МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРЕМЕН ПРОБЕГА И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ ЛУЧЕВЫМ МЕТОДОМ С АППРОКСИМАЦИЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА ПРИМЕНительно К ЗАДАЧАМ СЕЙСМИКИ

Д.А. Неклюдов, М.И. Протасов

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,
e-mail: NeklyudovDA@ipgg.sbras.ru*

В работе рассмотрен метод для расчета частотно-зависимых лучей, который позволяет просто и эффективно аппроксимировать распространение широкополосного сигнала. Проведен сравнительный анализ этого метода со стандартным лучевым и конечно-разностным методами в задачах расчета времен пробега и расчета волновых полей в сложноустроенных средах. Показана его перспективность для решения задач сейсмики.

Лучевой метод; частотно-зависимые лучи; моделирование волновых полей

SIMULATION OF TRAVELTIMES AND ACOUSTIC WAVE FIELDS BY THE RAY METHOD WITH APPROXIMATION OF THE PROPAGATION OF A BROADBAND SIGNAL AS APPLIED TO SEISMIC PROBLEMS

D.A. Neklyudov, M.I. Protasov

*Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,
e-mail: NeklyudovDA@ipgg.sbras.ru*

In this paper we consider a method for calculating frequency-dependent rays, which allows to approximate effectively the propagation of a broadband signal. A comparative analysis of this method with the standard ray method and the finite-difference method is carried out. It is shown to be promising for solving seismic problems.

Ray method; frequency dependent rays; wavefield modelling

ВВЕДЕНИЕ

При решении прямых и обратных задач сейсмики важную роль играют асимптотические методы. Особенное место среди них занимает лучевой метод [Бабич, Булдырев, 1972]. На его основе реализованы ключевые процедуры обработки сейсмических данных и построения сейсмических изображений, например, глубинная миграция Кирхгофа. В первую очередь лучевой метод служит для расчета времен пробега сейсмических волн. Однако он также используется и для расчета волновых полей в моделях с умеренно сложным строением. Важным ограничением лучевого метода является тот факт, что он основан на высокочастотной аппроксимации процессов распространения сигнала и не учитывает эффекты, вызванные тем обстоятельством, что реальные сейсмические сигналы являются широкополосными и имеют ограниченный спектр. Высокочастотная аппроксимация часто ведет к «нефизичному» поведению

лучей и соответствующих времен пробега, посчитанных вдоль лучевых траекторий в моделях с наличием резких границ раздела между областями с разными значениями физических параметров. Хорошо известно, что сигналы с ограниченным спектром распространяются внутри некоторого объема, окружающего луч (так называемая зона Френеля или в 3D «френелевский объем»). Ширина этого объема определяется доминирующей частотой сигнала. Сигнал «чувствует» вариации параметров среды внутри этого объема и меняет соответствующим образом направление своего распространения. Был предложен целый ряд подходов, с помощью которых можно с разной степенью эффективности учесть этот факт и ослабить влияние высокочастотной аппроксимации, используемой в лучевом методе [Кравцов, Орлов, 1980; Červený, Soares, 1992; Lomax, 1994; Vasco et al., 1995; Bube, Washbourne, 2008]. В работах [Протасов, Осипов, 2014; Гадыльшин, Протасов, 2015; Протасов, Гадыльшин, 2018] рассматривались так называемые «точные» частотно-зависимые лучи. Было показано, что с их помощью можно достаточно эффективно рассчитывать времена пробега вдоль лучей под солевыми телами. Однако процедура построения «точных» частотно-зависимых лучей достаточно дорога в вычислительном плане, т. к. для нее требуется расчет волнового поля на заданной частоте.

В работе А. Ломакса [Lomax, 1994] предложен упрощенный, но весьма эффективный метод для аппроксимации распространения широкополосных сейсмических сигналов в сложноустроенных средах. Автор называет его методом сглаживания в пределах длины волны (англ. «wavelength-smoothing technique»). Метод основан на использовании принципа Гюйгенса и частотно-зависимой функции скорости. Скорость для трассировки луча определяется при сглаживании заданной скоростной модели среды вдоль нормали к лучу в текущей точке (т. е. вдоль фронта волны) по апертуре, пропорциональной длине волны. В дальнейшем мы будем называть лучи, построенные этим методом, лучами Ломакса. В предельном случае метод Ломакса сводится к стандартной лучевой теории.

В данной работе мы показываем, что лучи Ломакса являются перспективными для решения задач сейсмоки. Мы демонстрируем применение лучей Ломакса в сложноустроенных средах для расчета времен пробега и для расчета волновых полей в частотной области.

ПОСТРОЕНИЕ ЛУЧЕЙ ЛОМАКСА

В данном разделе мы кратко описываем алгоритм построения лучей Ломакса и подчеркиваем в чем именно заключается их отличие от стандартных лучей. Для более понятного изложения мы остановимся на двумерном случае. Все приводимые рассуждения напрямую переносятся и на трехмерный случай.

Ключевым моментом в методе Ломакса является сглаживание скоростей вдоль текущего положения фронта, а именно, в направлении нормали к лучу. Для заданной частоты ν усредненная скорость имеет выражение:

$$v_{sm}(\vec{x}_p, \nu) = \frac{\sum_{j=-N}^N w_j v(\vec{x}_j)}{\sum_{j=-N}^N w_j}, \quad (1)$$

где w_j есть значения функции сглаживания, $v(\vec{x}_j)$ – значения скоростей, взятых в определенных точках $\vec{x}_j$ вдоль фронта (рис. 1).

Рис. 1. Определение сглаженной скорости вдоль нормали к лучу

Эти точки расположены симметрично относительно центральной точки $\vec{x}_p = (x_p, z_p)$. Максимальное расстояние от центральной точки (апертура усреднения) определяется параметром θ , который задается в длинах волны $\theta \sim \lambda$, где $\lambda = \frac{v(\vec{x}_p)}{\nu}$.

В качестве функции сглаживания мы используем Гауссовскую функцию: $w(x) = \exp\{-4\ln 2(x/2)^2\}$.

Пусть луч Ломакса находится в некоторой текущей точке $\vec{x}_p = (x_p, z_p)$, также в этой точке задан единичный вектор касательной $\vec{s} = (s_x, s_z)$, соответственно, единичная нормаль к лучу $\vec{n} = (s_z, -s_x)$. В направлении нормали $\vec{n}$ на расстоянии l от точки на луче симметрично выбираются краевые точки $\vec{x}_1$ и $\vec{x}_2$ (рис. 2). В каждой из трех точек по формуле (1) вычисляются сглаженные скорости: $\bar{v}_p = v_{sm}(\vec{x}_p, \nu)$, $\bar{v}_1 = v_{sm}(\vec{x}_1, \nu)$, $\bar{v}_2 = v_{sm}(\vec{x}_2, \nu)$. Для двух последних используется то же направление сглаживания вдоль нормали $\vec{n}$. Пусть задан шаг по времени для движения вдоль луча dt . За это время центральная точка $\vec{x}_p$ переместится в точку $\vec{x}_p + d\vec{x}_p$, $d\vec{x}_p = (dx_p, dz_p)$ в направлении вектора $\vec{s}$. При этом

$$dx_p = \bar{v}_p dt \cdot s_x, \quad dz_p = \bar{v}_p dt \cdot s_z. \quad (2)$$

Краевые точки пройдут соответственно расстояние $\bar{v}_1 dt$ и $\bar{v}_2 dt$ (рис. 2). Предполагая, что фронт остается локально плоским, из простых геометрических соображений можно получить выражение для поправки к вектору касательной к лучу $d\vec{s}$ и найти направляющий вектор в следующей точке на луче:

$$ds_x = -\frac{\Delta \bar{v}_p}{x_1 - x_2} dt \cdot s_z, \quad ds_z = -\frac{\Delta \bar{v}_p}{z_1 - z_2} dt \cdot s_x, \quad \Delta \bar{v}_p = \bar{v}_1 - \bar{v}_2. \quad (3)$$

Таким образом происходит движение вдоль луча, причем трассировка ведется в некотором объеме среды, т. к. на положение фронта влияет движение краевых точек. Параметр l (расстояние до краевых точек или, иными словами, ширина плоского фронта) оказывается очень важным параметром.

Предлагается выбирать его адаптивно на каждом шаге по времени вдоль луча, dt , в зависимости от длины волны: $l = q \cdot \lambda$, где $q \sim 0.25 - 0.5$.

В пределе $l \rightarrow 0$ и $dt \rightarrow 0$ получаются дифференциальные уравнения для луча Ломакса:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = -(\nabla \bar{v}_p \cdot \vec{n})\vec{n}, \quad \frac{d\vec{x}}{dt} = \bar{v}_p \vec{s}. \quad (4)$$

Уравнения (4) становятся эквивалентны уравнениям стандартной трассировки лучей при замене усредненной скорости $\bar{v}_p$ на локальную скорость в точке на луче $v(\vec{x})$.

При построении лучей мы определяем времена в точках среды, через которые проходит каждый конкретный луч. В дальнейшем нам необходимо определить времена на некоторой регулярной сетке. В случае лучей Ломакса, учитывая специфику их построения, можно предложить вполне естественный алгоритм интерполяции времен с точек на луче на регулярную сетку. При построении луча в методе Ломакса в каждой точке луча рассматривается некоторый объем среды, определяемый длиной волны в текущей точке. Пусть луч уже построен. Двигаясь вдоль луча, т. е. увеличивая время на постоянный инкремент dt , рассмотрим положение на момент времени T_j . При проведении луча до момента времени $T_{j+1} = T_j + dt$ плоский волновой фронт прошел через область среды, сосредоточенный внутри трапеции, основания которой составляют два отрезка: положение фронта в момент T_j и положение фронта в момент T_{j+1} (рис. 3). Внутри этой трапеции могут находиться точки регулярной сетки. Если таковые точки находятся, то времена в них интерполируются по принципу, схематично изображенному на рис. 3.

Рис. 2. Построение лучей Ломакса

Рис. 3. Пересчет времен на регулярную сетку при трассировке лучей Ломакса

ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА

Далее мы приведем формулы, необходимые для расчета функций Грина в частотной области лучевым методом. Такая необходимость может возникнуть, например, при использовании асимптотических волновых полей в задаче полноволнового обращения [Thierry et al., 1999].

Для такой задачи необходимо уметь рассчитывать функцию Грина на заданной частоте ω на регулярной сетке при фиксированном положении источника (x_s, z_s) , т. е. $G(x, z; x_s, z_s; \omega)$. В двумерном случае выражение для функции Грина, вычисляемой в точке R при источнике, расположенном в точке S, определяется как [Červený et al., 1977, Operto et al., 2000]:

$$G(R; S) = S(\omega) A(S, R) \exp(i\omega\tau(S, R)), \quad (5)$$

где $\tau(S, R)$ – время пробега вдоль луча, соединяющего точки S и R, множитель $S(\omega) = \sqrt{\frac{1}{-i\omega}}$ $A(R; S)$ – амплитуда, определяемая лучевым методом, дается выражением:

$$A(R; S) = \sqrt{\frac{v(R)}{8\pi \cdot v(S) \cdot J(S, R)}}, \quad (6)$$

$v(x)$ – значение скорости распространения в соответствующей точке модели, $J(S, R)$ – геометрическое расхождение вдоль луча,

$$J \sim \frac{\delta L}{\delta \theta_s},$$

где δL – ширина геометрической трубки в точке R, $\delta \theta_s$ – изменение угла раствора в начале лучевой трубки (рис. 4).

Рис. 4. Вычисление геометрического расхождения

Таким образом, имея насчитанное поле лучей при заданном положении источника, по формулам (5), (6) можно вычислить соответствующую функцию Грина.

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Пример 1. Трассировка лучей через солевое тело

Одной из существенных проблем, возникающих при использовании лучевого метода, является проведение лучей через контрастные границы, например, границы солевых тел. Солевые тела могут иметь весьма сложную форму. Скорости сейсмических волн в соли, как правило, заметно выше, чем в окружающих соляную интрузию осадочных породах. В силу этих причин весьма проблематично построить лучи, проходящие через соляное тело и рассчитать времена вдоль лучей в тех точках среды, которые расположены под интрузией. Использование частотно-зависимых лучей помогает отчасти разрешить эту проблему [Протасов, Осипов, 2014; Протасов, Гадильшин, 2018].

В данном разделе мы покажем, что с помощью более простых в построении лучей Ломакса можно весьма успешно решать проблему трассировки через солевые тела. На рисунке 5 приведен фрагмент известной модели Sigsbee с соляным телом сложной формы (показано желтым). Скорость в соли составляет 4500 м/с. Наша задача – провести лучи сквозь соляную интрузию и рассчитать соответствующие времена на горизонтальной линии приемников, расположенной в глубине. Стандартные лучи, построенные из источника, который находится на поверхности, приведены на рис. 5а (показаны черным цветом). Как можно видеть, их поведение нерегулярно. На резких, неплоских границах, лучи рассеиваются. На линии приемников, где рассчитываются времена первых вступлений, образуются «дыры» – интервалы, куда лучи вообще не приходят. Это явное противоречие с реальным физическим процессом распространения волн. Отметим, что лучи строятся очень плотно, т. е. с малым инкрементом по углу выхода из источника (в данном случае, 0.02 градуса). Но это не помогает получить времена на всей линии приемников в глубине. На рисунке 5б приведены лучи Ломакса, построенные для частоты 5 Гц (изображены красным). Как можно видеть, их поведение гораздо более «физично», чем поведение стандартных лучей. Лучи Ломакса проходят через соляное тело. Параметр θ (апертура сглаживания локальных скоростей) выбирался равным 1.5 длины волны каждой точке луча. На рисунке 6 приведено

сравнение времен первых вступлений. На левом рисунке времена, полученные лучевым методом, наложены на синтетическую сейсмограмму ОТВ, рассчитанную конечно-разностным методом (приемники располагаются в глубине, на линии 4100 м). Для моделирования использовался импульс Рикера с доминирующей частотой 15 Гц. Времена по лучам Ломакса обозначены красными кружками. Для сравнения приводятся времена по стандартным лучам (синие кружки). На рисунке 6б мы приводим отдельно времена первых вступлений: времена, полученные конечно-разностным методом (снятые с сейсмограммы ОТВ), показаны синим; времена по лучам Ломакса – красным; времена вдоль стандартных лучей – черные кружки. Невязка времен по лучам Ломакса и полученным конечно-разностным методом не превышает 4 миллисекунд.

Рис. 5. Фрагмент модели Sigsbee: сверху – стандартные лучи; внизу – лучи Ломакса для частоты 5 Гц

Рис. 6. Времена первых вступлений, наложенные на синтетическую сейсмограмму ОТВ (слева); справа – сравнение времен первых вступлений: (синим) времена первых вступлений, посчитанные конечно разностным методом; (красным) времена по лучам Ломакса для частоты 5 Гц; (черным) времена вдоль стандартных лучей

Пример 2. Расчет волнового поля в частотной области

Далее мы приводим пример расчета волнового поля лучами Ломакса и сравниваем с результатами конечно-разностного метода. Для того чтобы упростить сравнение результатов, в данном примере мы используем сглаженную версию скоростной модели Sigsbee (точнее ее фрагмента, который использовался в предыдущем примере).

На рисунке 7 приведен фрагмент сглаженной модели Sigsbee и наложенное на него поле лучей: на рис. 7А приведены стандартные лучи, на рис. 7Б лучи Ломакса для частоты 10 Гц. Далее, на рис. 8 приведены поля времен, построенные вдоль соответствующих лучей после интерполяции на регулярную сетку в сравнении с полем времен первых вступлений, полученных конечно-разностным методом. Как можно видеть, поле времен, полученное стандартными лучами, имеет «дыры» на краях расчетной области. Таким образом, несмотря на то что модель достаточно гладкая, существуют области, через которые стандартные лучи не проходят. Поле времен по лучам Ломакса практически совпадает с полем времен первых вступлений, вычисленных конечно-разностным методом (невязка не превосходит 5 миллисекунд). На рисунке 8 приводятся волновые поля в частотной области на частоте 10 Гц (вещественная часть), построенные конечно-разностным и лучевым методами. Как можно видеть, волновое поле, построенное с использованием лучей Ломакса, гораздо лучше соответствует волновому полю, вычисленному конечно-разностным методом, чем результат, полученный при использовании стандартных лучей. Невязка в целевой области не превышает 3 %. Таким образом, мы численно показали, что лучи Ломакса могут эффективно использоваться для расчета волновых полей в достаточно сложных средах.

Рис. 7. Лучи в сглаженной модели Segsbee: А – стандартные лучи; Б – лучи Ломакса для частоты 10 Гц

Рис. 8. Поле времен первых вступлений: А – конечно-разностное моделирование; Б – стандартные лучи; В – лучи Ломакса для частоты 10 Гц

Рис. 9. Волновое поле в частотной области на частоте 10 Гц (реальная часть): А – конечно-разностное моделирование; волновое поле в лучевом приближении: Б – стандартные лучи; В – лучи Ломакса для частоты 10 Гц

Таблица 1

Времена расчета волнового поля для 1 источника на 1 ядре процессора в модели Sigsbee и погрешность лучевого метода относительно результата конечно-разностного моделирования

Метод	Время счета	Погрешность относительно результата конечно-разностного моделирования
Конечные разности	~80 сек	–
Стандартные лучи	~2 сек	7.5 %
Лучи Ломакса	~5 сек	3.6 %

В таблице 1 мы приводим сводные характеристики результатов численных экспериментов. Мы сравниваем время счета для конечно-разностного и лучевых методов и относительную погрешность лучевого метода относительно конечно-разностного моделирования. Видно, что время счета лучевого метода как с использованием стандартных лучей, так и лучей Ломакса в несколько десятков раз меньше времени счета метода конечных разностей. При этом погрешность решения при использовании лучей Ломакса не превосходит 4 % даже для такой сложной модели как Sigsbee.

На рисунке 10 для сравнения приводятся вертикальное и горизонтальное сечение волнового поля с рис. 9 для конечно разностного решения (изображено синим) и для решения, полученного лучами Ломакса (красным). Очевидно весьма удовлетворительное совпадение.

Рис. 10. Вертикальное (А) и горизонтальное (Б) сечение волновых полей на частоте 10 Гц (вещественная часть): (синим) конечно разностный метод, по лучам Ломакса (красным)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен метод Ломакса для расчета частотно-зависимых лучей, который позволяет просто и эффективно аппроксимировать распространение широкополосного сигнала. Проведен сравнительный анализ метода Ломакса, стандартного лучевого метода и конечно-разностного метода в сложнотроенных средах на задачах расчета времен пробега и расчета волновых полей. Погрешность

решения при использовании лучей Ломакса относительно конечно-разностного решения составляет проценты даже для такой сложной модели как Sigsbee, при этом время счета более чем на порядок меньше в двумерной среде. Такие результаты указывают на перспективность использования лучей Ломакса для расчета волновых полей для решения обратных задач сейсмологии в трехмерной среде.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ЧНФ в рамках научного проекта № 20-55-26003.

The reported study was funded by RFBR and GACR, project number 20-55-26003.

ЛИТЕРАТУРА

Бабич В.М., Булдырев В.С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. – М.: Наука, 1972. – 456 с.

Гадильшин К.Г., Протасов М.И. Построение точных частотно-зависимых лучей при известном решении уравнения Гельмгольца // Вычислительные методы и программирование: Новые вычислительные технологии. – 2015. – № 4. – С. 586–594.

Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 306 с.

Протасов М.И., Гадильшин К.Г. "Точные" частотно-зависимые лучи в акустической среде и их свойства // Доклады РАН. – 2018. – Т. 482, № 5. – С. 587–592.

Протасов М.И., Осипов К.С. Частотно-зависимое лучевое трассирование для неплоских границ // Технологии сейсморазведки. – 2014. – № 3. – С. 25–31.

Bube K.P., Washbourne J.K. Wave tracing: Ray tracing for the propagation of band-limited signals: Part 1 – Theory // Geophysics. – 2008. – Vol. 73 (5). – P. VE377–VE384, doi: 10.1190/1.2963514.

Červeny V., Soares J.E.P. Fresnel volume ray tracing // Geophysics. – 1992. – Vol. 57 (7). – P. 902–915, doi: 10.1190/1.1443303.

Červeny V., Molotkov I.A., Psencik I. Ray theory in seismology. – Charles University Press, 1977.

Lomax A. The wavelength-smoothing method for approximating broad-band wave propagation through complicated velocity structures // Geophysical Journal International. – 1994. – Vol. 117 (2). – P. 313–334, doi: 10.1111/j.1365-246X.1994.tb03935.x.

Operto M.S., Xu S., Lambaré G. Can we quantitatively image complex structures with rays? // Geophysics. – 2000. – Vol. 65 (4). – P. 1223–1238, doi: 10.1190/1.1444814.

Thierry P., Operto S., Lambaré G. Fast 2-D ray+Born migration/inversion in complex media // Geophysics. – 1999. – Vol. 64 (1). – P. 162–181, doi: 10.1190/1.1444513.

Vasco D.W., Peterson J.E., Majer E.L. Beyond ray tomography: Wavepaths and Fresnel volumes // Geophysics. – 1995. – Vol. 60 (6). – P. 1790–1804, doi: 10.1190/1.1443912.

REFERENCES

Babich V.M., Buldyrev V.S. Asymptotical methods in problems of short-wavelength diffraction [in Russian]. – Nauka, Moscow, 1972.

Bube K.P., Washbourne J.K. Wave tracing: Ray tracing for the propagation of band-limited signals: Part 1 – Theory // Geophysics. – 2008. – Vol. 73 (5). – P. VE377–VE384, doi: 10.1190/1.2963514.

- Červeny V., Soares J.E.P.** Fresnel volume ray tracing // *Geophysics*. – 1992. – Vol. 57 (7). – P. 902–915, doi: 10.1190/1.1443303.
- Červeny V., Molotkov I.A., Psencik I.** Ray theory in seismology. – Charles University Press, 1977.
- Gadylshin K., Protasov M.** Construction of exact frequency-dependent rays with the known solution of the Helmholtz equation // *Computational Methods and Programming: New Computational Technologies*. – 2015. – Vol. 4. – P. 586–594.
- Kravtsov Y.A., Orlov Y.I.** Geometrical optics of inhomogeneous media [in Russian]. – Nauka, Moscow, 1980.
- Lomax A.** The wavelength-smoothing method for approximating broad-band wave propagation through complicated velocity structures // *Geophysical Journal International*. – 1994. – Vol. 117 (2). – P. 313–334, doi: 10.1111/j.1365-246X.1994.tb03935.x.
- Operto M.S., Xu S., Lambaré G.** Can we quantitatively image complex structures with rays? // *Geophysics*. – 2000. – Vol. 65 (4). – P. 1223–1238, doi: 10.1190/1.1444814.
- Protasov M., Osypov K.** Frequency dependent ray tracing for irregular boundaries // *Seismic Technologies*. – 2014. – Vol. 3. – P. 25–31.
- Protasov M.I., Gadylshin K.G.** "Exact" frequency-dependent rays in acoustic media and their properties // *Doklady Earth Sciences*. – 2018. – Vol. 482 (5). – P. 1339–1344, doi: 10.1134/S1028334X1810015X.
- Thierry P., Operto S., Lambaré G.** Fast 2-D ray+Born migration/inversion in complex media // *Geophysics*. – 1999. – Vol. 64 (1). – P. 162–181, doi: 10.1190/1.1444513.
- Vasco D.W., Peterson J.E., Majer E.L.** Beyond ray tomography: Wavepaths and Fresnel volumes // *Geophysics*. – 1995. – Vol. 60 (6). – P. 1790–1804, doi: 10.1190/1.1443912.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

НЕКЛЮДОВ Дмитрий Александрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории многоволновых сейсмических исследований Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: сейсмическая томография, выделение полезного сигнала в сейсмических данных.

ПРОТАСОВ Максим Игоревич – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории многоволновых сейсмических исследований Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: исследования в области разработки алгоритмов обработки данных сейсморазведки.

*Статья поступила в редакцию 18 октября 2021 г.,
принята к публикации 29 октября 2021 г.*