорошего качества, обеспечивающим однозначность решения. Затем строят зависимости скорости от частоты для различных пунктов анализа, которые аппроксимируют прямой с оценкой дисперсии  $D_V = \Delta V/\Delta f$  и ее погрешности.

Получаемые оценки дисперсии скорости анализируют на различных промежуточных этапах с целью выявления кондиционных определений неупругой дисперсии.

Приведем некоторые результаты применения ПДС, свидетельствующие об эффективности способа. На рис. 10.36 приведен пример изучения неупругих свойств среды по данным ВСП в двух близкорасположенных скважинах — пустой и продуктивной (Западная Сибирь). Величины аномальных значений дисперсии  $D_V$  скорости и декремента  $\delta$  поглощения в области продуктивного интервала в несколько раз превышают уровень фоновых значений. Измерения в скважинах (ВСП) полезны как параметрические и опорные для привязки наземных результатов ПДС, но они могут иметь и самостоятельную разведочную ценность, позволяя выделить пропущенные при каротаже продуктивные толщи.

На рис. 10.37 показан разрез декрементов поглощения по сейсмическому профилю на месторождении в Западной Сибири с врезанной кривой декремента  $\delta$  поглощения, полученной по данным ВСП. Значения декрементов более

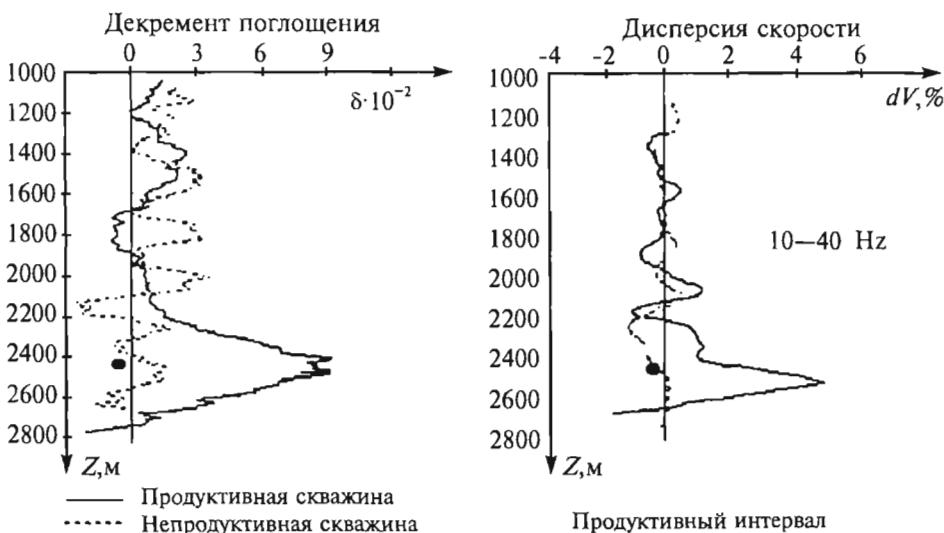
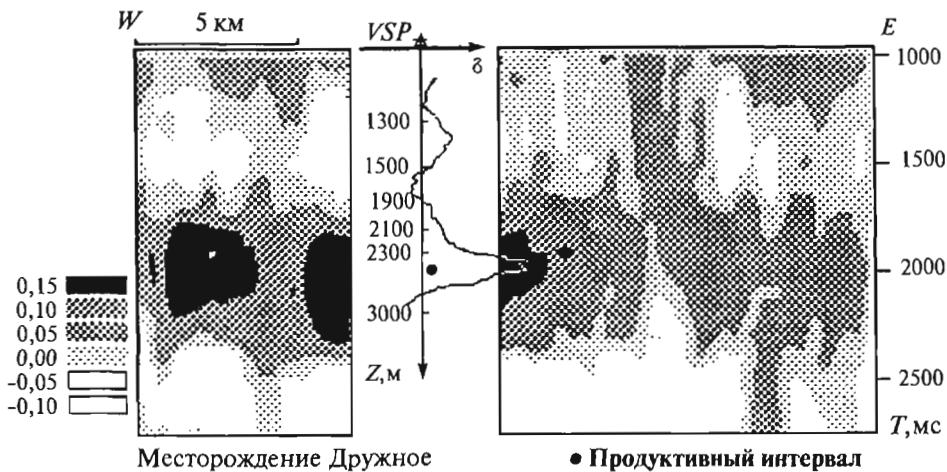


Рис. 10.36. Проявление неупругих свойств среды по данным ВСП (Западная Сибирь) [77]



**Рис. 10.37. Уточнение контура месторождения Дружное в Западной Сибири [77]**

0,15 здесь соответствует залежи, которая в средней части обводнена. Область обводнения четко выделяется на разрезе декремента поглощения. Наличие нескольких близко расположенных пластов привело к тому, что регистрируется суммарный эффект и пласти не разделены на разрезе декрементов поглощения.

На рис. 10.38 изображена карта декрементов поглощения, полученная при обработке по методу ПДС. В западной части карты в виде темного пятна четко выделяется известная залежь. Уточнены ее контуры. Южнее выявлена перспективная область, которая была подтверждена бурением. На севере просматривается край известного месторождения.

В заключение отметим, что при изучении месторождений УВ целесообразно применение индикаторов: мультипликативных ( $\vartheta \times D_\nu$ ), аддитивных ( $\vartheta + D_\nu$ ), и корреляционных [ $\vartheta(D_\nu)$ ], подобных тем, которые используются при *AVO* (см. п. 10.3.4.2), а также комплексных мультипликативных индикаторов *AVO* и ПДС —  $B \times \vartheta$  и др.

#### 10.4.3. Динамический анализ волнового поля на основе преобразования Гильберта

Как отмечалось в главе 7, при определении ДПА волнового поля и на этой основе свойств геологической среды видное место занимает динамический анализ мгновенных характеристик (МХ) волнового поля на основе преобразований Гильберта.

Способ расчета мгновенных сейсмических сигналов основан на предположении, что эти сигналы являются аналитическими. Аппроксимация сейсмических сигналов аналитическими позволяет независимо изучать локальные частотные амплитудные и фазовые особенности записи. В итоге можно получать сейсмические разрезы, характеризующие порозность, жесткость границ и их гладкость,

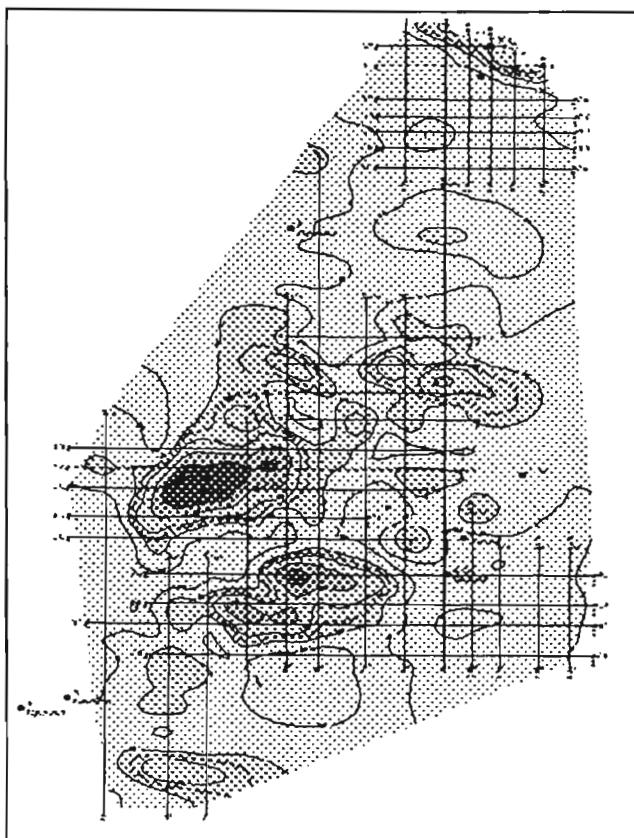


Рис. 10.38. Карта декремента поглощения [77]

а также информацию о пространственном распределении локальных неоднородностей, в том числе, связанных с залежами УВ.

Аналитичность сигнала гарантирует однозначность определения мгновенных параметров, поскольку аппроксимация зарегистрированного колебания  $U(t)$  аналитическим сигналом приводит к однозначному определению мнимой части, которой дополняется реальное колебание. Ибо известно, что действительная  $U(t)$  и мнимая  $U^*(t)$  части аналитического сигнала связаны с преобразованием Гильберта и называются «сопряженными по Гильберту», если между ними существует однозначная функциональная связь следующего вида:

$$U^*(t) = (1/\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} [U(S)/(S-t)] \, dS$$

$$U(t) = - (1/\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} [U^*(S)/(S-t)] \, dS$$

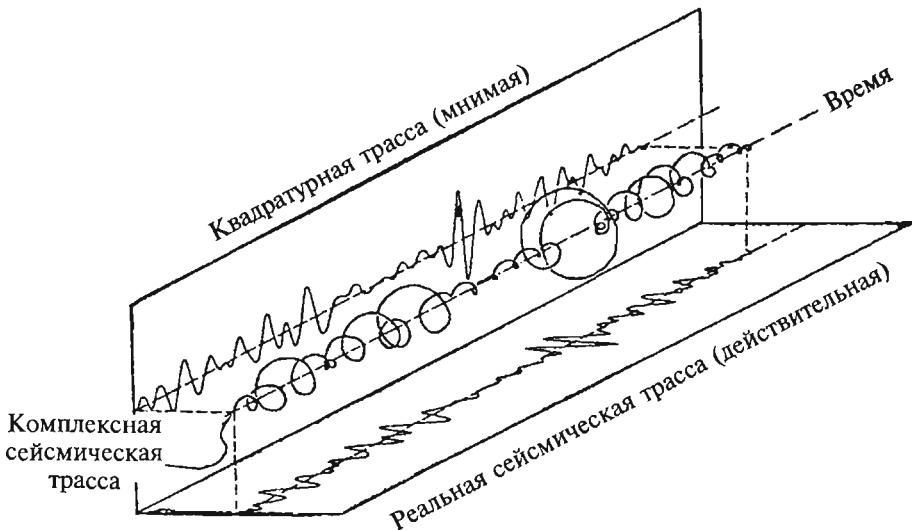


Рис. 10.39. Графическое представление комплексной трассы

Комплексный сигнал при этом имеет вид (рис. 10.39 [54]):

$$Z(t) = U(t) + U^*(t)\sqrt{-1}. \quad (10.44)$$

Сигнал  $Z$ , будучи комплексным, допускает его разложение в форме Эйлера

$$Z(t) = |Z(t)|^{\arg Z(t)\sqrt{-1}}. \quad (10.45)$$

Представление о сейсмической трассе как о действительной части некоторого комплексного сигнала позволяет привлечь математическую модель дифференциальных динамических параметров для исследования локальных свойств сейсмической трассы.

Подход к анализу неоднородности волнового поля на основе дифференциальных динамических параметров создает возможности разделенного и совместного рассмотрения амплитудных, фазовых и частотных характеристик сейсмических трасс. При этом амплитудная характеристика выступает как мгновенная амплитуда, а фазовая в виде мгновенной фазы, сама будучи информативным параметром, используется для нахождения мгновенной частоты. В связи с этим, известный сигнал  $U(t)$ , зарегистрированный сейсмическим каналом, может быть представлен в виде зависимости от изменений амплитуды  $a(t)$  и фазы  $\theta(t)$  во времени:

$$U(t) = a(t)\cos\theta(t).$$

Применив к этому сигналу преобразование Гильберта, можно получить мнимую составляющую аналитического сигнала:

$$U^*(t) = a(t)\sin\theta(t)$$

И рассчитать мгновенные атрибуты в виде:

- трасс мгновенной амплитуды

$$a(t) = \sqrt{U^2(t) + U^{*2}(t)}, \quad (10.46)$$

- мгновенной фазы

$$\theta(t) = \arctg [U^*(t)/U(t)], \quad (10.47)$$

- мгновенной частоты

$$\omega(t) = d\theta(t)/dt. \quad (10.48)$$

а также определить средние оценки мгновенных характеристик (МХ) и их возможных трансформаций.

Существует множество алгоритмов получения мгновенных характеристик (трасс) на основе преобразования Гильберта. Приведем основные алгоритмы, используемые для этих целей, вытекающие из равенств (10.43—10.48). К ним относятся алгоритмы определения средних мгновенных параметров в движущемся по оси времени  $t$  временном окне  $T$ :

- средней мгновенной амплитуды

$$RS(t) = (\Delta t/T) \sum_i \sqrt{U^2(t) + U^{*2}(t)}; \quad (10.49)$$

- средней мгновенной фазы:

$$IPS(t) = (\Delta t/T) \sum_i \arctg \frac{U_i^{*2}}{U_i^2}; \quad (10.50)$$

- косинуса средней мгновенной фазы

$$CIP(t) = (\Delta t/T) \sum_i \cos IP_i; \quad (10.51)$$

— среднего значения аргумента комплексной трассы, представляющего среднюю мгновенную частоту:

$$IF(t) = (\Delta t/T) \sum_i [(U_i U_{i+1}^* - U_i^* U_{i+1}) / (U_i^2 + U_i^{*2})]; \quad (10.52)$$

В (10.49—10.52) суммирование по  $i$  ведется от  $m$  до  $n$ , а  $T = (m-n+1) \Delta t$ , где  $\Delta t$  — интервал дискретизации.

Наряду с перечисленными оценками при анализе волнового поля используют характеристики средневзвешенной мгновенной частоты  $AWF(t)$ , средней

каждущейся полярности  $AP(t)$ , средней фазы отклика  $RP(t)$ , среднего наклона мгновенной амплитуды  $SRS(t)$ , средней производной частоты  $SIF(t)$  и др.

Наиболее информативными являются характеристики:  $RS(t)$ ,  $IPS(t)$ ,  $CIP(t)$  и  $IF(t)$ , определяемые в соответствии с формулами (10.49–10.52).

В результате того, что модуль аналитического сигнала не зависит от его аргумента, средняя мгновенная амплитуда  $RS$  (10.49) может иметь свой максимум, отличный от экстремума сейсмической трассы. Это обычно связано с интерференционными эффектами при распространении сейсмических волн, вызывающими фазовые сдвиги и наложение сигналов. Относительно высокие значения или резкие локальные изменения мгновенной амплитуды могут быть связаны с газовыми скоплениями, сбросовыми зонами или литологическими изменениями между смежными пластами. Отражения, характеризующиеся постоянной мгновенной амплитудой, можно брать в качестве опорных при прослеживании отражающих границ, для фиксации локальных и региональных зон выклинивания, фациальных замещений и вариаций скорости распространения сейсмических волн.

Важным следствием независимости модуля и аргумента аналитического сигнала является проявление фазовых откликов слабых когерентных сигналов на разрезах и объемных изображениях мгновенных фаз  $IPS$  (10.50) и их косинуса  $CIP$  (10.51). Использование таких изображений эффективно при прослеживании выклиниваний, угловых несогласий, зон нарушения непрерывности отражающих границ и фациальных изменений.

Мгновенная частота  $IF$  (10.52) является производной мгновенной фазы по времени. Она близка к средней преобладающей частоте спектра сигнала. Частота интерференционной записи, образованной наложениями отражений от тонких пластов, должна зависеть от их толщины и литологии. Выклинивание границы газоводяного контакта оказывается на изменениях мгновенной частоты, а также частоты отклика и наклона мгновенной частоты, которые в этом случае могут меняться достаточно резко.

При обилии резких изменений мгновенной частоты интерпретация изображений  $IF$  может быть затруднена. С целью устранения указанных затруднений проводится сглаживание и фильтрация высокочастотного фона с оценкой средневзвешенной мгновенной частоты  $AWF$ , которая более выдержана и легче поддается интерпретации.

На рис. 10.40, 10.41 и 10.42 в качестве примера, иллюстрирующего информативность средних мгновенных амплитуд  $RS$ , мгновенных частот  $IF$  и средневзвешенных мгновенных частот  $AWF$ , приведены разрезы этих характеристик в со-поставлении с разрезом интервальной скорости (рис. 10.43) для Северного моря (данные *Seiscom Delta Inc.*).

При исследовании пористости газонасыщенных пластов весьма информативным, как показали исследования, выполненные во ВНИИГазе, является косинус мгновенной фазы  $CIP$  (10.51). При анализе распределения  $CIP$  в газонасыщенном пласте (рис. 10.44) и данных ГИС установлена прямая корреляционная связь коэффициента пористости  $K_n$  и  $CIP$ , что позволило построить прогнозную карту  $K_n$  (рис. 10.45), не только согласующуюся с данными ГИС (рис. 10.46), но и уточняющую эти данные. Это оказалось возможным в связи с равномерной сетью сейсмических профилей, более плотной, чем расположение скважин.

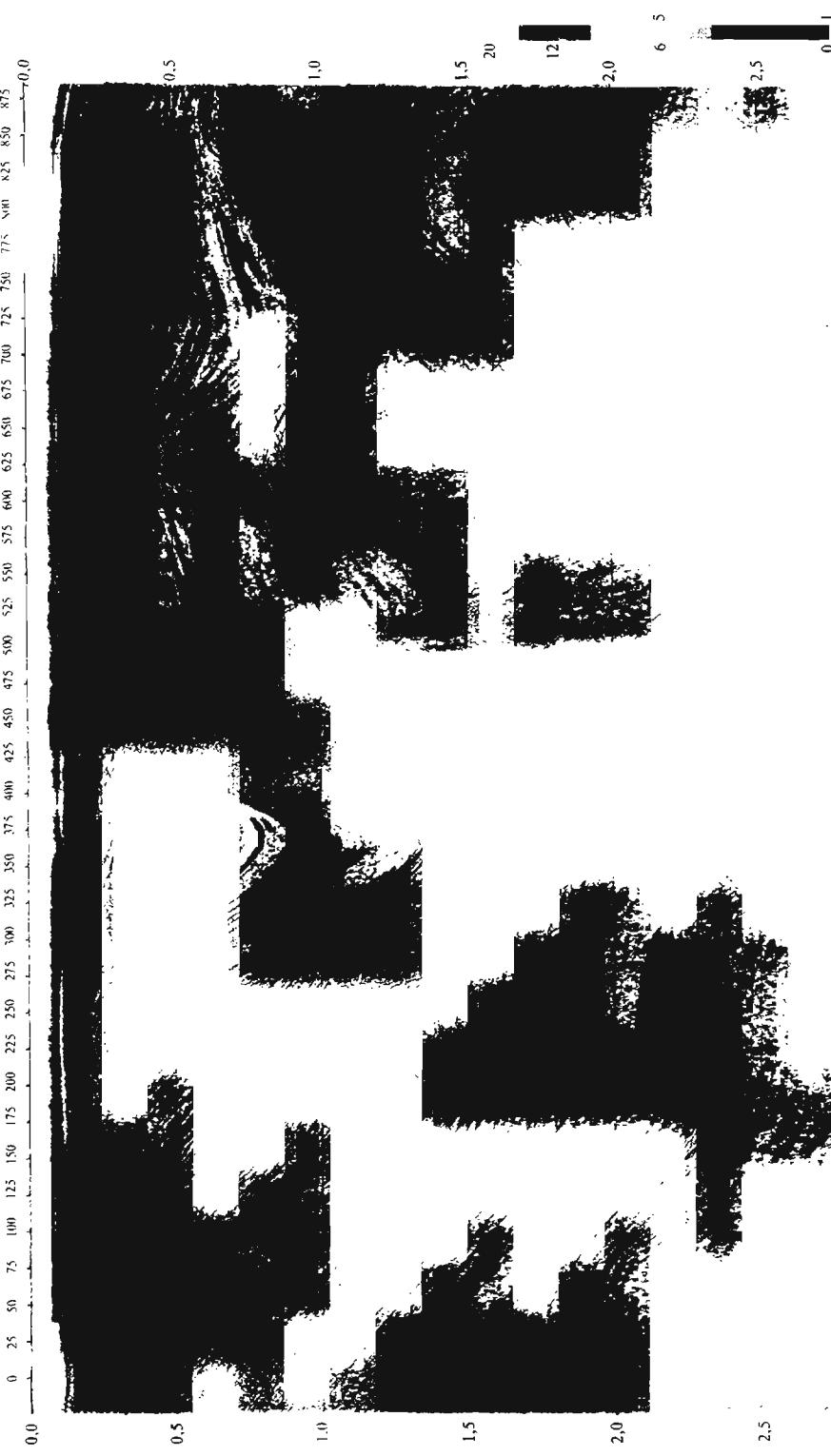


Рис. 10.40. Мигрированный разрез средних амплитуд RS

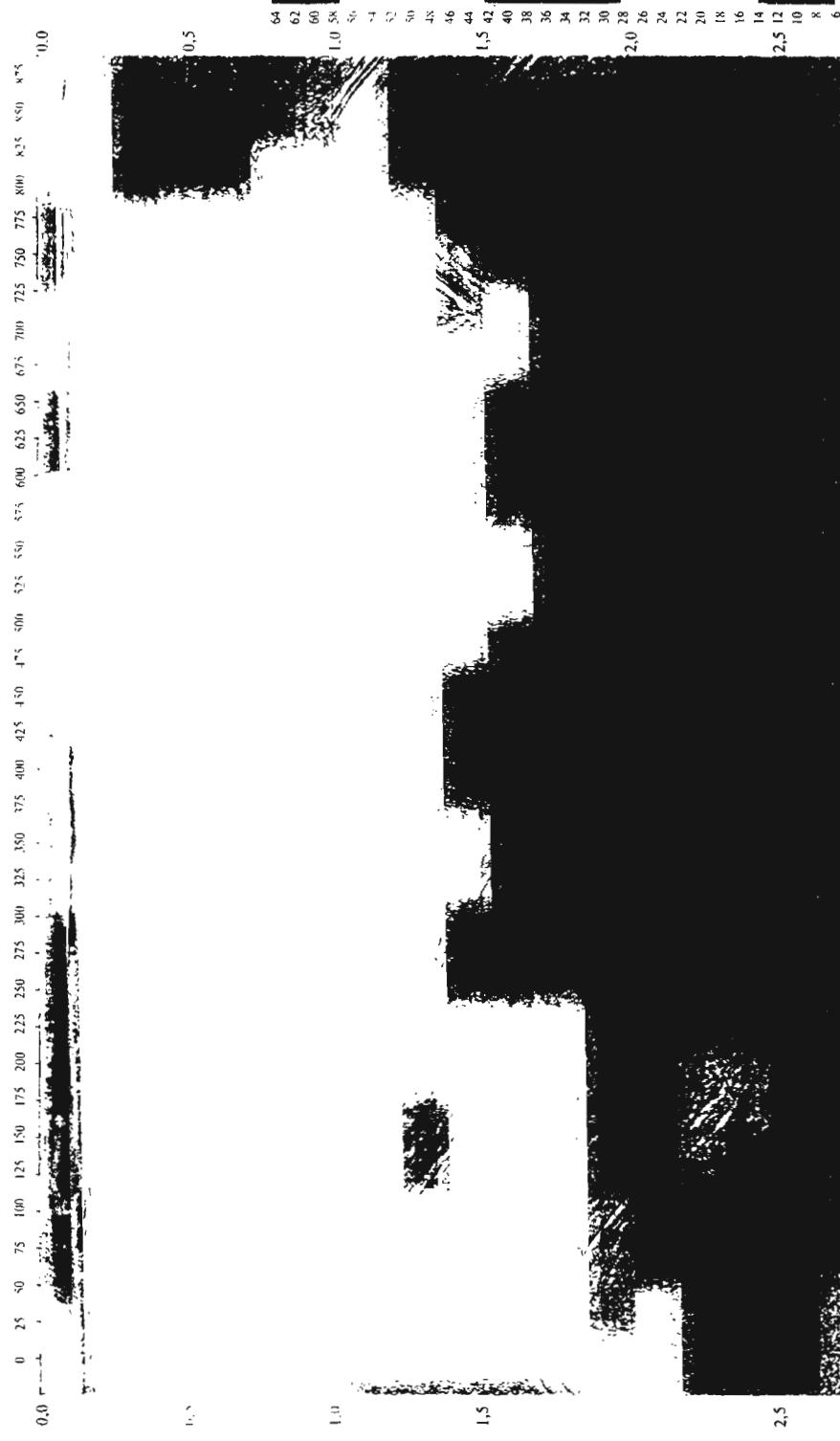


Рис. 10.41. Мигрированный разрез средних частот *IF*



Рис. 10.42. Мигрированный разрез средневзвешенных мгновенных частот АИФ

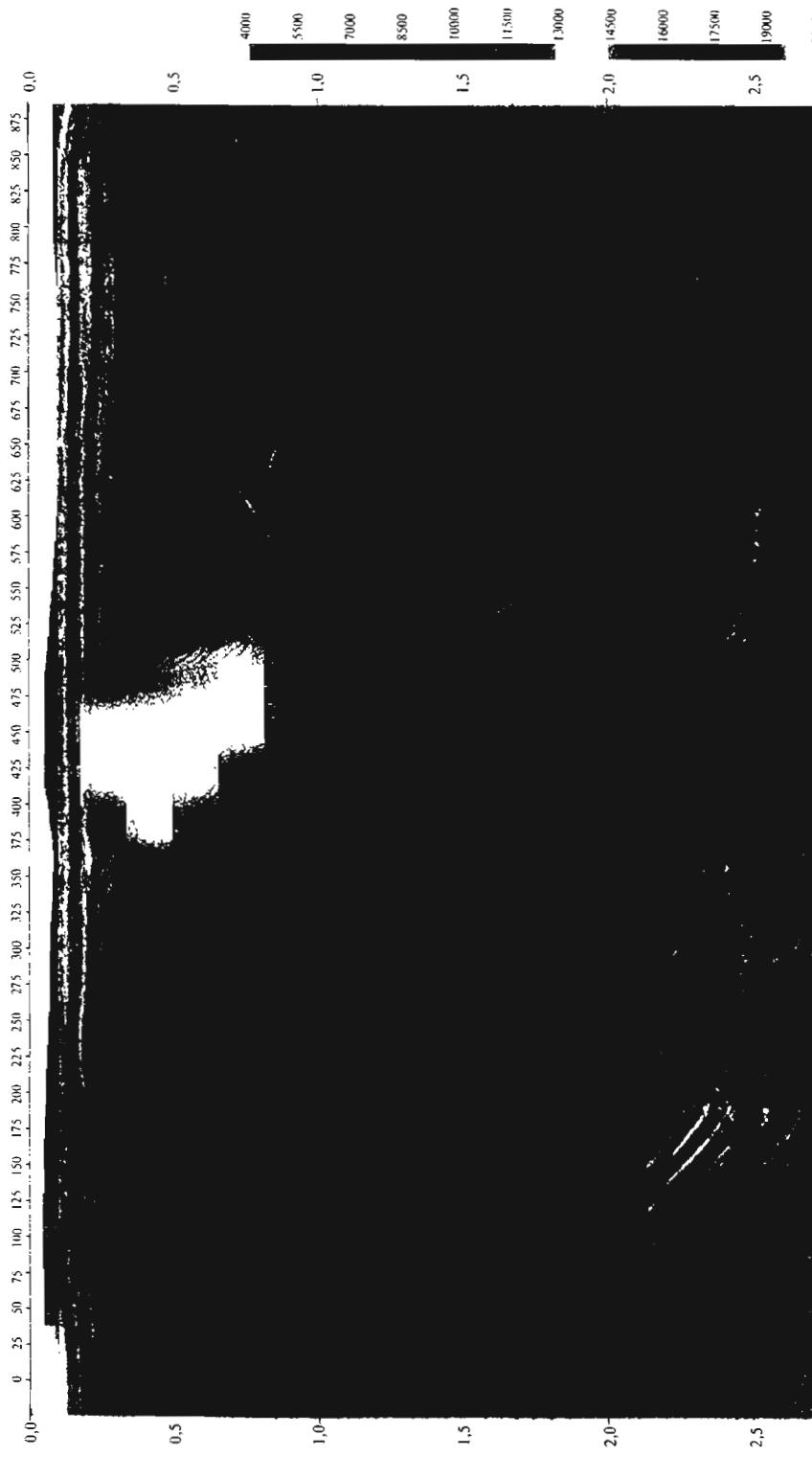


Рис. 10.43. Мигрированный разрез интервальной скорости

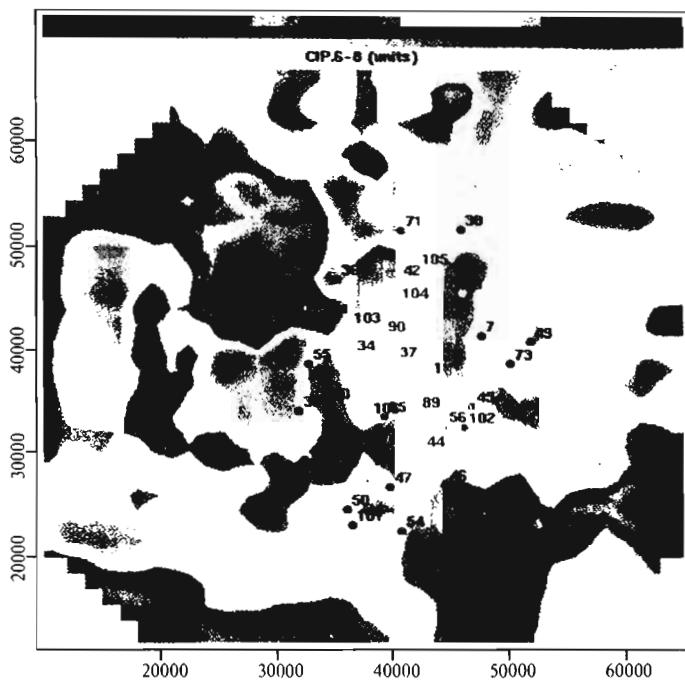


Рис. 10.44. Распределение значений косинуса мгновенных фаз в пласте

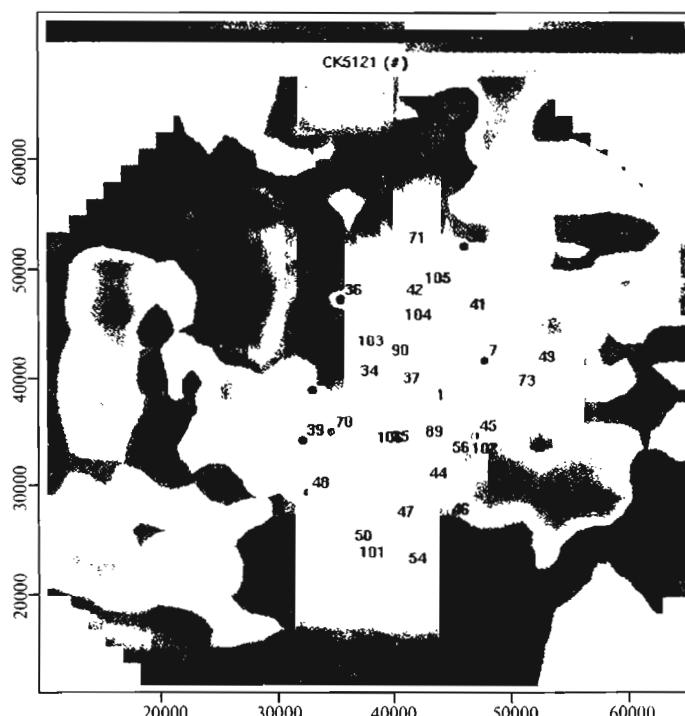


Рис. 10.45. Прогнозная карта коэффициента пористости пласта

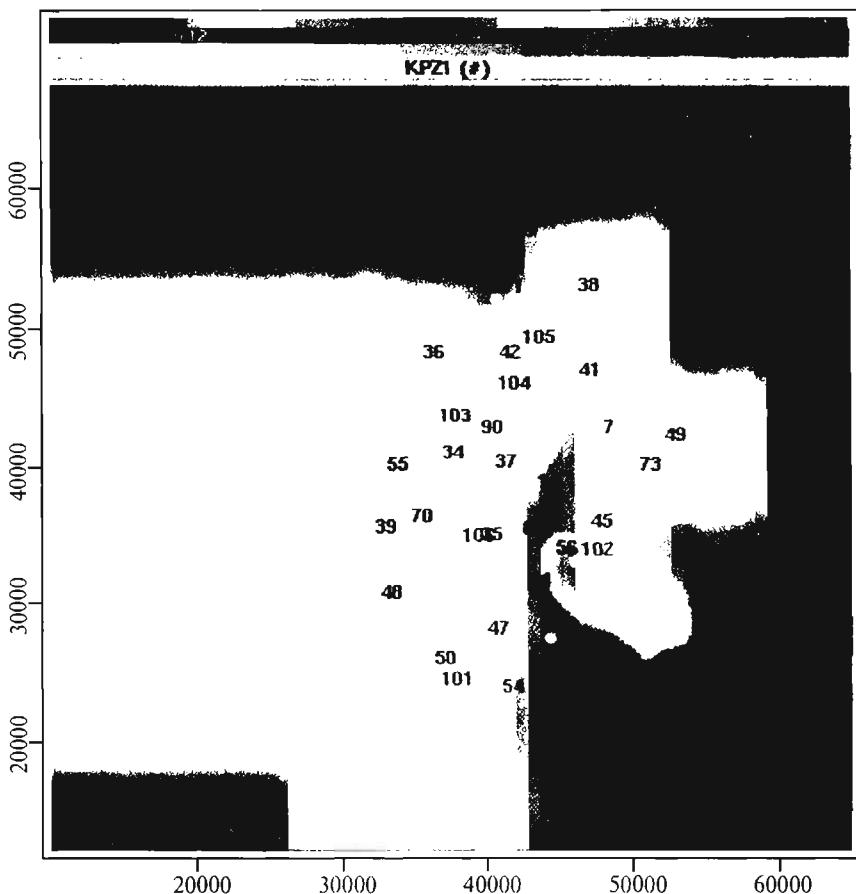


Рис. 10.46. Карта пористости пласта по данным ГИС

#### 10.4.4. Спектрально-временной анализ (СВАН)

При структурно-формационной интерпретации сейсмических данных широкое применение получил разработанный во ВНИИГеофизике (И.А. Мушин и др.) способ спектрально-временного анализа (СВАН).

С помощью СВАН любую сейсмическую трассу, обычно суммарную трассу ОСТ для некоторого участка профиля, представляют в виде СВАН-колонки, состоящей из последовательности трасс, полученных с дискретно непрерывным возрастанием преобладающей частоты используемого фильтра. В 3D сейсморазведке возможно получение СВАН-колонки для каждого бина или совокупности нескольких соседних бинов.

Считается, что СВАН-колонка является спектрально временным образом (СВО), характеризующим последовательность сидементационных объектов, слагающих разрез [43, 78]. Таким образом, полагают, что изменение СВО соответствующих интервалов сейсмической записи обусловлено сменой типа разреза. Поэтому

СВАН с опорой на данные бурения, ГИС и испытания скважин считают надежным методом типизации геологического разреза в межскважинном пространстве, в частности, методом выделения продуктивных типов разреза в заданном стратиграфическом интервале.

Методика картирования типов разреза с помощью СВАН состоит из следующих основных этапов [78]:

- Детальное изучение и типизация разреза по данным бурения, ГИС и испытания скважин.
- Моделирование СВО по данным ГИС для выделенных типов разреза — синтезирование СВАН-колонок.
- Формирование эталонных СВО по сейсмическим записям в окрестности скважин для выделения типов разреза на основе сопоставления и оценки сходимости экстремальных и синтетических СВАН-колонок с выбором оптимальных размеров бина анализа.
- Выполнение СВАН для всех оптимальных по размерам бинов площади с объединением одинаковых СВО в однотипные зоны и построение карт типов разреза.

Для повышения надежности определения типов разреза наряду с данными СВАН используют данные других способов динамического анализа (ПАК, ПМС, ПДС, АВО и др.).

В качестве примера успешного применения СВАН для типизации разреза остановимся на результатах, полученных [78] на Куюбинском месторождении Восточной Сибири.

Куюбинское месторождение устроено очень сложно, и интерполяция геологических представлений в межскважинном пространстве в свое время привела лишь к 20% промышленной продуктивности всего числа пробуренных разведочных скважин.

Внедрение методики СВАН позволило получить эталонные СВО для каждого типа разреза, сделать СВАН по всем профилям с дискретностью ~1,2 СВАН на 1 пог. км и построить карту распределения семи типов продуктивных верхнерифейских отложений.

На рис. 10.47 и 10.48 изображены акустические кривые, соответствующие исследуемому интервалу, синтетические сейсмические трассы, рассчитанные с использованием АК, экспериментальные трассы временных разрезов, расположенные у скважин, синтетические и экспериментальные СВАН-колонки.

На рис. 10.47 показан первый тип разреза — наиболее благоприятный: трещинные коллекторы с промышленной продуктивностью УВ. На рис. 10.48ображен шестой тип разреза, неблагоприятный, практически не содержащий коллекторов. Синтетические и экспериментальные сейсмические трассы не плохо коррелируются между собой ( $K_{BK} = 0,88$ ), а синтетические и экспериментальные СВАН-колонки фактически идентичны, т.е. экспериментальные СВАН-колонки действительно являются отображением физических свойств каждого из типов разреза и представляют собой его спектрально-временной образ (СВО).

СВО каждого из типов разреза существенно различаются. Распределение сейсмических амплитуд на СВАН-колонке первого типа разреза в координатах

частота — время характеризуется четырехфазной субгоризонтальной записью в полосе частот 10—80 Гц и энергетическим спектром, имеющим четкий максимум на 50 Гц (см. рис. 10.47).

Распределение сейсмических амплитуд на СВАН-колонках шестого типа разреза отличается наличием оси синфазности «дугообразной» формы на низких частотах. Таким образом, СВО шестого типа разреза опознается сразу — «по картинке», и, кроме того, энергетический спектр СВАН-колонки достаточно равномерен по оси частот в интервале 10—90 Гц со слабо выраженным максимумом на 36—61 Гц (см. рис. 10.48).

Применение СВАН оказалось эффективным [76, 78] для выявления малоамплитудных нарушений, невидимых на волновых изображениях среды. В основе методики выявления таких нарушений положены определение и интерпретация спектрально-временных параметров (СПВП), характеризующих спектральную плотность энергетических частотного (по оси частот) и временного (по оси времен) спектров. Предложено [76] использовать 6 таких параметров ( $K_1$ — $K_6$ ), которые скачкообразно реагируют на изменение формы сигнала при наличии нарушения и не зависят от времени регистрации отражения и амплитуды нарушения. Эти параметры определяют по СВАН-колонкам, используя следующие формулы:

$K_1$  — отношение энергии высоких частот к энергии низких

$$K_1 = \frac{\sum_{i=1}^n A_i^2 \text{ в интервале } \Delta f_1 = f_k - f_{cp}}{\sum_{j=1}^m A_j^2 \text{ в интервале } \Delta f_2 = f_{cp} - f_n},$$

где  $f_n, f_k, f_{cp}$  — начальная, конечная средняя частоты энергетического спектра с  $A_j$ ,  $A_i$  текущими амплитудами;  $n$  — число  $A_i$  в интервале  $\Delta f_1$ ;  $m$  — число  $A_j$  в интервале  $\Delta f_2$ .

$K_2$  — удельная спектральная плотность энергетического частотного спектра СВАН-колонки (по оси частот), умноженная на средневзвешенную частоту спектра

$$K_2 = \frac{\sum_{i=1}^{m+n} A_i^2}{\Delta f} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{m+n} A_i^2 \cdot f_i}{\sum_{i=1}^{n+m} A_i^2} = \frac{\sum_{i=1}^{m+n} A_i^2 \cdot f_i}{\Delta f},$$

где  $f_i$  — текущая частота спектра;  $\Delta f$  — его ширина, равная  $f_k - f_n$  на уровне 10% от максимума.

$K_3$  — удельная спектральная плотность энергетического частотного спектра СВАН-колонки (по оси частот), умноженная на максимальную частоту спектра, при которой значение спектра составляет 0,7 от его максимума

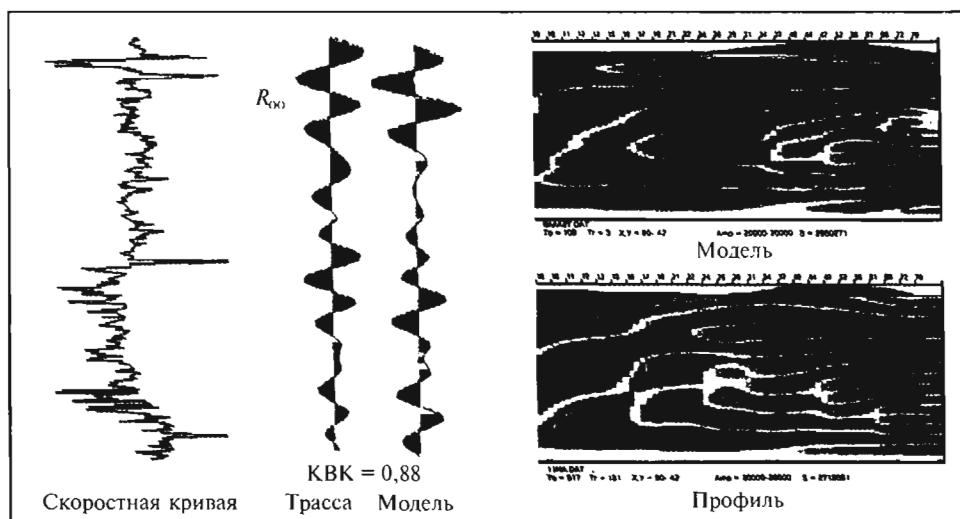


Рис. 10.47. Сопоставление синтетических и экспериментальных сейсмических трасс и СВАН-колонок первого, благоприятного типа разреза продуктивных карбонатных верхнерифейских отложений Куюмбинского месторождения Юрубченено-Тохомской зоны (Восточная Сибирь)

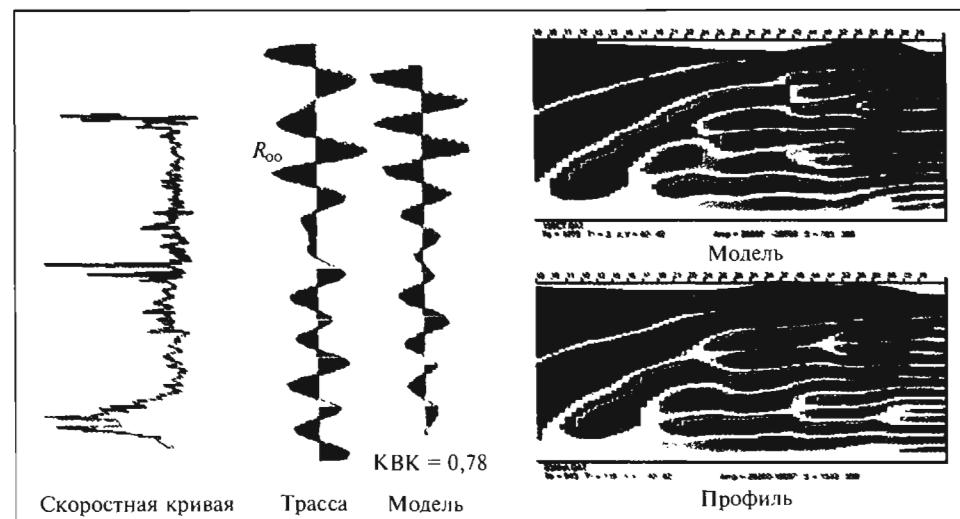


Рис. 10.48. Сопоставление синтетических и экспериментальных сейсмических трасс и СВАН-колонок шестого, неблагоприятного типа разреза продуктивных карбонатных верхнерифейских отложений Куюмбинского месторождения

$$K_3 = \frac{\sum_{i=1}^{m+n} A_i^2}{\Delta f} \cdot f_{\max} .$$

Удельные спектральные плотности энергетического спектра для параметров  $K_2$  и  $K_3$  (на 1 Гц) необходимы для выявления разных физических совокупностей при одной и той же суммарной плотности (площади) спектра, но разной его форме (в основном, ширине —  $\Delta f$ ). При этом удельные спектральные плотности будут разными: больше  $\Delta f$ , меньше плотность и наоборот.

Умножение удельной плотности энергетического частотного спектра на средневзвешенное значение квадратов амплитуды ( $K_2$ ) или  $f_{\max}$  ( $K_3$ ) учитывает положение спектра на оси частот.

Формулы для параметров  $K_4$ ,  $K_5$  и  $K_6$  подобны формулам для параметров  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$ , с той разницей, что для  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  суммирование квадратов амплитуд ведется в интервале времен  $\Delta t = t_k - t_n$  на одной частоте, а для  $K_4$ ,  $K_5$  и  $K_6$  — в интервале частот  $\Delta f = f_k - f_n$  на одном времени.

Таким образом

$$K_4 = \frac{\sum_{i=1}^p A_i^2 \text{ в интервале } \Delta t_1 = t_k - t_{cp}}{\sum_{j=1}^r A_j^2 \text{ в интервале } \Delta t_2 = t_{cp} - t_n},$$

где  $t_n$ ,  $t_k$ ,  $t_{cp}$  — начальное, конечное, среднее время энергетического временного спектра с  $A_i$ ,  $A_i$  текущими амплитудами;  $p$  — число  $A_i$  в интервале  $\Delta t_1$ ;  $r$  — число  $A_j$  в интервале  $\Delta t_2$ ;

$$K_5 = \frac{\sum_{i=1}^{p+r} A_i^2 \cdot t_i}{\Delta t},$$

где  $t_i$  — текущее время спектра;  $\Delta t$  — его ширина, равная  $t_k - t_n$  на уровне 10% от максимума;

$$K_6 = \frac{\sum_{i=1}^{p+r} A_i^2}{\Delta t} \cdot t_{\max},$$

где  $t_{\max}$  — максимальное время спектра — на уровне 0,7 его максимума.

Характер изменений СПВП в зоне малоамплитудного нарушения по данным моделирования изображен на рис. 10.49, а пример выделения малоамплитудных нарушений на реальном разрезе показан на рис. 10.50.

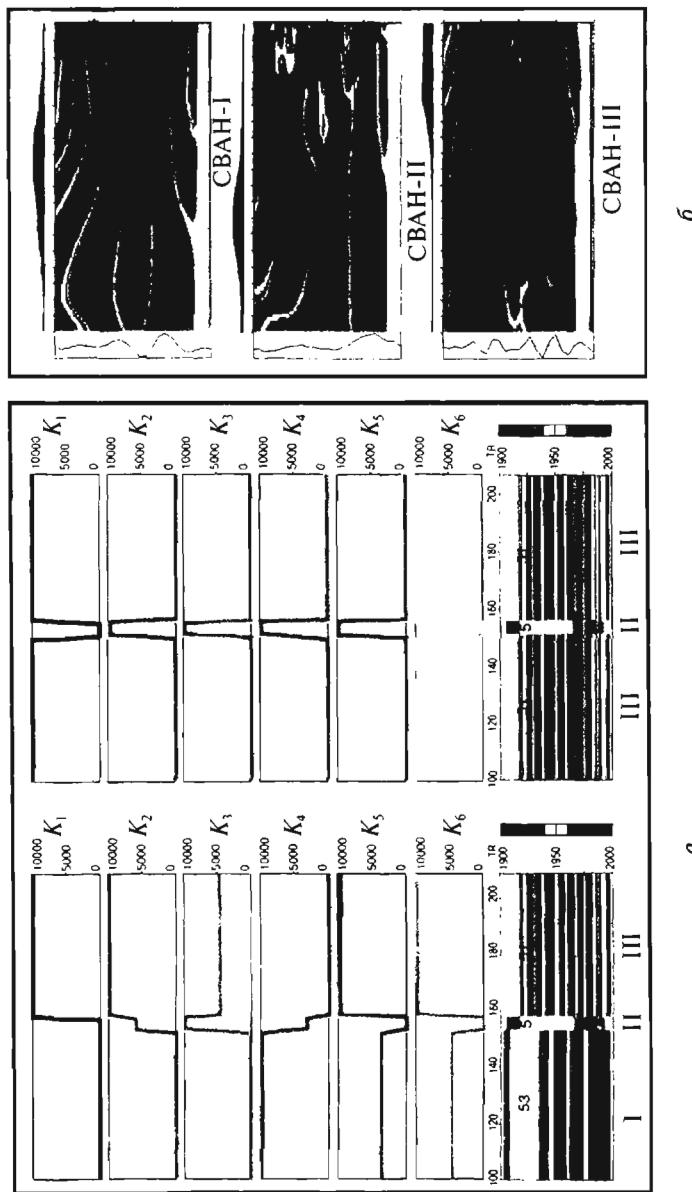


Рис. 10.49. Отображение модели малоамплитудного тектонического нарушения в спектрально-временных параметрах:

*a* — СПВП и модели разреза с различными параметрами; *б* — СВАН-колонки и спектры трасс временных разрезов (II — зона тектонического нарушения); СВАН-I, II, III — СВАН-колонки и спектры трасс временных разрезов I, II, III

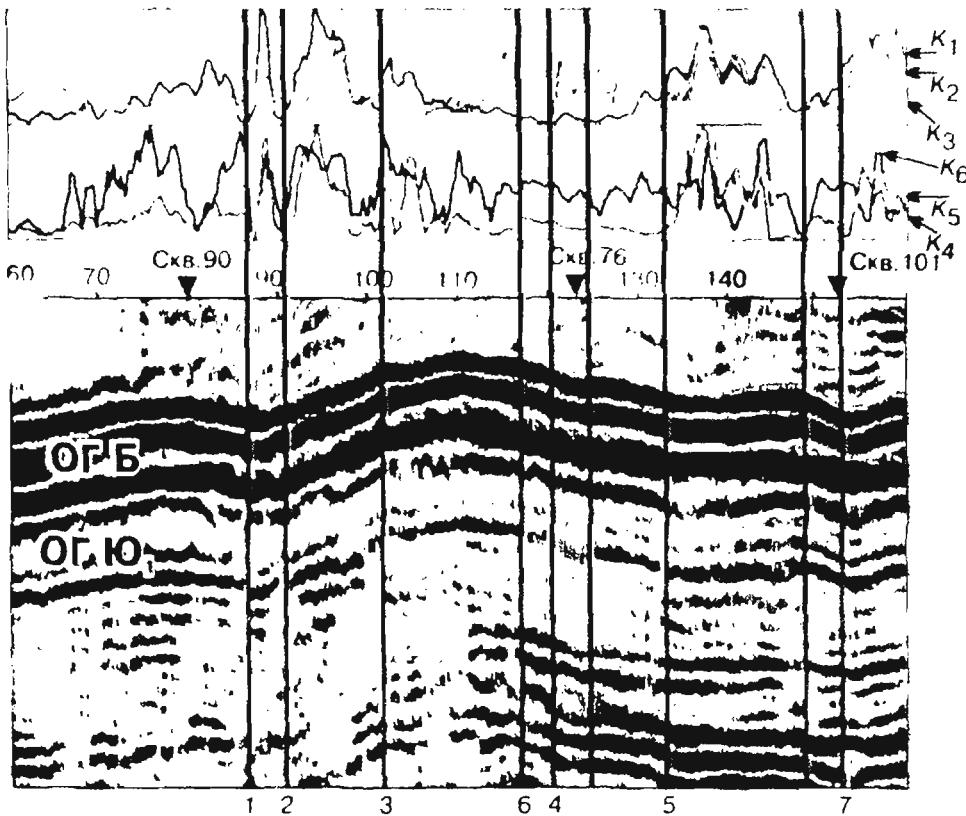


Рис. 10.50. Выделение малоамплитудных тектонических нарушений  
в верхнеюрских отложениях с использованием СПВП,  
Восточно-Придорожное месторождение

#### 10.4.5. Статистический анализ частотных вариаций

Для прослеживания зон трещиноватости предложено [57] использовать азимутальный статистический анализ видимых амплитуд и частот (периодов) колебаний, их дисперсий и других характеристик на двухмерных и трехмерных изображениях среды (ИОСТ, ИОТО, МВИ и МГИ).

В качестве примера приведем результаты азимутального статистического анализа временных разрезов ОСТ в пределах Суданского побережья Красного моря, выполненного с целью прогнозирования направлений горизонтальной упорядоченности неоднородностей геологического разреза, связанных с разломной тектоникой и трещиноватостью.

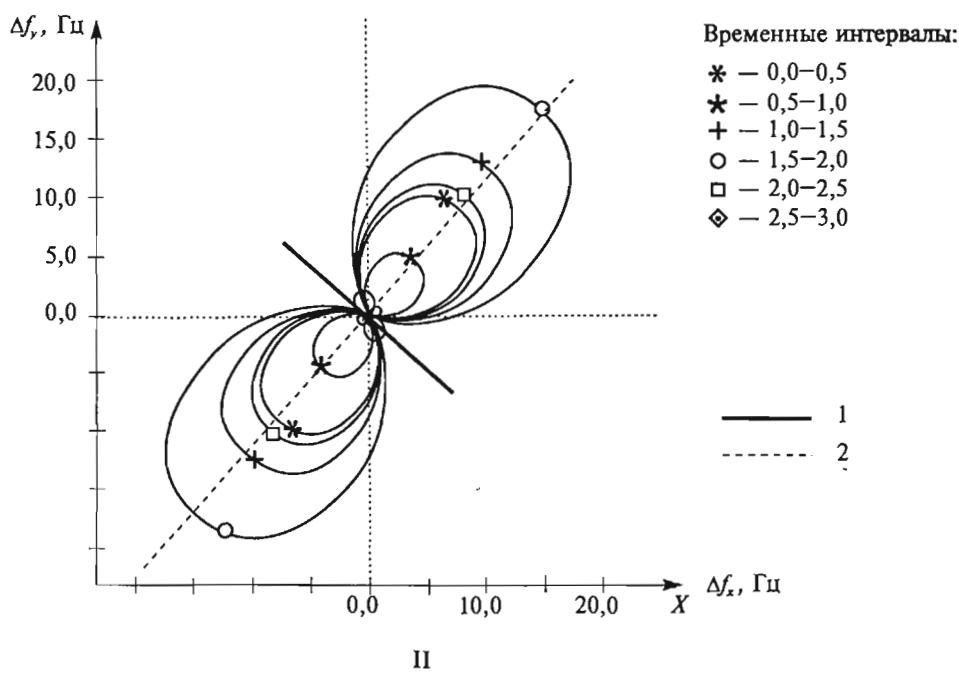
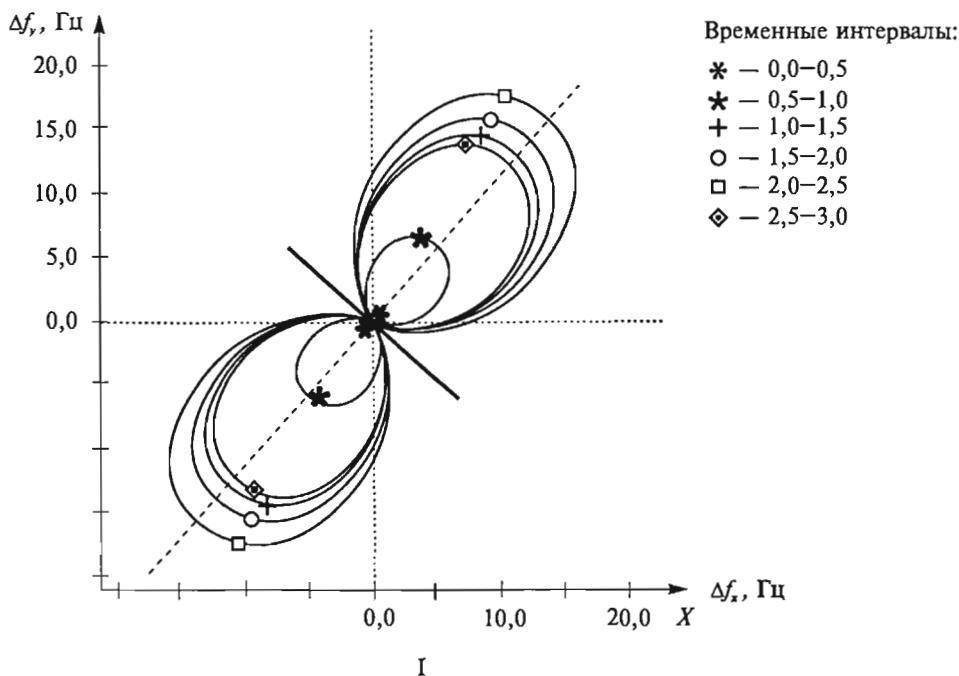
Геологический разрез района представлен, в основном, терригенными отложениями неогена от поверхности до глубины свыше 4 км. Для региона характерно наличие структурных элементов и крупных разломов с простиранием ССЗ—ЮЮВ.

Анализировались средние значения частот, периодов и дисперсия частот на 8-ми участках пересекающихся сейсмических профилей различного азимута.

Разностные  $\Delta f(\theta) = f(\theta) - f_{\min}$  азимутальные индикатрисы для средних видимых частот по двум группам пересечений профилей и по всей совокупности пересечений, построенные для 6-ти интервалов разреза, оказались тождественными по своему простиранию ЮЮЗ—ССВ (рис. 10.51). Такое простижение совпадает с направлением систем трещин, которое ортогонально простиранию структурных элементов и крупных разломов.

Максимальная дисперсия частот, в представительном, по критерию Фишера, диапазоне дисперсии при сравнительно высоких частотах ( $f > 25$  Гц) для всех интервалов разреза наблюдается вкрест простирания индикатрис частоты. При сравнительно низких частотах ( $f < 25$  Гц) происходит поворот простирания индикатрис дисперсии на  $90^\circ$ , что обусловлено ее реакцией на ортогональное по отношению к трещиноватости ССЗ—ЮЮВ направление упорядоченности крупных разломов и структур.

Таким образом, в исследуемом регионе имеются две взаимно перпендикулярные системы упорядоченности — система крупных разломов и структур ССЗ—ЮЮВ простирания и система более мелких упорядоченных неоднородностей — трещин с простиранием ЮЮЗ—ССВ.



**Рис. 10.51. Разностные азимутальные индикатрисы средневзвешенных видимых частот для двух участков площади (I и II)**

1 — простижение структур и крупных разломов;  
2 — простижение системы субвертикальной трещиноватости

#### **10.4.6. Совместный анализ динамических и кинематических характеристик волнового поля**

Существует множество приемов и технологий совместного анализа динамических и кинематических характеристик волнового поля, предназначенных для определения упругих и других свойств среды. Так, в специальном выпуске журнала Геофизика ЕАГО [45] рекламируется технология Петросейс (А.Г. Курочкин и др.), предназначенная для определения скоростей  $V_p$  и  $V_s$ , плотности и упругих модулей изотропной среды на основе  $\tau-p$ -преобразования волнового поля и направленных методов Монте-Карло.

Определенный интерес при изучении малоамплитудных тектонических нарушений и зон субвертикальной трещиноватости представляют способы изучения рассеивающих свойств среды. Сюда относятся различные способы анализа когерентности волнового поля 3D (способы *Variance Cube* фирмы Шлюмберже; способы *Fault Cube* и др., развивающиеся Нидерландской фирмой *DGB* и др.), а также способ изучения поля энергии рассеянных волн (ПЭРВ), базирующийся на теории фокусирующих преобразований [89]. Способ ПЭРВ позволяет изучать энергию волн за пределами диапазона волновых параметров, свойственных отражениям и отличается от способа изучения когерентности тем, что энергия рассеянных волн не связана корреляционно с энергией отраженных волн. В силу этого способ ПЭРВ дает более четкие результаты при выделении и прослеживании малоамплитудных тектонических нарушений по сравнению с корреляционными способами изучения когерентности. Эффективность способа ПЭРВ, в частности, установлена при анализе волнового поля вблизи кровли артинского яруса в одном из районов Русской платформы. Зона нарушений здесь четко прослеживается в виде полос повышенных значений атрибутов ПЭРВ.

---

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Современная *3D* сейсморазведка представляет многогранную, стремительно развивающуюся и неустоявшуюся область знаний, используемых при изучении свойств геологической среды. Это обстоятельство послужило причиной того, что, несмотря на широкое применение метода в нефтегазовой промышленности и других отраслях человеческой деятельности, до сих пор не создано учебника или учебного пособия, отражающего главные аспекты современной *3D* сейсморазведки. Данный труд представляет некоторую попытку хотя бы частично восполнить существующий пробел в указанной области и изложить основы *3D* сейсморазведки. За время написания рукописи и подготовки ее к изданию появились новые теоретические и экспериментальные разработки по *3D* сейсморазведке, которые не могли быть освещены в данной работе. Многогранность взглядов, многообразие методик и технологий, в том числе и известных автору, также не позволила «объять необъятное».

При написании книги автор стремился не дублировать сведения, содержащиеся в общем курсе сейсморазведки, а также в смежных специальных курсах, хотя с этой задачей не удалось полностью справиться. Некоторое дублирование оказалось необходимым для целостности изложения.

Несмотря на отмеченные обстоятельства, автор надеется, что данная монография, именуемая как «*Основы трехмерной сейсморазведки*» будет полезной при изучении курсов сейсморазведочного цикла студентами, магистрантами и аспирантами геофизической специальности.

---

## ЛИТЕРАТУРА

### I. Учебники\*, учебные пособия\*\*, монографии

1. *Авербух А.Г.* Изучение состава и свойств горных пород при сейсморазведке. — М.: Недра, 1982. 232 с.
2. *Авчян Г.М., Матвеенко А.А., Стефанович З.Б.* Петрофизика осадочных пород в глубинных условиях. — М.: Недра, 1979. 214 с.
3. *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. В 2 т. — М.: Мир, 1983. 880 с.
4. *Ампилов Ю.П.* Поглощение и рассеяние сейсмических волн в неоднородных средах. — М.: Недра, 1992. 147 с.
5. *Берзон И.С., Епинатьева А.М., Парийская Г.Н., Стародубровская С.П.* Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. — М.: Изд-во АН ССР, 1962. 490 с.
6. *Богданов А.И.* Сейсморазведка методом отраженных волн. — М.: Недра, 1982. 280 с.
7. \**Бондарев В.И.* Основы сейсморазведки. — Екатеринбург: Изд-во Уральской ГГА, 2003. 332 с.
8. \**Бондарев В.И., Крылатков С.М.* Основы обработки и интерпретации данных сейсморазведки. — Екатеринбург: Изд. Уральской ГГА, 2001. 195 с.
9. *Васильев С.А., Урупов А.К., Татариду Н.И.* Программа решения обратной пространственной кинематической задачи сейсмики по данным многократных крестовых наблюдений. — М.: Изд-во ВНИИгеофизики, 1980. 33 с.
10. \*\**Воскресенский Ю.Н.* Изучение изменений амплитуд сейсмических отражений для поисков и разведки залежей углеводородов. — М.: Изд. РГУ нефти и газа, 2001. 68 с.
11. \**Гальперин Е.И.* Вертикальное сейсмическое профилирование. — М.: Наука, 1982. 336 с.
12. *Гамбурцев Г.А.* Основы сейсморазведки. — М.: Гос. науч.-тех. изд. нефтяной и горнотопливной лит. 1959. 369 с.
13. *Гогоненков Г.Н.* Изучение детального строения осадочных толщ сейсморазведкой. — М.: Недра, 1987. 216 с.
14. *Гольдин С.В.* Интерпретация данных сейсмического метода отраженных волн. — М.: Недра, 1979. 334 с.
15. \**Гурвич И.И., Боганик Г.Н.* Сейсмическая разведка. — М.: Недра, 1980. 537 с.
16. *Добрынин В.М., Серебряков В.А.* Геолого-геофизические методы прогнозирования аномальных пластовых давлений. — М.: Недра, 1989. 288 с.

17. Ивакин Б.Н., Карус Е.В., Кузнецов О.Л. Акустический метод исследования скважин. — М.: Недра, 1978. 320 с.
18. \*Знаменский В.В. Общий курс полевой геофизики. — М.: Недра, 1989. 520 с.
19. Интерпретация данных сейсморазведки: Справочник /Под ред. О.А.Потапова. — М.: Недра, 1990. 447 с.
20. Карасик В.М. Изучение скоростей сейсмических волн комплексом методов. — М.: Недра, 1993. 217 с.
21. Клаербоут Д.Ф. Сейсмическое изображение земных недр. — М.: Недра, 1989. 406 с.
22. Козлов Е.А. Миграционные преобразования в сейсморазведке. — М.: Недра, 1996. 245 с.
23. Кондратьев О. К. Сейсмические волны в поглощающих средах. — М.: Недра, 1986. 173 с.
24. Кутынина О.Г. Построение алгоритмов обработки и интерпретации сейсмических данных. — М.: Недра, 1982. 296 с.
25. Маловичко А.А. Кинематическая интерпретация данных цифровой сейсморазведки в условиях неоднородных сред. — Свердловск: Изд-во Уральского отделения АН СССР, 1990. 267 с.
26. Методические рекомендации по применению сейсморазведки ОГТ / Под ред. А.К. Урупова. — М.: Изд-во ВНИИГеофизики, 1974. 195 с.
27. Методические рекомендации по применению пространственной сейсморазведки 3D на разных этапах геолого-разведочных работ на нефть и газ. — М.: Изд-во ЦГЭ, 2000. 64 с.
28. Невский М.В. Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. — М.: Недра, 1974. 200 с.
29. Потапов О.А. Технология полевых сейсморазведочных работ. — М.: Недра, 1987. 310 с.
30. Потапов О.А. Организация и технические средства сейсморазведочных работ. — М.: Недра, 1989. 260 с.
31. Птиццов С.Н. Анализ волновых полей для прогнозирования геологического разреза. — М.: Недра, 1989. 135 с.
32. Пузырев Н.Н. Измерение сейсмических скоростей в скважинах. — М.: Гостоптехиздат, 1957. 64 с.
33. Пузырев Н.Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. — М.: Гостоптехиздат, 1959. 446 с.
34. Пузырев Н.Н. Временные поля отраженных волн и метод эффективных параметров. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1979. 288 с.
35. Пузырев Н.Н. Методы и объекты сейсмических исследований. — Новосибирск: Изд-во СОРАН, 1997. 301 с.
36. \*Рапопорт М.Б. Вычислительная техника в геофизике. — М.: Недра, 1993. 349 с.
37. Ризниченко Ю.В. Сейсморазведка слоистых сред. — М.: Недра, 1985. 184 с.

38. \*\*Рябинкин Л.А. Теория упругих волн. — М.: Недра, 1987. 182 с.
39. Сейсмическая стратиграфия. /Под ред. Ч. Пейтона. В 2 т. — М.: Мир, 1982. 846 с.
40. Сейсморазведка: Справочник геофизика. — М.: Недра, 1981. 484 с.
41. Сейсморазведка: Справочник геофизика /Под ред. В.П.Номоконова. — М.: Недра, 1990. Т.1 — 336 с., Т. 2 — 400 с.
42. Справочник геофизика. — М: Недра, 1966. Т.IV, 749 с.
43. Мушин И.А., Бродов Л.Ю., Козлов Е.А., Хатынов Ф.И. Структурно-формационная интерпретация сейсмических данных. — М.: Недра, 1990. 299 с.
44. Теория и практика сейсмического метода РНП //Л.А. Рябинкин, Ю.В. Напалков, В.В. Знаменский, Ю.Н. Воскресенский, М.Б. Рапопорт. Тр. МИНХиГП им. И.М. Губкина, вып. 39. — М.: Гостоттехиздат, 1962. 294 с.
45. Технологии сейсморазведки — I. Специальный выпуск н.т. журнала ЕАГО «Геофизика». — М., 2002. 152 с.
46. Тимошин Ю.В. Основы дифракционного преобразования сейсмических записей. — М.: Недра, 1972. 253 с.
47. Уотерс К. Отражательная сейсмология. — М.: Мир, 1982. 452 с.
48. Урупов А.К. Изучение скоростей в сейсморазведке. — М.: Недра, 1966. 226 с.
49. \*\*Урупов А.К. Сейсмические модели и эффективные параметры геологических сред. — М.: Изд. МИНГ, 1984. Ч. I. — 104 с.; Ч. II. — 103 с.
50. Урупов А.К., Левин А.Н. Определение и интерпретация скоростей в методе отраженных волн. — М.: Недра, 1985. 288 с.
51. \*\*Урупов А.К. Миграционные преобразования данных в нефтегазовой сейсморазведке. — М.: Изд. МИНГ, 1986. 120 с.
52. Урупов А.К., Маловичко А.А. Определение кинематических параметров отраженных волн на основании регулируемого направленного анализа волновых полей. — М.: ВИЭМС, 1983. 43 с.
53. Цифровая обработка сейсмических данных / Е.А. Козлов, Г.Н. Гогоненков, Б.Л. Лернер и др. — М.: Недра, 1973. 312 с.
54. Шерифф Р., Гелдарт Л. Сейсморазведка. — М.: Мир, 1987. Т. 1 — 429 с.; Т. 2, 379 с.
55. Liner Christophe L. Elements of 3D Seismology. Tulsa: Pen Well Books, 1999. 438 p.
56. Stone Dale G. Designing Seismic Surveys in Two and Three Dimensions. USA SEG, 1994. 244 p.
57. Yilmaz Oz. Seismic Data Analysis. Tuilsa: Society of Exploration Geophysicists, 2001. V. I. 1000 p., V. II. 1000 p.

## II. Статьи и научные сообщения

58. Абдурахман И.М., Бакиров В.А., Урупов А.К. Азимутальная анизотропия частотных параметров отраженных волн в пределах Суданского побережья Красного моря и ее геологическая обусловленность. Актуальные проблемы состояния и развития нефтегазового комплекса России. — М.: Нефть и газ, 2001. с. 85.

59. Авчян Г.М., Маркосян Г.Г., Назаретян С.Н. Связь между направлением геомагнитного поля и геоструктурами Армении в период их заложения // Изв. АН АрмССР. Науки о Земле. XXXVIII, № 6, 1985. С. 49—53.
60. Авчян Г.М., Урупов А.К., Богоявленский В.И. Палеомагнитная анизотропия физико-механических свойств горных пород / Тез. I Всесоюзной конф. по геодинамике. Кн. 1.— М., 1988. С. 72—73.
61. Бакиров В.А., Урупов А.К. О влиянии вертикальной трещиноватости на круговые годографы прямых и отраженных волн // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 1998, № 3. С. 19—25.
62. Бакиров В.А., Урупов А.К. О разделении многофакторных азимутальных индикаторов анизотропных скоростей сейсмических волн на отдельные составляющие. Актуальные проблемы состояния и развития нефтегазового комплекса России. — М.: Нефть и газ, 2001. С. 82.
63. Близнецов М.Т., Меньшиков Ю.П. «Яркос пятно» в нижнемеловых отложениях Шадимского нефтегазового района Западной Сибири // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 2002, № 4. С. 11—14.
64. Васильев С.А. Некоторые вопросы теории продолжения волновых полей в сторону источника // Физика Земли, 1973, № 3. С. 35—37.
65. Васильев С.А., Завьялов В.Д., Тимошин Ю. В., Урупов А.К. Применение голограмм и дифракционного преобразования в сейсморазведке. Геофизические исследования Земной коры. Международный геологический конгресс, XXV сессия, Доклады советских геологов. — М.: Недра, 1976. С. 112—119.
66. Гельфанд В.А. Уточнение сейсмогеологической модели среды при помощи синтетических сейсмограмм // Нефтегазовая геология и геофизика, 1977, № 5. С. 32—35.
67. Завалишин Б.Р. Точность фокусировки при построении сейсмических изображений. ДАН СССР, т. 309, № 4, 1989. С. 835—837.
68. Завалишин Б.Р. Волновой подход к построению сейсмических изображений // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 1994, № 4. С. 29—32.
69. Зайченко В.Ю., Урупов А.К., Васильев С. А. Объемная сейсморазведка с использованием принципов голограмм. Советская геология, 1981, № 7. С. 26—32.
70. Урупов А.К., Николаев И.В., Тотариду Н.П., Силаев Л.А., Ахметов Е.В. Интерпретация поверхностных годографов отраженных волн при крестовых наблюдениях // Прикладная геофизика, вып. 74. 1974. С. 13—22.
71. Кондрашков В.В. Получение временного разреза способом эллиптической развертки отражений (ЭРО). Региональная разведочная и промысловая геофизика. — М., 1977. С. 1—9.
72. Корягин В.В. Стратиграфическая интерпретация данных сейсморазведки на основе итеративного моделирования // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 1998, № 4. С. 73—78.
73. Крылов Д.Н. Тестовые исследования способа подбора модели среды (ПМС) // Прикладная геофизика, вып. 121. 1989. С. 56—62.

74. Левин А.Н. Поверхностный годограф отраженных волн для однородной среды и криволинейной границы раздела и его интерпретация // Физика Земли, 2000, № 4. С. 53–56.
75. Левин А.Н. О круговых профилях в сейсморазведке МОВ // Физика Земли, 1998, № 12. С. 89–91.
76. Давыдова Е.А., Ворошилова М.С., Самарин М.А., Холмянская Н.Ю. Методика выявления малоамплитудных разломов по спектрально-временным параметрам // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 2002, № 4. С. 7–10.
77. Рапонорт М.Б., Рапонорт Л.И., Рыжков В.И. Эффект сейсмической неупругости залежей углеводородов и его использование при поисках, разведке и эксплуатации нефтегазовых месторождений // Геология, геофизика и разработка нефтяных месторождений, 1997, № 8. С. 19–23.
78. Славкин В.С., Копилевич Е.А., Давыдова Е.А., Мушин И.А. Методика картирования типового геологического разреза в межкважинном пространстве по данным сейсморазведки // Н.т. журнал ЕАГО «Геофизика», 1999, № 4. С. 21–24.
79. Урупов А.К., Бяков Ю.А. Оценка коэффициентов отражения по данным электрического каротажа и нейтронного каротажа // Разведочная геофизика, вып. 2. Недра, 1964. С. 36–38.
80. Урупов А.К., Бяков Ю.А. О сейсмозаписях, синтезированных на основе данных промысловой геофизики // Нефтяная геология и геофизика, № 17, 1964.
81. Урупов А.К. Об исследовании анизотропии осадочных отложений с помощью метода отраженных волн // Ученые записки Пермского ун-та, 1965, № 127. С. 93–99.
82. Урупов А.К., Лапин С.И. О соотношении скоростей, вычисленных по годографам отраженных волн и измеренных при сейсмокаротаже // Ученые записки Пермского ун-та, 1965, № 127. С. 106–110.
83. Урупов А.К., Лапин С.И. Скорости сейсмических волн в анизотропных слоисто-трещиноватых средах // Прикладная геофизика, 1972, вып. 67. 1972. С. 3–16.
84. Урупов А.К., Спасский Б.А. Исследование анизотропии горных пород методом кинематических и динамических диаграмм // Нефтегазовая геология и геофизика, 1967, № 12. С. 35–36.
85. Урупов А.К., Степанов А.В. Тектоническая напряженность и трещиноватость и ее проявление на индикаторах скорости и поглощения сейсмических волн. Некоторые аспекты геологии, нефтегазоносности и разработки нефтегазовых месторождений Арктического шельфа СССР. — М., 1985. С. 59–66.
86. Урупов А.К., Воскресенский Ю.Н., Завалишин Б.Р. Перспективы применения сейсморазведки в процессе разработки нефтегазовых месторождений. Геофизические методы поисков и разведки месторождений нефти и газа. — Пермь: Изд. Пермского ун-та, 1985. С. 12–16.
87. Урупов А.К., Богоявленский В.И., Добрынин С.В. Комплексные исследования анизотропных свойств среды на макро- и микроуровнях // Тез. докл. на Междунар. геофиз. конф. SEG—ЕАГО, Москва-93. — М., 1993. Т. 1. С. 38.

88. Урупов А.К. Трехмерная сейсморазведка тонкослоистых и трещиноватых сред. Юбилейная научная сессия: Нефтегазовое образование и наука, состояние и перспективы. Круглый стол № 4: Современные технологии в нефтегазовой геофизике, проблемы и их решения. — М., 2000. С. 4.
89. Урупов А.К., Рыжков В.И., Мухтаров Т.Э. Учет анизотропии реальной среды при миграции данных ВСП. XVI Губкинские чтения. Секция 2. Геофизика. — М.: 2002. С. 49.
90. Шленкин С.И., Лавриненко А.Б. Миграция исходных записей на основе фокусирующих преобразований, как средство повышения информативности сейсморазведки. Фундаментальные проблемы нефтегазогеологических наук. — М.: ВНИОЭНТ, 1990. С. 145–154.
91. Daley P.F. and Hron P. Reflection and transmission coefficients for transversely isotropic media: Bull.Scismic Soc.Am., 67, 1977. P. 661—675.
92. Gardner G.H.F. Gardner L.W. Gregory A.R. Formation velocity and density. The diagnostic basics for stratigraphic traps. Geophysics, 39, № 6, 1974. P. 1603—1615.
93. Kuznetsov V.M. Anisotropy for prospecting oil field on clay deposits. 7<sup>th</sup> Workshop on seismic anisotropy. Maimi, 1996. P. 323—324.
94. Lyakhovitskiy F.M. Problems of seismic research on heterogeneous geological media. Journal of Geodynamics. V.5, 1986. P. 205—220.
95. Lyakhovitskiy F.M. Apparent anisotropy coefficients. 54<sup>th</sup> Ann Meet. EAEG, Exp. Abstr., 1992. P. 610—611.
96. Lyakhovitskiy F.M., Brodov L.Y. Interpretation of seismic anisotropy parameters. Florence, Exp. Abstr. 53<sup>th</sup> meeting of EAEG. 1991. P. 520—521.
97. Mahob P.N., Castagna J.P. AVO hodograms and polarisation attributes // The leading Edge. January, 2002. P. 21—27.
98. Paturet D. Garotta R. «Slalom line» method. Paper presented at the 37<sup>th</sup> meeting of EAEG, Bergen, 1975. P. 1—5.
99. Postma G.W. Wave propagation in stratified media. Geophysics. V. 20, № 4, 1955. P. 780—806.
100. Ruger A. P-wave reflection coefficients for transversely isotropic models with vertical and horizontal axis of symmetry. Geophysics. V. 62, № 3, 1997. P. 713—721.
101. Ruger A. Variation of P-wave reflectivity with offset and azimuth in anisotropic media. Geophysics. V. 63, № 3, 1998. P. 935—947.
102. Rutherford S.R., Williams R.H. Amplitude-versus-offset variations in gas sands. Geophysics. V. 54, № 6, 1989. P. 680—688.
103. Shuey R.T. A simplification of the Zoeppritz equations. Geophysics. V. 50, 1985. P. 609—614.
104. Thomsen L. Weak elastic anisotropy. Geophysics. V. 51, № 10, 1986. P. 1954—1966.
105. Thomsen L. Weak Anisotropic Reflections. Theory and practice of AVO analysis. Soc. Expl. Geophys., 1993. P. 103—111.

## Литература

---

106. *Verm R. Hilterman F.* Lithology color-coded seismic sections: The calibration of AVO crossplotting to rock properties / The Leading Edge. V. 14, № 8, 1995. P. 847—853.
107. *Urupov A.K.* Einige Ergebnise der Anwendung von Parametrische diagramm zur Ansorderung multiplen Wellen und Untersuchung Quasianisotropie. Geophysic und geologia, Leipzig, 1968. P.720—745.
108. *Urupov A.K.* Zur Verwendung der Kinematischen Seismisher Reflecion Wellen. Geologia, Hept 8. — Berlin, 1971. P. 816—834.
109. *Zavalishin B.R.* Diffraction problems of 3D seismic imaging. Geophysical Prospecting, V. 48, № 4, 2000. P. 631—646.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	3
ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ .....	5
<b>ГЛАВА 1. ТРЕХМЕРНАЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКА И ЕЕ РОЛЬ ПРИ ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ .....</b>	<b>9</b>
1.1. История зарождения и развития трехмерной ( <i>3D</i> ) сейсморазведки .....	9
1.2. Классификация методов сейсморазведки и место <i>3D</i> сейсморазведки в общем комплексе сейсморазведочных работ .....	13
1.3. Задачи, решаемые <i>3D</i> сейсморазведкой, пути и этапы их решения .....	18
1.4. Тенденции развития и использования технологии <i>3D</i> сейсморазведки .....	23
1.5. Основные поисковые и разведочные достоинства <i>3D</i> сейсморазведки .....	24
1.6. Экономическая эффективность сейсморазведки <i>3D</i> .....	25
<b>ГЛАВА 2. СИСТЕМЫ НАБЛЮДЕНИЙ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ <i>3D</i> И ТЕХНОЛОГИЯ ИХ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И РЕАЛИЗАЦИИ .....</b>	<b>27</b>
2.1. Система наблюдений и её элементы .....	27
2.2. Виды систем и блоков наблюдений .....	33
2.3. Основные параметры систем наблюдений, определяющие эффективность работ <i>3D</i> и требования, предъявляемые к системам .....	43
2.4. Оптимизация систем <i>3D</i> наблюдений, выбор и расчёт параметров .....	46
2.4.1. Параметры, подлежащие выбору или расчёту .....	46
2.4.2. Основные подходы к оптимизации систем <i>3D</i> наблюдений, существующие в мировой практике .....	46
2.4.3. Выбор параметров группирования приёмников и источников возбуждения колебаний .....	47
2.4.4. Определение расстояния между ПВ и между ПП .....	48
2.4.5. Определение размеров бина и количества СТ в его пределах .....	49
2.4.6. Определение числа пунктов возбуждения на $\text{км}^2$ площади .....	50
2.4.7. Определение расстояния между линиями возбуждения .....	50
2.4.8. Определение максимальных и минимальных удалений источник-приёмник .....	50
2.4.9. Вычисление расстояний между линиями приёма .....	52
2.4.10. Определение длины ЛП и их числа $N_{\text{п}}$ в БН и ЛВ при заданном $N_{\text{в}}$ .....	52
2.4.11. Определение кратности перекрытий $N_{\text{б}}$ и шагов $\Delta \text{БН}$ и $\Delta \text{ПП}$ блока и полосы наблюдений, обеспечивающих выдержанную кратность в пределах площади работ .....	54

## Оглавление

---

2.5. Свойства спектров удалений и азимутов и требования, предъявляемые к спектрам .....	59
2.5.1. Спектры удалений .....	59
2.5.2. Азимутальные спектры систем наблюдений и требования, предъявляемые к ним при изучении анизотропии .....	61
2.6. Особенности технологии 3D сейсморазведки на суше и акваториях .....	64
2.6.1. Сухопутные работы 3D .....	64
2.6.2. Морские работы .....	67
<b>ГЛАВА 3. ФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТРЕХМЕРНОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ .....</b>	<b>70</b>
3.1. Модели, используемые для аппроксимации геологической среды, и их характеристика .....	70
3.1.1. Типы моделей .....	70
3.1.2. Параметры и атрибуты моделей .....	71
3.2. Модели и параметры волновых полей .....	72
3.2.1. Многомерные волновые поля .....	72
3.2.2. Эффективные модели волнового поля отраженных волн .....	73
3.3. Геологические и физические факторы, определяющие пространственное распределение скоростей .....	75
3.3.1. Факторы, влияющие на скорости, и основные тенденции поведения скорости, обусловленные их влиянием .....	75
3.3.2. Зависимость скоростей от литологического и минералогического состава пород .....	77
3.3.3. Зависимость сейсмических скоростей от условий залегания пород и их возраста .....	80
3.3.4. Влияние плотности, пористости и нефтегазонасыщенности на скорости $V_p$ и $V_s$ и коэффициент Пуассона .....	83
3.4. Скоростная неоднородность геологических сред .....	86
3.4.1. Типы реальных сред .....	86
3.4.2. Латеральные изменения скоростей .....	88
3.4.3. Дисперсия и квазидисперсия скорости .....	88
3.5. Поглощающие свойства геологических сред .....	89
3.5.1. Параметры поглощения и геологические факторы, вызывающие поглощение .....	89
3.5.2. Экспериментальные данные о поглощающих свойствах геологических сред .....	91
3.6. Анизотропия и квазианизотропия геологической среды и ее обусловленность .....	94
3.6.1. Геологические факторы, вызывающие анизотропию .....	94
3.6.2. Микроанизотропия, квазианизотропия и макроанизотропия геологической среды .....	95

3.6.3. Индикатрисы, характеризующие анизотропию, и их классификация по признакам симметрии .....	96
3.6.4. Экспериментальные данные о проявлении азимутальной квазианизотропии.....	97
<b>ГЛАВА 4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ УПРУГИХ СВОЙСТВАХ СРЕДЫ .....</b>	<b>107</b>
4.1. Основные предпосылки .....	107
4.2. Обобщенный закон Гука. Напряжения и деформации .....	108
4.2.1. Обобщенный закон Гука .....	108
4.2.2. Условия статического равновесия .....	110
4.2.3. Распространение деформаций .....	111
4.2.4. О роли последовательности уравнений в законе Гука .....	113
4.3. Особенности матриц упругих параметров .....	114
4.4. Закон Гука, упругие параметры и скорости для изотропной среды .....	118
4.5. Закон Гука и упругие параметры поперечно-изотропной среды .....	119
4.5.1. Закон Гука .....	119
4.5.2. Взаимосвязь упругих параметров и главных скоростей .....	122
4.6. Индикатрисы фазовых и лучевых скоростей для поперечно-изотропной среды .....	124
4.6.1. Уравнения индикатрис .....	124
4.6.2. Типы индикатрис $P$ волн и их особенности .....	127
4.6.3. Влияние анизотропии на кинематические (эффективные) параметры $P$ волн .....	135
4.7. Квазианизотропия и макроанизотропия слоистых и трещиноватых поперечно-изотропных сред .....	137
4.7.1. Упругие параметры квазипоперечноизотропной среды .....	137
4.7.2. Главные скорости квазианизотропной и макроанизотропной среды .....	139
4.7.3. Обобщенная формула индикатрисы лучевой скорости .....	140
4.8. Упругие и скоростные свойства ортотропной среды .....	142
4.8.1. Закон Гука и упругие параметры ортотропной среды .....	142
4.8.2. Связь упругих и кинематических параметров ортотропной сред .....	145
4.8.3. О форме индикатрис скорости для ортотропной среды .....	148
4.8. Многофакторная анизотропия .....	151
4.8.1. Анизотропия при отсутствии в среде элементов симметрии .....	151
4.8.2. Моноклинная многофакторная анизотропия .....	152
<b>ГЛАВА 5. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ТРЕХМЕРНОЙ СРЕДЕ .....</b>	<b>153</b>
5.1. Общие положения .....	153

## Оглавление

---

5.2. Волновос уравнение и уравнения движения .....	154
5.2.1. Связь напряжений и ускорений .....	154
5.2.2. Волновое уравнение для изотропной среды .....	155
5.2.3. Спектральные представления волнового уравнения .....	158
5.2.4. Волновое уравнение для анизотропной среды .....	160
5.2.5. Общие сведения о способах решения волнового уравнения .....	162
5.3. Отражающиеся и преломляющиеся свойства геологических границ .....	164
5.3.1. Классификация границ .....	164
5.3.2. Первичные (падающие) и вторичные (отраженные и преломленные) волны на границе двух сред .....	166
5.3.3. Граничные условия, определяющие кинематические и динамические особенности процесса отражения и преломления .....	167
5.4. Отражение и преломление волн на границе изотропных сред .....	169
5.4.1. Уравнения отражения и преломления плоских волн .....	169
5.4.2. Коэффициенты отражения и преломления .....	170
5.4.3. Закономерности поведения коэффициентов отражения продольной волны .....	171
5.4.4. Аппроксимационные выражения коэффициентов отражения на границе изотропных сред .....	175
5.5. Влияние слабой анизотропии на коэффициенты отражения продольных волн .....	179
5.5.1. Слабая анизотропия и ее особенности .....	179
5.5.2. Коэффициент отражения продольной волны на границе двух вертикально-поперечно-изотропных сред .....	180
5.5.3. Коэффициенты отражения продольной волны на границе горизонтально-поперечно-изотропных сред .....	182
5.5.4. Коэффициент отражения $P$ волны на границе ортотропных сред .....	185
<b>ГЛАВА 6. ПРЯМЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТРЕХМЕРНОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ – ТЕОРИЯ ВРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ .....</b>	<b>187</b>
6.1. Общие положения кинематической сейсмики .....	187
6.1.1. Кинематические задачи и способы их решения .....	187
6.1.2. Кинематические принципы и законы .....	188
6.1.3. Виды временных полей .....	190
6.2. Скоростные и геометрические параметры и атрибуты моделей, используемых при решении кинематических задач .....	192
6.2.1. Истинные модели, их параметры и атрибуты .....	192
6.2.2. Интегральные модели и их параметры .....	193
6.3. Временные поля и годографы прямой и отраженной волны от горизонтальной границы в однородной изотропной среде .....	203
6.3.1. Временные поля прямой волны .....	203

## Оглавление

---

6.3.2. Временные поля отраженной волны от горизонтальной границы .....	207
6.4. Временные поля отраженных волн в однородной изотропной среде с плоской наклонной отражающей границей .....	210
6.4.1. Обобщенное временное поле монотипной отраженной волны .....	210
6.4.2. Локальные временные поля и годографы ОТВ, ОТП, ОСТ .....	213
6.4.3. Временные поля и годографы отраженных волн для круговых и крестовых блоков площадной системы наблюдений .....	219
6.4.4. Временные поля и годографы отраженных волн при межскважинных и околоскважинных наблюдениях .....	223
6.4.5. Годографы многократных отраженных волн от плоской границы в однородной изотропной среде .....	227
6.5. Годографы отраженных волн для однородной изотропной среды с криволинейной отражающей границей .....	233
6.5.1. Поверхностный годограф ОТВ .....	233
6.5.2. Поверхностный годограф ОСТ .....	238
6.6. Локальное поле и поверхностный годограф общей точки отражения (ОТО) для однородной изотропной среды .....	240
6.6.1. Смещение ОТО относительно ОСТ .....	240
6.6.2. Уравнение локального временного поля и годографа ОТО .....	244
6.6.3. Уравнение нормального времени пробега в общей точке отражения .....	247
6.7. Временные поля в неоднородной вертикально-градиентной и горизонтально-слоистой средах .....	249
6.7.1. Временные поля и годографы прямой волны .....	249
6.7.2. Параметрические уравнения годографов отраженной волны .....	253
6.7.3. Уравнение годографа отраженной волны в виде ряда Тейлора .....	257
6.7.4. Представления годографов отраженной волны с использованием параметров интегральной модели .....	258
6.8. Уравнения годографов отраженной волны для слоистой среды с наклонным несогласным залеганием плоских границ .....	262
6.8.1. Уравнение годографа ОСТ в виде ряда Тейлора .....	262
6.8.2. Представления уравнений годографов отраженной волны через эффективные параметры интегральной модели .....	264
6.8.3. Рекурентные параметрические уравнения годографов ОТВ, ОСТ и ОТП отраженной волны для слоистой среды с разнонаклонными плоскими границами .....	265
6.9. Временные поля и годографы прямых и отраженных волн в анизотропных средах .....	270
6.9.1. Общие положения .....	270
6.9.2. Временные поля и годографы прямой волны в ВПИ-средах при $E = \chi$ .....	270
6.9.3. Годографы отраженных волн от горизонтальной границы в ВПИ-среде при $E = \chi$ .....	274
6.9.4. Временные поля и годографы прямой волны в ГПИ-среде .....	275

## Оглавление

---

6.9.5. Годографы отраженной волны от горизонтальной границы в ГПИ-среде при $E = \chi$ .....	280
6.9.6. Аппроксимационные уравнения поверхностных годографов отраженных волн, распространяющихся в попречно-изотропных средах .....	282
6.9.7. Аппроксимационные уравнения поверхностных годографов отраженных волн, распространяющихся в ортотропной среде .....	285
6.9.8. Аппроксимационные уравнения годографов прямых и отраженных волн, распространяющихся в многофакторной анизотропной среде с горизонтальной плоскостью симметрии .....	287
6.9.9. Уравнения годографов отраженной волны в случае анизотропных горизонтально-слоистых сред .....	290
 <b>ГЛАВА 7. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ 3D СЕЙСМОРАЗВЕДКИ .....</b>	
7.1. Содержание процесса и условия, определяющие его эффективность .....	293
7.1.1. Основные операции, применяемые при обработке и интерпретации данных 3D сейсморазведки .....	293
7.1.2. Условия, определяющие эффективность процесса обработки и интерпретации .....	295
7.2. Обработка волнового поля .....	295
7.2.1. Подготовка данных к обработке и индивидуальная обработка сейсмогрупп .....	296
7.2.2. Обработка сейсмограмм ОТВ и ОТП .....	297
7.2.3. Гибкий бининг и обработка волнового поля ОСТ .....	305
7.3. Формирование объемных изображений .....	306
7.3.1. Исходные данные и конечная цель процесса .....	306
7.3.2. Основные пути формирования объемных изображений .....	306
7.4. Общие сведения о способах определения параметров и атрибутов волнового поля и параметров среды .....	312
7.4.1. Исходные данные и конечная цель .....	312
7.4.2. Способы определения КПА .....	314
7.4.3. Способы определения ДПА .....	315
7.5. Общее представление о комплексной геолого-геофизической интерпретации (КГИ) данных 3D сейсморазведки и ГИС .....	317
7.5.1. Задачи и цели КГИ и современные возможности 3D сейсморазведки .....	317
7.5.2. Технологические процедуры и вспомогательные геологические задачи КГИ .....	318
7.6. Общие сведения об обработке и интерпретации скважинных сейсмических наблюдений (ССН) .....	319
7.6.1. Методы и задачи ССН .....	319
7.6.2. Обработка и анализ волновых полей ССН .....	320
7.6.3. Особенности интерпретации данных ССН .....	324

<b>ГЛАВА 8. ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СРЕДЫ.....</b>	325
8.1. Формирование ИОСТ и ИОТО .....	325
8.1.1. Определение и ввод кинематических поправок .....	325
8.1.2. Формирование ИОСТ .....	326
8.1.3. Формирование ИОТО с помощью ДМО-преобразования .....	329
8.1.4. Формирование ИОТО способом ЭРО-ПРО .....	335
8.2. Теоретические основы 3D миграции .....	346
8.2.1. Сущность миграции .....	346
8.2.2. Интегральная формула Кирхгофа для прямого продолжения поля .....	349
8.2.3. Обращенная интегральная формула Кирхгофа .....	354
8.2.4. Модификация обращенного интеграла Кирхгофа .....	359
8.3. Способы миграции .....	364
8.3.1. Эвристические постулаты миграции .....	364
8.3.2. Классификация способов миграции и их базовые уравнения .....	367
8.3.3. Дифракционные способы миграции .....	371
8.3.4. Дифракционные способы миграции временного разреза .....	376
8.3.5. Миграция в случае пластовой модели .....	380
8.3.6. Выбор апертуры миграции .....	382
8.3.7. Спектральные способы .....	384
8.3.8. Миграция волновых полей способом регулируемой направленности .....	388
8.3.9. Способ конечных разностей .....	393
8.3.10. Получение трехмерных изображений на основе двухэтапной двухмерной миграции .....	396
8.3.11. Сравнительные достоинства различных способов и путей миграции .....	397
8.3.12. Миграция в анизотропных средах .....	403
8.4. Геометрическое истолкование операций, применяемых при формировании изображений .....	406
<b>ГЛАВА 9. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ИНВЕРСИЯ ВРЕМЕННЫХ И ВЛНОВЫХ ПОЛЕЙ .....</b>	413
9.1. Распознавание волн и их корреляция .....	413
9.1.1. Виды и принципы корреляции .....	413
9.1.2. Распознавание волн .....	414
9.1.3. Осложнения корреляции и её особенности в осложнённых зонах .....	418
9.2. Определение эффективных КПА .....	421
9.2.1. Эффективные кинематические параметры и атрибуты поверхностного годографа ОСТ .....	421
9.2.2. Определение эффективных параметров на основе анализа индикаторы $V_{\text{ост}}(Q)$ .....	422

## Оглавление

---

9.2.3. Дифференциальные формулы определения КПА по временному полю .....	425
9.2.4. Интегральные способы определения КПА по временным полям 3D .....	429
9.2.5. Определение КПА по волновым полям .....	434
9.2.6. Закономерности пространственных изменений скорости $V_{\text{ост}}$ в однородных ВПИ и ГПИ средах и ее связь с истинными параметрами этих сред .....	445
9.2.7. Разделение многофакторных азимутальных индикатрис скорости на отдельные составляющие .....	450
9.3. Определение пластовых (интервальных) скоростей по данным площадных систем наблюдений .....	452
9.3.1. Способы определения пластовых скоростей .....	452
9.3.2. Приведение эффективных скоростей к предельным .....	454
9.3.3. Пересчет эффективных скоростей в пластовые .....	455
9.4. Определение кинематических параметров и атрибутов способом параметрических диаграмм (СПД) .....	460
9.4.1. Назначение и основные операции СПД .....	460
9.4.2. Построение исходных параметрических диаграмм .....	461
9.4.3. Комбинированная обработка и интерпретация параметрических диаграмм .....	463
9.4.4. Построение и анализ индикатрис кинематических параметров по данным СПД .....	472
9.5. Определение КПА по данным скважинных сейсмических наблюдений (ССН) ..	474
9.5.1. КПА, определяемые по данным ССН .....	474
9.5.2. Приведение непродольных вертикальных геодографов к продольным .....	474
9.5.3. Определение средней и пластовой скоростей по данным ССН .....	476
9.5.4. Искажения скоростей, обусловленные неучетом анизотропии .....	478
<b>ГЛАВА 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДПА – ДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ИНВЕРСИЯ ВЛНОВЫХ ПОЛЕЙ .....</b>	<b>483</b>
10.1. Определение ДПА, основанное на анализе амплитудных вариаций, и их физико-геологическая обусловленность .....	483
10.1.1. Разновидности способов .....	483
10.1.2. Физико-геологическая обусловленность АВ .....	484
10.2. Способы анализа амплитудных вариаций с изменением времени пробега по нормально отраженному лучу (АВН) .....	490
10.2.1. Способ яркого пятна .....	490
10.2.2. Псевдоакустический каротаж (ПАК) .....	495
10.2.3. Синтезирование волнового поля (СВП) .....	497
10.2.4. Подбор модели среды (ПМС) .....	505
10.3. Анализ амплитудных вариаций на исходных сейсмограммах с помощью СПД и AVO .....	510

## Оглавление

---

10.3.1. Способ параметрических диаграмм (СПД) .....	510
10.3.2. Способ AVO .....	516
10.3.3. Сравнительная оценка эффективности СПД и АВО посредством моделирования .....	519
10.3.4. Теоретические основы интерпретации параметров амплитудных вариаций .....	527
10.3.5. Упругая инверсия .....	534
10.4. Анализ частотных (ЧВ) и других вариаций .....	542
10.4.1. Разновидности способов .....	542
10.4.2. Определение и интерпретация поглощения и дисперсии скорости (ПДС), обусловленных неупругостью среды .....	542
10.4.3. Динамический анализ волнового поля на основе преобразования Гильберта .....	546
10.4.4. Спектрально-временной анализ (СВАН) .....	556
10.4.5. Статистический анализ частотных вариаций .....	563
10.4.6. Совместный анализ динамических и кинематических характеристик волнового поля .....	565
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>566</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА .....</b>	<b>567</b>
I. Учебники, учебные пособия, монографии .....	567
II. Статьи и научные сообщения .....	569

**Урупов Адам Константинович**

**ОСНОВЫ  
ТРЕХМЕРНОЙ  
СЕЙСМОРАЗВЕДКИ**

*Книга издана в авторской редакции*

**Компьютерная верстка и обработка иллюстраций  
Н.М. Маскаева и Б.В. Бурмистров**

**Оформление обложки  
Б.В. Бурмистров**

---

Подписано в печать 15.10.2004. Формат 70×100/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. п. л. 36,5 .

Гарнитура Таймс. Тираж 1000 экз. Заказ №155.

•

Федеральное государственное унитарное предприятие  
Издательство «Нефть и газ» РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина  
Лицензия ИД № 06329 от 26.11.01.  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинский просп., 65  
Тел.: (095) 135-84-06, 930-97-11. Факс: (095) 135-74-16.

Налоговая льгота — общероссийский классификатор продукции  
ОК-005-93, том 2: 953000



## **Урупов Адам Константинович**

Профессор кафедры разведочной геофизики и компьютерных систем РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина.

Профессиональная деятельность: аспирант, ассистент кафедры полевой геофизики МНИ им. И. М. Губкина (1945—1954); старший геофизик треста «Моснефтегеофизика» и Научно-исследовательского института прикладной геофизики (по совместительству) (1950—1954); доцент, профессор Пермского государственного университета (1954—1966); начальник сейсморазведочной и тематических партий треста «Пермнефтегеофизика» (по совместительству) (1954—1966); главный консультант Министра геологии ГДР, руководитель группы советских геофизиков в ГДР (1966—1970); профессор геофизического отделения Фрайбергской горной академии ГДР (по совместительству). Читал курс «Сейсморазведка» (1967—1970); заведующий лабораторией, заместитель директора по науке Всесоюзного научно-исследовательского института геофизических методов разведки (1970—1981); профессор Московского геолого-разведочного института (по совместительству) (1971—1975); заведующий кафедрой РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина (1978—1994).

Автор более 200 научных работ.

Подготовил 38 кандидатов и 6 докторов наук.

Ветеран ВОВ. Награжден орденом Красной Звезды (1944), медалями «За боевые заслуги» (1943) и «За победу над Германией» (1945), орденом ГДР «За заслуги перед Отечеством» в бронзе (1969), орденом Отечественной войны I степени (1985); юбилейными медалями. Почетный разведчик недр (1980), заслуженный работник Минтопэнерго РФ (1993), почетный нефтяник (1998); заслуженный деятель науки РФ (1998), заслуженный геолог РСФСР (1983), почетный академик РАН.