
ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ОСНОВАН В 2004 г.
ВЫХОДИТ 4 РАЗА В ГОД

АПРЕЛЬ № 2 2026 ИЮНЬ

УЧРЕДИТЕЛЬ ЖУРНАЛА

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

академик РАН М.И. Эпов

Ответственный секретарь

канд. физ.-мат. наук А.А. Дучков

Члены редколлегии:

д-р физ.-мат. наук Ю.П. Ампилов, д-р физ.-мат. наук И.О. Баяк, д-р физ.-мат. наук М.Л. Власов,
д-р геол.-мин. наук А.Ф. Глебов, чл.-к. РАН, д-р физ.-мат. наук В.Н. Глинских, д-р техн. наук
Г.Н. Гогоненков, д-р физ.-мат. наук М.С. Денисов, д-р техн. наук И.Н. Ельцов, д-р техн. наук
А.Ф. Еманов, д-р техн. наук А.П. Жуков, д-р техн. наук Ю.И. Колесников, чл.-к. РАН, д-р геол.-мин.
наук В.А. Конторович, чл.-к. РАН, д-р геол.-мин. наук Ю.И. Кулаков, д-р техн. наук Э.Е. Лукьянов,
чл.-к. РАН, д-р физ.-мат. наук П.С. Мартышко, д-р физ.-мат. наук Г.М. Митрофанов, чл.-к. РАН,
д-р физ.-мат. наук И.Б. Петров, д-р геол.-мин. наук Е.В. Поспеева, д-р геол.-мин. наук В.С. Селезнев,
д-р геол.-мин. наук В.Д. Суворов, д-р техн. наук А.П. Сысоев, д-р техн. наук Г.М. Тригубович,
д-р физ.-мат. наук В.А. Чеверда, д-р техн. наук Г.А. Шехтман

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

Основан в 2004	Периодичность 4 раза в год	№ 2	Апрель–Июнь 2026
----------------	-------------------------------	-----	---------------------

СОДЕРЖАНИЕ

Цибизова Е.В., Ступина Т.А., Бушенкова Н.А. Расщепление SKS-волн в рифтовой зоне Таупо, Новая Зеландия	4
Мельник Е.А., Шайгарданов М.А., Беляшов А.В. Структура литосферы Центральной Азии в районе Индо-Евразийской коллизии по данным пассивной сейсмологии	12
Сибирияков Е.Б. Новый метод решения задачи о слое на полупространстве для волнового уравнения и возможность его использования для коэффициентных обратных задач эластодинамики	25
Бубнов Е.И., Яблоков А.В. Алгоритм адаптивного извлечения дисперсионных кривых поверхностных волн на основе кластеризации спектрального изображения	38
Денисов М.С. Роль неоднородных волн в снижении разрешающей способности миграции сейсмограмм по алгоритму Кирхгофа при построении изображения мелкомасштабных рассеивающих объектов	50
Nepeina K.S., Matiukov V.E. Spatial distribution of earthquakes over 25 years on geoelectrical models: MT Profile TIPAGE-Alai case study	75

НОВОСИБИРСК
ИНГГ СО РАН
2026

RUSSIAN JOURNAL OF GEOPHYSICAL TECHNOLOGIES

Founded in 2004	Quarterly	No 2	April–June 2026
-----------------	-----------	------	--------------------

CONTENTS

Tsibizova E.V., Stupina T.A., Bushenkova N.A. SKS-splitting in the Taupo rift zone, New Zealand.....	4
Melnik E.A., Shaiygardanov M.A., Belyashov A.V. Lithospheric structure of Central Asia in the Indo-Eurasian collision zone inferred from passive seismic data	12
Sibiryakov E.B. A new method of wave equation half-space layer problem solution and the possibility of its use for elastodynamic's coefficient inverse problems	25
Bubnov E.I., Yablokov A.V. Algorithm for adaptive extraction of surface-wave dispersion curves based on spectral image clustering	38
Denisov M.S. Role of evanescent waves in reducing the resolution of Kirchhoff migration of seismograms when imaging small-scale scatterers	50
Nepeina K.S., Matiukov V.E. Spatial distribution of earthquakes over 25 years on geoelectrical models: MT Profile TIPAGE-Alai case study	75



РАСЩЕПЛЕНИЕ SKS-ВОЛН В РИФТОВОЙ ЗОНЕ ТАУПО, НОВАЯ ЗЕЛАНДИЯ

Екатерина Васильевна Цибизова^{1,✉}, Татьяна Александровна Ступина², Наталья Анатольевна Бушенкова³

^{1,2,3}Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

¹TsibizovaEV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0009-0000-4687-9661>

²StupinaTA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0001-7489-9731>

³BushenkovaNA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8792-9060>

Аннотация. В работе представлены результаты исследования азимутальной анизотропии в мантии Земли по данным о расщеплении SKS-волн в окрестностях супервулкана Таупо (Новая Зеландия). На основе телесеизмических данных локальной сети станций за период с 2003 по 2018 гг. с применением полуавтоматической системы контроля качества при отборе характеристик был составлен достоверный каталог сейсмических событий. Детальный анализ этого каталога показал, что поляризация «быстрой» поперечной волны преимущественно ориентирована вдоль границы зоны субдукции. Разница во времени прихода «быстрой» и «медленной» волн расщепления достигает примерно 1.7 сек, что свидетельствует о значительном проявлении анизотропии в мантийных слоях под расположением используемой сети станций.

Ключевые слова: азимутальная анизотропия, субдукция, SKS-волны

Финансирование: исследование выполнено по плану базовых научно-исследовательских работ ИНГГ СО РАН (проект Минобрнауки РФ FWZZ-2026-0052).

Благодарности: авторы выражают благодарность А.В. Яковлеву и А.С. Баланкову за работу с программными кодами.

Для цитирования: Цибизова Е.В., Ступина Т.А., Бушенкова Н.А. Расщепление SKS-волн в рифтовой зоне Таупо, Новая Зеландия // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 4–11. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-4.

SKS-SPLITTING IN THE TAUPU RIFT ZONE, NEW ZEALAND

Ekaterina V. Tsibizova^{1,✉}, Tatiana A. Stupina², Natalia A. Bushenkova³

^{1,2,3}Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

¹TsibizovaEV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0009-0000-4687-9661>

²StupinaTA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0001-7489-9731>

³BushenkovaNA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8792-9060>

Abstract. This paper presents the results of a study on azimuthal anisotropy in the Earth's mantle based on SKS wave splitting data in the vicinity of the Taupo supervolcano (New Zealand). Using teleseismic data from a local station network for 2003–2018, and using a semi-automated quality control system during parameter selection, a reliable catalog of seismic events was compiled. Detailed analysis of the catalog revealed that the polarization direction of the "fast" shear wave is

predominantly oriented along the subduction zone boundary. The delay time between the "fast" and "slow" split waves reaches approximately 1.7 seconds, indicating a significant anisotropy in the mantle layers beneath the station network.

Keywords: azimuthal anisotropy, subduction, SKS-waves

Funding: the study was carried out as part of government assignment to the Russian Academy of Sciences in basic research, Project FWZZ-2026-0052.

Acknowledgments: the authors are grateful to Andrey V. Yakovlev and Anton S. Balankov for program codes manipulations.

For citation: Tsibizova E.V., Stupina T.A., Bushenkova N.A. SKS-splitting in the Taupo rift zone, New Zealand // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 4–11. (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-2-4.

ВВЕДЕНИЕ

Зоны субдукции являются одними из самых динамических в плане проявления тектонических процессов, и исследование мантийных неоднородностей невероятно актуально для их понимания. «Молодая» зона субдукции, образованная за счет погружения Тихоокеанской плиты под Австралийскую, представляет большой интерес для мирового научного сообщества. Около 25 млн лет назад в регионе прекратился спрединг и началось сдвиговое перемещение плит, послужившее началом субдукции. На Земле обнаружено всего 2–3 региона со столь же сложной тектоникой, и они представляют огромный интерес для научного сообщества, так как здесь можно наблюдать уникальные современные тектонические процессы.

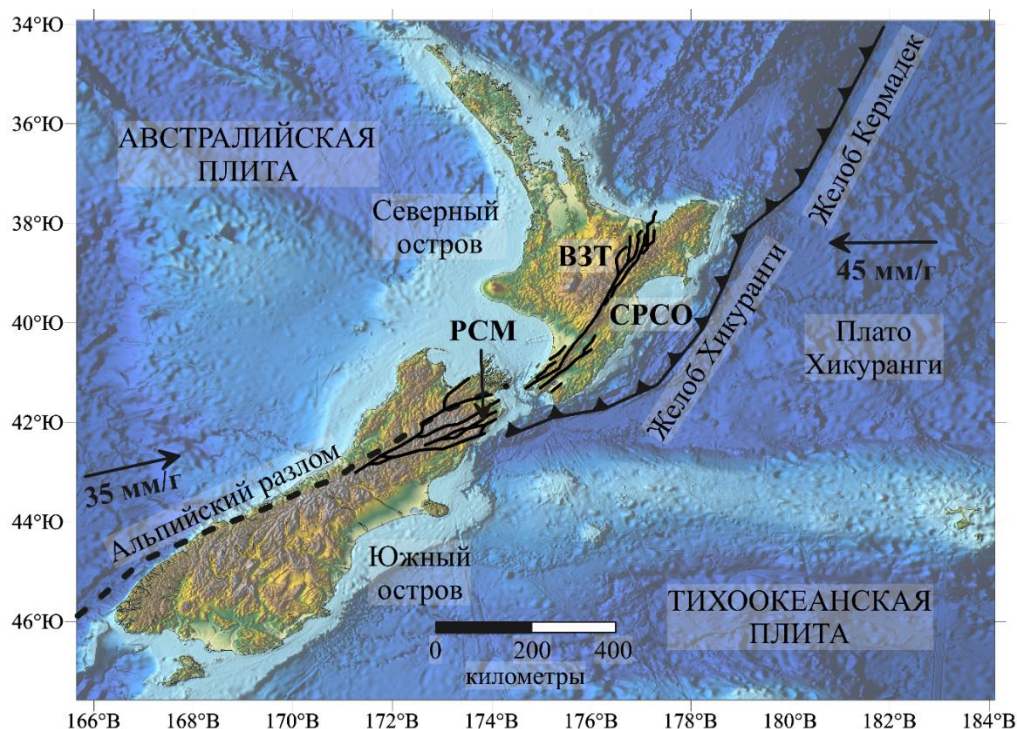


Рис. 1. Региональная тектоническая обстановка Новой Зеландии. РСМ – разломная система Марлборо, ВЗТ – вулканическая зона Таупо, СРСО – система разломов Северного острова.

Скорость относительного движения плит уменьшается в этом регионе к югу, и в Новозеландском сегменте движение становится параллельным границе плит [DeMets et al., 1990] (рис. 1). Вулкан Таупо расположен на Северном острове Новой Зеландии в области изгиба границы плит. К востоку от Северного острова происходит субдукция утолщенного океанического плато Хикurangi. Желоб Хикurangi севернее трансформируется в желоб Кермадек, под который субдуцирует океаническая плита средней мощности.

На Южном острове под влиянием субдукции появляется сдвиговая разломная зона, включающая систему разломов Марлборо и Альпийский разлом, по которому происходит основная часть относительного движения Австралийской и Тихоокеанских плит [Van Dissen, Yeats, 1991]. Активная тектоника Северного острова обусловлена влиянием субдукции в желобе Хикуранги, задугового рифтинга в Вулканической Зоне Таупо (ВЗТ) и правосдвиговой разломной зоны на востоке острова (см. рис. 1). Наблюдается существенное сжатие в аккреционном клине между желобом Хикуранги и восточным побережьем Северного острова. Раскрытие рифта в ВЗТ (являющейся частью Центрального вулканического региона) продолжается уже, как минимум последние 2–4 млн лет, с примерной скоростью до 20 мм/год [Villamor, Berryman, 2001].

Скорость движения в системе сдвиговых разломов восточной части Северного острова (в системе разломов Северного острова, СРСО) достигает 20 мм/год вблизи 41° ю. ш., 8 мм/год вблизи 40.5° ю. ш. и 6 мм/год на севере, вблизи 38° ю. ш. [Van Dissen, Berryman, 1996], система активна не менее 1 млн лет [Kelsey et al., 1995]. Наблюдаемое смещение не более 25 мм/год вблизи 38° ю. ш. и 31 мм/год вблизи 41° ю. ш. относительного движения вдоль континентальной границы Австралии и Тихоокеанской плиты, и это должно каким-то образом компенсироваться на границе плит в районе Северного острова. В работе [Wallace et al., 2004] предложено, что такая сложная картина образовалась в результате вращения блоков, а не просто сдвиговых перемещений.

Сейсмическая анизотропия является важным параметром, характеризующим тектонические процессы. Ее исследование в различных зонах субдукции проводится несколько десятилетий, что позволило выделить ряд закономерностей изменения поляризации «быстрой» поперечной волны и степени анизотропии среды в зонах субдукции по направлению от желоба к задуговой области [Long, Silver, 2009; Paczkowski, 2012]. Мировые каталоги сильных землетрясений продолжают регулярно пополняться свежими данными, что позволяет получать новые решения или уточнять прежние.

Настоящая работа посвящена исследованию азимутальной сейсмической анизотропии в мантии по данным измерений параметров расщепления SKS-волн в районе супервулкана Таупо в Новой Зеландии. В качестве исходной информации использованы данные от телесеизмических событий, зарегистрированные локальной сетью из семи станций в 2003–2018 гг. Результаты исследования демонстрируют, что направление поляризации «быстрой» поперечной волны преимущественно параллельно рифтовой зоне Таупо, что не противоречит выводам предыдущих работ [Klosko et al., 1999; Marson-Pidgeon et al., 1999; Audoine et al., 2004], выполненных по независимым данным других станций о более ранних землетрясениях. Временные задержки прихода «быстрой» и «медленной» поперечных волн достигали 1.7 сек, что указывает на значительные анизотропные свойства в мантии под задействованными в исследовании станциями.

МЕТОДЫ И ДАННЫЕ

В работе использованы данные семи однотипных широкополосных станций Национальной сейсмографической сети Новой Зеландии («New Zealand National Seismograph Network»): BFZ, BKZ, HIZ, KHZ, OUZ, QRZ, WPVZ). Доступ к данным этих широкополосных станций предоставляется свободно через международную сеть FDSNWS [GNS Science, 2021], географическое расположение показано на карте (рис. 2). В настоящем исследовании применялся метод анализа расщепления поперечных волн, основанный на минимизации энергии по трансверсальной компоненте [Silver, Chan, 1991]. В качестве характеристик направленности деформаций и степени анизотропии среды вычислялись азимут

6

поляризации «быстрой» поперечной волны (ϕ) и разность времен прихода «быстрой» и «медленной» поперечных волн (δt).

Расчеты реализованы в программе «SplitRacer», которая была разработана во Франкфуртском университете им. И.В. Гете [Reiss, Rümpler, 2017] и в настоящее время широко применяется различными научными коллективами. Возможности программы позволяют задавать двухслойные анизотропные модели и вычислять оценки параметров как для одного события, так и по всем событиям на конкретной станции, параллельно выполняя контроль качества выделенной фазы SKS-волны.

На первом этапе работы из данных полного каталога [GNS Science, 2021] для указанных локальных станций был сформирован подкаталог, включавший 647 сильных землетрясений с $M_w \geq 6$ за 2003–2018 гг. с эпицентрными градусными расстояниями 85–140.

На втором этапе к сейсмическим 100-секундным трехкомпонентным записям применялся односекундный фильтр низких частот и «ресемплинг» до 20 Гц с целью понижения расчетного времени. Далее по таблице времен, сформированной в приложении «TauP» [Crotwell et al., 1999] для модели «Iasperi91», выделенные фазы SKS-волн анализировались на часовых и 100-секундных записях по нескольким сейсмическим событиям с целью подбора удовлетворительных параметров (полосовой фильтр в диапазоне 4–50 сек, соотношение сигнал/шум более 2.5 в диапазоне 20 сек за 5 сек до теоретической фазы) для дальнейшей автоматизации процесса. Во избежание интерференции было введено условие: фазе SKS на протяжении 10 сек не должны предшествовать вступления других фаз. Временное окно устанавливалось в диапазоне 25 сек и за 5 сек до теоретического времени вступления фазы. После чего определялись четкие вступления фаз на радиально-трансверсально преобразованных горизонтальных компонентах и оценивалась эллиптическая форма траектории движения частиц, указывающая на наличие расщепления.

На третьем этапе в отобранном подкаталоге для каждой станции выполнен статистический анализ, включающий построение гистограмм распределения разности между теоретическим и вычисленным обратным азимутом с целью исключения дезориентированных со временем приемников и/или для их коррекции. Единичные события с большим отклонением были исключены из дальнейшей обработки. В результате, например, из подкаталога для станции BKZ было отобрано 87 землетрясений, удовлетворяющих установленным выше параметрам.

На четвертом этапе расчет параметров расщепления осуществлялся сеточным методом по переменным (ϕ , δt) с шагом (1° , 0.1 сек) и минимизированием энергии по трансверсальной компоненте в диапазоне от 0° до 180° и от 0 до 4 сек соответственно. Качество полученного решения оценивалось в совокупности через размер 95 % доверительного интервала, вычисленного на основе F -теста двухпараметрической модели, относительную величину снижения энергии («energy reduction», более 85 %) и по наличию трансформации траектории движения частиц из эллипса в линию. Графический интерфейс этих процессов представлен в работе [Ступина и др., 2025].

На пятом этапе параметры расщепления вычислялись одновременно по всем событиям с минимизацией суммарной энергии по трансверсальной компоненте.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

С применением вышеописанной методики и многокритериального подхода к отбору данных всего было обработано 4 529 сейсмограмм, из них только на 509 удалось выделить расщепление SKS-волн.

Таблица 1

Значения параметров расщепления под станциями

Станции	Параметр 1			Параметр 2		
	ϕ , °	$\phi_{\min}$, °	$\phi_{\max}$, °	δt , сек	$\delta t_{\min}$, сек	$\delta t_{\max}$, сек
BFZ	38	33	41	2.20	1.8	2.4
BKZ	24	22	26	1.6	1.5	1.8
HIZ	38	29	46	0.82	0.62	1.1
KHZ	33	27	37	1.1	0.92	1.3
OUZ	64	52	79	0.72	0.41	1
QRZ	20	13	29	2.4	1.6	3.2
WPVZ	26	21	30	1.4	0.92	1.9

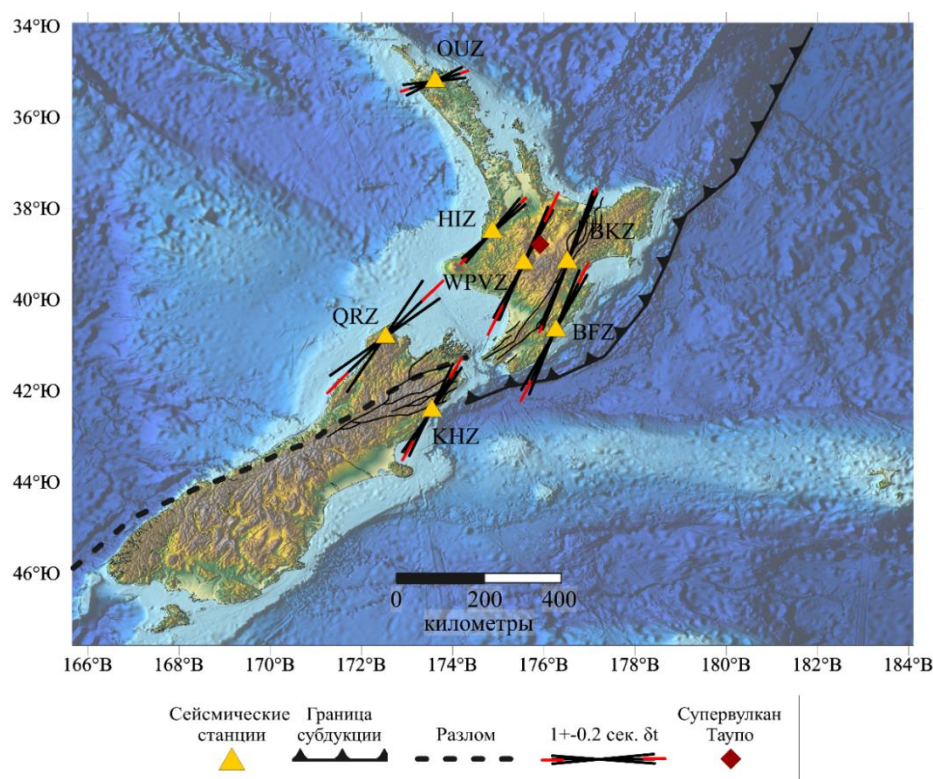


Рис. 2. Распределение параметров расщепления SKS-волн для каждой станции, задействованной в исследовании. Длина черных линий – значение параметра δt , угол наклона линии – параметр ϕ . Дополнительные черные линии – границы 95 % доверительного интервала для ϕ . Красная линия – расширение δt до границ 95 % доверительного интервала.

Полученные под каждой станцией значения параметров расщепления, азимута поляризации быстрой волны (ϕ) и границ 95 % доверительного интервала для него ($\phi_{\min}$, $\phi_{\max}$), степени анизотропии δt и ее границ 95 % доверительного интервала ($\delta t_{\min}$, $\delta t_{\max}$) представлены в табл. 1. Пространственное распределение полученных параметров расщепления показано на рис. 2, где отчетливо видно, что преобладающее направление поляризации «быстрой» поперечной волны параллельно системе разломов Северного острова, в частности, рифтовой зоне ВЗТ и глубоководному желобу Хикуранги в северной части исследуемого района. Наши результаты в целом не противоречат выводам предыдущих исследований по

независимым данным [Klosko et al., 1999; Marson-Pidgeon et al., 1999; Audoine et al., 2004]. В нашем исследовании разница времен прихода поперечных волн по «быстрому» и «медленному» направлениям достигает 1.7 сек (средневзвешенная оценка по сети станций), что указывает на существенно анизотропную (упорядоченно ориентированную) структуру под районом сети станций, вероятно, обусловленную ориентацией кристаллической решетки оливина в верхней мантии вследствие процессов ее взаимодействия с веществом и структурами погружающегося слэба.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных в ходе исследования результатов мы предполагаем, что анизотропные свойства под регионом супервулкана Таупо (Новая Зеландия) обусловлены ориентацией кристаллической решетки оливина в верхней мантии вследствие процессов ее взаимодействия со структурами погружающегося слэба Тихоокеанской плиты. Доминирующее направление поляризации «быстрой» поперечной волны параллельно рифтовой зоне, что подтверждается и предыдущими работами других ученых. Это же направление сохраняется и на станциях Южного острова, где система разломов ориентирована иначе. Временные задержки прихода поперечных волн по «быстрому» и «медленному» направлениям достигают 1.7 сек, что указывает на значительно анизотропную структуру верхней мантии района исследований. В дальнейшем при наличии дополнительных данных возможно провести более детальное моделирование и сопоставить результаты с другими геофизическими данными, что позволит оценить вклад литосферной и астеносферной мантии в анизотропию и в целом дать больше информации о ее источниках.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- Ступина Т.А., Цибизова Е.В., Бушенкова Н.А.** Азимутальная анизотропия в мантии по данным анализа расщепления SKS-волн в районе вулкана Таупо // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XXI Международный научный конгресс: Сборник материалов в 8 т. Новосибирск: СГУГиТ, 2025. Т. 2, № 3. С. 140–146. doi:10.33764/2618-981X-2025-2-3-140-146. EDN:GKBEXY.
- Audoine E., Savage M.K., Gledhill K.** Anisotropic structure under a back arc spreading region, the Taupo Volcanic Zone, New Zealand // Journal of Geophysical Research. 2004. Vol. 109 (B11). P. 305–326. doi:10.1029/2003JB002932.
- Crotwell H.P., Owens T.J., Ritsema J.** The TauP toolkit: flexible seismic travel-time and ray-path utilities // Seismological Research Letters. 1999. Vol. 70 (2). P. 154–160. doi:10.1785/gssrl.70.2.154.
- DeMets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S.** Current plate motions // Geophysical Journal International. 1990. Vol. 101 (2). P. 425–478. doi:10.1111/j.1365-246X.1990.tb06579.x.
- GNS Science.** GeoNet Aotearoa New Zealand Seismic Digital Waveform Dataset. GNS Science. 2021. doi:10.21420/G19Y-9D40.
- Kelsey H.M., Cashman S.M., Beanland S., Berryman K.R.** Structural evolution along the inner forearc of the obliquely convergent Hikurangi margin, New Zealand // Tectonics. 1995. Vol. 14 (1). P. 1–18. doi:10.1029/94TC01506.
- Klosko E.R., Wu F.T., Anderson H.J., Eberhart-Phillips D., McEvilly T.V., Audoine E., Savage M.K., Gledhill K.R.** Upper mantle anisotropy in the New Zealand region // Geophysical Research Letters. 1999. Vol. 26. P. 1497–1500. doi:10.1029/1999GL900273.

- Long M.D., Silver P.G.** Mantle flow in subduction systems: The subslab flow field and implications for mantle dynamics // *Journal of Geophysical Research*. 2009. Vol. 114 (B10). P. B10312. doi:10.1029/2008JB006200.
- Marson-Pidgeon K., Savage M.K., Gledhill K.** Seismic anisotropy beneath the lower half of the North Island, New Zealand // *Journal of Geophysical Research*. 1999. Vol. 104 (B9). P. 20277–20286. doi: 10.1029/1999JB900212.
- Paczkowski K.** Dynamic analysis of modifications to simple plate tectonic theory. ProQuest dissertations and theses. Yale University, 2012. Publication Number: AAT 3535406. 185 p.
- Reiss M.C., Rumpker G.** SplitRacer MATLAB code and GUI for semiautomated analysis and interpretation of teleseismic shear-wave splitting // *Seismological Research Letters*. 2017. Vol. 88 (2A). P. 392–409. doi: 10.1785/0220160191.
- Silver P.G., Chan W.W.** Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation // *Journal of Geophysical Research Solid Earth*. 1991. Vol. 96 (B10). P. 16429–16454. doi:10.1029/91JB00899.
- Van Dissen R., Yeats R.S.** Hope fault, Jordan thrust, and uplift of the Seaward Kaikoura Range, New Zealand // *Geology*. 1991. Vol. 19 (4). P. 393–396. doi:10.1130/0091-7613(1991)019<0393:HFJTAU>2.3.CO;2.
- Van Dissen R., Berryman K.R.** Surface rupture earthquakes over the last 1000 years in the Wellington region, New Zealand, and implications for ground shaking hazard // *Journal of Geophysical Research*. 1996. Vol. 101 (B3). P. 5999–6019. doi:10.1029/95JB02391.
- Villamor P., Berryman K.** A late Quaternary extension rate in the Taupo Volcanic Zone, New Zealand, derived from fault slip data // *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*. 2001. Vol. 44 (2). P. 243–269. doi:10.1080/00288306.2001.9514937.
- Wallace L.M., Beavan J., McCaffrey R., Darby D.** Subduction zone coupling and tectonic block rotations in the North Island, New Zealand // *Journal of Geophysical Research*. 2004. Vol. 109 (B12). B12406. doi: 10.1029/2004JB003241.

REFERENCES

- Audoine E., Savage M.K., Gledhill K.** Anisotropic structure under a back arc spreading region, the Taupo Volcanic Zone, New Zealand // *Journal of Geophysical Research*. 2004. Vol. 109 (B11). P. 305–326. doi:10.1029/2003JB002932.
- Crotwell H.P., Owens T.J., Ritsema J.** The TauP toolkit: flexible seismic travel-time and ray-path utilities // *Seismological Research Letters*. 1999. Vol. 70 (2). P. 154–160. doi:10.1785/gssrl.70.2.154.
- DeMets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S.** Current plate motions // *Geophysical Journal International*. 1990. Vol. 101 (2). P. 425–478. doi:10.1111/j.1365-246X.1990.tb06579.x.
- GNS Science.** GeoNet Aotearoa New Zealand Seismic Digital Waveform Dataset. GNS Science. 2021. doi:10.21420/G19Y-9D40.
- Kelsey H.M., Cashman S.M., Beanland S., Berryman K.R.** Structural evolution along the inner forearc of the obliquely convergent Hikurangi margin, New Zealand // *Tectonics*. 1995. Vol. 14 (1). P. 1–18. doi:10.1029/94TC01506.
- Klosko E.R., Wu F.T., Anderson H.J., Eberhart-Phillips D., McEvilly T.V., Audoine E., Savage M.K., Gledhill K.R.** Upper mantle anisotropy in the New Zealand region // *Geophysical Research Letters*. 1999. Vol. 26. P. 1497–1500. doi:10.1029/1999GL900273.
- Long M.D., Silver P.G.** Mantle flow in subduction systems: The subslab flow field and implications for mantle dynamics // *Journal of Geophysical Research*. 2009. Vol. 114 (B10). P. B10312. doi:10.1029/2008JB006200.

- Marson-Pidgeon K., Savage M.K., Gledhill K.** Seismic anisotropy beneath the lower half of the North Island, New Zealand // *Journal of Geophysical Research*. 1999. Vol. 104 (B9). P. 20277–20286. doi: 10.1029/1999JB900212.
- Paczkowski K.** Dynamic analysis of modifications to simple plate tectonic theory. ProQuest dissertations and theses. Yale University, 2012. Publication Number: AAT 3535406. 185 p.
- Reiss M.C., Rumpker G.** SplitRacer MATLAB code and GUI for semiautomated analysis and interpretation of teleseismic shear-wave splitting // *Seismological Research Letters*. 2017. Vol. 88 (2A). P. 392–409. doi: 10.1785/0220160191.
- Silver P.G., Chan W.W.** Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation // *Journal of Geophysical Research Solid Earth*. 1991. Vol. 96 (B10). P. 16429–16454. doi:10.1029/91JB00899.
- Stupina T.A., Cibizova E.V., Bushenkova N.A.** Azimuthal anisotropy in the mantle from SKS-wave splitting analysis in the Taupo volcano area // *Interexpo GEO-Siberia: Proceedings of the XXI International Scientific Congress. SSUGT, Novosibirsk, 2025. Vol. 2 (3). P. 140–146. (In Russ.). doi:10.33764/2618-981X-2025-2-3-140-146.*
- Van Dissen R., Yeats R.S.** Hope fault, Jordan thrust, and uplift of the Seaward Kaikoura Range, New Zealand // *Geology*. 1991. Vol. 19 (4). P. 393–396. doi:10.1130/0091-7613(1991)019<0393:HFJTAU>2.3.CO;2.
- Van Dissen R., Berryman K.R.** Surface rupture earthquakes over the last 1000 years in the Wellington region, New Zealand, and implications for ground shaking hazard // *Journal of Geophysical Research*. 1996. Vol. 101 (B3). P. 5999–6019. doi:10.1029/95JB02391.
- Villamor P., Berryman K.** A late Quaternary extension rate in the Taupo Volcanic Zone, New Zealand, derived from fault slip data // *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*. 2001. Vol. 44 (2). P. 243–269. doi:10.1080/00288306.2001.9514937.
- Wallace L.M., Beavan J., McCaffrey R., Darby D.** Subduction zone coupling and tectonic block rotations in the North Island, New Zealand // *Journal of Geophysical Research*. 2004. Vol. 109 (B12). B12406. doi: 10.1029/2004JB003241.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

ЦИБИЗОВА Екатерина Васильевна – кандидат геолого-минералогических наук, младший научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмологии Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: сейсмология, геодинамика, вулканология, геоэкология, гидрология.

СТУПИНА Татьяна Александровна – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмологии Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: геостатистика, обработка и анализ сейсмических данных, методы построения оценок качества моделей.

БУШЕНКОВА Наталья Анатольевна – кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмологии Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: структуры коры и мантии, тектонические процессы и закономерности, методы сейсмической томографии, комплексная интерпретация геофизических полей.

*Статья поступила в редакцию 10 апреля 2026 г.,
одобрена после рецензирования 21 июля 2026 г.,
принята к публикации 27 июля 2026 г.*



СТРУКТУРА ЛИТОСФЕРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ В РАЙОНЕ ИНДО-ЕВРАЗИЙСКОЙ КОЛЛИЗИИ ПО ДАННЫМ ПАССИВНОЙ СЕЙСМИКИ

Елена Александровна Мельник^{1,✉}, Марсель Алмазович Шайгарданов², Андрей Владимирович
Беляшов³

^{1,2,3}Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

¹MelnikEA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6509-623X>

²ShaiygardanovMA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0009-0000-1617-8696>

³BelyashovAV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8772-3863>

Аннотация. Представлена скоростная модель литосферы Центральной Азии в пределах Индо-Евразийской коллизионной структуры до глубины 410 км, полученная методом лучевого трассирования по данным Международного сейсмологического центра. Метод впервые применен для изучения складчатых областей Тянь-Шаня, Памира и Гималаев и позволяет выявлять аномалии среды по изменениям времен пробега сейсмических волн. Оптимизация модели методом направленного подбора обеспечила невязку времен пробега *P*-волн до 1 с.

Ключевые слова: Индо-Евразийская коллизия, сейсмический метод лучевого трассирования, скоростная модель, литосфера, мантия

Финансирование: работа была выполнена в рамках проекта Фонда научных исследований Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН FWZZ-2026-0050.

Для цитирования: Мельник Е.А., Шайгарданов М.А., Беляшов А.В. Структура литосферы Центральной Азии в районе Индо-Евразийской коллизии по данным пассивной сейсмики // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 12–24. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-12.

LITHOSPHERIC STRUCTURE OF CENTRAL ASIA IN THE INDO-EURASIAN COLLISION ZONE INFERRED FROM PASSIVE SEISMIC DATA

Elena A. Melnik^{1,✉}, Marsel A. Shaiygardanov², Andrey V. Belyashov³

^{1,2,3}Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

¹MelnikEA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6509-623X>

²ShaiygardanovMA@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0009-0000-1617-8696>

³BelyashovAV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8772-3863>

Abstract. A velocity model of the lithosphere of Central Asia within the Indo-Eurasian collision zone down to a depth of 410 km is presented. The model was obtained by radial ray tracing using data from the International Seismological Centre. This method was applied for the first time to study the folded regions of the Tien Shan, Pamir, and Himalayas and makes it possible to identify medium anomalies from variations in seismic-wave travel times. Optimization of the model using the directional matching method ensured *P*-wave travel-time residuals of less than 1 second.

Keywords: Indo-Eurasian collisions, seismic ray tracing method, velocity model, lithosphere, mantle

Funding: the study was carried out within the framework of the project No. FWZZ-2026-0050.

For citation: Melnik E.A., Shaiygardanov M.A., Belyashov A.V. Lithospheric structure of Central Asia in the Indo-Eurasian collision zone inferred from passive seismic data // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 12–24. (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-2-12.

ВВЕДЕНИЕ

Индо-Евразийская коллизионная структура входит в состав Гималайско-Альпийской горной системы, протягивающейся от Средиземного моря на западе до Суматрской дуги на востоке на расстояние от 7000 км [Yin, Harrison, 2000] до 10 000 км [Khain, 1996] и включающей порядка 20-ти отдельных горных сооружений, имеющих форму складок. Схематическое положение основных орогенов в пределах Индо-Евразийской коллизии и профиля показано на рис. 1.

Геодинамические процессы в ее пределах повлияли на формирование горных систем Центральной Азии вплоть до Сибирской платформы [Dobretsov et al., 1996; Буслов, 2012]. Современные тектонические процессы в этой области воздействуют на напряженно-деформированное состояние даже таких удаленных систем, как Байкальская рифтовая зона [Ружич и др., 2016]. В связи с этим изучение строения этого геологического объекта важно для более глубокого понимания и оценки сейсмического режима обширной территории.

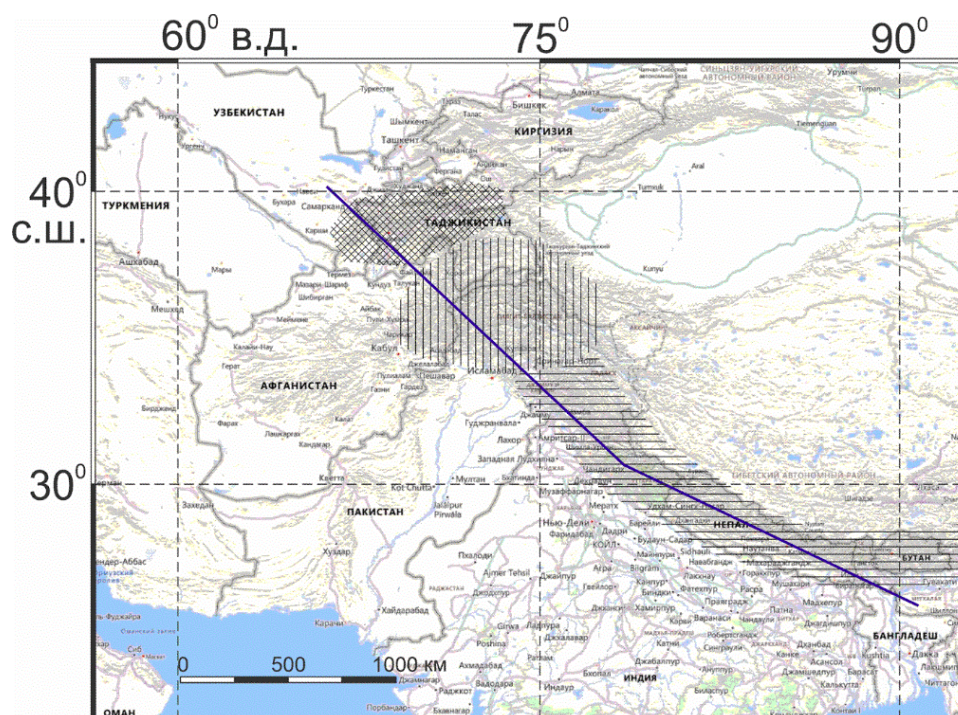


Рис. 1. Положение Южно-Тянь-Шанского (перекрестная штриховка), Памирского (вертикальная штриховка) и Гималайского (горизонтальная штриховка) орогенов в пределах Индо-Евразийской коллизионной структуры. Синей линией показано условное положение профиля.

Указанная коллизионная структура представляет давний интерес для исследователей всего мира и широко изучена с использованием различных методов, включая сейсмические. К настоящему времени основные данные о строении земной коры и верхов мантии Индо-Евразийской коллизионной структуры получены методами глубинных сейсмических зондирований (ГСЗ), методом обменных волн

землетрясений (МОВЗ) [Priestley et al., 2008; Oreshin et al., 2008; Kumar et al., 2013; Gilligan et al., 2015], сейсмотомографией [Zhou, Murphy, 2005; Koulakov, Sobolev, 2006; Zhang et al., 2012; Sippl et al., 2013] и магнитотеллурического зондирования (МТЗ) [Беляевский и др., 1982; Земная кора..., 1984; Miglani et al., 2014; Rawat et al., 2014; Jain et al., 2016; Aminov et al., 2020; Medved et al., 2022].

По данным ГСЗ [Беляевский и др., 1982; Земная кора..., 1984] было установлено, что важной особенностью глубинного строения Памиро-Гималайского региона является мощность земной коры, почти в два раза большая, чем на платформах (65–75 и 35–37 км соответственно). Перепад скоростей между земной корой и верхней мантией составляет 0.7–1.0 км/с, что позволяет достаточно уверенно ее выделять.

По данным МОВЗ фиксируются меньшие глубины залегания границы Мохо (38–52 км) и акцентируется расслоенность верхней коры, при этом глубокие границы выявляются хуже.

Важную роль в современных исследованиях играет сейсмическая томография [Кулаков и др., 2003; Aminov et al., 2020; Medved et al., 2022]. Полученные скоростные аномалии демонстрируют сложную вертикальную стратификацию. В пределах первых километров глубины выделяются высокоскоростные аномалии, охватывающие весь Памир и Южный Тянь-Шань. На 20-километровом уровне наблюдается чередование линейных высокоскоростных и низкоскоростных аномалий, пространственно совпадающих с расположением известных гнейсовых куполов. В интервале 60–120 км прослеживается вытянутая низкоскоростная аномалия северо-запад–юго-восточного простирания, имеющая тесную связь с Памирской сейсмической зоной. Низкоскоростные мантийные аномалии могут свидетельствовать о наличии флюидных фаз или участков частичного плавления, что имеет важное значение для понимания геодинамических процессов в этом коллизионном регионе.

Сейсмотомографические исследования [Medved et al., 2022] на северо-западе Гималаев выявили, что Гималайский орогенный пояс проявляется как низкоскоростная аномалия, соответствующая коре мощностью около 40 км, с погружением Индийской плиты на глубину свыше 60 км под Гималаями. Анализ структуры Индийской плиты установил ее погружение на север под Гималаями в зоне континентальной субдукции [Molnar, Tappinier, 1975; Буслов, 2012; Добрецов и др., 2013; Medved et al., 2022; Абрамова, Абрамова, 2023] и впервые выявил западный наклон при приближении к Гиндукушу.

Среди исследований МТЗ особый интерес представляют работы, выполненные в северо-западных Гималаях [Miglani et al., 2014; Jain et al., 2016]. Полученные данные свидетельствуют о сложной слоистой структуре коры с чередованием проводящих/резистивных зон, ключевой роли флюидонасыщенных зон в сейсмичности и геодинамике, а также региональные различия в геометрии субдукции.

Сравнительная характеристика методов исследования показывает, что ГСЗ позволяет изучать структуру литосферы до глубин около 80 км, однако характеризуется низкой детализацией верхней коры. МОВЗ позволяет исследовать разрез до глубин около 70 км и лучше отражает расслоенность верхней коры, но слабо выявляет глубокие границы. Сейсмотомография, обеспечивающая изучение структуры до глубин около 120 км, выявляет анизотропию и скоростные аномалии, однако требует плотной сети станций. МТЗ эффективен для изучения флюидонасыщенных зон до глубин более 60 км, но чувствителен к помехам.

В настоящей статье рассматривается построение единой структурно-скоростной модели Индо-Евразийской коллизионной структуры на основе применения метода лучевого трассирования [Zelt, Smith, 1992] для изучения скоростных характеристик литосферы вдоль условного сейсмического профиля протяженностью около 3000 км по данным о временах пробега продольных волн (см. рис. 1). В качестве

источников сейсмических колебаний использовались региональные землетрясения, параметры которых представлены в базе данных Международного сейсмологического центра (ISC; <http://www.isc.ac.uk>).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Основным критерием при определении положения условного регионального профиля являлся уровень его обеспеченности наблюдаемыми данными. С помощью функции интерактивного поиска сейсмических станций на веб-странице МСЦ (<http://www.isc.ac.uk/registries/search/interactive/>) проведена оценка плотности их размещения на изучаемой территории – в створе предполагаемого залегания профиля задавалась полоса шириной 300 км и подгружался список станций, расположенных в ее границах. Профиль проложен через участки их максимального сосредоточения. Таким образом, позиционно профиль начинается в южно-центральной части Республики Узбекистан и, имея юго-восточное направление, проходит через Южный Тянь-Шань, Памир и по южному предгорью Гималаев (см. рис. 1). Общая длина профиля 3000 км.

В качестве источников сейсмических волн использованы землетрясения из бюллетеней МСЦ, укладываемые в створ выбранного профиля (± 50 км), равномерно распределенные вдоль него и зарегистрированные как можно большим числом стационарных сейсмических станций. Подбор событий осуществлялся интерактивным способом на сайте МСЦ (<http://www.isc.ac.uk/iscbulletin/search/bulletin/>). Начиная с северо-западного конца профиля задавалось непрерывно скользящее окно размером $0.5 \times 0.5^\circ$, в пределах которого в базе данных МСЦ производился поиск событий во временном интервале от 1970 по 2018 гг. После отбраковки непредставительных землетрясений и объединения близко расположенных источников в дальнейшую обработку поступило 21 событие (с шагом 50–250 км вдоль профиля).

Для увязки наблюдаемых годографов по взаимным временам все источники сейсмических событий, расположенные на различных глубинах, были приведены к дневной поверхности, то есть к «нулевой» глубине. Поскольку локализация использованных сейсмических событий в решении МСЦ основывалась на модели ak135 [Kennett et al., 1995; Bondár, Storchak, 2011], поправки за глубину источника рассчитывались по таблицам времен пробега сейсмических волн для данной модели [Kennett, 2005]. Увязка наблюдаемых годографов по взаимным временам выполнялась последовательно для всех годографов от начала к концу профиля в соответствии с принципом взаимности, а корректировка невзаимных времен проводилась на основе принципа подобия нагоняющих годографов.

На рисунке 2 представлена увязанная система годографов продольных волн (P) в первых вступлениях в редуцированном масштабе времен (скорость редукции – 8.7 км/с). Для расчета с непосредственным учетом сферичности расстояния по профилю L пересчитывались в расстояния X , где X – длина хорды большого круга Земли с длиной дуги, соответствующей длине профиля, в данном случае 3000 км.

В первых вступлениях в зависимости от расстояния источник–приемник выделяются фазы волны P_g , распространяющейся в земной коре с кажущейся скоростью до 6.5 км/с, преломленной на поверхности Мохо, и проникающей в верхи мантии волны P_n с кажущейся скоростью 8.0–8.3 км/с, которую на удалениях свыше 1500 км сменяет волна P_{n1} с кажущейся скоростью 8.6–8.7 км/с. В первых вступлениях на расстояниях от источника свыше 2200 км регистрируются колебания со скачком увеличивающейся скорости почти до 9.5 км/с, что соответствует волне P_{410} , проникающей в переходный слой.

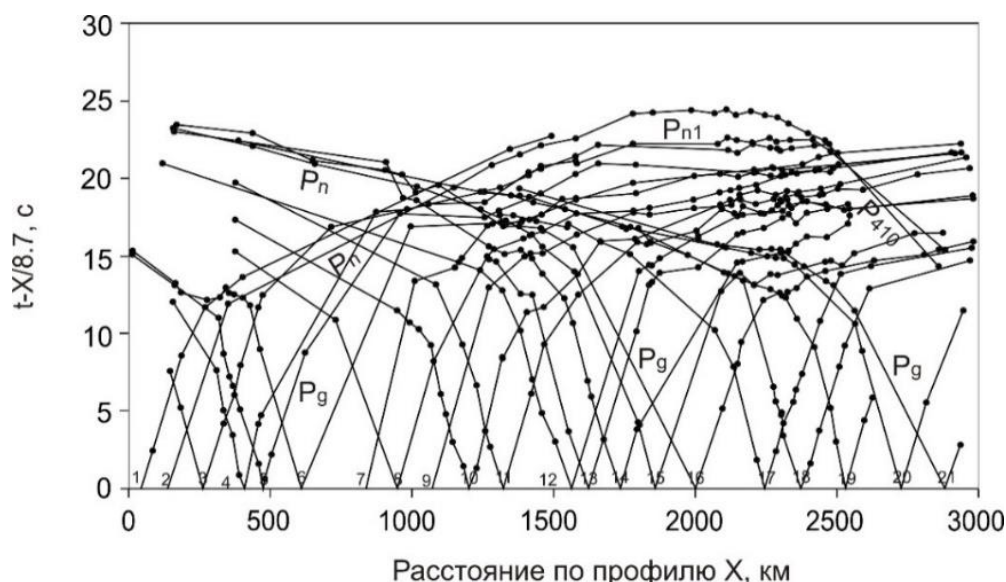


Рис. 2. Годографы P -волн в первых вступлениях в редуцированном масштабе времен. 1–21 – номера событий.

Сложная форма годографов при общей непараллельности связана с изменениями скорости по глубине и латерали. В региональном плане особенно отчетливо это показано для волны P_n , где кажущаяся скорость увеличивается от 8.0 (в районе Южного Тянь-Шаня и Памира) до 8.2 км/с в районе Гималаев и до 8.3 км/с при выходе на Индийскую платформу. При этом повышенные значения кажущейся скорости до 8.5–8.6 км/с наблюдаются только на одном участке профиля 1700–2200 км. На аналогичных удалениях от источников, около 1500 км, в начальной части профиля участок повышенной скорости не отмечается, что может свидетельствовать об увеличении глубины залегания высокоскоростного слоя под Южным Тянь-Шанем и Памиром либо о его отсутствии. Интенсивная волна с кажущейся скоростью около 9.4 км/с регистрируется на расстоянии источник–приемник более 2000 км и интерпретируется как преломленно-рефрагированная на кровле переходной зоны при глубине около 410 км.

Эти характеристики учитываются при моделировании параметров верхней мантии методом лучевого трассирования с использованием программы SeisWide, адаптированной для среды Windows (Dr. Deping Chian). В программе применяется алгоритм лучевого трассирования [Zelt, Smith, 1992].

Исходными параметрами модели являются конфигурация слоев и скорость, задаваемая на кровле и подошве каждого слоя. Итерационный процесс моделирования заключается в последовательном решении прямой и обратной задачи с целью минимизации временных невязок между наблюдаемыми и рассчитанными годографами. Подбор модели производится сверху вниз отдельно для каждого годографа. Подобранной считается модель, обеспечивающая минимальные временные невязки для всех годографов на профиле.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЗЕМНОЙ КОРЫ И ВЕРХНЕЙ МАНТИИ ПО ДАННЫМ ПАССИВНОЙ СЕЙСМИКИ

Моделирование свойств волнового поля проиллюстрировано на некоторых примерах, имеющих принципиальное значение для выделяемых особенностей сейсмического разреза. На рисунке 3 показан район сочленения Индо-Евразийской коллизии и Индийской платформы.

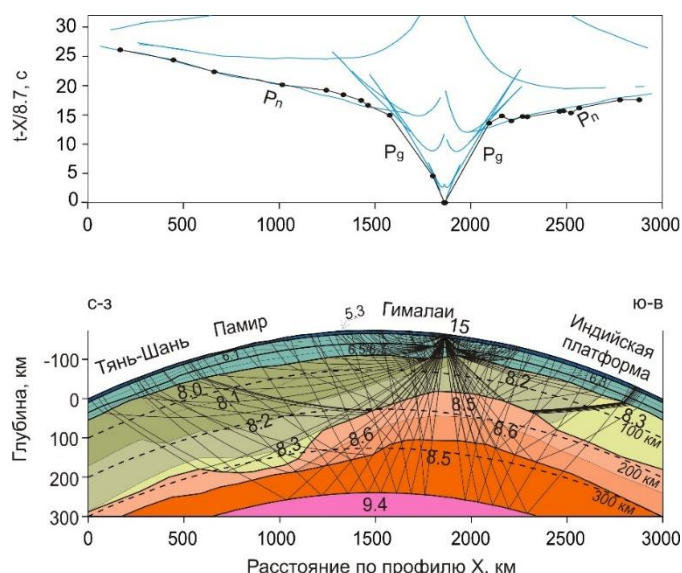


Рис. 3. Соотношение наблюдаемых (черные линии с точками) и рассчитанных (синие линии) годографов для события 15 и лучевые схемы в зоне сочленения Индо-Евразийской коллизии и Индийской платформой. Границы со скачками скорости показаны толстыми линиями, тонкие соответствуют значениям скорости в км/с.

В выбранном редуцированном масштабе времен видно хорошее соответствие наблюдаемых и рассчитанных времен пробега для волн P_g , P_n на всех интервалах их прослеживания с достаточно малыми невязками в среднем до 0.6 с, что соотносится с видимым периодом колебаний. Лучевая схема иллюстрирует соотношение между годографами и областями распространения волн в разрезе при равномерной плотности лучей в верхнем слое мантии, соответствующей непрерывности наблюдаемых годографов. Достаточно уверенно по пониженным значениям кажущейся скорости 6.3–6.5 км/с выделяются времена вступлений волн, распространяющихся в земной коре (P_g). Скачкообразное увеличение кажущейся скорости до 8.0–8.1 км/с определяет выход в первые вступления волны, преломленной на Мохо (P_n). Для этого участка характерна несимметричность ветвей годографов прямого и обратного направления и увеличение времен пробега волн в первых вступлениях в западной части профиля. Видно, что вблизи источника для обеих ветвей годографов кажущаяся скорость равна 5.0–6.3 км/с. На удалениях от источника свыше 200 км для волн, распространяющихся в пределах Гималаев, можно видеть значительно более поздний выход в первые вступления волны от Мохо с кажущейся скоростью 8.1 км/с, в отличие от волн, распространяющихся в пределах Индийской платформы, где скорость в верхах мантии увеличена до 8.3 км/с. По результатам моделирования в сейсмическом разрезе это проявляется в виде постепенного нарастания скорости с северо-запада на юго-восток от 8.0–8.1 км/с под Южным Тянь-Шанем и Памиром до 8.3 км/с под Индийской платформой. Кроме того, поздний выход волны P_n в первые вступления в районе Гималаев связан со значительным увеличением мощности земной коры до 75 км.

Наиболее полно изменение времен пробега волн представлены для события 3, расположенного в районе Южного Тянь-Шаня (рис. 4). На годографе хорошо видна смена сейсмических волн на различных глубинах верхней мантии. Область распространения волн, приходящих из земной коры (P_g), на удалении порядка 200–225 км сменяется волной, распространяющейся в верхах мантии (P_n). На удалениях порядка 1500 км ее сменяет волна с повышенной кажущейся скоростью 8.6–8.7 км/с (P_{n1}), а уже на удалениях свыше 2200 км в первые вступления выходит волна с кажущейся скоростью 9.4–9.5 км/с от границы «410 км» (P_{410}).

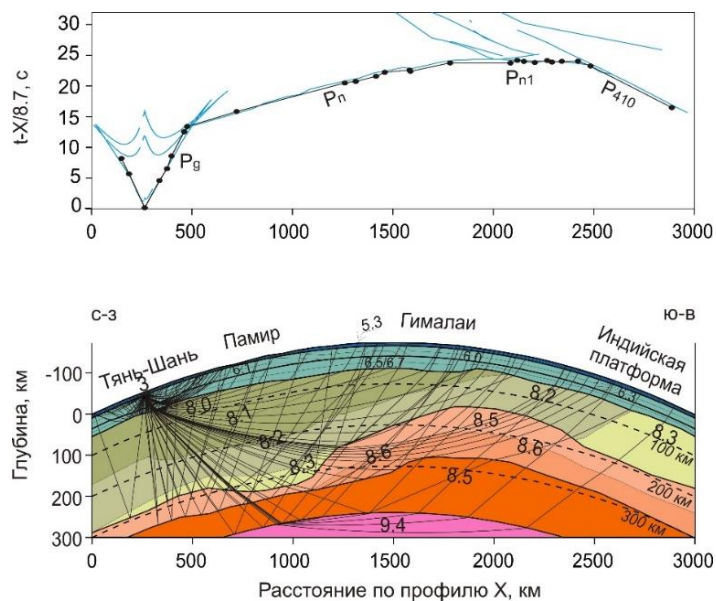


Рис. 4. Соотношение наблюдаемых (черные линии с точками) и рассчитанных (синие линии) годографов для события 3 и лучевые схемы в Тянь-Шанском, Памирском и Гималайском районах Индо-Евразийской коллизии.

Особенность годографов от событий 1–6 (см. рис. 2) заключается в том, что на них наиболее ярко выделяется волна с кажущейся скоростью 8.5–8.6 км/с, которая по результатам лучевого моделирования при учете сферичности Земли относится к высокоскоростному слою в основании литосферы, подстилаемому слоем со средней скоростью около 8.5 км/с и подошвой на глубине 410 км. Сведения о глубине границы «410 км» и скорости в покрывающей толще получены по короткому отрезку годографов преломленной волны P_{410} .

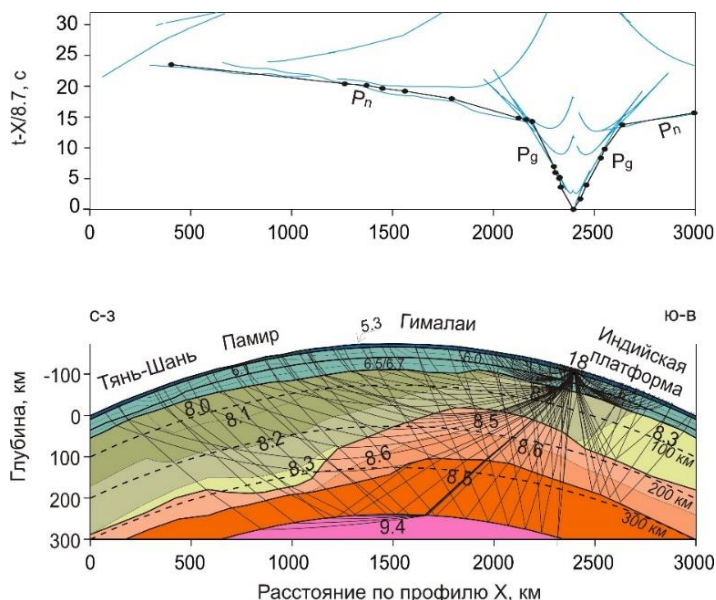


Рис. 5. Соотношение наблюдаемых (черные линии с точками) и рассчитанных (синие линии) годографов для события 18 и лучевые схемы в Тянь-Шанском, Памирском и Гималайском районах Индо-Евразийской коллизии.

На рисунке 5 показаны годографы и лучевая схема для события 18, произошедшем в зоне перехода к Индийской платформе. В отличие от годографа для события 3 видно, что на удалениях свыше 1500 км от источника кажущаяся скорость не превышает 8.3 км/с. Результаты лучевого моделирования

указывают на то, что, по всей видимости, глубина залегания кровли высокоскоростного слоя и его мощность непостоянны, и в районе Памира он отсутствует или значительно утоняется.

Рисунок 6 иллюстрирует соответствие наблюдаемых и рассчитанных времен пробега с лучевыми траекториями на схематически представленном скоростном разрезе. Отмечается практически равномерное покрытие лучами изучаемой среды. Абсолютные невязки между наблюдаемыми и теоретическими временами пробега не превышают в отдельных случаях 1 с при среднеквадратическом значении 0.6–0.8 с, соответствующем видимому периоду колебаний.

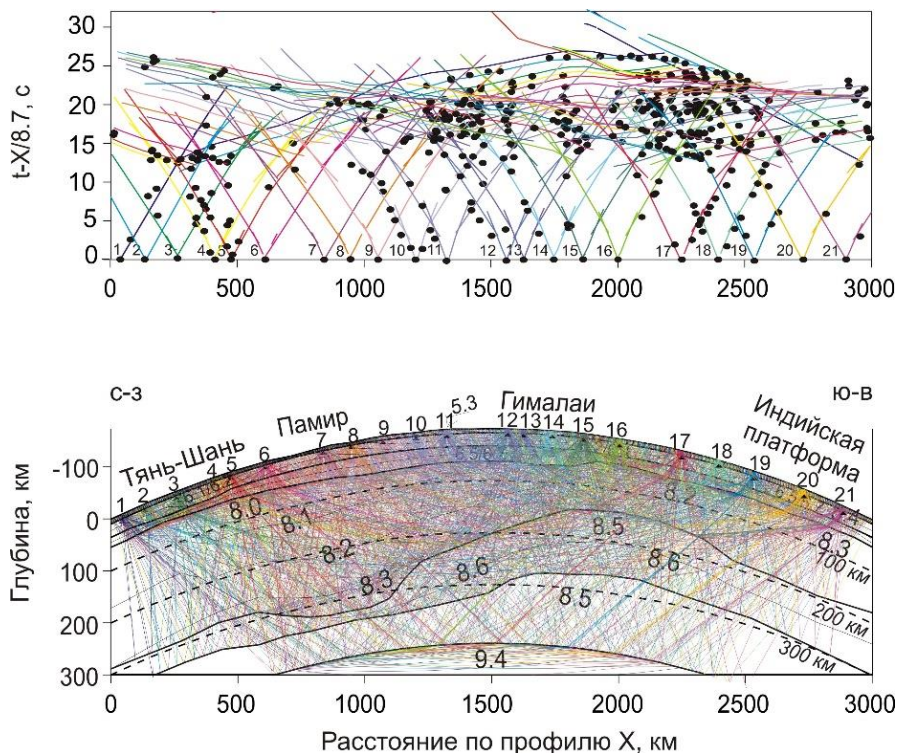


Рис. 6. Годографы наблюдаемых (черные точки) и рассчитанных (цветные линии) времен пробега продольных волн (вверху) и траектории рассчитанных лучей (внизу) для скоростной модели по профилю в Тянь-Шанском, Памирском и Гималайском районах Индо-Евразийской коллизии.

Модель земной коры и верхней мантии (до глубины 410 км) Индо-Евразийской коллизии, полученная методом лучевого трассирования преломленно-рефрагированных продольных волн, показана на рис. 7.

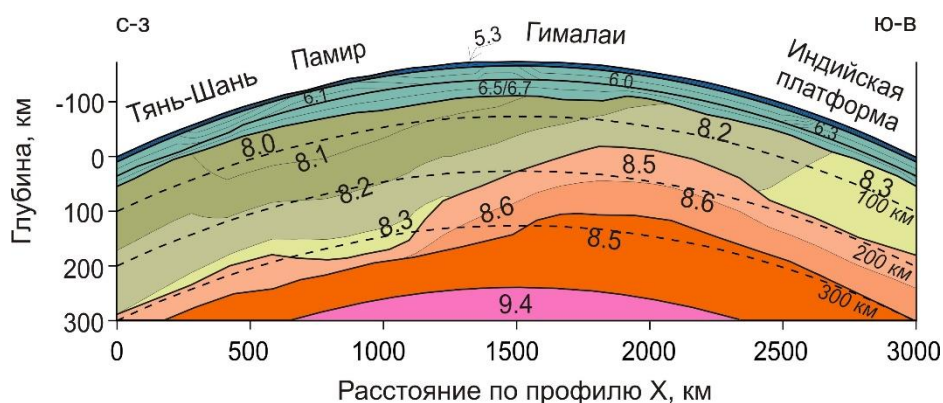


Рис. 7. Структура верхней мантии по профилю в районе Индо-Евразийской коллизии. Тонкими линиями показаны изолинии скорости в км/с, толстыми – сейсмические границы.

Главной особенностью данной модели является представление верхней мантии в виде двух структурных этажей: наиболее неоднородного по латерали, двухслойного верхнего с подошвой на глубине более 300 км и подстилающего, практически однородного (астеносферного) нижнего до границы «410 км».

Латерально блоковая неоднородность первого структурного этажа мантии характеризуется скоростью на Мохо, изменяющейся в интервале 8.0–8.4 км/с, при различных ее увеличениях с глубиной. Так, повышенная скорость до 8.3 км/с характерна для верхов мантии Индийской платформы, тогда как под горными структурами Памира и Южного Тянь-Шаня она составляет 8.0–8.1 км/с, повышаясь до 8.2 км/с в районе Гималаев. В основании литосферы выделен слой с повышенной до 8.6 км/с скоростью, мощность которого изменяется от 30–50 км под Памиром до 150 км под Гималаями. Второй структурный этаж, в интервале между подошвой литосферы и границей «410 км» с относительно пониженной до 8.5 км/с скоростью, характеризует астеносферу, подстилаемую кровлей переходного слоя «410 км», где скорость скачком увеличивается до 9.4 км/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на данных о временах пробега региональных землетрясений, полученных из бюллетеней Международного сейсмологического центра (<http://www.isc.ac.uk>), с использованием метода прямого лучевого трассирования времен пробега волн в первых вступлениях построена латерально-неоднородная структурно-скоростная модель земной коры и верхней мантии в районе Индо-Евразийской коллизионной структуры вдоль условного профиля длиной 3000 км.

В сравнении с Индийской платформой верхи мантии коллизионной структуры характеризуются пониженной до 8.0–8.1 км/с скоростью. Отличительной особенностью верхней мантии является контрастное изменение мощности слоя с повышенной скоростью в низах литосферы от значительного утонения в районе Памира до 100 км в районе Гималаев.

Под слоем повышенной скорости до границы «410 км» данные о свойствах мантии немногочисленны и можно предполагать, что в этом интервале, содержащем в себе астеносферный слой, латеральные неоднородности могут быть незначительными.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- Абрамова Д.Ю., Абрамова Л.М.** Литосферные магнитные аномалии по данным спутниковой миссии CHAMP над западным гималайским синтаксисом и окружающими территориями // Исследование Земли из космоса. 2023. № 5. С. 45–57. doi:10.31857/S0205961423050020. EDN:XGGMCMN.
- Беляевский Н.А., Вольвовский Б.С., Вольвовский И.С., Кайла К.Л., Марусси А., Таль-Вирский Б.Б., Хамрабаев И.Х.** Памир–Гималаи. Глубинное строение земной коры. М.: Наука, 1982. 176 с.
- Буслов М.М.** Геодинамическая природа Байкальской рифтовой зоны и ее осадочного выполнения в мелкайнозойское время: эффект дальнего воздействия Монголо-Охотской и Индо-Евразийской коллизий // Геология и геофизика. 2012. Т. 53, № 9. С. 1245–1255. EDN:NPMGNH.
- Добрецов Н.Л., Кулаков И.Ю., Полянский О.П.** Геодинамика, поля напряжений и условия деформаций в различных геодинамических обстановках // Геология и геофизика. 2013. Т. 54, № 4. С. 469–499. EDN:PZLRDD.
- Земная кора и верхняя мантия Памира, Гималаев и южного Тянь-Шаня** / Под ред. И.Х. Хемраева, Ф.Х. Зуннунова. М.: Наука, 1984. 160 с.

- Кулаков И.Ю., Тычков С.А., Бушенкова Н.А., Василевский А.Н.** Структура и динамика верхней мантии Альпийско-Гималайского складчатого пояса по данным сейсмической томографии // Геология и геофизика. 2003. Т. 44, № 6. С. 566–586. EDN:MJCYBM.
- Ружич В.В., Кочарян Г.Г., Левина Е.А.** Оценка геодинамического влияния зон коллизии и субдукции на сейсмотектонический режим Байкальского рифта // Геодинамика и тектонофизика. 2016. Т. 7, № 3. С. 383–406. doi:10.5800/GT-2016-7-3-0214. EDN:UJVNCC.
- Aminov J., Koulakov I., Jakovlev A.V., Zhao J., El-Khery S., Aminov J., Al Arifi N., Aminov J., Mamadjanov Y.** Directions of lithosphere interactions in the Pamir–Hindu Kush junction inferred from anisotropic tomography // Canadian Journal of Earth Sciences. 2020. Vol. 57 (5). P. 601–616. doi:10.1139/cjes-2019-0081.
- Bondár I., Storchak D.** Improved location procedures at the International Seismological Centre // Geophysical Journal International. 2011. Vol. 186 (3). P. 1220–1244. doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x.
- Dobretsov N.L., Buslov M.M., Delvaux D., Berzin N.A., Ermikov V.D.** Meso- and Cenozoic tectonics of the Central Asian mountain belt: effects of lithospheric plate interaction and mantle plume // International Geology Review. 1996. Vol. 38 (5). P. 430–466. doi:10.1080/00206819709465345. EDN:LDSWEB.
- Gilligan A., Priestley K., Roecker S., Levin V., Rai S.** The crustal structure of the western Himalayas and Tibet // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2015. Vol. 120 (5). P. 3946–3964. doi:10.1002/2015JB011891.
- Jain A.K., Dasgupta S., Bhargava O.N., Israil Md., Jayangonda Perumal R., Patel R.C., Mukul M., Parcha S.K., Adlakha V., Agarwal K.K., Singh P., Bhattacharyya K., Pant N.C., Banerjee D.M.** Tectonics and evolution of the Himalaya // Proceedings of the Indian National Science Academy. 2016. Vol. 82 (3). P. 581–604. doi:10.16943/ptinsa/2016/48469.
- Kennett B.** Seismological tables: ak135. Research School of Earth Sciences, The Australian National University, Canberra, 2005. P. 81.
- Kennett B.L.N., Engdahl E.R., Buland R.** Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes // Geophysical Journal International. 1995. Vol. 122 (1). P. 108–124. doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb03540.x.
- Khain V.E.** Structure and evolution of nappe-fold edifices of the Alpine-Himalayan Belt: A comparison // International Geology Review. 1996. Vol. 38 (4). P. 374–387. doi:10.1080/00206819709465341. EDN:LDPNYD.
- Koulakov I., Sobolev S.V.** A tomographic image of Indian lithosphere break-off beneath the Pamir–Hindukush region // Geophysical Journal International. 2006. Vol. 164 (2). P. 425–440. doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02841.x.
- Kumar P., Ravi Kumar M., Srijayanthi G., Arora K., Srinagesh D., Chadha R.K., Sen M.K.** Imaging the lithosphere-asthenosphere boundary of the Indian plate using converted wave techniques // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2013. Vol. 118 (10). P. 5307–5319. doi:10.1002/jgrb.50366.
- Medved I., Koulakov I., Mukhopadhyay S., Jakovlev A.** Lithosphere structure in the collision zone of the NW Himalayas revealed by alocal earthquake tomography // Journal of Geodynamics. 2022. Vol. 152. P. 101922. doi:10.1016/j.jog.2022.101922.
- Miglani R., Shahrukh M., Israil M., Gupta P.K., Varshney S.K., Sokolova E.** Geoelectric structure estimated from magnetotelluric data from Uttarakhand Himalaya, India // Journal of Earth System Science. 2014. Vol. 123 (8). P. 1907–1918. doi:10.1007/s12040-014-0504-2.
- Molnar P., Tapponnier P.** Cenozoic tectonics of Asia: Effects of a continental collision // Science. 1975. Vol. 189. P. 419–426. doi:10.1126/science.189.4201.419.

- Oreshin S., Kiselev S., Vinnik L., Prakasam K., Rai S., Makeyeva L., Savvin Ye.** Crust and mantle beneath western Himalaya, Ladakh and western Tibet from integrated seismic data // *Earth and Planetary Science Letters*. 2008. Vol. 271. P. 75–87. doi:10.1016/j.epsl.2008.03.048.
- Priestley K., Jackson J., McKenzie D.** Lithospheric structure and deep earthquakes beneath India, the Himalaya and southern Tibet // *Geophysical Journal International*. 2008. Vol. 172 (1). P. 345–362. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03636.x.
- Rawat G., Arora B.R., Gupta P.K.** Electrical resistivity cross-section across the Garhwal Himalaya: Proxy to fluid-seismicity linkage // *Tectonophysics*. 2014. Vol. 637. P. 68–79. doi:10.1016/j.tecto.2014.09.015.
- Sippl C., Schurr B., Tympel J., Angiboust S., Mechie J., Yuan X., Schneider F.M., Sobolev S.V., Ratschbacher L., Haberland C., TIPAGE-Team.** Deep burial of Asian continental crust beneath the Pamir imaged with local earthquake tomography // *Earth and Planetary Science Letters*. 2013. Vol. 384. P. 165–177. doi:10.1016/j.epsl.2013.10.013.
- Yin A., Harrison T.** Geologic evolution of the Himalayan-Tibetan orogen // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. 2000. Vol. 28. P. 211–280. doi:10.1146/annurev.earth.28.1.211.
- Zelt C.A., Smith R.B.** Seismic traveltime inversion for 2-D crustal velocity structure // *Geophysical Journal International*. 1992. Vol. 108 (1). P. 16–34. doi:10.1111/j.1365-246X.1992.tb00836.x.
- Zhang H., Zhao J., Xu Q.** Crustal and upper mantle velocity structure beneath central Tibet by *P*-wave teleseismic tomography // *Geophysical Journal International*. 2012. Vol. 190 (3). P. 1325–1334. doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05582.x.
- Zhou H., Murphy M.** Tomographic evidence for wholesale underthrusting of India beneath the entire Tibetan plateau // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2005. Vol. 25 (3). P. 445–457. doi:10.1016/j.jseas.2004.04.007.

REFERENCES

- Abramova D.Yu., Abramova L.M.** Lithospheric magnetic anomalies according to the CHAMP satellite data over the Western Himalayan Syntaxis and surrounding areas // *Earth Research from Space*. 2023. No. 5. P. 45–57. (In Russ.). doi:10.31857/S0205961423050020.
- Aminov J., Koulakov I., Jakovlev A.V., Zhao J., El-Khery S., Aminov J., Al Arifi N., Aminov J., Mamadjanov Y.** Directions of lithosphere interactions in the Pamir–Hindu Kush junction inferred from anisotropic tomography // *Canadian Journal of Earth Sciences*. 2020. Vol. 57 (5). P. 601–616. doi:10.1139/cjes-2019-0081.
- Belyaevsky N.A., Volvovsky B.S., Volvovsky I.S., Kayla K.L., Marussi A., Tal-Virsky B.B., Khamrabaev I.Kh.** The Pamirs–Himalayas. Deep structure of the Earth's crust (In Russ.). Nauka, Moscow, 1982. 160 p.
- Bondár I., Storchak D.** Improved location procedures at the International Seismological Centre // *Geophysical Journal International*. 2011. Vol. 186 (3). P. 1220–1244. doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x.
- Buslov M.M.** Geodynamic nature of the Baikal Rift Zone and its sedimentary fill in the Cretaceous–Cenozoic: the effect of the far-field impact of the Mongol–Okhotsk and Indo–Eurasian collisions // *Russian Geology and Geophysics*. 2012. Vol. 53 (9). P. 955–962. doi:10.1016/j.rgg.2012.07.010.
- Dobretsov N.L., Buslov M.M., Delvaux D., Berzin N.A., Ermikov V.D.** Meso- and Cenozoic tectonics of the Central Asian mountain belt: effects of lithospheric plate interaction and mantle plume // *International Geology Review*. 1996. Vol. 38 (5). P. 430–466. doi:10.1080/00206819709465345. EDN:LDSWEB.
- Dobretsov N.L., Koulakov I.Yu., Polyansky O.P.** Geodynamics and stress-strain patterns in different tectonic settings // *Russian Geology and Geophysics*. 2013. Vol. 54 (4). P. 357–380. doi:10.1016/j.rgg.2013.03.001.

- Gilligan A., Priestley K., Roecker S., Levin V., Rai S.** The crustal structure of the western Himalayas and Tibet // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2015. Vol. 120 (5). P. 3946–3964. doi:10.1002/2015JB011891.
- Jain A.K., Dasgupta S., Bhargava O.N., Israil Md., Jayangonda Perumal R., Patel R.C., Mukul M., Parcha S.K., Adlakha V., Agarwal K.K., Singh P., Bhattacharyya K., Pant N.C., Banerjee D.M.** Tectonics and evolution of the Himalaya // *Proceedings of the Indian National Science Academy*. 2016. Vol. 82 (3). P. 581–604. doi:10.16943/ptinsa/2016/48469.
- Kennett B.** Seismological tables: ak135. Research School of Earth Sciences, The Australian National University, Canberra, 2005. P. 81.
- Kennett B.L.N., Engdahl E.R., Buland R.** Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes // *Geophysical Journal International*. 1995. Vol. 122 (1). P. 108–124. doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb03540.x.
- Khain V.E.** Structure and evolution of nappe-fold edifices of the Alpine-Himalayan Belt: A comparison // *International Geology Review*. 1996. Vol. 38 (4). P. 374–387. doi:10.1080/00206819709465341. EDN:LDPNYD.
- Khamrabaev I.Kh., Zunnunov F.Kh.** (Eds.). The Earth's crust and upper mantle of the Pamirs, the Himalayas, and the Southern Tien Shan (In Russ.). Nauka, Moscow, 1984. 160 p.
- Koulakov I., Sobolev S.V.** A tomographic image of Indian lithosphere break-off beneath the Pamir–Hindukush region // *Geophysical Journal International*. 2006. Vol. 164 (2). P. 425–440. doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02841.x.
- Kulakov I.Yu., Tychkov S.A., Bushenkova N.A., Vasilevsky A.N.** Three-dimensional velocity structure of upper mantle beneath the Alpine-Himalayan orogen // *Russian Geology and Geophysics*. 2003. Vol. 44 (6). P. 542–560.
- Kumar P., Ravi Kumar M., Sriyayanthi G., Arora K., Srinagesh D., Chadha R.K., Sen M.K.** Imaging the lithosphere-asthenosphere boundary of the Indian plate using converted wave techniques // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2013. Vol. 118 (10). P. 5307–5319. doi:10.1002/jgrb.50366.
- Medved I., Koulakov I., Mukhopadhyay S., Jakovlev A.** Lithosphere structure in the collision zone of the NW Himalayas revealed by alocal earthquake tomography // *Journal of Geodynamics*. 2022. Vol. 152. P. 101922. doi: 10.1016/j.jog.2022.101922.
- Miglani R., Shahrukh M., Israil M., Gupta P.K., Varshney S.K., Sokolova E.** Geoelectric structure estimated from magnetotelluric data from Uttarakhand Himalaya, India // *Journal of Earth System Science*. 2014. Vol. 123 (8). P. 1907–1918. doi:10.1007/s12040-014-0504-2.
- Molnar P., Tapponnier P.** Cenozoic tectonics of Asia: Effects of a continental collision // *Science*. 1975. Vol. 189. P. 419–426. doi:10.1126/science.189.4201.419.
- Oreshin S., Kiselev S., Vinnik L., Prakasam K., Rai S., Makeyeva L., Savvin Ye.** Crust and mantle beneath western Himalaya, Ladakh and western Tibet from integrated seismic data // *Earth and Planetary Science Letters*. 2008. Vol. 271. P. 75–87. doi:10.1016/j.epsl.2008.03.048.
- Priestley K., Jackson J., McKenzie D.** Lithospheric structure and deep earthquakes beneath India, the Himalaya and southern Tibet // *Geophysical Journal International*. 2008. Vol. 172 (1). P. 345–362. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03636.x.
- Rawat G., Arora B.R., Gupta P.K.** Electrical resistivity cross-section across the Garhwal Himalaya: Proxy to fluid-seismicity linkage // *Tectonophysics*. 2014. Vol. 637. P. 68–79. doi:10.1016/j.tecto.2014.09.015.
- Ruzhich V.V., Kocharyan G.G., Levina E.A.** Estimated geodynamic impact from zones of collision and subduction on the seismotectonic regime in the Baikal rift // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2016. Vol. 7 (3). P. 383–406. (In Russ.). doi:10.5800/GT-2016-7-3-0214.

Sippl C., Schurr B., Tynpel J., Angiboust S., Mechie J., Yuan X., Schneider F.M., Sobolev S.V., Ratschbacher L., Haberland C., TIPAGE-Team. Deep burial of Asian continental crust beneath the Pamir imaged with local earthquake tomography // *Earth and Planetary Science Letters*. 2013. Vol. 384. P. 165–177. doi:10.1016/j.epsl.2013.10.013.

Yin A., Harrison T. Geologic evolution of the Himalayan-Tibetan orogen // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. 2000. Vol. 28. P. 211–280. doi:10.1146/annurev.earth.28.1.211.

Zelt C.A., Smith R.B. Seismic traveltime inversion for 2-D crustal velocity structure // *Geophysical Journal International*. 1992. Vol. 108 (1). P. 16–34. doi:10.1111/j.1365-246X.1992.tb00836.x.

Zhang H., Zhao J., Xu Q. Crustal and upper mantle velocity structure beneath central Tibet by *P*-wave teleseismic tomography // *Geophysical Journal International*. 2012. Vol. 190 (3). P. 1325–1334. doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05582.x.

Zhou H., Murphy M. Tomographic evidence for wholesale underthrusting of India beneath the entire Tibetan plateau // *Journal of Asian Earth Sciences*. 2005. Vol. 25 (3). P. 445–457. doi:10.1016/j.jseaes.2004.04.007.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

МЕЛЬНИК Елена Александровна – доктор геолого-минералогических наук, заведующий лабораторией глубинных геофизических исследований и региональной сейсмичности, ведущий научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН. Основные научные интересы: региональное изучение земной коры и верхней мантии платформенных и складчатых областей Сибири методами активной сейсмики.

ШАЙГАРДАНОВ Марсель Алмазович – лаборант лаборатории глубинных исследований и региональной сейсмичности Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН. Основные научные интересы: сейсмическое моделирование структурно-скоростного строения земной коры и верхней мантии в пределах коллизионных структур Евразии.

БЕЛЯШОВ Андрей Владимирович – кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных исследований и региональной сейсмичности Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН. Основные научные интересы: сейсмическое изучение структуры земной коры, решение прямых и обратных задач в сейсморазведке, гипоцентрия сейсмических событий.

*Статья поступила в редакцию 22 июня 2026 г.,
одобрена после рецензирования 14 августа 2026 г.,
принята к публикации 14 августа 2026 г.*



НОВЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О СЛОЕ НА ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ ДЛЯ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ЭЛАСТОДИНАМИКИ

Егор Борисович Сибиряков^{1,2}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

²Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Новосибирск,
ул. Кирова, 86, Россия,
SibiryakovEB@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3702-5688>

Аннотация. В работе предложен относительно простой полуаналитический способ нахождения решения задачи типа Неймана для волнового уравнения для двумерного полупространства с плоским слоем в неограниченном диапазоне временных частот. Показано, что, используя представление аналога нагрузки в виде интеграла Фурье и решение уравнения Клейна–Гордона, можно получить относительно простую альтернативу методу Каньяра. Показано также, что с помощью данного метода можно свести решение задачи Лэмба к сумме трех одномерных вещественных интегралов. Изложенный алгоритм может использоваться для решения обратных задач, особенно в дифракционной области, а также для решения задач малоглубинной сейсморазведки и уточнения строения верхней части разреза.

Ключевые слова: краевые задачи, отражение от границы раздела, коэффициентные обратные задачи, уравнение Клейна–Гордона, дифракция

Финансирование: работа была выполнена в рамках государственного задания FWZZ-2026-0050.

Для цитирования: Сибиряков Е.Б. Новый метод решения задачи о слое на полупространстве для волнового уравнения и возможность его использования для коэффициентных обратных задач эластодинамики // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 25–37. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-25.

A NEW METHOD OF WAVE EQUATION HALF-SPACE LAYER PROBLEM SOLUTION AND THE POSSIBILITY OF ITS USE FOR ELASTODYNAMIC'S COEFFICIENT INVERSE PROBLEMS

Egor B. Sibiryakov^{1,2}

¹Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

²Siberian State University of Telecommunications and Information Science, Kirov Str., 86, Novosibirsk, 630102, Russia,
SibiryakovEB@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3702-5688>

Abstract. This paper provides a relatively simple semi-analytical method for 2D wave equation half-space layer Neumann-type problem solution over an unlimited range of temporal frequencies. It is shown that by representing the traction analog as a Fourier integral and solving the Klein–Gordon equation, a relatively simple alternative to the Cagniard method can be obtained. It is also shown that this method can reduce the solution to the Lamb problem to the sum of three one-dimensional integrals of a real functions. The presented algorithm can be used to solve inverse problems, especially in the diffraction domain, as well as for solving shallow seismic exploration problems and refining the structure of the upper part of the section.

Keywords: boundary value problems, reflection from the interface, coefficient inverse problems, Klein–Gordon equation, diffraction

Funding: the study was carried out within the framework of the project No. FWZZ-2026-0050.

For citation: Sibiryakov E.B. A new method of wave equation half-space layer problem solution and the possibility of its use for elastodynamic's coefficient inverse problems // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 25–37. (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-2-25.

ВВЕДЕНИЕ

Решение прямых краевых задач упругих стационарных колебаний используется для нахождения решений коэффициентных обратных задач как в геофизике, так и в задачах механики деформируемого твердого тела и акустики. При этом обычно предполагается, что источником волн является импульсный источник, на верхней свободной поверхности используются только перемещения, а сама коэффициентная обратная задача в классической постановке является некорректной [Кабанихин, 2009]. Альтернативой являются идеи, лежащие в основе AVO–AVA (Amplitude Versus Offset, Amplitude Versus Angle), использующие зависимость амплитуды от удаления на первичных сейсмограммах до суммирования [Разин и др., 2004]. Границы применимости этого метода не столь широки, как ожидалось первоначально. В том числе и потому, что необходимо выделять волны (действуя в рамках лучевого приближения), изначальная амплитуда которых при отражении от границы раздела неизвестна. Мысль о том, чтобы рассматривать перемещения как отклик на нагрузку для определения свойств среды не нова. В работе [Ватульян и др., 2016] результаты предполагаемых независимых измерений нагрузок и перемещений на верхней поверхности было предложено использовать для нахождения свойств слоистой среды, используя обобщенный принцип взаимности. Идея не получила широкого распространения, по-видимому, по причине сложности алгоритма и отсутствия простых и наглядных аналитических решений, хотя в [Чанышев и др., 2020] была решена задача о восстановлении конфигурации полостей в рамках статической упруго-пластической модели, использующая аналогичный подход.

В случае уменьшения длины волны учет дифракционных эффектов может использоваться как в задачах малоглубинной сейсморазведки [Удоратин и др., 2025], так и для вычисления временных сдвигов для вычисления кинематической поправки. В работе [Ланда, 2013] показано, что кинематические свойства отраженных волн отличаются от преломленных и могут быть отфильтрованы в процессе обработки. Однако классическое дифракционное суммирование (без весовых коэффициентов) приводит к появлению ложных границ.

В любом случае для решения обратных задач необходимо использовать решения прямых задач и сравнивать результаты с некоторым эталоном. Будем рассматривать краевые задачи для волнового уравнения как аналог (и первый шаг) решения упругих динамических краевых задач. При этом функция на верхней поверхности считается известной по результатам измерений, а аналогом функции источника колебаний будет заданная на верхней границе нормальная производная от функции, умноженная на импеданс. Она является величиной измеряемой и также считается известной. Сравнивая вычисления с измерениями, можно попытаться определить свойства среды. Проблема может заключаться в том, что возбуждение колебаний далеко не всегда является линейным и упругим процессом, поэтому при практическом применении этого метода может потребоваться пересчет для эффективной излучающей упругой поверхности, однако этот вопрос представляет отдельную проблему, которой на данном этапе можно пренебречь. Рассмотрим краевую задачу, связанную с плоским слоем на двумерном

полупространстве. В случае нескольких плоских границ раздела возможно получить аналитическое решение, выражающее отклик среды на аналог нагрузки. В случае криволинейных границ раздела задача может быть решена численно с помощью модифицированного метода граничных элементов аналогично [Сибиряков, 2016].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Найдем решение двумерного волнового уравнения в среде, где на верхней поверхности задан аналог нагрузки, толщина плоского слоя – h , в слое параметры среды – $\rho^{up} C^{up}$, соответственно, плотность и скорость звука в полупространстве под слоем – $\rho^d C^d$:

$$\varphi_{zz}^{up} + \varphi_{xx}^{up} = \frac{\varphi_{tt}^{up}}{C_{up}^2}; \rho_{up} C_{up} \varphi_z^{up}(0, x, t) = p(x, t). \quad (1)$$

При этом необходимо найти функцию на поверхности $\varphi(0, x, t)$, как отклик среды с граничными условиями на аналог нагрузки $p(x) = \rho_{up} C_{up} \varphi_z^{up}$. На границе раздела – условие жесткого контакта, включающее в себя непрерывность функции и аналог нагрузки:

$$\rho_{up} C_{up} \varphi_z^{up}(h, x, t) = \rho_d C_d \varphi_z^d(h, x, t). \quad (2)$$

Нагрузка на свободной поверхности, как правило, локализована и является управляемым параметром. Поскольку она локализована, можно провести ее интервальное разложение на интервале измерений и вычислить аналитически функцию во всем объеме, а значит и на верхней поверхности, удовлетворив всем граничным условиям. Если интервал, в котором проводятся измерения, находится в конечном промежутке $x \in [-L; L]$, то можно искать решение в виде разложения в ряд Фурье. Однако представление решения в виде интеграла является более общим и универсальным.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Не уменьшая общности, функцию, удовлетворяющую уравнению (1), можно считать четной по координате x и представить в виде интеграла (либо конечной суммы):

$$\varphi^{up}(z, x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \hat{\varphi}^{up}(z, t, k_x) \cos(k_x x) dk_x. \quad (3)$$

Найдя зависимость спектра $\hat{\varphi}^{up}$ от времени, переменной z и спектральной координаты, можно вычислить функцию в полупространстве.

После подстановки в волновое уравнение (1) спектр $\hat{\varphi}^{up}$ (3) будет удовлетворять уравнению Клейна–Гордона:

$$\hat{\varphi}_{zz}^{up} - \frac{1}{C_{up}^2} \hat{\varphi}_{tt}^{up} - k_x^2 \hat{\varphi}^{up} = 0. \quad (4)$$

Это уравнение имеет характеристики:

$$\xi = t - \frac{z}{C_{up}}; \eta = t + \frac{z}{C_{up}}. \quad (5)$$

В характеристических переменных (5) уравнение (4) имеет вид:

$$\hat{\varphi}_{\xi\eta}^{up} + \frac{k_x^2 C_{up}^2}{4} \hat{\varphi}^{up} = 0. \quad (6)$$

Ищем решение в символическом виде, допускающем представление в виде интеграла Фурье по времени, либо разложение в ряд Фурье по времени, если время наблюдения ограничено, а аналог нагрузки локализован не только по пространству, но и по времени:

$$\hat{\varphi}^{up} = e^{i\frac{k_x C_{up}}{2}(\alpha\xi + \beta\eta)}. \quad (7)$$

Подстановка (7) в (6) при $z=0$, $\xi = \eta = t$ дает соотношение между параметрами α и β : $\alpha\beta = 1$, следовательно, (7) имеет вид:

$$\hat{\varphi}^{up}(z, k_x, t) = e^{i\frac{k_x C_{up}}{2}(\alpha\xi + \frac{\eta}{\alpha})}. \quad (8)$$

Подстановка (8) в (3) дает решение в виде интеграла Фурье (7):

$$\varphi^{up}(0, x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \hat{\varphi}_c^{up}(z, t, k_x) \cos(\omega t) d\omega + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \hat{\varphi}_s^{up}(z, t, k_x) \sin(\omega t) d\omega. \quad (9)$$

Это дает возможность вычислить параметр α :

$$\frac{k_x C_{up}}{2\alpha} = \frac{\omega \mp \sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}}{2}. \quad (10)$$

Это означает, что представление решения в виде интеграла Фурье (9) будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \hat{\varphi}^{up}(z, k_x, t) = & A \cos\left(\frac{1}{2}\left(\xi\omega \pm \xi\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right) + \eta\omega \mp \eta\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right) + \\ & + B \sin\left(\frac{1}{2}\left(\xi\omega \pm \xi\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right) + \eta\omega \mp \eta\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, область временных частот естественным образом разделяется на две подобласти: $\omega > k_x C_{up}$ и $\omega < k_x C_{up}$. В результате мы получаем связь между временем и вертикальной переменной. При этом знак «плюс» соответствует волне, отраженной от нижнего слоя. Таким образом, для полупространства получается следующая зависимость. Если $\omega > k_x C_{up}$, то

$$\hat{\varphi}^{up}(z, k_x, t) = A \cos\left(t\omega - \frac{z}{C_{up}}\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right) + B \sin\left(t\omega - \frac{z}{C_{up}}\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right). \quad (12)$$

Для другой частотной области ($\omega < k_x C_{up}$) получается классическая экспонента:

$$\hat{\varphi}^{up}(z, x, t) = \exp\left(-\frac{z}{C_{up}}\sqrt{\omega^2 - (k_x C_{up})^2}\right) (A \cos(t\omega) + B \sin(t\omega)). \quad (13)$$

Введем обозначение: $v_{up} = \sqrt{|\omega^2 - (k_x C_{up})^2|}$. В полупространстве и в (12) и в (13) перед переменной z следует выбрать знак «минус». В (13) это очевидно из убывания амплитуды, а в (12) знак минус соответствует волне, которая распространяется в среду, ограниченную полупространством. Этот метод решения краевой задачи является альтернативой метода Каньяра [Кузнецов, Терентьева, 2015], который предполагает обращения преобразования Лапласа с деформацией контура интегрирования. Детально алгоритм нахождения этого контура описан в [Watanabe, 2014]. Метод Каньяра и де Хупа используется в случае наличия временных частот $\omega > k_x C_{up}$. В этом случае просто разделить переменные и связать коэффициенты нельзя, так как количество констант превышает количество граничных условий, и задача становится недоопределенной. Вопрос возможности возбуждения аналога нагрузки в таком частотном диапазоне оставляю за рамками работы.

Теперь, задав аналог нагрузки, можно вычислить функцию на внешней поверхности двумерного полупространства. Зададим нагрузку в виде конечного аналога дельта-функции с достаточно широким спектром. Примем во внимание, что процесс начинается в момент времени ноль. Аналог нагрузки, связанный с функцией по формуле (2), задается следующей формулой и представлен на рис. 1:

$$P = \rho_{up} C_{up} \varphi_z^{up}(h, x, t) = \frac{N^2}{\pi C_{up}} \exp\left(-N^2 \left((t - t_0)^2 + \frac{x^2}{C_{up}^2}\right)\right). \quad (14)$$

Далее $C_{up} = \rho_{up} = t_0 = 1, N = 3$.

Обозначим спектральные плотности аналога вектора нагрузки как:

$$\hat{P}_c = \exp\left(-\frac{\omega^2 + (k_x C_{up})^2}{4N^2}\right) \cos(\omega t_0), \quad (15)$$

$$\hat{P}_s = \exp\left(-\frac{\omega^2 + (k_x C_{up})^2}{4N^2}\right) \sin(\omega t_0). \quad (16)$$

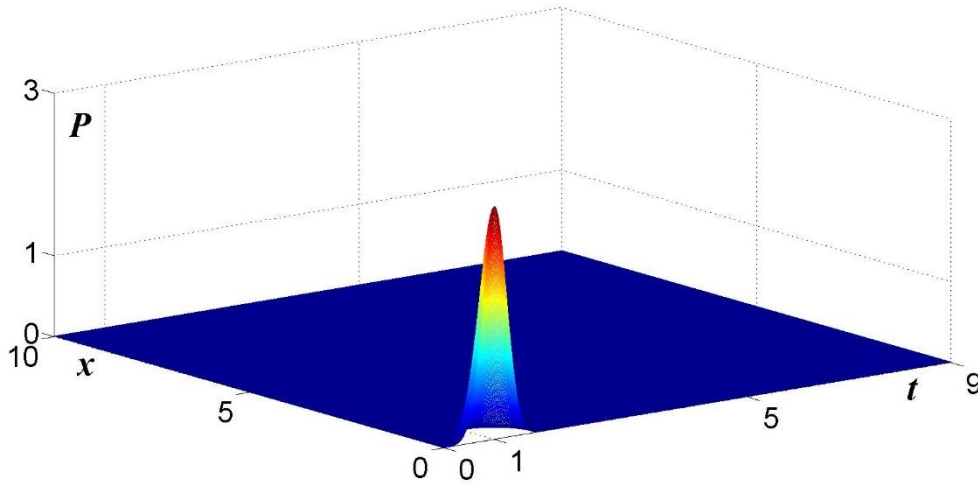


Рис. 1. Зависимость аналога нагрузки от времени и координаты на свободной поверхности двумерного полупространства.

В этом случае (14) можно записать в виде суммы двойных интегралов:

$$P = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \hat{P}_c \cos(\omega t) \cos(k_x x) dk_x + \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \hat{P}_s \sin(\omega t) \cos(k_x x) dk_x. \quad (17)$$

При этом функция, являющаяся откликом на аналог нагрузки, принимая во внимание (12, 13), может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} \varphi^{up}(z, x, t) = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \left(\hat{\varphi}_c \cos\left(\omega t - \frac{z v_{up}}{C_{up}}\right) + \hat{\varphi}_s \sin\left(\omega t - \frac{z v_{up}}{C_{up}}\right) \right) \cos(k_x x) dk_x + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_x C_{up}} d\omega \int_0^\infty (\hat{\varphi}_c \cos(\omega t) + \hat{\varphi}_s \sin(\omega t)) \exp\left(-\frac{z v_{up}}{C_{up}}\right) \cos(k_x x) dk_x. \end{aligned} \quad (18)$$

Выражение (16) дает возможность явно вычислить спектральные компоненты функции везде в двумерном объеме, в том числе на поверхности. В области низких временных частот $\omega < k_x C_{up}$:

$$-\rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_s = \hat{P}_s, \quad (19)$$

$$-\rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_c = \hat{P}_c. \quad (20)$$

В области высоких частот $\omega > k_x C_{up}$ спектральная зависимость будет несколько иной:

$$-\rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_s = \hat{P}_c, \quad (21)$$

$$-\rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_c = -\hat{P}_s. \quad (22)$$

Таким образом, вычисление функции $\varphi^{up}(z, x, t)$ сводится к вычислению нескольких двумерных интегралов с интегрируемой особенностью при $\omega = k_x C_{up}$. Однако с помощью несложной замены переменных двойные интегралы могут быть сведены к одномерным по конечным отрезкам. Замена переменных следующая:

$$\omega = r_1 \sin \psi, C_{up} k_x = r_1 \cos \psi, d\omega dk_x = \frac{r_1}{C_{up}} dr_1 d\psi. \quad (23)$$

В этом случае решение задачи для полупространства с граничным условием (14) имеет вид:

$$-\rho_{up} C_{up} \varphi^{up}(0, x, t) = \frac{N}{2\pi^{1.5} C_{up}} \int_0^{\frac{\pi}{4}} \frac{F_1(\psi) d\psi}{\sqrt{\cos 2\psi}} + \frac{N}{\pi^2 C} \int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{F_2(\psi) d\psi}{\sqrt{-\cos 2\psi}}. \quad (24)$$

При этом

$$F_1(\psi) = \exp\left(-\left(N \sin \psi (t - t_0) - N \cos \psi \frac{x}{C_{up}}\right)^2\right) + \exp\left(-\left(N \sin \psi (t - t_0) + N \cos \psi \frac{x}{C_{up}}\right)^2\right), \quad (25)$$

$$F_2(\psi) = D_+\left(N \sin \psi (t - t_0) - N \cos \psi \frac{x}{C_{up}}\right) + D_+\left(N \sin \psi (t - t_0) + N \cos \psi \frac{x}{C_{up}}\right),$$

где $D_+(x)$ – функция Доусона, которую можно представить в виде интеграла:

$$D_+(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt. \quad (26)$$

Она изображена на рис. 2.

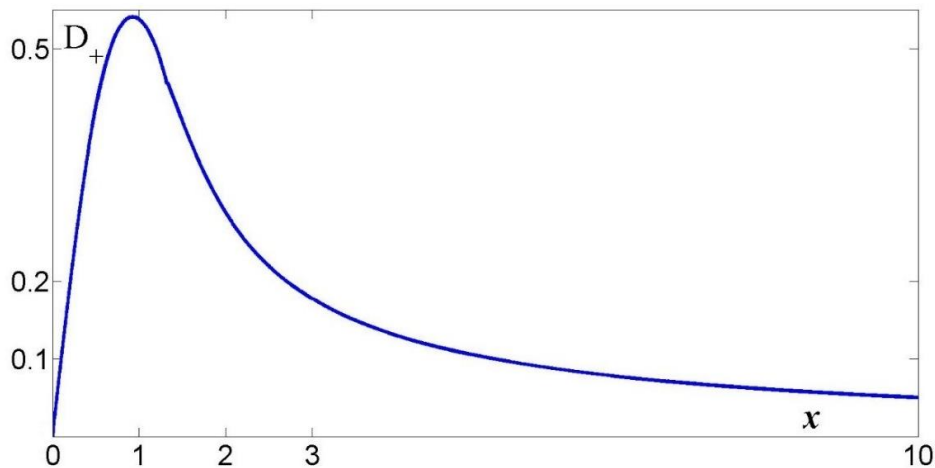


Рис. 2. Зависимость функции Доусона от координаты.

Отклик на нагрузку, функция ϕ на поверхности двумерного полупространства при $\rho = C = 1$, представлен на рис. 3. Отчетливо видна волна, распространяющаяся со скоростью звука в среде, что и следовало ожидать.

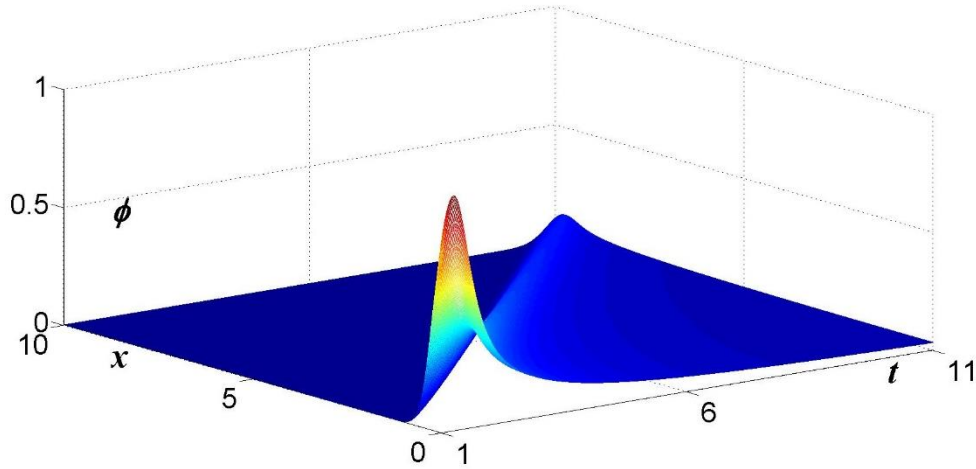


Рис. 3. Зависимость функции на свободной поверхности двумерного полупространства от координаты и времени, порожденная нагрузкой, представленной на рис. 1.

ПЛОСКИЙ СЛОЙ НА ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

Для решения задачи о плоском слое на полупространстве необходимо найти большее количество коэффициентов. Функция в полупространстве вычисляется с помощью (18), а в слое будет вдвое больше коэффициентов в связи с наличием граничных условий. Для их вычисления используются условия непрерывности функции на границе раздела и непрерывности конечного аналога нагрузки (2). В случае плоских границ раздела они могут быть вычислены аналитически. Для решения задачи необходимо задать функцию на верхней границе слоя, которую оставим без изменения (рис. 1), задать параметры полупространства, лежащего ниже слоя, и его толщину. Параметры полупространства следующие: $\rho_d = 1, C_d = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Толщину слоя h выберем так, чтобы большая часть энергии волнового поля находилась бы в дифракционной области пространственных частот, для изучения возможности определения параметров поля в условиях неприменимости лучевого метода. Исходя из этих соображений, $h = 1$. К сожалению, при наличии плоского слоя свести задачу к вычислению одномерного интеграла невозможно, поэтому функция на поверхности будет находиться путем вычисления двойного интеграла, аналогичного (18), с использованием той же самой замены (23). Введем аналогичное обозначение для полупространства: $v_d = \sqrt{|\omega^2 - (k_x C_d)^2|}$. В области относительно низких частот $\omega < k_x C_{up}$ ответ следующий (вне зависимости от того $\omega < k_x C_d$, поскольку для вычисления v_d используется модуль). Запишем ответ для четной по времени компоненты:

$$\rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_c^{up} = -\hat{F}_c \frac{\left(\rho_d v_d C_d \sinh\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) + \rho_{up} C_{up} v_{up} \cosh\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) \right)}{\rho_d v_d C_d \cosh\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) + \rho_{up} C_{up} v_{up} \sinh\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right)}. \quad (27)$$

В случае $\omega > k_x C_{up}$, ответ чуть сложнее:

$$\begin{aligned} \rho_{up} C_{up} v_{up} \hat{\phi}_c^{up} = & -\hat{P}_c \frac{(\rho_d v_d C_d)^2 - (\rho_{up} C_{up} v_{up})^2 \sin\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) \cos\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right)}{(\rho_d v_d C_d)^2 \cos^2\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) + (\rho_{up} C_{up} v_{up})^2 \sin^2\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right)} \\ & + \hat{P}_s \frac{\rho_{up} C_{up} v_{up} \rho_d v_d C_d}{(\rho_d v_d C_d)^2 \cos^2\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right) + (\rho_{up} C_{up} v_{up})^2 \sin^2\left(\frac{h v_{up}}{C_{up}}\right)}. \end{aligned} \quad (28)$$

Для нахождения параметров слоя в дифракционной области надо рассмотреть разность между функцией на поверхности слоя и той же самой функцией на границе полупространства с параметрами верхнего слоя. На рисунке 4 представлена разность, полученная суммированием на частотах $\omega < k_x C_{up}$. Волна распространяется со скоростью звука в слое, однако ее видимая длина примерно равна удвоенной толщине слоя.

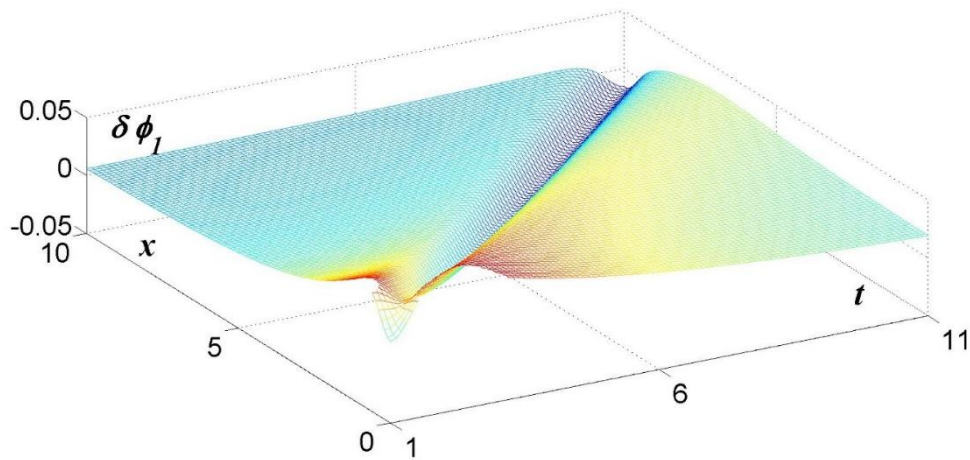


Рис. 4. Разность между слоем и полупространством, полученная суммированием по низким частотам.

На рисунке 5 представлена разность, полученная суммированием на высоких частотах $\omega > k_x C_{up}$. Волна распространяется со скоростью звука в слое, однако ее видимая длина примерно равна удвоенной толщине слоя.

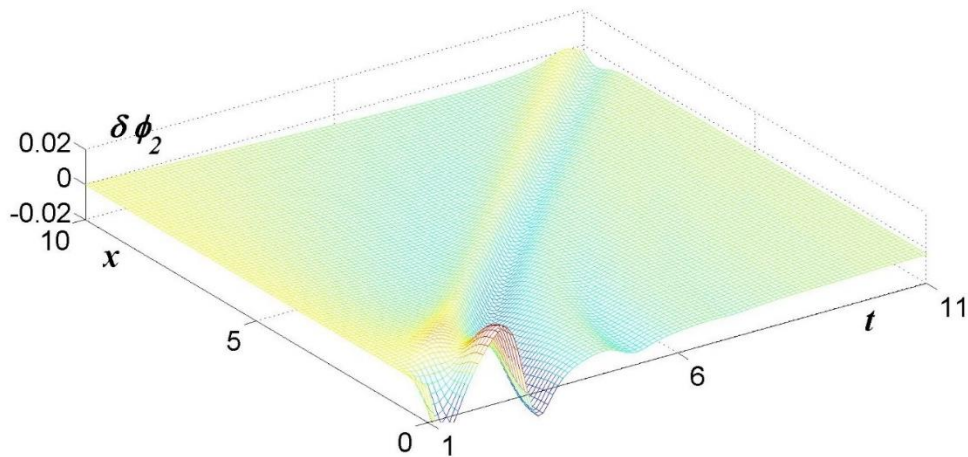


Рис. 5. Разность между слоем и полупространством, полученная суммированием по высоким частотам.

Суммарное поле на поверхности слоя есть сумма изображений, представленных на рис. 1, 4 и 5. На высоких частотах в дифракционной области появляется подобие гиперболического годографа, видимая длина волны (ширина горба) также асимптотически соответствует примерно удвоенной толщине слоя. По-видимому, на более высоких частотах обнаружить слой будет проще.

ЗАДАЧА ДЛЯ УПРУГОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Использование уравнения Клейна–Гордона с частичным разделением переменных может свести решение задачи Лэмба для двухмерного полупространства к вычислению нескольких одномерных интегралов по конечным областям.

Система уравнений динамической теории упругости имеет вид:

$$\mu \Delta U_i + (\lambda + \mu) \text{grad}_i (\text{div} \mathbf{U}) = \rho U_{i,tt}, \quad (29)$$

где λ , μ – упругие модули, ρ – плотность, U_i – компоненты вектора перемещений, порожденного нормальной нагрузкой на плоской свободной поверхности. Граничные условия на поверхности – нулевая касательная нагрузка ($\sigma_{12}(0, x, t) = 0$) и нормальная нагрузка с достаточно широким единичным спектром, которую можно представить в виде интеграла Фурье, определяемая формулой (14) и представленная на рис. 1.

Введем обозначения:

$$v_p = \sqrt{|\omega^2 - (k_x C_p)^2|}; \quad v_s = \sqrt{|\omega^2 - (k_x C_s)^2|};$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{C_s^2}; \quad \gamma^2 = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu}; \quad C_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}; \quad C_s^2 = \gamma^2 C_p^2.$$

Спектр нормальной нагрузки можно представить в виде:

$$p_n(x, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \hat{p}_{nc} \cos(k_x x) \cos(\omega t) dk_x + \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \hat{p}_{ns} \sin(\omega t) \cos(k_x x) dk_x,$$

$$p_n = \frac{N^2}{\pi C_s} \exp\left(-N^2 \left((t - t_0)^2 + \frac{x^2}{C_s^2}\right)\right), \quad N = 3, t_0 = 1, \quad (30)$$

$$\hat{p}_{nc} = \hat{p} \cos(\omega t_0), \quad \hat{p}_{ns} = \hat{p} \sin(\omega t_0), \quad \hat{p} = \exp\left(-\frac{\omega^2 + C_s^2 k_x^2}{4N^2}\right).$$

Учитывая введенные обозначения, вычислим нормальную компоненту вектора перемещений, используя аналогичный изложенному выше подход:

$$U_n = U_{n1} + U_{n2} + U_{n3}, \quad (31)$$

$$U_{n1} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{C_p k_x} d\omega \int_0^\infty \frac{k^2 \hat{p}(k_x, \omega) \frac{v_p}{C_p}}{2 Ra} \cos(\omega t - \omega t_0) \cos(k_x x) dk_x, \quad (32)$$

$$U_{n2} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{C_s k_x}^{C_p k_x} d\omega \int_0^\infty \frac{\hat{p}}{Ra_2} \left(\left(k_x^2 - \frac{k^2}{2} \right)^2 k^2 \frac{v_p}{C_p} \cos(\omega t - \omega t_0) - \right. \\ \left. - k^2 k_x^2 \frac{v_s}{C_s} \frac{v_p}{C_p^2} \sin(\omega t - \omega t_0) \right) \cos(k_x x) dk_x. \quad (33)$$

$$U_{n3} = -\frac{1}{2\pi^2} \int_{C_p k_x}^\infty d\omega \int_0^\infty \frac{\hat{p}}{Ra_3} \frac{v_p}{C_p} \frac{k^2}{Ra_3} \sin(\omega(t - t_0)) \cos(k_x x) dk_x, \quad (34)$$

$$Ra = \left(k_x^2 - \frac{k^2}{2}\right)^2 - k_x^2 \frac{v_s}{c_s} \frac{v_p}{c_p}, Ra_2 = \left(k_x^2 - \frac{k^2}{2}\right)^4 + k_x^4 \frac{v_s^2}{c_s^2} \frac{v_p^2}{c_p^2}, Ra_3 = \left(k_x^2 - \frac{k^2}{2}\right)^2 + k_x^2 \frac{v_s}{c_s} \frac{v_p}{c_p}.$$

Замена (23) позволяет понизить порядок интегрирования в (32–34) и свести задачу к вычислению одномерных интегралов аналогично (24). Результат вычисления интеграла (32) (область низких временных частот $\omega < k_x c_s$) представлен на рис. 6. На рисунке отчетливо видна волна, бегущая со скоростью поверхностной волны Рэлея, других волн при суммировании в этом частотном диапазоне не наблюдается. Интегрирование по следующему диапазону частот (33) дает волны, распространяющиеся со скоростями поперечной и продольной волн. Волн Рэлея в этом диапазоне нет. Результат представлен на рис. 7. На рисунке 8 представлена та же компонента вектора перемещений (34), вычисленная суммированием по области высоких частот $\omega > k_x c_p$. В этом частотном диапазоне на поверхности нет ни поперечных волн, ни волн Рэлея.

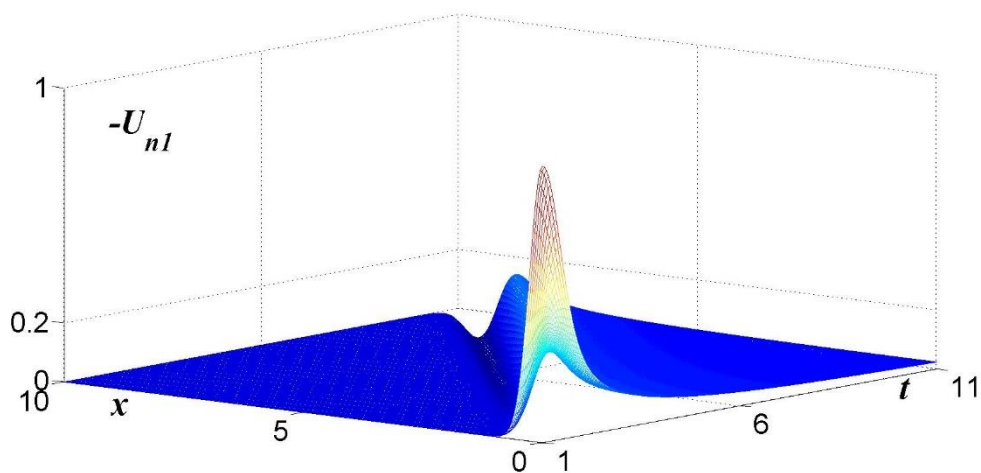


Рис. 6. Нормальная компонента вектора перемещений на свободной поверхности двумерного полупространства, полученная суммированием в диапазоне частот $\omega < k_x c_s$.

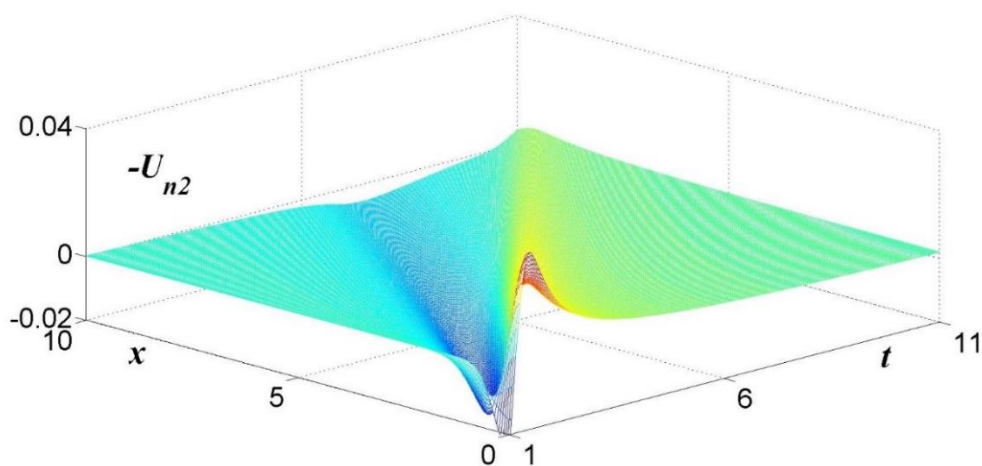


Рис. 7. Нормальная компонента вектора перемещений на свободной поверхности двумерного полупространства, полученная суммированием в диапазоне частот $k_x c_p > \omega > k_x c_s$.

Полное поле перемещений будет суммой перемещений, представленных на рис. 6–8. По-видимому, для выделения и подавления различных типов волн имеет смысл разделять поле перемещений на три слагаемых, полученных суммированием в упомянутых выше частотных областях.

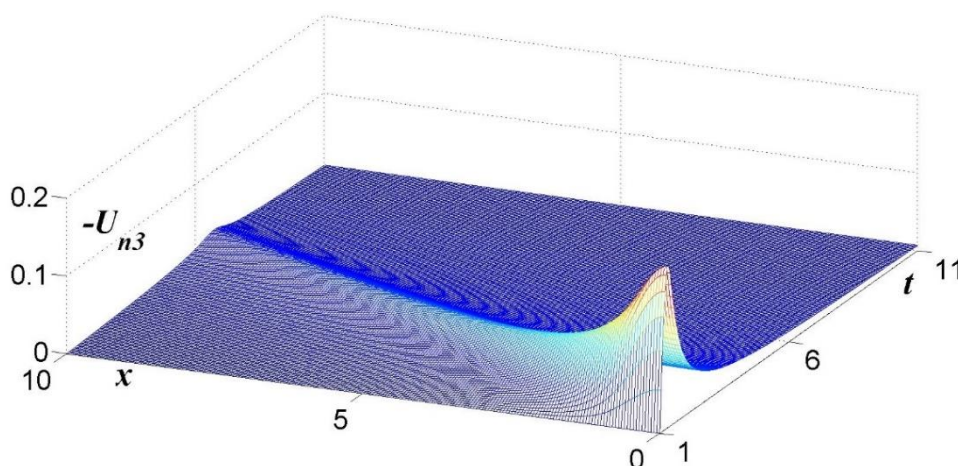


Рис. 8. Нормальная компонента вектора перемещений на свободной поверхности двумерного полупространства, полученная суммированием в диапазоне частот $\omega > k_x C_p$.

Классический метод решения этой же задачи (правда, с другой нагрузкой) [Кузнецов, Терентьева, 2015], также утверждает, что большая часть энергии отклика уйдет на формирование волны Рэлея, также будут продольные и поперечные волны. Волн с иными скоростями нет, причем из спектрального вида решения это совсем не очевидно – таков результат вычисления интегралов. Предложенный подход позволяет не только получить аналогичные результаты путем вычисления одномерных вещественных интегралов, но и выделить области интегрирования, где возможны волны только одного типа. Кроме того, относительная простота предложенного нового метода дает возможность аналогично изложенному выше (27, 28) решить задачу для слоя на упругом полупространстве.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен относительно простой полуаналитический способ нахождения решения задачи типа Неймана для волнового уравнения для двумерного полупространства с плоским слоем в неограниченном диапазоне временных частот. Показано, что, используя представление аналога нагрузки в виде интеграла Фурье и используя решение уравнения Клейна–Гордона, можно получить относительно простую альтернативу методу Каньяра.

Применение этого метода для решения двумерной динамической задачи Лэмба позволяет свести решение этой задачи к вычислению трех одномерных интегралов от вещественных функций по конечным интервалам. Изложенный алгоритм может использоваться для решения обратных задач, особенно в дифракционной области, а также для обнаружения слоев в тех случаях, когда лучевой метод неприменим.

В дальнейшем этот метод можно использовать для нахождения точного решения динамической задачи трехмерной упругости для системы плоских слоев на полупространстве.

Кроме того, изложенный подход может быть полезен как для решения задач малоглубинной сейсморазведки, так и для уточнения строения верхней части разреза.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

Ватульян А.О., Гукасян Л.С., Недин Р.Д. О задаче Коши в теории коэффициентных обратных задач для упругих тел // Владикавказский математический журнал. 2016. Т. 18, № 2. С. 31–40. doi: 10.23671/VNC.2016.2.5916. EDN:WDZQWL.

Кабанихин С.И. Обратные и некорректные задачи. Учебник для студентов высших учебных заведений. Новосибирск: Сибирское научное издательство, 2009. 457 с.

Кузнецов С.В., Терентьева Е.О. Плоская внутренняя задача Лэмба. Волны в эпицентральной зоне от вертикального силового источника // Акустический журнал. 2015. Т. 61, № 3. С. 387–399. doi: 10.7868/S0320791915030119. EDN:TPWXMХ.

Ланда Е.И. Роль дифракционной компоненты волнового поля при построении сейсмических изображений // Технологии сейсморазведки. 2013. № 1. С. 5–31. EDN:QYQQRZ.

Разин А.В., Меркулов В.П., Чернов С.А. Применение геофизики при изучении месторождений нефти и газа. Томск: Центр профессиональной переподготовки специалистов нефтегазового дела ТПУ, 2004. 332 с.

Сибиряков Е.Б. О детектировании шероховатых границ // Физическая мезомеханика. 2017. Т. 20, № 6. С. 98–104. EDN:ZXABFP.

Удоратин В.В., Магомедова А.Ш., Езимова Ю.Е., Зелионко А.В. Применение малоглубинной сейсморазведки на объектах Среднего Тимана // Вестник геонаук. 2025. № 11 (371). С. 33–41. doi: 10.19110/geov.2025.11.4. EDN:MNTRPV.

Чанышев А.И., Абдулин И.М., Лукьяшко О.А. Определение НДС поверхности тела или ее участка в случае идеальной пластичности при заданных векторах напряжений и смещений // Интерэкспо Гео-Сибирь. XVI Международный научный конгресс: Сборник материалов в 8 т. Новосибирск: СГУГиТ, 2020. Т. 2. С. 201–209. doi:10.33764/2618-981X-2020-2-201-209. EDN:RDRRQY.

Watanabe K. Integral transform techniques for Green's function. Lecture notes in applied and computational mechanics. Springer Cham, 2014. 190 p. doi:10.1007/978-3-319-00879-0.

REFERENCES

Chanyshhev A.I., Abdulin I.M., Lukyashko O.A. Determination of stress-strain state of the body surface or its area in case of perfect plasticity at given stress and displacement vectors // Interexpo Geo-Siberia Proceedings of the XVI International Scientific Congress. SSUGT, Novosibirsk, 2020. Vol. 2. P. 201–209. (In Russ.). doi:10.33764/2618-981X-2020-2-201-209.

Kabanikhin S.I. Inverse and ill-posed problems. Theory and Applications. De Gruyter, 2011. 459 p.

Kuznetsov S.V., Terentjeva E.O. Planar internal Lamb problem: waves in the epicentral zone of a vertical power source // Acoustical Physics. 2015. Vol. 61 (3). P. 387–399. doi:10.1134/S1063771015030112. EDN: UGBWQT.

Landa E.I. Role of wave field diffraction component in seismic imaging // Seismic Technologies. 2013. No. 1. P. 5–31. (In Russ.).

Razin A.V., Merkulov V.P., Chernov S.A. Application of geophysics in the study of oil and gas fields (In Russ.). TPU Center for Professional Retraining of Oil and Gas Specialists, Tomsk, 2004. 332 p.

Sibiriakov E.B. On the detection of rough interfaces // Physical Mesomechanics. 2017. Vol. 20 (6). P. 98–104. (In Russ.).

Udoratin V.V., Magomedova A.Sh., Ezimova Yu.E., Zelionko A.V. Shallow seismic survey in the Middle Timan // Vestnik of Geosciences. 2025. Vol. 11 (371). P. 33–41. (In Russ). doi:10.19110/geov.2025.11.4.

Vatulyan A.O., Gukasyan L.S., Nedin R.D. On the Cauchy problem in the theory of coefficient inverse problems for elastic bodies // Vladikavkaz Mathematical Journal. 2016. Vol. 18 (2). P. 31–40. (in Russ.). doi:10.23671/VNC.2016.2.5916.

Watanabe K. Integral transform techniques for Green's function. Lecture notes in applied and computational mechanics. Springer Cham, 2014. 190 p. doi:10.1007/978-3-319-00879-0.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

СИБИРЯКОВ Егор Борисович – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных геофизических исследований и региональной сейсмичности Института нефтегазовой геологии и геофизики, профессор СибГУТИ. Основные научные интересы: краевые задачи динамической теории упругости.

*Статья поступила в редакцию 12 мая 2026 г.,
одобрена после рецензирования 16 июня 2026 г.,
принята к публикации 19 июня 2026 г.*



АЛГОРИТМ АДАПТИВНОГО ИЗВЛЕЧЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КРИВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Евгений Ильич Бубнов^{1, ✉}, Александр Викторович Яблоков²

^{1,2}Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

^{1,2}Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия,

¹e.bubnov@g.nsu.ru, <https://orcid.org/0009-0002-9241-8641>

²YablokovAV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3251-0289>

Аннотация. Разработан алгоритм автоматического адаптивного извлечения дисперсионных кривых поверхностных волн AACPCD (Automatic Adaptive Clustering Picking Dispersion Curves) для метода многоканального анализа поверхностных волн MASW (Multichannel Analysis of Surface Waves). Алгоритм включает пороговую фильтрацию спектрального изображения, кластеризацию DBSCAN, восстановление кривой на участках с низким отношением сигнал/шум и коррекцию выбросов. Спектральный анализ выполняется помехоустойчивым методом SFK. Апробация проведена на синтетических данных, материалах инженерной сейсморазведки Республики Алтай и данных 3D-сейсморазведки нефтегазовых месторождений России. Результаты показали устойчивое выделение фундаментальной моды в различных геологических условиях и возможность полностью автоматизированной обработки без перенастройки параметров.

Ключевые слова: сейсморазведка, поверхностные волны, спектральный анализ

Финансирование: работа выполнена при поддержке проекта ФНИ FWZZ-2026-0052.

Для цитирования: Бубнов Е.И., Яблоков А.В. Алгоритм адаптивного извлечения дисперсионных кривых поверхностных волн на основе кластеризации спектрального изображения // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 38–49. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-38.

ALGORITHM FOR ADAPTIVE EXTRACTION OF SURFACE-WAVE DISPERSION CURVES BASED ON SPECTRAL IMAGE CLUSTERING

Eugene I. Bubnov^{1, ✉}, Alexandr V. Yablokov²

¹Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

²Novosibirsk State University, Pirogov Str., 1, Novosibirsk, 630090, Russia,

¹e.bubnov@g.nsu.ru, <https://orcid.org/0009-0002-9241-8641>

²YablokovAV@ipgg.sbras.ru, <https://orcid.org/0000-0002-3251-0289>

Abstract. An adaptive automatic algorithm for surface-wave dispersion curve extraction AACPCD (Automatic Adaptive Clustering Picking Dispersion Curves) was developed for the MASW method. The algorithm combines spectral-image thresholding, DBSCAN clustering, curve reconstruction in low signal-to-noise ratio regions, and outlier correction. Spectral analysis is performed using the noise-resistant SFK method. The algorithm was validated on synthetic data, engineering seismic surveys from the Altai Republic, and 3D seismic data from Russian oil and gas fields. The results

demonstrated robust extraction of the fundamental mode under various geological conditions and fully automated processing without parameter retuning.

Keywords: seismic, surface waves, spectral analysis

Funding: the study was carried out within the framework of the project No. FWZZ-2026-0052.

For citation: Bubnov E.I., Yablokov A.V. Algorithm for adaptive extraction of surface-wave dispersion curves based on spectral image clustering // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 38–49. (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-2-38.

ВВЕДЕНИЕ

Анализ поверхностных волн активно применяется как для решения задач инженерной сейсмологии (глубины до 50 м): построение модели ВЧР [Dal Moro, 2011], микросейсмическое районирование [Верхоланцев, 2017], так и при обработке данных методом МОВ ОГТ для разведки месторождений углеводородов с целью уточнения скоростного разреза на малой глубине (до 200 м) [Askari et al., 2015].

Ключевым этапом метода MASW (Multichannel Analysis of Surface Waves) является спектральный анализ, в ходе которого строится спектральное изображение амплитуд сейсмических волн в координатах: фазовая скорость (V_{ph}) – частота (f). На основе этого изображения с помощью ручной или полуавтоматической процедуры выделяются максимумы амплитуд поверхностной волны, формирующие определенный дисперсионный закон – т. н. дисперсионную кривую ($V_{ph}(f)$) [Park et al., 1999]. В реальных условиях спектральные изображения зачастую осложнены шумами различной природы: перераспределение энергии между модами, другие типы волн (отраженные и преломленные), артефакты преобразования (боковые лепестки), эффекты аляйсинга, случайные и аппаратные помехи. Точность выделения дисперсионной кривой (ДК) – ключевой фактор, влияющий на качество инверсии и на построение скоростного разреза.

Наиболее эффективный подход к извлечению ДК – ручное пикирование максимумов поверхностной волны. Однако такой подход субъективен и напрямую зависит от квалификации обработчика. Поскольку ручное пикирование – ресурсоемкий процесс, он не применим для большого объема данных (десятки тысяч сейсмограмм в нефтегазовой сейсморазведке).

Поэтому актуальной задачей является разработка помехоустойчивых автоматизированных алгоритмов выделения дисперсионных кривых. Среди существующих решений можно выделить две основные группы подходов: методы классического машинного обучения и нейросетевые алгоритмы. Методы первой группы требуют настройки гиперпараметров и зачастую теряют эффективность при работе с сильно зашумленными данными. Нейросетевые подходы обеспечивают более высокую устойчивость к помехам, однако требуют значительных вычислительных ресурсов и, как правило, нуждаются в переобучении при переходе к данным из районов с иными геологическими условиями.

К первой группе относится метод, описанный в [Wang et al., 2021], основанный на модели гауссовских смесей (GMM) для сегментации спектрального изображения и последующей кластеризации с помощью DBSCAN [Ester et al., 1996]. Однако авторы отмечают его низкую помехоустойчивость, что ограничивает применение метода при высоком уровне шума. Для повышения устойчивости авторы [Kuang et al., 2025] предложили модификацию DBSCAN–E-DBSCAN, учитывающую энергию точек при кластеризации. Метод использует двухэтапную обработку вертикальной и горизонтальной компонент данных и позволяет выделять до трех мод дисперсионных кривых, однако его эффективность существенно зависит от выбора радиуса окрестности и порога энергии. Другой подход представлен в

работе [Hu et al., 2025], где для сегментации дисперсионных изображений применяется алгоритм случайного леса (Random Forest). Метод характеризуется высокой скоростью работы, устойчивостью к случайному шуму и невысокими вычислительными затратами, однако испытывает трудности при наличии когерентного шума, а также при выделении слабовыраженных и разрывных дисперсионных кривых.

Среди нейросетевых решений авторы [Chamorro et al., 2024] предложили использовать искусственную нейронную сеть для извлечения дисперсионных кривых непосредственно из сейсмограмм, без построения спектрального изображения. Недостатками подхода являются необходимость переобучения для каждого нового района исследований и высокие вычислительные затраты. Более перспективный метод описан в работе [Dai et al., 2021], где используется нейронная сеть с двумя выходами: первый формирует маску «шум/не шум», а второй выполняет сегментацию мод дисперсионных кривых. Для последующего разделения мод применяется алгоритм DBSCAN. Однако данный подход требует настройки параметров кластеризации при изменении числа извлекаемых мод и чувствителен к составу обучающей выборки, что повышает риск переобучения. Несмотря на это, метод демонстрирует более высокую устойчивость к артефактам по сравнению с рассмотренными аналогами.

Анализ существующих подходов автоматического извлечения дисперсионных кривых выявил ряд общих ограничений. Методы классического машинного обучения критически зависят от выбора параметров и демонстрируют ограниченную помехоустойчивость в сложных условиях регистрации. Подходы на основе глубоких нейронных сетей в значительной степени преодолевают указанные недостатки, однако сохраняют зависимость от состава обучающих данных и, как правило, требуют переобучения при переходе к новым геологическим условиям. Кроме того, существующие алгоритмы не учитывают физические закономерности распространения поверхностных волн, в частности, эффект сближения дисперсионных кривых соседних мод на отдельных частотах. Вместе с тем применение нейронных сетей потенциально позволяет учесть данные закономерности и обеспечить тиражируемость алгоритма без дополнительного обучения. Реализация такого подхода требует формирования репрезентативной обучающей выборки, охватывающей широкий диапазон геологических условий и характеристик поверхностных волн.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Построение спектрального изображения

В задачах спектрального анализа поверхностных волн традиционно применяются классический f - k -метод [Yilmaz, 1987; Park et al., 1999], метод бинформинга (beamforming) [Johnson, Dudgeon, 1993], а также метод MUSIC (Multiple Signal Classification), относящийся к алгоритмам сверхвысокого разрешения [Johnson, Dudgeon, 1993]. Классический f - k -анализ прост в реализации, однако страдает от спектрального растекания из-за конечной апертуры наблюдений и слабо различает близкие моды дисперсионных кривых [Сердюков, Яблоков, 2017]. Бинформинг, основанный на построении корреляционной матрицы сигналов, позволяет повысить разрешение, но требует достаточной статистики и устойчивости оценок [Сердюков, Яблоков, 2017]. Метод MUSIC обеспечивает наиболее высокое разрешение за счет разделения сигнального и шумового подпространств, однако он критичен к точному определению числа мод и может давать ложные пики в условиях ограниченной апертуры и сложного волнового поля [Яблоков, Сердюков, 2018].

При проведении исследования для построения спектральных изображений и извлечения дисперсионных кривых использовался метод $slant f-k$ (SFK) [Serdyukov et al., 2019]. В основе SFK лежит S-преобразование Стоквелла [Stockwell et al., 1996], которое обеспечивает временную локализацию поверхностно-волнового пакета на каждой частоте. Благодаря этому при формировании $f-k$ -образа анализируются только те временные интервалы, где присутствует полезный сигнал, что существенно подавляет шумы и другие типы волн [Яблоков, Сердюков, 2018]. По сравнению с классическим $f-k$ -анализом, бинформингом и MUSIC, метод SFK демонстрирует более высокую помехоустойчивость, не требует априорного знания числа мод и позволяет получать гладкие, реалистичные дисперсионные кривые в автоматическом режиме [Сердюков, Яблоков, 2017; Яблоков, Сердюков, 2018]. Таким образом, использование SFK обеспечивает надежное извлечение дисперсионных кривых даже при низком отношении сигнал/шум, что критически важно для построения достоверных скоростных разрезов в условиях реальных полевых данных.

Общее описание разработанного алгоритма

Разработанный алгоритм называется Automatic adaptive clustering picking dispersion curves (AACPD), извлекает только дисперсионную кривую фундаментальной моды и состоит из следующих шагов:

1. Отбраковка малых значений амплитуд для удаления части шума: на каждой частоте обнуляются значения спектрального изображения $A(V_{ph}, f)$, которые ниже заданного порога ($threshold$), умноженного на максимум спектра на текущей частоте:

$$\hat{A}(V_{ph}^j, f_i) = \begin{cases} 1, & \text{если } A(V_{ph}^j, f_i) > \max[A(V_{ph}, f_i)] \cdot threshold \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases}$$

где $i = 1, \dots, N_f$ – количество частот, а $j = 1, \dots, N_v$ – количество фазовых скоростей.

2. Кластеризация с использованием алгоритма DBSCAN [Ester et al., 1996] применяется для выделения связного облака точек из бинарной маски с целью отбраковки выбросов (мелких единичных кластеров). Использование стандартных параметров алгоритма DBSCAN из открытой библиотеки `hdbscan` языка программирования Python приводит к тому, что часть корректно выделенной маски полезного сигнала ошибочно относится к шуму (рис. 1, а). Параметры DBSCAN были эмпирически подобраны для обеспечения наилучшего качества отбраковки выбросов и в дальнейшем не требуют перенастройки (рис. 1, б).

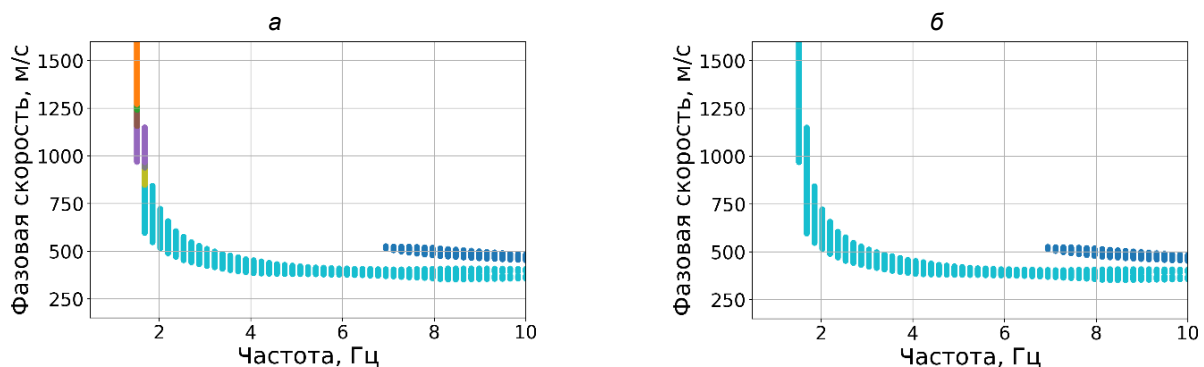


Рис. 1. Кластеризация DBSCAN со стандартными (а) и с подобранными (б) параметрами.

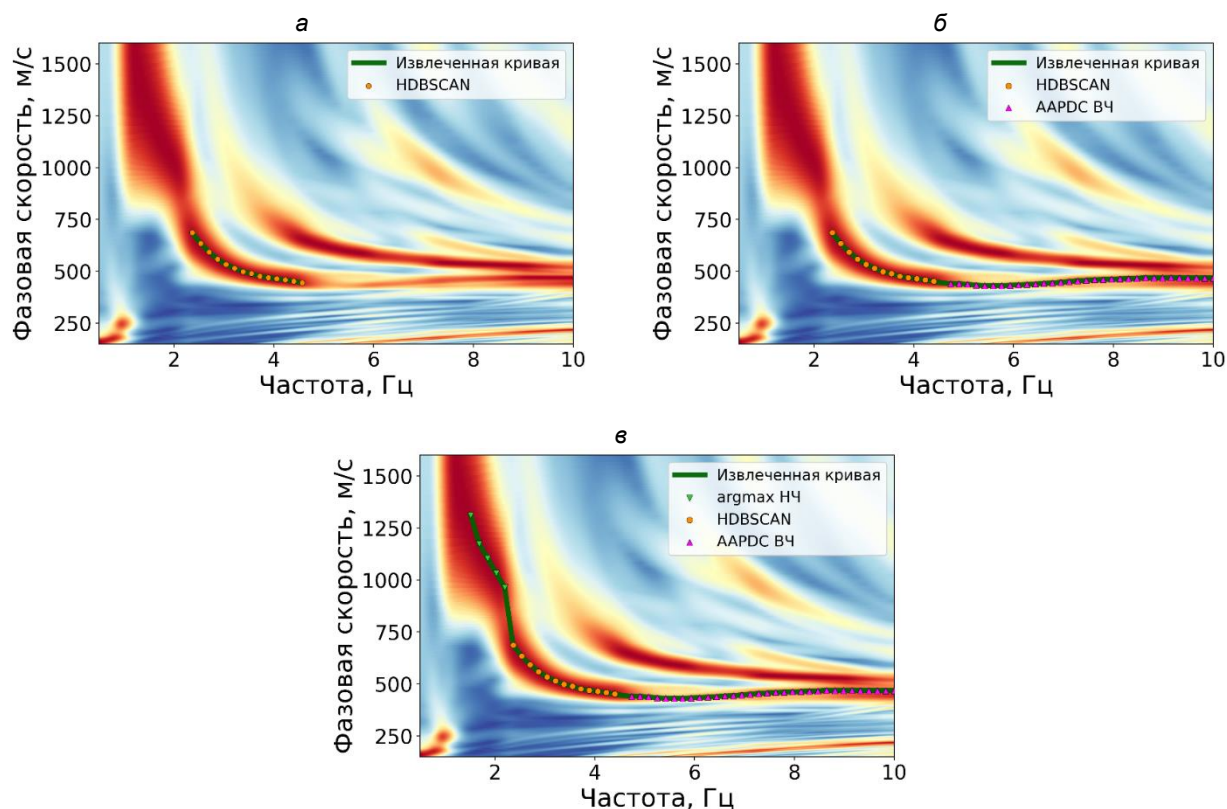


Рис. 2. Этапы извлечения дисперсионной кривой.

3. Усреднение значений фазовых скоростей на каждой частоте в выделенном облаке точек (рис. 2, а, HDBSCAN).

4. После применения пороговой фильтрации области спектра, в которых амплитуда сигнала оказывается ниже заданного порога, обнуляются и не участвуют в кластеризации. В частности, в высокочастотной области спектра амплитуда фундаментальной моды падает ниже порогового значения, вследствие чего соответствующие точки не проходят отбор и исключаются из дальнейшей обработки. Для извлечения дисперсионной кривой на данном участке применяется алгоритм взаимного соответствия ближайших локальных максимумов, предложенный в работе [Liu et al., 2024] (AAPDC или Automatic adaptive picking dispersion curves), который позволяет извлечь кривую в условиях прерывистой энергии и низкого отношения сигнал/шум (рис. 2, б, AAPDC BЧ).

5. На низких частотах вдоль тренда дисперсионной кривой наблюдаются локальные просадки амплитуды, из-за которых кластеризация DBSCAN не объединяет все принадлежащие кривой точки в один кластер. Отдельные фрагменты кривой теряются при отбраковке мелких кластеров. Для восстановления кривой на данном участке применяется пикировка по максимуму: для каждого частотного среза выбирается точка с максимальной амплитудой (рис. 2, в, argmax HЧ).

6. Для отбраковки некорректно извлеченных точек кривой на низких частотах (рис. 3, а) используется алгоритм, который сначала отсекает «хвост» до первого локального максимума скорости, затем итеративно сглаживает кривую: на каждом шаге аппроксимирует полиномом 7-го порядка, находит точку, сильнее всего выступающую вверх относительно этой модели, и заменяет ее средним соседних значений; цикл останавливается при расхождении с полиномом меньше чем на 5 % или после ограниченного числа итераций (рис. 3, б).

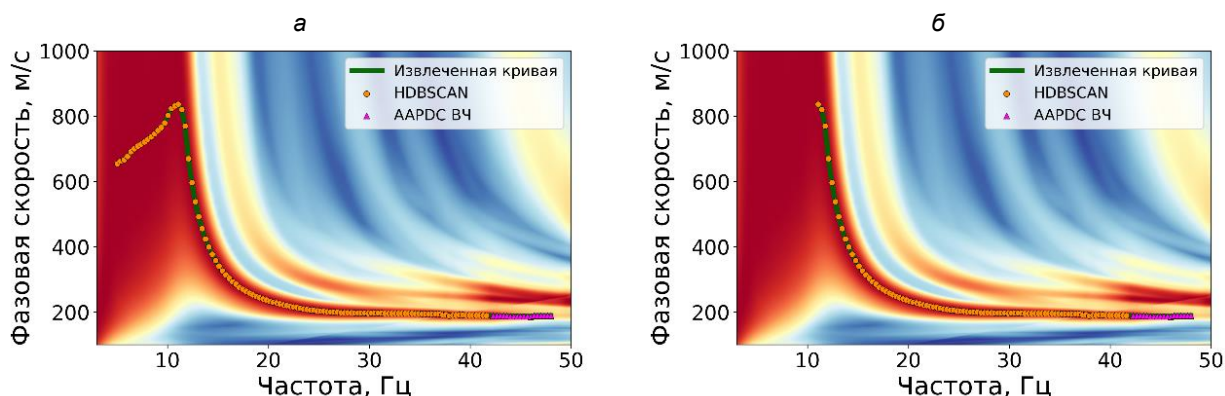


Рис 3. Извлеченная кривая до отбраковки (а) и после отбраковки (б).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Продемонстрирована помехоустойчивость и точность результата разработанного алгоритма на синтетических данных. Проведена апробация на реальных данных инженерной и разведочной сейсморазведки, где показано качество и высокий уровень автоматизации разработанного метода.

Апробация на синтетических данных

Данные были получены путем численного решения уравнения упругости с помощью программного обеспечения с открытым исходным кодом SOFI2D. Были смоделированы сейсмограммы для двухслойной скоростной модели среды, состоящей из блоков с разной скоростью S -волны: 200, 400 и 600 м/с (блоки 1, 2 и 3 соответственно) (рис. 4). Скорость в подстилающем слое составляла 800 м/с. Скорость P -волны рассчитывалась из отношения $V_p/V_s = 2$, плотность рассчитывалась с использованием эмпирической корреляции Гарднера:

$$\rho = 0.31V_p^{0.25}.$$

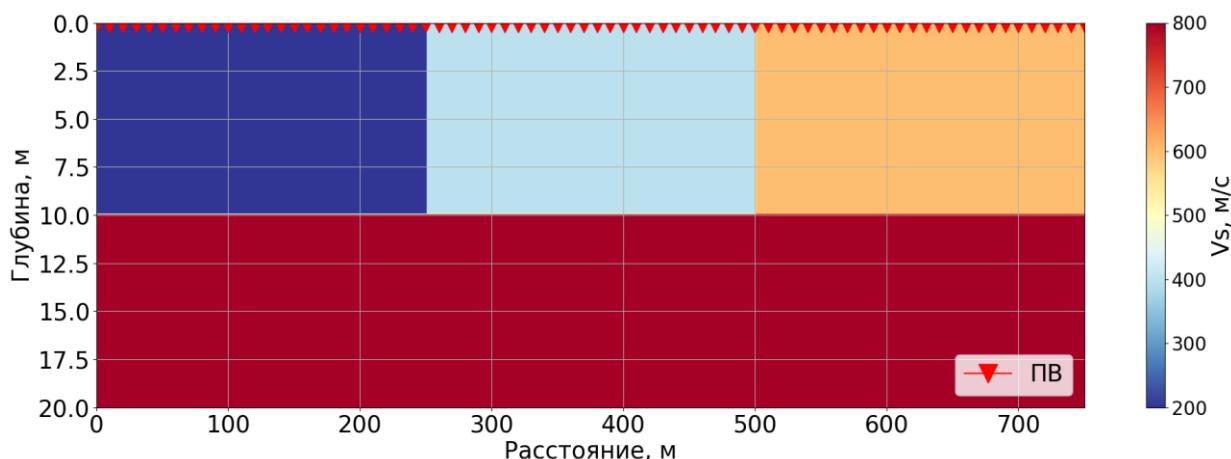


Рис. 4. Скоростная модель среды, применяемой для численного моделирования синтетических данных.

Шаг по ПВ составил 10 м, шаг по приемникам составил 1 м, база наблюдений была выбрана равной 100 м. Каждая сейсмограмма обрезалась в соответствии с выбранной базой наблюдения. Затем строилось спектральное изображение путем применения алгоритма SFK [Serdyukov et al., 2019] и выполнялось извлечение кривой с помощью AAPDC (рис. 5). На изображениях видно, что для каждого из блоков извлечение проходит успешно.

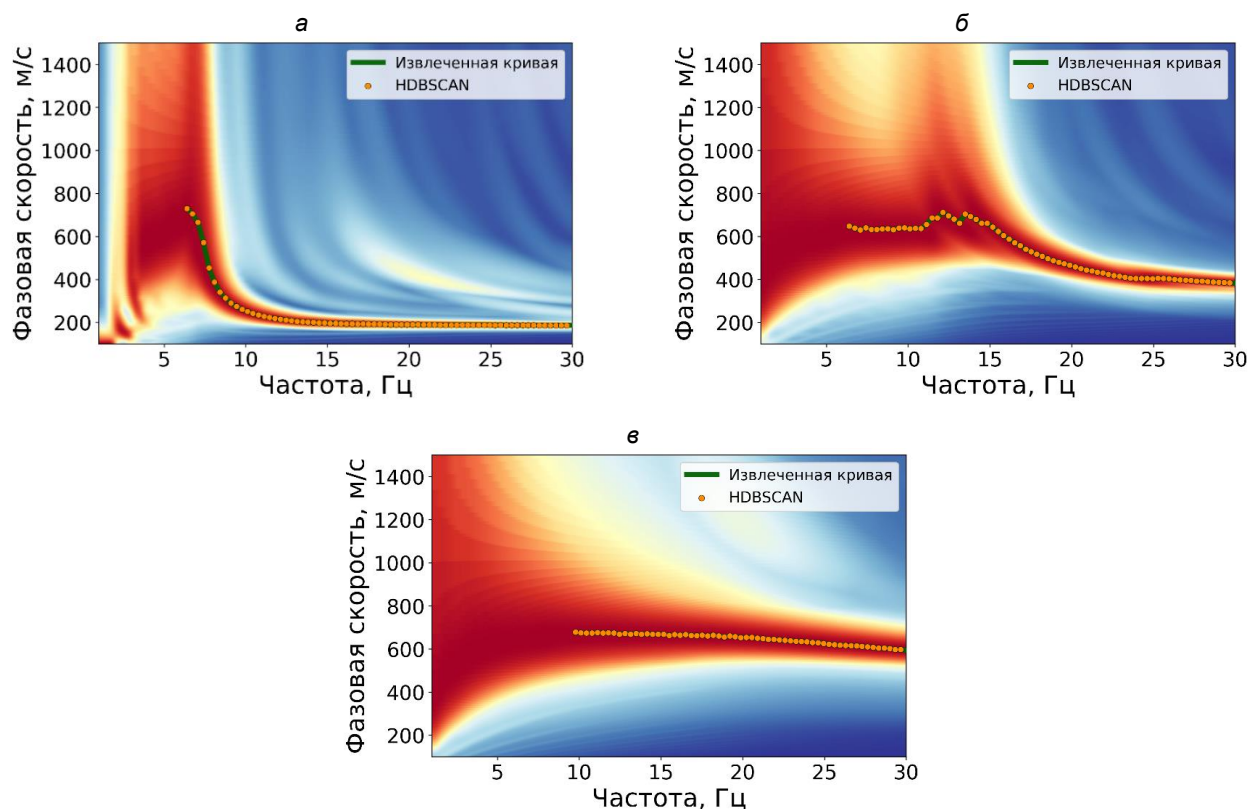


Рис. 5. Примеры извлечения дисперсионных кривых для моделей со скоростью в верхнем слое 200 м/с (а), 400 м/с (б) и 600 м/с (в).

Апробация на данных инженерной сейсморазведки

В рамках научно-исследовательских работ выполнялись исследования в районе с. Бельтир, Республика Алтай. Исследовался участок долины реки Чаган (притока Чаганузуна), подвергнувшийся тектоническому нарушению во время землетрясения 2003 г. Были зарегистрированы данные вдоль серии из шести параллельных линейных профилей общей протяженностью 1.3 км. Шаг по пунктам приема составил 2.5 м, по пунктам возбуждения (ПВ) 10 м. Общее количество ПВ составило 132. Исследуемая область находится на границе двух различных геокриологических зон. В пределах зоны многолетнемерзлых пород наблюдается повышение фазовых скоростей на низких частотах (рис. 6, а), тогда как на участках, приуроченных к зоне талика, фиксируется область пониженных скоростей (рис. 6, б).

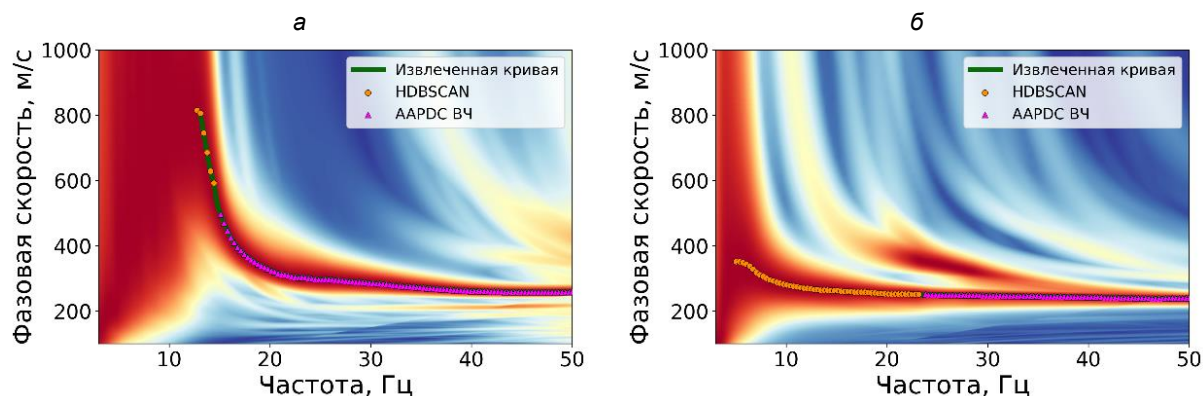


Рис. 6. Извлеченные кривые из зоны мерзлых пород (а) и из зоны талых пород (б).

Апробация на данных нефтегазовой сейсморазведки

Для апробации разработанного алгоритма используются данные сейсморазведочных работ (СРР) для одного из северных нефтегазовых месторождений России. Регистрация данных проводилась по системе наблюдений 3D МОВ ОГТ, шаг ПВ по направлению X составил 50 м и 200 м по Y . Шаг по ПП в соответствующих направлениях составлял 25 и 200 м. Пример исходной 3D сейсмограммы для одного источника в сортировке по абсолютным удалениям представлен на рис. 7.

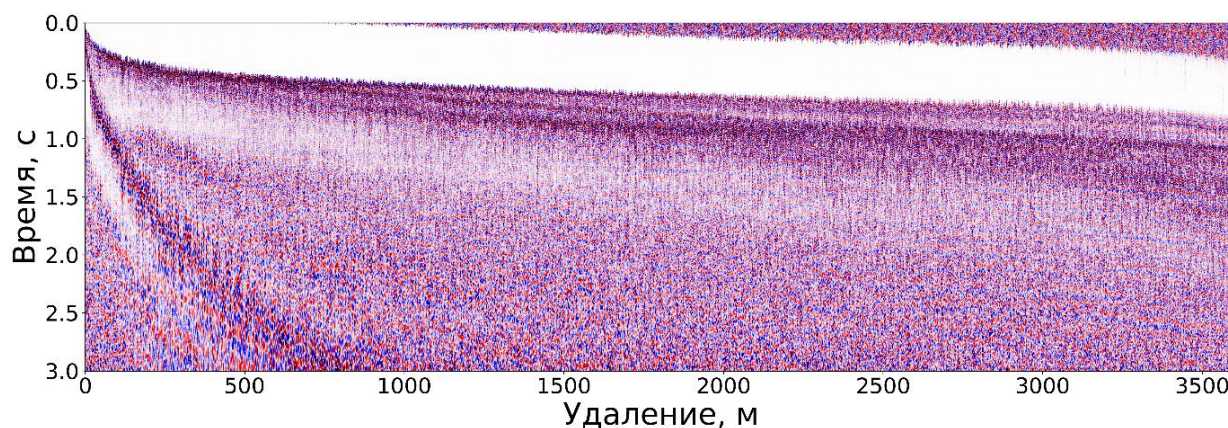


Рис. 7. Исходная сейсмограмма 3D в сортировке по абсолютному удалению.

Предварительная обработка включала разбиение координатного пространства приемников на четыре азимутальных сектора (относительно источника) и группировку данных внутри каждого из них, что дало 23 232 сейсмограммы. Затем был применен диапазон удалений 100–1200 м и выполнена выбраковка записей с низким отношением сигнал/шум ($SNR < 0.5$). Это позволило отсеять около 18 % материалов, сократив выборку до 18 936 сейсмограмм. Для оставшихся данных реализован помехоустойчивый спектральный анализ алгоритмом SFK с последующим выделением дисперсионных кривых при помощи авторского алгоритма AACPDC (рис. 8).

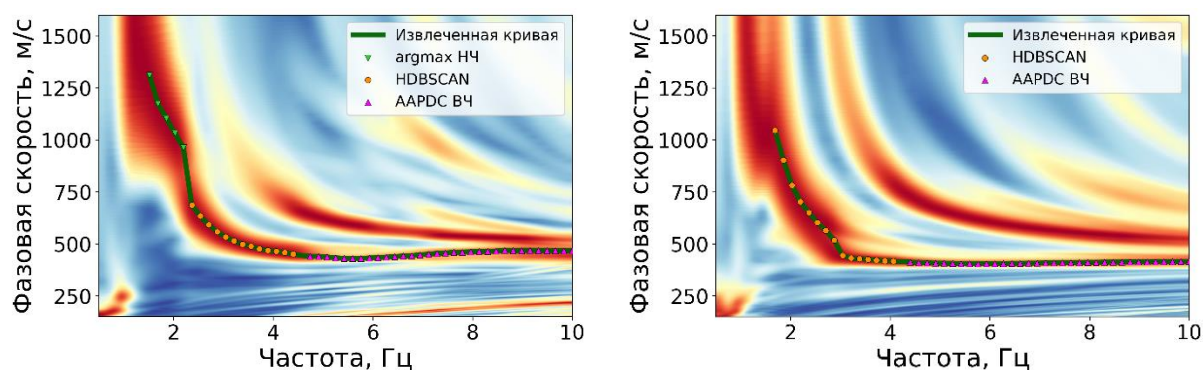


Рис. 8. Примеры извлеченных дисперсионных кривых.

Последняя апробация проводилась на данных с месторождения из Ханты-Мансийского автономного округа. Регистрация данных проводилась аналогичным образом, которая включала около 16 000 ПВ с шагом по направлению X 50 м и по Y 50 м. Шаг по ПП в соответствующих направлениях составлял тоже 50 м. Извлечение ДК проводилось по аналогичному алгоритму, как в предыдущем примере (рис. 9).

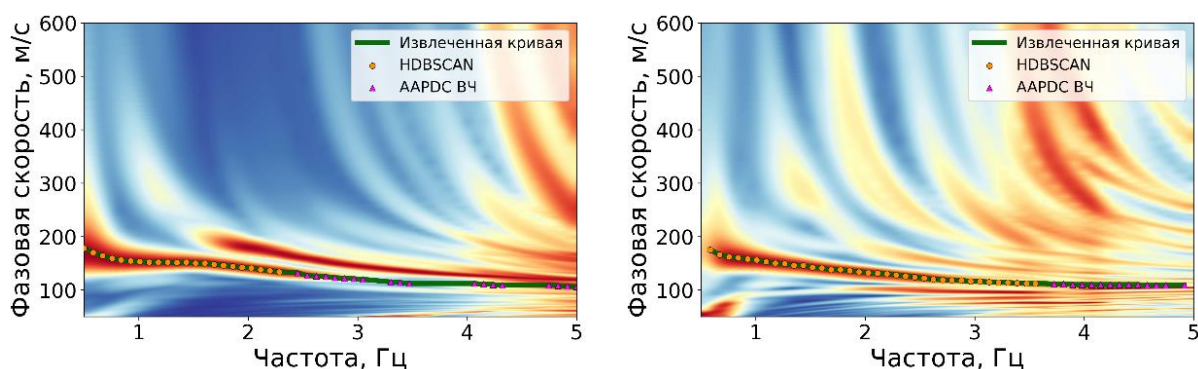


Рис. 9. Примеры извлеченных дисперсионных кривых.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и реализован полностью автоматизированный алгоритм извлечения дисперсионных кривых поверхностных волн AACPDС, основанный на последовательном применении адаптивной пороговой фильтрации, кластеризации DBSCAN, восстановления разрывных участков кривой и итеративной коррекции выбросов. Предложенный подход не требует обучения на размеченных данных, использования априорно заданных скоростных моделей или ручной настройки параметров для каждого нового объекта исследований.

Эффективность алгоритма подтверждена на синтетических моделях, данных инженерной сейсморазведки Республики Алтай и материалах 3D-сейсморазведки нефтегазовых месторождений России. Проведенные испытания показали, что алгоритм устойчиво выделяет дисперсионные кривые фундаментальной моды в широком диапазоне соотношений сигнал/шум, корректно обрабатывает разрывы энергетических максимумов и сохраняет работоспособность при наличии артефактов спектрального анализа. Полученные результаты демонстрируют высокую степень согласованности автоматически извлеченных кривых с визуально интерпретируемыми максимумами спектральной энергии.

Следует отметить, что в сложнопостроенных средах с выраженным вкладом высших мод поверхностных волн, пересечением мод или их близкими амплитудными характеристиками возможны случаи неоднозначного определения положения фундаментальной моды. Поскольку алгоритм ориентирован на анализ распределения энергии в спектральном изображении, подобные ситуации могут приводить к локальным ошибкам выделения кривой. Повышение устойчивости метода в таких условиях может быть достигнуто за счет включения дополнительных критериев непрерывности, использования информации о форме мод или совместного анализа нескольких типов спектральных преобразований.

Апробация на реальных данных показала возможность применения AACPDС для автоматизированной обработки больших объемов сейсмической информации без участия интерпретатора. Отсутствие необходимости предварительного обучения и высокая вычислительная эффективность делают алгоритм перспективным инструментом для задач инженерной и нефтегазовой сейсморазведки, связанных с построением скоростных моделей верхней части разреза и изучением геологического строения приповерхностной среды.

Полученные результаты подтверждают, что разработанный алгоритм способен существенно снизить трудоемкость обработки данных поверхностных волн, повысить воспроизводимость результатов

и обеспечить переход к полностью автоматизированным технологиям массовой обработки дисперсионных характеристик в современных сейсмических исследованиях.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- Верхоланцев А.В.** Использование дисперсионных кривых поверхностных волн для изучения грунтовых условий в рамках работ по СМР // Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных: Материалы XII Международной сейсмологической школы. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН, 2017. С. 79–81. EDN:ZMZXQN.
- Сердюков А.С., Яблоков А.В.** Многоканальный анализ поверхностных волн с фокусированием пространственно-временных спектров // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2017. XIII Международный научный конгресс: Сборник материалов в 10 т. Новосибирск: СГУГиТ, 2017. Т. 2, № 4. С. 53–57. EDN:YUEEWF.
- Яблоков А.В., Сердюков А.С.** Спектральный анализ поверхностных волн на основе временно-частотных представлений // Науки о Земле. Современное состояние: Материалы V Всероссийской молодежной научно-практической школы-конференции. Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2018. С. 72–74. EDN:XVMPGP.
- Askari R., Ferguson R.J., Isaac J.H., Hejazi S.H.** Estimation of S-wave static corrections using CMP cross-correlation of surface waves // Journal of Applied Geophysics. 2015. Vol. 121. P. 42–53. doi:10.1016/j.jappgeo.2015.07.004.
- Chamorro D., Zhao J., Birnie C., Staring M., Fliedner M., Ravasi M.** Deep learning-based extraction of surface wave dispersion curves from seismic shot gathers // Near Surface Geophysics. 2024. Vol. 22 (4). P. 421–437. doi:10.1002/nsg.12298.
- Dai T., Xia J., Ning L., Xi C., Liu Y., Xing H.** Deep learning for extracting dispersion curves // Surveys in Geophysics. 2021. Vol. 42 (12). P. 69–95. doi:10.1007/s10712-020-09615-3.
- Dal Moro G.** Some aspects about surface wave and HVSR analyses: a short overview and a case study // Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata. 2011. Vol. 52 (2). P. 241–259. doi:10.4430/bgta0007.
- Ester M., Kriegel H.-P., Sander J., Xu X.** A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96). AAAI Press, 1996. P. 226–231.
- Hu M., Pan Y., Wang T., Wang Y.** Automatic picking of surface-wave dispersion curves with an image segmentation method // Journal of Applied Geophysics. 2025. Vol. 233. P. 105615. doi:10.1016/j.jappgeo.2024.105615.
- Johnson D.H., Dudgeon D.E.** Array signal processing: Concepts and techniques. Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, 1993. 533 p.
- Kuang X., Pan Y., Zhang Z., Yuan S.** Automatic picking of multimodal Rayleigh-wave dispersion curves from multicomponent data with an energy-density-based clustering method // Geophysical Journal International. 2025. Vol. 243 (1). P. ggaf323. doi:10.1093/gji/ggaf323.
- Liu H., Li J., Hu R.** Automatic and adaptive picking of surface-wave dispersion curves for near-surface application // Journal of Applied Geophysics. 2024. Vol. 221. P. 105282. doi:10.1016/j.jappgeo.2023.105282.
- Park C.B., Miller R.D., Xia J.** Multichannel analysis of surface waves // Geophysics. 1999. Vol. 64 (3). P. 800–808. doi:10.1190/1.1444590.
- Serdyukov A.S., Yablokov A.V., Duchkov A.A., Azarov A.A., Baranov V.D.** Slant f - k transform of multichannel seismic surface wave data // Geophysics. 2019. Vol. 84 (1). P. A19–A24. doi:10.1190/geo2018-0430.1.

Stockwell R.G., Mansinha L., Lowe R.P. Localization of the complex spectrum: the S-transform // IEEE Transactions on Signal Processing. 1996. Vol. 44 (4). P. 998–1001. doi:10.1109/78.492555.

Wang Z., Sun C., Wu D. Automatic picking of multi-mode surface-wave dispersion curves based on machine learning clustering methods // Computers & Geosciences. 2021. Vol. 153. P. 104809. doi:10.1016/j.cageo.2021.104809.

Yilmaz O. Seismic data processing. SEG, Tulsa, 1987.

REFERENCES

Askari R., Ferguson R.J., Isaac J.H., Hejazi S.H. Estimation of S-wave static corrections using CMP cross-correlation of surface waves // Journal of Applied Geophysics. 2015. Vol. 121. P. 42–53. doi:10.1016/j.jappgeo.2015.07.004.

Chamorro D., Zhao J., Birnie C., Staring M., Fliedner M., Ravasi M. Deep learning-based extraction of surface wave dispersion curves from seismic shot gathers // Near Surface Geophysics. 2024. Vol. 22 (4). P. 421–437. doi:10.1002/nsg.12298.

Dai T., Xia J., Ning L., Xi C., Liu Y., Xing H. Deep learning for extracting dispersion curves // Surveys in Geophysics. 2021. Vol. 42 (12). P. 69–95. doi:10.1007/s10712-020-09615-3.

Dal Moro G. Some aspects about surface wave and HVSR analyses: a short overview and a case study // Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata. 2011. Vol. 52 (2). P. 241–259. doi:10.4430/bgta0007.

Ester M., Kriegel H.-P., Sander J., Xu X. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96). AAAI Press, 1996. P. 226–231.

Hu M., Pan Y., Wang T., Wang Y. Automatic picking of surface-wave dispersion curves with an image segmentation method // Journal of Applied Geophysics. 2025. Vol. 233. P. 105615. doi:10.1016/j.jappgeo.2024.105615.

Johnson D.H., Dudgeon D.E. Array signal processing: Concepts and techniques. Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, 1993. 533 p.

Kuang X., Pan Y., Zhang Z., Yuan S. Automatic picking of multimodal Rayleigh-wave dispersion curves from multicomponent data with an energy-density-based clustering method // Geophysical Journal International. 2025. Vol. 243 (1). P. ggaf323. doi:10.1093/gji/ggaf323.

Liu H., Li J., Hu R. Automatic and adaptive picking of surface-wave dispersion curves for near-surface application // Journal of Applied Geophysics. 2024. Vol. 221. P. 105282. doi:10.1016/j.jappgeo.2023.105282.

Park C.B., Miller R.D., Xia J. Multichannel analysis of surface waves // Geophysics. 1999. Vol. 64 (3). P. 800–808. doi:10.1190/1.1444590.

Serdyukov A.S., Yablokov A.V. Multichannel analysis of surface waves with focusing of space-time spectra // Interexpo GEO-Siberia: Proceedings of the XXI International Scientific Congress. SSUGT, Novosibirsk, 2017. Vol. 2 (4). P. 53–57. (In Russ.).

Serdyukov A.S., Yablokov A.V., Duchkov A.A., Azarov A.A., Baranov V.D. Slant f - k transform of multichannel seismic surface wave data // Geophysics. 2019. Vol. 84 (1). P. A19–A24. doi:10.1190/geo2018-0430.1.

Stockwell R.G., Mansinha L., Lowe R.P. Localization of the complex spectrum: the S-transform // IEEE Transactions on Signal Processing. 1996. Vol. 44 (4). P. 998–1001. doi:10.1109/78.492555.

Verkholantsev A.V. Using dispersion curves of surface waves for seismic microzonation study // Modern Methods

of Processing and Interpretation of Seismological Data: Proceedings of the XII International Seismological School. Obninsk, 2017. P. 79–81. (In Russ.).

Wang Z., Sun C., Wu D. Automatic picking of multi-mode surface-wave dispersion curves based on machine learning clustering methods // Computers & Geosciences. 2021. Vol. 153. P. 104809. doi: 10.1016/j.cageo.2021.104809.

Yablokov A.V., Serdyukov A.S. Spectral analysis of surface waves based on time-frequency representations. Earth Sciences. Current state // Proceedings of V All-Russian Early-Career Scientific and Practical School. NSU, Novosibirsk, 2018. P. 72–74. (In Russ.).

Yilmaz O. Seismic data processing. SEG, Tulsa, 1987.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

БУБНОВ Евгений Ильич – инженер лаборатории динамических проблем сейсмики Института нефтегазовой геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, инженер-исследователь Научно-образовательного центра “Газпромнефть НГУ. Основные научные интересы: разработка алгоритмов, обработка данных, нейронные сети, машинное обучение, многоканальный анализ поверхностных волн.

ЯБЛОКОВ Александр Викторович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмики Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, старший научный сотрудник Новосибирского государственного университета. Основные научные интересы: разработка алгоритмов, обработка данных, многоканальный анализ поверхностных волн, численное моделирование.

*Статья поступила в редакцию 25 июня 2026 г.,
одобрена после рецензирования 14 августа 2026 г.,
принята к публикации 17 августа 2026 г.*



РОЛЬ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛН В СНИЖЕНИИ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МИГРАЦИИ СЕЙСМОГРАММ ПО АЛГОРИТМУ КИРХГОФА ПРИ ПОСТРОЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

Михаил Сергеевич Денисов

ООО «ГЕОЛАБ», 119071, Москва, ул. Орджоникидзе, 12/4, Россия

denisovms@gmail.com, <https://orcid.org/0009-0006-1532-8457>

Аннотация. В работе формулируется задача построения глубинного изображения мелкомасштабных рассеивающих объектов с сохранением истинных амплитуд. Исследуется модель регистрируемого волнового поля, а также способы его обращения, позволяющие восстановить параметры рассеивателей. Особое внимание уделяется приемам, учитывающим вклад неоднородных волн, что необходимо для улучшения фокусировки. На основе проведенного анализа показана ограниченность возможностей стандартного интегрального преобразования Кирхгофа для корректной визуализации мелкомасштабных неоднородностей.

Ключевые слова: деконволюция, миграция, рассеяние, неоднородные волны

Благодарности: автор благодарит В.С. Серебрякова (ООО «ГЕОЛАБ») за помощь в подготовке графических материалов.

Для цитирования: Денисов М.С. Роль неоднородных волн в снижении разрешающей способности миграции сейсмограмм по алгоритму Кирхгофа при построении изображения мелкомасштабных рассеивающих объектов // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 50–74. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-50.

ROLE OF EVANESCENT WAVES IN REDUCING THE RESOLUTION OF KIRCHHOFF MIGRATION OF SEISMOGRAMS WHEN IMAGING SMALL-SCALE SCATTERERS

Mikhail S. Denisov

GEOLAB Ltd, Ordzhonikidze Str., 12/4, Moscow, 119071, Russia,

denisovms@gmail.com, <https://orcid.org/0009-0006-1532-8457>

Abstract. This paper formulates the problem of constructing a depth image of small-scale scattering objects with true amplitudes preserved. The model of the recorded wavefield is investigated, along with methods for its inversion. Particular attention is paid to techniques that account for inhomogeneous (evanescent) waves, which are necessary for improving focusing. Based on the analysis performed, the limited capability of the standard Kirchhoff integral transformation for the correct imaging of small-scale inhomogeneities is demonstrated.

Keywords: deconvolution, migration, scattering, evanescent waves

Acknowledgments: the author thanks to V.S. Serebryakov (ООО "GEOLAB") for assistance in preparing the figures.

For citation: Denisov M.S. Role of evanescent waves in reducing the resolution of Kirchhoff migration of seismograms when imaging small-scale scatterers // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 50–74. (In Russ.). doi:10.18303/2619-1563-2026-2-50.

ВВЕДЕНИЕ

Построение изображения глубинных мелкомасштабных рассеивающих объектов по-прежнему остается одной из актуальных задач сейсморазведки. Ей посвящены многочисленные публикации в ведущих геофизических изданиях, а на международных конференциях регулярно проводятся специальные сессии и семинары. В последние годы наблюдается рост числа работ, рассматривающих различные аспекты этой проблемы.

В подавляющем большинстве исследований основное внимание уделяется задаче разделения рассеянных и отраженных волн. При этом вопрос о том, на каком этапе обработки сейсмических данных целесообразно выполнять такое разделение, остается предметом дискуссии. Выделение соответствующих компонент может осуществляться на различных стадиях: в исходных данных, в процессе построения изображения или после его формирования. Не претендуя на полноту обзора, в качестве примера использования первого подхода укажем на статью [Bansal, Imhof, 2005], второго – на работу [Козлов и др., 2004], третьего – на публикацию [Nichols et al., 2017].

Впрочем, эти традиционно обсуждаемые вопросы нас интересовать не будут по той причине, что мы считаем геофизически обоснованной только стратегию, подразумевающую разделение волн по исходным данным. Основанием для этого служит то обстоятельство, что, как будет показано ниже, построение изображения в истинных амплитудах (*true-amplitude imaging*) протяженных глубинных границ по зеркально отраженным волнам и мелкомасштабных рассеивающих объектов по дифрагированным волнам реализуется с помощью различных операторов. Как правило, сосредоточив внимание на аспектах проблемы разделения волн, исследователи игнорируют этап непосредственного построения глубинного изображения (далее также – *глубинной визуализации*), полагая, что он уже имеет надежное решение. В качестве средства получения изображения традиционно применяют сейсмическую миграцию.

Основной акцент в настоящей работе сделан на этапе визуализации мелкомасштабных рассеивающих объектов. В геофизической литературе предложено достаточное число алгоритмов разделения волн, и здесь мы не имеем нужды анализировать их сильные и слабые стороны. Будем считать, что в нашем распоряжении уже имеется поле рассеянных волн, и это позволит перенести фокус внимания на изучение свойств оператора построения изображения.

Первые работы по миграционным преобразованиям восходят к трудам советского геофизика Ю. В. Тимошина, выполненным в 1950–1960-х годах и обобщенным в монографии «Основы дифракционного преобразования сейсмических записей» [Тимошин, 1972]. В ней утверждается: «Дифракционные волны могут быть использованы для геологической интерпретации при дифракционном преобразовании сейсмических записей». Ю. В. Тимошиным было получено Д-преобразование (дифракционное преобразование), целью которого являлось построение изображений одновременно как мелкомасштабных рассеивателей, так и гладких протяженных границ в рамках гипотезы, что последние сформированы бесконечным множеством рассеивателей.

Логика рассуждений была простой и наглядной: Д-преобразование интерпретировалось как обнаружение в сейсмическом волновом поле «элементарных дифрагированных волн» [Тимошин, 1972]. Упругая волна, распространяющаяся в среде, взаимодействует с неоднородностями, и каждый элемент среды порождает вторичную дифракционную волну. Суммируя поле, зарегистрированное на поверхности, вдоль годографов дифрагированных волн, можно выделить соответствующие глубинные неоднородности. Такая интерпретация вошла, в том числе, в специальную литературу, например, [Козлов,

1986], а также в учебник по сейсморазведке [Боганик, Гурвич, 2006]. Позже, с учетом разработок зарубежных исследователей [Schneider, 1978], Д-преобразование стало отождествляться с миграцией Кирхгофа. Однако описанная интерпретация волновых взаимодействий не согласуется с динамической теорией распространения упругих волн. Одной из причин такого противоречия является упрощенное толкование принципа Гюйгенса (см. дискуссию о понимании и использовании принципа Гюйгенса в сейсморазведке [Петрашень, Рудаков, 2008; Денисов, 2008]). Впоследствии и сам Ю.В.Тимошин отказался от первоначальной трактовки, введя понятие импульсной сейсмической голографии [Тимошин, 1978].

Тем не менее, при решении практических задач оператор сейсмической миграции, как правило, применяется для обработки как отраженных, так и рассеянных волн. В результате вместо сфокусированной картины локального рассеивающего объекта получается размытое изображение, имеющее крестообразную структуру, иногда называемую «дифракционной улыбкой» [Ланда, 2013]. Желаемая разрешающая способность не достигается, а результат оказывается осложненным артефактами, что неоднократно демонстрировалось в литературе, например, [Moser, Howard, 2008; Бондарев и др., 2012]. Как следствие, полезным оказывается понимание причин возникновения указанных эффектов.

Ниже будет продемонстрировано, что построение изображения в истинных амплитудах для отраженных и рассеянных волн требует применения различных преобразований. Первые корректно обрабатываются миграционным оператором Кирхгофа, тогда как ко вторым необходимо применять специальный фокусирующий оператор. Обработка рассеянных волн оператором Кирхгофа, равно как и обработка отраженных волн фокусирующим оператором, искажает волновую картину и приводит к возникновению специфических помех [Денисов, 2017].

Расчет фокусирующего оператора производится средствами многомерной деконволюции. Его отличие от миграционного оператора, в первую очередь, заключается в способе обработки неоднородных волн. Для формирования изображения мелкомасштабных объектов требуется латеральная фокусировка энергии волны, тогда как при визуализации протяженных границ в такой фокусировке необходимости нет. Для достижения фокусировки существенным оказывается восстановление энергии неоднородных волн, которая ослабляется по мере удаления от источника колебаний. Применение миграционного оператора Кирхгофа, напротив, приводит к дополнительному затуханию этих волн, в то время как деконволюция стремится компенсировать это ослабление. Поэтому миграция Кирхгофа не предназначена для фокусировки рассеянных волн. Кроме того, в отличие от миграции, фокусирующее преобразование учитывает частотную зависимость эффекта рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях среды.

Настоящая работа не носит обзорного характера, а концентрируется на углубленном изучении лишь некоторых аспектов задачи: описании модели волнового поля и вытекающем из полученной модели способе решения обратной задачи для построения глубинного изображения. По этой причине, хотя полнота списка цитируемой литературы не является самоцелью, в тексте указаны все необходимые публикации, имеющие непосредственное отношение к теме.

ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Целью исследования является анализ интегрального преобразования Кирхгофа на предмет его недостаточной фокусирующей способности в задаче построения глубинных изображений

мелкомасштабных рассеивающих объектов. Предполагается изучить специфику артефактов, порождаемых этим преобразованием при обращенном продолжении поля, выявить причину их возникновения, а также установить связь указанных артефактов с неоднородными волнами. Кроме того, ставится задача наметить возможные подходы к частичному устранению указанных ограничений метода Кирхгофа и предложить алгоритм, способный повысить качество фокусировки изображения дифракторов.

Рассуждая о методах построения глубинных изображений, будем иметь в виду алгоритмы, применяемые к сейсмограммам, так как именно они основаны на решении волнового уравнения, или, что в данной ситуации то же самое, на обращенном продолжении поля с поверхности наблюдений во внутренние точки среды, для чего привлекается интегральное преобразование Кирхгофа. К этим методам относятся, в том числе популярные способы WEM (wave equation migration), RTM (reverse time migration), source-receiver migration и др. [Biondi, 2006].

МОДЕЛЬ

Упругая волна, возбуждаемая источником колебаний, распространяется в нижнее полупространство, где взаимодействует с неоднородностями. Условия, при которых происходит тот или иной тип взаимодействия (отражение или рассеяние), детально изучены в книге [Аки, Ричардс, 1983б]; там же приведена соответствующая графическая диаграмма, а ее упрощенный вариант, адаптированный для целей настоящего исследования, воспроизведен в статье [Денисов, 2009]. В теории упругих волн термины «рассеяние» и «дифракция» (scattering и diffraction) трактуются неоднозначно. В ряде источников под ними подразумеваются физически различные явления. В частности, дифракция может наблюдаться при взаимодействии волны не только с мелкомасштабными включениями, но и с крупными объектами, обладающими гладкой криволинейной границей. Детальный анализ этих вопросов предложен в работе [Подъяпольский, 1966]. Задача, рассматриваемая в настоящем исследовании, относится к классу взаимодействий именно с мелкомасштабными неоднородностями. Соответственно, термин «дифрактор» используется исключительно в этом контексте. В большинстве авторитетных источников (например, в справочнике [Акустика, 1989]) понятия «рассеяние» и «дифракция» употребляются как синонимы. В данной работе принята эта традиция, и оба термина используются для описания эффектов взаимодействия упругой волны с мелкомасштабными неоднородностями среды.

Рассматриваемый тип рассеяния реализуется при $\lambda \gg a$, где λ – длина волны, a – эффективный линейный размер неоднородности. Импульсный финитный сейсмический сигнал имеет спектр, содержащий все частоты [Хургин, Яковлев, 1971], т. е. включает бесконечный набор длин волн. Строгий подход требует отдельного рассмотрения взаимодействия для каждой из них. В настоящей статье используется традиционная система допущений и аппроксимаций теории волнового рассеяния, обоснование и границы применимости которых подробно описаны в публикации [Денисов, 2026а].

Декартова система координат (x, y, z) вводится таким образом, что свободная поверхность совпадает с плоскостью $z = 0$, а ось z направлена вертикально вниз. Источник упругих волн расположен на поверхности в начале координат. Глубинная область содержит локальный объект (рис. 1), геометрический центр рассеивающего тела находится в точке $b = (0, 0, h)$. Регистрация колебаний выполняется на поверхности. Источник излучает импульс $s(t)$ со спектром $S(\omega)$. Вначале для простоты рассматривается задача рассеяния на локальном объекте в однородном полупространстве, затем решение будет обобщено на случай произвольной модели среды.

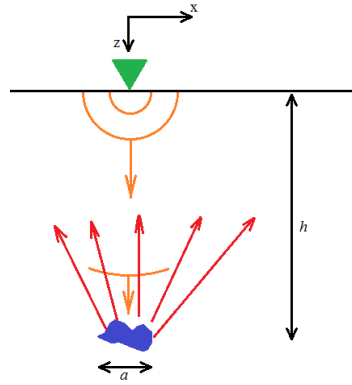


Рис. 1. Схема рассеяния волны на глубинном объекте: источник (зеленый треугольник), падающая волна (оранжевые кривые и стрелки), глубинная неоднородность (синяя область), рассеянное поле (красные стрелки).

Поставленная задача относится к рэлеевскому рассеянию упругих волн [Морс, Фешбах, 1960]. В рамках этой теории взаимодействие волны с телом произвольной формы эквивалентно рассеянию на малой сфере. Следовательно, независимо от конфигурации вкрапления на свободной поверхности наблюдается волна, тождественная результату рассеяния на бесконечно малой сфере в точке $(0,0,h)$. Рассеяние изотропно: индикатриса симметрична, выделенное направление распространения отсутствует. Используя аппарат рэлеевского рассеяния, запишем спектральную характеристику дифрагированной волны U , регистрируемой на поверхности, в форме, предложенной в монографии [Исакович, 1973]:

$$U(x, y, \omega) = -S(\omega) \frac{I\omega^2}{4\pi v^2 h} \frac{\exp\left(-j\frac{\omega r}{v}\right)}{r} \exp\left(-j\frac{\omega h}{v}\right), \quad (1)$$

где ω – циклическая частота, v – скорость волны, $j = \sqrt{-1}$. Интенсивность колебаний такого вторичного источника определяется произведением амплитуды падающей на тело первичной волны $1/h$ и рассеивающей способности $I = P\chi$, где P – объем рассеивающего тела, χ – его акустическая контрастность. Расстояние от глубинной точки b до точки наблюдения $(x, y, 0)$ обозначено через r и равно $r = r(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}$. В дальнейшем, для краткости, в тех случаях, где это окажется уместным и не приведет к путанице, будем опускать выражение *спектральная характеристика* функции, называя ее просто функцией. К примеру, рассуждая о волновом поле, будем также иметь в виду его спектральную характеристику (1).

Выражение (1) соответствует полю точечного источника в виде малой осциллирующей сферы, расположенной в глубинной точке, срабатывающему в момент времени $t = h/v$, когда к нему подходит прямая волна от поверхностного источника, т. е. вторичного источника. Таким образом, задача построения изображения среды в истинных амплитудах имеет следующую формулировку. Требуется получить функцию $\Omega(x, y, t)$, в которой импульс источника нормирован на искомый коэффициент рассеивающей способности I и локализован в точке рассеяния:

$$\Omega(x, y, t) = I\delta(x)\delta(y)s\left(t - \frac{h}{v}\right). \quad (2)$$

Заметим, что спектральная характеристика дифрагированной волны (1) содержит фактор, обозначенный через $F(\omega)$:

$$F(\omega) = -\frac{\omega^2}{4\pi v^2}, \quad (3)$$

который соответствует оператору одноканальной фильтрации. Таким образом, амплитудный спектр импульса равен $|F(\omega)||S(\omega)|$. Он значительно усилен в высокочастотной области по сравнению со спектром падающей волны $|S(\omega)|$, поскольку усиление подчиняется квадратичному закону $\sim \omega^2$. Как следует из выражения (1), фазовая характеристика импульса в акте рассеяния не изменяется.

Важно подчеркнуть принципиальное различие с отражением от протяженной границы: в последнем случае, как известно [Подъяпольский, 1966], форма импульса сохраняется. Следовательно, регистрируемое волновое поле содержит две компоненты – отраженную и рассеянную, отличающихся формой импульса. Дифрагированная волна является более высокочастотной, что, согласно [Денисов, 2019], обуславливает необходимость применения различных операторов для визуализации протяженных границ и мелкомасштабных рассеивателей. Также отметим, что годограф рассеянной волны негиперболичен. Как следует из (1), он равен

$$\frac{r}{v} + \frac{h}{v}$$

и представляет собой гиперboloид r/v , к которому добавлена временная подвижка h/v .

АЛГОРИТМ

На основании характеристики рассеяния (1) легко перейти к алгоритму, обеспечивающему получение желаемого результата (2). Воспользуемся для этого принципами обратной линейной фильтрации. Переведем (1) из пространственно-частотной области $x - y - \omega$ в частотную область $k_x - k_y - \omega$, где k_x и k_y – волновые числа. С этой целью применим преобразование Фурье по координатам x и y . Результат обозначим через $\tilde{U}(k_x, k_y, \omega)$. Аналогичное преобразование по координатам x , y и t применим к (2), обозначив результат как $\tilde{\Omega}(k_x, k_y, \omega)$. Тогда оператор фокусировки рассеянной волны имеет частотную характеристику

$$\tilde{Q}(k_x, k_y, \omega) = \frac{\tilde{\Omega}(k_x, k_y, \omega)}{\tilde{U}(k_x, k_y, \omega)}. \quad (4)$$

Из равенства (2) легко прийти к выражению:

$$\tilde{\Omega}(k_x, k_y, \omega) = IS(\omega) \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right),$$

а для получения частотной характеристики рассеянной волны воспользуемся результатами, полученными, например, в [Бреховских, 1973], где показано, что

$$\frac{\exp\left(-j \frac{\omega r}{v}\right)}{r}$$

и

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\exp(jhk_z)}{jk_z} \quad (5)$$

связаны парой преобразований Фурье (соответствующее выражение, записанное в виде двумерного интегрального преобразования Фурье, также называют интегралом Вейля), здесь $k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} - k_x^2 - k_y^2}$.

Тогда приходим к

$$\tilde{U}(k_x, k_y, \omega) = -S(\omega)\omega^2 \frac{I}{8\pi^2 v^2 h} \frac{\exp(jhk_z)}{jk_z} \exp\left(-j \frac{\omega h}{v}\right).$$

В результате подстановки выписанных спектральных характеристик в выражение для $\tilde{Q}(k_x, k_y, \omega)$ получим:

$$\tilde{Q}(k_x, k_y, \omega) = -2\pi h j k_z \frac{4\pi v^2}{\omega^2} \exp(-j h k_z). \quad (6)$$

Отметим следующие особенности фокусирующего оператора. Во-первых, он включает в себя фильтр, компенсирующий эффект частотной зависимости рассеяния. Чтобы прийти к желаемому глубинному изображению, характеризуемому импульсом $s(t)$, следует скомпенсировать приобретаемые в акте рассеяния искажения с частотной характеристикой (3), применив обратный фильтр

$$F^{-1}(\omega) = \frac{1}{F(\omega)} = -\frac{4\pi v^2}{\omega^2}. \quad (7)$$

Этот фильтр можно в явном виде включить в оператор фокусировки, переписав его в компактном виде:

$$\tilde{Q}(k_x, k_y, \omega) = 2\pi h j k_z F^{-1}(\omega) \exp(-j h k_z). \quad (8)$$

Во-вторых, фокусирующий оператор не может быть применен к сейсмическим данным в том виде, как он получен. В самом деле, если

$$\frac{\omega^2}{v^2} < k_x^2 + k_y^2, \quad (9)$$

то k_z становится мнимым числом. Тогда

$$\exp(-j h k_z) = \exp\left(h \sqrt{\left|\frac{\omega^2}{v^2} - k_x^2 - k_y^2\right|}\right), \quad (10)$$

и это означает, что в области (9) фокусирующий фильтр характеризуется неограниченным возрастанием энергии. Эта область соответствует так называемым медленным быстрозатухающим плоским волнам, они же – неоднородные волны [Аки, Ричардс, 1983а]. Частотная характеристика поля точечного источника (5) в числителе содержит комплексную экспоненту с положительным знаком показателя. Это свидетельствует о том, что в области неоднородных волн при распространении фронта от источника происходит затухание амплитуды по закону $\exp\left(-h \sqrt{\left|\frac{\omega^2}{v^2} - k_x^2 - k_y^2\right|}\right)$. Следовательно, в процессе обращенного продолжения поля в сторону источника требуется восстановить эти волны.

НЕОДНОРОДНЫЕ ВОЛНЫ

Обращенное продолжение волнового поля во внутренние точки нижнего полупространства, также известное как погружение приемников или источников [Глоговский и др., 1998], является неотъемлемой частью процедуры сейсмической миграции сейсмограмм по алгоритму Кирхгофа. Не останавливаясь подробно на данном вопросе и отсылая к соответствующим источникам [Гольдин, 1987; Денисов, 2013], отметим, что недостаточная фокусировка рассеянных волн при обращенном продолжении приводит к снижению качества результата миграции. Изображение формируется как попарное скалярное произведение трасс сейсмограммы с погруженными приемниками и трасс модельного волнового поля – correlation imaging condition [Jones, 2014] (альтернативным способом вычисления является использование отношения амплитуд – deconvolution imaging condition). Модельная сейсмограмма может быть посчитана с произвольной точностью, тогда как результат погружения поля рэлеевского рассеяния характеризуется

наличием специфических артефактов и недостаточной разрешенностью. Именно эти факторы негативно сказываются на результатах миграционных преобразований.

Из сказанного в предыдущем разделе возникает закономерный вопрос: по какой причине в процессе обращенного продолжения поля в сторону источника требуется восстанавливать неоднородные волны? Попытка сфокусировать дифрагированную волну, имеющую расходящийся сферический фронт, в точку рассеяния означает, что вся энергия должна быть собрана в эту точку. Фронт волны сжимается в дельта-функцию, образуя точку сингулярности. Обозначив через ρ расстояние от точки наблюдения до вторичного глубинного источника, автор книги [Бреховских, 1973] следующим образом объясняет причину невозможности достижения желаемой фокусировки без учета неоднородных волн: «Необходимость привлечения такого рода волн при разложении сферической волны вытекает из того, что суперпозицией одних только обычных плоских волн нельзя получить поле, которое имело бы требуемую особенность при $\rho \rightarrow 0$ и оставалось бы ограниченным во всех остальных точках. Однако нетрудно из весьма наглядных соображений понять, как такая особенность получается при использовании неоднородных волн.»

Иначе говоря, при сейсмической миграции для фокусировки энергии, «излучаемой» вторичным точечным источником, необходимо применять корректное обращенное продолжение не только для плоских волн, но и для неоднородных волн. Недостаточность фокусировки поля рассеянной волны, когда в результате миграционного преобразования вместо желаемой дельта-функции получается крестообразная структура, изучению которой посвящены, в том числе, работы [Денисов, 2026а, б], объясняется именно отсутствием в этом результате неоднородных волн.

ВЫБОР КОНТУРА ИНТЕГРИРОВАНИЯ И ПРОБЛЕМА НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛН

Пусть на замкнутой поверхности Ψ , ограничивающей объем V , в точках c наблюдаются колебания упругой волны $u(b, c, t)$ со спектром $U(b, c, \omega)$. Источник в точке b находится вне V . Требуется найти спектральную характеристику $U(b, d, \omega)$ поля во внутренней точке d объема V (рис. 2, а). Решение задачи выражается через интеграл Кирхгофа [Борн, Вольф, 1973]:

$$U(b, d, \omega) = \int_{c \in \Psi} \left(G(c, d, \omega) \frac{\partial U(b, c, \omega)}{\partial n} - U(b, c, \omega) \frac{\partial G(c, d, \omega)}{\partial n} \right) dc, \quad (11)$$

где $G(c, d, \omega)$ – спектральная характеристика функции Грина, являющейся полем источника, расположенного в c и регистрируемого в d . Оператор $\partial/\partial n$ соответствует взятию производной по направлению внутренней нормали к поверхности Ψ .

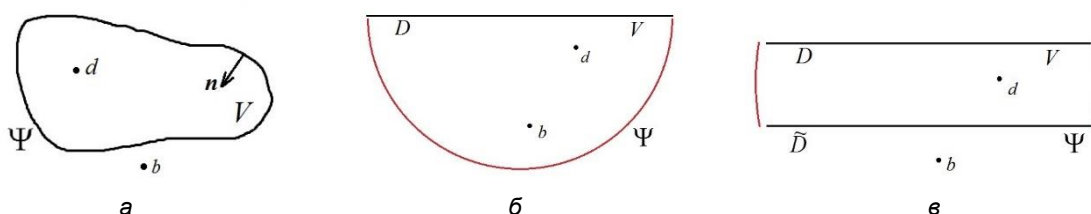


Рис. 2. Выбор контура интегрирования для продолжения волнового поля в точку d при помощи интеграла Кирхгофа. а – прямое продолжение поля: замкнутая поверхность Ψ ограничивает объем V ; б – обращенное продолжение поля. Объем V включает как точку d , так и точку b . Красным цветом выделена полусфера, замыкающая контур интегрирования; в – обращенное продолжение поля. Объем V включает точку d , но не включает b . Красным цветом выделены две полусферы, замыкающие контур интегрирования.

Для горизонтально-плоской поверхности наблюдения D контур Ψ можно попытаться замкнуть полусферой бесконечного радиуса (рис. 2, б). Однако при этом источник колебаний окажется внутри объема V , что потребует решения прямой задачи для точечного источника в дополнение к продолжению поля. Это противоречит принципам миграции, основанным только на продолжении поля с поверхности наблюдений. Поэтому контур следует выбрать так, чтобы источник оказался вне V . Поместим плоскость $\tilde{D}$ между точками d и b , а контур на бесконечности замкнем полусферами (рис. 2, в). В силу условий излучения Зоммерфельда [Владимиров, 1981] вклад этих полусфер в интеграл равен нулю.

Таким образом, сформулирована задача прямого продолжения поля. При выводе алгоритмов обращенного продолжения, как правило, используется аналогия с прямым продолжением. Действительно, на основании волнового уравнения и формулы Грина для оператора Лапласа получают интеграл Кирхгофа, являющийся точным решением задачи прямого продолжения поля. Используя симметрию волнового уравнения, этот интеграл формально можно применить и для описания распространения волн в обращенном времени. В этом случае время рассматривается как убывающее: источник не излучает волну, а «поглощает» ее, что в выражении (11) учитывается заменой функции Грина G на комплексно-сопряженную $\bar{G}$. Авторы книги [Петрашень, Нахамкин, 1973] сравнивают такой подход с прокручиванием киноленты в обратном направлении. Предполагается, что это позволяет «наблюдать» волну в моменты времени, предшествующие регистрации. Явно или неявно подобная идея лежит в основе многих алгоритмов миграции.

Поскольку прямое продолжение поля на основании интеграла Кирхгофа является точным, может возникнуть впечатление, что простое обращение хода времени также приводит к точному алгоритму обращенного продолжения и, следовательно, к корректному результату миграции. Подобные рассуждения встречаются во многих работах, посвященных продолжению волновых полей. В качестве примера приведем фрагмент (цитата дается с изменением условных обозначений) из раздела «Миграция по Кирхгофу» учебника [Боганик, Гурвич, 2006]: «Интеграл Кирхгофа описывает прямое продолжение скалярного сейсмического поля u , заданного на поверхности D в однородной среде со скоростью v , в более удаленную от источников точку. Доказано, что обращенное продолжение этого поля от поверхности наблюдения D во внутреннюю точку среды d , расположенную ближе к источникам, описывается формулой, которая подобна интегралу Кирхгофа. Различие заключается в том, что теперь величины, заключенные в квадратные скобки (речь идет о временных подвижках – $M. D.$), следует брать не для опережающих моментов времени $t - \Delta r/v$, а для запаздывающих моментов времени $t + \Delta r/v$, где Δr – расстояние от точки d до точек поверхности D ».

Эти и подобные им рассуждения не являются ошибочными, однако для сохранения их справедливости необходимо выполнить условия, заложенные в теоретические основы преобразования Кирхгофа. В частности, необходимо выбрать замкнутый контур интегрирования либо, если выполнено условие Зоммерфельда, дополнить наблюдения на свободной поверхности наблюдениями на плоскости внутри среды. Разумеется, при решении практических задач выбор такого контура невозможен. Следовательно, рассуждения о продолжении волны в сторону источника оказываются справедливыми лишь в ограниченной степени.

Так как поле на уровне $\tilde{D}$ недоступно, интеграл (11) может быть вычислен лишь по поверхности D :

$$U(b, d, \omega) = \int_{c \in D} \left(\bar{G}(c, d, \omega) \frac{\partial U(b, c, \omega)}{\partial n} - U(b, c, \omega) \frac{\partial \bar{G}(c, d, \omega)}{\partial n} \right) dc. \quad (12)$$

Выясним, к каким последствиям приводит данное ограничение. При решении задачи обращенного продолжения поля с плоской границы D от (12) обычно переходят к

$$U(b, d, \omega) = \int_{c \in D} U(b, c, \omega) \frac{\partial \bar{G}(c, d, \omega)}{\partial n} dc, \quad (13)$$

что позволяет избежать необходимости использования производной по нормали поля $\partial U / \partial n$, которая, как правило, не регистрируется [Петрашень, Нахамкин, 1973]. Данное выражение также часто называют интегралом Рэлея [Berkhout, 1981]. Преобразование сводится к весовому интегрированию волнового поля вдоль траектории, задаваемой кинематикой функции Грина. При переходе к дискретным сейсмическим данным интегрирование естественным образом заменяется суммированием. В дальнейшем термины «интегрирование» и «суммирование» используются как равнозначные.

Как показано в работе [Warepaar et al., 1989], при выборе для восходящей волны дополнительной плоскости интегрирования $\tilde{D}$, расположенной в нижнем полупространстве, и замыкании контура с учетом условия излучения Зоммерфельда вклад интегрирования по $\tilde{D}$ формируется исключительно неоднородными волнами, тогда как интегрирование по поверхности D учитывает однородные плоские волны. Следовательно, обращенное продолжение поля (13) воспроизводит требуемую волновую картину с точностью до вклада неоднородных компонент. Если, применив преобразование Фурье по латеральным координатам, перевести оператор Кирхгофа (13) из пространственно-частотной области $x - y - \omega$ в частотную область $k_x - k_y - \omega$ [Козлов, 1986], то можно убедиться в том, что в области однородных волн он обладает равным единице амплитудным спектром, а в области неоднородных волн его спектр затухает по экспоненциальному закону.

ФОКУСИРУЮЩИЙ ОПЕРАТОР

Предложенный оператор $\tilde{Q}$ направлен на восстановление вклада неоднородных волн при фокусировке восходящей рассеянной волны. Как показано ранее, в области (9) комплексная экспонента, входящая в выражение (8), становится действительной (см. (10)) и неограниченно возрастает с увеличением h . Кроме того, корректирующий фильтр, входящий в оператор (7), компенсирует частотно-зависимый эффект рассеяния на глубинной неоднородности, что обеспечивает построение изображения дифрактора в истинных амплитудах. Эти особенности являются следствием того, что для получения фокусирующего оператора применялись средства деконволюции: на основании модели (1) был построен оператор обратной фильтрации при помощи деления (4) спектральных характеристик желаемого результата обработки и поля рассеянной волны.

Если мелкомасштабный рассеивающий объект расположен в неоднородном полупространстве, то для получения оператора фокусировки потребуется вначале решить прямую задачу: при помощи тех или иных средств моделирования волновых полей получить прямую волну, вызванную точечным источником, расположенным в некоторой глубинной точке. Как и при сейсмической миграции, эти точки последовательно перебираются на заданной пространственной сетке (x, y, z) . Затем вычисляется оператор деконволюции, после чего он применяется к сейсмическим данным. При этом используется принцип суперпозиции: волновое поле, формируемое системой рассеивающих объектов, представляет собой сумму дифрагированных волн, каждая из которых связана со своим объектом. Следовательно,

применение оператора деконволюции к суммарному полю обеспечивает фокусировку компоненты, соответствующей заданной точке.

Из-за наличия множителя (10) оператор фокусировки не может непосредственно применяться к сейсмическим данным, поскольку это приводит к расходимости. Для ее предотвращения необходимо ограничить частотную характеристику оператора. Полезными оказываются приемы, описанные в работе [Berkhout, 1981], где предложено (А) выполнять деконволюцию в ограниченном частотном диапазоне, (Б) использовать регуляризацию, (В) накладывать пороговое ограничение на $|\tilde{Q}|$.

МИГРАЦИЯ ИЛИ ДЕКОНВОЛЮЦИЯ?

Из вышеизложенного может сложиться впечатление, что фокусирующая фильтрация предлагается в качестве альтернативы миграции. Однако это не так, поскольку указанные операторы ориентированы на решение различных задач. Как показано ранее, преобразование Кирхгофа не обеспечивает требуемой фокусировки рассеянной волны, и в этой задаче необходимо использовать фокусирующий оператор. В то же время применение последнего к отраженным волнам не позволяет получать изображение в истинных амплитудах.

Подробное обсуждение данного вопроса приведено в работе [Денисов, 2019], здесь же ограничимся лишь одним ключевым аргументом, подтверждающим это утверждение. Так как в акте рассеяния амплитудный спектр импульса изменяется, а при отражении от протяженной границы его форма сохраняется, то в последнем случае отсутствует необходимость в корректирующем фильтре, аналогичном используемому для рассеянных волн. Применение фокусирующего оператора к отраженной волне приводит к искажению ее спектра. В частности, по квадратичному закону $1/\omega^2$ будут ослаблены его высокочастотные составляющие.

Следует отметить, что миграция сейсмограмм по методу Кирхгофа также не обеспечивает точного восстановления истинных амплитуд (коэффициентов отражения) при визуализации протяженных отражающих границ. Тем не менее в этой задаче она остается эффективным инструментом. Это связано с тем, что, хотя при миграции используется принцип обращенного продолжения поля, однако, в отличие от задачи визуализации дифракторов, погружение выполняется на глубинные уровни, расположенные в дальней зоне относительно источника. В этих условиях вклад неоднородных волн существенно ослаблен, и их отсутствие в погруженном поле оказывается малозаметным. Иными словами, при построении изображений протяженных границ не требуется фокусировать отраженные волны в дельта-функции. Тем не менее неточности, обусловленные незамкнутостью контура интегрирования и, как следствие, некорректным учетом неоднородных волн, в определенной степени проявляются и в этом случае [Денисов, 2017].

Приведенные соображения подтверждают сделанное выше утверждение о том, что построение глубинных изображений мелкомасштабных рассеивающих объектов и протяженных отражающих границ наиболее теоретически обоснованно выполнять после разделения волновых полей. Рассеянные и отраженные волны следует обрабатывать различными операторами: к первым применять фокусирующий оператор, ко вторым – миграционное преобразование.

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ОПЕРАТОРОВ МИГРАЦИИ И ДЕКОНВОЛЮЦИИ

На первый взгляд процедуры миграции и фокусирующей фильтрации существенно различаются, что может поставить под сомнение возможность их сопоставления. Действительно, миграция

представляет собой двухэтапный процесс, включающий обращенное продолжение поля во внутренние точки среды с последующим обнаружением в нем волн, получаемых в результате моделирования. В отличие от этого, при деконволюции переход от исходной сейсмограммы к глубинному изображению осуществляется непосредственно в результате применения соответствующего линейного оператора. На самом деле, в обоих подходах реализуется приблизительно одна и та же последовательность действий.

Напомним (подробнее см. в [Baysal et al., 1983]), что на первом этапе миграции сейсмограмм производится обращенное продолжение поля с поверхности наблюдений на некоторый глубинный уровень, для чего применяется интегральное преобразование Кирхгофа. Эти уровни последовательно перебираются с некоторым шагом. Для каждого из них решается прямая задача, в результате чего получается модельное поле, вызванное тем же источником, с которым связана исходная сейсмограмма, и которое наблюдалось бы на выбранном глубинном уровне. На втором этапе применяется imaging condition, которое по сути является процедурой обнаружения модельной волны в сейсмограмме с погруженными приемниками.

Фокусирующая фильтрация, реализуемая при помощи оператора с частотной характеристикой (8), содержит три фактора, которые согласно теореме о свертке [Рапопорт, 1993] в пространственно-временной области соответствуют линейным преобразованиям типа свертки. Первое преобразование – одноканальная фильтрация оператором с амплитудным спектром $1/\omega^2$, корректирующая частотную характеристику рассеяния. Такого преобразования оператор миграции не осуществляет.

Второе преобразование – многоканальная фильтрация оператором со спектром $\exp(-jhk_z)$ осуществляет обращенное продолжение поля на текущий глубинный уровень. Здесь оператор отличается от оператора Кирхгофа, применяемого в миграции, но по своему смыслу это одна и та же процедура. Использование оператора, учитывающего вклад неоднородных волн, позволяет уменьшить уровень артефактов обращенного продолжения. Если исходное поле соответствовало волне, вызванной источником, расположенным на глубине h , то идеальный результат погружения приемников на этот глубинный уровень будет представлять собой прямую волну, бегущую вдоль поверхности $z = h$. Такая ситуация напоминает условия наземной или морской сейсморазведки, когда прямая волна, распространяющаяся вдоль свободной поверхности, имеет на сейсмограмме нулевое время вступления на трассе нулевого удаления, а ее голограф является линейным. Эта волна обладает частотной характеристикой $1/jk_z$ [Бреховских, 1973], в чем мы уже имели возможность убедиться. В самом деле, выражение (5), описывающее поле волны точечного источника на плоском уровне, расположенном на расстоянии h от этого источника, представляет собой частотную характеристику прямой волны, умноженную на соответствующую характеристику оператора прямого продолжения поля на расстояние h . Тогда понятно, что, если применить идеальное обращенное продолжение поля волны с поверхности на уровень источника, будет получена прямая волна.

Третье преобразование – многоканальная фильтрация оператором со спектром jk_z представляет собой идеальный обратный к прямой волне фильтр. Такая фильтрация сжимает полученный на предыдущем этапе результат в дельта-функцию, обеспечивая фокусировку волны в точку дифрактора. Этот шаг аналогичен второму шагу миграционного преобразования, когда фокусировка достигается в результате применения процедуры обнаружения.

Особенность задачи заключается в том, что при погружении на уровень рассеивателя прямую волну получить невозможно. Это утверждение требует пояснения. Спектр исходной сейсмограммы

точечного источника, расположенного на некотором удалении от плоскости наблюдения, имеет характеристику, энергия которой сосредоточена внутри конуса

$$\omega^2/v^2 = k_x^2 + k_y^2.$$

Сейсмограмму можно разложить по базису плоских волн, и каждой плоской волне в частотной области соответствует плоская волна с таким же углом наклона, лежащая внутри конуса [Кондратьев, 1976]. При этом асимптоте гиперболического годографа как плоской волне с максимальным углом наклона соответствует граница конуса. Асимптота гиперболы на сейсмограмме не достигается, а годограф только стремится к ней с ростом удаления. В то же время, прямая волна, бегущая вдоль линии источников, когда приемник расположен в той же плоскости, имеет линейный годограф с наклоном, равным наклону асимптоты. Используемые операторы преобразования волновых полей являются линейными, поэтому согласно теореме о свертке их действие тождественно умножению спектральных характеристик оператора и сейсмограммы. Следовательно, если в исходном волновом поле не наблюдается плоская волна с углом наклона, равным углу наклона асимптоты, такой волны не будет и на результате погружения. Аналогично, если исходное волновое поле характеризуется некоторым максимальным углом наклоном годографа, то и результат погружения будет иметь углы наклонов, не превосходящие это значение. Сейсмограмма, погруженная на уровень вторичного источника, должна содержать только прямую волну, и именно поэтому на ней нет этой волны.

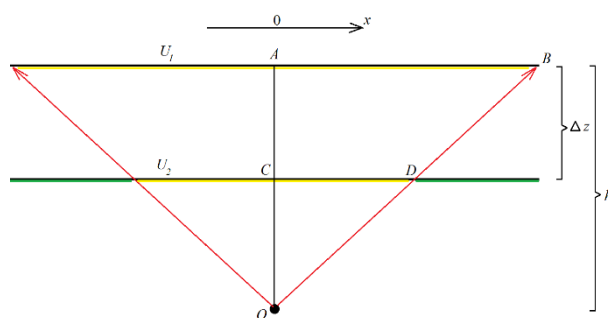


Рис. 3. Схематическое изображение результата погружения сейсмограммы U_1 на глубинный уровень Δz . Красные линии показывают лучи, приходящие на трассы максимальных удалений исходной сейсмограммы.

Рассуждения поясняет рис. 3, на котором схематически показан процесс погружения сейсмограммы U_1 , регистрируемой на поверхности наблюдений $z = 0$, на глубинный уровень Δz , в результате чего получаем сейсмограмму U_2 . Мелкомасштабный рассеиватель, как и прежде, расположен на глубине h в точке O , имеющей нулевую x -координату. Максимальное удаление источник–приемник в исходной сейсмограмме совпадает с длиной отрезка AB . Красная стрелка OB показывает траекторию рассеянной волны, приходящей на сейсмоприемник максимального удаления. Модуль производной годографа рассеянной волны является монотонной функцией в том смысле, что он равен нулю при $x = 0$ и монотонно возрастает по мере удаления от этой точки. Максимальное значение модуля наклона годографа достигается в точке B и в симметричной ей точке в области отрицательных удалений. Согласно закону Бендорфа [Урупов, Левин, 1985] производная годографа с точностью до множителя совпадает с синусом угла подхода луча. Как следует из рис. 3, красный луч имеет один и тот же угол выхода на свободную поверхность и на плоскость, расположенную на глубине Δz . Поэтому диапазон модулей углов

наклона годографа от нулевого до максимального на поверхности совпадает с диапазоном в погруженной сейсмограмме. Это означает, что сам годограф при погружении сжимается к координате $x = 0$, занимая все меньший диапазон удалений. Сигнал присутствует только на трассах, x -координата которых находится в пределах интервала CD , отмеченного желтым цветом. Несложно посчитать его относительный размер. Прямоугольные треугольники OAB и OCD являются подобными, поэтому $AB/h = CD/(h - \Delta z)$, откуда имеем

$$CD = AB \frac{h - \Delta z}{h}.$$

Размер области CD стремится к нулю при погружении на уровень рассеивателя ($\Delta z \rightarrow h$), поэтому годограф полезной волны стягивается в точку. Остальные интервалы, они отмечены зеленым цветом, содержат только артефакты.

По указанной причине применение к реальному погруженному на глубинный уровень волновому полю оператора jk_z сжатия прямой волны некорректно. Особенностью записи выражения (8) нашего оператора (также и любого другого оператора) в частотной области является его наглядность и удобство интерпретации, чем мы и воспользовались выше. Недостатком оказывается, вообще говоря, отсутствие ограничения по апертуре (для одноканального оператора – отсутствие ограничения на протяженность по временной координате). При этом реальный сигнал от апертуры зависит, причем, как мы убедились, эта зависимость может оказаться критически важной. Таким образом, в нашей задаче некорректно использовать частотную область для обработки данных, применяя умножение спектра сейсмограммы на спектр оператора. Формула (6), к которой мы пришли в результате простого деления спектральных характеристик, была использована исключительно для анализа и наглядной интерпретации структуры фокусирующего оператора.

При решении практических задач целесообразно использовать указанный выше способ расчета оператора, предложенный для случая неоднородного полупространства, подразумевающий моделирование рассеянного поля с последующим расчетом многоканального обратного фильтра. Это позволяет учитывать не только апертурные ограничения, но и дискретность данных. Именно так мы и поступим ниже, когда будем обсуждать численный эксперимент.

Теперь проиллюстрируем процесс получения изображения рассеивающего объекта средствами миграции. Пусть мелкомасштабная неоднородность расположена на глубине 150 м, а скорость волны в среде составляет 1000 м/с. Будем последовательно выбирать глубинные уровни 37.5, 75, 112.5, 150 и 187.5 м для обращенного продолжения поля. Дополним исходную сейсмограмму нулевыми отсчетами на 1000 мс в область отрицательных значений временной координаты, чтобы избежать аляйсинга. Подвижка также позволяет увидеть, что происходит при погружении поля ниже уровня вторичного источника. Используется симметричная относительно латеральной координаты точечного рассеивателя расстановка сейсмоприемников. На рисунке 4 показаны погруженные сейсмограммы с наложенными на них сейсмограммами прямой волны. Для наглядности выбрана сейсмограмма общего пункта возбуждения, латеральные координаты пункта возбуждения которой совпадают с латеральными координатами точечного рассеивателя. Это позволяет понять, как и в каких областях волнового поля накапливается энергия скалярного произведения в процессе получения изображения (imaging condition). При выборе уровня погружения меньше глубины дифрактора прямая волна, имеющая идеальный гиперболический годограф, на рисунках расположена выше (имеет меньшее время вступления на трассе,

соответствующей вершинам гипербол) погруженной волны, годограф которой наследует крестообразные артефакты обращенного продолжения.

Сейсмограммы на глубине 37.5 м показаны на рис. 4, а. Заметно появление артефактов обращенного продолжения поля, однако их амплитуда пока невелика по сравнению с сигналом. При выборе уровня 75 м (рис. 4, б) наблюдается увеличение амплитуды артефактов и их интенсивность нарастает по мере приближения приемников к источнику: на рис. 4, в показан результат погружения на уровень 112.5 м. Если применить обращенное продолжение непосредственно на уровень источника (рис. 4, г), то сигнал сожмется «в точку», а на сейсмограмме будет доминировать артефакт, имеющий форму косоугольного креста. Если погружать поле ниже этого уровня, результат начинает зеркально отображаться относительно линии $t = 0$. Так сейсмограмма на рис. 4, д, погруженная на уровень 37.5 м ниже глубины дифрактора, зеркально симметрична сейсмограмме на рис. 4, в, погруженной на уровень 37.5 м выше дифрактора. Амплитуды волн на рисунке изменяются за счет геометрического расхождения.

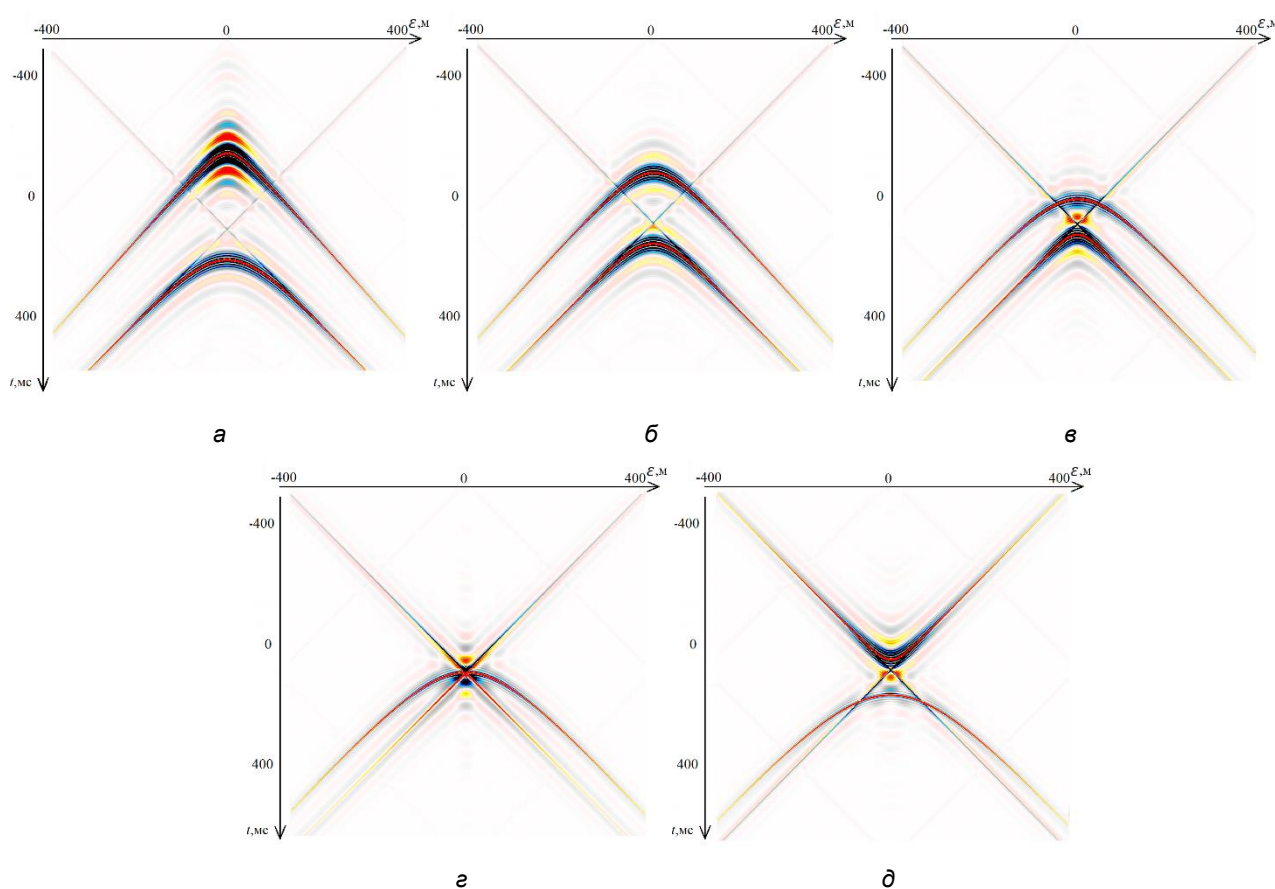


Рис. 4. Сейсмограмма модельной прямой волны со стороны источника, наложенная на сейсмограмму, полученную в результате погружения приемников. Уровни глубин: а – 37.5 м, б – 75 м, в – 112.5 м, г – 150 м, д – 187.5 м.

Из рисунка 4, а видно, что верхняя интенсивная гипербола и нижняя гипербола не пересекаются. Поэтому, если бы не было артефактов, при вычислении скалярного произведения было бы получено нулевое значение, и этот результат был бы правильным, так как на глубинном уровне 37.5 м нет неоднородностей, контрастность среды всюду нулевая. Тем не менее, ноль мы не получим потому, что в погруженном поле появились артефакты. Две линейных синфазности, имеющие наклоны, равные наклонам асимптот гиперболы, пересекают верхнюю гиперболу. Тем самым при получении скалярного произведения в окрестности двух трасс, расположенных симметрично относительно вершин гипербол,

накопится энергия, которая сформирует специфическую помеху на глубинном изображении среды. При выборе глубинного уровня 75 м гиперболы сближаются, однако по-прежнему не имеют общих точек. Артефакты погружения становятся более интенсивными и пересекают верхнюю гиперболу на меньшем удалении. Похожая тенденция сохраняется и на глубинном уровне 112.5 м. Когда приемники погружены на уровень источника, гипербола модельной волны вершиной попадает на центральную часть крестов. Других областей пересечения нет. Поэтому в результате миграции на уровне расположения точечного рассеивателя наблюдается только один энергетический максимум, тогда как на всех остальных уровнях их два.

Наконец, если продолжать вычислять глубинные изображения, опускаясь ниже уровня дифрактора, гипербола модельной волны сохранит свою структуру, уходя на большие времена, а гипербола погруженного волнового поля претерпит зеркальное отражение, и ее асимптоты окажутся направленными вверх. Как и прежде, эти гиперболы не пересекаются, однако скалярное произведение будет ненулевым за счет наличия артефактов. Отсюда понятно, что если бы процедура обращенного продолжения поля могла быть реализована без артефактов, то ненулевое скалярное произведение было бы получено только при совпадении уровней источника и приемников, а изображение мелкомасштабного рассеивателя оказалось бы сфокусированным. Если бы исходная сейсмограмма соответствовала не рассеянной волне, а волне, отраженной от горизонтальной глубинной границы, расположенной на глубине дифрактора, то на рис. 4, *а* мы увидели бы две одинаковых гиперболы.

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Был проведен численный эксперимент по моделированию сейсмограммы волны, рассеянной на неоднородности, расположенной на глубине 150 м (рис. 5, *а*). Скорость распространения волны в среде составляла 1000 м/с, $s(t) = \delta(t)$ – дискретная дельта-функция. Дополнительно была получена сейсмограмма рассеяния на двух точечных дифракторах, находящихся на той же глубине. Расстояние между дифракторами равно 20 м. Шаг между трассами выбран равным 10 м. Геометрические центры обеих неоднородностей совмещены с узлами глубинной сетки. Вследствие близкого расположения дифракторов их волновые поля на интерференционной картине (рис. 5, *б*) сливаются, формируя единую волну с удвоенной амплитудой. По причинам, указанным при анализе рис. 4, трассы дополнены нулевыми отсчетами и сдвинуты на 1000 мс. Вследствие этого вершина гиперболы на рис. 5 расположена на времени не 300, а 1300 мс.

Благодаря тому, что центры рассеивателей попадают в узлы сетки, при последующей фокусировке удается получить изображения, близкие к дискретным дельта-функциям. Таким образом, здесь реализован принцип (А) построения обратного оператора, при котором деконволюция выполняется в ограниченном частотном диапазоне, а граничные частоты по временным и пространственным координатам соответствуют частотам Найквиста. При ином расположении рассеивающих объектов на изображении возникают боковые лепестки, что визуально снижает качество фокусировки.

Результаты применения фокусирующего оператора к сейсмограммам, показанным на рис. 5, *а* и *б*, представлены соответственно на рис. 6, *а* и *б*. Для удобства сравнения волновых картин, в том числе с результатом преобразования Кирхгофа, рассматриваемым ниже, фокусировка выполнялась не в глубинной, а во временной области. При этом, чтобы избежать подвижки в получаемом изображении,

оператор настроен так, что энергия волны фокусируется в точку, пространственно-временные координаты которой совпадают с координатами вершины гиперболы.

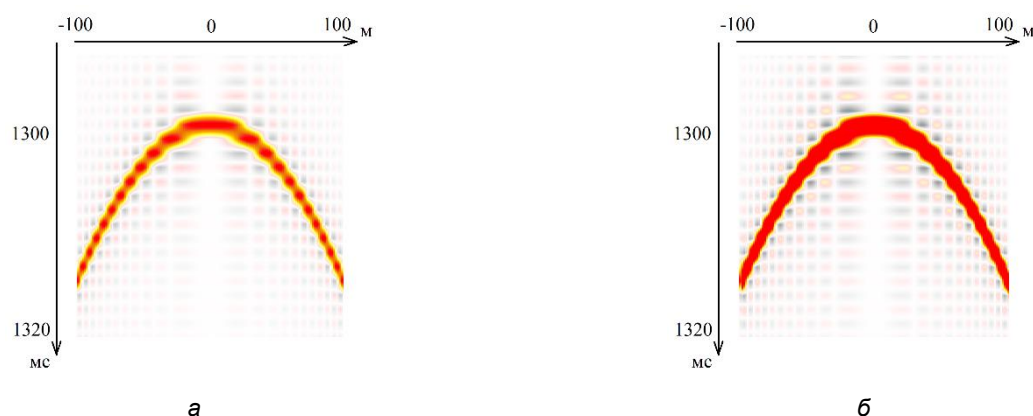


Рис. 5. Сейсмограммы, содержащие волны, претерпевшие рассеяния на одной (а) и двух (б) близкорасположенных глубинных неоднородностях. Показаны небольшие фрагменты в районе центральной части годографа.

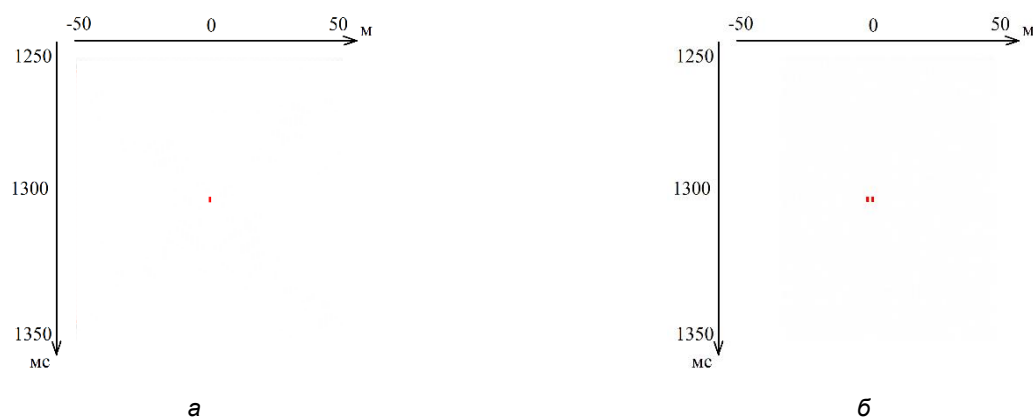


Рис. 6. Фрагменты сейсмограмм, полученных в результате применения фокусирующего оператора по волновым полям, показанным: а – на рис. 5, а; б – на рис. 5, б.

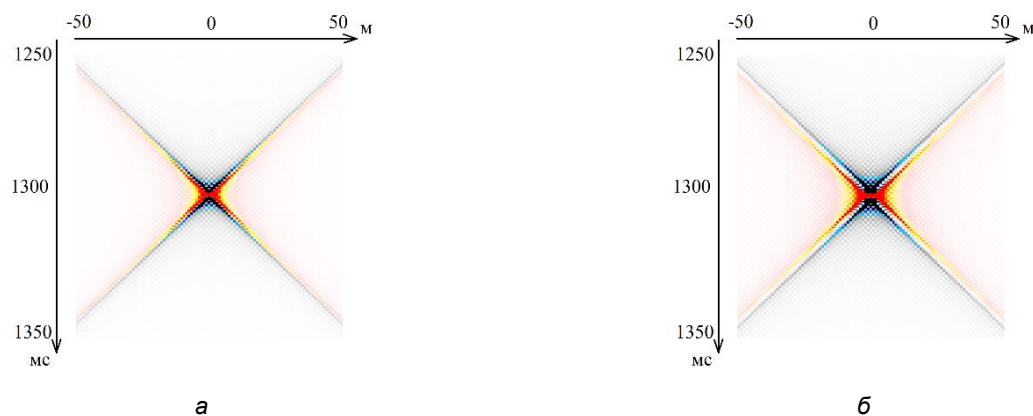


Рис. 7. Фрагменты сейсмограмм, полученных в результате применения оператора Кирхгофа к волновым полям, показанным: а – на рис. 5, а; б – на рис. 5, б.

К волновым полям на рис. 5 также был применен оператор Кирхгофа. Как и ожидалось, результат приобретает хорошо известную форму косоугольного креста (рис. 7). За счет недостаточной разрешенности изображения дифракторов сливаются в один объект.

Сравнив рис. 6 и 7, можно сделать заключение о том, как выглядят неоднородные волны. Если результат на рис. 6 содержит как однородные, так и неоднородные волны, то изображение на рис. 7 состоит исключительно из однородных волн. Следовательно, неоднородная часть поля есть разность волновых картин на этих рисунках. Результат такого вычитания очевиден и не требует дополнительных иллюстраций. Неоднородные волны формируют крестообразную структуру в виде двух пересекающихся линейных синфазностей, а их наклоны, как будет показано ниже, совпадают с наклонами асимптот годографа рассеянной волны. Эти выводы подтверждаются результатами недавнего исследования [Денисов, 2026а, б], где поле неоднородных волн получено в явном виде с помощью теоретического анализа фазовой функции интеграла Кирхгофа в пространственно-частотной области.

Интерес представляет также и форма операторов обращенного продолжения поля. На рисунке 8, а представлен фокусирующий оператор, а на рис. 8, б – оператор Кирхгофа. Последний, как и следовало ожидать, напоминает поле рассеянной волны, из которого выведена константная временная подвижка $\Delta t = h/v = 150$ мс. При этом, чтобы обеспечить возможность интерпретации волновой картины в области «отрицательных времен», сохранен введенный ранее временной сдвиг 1000 мс. Однако, как следует из рис. 8, в, на котором изображена сейсмограмма рассеянной волны, их отличия этим не ограничиваются. Заметны также и динамические отличия: наблюдается более быстрое затухание амплитуды оператора Кирхгофа по мере приближения к асимптоте. Этот эффект также имеет свое теоретическое подтверждение. Оператор Кирхгофа связан с функцией Грина, которая, в свою очередь, совпадает с полем точечного источника, или, что в данном случае то же самое, – рассеянной волны, вычислением производной по нормали к поверхности (формула (13)). Не вдаваясь в подробности получения такой производной в ближней и дальней от источника зонах, заметим, что в результате в амплитуде оператора появляется дополнительный множитель, равный косинусу угла выхода луча рассеянной волны на свободную поверхность. На трассе нулевого удаления луч совпадает с нормалью: угол нулевой, поэтому косинус равен единице. С увеличением удаления угол возрастает, а косинус уменьшается. По этой причине амплитуда оператора приобретает дополнительный фактор затухания.

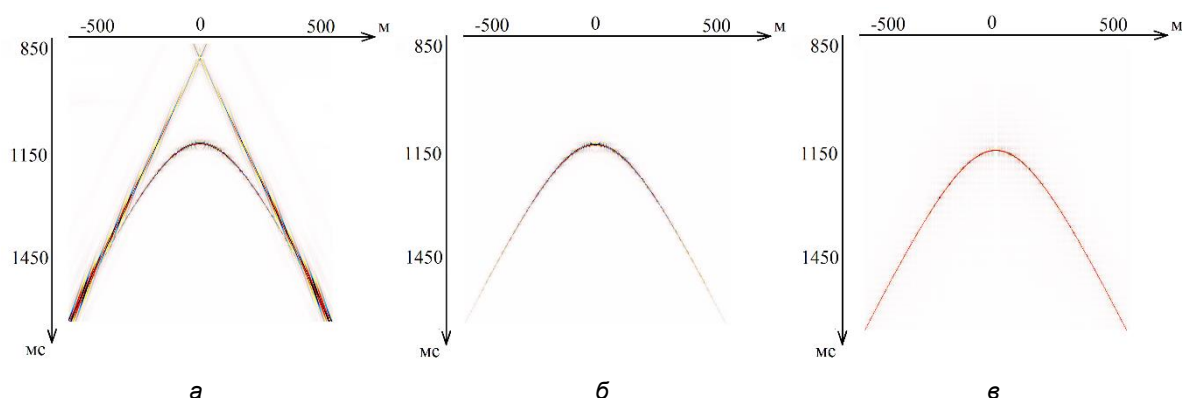


Рис. 8. Операторы обращенного продолжения поля: фокусирующий (а), Кирхгофа (б). Поле волны, рассеянной на глубинной неоднородности (в).

Для удобства сравнения операторов Кирхгофа и фокусировки последний построен без учета фильтра (7), компенсирующего влияние частотной зависимости эффекта рассеяния. В этом случае, как следует из равенства (8), а также из указанной выше особенности частотной характеристики интегрального оператора Кирхгофа, оба оператора имеют равный единице равномерный амплитудный

спектр в частотной области, занимаемой однородными волнами (по этой причине оба сохраняют энергию однородных волн), что позволяет более уверенно интерпретировать их различия, связанные с вкладом неоднородных волн.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ФОРМЫ ОПЕРАТОРА ОБРАЩЕННОГО ПРОДОЛЖЕНИЯ

В результате асимптотического анализа интеграла Кирхгофа, выполненного в работе [Денисов, 2026б], был сделан следующий вывод. В процессе интегрирования результирующее волновое поле формируется в трех областях в пределах апертуры. Первая область – традиционно анализируемая (как правило, на основании метода стационарной фазы) в задачах миграционных преобразований и продолжения волновых полей окрестность точки касания годографа волны и траектории суммирования оператора Кирхгофа. Именно в этой окрестности накапливается сигнал, являющийся желаемым результатом преобразования. Однако помимо нее при обращенном продолжении поля появляются две дополнительные области, в которых также происходит близкое к синфазному накопление сигналов. Это области больших значений аргумента ($x \rightarrow \pm\infty$), в которых нет точек касания, но имеет место примыкание траектории суммирования к годографу волны. В этой ситуации формируются артефакты преобразования. Такие области примыкания характерны исключительно для обращенного продолжения поля и, как следствие, сформированные в них артефакты переходят на результаты миграции. При прямом продолжении поля этот эффект отсутствует. Таким образом, в рамках асимптотического рассмотрения интегрального оператора Кирхгофа $k(t, x)$ в задаче обращенного продолжения поля результат его применения представляет собой требуемый сигнал (поле, которое было бы зарегистрировано погруженными приемниками) на фоне двух линейных волн-артефактов (рис. 7). Следовательно, можно предположить, что применение к результату преобразования Кирхгофа кинематического фильтра, устраняющего артефакты, позволит получить желаемый результат. Это также означает, что в асимптотическом приближении фокусирующий оператор, по-видимому, тождествен оператору Кирхгофа, дополненному фильтром подавления линейных помех (в данном рассуждении, конечно же, игнорируется дополнительное различие между операторами Кирхгофа и фокусировки, заключающееся в наличии в последнем фильтрации, корректирующей частотно-зависимый эффект рассеяния). Теперь мы переходим к обсуждению этого вопроса.

Согласно результату, полученному в работе [Денисов, 2026б], артефакт, имеющий в волновом поле вид крестов, формируется двумя линейными синфазными осями с противоположными наклонами $1/v$ и $-1/v$, которые совпадают с наклонами асимптот годографа рассеянной волны. Следовательно, желаемый результат преобразования, свободный от этих синфазностей, может быть достигнут применением к выходу оператора Кирхгофа режекторной скоростной фильтрации $v(t, x)$, подавляющей указанные два направления. Отсюда следует, что, казалось бы, искомый фокусирующий оператор $f(t, x)$ эквивалентен оператору Кирхгофа, оснащенный режекторным фильтром

$$f(t, x) \approx k(t, x) * v(t, x).$$

Здесь и далее для простоты обозначаем двумерную свертку одной звездочкой. Иначе говоря, после преобразования Кирхгофа к полученному волновому полю следовало бы применить режекторную фильтрацию. Однако в силу свойства ассоциативности линейных операторов можно объединить две эти процедуры в одну, подействовав режекторным фильтром на сам оператор Кирхгофа $l(t, x) * k(t, x) *$

$v(t, x) = l(t, x) * (k(t, x) * v(t, x))$, где $l(t, x)$ – исходное волновое поле. Известно [Козлов и др., 1973], что режекторный фильтр представляет собой разность двух фильтров, первый из которых пропускает плоские волны всех наклонов, а второй пропускает только режектируемые наклоны. Понятно, что в пространственно-временной области характеристика первого фильтра – дельта-функция $\delta(t, x)$. Второй фильтр – узкопропускающий веерный фильтр (он же – скоростной фильтр), который имеет форму плоской волны с заданным углом наклона [Нахамкин, 1969]: $\delta(t - x/v)$ – для пропускания наклона $1/v$ и $\delta(t + x/v)$ – для пропускания наклона $-1/v$. Таким образом, режекторный фильтр выглядит как две пересекающиеся в точке $(x = 0, t = 0)$ плоские волны с амплитудой отрицательной полярности, к которым в точке пересечения добавлена единица:

$$v(t, x) = \delta(t, x) - \delta(t + x/v) - \delta(t - x/v).$$

Впрочем, нам будет удобнее проследить взаимосвязь операторов фокусировки и Кирхгофа, не формируя описанным способом режекторный фильтр, а имея в виду указанное ранее его представление в виде разности дельта-функции и двух линий. Применение такого фильтра к оператору Кирхгофа тождественно разности свертков этого оператора с дельта-функцией и с двумя плоскими синфазностями:

$$\begin{aligned} k(t, x) * v(t, x) &= \\ &= k(t, x) * \delta(t, x) - k(t, x) * \delta(t + x/v) - k(t, x) * \delta(t - x/v). \end{aligned}$$

Первое действие оператор Кирхгофа не изменит: $k(t, x) * \delta(t, x) = k(t, x)$. Второе, как мы видели, является узкопропускающей веерной фильтрацией, в результате которой из оператора будут выделены только две плоских волны с противоположными наклонами:

$$\begin{aligned} -k(t, x) * \delta(t + x/v) - k(t, x) * \delta(t - x/v) &= \\ &= -\delta(t + x/v) - \delta(t - x/v), \end{aligned}$$

причем, так как оператор Кирхгофа имеет равномерный равный единице амплитудный спектр в диапазоне частот однородных волн, амплитуды выделенных волн также равны единице.

Из двух последних равенств следует

$$f(t, x) \approx k(t, x) * v(t, x) = k(t, x) - \delta(t + x/v) - \delta(t - x/v).$$

Таким образом, как видно из полученного выражения, фокусирующий оператор, который представлен в виде оснащенного режекторным фильтром оператора Кирхгофа, совпадает с традиционным оператором Кирхгофа, наблюдаемым на фоне пересечения двух плоских волн с наклонами, определяемыми наклонами асимптот годографа, и имеющими отрицательную полярность. Этот вывод с достаточной степенью точности подтверждается результатами, показанными на рис. 8.

Повторим, что все рассуждения в текущем разделе статьи проведены на качественном уровне, так как следуют из асимптотического анализа интеграла Кирхгофа. Понятно, что только эффектом режекторной фильтрации отличия операторов не исчерпываются. На самом деле, первым важным отличием является их поведение во всей области неоднородных волн, где один оператор имеет возрастающую характеристику, а другой – убывающую. Эффект режекторной фильтрации объясняет отличия их характеристик только для двух очень узких сегментов (впрочем, в силу экспоненциального затухания спектра по мере удаления от границы конуса, энергия, сосредоточенная в этих сегментах, максимальна), центрированных в частотной области на линиях с наклонами $1/v$ и $-1/v$. Во-вторых, в

рассуждениях мы игнорировали фильтрацию (7), входящую в фокусирующий оператор и не входящую в оператор Кирхгофа.

ВЫВОДЫ

Для достижения наилучшего качества глубинных изображений требуется вначале разделить волны, связанные с эффектами рассеяния и отражения. Затем к полученным полям применяются соответственно операторы фокусировки и миграции. Это позволит, помимо прочего, учесть различие импульсов дифракции и зеркального отражения.

Волновая миграция сейсмограмм по алгоритму Кирхгофа не способна восстанавливать контрастность среды, т. е. получать изображения в истинных амплитудах. Причина заключается в том, что этап обращенного продолжения поля во внутренние точки среды должен сопровождаться восстановлением энергии неоднородных волн, в то время как оператор Кирхгофа приводит лишь к дополнительному их ослаблению. Это сказывается не только на изображении мелкомасштабных рассеивающих объектов, но и на визуализации протяженных границ. В последнем случае эффект оказывается менее заметным по той причине, что не производится погружение приемника в ближнюю к источнику зону и, как следствие, не требуется получения сфокусированных изображений. Если же поставлена задача построения изображения мелкомасштабных дифрагирующих объектов, то миграция Кирхгофа получает их с точностью до компоненты неоднородных волн, что приводит к заметному снижению разрешенности. Волны этого типа быстро затухают по мере распространения от первичного источника или от дифрактора, играющего роль вторичного источника. Получать более высокую степень фокусировки изображений можно, привлекая принципы обратной фильтрации

Фокусирующий фильтр является оператором многомерной деконволюции. Он содержит весь необходимый набор неоднородных волн, поэтому его характеристика в пространственно-временной области наследует интенсивную крестообразную структуру. И наоборот, оператор Кирхгофа не решает обратную задачу и, как следствие, не содержит неоднородных волн. Поэтому они не появятся и на результате обработки, и такой результат сам будет содержать артефакты в виде косых крестов. Асимптотический анализ свидетельствует о том, что фокусирующий оператор похож на оператор Кирхгофа, снабженный режекторным фильтром.

Оператор Кирхгофа имеет существенные отличия от оператора деконволюции, и именно эти отличия объясняют его устойчивость. Помимо одноканальной корректирующей фильтрации, преобразование Кирхгофа реализуется в виде весового суммирования, причем веса представляют собой функцию, достаточно быстро убывающую с ростом удаления. Такая процедура не требует ни регуляризации, ни дополнительных ограничений. В то же время фокусирующий фильтр не может быть применен без привлечения регуляризующих процедур.

Фокусирующий оператор, направленный на сохранение и, по возможности, восстановление неоднородных волн, способен повысить качество изображения, формируемого по рассеянной компоненте волнового поля. В наибольшей степени это относится к мелкомасштабным неоднородностям в верхней части разреза, где затухание неоднородных волн минимально.

Статья носит преимущественно теоретический характер и в соответствии с заявленной темой исследования посвящена, в первую очередь, особенностям миграции сейсмограмм рассеянных волн по алгоритму Кирхгофа. Поэтому детальная иллюстрация работоспособности фокусирующего фильтра на реальных или модельных данных не приводится. Предварительный опыт его применения показывает, что

использование фокусирующих операторов позволяет улучшить глубинные изображения таких элементов среды, как подклинивания у соляных куполов, сбросы, разломы и другие структуры, на которых наблюдается эффект появления дифрагированных волн. Вместе с тем, рассуждения о свойствах и возможностях фокусирующей фильтрации носят предварительный характер. Здесь мы считаем преждевременным углубляться в методику построения соответствующих операторов, а также приводить какие-либо методические рекомендации по их использованию.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- Аки К., Ричардс П.** Количественная сейсмология. Теория и методы. Том 1. М.: Мир, 1983а. 520 с.
- Аки К., Ричардс П.** Количественная сейсмология. Теория и методы. Том 2. М.: Мир, 1983б. 360 с.
- Акустика.** Справочник / Под общей ред. М.А. Сапожкова. М.: Радио и связь, 1989. 336 с.
- Боганик Г.Н., Гурвич И.И.** Сейсморазведка. Тверь: АИС, 2006. 744 с.
- Бондарев В.И., Крылатков С.М., Курашов И.А.** Технология обработки сейсмических данных на основе анализа дифракционной составляющей волнового поля // Современные проблемы науки и образования. 2012. № 1. С. 294. <https://science-education.ru/ru/article/view?id=5605>.
- Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- Бреховских Л.М.** Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
- Владимиров В.С.** Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. 512 с.
- Глоговский В.М., Лангман С.Л., Фиников Д.Б.** Погружение волнового поля – альтернатива миграции до суммирования // Нефтегаз. 1998. № 1. С. 165–171.
- Гольдин С.В.** Динамический анализ изображений в сейсмике // Геология и геофизика. 1987. Т. 28, № 2. С. 90–98. EDN:ICTMSK.
- Денисов М.С.** Где живут дифракторы? // Технологии сейсморазведки. 2008. № 2. С. 97–101. EDN:NCKNPL.
- Денисов М.С.** Смог ли М. Борн подружить теорию и практику сейсморазведки? // Технологии сейсморазведки. 2009. № 1. С. 112–118. EDN:NCGHRT.
- Денисов М.С.** Алгоритмы сейсмической миграции. Часть 1. Миграция как двухшаговая процедура // Геофизика. 2013. № 1. С. 2–10. EDN:RXGOOP.
- Денисов М.С.** Анализ сейсмической миграции как способа построения глубинных изображений мелкомасштабных объектов в истинных амплитудах // Технологии сейсморазведки. 2017. № 4. С. 51–72. EDN:XZIWGL.
- Денисов М.С.** О возможностях оператора сейсмической миграции в задаче разделения волновых полей на отраженную и дифрагированную компоненты // Геофизика. 2019. № 2. С. 2–7. EDN:YOSJER.
- Денисов М.С.** Особенности кинематики артефактов миграции Кирхгофа в задаче построения изображения мелкомасштабных глубинных неоднородностей. Часть 1 // Геофизика. 2026а. № 2. С. 2–8. doi:10.34926/geo.2026.59.43.001. EDN:PSLNTE.
- Денисов М.С.** Особенности кинематики артефактов миграции Кирхгофа в задаче построения изображения мелкомасштабных глубинных неоднородностей. Часть 2 // Геофизика. 2026б. № 3. С. 2–10. doi:10.34926/geo.2026.35.74.001. EDN:DLZYHM.
- Исакович М.А.** Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.
- Козлов Е.А.** Миграционные преобразования в сейсморазведке. М.: Недра, 1986. 248 с.

- Козлов Е.А., Гогоненков Г.Н., Лернер Б.Л., Мушин И.А., Мешбей В.И., Климович Н.И., Янковский И.И.** Цифровая обработка сейсмических данных. М.: Недра, 1973. 309 с.
- Козлов Е.А., Баранский Н.Л., Семенцов В.Ф., Аксенова Н.А.** Раздельное изображение зеркальных и рассеивающих геологических объектов по данным 3D-сейсморазведки // Технологии сейсморазведки. 2004. № 2. С. 4–16.
- Кондратьев И.К.** Линейные обрабатывающие системы в сейсморазведке. М.: Недра, 1976. 175 с.
- Ланда Е.И.** Роль дифракционной компоненты волнового поля при построении сейсмических изображений // Технологии сейсморазведки. 2013. № 1. С. 5–31. EDN:QYQQRZ.
- Морс Ф.М., Фешбах Г.** Методы теоретической физики. Том 2. М.: ИЛ, 1960. 886 с.
- Нахамкин С.А.** О веерной фильтрации // Физика Земли. 1969. № 11. С. 24–50.
- Петрашень Г.И., Нахамкин С.А.** Продолжение волновых полей в задачах сейсморазведки. Л.: Наука, 1973. 170 с.
- Петрашень Г.И., Рудаков А.Г.** О недопустимых искажениях законов природы в фундаментальных задачах технологичной сейсморазведки // Технологии сейсморазведки. 2008. № 2. С. 86–94. EDN:NCKNOR.
- Подъяпольский Г.С.** Физика упругих волн // Справочник геофизика. Т. IV. Сейсморазведка. М.: Недра, 1966. С. 28–96.
- Рапопорт М.Б.** Вычислительная техника в полевой геофизике. М.: Недра, 1993. 352 с.
- Тимошин Ю.В.** Основы дифракционного преобразования сейсмических записей. М.: Недра. 1972. 263 с.
- Тимошин Ю.В.** Импульсная сейсмическая голография. М.: Недра, 1978. 286 с.
- Урупов А.К., Левин А.Н.** Определение и интерпретация скоростей в методе отраженных волн. М.: Недра, 1985. 236 с.
- Хургин Я.И., Яковлев В.П.** Финитные функции в физике и технике. М.: Наука, 1971. 408 с.
- Bansal R., Imhof M.G.** Diffraction enhancement in prestack seismic data // Geophysics. 2005. Vol. 70 (3). P. V73–V79. doi:10.1190/1.1926577.
- Baysal E., Kosloff D.D., Sherwood J.W.C.** Reverse time migration // Geophysics. 1983. Vol. 48 (11). P. 1514–1524. doi:10.1190/1.1441434.
- Berkhout A.J.** Wave field extrapolation techniques in seismic migration, a tutorial // Geophysics. 1981. Vol. 46 (12). P. 1638–1656. doi:10.1190/1.1441172.
- Biondi B.L.** 3D seismic imaging. SEG, Tulsa, 2006. 224 p. doi:10.1190/1.9781560801689.
- Jones I.F.** Tutorial: migration imaging conditions // First Break. 2014. Vol. 32 (12). P. 45–55. doi:10.3997/1365-2397.2014017.
- Moser T.J., Howard C.B.** Diffraction imaging in depth // Geophysical Prospecting. 2008. Vol. 56 (5). P. 627–641. doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00718.
- Nichols D.E., Ruse A., Hydal S.** Separating diffractions and specular reflections after imaging // 79th EAGE Conference and Exhibition 2017. Extended abstracts. P. 1–5. doi:10.3997/2214-4609.201700866.
- Schneider W.A.** Integral formulation for migration in two and three dimensions // Geophysics. 1978. Vol. 43 (1). P. 49–76. doi:10.1190/1.1440828.
- Wapenaar C.P.A., Peels G.L., Budejicky V., Berkhout A.J.** Inverse extrapolation of primary seismic waves // Geophysics. 1989. Vol. 54 (8). P. 853–863. doi:10.1190/1.1442714.

REFERENCES

- Aki K., Richards P.G.** Quantitative seismology. Theory and methods. Vol. I. W.H. Freeman, San Francisco, 1980a. 557 p.
- Aki K., Richards P.G.** Quantitative seismology. Theory and methods. Vol. II. W.H. Freeman, San Francisco, 1980b. 373 p.
- Bansal R., Imhof M.G.** Diffraction enhancement in prestack seismic data // *Geophysics*. 2005. Vol. 70 (3). P. V73–V79. doi:10.1190/1.1926577.
- Baysal E., Kosloff D.D., Sherwood J.W.C.** Reverse time migration // *Geophysics*. 1983. Vol. 48 (11). P. 1514–1524. doi:10.1190/1.1441434.
- Berkhout A.J.** Wave field extrapolation techniques in seismic migration, a tutorial // *Geophysics*. 1981. Vol. 46 (12). P. 1638–1656. doi:10.1190/1.1441172.
- Biondi B.L.** 3D seismic imaging. SEG, Tulsa, 2006. 224 p. doi:10.1190/1.9781560801689.
- Boganik G.N., Gurvich I.I.** Seismic exploration (In Russ.). AIS, Tver, 2006. 744 p.
- Bondarev V.I., Krylatkov S.M., Kurashov I.A.** Technology for seismic data processing based on analysis of diffraction component of the wave field // *Modern Problems of Science and Education*. 2012. No. 1. P. 294. (In Russ.). <https://science-education.ru/en/article/view?id=5605>.
- Born M., Wolf E.** Principles of optics. Pergamon Press, Oxford, 1970. 808 p.
- Brekhovskikh L.M.** Waves in layered media. Academic Press, New York, 1980. 503 p.
- Denisov M.S.** Where do diffractors live? // *Seismic Technologies*. 2008. No. 2. P. 97–101. (In Russ.).
- Denisov M.S.** Was M. Born able to reconcile the theory and practice of seismic exploration? // *Seismic Technologies*. 2009. No. 1. P. 112–118. (In Russ.).
- Denisov M.S.** Seismic migration algorithms. Part 1. Migration as a two-step procedure // *Geofizika*. 2013. No. 1. P. 2–10. (In Russ.).
- Denisov M.S.** Seismic migration as a tool for true amplitude depth of small objects // *Seismic Technologies*. 2017. No. 4. P. 51–72. (In Russ.).
- Denisov M.S.** Possibilities of the seismic migration operator in the problem of separation of the reflected and diffracted wavefields // *Geofizika*. 2019. No. 2. P. 2–7. (In Russ.).
- Denisov M.S.** Kinematics of Kirchhoff migration artifacts in the problem of imaging small-scale inhomogeneities. Part 1 // *Geofizika*. 2026a. No. 2. P. 2–8. (In Russ.). doi:10.34926/geo.2026.59.43.001.
- Denisov M.S.** Kinematics of Kirchhoff migration artifacts in the problem of imaging small-scale inhomogeneities. Part 2 // *Geofizika*. 2026b. No. 3. P. 2–10. (In Russ.). doi:10.34926/geo.2026.35.74.001.
- Glogovsky V.M., Langman S.L., Finikov D.B.** Wave field immersion – an alternative to prestack migration. *Neftegaz*. 1998. No. 1. P. 165–171. (In Russ.).
- Goldin S.V.** Dynamical analysis of seismic images // *Geologiya i Geofizika*. 1987. No. 2. P. 90–98. (In Russ.).
- Isakovich M.A.** General acoustics (In Russ.). Nauka, Moscow, 1973. 495 p.
- Jones I.F.** Tutorial: migration imaging conditions // *First Break*. 2014. Vol. 32 (12). P. 45–55. doi:10.3997/1365-2397.2014017.
- Khurgin Ya.I., Yakovlev V.P.** Finite functions in physics and technology (In Russ.). Nauka, Moscow, 1971. 408 p.
- Kondratiev I.K.** Linear processing systems in seismic exploration (In Russ.). Nedra, Moscow, 1976. 175 p.
- Kozlov E.A.** Migration in seismic prospecting. Rotterdam, 1990. 301 p. doi:10.1201/9780203747179.
- Kozlov E.A., Gogonenkov G.N., Lerner B.L., Mushin I.A., Meshbey V.I., Klimovich N.I., Yankovkiy I.I.** Digital

- processing of seismic data (In Russ.). Nedra, Moscow, 1973. 309 p.
- Kozlov E.A., Baransky N.L., Semenov V.F., Aksenova N.A.** Separate imaging of mirror and scattering geological objects based on 3D seismic data // Seismic Technologies. 2004. No. 2. P. 4–16. (In Russ.).
- Landa E.I.** Role of wave field diffraction component in seismic imaging // Seismic Technologies. 2013. No. 1. P. 5–31. (In Russ.).
- Morse P.M., Feshbach H.** Methods of theoretical physics, Part II. McGraw-Hill, New York, 1953. 980 p.
- Moser T.J., Howard C.B.** Diffraction imaging in depth // Geophysical Prospecting. 2008. Vol. 56 (5). P. 627–641. doi:10.1111/j.1365-2478.2007.00718.
- Nakhamkin S.A.** On fan filtering // Izvestiya of the Academy of Sciences of the USSR. Physics of the Solid Earth. 1969. No. 11. P. 24–50. (In Russ.).
- Nichols D.E., Ruse A., Hydal S.** Separating diffractions and specular reflections after imaging // 79th EAGE Conference and Exhibition 2017. Extended abstracts. P. 1–5. doi:10.3997/2214-4609.201700866.
- Petrashen G.I., Nakhamkin S.A.** Extrapolation of wavefields in seismic exploration problems (In Russ.). Nauka, Leningrad, 1973. 170 p.
- Petrashen G.I., Rudakov A.G.** On unacceptable distortions of the laws of nature in the fundamental problems of technological seismic prospecting // Seismic Technologies. 2008. No. 2. P. 86–94. (In Russ.).
- Podjapolskii G.S.** Physics of elastic waves. Vol. IV. Seismic exploration (In Russ.). Nedra, Moscow, 1966. P. 28–96.
- Rapoport M.B.** Computing technology in field geophysics. Handbook of geophysics (In Russ.). Nedra, Moscow, 1993. 352 p.
- Sapozhkov M.A.** (Ed.). Acoustics. Handbook (In Russ.). Radio and communications, Moscow, 1989. 336 p.
- Schneider W.A.** Integral formulation for migration in two and three dimensions // Geophysics. 1978. Vol. 43 (1). P. 49–76. doi:10.1190/1.1440828.
- Timoshin Yu.V.** Fundamentals of diffraction transformation of seismic records (In Russ.). Nedra, Moscow, 1972. 263 p.
- Timoshin Yu.V.** Pulsed seismic holography (In Russ.). Nedra, Moscow, 1978. 286 p.
- Urupov A.K., Levin A.N.** Determination and interpretation of velocities in the reflected wave method (In Russ.). Nedra, Moscow, 1985. 236 p.
- Vladimirov V.S.** Equations of mathematical physics. Mir, Moscow, 1984. 464 p.
- Wapenaar C.P.A., Peels G.L., Budejicky V., Berkhout A.J.** Inverse extrapolation of primary seismic waves // Geophysics. 1989. Vol. 54 (8). P. 853–863. doi:10.1190/1.1442714.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

ДЕНИСОВ Михаил Сергеевич – доктор физико-математических наук, директор по науке ООО «ГЕОЛАБ». Основные научные интересы: разработка алгоритмов обработки геофизических сигналов.

*Статья поступила в редакцию 7 мая 2026 г.,
одобрена после рецензирования 26 июня 2026 г.,
принята к публикации 29 июня 2026 г.*



SPATIAL DISTRIBUTION OF EARTHQUAKES OVER 25 YEARS ON GEOELECTRICAL MODELS: MT PROFILE TIPAGE-ALAI CASE STUDY

Kseniia S. Nepeina^{1,✉}, Vitalii E. Matiukov²

^{1,2}FSBIS Research Station of the Russian Academy of Sciences in Bishkek, Bishkek, 720049, Kyrgyzstan

¹nepeina.k@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0725-8023>

²vitaliy_cowboy@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0001-5323-786X>

Abstract. This study compares the regional geoelectric model of the TIPAGE-Alai profile along the 73.4° E meridian (Southern Tien Shan) with the distribution of earthquake hypocenters over a 25-year period (2000–2024) based on the International Seismological Center (ISC) catalog. The results demonstrate a correlation between deformation zones and the clustering of earthquake hypocenters, which contributes to a better understanding of geodynamics as a relationship between electrical conductivity, crustal deformation, and seismic processes in the region. These data highlight the tectonic significance of the Pamir–Tien Shan junction as an active intracontinental collision zone.

Keywords: hypocenter, earthquake, geoelectrical model, MTS, Pamir–Alai mountain chain

Funding: the study was carried out within the framework of the state assignment of the Research Station RAS under projects 1025032800006-1-1.5.1 and 1025032800066-3-1.5.1.

For citation: Nepeina K.S., Matiukov V.E. Spatial distribution of earthquakes over 25 years on geoelectrical models: MT Profile TIPAGE-Alai case study // Russian Journal of Geophysical Technologies. 2026. No. 2. P. 75–84. doi: 10.18303/2619-1563-2026-2-75.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ЗА 25 ЛЕТ НА ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОФИЛЯ МТЗ «TIPAGE-ALAI»

Непеина Ксения Сергеевна^{1,✉}, Матюков Виталий Евгеньевич²

^{1,2}Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научная станция Российской академии наук, 720049, Бишкек, Республика Кыргызстан

¹nepeina.k@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0725-8023>

²vitaliy_cowboy@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0001-5323-786X>

Аннотация. Представлено сравнение региональной геоэлектрической модели профиля «TIPAGE-Alai» вдоль меридиана 73.4° в. д. (Южный Тянь-Шань) с распределением гипоцентров землетрясений за 25-летний период (2000–2024 гг.) на основе каталога Международного сейсмологического центра (ISC). Результаты показывают корреляцию между зонами деформации и кластеризацией гипоцентров землетрясений, что способствует пониманию геодинамики как взаимосвязи между электропроводностью, деформацией земной коры и сейсмическими процессами в регионе. Эти данные подчеркивают тектоническое значение Памиро-Тянь-Шаньского сочленения как активной внутриконтинентальной зоны столкновения.

Ключевые слова: гипоцентр, землетрясение, геоэлектрическая модель, МТЗ, Тянь-Шань, Памиро-Алайская горная система

Финансирование: работа ведется в рамках выполнения государственного задания НС РАН по теме 1025032800006-1-1.5.1 и 1025032800066-3-1.5.1.

Для цитирования: Непеина К.С., Матюков В.Е. Пространственное распределение землетрясений за 25 лет на геоэлектрической модели профиля МТЗ «TIPAGE-ALAI» // Геофизические технологии. 2026. № 2. С. 75–84. doi:10.18303/2619-1563-2026-2-75.

INTRODUCTION

The Pamir–Tien Shan junction area, often referred to as the Pamir–Alai Zone, has been an object of interest as a number of unique geodynamic, tectonic, and structural features. The region is located directly on the border of the Indian and Eurasian lithospheric plates and is the junction area of two major folded belts – the Central Asian (Caledonian–Hercynian) and the Alpine–Himalayan (Cimmerian–Alpine) (Fig. 1) (Coutand et al., 2002). Obviously, there is an intense deformation, which is manifested in the collision zone of India and Asia. There is a localized reduction at a rate of ~10–15 mm/year within the Alai zone. The Pamir–Tien Shan–Hindu Kush mountain chain is the location of one of the deepest active intracontinental subduction zones on Earth. Thus, the Pamir and Tien Shan junction area is of interest to researchers as an active tectonic laboratory, where the transition from large-scale continental collision to complex deformation processes (folds, thrusts, shifts) and deep phenomena (crustal subduction, lateral flow and fluid saturation) takes place. This part of southern Tien Shan was selected as the main focus area. This region is of significant geological [Matyukov, 2012; Leonov, 2013; Yang et al., 2015; Leonov et al., 2017, 2025; Przhiyalgovskii, Lavrushina, 2020; Dzhumabaeva et al., 2022] and geophysical [Matyukov, 2013; Matyukov et al., 2014; Sass et al., 2014; Zubovich et al., 2016; Rybin et al., 2019] interest.

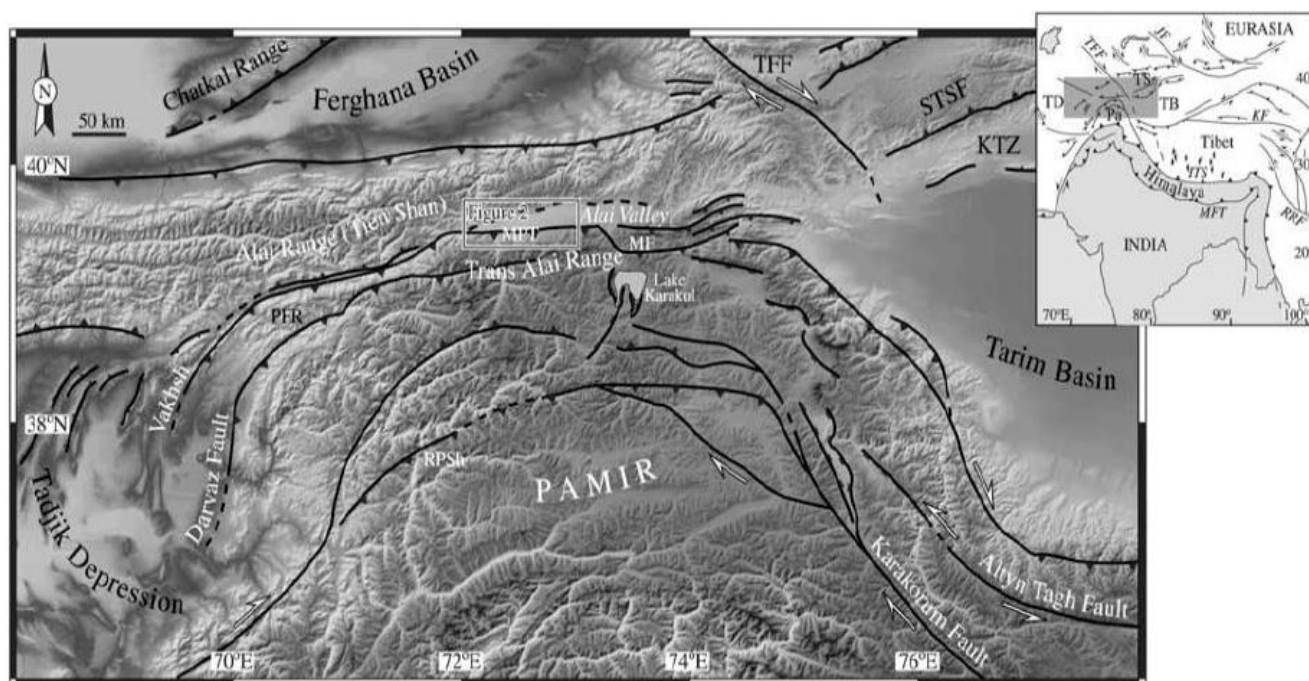


Fig. 1. Major Cenozoic faults of the Pamir and adjacent areas showing the situation of the Alai Valley, between the Pamir and the Tien Shan [modified after Burtman, Molnar, 1993; Strecker et al., 1995]. The Alai Valley is a remnant of the once continuous early Cenozoic basin connecting the Tadjik depression and the western Tarim. The box indicates the area of interest. Topography is from the USGS. Abbreviations: ITS – Indus-Tsangpo Suture, JF – Junggar Fault, KF – Kunlun Fault, KTZ – Kepingtage Thrust Zone, MF – Markansu Fault, MFT – Main Frontal Thrust, MPT – Main Pamir Thrust, Pa – Pamir, PFR – Peter the First Range, RPSH – Rushan Pshart Zone, RRF – Red River Fault, STSF – South Tien Shan Fault, TB – Tarim Basin, TD – Tadjik Depression, TFF – Talas-Ferghana Fault [Coutand et al., 2002].

STUDY AREA

The Alai Valley is an intermontane basin within the Pamir–Alai mountain chain in southern Kyrgyzstan. It extends approximately 150 km east–west between the Alai and Zaalai ridges, with widths ranging from 8 to 25 km and elevations between 2240 m in the west and 3536 m in the east. The basin is composed of alluvial and proluvial deposits, complicated by moraine ridges in the southern and central parts. The Alai Ridge reaches elevations up to 5539 m and extends for about 400 km [Matyukov, 2013; Matyukov et al., 2014; Rybin et al., 2019].

Previous studies [Rybin, 2010; Bataleva et al., 2015] have demonstrated correlations between anomalies of electrical conductivity, seismic velocity parameters, and the seismicity regime of the Central and Northern Tien Shan lithosphere. Further investigations into regional geoelectrical models have been conducted lately [Bataleva et al., 2013; Bataleva, Nepeina, 2021; Rybin et al., 2021; Nepeina, Bataleva, 2022]. The Pamir and Tien Shan junction area is a highly seismic zone, and earthquake foci (especially strong ones with energetic class $K > 11$) are localized in gradient zones near contacts between blocks with contrasting geoelectric parameters. The high conductivity in the Alai Basin probably indicates a highly deformed, fractured, and fluid-saturated crust. Magnetotelluric (MT) soundings (investigated as part of the TIPAGE project) revealed important geoelectrical blocks in this region.

Seismic activity data indicate an inclined zone near the northern front of the Pamir mountain chain suggest a shift of the Tien Shan lithosphere under the Pamir. The Pamir–Alai zone is almost entirely located in the area of 8–9-point seismicity. The strongest earthquakes that occurred in the Pamir–Alai zone are the Mar-Kansui (11.08.1974, $\varphi = 39.40^\circ$ N, $\lambda = 73.80^\circ$ E, $M = 7.3$), Daraut-Kurgan (01.11.1978, $\varphi = 39.40^\circ$ N, $\lambda = 72.60^\circ$ E, $M = 6.9$), Nura (05.10.2008, $\varphi = 39.50^\circ$ N, $\lambda = 73.64^\circ$ E, $M = 6.9$) [Grebennikova, Fortuna, 2018; Omuraliev, Omuralieva, 2018; Rybin et al., 2019]. This seismically active zone is spatially confined to the junction of the Tien Shan and Pamir.

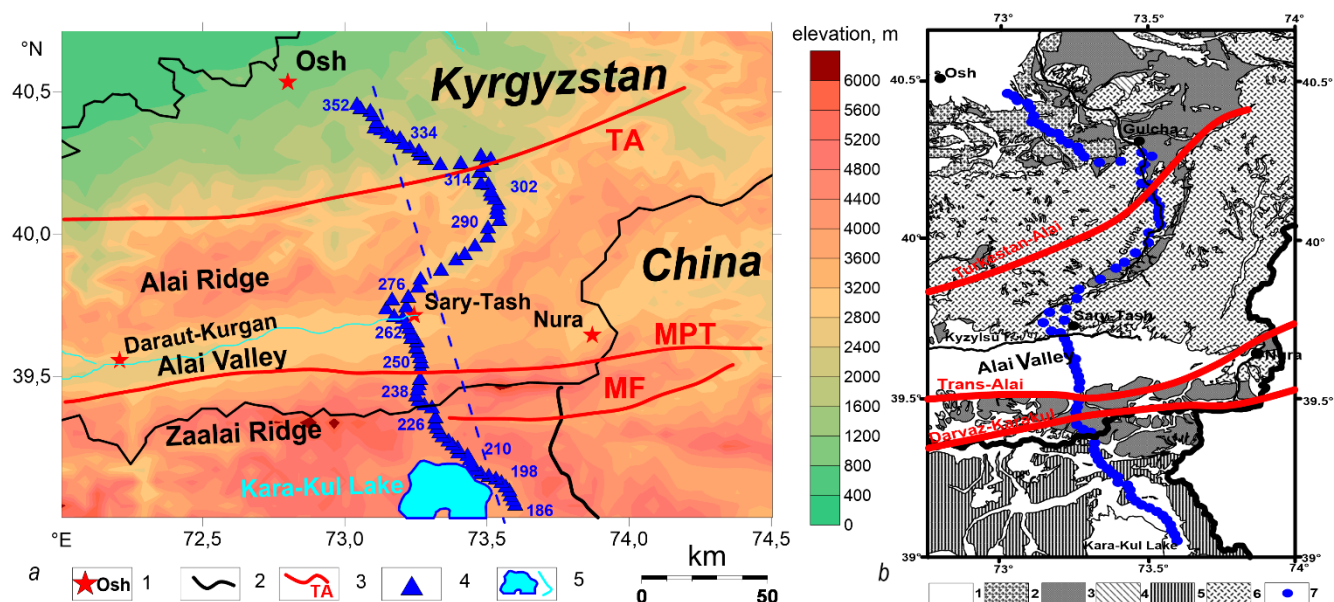


Fig. 2. Profile line of the TIPAGE-Alai profile, adapted after [Matyukov et al., 2014]: *a* – a schematic topographic map. Legend: 1 – cities; 2 – state border; 3 – faults: TA – Turkistan-Alai, MF – Markansu Fault, MPT – Main Pamir Thrust; 4 – MTS points; 5 – water bodies. *b* – Geological map. Legend: 1 – Late Quaternary deposits, 2 – Neogene–Pleistocene, 3 – Cretaceous and Paleogene, 4 – Jurassic, 5 – Triassic and Paleozoic of the Northern Pamirs, 6 – Paleozoic of the Tien Shan, 7 – MTS–MVS points. Red lines – main faults. Black lines – state boundaries.

The main objective of this study is to develop an integrated geological-geophysical model based on the distribution of earthquake hypocenters and the geoelectrical characteristics of the lithosphere along the TIPAGE-Alai profile (along 73.4°E) (Fig. 2). Previous studies [Rybin, 2010; Bataleva et al., 2013, 2015; Bataleva, Nepeina, 2021; Rybin et al., 2021; Nepeina, Bataleva, 2022] have demonstrated the relationship between conductive fault zones and seismotectonic structures. By analyzing the depth-dependent geoelectrical model, we can delineate deformation zones extending inside the Earth up to 80 km.

MATERIALS AND METHODS

The integrated geological-geophysical model is based on a deep (to 80 km) geoelectrical section constructed from magnetotelluric sounding (MTS) data. The total number of sounding points was 111, however for the model we took 79 points to inversion along TIPAGE-Alai profile, which covered a total length of approximately 160 km. The data were acquired during field campaigns investigated in 2009 under the TIPAGE (Tien Shan–Pamir Geodynamics) project. The MTS survey was carried out by broadband MT stations (BBMT, period range 10^{-3} – 10^3 s) and long period recordings (LMT, 1 – 10^4 s) with Metronix MFS05 and MFS06 induction coil magnetometers and Geomagnet fluxgate magnetometers for long period recordings [Sass et al., 2014; Metronix Geophysics, 2025]. EMERALD data processing package was used for the robust, remote-reference [Ritter et al., 1998]. Measurements of five electromagnetic field components were performed, followed by standard MT theory [Berdichevsky, Dmitriev, 2008]. Inversion was carried out using the Rodi–Mackie algorithm [Rodi, Mackie, 2001], resulting in a geoelectrical model described in detail previously [Rybin et al., 2021]. To obtain a more complete assessment of the seismicity of the studied area, we analyze data over 25 years of seismicity. Seismic event catalogues from the International Seismological Centre (ISC) covering 2000–2024 were used [ISC-GEM, 2025]. To ensure accurate integration of seismic and MT datasets, only seismic events and MT sounding sites located within a 1°-wide longitude corridor centered on the profile were considered. This restriction minimizes projection errors and preserves the spatial correspondence between the two datasets. Considering the profile curvature and location uncertainties, earthquakes were selected within the region bounded by 39°–40.5° N and 72.9°–73.9° E (Fig. 1).

RESULTS AND DISCUSSION

The dataset for 2000–2024 includes 892 earthquakes within the selected area (Fig. 3). The spatial distribution of hypocenters was analyzed using Surfer software. ISC-confirmed events were classified into three energy classes: $7.24 < K < 8$ (low), $8 \leq K < 11$ (moderate), and $K \geq 11$ (high) – to differentiate between shallow, intermediate, and strong seismic activity. It is compared to the range of magnitudes from 1.8 to 6.3.

Projection of earthquake hypocenters onto the geoelectrical profile (Fig. 4) reveals that in the southern section (near Kara-Kul Lake), where a conductive zone is identified at depths of 15–30 km, hypocenters tend to outline rather than occupy the center of low-resistivity bodies. Under the Zaalai Ridge, corresponding to the Main Pamir Thrust (MPT), numerous high-energy earthquakes are concentrated. Low-energy earthquakes occur mainly near the surface or beneath the Alai Valley, where a strong subvertical conductive zone reaches 100 km depth and branches upward to 5–10 km. Overall, hypocenters tend to cluster near resistive zones, while deeper-focus events appear closer to the southern profile section, associated with Pamir–Tien Shan interaction. In the north, an insulating zone submerges to 30 km under the Turkestan–Alai (TA) fault, containing about 20 earthquakes. Weak seismicity clusters at the boundary between two zones.

The spatial resolution and uncertainty of the resulting cross-section depend on both datasets. For MT data, depth resolution is limited by the skin depth of the lowest frequency measured (~ 0.001 Hz), corresponding to approximately 100 km. Lateral resolution is constrained by the spacing between MT stations (8–10 km). For seismic data, hypocentral depth uncertainties range between ± 3 –5 km for shallow events (< 30 km) and ± 10 km for deeper ones (> 100 km). Despite these uncertainties, the consistency of spatial patterns across multiple depth slices supports the robustness of the integrated model. Unfortunately, automatic hypocenter location algorithms may produce depth clustering at conventional depths (0, 10, 30, and 40 km) are conditional, since they use an average velocity model, and may be erroneous with an error of up to 5 km. Therefore, you should pay attention to the unique epicentral values.

To visualize earthquake hypocenters on the MT-derived cross-section, both datasets were transformed into a unified coordinate system. The MT profile was treated as the x-axis (distance in km from the southernmost station), and depth (km) was used as the vertical axis. The projection of hypocenter coordinates onto this section was accomplished in Surfer © Golden Software projecting in a frame corresponding to the MT model geometry. Each earthquake was plotted as a circle with color referred to its energy class (K). Color was applied to differentiate between energy categories: yellow for weak ($K < 8$), violet for moderate ($8 \leq K < 11$), and green for strong ($K \geq 11$) earthquakes. The background resistivity distribution (in logarithmic scale) was imported from the MT inversion output red–blue scale format, allowing hypocenters to be directly visualized atop the resistivity model.

The integrated cross-section provides a comprehensive view of seismicity in relation to the deep conductive and resistive features of the lithosphere. This approach allowed quantitative comparison between zones of high conductivity and concentrations of earthquake hypocenters.

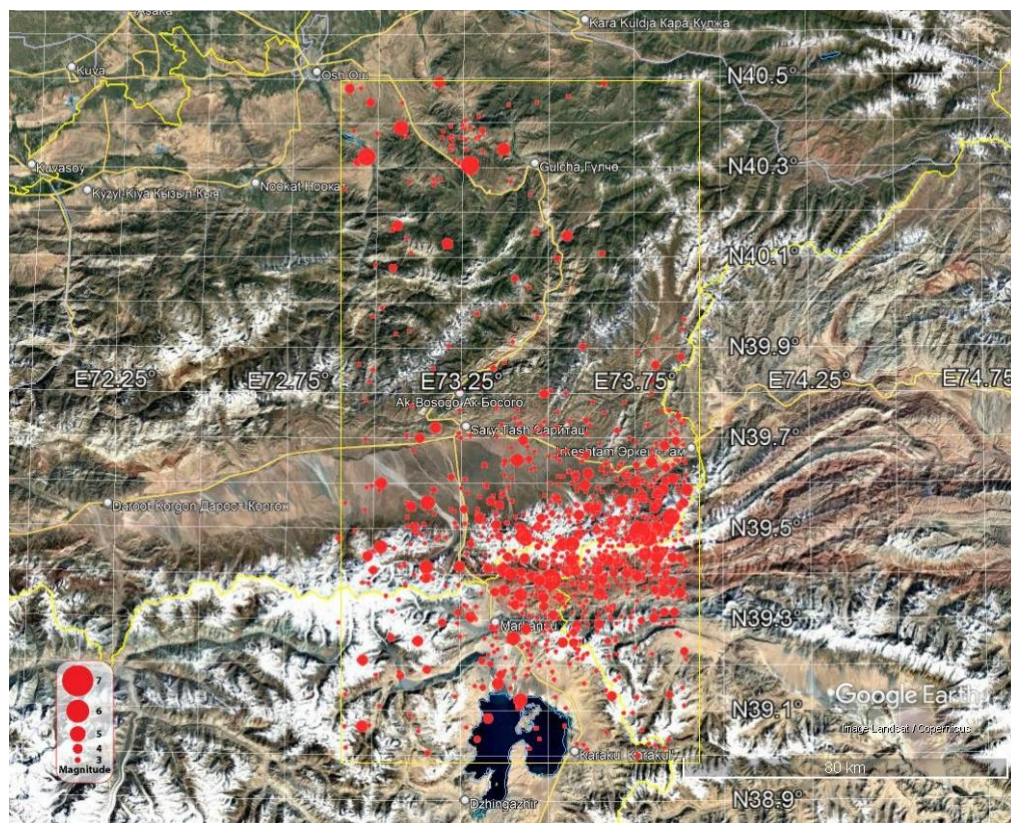


Fig. 3. Spatial distribution of earthquake epicenters (2000–2024, ISC data) near the TIPAGE-Alai profile ($73.4^{\circ} \pm 0.5^{\circ}E$ and 39° – $40.5^{\circ}N$), depicted in Google Earth.

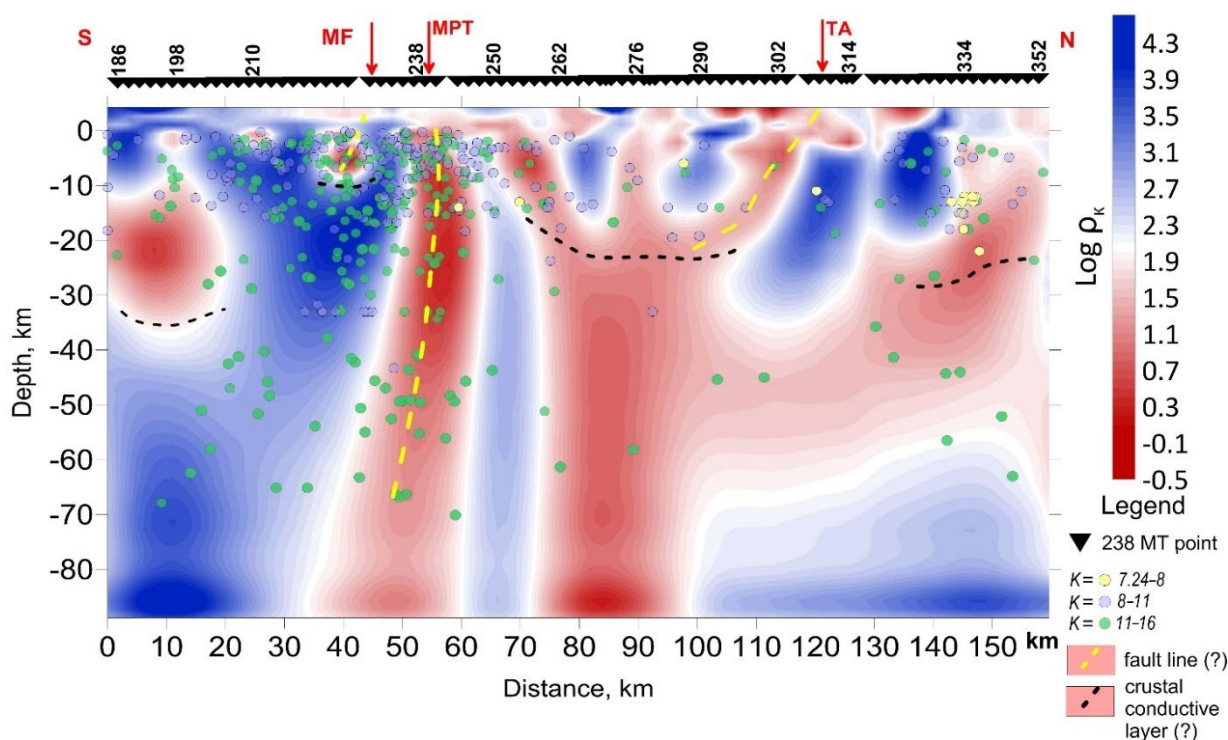


Fig. 4. Depth distribution of earthquake hypocenters (2000–2024) projected along the TIPAGE-Alai MT profile ($73.4^{\circ} \pm 0.5^{\circ} \text{E}$ and $39^{\circ} - 40.5^{\circ} \text{N}$), plotted using Surfer (K – energy class).

CONCLUSIONS

The relative positioning of earthquake hypocenters reveals a strong correlation between seismicity and the boundaries of geoelectrical bodies observed along the TIPAGE-Alai profile. Clusters of hypocenters are concentrated near deep deformation zones and along interfaces between conductive and resistive areas. Most seismic events occur at depths not exceeding 40–50 km, with only a few deeper events (approximately 225 km) recorded in the southern part of the profile. This methodological approach provides a robust framework for integrating independent geophysical datasets and enables a more complete understanding of crustal processes in active orogenic zones. The results derived through this method serve as a basis for interpreting the tectonic mechanisms operating at the Pamir–Tien Shan junction and can be applied to other intracontinental collision regions worldwide.

REFERENCES

- Bataleva E.A., Nepeina K.S.** Manifestation of “flower structures” in geophysical models of the Central Tien Shan // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2021. Vol. 929 (1). P. 012001. doi:10.1088/1755-1315/929/1/012001.
- Bataleva E.A., Batalev V.Yu., Rybin A.K.** On the question of the interrelation between variations in crustal electrical conductivity and geodynamical processes // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. 2013. Vol. 49 (3). P. 402–410. doi:10.1134/S1069351313030038. EDN:RKWBVN.
- Bataleva E.A., Batalev V.Y., Rybin A.K.** Interrelation of conductivity, seismic velocities and the seismicity for Central Tien Shan lithosphere // Lithosphere (Russia). 2015. Vol. 5. P. 81–89. (In Russ.).
- Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I.** Models and methods of magnetotellurics. Springer, Berlin, 2008. doi:10.1007/978-3-540-77814-1.

- Burtman V.S., Molnar P.** Geological and geophysical evidence for deep subduction of continental crust beneath the Pamir. GSA, Boulder, Colorado, 1993. 76 p. doi:10.1130/SPE281-p1.
- Coutand I., Strecker M.R., Arrowsmith J.R., Hilley G., Thiede R.C., Korjenkov A., Omuraliev M.** Late Cenozoic tectonic development of the intramontane Alai Valley, (Pamir-Tien Shan region, central Asia): An example of intracontinental deformation due to the Indo-Eurasia collision // *Tectonics*. 2002. Vol. 21 (6). P. 1053. doi:10.1029/2002TC001358.
- Dzhumabaeva A., Baykulov S., Abdrakhmatov K., Patyniak M., Landgraf A., Ramon A., Strecker M.** New data on paleoseismology in the territory Alay Depression (Southwestern Tien-Shan) // *Vestnik Instituta Sejsmologii NAN KR*. 2022. No. 1 (19). P. 36–46. (In Russ.).
- Grebennikova V., Fortuna A.** Seismicity of the Zaalay Ridge (Pamir-Alay Zone) // *Vestnik Instituta Sejsmologii NAN KR*. 2018. No. 1 (11). P. 18–31. (In Russ.).
- ISC-GEM** earthquake catalogue. International Seismological Centre, 2025. doi:10.31905/D808B825.
- Leonov M.G.** Intermountain cavities of Gissar-Alay region (Tien Shan): structure and evolution // *Lithosphere (Russia)*. 2013. Vol. 3. P. 3–24. (In Russ.).
- Leonov M.G., Rybin A.K., Batalev V.Yu., Matyukov V.E., Shchelochkov G.G.** Tectonic structure and evolution of the Hissar–Alay Mountain Domain and the Pamirs // *Geotectonics*. 2017. Vol. 51 (6). P. 566–583. doi:10.1134/S001685211706005X. EDN:UXXKHS.
- Leonov M.G., Przhiyalgovskii E.S., Morozov Yu.A., Lunina O.V., Mazukabzov A.M., Nikitin A.V.** Mesozoic–Cenozoic intramountain basins of the Tien Shan and western Transbaikalia: comparative characteristics and correlation of events. Article 1. Question formulation. Intramountain basins of the Gissar-Alai and Central Tien Shan // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2025. Vol. 16 (3). P. 0826. (In Russ.). doi:10.5800/GT-2025-16-3-0826.
- Matyukov V.** New geophysical data about deep structure of Pamir-Tien Shan connection zone // *Nauka i Novye Tekhnologii*. 2012. Vol. 7. P. 20–24. (In Russ.).
- Matyukov V.** Profile magnetotelluric survey of Pamir-Alai zone: deep geoelectric structure and geodynamic conclusions // *Scientific Researches in the Kirghiz Republic*. 2013. Vol. 2. P. 37–46. (In Russ.).
- Matyukov V.E., Rybin A.K., Batalev V.Yu., Bataleva E.A.** Deep geoelectric structure of the Pamir-Alai zone // *Problems of Geodynamics and Geoecology of Intracontinental Orogens: Proceedings of the 6 International Symposium, Bishkek, Kyrgyzstan. Bishkek, 2014. P. 200–201. (In Russ.).*
- Metronix** Geophysics. URL: <https://www.metronix.de/en/geophysics/metronix-geophysics>.
- Nepeina K., Bataleva E.** Evaluation of hypocenters distribution based on the geoelectric models in the Tien Shan earthquake-prone areas // *Problems of Geocosmos-2020. Springer Proceedings in Earth and environmental sciences*. Springer, Cham, 2022. P. 309–316. doi:10.1007/978-3-030-91467-7_22.
- Omuraliev M., Omuralieva A.** Dynamics of seismic processes at the Junction of the Pamir And Tien Shan mountain building areas: the Zaalai Range and Alay Basin // *Vestnik Instituta Sejsmologii NAN KR*. 2018. No. 1 (11). P. 57–78. (In Russ.).
- Przhiyalgovskii E.S., Lavrushina E.V.** The structures of the Alai and Kichi-Karakol depressions and the latest deformations in their mountainous surroundings (Southern Tien Shan) // *Lithosphere (Russia)*. 2020. Vol. 20 (6). P. 771–790. (In Russ.). doi:10.24930/1681-9004-2020-20-6-771-790.
- Ritter O., Junge A., Dawes G.** New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observations // *Geophysical Journal International*. 1998. Vol. 132 (3). P. 535–548. doi:10.1046/j.1365-246X.1998.00440.x.

- Rodi W.L., Mackie R.L.** Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion // *Geophysics*. 2001. Vol. 66 (1). P. 174–187. doi:10.1190/1.1444893.
- Rybin A.K.** Geoelectrical inhomogeneities of the Earth's crust of the Northern Tien Shan and seismicity distribution // *Bulletin of Voronezh State University. Geology Series*. 2010. No. 2. P. 225–237. (In Russ.).
- Rybin A.K., Matyukov V.E., Batalev V.Yu., Bataleva, E.A.** Deep geoelectric structure of the Earth's crust and the upper mantle of the Pamir–Alai zone // *Russian Geology and Geophysics*. 2019. Vol. 60 (1). P. 108–118. doi: 10.15372/RGG2019008. EDN:ZCZRTW.
- Rybin A.K., Bataleva E.A., Nepeina K.S., Matyukov V.E.** Volumetric and spatial segmentation of the Tien Shan lithosphere according to geophysical data // *Geodynamics & Tectonophysics*. 2021. Vol. 12 (3). P. 508–543. (In Russ.). doi:10.5800/GT-2021-12-3-0537.
- Sass P., Ritter O., Ratschbacher L., Tympel J., Matiukov V.E., Rybin A.K., Batalev V.Yu.** Resistivity structure underneath the Pamir and Southern Tian Shan // *Geophysical Journal International*. 2014. Vol. 198 (1). P. 564–579. doi:10.1093/gji/ggu146.
- Strecker M.R., Frisch W., Hamburger M.W., Ratschbacher L., Semiletkin S., Samoruyev A., Sturchio N.** Quaternary deformation in the eastern Pamirs, Tajikistan and Kyrgyzstan // *Tectonics*. 1995. Vol. 14 (5). P. 1061–1079. doi:10.1029/95TC00927.
- Yang W., Dupont-Nivet G., Jolivet M., Guo Z., Bougeois L., Bosboom R., Zhang Z., Zhu B., Heilbronn G.** Magnetostratigraphic record of the early evolution of the southwestern Tian Shan foreland basin (Ulugat area), interactions with Pamir indentation and India–Asia collision // *Tectonophysics*. 2015. Vol. 644–645. P. 122–137. doi:10.1016/j.tecto.2015.01.003.
- Zubovich A., Schöne T., Metzger S., Mosienko O., Mukhamediev S., Sharshebaev A., Zech C.** Tectonic interaction between the Pamir and Tien Shan observed by GPS // *Tectonics*. 2016. Vol. 35 (2). P. 283–292. doi: 10.1002/2015TC004055.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- Баталева Е.А., Баталев В.Ю., Рыбин А.К.** К вопросу о взаимосвязи вариаций электропроводности земной коры и геодинамических процессов // *Физика Земли*. 2013. № 3. С. 105–113. doi: 10.7868/S0002333713030034. EDN:PYSQGF.
- Баталева Е.А., Баталев В.Ю., Рыбин А.К.** Взаимосвязь аномалий электропроводности, скоростных характеристик и режима сейсмичности литосферы Центрального Тянь-Шаня // *Литосфера*. 2015. № 5. С. 81–89. EDN:VBTDFF.
- Гребенникова В.В., Фортуна А.Б.** Сейсмичность Заалайского хребта (Памиро-Алайская зона) // *Вестник Института сейсмологии НАН КР*. 2018. № 1 (11). С. 18–31. EDN:YTXWRE.
- Джумабаева А.Б., Байкулов С., Абдрахматов К.Е., Патыняк М., Ландграф А., Эроусмит Р., Стрекер М.** Новые данные по палеосейсмологии на территории Алайской впадины (Юго-Западный Тянь-Шань) // *Вестник Института сейсмологии НАН КР*. 2022. № 1 (19). С. 36–46. EDN:MRZHNU.
- Леонов М.Г.** Межгорные впадины Гиссаро-Алайской горной области (Тянь-Шань): структура и история формирования // *Литосфера*. 2013. № 3. С. 3–24. EDN:RKWLOF.
- Леонов М.Г., Рыбин А.К., Баталев В.Ю., Матюков В.Е., Щелочков Г.Г.** Тектоническое строение и эволюция Гиссаро-Алая и Памира // *Геотектоника*. 2017. № 6. С. 37–57. doi:10.7868/S0016853X17060054. EDN:ZQXZAP.

Леонов М.Г., Пржиялговский Е.С., Морозов Ю.А., Лунина О.В., Мазукабзов А.М., Никитин А.В. Мезозойско-кайнозойские внутригорные впадины Тянь-Шаня и Западного Забайкалья: сравнительная характеристика и корреляция событий. Статья 1. Постановка вопроса. Внутригорные впадины Гиссаро-Алая и Центрального Тянь-Шаня // Геодинамика и тектонофизика. 2025. Т. 16, № 3. С. 0826. doi: 10.5800/GT-2025-16-3-0826. EDN:HWNUFQ.

Матюков В.Е. Новые геофизические данные о глубинной структуре зоны сочленения Памира и Тянь-Шаня // Наука и новые технологии. 2012. № 7. С. 20–24. EDN:WBMGHL.

Матюков В.Е. Профильные магнитотеллурические исследования Памиро-Алайской зоны: глубинная геоэлектрическая структура и геодинамические выводы // Научные исследования в Кыргызской Республике. 2013. № 2. С. 37–46. EDN:YNRLCH.

Матюков В.Е., Рыбин А.К., Баталев В.Ю., Баталева Е.А. Глубинная геоэлектрическая структура Памиро-Алайской зоны // Проблемы геодинамики и геоэкологии внутриконтинентальных орогенов: Тезисы докладов Шестого Международного симпозиума. Бишкек: ИС РАН, 2014. С. 200–201. EDN:YREEDS.

Омуралиева А., Омуралиев М. Динамика сейсмических процессов на сопряжении областей горообразования Памира и Тянь-Шаня: Заалайского поднятия и Алайской впадины // Вестник Института сейсмологии НАН КР. 2018. № 1 (11). С. 57–78. EDN:BOFZET.

Пржиялговский Е.С., Лаврушина Е.В. Структуры Алайской и Кичи-Каракольской впадин и обстановки новейших деформаций в их горном обрамлении (Южный Тянь-Шань) // Литосфера. 2020. Т. 20, № 6. С. 771–790. doi:10.24930/1681-9004-2020-20-6-771-790. EDN:RLOOQK.

Рыбин А.К. Геоэлектрические неоднородности земной коры Северного Тянь-Шаня и распределение сейсмичности // Вестник Воронежского государственного университета. Серия: Геология. 2010. № 2. С. 225–237. EDN:NQRUWL.

Рыбин А.К., Матюков В.Е., Баталев В.Ю., Баталева Е.А. Глубинная геоэлектрическая структура земной коры и верхней мантии Памиро-Алайской зоны // Геология и геофизика. 2019. Т. 60, № 1. С. 127–139. doi: 10.15372/GiG2019008. EDN:YUEUVV.

Рыбин А.К., Баталева Е.А., Непеина К.С., Матюков В.Е. Объемно-пространственная сегментация литосферы Тянь-Шаня по данным геофизических исследований // Геодинамика и тектонофизика. 2021. Т. 1, № 3. С. 508–543. doi:10.5800/GT-2021-12-3-0537. EDN:EGNMKX.

Bataleva E.A., Nepeina K.S. Manifestation of “flower structures” in geophysical models of the Central Tien Shan // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2021. Vol. 929 (1). P. 012001. doi:10.1088/1755-1315/929/1/012001.

Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I. Models and methods of magnetotellurics. Springer, Berlin, 2008. doi: 10.1007/978-3-540-77814-1.

Burtman V.S., Molnar P. Geological and geophysical evidence for deep subduction of continental crust beneath the Pamir. GSA, Boulder, Colorado, 1993. 76 p. doi:10.1130/SPE281-p1.

Coutand I., Strecker M.R., Arrowsmith J.R., Hilley G., Thiede R.C., Korjenkov A., Omuraliev M. Late Cenozoic tectonic development of the intramontane Alai Valley, (Pamir-Tien Shan region, central Asia): An example of intracontinental deformation due to the Indo-Eurasia collision // Tectonics. 2002. Vol. 21 (6). P. 1053. doi:10.1029/2002TC001358.

ISC-GEM earthquake catalogue. International Seismological Centre, 2025. doi:10.31905/D808B825.

Metronix Geophysics. URL: <https://www.metronix.de/en/geophysics/metronix-geophysics>.

Nepeina K., Bataleva E. Evaluation of hypocenters distribution based on the geoelectric models in the Tien Shan earthquake-prone areas // Problems of Geocosmos-2020. Springer Proceedings in Earth and environmental sciences. Springer, Cham, 2022. P. 309–316. doi:10.1007/978-3-030-91467-7_22.

Ritter O., Junge A., Dawes G. New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observations // Geophysical Journal International. 1998. Vol. 132 (3). P. 535–548. doi:10.1046/j.1365-246X.1998.00440.x.

Rodi W.L., Mackie R.L. Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion // Geophysics. 2001. Vol. 66 (1). P. 174–187. doi:10.1190/1.1444893.

Sass P., Ritter O., Ratschbacher L., Tympel J., Matiukov V.E., Rybin A.K., Batalev V.Yu. Resistivity structure underneath the Pamir and Southern Tian Shan // Geophysical Journal International. 2014. Vol. 198 (1). P. 564–579. doi:10.1093/gji/ggu146.

Strecker M.R., Frisch W., Hamburger M.W., Ratschbacher L., Semiletkin S., Samoruyev A., Sturchio N. Quaternary deformation in the eastern Pamirs, Tajikistan and Kyrgyzstan // Tectonics. 1995. Vol. 14 (5). P. 1061–1079. doi:10.1029/95TC00927.

Yang W., Dupont-Nivet G., Jolivet M., Guo Z., Bougeois L., Bosboom R., Zhang Z., Zhu B., Heilbronn G. Magnetostratigraphic record of the early evolution of the southwestern Tian Shan foreland basin (Ulugqat area), interactions with Pamir indentation and India–Asia collision // Tectonophysics. 2015. Vol. 644–645. P. 122–137. doi:10.1016/j.tecto.2015.01.003.

Zubovich A., Schöne T., Metzger S., Mosienko O., Mukhamediev S., Sharshebaev A., Zech C. Tectonic interaction between the Pamir and Tien Shan observed by GPS // Tectonics. 2016. Vol. 35 (2). P. 283–292. doi:10.1002/2015TC004055.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

НЕПЕИНА Ксения Сергеевна – кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных магнитотеллурических исследований Научной станции РАН в г. Бишкеке. Доцент кафедры «Технология и техника разведки месторождений полезных ископаемых» Кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова. Область научных интересов: изучение взаимосвязи землетрясений и вариаций геофизических полей, сейсмология, глубинное строение земной коры.

МАТЮКОВ Виталий Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных магнитотеллурических исследований Научной станции РАН в г. Бишкеке. Доцент кафедры физических процессов горного производства Кыргызско-Российского Славянского Университета им. Б. Ельцина. Основные научные интересы: изучение закономерностей процессов подготовки землетрясений по характеристикам сейсмического режима и результатам магнитотеллурического мониторинга, инверсия, построение геоэлектрических моделей.

*Статья поступила в редакцию 15 июля 2026 г.,
одобрена после рецензирования 21 августа 2026 г.,
принята к публикации 21 августа 2026 г.*