
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО НЕДРОПОЛЬЗОВАНИЮ
(РОСНЕДРА)

ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГЕОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.П. КАРПИНСКОГО (ВСЕГЕИ)

FEDERAL AGENCY ON MINERAL RESOURCES
(ROSNEDRA)

A.P. KARPINSKY RUSSIAN GEOLOGICAL RESEARCH
INSTITUTE



Sergey A. Gritsenko

Imaging of Geological Sections
and Velocity Estimation
by Common Depth Point

ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГЕОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.П. КАРПИНСКОГО (ВСЕГЕИ)

С. А. Гриценко

Изображение геологических разрезов
и определение скоростей
методом общей глубинной точки



Издательство ВСЕГЕИ
Санкт-Петербург • 2014

С.А. Гриценко. Изображение геологических разрезов и определение скоростей методом общей глубинной точки. – СПб.: Изд-во ВСЕГЕИ, 2014. – 120 с.

ISBN 978-5-93761-208-3

Рассматриваются физические основы метода общей глубинной точки (ОГТ) с позиций геометрической теории изображения. С помощью принципа Ферма выводятся формулы производных полей времён в произвольных средах, используемые для обоснования метода ОГТ и определения скоростей по сейсмическим данным. Следуя этим формулам, анализируются известные способы подавления помех путём фокусировок на больших апертурах с учётом кривизны отражающих поверхностей. Предлагаются новые подходы, основанные на сейсмограммах общих удалений. Обсуждается проблематика определения скоростей по сейсмическим данным. Установлено, что главный фактор, связывающий скорости суммирования и скорости в среде, – это *нелинейное изменение* скоростей в горизонтальном направлении. Приводится вывод обыкновенного нелинейного дифференциального уравнения второго порядка (уравнения Линна), включающий этот фактор. Получено приближённое аналитическое решение этого уравнения, с помощью которого определяются разрезы средних скоростей по разрезам скоростей суммирования. На синтетических и реальных данных показано, что разрезы средних скоростей можно использовать для глубинной миграции и структурных построений при отсутствии данных бурения.

Обсуждается явление дифракции. Дан обзор работ по этой проблематике. Установлено, что способы фокусировок на больших апертурах с учётом кривизны отражающей границы в случае её бесконечной кривизны позволяют эффективно выделять дифрагированные волны. Приведены примеры выделения дифрагированных волн на синтетических и реальных временных разрезах по съёмкам в акватории моря Лаптевых (Хатангский залив) и в Мексиканском заливе.

Рассматриваются основные задачи интерпретации сейсмических данных (слежение отражающих горизонтов, увязка времён на пересечении профилей, сглаживание данных, расчёт глубин, картирование, оценка точности структурных построений). Предлагается математический формализм для решения этих утилитарных задач.

Предлагается способ отображения сейсмической информации (разрезы, карты), основанный на волновой природе сейсмических волн. Получаемые цветные изображения могут также рассматриваться как частотные атрибуты сейсмических записей.

Книга предназначена для читателей, желающих ознакомиться с математическими аспектами сейсмического метода. Она может быть полезна для специалистов в области обработки и интерпретации сейсмических данных, студентов старших курсов вузов и аспирантов. Содержится материал для спецкурсов углублённого изучения сейсмического метода.

Ил. 45, прилож. 1, список литературы 74 назв.

Р е ц е н з е н т ы

профессор Национального минерально-сырьевого университета «Горный»,
доктор геол.-минер. наук *А.Н. Телегин*
кандидат физ.-мат. наук *М.Н. Демченко* (Санкт-Петербургское отделение
Математического института им. В.А. Стеклова РАН)

Sergey A. Gritsenko. Imaging of Geological Sections and Velocity Estimation by Common Depth Point. – St. Petersburg: VSEGEI. 2014. – 120 p.

ISBN 978-5-93761-208-3

The book examines the basic physics of the CDP method in the light of the geometric theory of images. The Fermat principle is applied to develop formulae of the derivatives for time fields in unspecified media thus providing a supporting rationale for the CDP method and a tool for determining velocities from seismic data. The author applies the formulae to analyse the known methods of noise reduction that focus on large apertures with reflecting surfaces' curvature correction. New approaches are offered based on common offset seismograms.

The book explores the problem of determining velocities from seismic data. It has been established that the main connecting factor between the stacking velocity and the medium velocity is the *nonlinear lateral velocity variation*. Derivation of the ordinary nonlinear differential equation of the second order (the Lynn equation) includes this factor. The featured approximate analytic solution of the equation is used to determine the average velocity cross-sections from the stacking velocity cross-sections. Both synthetic and real data are used to demonstrate that the average velocity cross-sections can be used in depth migration and structural imaging where drilling data are missing.

Diffraction is discussed with literature review on the subject. It is established that focusing on large apertures with reflector curvature correction in case of infinite radius allows for effective separation of diffracted events. The book features examples of diffracted events in synthetic and real time sections from the area of the Laptev Sea (Khatanga Bay) and from the Gulf of Mexico.

The author examines the main problems of seismic data interpretation (reflector tracing, time correlation at the cross-points of seismic profiles, data smoothing, depth computation, mapping, structural imaging accuracy evaluation). Mathematical formalism for such practical tasks is proposed.

The book features the method of seismic data display (sections, maps) based on the wave nature of seismic events. The resulting colour images can also be viewed as frequency attributes of seismic recordings.

The book is for readers wishing to find out about the mathematical aspects of the seismic method. It can be helpful for specialists in processing and interpreting seismic data, senior university students and post-graduate students of relevant courses. The book contains training material for in-depth specialty courses in the seismic method.

Fig. 45, App. 1, Ref. 74.

R e v i e w e r s

Doctor of Geology and Mineralogy, Professor *A.N. Telegin*
National Mineral Resource University (University of Mines)

Candidate of Sciences (Physics and Mathematics) *M.N. Demchenko*,
St. Petersburg Branch of V.A. Steklov Institute of Mathematics
of the Russian Academy of Sciences

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	10
Введение	13
Список математических обозначений, используемых в тексте ..	16
Глава 1. Физические основы метода общей глубинной точки (ОГТ)	17
§ 1.1. Геометрическая теория изображений и метод ОГТ	–
§ 1.2. Технология метода ОГТ	19
§ 1.3. Связь скоростей суммирования ОГТ и скоростных параметров сейсмической среды	21
Глава 2. Производные поля времён	24
§ 2.1. Производные поля времён в координатах ОГТ	–
§ 2.2. Производные поля времён волны, распространяющейся от ОГТ к ОСТ	26
§ 2.3. Кривизны волновых фронтов фундаментальных волн в однородной среде	30
§ 2.4. Производные поля времён волны в слоистых средах. Скорость V_{RMS}	32
Глава 3. Развитие способов построения изображений в методе ОГТ	38
§ 3.1. Методы CRS и мультифокусинга	–
§ 3.2. Метод кинематической фильтрации	42
§ 3.3. Метод сферического зеркала	53
Глава 4. Определение скоростей в методе ОГТ	57
§ 4.1. Уравнение Линна	58
§ 4.2. Решение уравнения Линна	64
§ 4.3. Реальные данные. Расчёт разрезов средних скоростей ...	66
Глава 5. Дифракция	71
§ 5.1. Модель	74

§ 5.2. Акватория моря Лаптевых. Хатангский залив	75
§ 5.3. Мексиканский залив	76
Глава 6. Основные задачи интерпретации данных метода ОГТ	79
§ 6.1. Математические аспекты слежения отражений на сейсмических разрезах	—
§ 6.2. Способ увязки профильных данных	83
§ 6.3. Картирование времён отражений	86
§ 6.4. Построение структурных карт	93
§ 6.5. Оценка точности сейсмических построений	96
Глава 7. Сейсмические изображения в цвете	98
§ 7.1. Метод RGB	—
§ 7.2. Цветные изображения отражающих поверхностей по методу RGB	100
Заключение	102
Литература	104
Алфавитный указатель	109
Приложение. Пакет программ обработки и интерпретации сейсмических данных – CubeTechnology	111

CONTENTS

Foreword	10
Introduction	13
List of mathematical symbols used	16
Chapter 1. Physical fundamentals of the Common Depth Point (CDP) method	17
§ 1.1. Geometric theory of images and the CDP method	–
§ 1.2. The CDP techniques	19
§ 1.3. Correlation between the CDP stacking velocities and the velocity parameters of the seismic medium	21
Chapter 2. Time field derivatives	24
§ 2.1. Time fields derivatives in CDP coordinates	–
§ 2.2. Time fields derivatives of the wave propagating from the CDP to CMP	26
§ 2.3. Fundamental wave front curvature in a homogeneous medium	30
§ 2.4. Time fields derivatives in a layered medium. Velocity V_{RMS} ..	32
Chapter 3. Development of imaging methods in the CDP method ..	38
§ 3.1. CRS and Multifocusing	–
§ 3.2. Kinematic filtration	42
§ 3.3. Spherical mirror	53
Chapter 4. Determining velocities in the CDP method	57
§ 4.1. The Lynn equation	58
§ 4.2. Solution of the Lynn equation	64
§ 4.3. Real data. Computation of average velocity sections	66
Chapter 5. Diffraction	71
§ 5.1. Model	74
§ 5.2. The Laptev Sea area, Khatanga Bay	75
§ 5.3. The Gulf of Mexico	76

Chapter 6. Main problems of data interpretation in the CDP method	79
§ 6.1. Mathematical aspects of the reflection tracing on seismic sections	—
§ 6.2. Correlation of two-dimensional data	83
§ 6.3. Mapping of the reflection intervals	86
§ 6.4. Structural mapping	93
§ 6.5. Seismic imaging accuracy evaluation	96
Chapter 7. Seismic imaging in colour	98
§ 7.1. The RGB colour model	—
§ 7.2. Using RGB for colour imaging of reflectors	100
Conclusion	102
Bibliography	104
Alphabetical index	109
Appendix. Package of Processing and Interpretation of Seismic Data CubeTechnology	111

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга о наиболее значимых, с точки зрения автора, результатах в развитии *метода общей глубинной точки (ОГТ)* за его пятидесятилетнюю историю. Метод ОГТ можно отождествить со способом получения отражений реального мира с помощью фотоаппарата. В сейсмической разведке объекты геологической среды «фотографируются» посредством не световых, а упругих волн. Аналогом фотоаппарата являются сейсмо-станция, регистрирующая эти волны, и программы цифровой обработки данных; последние выполняет ту же функцию, что и объектив фотоаппарата. Одной из целей этой книги является обоснование возможности фотографировать осадочные толщи земной коры. В этом непростом вопросе упор сделан на *геометрическую теорию изображений*.

Понятие «время» для нас основное. Мы многое связываем со словом «поле». А вот объединение этих слов встречается только в сейсмической разведке. С помощью принципа Ферма выводятся самые общие формулы *полей времён* применительно к методу ОГТ. Эти формулы использованы для обоснования области применимости метода ОГТ, а также для определения скоростей в геологических средах по сейсмическим данным. Обоснование независимости (с точностью до вторых производных) *годографа ОГТ* от кривизны отражающей границы, рассмотренное в книге и выраженное в *теореме NIP*, – также результат применения принципа Ферма к полям времён.

Метод ОГТ в работах многих исследователей распространяется на общие глубинные *поверхности*. В книге сделан обзор этих работ и предложены новые подходы к улучшению сейсмических изображений с помощью общих отражающих поверхностей. Как ни странно, в этих подходах появляется возможность лучше определять разрывы геологической среды, идентифицируемые с точками дифракции.

Теория упругости жёстко связывает параметры упругого тела со скоростями распространяющихся в нём сейсмических волн. С другой стороны, при построении изображений параметр фокусировки также связан со скоростями распространения волн. Эта связь, в случае резкого изображения, точно установлена только для однородной среды. В реальных средах, отличных от однородных, она быстро исчезает. Один из главных результатов этой книги – установленные закономерности, лежащие в основе способов вычисления скоростей по сейсмическим данным. Утверждается, что главным фактором, связывающим скорости суммирования и скорости в среде, является *нелинейное изменение скоростей в горизонтальном направлении*.

Явление дифракции призвано сгладить волновые поля, когда среда, в которой распространяются волны, резко обрывается. В таких областях должно оборваться и волновое поле. Сглаживают эти разрывы новые волны, которые называют дифрагированными. В сейсмической разведке дифрагированные волны наблюдали давно. Но нахождение по ним разрывов среды (разломы, выклинивания, шероховатости, сравнимые с длиной волны, и пр.) представляется нелёгкой задачей. В книге даются библиография по этому вопросу и некоторые решения, основанные на получении изображений с помощью фокусировки отражений от асимптотически вырождающихся поверхностей.

Основным результатом обработки сейсмических данных являются изображения геологических разрезов в виде *временных разрезов*. По ним строятся глубинные карты поверхностей геологических тел. Выявление структурных элементов геологических границ – основная задача интерпретации сейсмических наблюдений. Перед построением карт по сейсмическим разрезам выполняются слежение отражающих горизонтов, увязка времён на пересечении профилей, сглаживание данных, расчёт глубин, картирование, оценка точности структурных построений. В книге предлагается математический формализм для решения этих утилитарных задач.

Сейсмические изображения могут быть чёрно-белыми или цветными. А имеет ли цвет в стандартных изображениях сейсмических разрезов отношение к волновой природе сейсмических волн? В книге утверждается, что нет. При этом предлагается вариант цветных изображений, построенных по законам образования цвета в природе, открытым Томасом Юнгом.

Книга посвящается памяти академиков РАН Н.Н. Пузырёва и С.В. Гольдина. Без их основополагающей поддержки моего стремления

к научным изысканиям, возможно бы, и не возникло. Первые мои шаги в сейсмических исследованиях сопровождал также доктор физ.-мат. наук К.Д. Клем-Мусатов. Он познакомил меня с проблематикой дифракционных явлений. Знакомству с геометрической сейсмикой я обязан прежде всего канд. геол.-мин. наук В.С. Черняку, который в течение многих лет нашей совместной работы проявлял неослабевающий интерес и постоянное внимание к моим разработкам. Без участия канд. геол.-мин. наук А.И. Ларичева я не смог бы опробовать мои идеи на обширных материалах Западной и Восточной Сибири. Стараниями канд. техн. наук П.В. Потапова разработки, изложенные в этой книге, нашли применение в инженерной геофизике. Я благодарен коллективу тематической партии №7 ОАО «Сибнефтегеофизика» и сотрудникам лаборатории методических разработок интерпретации сейсмических данных ВСЕГЕИ за творческое сотрудничество. Особая благодарность директору департамента по исследованиям и разработкам компании «ДубльГИС» Борису Берхину за разработку программных средств визуализации, благодаря которым я смог эффективно работать с сейсмическим материалом при подготовке этой книги.

Я признателен докторам философии С. Фомель и Е. Ланда за обсуждение вопросов, рассматриваемых в книге. Литературная, синтаксическая и грамматическая редакция выполнялась кандидатами геол.-мин. наук О.И. Бостриковым и В.С. Черняком. Их замечания сделали текст более доступным для широкого круга читателей. И конечно, без терпения, надежды и вдохновения моей супруги Надежды Гриценко этот труд был бы маловероятен.

Работа над рукописью книги началась в 2000 г. в Новосибирске. Наибольшая её часть подготовлена в 2006–2012 гг. в Санкт-Петербурге.

ВВЕДЕНИЕ

Книга состоит из семи глав. В главе 1 с позиций геометрической теории изображений показано, что понятие «изображение», часто используемое в литературе по сейсморазведке, с точки зрения физических принципов эквивалентно понятию «изображение» в оптике. Цифровая обработка сейсмических данных моделирует аналоговый процесс фокусировки, составляющий основу формирования изображений. Приводятся основные формулы цифрового формирования изображений в методе ОГТ и связи между параметрами изображений и скоростями в сейсмических средах.

Глава 2 посвящена общим законам кинематики в произвольных средах. Получены формулы, переводящие вторые производные поля времён по координатам источника и приёмника в координаты ОГТ. Из этих формул следует, что разложение поля времён (а также его квадрата, часто встречающегося в литературе) в ряд Тейлора в координатах ОГТ с точностью до вторых производных определяется четырьмя коэффициентами. Один из этих коэффициентов при нулевой степени – время изображения t_0 , три других – параметры фокусировки при получении изображений по общей отражающей поверхности. Приводится связь коэффициентов разложения поля времён в ряд Тейлора с кривизнами фронтов фундаментальных волн.

С помощью принципа Ферма вторые производные поля времён отражённой волны связаны со вторыми производными волны, распространяющейся от отражающей границы к дневной поверхности. Формулы этой связи доказывают независимость второй производной времени отражённой волны по координате удаления источник-приёмник от кривизны отражающей границы. Так как вторая производная определяет скорость суммирования $V_{\text{ОГТ}}$, то и она не зависит от кривизны

отражающей границы, что и утверждается в теореме NIP. На основе теоремы NIP рассматриваются область применимости метода ОГТ и понятие *аббераций* сейсмических изображений.

В конце гл. 2 представлены способы расчёта вторых производных поля времён в произвольных неоднородных средах, которые выражаются через геометрические характеристики фронта волны второго порядка. Приведена библиография многочисленных работ по способам расчёта геометрии волнового фронта. Получены рекуррентные формулы расчёта всех вторых производных поля времён в произвольных слоистых средах для любого типа волн. В качестве примера с помощью этих рекуррентных формул приводится вывод формулы V_{RMS} в вертикально-неоднородной среде и, как следствие, формулы Дикса в интегральной форме.

В главе 3 уделяется внимание развитию методологии ОГТ в направлении более сильного подавления помех путём фокусировок на больших апертурах с учётом кривизны отражающих поверхностей. Приводится детальное описание двух близких методов, зарекомендовавших себя на практике, – CRS и Multifocusing. Рассматривается основная проблема, препятствующая расширению апертуры в этих методах, – горизонтальное нелинейное изменение скорости в среде. Предлагаются новые подходы, в меньшей степени связанные с этим фактором: *кинематическая фильтрация*, основанная на сейсмограммах общих удалений, и её частный случай – *сферическое зеркало*, никак не зависящее от изменений скорости по горизонтали. Приводятся примеры эффективности этих новых методов на моделях и реальных данных.

В главе 4 решается обратная задача определения скоростей в среде по основному параметру фокусировки в методе ОГТ – скорости суммирования V_{OGT} . Для этого выводится основное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, связывающее эти скорости, – уравнение Линна, которое показывает, что основным фактором, влияющим на скорость суммирования, является нелинейное горизонтальное изменение скорости в среде. Путём линеаризации получено приближённое аналитическое решение этого уравнения. На тестовом примере показана удовлетворительная точность линейного приближения к решению. С помощью полученного решения разрез скоростей суммирования преобразован в разрез средних скоростей, использующийся далее для глубинной миграции. Таким образом, сейсмические скорости можно использовать для глубинных построений на основе решения уравнения Линна. Это очень важно при отсутствии данных бурения на исследуемых территориях.

В главе 5 обсуждается явление дифракции. Указаны причины возникновения дифрагированных волн. Дан обзор работ по этой проблематике. Замечено, что рассмотренные в гл. 3 способы фокусировок на больших апертурах с учётом кривизны отражающей границы в случае её бесконечной кривизны позволяют эффективно выделять дифрагированные волны. Методом сферического зеркала, предложенного в гл. 3, дифрагированные волны выделялись при радиусе кривизны отражающей границы, равном нулю. В этом расчёте использован разрез средних скоростей, полученный в гл. 4, путём решения уравнения Линна. Перед выделением дифрагированных волн выполнено вычитание отражённых, определённых этим же методом при нулевой кривизне отражающих границ. Вычитание отражённых волн другими средствами для выделения дифрагированных предлагалось ранее в работе S. Fomel et al. (2007). Приведены примеры выделения дифрагированных волн на синтетических и реальных временных разрезах по съёмкам в акватории моря Лаптевых (Хатангский залив) и в Мексиканском заливе.

В главе 6 рассматриваются основные задачи интерпретации сейсмических данных. С помощью вариационного исчисления получены решения таких классических задач, как слежение времён горизонтов и минимизации навязок времён на пересечении профилей. Показано, что задача слежения сводится к задаче расчёта изолиний на временных разрезах. Рассмотрен триангуляционный способ картирования изолиний. Показано, что однозначный расчёт изолиний возможен только в триангуляционных сетях. Рассмотрены алгоритмы интерполяции данных в регулярных и нерегулярных сетках точек на плоскости наблюдений. Приведён итеративный алгоритм двумерного сглаживания в регулярной сетке точек с учётом исходных значений в нерегулярной сетке. Задача расчёта глубин отражающих горизонтов сведена к задаче интерполяции отметок их глубин, по данным бурения, в межскважинное пространство с учётом поведения поверхностей времён отражений и скоростей, полученных по сейсмическим данным. Указан способ оценки точности структурных построений для рассматриваемых алгоритмов на основе теории погрешностей.

В главе 7 описан способ отображений сейсмической информации (разрезы, карты) в цвете, основанный на волновой природе сейсмических волн. Получаемые этим способом цветные изображения можно рассматривать как частотные атрибуты сейсмических записей.

СПИСОК МАТЕМАТИЧЕСКИХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В ТЕКСТЕ

S	положение источника	K_{NIP}	кривизна фронта волны, выходящей из ОГТ и приходящей в ОСТ
r	положение приёмника	R	радиус кривизны отражающей границы
x	точка на отражающей или преломляющей границе	k	кривизна отражающей границы
h	глубина отражающей границы	$\mathbf{p}$	вектор параметров CRS или MF
X	координата ОГТ	$\vartheta(x)$	произвольная функция
X_0	координата ОГТ в центре апертуры суммирования или сглаживания	$\Delta\tau(x, y)$	невязка на пересечении профилей x и y
Δ	расстояние от центра апертуры	$\Delta\tau_{i,j}$	невязка на пересечении i -того и j -того профилей
Δ_X	половина апертуры суммирования по координате ОСТ	ε_T	среднеквадратичная невязка времён на пересечениях профилей
L	удаление источник-приёмник	ε_V	среднеквадратичная невязка средних скоростей на пересечениях профилей
L_{min}	минимальное удаление сейсмограммы	δ	корректирующая поправка времён на профиле
L_{max}	максимальное удаление сейсмограммы	F	значение функции, заданной в нерегулярной системе точек
$T(s, r)$	поле времён в координатах источник-приёмник	Λ	оператор линейной интерполяции в регулярную сетку точек
$T(X, L)$	поле времён в координатах ОГТ	Λ^{-1}	оператор линейной интерполяции в нерегулярную сетку точек
t_0	время изображения	M	оператор сглаживания
V	скорость сейсмической волны	G	оператор линейной интерполяции и последующего сглаживания
v_{cp}	средняя скорость	ρ	коэффициент корреляции
n	медленность – величина, обратная скорости	A	постоянная составляющая регрессии
$V_{OГТ}$	параметр годографа ОГТ	B	линейная составляющая регрессии
$n_{OГТ}$	медленность ОГТ – величина, обратная $V_{OГТ}$	$T_{i,j}$	времена в регулярной сетке
Δ_t	половина временного окна	$H_{i,j}$	глубины в регулярной сетке
$t(x, r)$	время между точками x и r	$V_{i,j}$	средние скорости в регулярной сетке
$\tau(x, r)$	время между точками x и r	Θ	оператор интерполяции времён отражений с учётом отметок глубин в скважинах
$S(x, r)$	расстояние между точками x и r	Ξ	алгоритм определения глубин по сейсмическим данным
$u(L, T)$	сейсмограмма ОГТ		
$W(X, t_0)$	временной разрез		
$t(x)$	линия слежения		
K_N	кривизна фронта взрывающихся источников на границе отражения		

Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ОБЩЕЙ ГЛУБИННОЙ ТОЧКИ (ОГТ)

§ 1.1. Геометрическая теория изображений и метод ОГТ

Наиболее распространённым методом получения изображений геологических разрезов в сейсмической разведке уже более 50 лет является метод общей глубинной точки (Mayne, 1962). В этой главе рассматриваются физические основы этого метода и технологические особенности его реализации.

Отклики геологической среды на возбуждение сейсмической энергии на дневной поверхности в энергетически преобладающем диапазоне частот сейсмических волн формируются *зеркальными* отражениями от границ слоёв, слагающих исследуемую осадочную толщу. Из геометрической теории изображений (например, Борн, Вольф, 1970, с. 172) следует, что в случае одного источника возбуждения мы не можем видеть такие границы, как не видим идеальную поверхность зеркала. Согласно этой теории, из точки изображаемого объекта выходит множество лучей, как из точки рассеивания, и если эти лучи собираются (фокусируются) в некоторой другой точке, то она и есть изображение точки объекта (*точка изображения*). Если же поверхность объекта зеркальная, то из каждой её точки выходит лишь один луч и, значит, невозможно создать её изображение, можно лишь увидеть фиктивный источник возбуждения сейсмической волны (рис. 1.1).

Чтобы создать рассеивающие точки на зеркальных объектах, нужно использовать не один источник возбуждения сейсмических волн, а множество источников, сравнимое с количеством приёмников. Такую систему регистрации сейсмических данных с шагом источников, сравнимых с шагом приёмников по профилю наблюдений, называют *многократными перекрытиями*. В точках отражения от

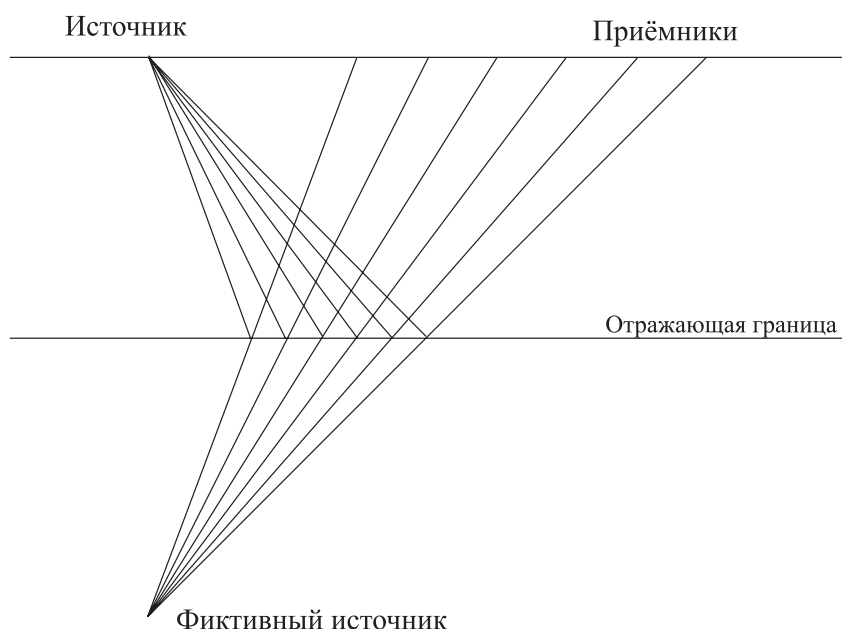


Рис. 1.1. Зеркальное отражение

зеркальных границ лучи от различных пар источник-приёмник создают рассеивающиеся пучки из этих точек – общих глубинных точек (рис. 1.2). Изображения таких искусственно рассеивающих точек можно формировать путём фокусировки лучей, из них исходящих. Эта не имеющая практического применения в оптике идея составляет основу метода ОГТ.

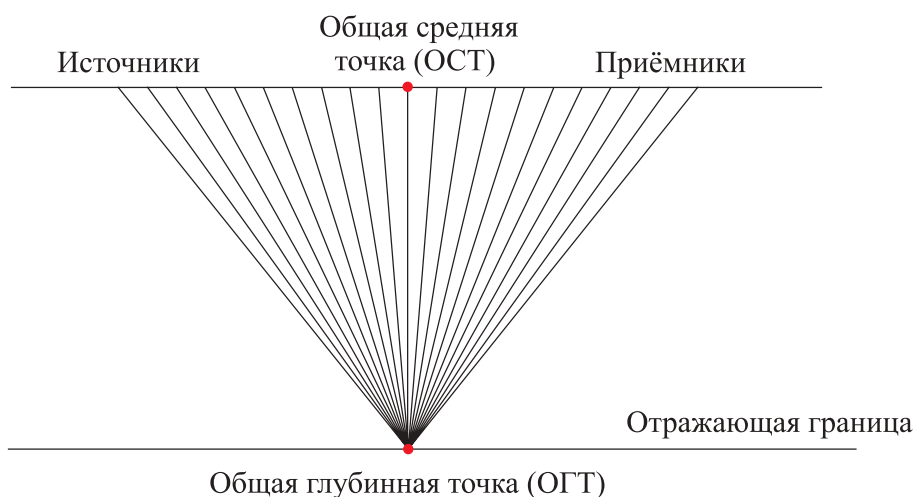


Рис. 1.2. Зеркальное отражение в ОГТ

Чтобы получить изображение ОГТ, необходимо сфокусировать лучи, выходящие из этой точки и приходящие на поверхность наблюдений. В случае световых волн фокусировка выполняется оптическим прибором. В сейсморазведке её осуществляют цифровыми методами. Цифровая обработка включает два этапа. *На первом этапе* регистрируемые на дневной поверхности сейсмические данные сортируют в сейсмограммы, связанные с общими глубинными точками (*сейсмограммами ОГТ*). Сортировка производится по принципу общей средней точки: в одну сейсмограмму ОГТ попадают трассы, у которых средняя точка между источником и приёмником общая (рис. 1.2). По этой причине иногда метод ОГТ называют методом *общей средней точки (ОСТ)*. *На втором этапе* суммируются амплитуды сейсмических трасс в сейсмограмме ОГТ, снятых на удвоенных временах прихода сейсмической волны от ОГТ до точки источника (или приёмника). Операция суммирования амплитуд на временах прихода сейсмической волны от ОГТ на дневную поверхность (суммирование по *годографу ОГТ*) соответствует фокусировке в точке изображения. Действительно, пусть волна, распространяющаяся от ОГТ, достигает точки x на дневной поверхности за время $t(x)$. Пусть далее волна распространяется от точки x и достигает точки её фокусировки за время $\tau(x)$. Время распространения волны от ОГТ до точки изображения $t(x) + \tau(x)$, согласно принципу Ферма $\frac{d(t(x)+\tau(x))}{dx} = 0$, для всех x будет одним и тем же. Назовём его *временем изображения*. Это значит, что просуммировав, как это происходит при фокусировке, амплитуды, снятые на годографе ОГТ, и отнеся сумму ко времени изображения, мы смоделируем фокусировку в оптическом приборе. В качестве времени изображения в методе ОГТ выбирается время прихода волны в точку ОСТ и обозначается t_0 .

§ 1.2. Технология метода ОГТ

Для сейсмических волн геологический разрез осадочных пород полупрозрачен. На одном изображении видны геологические границы, расположенные друг под другом. В методе ОГТ для получения разреза меняют время изображения t_0 с заданным шагом и на каждом таком времени получают изображение ОГТ. Перебором времени изображения формируют трассу изображения в одной ОСТ. Совокупность трасс изображения для интервала общих средних точек даёт

изображение геологического разреза, или, как его называют в методе ОГТ, *временной разрез*.

Таким образом, для выполнения фокусировки (суммирования) необходимо для каждого времени изображения t_0 определить время $T(L, t_0)$ распространения отражённой волны для каждой пары источник-приёмник, входящей в сейсмограмму ОГТ. Это время как функцию расстояния L источник-приёмник называют *годографом ОГТ*. На практике годограф ОГТ аппроксимируют гиперболой

$$T(L, t_0) = \sqrt{t_0^2 + \frac{L^2}{V_{\text{ОГТ}}^2}}, \quad (1.1)$$

где t_0 и $V_{\text{ОГТ}}$ – параметры годографа ОГТ.

Такая аппроксимация получается путём разложения в ряд Тейлора в точке $L = 0$ квадрата времени $T^2(L)$ с точностью до вторых производных T_{LL}^* . Здесь и всюду ниже буквенным индексом обозначается частная производная. Вопрос о соответствии этого разложения годографу ОГТ будет подробно рассмотрен в § 2.2.

Аппроксимация времён с помощью (1.1) упрощает поиск времён отражения от ОГТ. Для выполнения основной процедуры суммирования (фокусировки) нужно найти всего лишь один параметр $V_{\text{ОГТ}}$. Его определяют (Taner, Koehler, 1969) для каждого времени изображения t_0 по максимуму *меры когерентности* сейсмической записи на сейсмограмме ОГТ в заданном временном окне Δ_t в окрестности годографа ОГТ (1.1):

$$\max_{V_{\text{ОГТ}}} \frac{\int_{t=t_0-\Delta_t}^{t_0+\Delta_t} \left(\int_{L=L_{\min}}^{L_{\max}} u(L, T(L, t)) dL \right)^2 dt}{\int_{t=t_0-\Delta_t}^{t_0+\Delta_t} \int_{L=L_{\min}}^{L_{\max}} u^2(L, T(L, t)) dL dt}, \quad (1.2)$$

где $u(L, T)$ – сейсмограмма ОГТ, $L_{\min}$ и $L_{\max}$ – максимальное и минимальное удаление сейсмограммы ОГТ.

* Действительно, разложение квадрата времени в ряд Тейлора в точке $L = 0$ записывается следующим образом: $T^2(L) = T^2(0) + 2T(0)T_L(0)L + (T_L^2(0) + T(0)T_{LL}(0))L^2$. Для времени распространения отражённой волны выполняется принцип взаимности: $T(L) = T(-L)$. Дифференцируя это равенство по L , получим $T_L(L) = -T_L(-L)$. Тогда в точке $L = 0$ можно записать $T_L(0) = -T_L(0)$ или $2T_L(0) = 0$ и $T_L(0) = 0$. Подставляя последнее равенство в разложение квадрата времени и вводя обозначения $t_0 = T(0)$ и $V_{\text{ОГТ}}^2 = 1/(t_0 T_{LL}(0))$, получим гиперболическое представление (1.1).

Технология построения изображений в методе ОГТ состоит в следующем. По данным многократных перекрытий на профиле наблюдений для каждой сейсмограммы ОГТ с координатой ОСТ = X и для каждого времени изображения t_0 рассчитывают в соответствии с (1.2) *временной разрез скоростей суммирования* $V_{\text{ОГТ}}(X, t_0)$. Эту процедуру называют *скоростной анализ*. Затем суммируют все сейсмограммы ОГТ по годографам ОГТ, соответствующим *разрезу скоростей суммирования*. В результате получают изображение среды (временной разрез) $W(X, t_0)$:

$$W(X, t_0) = \int_{L=L_b}^{L_e} u \left(L, \sqrt{t_0^2 + \frac{L^2}{V_{\text{ОГТ}}^2(X, t_0)}} \right) dL. \quad (1.3)$$

Отклик сейсмической среды на возбуждение волн на поверхности содержат не только однократные отражённые волны, формирующие изображение отражающих границ, но и многократные волны, претерпевшие несколько отражений. Приходят также дифрагированные волны от разрывов непрерывности среды и рассеивания на нерегулярных объектах, сравнимых с *длиной сейсмической волны*. Эти побочные волны являются помехами на изображении, формирующемся только однократным откликом, и создают многоэкстремальную ситуацию для поиска максимума в (1.2). Максимумы многократных волн выявляются на меньших скоростях суммирования. У дифрагированных волн скорости суммирования больше. Выбирая в (1.2) максимум, связанный с однократными волнами, и выполняя суммирование вдоль соответствующего ему годографа ОГТ, мы существенно подавляем другие волны, так как в этом случае однократные волны суммируются синфазно, а другие волны не синфазно. Таким образом, метод ОГТ позволяет ослабить волны-помехи и их влияние на изображения геологического разреза.

§ 1.3. Связь скоростей суммирования ОГТ и скоростных параметров сейсмической среды

Определяемые при построении изображения скорости суммирования $V_{\text{ОГТ}}$ (временные разрезы скоростей суммирования) сложным образом связаны со строением среды. До настоящего времени эта связь установлена для двух предположений. В первом случае среда

предполагается *вертикально-неоднородной и горизонтально-однородной*. Для такой среды можно записать (Dix, 1955):

$$V_{\text{ОГТ}}^2 = \frac{\int_{t=0}^{t_0} v^2(t) dt}{t_0}, \quad (1.4)$$

где $v(t)$ – изменение пластовой скорости в среде по вертикали как функции от двойного времени распространения волны. Скорость суммирования $V_{\text{ОГТ}}$ в этом случае по способу вычисления называют ещё и V_{RMS} – среднеквадратичной скоростью (Root Mean Square). Дифференцируя (1.4) по t_0 , можно получить дифференциальный аналог известной формулы вычисления вертикально неоднородной среды по скоростям суммирования (формулы Дикса):

$$v^2(t_0) = \frac{d(t_0 V_{\text{ОГТ}}^2)}{dt_0}. \quad (1.5)$$

Вывод (1.4) будет приведён в § 2.4.

Второе предположение о строении среды, для которого получены уравнения, противоположно первому: *вертикально-однородная и горизонтально-неоднородная среда*. Вывод основан на предположении слабых вариаций скорости по горизонтали. В этом случае можно вычислять время распространения волны как интеграл вдоль прямолинейных лучей (Лаврентьев, Васильев, Романов, 1969): $t(l) = \int n(l) dl$, где l – точка на прямолинейном луче, $n(l)$ – медленность (величина, обратная скорости $n(l) = 1/v(l)$ в этой точке. Используя это приближение прямолинейности, в работе (Lynn, Claerbout, 1982) получено соотношение

$$n_{\text{ОГТ}}^2 = n^2 + \frac{t_0^2}{12} \frac{n_{XX}}{n}, \quad (1.6)$$

где $n_{\text{ОГТ}}$ – величина, обратная скорости суммирования $V_{\text{ОГТ}}$, n – величина, обратная средней скорости, $n_{XX} = \frac{d^2 n}{dX^2}$, X – пикет профиля. Предлагается называть это соотношение (1.6) уравнением Линна. Вывод уравнения Линна получен с помощью разложения средней скорости в ряд Тейлора с точностью до производных второго порядка. В работе С.А. Гриценко, В.С. Черняк (2001) такое же уравнение

получено в самых общих предположениях о пластовой скорости, что позволяет его трактовать как обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка относительно неизвестной функции n , обратной пластовой скорости. В этой работе путём линеаризации найдено приближённое аналитическое решение:

$$n(X) = n_0 + \frac{1}{a} \int_{u=Xb}^{Xe} F(u) \sin(a(X-u)) du + C_1 \cos(aX) + C_2 \sin(aX), \quad (1.7)$$

где n_0 – среднее значение $n_{\text{ОГТ}}$, $a = 2 \cdot \sqrt{6} \cdot n_0 / t_0$, $F(X) = 12 \frac{(n_{\text{ОГТ}}^2(X) - n_0^2)}{t_0(X)}$.

Решение (1.7) содержит две независимые переменные C_1 и C_2 , которые следует определять либо из априорной информации, либо из физических свойств решения. На практике вдоль профиля часто наблюдается сильная изменчивость скоростей суммирования, определяемых в скоростном анализе. Причиной сильных флуктуаций скоростей суммирования $V_{\text{ОГТ}}$ считались помехи сейсмических наблюдений. Уравнение Линна и его решение объясняют эти изменения модельными факторами, связанными со слабыми горизонтальными вариациями скоростей в среде. Вывод уравнения Линна (1.6) для произвольных функций скорости и его решение (1.7) будут приведены в гл. 4.

Если среда более сложная – *неоднородная по горизонтали и вертикали*, то как отражающая граница связана с годографом ОГТ? Где расположена ОГТ, наилучшим образом соответствующая годографу ОГТ (1.1)? Все эти вопросы в случае неоднородной сейсмической среды обсуждаются в гл. 2.

Глава 2. ПРОИЗВОДНЫЕ ПОЛЯ ВРЕМЁН

§ 2.1. Производные поля времён в координатах ОГТ

Пусть в точке s на профиле наблюдений расположен источник возбуждения сейсмических волн, а в точке r приёмник. Тогда время T отражённой волны, вышедшей из источника и зарегистрированной в приёмнике, будет функцией $T(s, r)$. Эту функцию в сейсморазведке в отечественной литературе называют «поле времён». Впервые понятие «поле» к физической величине «время» применил Ю. Ризниченко (1946). Но он рассматривал время как функцию трёх переменных – координат приёмника. Понятие «поле времён» как шестимерной функции координат источника и приёмника мы находим у Н.Н. Пузырева (1963). Он ввёл для такого поля координаты ОГТ:

$$\begin{aligned} X &= \frac{s+r}{2}, \\ L &= s - r, \end{aligned} \tag{2.1}$$

где X – положение ОСТ, L – удаление источник-приёмник, с их помощью наиболее конструктивно использовал понятие «поле времён» для решения прямых и обратных задач в случае эффективных моделей сред (Пузырев, 1979).

Рассмотрим, как связаны производные поля времён в координатах ОГТ с производными в координатах источник-приёмник (Гриценко, 1984; Gritsenko, 1984). Найдя из (2.1) координаты источника $s = X - \frac{L}{2}$ и приёмника $r = X + \frac{L}{2}$ и подставив их в функцию $T(s, r)$, запишем поле времён в координатах ОГТ:

$$T(X, L) = T\left(X - \frac{L}{2}, X + \frac{L}{2}\right). \tag{2.2}$$

Дифференцируя (2.2) как сложную функцию по X и L , получим

$$T_L = \frac{T_s - T_r}{2}, \quad (2.3)$$

$$T_X = T_s + T_r.$$

После второго дифференцирования

$$T_{XL} = \frac{T_{ss} - T_{rr}}{2},$$

$$T_{XX} = T_{ss} + 2T_{sr} + T_{rr}, \quad (2.4)$$

$$T_{LL} = \frac{T_{ss} - 2T_{sr} + T_{rr}}{4}.$$

Когда источник совпадает с приёмником в точке $L = 0$ в силу симметрии, $T_s = T_r$ и $T_{ss} = T_{rr}$. Тогда соотношения (2.3) и (2.4) приобретают вид

$$T_L = 0, \quad (2.5)$$

$$T_X = 2T_s;$$

$$T_{XL} = 0,$$

$$T_{XX} = 2(T_{ss} + T_{sr}), \quad (2.6)$$

$$T_{LL} = \frac{T_{ss} - T_{sr}}{2}.$$

Так как две производные поля времён в координатах ОГТ (X, L) в точках $(X_0, 0)$ равны нулю, то в разложении в ряд Тейлора поля времён в окрестности этих точек с точностью до вторых производных будут присутствовать только четыре коэффициента:

$$T(X, L) = t_0 + T_X \Delta + \frac{T_{XX}}{2} \Delta^2 + \frac{T_{LL}}{2} L^2, \quad (2.7)$$

где $t_0 = T(X_0, 0)$, $\Delta = X - X_0$. Значения производных вычисляются в точке $(X_0, 0)$.

§ 2.2. Производные поля времён волны, распространяющейся от ОГТ к ОСТ

Выше рассмотрены производные поля времён в координатах ОГТ для волны, распространяющейся от дневной поверхности до отражающей границы и обратно. Теперь мы найдём, как связаны эти производные с производными поля времён для волны, распространяющейся в одну сторону от отражающей границы до дневной поверхности. Пусть x – некоторая точка на отражающей границе и пусть $\tau(s, x)$ – время распространения волны от источника на дневной поверхности до этой точки, а $t(x, r)$ – время распространения от этой точки до приёмника на дневной поверхности (рис. 2.1).

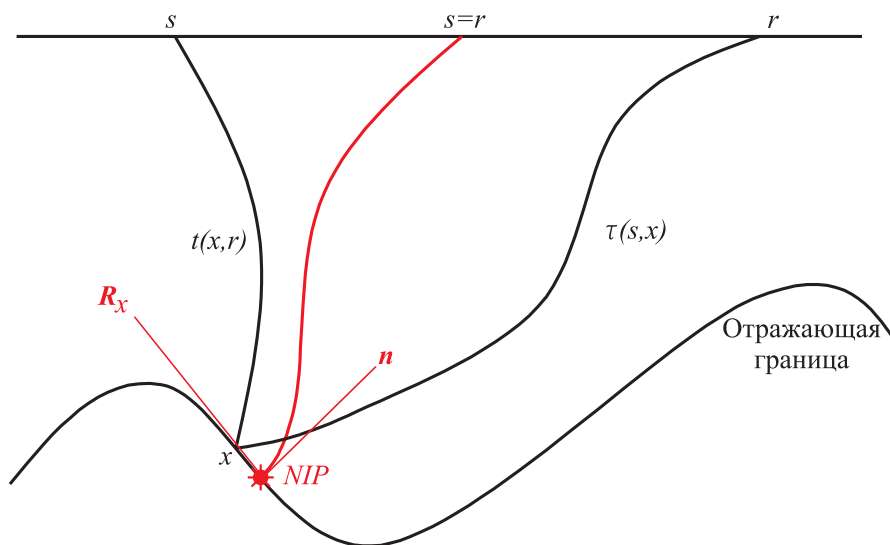


Рис. 2.1. Отражение в неоднородной среде

Тогда для времени отражённой волны можно записать

$$T(s, r) = \tau(s, x(s, r)) + t(x(s, r), r), \quad (2.9)$$

где функция $x(s, r)$ определяется из принципа Ферма

$$T_x = \tau_x + t_x = 0. \quad (2.10)$$

Дифференцируя (2.9) по s и r с учетом (2.10), получим

$$\begin{aligned} T_s &= \tau_s, \\ T_r &= \tau_r. \end{aligned} \tag{2.11}$$

Так как (2.10) выполняется для любого s и r , то продифференцировав его по этим переменным, получим

$$\begin{aligned} \tau_{sx} + (\tau_{xx} + t_{xx})x_s &= 0, \\ t_{rx} + (\tau_{xx} + t_{xx})x_r &= 0. \end{aligned} \tag{2.12}$$

Теперь продифференцируем (2.11) по r :

$$\begin{aligned} T_{sr} &= \tau_{sx}x_r, \\ T_{rr} &= t_{rx}x_r + t_{rr}. \end{aligned} \tag{2.13}$$

И наконец, продифференцируем (2.11) по s :

$$\begin{aligned} T_{ss} &= \tau_{ss} + \tau_{sx}x_s, \\ T_{rs} &= t_{rx}x_s. \end{aligned} \tag{2.14}$$

Найдём из (2.12) x_s и x_r . Подставим их в (2.13) и (2.14), тогда

$$\begin{aligned} T_{sr} &= -\frac{\tau_{sx}t_{xr}}{\tau_{xx}+t_{xx}}, \\ T_{rr} &= t_{rr} - \frac{t_{xr}^2}{\tau_{xx}+t_{xx}}, \\ T_{ss} &= \tau_{ss} - \frac{\tau_{sx}^2}{\tau_{xx}+t_{xx}}. \end{aligned} \tag{2.15}$$

Если источник совпадает с приёмником в ОСТ ($x = r$, $\tau_{ss} = t_{rr}$, $\tau_{xx} = t_{xx}$, $\tau_{sx} = t_{xr}$), соотношения (2.15) сводятся к

$$\begin{aligned} T_{sr} &= -\frac{\tau_{sx}^2}{2\tau_{xx}}, \\ T_{ss} &= \tau_{ss} - \frac{\tau_{sx}^2}{2\tau_{xx}}, \\ T_{rr} &= \tau_{ss} - \frac{\tau_{sx}^2}{2\tau_{xx}}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Из последнего соотношения в (2.6) и (2.16) следует

$$T_{LL} = \frac{\tau_{ss}}{2}. \quad (2.17)$$

В западной литературе это соотношение названо теоремой *NIP* (Hubral, Krey, 1980). Впервые оно получено в работе (Chernjak, Gritsenko, 1979; русский вариант – Черняк, Гриценко, 1979). Метод ОГТ, следуя Мауне (1962), часто рассматривают как метод, предназначенный для получения изображений только однородной среды с горизонтальными границами раздела слоёв. Теорема *NIP* (2.17) показывает, что это не так. Какая бы среда ни находилась между криволинейной отражающей границей и дневной поверхностью (в том числе и анизотропная), вторая производная годографа ОГТ совпадает с половиной второй производной годографа волны, выходящей из точки на отражающей границе. Из этого следует, что поскольку только одна эта точка на отражающей границе определяет годограф ОГТ, то он не зависит от кривизны отражающей границы*. Значит, от кривизны отражающей границы не зависит и скорость суммирования $V_{\text{огт}}$, так как она определяется второй производной годографа ОГТ. Действительно, дифференцируя (1) дважды по L , получим при $L = 0$ с учётом симметрии годографа ОГТ ($T_L = 0$)

$$V_{\text{огт}} = \frac{1}{\sqrt{t_0 T_{LL}}}. \quad (2.18)$$

Учитывая сказанное, в неоднородной среде точку на отражающей границе, из которой выходит волна (при $L = 0$), можно считать

* Производные годографа ОГТ более высокого порядка получены в работе Fomel (1994).

общей глубинной точкой (ОГТ). Даже если ОГТ смещена относительно истинной отражающей точки (при $L \neq 0$) вследствие горизонтальной неоднородности среды и наклона отражающей границы, её можно рассматривать как объект изображения. Небольшие смещения возможны и, если они находятся в пределах точности фокусировки, называются абберациями (размытостью изображения). Абберации допустимы, если время прихода волны от различных точек среды в точку фокусировки различается меньше, чем на полпериода. Тогда считается, что эти различные точки относятся к одной размытой точке изображения. В случае сейсмических частот такое различие во времени вряд ли можно объяснить плаванием точки отражения.

Где же на отражающей поверхности расположена ОГТ, принимаемая за общую точку отражения? Обозначим радиус-вектор этой точки через $\mathbf{R}$. Для $L = 0$ в силу симметрии в (2.10) $\tau_x = t_x$, принцип Ферма (2.10) можно представить в виде

$$\tau_x(\mathbf{R}(x)) = 0. \quad (2.19)$$

Выполнив дифференцирование (2.19) по x , получим

$$\frac{d\tau}{dR} \mathbf{R}_x = 0. \quad (2.20)$$

С другой стороны, для волны, выходящей из ОСТ и приходящей в ОГТ, имеет место уравнение эйконала

$$\frac{d\tau}{dR} = \nabla\tau = \frac{\mathbf{n}}{v}, \quad (2.21)$$

где вектор $\mathbf{n}$ – касательная к лучу в ОГТ. Подставляя (2.21) в (2.20), убеждаемся, что

$$\mathbf{n}\mathbf{R}_x = 0. \quad (2.22)$$

Так как скалярное произведение векторов равно 0, то вектор $\mathbf{R}_x$, касательный к отражающей поверхности, ортогонален лучу в точке ОГТ (рис. 2.1). Иными словами, в точке ОГТ луч нормально падает на отражающую поверхность. Поэтому точку ОГТ называют также Normal Incidence Point – *NIP* (Hubral, Krey, 1980). Можно также сказать, что точка ОГТ находится в точке *NIP* (нормального падения) на отражающей поверхности.

Вторая производная годографа ОГТ в соответствии с (1.2) и (2.18) определяет основной параметр скоростного анализа, в результате которого строятся разрезы скоростей суммирования. Рассчитываемые по результатам скоростного анализа изображения сейсмической среды содержат в качестве основных элементов линии отражений от границ осадочных образований (*линии* t_0). Наклоны этих линий (первые производные) и их кривизны (вторые производные) определяются волной, одновременно возбуждаемой всеми точками отражающей границы, или, как ещё говорят, волной «взрывающейся» отражающей границы. Параметры линий определяются при $L = 0$, когда $\tau_s = \tau_r$. Учитывая это, а также (2.3) и (2.11), получим, что первая производная линии t_0 выражается через удвоенную первую производную времени волны, распространяющейся от отражающей границы к дневной поверхности:

$$T_X = 2\tau_s. \quad (2.23)$$

Вторую производную линии t_0 получим через вторые производные времени волны, распространяющейся в одну сторону от отражающей границы до дневной поверхности. Для этого подставим в (2.6) уравнения из (2.16):

$$T_{XX} = 2 \left(\tau_{ss} - \frac{\tau_{sx}^2}{\tau_{xx}} \right). \quad (2.24)$$

§ 2.3. Кривизны волновых фронтов фундаментальных волн в однородной среде

В конце § 2.1 дано параболическое представление поля времён (2.7). Однако в литературе чаще всего используется гиперболическое, так как его проще связать с геометрическими характеристиками волновых фронтов (направление в пространстве, кривизна) сейсмических отражений.

Для получения гиперболического представления разложим в ряд Тейлора квадрат поля времён в координатах ОГТ с точностью до вторых производных:

$$T^2(X, L) = (t_0 + T_X \Delta)^2 + t_0 T_{XX} \Delta^2 + t_0 T_{LL} L^2, \quad (2.25)$$

где $t_0 = T(X_0, 0)$, $\Delta = X - X_0$ и значение производных вычисляется в точке $(X_0, 0)$.

У Jäger, Mann, Hoecht, Hubral (2001) это разложение выглядит следующим образом:

$$T^2(X, L) = (t_0 + a_1 \Delta)^2 + a_2 \Delta^2 + \frac{b_2}{4} L^2. \quad (2.26)$$

Там же указано, что коэффициенты разложения выражены через направление и кривизну фронтов двух фундаментальных волн в ОСТ для *однородной* среды:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{2\sin(\beta)}{V}, \\ a_2 &= \frac{2\cos^2(\beta)K_N t_0}{V}, \\ b_2 &= \frac{2\cos^2(\beta)K_{NIP} t_0}{V}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

где K_N – кривизна фронта волны, выходящей одновременно из всех точек отражающей поверхности (кривизна фронта волны одновременно «взрывающихся» на отражающей границе источников), K_{NIP} – кривизна фронта волны (NIP волны), выходящей из ОГТ и приходящей в ОСТ, β – угол между вертикалью к дневной поверхности и лучом, приходящим в ОСТ, V – скорость в однородной среде.

Сравнивая (2.25), (2.26) и (2.27), можно связать производные поля времён в координатах ОГТ с направлением распространения и кривизной фронтов фундаментальных волн в однородной среде*:

$$\begin{aligned} T_X &= \frac{2\sin(\beta)}{V}, \\ T_{XX} &= \frac{2\cos^2(\beta)K_N}{V}, \\ T_{LL} &= \frac{\cos^2(\beta)K_{NIP}}{2V}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

* Соотношение (2.28) для кривизн фронтов фундаментальных волн и (2.28) для выражения через них производных полей времён получено (Jäger, 2001) для однородной среды. В случае неоднородной среды в эти соотношения входят производные скорости по пространственным координатам. В этом случае связь кривизн волновых фронтов с производными поля времён по координатам приёмника получена у С.В. Гольдина (1979):

$K = V_{\tau\tau}/\cos^2(\beta) + \text{grad}(V)(\cos(\beta - \alpha) - \cos(\beta + \alpha))/V$, где α – угол между вертикалью к дневной поверхности и градиентом скорости $\text{grad}(V)$.

В случае однородной среды $t_0 = 2R/V$, $K_{NIP} = 1/R$. Используя (1.18) и (2.18), получим хорошо известную формулу скорости ОГТ: $V_{\text{огт}} = V/\cos(\beta)$.

§ 2.4. Производные поля времён волны в слоистых средах. Скорость V_{RMS}

Первые производные поля времён по координатам, ортогональным лучу, равны нулю. Вторые производные поля времён по координатам, ортогональным лучу, связаны с геометрическими характеристиками волн второго порядка. Так, вторые производные поля времён при фиксированном положении источника или приёмника могут быть выражены через кривизны соответствующих фронтов (Гольдин, 1979) или через их квадратичные формы (Герасименко, 1982). Смешанные производные по координатам источника и приёмника выражаются через геометрическое расхождение (Гриценко, 1984; Gritsenko, 1984). По этой причине для вычисления вторых производных поля времён при распространении волны в неоднородных средах предлагалось решать системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, решениями которых являлись перечисленные геометрические характеристики в каждой точке луча. Обзор многочисленных публикаций по составлению различных систем таких дифференциальных уравнений можно найти в работе С.А. Гриценко (1984). Там обзор основан на обобщённом дифференциальном уравнении в обобщённой системе координат, ортогональной лучу. Частными случаями этого уравнения являются дифференциальные уравнения, полученные различными авторами (Shah, 1973; Черняк, 1973; Cervený, Langer, Psencik, 1974; Попов, 1977; Popov, Psencik, 1978; Зверинский, 1978; Hubral, 1979 и т. д.).

При расчёте вторых производных поля времён в слоистой среде использовали решения упомянутых систем уравнений, дополненные формулами перехода через границы раздела слоёв. Формулы выводились на основе непрерывности поля времён и его производных при переходе границы (Гольдин, 1979). В работе (Тюриков, Малик, 1982) предложен способ пересчёта непосредственно вторых производных поля времён по декартовым координатам. Переход к производным поля времён к криволинейным координатам поверхностей раздела слоёв в этой работе осуществлялся с помощью формул перехода вторых производных произвольной функции от одних координат к другим с использованием уравнения эйконала.

В этом параграфе в отличие от цитируемых работ рассматривается способ расчёта в слоистой среде производных поля времён по координатам границ раздела в слоистой среде. Как и в упомянутых выше работах, такой расчёт будет выполняться рекуррентным

способом. Рекуррентный шаг состоит в следующем. Пусть известны вторые производные τ_{ss} , τ_{sx} , τ_{xx} поля времён по координатам источника s на первой границе в слоистой среде и приёмника x на n -ной. Тогда в одном рекуррентном шаге расчёта находятся вторые производные T_{ss} , T_{sr} , T_{rr} поля времён по координатам точки s первой границы и точки r границы $n + 1$ (рис. 2.2). Чтобы вычислить производные T_{ss} , T_{sr} , T_{rr} для следующей $n + 1$ границы, зная производные τ_{ss} , τ_{sx} , τ_{xx} для n -ной границы, нужно знать производные t_{xx} , t_{xr} , t_{rr} поля времён по координатам источника x на n -ной границе и приёмника r на $n + 1$ границе. Если такие производные между n -ной и $n + 1$ границами известны, то рекуррентные формулы для вычисления производных T_{ss} , T_{sr} , T_{rr} между первой границей слоистой среды и $n + 1$ по ходу волны мы уже получили в § 2.2. *Это формулы (2.15)*. Выполняя вычисления по этим формулам по ходу распространения волны, можно рассчитать производные поля времён для однократных и многократных волн в слоистой среде.

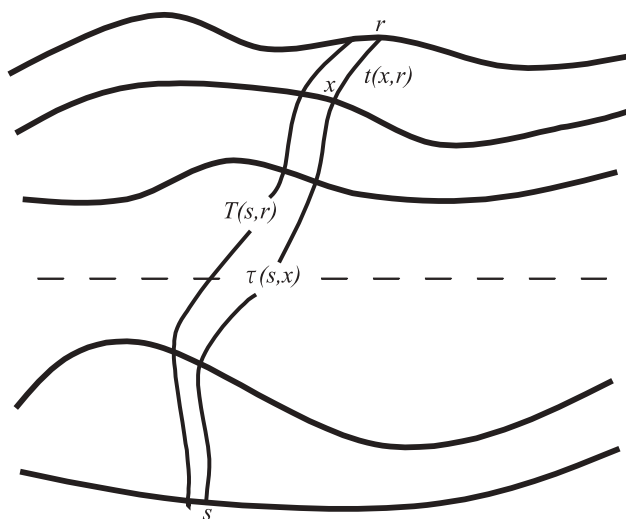


Рис. 2.2. К выводу формул вторых производных поля времён в слоистой среде

При выводе формул расчёта вторых производных в слоистой среде ничего не предполагалось о скоростях в слоях. Предположения о скорости нужны при выводе формул для производных t_{xx} , t_{xr} , t_{rr} в слое между n -ной и $n + 1$ границами. Мы не будем здесь останавливаться на выводе конкретных формул для таких вторых производных в произвольных средах между этими границами. Укажем лишь

способ вывода формул для случая горизонтального изменения скорости в слое с криволинейными границами, являющимися его кровлей и подошвой. Пусть волна распространяется от подошвы слоя, заданной уравнением $y = f(x)$, к его кровле $y = g(r)$. Найдём вторые производные волн для траектории (луча), соединяющего точку с горизонтальной координатой x на подошве слоя с точкой с горизонтальной координатой r на кровле слоя. Длину отрезка, соединяющего эти точки, обозначим S . Проекция этого отрезка на горизонтальную ось координат $r - x$, а на вертикальную $h(x, r) = f(x) - g(r)$ (рис. 2.3).

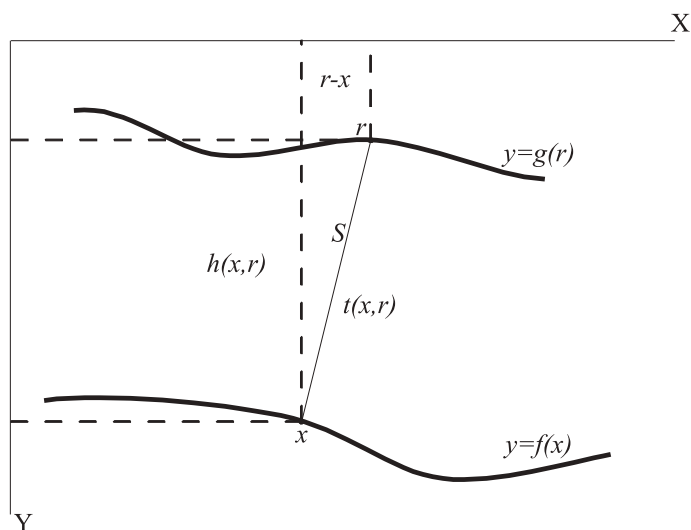


Рис. 2.3. К выводу формул вторых производных поля времён в слое

По теореме Пифагора для длины отрезка, соединяющего точки x и r , можно записать

$$S^2(x, r) = (x - r)^2 + h^2(x, r). \quad (2.29)$$

Если в пределах траектории луча между точками x и r скорость незначительно отличается от её среднего значения, то время между этими точками можно находить как интеграл вдоль прямолинейного отрезка, их соединяющего (Лаврентьев, Васильев, Романов, 1969):

$$t(x, r) = \int_0^S n \left(x + l \frac{r-x}{S} \right) dl, \quad (2.30)$$

где n – медленность, величина, обратная пластовой скорости, l – параметр интегрирования вдоль прямолинейного отрезка.

Выполним замену аргумента медленности в (2.30): $z = x + l \frac{r-x}{S}$; $dl = dz \frac{S}{r-x}$. Тогда интеграл (2.30) разбивается на произведение

$$t(x, r) = S(x, r) \cdot I(x, r), \quad (2.31)$$

где

$$I(x, r) = \frac{\int_x^r n(z) dz}{r-x}. \quad (2.32)$$

Дифференцируя (2.31) с учётом (2.32) по x и r и подставляя в получившиеся выражения результаты дифференцирования (2.29), можно найти всю совокупность производных t_{xx} , t_{xr} , t_{rr} в слое между n -ной и $n+1$ границами. Эти производные будут выражены через известные производные криволинейных границ и производные медленностей в точках прохождения предварительно найденного луча в точках x и r . Таким образом можно определить рекуррентную схему (2.15) расчёта всех вторых производных поля времён T_{ss} , T_{sr} , T_{rr} по координатам источника и приёмника для однократных и многократных волн в слоистой среде.

В качестве примера реализации этой схемы выведем уравнение для скоростей суммирования V_{RMS} в вертикально-неоднородной среде, приведённое в гл. 1. Для вывода будем аппроксимировать вертикальную неоднородность горизонтально-слоистой средой с мощностями слоёв h и постоянными пластовыми скоростями в слоях. Тогда (2.31) и (2.29) упростятся:

$$t(x, r) = S(x, r) \cdot n, \quad (2.33)$$

$$S^2(x, r) = (x - r)^2 + h^2. \quad (2.34)$$

Дифференцируя (2.34) по x и r дважды, найдём

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{1}{S}, \\ S_{xr} &= -\frac{1}{S}, \\ S_{rr} &= \frac{1}{S}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

После дифференцирования (2.33) с учётом (2.35)

$$\begin{aligned} t_{xx} &= \frac{n}{S}, \\ t_{xr} &= -\frac{n}{S}, \\ t_{rr} &= \frac{n}{S}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Подставляя (2.36) во второе соотношение в (2.15), получим

$$T_{rr} = \frac{\tau_{xx}n}{\tau_{xx}S+n}. \quad (2.37)$$

Можно приравнять друг к другу обратные величины правой и левой частей (2.37). Тогда получим аддитивное рекуррентное соотношение для обратных величин вторых производных:

$$\frac{1}{T_{rr}} = \frac{1}{\tau_{xx}} + \frac{S}{n}. \quad (2.38)$$

Его можно записать в виде суммы

$$\frac{1}{T_{rr}} = \sum_1^N \frac{S_i}{n_i}, \quad (2.39)$$

где S_i и n_i – мощность и медленность n -ного слоя в дискретной вертикально-неоднородной среде. Пусть волна в слоистой среде распространяется от отражающей границы до дневной поверхности, тогда T_{rr} в (2.38) – это то же, что τ_{ss} в (2.17). И для левой части (2.39), согласно теореме NIP (2.17) и (2.18), можно найти

$$\frac{1}{T_{rr}} = \frac{V_{\text{огт}}^2 t_0}{2}. \quad (2.40)$$

А в правой части медленность и мощность i -того слоя выразим через пластовую скорость v_i и двойное время t_{0i} в этом слое:

$$n_i = \frac{1}{v_i}, \quad (2.41)$$

$$S_i = \frac{t_{0i}v_i}{2}.$$

Подставляя (2.40) и (2.41) в (2.39), получим дискретное представление (1.4) для скорости суммирования $V_{\text{огт}}$ или V_{RMS} :

$$V_{\text{OГТ}}^2 = \frac{\sum_1^N t_{0i} v_i^2}{t_0} . \quad (2.42)$$

Интересно сравнить эту скорость со средней скоростью $v_{\text{cp}} = \frac{2H}{t_0}$, где $H = \frac{\sum_1^N t_{0i} v_i}{t_0}$ – глубина отражающей границы:

$$v_{\text{cp}} = \frac{\sum_1^N t_{0i} v_i}{t_0} , \quad (2.43)$$

или в интегральной форме

$$v_{\text{cp}} = \frac{\int_{t=0}^{t_0} v(t) dt}{t_0} . \quad (2.44)$$

Глава 3. РАЗВИТИЕ СПОСОБОВ ПОСТРОЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В МЕТОДЕ ОГТ

По стандарту метода ОГТ суммируется одна сейсмограмма ОГТ для получения одной трассы временного разреза. Кроме получения изображения при суммировании k трасс сейсмограммы ОГТ, подавляется случайная помеха в $\sqrt{k}$ раз. Естественным желанием является увеличить степень подавления помехи за счёт использования большего числа трасс при суммировании. Возможность такого улучшения путём простого подсуммирования соседних сейсмограмм ОГТ для получения более помехоустойчивой сейсмограммы давно замечена на практике. Почти повсеместно процедура объединения сейсмограмм применяется в методе ОГТ при проведении скоростного анализа (1.2). Однако при объединении сейсмограмм ОГТ никак не учитывалось кинематическое различие между ними. Тем не менее в результате на изображении отмечается более сильное подавление помех. А что, если при объединении сейсмограмм учесть их различие в кинематике?

§ 3.1. Методы CRS и мультифокусинга

Как было замечено в гл. 2, следствием теоремы NIP является независимость одной сейсмограммы ОГТ от кривизны отражающей границы (2.17). Но если мы начинаем объединять сейсмограммы ОГТ, то ансамбль таких сейсмограмм уже зависит от кривизны рефлекторов. Для её учёта при локальном объединении сейсмограмм и были разработаны два похожих метода. Первый из них Common Reflection Surface – CRS (Jäger, Mann, Hoescht, Hubral, 2001), а второй Multifocusing – MF (Gelchinsky, Berkovitch, Keydar, 1999). Оба они

основаны на учёте кривизны отражающей границы. В терминологии полей времён можно сказать, что в этих методах для получения трассы изображения производится суммирование не по сечению поля времён $X_0 = \text{const}$; $L_{\min} < L < L_{\max}$, как в стандартном методе ОГТ, а по некоторой области поля времён $X_0 - \Delta_X < X < X_0 + \Delta_X$; $L_{\min} < L < L_{\max}$ в окрестности точки $(X_0, 0)$, где Δ_X – половина интервала профиля по координате ОСТ. В дальнейшем будем называть этот интервал *апертурой суммирования*. Для выполнения суммирования в этой окрестности в обоих методах используется параметрическое описание поля времён $T(X, L, t_0, \mathbf{p})$, зависящее от трёх параметров $\mathbf{p}$. В обоих методах параметры $\mathbf{p}$ определяются моделью отражающего слоя: скоростью в однородной среде, кривизной и наклоном отражающей границы. Эти параметры на основе когерентной меры (Taner, Koehler, 1969) находятся по трассам многократного перекрытия в указанной выше области поля времён, подобно тому (1.2), как находится параметр $V_{\text{ОГТ}}$ годографа ОГТ в скоростном анализе:

$$\max_{\mathbf{p}} \frac{\int_{t=t_0-\Delta_T}^{t_0-\Delta_T} \left(\int_{X=X_0-\Delta_X}^{X_0+\Delta_X} \int_{L=L_{\min}}^{L_{\max}} u(X, L, T(X, L, t, \mathbf{p})) dL dX \right)^2 dt}{\int_{t=t_0-\Delta_T}^{t_0-\Delta_T} \int_{X=X_0-\Delta_X}^{X_0+\Delta_X} \int_{L=L_{\min}}^{L_{\max}} u^2(X, L, T(X, L, t, \mathbf{p})) dL dX dt}, \quad (3.1)$$

где $u(X, L, T)$ – трасса в окрестности точки $(X_0, 0)$, $L_{\min}$ и $L_{\max}$ – максимальное и минимальное удаление сейсмограммы ОГТ, Δ_T – половина временного окна.

После того как в результате трёхмерного поиска (3.1) находятся параметры поля времён $\mathbf{p}$, аналогично методу ОГТ рассчитывается трасса временного разреза:

$$W(X_0, t_0) = \int_{X=X_0-\Delta_X}^{X_0+\Delta_X} \int_{L=L_b}^{L_e} u(X, L, T(X, L, t_0, \mathbf{p})) dL dX. \quad (3.2)$$

Методы CRS и MF различаются способом параметризации поля времён. В методе CRS (Jäger, Mann, Hoescht, Hubral, 2001), как и в методе ОГТ, для параметризации используется разложение в ряд Тейлора квадрата поля времён с точностью до вторых производных (2.25). При таком разложении параметрами поля времён являются первые и вторые производные $\mathbf{p} = (T_X, T_{XX}, T_{LL})$. Производные поля времён в однородной среде связаны с направлением β распространения и кривизнами K_{NIP} , K_N фронтов двух фундаментальных волн в ОСТ (2.28). Найдя их из (2.28), параметры распространения волновых

фронтов в однородной среде можно их рассматривать как параметры поля времён с точностью до вторых производных $\mathbf{p} = (\beta, K_{NIP}, K_N)$ в методе CRS:

$$T^2(X, L) = \left(t_0 + \frac{2\sin(\beta)}{V}\Delta\right)^2 + t_0 \frac{2\cos^2(\beta)K_N}{V}\Delta^2 + t_0 \frac{\cos^2(\beta)K_{NIP}}{2V}L^2, \quad (3.3)$$

где, как и раньше, $\Delta = X - X_0$.

В методе MF используется другое, более сложное разложение поля времён, которое также можно выразить через эти величины:

$$T(X, L, t_0, p) = t_0 + T_+(X, L) + T_-(X, L), \quad (3.4)$$

где в обозначениях Tygel, Santos, Schleicher (1999)

$$T_{\mp} = \frac{\sqrt{1 + 2K_{\mp}\left(\Delta \mp \frac{L}{2}\right)\sin(\beta) + K_{\mp}^2\left(\Delta \mp \frac{L}{2}\right)^2} - 1}{VK_{\mp}},$$

$$K_{\mp} = \frac{K_N \mp \sigma K_{NIP}}{1 \mp \sigma}, \quad (3.5)$$

$$\sigma(\Delta, L) = \frac{2L}{4\Delta + K_{NIP}\sin(\beta)(4\Delta^2 - L^2)}.$$

Как видно из (3.3) и (3.4, 3.5), параметризация поля времён в методах CRS и MF может иметь одни и те же параметры. Однако формулы представления времён в этих методах разные, не сводящиеся друг к другу. Если в CRS при разложении в ряд Тейлора поле времён представлено с точностью до вторых производных, то с какой точностью представляется поле времён в MF? В работе (Анискович, 2010) показано, что параметризация поля времён и в этом методе имеет точность второго порядка.

Как уже отмечалось, приближение поля времён на участке суммирования в MF и CRS производится на основе эффективной модели отражения от криволинейной границы в однородной среде. Причём параметрами поля времён в этом случае являются либо производные поля времён до второго порядка, как в (2.25), либо характеристики кривизны фронтов фундаментальных волн в ОСТ, как в (3.3) или в (3.4, 3.5). Но почему бы не прямым способом параметризовать поле времён через параметры отражающей границы и постоянной скорости? Такие параметризации были предложены для сферической и

гиперболической отражающей границы. Для сферической границы (Landa, Keydar, Moser, 2010) получены неявные формулы в виде полиномов высокой степени, через которые поле времён можно рассчитать численным способом. Однако в этом случае оно может быть рассчитано аналитически в параметрической форме (Glaeser, 1999; Fomel, Kazinnik, 2012, Appendix B). В § 3.2 будет приведено решение в явной форме для сферической границы в частном случае нулевых удалений $L = 0$. Для гиперболической границы решения в явной форме получено в работе (Fomel, Kazinnik, 2012):

$$T(X, L, t_0) = \sqrt{\frac{F(\Delta) + c\frac{L^2}{4} + \sqrt{F(\Delta - \frac{L}{2})F(\Delta + \frac{L}{2})}}{2}}, \quad (3.6)$$

где $F(\Delta) = (t_0 + a_1\Delta)^2 + a_2\Delta^2$, $c = 2b_2 + a_1^2 - a_2$. Параметризации (3.6) допускают плоскую отражающую границу ($a_2 = 0$) и точку дифракции ($a_2 = b_2$).

Переменные t_0 , a_1 , a_2 , b_2 выражаются через параметры гиперболической границы:

$$\begin{aligned} t_0 &= \frac{2\sqrt{Q}}{v}, \\ a_1 &= \frac{2X_0 \sin^2(\alpha)}{v\sqrt{Q}}, \\ a_2 &= \frac{4z_0^2 \sin^2(\alpha)}{v^2 Q}, \\ b_2 &= \frac{4(X_0^2 \sin^2(\alpha) \cos^2(\alpha) + z_0^2)}{v^2 Q}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $Q = X_0^2 \sin^2(\alpha) + z_0^2$ и гиперболическая граница $z(x) = \sqrt{z_0^2 + x \tan^2(\alpha)}$ определяется параметрами z_0 , α .

В последнее десятилетие в литературе широко представлены результаты успешного использования методов CRS и MF (Landa et al., 1999; Gurevich et al., 2002; Menyoli et al., 2004; Heilmann et al., 2006; Gierse et al., 2006; Hoecht et al., 2009).

§ 3.2. Метод кинематической фильтрации

Так как для получения одной точки изображения в методах CRS и MF используются не одна, а несколько сейсмограмм ОГТ, то в этих методах учитываются наклон и кривизна отражающей границы. Однако в этом случае волна не только отражается от криволинейной границы, но и проходит достаточно большой участок слоя между ней и дневной поверхностью. Этот слой в CRS и MF считается однородным. Правомерно ли такое предположение? Многочисленные результаты скоростного анализа показывают, что скоростной параметр сильно меняется вдоль профиля. Эти изменения невозможно объяснить изменениями только лишь наклона и кривизны отражающей границы. В работе С.А. Гриценко, В.С. Черняк (2001) было установлено, что резкие изменения скорости суммирования могут быть объяснены слабыми горизонтальными вариациями скорости в отражающем слое. Действительно, расчёт для простейшей однослойной модели с горизонтальной границей и слабыми латеральными изменениями скорости выше неё (рис. 3.1) показывает, что даже слабые изменения

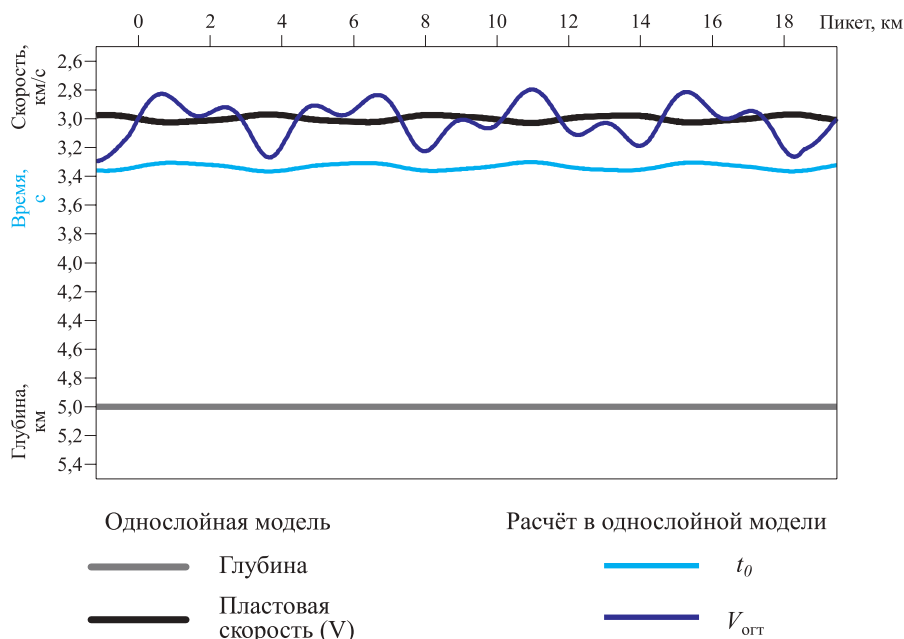


Рис. 3.1. Расчёт в однослойной модели с горизонтальной отражающей границей на глубине 5 км и латеральным изменением пластовой скорости $V = 3 + 0,025\sin(1,3X) + 0,005\sin(3X)$

пластовой или средней скорости по горизонтали являются причиной сильных флуктуаций скорости, определяемой по сейсмическим данным. Амплитуда таких флуктуаций в несколько раз превосходит изменения скорости в реальной среде.

Учитывая (2.18), можно считать, что сильные флуктуации синей кривой на рис. 3.1 соответствуют изменениям коэффициента при L^2 в (2.25). А этот коэффициент в методах CRS и MF полагают постоянным при расчёте одной точки изображения. Такое условие может привести к искажениям изображений за счёт несинфазности суммирования, так как синфазность суммирования обеспечивается сильными вариациями скоростей суммирования (синяя кривая на рис. 3.1), определяемых в обычном скоростном анализе как раз по критерию наилучшей синфазности (1.2). Кроме того, неясно, как этот постоянный для апертуры суммирования коэффициент, определяемый в методах CRS и MF, связан с реальной средой. Если сильно сгладить синюю кривую, как это происходит в CRS и MF, то мы не получим реальную скорость (чёрная кривая) – чёрная и синяя кривая расположены в противофазах, а сглаживанием нельзя поменять фазу на противоположную.

В методах CRS и MF происходит сглаживание поля времён путём суммирования на локальных участках его аппроксимации, а отклонения от аппроксимации всегда приводят к несинфазности суммирования. В этой терминологии здесь предлагается, в отличие от методов, сглаживание нелокального участка поля времён, его сечения $L - const$ (сейсмограммы общих удалений), и затем для получения изображения суммирование при $X - const$. Последнее соответствует стандартному методу ОГТ. Такая двухшаговая стратегия базируется на двух особенностях. Во-первых, при учёте кривизны и наклона отражающей границы для улучшения сигнала на сейсмограммах общих удалений не используется оценка сильно меняющейся по горизонтали скорости суммирования (рис. 3.1). Во-вторых, при оценке скорости суммирования по ОГТ не используется кривизна отражающей границы, от которой скорость суммирования не зависит (теорема NIP). Способ учёта кривизны отражающей границы по сейсмограммам общих удалений будем называть кинематической фильтрацией, или сокращённо KF. Такое наименование выбрано потому, что в способе KF выполняется площадное сглаживание, т.е. пространственная фильтрация, и эта фильтрация осуществляется по найденной кинематике отражения. Близкие подходы к обработке многократных

перекрытий рассматривались и ранее с целью улучшения сигнала (Zhang, Bergler, Hubral, 2001; Hoecht, Ricarte, Bergler, Landa, 2009; Buzlukov, Baina, Landa, 2010). В кинематической фильтрации основной акцент сделан на преодоление проблем, связанных с латеральным изменением средней скорости.

В первой работе, связанной с сейсмограммами общих удалений (Zhang, Bergler, Hubral, 2001), при учёте наклона и кривизны отражающей границы использовалась параметризация CRS (3.3) без последнего слагаемого при L^2 . В этой параметризации описание отражения от точек дифракции для сейсмограмм общих удалений невозможно. Предлагаемый здесь метод KF основан на альтернативной параметризации поля времён в сечении общих удалений при $L = 0$ с использованием сферической отражающей границы, которая допускает описание дифракции. Рассмотрим эту параметризацию. Для времени нормального отражения от окружности с радиусом кривизны R по теореме косинусов в обозначениях, принятых ранее, можно записать (рис. 3.2):

$$\left(\frac{vT}{2} + R\right)^2 = \Delta^2 + \left(\frac{vt_0}{2} + R\right)^2 - 2\Delta\left(\frac{vt_0}{2} + R\right)\cos(\alpha). \quad (3.8)$$

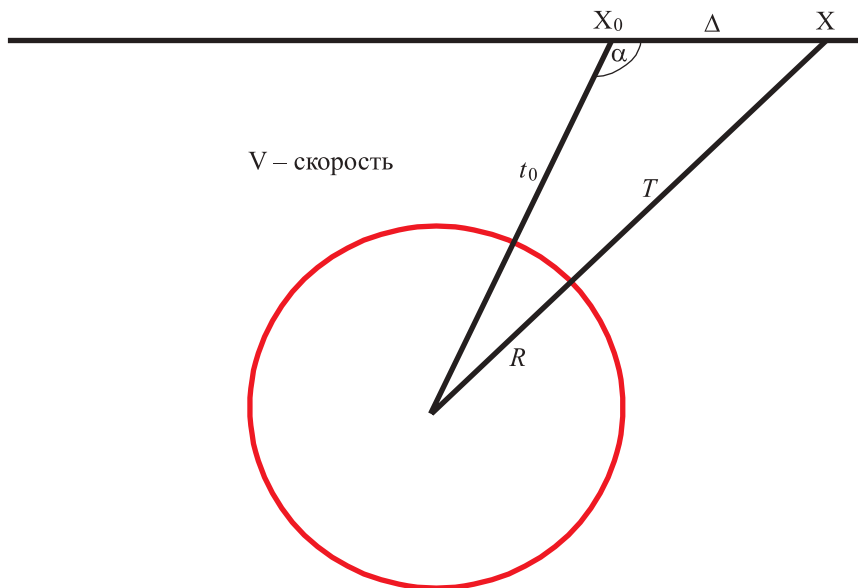


Рис. 3.2. Нормальное отражение от окружности

После замены в (3.8) R на переменные p и q , удовлетворяющие соотношениям

$$\begin{aligned} p &= Vt_0 + 2R, \\ q &= kVt_0 + 2, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где $k = \frac{1}{R}$ – кривизна окружности, получим

$$T - t_0 = \frac{4}{V} \frac{\Delta^2 - p\Delta \cos(\alpha)}{\sqrt{4\Delta^2 - 4p\Delta \cos(\alpha) + p^2 + p}} \quad (3.10)$$

или

$$T - t_0 = \frac{4}{V} \frac{k\Delta^2 - q\Delta \cos(\alpha)}{\sqrt{4k^2\Delta^2 - 4qk\Delta \cos(\alpha) + q^2 + q}}. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.10) определено при $R = 0$, $k = \infty$, а (3.11) при $k = 0$, $R = \infty$.

Поскольку уравнение (3.11) определено для кривизны сферы, включая нулевую, оно может быть использовано для поиска плоских ($k = 0$) и не сильно криволинейных границ по временным разрезам и сейсмограммам общих удалений. Напротив, уравнение (3.10) определено для сфер, включая сферу с радиусом кривизны, равную 0. Такое уравнение может использоваться для поиска сильно криволинейных границ, в том числе и точек дифракции ($R = 0$).

Получение изображений с использованием KF выполняется в следующей последовательности:

- сортировка наблюдений многократных перекрытий по общим удалениям;
- локальное сглаживание сейсмограмм общих удалений методом KF. Сглаживание производится путём нахождения параметров сферического отражения (3.10, 3.11) на каждом времени изображения t_0 посредством максимизации функционала когерентной меры

$$\max_{\mathbf{p}} \frac{\int_{t=t_0-\Delta T}^{t_0-\Delta T} \left(\int_{X=X_0-\Delta X}^{X_0+\Delta X} u(X, T(X, t, \mathbf{p})) dX \right)^2 dt}{\int_{t=t_0-\Delta T}^{t_0-\Delta T} \int_{X=X_0-\Delta X}^{X_0+\Delta X} u^2(X, T(X, t, \mathbf{p})) dt dX} \quad (3.12)$$

и вычисления амплитуды сглаженной сейсмограммы общих удалений на этом времени изображения:

$$u_{KF}(X_0, t_0) = \int_{X=X_0-\Delta_X}^{X_0+\Delta_X} u(X, T(X, t_0, \mathbf{p})) dX, \quad (3.13)$$

где $u(X, T)$ – сейсмограмма общих удалений, $u_{KF}(X_0, t_0)$ – сейсмограмма общих удалений после KF, Δ_X – половина *апертуры сглаживания*, $T(X, t_0, \mathbf{p})$ – поле времён сферической отражающей границы в сечении $L = 0$ (3.10, 3.11), $\mathbf{p} = (k, \alpha)$ – наклон и кривизна отражающей границы*;

- сортировка сглаженных сейсмограмм общих удалений по ОГТ;
- скоростной анализ с расчётом разреза скоростей суммирования (1.2);

- расчёт временного разреза – суммирование сейсмограмм ОГТ по разрезу скоростей суммирования (1.3).

Эту последовательность обработки для получения изображений с использованием KF продемонстрируем на синтетических сейсмограммах, рассчитанных для однослойной модели, осложнённых помехой, превышающей сигнал в три раза. Сейсмограммы синтезировались путём привязки многофазного сигнала к временам отражений однослойной модели с латеральным изменением пластовой скорости (рис. 3.1).

Первые два шага обработки иллюстрирует рис. 3.3. На верхнем рисунке синтетические сейсмограммы после сортировки по общим удалениям. В середине сейсмограммы, осложнённые помехой, превышающей сигнал в три раза. На нижнем фрагменте результат KF (шаг 2). Обращаем внимание, что апертура сглаживания (2 км) в KF существенно превосходит апертуру суммирования, обычно применяемую в CRS и MF. И это несмотря на то, что модель допускает сильные флуктуации скоростей суммирования (рис. 3.1). На одной апертуре сглаживания уместится несколько экстремумов таких флуктуаций. Предположение о постоянстве скорости в CRS и MF вряд ли могло быть адекватным таким условиям. По этой причине в этих

* Здесь для сейсмограмм общих удалений ($L = \text{const}$) используется время отражения в сечении поля времён $L = 0$. Такое приближение оправдано при горизонтально-однородной среде. В случае горизонтальных неоднородностей оно, по мнению автора, более корректно, чем приближения CRS и MF для области поля времён.

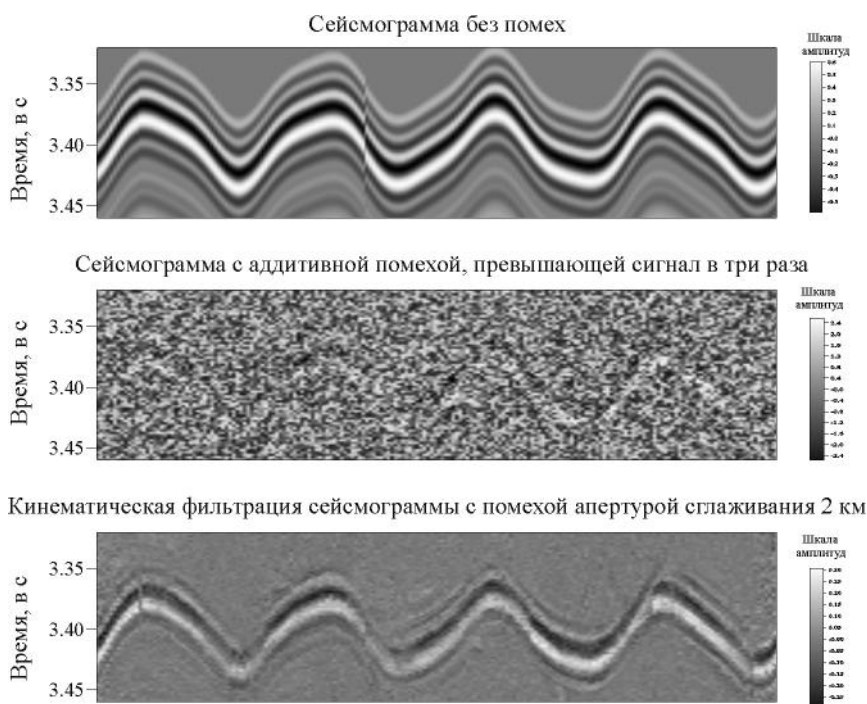


Рис. 3.3. Сейсмограммы общих удалений для расстояния 900 м источник-приёмник

методах используются небольшие апертуры суммирования, не превышающие 500 м. Заметим также, что на рис. 3.3 приведены сейсмограммы общего удаления, равного 900 м. А сглаживание (3.12, 3.13) проводилось в предположении нулевых удалений. Восстановление формы отражения на нижнем фрагменте рис. 3.3 подтверждает корректность предположения об аппроксимации сечений поля времён общего удаления сечением нулевого удаления.

На рис. 3.4 приводятся три сейсмограммы ОГТ после третьего шага обработки. Слева сейсмограммы без помехи, в середине с помехой, превышающей сигнал в три раза (см. шкалы амплитуд), справа подавление помехи в KF.

На рис. 3.5 разрезы скоростей суммирования, полученные на четвёртом шаге обработки. Вверху разрез скоростей без помех, внизу разрез скоростей после KF сейсмограмм с помехой. Поведение скоростей на разрезах полностью соответствует расчётным значениям (синяя кривая на рис 3.1).

На рис. 3.6 приведён результат пятого шага построения изображений (временных разрезов). Вверху временной разрез по синтетиче-

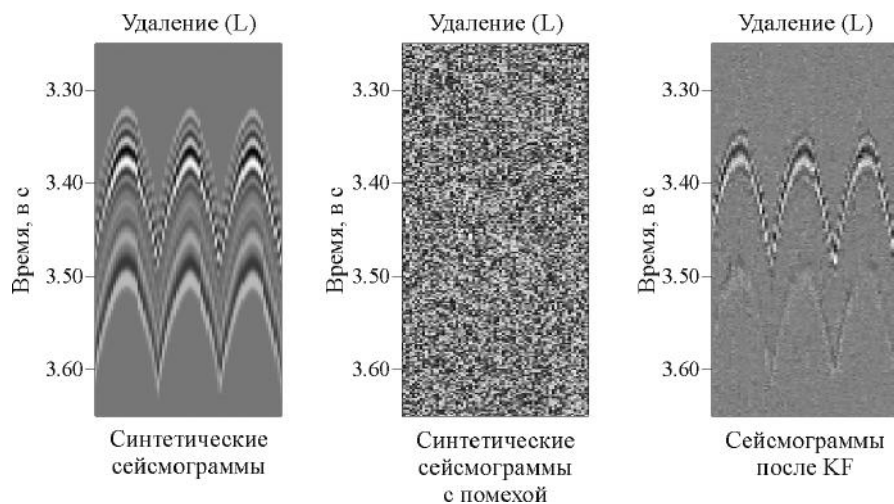


Рис. 3.4. Сейсмограммы ОГТ

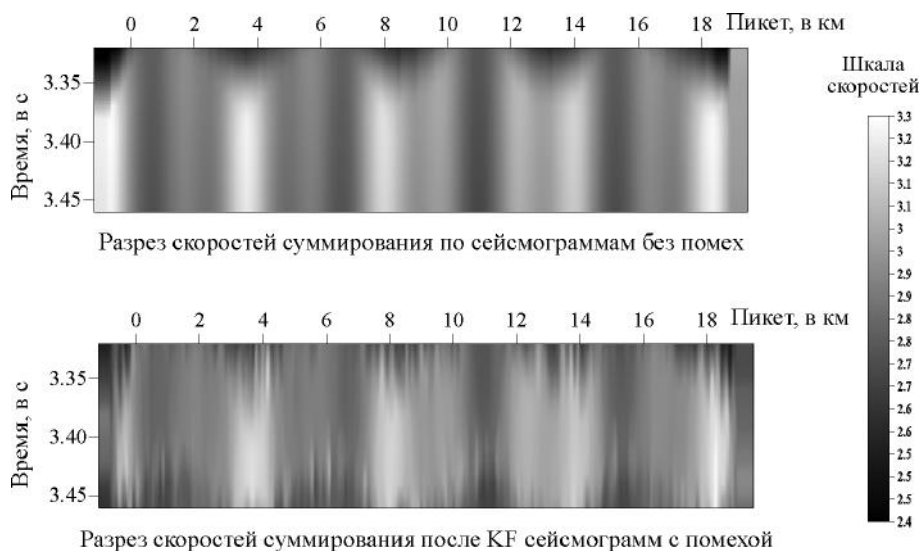


Рис. 3.5. Временные разрезы скоростей суммирования

ским сейсмограммам без помех, в середине разрез по синтетическим сейсмограммам с помехой без KF, внизу после сглаживания сейсмограмм в KF. Поведение отражений на разрезах соответствует расчётному поведению линии t_0 на рис 3.1. Средний фрагмент показывает

эффективность стандартного метода ОГТ и возможности, которых мы можем добиться, выбирая большие апертуры в методах CRS, MF и KF. Изображение становится более гладким, но затушёвываются слабые элементы изображения.

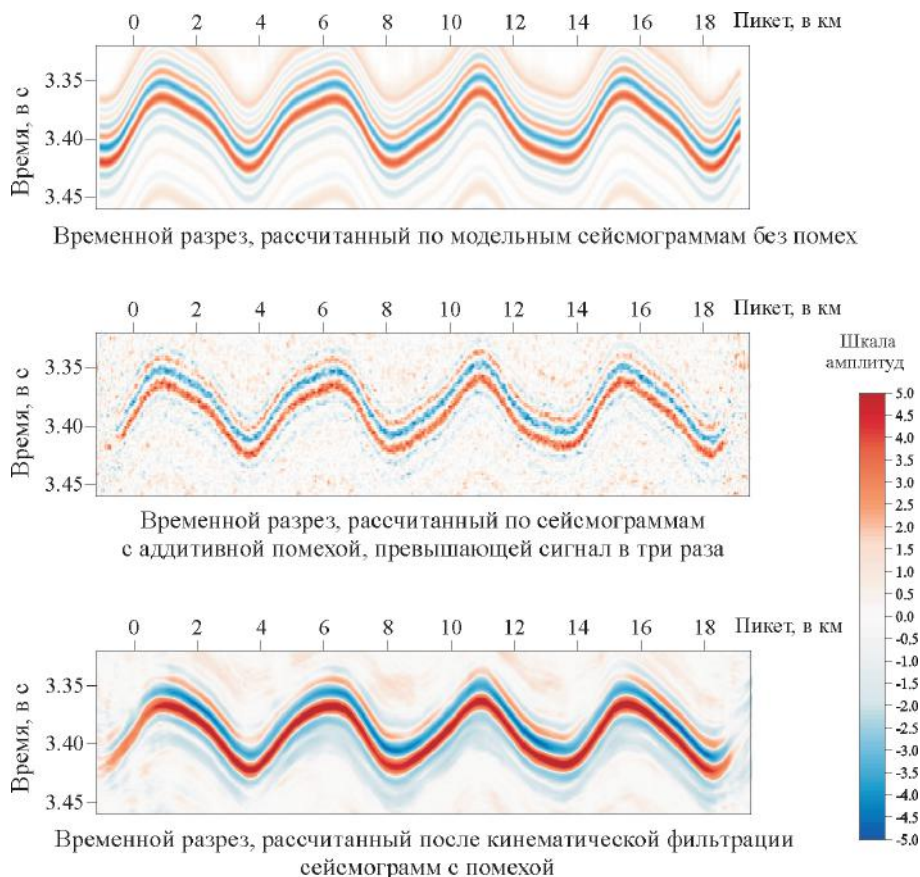


Рис. 3.6. Временные разрезы ОГТ по синтетическим данным

Теперь рассмотрим пример получения изображения по реальным данным с использованием KF. На рис 3.7 приведён временной разрез после обработки методом ОГТ*.

Результат применения KF к сейсмограммам после обработки, когда получен временной разрез, представлен на рис 3.8.

* Акватория моря Лаптевых. Хатангский залив. Обработка выполнена в ГНЦ ФГУПП «Юж-моргеология».

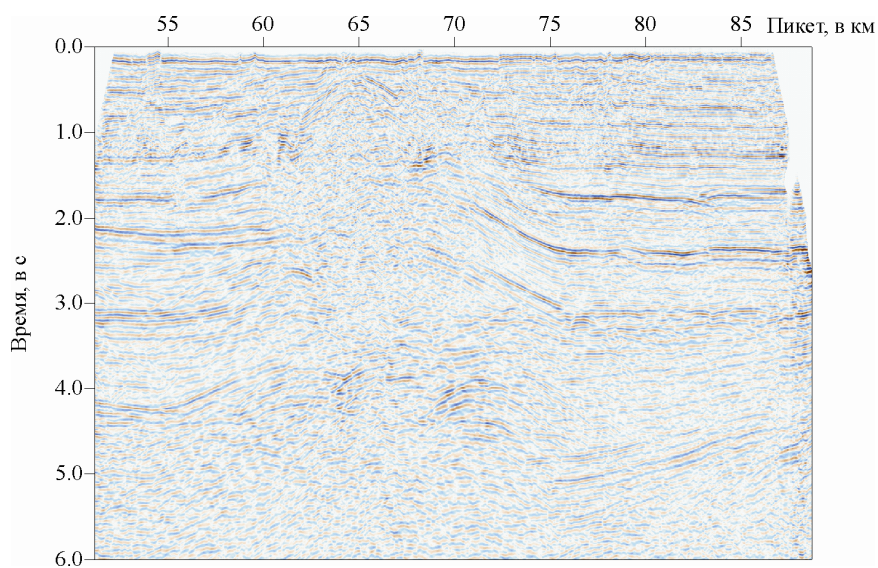


Рис. 3.7. Временной разрез

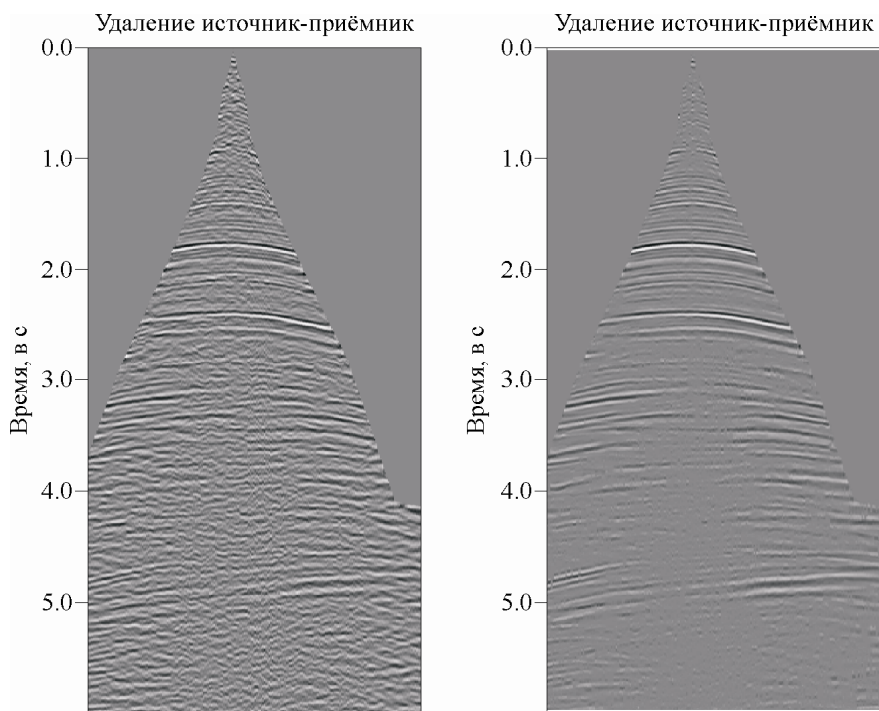


Рис. 3.8. Сейсмограммы общей точки взрыва до (слева) и после (справа) применения КФ

По сейсмограммам после КФ был рассчитан разрез скоростей суммирования посредством детального автоматического скоростного анализа (1.2), который рассмотрим подробнее.

Так как в кинематической фильтрации уже учтено влияние кривизны отражателей, то оправданно использование отдельных сейсмограмм ОГТ для формирования вертикальных спектров скоростей ОГТ. Так следует делать ещё и потому, что скорость суммирования не зависит от кривизны отражающей границы в силу (2.17). Модельный расчёт на рис. 3.1 показывает, что сильные осцилляции скоростей суммирования, наблюдаемые на практике, обусловлены не помехами, а модельными особенностями определяемого параметра скорости путём когерентного анализа данных ОГТ. Это значит, что нужно как можно более точно определять именно этот осциллирующий параметр, и, поскольку существует модельная связь его поведения с латеральными изменениями скорости в реальной среде, находить скорости в среде по этому параметру, решая обратную задачу. Для точного определения флуктуаций $V_{\text{ОГТ}}$ по горизонтали, показанных на рис 1.3, требуется более густая сеть точек, чем та, которая применяется в скоростном анализе при стандартной обработке (500, 1000 м). Нужно существенно увеличить детальность скоростного анализа. Однако скоростной анализ при увеличении детальности по горизонтали приводит к существенному увеличению ручного труда геофизика при корреляции вертикальных спектров скоростей, и актуальной становится автоматизация этого труда. Для решения этих двух задач – детализации и автоматизации скоростного анализа – разработана технология, суть которой сводится к следующему:

- расчёт обобщённого скоростного спектра путём суммирования скоростных спектров в редкой сети пикетов ОГТ с определением априорного скоростного закона путём слежения этого обобщённого спектра;

- использование априорного скоростного закона для всего профиля (после его ручной коррекции) для расчёта спектров в его окрестности в каждом пикете ОГТ;

- массовое автоматическое слежение спектров в окрестности априорного скоростного закона. Формирование первоначального *разреза скоростей* по результатам массового слежения;

- автоматическая отбраковка ошибок слежения путём площадного медианного сглаживания разреза скоростей.

В результате выполнения этой автоматической процедуры по сейсмограммам, полученным после КФ (рис. 3.8), был рассчитан

временной разрез скоростей суммирования (рис. 3.9). На разрезе скоростей ОГТ отмечаются флуктуации, аналогичные модельному расчёту на рис. 3.1.

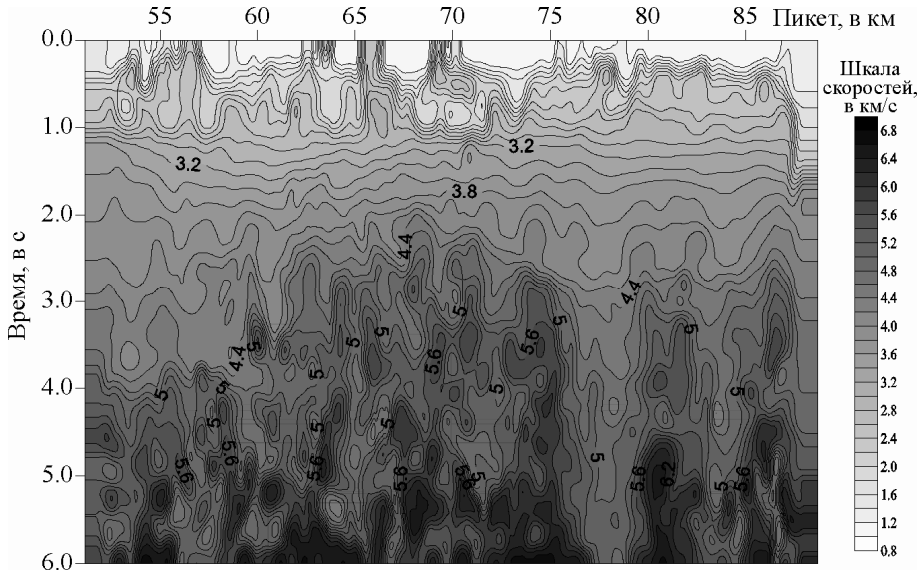


Рис. 3.9. Временной разрез скоростей суммирования

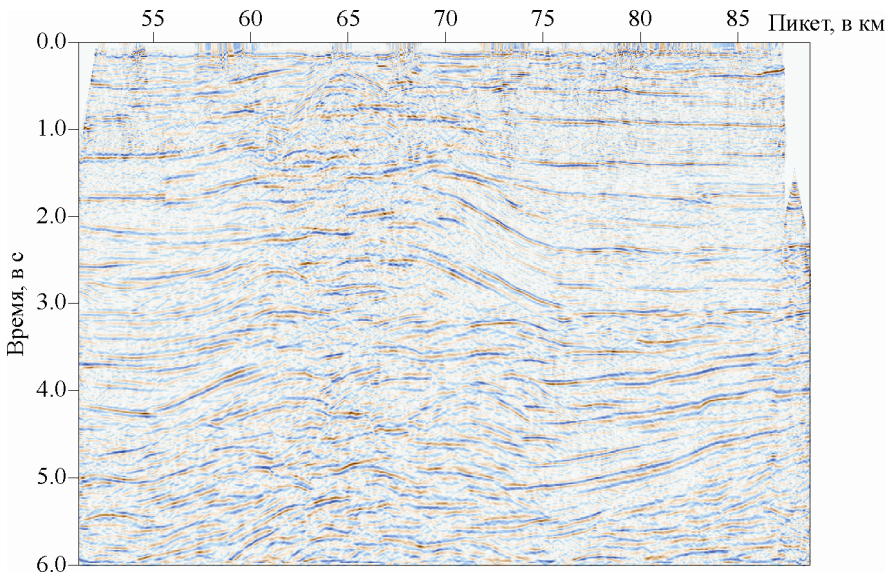


Рис. 3.10. Временной разрез после KF

Используя временной разрез скоростей ОГТ и данные многократных перекрытий после КФ, рассчитываем улучшенный временной разрез (рис. 3.10). Основные улучшения изображения среды на временном разрезе на рис. 3.10 связаны с применением КФ. Так, немая область в середине рис. 3.7, характеризующаяся разрушением отражений, стала читаться на рис. 3.10. Спорадические отражения приобрели регулярный характер. Количество отражающих горизонтов увеличилось.

§ 3.3. Метод сферического зеркала

Как было отмечено в § 3.2, сечение поля времён общих удалений не связано с оценкой скорости суммирования. При максимальных общих удалениях влияние изменений скоростей по горизонтали максимально на поле времён. Но для нулевых удалений влияние на такое сечение отсутствует полностью: при $L = 0$ коэффициент при L^2 в (3.3), отвечающий за изменения скоростей суммирования $V_{огт}$, не определяется и не имеет никакого значения. Сильные флуктуации синей кривой на рис. 3.1 не отражаются на параметрах поля времён в сечении общих удалений при $L = 0$. Как раз таким сечением и является временной разрез. Значит, применяя КФ только для него (3.12, 3.13), мы никак не связаны с вариациями скорости по горизонтали. Кроме того, в этом частном случае приближение сферическим рефлектором (3.10, 3.11) является точным, в отличие от такого приближения для $L \neq 0$. По этой причине КФ для временного разреза мы называем методом *сферического зеркала* (СЗ). Аналогичный методу сферического зеркала способ для временных разрезов с другой параметризацией временных функций без возможности описания дифракции рассматривался у Keydar, Gelchinsky, Shtivelman, Berkovitch (1990). Метод сферического зеркала можно рассматривать как упрощённый аналог методов CRS и MF для временных разрезов. Возможность такого упрощения задачи учёта кривизны отражающих элементов на временных разрезах основана на двух предположениях. Первое состоит в том, что сумма ОГТ оптимальна в каждой точке ОГТ, второе – поиск наклона и кривизны отражающих элементов возможен среди этих оптимальных сумм на временном разрезе, а не оптимального суммирования исходных сейсмограмм с учётом кривизны отражающих элементов, как предполагается в методах MF или CRS. При этом на метод сферического зеркала не влияет изменение скоростей по горизонтали.

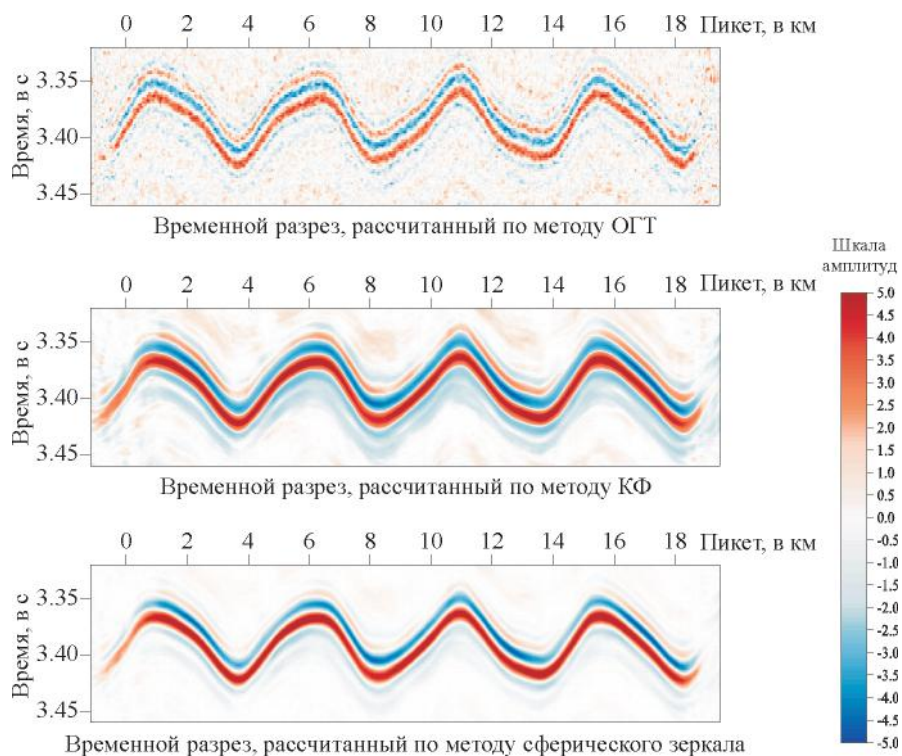


Рис. 3.11. Временные разрезы ОГТ, рассчитанные по синтетическим сейсмограммам с помехой, превышающей сигнал в три раза

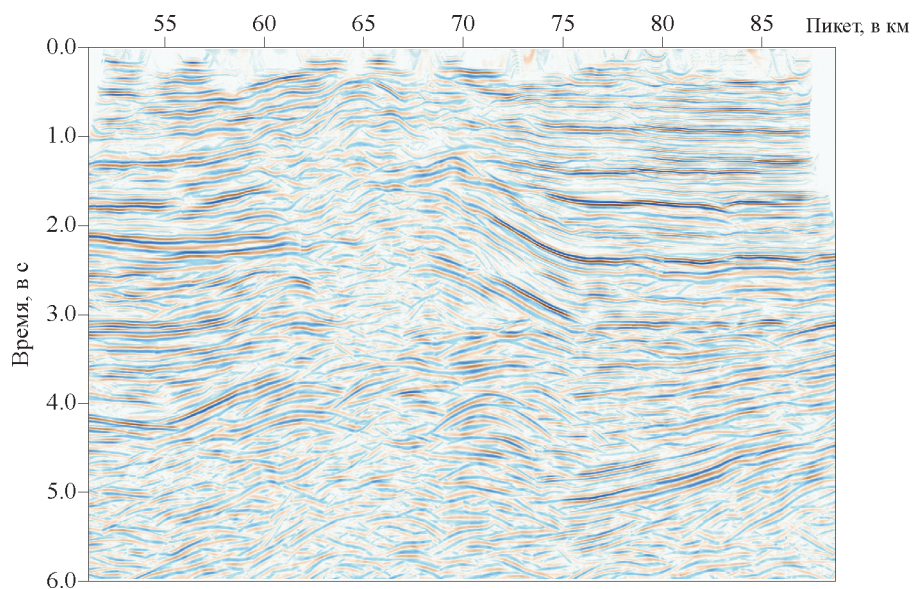


Рис. 3.12. Временной разрез после сферического зеркала

На рис. 3.11 приведены временные разрезы, полученные по методам ОГТ, КФ и сферического зеркала. Сравнение выполнено по сейсмограммам для однослойной модели из § 3.2 (рис. 3.1). Там же приведены разрез, полученный по методу ОГТ (рис. 3.7), и его аналог, полученный по методу КФ (рис. 3.10). На рис. 3.12 приведён разрез, рассчитанный методом сферического зеркала по разрезу на рис. 3.7.

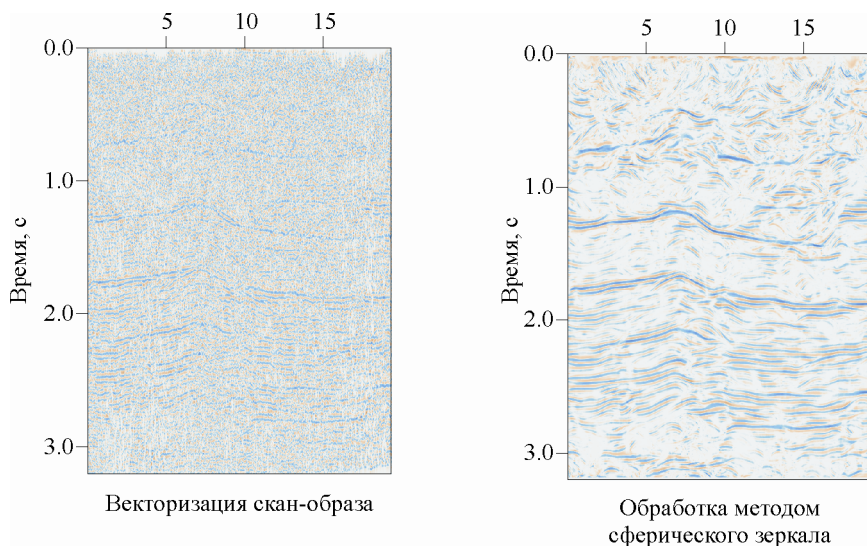


Рис. 3.13. Сферическое зеркало для векторизованного скан-образа

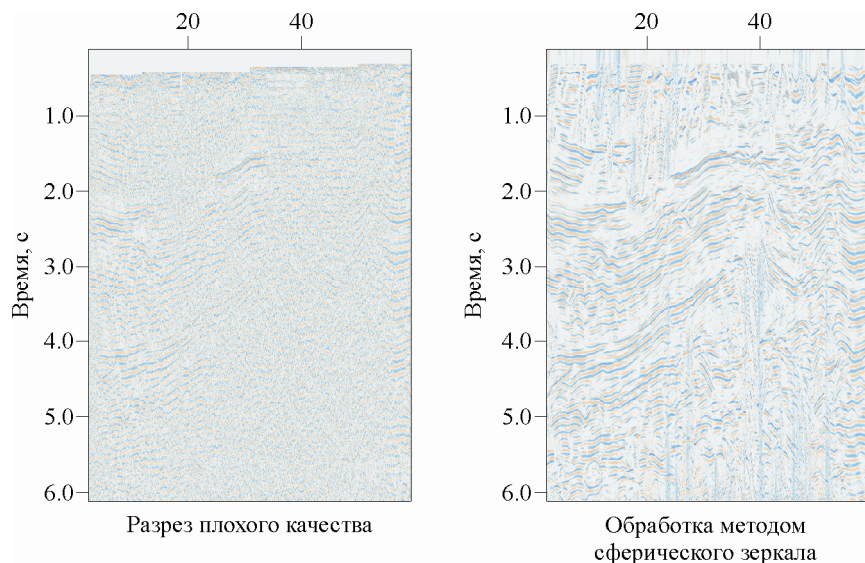


Рис. 3.14. Сферическое зеркало для разреза плохого качества

Когда решают задачи обобщения сейсмических материалов на больших территориях, часто сталкиваются с сейсмическими материалами низкого качества. Нередко в распоряжении исполнителей находятся только временные разрезы и в худшем случае их твёрдые копии на бумаге. Качество таких устаревших материалов, особенно после векторизации скан-образов, нередко оказывается неудовлетворительным. В этих случаях может помочь метод СЗ (рис. 3.13 и 3.14).

Глава 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В МЕТОДЕ ОГТ

В гл. 2 рассмотрены общие закономерности кинематики сейсмических волн, основанные на принципе Ферма. Полученные формулы устанавливают связи между производными поля времён в координатах ОГТ и в координатах источника и приёмника. Установлены также связи между производными поля времён отражённой волны и волны, распространяющейся от отражающей границы к дневной поверхности. Эти формулы являются следствием общих законов кинематики, ничего не предполагают о сейсмической среде и справедливы даже в самых произвольных средах, включая анизотропные. Напротив, при определении параметров среды необходимо ограничить её произвол определёнными предположениями, при которых возможно её определение. Прежде всего это связано с конечностью и точностью измеряемых по сейсмограммам исходных параметров, необходимых для решения задачи расчёта среды. Измеряемые параметры определяются при решении задач построения изображений. Они являются параметрами суммирования, посредством которого рассчитывается изображение. Определяются они по максимуму меры когерентности (1.2), соответствующему максимально качественному изображению. Поскольку суммирование (фокусировка) при получении изображений выполняется по временным функциям, то коэффициенты этих функций и являются параметрами суммирования. С другой стороны, при разложении в ряд Тейлора коэффициенты этих функций есть их производные в точках изображения. Свойства таких производных до второго порядка включительно рассматривались в гл. 2 для произвольных сред. Теперь же, следуя цели этой главы – определение скоростей в среде, мы должны рассмотреть не произвольные среды,

а установить классы сред, в которых возможно их определение по производным поля времен.

В настоящей главе основное внимание уделено наиболее важному с точки зрения автора классу горизонтально-неоднородных сред. Чем этот класс так важен? В гл. 3 представлен численный расчёт (рис. 3.1), который показывает, что даже в простейшем случае одного отражающего слоя слабые горизонтальные изменения скорости в этом слое приводят к сильным осцилляциям параметра суммирования $V_{огт}$, являющегося основным параметром при получении изображений в методе ОГТ. Такие резкие изменения $V_{огт}$ при получении качественных изображений давно замечены на практике. Их объясняли сложностью и помехами в сейсмических данных. Однако приведённый модельный расчёт показывает, что причина не в этом. Гл. 4 посвящена получению аналитической связи этого важнейшего параметра суммирования и произвольных горизонтальных изменений скорости в среде. Чтобы подчеркнуть, что главная причина осцилляций – это горизонтальное изменение скорости, а не кривизна отражающей границы, мы полагаем её горизонтальной. Это означает, что рассматривается класс горизонтально неоднородных и вертикально однородных сред в противоположность тому, чем так интересовались ранее, – вертикально неоднородными и горизонтально однородными средами (Dix, 1955).

Есть и другое субъективное объяснение выбора горизонтальности отражающей границы. В случае её криволинейности математический формализм сильно усложняется. Решение задачи для криволинейной отражающей границы мы оставляем дотошному читателю, а математический аппарат для поиска решения можно найти в § 4.1.

§ 4.1. Уравнение Линна

Для описания скорости, из соображений удобства в математических выкладках, будем использовать медленность – величину, обратную скорости. Обозначим её n , как обычно принято в физике. При рассмотрении волны, распространяющейся от отражающей границы к дневной поверхности, вернёмся к обозначениям гл. 2 (рис. 4.1).

Как и раньше, положение точки на поверхности наблюдений обозначим через s , а точки на отражающей границе через x . Известно, что в линейном приближении уравнения эйконала (Лаврентьев,

Васильев, Романов, 1969) время $\tau(x, s)$ распространения волны между точками x и s можно рассчитать вдоль прямолинейного отрезка между ними с помощью интеграла

$$\tau(x, s) = \int_0^S n\left(x + l \frac{s-x}{S}\right) dl, \quad (4.1)$$

где S – расстояние от точки x до точки s , l – параметр интегрирования вдоль прямолинейного отрезка.

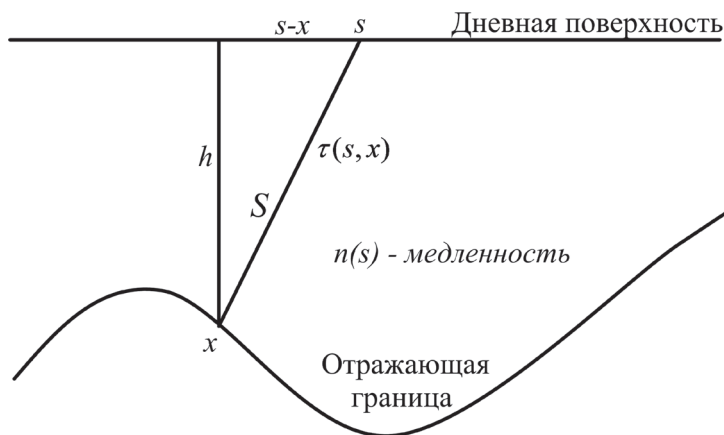


Рис. 4.1. Схема обозначений

Из прямоугольного треугольника для S по теореме Пифагора можно записать

$$S(s, x)^2 = (s - x)^2 + h(x)^2, \quad (4.2)$$

где $h(x)$ – уравнение криволинейной отражающей границы. Выполним замену аргумента медленности в (4.1): $z = x + l \frac{s-x}{S}$; $dl = dz \frac{S}{s-x}$. Тогда интеграл (4.1) разбивается на произведение

$$\tau(x, s) = S(s, x) \cdot I(s, x), \quad (4.3)$$

где

$$I(s, x) = \frac{\int_x^s n(z) dz}{s-x}. \quad (4.4)$$

Чтобы связать функцию медленности n с производными поля времён, продифференцируем (4.3) по s :

$$\tau_s = S_s I + S I_s. \quad (4.5)$$

Дифференцируя (4.5), найдём и вторую производную

$$\tau_{ss} = S_{ss} I + 2S_s I_s + S I_{ss}. \quad (4.6)$$

Для получения дополнительных уравнений, чтобы определить входящие в правые части (4.3), (4.5) и (4.6) величины, продифференцируем (4.4) по s , предварительно умножив его на $(s - x)$:

$$I_s(s - x) + I = n. \quad (4.7)$$

И ещё раз продифференцируем полученное уравнение

$$I_{ss}(s - x) + 2I_s = n_s. \quad (4.8)$$

Осталось также дважды продифференцировать (4.2) по s . После первого дифференцирования получим

$$S \cdot S_s = s - x, \quad (4.9)$$

после второго

$$S_s^2 + S \cdot S_{ss} = 1. \quad (4.10)$$

Заметим, что при выполнении всех выкладок выше ничего не предполагалось об отражающей границе, поэтому пока её можно считать криволинейной. Мы получили девять независимых уравнений (4.2–4.10). Чтобы связать медленность с производными поля времён, из них нужно исключить восемь неизвестных – S , S_s , S_{ss} , I , I_s , I_{ss} , $(s - x)$, h . Это сделать хоть и сложно, но можно. Можно также для упрощения задачи получить дополнительные уравнения, используя свойство ортогональности луча и отражающей границы, либо использовать вторую производную линии T_{xx} и связать её с помощью (2.24) с производными рассматриваемой волны между отражающей границей и дневной поверхностью. В общем есть пути для решения этой непростой обратной задачи с криволинейной отражающей границей. Но здесь, как и предполагалось выше, мы оставим

эти изыскания для заинтересованного читателя и получим также не очень простое решение для горизонтальной границы, чтобы в чистом виде увидеть влияние горизонтального изменения скорости на параметр суммирования $V_{\text{отт}}$. Решение будем искать с помощью соотношения (4.6). Согласно теореме NIP (2.17) его можно переписать в виде

$$2T_{LL} = S_{ss}I + 2S_sI_s + SI_{ss}. \quad (4.11)$$

Теперь определим входящие в правую часть функции для случая горизонтальной отражающей границы. В этом случае в силу симметрии отражение происходит в точке $x = s$. Тогда для нулевых удалений (4.3) можно переписать, используя понятие времени изображения $t_0 = 2\tau$,

$$t_0 = 2 \cdot S \cdot I. \quad (4.12)$$

Кроме того, при $x = s$ из (4.9) следует, что

$$S_s = 0, \quad (4.13)$$

и из (4.10) находим

$$S_{ss} = \frac{1}{s}. \quad (4.14)$$

В (4.4) в случае горизонтальной границы $x = s$ в правой части неопределённость $\frac{0}{0}$. Разрешая её по правилу Лопиталья путём дифференцирования числителя и знаменателя, по s находим

$$I = n. \quad (4.15)$$

Из (4.7) найдём I_s :

$$I_s = \frac{n-I}{s-x}. \quad (4.16)$$

В силу (4.15) в правой части опять неопределённость $\frac{0}{0}$. Разрешая её по правилу Лопиталья, получим

$$I_s = \frac{n_s}{2}. \quad (4.17)$$

И наконец, находя из (4.8) I_{ss} опять в силу (4.17), получим неопределённость $\frac{0}{0}$. Разрешая ее по Лопиталю, найдём

$$I_{ss} = \frac{n_{ss}}{3}. \quad (4.18)$$

Теперь у нас есть всё, чтобы решить задачу для горизонтальной границы. Подставляя полученные выражения (4.12–4.18, кроме 4.16) в (4.11) с учётом (2.18), получим окончательно

$$n_{\text{огт}}^2 = n^2 + \frac{t_0^2}{12} \frac{n_{ss}}{n}, \quad (4.19)$$

где $n_{\text{огт}}$ – величина, обратная скорости V_{cdp} .

Впервые соотношение (4.19) было получено в работе S. Lynn Walter, F. Claerbout (1982). Будем называть его уравнением Линна. Вывод этого соотношения был выполнен с помощью разложения пластовой скорости в ряд Тейлора с точностью до производных второго порядка. Поскольку при выводе уравнения сделано предположение о неизвестной функции медленности в виде полинома второго порядка, его нельзя рассматривать как дифференциальное уравнение. В работе С.А. Гриценко, В.С. Черняк (2001), как и здесь, получено в точности то же уравнение в самых общих предположениях о пластовой скорости, что позволяет его трактовать как обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка относительно неизвестной медленности n .

Дифференциальное уравнение Линна (4.19) имеет принципиальное значение для понимания поведения основного параметра суммирования, получаемого при построении изображений в случае горизонтальных изменений в среде. Если оно верно, то должно соответствовать численному расчёту на рис. 3.1 и аналитически объяснять сильные осцилляции этого параметра, наблюдаемые при сейсмических исследованиях различных территорий. Проверка правильности дифференциального уравнения (4.19) важна ещё и потому, что при его выводе мы выполнили хоть и простые выкладки, но осложнённые разрешением нескольких неопределённостей в промежуточных выражениях. На рис. 4.2 приведен результат такой проверки по численному расчёту.

Уравнение (4.19) связывает медленность (обратную величину скорости суммирования), получаемую по сейсмическим данным как параметр наилучшей фокусировки изображений – синяя кривая на

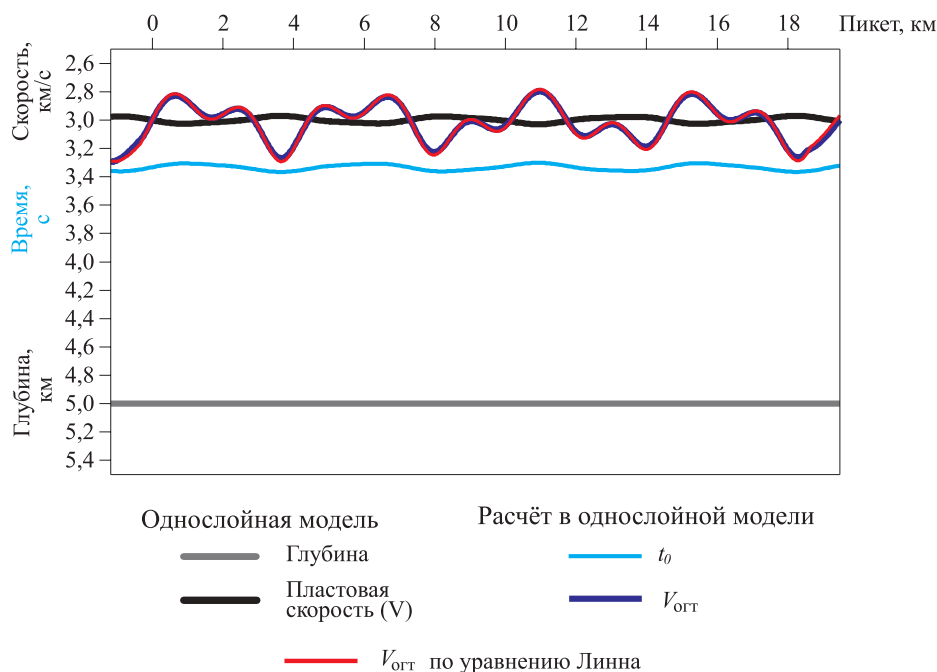


Рис. 4.2. Проверка уравнения Линна

рис. 3.1, и медленность (обратную величину скорости в среде – чёрная кривая). О той связи упоминается в двух известных учебниках по сейсморазведке.

В учебнике Р. Шериффа, Л. Гельдарта (1987) утверждается: «Учёт постепенных скоростных изменений зависит от того, возможно ли определить изменения скорости с достаточной надёжностью. Часто скорости приходится определять из самих сейсмических данных, но анализ скоростей (хотя он и может дать результаты, пригодные для использования при суммировании) часто создаёт значительную неопределённость, которая не позволяет применить эти результаты без сглаживания». Заметим, что сглаживание может не помочь, так как синяя и чёрная кривая на рис. 3.1 находятся в противофазе, а сглаживанием нельзя перевернуть кривую.

В другом учебнике (Воскресенский, 2010) этот вопрос рассматривается более детально: «Для получения изображений в глубинном масштабе нужны скорости для перевода временных представлений в глубинные. Эти скорости могут не совпадать с определяемыми при построении изображений скоростями суммирования, поскольку

последние обеспечивают наилучшую фокусировку и разрешение отражений. Причиной несовпадения является то, что скорости суммирования (например, V_{RMS}) могут отличаться от реальной скорости в среде на несколько процентов из-за того, что они определяются не строго по вертикальным направлениям. Это связано с несовпадением критериев «наилучшей фокусировки» и «наилучшей увязки по глубине».

Уравнение Линна (4.19) уточняет последнюю цитату. Отличие скоростей суммирования от реальных скоростей связано не только с невертикальностью лучей при определении скорости суммирования. Не сам по себе наклон лучей, а латеральное изменение скоростей в среде является основной причиной этого различия, так как в однородной среде этого различия не было бы даже для невертикальных лучей.

Цитаты из обоих источников подчеркивают, что нельзя использовать скорости суммирования вместо скоростей в среде для глубинных построений. И так как не было способов пересчёта одних скоростей в другие, то на практике для определения реальных скоростей для глубинных построений использовали скважинную информацию. Решение уравнения Линна (4.19) может помочь определить реальные скорости по сейсмическим данным. Это особенно актуально на площадях, где отсутствуют скважины или их недостаточно для интерполяции скоростей между ними.

§ 4.2. Решение уравнения Линна

Поскольку уравнение Линна (4.19) получено в предположении малых вариаций скорости (Лаврентьев, Васильев, Романов, 1969), то можно её представить в виде

$$n(s) = n_0 + n_1(s), \quad (4.20)$$

где $n_1(s)$ много меньше n_0 . Подставим (4.20) в (4.19). При подстановке, в силу малости, отбросим квадратичный член n_1^2 . Учтём также, что отбрасывание квадратичного члена соответствует равенству $\frac{n_0+n_1}{n_0} = 1$, и можно заменить знаменатель второго слагаемого в правой части на n_0 (для проверки умножьте числитель и знаменатель

на n_1). В результате подстановки получим линейное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$F(s) = a^2 n_1 + n_{1ss}, \quad (4.21)$$

где $F(s) = 12 \frac{(n_{огт}^2(s) - n_0^2)n_0}{t_0^2(s)}$, $a = \frac{2\sqrt{6}n_0}{t_0}$. В качестве n_0 можно, например, выбрать среднее значение $n_{огт}$.

Линейное уравнение (4.21) совпадает с уравнением вынужденных колебаний без затухания, в котором время заменено на пространство. Оно имеет общее решение (например, Корн, Корн, 1974):

$$n_1(s) = \frac{1}{a} \int_{sb}^s F(u) \sin(a \cdot (s - u)) du + C_1 \cos(as) + C_2 \sin(as), \quad (4.22)$$

где C_1 и C_2 – константы, определяющие двумерное параметрическое семейство медленностей, sb – начало профиля наблюдений. Анализ аналитического решения показывает, что пространственная частота a гармонических осцилляций медленности уменьшается с увеличением времени изображения, или глубины отражения, а амплитуда осцилляций, наоборот, возрастает с глубиной. *Чем больше глубина, тем больше амплитуда осцилляций медленностей, но их пространственная частота меньше вдоль профиля наблюдений.* Константы C_1 и C_2 следует определять из начальных или граничных условий уравнения Линна. Такие условия можно сформировать либо из априорной информации, например скважинных данных, либо из дополнительных физических свойств решения. Одно из таких свойств мы наблюдаем в численном расчёте рис. 3.1 или 4.2. Поведение линии t_0 обратно по отношению к скоростям в среде: скорость больше – время меньше, и наоборот. Значит, оно подобно обратной величине медленности. Из этого условия можно определить неизвестные константы в решении (4.22). Константы находятся из условия минимума функционала:

$$\min_{c_1 c_2} \int_{sb}^s (t_0(s) - t_{0c}(s) - n_1(s))^2 ds, \quad (4.23)$$

где $t_{0c}(s) = \frac{\int_{sb}^s t_0(s)}{s - sb}$ – среднее значение t_0 .

Решение уравнения Линна (4.22) при условии (4.23) является решением обратной задачи определения медленности в среде по параметру медленности, определяемому в скоростном анализе при построении изображений. На рис. 4.3 приводятся расчёты, выполненные

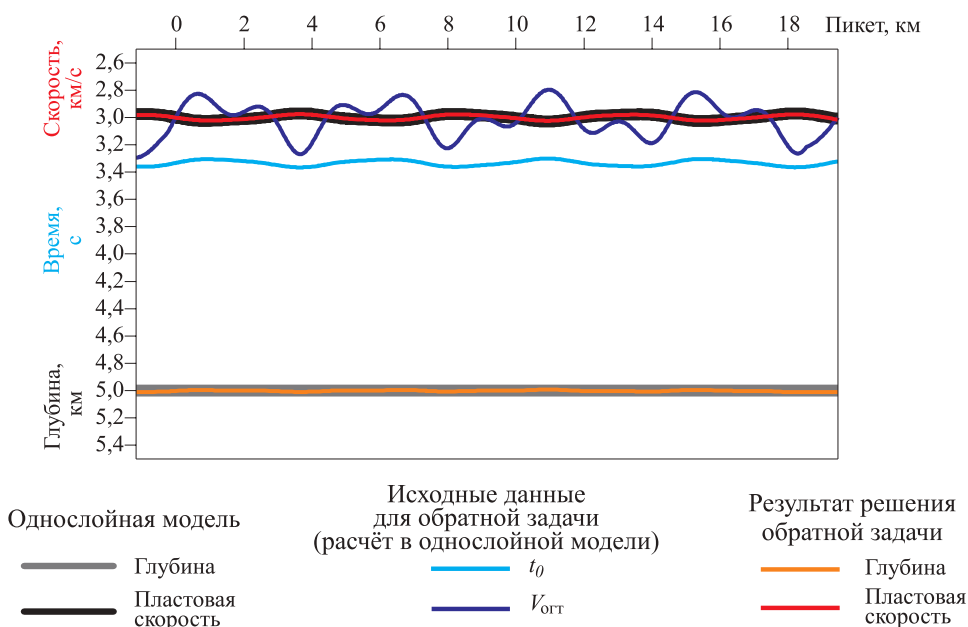


Рис. 4.3. Решение обратной задачи в однослойной модели с латеральным изменением пластовой скорости

ные в соответствии с этим решением для однослойной среды с горизонтальной границей. Выполненный расчёт показал, что наблюдаемые на практике сильные вариации измеряемого по сейсмическим данным параметра $V_{огт}$ теоретически, с приемлемой точностью, могут быть переведены в плавное поведение реальных скоростей в среде: синяя кривая превратилась в красную и совпала с чёрной. При этом горизонтальная отражающая граница найдена удовлетворительно – оранжевая кривая. Малые отличия решения от исходной модели объясняются линеаризацией уравнения Линна и показывают её правомерность.

§ 4.3. Реальные данные. Расчёт разрезов средних скоростей

Попробуем использовать решение уравнения Линна для реальных данных. В гл. 3 получен разрез скоростей суммирования $V_{огт}$ (рис. 3.9). По этому разрезу на основании решения уравнения Линна можно рассчитать разрез средних скоростей, по которому в свою

очередь можно рассчитать глубины отражающих горизонтов или выполнить временную и, что особенно важно, глубинную миграцию.

Исходными данными для расчёта средних скоростей является разрез скоростей суммирования. Однако здесь есть одна сложность. Для решения задачи нужно по разрезу скоростей суммирования $V_{огт}(X, t_0)$ для заданных линий $t_0(X)$ получить функции $V_{огт}(X) = V_{огт}(X, t_0(X))$. По ним и решается обратная задача путём (4.22) при условии (4.23). Линии $t_0(X)$ можно найти по временному разрезу на рис. 3.10. Однако чтобы сформировать разрез средних скоростей по формуле (4.22), нужны значения этих функций в каждой точке (X, t_0) разреза скоростей суммирования. Получение непрерывного по t_0 многообразия исходных функций $t_0(X)$ осложняет решение задачи расчёта разреза средних скоростей. Такая задача будет рассматриваться в гл. 6. А здесь упростим обратную задачу. Непрерывным набором функций будем считать постоянные функции $t_0(X) = t_0$, определяемые вертикальной координатой разреза скоростей суммирования. Как в случае $t_0 = const$ будет работать формула решения (4.22)? Рис. 4.4 показывает, что даже при таком упрощении средние скорости всё равно вычисляются правильно по формуле (4.22).

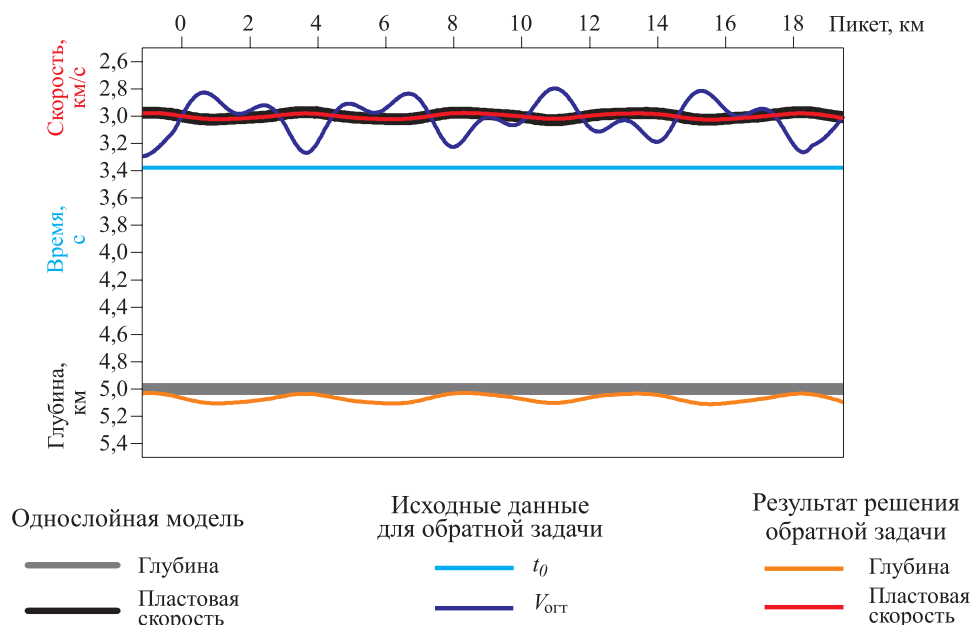


Рис. 4.4. Решение обратной задачи в однослойной модели с постоянным значением t_0

При условии $t_0 = const$ и рассчитан разрез средних скоростей (рис. 4.5). Отличие в поведении скоростей на временном разрезе скоростей суммирования (рис. 3.9) от средних скоростей (рис. 4.5)

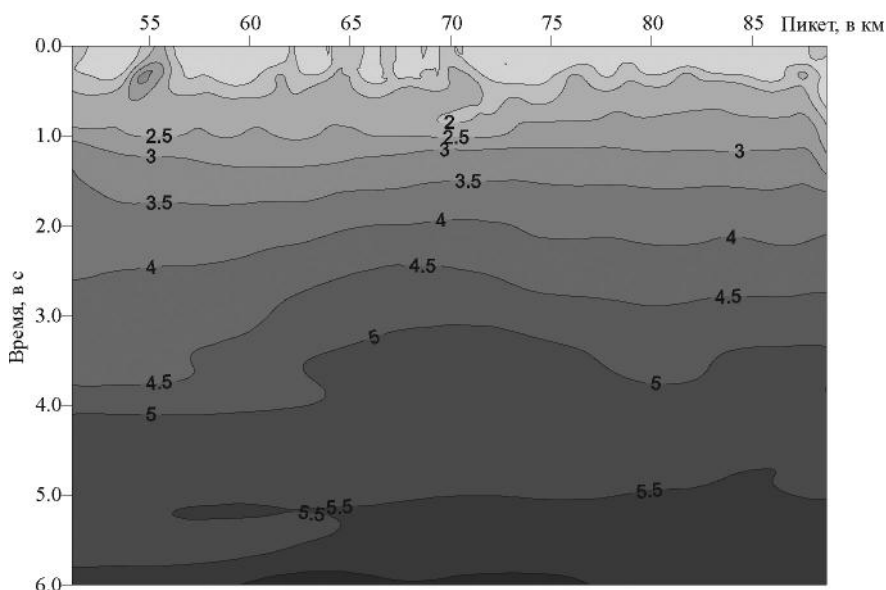


Рис. 4.5. Временной разрез средних скоростей

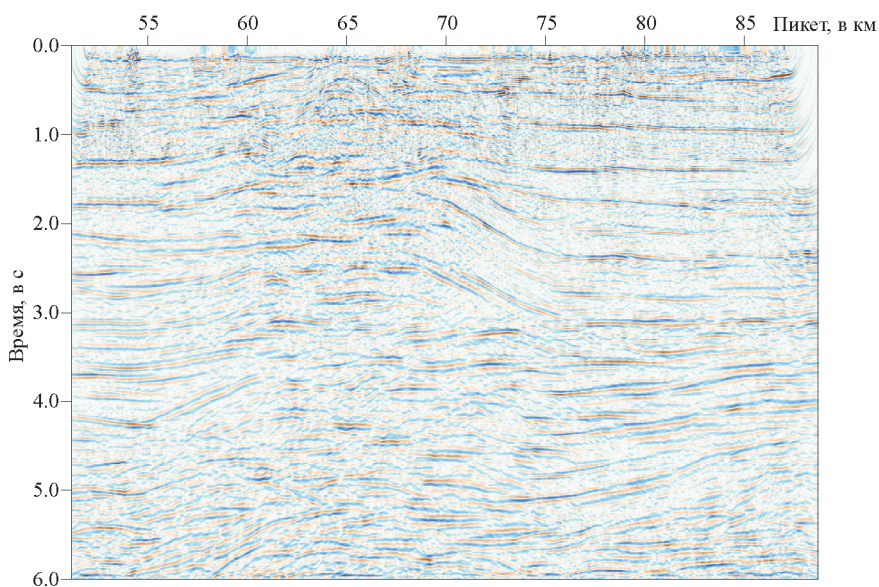


Рис. 4.6. Временной мигрированный разрез

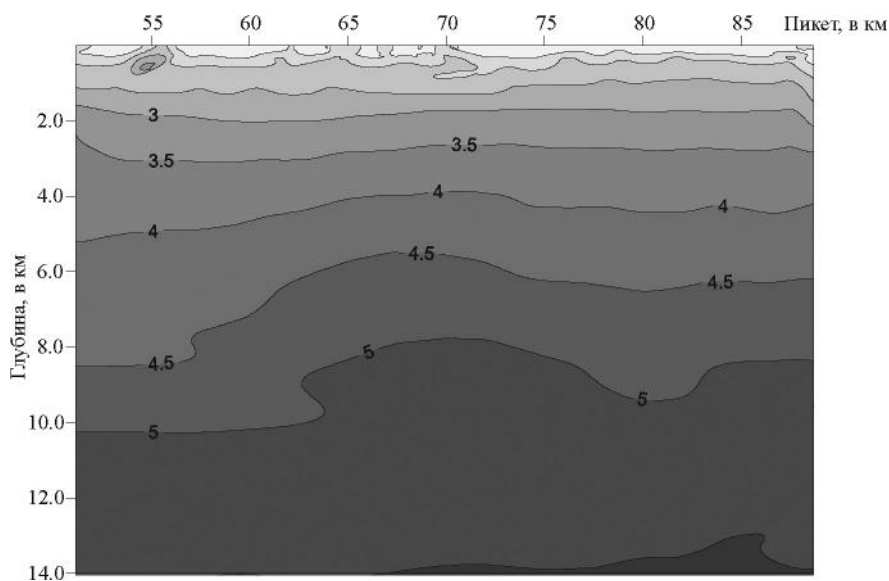


Рис. 4.7. Глубинный разрез средних скоростей

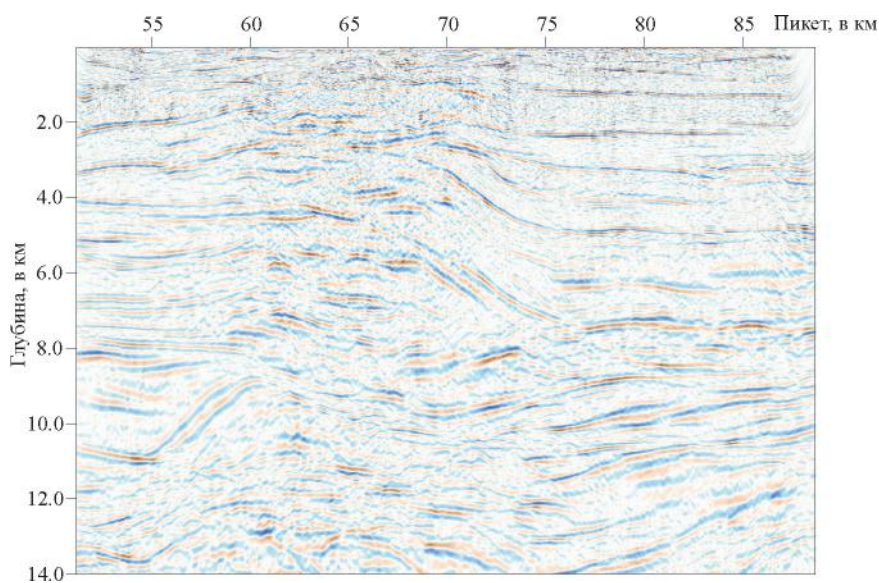


Рис. 4.8. Глубинный мигрированный разрез

хорошо согласуется с модельным расчётом (рис. 3.1). Период и амплитуда флуктуаций скоростей на временном разрезе скоростей суммирования сильно отличаются от амплитуды и флуктуаций средних скоростей, а плавность изменения последних отвечает нашим представлениям о скоростях в реальной среде.

Теперь с использованием разреза средних скоростей можно выполнить временную миграцию. Для этой цели используется модифицированная миграция Кирхгофа с базами суммирования, ограниченными зонами Френеля до 0,01 с (рис. 4.6). За счёт подавления дифрагированных волн и миграции крутопадающих слоёв к истинному положению, отражения на мигрированном временном разрезе распределены иначе по сравнению с обычным временным разрезом.

По временному разрезу средних скоростей $V_{\text{ср}}$, путём интерполяции глубин $\frac{t_0 V_{\text{ср}}}{2}$ в регулярную шкалу глубин, несложно рассчитать глубинный разрез средних скоростей. По глубинному разрезу средних скоростей трансформируем временной разрез в глубинный масштаб путём миграции Кирхгофа.

Таким образом, расчёт средних скоростей на основе решения уравнения Линна даёт возможность выполнения глубинной миграции по сейсмическим данным без использования априорной информации о поведении скоростей в среде.

Глава 5. ДИФРАКЦИЯ

В начале книги отмечалось, что для сейсмических волн отражения от границ осадочных образований являются зеркальными. Прежде всего это связано с тем, что преобладающая длина сейсмических волн в большинстве случаев существенно превосходит неоднородности, встречающиеся на их пути. Однако в геологической среде встречаются объекты, имеющие размеры, сравнимые с длиной волны. Такие объекты возникают при нарушении непрерывности геологической среды. В этих случаях волновое поле также должно иметь разрывы. Но этого не наблюдается, потому что разрывы волнового поля естественно сглаживаются специальными волнами, которые называют дифрагированными. Дифрагированные волны излучаются малыми областями среды в окрестности отдельных точек, где физические свойства среды резко меняются. Излучаемые точки связаны с разрывными нарушениями, зонами выклинивания, шероховатостью границ, сравнимыми по размерам с длиной сейсмической волны. Многочисленные публикации посвящены изучению возможностей дифрагированных волн для идентификации разрывов геологической среды по сейсмическим наблюдениям (Krey, 1952; Hagedoorn, 1954; Ковалевский, 1961; Trorey, 1977; Ланда и др., 1980; Landa и др., 1987; Klem-Musatov 1994; Kouznetsov и др., 2001; Чеверда, Гольдин и др., 2003; Kozlov и др., 2004; Khaidukov и др., 2004; Pozdniakov, Tcheverda, 2006; Fomel и др., 2007; Kremlev и др., 2011).

В работах последних лет, связанных с дифракцией, используются алгоритмы обработки, основанные на общих отражающих поверхностях (Berkovitch и др., 2009; Ланда, 2011; Dell, Gajewski, 2011).

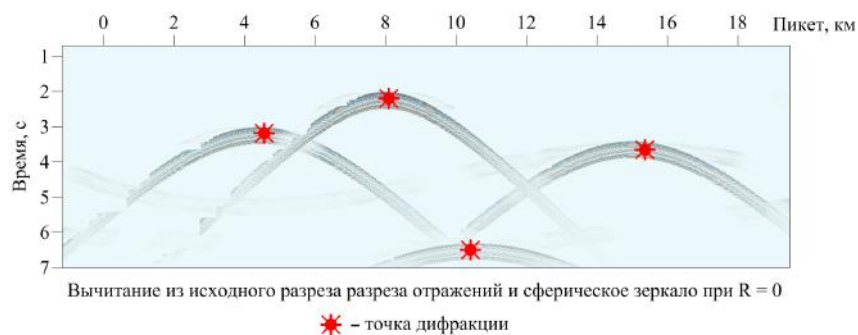
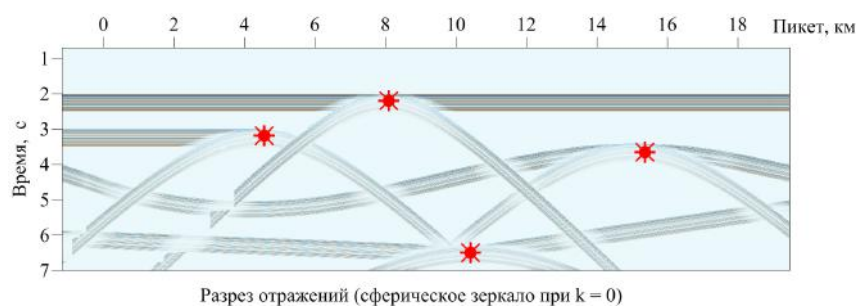
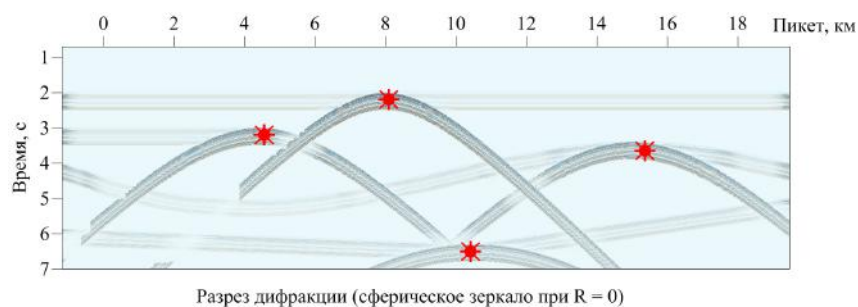
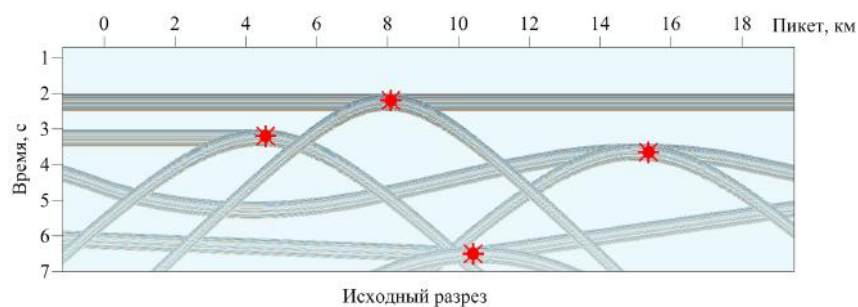
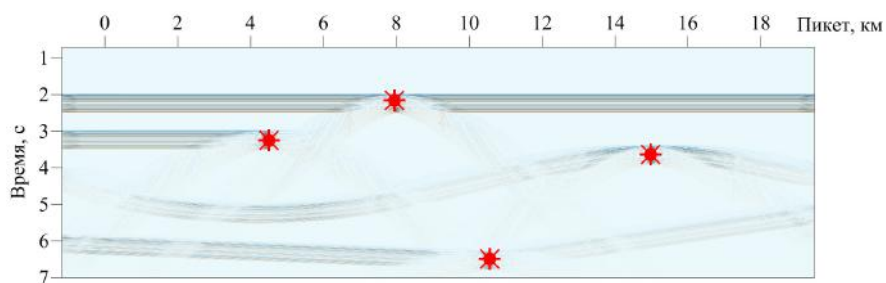
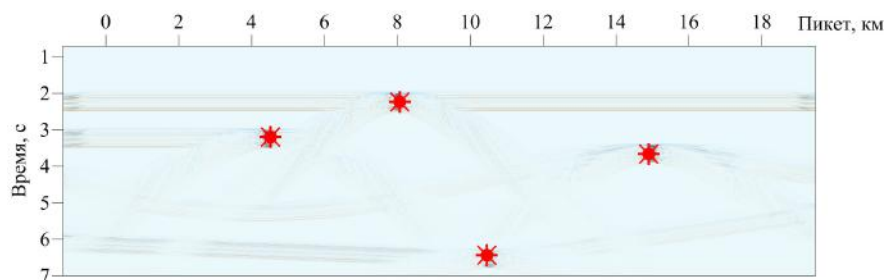


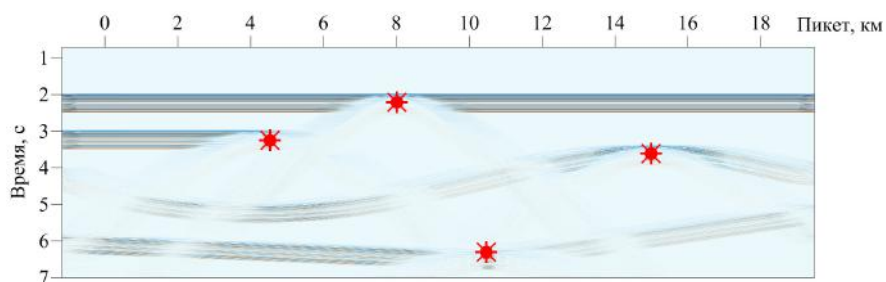
Рис. 5.1. Обработка методом сферического зеркала



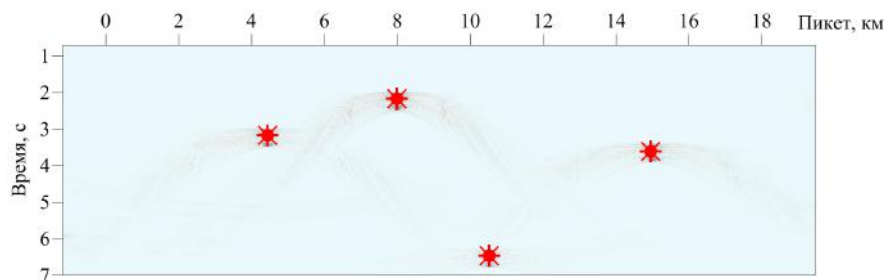
Миграция исходного разреза



Миграция разреза дифракции



Миграция разреза отражений



Миграция улучшенного разреза дифракции

★ – точка дифракции

Рис. 5.2. Миграция Кирхгофа после сферического зеркала

Как ни странно, но развитие метода ОГТ от общей точки к общей поверхности отражения привело, по моему мнению, к возможности выделения дифрагированных волн, излучаемых точками. Непонятно, почему оценка отражений от поверхности при определённых условиях позволяет хорошо выделять точки дифракции. Примеры этой главы, возможно, заинтересуют читателя. Может быть, ему удастся объяснить, почему в сейсмических наблюдениях *точки* лучше описываются *поверхностями*.

§ 5.1. Модель

Модель для изучения возможностей выделения из волнового поля дифрагированных волн при построении изображений включает горизонтальные, наклонные и криволинейные границы, а также точки дифракции на них или при их обрыве (рис. 5.1) сверху. Отражающие пачки моделировались импульсом 500 м/с. Обработка такого разреза выполнена методом сферического зеркала (гл. 3, § 3.3). Фрагмент ниже исходного разреза (*разрез дифракции*) иллюстрирует выделение дифрагированных волн в случае, если в параметризации сферического зеркала в (3.10) радиус кривизны равен нулю ($R = 0$). На фрагменте ещё ниже (*разрез отражений*) показано выделение отражённых волн, когда кривизна в (3.11) равна нулю ($k = 0$). При получении самого нижнего фрагмента использован следующий приём. Из исходного разреза вычтен *разрез отражений*, и результат вновь подвергнут обработке сферическим зеркалом для выделения дифракции ($R = 0$). Вычитание отражений другим способом для выделения дифрагированных волн предлагалось также Fomel et al. (2007). На рис. 5.2 приводятся разрезы временной миграции Кирхгофа для всех разрезов рис. 5.1. Полученные модельные результаты показывают принципиальную возможность выделения дифрагированных волн в методах построения изображений с учётом кривизны отражающих границ. Далее аналогичная обработка будет продемонстрирована на реальных данных.

§ 5.2. Акватория моря Лаптевых. Хатангский залив

Для выделения дифрагированных волн из исходного временного разреза (рис. 3.7) аналогично обработке модели в предыдущем

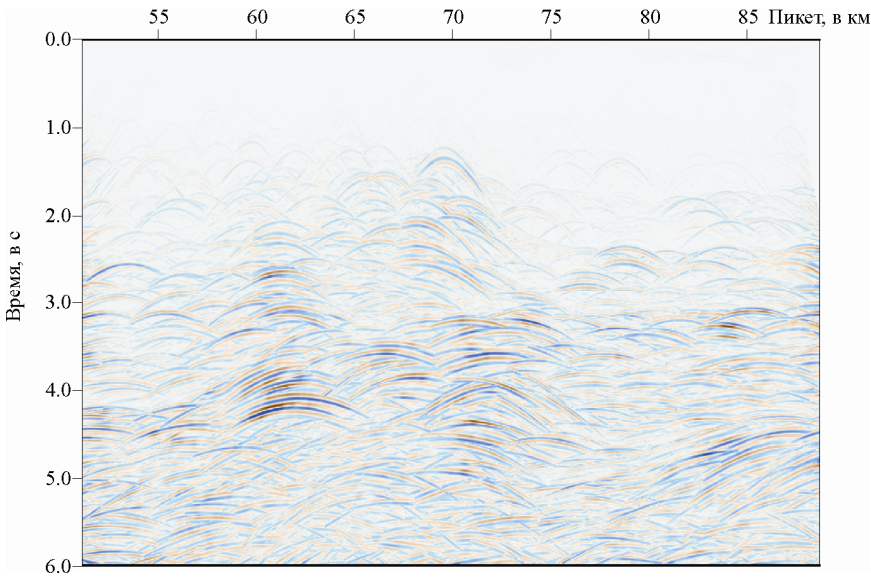


Рис. 5.3. Хатангский залив. Разрез дифрагированных волн

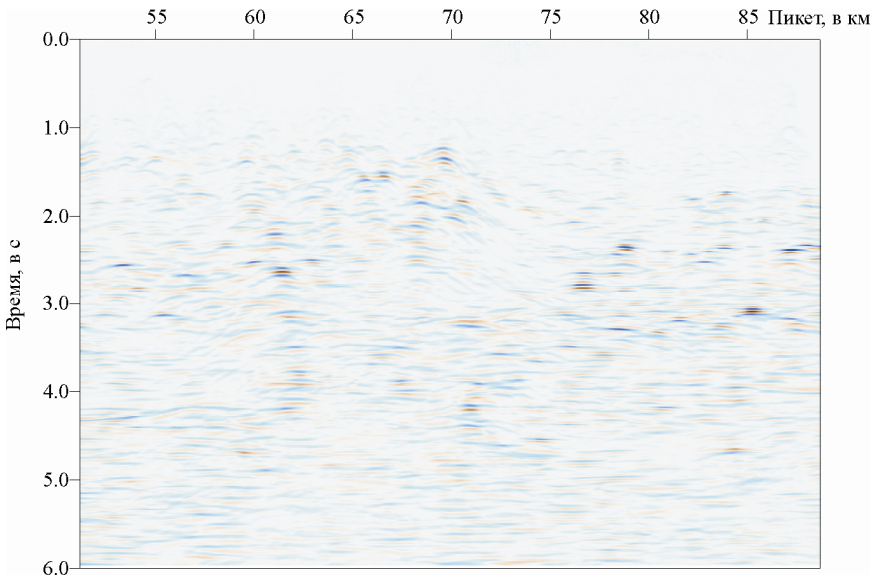


Рис. 5.4. Миграция Кирхгофа разреза дифрагированных волн

параграфе был вычтен разрез отражённых волн, полученный методом сферического зеркала при $k = 0$. Затем этим же методом при $R = 0$ получен разрез дифрагированных волн (рис. 5.3). Апертура суммирования при выделении отражённых и дифрагированных волн составляла 4 км. Для выделения областей дифракции разрез дифрагированных волн подвергнут временной миграции Кирхгофа (рис. 5.4). База суммирования вдоль дифрагированных волн в этом случае составляла 10 м/с зоны Френеля.

§ 5.3. Мексиканский залив

По аналогичной схеме выполнена обработка для другого разреза, полученного в акватории Мексиканского залива (рис. 5.5). Автор выражает искреннюю благодарность профессору Джексонской школы наук о Земле Техасского университета (г. Остин, США) Сергею Фомелю за представленный исходный разрез. В его работе (Fomel et al., 2007) по этому разрезу также была сделана попытка выделения

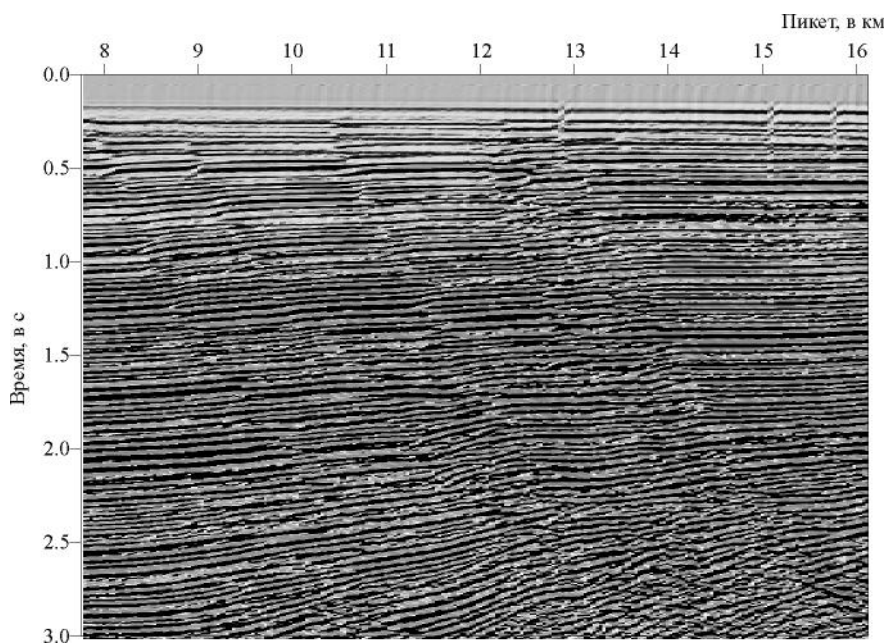


Рис. 5.5. Мексиканский залив. Исходный временной разрез

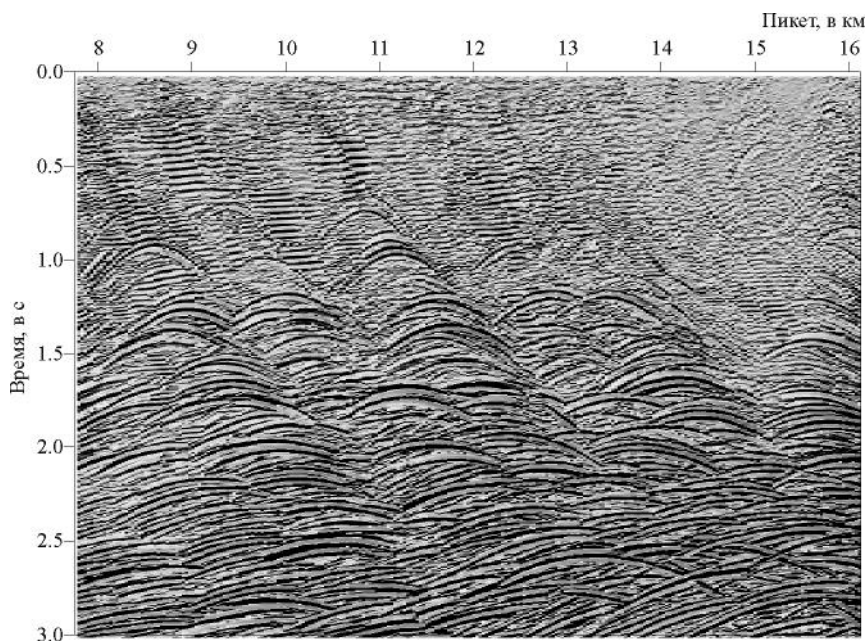


Рис. 5.6. Мексиканский залив. Разрез дифракции

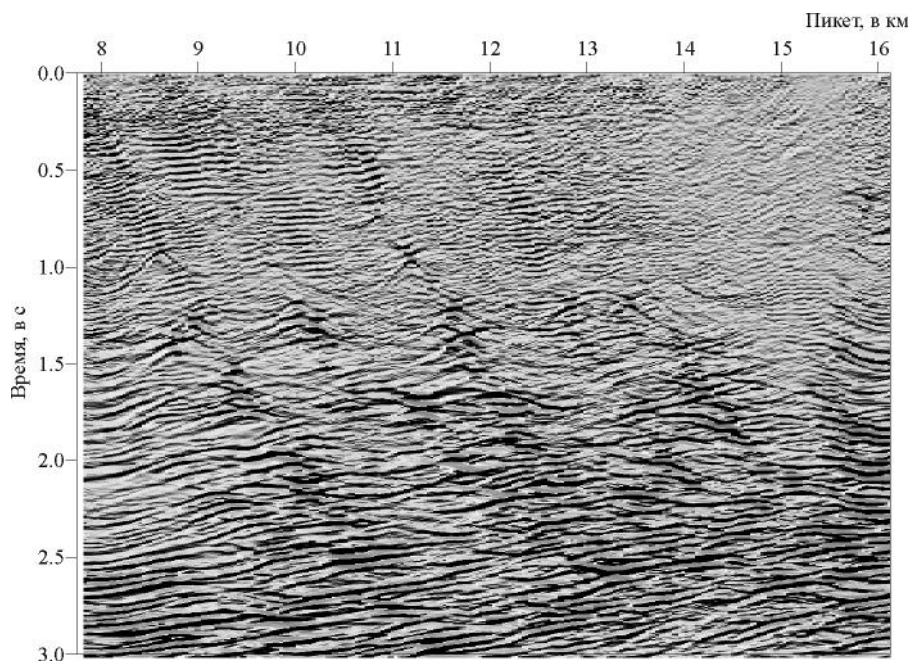


Рис. 5.7. Мексиканский залив. Миграция Кирхгофа разреза дифракции

дифрагированных волн. На рис. 5.6 показан разрез дифрагированных волн, полученный методом сферического зеркала с предварительным вычитанием отражённых волн. Временная миграция Кирхгофа разреза дифрагированных волн показана на рис. 5.7.

Глава 6. ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ МЕТОДА ОГТ

Полученных в результате обработки изображений и оценок скоростных параметров сейсмической среды ещё далеко не достаточно для геологической интерпретации сейсмических исследований. Для геологической интерпретации необходимо увязать все результаты обработки отдельных профилей по площади и построить карты их пространственных изменений, в том числе глубинные карты границ осадочных образований. И опять нужны алгоритмы, программы, технологии. Всё это вместе называют пакетами программ интерпретации сейсмических данных. Создано много сложных и дорогих пакетов в этой области. Трудно разобраться в достоинствах и недостатках каждого из них. Рассмотрим наиболее простые алгоритмы, составляющие основу интерпретационной части авторского пакета программ CubeTechnology.

§ 6.1. Математические аспекты слежения отражений на сейсмических разрезах

Многие задачи в сейсмической разведке можно свести к нахождению экстремумов функционалов. Решение таких задач составляет предмет *вариационного исчисления*. Покажем, как можно использовать аппарат вариационного исчисления для решения такой классической задачи, как слежение времён отражений сейсмических волн.

Пусть $u(x, t)$ – амплитуда колебаний в точке приёма с координатой x , t – время регистрации. Задача поиска времени отражения волны $t(x)$ заключается в нахождении экстремума функционала

$$\max_{t(x)} \left(\int u(x, t(x)) dx \right). \quad (6.1)$$

Представим неизвестную временную функцию $t(x)$ в виде

$$t(x) = \tilde{t}(x) + \alpha \vartheta(x), \quad (6.2)$$

где $\tilde{t}(x)$ – решение задачи (6.1); $\vartheta(x)$ – произвольная функция; α – независимая переменная. После подстановки (6.2) в (6.1) условие экстремума в (6.1) означает, что если $\tilde{t}(x)$ – решение, то производная по α интеграла в (6.1) в точке $\alpha = 0$ равна 0:

$$\int u_t(x, \tilde{t}(x)) \vartheta(x) dx = 0. \quad (6.3)$$

Поскольку (6.3) выполняется для любой $\vartheta(x)$, то по основной лемме вариационного исчисления справедливо

$$u_t(x, \tilde{t}(x)) = 0. \quad (6.4)$$

Действительно, если $u_t(x, \tilde{t}(x))$ отлично от нуля в некоторой точке x , то в силу непрерывности $u_t(x)$ отлично от нуля в некоторой окрестности x . Выбирая $\vartheta(x)$ в этой окрестности, отличную от 0, убеждаемся в нарушении (6.3). Уравнение (6.4) относительно $\tilde{t}(x)$ определяет известный способ нахождения функции $t(x)$ путём прослеживания по x близлежащих экстремумов трасс.

В работе Ю.В. Ризниченко (1946) соотношение (6.4) взято в качестве определения $t(x)$. Соотношение (6.4) сводит задачу слежения к задаче картирования нулевых изолиний на разрезе $u_t(x, t)$. Расчёт изолиний подробно рассмотрен в § 6.3. Пример реализации автоматического слежения временного разреза на основе (6.4) приводится на рис 6.1.

Таким образом, задача слежения сведена к решению уравнения (6.4). При таком слежении используются дифференциальные характеристики сейсмической записи. Алгоритм может быть ненадёжным, если сейсмическая запись осложнена помехами. Более интересной в практическом плане может быть задача нахождения функции $t(x)$ с использованием интегральных особенностей путем синфазного суммирования в заданном временном интервале, что сводится к максимизации функционала

$$\text{Max}_{t(x)} \int (\int u(x, t(x) + v) dx)^2 dv. \quad (6.5)$$

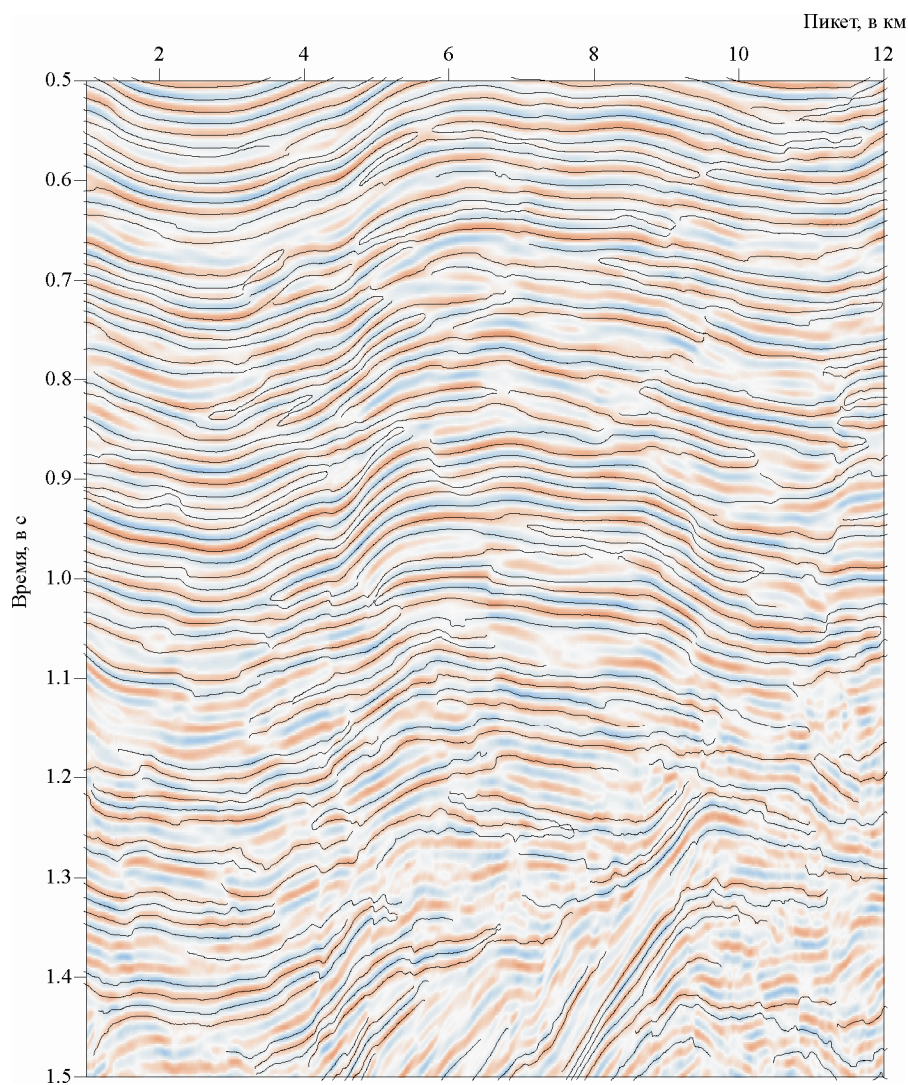


Рис. 6.1. Автоматическое слежение разреза

Подставим (6.2) в (6.5) и продифференцируем результат по α .
При $\alpha = 0$ справедливо

$$\int (\int \tilde{u}(x, t(x) + v) dx) \times (\int u_t(y, t(y) + v) \vartheta(x) dy) dv = 0. \quad (6.6)$$

Изменив порядок интегрирования, вследствие равенства нулю интеграла по y , как и раньше по основной лемме вариационного исчисления, заключаем, что

$$\iint u_t(x, t(x) + v) u(y, t(y) + v) dy dx = 0. \quad (6.7)$$

Решение нелинейного интегрального уравнения (6.7) относительно $t(x)$ может быть найдено численным способом.

Рассмотрим ещё один вариант задачи слежения времён в виде обыкновенного дифференциального уравнения. Предположим, что амплитуду колебаний в пределах отражения можно представить в виде

$$u(x, t) = f(x)g(t - t(x)), \quad (6.8)$$

где $g(t)$ – форма сигнала отражения, $f(x)$ – амплитуда сигнала в точке наблюдения x . Продифференцируем (6.8) по x и t :

$$u_x = f_x g - f g_t t_x, \quad (6.9)$$

$$u_t = f g_t, \quad (6.10)$$

$$u_{xt} = f_x g_t - f g_{tt} t_x, \quad (6.11)$$

$$u_{tt} = f g_{tt}. \quad (6.12)$$

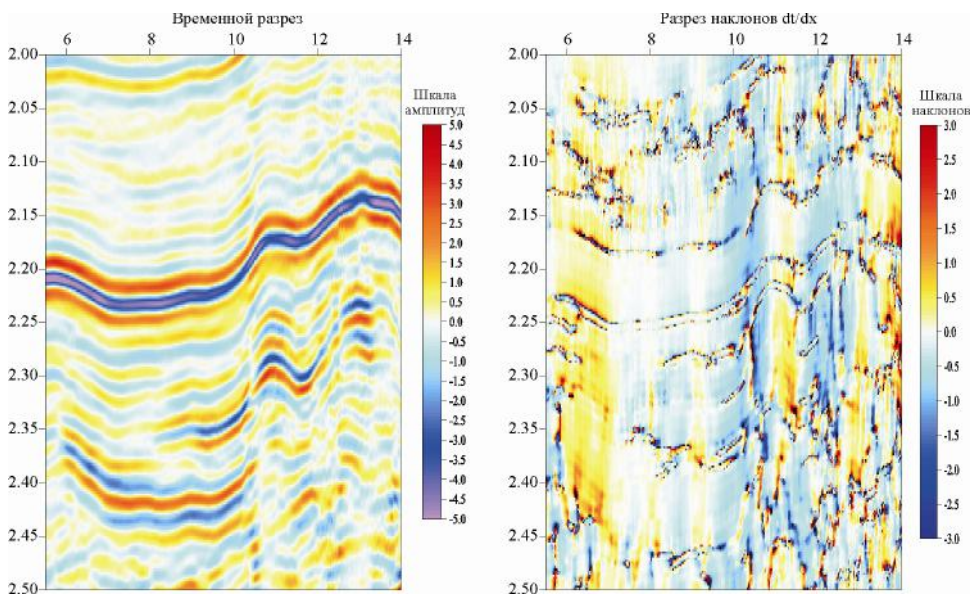


Рис. 6.2. Временной разрез и его наклоны

После несложных алгебраических преобразований (6.8–6.12) находим, что $t(x)$ удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению

$$t_x = \frac{uu_{xt} - u_x u_t}{u_t u_t - uu_{tt}}. \quad (6.13)$$

В этом случае алгоритм корреляции времён, соответствующий тривиальному численному решению этого уравнения, состоит в следующем: выбрав на начальной трассе x_1 время t_1 вычислим по (6.13) t_x . Далее на соседней трассе x_2 , отстоящей от первой на расстояние dx , найдём время $t_2 = t_1 + t_x dx$ и т.д.

Представляет также интерес преобразование сейсмограммы или разреза по формуле (6.13). Преобразованный разрез в качестве амплитуд будет иметь наклоны линий t_0 (рис. 6.2).

§ 6.2. Способ увязки профильных данных

В самом начале интерпретации сейсмических данных на изображениях геологических разрезов (временных разрезах), полученных в результате обработки, выполняется слежение отражающих горизонтов, математические аспекты которого рассмотрены в § 6.1. В точках пересечения сейсмических профилей прослеженные времена отражения от одной и той же геологической границы должны совпадать. Однако из-за ошибок, связанных со сложностью съёмки сейсмических данных, их обработки, топографических погрешностей, ошибок слежения времён и пр., совпадения не происходит. Различия времён Δt в точках пересечения профилей называют *невязками*. Они должны быть нивелированы перед построением структурных карт по результатам слежения. Поэтому перед картированием времён всегда стоит статистическая задача минимизации невязок $\Delta t(x, y)$ в точках пересечения профилей x и y . При этом нельзя искажать структурные особенности прослеженных времён на профилях, так как они являются основными поисковыми признаками ловушек для нефти и газа. Значит, при минимизации невязок можно менять времена на профилях только на постоянную величину δ для каждого профиля x (изменение

на линейную функцию от координаты профиля может создать ложные поднятия). Будем считать постоянную корректирующую поправку δ профиля x функцией $\delta(x)$. Тогда задача нахождения поправок, минимизирующих невязки $\Delta\tau(x, y)$, сводится к минимизации функционала

$$\min_{\delta} \int \int (\delta(x) - \delta(y) - \Delta\tau(x, y))^2 dx dy, \quad (6.14)$$

где $\Delta\tau(x, y)$ – невязка времён на пересечении профиля x с профилем y .

Эту задачу вновь будем решать методами вариационного исчисления и искать решение $\delta(x)$ в виде

$$\delta(x) = \delta^*(x) + \alpha \cdot \vartheta(x), \quad (6.15)$$

где $\delta^*(x)$ – решение уравнения (6.14), $\vartheta(x)$ – произвольная функция, α – переменная.

Чтобы выполнить условие экстремума (6.14), соответствующее равенству нуля производной по α , подставим (6.15) в (6.14) и продифференцируем получившееся выражение по α . После перестановки порядков интегрирования, учитывая, как следует из (6.15), что $\delta(x)$ при $\alpha = 0$ становится решением задачи $\delta(x) = \delta^*(x)$, получим

$$\begin{aligned} & \int (\int (\delta^*(x) - \delta^*(y) - \Delta\tau(x, y)) dx) \vartheta(y) dy - \\ & \int (\int (\delta^*(x) - \delta^*(y) - \Delta\tau(x, y)) dx) \vartheta(y) dy = 0. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Поскольку функция $\vartheta(x)$ произвольна, то из основной леммы вариационного исчисления следует, что (6.16) разбивается на два равенства:

$$\int (\delta^*(x) - \delta^*(y) - \Delta\tau(x, y)) dy = 0, \quad (6.17)$$

$$\int (\delta^*(x) - \delta^*(y) - \Delta\tau(x, y)) dx = 0. \quad (6.18)$$

Так как профили являются дискретными значениями переменных x и y , то перепишем (6.17 и 6.18) в дискретной форме:

$$N_i \delta_i^* = \sum_{j=1}^{N_i} \delta_j^* + \sum_{j=1}^{N_i} \Delta \tau_{i,j}, \quad (6.19)$$

$$N_j \delta_j^* = \sum_{i=1}^{N_j} \delta_i^* + \sum_{i=1}^{N_j} \Delta \tau_{i,j}, \quad (6.20)$$

где N_i и N_j – количество профилей, которые пересекают i -тый и j -тый профили. Подставим (6.20) в (6.19):

$$\delta_i^* = \frac{\sum_{j=1}^{N_i} \left(\frac{\sum_{i=1}^{N_j} \delta_i^* + \sum_{i=1}^{N_j} \Delta \tau_{i,j}}{N_j} \right) + \sum_{j=1}^{N_i} \Delta \tau_{i,j}}{N_i}. \quad (6.21)$$

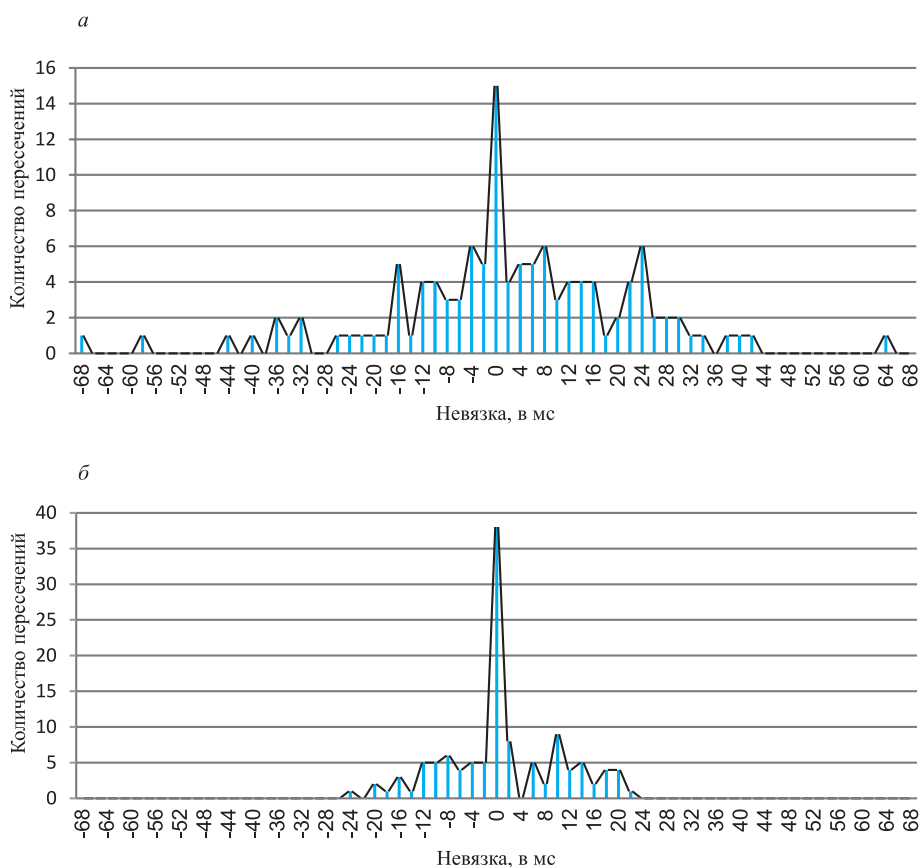


Рис. 6.3. Гистограммы невязок (a – до и b – после минимизации)

Уравнение (6.21) имеет форму $\delta_i^* = F(\delta_i^*)$. Как показала практика, его численное решение методом простой итерации всегда сходится, причём скорректированные времена слежения на основе его решения имеют невязки $\delta(x) - \delta(y) - \Delta\tau(x, y)$, существенно меньшие на пересечении профилей, чем исходные невязки $\Delta\tau(x, y)$. На рис. 6.3 приведен пример гистограмм невязок* до и после решения (6.21).

§ 6.3. Картирование времён отражений

После того как невязки на пересечениях профилей минимизированы, можно выполнять картирование времён отражений. Задача картирования состоит в проведении линий равных уровней времён (*изолиний*) в пространстве между точками, в которых заданы времена на плоскости наблюдений. Чтобы проводить изолинии, нужно разбить это пространство на непересекающиеся многоугольники и проводить изолинию внутри каждого многоугольника, переходя к соседним многоугольникам по ходу изолинии. Покажем, что внутри многоугольника однозначно возможна изолиния только тогда, когда этот многоугольник является треугольником.

Действительно, пусть многоугольник является, например, четырёхугольником, и изолиния входит в него через левую сторону (рис. 6.4, а). Тогда, как показано на рис. 6.4, а, возможно проведение

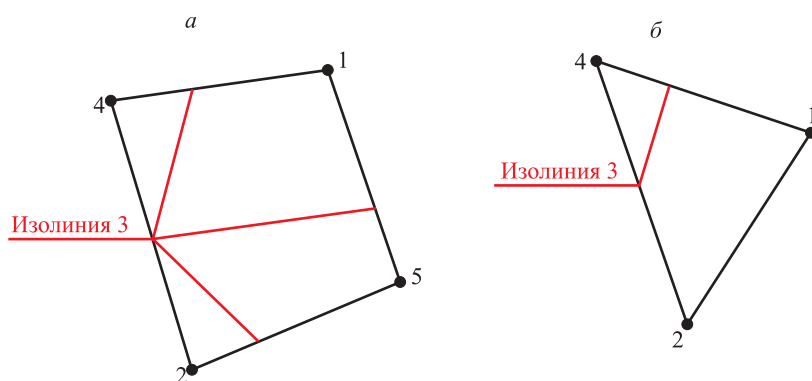


Рис. 6.4. Расчёт изолиний

а – неоднозначность в четырёхугольнике; б – однозначность в треугольнике

* Акватория моря Лаптевых. Анабаро-Хатангская седловина. Времена слежения пятого горизонта по 40 пересекающимся профилям.

изолинии тремя способами. И только в треугольнике существует один способ проведения вошедшей в него изолинии через одну из противоположных сторон или вершину между ними (рис. 6.4, б). Это потому, что если изолиния проходит через одну из противоположных сторон треугольника, то в вершинах на другой стороне значение времён меньше (или больше) значения изолинии, и она не может пройти через неё (рис. 6.4, б).

Таким образом, для однозначного проведения изолинии между точками на плоскости, в которых заданы значения времён, необходимо пространство между точками заполнить непересекающимися треугольниками. Такое разбиение называют *триангуляцией*.

Известно множество разнообразных алгоритмов триангуляции. Здесь рассматривается ещё один, не встречающийся в литературе по вычислительной геометрии. Алгоритм состоит из трёх этапов. На первом этапе исходные точки упорядочиваются по спирали (чёрная ломаная линия на рис. 6.5).

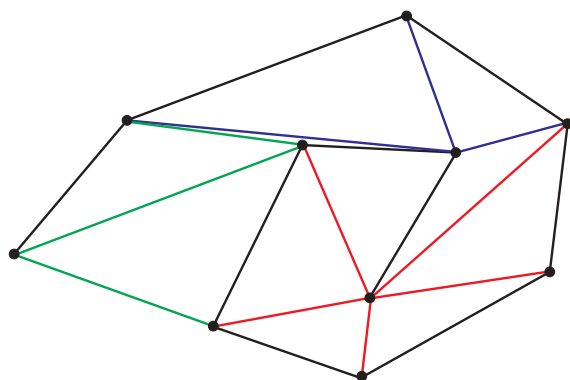


Рис. 6.5. Триангуляция по спирали

Алгоритм упорядочения: первая точка спирали будет самой левой точкой. Следующая точка спирали выбирается из оставшихся точек, не вошедших в спираль по правилу: все точки, не относящиеся к следующей точке, находятся по правую сторону от прямой, соединяющей следующую и предыдущую точки (если смотреть от предыдущей точки на следующую).

На втором этапе строятся треугольники внутри спирали, вначале с вершиной в последней внутренней точке спирали и вершинами в точках, предшествующих последней точке спирали, до тех пор пока в такой треугольник не попадет следующая точка за последней

точкой спирали (красные треугольники). Тогда этот последний треугольник отбрасывается, и строятся треугольники (синие) с вершинами в этой предшествующей точке, попавшей в отброшенный треугольник, и точках, следующих по ходу спирали за уже построенными (красными) ранее вершинами треугольников и т.д. – зелёные треугольники (рис. 6.5).

Построенная таким образом триангуляция хоть и правильная, но не оптимальная, так как треугольники в ней могут содержать очень острые или тупые углы (рис. 6.5). Поэтому на третьем этапе эта триангуляция перестраивается в оптимальную триангуляцию Делоне. *Триангуляцией Делоне* называют такую триангуляцию, в которой никакая точка не содержится внутри окружности, описанной вокруг любого треугольника, если она не является его вершиной. Перестройка триангуляции производится путём проверки критерия Делоне для каждой пары соседних треугольников. Если окружность, описанная вокруг одного из них, включает вершину соседнего треугольника, не входящую в первый, то такая пара треугольников перестраивается. Операцию перестройки называют флипом (рис. 6.6)

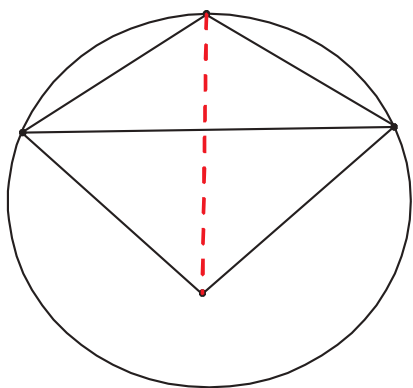


Рис. 6.6. Перестройка соседних треугольников (флипов) обозначена красным пунктиром

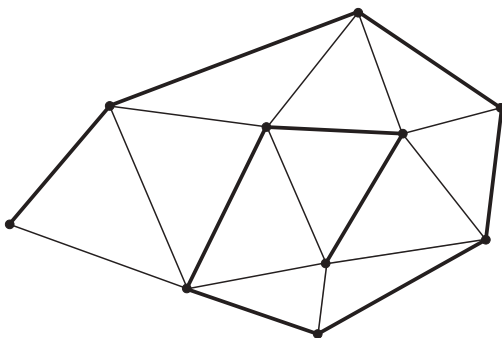


Рис. 6.7. Триангуляция Делоне

Перестроенные треугольники удовлетворяют критерию Делоне. Просмотр всех таких пар соседних треугольников выполняется для всей триангуляции и может повторяться несколько раз до тех пор, пока вся триангуляция не станет удовлетворять критерию Делоне (рис. 6.7). Известна теорема сходимости любой триангуляции к триангуляции Делоне^{*}.

Как было показано выше, с помощью триангуляции можно однозначно вычислить все линии уровней (изолинии) времён отражающей поверхности. Поскольку изолинии отражают поведение гофрированной поверхности, состоящей из кусочков плоскостей в треугольниках, то на картах они будут не гладкими, а ломаными. Изломы изолиний являются следствием триангуляции и не вполне адекватны представлениям о границах геологических тел. Чтобы изолинии по результатам сейсмической съёмки стали гладкими, необходимо сглаживать исходные времена. Однако существенная неравномерность расположения сейсмических профилей не позволяет выполнять сглаживание корректно в нерегулярной сетке точек.

Для правильного сглаживания нужно пересчитать данные в регулярную сетку точек. Такой пересчёт может быть осуществлён также с помощью триангуляции: в узлах регулярной сетки значения времён вычисляются по их линейной аппроксимации плоскостью в треугольниках, в которые попадают узлы. Пересчёт A значений F двумерной функции, заданной на плоскости наблюдений в нерегулярной

^{*} При реализации любых алгоритмов триангуляции, в том числе и алгоритма, рассмотренного выше, сталкиваются с проблемой конечной точности вычислительных устройств. Для выполнения триангуляции необходимо решать вычислительные задачи для идеальных геометрических объектов. Например, принадлежит ли точка прямой, проходящей через две заданные точки? С какой стороны прямой находится заданная точка? Однако в условиях ограниченной машинной точности координаты точек определяются в их некоторой окрестности, т.е. точка становится областью, а прямая приобретает толщину. В этом случае геометрические утверждения, справедливые для идеальных объектов, становятся неопределёнными для вычислений. И даже максимальное уменьшение констант точности не достигает правильности работы геометрического алгоритма. Особенно эта проблема вычислительной геометрии актуальна для сейсмических наблюдений, когда точки расположены на прямолинейных участках профилей.

Автор предполагает, что есть два способа решения таких вычислительных проблем. Первый состоит в том, чтобы при описании точек входных данных указать, какие подмножества точек находятся на отдельных прямолинейных участках. Второй – не вводить дополнительные описания, а изменять в пределах точности топографии координаты точек с помощью случайной функции аддитивного шума RAND и, варьируя константами точности, проверять каждый раз правильность построенной триангуляции. Первый способ приводит к алгоритмическому усложнению задачи триангуляции, а второй в большей степени к вычислительному. *Но, возможно, есть и другие варианты.*

сетке точек в регулярную сетку точек с помощью триангуляции, является двумерной линейной интерполяцией* $\Lambda(F)$. Оператор $\Lambda(F)$ определяет значения функции в регулярной сетке. После линейной интерполяции $\Lambda(F)$ в регулярную сетку мы не избавляемся от изломов изолиний, которые можно рассчитать теперь уже в регулярной сетке точек по тривиальной триангуляции, построенной разбиением каждого прямоугольника регулярной сетки на два треугольника (рис. 6.8).

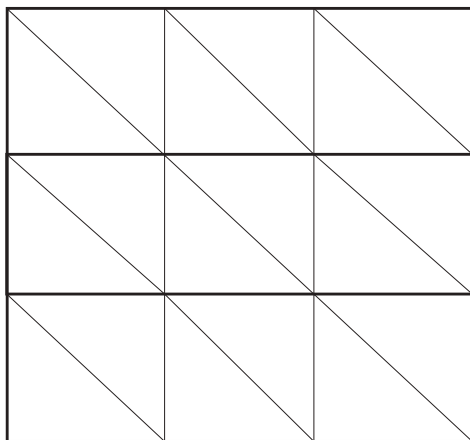


Рис. 6.8. Триангуляция в регулярной сетке

Если в достаточной степени сгладить данные, что приемлемо в регулярной сетке, то изолинии становятся плавными. Обозначим оператор *сглаживания* через M . Тогда интерполяция в регулярную сетку и последующее сглаживание в ней $G(F)$ соответствуют композиции операторов $G(F) = M(\Lambda(F))$. Но возникает новая проблема: при локальном площадном сглаживании M в достаточной окрестности, обеспечивающей плавность изолиний, значения времён могут

* Интерполяция с помощью триангуляции – это расширение на двумерный случай простейшей линейной интерполяции между двумя точками в одномерном случае. Более сложный одномерный метод интерполяции Лагранжа, использующий большее количество точек для вычисления интерполированных значений, расширяется на двумерный случай в методе Шепарда (Shepard, Donald, 1968). Он также с успехом может быть использован для расчёта регулярных сеток, но однозначное проведение изолиний, как показано выше, возможно только в триангуляции. Кроме того, при интерполяции сейсмических поверхностей, осложнённых разрывными нарушениями, наилучшей интерполяцией оказывается такая интерполяция, в которой используется наименьшее число точек в локальных окрестностях для вычисления интерполированных значений. А это снова триангуляционная интерполяция.

существенно отличаться от значений в исходных точках, если их вычислить по сглаженным временам в регулярной сетке. Такое вычисление производится обратной интерполяцией значений в регулярной сетке в исходные нерегулярные точки по тривиальной триангуляции в регулярной сетке. Обозначим обратную интерполяцию через Λ^{-1} . Тогда несовпадения сглаженных значений в регулярной сетке и исходных значений в нерегулярной соответствуют неравенству

$$F - \Lambda^{-1}(G(F)) \neq 0. \quad (6.22)$$

Таким образом, добиваясь плавности изолиний путём интерполяции в регулярную сетку и сглаживания в ней $G(F)$, мы отдаляемся от исходных значений картируемого параметра, о чём свидетельствует неравенство (6.22). Как же получить плавные изолинии в регулярной сетке для значений, соответствующих значениям в исходных нерегулярных точках?

Для ответа на этот вопрос найдём добавки δ к интерполированным и сглаженным значениям $G(F)$, чтобы при обратной интерполяции Λ^{-1} получить исходные значения F :

$$F - \Lambda^{-1}(G(F) + \delta) = 0. \quad (6.23)$$

Чтобы организовать решение этого уравнения *методом простой итерации*, возьмём от обеих частей (6.23) оператор интерполяции и сглаживания G , учитывая, что интерполяция константы в регулярную сетку с последующим сглаживанием в ней будет равна той же константе, в частности $G(0) = 0$. Затем прибавим к обеим частям полученного уравнения δ . В результате получим

$$\delta_{i+1} = G(F) - G(\Lambda^{-1}(G(F) + \delta_i)) + \delta_i. \quad (6.24)$$

В качестве начального значения будем выбирать $\delta_0 = 0$. Итеративное решение (6.24) обеспечивает значения $M(\Lambda(F)) + \delta$ картируемого параметра в регулярной сетке, максимально соответствующие исходным значениям F в нерегулярной сетке, а изолинии, построенные по таким значениям, будут плавными. На рис. 6.9 (Горчинская площадь. Красноярский край) вверху представлена карта,

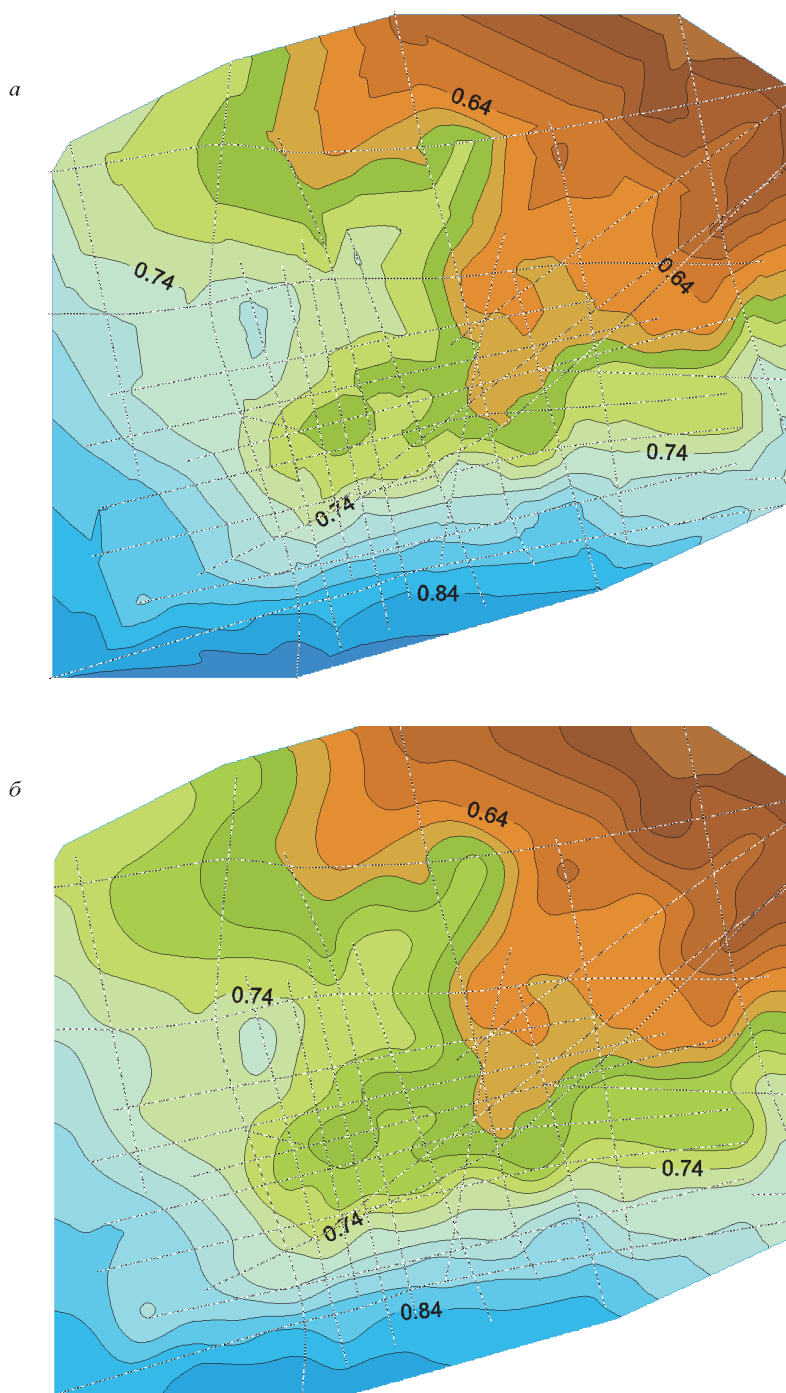


Рис. 6.9. Расчёт изолиний

a – карта времён отражений, построенная триангуляционным методом; *б* – та же карта после итеративного сглаживания с учётом исходных значений на профилях. Сейсмические профили обозначены пунктирными линиями

построенная после пересчёта нерегулярных значений на сейсмических профилях в регулярную сетку методом триангуляции. Внизу – карта после итеративного сглаживания (6.24) с учётом исходных значений на профилях. Среднеквадратичное отклонение карты от исходных значений менее 1 мс.

§ 6.4. Построение структурных карт

В предыдущих параграфах этой главы рассмотрены основные этапы интерпретации сейсмических данных, подготовляющих основу для решения главной задачи сейсмических исследований – картирования глубин поверхностей осадочных горизонтов. Приведены алгоритмы слежения, увязки времён отражений на пересечении профилей и картирования. В результате применения этих алгоритмов рассчитываются регулярные сетки времён отражений и по ним формируются карты изохрон. Такие карты уже могут представлять интерес для структурной геологической интерпретации. Однако основная задача сейсмических исследований – определение глубинных структур отражающих горизонтов (построение *структурных карт*). Чтобы рассчитать глубины, нам нужно знать средние скорости в отражающих слоях. Аналоги таких скоростей ($V_{\text{отт}}$) определяются как параметры качественных изображений в обработке (рис. 3.9). Однако, как показано в гл. 4, их нельзя использовать в качестве средних скоростей для глубинных построений, потому что их значения связаны не со средней скоростью, а в большей степени с её изменениями по горизонтали. Поэтому на практике для учёта скоростной характеристики среды при глубинных расчётах используют *отметки глубин* картируемого горизонта в скважинах. В этом случае задача расчёта глубин по временам отражений может быть сведена к двумерным интерполяциям данных в регулярные и нерегулярные сетки точек на плоскости наблюдений. Операторы таких интерполяций определены в § 6.3. Вот один из алгоритмов расчёта глубин, многие годы используемый автором при решении структурных задач на практике.

Пусть T_{ij} – значения времён отражения в регулярной сетке с узлами (i, j) , H_k – отметка глубины отражающей границы в той скважине на площади исследований. Вначале путём интерполяции в нерегулярную сетку скважин найдём в ней значения времён отражений

$$T_k = A^{-1}(T_{ij}). \quad (6.25)$$

Между временами отражения T_k и отметками глубин H_k в скважинах часто наблюдается удовлетворительная корреляционная связь. Проверим её для картируемого горизонта, вычислив коэффициент корреляции ρ :

$$\rho = \frac{\sum_1^N \left(T_k - \frac{\sum_1^N T_i}{N} \right) \left(H_k - \frac{\sum_1^N H_i}{N} \right)}{\sqrt{\sum_1^N \left(T_k - \frac{\sum_1^N T_i}{N} \right)^2 \sum_1^N \left(H_k - \frac{\sum_1^N H_i}{N} \right)^2}}, \quad (6.26)$$

где N – количество скважин.

Если корреляционная связь удовлетворительна ($\rho > 0,7$), то находим коэффициент B линейной регрессии $H_k = A + B T_k$:

$$B = \frac{\sum_1^N \left(T_k - \frac{\sum_1^N T_i}{N} \right) \left(H_k - \frac{\sum_1^N H_i}{N} \right)}{\sum_1^N \left(T_k - \frac{\sum_1^N T_i}{N} \right)^2}. \quad (6.27)$$

Затем в каждой скважине вычисляем такую постоянную составляющую A_k линейной регрессии, чтобы глубина, вычисленная по линейной регрессии, в точности совпала со временем

$$A_k = H_k - B T_k. \quad (6.28)$$

Путём линейной двумерной интерполяции A_k в регулярную сетку i, j , где определены времена отражений, находим значения A_{ij} постоянной составляющей регрессии в регулярной сетке:

$$A_{ij} = A(A_k). \quad (6.29)$$

Теперь по линейной регрессии вычисляем значения глубин в исходной регулярной сетке:

$$H_{ij} = A_{ij} + B T_{ij}. \quad (6.30)$$

Если корреляционная связь между глубинами и временами в скважинах неудовлетворительна ($\rho < 0,7$), то расчёт глубин произво-

дим иначе. Так как в скважинах после интерполяции (6.25) определены глубины и времена, то находим средние скорости

$$V_k = \frac{2H_k}{T_k}. \quad (6.31)$$

Затем интерполируем их в регулярную сетку

$$V_{ij} = \Lambda(V_k) \quad (6.32)$$

и вычисляем в ней глубины отражающей границы

$$H_{ij} = \frac{T_{ij}V_{ij}}{2}. \quad (6.33)$$

Алгоритм расчёта регулярной сетки глубин (6.30) и, в случае отсутствия значимой корреляционной связи между временами и глубинами, его модификацию (6.33) можно интерпретировать как интерполяцию глубин в скважинах в межскважинное пространство с учётом поведения в этом пространстве времён отражений. Обозначим его как действие сложного оператора Θ интерполяции времён отражений T_{ij} с учётом отметок глубин H_k в скважинах:

$$H_{ij} = \Theta(T_{ij}, H_k). \quad (6.34)$$

Если на площади исследований нет скважин или их очень мало, то возникает необходимость при расчётах глубин использовать оценки скоростей, полученные по сейсмическим данным. Как уже было отмечено, использовать для этой цели скоростной параметр $V_{\text{огт}}$, определяющийся при построении изображений, нельзя. Однако путём решения обратной задачи по этому параметру в моделях, учитывающих различие между скоростями суммирования и средними скоростями в сейсмической среде, можно пытаться определить скорости, пригодные для структурных построений. В гл. 4 сделана такая попытка на основе уравнения Линна (4.19). Там приводится пример расчёта разреза средних скоростей (рис. 4.5) с помощью решения (4.22) уравнения Линна.

Если получить разрезы средних скоростей для всех профилей площади, то по ним можно определить средние скорости до отражающего горизонта на прослеженных временах этого горизонта. Далее нужно решить задачу минимизации невязок скоростей на пересече-

нии профилей (§ 6.2) и пересчитать их в регулярную сетку V_{ij} (§ 6.3). Все эти действия и вычисление глубины в регулярной сетке по (6.33) будем считать алгоритмом Ξ определения глубин по сейсмическим данным:

$$H_{ij} = \Xi(T_{ij}, V_{ij}). \quad (6.35)$$

В алгоритме (6.35) в отличие от алгоритма (6.34) используются только сейсмические данные и не используются скважинные. Но можно составить композицию алгоритмов, в которой будут использоваться и скорости, полученные по сейсмическим данным, и отметки глубин в скважинах. Для этого к регулярной сетке глубин, полученной в (6.35), применяется алгоритм (6.34) вместо используемых в нём времён отражений

$$H_{ij} = \Theta(\Xi(T_{ij}, V_{ij}), H_k). \quad (6.36)$$

В алгоритме (6.36) производится интерполяция глубин H_k в скважинах в регулярную сетку i, j межскважинного пространства с учётом поведения времён T_{ij} отражения и средних скоростей V_{ij} , рассчитанных по сейсмическим данным.

§ 6.5. Оценка точности сейсмических построений

В § 6.4 приведены алгоритмы расчёта регулярных сеток границ осадочных образований, по которым строятся структурные карты, являющиеся главными результатами сейсмических исследований. По структурным картам геологи реконструируют тектоническое строение изучаемой территории. Для оценки достоверности выявления малоамплитудных структур (поднятий, разломов) необходимо знать точность, с которой рассчитана структурная карта. Поэтому заключительным разделом в сейсмической части отчётной документации всегда является раздел «Оценка точности сейсмических построений». Ниже, на основе теории погрешностей, будет рассмотрен наиболее простой способ оценки точности расчёта глубин при использовании скоростей, определяемых по сейсмическим данным – алгоритм Ξ (6.35).

В алгоритме (6.35) глубина H зависит от двух величин: времени отражения T и средней скорости V , найденной в результате решения уравнения Линна (4.22):

$$H(T, V) = \frac{TV}{2}. \quad (6.37)$$

Согласно теории погрешностей абсолютная погрешность ε_H функции $H(T, V)$ выражается через абсолютные погрешности ε_T и ε_V аргументов T и V следующим образом (формула Лагранжа):

$$\varepsilon_H = H_T \varepsilon_T + H_V \varepsilon_V. \quad (6.38)$$

Найдём из (6.37) производные H_T и H_V и подставим их в (6.38), тогда

$$\varepsilon_H = \frac{V\varepsilon_T + T\varepsilon_V}{2}. \quad (6.39)$$

Для оценки ε_H в качестве T и V в правой части соотношения (6.39) будем выбирать средние значения T_{ij} и V_{ij} в регулярных сетках. Наиболее достоверные оценки погрешностей времени и скоростей можно получить при повторных измерениях. Такие измерения естественно возникают в точках пересечения профилей. Следовательно, оценками погрешностей ε_T и ε_V можно считать среднеквадратичные значения невязок в точках пересечения профилей (§ 6.2).

Приведем пример расчёта точности структурных построений (6.39) по пяти горизонтам при обобщении сейсмических материалов по Анабаро-Хатангской седловине:

Индекс горизонта	T , с	ε_T , с	V , км/с	ε_V , км/с	ε_H , км	Отношение ошибки к глубине, %
V	1,180	0,012	2,9	0,085	0,067	3,9
VIb	1,807	0,018	3,6	0,102	0,124	3,9
VIc	2,188	0,020	3,9	0,143	0,195	4,6
VII	2,713	0,018	4,4	0,178	0,280	4,7
VIII	3,318	0,017	5,0	0,200	0,440	5,3

Глава 7. СЕЙСМИЧЕСКИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЦВЕТЕ

§ 7.1. Метод RGB

Одной из главных целей обработки сейсмических записей является получение изображений разрезов осадочных толщ. Выше были рассмотрены различные способы получения таких изображений путём фокусировки волн, исходящих из точек изображаемой среды. В быту мы встречаемся с чёрно-белыми и цветными изображениями. Что же соответствует этим типам в случае сейсмического изображения? Чёрно-белые изображения формируются путём придания каждой точке изображения градаций перехода от чёрного к белому пропорционально интенсивности волны в точке фокусировки, создающей точку изображения. В практике визуализации сейсмических изображений к этому правилу сводятся два известных способа: способ отклонений с закраской фазы и способ переменной плотности.

При формировании цветных сейсмических изображений интенсивность волны в точке изображения полагают пропорциональной её положению в выбранной шкале цветов интенсивности. Однако в этом случае нарушается понятие о существовании цвета с точки зрения его волновой природы. Как показал Томас Юнг, различие в цвете связано с различием в *длине (или частоте) волны*. Следовательно, цвет пропорционален не интенсивности, а частоте фокусируемых при изображении волн. Т. Юнгом также отмечено, что всю гамму наблюдаемых цветов можно свести к смешиванию трех основных цветов: *зеленого, красного и синего*. Последний является основой формирования цвета в цветном телевидении. Используя две перечисленные закономерности формирования цвета, предлагается следующим образом синтезировать цветные сейсмические изображения. Из сейсмической записи, соответствующей изображению среды, путём полосовой фильтрации выделяем три компоненты: низкочастотную, среднечастотную и высокочастотную.

Интенсивность этих компонент, вычисляемая путём преобразования Гильберта, будем полагать пропорциональной интенсивности трёх цветов: красного, зелёного и синего. Последовательность частот при формировании цвета та же, что и для световых волн: интенсивность красного связываем с интенсивностью низкочастотной компоненты, зеленого – со среднечастотной и синего – с высокочастотной. После получения в каждой точке изображения интенсивностей трёх цветов, пропорциональных интенсивностям трёх частотных компонент, происходит их смешивание подобно тому, как смешиваются эти три цвета в одной точке экрана цветного телевизора. Предлагаемый метод формирования цветных сейсмических изображений назовём методом RGB. Автор использовал этот метод с 2002 г. Его описание также встречается в работе Hao Guo, Sean Lewis, J. Kurt Marfurt (2008). На рис. 7.1. показан глубинный разрез, отображенный методом цветокодирования интенсивности, применяемым в обычной практике, и методом RGB.

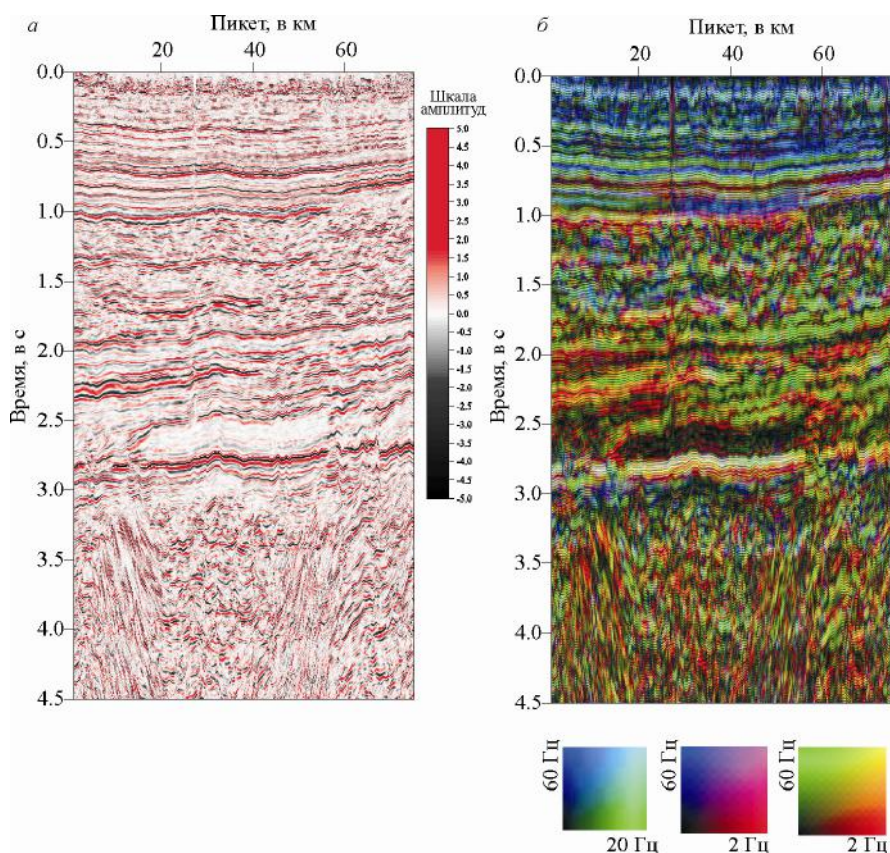


Рис. 7.1. Сравнение стандартного способа цветокодирования глубинного разреза (а) и глубинного разреза по методу RGB (б)

В методе RGB мы «видим» изображение среды, передаваемое не световыми, а сейсмическими волнами. Причём физика цвета в этом случае та же, что и у обычного света, с той лишь разницей, что формирование цвета происходит в диапазоне сейсмических волн.

§ 7.2. Цветные изображения отражающих поверхностей по методу RGB

Наиболее важным результатом сейсмических исследований является построение поверхностей раздела упругих параметров среды по отраженным от них сейсмическим волнам. Геометрические свойства поверхностей отражений (морфология и размеры структур, их амплитуды, разломы) составляют основную геологическую цель – проведение сейсмических работ для поиска углеводородов. В отличие от геометрических свойств спектральный состав отражений может дать информацию о вещественных свойствах отражающих границ. Вещественный состав отражающей толщи, возможно, связан со спектральными характеристиками. С другой стороны, как отмечено выше, спектральный состав составляет сущность понятия «цвет». Если бы мы в «цвете» видели отражающие границы, мы, возможно, могли бы судить о вещественном составе отражающих слоёв.

Рассмотрим компьютерную технологию, позволяющую «увидеть» тонкий отражающий слой. С этой целью после выделения и построения геометрических форм отражений предлагается строить их цветные изображения методом RGB, рассмотренным выше. Предлагаемая технология создания цветных изображений отражений методом RGB состоит в следующем. На временных или глубинных разрезах после прослеживания отражающих границ в окрестности линий слежения выделяются три спектральные компоненты отражённых волн: низкочастотная, среднечастотная и высокочастотная. Разбиение на спектральные компоненты будем производить выбором трёх интервалов частот амплитудного спектра, в которых интегралы интенсивности амплитудного спектра по частоте равны. После нахождения интервалов спектра отражения выполним полосовую фильтрацию по этим интервалам. Далее, после полосовой фильтрации разрезов с помощью преобразования Гильберта, оценим энергию трёх рассматриваемых спектральных составляющих. Используя карты интенсивностей трёх спектральных составляющих в каждой точке, смешиваем цвета (красный, зелёный и синий) в пропорциях, определяемых значениями карт. Пример сформированного

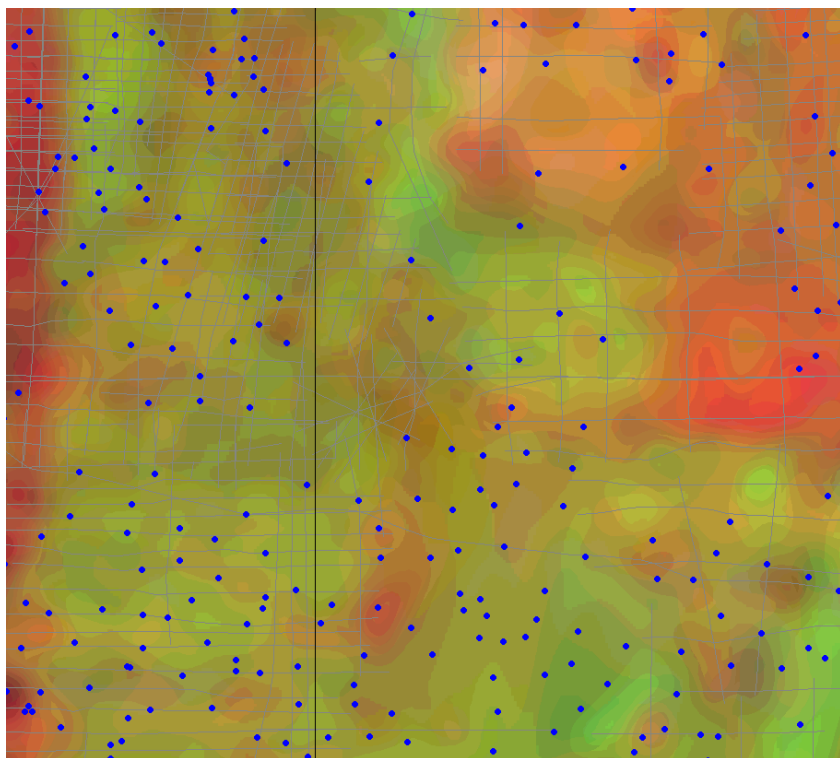


Рис. 7.2. Карта RGB

таким образом цветового изображения отражающего горизонта (кровли баженовской свиты) приведен на рис. 7.2. Цветовые оттенки этого изображения связаны с вещественным составом отражающего слоя, в котором определялись интенсивности спектральных компонент. В приведённом примере была выбрана мощность 50 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

О методе ОГТ написано много статей и книг. Оправданием ещё одной публикации является желание более строгой математической трактовки задач обработки и интерпретации данных, полученных посредством этого метода. Хотелось бы остановиться не на обобщении результатов исследований, приведённых в этой книге, а на новых задачах, которые вытекают из её содержания.

Представляется, что развитие методов построения изображений на основе общих отражающих поверхностей может способствовать улучшению миграционных преобразований сейсмических записей. Миграция – это другой способ построения изображений, отличающийся от метода ОГТ использованием точек дифракции по принципу Кирхгофа. При выполнении миграции требуется оценивать апертуру суммирования вдоль дифракционной гиперболы. Апертуру можно ограничивать величиной зоны Френеля. Для оценки зоны Френеля необходимо знать отражение вблизи точки дифракции. Вот для этого и могут пригодиться параметры общих отражающих поверхностей, определяемые в методах суммирования по этим поверхностям (гл. 3).

Как отмечалось, при расширении области фокусировок от отражающих точек к поверхностям основную роль играют не они, а слой между отражением и дневной поверхностью, конкретнее, нелинейное изменение скорости в нём. Тогда, может быть, следующим шагом улучшения изображений будет не CRS (общая отражающая поверхность), а CRL (общий отражающий слой). Предпосылками для этого служит уравнение Линна, показывающее, что синфазность суммирования сильно зависит от осциллирующей по горизонтали скорости суммирования.

В книге не до конца решены две математические задачи. Первая – вывод формул вторых производных поля времён в слое с произвольными границами и горизонтальным изменением скоростей

(гл. 2). Вторая – решение обратной задачи в случае горизонтального изменения скоростей в слое с криволинейной отражающей границей. Пути решения этих задач намечены в гл. 4. Может быть, увлечённым обратными математическими задачами захочется записать компактные окончательные формулы решений этих задач.

Материалы этой книги можно рассматривать ещё и как теоретическое обоснование технических решений, использованных при разработке пакета CubeTechnology. Этот пакет разрабатывался с 1990 по 2012 г. в различных научных и производственных организациях за счёт средств производственных проектов, выполнявшихся в этих организациях. В последние годы пакет CubeTechnology активно использовался во ВСЕГЕИ для решения задач нефтяной геологии при сейсмических исследованиях федерального значения, и не только.

Новосибирск – Санкт-Петербург, 2000–2012

ЛИТЕРАТУРА

Анискович Е. М. О некоторых проблемах методов мультифокусинга и общей отражающей поверхности. Ч. 1 // Идеология и математический формализм. Технологии сейсморазведки. 2010. № 2. С. 23–37.

Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Наука, 1970. С. 172.

Воскресенский Ю. Н. Полевая геофизика. – М.: Недра, 2010.

Гамбурцев Г. А. Корреляционные системы наблюдений при разведке по методам отраженных и преломленных волн // Избранные труды. – М.: Изд-во АН СССР, 1960.

Герасименко А. Н. Лучевой метод в геометрической сейсмике сложнопостроенных сред. – Киев: Наукова думка, 1982.

Глотов О. К. Способ разностного годографа для вычисления эффективных скоростей // Разведочная и промысловая геофизика. 1954. Вып. 9. С. 7–16.

Гольдин С. В. Интерпретация сейсмического метода отражённых волн. – Недра, 1979.

Гольдин С. В., Гриценко С. А., Поляков Д. Б. Способ оценки эффективных скоростей // Геол. и геофиз. 1991. № 10. С. 89–97.

Гриценко С. А. Способы вычисления геометрических характеристик фронта волны в изотропных неоднородных средах // Геол. и геофиз., 1984. № 1.

Гриценко С. А. Производные поля времён // Геол. и геофиз. 1984. № 4. С. 113–119.

Гриценко С. А., Черняк В. С. Линеаризованная обратная кинематическая задача по отражению от подошвы слоя с латеральными изменениями скоростей // Геофизика. 2001. Спец. вып. С. 19–23.

Зверинский К. Н. О геометрии поверхности фронта волны и лучевом расхождении. – Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1978.

Ковалевский Г. Л. Кинематические и некоторые динамические особенности дифрагированных волн // Геол. и геофиз. 1961. № 7. С. 101–110.

Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – Наука, 1974.

Лаврентьев М. М., Васильев В. Г., Романов В. Г. Многомерные обратные задачи для дифференциальных уравнений. – Наука, 1969. С. 40–43.

Ланда Е., Максимов А. Опробование алгоритма выделения малоамплитудных сбросов // Геол. и геофиз. 1980. № 12. С. 126–132.

Ланда Е. Обнаружение зон трещиноватости методом дифракционно-го мультифокусинга // Oil&Gas J. Russia. 2011. № 11 (55).

Попов М. М. Об одном методе вычисления геометрического расхождения в неоднородной среде, содержащей границы раздела // ДАН СССР. 1977. Т. 237. № 5.

Пузырев Н. Н. К теории интерпретации точечных сейсмических наблюдений // Геол. и геофиз. 1963. № 9.

Пузырев Н. Н. Двумерные временные поля, отраженные волны // Геол. и геофиз. 1963. № 1.

Пузырев Н. Н. Временные поля отраженных волн и метод эффективных параметров. – Новосибирск: Наука, 1979.

Ризниченко Ю. В. Геометрическая сейсмика слоистых сред // Тр. Ин-та теоретической геофизики. 1946. Т. 2. М.: Гостоптехиздат.

Тюриков Л. Г., Малик А. В. Вычисление эффективной скорости в методе ОГТ для изотропных сред с криволинейными границами раздела // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Вып. 22. – Л.: Наука, 1982. С. 188–197.

Чеведа В. А., Гольдин С. В., Костин В. И., Неклюдов Д. А. Отделение рассеяния и дифракции от регулярных отражений в сейсмических данных // Геол. и геофиз. 2003. № 8. С. 819–827.

Черняк В. С., Гриценко С. А. Интерпретация эффективных параметров ОГТ для пространственной системы однородных слоев с криволинейными границами // Геол. и геофиз. 1979. № 12. С. 112–119.

Черняк В. С. Расчет эффективных скоростей в МОВ и МОГТ для слоистых сред с наклонными и криволинейными границами // Прикладная геофизика. Вып. 71. – М.: Недра, 1973.

Шерифф Р., Гельдарт Л. Сейсморазведка. – М.: Мир, 1987. Т. 2. С. 240.

Berkovitch A., Belfer I., Hassin Y., Landa E. Diffraction imaging by multifocusing // Geophysics. 2009. 74. WCA75-WCA81.

Blyas E. A., Gritsenko S. A., Chernyak V. S. Time field derivatives in stratified media // Soviet Geology and Geophysics. 1984. 25. 72–77.

Buzlukov V., Baina R., Landa E. Prestack Data Enhancement Using Local Traveltime Approximation. – 72nd EAGE Conf. & Exhibition incorporating SPE EUROPEC 2010 Barcelona, Spain, 14–17 June, 2010.

Cerveny V., Langer I., Psencik I. Computation of Geometric Spreading of Seismic Body Waves in Laterally Inhomogeneous Media with Curved Interfaces. – J. Roy. Astron. Soc. 1974. Vol. 38.

Chernjak V. S., Gritsenko S. A. Interpretation of effective common-depth-point parameters for a spatial system of homogeneous beds with curved boundaries // Soviet Geology and Geophysics. 1979. 20. N 12. 91–98.

Claerbout J. F. Basic Earth imaging: Stanford Exploration Project, accessed August 10, 2007, <http://sepwww.stanford.edu/sep/prof/>.

Dix C. H. Seismic velocities from surface measurements // *Geophysics*. 1955. Vol. 20. P. 68–86.

Fomel S., Kazinnik R. Nonhyperbolic common reflection surface // *Geophysical Prospecting*. 2012. accepted.

Fomel S. B. Recurrent formulas for the derivatives of a CDP traveltime curve // *Russian Geology and Geophysics*. 1994. Vol. 35. N 2. P. 129–137.

Fomel S., Landa E., Turhan Taner M. Poststack velocity analysis by separation and imaging of seismic diffractions // *Geophysics*. 2007. Vol. 72. N 6. November-December, 2007. P. U89–U94.

Gelchinsky B., Berkovitch A., Keydar S. Multifocusing Homeomorphic Imaging, Pt. 1: Basic concepts and formulae // *J. of Applied Geophysics*. 1999. Vol. 42/3–4. P. 229–242. Pt. 2. Multifold data set and multifocusing // *J. of Applied Geophysics*. 1999. 42. P. 243–260.

Gierse G., Pruessmann J., Coman R. CRS strategies for solving severe static and imaging issues in seismic data from Saudi Arabia // *Geophysical Prospecting*. 2006. 54. 709–719.

Glaeser G. Reflections on spheres and cylinders of revolution // *J. for Geometry and Graphics*. 1999. 3. 121–139.

Gritsenko S. A. Time field derivatives // *Soviet Geology and Geophysics*. 1984. N25. 103–109.

Gurevich B., Keydar S., Landa E. Multifocusing imaging over an irregular topography // *Geophysics*. 2002. 67. 639–643.

Hagedoorn J. G. A process of seismic reflection interpretation // *Geophysical Prospecting*. 1954. 2. 85–127.

Hao Guo, Sean Lewis, Kurt Marfurt J. Mapping multiple attributes to three- and four-component color models – A tutorial // *Geophysics*. 2008. Vol. 73. N 3.

Heilmann Z., Mann J., Koglin I. CRS-stack-based seismic imaging considering top-surface topography // *Geophysical Prospecting*. 2006. 54. 681–695.

Hoeht G., Ricarte P., Bergler S., Landa E. Operator-oriented CRS interpolation // *Geophysical Prospecting*. 2009. 57. 957–979.

Hubral et al. An introduction to the common-reflection-surface stack (EAGE 1998 Annual Convention). 1998.

Hubral P. A. Wave Front Curvature Approach to the Computing of Ray Amplitudes in Inhomogeneous Media with Curved Interfaces. – *Stadia Geophys. Geod.* 1979. Vol. 23.

Hubral P., Krey T. Interval velocities from seismic reflection time measurements – SEG. Tulsa, 1980.

Jäger R., Mann J., Hoeht G., Hubral P. Common-reflection-surface stack: Image and attributes // *Geophysics*. 2001. 66. 97–109.

Keydar S., Gelchinsky B., Shtivelman V., Berkovitch A. Common Evolute Element (CEE) stack and imaging (Zero-Offset Stack). 1990. SEG. 1719–1722.

Khaidukov V., Landa E., Moser T.J. Diffraction imaging by focusing-defocusing: an outlook on seismic super resolution // *Geophysics*. 2004. 69. 1478–1490.

Klem-Musatov K. Theory of Seismic Diffractions. SEG, 1994.

Kouznetsov O.L., Chirkin I.A., Faizulline I.S. et al. Study of 3D distribution of Geomedium Fracturing by Side-View Seismic Location (SVSL). Extended Abstracts, EAGE. 2001.

Kozlov E., Barasky N., Korolev E. et al. Imaging scattering objects masked by specular reflections, 74th SEG meeting, Denver, Colorado, USA, 2004. Expanded Abstracts, 1131–1135.

Kremlev A. N., Erokhin G., Starikov L. E., Rodin S. V. Fracture and Cavernous Reservoirs Prospecting by the CSP Prestack Migration Method. EAGE, Extended Abstracts, 2011.

Krey T. The significance of diffractions in the investigation of faults // *Geophysics*. 1952. 17. 843–858.

Landa E., Gurevich B., Keydar S., Trachtman P. Application of multifocusing method for subsurface imaging // *J. of Applied Geophysics*. 1999. 42. 283–300.

Landa E., Shtivelman V., Gelchinsky B. A method for detection of diffracted waves on common-offset sections // *Geophysical Prospecting*. 1987. 35. 359–374.

Landa E., Keydar S., Moser T.J. Multifocusing revisited – Inhomogeneous media and curved interfaces // *Geophysical Prospecting*. 2010. 58.

Lynn Walter S., Claerbout F. Velocity estimation varying media // *Geophysics*. 1982. Vol. 47. N 6. P. 884–897.

Mayne W. H. Common-reflection-point horizontal data-staking techniques // *Geophysics*. 1962. 27. 927–938.

Menyoli E., Gajewski D., Hübscher C. Imaging of complex basin structures with the common reflection surface (CRS) stack method // *Geophysical J. Intern*. 2004. 157. 1206–1216.

Müller T., Jäger R., Höcht G. Common reflection surface stacking method – imaging with an unknown velocity model // *Expanded Abstracts. Soc. Expl. Geophys.* 1998. P. 1764–1767.

Popov M. M., Psencik I. Ray Amplitudes in Inhomogeneous Media with Curved Interfaces *Travaux. – Inst. Geophys. Acad. Tchecos* // *Sci. Geophys. Sbornik*. 1978. N 454.

Pozdniakov V., Tcheverda V. 3D focusing transformation: reliable tool for imaging of scattering objects. SEG, Expanded Abstracts, 2006.

Sergius Dell, Dirk Gajewski. Common-reflection-surface-based workflow for diffraction imaging // *Geophysics*. 2011. Vol. 76. P. S187–S195.

Shah P. M. Use of Wave front Curvature to Relate Seismic Data with Subsurface parameters // *Geophysics*. 1973. Vol. 38. N 5.

Shepard D. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data // *Proc. of the 1968 ACM National Conf.* P. 517–524.

Taner M. T., Koehler F. Velocity spectra-digital computer derivation and applications of velocity function // *Geophysics*. 1969. Vol. 34. P. 859–881.

Trorey A. Diffractions for arbitrary source-receiver locations // *Geophysics*. 1977. 42. 1177–1182.

Tygel M., Santos L. T., Schleicher J. Multifocus moveout revisited: derivations and alternative expressions // *J. of Applied Geophysics*. 1999. 42. 319–331.

Tygel M., Müller T., Hubral P., Schleicher J. Eigenwave based multiparameter traveltime expansions; 67th Annual Intern. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstract. 1997. 1770–1773.

Zhang Y., Bergler S., Hubral P. Common-reflection-surface (CRS) stack for common offset // *Geophysical Prospecting*. 2001. 49. 709–718.

Алфавитный указатель

А

абберация сейсмического изображения
14, 29

автоматическое слежение 51, 80, 81
апертура сглаживания 46

В

вариационное исчисление 15, 79–81,
84

векторизация скан-образов 56

вертикально неоднородная среда 14,
22, 35, 58

вечная мерзлота 119

выклинивание 11, 71

волновое поле 11, 71, 74

миграция Кирхгофа 70, 73, 75, 77, 78

временное окно 20

временной разрез 16, 20, 21, 47, 49,
50–54, 70, 76, 82

временной разрез скоростей суммиро-
вания 21, 52

время изображения 13, 19, 20

Г

геометрическое расхождение 32

геометрическая теория изображений 4,
6, 10, 13, 17

гипербола 20

глубинная миграции 14, 67, 70

глубинный разрез 69, 70, 99

годограф ОГТ 10, 16, 19, 20, 21, 23, 28,
30, 39

Гольдин С.В. 11, 31, 32, 71

горизонтально однородная среда 20

Д

дифференциальное уравнение 14, 60,
62

дифракция 6, 71

дифрагированные волны 11, 15, 21, 71
длина волны 11, 21, 71, 98

З

зеркальные отражения 17, 18, 71
зона Френеля 70

И

изображение ОГТ 19

изолинии 15, 80, 86, 90, 91, 92

интерполяция 15, 16, 90–96

итеративный алгоритм двумерного
сглаживания 15, 90–93

К

картирование 7, 11, 83, 86

координаты ОГТ 13, 24

коэффициент корреляции 94

кривизна отражающей границы 16,
43, 58

кривизны фронтов 16, 31, 40

Л

Лаврентьев М.М. 22, 34, 58, 64

линейная интерполяция 16, 90

линейная регрессия 94

линия t_0 48

латеральное изменение скоростей 62

М

медленность 16, 22, 34, 36, 58, 59, 60, 62

межскважинное пространство 95

Maune W. H. 17, 28

Мексиканский залив 7, 15, 76, 77

мера когерентности 20, 57

метод CRS 6, 8, 14, 16, 38–44, 46, 49,
53, 102

метод кинематической фильтрации
(КФ) 6, 14, 42–44, 51, 113

метод ОГТ 6, 10, 17, 19, 21, 28

метод простой итерации 86, 91
метод триангуляции 15, 87–93
метод сферического зеркала (СЗ) 6, 14, 15, 53–55, 72–74, 76, 78, 114
Метод RGB 7, 9, 98–101, 117
метод цветокодирования 99
многократное перекрытие 17, 21, 42, 45, 53
многократные волны 21
мультифокусинг (MF) 6, 10, 14, 16, 38–43, 46, 49, 53

Н

невязка на пересечении профилей 16, 83–86

О

обратная задача 14, 24, 51, 60, 65–67, 95, 103
общая отражающая поверхность (CRS) 102
общее удаление 14, 43–47, 53
однократные отражённые волны 21
оператор интерполяции 16, 91, 93, 95
оператор сглаживания 16, 90
основная лемма вариационного исчисления 80, 81, 84
отражённая волна 13, 15, 20, 21, 24, 26, 57, 76, 78, 100
оценка точности структурных построений 7, 11, 96–97

П

пакет обработки и интерпретации CubeTechnology 7, 9, 79, 103, 112–119
площадное медианное сглаживание 51
площадная интерполяция каратажа 118
подавление помехи 38, 47
поле времён 10, 16, 24, 31, 40, 41, 46, 53
правило Лопитала 61, 62
преобразование Гильберта 99, 100
принцип взаимности 20
принцип Ферма 10, 13, 19, 26, 29, 57
производные поля времён 6, 13, 24–26, 32, 33, 39, 40
пространственная фильтрация 43
Пузырев Н.Н. 11, 24

Р

разрез дифракции 74, 77
разрез отражений 74
разрез скоростей суммирования 14, 21 51, 52, 66, 67

разрез средних скоростей 14, 15, 66–70
разрывные нарушения 71, 90
Ризниченко Ю.В. 24, 80
ряд Тейлора 13, 20, 22, 25, 30, 40, 57, 62

С

сейсмограмма ОГТ 16, 20, 21, 38, 39, 47, 48
сейсмограммы общих удалений 43, 46, 47
синтетические сейсмограммы 46
скан-образ 55, 56
скоростной анализ 21, 30, 46, 51, 113
скорость суммирования 13, 14, 20, 28, 43, 51
слежение горизонтов 11, 15, 79, 81, 83
сортировка 19, 46
спектр скоростей 51
средняя скорость 16, 67, 93, 95
среднеквадратичная скорость 22
структурные карты 7, 83, 93, 96
суммирование 21, 39, 43, 46, 57
сферическое зеркало 6, 14, 15, 53–55

Т

теорема косинусов 44
теорема NIP 10, 14, 28, 36, 38, 43, 61
теорема Пифагора 59
теория погрешностей 15, 96, 97
Томас Юнг 11, 98
точка изображения 17
точка ОГТ 29
триангуляция Делоне 88–89

У

удаление источник-приёмник 13, 16, 24
фильтрация Прони 116
фокусировка 11, 13, 14, 15, 18, 19, 20, 29, 57, 62, 64, 98, 102
форма сигнала 82
формула Дикса 14, 22
формула Лагранжа 97
фундаментальные волны 6, 13, 30, 31, 39, 40

Ш

шероховатость границ 71

Х

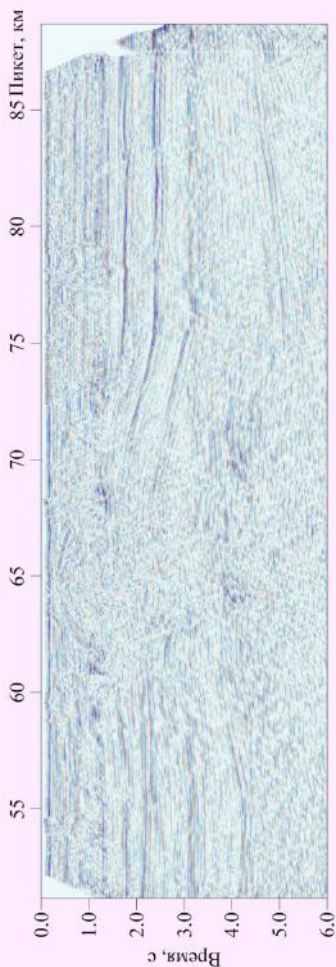
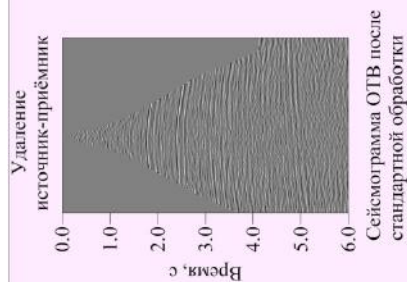
Хатангский залив 7, 15, 49, 75,

Э

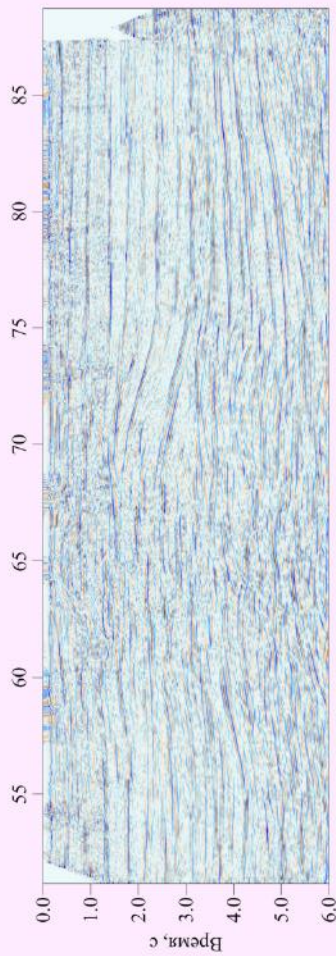
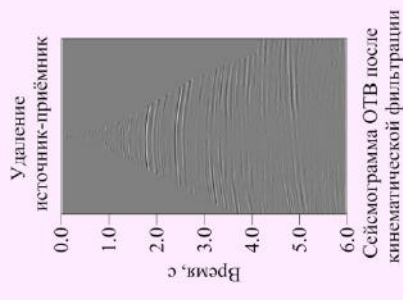
экстремум функционала 79

ПРИЛОЖЕНИЕ

**Пакет программ обработки и интерпретации
сейсмических данных – CubeTechnology**



Временной разрез после стандартной обработки (акватория моря Лаптевых, Хатангский залив)

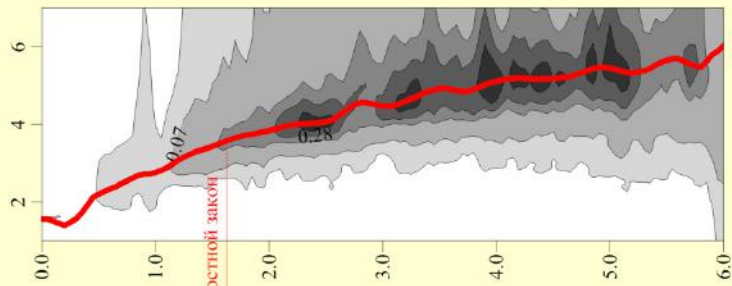


Временной разрез, полученный по сейсмограммам после кинематической фильтрации

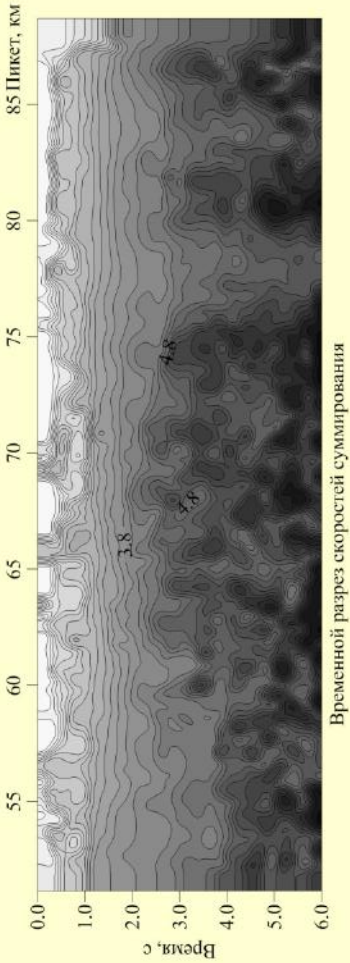
Кинематическая фильтрация сейсмограмм (KF)

Новый способ учёта кривизны и наклона отражателей при обработке данных многократных перекрытий ОГТ, отличающийся от применяемых в настоящее время подходов использованием сейсмограмм общих удалений.

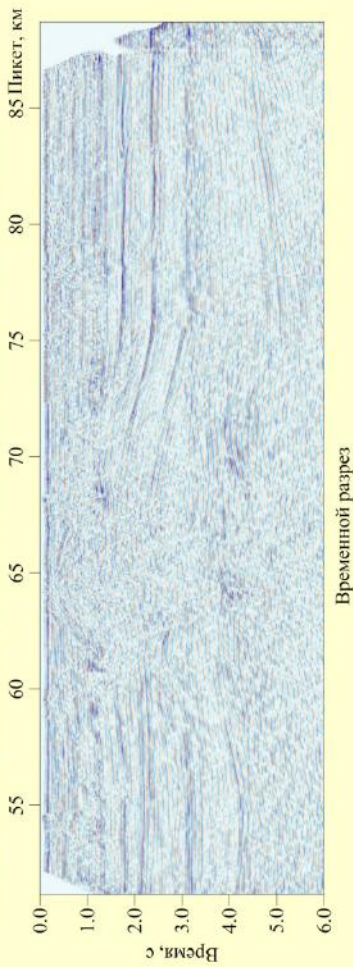
1. Расчёт обобщённого спектра скоростей путём осреднения вертикальных спектров в редкой сети пикетов ОГТ



2. Автоматическое слежение скоростей в окрестности скоростного закона обобщённого спектра в каждом пикете ОГТ. Формирование разреза скоростей суммирования по результатам слежения. Отбраковка ошибок слежения путём двумерного медианного сглаживания разреза скоростей



3. Расчёт временного разреза по разрезу скоростей, а не по спектрам скоростей как в стандартной обработке



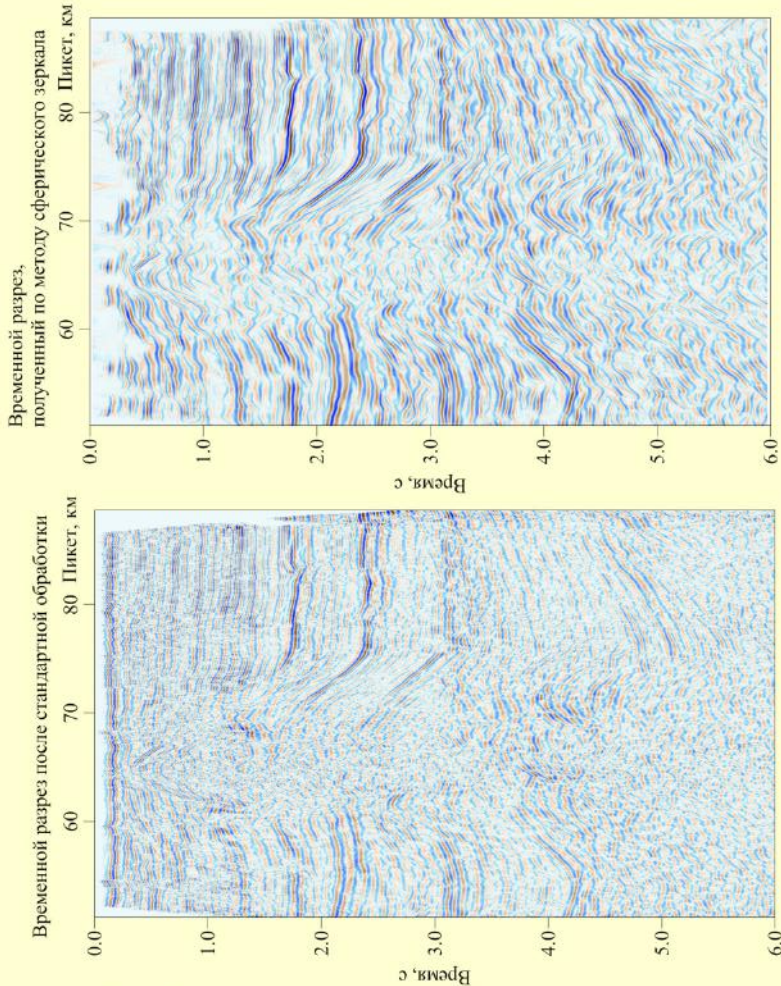
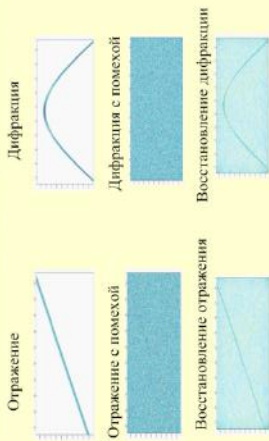
Технология детального автоматического скоростного анализа

Copyright © 1990-2012, CubeTechnology

Метод основан на фокусировке отражений на временных разрезах аналогично фокусировке в сферическом зеркале. В окрестности каждой точки временного разреза путём подбора по максимуму оператора когерентности Semblance наклона и кривизны отражающего сферического элемента определяется наилучшая отражающая сферическая поверхность. Значение амплитуды нового (обработанного) временного разреза в точке равно амплитуде в фокусе такого зеркала.

Метод сферического зеркала подобен методу мультифокусинга (Gelchinsky, 1992) или его аналогу - методу CRS (Hubral, 1983). Отличается тем, что на входе используются всего лишь временные разрезы, а не сейсмограммы, как в мультифокусинге. Возможность такого упрощения задачи учёта кривизны отражающих элементов на временных разрезах основана на двух предположениях. Первое состоит в том, что сумма ОГТ оптимальна в каждой точке ОГТ. Второе - поиск наклона и кривизны отражающих элементов возможен среди этих оптимальных сумм, а не оптимального суммирования исходных сейсмограмм с учётом кривизны отражающих элементов, как предполагается в методе мультифокусинга или CRS.

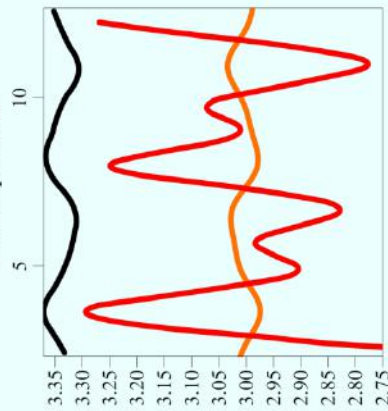
Подавление помех методом сферического зеркала



Метод сферического зеркала

Теоретическая основа расчёта

Моделирование



Средняя скорость

T_0

Скорость суммирования

Слой с латеральным изменением средней скорости и горизонтальной отражающей границей

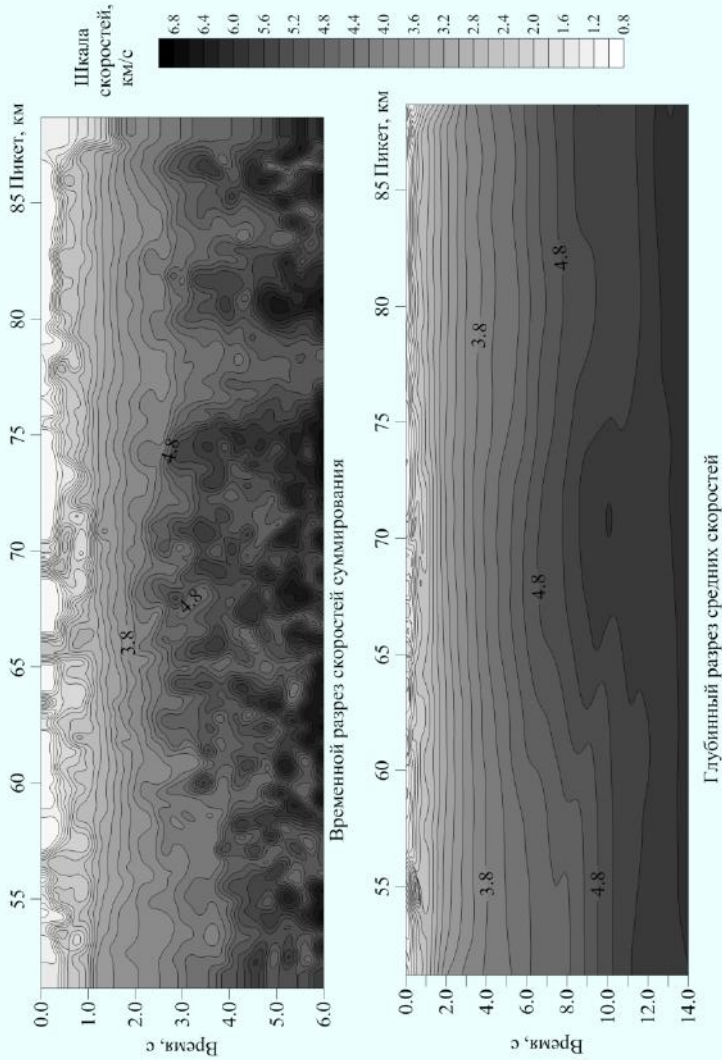
Теория. Уравнение Линна

$$n_{сф}^2 = n^2 + \frac{t_0^2}{12} \cdot \frac{n_{xx}}{n}$$

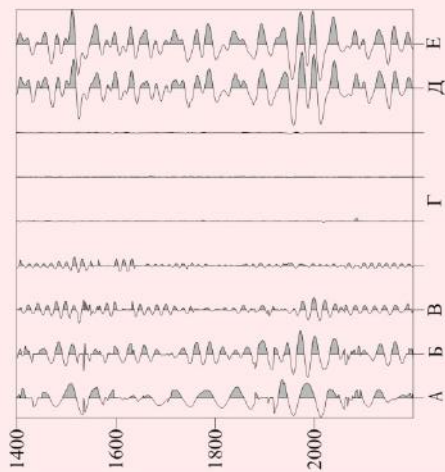
$n_{сф}$ - обратная величина скорости суммирования,

n - обратная величина средней скорости,

$$n_{xx} = \frac{d^2 n}{dx^2}$$



Расчёт разрезов средних скоростей по разрезам скоростей суммирования



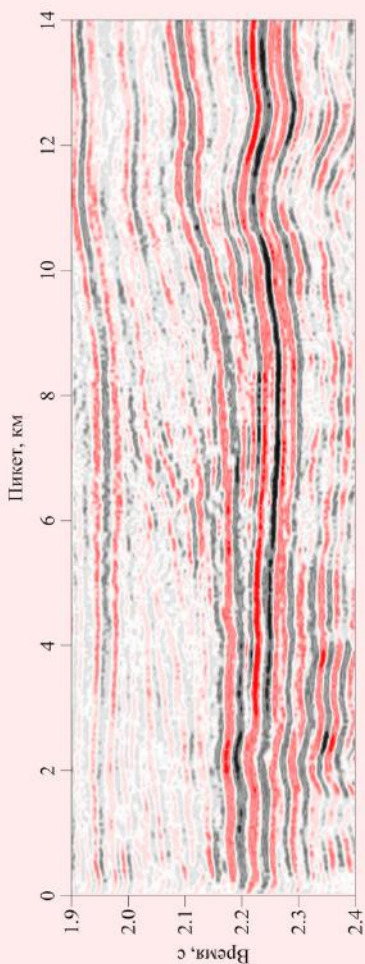
Экспоненциальное разложение трассы временного разреза

А - первая составляющая (низкочастотная)
 Б - вторая составляющая (среднечастотная)
 В - третья составляющая (высокочастотная)
 Г - сумма остаточных экспоненциальных составляющих
 Д - трасса временного разреза

Разложение Прони отличается тем, что составляющие разложения имеют частоты, определяемые по форме сигнала в процессе разложения, а не равномерные частоты, как при разложении Фурье.

Кроме того, в отличие от разложения Фурье по гармоническим составляющим, в разложении Прони участвуют экспоненциально затухающие составляющие, степень затухания которых определяется по форме сигнала.

Фильтрация по методу Прони производится путём конструирования трасс на основе одной из составляющих разложения, а не диапазона частот, как при полосовой фильтрации.



Временной разрез

Фильтрация временного разреза методом Прони по второй экспоненциальной составляющей

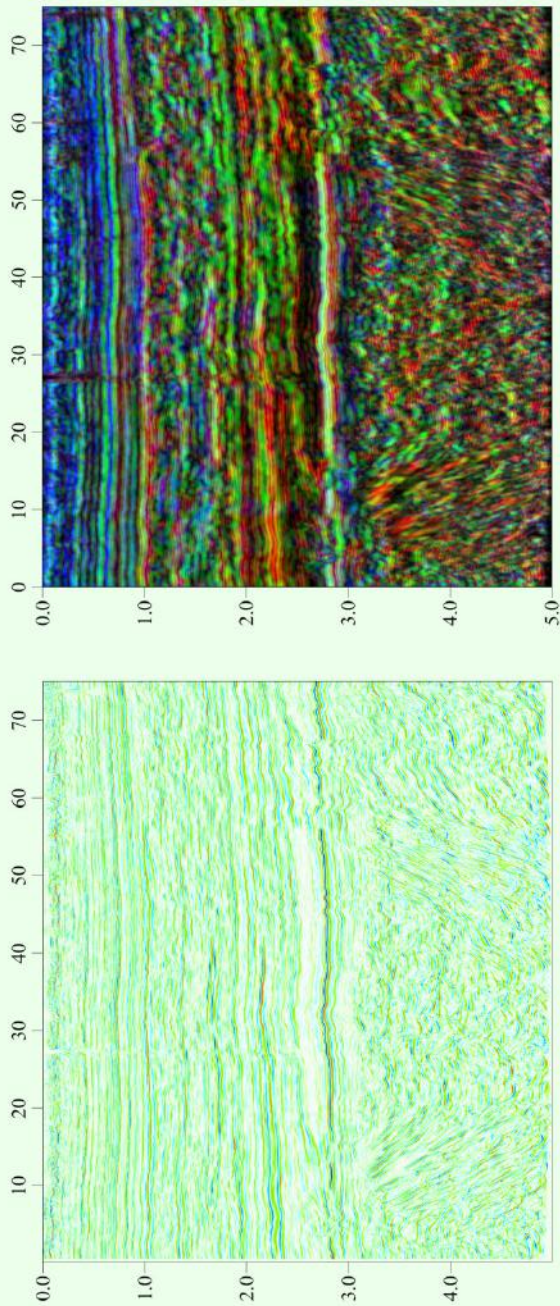
Фильтрация по методу Прони

Грищенко С.А., Фомель С.Б., Черняк В.С. Фильтрация по методу Прони.
 – Геофизика, 2001. Спецальный выпуск.

Copyright © 1990-2012, CubeTechnology

При формировании цветных сейсмических изображений интенсивность волны в точке изображения полагает пропорциональной значению выбранной шкалы цветов. Это не соответствует природе естественного цвета. Как показано Томасом Юнгом, естественный цвет определяется длиной (или частотой) световой волны. Следовательно, цвет пропорционален не интенсивности, а частоте фокусируемых при изображении волн. Юнгом также показано, что всю гамму наблюдаемых цветов можно свести к трем основным: зеленому, красному и синему. Последнее является основой формирования цвета в цветном телевидении.

Используя обе закономерности формирования цвета в природе, предлагается синтезировать цветные сейсмические изображения следующим образом. Из сейсмической записи, соответствующей изображению среды, путём полосовой фильтрации выделяем три частотные компоненты: низкочастотную, среднечастотную и высокочастотную. Интенсивность этих компонент, вычисляемая путём преобразования Гильберта будет определять интенсивность трёх цветов: красного, зелёного и синего. Последовательность частот при формировании цвета та же, что и для световых волн: интенсивность красного связываем с интенсивностью низкочастотной компоненты, зелёного - со среднечастотной и синего - с высокочастотной. В каждой точке изображения цвета смешиваются пропорционально интенсивностям трёх частотных компонент подобно тому, как смешиваются эти три цвета в одной точке экрана цветного телевизора. Предлагаемый метод цветных сейсмических изображений назовём методом RGB.

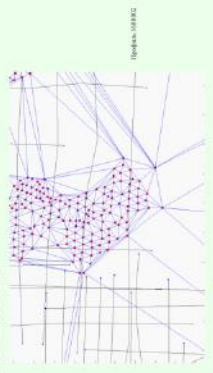


В методе RGB мы «видим» изображение среды, передаваемое не световыми, а сейсмическими волнами. Причём физика цвета в этом случае та же, что и у обычного света, с той лишь разницей, что формирование цвета происходит в диапазоне сейсмических частот.

Метод RGB

Copyright © 1990-2011, CubeTechnology

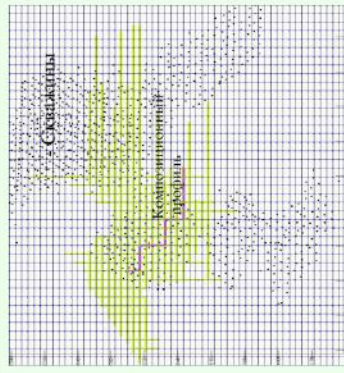
Технология основана на интерполяции каротажных кривых в произвольные точки трехмерного пространства на поверхности наблюдений. Путём линейной интерполяции в триангуляционной сети эксплуатационных и разведочных скважин вычисляются каротажные кривые в любой точке поверхности наблюдений, перекрываемой триангуляционной сетью:



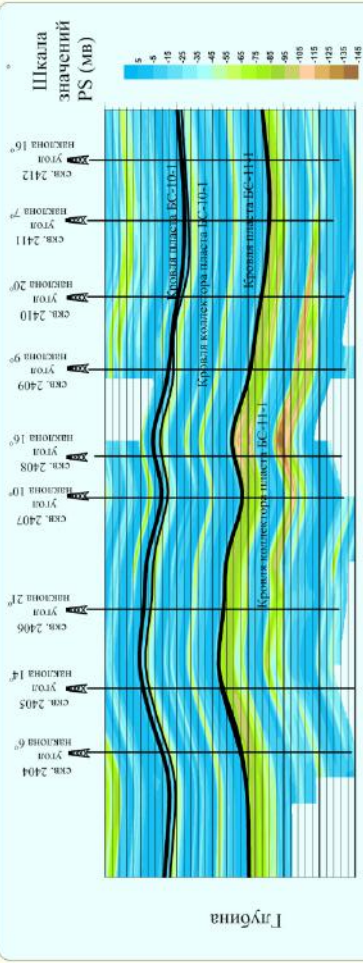
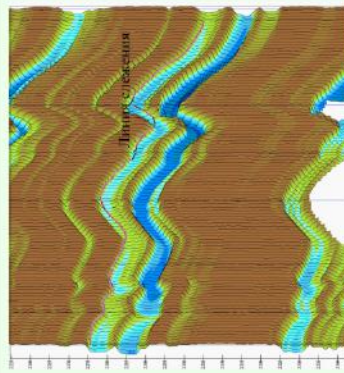
Триангуляционная интерполяционная сеть скважин

Схема триангуляционной линейной интерполяции каротажных кривых

Интерполяция каротажных данных в произвольные точки поверхности наблюдений позволяет коррелировать данные ГИС вдоль произвольно выбранных линий, а не только вдоль линий скважин, как это принято. В частности, можно синтезировать каротажные кривые в пикетах сейсмических профилей (один пикет - одна каротажная кривая). Можно также синтезировать наблюдения 3D:

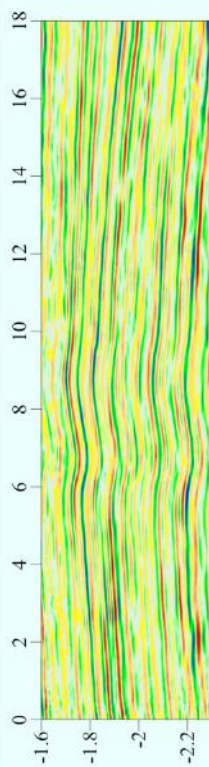


Слежение интерполированных каротажных кривых PS в системе наблюдений 3D

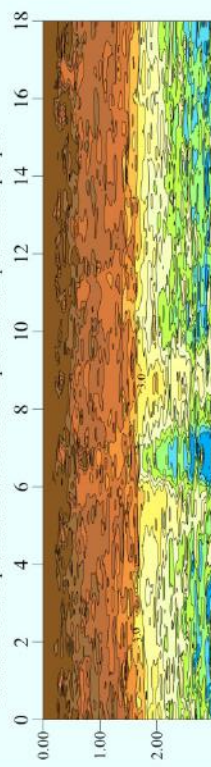


Глубинный разрез собственных потенциалов с учётом карт абсолютных отметок кровли коллекторов пластов БС-10-1 и БС-11-1 с учётом наклона скважин по сейсмическому профилю 1688002

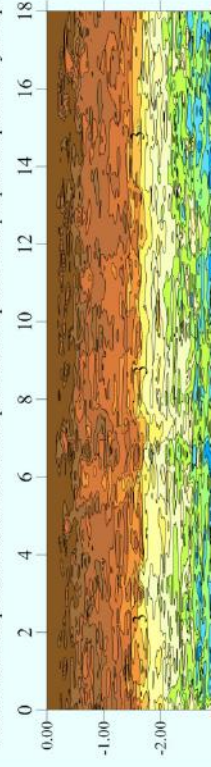
Площадная интерполяция каротажа (ПИК)



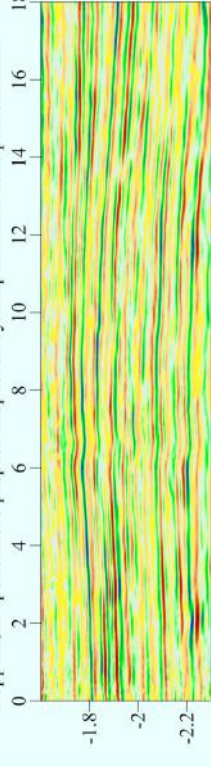
Влияние зоны растепления вечной мерзлоты на временной разрез



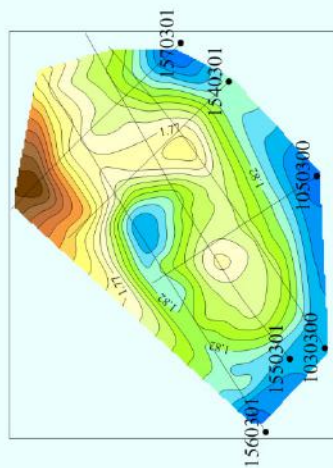
Влияние зоны растепления вечной мерзлоты на временной разрез скоростей суммирования



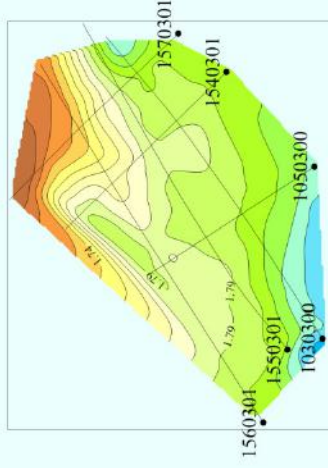
Коррекция временного разреза скоростей суммирования в зоне растепления



Коррекция временного разреза в зоне растепления



Структурная карта в районах проявления вечной мерзлоты



Та же структурная карта после коррекции в зонах неоднородностей вечной мерзлоты

Способ коррекции влияния неоднородностей вечной мерзлоты

Способ основан на расчёте статических поправок за мерзлоту по разрезам скоростей суммирования.

Copyright © 1990-2012, CubeTechnology



Сергей Алексеевич ГРИЦЕНКО
Изображение геологических разрезов
и определение скоростей методом общей глубинной точки

Редакторы *В.И. Гинцбург, Д.Е. Крепс*
Технический редактор *С.В. Щербакова*
Верстальщик *О.Е. Степурко*

Подписано в печать 28.01.14. Формат 70 × 100/16. Гарнитура Times New Roman.
Печать офсетная. Печ. л. 7,5. Уч.-изд. л. 6,9. Тираж 500 экз. Заказ 80000400.

Всероссийский научно-исследовательский
геологический институт им. А.П. Карпинского (ВСЕГЕИ)
199106, Санкт-Петербург, Средний пр., 74
Тел. 328-8785. Факс 328-9047. E-mail: tmb@vsegei.ru

Отпечатано на картографической фабрике ВСЕГЕИ
199178, Санкт-Петербург, Средний пр., 72
Тел. 328-9190, факс 321-8153