

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПРОДОЛЖЕНИЯ
СЕЙСМИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.А. Тузовский, А.А. Мерецкий, В.М. Киселев*

На основе интегрального оператора рассмотрено продолжение сейсмического поля, регистрируемого на дневной поверхности, в нижнее полупространство. Построены 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.

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.

Ситуация кардинально меняется, если нижнее полупространство имеет сложное строение: отражающие границы заметно наклонны, залегают на больших глубинах, в покрывающей толще есть высокоскоростные слои. 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 [1,2]. По своей сути это продолжение (или пересчет) волнового поля, зарегистрированного на дневной поверхности, в точку его возбуждения. Однако построение мигрированных разрезов (так же как и построение разрезов ОГТ) требует знания скоростей распространения упругих волн – так называемых интервальных скоростей. Задаче вычисления интервальных скоростей по данным сейсморазведки и посвящена настоящая работа.

Продолжение волновых полей посредством интегральных операторов

Теоретические основы одного из способов осуществления миграции предложил С.В. Гольдин [3,4]. Следуя работам [3,4], продолженное в произвольную точку нижнего полупространства $M_0(x_1^0, x_3^0)$ волновое поле определим в виде интегрального оператора

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

где $U_0(I, P, t)$ – упругое смещение среды; $\bar{\tau}(I, M_0)$ – 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 ; $\{I\}, \{P\}$ – множества источников и приемников соответственно; K – некоторая гладкая функция (ядро оператора продолжения); F – некоторый непрерывный оператор, действующий по времени t; x_I, x_P – координаты источников и приемников вдоль прямолинейного профиля.

Можно заметить, что $\bar{\tau}(I, M_0)$ и $\bar{\tau}(M_0, P)$ для однородной эффективной модели среды продолжения имеют вид

$$\bar{\tau}(I, M_0) = \frac{R(I, M_0)}{\bar{V}}, \quad \bar{\tau}(M_0, P) = \frac{R(M_0, P)}{\bar{V}}, \quad (2)$$

где R – расстояние между соответствующими точками; \bar{V} – эффективная скорость продолжения. Распространение упругих продольных волн рассматривается в приближении геометрической сейсмологии (в лучевом приближении).

Продолжение вида (1) было использовано для восстановления истинных коэффициентов отражения от границ раздела слоев [5,6], для определения эффективных скоростей продолжения с использованием сумми-

* © А.А. Тузовский, ЗАО «Красноярскгеофизика», 2006; А.А. Мерецкий, Красноярский государственный университет, 2006; В.М. Киселев, Государственный университет цветных металлов и золота, 2006.

рованных по ОГТ сейсмических данных [7]. Результаты работы [7] послужили основой для создания алгоритма вычисления эффективных скоростей продолжения, т.е. алгоритма решения прямой задачи продолжения (1) по данным ОГТ. Этот алгоритм реализован в виде программного продукта и встроено в виде исполняемого модуля в систему обработки сейсмических данных ProMAX.

Нахождение интервальных скоростей и мощностей слоев исследуемого сейсмического разреза по эффективным скоростям продолжения по своей сути представляет собой обратную задачу продолжения. Для ее решения необходимо получить формулу, связывающую эффективные скорости продолжения и мощности слоев продолжения с интервальными скоростями и реальными мощностями пластов.

Общее аналитическое решение обратной задачи продолжения волнового поля на основе интегрального оператора (1) для слоисто-однородной среды с криволинейными, достаточно гладкими границами раздела слоев для двухмерного случая представлено нами в работе [8]. Двойной интеграл (1) с использованием аппарата теории функций Грина был преобразован в четырехмерный интеграл (добавилось интегрирование по двум координатам текущей точки M , отражающей границы S_N):

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

В уравнении (3) f' – производная по времени от функции источника, $\Phi(I, M, P)$ – некоторая (достаточно сложная по виду) функция, которая из дальнейшего рассмотрения выпадает, $\tau(I, M)$ и $\tau(M, P)$ – эйконы продольной волны в реальной среде, а не в среде продолжения, как в (2).

Затем было выполнено преобразование Фурье интеграла (3) и методом стационарной фазы исследована его высокочастотная асимптотика на предмет выявления точек фокусировки, в которых за счет соответствующего выбора эффективной скорости \bar{V} достигается максимум интеграла (3). Главный член асимптотики Фурье-образа (3) имеет вид

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

где $(x_I^0, x_P^0, z_1^0, z_2^0, M_0)$ – невырожденная стационарная точка, z_1, z_2 – координаты точки M на отражающей поверхности S_N , $\tilde{F}(\omega)$ – спектр функции источника f и $\Psi = K \cdot F \cdot \Phi$. Функция $\operatorname{sgn} \phi''$ обозначает разность между числом положительных и отрицательных собственных значений гессиана фазовой функции

$$\phi(x_I, x_P, z_1, z_2) = \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, M) - \tau(M, P). \quad (5)$$

Продолженное поле достигает своего максимума в стационарных вырожденных точках, которые удовлетворяют системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 0 \\ \nabla \phi &= 0 \\ \det \phi''_{xx} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Исследование этой системы привело к двум квадратным уравнениям на эффективную скорость \bar{V} и, соответственно, к четырем решениям, одно из которых, а именно

$$\bar{V} = \frac{-R\tau_{II}(I, M) + \sqrt{R^2\tau_{II}^2(I, M) + 4\tau_I^2(I, M)}}{2\tau_I^2(I, M)}, \quad (7)$$

из чисто физических соображений было принято в качестве истинного решения прямой задачи продолжения. В уравнении (7) R – длина центрального луча до отражающей границы в среде продолжения;

$$\tau_I(I, M) = \frac{\partial \tau(I, M)}{\partial x_I}, \quad \tau_{II}(I, M) = \frac{\partial^2 \tau(I, M)}{\partial x_I^2}.$$

О единственности решения прямой задачи продолжения

Покажем, что принятое в работе [8] за истинное решение прямой задачи уравнение (7) действительно таковым является. Для этого построим на основе интегрального оператора (1) другое продолжение поля, а

именно непосредственно от приемника P к источнику I , минуя точку M на отражающей границе. Обозначим такое продолжение как PI , а для рассмотренного выше продолжения введем обозначение PMI .

Согласно нулевому приближению лучевого метода упругое смещение $U_0(I, P, t)$ можно представить в виде

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

Тогда интегральный оператор продолжения можно записать так:

$$w(M_0, t) = \int_{\{I\}} \int_{\{P\}} KF \{U_0(I, P) f(t + \bar{\tau}(I, M_0) + \bar{\tau}(M_0, P) - \tau(I, P))\} dx_I dx_P. \quad (8)$$

В отличие от продолжения (3) в (8) нет явной зависимости от точки M , лежащей на отражающей границе. Применив к (8) преобразование Фурье, рассмотрев главный член высокочастотной асимптотики получившегося интеграла, как и при анализе продолжения PMI , приходим к системе уравнений на фазовую функцию:

$$\begin{cases} \psi = 0 \\ \nabla \psi = 0 \\ \det \psi''_{xx} = 0 \end{cases}, \quad (9)$$

которая аналогична системе (6) за исключением того, что фазовая функция

$$\psi = \tau(I, P) - \bar{\tau}(I, M_0) - \bar{\tau}(M_0, P)$$

от M не зависит. Определитель в (9) – это определитель 2-го порядка:

$$\begin{vmatrix} \psi_{II} & \psi_{IP} \\ \psi_{PI} & \psi_{PP} \end{vmatrix} = 0.$$

Раскрывая этот определитель, учитывая, что на центральном луче $\tau_{IP}(I, P) = \tau_{PI}(I, P)$, $\tau_{II}(I, P) = \tau_{PP}(I, P)$ и $\bar{\tau}_{PP}(I, M_0) = \bar{\tau}_{II}(I, M_0)$, получаем:

$$|\tau_{II}(I, M_0) - \tau_{II}(I, P)| = |\tau_{IP}(I, P)|.$$

Выражение для второй производной $\tau_{II}(I, M_0)$ приведено в [8]. Смешанная производная $\tau_{IP}(I, P)$ от эйконала волны на центральном луче может быть представлена через производные $\tau_{II}(I, M)$ и $\tau_{II}(I, P)$, где M – точка на отражающем горизонте [9]:

$$(\tau(I, P))_{IP} = \sqrt{(\tau_{II}(I, M) - \tau_{II}(I, P))^2}.$$

После необходимых преобразований для эффективной скорости продолжения можно получить два квадратных уравнения, из четырех корней которых лишь один совпадает с (7). Исходя из естественного предположения, что эффективная скорость \bar{V} не должна зависеть от способа продолжения, приходим к выводу, что уравнение (7) дает истинное решение прямой задачи продолжения.

На первый взгляд, продолжение PI , построение которого не требует использования громоздкого аппарата теории функций Грина, существенно проще рассмотренного в [8] продолжения PMI , однако его практическая реализация невозможна без вычисления производных от эйконала на отражающем горизонте, что, в конечном итоге, приводит опять к продолжению PMI .

Алгоритм решения обратной задачи

Для среды, имеющей N границ раздела,

$$R = \bar{V} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{h_i}{V_i},$$

где h_i, V_i – соответственно, мощность и интервальная скорость i -го слоя. Подставляя это выражение в (7), после несложных преобразований можно получить:

$$\bar{V}^2 = \frac{1}{\tau_I^2(I, M) + \sum_{i=1}^N \frac{h_i}{V_i} \tau_{II}(I, M)}. \quad (10)$$

Уравнение (10) представляет собой решение прямой задачи продолжения. Для горизонтально-слоистых сред с плоскими границами решение как прямой, так и обратной задач нетрудно получить аналитически [8].

Рассмотрим N -слойную среду с криволинейными, достаточно гладкими границами раздела слоев. Пусть известны N однородных, эффективных моделей среды, т.е. известно N эффективных границ и N эффективных скоростей. 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 . Необходимо вычислить интервальную скорость V_N в N -м слое и мощность этого слоя h_N . Обратим формулу (10) и выразим из нее $\tau_{II}(I, M)$:

$$\tau_{II} = \frac{1 - \bar{V}_N^2 \tau_I^2}{\bar{V}_N H_N}. \quad (11)$$

Первый этап решения обратной задачи – это восстановление истинных отражающих границ среды. В [8] показано, что первая эффективная граница совпадает с первой реальной. Поэтому считаем, что граница S_1 слоисто-однородной среды восстановлена. Вторая эффективная граница соответствует слоисто-однородной среде с двумя границами S_1 и S_2 . Задача состоит в том, чтобы восстановить границу S_2 . Для этого необходимо:

- 1) выбрать 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) вычислить длину эффективного луча R ;
- 4) построить направляющий вектор луча, исходящего из точки I в первом слое реальной среды;
- 5) найти точку пересечения первого луча и границы S_1 ;
- 6) вычислить длину луча в первом слое h_1 .

Величина $\tau_{II}(I, M)$ может быть либо найдена по уравнению (11), либо вычислена по алгоритму, изложенному в работе [10]. Рассмотрим функционал невязки:

$$F(V_N) = \tau_{II}(I, M) - \tilde{\tau}_{II}(I, M), \quad (12)$$

где величина $\tau_{II}(I, M)$ определена формулой (11), а $\tilde{\tau}_{II}(I, M)$ вычисляется по алгоритму работы [10] (см. также [8]). Нулем этого функционала является искомое значение интервальной скорости во втором слое.

Зная скорость распространения упругой волны во втором слое, можно найти длину луча в этом слое. По закону Снеллиуса находится направляющий вектор луча. Определяется положение точки, соответствующей второй границе.

Аналогичные построения выполняются для всех точек второй эффективной границы. Таким образом, определяются соответствующие этим точкам положения границы S_2 и интервальные скорости во втором слое.

Рассуждения можно продолжить для трех и большего числа границ.

Нули функционала невязки (12) находились методом бисекций. Вообще говоря, функционал (12) может иметь несколько нулей. Проблема единственности решалась путем расширения эффективных границ отрезками прямых заданной длины с эффективными скоростями, соответствующими крайним значениям. На полученных таким образом расширениях имеет место случай горизонтально-слоистой среды, для которой решение определено однозначно, и это решение принималось в качестве начального приближения для расчетов на последующей точке.

Результаты численного моделирования

Алгоритмы решения прямой и обратной задач были программно реализованы на языке программирования C++ и встроены в качестве самостоятельно исполняемых модулей в среду обработки сейсмических данных ProMAX. Блок-схема решения обратной задачи продолжения представлена на рис. 1.

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 встроены в ProMAX алгоритм, разработанный А.А. Тузовским, определили

эффективные скорости продолжения волновых полей. Далее из полученного разреза эффективных скоростей по алгоритму решения обратной задачи, представленному выше, были вычислены интервальные скорости анализируемого разреза, которые сравнивались с исходными интервальными скоростями.

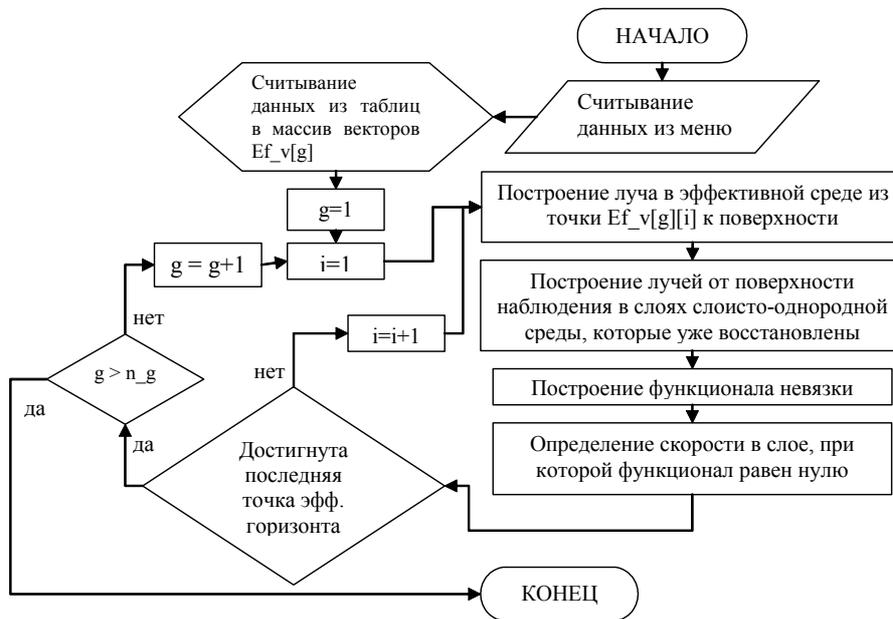


Рис.1. Блок схема решения обратной задачи продолжения: g – номер границы, считая от поверхности; n_g – число границ; i – номер точки на горизонте

Для того чтобы создать модель геологической среды, необходимо первоначально определить геометрию профиля, т.е. задать координаты пунктов взрыва, координаты пунктов приема, координаты точек ОГТ и соответствующие номера этих точек в некоторой условной шкале стоянок (провести бинирование). Отметим, что номер общей глубинной точки заносится как сумма соответствующих номеров пункта взрыва и пункта приема. Далее для удобства оперируют именно с номерами пунктов взрыва, приема, ОГТ. В нашем случае 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-й канал каждого ансамбля находился в точке источника. Таким образом, длина каждой расстановки составляла 6000 м. Длина профиля выбиралась так, чтобы умещала 5 непересекающихся расстановок по 121 каналу, т.е. составляла около 30 км. Общее количество точек ОГТ равнялось 1090, начиная с 61-го номера и заканчивая 1150-м 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 необходимых для расчета ансамблей, форма сигнала и преобладающая частота сигнала. Алгоритм расчета сейсмограмм основан на конечно-разностном решении волнового уравнения.

Для начала были исследованы две трехслойные модели интервальных скоростей с плоскими наклонными границами раздела слоев, причем скорость во втором слое была выше, чем в первом и третьем слоях. Расчеты преследовали одну цель: проверить работоспособность и адекватность разработанных алгоритмов и программ. В частности, решение обратной задачи привело к результатам, практически совпадающим с исходными скоростными моделями. Надо отметить, что, несмотря на наличие промежуточного высокоскоростного слоя, определение интервальных скоростей по данным ОГТ по известной формуле Дикса привело также к вполне приемлемому для сейсморазведки результату. Другими словами, для сред с простой геометрией границ раздела даже при наличии инверсии скорости разработанный способ определения интервальных скоростей заметными преимуществами перед стандартными методами не обладает.

Совершенно иначе обстоит дело с исследованием сред со сложной геометрией границ. На рис.2 представлена скоростная модель трехслойной среды с высокоскоростными включениями. Границы слоев плоские горизонтальные, залегают на глубинах 2000 и 4000 м. В первом слое скорость равна 2000 м/с, во втором – 3000 м/с, в третьем – 4000 м/с. Три высокоскоростных цилиндрических тела, имеющих в основании радиусы 300, 500 и 800 м, залегают поперек линии профиля с осями на первой границе на расстояниях 9000, 15000 и 21700 м от начала профиля. Скорости в этих цилиндрических телах равны 4000 м/с.

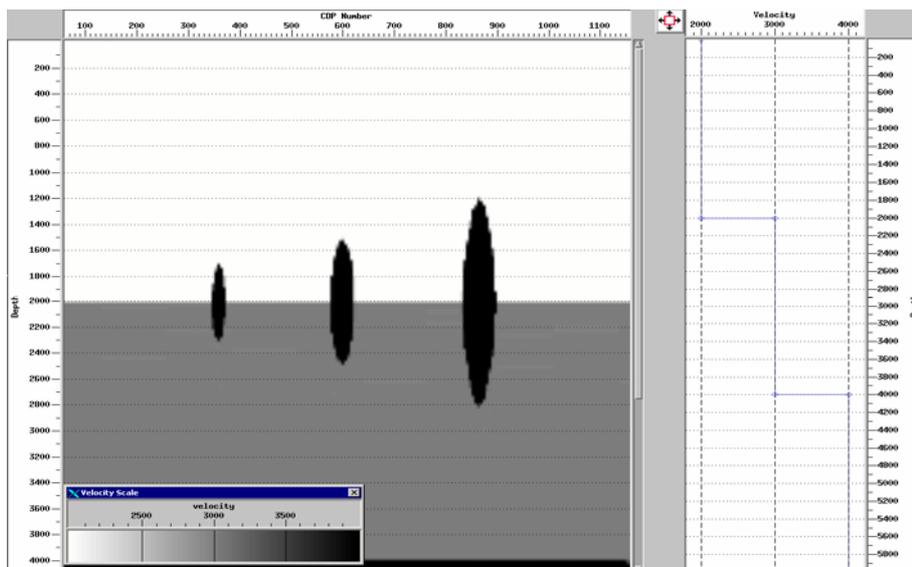


Рис. 2. Скоростная модель среды: по вертикали – глубина в метрах, по горизонтали – номер общей глубинной точки (CDP)

По заданной скоростной модели с использованием средств ProMAX были получены синтетические сейсмограммы, предполагающие наличие 487 источников импульсных колебаний и центральную 121 - канальную систему сейсмических приемников.

На рис.3 приведена сейсмограмма от первого (от начала профиля) источника колебаний. По оси абсцисс – номер канала (сейсмоприемника), по оси ординат – время в миллисекундах. Положение источника совпадает с положением 61-го канала. Четко прослеживается прямая волна и волны, отраженные от границ раздела сред, залегающих на глубинах 2000 м и 4000 м. Волн, отраженных от цилиндрических тел, не наблюдается, т.к. сейсмическая расстановка, соответствующая первому источнику, находится на достаточном расстоянии от этих высокоскоростных объектов.

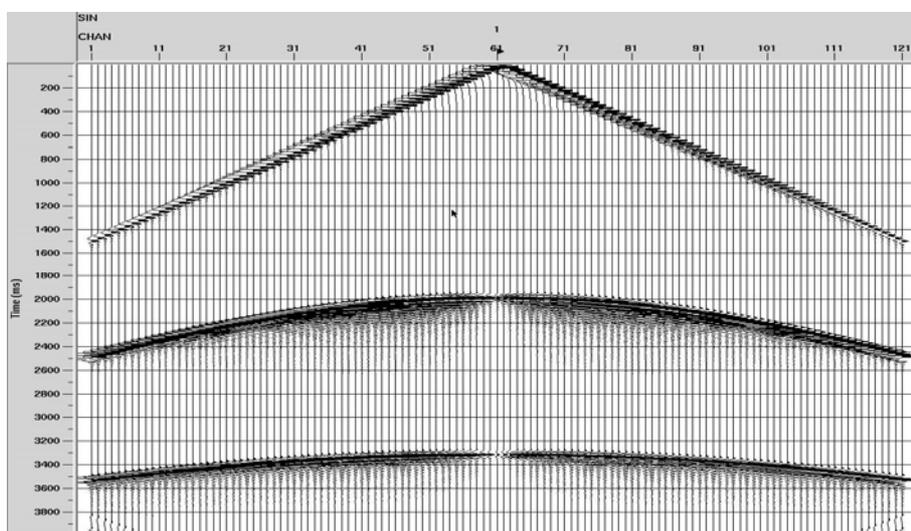


Рис. 3. Сейсмограмма, соответствующая первому источнику колебаний

Следующая сейсмограмма (рис. 4) соответствует положению источника непосредственно над центральной частью первого цилиндрического тела. Волновая картина заметно осложнена образованием внутри цилиндрического тела кратных волн. Однако с учетом первоначально заданной модели среды можно выделить волны, отраженные от верхней и нижней границ тела, соответствующие переходу в высокоскоростную среду и наоборот.

По полученным сейсмограммам, используя алгоритм, разработанный А.А. Тузовским, и средства ProMAX, провели спектральный анализ на предмет определения эффективных скоростей продолжения. Полученные эффективные скорости продолжения при помощи разработанного алгоритма решения обратной за-

даны были пересчитаны в интервальные скорости (рис.5). Во-первых, можно отметить, что вычисленные 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. Искажения, надо полагать, обусловлены преимущественно ошибками определений эффективных скоростей продолжения по сейсмограммам. Примечательно также то, что внутренние части выявленных объектов имеют интервальную скорость именно 4000 м/с.

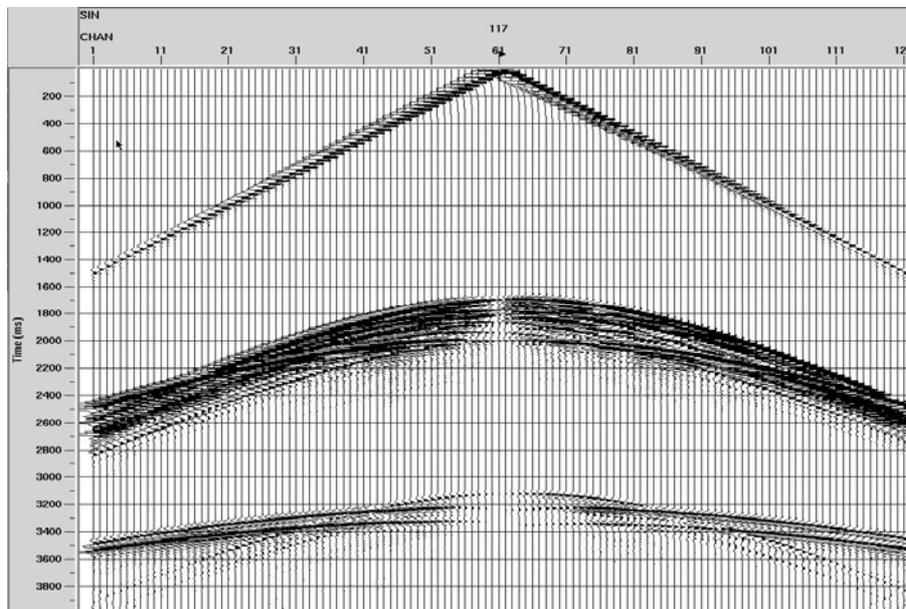


Рис. 4. Сейсмограмма, соответствующая 117-му источнику колебаний. Положение источника приходится на центр первого по профилю цилиндрического тела

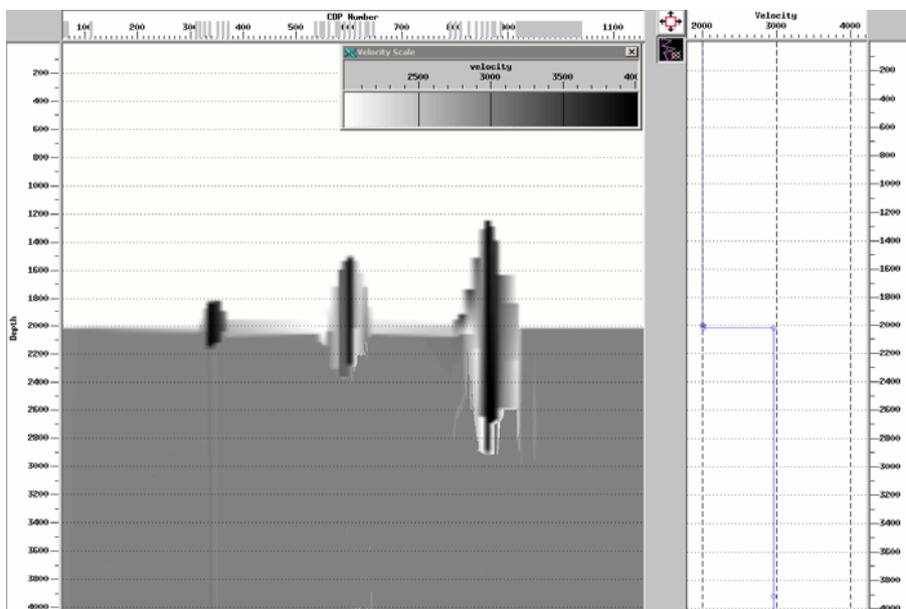


Рис. 5. Интервальные скорости, полученные в результате решения обратной задачи продолжения

Далее при помощи средств ProMAX были подобраны скорости ОГТ, обеспечивающие наилучшую синфазность сигнала при суммировании по общей точке отражения. Полученные скорости суммирования ОГТ были пересчитаны в интервальные скорости по формуле Дикса. Результат в координатах «точка ОГТ – глубина» представлен на рис.6, 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. Результат,

представленный на рис.5 (расчет по разработанному алгоритму решения обратной задачи продолжения), более адекватен исходной скоростной модели среды.

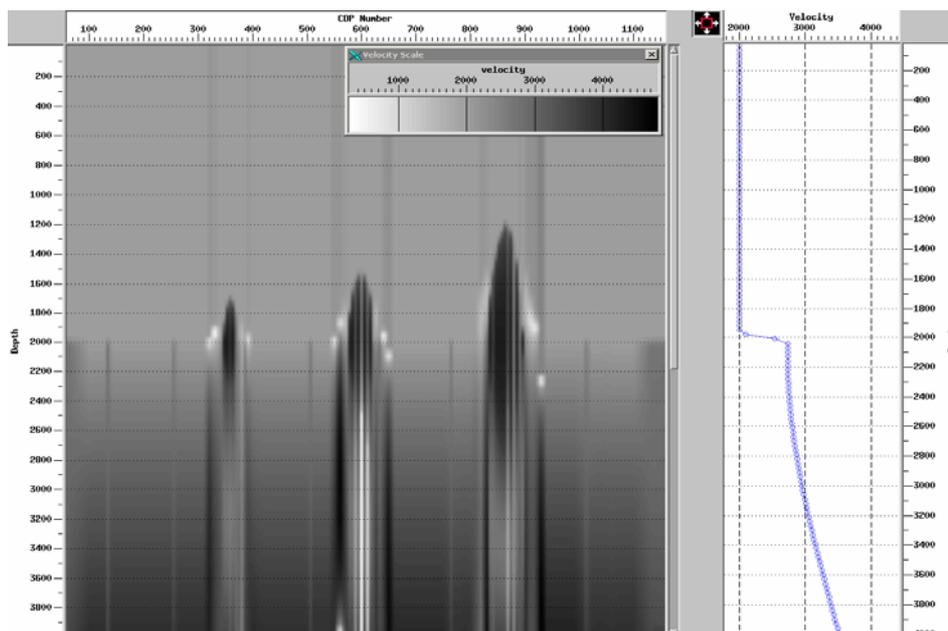


Рис. 6. Интервальные скорости, полученные из скоростей ОГТ путем преобразования Дикса

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петрашень Г.И. Продолжение волновых полей в сейсморазведке / 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. Гольдин С.В. Интегральные продолжения волновых полей / С.В. Гольдин // Геология и геофизика. – 1985. – № 4. – С. 103–113.
4. Гольдин С.В. Двумерные интегральные продолжения волновых полей / С.В. Гольдин // Геология и геофизика. – 1985. – № 5. – С. 84–93.
5. Тузовский А.А. Применение динамических характеристик продолженных в неоднородные среды полей в задачах восстановления коэффициентов отражения / А.А. Тузовский // Геология и геофизика. – 1987. – № 12. – С. 88–97.
6. Тузовский А.А. Восстановление истинных коэффициентов отражения по динамике продолженных полей / А.А. Тузовский // Геология и геофизика. – 1989. – № 8. – С. 93–101.
7. Тузовский А.А. Определение скорости по каустикам продолженных полей / А.А. Тузовский // Геология и геофизика. – 1988. – № 8. – С. 94–102.
8. Мерецкий А.А. Скоростной анализ продолженных полей по сейсмическим данным / А.А. Мерецкий, А.А. Тузовский // Вестник КрасГУ (физ.-мат. науки). – 2004/5. – № 2. – С. 49–61.
9. Гольдин С.В. Система КИНГ / С.В. Гольдин и др. – Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1980.
10. 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.

NUMERICAL SOLUTION FOR THE INVERSE PROBLEM OF THE SEISMIC FIELD EXTENSION

A.A. Tuzovsky, A.A. Meretsky, V.M. Kiselev

On the basis of integral operator, we have analyzed the extension of seismic field, registered on the surface, into the lower semispace. Algorithms for the solution of direct and inverse problems of the field extension for layer-homogeneous elastic media with curvilinear boundaries were constructed. Numerical simulations to estimate interval velocities in complex seismic media were conducted. The results for interval velocities, obtained using our algorithms were compared with those obtained using standard methods of seismic prospecting.