

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ «ГЕОФИЗИКА»
ЕВРО-АЗИАТСКОГО
ГЕОФИЗИЧЕСКОГО
ОБЩЕСТВА.
ГОД ИЗДАНИЯ ВТОРОЙ.

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

Россия, 109180, Москва,
ул. Большая Полянка, 7.
Телефоны:
(095) 239-89-70, 239-80-64.

Главный редактор
БРОДСКИЙ П. А.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Заместитель гл. редактора
Бовт Л. Д.
Заместитель гл. редактора
Пятацкий Е. М.

Басин Я. Н.
Безрук И. А.
Глагола Л. Д.
Горбачев Ю. И.
Дьяконов Б. П.
Кондратьев И. К.
Мушин И. А.
Номоконов В. П.
Петров А. Н.
Ручкин А. В.
Соболевский А. Ф.
Федотов С. А.
Харламов С. Я.
Циммер В. А.

НАД НОМЕРОМ РАБОТАЛИ:

Баскакова Л. А.
Бовт Л. Д.
Васильков А. А.
Коночкина Л. А.
Ларева С. В.
Митрофанов А. В.
Митюрева М. В.
Севидова Т. Д.
Ханский О. В.

Издательство «ГЕРС».
Россия, 170034,
Тверь, пр. Чайковского, 28/2.
Телефоны:
(08 222) 2-55-11, 2-59-32, 2-54-94.

Свидетельство № 0110923 от 21.07.93 г.
Отпечатано в АООТ «Тверской
полиграфический комбинат»
170024, Тверь, проспект Ленина, 5.
Сдано в набор 15.03.94.
Подписано в печать 15.04.94.
Формат 60x90 1/8.
Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Печать офсетная. Усл.-п.л. 6,25. Уч.-изд. в. 8,3.
Тираж 2000 экз. Заказ 2446

4.1994

GEOFIZIKA

ЖУРНАЛ ЕВРО-АЗИАТСКОГО
ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА

ГЕОФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

- 2** А. В. Липилин, О. С. Аккуротов
ГЕОФИЗИКА В СИСТЕМЕ РОСКОМНЕДРА
- К. Ф. Тякин
ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ - ФАКТОР, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ
НАПРАВЛЕННОСТЬ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И
8 ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ
- Н. А. Савостьянов, Г. А. Шнурман, В. Ф. Поздняков
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ОТЕЧЕСТВЕННОГО И ЗАРУБЕЖНОГО КОМПЛЕКСОВ
ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ СКВАЖИН ПРИ
15 ИЗУЧЕНИИ СЛОЖНЫХ КАРБОНАТНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ
- Б. Р. Завалишин
ВОЛНОВОЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ СЕЙСМИЧЕСКИХ
29 ИЗОБРАЖЕНИЙ
- Ю. Р. Глон, А. Б. Кривицкий, Г. В. Сурцук
ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОКРАТНЫХ
СКВАЖИННЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
В СЛОЖНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ РАЗВЕДКЕ
33 МЕСТОРОЖДЕНИЙ НЕФТИ И ГАЗА
- П. С. Мартышко
41 ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ
- Я. Н. Басин
ИНТЕГРИРОВАННЫЙ АНАЛИЗ ГЕОИНФОРМАЦИИ ПРИ
ГЕОЛОГОРАЗВЕДОЧНЫХ РАБОТАХ НА НЕФТЬ И ГАЗ И
47 ПРИНЦИПЫ ИХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ
- А. М. Блюменцев
54 ВНОВЬ О КАЧЕСТВЕ КАРОТАЖА
- Л. Л. Ляхов, В. С. Зинченко
МОСКОВСКИЙ ГЕОЛОГОРАЗВЕДОЧНЫЙ ИНСТИТУТ И
ЕГО ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ - К 75-ЛЕТИЮ
57 ОБРАЗОВАНИЯ
- 62** ДЕЛОВОЙ БЛОКНОТ ЕАГО

ВОЛНОВОЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ СЕЙСМИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Б. Р. ЗАВАЛИШИН

Основу современных алгоритмов миграции составляет голографический способ обращения поля, опирающийся на дифракционную модель среды, где каждая граница как бы состоит из множества вторичных точечных источников. Способ обеспечивает оптимальную фокусировку сферических дифрагированных волн. Отраженные и другие волны фокусируются лишь постольку, поскольку их фронты являются огибающими фронтов дифрагированных волн. В то же время полезная информация сейсмограмм МОВ, как известно, состоит в основном из отраженных волн, а желаемым изображением среды служит разрез, представленный только резко сфокусированными отражающими границами [4].

В оптической и особенно в акустической голографии зеркально-отраженные волны являются помехой, создающей нежелательные блики на изображениях. От них стремятся избавиться. В сейсморазведке же из-за прозрачности гладких отражающих границ и немногочисленности рассеивающих элементов в рабочем диапазоне частот именно зеркальные блики воспринимаются как желаемые изображения среды. Очевидно, однако, что амплитудный эффект фокусировки гладких отражающих границ в общем случае может быть неоптимальным. Предложения оптимизировать фокусировку зеркально-отражающих границ в рамках сейсмоголографического подхода [5] не находят широкого применения, так как рассчитаны на нерезко регулярную модель среды с плоскими отражающими границами.

Обе модели, дифракционная и регулярная, на которые опирается современный сейсмоголографический подход, нельзя считать удовлетворительно аппроксимирующими реальную сейсмогеологическую среду. Последняя, по-видимому, слишком упорядочена в используемом диапазоне частот, чтобы напоминать дискретную дифракционную модель, и недостаточно упорядочена, чтобы быть похожей на регулярную модель с непрерывными плоскими границами. Неадекватность

моделей реальной геологической среде объясняется тем, что представления о моделях базируются на упрощенных и, следовательно, далеких от реальности представлениях геометрической сейсмики. Важнейшим в этих представлениях является понятие точечного источника вторичного излучения, используемое в обеих моделях в виде точки дифракции либо мнимого источника отраженной волны. Так как волновые поля таких «излучателей», регистрируемые на одинаковых временах, существенно отличаются, различными оказываются и способы фокусировки полей, рассчитанные на получение резких изображений отражающих или дифрагирующих объектов.

Волновая теория существенно уточняет представления геометрической сейсмики и свидетельствует, в частности, о том, что механизм отражения одинаков, а понятие точечного источника вторичного излучения лишено конкретного физического содержания. Дифракция, как и отражение, предельным случаем которого она является, формируется поверхностью конечных размеров. Точка, обладающая нулевой поверхностью, ничего излучить не может. Поэтому алгоритм построения изображений должен не фокусировать волновую информацию сейсмограмм в дискретных точках среды, как это делается теперь на основе представлений геометрической сейсмики, а распространять ее вдоль поверхностей, на которых она сформировалась в процессе отражения - дифракции в соответствии с волновыми представлениями. Для реализации высказанного пожелания необходимы количественные оценки размеров поверхностей, формирующих вторичное излучение, и вкладов отдельных точек этих поверхностей в формируемый сигнал.

Вторичное поле, обусловленное наличием в среде плоской неоднородности ограниченных размеров, состоит из отражения и дифракции. Покажем это на примере решения волнового уравнения путем аналитической оценки интеграла Кирхгофа

$$\varphi_p(t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right] + \frac{1}{cr} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] \frac{\partial r}{\partial n} - \left[\varphi \right] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right\} ds \quad (1)$$

в случае круглой отражающей площадки радиуса a (рис.1). Если источник и приемник колебаний

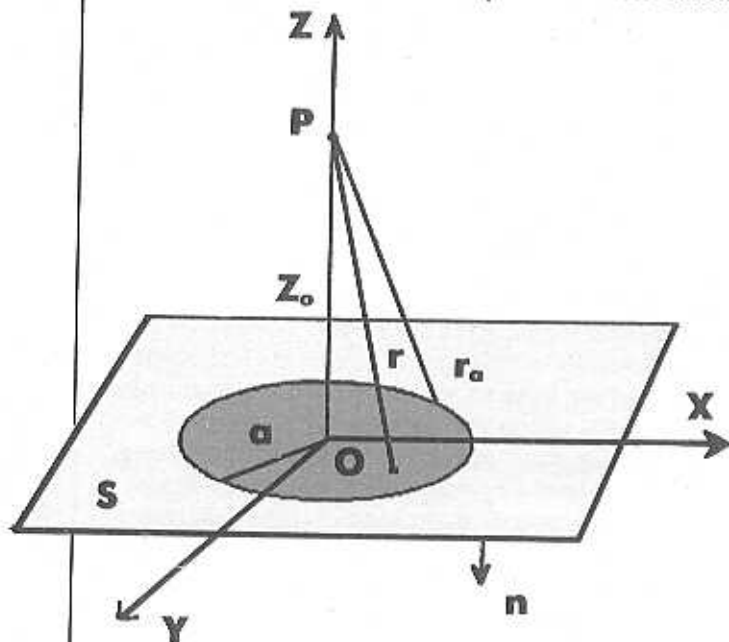


РИС.1. Геометрия дифракционной задачи отражения волны от круглой отражающей площадки.

совмещены в точке P , а форма колебаний в распространяющейся сферической волне задана функцией $f(t)$, формула (1) преобразуется [1, 2] к виду

$$\varphi_p(t) = \int_{z_0}^{z_0} \left\{ \frac{1}{r^2} f\left(t - \frac{2r}{c}\right) - \frac{1}{2r^2} \frac{\partial f\left(t - \frac{2r}{c}\right)}{\partial r} \right\} dr, \quad (2)$$

где z_0 - эхо-глубина отражающей площадки, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ - текущее расстояние от P до точек плоскости S , которой принадлежит отражающая площадка, n - нормаль к S , c - скорость распространения волны (акустический случай), $r_0 = \sqrt{a^2 + z_0^2}$ - расстояние от P до кромки круга. Интеграл (2) поддается аналитической оценке и приводит к результату

$$\varphi_p(t) = \frac{1}{2z_0} f\left(t - \frac{2z_0}{c}\right) - \frac{z_0}{2r_0^2} f\left(t - \frac{2r_0}{c}\right), \quad (3)$$

где первое слагаемое представляет колебание в волне, отраженной по законам геометрической

сейсмике, второе - волну, дифрагировавшую на кромке. При импульсном режиме колебаний вступление дифрагированной волны запаздывает в точке P по отношению к вступлению отраженной волны на величину $q = 2(r_0 - z_0)/c$, и, следовательно, если $q > T$ - длительности колебания $f(t)$, обе волны полностью разрешены во времени и отраженная волна не отличается от той, которая была бы отражена неограниченной плоскостью S . Это позволяет определить радиус a_e эффективной области отражения импульсного колебания из условия $q = T$

$$a_e = \sqrt{cT(z_0 + cT/4)}. \quad (4)$$

Полученная оценка имеет ясное физическое объяснение. Прифронтовая область отраженного сигнала формируется в окрестности точки зеркального отражения. В формировании последующих фаз колебания участвует тем больший участок границы, чем больше запаздывание текущего момента по отношению к началу колебания. Чем короче падающий на границу сигнал, тем меньше эффективная область отражения, стягивающаяся к точке зеркального отражения при $T \rightarrow 0$. Отраженный сигнал ненулевой длительности содержит информацию о довольно обширном участке отражающей поверхности. Поэтому решение задачи построения фрагмента изображения отражающей границы следует видеть в распределении этой информации вдоль поверхности, ее сформировавшей.

Для отыскания точки зеркального отражения, являющейся центром отражающей поверхности, необходимо знать момент вступления отраженного сигнала, а для определения радиуса по формуле (4) - длительность T . При наличии такой информации изображения границ на сейсмическом разрезе можно было бы представить в виде линий, калиброванных величиной относительного коэффициента отражения. В условиях интерференции следующих друг за другом отражений моменты их вступлений неизвестны, поэтому изображения строятся не в виде линий, а в динамической форме, где каждой фазе (видимому полупериоду) колебания придается смысл элементарного сигнала. Это не может не приводить к ошибкам интерпретации, но решение проблемы пока отсутствует.

Если в формуле (4) под T понимать длительность одной фазы колебания, т.е. половину видимого периода, то $cT = \lambda/2$ и

$$a_e = \sqrt{\lambda(z_0 + \lambda/8)} / 2 \approx \sqrt{\lambda z_0 / 2} \quad (4')$$

оказывается равным радиусу первой зоны Френеля (λ - длина волны). При этом круг радиуса a_0 иногда называют нулевой зоной Френеля или просто зоной Френеля.

Если радиус отражающей площадки меньше установленного формулой (4'), запаздывание q дифрагированной волны в точке P по отношению к отраженной оказывается меньше видимого полупериода и интерференция двух волн делает сами понятия отражения и дифракции неразличимыми. Задав колебание $f(t)$ в форме полупериода синусоиды, по формуле (3) можно рассчитать волновую картину в точке P (рис.1) в зависимости от радиуса a отражающей площадки.

На рис. 2 представлены трассы, рассчитанные при $Z_0 = 2$ км, $c = 3$ км/с, $\lambda = 0,06$ км для различных значений a , показанных в виде отно-

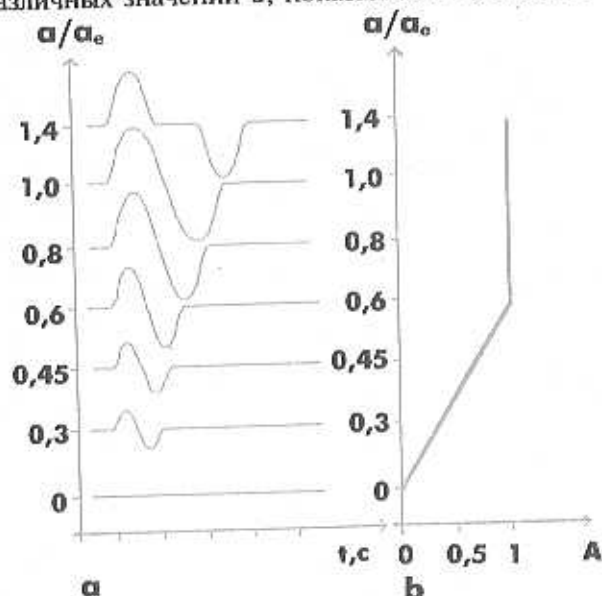


РИС.2. Волновая картина $\varphi(t)$ отражения-дифракции на оси круглой отражающей площадки и график пиковой амплитуды A сигнала в зависимости от радиуса a отражающей площадки. a_0 - радиус зоны Френеля

шения к $a_0 = 0,245$ км, рассчитанному по формуле (4'). Справа изображен график изменения пиковой амплитуды колебаний A , которая стремится к нулю по мере уменьшения радиуса отражающей площадки. При этом форма колебаний приобретает характер производной волновой функции $f(t)$, как это и должно быть в случае точечного излучателя. Обусловленное этим уменьшение видимого полупериода, а следовательно и размера зоны Френеля, может рассматриваться в данном случае как свидетельство того, что сигнал образовался на малой неоднородности. При решении обратной задачи, согласно формуле (4'), его

следует распределить вдоль меньшей поверхности, чем в случае отражения от протяженного участка границы.

Разные точки отражающей поверхности вносят неодинаковый вклад в формируемое колебание. Простейшее представление об этом даст подинтегральное выражение в формуле Рэля-Зоммерфельда с соответствующим образом выбранной функцией Грина G . Опустив несущественные слагаемые и множители, его можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi_P(t) &= \frac{1}{4\pi} \iint_S U_S \frac{\partial G}{\partial n} ds = \frac{1}{4\pi} \iint_S U_S \{W_S\} ds \approx \\ &\approx \int_{z_0}^{r_0} \left[U_S \left\{ jk \frac{e^{-jkr}}{r} \right\} \right] dr \approx \\ &\approx \int_{z_0}^{r_0} \left[\sin k(r - z_0) \{ \cos k(r - z_0) \} \right] dr, \end{aligned}$$

где U_S - гармоническое колебание, заданное на поверхности интегрирования (рис.1). Содержимое фигурной скобки можно рассматривать как весовой множитель к волновой функции U_S , определяющий вклад точек отражающей поверхности, по разному удаленных от точки зеркального отражения O . Отказавшись от комплексной формы записи гармонических колебаний и представив U_S в виде синусоиды, в фигурной скобке будем иметь косинусоиду. Зафиксировав на S полупериод синусоиды $\sin k(r - z_0)$, в фигурной скобке получим величину, пропорциональную $\cos k(r - z_0)$, который при изменении r от z_0 в точке зеркального отражения до $r_0 = \sqrt{z_0^2 + a^2}$ (4') на крае эффективной области отражения изменяется от единицы до нуля.

Верное только отчасти распространенное представление о том, что используемые алгоритмы построения изображений имеют волновую природу, складывается на том основании, что процедура обращенного продолжения поля реализуется в виде решения волнового уравнения. Однако обращенное поле при $t = 0$ можно считать тождественным изображению, только если сигнал имеет нулевую длительность - т.е. в приближении геометрической сейсмологии [4]. Кроме того что длительность любого реального сигнала отлично от нуля, само волновое уравнение накладывает на него требование гладкости, означающее, что при $t = 0$ его амплитуда равна нулю и, следовательно, несовместима с понятием изображения. Поэтому если с точки зрения геометрической сейсмологии продолженное поле ото-

ждествляется с самим изображением, то с волновых позиций его еще нужно построить.

Один из известных способов обращенного продолжения поля реализуется методом полей времен путем распределения каждого отсчета сигнала вдоль изохроны, любая точка которой с позиций геометрической сейсмологии рассматривается как возможный точечный излучатель. С волновых позиций каждую точку изохроны правильнее рассматривать как точку касания элемента плоской поверхности, сформировавшей вторичное поле, и отсчет сигнала нужно распределить вдоль этой поверхности в пределах зоны Френеля (4') с установленными выше весами. Так как размер зоны Френеля превышает интервал пространственной дискретизации данных, изображение плоского элемента неоднородности сфокусируется благодаря синфазному сложению сигналов с нескольких соседствующих трасс временного разреза.

Существование другой реализации обращенного продолжения поля сводится к взвешенному суммированию сигналов множества трасс временного разреза вдоль дифракционной гиперболы. Так как с волновой точки зрения любой сигнал можно считать сформированным локально-плоским участком неоднородности, вторичное поле на поверхности наблюдений с учетом кинематики также является локально-плоским. Поэтому и взвешенное суммирование сигналов правильнее выполнять вдоль прямых (плоскостей), ограниченных размерами зоны Френеля. Естественно, что такие прямые (плоскости) оказываются касательными к дифракционной гиперболе, используемой в приближении геометрической сейсмологии.

Оба рассмотренных способа обращенного продолжения волнового поля эквивалентны, так как основаны на решении волнового уравнения в форме интеграла Кирхгофа. Формальная связь между ними устанавливается преобразованием Радона: точке (отсчету) волнового поля соответствует прямая (плоскость) в пространстве изображений, а прямой - точка. Реализация каждого из способов в среде с постоянной скоростью теоретически должна приводить к получению одинаковых изображений. Качество последних в практической сейсморазведке осложняется множеством факторов, суммарно характеризующихся как помехи. Поэтому с практической точки зрения особый интерес представляет подход, объединяющий оба способа построения изображений и обладающий благодаря этому повышенной потенциальной помехоустойчивостью. Таким подходом служит РНП - регулируемый

направленный прием (F. Rieber, Л. А. Рябинкин и др.), где суммирование поля по прямым сочетается с распределением информации вдоль касательных к изохроне. Волновая теория лишь уточняет условия реализации этих процедур.

Для выборочных значений волнового поля, удовлетворяющих признакам регулярных отраженных волн на суммолентах РНП, изложенный подход реализован в базовом комплексе программ обработки РНП-Б и с успехом опробован в разнообразных сейсмогеологических условиях [3]. Реализации подхода в полном объеме для всех составляющих волнового поля долгое время препятствовала только ограниченность отечественных вычислительных мощностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завалишин Б. Р. О размерах участка границы, формирующей отраженную волну. Прикладная геофизика, вып. 77. М.: Недра, 1975, с. 67-74.
2. Завалишин Б. Р. Анализ представлений о размерах эффективной области отражения. Прикладная геофизика, вып. 100. М.: Недра, 1981, с. 36-74.
3. Рябинкин Л. А., Воскресенский Ю. Н., Завалишин Б. Р. и др. Комплекс программ для построения динамических глубинных разрезов МРНП. Разведочная геофизика, вып. 95. М.: Недра, 1982, с. 58-66.
4. Петрашень Г. И., Нахамкин С. А. Продолжение волновых полей в задачах сейсморазведки. Л.: Наука, 1973, 170 с.
5. Тимошин Ю. В., Бирдус С. А., Мерсий В. В. Сейсмическая голография сложнопостроенных сред. М.: Недра, 1989, 255 с.

А В Т О Р



Борис Родионович ЗАВАЛИШИН

Кандидат технических наук, доцент. С 1962 г. работает на кафедре полевой геофизики Государственной академии нефти и газа им. Губкина. В 60-70-е годы был старшим геофизиком, затем техруком сейсмической партии в Корпорации по разведке нефти и газа (OGDC) Пакистана. В 1982 г. - визитинг-профессор Стенфордского Университета, в 1987-88 гг. - визитинг-профессор Уханьского университета геологических наук. Работает над развитием волновых представлений в сейсморазведке.