

## ГЕОМЕХАНИКА

УДК 622.7+ 622

### ВОЛНОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ОЧАГОВ АККУМУЛИРОВАНИЯ МЕТАНА В УГОЛЬНОМ ПЛАСТЕ

М. В. Курленя<sup>1</sup>, А. С. Сердюков<sup>2</sup>, А. А. Дучков<sup>3</sup>, С. В. Сердюков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт горного дела им. Н. А. Чинакала СО РАН,  
Красный проспект, 54, 630091, г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
ул. Пирогова, 2, 630090, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН,  
просп. Академика Коптюга, 3, 630090, г. Новосибирск, Россия

Представлен метод волновой томографии, являющийся конечно-частотным аналогом классической лучевой сейсмической томографии. Приведены результаты численных исследований. Предлагаемый подход позволяет определять скоростные аномалии в трещиноватых зонах аккумуляции метана, размеры которых сравнимы с доминирующей длиной волны, применяемой для просвечивания.

*Угольный пласт, метан, трещиноватые зоны, сейсмическое просвечивание, волновая томография*

Исследована задача поисков очагов аккумуляции метана в угольном пласте методом сейсмического просвечивания. В качестве исходных данных взяты времена пробега сейсмических волн, поскольку использование их динамических характеристик проблематично из-за значительной изменчивости упругих свойств горных пород в окрестности горных выработок. В таких условиях сложно учесть контактные условия в местах установки источников и приемников сейсмических колебаний и оценить, какая часть энергии возбуждаемого поля уходит в угольный пласт.

В работе [1] рассмотрена возможность применения классической лучевой томографии для поисков трещиноватых зон, моделируемых с помощью эффективных анизотропных упругих параметров. Малые размеры зон аккумуляции метана по сравнению с длинами сейсмических волн накладывают на данный метод существенные ограничения. Это связано с тем, что лучевая томография основана на высокочастотной (лучевой) аппроксимации решений соответствующих волновых уравнений.

Метод волновой томографии, предложенный в [2], решает обратную кинематическую задачу без использования высокочастотной аппроксимации. Невязки времен пробега определяют по корреляции наблюдаемых и синтетических сейсмограмм. Это дает возможность выявлять

невязки, вызванные возмущениями скорости в среде, размеры которых сравнимы с доминирующей длиной волны. Такой способ более устойчив к техногенным помехам на сейсмограммах, чем методы лучевой томографии.

Для расчета синтетических сейсмограмм обычно применяют конечно-разностные схемы решения соответствующих уравнений, способные моделировать полное волновое поле в заданной целевой области в требуемом временном интервале [3]. Это позволяет достаточно точно вычислять распространение упругих колебаний в неоднородных средах без использования лучевой аппроксимации. Недостатком являются высокие требования к вычислительным ресурсам и большое время вычислений из-за многократного решения прямой задачи распространения сейсмических волн в неоднородной среде. Заметим, что скорость обработки данных, в частности решения прямых задач в режиме реального времени, особенно важна для поиска газонаполненных зон, способных к внезапному выделению больших объемов метана в процессе разработки угольных пластов.

Для решения этой проблемы предлагается выполнять расчет динамических характеристик отдельных волн, а не всего поля целиком, за счет чего удастся добиться ускорения решения прямой задачи на несколько порядков [3].

Моделирование поисков очагов аккумуляции метана в угольном пласте методом сейсмического просвечивания проводится в два этапа. Сначала выполняется расчет времен пробега и фронтов целевых волн на основе конечно-разностного решения уравнения эйконала. На втором этапе решаются уравнения упругости в узкой полосе, привязанной к бегущему волновому фронту. Такой подход позволяет проводить выборочное моделирование отдельных волн в неоднородных средах значительно быстрее по сравнению с решением уравнений упругости во всей модельной области. При этом уравнения в окрестности фронта решаются без использования высокочастотной аппроксимации.

Представлены результаты численных экспериментов, демонстрирующие способность предлагаемого подхода обнаруживать трещиноватые газонаполненные неоднородности, размер которых несколько меньше длин волн, используемых для сейсмического просвечивания продуктивного пласта.

**Волновая томография.** В волновой томографии, в отличие от лучевой [4], времена пробега волн определяются путем корреляции зарегистрированных сейсмограмм с волновыми формами, вычисленными в синтетической скоростной модели среды. Каждый шаг итерационной процедуры восстановления скоростной модели состоит из построения “ядер чувствительности” (sensitivity kernel) на основе расчета сопряженного поля, получаемого с помощью продолжения наблюдаемых сейсмограмм в обратном времени со сдвигом, равным разнице времен пробега. Таким образом, удастся избавиться от ограничений лучевой теории.

Рассмотрим простой случай распространения продольных колебаний, моделируемых двумерной системой уравнений акустики:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c(x)^2 \rho(x) \nabla \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\rho(x)} \nabla p,$$
(1)

где  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = (v_x, v_z)$  — вектор скорости смещения точек среды;  $p(\mathbf{x}, t)$  — объемное сжатие среды (давление);  $c(\mathbf{x})$  — скорость распространения волн.

Для восстановления среды решается задача минимизации целевого функционала невязок времен пробега:

$$S = \frac{1}{2} \sum_s \sum_r [\Delta \tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s)]^2, \quad (2)$$

где  $\mathbf{x}_s = (x_s, z_s)$  и  $\mathbf{x}_r = (x_r, z_r)$  — координаты источников и приемников;  $\Delta \tau$  — невязки времен пробега между наблюдаемыми и синтетическими сейсмограммами. Связать невязки времен пробега с волновыми уравнениями без использования высокочастотной аппроксимации и уравнения эйконала позволяет вычисление функции кросс-корреляции:

$$f(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s, \tau) = \int \frac{p(\mathbf{x}_r, t + \tau; \mathbf{x}_s)_{obs}}{A(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s)_{obs}} p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{calc} dt, \quad (3)$$

где  $p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{calc}$  — сейсмограммы, вычисленные в априорной скоростной модели;  $p(\mathbf{x}_r, t + \tau; \mathbf{x}_s)_{obs}$  — сейсмограммы, наблюдаемые в истинной скоростной модели; нормирующий множитель  $A(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s)_{obs}$  — максимум амплитуды наблюдаемых сейсмограмм.

Невязки времен пробега определяются при помощи поиска максимума функции кросс-корреляции

$$f(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s, \Delta \tau) = \max \{f(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s, \tau), \tau \in [-T, T]\},$$

где  $T$  — предполагаемое максимальное значение разности времен пробега между вычисляемыми и наблюдаемыми сейсмограммами.

Для поиска минимума целевого функционала (2) итерационными методами необходимо найти его градиент:

$$\gamma(x) = \frac{\partial S}{\partial c(x)} = - \sum_s \sum_r \frac{\partial(\Delta \tau)}{\partial c(x)} \Delta \tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s). \quad (4)$$

На основе стандартных методов математической физики: теории функций Грина и аппроксимации Борна, запишем следующее выражение для вычисления градиента (4):

$$\gamma(x) = \frac{1}{c^3(\mathbf{x})} \sum_s \int \dot{p}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_s) \dot{p}'(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_s) dt, \quad (5)$$

где  $p(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_s)$  — давление, рассчитанное для текущей скоростной модели  $c(\mathbf{x})$ ;  $\dot{p}'(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_s)$  — объемное сжатие среды, полученное путем продолжения временных “псевдоневязок”  $\delta \tau(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x})$ , играющих роль “инициализирующего” импульса в приемниках  $\mathbf{x}_r$ :

$$\dot{p}'(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}_s) = \sum_r G(\mathbf{x}, -t; \mathbf{x}_r, 0) * \delta \tau(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s), \quad (6)$$

где  $G(\mathbf{x}, t; \xi, \tau)$  — функция Грина системы уравнений акустики. Временные “псевдоневязки”  $\delta \tau$  определяются соотношением

$$\delta \tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s, t) = - \frac{2}{E} \dot{p}(\mathbf{x}_r, t + \Delta \tau; \mathbf{x}_s)_{obs} \Delta \tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s), \quad (7)$$

где нормирующий множитель

$$E = \int \dot{p}(\mathbf{x}_r, t + \Delta \tau; \mathbf{x}_s)_{obs} \dot{p}(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{calc}.$$

Соотношения (4)–(7) используются для восстановления скоростной среды (поиска минимума целевого функционала) итерационным методом градиентного спуска:

$$c(\mathbf{x})_{k+1} = c(\mathbf{x})_k + \alpha_k \gamma(\mathbf{x})_k, \quad (8)$$

где  $\gamma(\mathbf{x})_k$  — направление “наискорейшего спуска” целевого функционала  $S$ ;  $\alpha_k$  — длина шага для  $k$ -й итерации (может быть оценена с помощью дополнительных соотношений [2]).

Как видно из формулы (5), определение направления наискорейшего спуска (градиента) сводится к свертке двух волновых полей: “прямого”  $p$  и “обратного”  $p'$ . Вычислять оба поля одновременно не удастся, так как для расчета “обратного” поля необходимо знать “прямое” (для того чтобы построить временные “псевдосвязки” (7)). Вместе с тем для свертки полей в каждой точке расчетной области в каждый момент времени нужно иметь доступ как к “прямому”, так и к “обратному” полю. Возникает необходимость запоминания “прямого” поля. Для хранения поля в памяти необходимо много места. С другой стороны, для быстроты вычислений предпочтительно использовать оперативную память. Чтобы минимизировать время, требуемое для моделирования волнового поля и памяти, необходимой для его хранения, применяется “оконный” алгоритм моделирования динамики первых вступлений, предложенный в [3].

**Численное моделирование распространения волн в угольном пласте.** Для исследования возможности применения волновой томографии для локации зон аккумуляции метана в угольном пласте проведен предварительный численный эксперимент по моделированию процесса распространения сейсмических волн в двумерной синтетической скоростной модели. Цель эксперимента — подтверждение ожидаемых волноводных свойств угольного пласта, оценки возможности выделения прямой волны (распространяющейся в пласте) в наблюдаемых сейсмограммах и влияния зоны трещиноватости на данные времен пробега.

На рис. 1а показан вертикальный разрез синтетической скоростной модели угольного пласта. Заданы следующие параметры модели: мощность угольного пласта 3 м, скорость продольных сейсмических волн в угольном пласте 2200 м/с, плотность угля 2000 кг/м<sup>3</sup>, скорость во вмещающих горных породах 3500 м/с, плотность 2500 кг/м<sup>3</sup>. Расстояние между параллельными скважинами, пробуренными в угольном пласте, выбрано равным 100 м. Для организации сейсмического просвечивания в одной из скважин установлены источники, а в другой — приемники упругих колебаний.

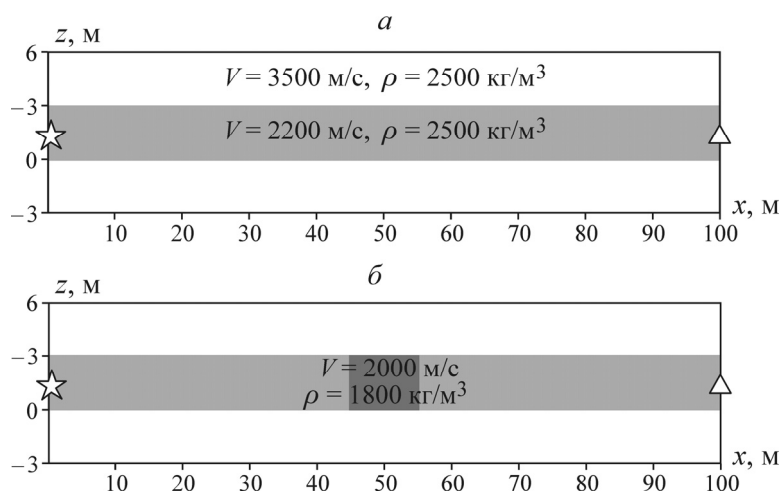


Рис. 1. Вертикальный разрез скоростной модели угольного пласта и вмещающих горных пород: *a* — однородный пласт без зон трещиноватости, положение источника (звезда) и приемника (треугольник); *б* — угольный пласт с зоной трещиноватости (разуплотнение).

Аккумуляция метана в угольном пласте связано с раскрытием и наполнением газом трещин. Моделирование зон трещиноватости следует проводить в рамках анизотропных уравнений теории упругости путем введения эффективных параметров анизотропии (предполагается,

что размер трещин намного меньше длины волны). В данной работе представлена упрощенная модель: раскрытие трещин моделируется понижением скорости и плотности среды (см. рис. 1б). Полагаем, что такое упрощение, наряду с рассмотрением двумерного случая, допустимо для качественного анализа волноводных свойств угольного пласта и оценки возможности снятия времен пробега, поскольку размерность пространства не влияет на кинематические характеристики волн.

Результат расчета (мгновенный снимок) волнового поля в момент времени  $t = 0.015$  с продемонстрирован на рис. 2. Для инициализации процесса распространения волн использован импульс Рикера с доминирующей частотой 240 Гц. Заметим, что мощность пласта оказывается меньше доминирующей длины волны. Очевидно, что в данной ситуации бессмысленно проводить интерпретацию волн на основе лучевых схем, как предлагается, например, в работе [5]. Из рис. 2 видно, что угольный пласт обладает ярко выраженными волноводными свойствами.

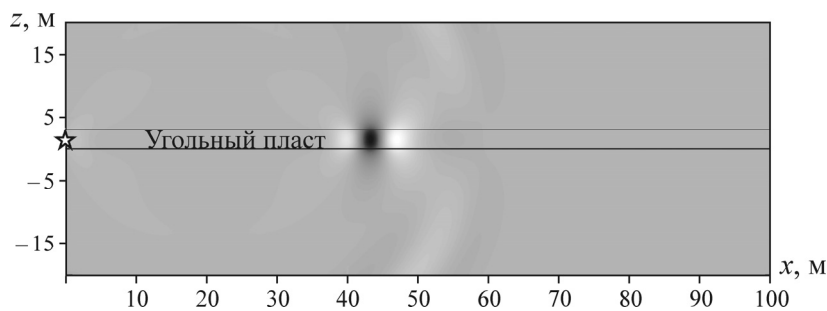


Рис. 2. Мгновенный снимок волнового поля в угольном пласте с зоной трещиноватости в момент времени 0.015 с

На рис. 3 приведены сейсмограммы, записанные в приемнике, показанном на рис. 2. Сейсмограмма на рис. 3а рассчитана для модели невозмущенного пласта, представленного на рис. 1а, на рис. 3б — для модели пласта с низкоскоростной аномалией (зона трещиноватости). Видна только прямая волна, распространяющаяся внутри пласта, остальные волны оказываются на несколько порядков меньше по амплитуде и визуально неразличимы. Показана задержка времени пробега, соответствующая низкоскоростной аномалии.

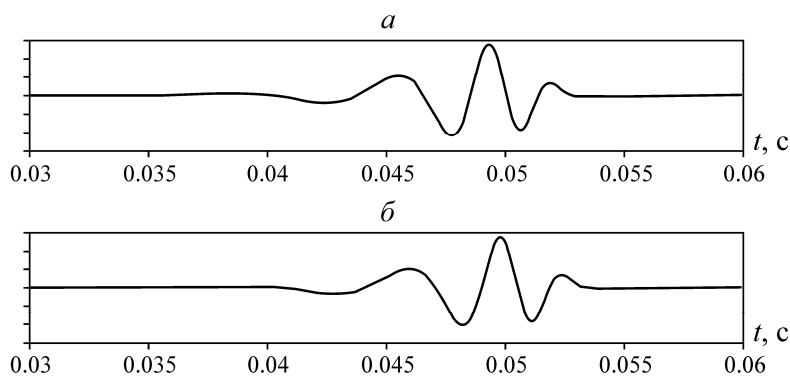


Рис. 3. Запись упругих колебаний и разность времен пробега продольной волны в приемниках в однородном угольном пласте (а) и в пласте с зоной трещиноватости (б)

При восстановлении скоростного строения среды методом волновой томографии необходимо вычислять невязки времен пробега, которые могут иметь порядок  $10^{-4}$  с. Чувствительность сейсмической аппаратуры недостаточна для точного определения таких задержек времен пробега методом поиска максимума функции кросс-корреляции (3). Однако при наличии во вмещаю-

щей среде локальных низкоконтрастных неоднородностей (см. рис. 1б) импульс фактически не изменяет своей формы — происходит только сдвиг по времени:  $p(\mathbf{x}_r, t + \Delta\tau; \mathbf{x}_s)_{obs} \approx p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{calc}$ . Отсюда следует, что при малом  $\Delta\tau$  “псевдоневязки” в (7) могут быть оценены следующим способом:

$$\begin{aligned} \delta\tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s, t) &= -\frac{2}{E} \dot{p}(\mathbf{x}_r, t + \Delta\tau; \mathbf{x}_s)_{obs} \Delta\tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s) \approx \\ &\approx -\frac{2}{E} \frac{p(\mathbf{x}_r, t + \Delta\tau; \mathbf{x}_s)_{obs} - p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{obs}}{\Delta\tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s)} \Delta\tau(\mathbf{x}_r, \mathbf{x}_s) \approx -\frac{2}{E} (p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{calc} - p(\mathbf{x}_r, t; \mathbf{x}_s)_{obs}). \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, при малых временных невязках нет необходимости вычислять функцию кросс-корреляции.

**Восстановление зон трещиноватости в угольном пласте на примере синтетической скоростной модели.** Для исследования возможности восстановления трещиноватых зон аккумулярования метана проведен численный эксперимент. Геометрия системы наблюдений представлена на рис. 4. Восстанавливаемая синтетическая скоростная модель приведена на рис. 5а. В источниках генерируется импульс Рикера с доминирующей частотой 240 Гц. Во вмещающей скоростной модели угольного пласта:  $V = 2200$  м/с,  $\rho = 2000$  кг/м<sup>3</sup>, присутствуют две низкоскоростные аномалии со следующими параметрами:  $V = 2100$  м/с,  $\rho = 1900$  кг/м<sup>3</sup> и  $V = 1900$  м/с,  $\rho = 1700$  кг/м<sup>3</sup>. Размер аномалий сравним с доминирующей длиной волны. Результат восстановления показан на рис. 5б. Видно, что несмотря на наличие некоторых артефактов, характерных для межскважинной томографии, зоны трещиноватости определяются достаточно уверенно.

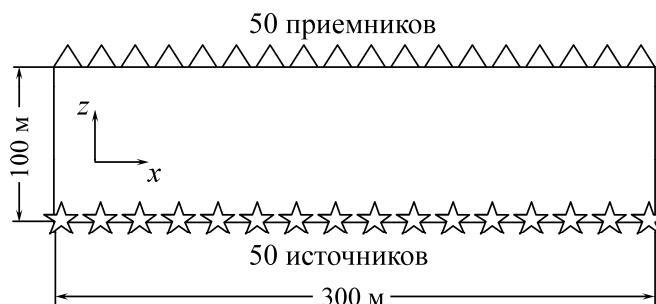


Рис. 4. Геометрия системы наблюдений для сейсмического просвечивания угольного пласта

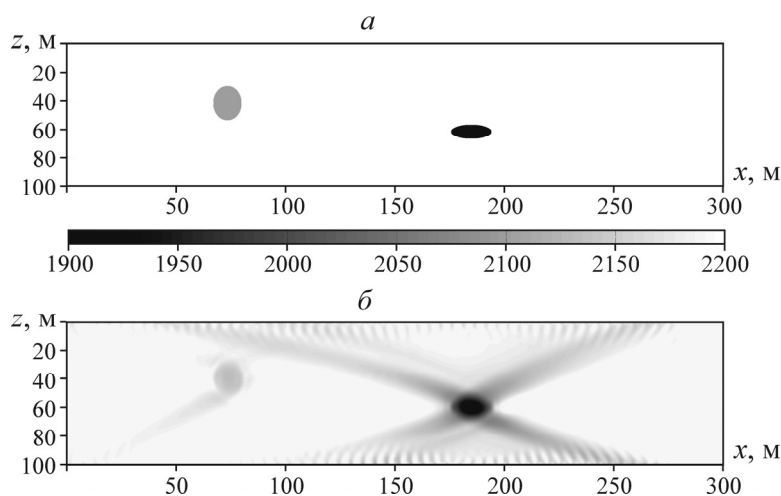


Рис. 5. Синтетическая модель угольного пласта с двумя зонами трещиноватости (а) и результат ее восстановления методом волновой томографии (б)

## **ВЫВОДЫ**

Предложен новый подход к поиску зон аккумуляции метана в угольном пласте на основе волновой томографии.

Численное моделирование распространения волн в синтетической модели угольного пласта показало, что угольный пласт имеет ярко выраженные волноводные свойства. На сейсмограммах преобладает прямая волна, бегущая в пласте.

Результаты исследования подтверждают перспективность применения предложенного подхода для поисков малоразмерных трещиноватых зон аккумуляции метана в угольных пластах.

## **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- 1. Kurlenja M. V., Serdyukov A. S., Serdyukov S. V., Cheverda V. A.** A location of the methane accumulation zone in a coal layer by seismic method, *J. of Mining Science*, 2010, No. 6.
- 2. Luo Y., Schuster G. T.** Wave-equation travelttime inversion, *Geophysics*, 1991, T. 56, No. 5.
- 3. Сердюков А. С., Дучков А. А., Никитин А. А.** Численное моделирование динамики первых вступлений для метода волновой томографии // ГЕО-Сибирь-2014: X Междунар. науч. конгресс; Междунар. науч. конф. “Недропользование. Горное дело. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых”. Геоэкология: материалы конф. <http://geosiberia-2014.ssga.ru/events/konferencii/conference-2/sekcia-2-2>. — Новосибирск, 2014.
- 4. Serdyukov A. S., Patutin A. V., Shilova T. V.** Numerical evaluation of the truncated singular value decomposition within the seismic traveltimes tomography framework // *Журн. СФУ. Сер. Математика и физика*. — 2014. — № 7 (2).
- 5. Сальников А. С., Канарейкин Б. А., Долгова С. В., Дунаева К. А., Сагайдачная О. М., Харламов А. С.** Технология и результаты сейсмотомографических исследований на проходящих волнах в угольных шахтах Кузбасса // *Технологии сейсморазведки*. — 2012. — № 2.

*Поступила в редакцию 11/V 2014*