

**Мерецкий
Александр Александрович**

**СКОРОСТНОЙ АНАЛИЗ ПРОДОЛЖЕННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЗАДАЧАХ СЕЙСМИКИ**

05.13.18 - математическое моделирование, численные
методы и комплексы программ

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск - 2006

Работа выполнена в ГОУ ВПО «Красноярский государственный университет»

Научный руководитель: доктор физ.- мат. наук, профессор
Киселев Валерий Михайлович

Официальные оппоненты: доктор физ.- мат. наук, профессор
Садовский Владимир Михайлович

кандидат технических наук
Сафонов Дмитрий Владимирович

Ведущая организация: Институт нефтегазовой геологии и
геофизики им. А.А. Трофимука
СО РАН (г. Новосибирск)

Защита состоится 28 ноября 2006 года в 16 часов на заседании диссертационного совета Д 003.009.01 при Институте вычислительного моделирования СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИВМ СО РАН.

Автореферат разослан 28 октября 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета к. ф.-м.н.

Симонов К.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена разработке и исследованию математических моделей продолженных в нижнее полупространство сейсмических волновых полей, регистрируемых на дневной поверхности. Продолжение волнового поля осуществлено посредством интегрального оператора, предложенного С.В. Гольдиным. Выполнен асимптотический анализ интегрального оператора с целью определения параметров среды продолжения. В работе построены вычислительные алгоритмы решения прямой и обратной задач продолжения для однородно–слоистых упругих сред с криволинейными границами раздела. Выполнены численные эксперименты по определению интервальных скоростей в сложно построенных сейсмических средах. Проведено сравнение с результатами вычисления интервальных скоростей по стандартной для сейсморазведки методике.

Актуальность темы. Для изучения геологического строения осадочного чехла и выявления оптимальных участков для глубокого поисково-разведочного бурения на нефть и газ широко используются различные геофизические методы разведки. Сейсмический метод отраженных волн (МОВ) в ряду других занимает ведущее место благодаря своей более высокой информативности при поисках и разведке месторождений углеводородов.

При производственной обработке полевых сейсмических данных успешно используется метод общей глубинной точки (метод ОГТ). Для относительно простых сейсмогеологических условий соответствующий анализ годографов ОГТ позволяет строить как временные, так и глубинные сейсмические разрезы, характеризующиеся достаточной геологической информативностью. Однако адекватный пересчет временных разрезов ОГТ в глубинные возможен только при знании скоростей распространения сейсмической волны в нижнем полупространстве.

Ситуация кардинально меняется, если нижнее полупространство имеет сложное строение: отражающие границы заметно наклонны, залегают на больших глубинах, в покрывающей толще имеются высокоскоростные слои. Такая ситуация характерна для большинства нефтегазоносных площадей Сибирской платформы. В этих условиях использование любой дополнительной информации, которую можно извлечь из полевых сейсмических записей и присовокупить к результатам обработки методом ОГТ, представляется далеко не лишним.

Такую дополнительную информацию можно получить путем так называемых миграционных преобразований сейсмических волновых полей [1–3]. По своей сути – это продолжение (или пересчет) волнового поля, зарегистрированного на дневной поверхности, в нижнее полупространство. Однако построение мигрированных разрезов (так же как и построение разрезов ОГТ) требует знания скоростей распространения упругих волн.

Наиболее достоверные определения скоростей получают из результатов сейсмического каротажа (акустического или ультразвукового), проведенного в

имеющихся скважинах. С другой стороны, скважинные исследования могут дать только некоторое ограниченное число реперных скоростных разрезов, которых всегда недостаточно для решения обратной задачи сейсморазведки. Поэтому разрезы интервальных скоростей строят в процессе обработки и анализа сейсмических данных. По данным ОГТ это построение осуществляют по известной формуле Дикса [4], которая, вообще говоря, справедлива только для горизонтально–слоистых сред.

В алгоритмах миграции, которые широко применяются на практике, эффективные или интервальные скорости представляют собой априорно заданную информацию. В принципе, существуют пакеты программ, в которых реализованы способы нахождения интервальных скоростей на основе миграционных преобразований сейсмических записей. В качестве нулевого приближения задается априорный скоростной закон, с которым осуществляется миграционное преобразование. Двух–трех итераций с последовательной корректировкой первоначально заданной модели скоростей бывает достаточно для решения задачи. Однако реализация подобных алгоритмов на практике невозможна без использования мощных вычислительных комплексов. В связи с этим создание, усовершенствование и оптимизация алгоритмов вычисления эффективных и интервальных скоростей по сейсмическим записям в настоящее время является одной из актуальных задач сейсморазведки.

Теоретические основы одного из способов осуществления миграции разработал С.В. Гольдин [5, 6]. Продолженное в нижнее полупространство волновое поле предложено им вычислять посредством некоторого интегрального преобразования сейсмических данных, зарегистрированных на дневной поверхности. В свою очередь А.А. Тузовский разработал алгоритм вычисления эффективных скоростей продолжения волнового поля с использованием подобного интегрального оператора [7, 8]. В этом алгоритме используется спектральный анализ продолженного поля.

Однако очевидно, что возможности математического аппарата продолжения поля при помощи интегральных операторов далеко не исчерпаны. В первую очередь это касается анализа интервальных скоростей распространения упругих волн.

Цели настоящей работы состояли в разработке математического аппарата для скоростного анализа продолженных волновых полей, построенных с помощью интегрального оператора, применительно к задачам двумерной сейсмики и в создании вычислительных алгоритмов и комплекса программ для оценки интервальных скоростей.

Для достижения указанных целей в работе поставлены *следующие задачи*:

1. Используя аппарат теории функций Грина, получить аналитические выражения для продолженного поля. На основе исследования точек фокусировки продолжения разработать методику для вычисления эффективных скоростей (решить прямую задачу продолжения).
2. Разработать численные алгоритмы и комплекс программ по решению прямой и обратной задач продолжения для слоисто–однородных сред с криволинейными границами раздела.

3. Выполнить численные эксперименты по решению прямой и обратной задач с использованием синтетических сейсмограмм для некоторых сложно построенных сред.

Методы исследования.

Теоретические исследования выполнены с использованием математического аппарата функций Грина. Фундаментальное решение задачи, поставленной на функции Грина, получено на основе нулевого приближения лучевого ряда. Точки фокусировки продолженного поля найдены методом стационарной фазы. Расчет производных эйконала произведен по алгоритму, изложенному в [9]. Смешанные производные эйконала вычислялись по формулам из работы [10]. При проведении численных расчетов использовалась кусочно-линейная интерполяция границ раздела сред и аппроксимация сглаживающими сплайнами. При решении нелинейного уравнения – нахождения нулей функционала невязки – использовался метод бисекций. При выполнении численного моделирования использовались программные продукты обрабатывающей системы ProMAX.

Научные результаты, выносимые на защиту:

- результаты исследования точек фокусировки продолженного сейсмического поля, представленного в виде четырехмерного интегрального оператора, с целью определения эффективных скоростей продолжения (решение прямой задачи);
- анализ единственности решения прямой задачи продолжения для сред с горизонтально–плоскими и криволинейными границами;
- алгоритмы решения прямой и обратной задач продолжения волнового поля;
- результаты численного моделирования, подтверждающие адекватность разработанных алгоритмов вычисления эффективных и интервальных скоростей.

Научная новизна, представленных в диссертации результатов.

1. Интегральный оператор продолжения при помощи аппарата теории функций Грина приведен к виду, удобному для анализа точек фокусировки продолженного поля.
2. Получены решения прямой и обратной задач продолжения, т.е. выведены уравнения для вычисления эффективных скоростей сред продолжения и интервальных скоростей.
3. Показана единственность решения прямой задачи продолжения поля как для случая с плоскими, так и для случая с криволинейными границами раздела слоев.
4. Численные эксперименты на сейсмических моделях сред с достаточно сложными скоростными законами показали, что разработанный метод определения интервальных скоростей по сейсмическим записям в точках приема эффективно выявляет скоростные аномалии в исследуемой среде.

Достоверность полученных результатов подтверждена сравнением результатов вычислений интервальных скоростей для различных моделей слоистых сред по разработанным алгоритмам с первоначально заданными скоростными моделями сред. Для горизонтально–слоистых сред вычисленные интервальные скорости точно совпали

с заданными наперед скоростями. Для сред с криволинейными границами раздела слоев разработанные алгоритмы эффективно выявляют скоростные аномалии.

Практическая значимость работы.

- Разработанные алгоритмы нахождения эффективных скоростей продолжения и интервальных скоростей программно реализованы на языке C++ и встроены в качестве исполняемых модулей в среду обработки сейсмических данных ProMAX.
- Разработанный программный комплекс внедрен и используется в ЗАО «Красноярскгеофизика».
- Получаемые значения интервальных скоростей могут быть использованы для предварительной оценки положения скоростных аномалий в изучаемом разрезе.
- Разработанный метод нахождения интервальных скоростей может быть полезным при реализации миграции Кирхгофа.

Апробация работы.

Основные результаты диссертационной работы были представлены и обсуждены на следующих научных конференциях:

- III Международная научно-практическая конференция студентов и аспирантов «Молодежь и наука XXI века» (Красноярск, 2002);
- Студенческая научно-практическая конференция КГУ (Красноярск, 2002; Красноярск, 2003);
- V Всероссийская научно-практическая конференция студентов аспирантов и молодых ученых «Молодежь и наука XXI века» (Красноярск, 2004);
- Международная конференция «Информационные технологии и обратные задачи рационального природопользования» (Ханты-Мансийск, 2005).

Публикации.

По теме диссертации опубликовано семь печатных работ, из них две статьи в изданиях по списку ВАК. Список работ автора по теме диссертации помещен в конце автореферата.

Личный вклад. Все результаты, представленные в диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключение. Содержит 40 рисунков, два Приложения и библиографический список использованных источников из 65-и наименований. Общий объем диссертации – 112 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** отмечено, что, во-первых, для повышения информативности сейсморазведочных работ, проводимых в сложных сейсмогеологических условиях, наряду с традиционными методами обработки данных используются миграционные преобразования волновых полей. Во-вторых, и при обработке данных сейсморазведки методом ОГТ, и при выполнении миграционных преобразований оптимально иметь данные об интервальных скоростях исследуемого разреза. С учетом этих обстоятельств определены цели и задачи диссертационной работы.

В первой главе сформулированы прямая и обратная задачи продолжения волнового поля, а также рассмотрены операции построения продолженных полей, которые в дальнейшем использованы для определения интервальных скоростей в слоисто-однородной модели геологической среды. В основу теоретических построений положен лучевой метод сейсмологии. В настоящей работе использовано его нулевое приближение. Для простоты рассматривалось поле центральных лучей.

Целью решения прямой задачи является построение однородной эффективной модели среды (среды продолжения) для заданного слоисто-однородного разреза с использованием некоторого метода продолжения волновых полей. Среда продолжения характеризуется заданной скоростью распространения в ней упругой волны и мощностью слоя до отражающей границы. При заданных истинных скоростях V_i распространения продольных волн в каждом слое, а также при известном положении истинных границ раздела слоев S_i $i=1, N$ решение прямой задачи сводится к нахождению эффективных скоростей продолжения $\bar{V}_i$ и положения эффективных границ. Целью решения обратной задачи является нахождения параметров слоисто-однородной среды (интервальных скоростей и мощностей слоев) на основе эффективных однородных моделей продолженных полей.

Продолженное волновое поле в некоторую точку нижнего полупространства $M_0(x_1^0, x_3^0)$ определим в виде интегрального оператора [5, 6]:

$$w(M_0, t) = \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} KF \{U_0(I, P, t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P))\} dx_I dx_P, \quad (1)$$

где $\bar{\tau}(I, M_0)$ – эйконал волны в продолженном поле, возбужденной источником, расположенным в точке I ; $\bar{\tau}(M_0, P)$ – эйконал волны в продолженном поле, возбужденной в точке M_0 ; I, P – точки источников и приемников соответственно, непрерывно расположенные по оси Ox_1 ; K – некоторая гладкая функция (ядро оператора продолжения); F – некоторый непрерывный оператор, действующий по времени t ; x_I, x_P – координаты по оси Ox_1 источников и приемников соответственно, U_0 – потенциал продольной волны, регистрируемой в точках приема P .

В произвольной точке M нижнего полупространства потенциал продольной волны $U = U(I, M, t)$ удовлетворяет следующей задаче с нулевыми начальными данными и условиями жесткого контакта на всех границах раздела сред [1]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta U - \frac{1}{V^2(M)} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= f(t) \delta(M - I) \\ U(I, M, t)|_{t=0} &= \frac{\partial U}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \\ [U]_{S_i} &= \left[\frac{\partial U}{\partial n_i} \right]_{S_i} = 0 \\ U(I, M, t)|_{z=0} &= U_0(I, P, t) \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\delta(M-I)$ - дельта-функция Дирака; $f(t)$ - функция источника; $[\dots]_{S_i}$ – скачок при переходе через границу S_i ; $\frac{\partial U}{\partial n_i}$ – производная по нормали к поверхности S_i в точке падения на неё луча; $V(M)$ – скорость распространения продольной волны в произвольной точке M .

Потенциал продольной волны, регистрируемой в точках приема – $U_0(I, P, t)$, из задачи (2) с использованием теории функций Грина и нулевого приближения лучевого метода преобразован к двумерному интегралу. Подстановка этого интеграла в (1) приводит к следующему выражению для оператора продолжения:

$$w(M_0, t) = \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} KF \iint_{S_N} \Phi(I, M, P) \times \\ \times f'(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P)) dS_N dx_I dx_P. \quad (3)$$

Здесь в дополнение к уже введенным обозначениям $\Phi(I, M, P)$ - функция, зависящая от коэффициентов преломления продольных волн на границах S_i и от относительных геометрических расхождений пучков лучей с вершинами в точках P и I . Штрих у функции f означает дифференцирование по времени; $\tau(I, M)$ и $\tau(M, P)$ – эйконы волны, распространяющейся в реальной среде, а не в среде продолжения.

Итак, продолженное поле (1) можно представить в виде четырехмерного интегрального оператора (3). Такое представление удобно для исследования асимптотики продолженного поля.

Вообще говоря, поле, зарегистрированное в точках приема, можно преобразовать и без использования функций Грина. Для этого согласно нулевому приближению лучевого метода потенциал продольной волны из задачи (2) следует представить в виде:

$$U_0(I, P, t) = U_0(I, P) f(t - \tau(I, P)). \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1), получаем следующее выражение для интегрального оператора продолжения:

$$w(M_0, t) = \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} KF \{U_0(I, P) f(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, P))\} dx_I dx_P. \quad (5).$$

В отличие от (3) в продолженном поле, описываемым формулой (5), нет явной зависимости от точки M , лежащей на отражающей границе. Это выражение будет использовано, наряду с (3), для анализа среды продолжения. Для определенности, оператор продолжения поля (3) обозначим как PMI , а оператор продолжения (5) обозначим как PI .

Основные результаты первой главы.

1. Рассмотрен интегральный оператор продолжения поля, предложенный С.В. Гольдиным. Продолжение поля осуществлено в однородную среду – эффективную среду продолжения. Параметрами этой среды служат эффективная скорость продолжения и мощность слоя.
2. Продолжение поля построено двумя способами, в одном из которых оператор продолжения явно зависит от точки M отражающей границы S_N (оператор

продолжения PMI). В другом способе продолженное поле строится без фиксирования точки на отражающей границе S_N (продолжение PI).

3. Используя теорию функций Грина, интегральный оператор продолжения PMI преобразован к виду, удобному для анализа точек фокусировки продолженного поля.

Во второй главе исследованы точки фокусировки продолженного поля для двух способов продолжения. Получены аналитические выражения для эффективной скорости продолжения для слоисто-однородных сред с криволинейными границами раздела, т.е. решена прямая задача продолжения. Рассмотрены частные случаи: слоисто-однородная среда с одной отражающей границей и горизонтально-слоистая среда с границами, параллельными дневной поверхности. Для частных случаев получены аналитические выражения для решения прямой и обратной задач.

Значение продолженного поля (1) в каждой конкретной точке M_0 есть интеграл по всем источникам и приемникам, расположенным на дневной поверхности. Точками фокусировки продолженного поля будем называть точки, в которых амплитуды продолженного поля (1) достигают своего максимума. Точка M_0 фиксирована, поэтому максимум (1) может быть достигнут за счет изменения эйконолов $\bar{\tau}(I, M_0)$ и $\bar{\tau}(M_0, P)$, которые, в свою очередь, зависят от скорости продолжения $\bar{V}$. Точки фокусировки в продолженном поле можно определить, исследовав высокочастотную асимптотику этого поля методом стационарной фазы. Для этого применим к интегральному представлению продолженного поля (3) преобразование Фурье:

$$W(M_0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} K \times F \left\{ \iint_{S_N} \Phi(I, M, P) \times f'(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P)) dS_N \right\} \exp(-i\omega t) dx_I dx_P dt, \quad (6)$$

где $K = K(I, M_0, P)$ – ядро оператора продолжения, а F – некоторый линейный оператор, действующий по времени.

В работах [5, 6] показано, что в плоском случае для того, чтобы продолженное поле имело такую же форму сигнала как исходное поле, зарегистрированное в точках приема, необходимо в качестве оператора F взять оператор дифференцирования. В этом случае преобразование Фурье (6) можно переписать в виде:

$$W(M_0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} K \times \left\{ \iint_{S_N} \Phi(I, M, P) \times f''(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P)) dS_N \right\} \exp(-i\omega t) dx_I dx_P dt, \quad (7)$$

где f'' обозначает вторую производную по времени от функции f . В силу того, что все подынтегральные функции считаются непрерывными, а от времени t зависит только функция f , в (7) можно изменить порядок интегрирования. После очевидной замены:

$$\exp(-i\omega t) = \exp(-i\omega(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P))) \times \exp(-i\omega(\tau(I, M) + \tau(M, P) - \bar{\tau}(I, M_0) - \bar{\tau}(M_0, P)))$$

для спектра продолженного поля (7) получаем выражение:

$$W(M_0, \omega) = -\omega^2 \tilde{F}(\omega) \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} \int_{S_N} \Psi(I, M, P, M_0) \times \exp(-i\omega(\tau(I, M) + \tau(M, P) - \bar{\tau}(I, M_0) - \bar{\tau}(M_0, P))) dS_N dx_I dx_P. \quad (8)$$

Здесь $\tilde{F}(\omega)$ – спектр функции f ; $\Psi(I, M, P, M_0) = K(I, M_0, P) \times \Phi(I, M, P)$.

Для исследования высокочастотной асимптотики (8) воспользуемся методом стационарной фазы [11]. На поверхности S_N введем систему координат $z_1 z_2$ с центром в точке M . Система координат $z_1 M z_2$ такова, что орт оси z_1 является касательным вектором в точке M к поверхности S_N , а орт оси z_2 совпадает с ортом x_2 . Фазовая функция интеграла (8) в этом случае является функцией координат источника, приемника, z_1 и z_2 :

$$\varphi = \varphi(x_I, x_P, z_1, z_2, M_0) = \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P).$$

Согласно методу стационарной фазы главный член асимптотики интеграла (8) будет иметь вид [11]:

$$W(M_0, \omega) = \tilde{F}(\omega) (2\pi)^2 \exp \left[i \omega \varphi(x_I^0, x_P^0, z_1^0, z_2^0, M_0) + \frac{i\pi}{4} \text{sgn} \varphi'' \right] \times \\ \times |\det \varphi''_{xx}|^{-1/2} \left[\Psi(x_I^0, x_P^0, z_1^0, z_2^0, M_0) + O\left(\frac{1}{\omega}\right) \right],$$

где $(x_I^0, x_P^0, z_1^0, z_2^0, M_0)$ – невырожденная стационарная точка. Функция $\text{sgn} \varphi''$ обозначает разность между числом положительных и отрицательных собственных значений гессиана фазовой функции $\varphi = \varphi(x_I, x_P, z_1, z_2, M_0)$. Условие стационарности точки $(x_I^0, x_P^0, z_1^0, z_2^0, M_0)$ означает, что выполнено уравнение $\nabla \varphi = 0$. Максимальные значения амплитуд в продолженном поле будут достигаться в точках, в которых $\det \varphi''_{xx} = 0$, положение таких точек определяется равенством $\varphi = 0$. Последнее равенство определяет положение скачка (скачок производной некоторого порядка) в продолженном поле. Если среда продолжения совпадает с исходной, то положение скачка совпадает с положением отражающей границы в исходном поле [5, 6]. В совокупности эти условия дают систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= 0, \\ \nabla \varphi &= 0, \\ \det \varphi''_{xx} &= 0, \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

из которой можно найти эффективные скорости продолжения. Однако, как показали вычисления, решение системы (9) неоднозначно. Поэтому было использовано также продолжение PI (формула (5)), для которого была получена система уравнений, аналогичная (9), но с фазовой функцией вида $\varphi = \tau(I, P) - \bar{\tau}(I, M_0) - \bar{\tau}(M_0, P)$.

Исходя из предположения, что решение задачи не должно зависеть от способа продолжения, формула для определения эффективной скорости продолжения получена в виде:

$$\bar{V} = \frac{-R\tau_{II}(I, M) + \sqrt{R^2\tau_{II}^2(I, M) + 4\tau_I^2(I, P)}}{2\tau_I^2(I, P)}, \quad (10)$$

где R – расстояние между источником и точкой M_0 или между приемником и точкой M_0 . На центральном луче эти расстояния равны. τ_I и τ_{II} – первая и вторая производные от эйконалов по x_I .

Для случая с одной отражающей границей (в общем случае криволинейной) легко показать, что эффективная скорость продолжения совпадет с интервальной скоростью, а положение границы в продолженном поле будет точно соответствовать границе исходной среды. Для случая горизонтально-слоистой среды выражения для производных от эйконалов существенно упрощаются, что позволяет записать довольно простое уравнение для эффективной скорости продолжения (решение прямой задачи):

$$\bar{V}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N h_i V_i}{\sum_{i=1}^N \frac{h_i}{V_i}}. \quad (11)$$

Скорость волны в N – ом слое (интервальную скорость) можно выразить из формулы (11):

$$V_N^2 = \frac{\bar{V}R - \sum_{i=1}^{N-1} h_i V_i}{\frac{R}{\bar{V}} - \sum_{i=1}^{N-1} \frac{h_i}{V_i}}. \quad (12)$$

Очевидно, что физический смысл имеют только положительные значения скорости, а значит решение обратной задачи в случае плоских горизонтальных границ единственно.

Основные результаты второй главы.

1. Получена высокочастотная асимптотика интегрального оператора продолжения. Выведены уравнения на фазовую функцию главного члена асимптотики продолженного поля, определяющие положение точек фокусировки.
2. Исходя из системы, определяющей положение точек фокусировки продолженного поля, для слоисто-однородных сред с криволинейными границами раздела определены параметры эффективной среды продолжения (эффективная скорость $\bar{V}$ и длина луча в эффективной среде), т.е. решена прямая задача продолжения.
3. На основе двух способов продолжения (PMI и PI), выявлено единственно верное решение прямой задачи.
4. Рассмотрены частные случаи слоисто-однородных сред: с одной отражающей границей и горизонтально-слоистая среда с границами, параллельными дневной поверхности. Для таких сред получены явные аналитические выражения для определения эффективной скорости продолжения и решена обратная задача продолжения, т.е. получены формулы для определения интервальных скоростей на основе эффективных.

В третьей главе диссертации приведены алгоритмы решения прямой и обратной задач. Рассмотрено влияние кривизны отражающих границ на результаты решения прямой и обратной задач. Приведены результаты численных экспериментов для сред с различными скоростными законами. В частности, основной акцент сделан на моделирование сред со скоростными аномалиями.

На первом этапе численного моделирования по заданному наперед скоростному закону для слоисто-однородной модели среды с криволинейными границами раздела вычислялись эффективные скорости (решалась прямая задача). Затем, используя полученные в результате решения прямой задачи эффективные скорости, вычислялись интервальные скорости (решалась обратная задача). Результаты решения обратной задачи сравнивались с заданным в начале эксперимента скоростным законом. Целью такого сравнения была проверка достоверности полученных теоретических результатов и устойчивости работы программно реализованных алгоритмов.

На следующем этапе численного моделирования алгоритм решения обратной задачи был опробован на синтетических сейсмограммах. Для этого по заданному закону распределения интервальных скоростей для заранее выбранной слоисто-однородной среды в пакете ProMAX были получены синтетические сейсмограммы по прямолинейному профилю с заданным количеством сейсмоприемников и источников импульсных колебаний. По полученным таким образом сейсмическим записям, используя встроенный в ProMAX алгоритм, разработанный А.А. Тузовским [7, 8], были определены эффективные скорости продолжения волновых полей. Далее из полученного разреза эффективных скоростей по алгоритму решения обратной задачи были вычислены интервальные скорости анализируемого разреза, которые сравнивались с исходными интервальными скоростями.

Построение алгоритма численного решения прямой задачи основывается на предположении, что имеет место слоисто-однородная среда с N криволинейными, достаточно гладкими границами раздела слоев. Для нее, вообще говоря, необходимо построить N однородных эффективных моделей сред продолжения. Из формулы (10) следует, что для нахождения эффективной скорости продолжения волнового поля необходимо восстановить лучевую картину, т.е. проследить траектории нормального луча и найти значения первой и второй производной по x_1 (положению приемника на оси Ox_1) от эйконала волны.

В качестве начальных данных для решения поставленной задачи имеем сеточную функцию – закон изменения интервальных скоростей в слоисто-однородной среде. Данная функция представлена в виде таблицы, где каждой точке на профиле (точке ОГТ) соответствует значение скорости по глубине.

Сначала рассматриваем первую границу. Показано, что в этом случае однородная эффективная модель совпадает с реальной средой, т.е. можно считать, что первая эффективная модель найдена.

Рассмотрим случай с двумя границами. Алгоритм решения прямой задачи для этого случая следующий:

1. находится нормаль в заданной точке второй границы;
2. строится направляющий вектор этой нормали;
3. строится луч, проходящий во втором слое;
4. находится точка пересечения луча второго слоя с первой границей;
5. находится в этой точке нормаль к границе;
6. строится направляющий вектор луча в первом слое;
7. находится точка выхода луча на дневную поверхность;
8. вычисляется значение производной $\tau_I(I, M) = \bar{\tau}_I(I, M_0)$;
9. используя результат построения лучей и известное положение границ, вычисляется значение второй производной $\tau_{II}(I, M)$;
10. по уравнению (10) вычисляется значение эффективной скорости и соответствующая ей длина эффективного луча;
11. находится соответствующая точка на эффективной границе, каждой такой точке будет соответствовать ее координата (x_1^0, x_3^0) и эффективная скорость $\bar{V}$;
12. осуществляется возврат к п. 1 для расчетов в следующей точке границы.

Пункты. 1 – 7 этого алгоритма – это построение для каждой точки второй границы восходящего к поверхности нормального луча. Для нахождения эффективной скорости по (10) помимо траекторий лучей необходимы значения производных от эйконала волны $\tau_I(I, M)$ и $\tau_{II}(I, M)$. Значение первой производной $\tau_I(I, M)$ (пункт 8

алгоритма) вычислялось из уравнения эйконала $\nabla \tau = \frac{\vec{l}}{V}$. Так как скорость и единичный направляющий вектор нормального луча в первом слое известны, то очевидно, что

$$\tau_I(I, M) = l_x / V_1,$$

где l_x – координата по x_1 единичного направляющего вектора луча, подходящего к свободной поверхности, V_1 – скорость распространения волны в первом слое. Вторая производная эйконала волны $\tau_{II}(I, M)$ (пункт 9 алгоритма) с учетом того, что лучевая картина построена, вычислялась по алгоритму, представленному в [9]. Пункты 10–12 в дополнительных комментариях не нуждаются.

После завершения расчетов для всех точек второй границы получается эффективная модель для двухслойной среды. Продолжая такие же построения для слоисто-однородных моделей с тремя и большим числом границ, можно получить N однородных эффективных моделей, каждая из которых характеризуется эффективной границей и соответствующими этой границе эффективными скоростями. В конечном результате получаем скоростной закон для эффективных моделей среды, который можно представить в виде таблицы, где каждой точке на профиле (точке ОГТ) соответствует значение эффективной скорости на определенной глубине.

Построение алгоритма численного решения обратной задачи основывается на предположении, что известны N однородных, эффективных моделей среды, т.е. известно N эффективных границ с соответствующими им эффективными скоростями. Необходимо найти соответствующую этим эффективным моделям единственную слоисто-однородную среду. Другими словами, необходимо восстановить положение истинных границ и найти интервальные скорости слоев.

Будем считать, что известны все параметры среды до границы S_{N-1} , эффективная скорость продолжения $\bar{V}_N$ до границы S_N и мощность слоя до эффективной границы в среде продолжения H_N . Неизвестными являются скорость V_N в слое N и мощность этого слоя ΔS_N .

Обратим формулу (10) и выразим из нее $\tau_{II}(I, M)$:

$$\tau_{II} = \frac{1 - \bar{V}_N^2 \tau_I^2}{\bar{V}_N H_N}. \quad (13)$$

Величина $\tau_{II}(I, M)$ может быть найдена либо по уравнению (13), либо вычислена по алгоритму из [9]. Рассмотрим функционал невязки:

$$F(V_N) = \tau_{II}(I, M) - \tilde{\tau}_{II}(I, M), \quad (14)$$

где значение $\tau_{II}(I, M)$ определено формулой (13), а $\tilde{\tau}_{II}(I, M)$ вычисляется по алгоритму [9]. Нулем этого функционала является искомое значение интервальной скорости.

Во второй главе показано, что интервальная скорость в первом слое совпадает с эффективной, а первая эффективная граница совпадает с первой реальной. Поэтому считаем, что параметры первого слоя слоисто-однородной среды восстановлены.

Вторая эффективная граница соответствует слоисто-однородной среде с двумя границами S_1 и S_2 . Задача состоит в том, чтобы найти скорость V_2 и восстановить границу S_2 . Для этого необходимо:

1. взять точку на второй эффективной границе и построить из нее нормальный луч к поверхности наблюдения в точку источника I ;
2. из уравнения эйконала вычислить $\tau_I(I, M) = \bar{\tau}_I(I, M_0)$;
3. найти длину эффективного луча H_2 ;
4. по формуле (13) вычислить $\tau_{II}(I, M)$;
5. построить направляющий вектор луча, исходящего из точки I в первом слое реальной среды;
6. найти точку пересечения первого луча и границы S_1 ;
7. найти длину луча в первом слое h_1 ;
8. по алгоритму работы [9] выразить $\tilde{\tau}_{II}(I, M)$;
9. найти нуль функционала невязки (14);
10. найти длину луча во втором слое;
11. найти координаты точки второй границы.

Выполнив аналогичные построения для всех точек второй эффективной границы, находим координаты всех точек границы S_2 . Далее рассуждения можно продолжить с тремя и большим числом границ.

Функционал (14) может иметь несколько нулей. Для решения проблемы единственности численного решения необходимо правильно указать интервал его локализации путем задания соответствующего приближения к точному решению, исходя из априорной информации. В нашем случае это было сделано за счет расширения эффективных границ отрезками прямых заданной длины. В качестве эффективных скоростей принимались соответствующие крайние значения. Таким образом, на полученном расширении имеем случай горизонтально-слоистой среды, для которой решение определяется однозначно, и это решение можно взять в качестве начального приближения для последующей точки.

Для проверки достоверности полученных теоретических выкладок и разработанных алгоритмов были поставлены численные эксперименты на различных моделях сред с заданными интервальными скоростями. При этом решались как прямая, так и обратная задачи.

Для численного моделирования был сформирован один прямолинейный профиль, для которого в дальнейшем задавались различные модели интервальных скоростей. Источники импульсных колебаний располагались на расстоянии 50 м друг от друга. Каждый ансамбль включал в себя один источник колебаний и 121 сейсмоприёмник (канал). Каналы располагались симметрично по обе стороны от источника через 50 м, при этом 61-ый канал каждого ансамбля находился в точке источника. Таким образом, длина каждой расстановки составляла 6000 м. Длина профиля была выбрана так, чтобы умещала 5 не пересекающихся расстановок по 121 каналу, т.е. составляла около 30 км. Общее количество точек ОГТ равнялось 1090, начиная с 61 номера и заканчивая 1150 номером в шкале стоянок.

После задания геометрии профиля при помощи стандартных процедур ProMAX создавались синтетические сейсмограммы, соответствующие геометрии данного профиля. При этом входными данными являлись закон изменения интервальных скоростей, число ансамблей необходимых для расчета, форма сигнала и преобладающая частота сигнала. Алгоритм расчета сейсмограмм основан на конечно-разностном решении волнового уравнения.

Численное моделирование проведено с четырьмя типами трехслойных моделей сред (скоростных моделей):

- a. Модель I содержит высокоскоростной второй слой относительно большой мощности, которая возрастает вдоль профиля.
- b. Модель II включает наклонный высокоскоростной второй слой, мощность которого относительно мала (порядка длины волны) и постоянна вдоль профиля.
- c. Модель III представляет собой три слоя с горизонтально залегающими границами раздела и возрастанием интервальной скорости от первого слоя к третьему. На

границе раздела первого и второго слоев залегают три высокоскоростных цилиндрических тела разных радиусов.

- d. Модель IV представляет собой три слоя с плоскими границами раздела сред, причем каждый слой является горизонтально-градиентной средой. Величина градиента увеличивается от слоя к слою и, кроме того, градиент от слоя к слою меняет свой знак.

Наибольший практический интерес представляют результаты исследования горизонтально-слоистой модели III с цилиндрическими высокоскоростными включениями. Ниже представлены некоторые результаты, полученные именно для этой модели.

Границы горизонтальных слоев в модели III залегают на глубинах 1000 м и 2000 м. Интервальная скорость в первом слое скорость равна 2000 м/с, во втором слое – 3000 м/с, в третьем – 4000 м/с. Модель осложнена присутствием трех высокоскоростных цилиндрических тел, лежащих поперёк линии профиля с осями на первой границе и имеющих в основании радиусы 300 м, 500 м и 800 м. Оси этих тел расположены на расстояниях 9000 м, 15000 м и 21700 м от начала профиля. Скорости в этих телах равны 4000 м/с. Эта модель представлена на рисунке 1. Ось абсцисс – положение точки ОГТ в шкале стоянок, ось ординат – глубина в метрах.

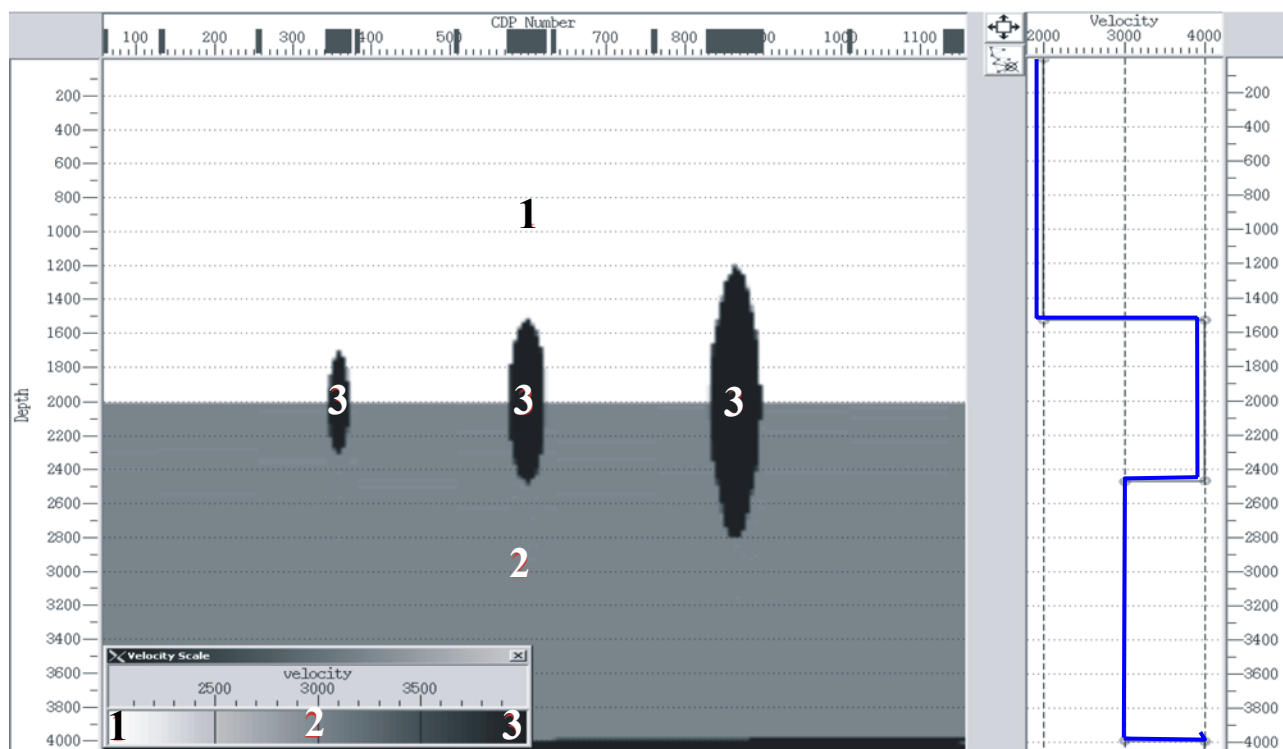


Рис. 1. Интервальные скорости для модели III.

Для данной скоростной модели среды были получены синтетические сейсмограммы метода отраженных волн, предполагающие наличие 487 источников импульсных колебаний и центральную 121 канальную систему сейсмических приемников. По полученным сейсмограммам, используя алгоритм, разработанный

А.А. Тузовским [7, 8], и средства ProMAX, проведен спектральный анализ на предмет определения эффективных скоростей продолжения

Полученные эффективные скорости продолжения при помощи разработанного алгоритма решения обратной задачи были пересчитаны в интервальные скорости (рис. 2). На рисунке 2 ось абсцисс – это положения точек ОГТ в шкале стоянок, по оси ординат – глубина в метрах. Можно отметить, что полученные интервальные скорости первого и второго слоев соответствуют заданной модели. Видно также, что высокоскоростные цилиндрические объекты отчетливо проявили себя в скоростном поле, хотя и в несколько искаженном виде.

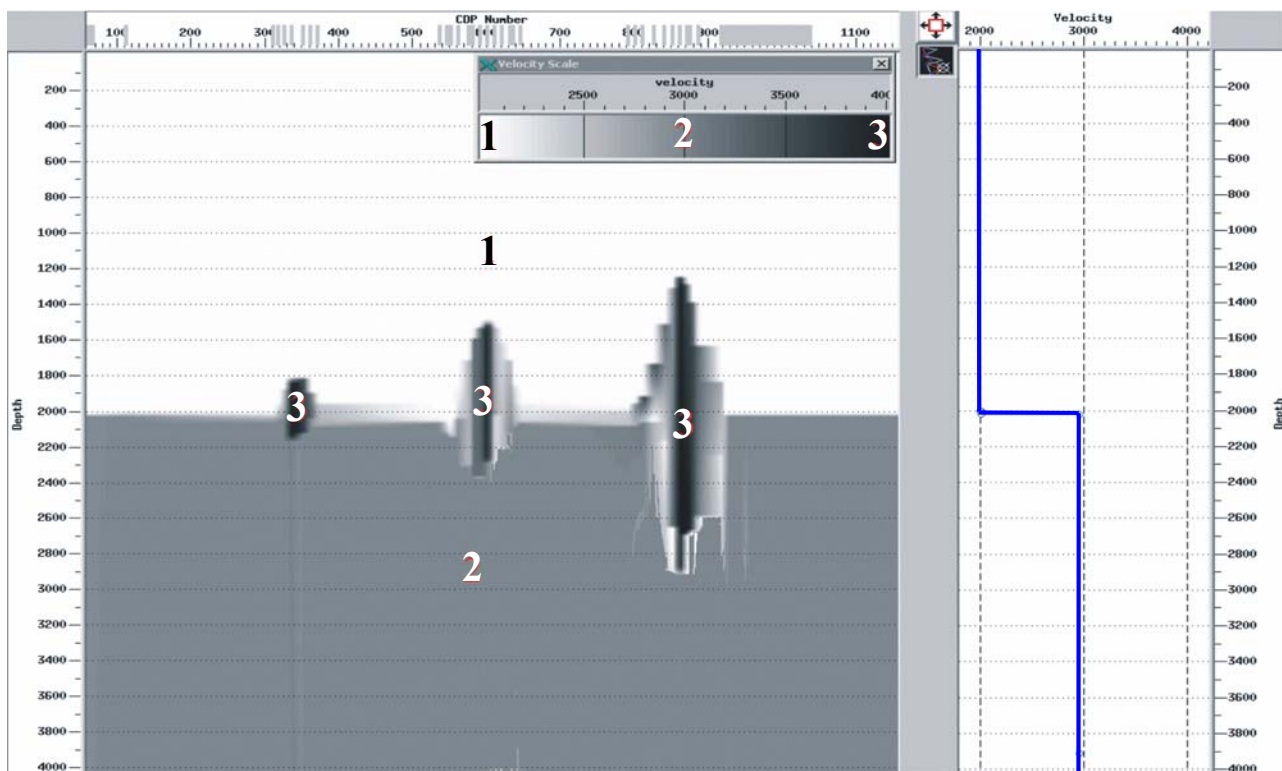


Рис. 2. Интервальные скорости, полученные со спектров эффективных скоростей продолжения, модель III.

Далее при помощи средств ProMAX были подобраны скорости ОГТ, обеспечивающие наилучшую синфазность сигнала при суммировании по общей точке отражения. Полученные скорости суммирования были использованы для вычисления кинематических поправок, с использованием которых был построен временной разрез. Высокоскоростные цилиндрические включения на временном разрезе проявили себя скорее как линзы выпуклые вверх. Дополнительно к этому картина на временном разрезе сильно осложнена наличием фиктивных отражающих границ.

Скорости суммирования ОГТ при помощи средств ProMAX были пересчитаны в интервальные скорости по формуле Дикса [4]. Результат в координатах «точка ОГТ – глубина» представлен на рисунке 3, из которого видно, что, во-первых, первая граница раздела размыта, а скорость во втором слое нарастает с глубиной. Во-вторых, если

верхняя граница цилиндрических высокоскоростных включений прослеживается достаточно четко, то этого нельзя сказать о нижней границе этих тел.

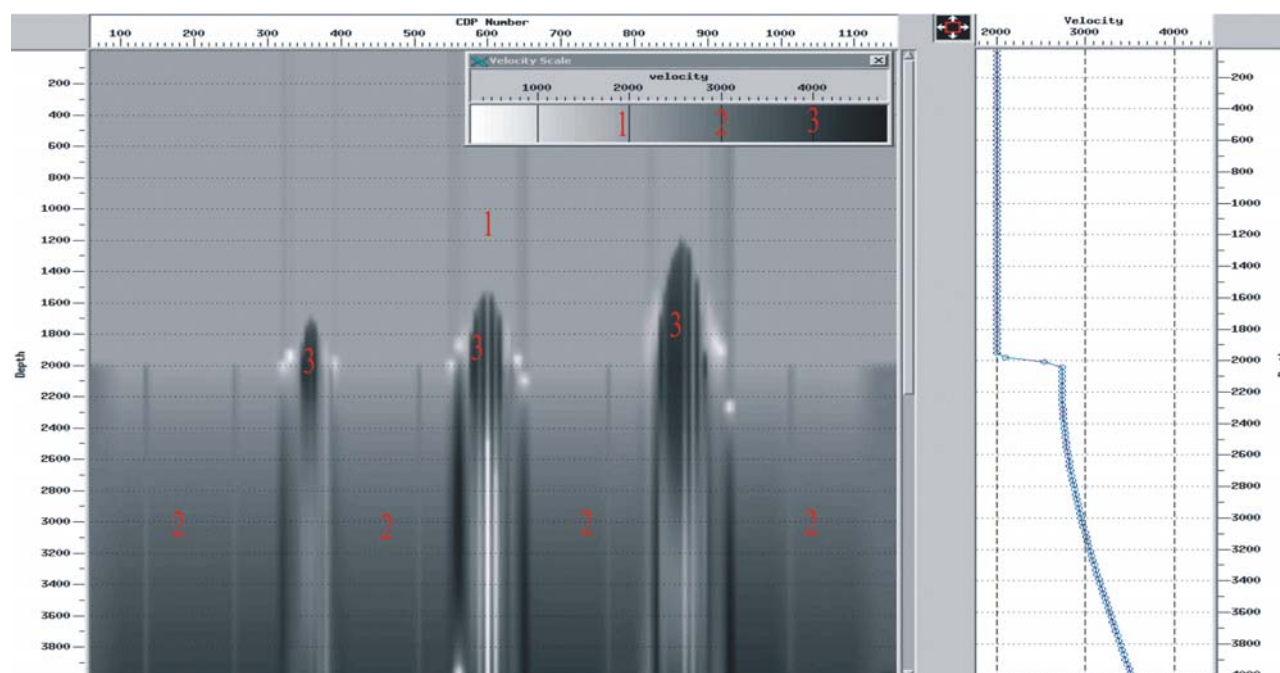


Рис. 3. Интервальные скорости, полученные из скоростей ОГТ путем преобразования Дикса, модель III.

Сравнение результата решения обратной задачи с разрезом интервальных скоростей, построенным с использованием преобразования Дикса, показывает эффективность разработанных математических и программных средств на предмет выявления локальных высокоскоростных включений в геологическом разрезе.

Основные результаты третьей главы.

1. Разработаны алгоритмы численного решения прямой и обратной задач продолжения волновых полей. Эти алгоритмы программно реализованы на языке C++ и встроены в качестве исполняемых модулей в среду обработки сейсмических данных ProMAX.
2. Исследованы зависимости решений прямой и обратной задач от кривизны отражающей границы для случая двухслойной среды. Показано, что в этих решениях присутствует сингулярность, приуроченная к некоторому малому значению кривизны границы. Отмечено, что такого рода сингулярности могут, в принципе, возникать при аппроксимации границ кубическими сплайнами. При появлении в результате счета аномально высоких или отрицательных значений эффективных и интервальных скоростей кубическую аппроксимацию границы следует заменить кусочно–линейной интерполяцией.
3. Выполнены численные эксперименты с четырьмя типами трехслойных моделей сред с заданными скоростными законами. Эксперименты включали в себя:

- построение глубинного разреза эффективных скоростей продолжения по заданным интервальным скоростям (решение прямой задачи продолжения);
 - построение глубинного разреза интервальных скоростей по вычисленным эффективным скоростям (решение обратной задачи продолжения);
 - расчет синтетических сейсмограмм для заданных сред с использованием программных средств ProMAX;
 - вычисление эффективных скоростей продолжения по сейсмограммам по алгоритму, разработанному А.А. Тузовским и встроенному в ProMAX;
 - построение глубинного разреза интервальных скоростей по эффективным скоростям, полученным с использованием алгоритма Тузовского;
 - вычисление эффективных скоростей ОГТ, построение временных разрезов ОГТ и разрезов интервальных скоростей с использованием преобразования Дикса;
 - построение глубинной миграции Кирхгофа.
4. Результаты численных экспериментов продемонстрировали, с одной стороны, достоверность теоретических построений, положенных в основу разработанных алгоритмов. С другой стороны, эти результаты свидетельствуют также о том, что путем решения обратной задачи продолжения удается достаточно эффективно выявлять высокоскоростные аномалии в нижнем полупространстве.

В заключении отмечены ключевые моменты диссертационной работы и сформулированы основные результаты диссертации, которые приведены ниже.

1. Интегральный оператор продолжения сейсмического поля с использованием аппарата теории функций Грина представлен в виде четырехмерного интегрального оператора, что позволило получить его высокочастотную асимптотику. Выведены уравнения на фазовую функцию главного члена асимптотики продолженного поля, определяющие положения точек фокусировки.
2. Из системы уравнений, определяющей положения точек фокусировки продолженного поля, получено решение прямой задачи продолжения для слоисто-однородных сред с криволинейными границами раздела, т.е. определены эффективная скорость и положение эффективной границы.
3. Из сравнения результатов решений прямой задачи для двух способов продолжения поля (первый – продолжение PMI ; второй – PI) выявлено единственно верное решение.
4. Для частных случаев слоисто-однородных сред с одной отражающей границей и с несколькими границами, параллельными дневной поверхности, получены аналитические решения прямой и обратной задач продолжения.
5. Построены алгоритмы вычисления эффективных скоростей продолжения по заданному скоростному закону (решение прямой задачи) и определения интервальных скоростей и положения границ раздела слоев (решение обратной задачи). Разработанные алгоритмы программно реализованы на языке C++ и встроены в качестве исполняемых модулей в среду обработки сейсмических данных ProMAX.

6. Исследована зависимость решений прямой и обратной задач от кривизны отражающей границы.
7. Выполнены численные эксперименты с трехслойными моделями сред, одна из которых содержала локальные высокоскоростные включения. Результаты этих экспериментов свидетельствуют, во-первых, о достоверности теоретических построений, положенных в основу созданных алгоритмов. Во-вторых, сравнение глубинных скоростных разрезов, построенных по разработанному алгоритму и по формуле Дикса [4], показало, что заданные высокоскоростные объекты с большей надежностью можно выделить именно на разрезе интервальных скоростей, полученному в результате решения обратной задачи продолжения.

Дальнейшее развитие исследований, начатых в диссертационной работе, состоит в создании программного комплекса по интерактивному анализу скоростей продолжения в совокупности с расчетом интервальных скоростей на основе алгоритма, разработанного А.А. Тузовским [7, 8] и алгоритма решения обратной задачи, представленного в диссертации. Последующие теоретические разработки, очевидно, необходимо связать с исследованием данных трехмерной сейсмоки.

Автор выражает глубокую признательность А.А. Тузовскому за постановку задачи и научные консультации, первому проректору КрасГУ В.А. Сапожникову, профессору кафедры вычислительных и информационных технологий В.Е. Распопову, Генеральному директору ЗАО «Красноярскгеофизика» В.А. Позднякову и сотрудникам ЗАО Г.В. Иванову, Б.И. Музыченко, В.В. Шиликову за полезные обсуждения и советы. Благодарю своего научного руководителя профессора В.М. Киселева за постоянное внимание к работе.

Список работ автора по теме диссертации

1. *Мерецкий, А.А.* Скоростной анализ в задачах продолжения полей / А.А. Мерецкий // Материалы III Международной научно-практической конференции студентов и аспирантов «Молодежь и наука XXI века». – Красноярск: КГПУ. – 2002. – С. 8.
2. *Мерецкий, А.А.* Скоростной анализ продолженных полей / А.А. Мерецкий, А.А. Тузовский // Вестник НИИ СУВПТ «Интеллектуальные технологии и адаптация» / Сб. научных трудов под общей редакцией проф. Н.В. Василенко. – Красноярск: НИИ СУВПТ. – 2002. – С. 127 - 153.
3. *Мерецкий, А.А.* Анализ интегральных операторов продолжения волновых полей / А.А. Мерецкий // Сборник тезисов докладов VII Всероссийской научной конференции, посвященной памяти генерального конструктора ракетно-космических систем академика М.Ф. Решетнева. – Красноярск: СибГАУ. – 2003. – С. 248 - 249.
4. *Мерецкий, А.А.* Анализ интегральных операторов продолжения сейсмических волновых полей / А.А. Мерецкий // Материалы V Всероссийской научно-практической конференции студентов аспирантов и молодых ученых «Молодежь и наука XXI века» – Красноярск: КГПУ. – 2004. – С. 14.
5. *Мерецкий, А.А.* Анализ интегральных операторов продолжения волновых полей в задачах сейсмоки / А.А. Мерецкий, А.А. Тузовский // Вестник университетского

комплекса, сборник научных трудов ВСФ РГУ ИТП НИИ СУВПТ. – Красноярск: НИИ СУВПТ. – 2004. – С. 200 - 226.

6. *Мерецкий, А.А* Скоростной анализ продолженных полей по сейсмическим данным / А.А. Мерецкий, А.А. Тузовский // Вестник Красноярского государственного университета (физико- математические науки). – 2004. – № 5. – С. 49 - 61.
7. *Тузовский, А.А* Численное решение обратной задачи продолжения сейсмического поля / А.А. Тузовский, А.А. Мерецкий, В.М. Киселев // Вестник Красноярского государственного университета (физико- математические науки). - 2005. - № 7. - С. 114 - 122.

Список цитированной литературы

- [1]. Петрашень, Г.И. Продолжение волновых полей в задачах сейсморазведки / Г.И. Петрашень, С.А. Нахамкин. – Л: Наука, 1973. – 170 с.
- [2]. Козлов, Е.А. Миграционные преобразования в сейсморазведке / Е.А. Козлов. - М: Недра 1986. – 247 с.
- [3]. Поздняков, В.А. Преобразование сейсмограмм для изображения локальных неоднородностей среды /В.А. Поздняков, В.А. Чеверда // Геофизика (Технологии сейсморазведки – I). – 2002. – С. 66 - 69.
- [4]. Намоконов, В.П. Сейсморазведка. Справочник геофизика. / Под редакцией В.П. Намоконова. – М: Недра, 1990. – 336 с.
- [5]. Гольдин, С.В. Двумерные интегральные продолжения волновых полей / С.В. Гольдин // Геология и геофизика. – 1985. – № 5. – С. 84 - 93.
- [6]. Гольдин, С.В. Интегральные продолжения волновых полей / С.В. Гольдин // Геология и геофизика. – 1985. – №3. – С. 103 - 113.
- [7]. Тузовский, А.А. Определение скорости по каустикам продолженных полей / А.А. Тузовский // Геология и геофизика. – 1988. – №8. – С. 94 - 102.
- [8]. Тузовский А.А. Применение продолженных с плоских кривых полей при восстановлении границ раздела упругих сред / А.А. Тузовский // Моделирование волновых полей. – Новосибирск, 1983. – С. 96 - 106.
- [9]. Тюриков, Л.Г. Вычисление эффективной скорости в методе ОГТ для изотропных сред с криволинейными границами раздела / Л.Г. Тюриков, А.В. Малик // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Вып. 22. – Л.: Наука, 1982. – С. 188 - 197.
- [10]. Гольдин, С.В. Система КИНГ / С.В. Гольдин и др.– Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР. – 1980. – 136 с.
- [11]. Федорюк, М.В. Асимптотика: интегралы и ряды / М.В. Федорюк. – М: Наука. – 1987. – 544 с.

ЛП № 04943 от 02.03.99.
Подписано в печать 19 октября 2006 г.
Формат бумаги 60х86/16. Объем 1 усл. п. л.
Тираж 100 экз. Заказ № 20.

Отпечатано на ризографе ИВМ СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок.

