

## ИЗМЕРЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИУСА ПЕРВОЙ ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ

Б. Р. Завалишин

**АННОТАЦИЯ.** Волновой информации, регистрируемой в пределах первой зоны Френеля, достаточно для решения обратной задачи сейсморазведки. Это означает, что и скорость для миграции данных можно определить в пределах локальной апертуры. Воспользоваться этой возможностью позволяет оптический принцип построения изображений. Его главное достоинство заключается в отсутствии сглаживающего эффекта, неизбежного при использовании многокилометровых удалений. Это даёт надежду на реальное повышение детальности и точности трёхмерной сейсморазведки. Недоступный обычной сейсморазведке результат достигается благодаря использованию дополнительной информации в виде краевой дифрагированной волны.

**ABSTRACT.** Wave information within the first Fresnel zone is sufficient for the solution of an inverse problem. It means that migration velocity is also measurable with it. To make it feasible, the optical principle of imaging should be used. Absence of a smoothing effect, inevitable with multi-kilometer offsets is the main advantage of this approach. It promises more detailed images. The result, inaccessible to the usual method, is achievable due to the use of additional information in the form of a wave diffracted by the aperture.

### Введение

Трёхмерная сейсморазведка унаследовала технологии, разработанные для профильной сейсморазведки, что было вполне оправданным на переходном этапе. Достаточно очевидно, однако, что при сохранении прежних теоретических основ и зарекомендовавших себя технологий повышение геологической эффективности достигается в основном за счёт существенного увеличения объёма регистрируемых данных. Экстенсивное развитие подчинено простому и изначально справедливому правилу: больше данных - лучше результат. Но у этой зависимости пологая асимптота. Поэтому рано или поздно простое повышение плотности наблюдений перестает оправдывать себя. Вместе с тем возможность регистрации многоканальных поверхностных ( $x, y, t$ ) сейсмограмм, появившаяся благодаря стремлению повысить плотность наблюдений, позволяет находить новые решения старых проблем.

Слабым звеном современных технологий сейсморазведки остаётся скорость, определяемая с использованием многокилометровых удалений. Возникающий при этом сглаживающий эффект не позволяет точно фокусировать детали изображений сложно-построенных объектов.

Сейсморазведчикам известно, что для построения точки изображения отражающего элемента посредством обращённого продолжения волнового поля достаточно информации, регистрируемой в пределах только первой зоны Френеля [5, 7]. Но для того чтобы изображение было

резким и несмещённым, желательно использовать скорость, измеряемую в её же пределах, а не скорость, осреднённую по гораздо большему объёму среды. Решение поставленной таким образом задачи достигается [3] за счёт использования дифракции на апертуре в качестве ценной дополнительной информации. Здесь обсуждаются важные моменты этого решения - *уточнение понятия* первой зоны Френеля для волнового импульса [8, 11, 12] и *измерение* её радиуса в качестве формальной характеристики волнового поля.

### Оптический принцип построения изображений

Первая зона Френеля играет важную роль в теории распространения волн и обладает рядом интересных свойств, используемых или учитываемых на практике. Обширную библиографию, посвящённую сейсморазведочным приложениям, можно найти в работах [9, 14]. Наибольший практический интерес с точки зрения автора представляет способность первой зоны Френеля удваивать амплитуду гармонического колебания, объясняющую, в частности, принцип действия камеры обскуры (*pinhole camera*), используемой для построения изображений с доисторических времён [6, 16]. С появлением многоканальных регистрирующих систем этот принцип построения изображений вполне осуществим в трёхмерной сейсморазведке по следующей схеме. Изменение радиуса круглой апертуры миграции сопровождается изменением амплитуды суммарного сигнала. Её абсолютный максимум соответствует радиусу первой

зоны Френеля [17, 18], измерив который можно вычислить скорость распространения волны, а следовательно, и координаты точки отражения.

Полагая, что время регистрации отражённого сигнала известно, возможность реализации такой схемы в частотной области для любой гармоники спектра волнового импульса не должна вызывать сомнений. Возможность реализации во временной области не столь очевидна. Она заслуживает специального обсуждения ещё и потому, что измеренное значение радиуса первой зоны Френеля можно рассматривать в качестве формального параметра интерференционного волнового поля, характеризующего локальные свойства геологической среды.

### Дифракция на апертуре

Абстрактные представления о зонах Френеля естественным образом материализуются в задачах дифракции, для приближённого решения которых они и были разработаны О. Френелем (1818). Простейшей из них является осесимметричная задача дифракции на круглом отверстии и тождественная ей задача отражения от плоского диска [1]. В случае нормального отражения (рис. 1) её точное решение удаётся получить из волнового уравнения в виде явной оценки интеграла Кирхгофа [2, 10]:

$$\phi(t) = \frac{1}{v t_0} \left( f(t - t_0) - \frac{t_0^2}{\tau^2} f(t - \tau) \right). \quad (1)$$

Согласно этой оценке, волновое поле, регистрируемое в точке источника  $S$ , в результате отражения от диска, состоит из отражённой и дифрагированной волн. Здесь  $f(t)$  - форма колебания в свободно распространяющейся волне;  $v$  - скорость распространения волн;  $z_0$  - глубина мнимого источника;  $t_0 = z_0/v$  - время вступления отраженной, а  $\tau = \rho/v$  - время вступления дифрагированной волн.

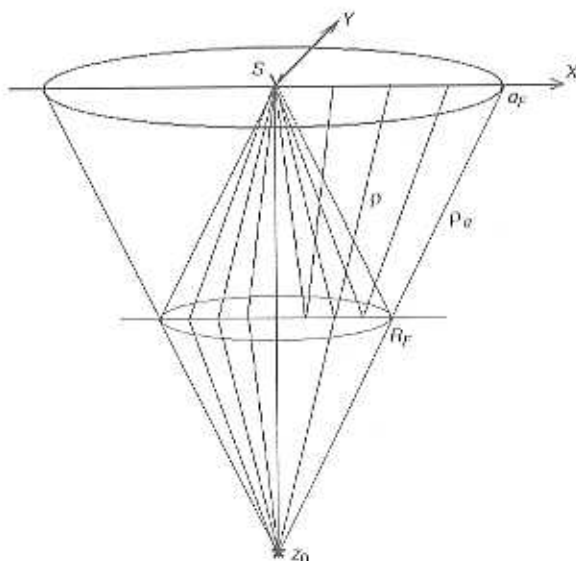


Рис. 1. Лучевая схема отражения (справа) и формирования отражённого сигнала в точке  $S$  по принципу Гюйгенса-Френеля

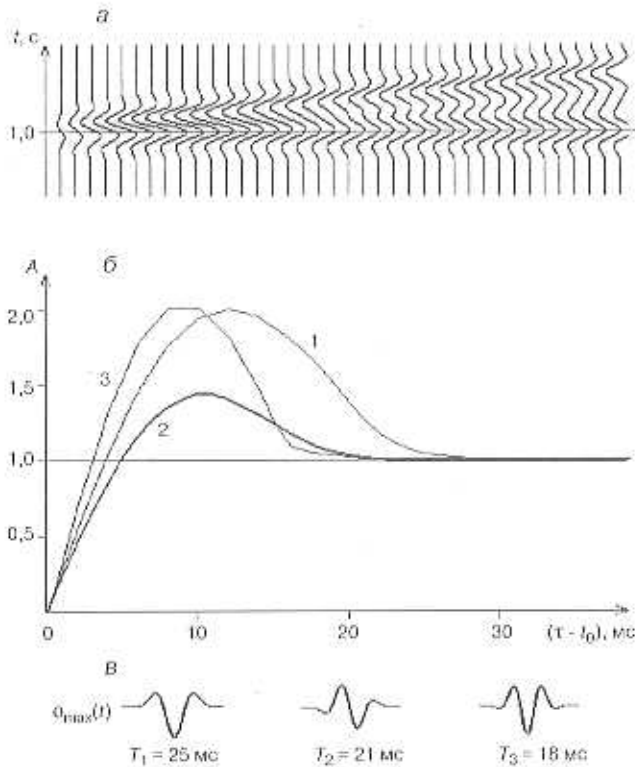
В случае когда  $f(t)$  - гармоника и относительное запаздывание дифрагированной волны равно половине периода  $\tau - t_0 = T/2$ , циклически изменяющаяся амплитуда (1) максимальна и почти вдвое больше амплитуды волны, отражённой от бесконечной границы. Из геометрических соображений (см. рис. 1) ясно, что радиус диска, соответствующий такому запаздыванию дифрагированной волны, равен радиусу первой зоны Френеля [2]:

$$R_F = \frac{v}{2} \sqrt{t_0 T + T^2/4}. \quad (2)$$

Результаты численного моделирования [8, 10, 11 и др.] и реальные данные [12, 15] свидетельствуют о наличии выраженного максимума амплитуды (энергии) и в импульсном волновом поле при его отражении от диска переменного радиуса. Попытки воспользоваться этой особенностью волнового поля в практических целях, обсуждаемые в некоторых из упомянутых публикаций, наталкиваются на неопределённость параметра  $T$  в формуле (2) при произвольной форме сигнала  $f(t)$ . Разные авторы трактуют его как период, соответствующий максимуму частотного спектра, усреднённой или видимой частоте. Для гармоники все эти величины совпадают, а для коротких (двух-трёх полных) сигналов различаются весьма значительно. Естественно, что и результаты вычислений по формуле (2) оказываются разными.

Анализ формулы (1), представляющей собой функцию времени, позволяет установить, что её абсолютный максимум соответствует относительному запаздыванию дифрагированной волны на половину преобладающего периода  $f(t)$ , совпадающего с видимым периодом колебания  $\phi_{\max}(t)$ , обладающего максимальной амплитудой. Факт совпадения объясняется тем, что, хотя форма колебаний в области разрастания амплитуд дифракционного поля (1) напоминает форму производной [10, 11] исходной функции  $f(t)$ , длительность  $\phi_{\max}(t)$  больше длительности  $f(t)$  ровно на фазу - т. е. на половину преобладающего периода. Благодаря этому период для подстановки в формулу (2) можно измерить по колебанию  $\phi_{\max}(t)$ . Это важно, так как форма исходного сигнала в сейсморазведке, как правило, не известна.

Сказанное иллюстрируется рис. 2, а, представляющим численную оценку формулы (1) с произвольно выбранным временем  $t_0 = 1$  с в зависимости от относительного запаздывания дифрагированной волны  $(\tau - t_0)$  с интервалом 1 мс. Исходное поле  $f_2(t)$  задано в виде второй производной колокольной функции - т. е. в виде трёхфазного импульса Рикера, соотношения между всеми характеристиками которого известны [13], что позволяет контролировать их измеряемые значения. В частности, при эффективной длительности сигнала 50 мс частота максимума его спектра равна 37,1 Гц, а преобладающий (видимый) период  $T_2 = 21$  мс. График 2 на рис. 2, б представляет максимальные значения амплитуд в волновом поле рис 2, а. Его экстремум соответствует относительному запаздыванию дифрагированной волны  $(\tau - t_0) = 10,5$  мс, равному половине преобладающего периода  $T_2$ . Измерение преобладающего периода по трассе  $\phi_{2\max}(t)$ , скопированной на рис. 2, в, даёт такой же



**Рис. 2.** Дифракционное поле диска, рассчитанное по формуле (1) в зависимости от относительного запаздывания отражённой и дифрагированной волн (а), результаты амплитудного анализа дифракционных полей для трёх волновых импульсов (б) и форма колебаний, обладающих максимальной амплитудой, и их преобладающие периоды (в)

результат. Аналогичные графики и результаты измерения преобладающих периодов для волновых импульсов и виде первой  $f_1(t)$  и третьей  $f_3(t)$  производных колокольной функции также приведены на рис. 2, б и в.

Показать, что измеренные значения периодов соответствуют истинным значениям радиусов первой зоны Френеля можно следующим образом. Если скорость распространения волн известна, дифракционное волновое поле (1) можно представить в виде его зависимости не от относительного запаздывания дифрагированной волны, а от радиуса диска [2]. На рис. 3 это сделано для скорости  $v = 2$  км/с с шагом  $\Delta R = 10$  м. По максимальным значениям амплитуд здесь можно определить и периоды колебаний  $\phi_{rmax}(t)$ , и радиусы диска, предположительно совпадающие с радиусами первой зоны Френеля для каждого из волновых импульсов.

Убедиться в правильности этого предположения можно с помощью формулы (2). Когда значения  $t_0 = 1$  с,  $T$  и  $R$  измерены, она позволяет вычислить скорость

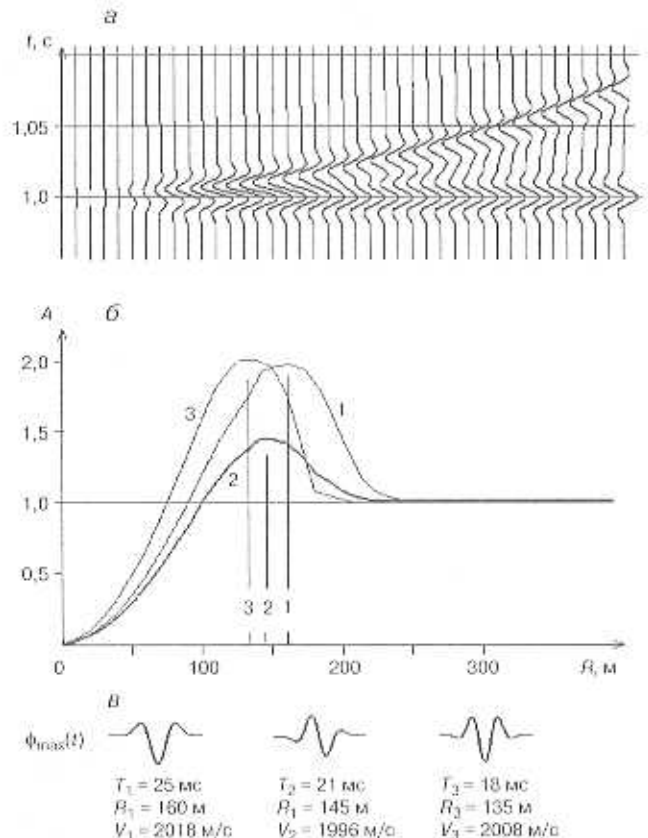
$$v = \frac{2R_F}{\sqrt{t_0 T + T^2/A}} \quad (3)$$

Результаты измерений и вычислений приведены в нижней части рис. 3. Разброс вычисленных скоростей относительно заданного значения  $v = 2$  км/с обусловлен точностью измерения дискретных данных ( $\Delta t = 0,5$  мс,

$\Delta R = 5$  м). Учитывая, что графики, построенные с использованием формулы (1) и по результатам реального эксперимента, совпадают [12], данные рис. 3 убеждают в том, что радиус первой зоны Френеля для волновых импульсов определяется преобладающим периодом, а не какой-либо иной спектральной характеристикой колебания. Если, например, в формулу (3) подставить значение  $T = 1/37,1$  Гц = 27 мс, соответствующее частоте максимума спектра использованного импульса Рикера (график 2 на рис. 3, б), скорость оказалась бы равной 1,76 км/с.

### Измерение радиуса первой зоны Френеля в сейсморазведке

Выше обсуждались вопросы, связанные со спецификой понятия первой зоны Френеля для импульсного волнового поля и обусловленные этой спецификой возможности вычисления её радиуса по формуле (2), когда скорость известна. Целью дальнейшего является измерение радиуса первой зоны Френеля в сейсморазведке, открывающее возможность вычисления самой скорости. Такая постановка задачи предполагает наличие дифракционного волнового поля, аналогичного (1). Достаточно очевидно, что рассмотренная выше задача дифракции на диске далека от сейсмической практики. Но из



**Рис. 3.** Дифракционное поле диска, рассчитанное по формуле (1) в зависимости от радиуса диска при скорости распространения волн 2 км/с (а), результаты амплитудного анализа дифракционных полей для трёх волновых импульсов (б) и форма колебаний, обладающих максимальной амплитудой, измеренные преобладающие периоды и радиусы диска, а также вычисленные с их использованием скорости (в)



физических соображений ясно, что ей аналогична задача дифракции на круглой апертуре, вполне реализуемая в трёхмерной сейсморазведке. Чтобы показать это, вернемся к рис. 1.

Правая часть лучевой схемы рис. 1 иллюстрирует обычное отражение от горизонтальной границы, эквивалентное свободному распространению волны от мнимого источника. Левая часть иллюстрирует представление геометрической оптики о формировании колебания в точке  $S$  отражённой или свободно распространяющейся волны на основе принципа Гюйгенса-Френеля, когда виртуальные источники распределены в плоскости отражающей границы (диска). В целом рисунок призван показать, что фазовые задержки колебаний, суммируемых в точке  $S$ , по принципу Гюйгенса-Френеля равны задержкам отражённой волны, регистрируемой на поверхностной сейсмограмме. Это даёт основание полагать, что суммирование реального волнового поля отражённой волны на поверхностной сейсмограмме без дополнительных сдвигов аналогично суммированию в точке  $S$  полей виртуальных источников по принципу Гюйгенса-Френеля. Чтобы показать это, суммирование спектра  $f(\omega) \leftrightarrow f(t)$  отражённой волны в пределах круглой апертуры на поверхности наблюдений представим интегралом

$$u(\omega) = \int_a \frac{f(\omega)e^{j\omega t - jk\rho}}{\rho} dx dy = f(\omega)e^{j\omega t} \int_0^{2\pi} \int_{z_0}^{2\pi\rho_0} \frac{e^{-jk\rho}}{\rho} \rho d\rho d\theta = \frac{2\pi e^{j\omega t}}{jk} (e^{-jkz_0} - e^{-jk\rho_a}) = \frac{2\pi \nu f(\omega) e^{j\omega t}}{j\omega} (e^{-jkz_0} - e^{-jk\rho_a}), \quad (4)$$

где  $a = \sqrt{x^2 + y^2}$  - радиус круга;  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2}$ ;  $\rho_a = \sqrt{a^2 + z_0^2}$ ;  $k = \omega/\nu = 2\pi/\lambda$  - волновое число;  $\theta$  - полярный угол в плоскости апертуры. Переходя к представлению волнового поля (4) во временной области, получим

$$u(t) = 2\pi\nu \int \{f(t-t_0) - f(t-\tau)\} dt. \quad (5)$$

Легко заметить, что, как и точное решение задачи дифракции на диске (1), формула (5) в явном виде представляет интерференцию отражённой и дифрагированной волны, что гарантирует наличие максимума амплитуды, определяющего радиус первой зоны Френеля. Различия формул (1) и (5) легко свести к минимуму, умножив (4) на эмпирически введённый Френелем коэффициент. Для интересующей нас первой зоны этот множитель равен  $K = -1/jk\lambda = j\omega/2\pi\nu |1|$ . Я этого не делалю, чтобы подчеркнуть, что для решаемой задачи вполне достаточно простого суммирования исходной сейсмограммы, а различия формул (1) и (5) несущественны, так как:

- абсолютная амплитуда суммарного колебания в решаемой задаче не играет роли, важна только зависимость амплитуды от радиуса поверхностной апертуры;
- множитель перед вторым слагаемым в (1), каким бы он ни был, не влияет на положение абсолютного мак-

симула амплитуды дифракционного поля, а в пределах первой зоны Френеля он почти не отличается от единицы;

- различия формы колебаний при необходимости (например, для миграции [17]) легко устранить, продифференцировав (5) по времени. Принципиально важным является понимание того, что простое суммирование отражённой волны позволяет определить радиус Френеля не для волнового импульса  $f(t)$ , зарегистрированного на сейсмограмме, а для его интеграла.

Показать, что формула (5) описывает реальное положение вещей, можно с помощью модельного примера. На рис. 4, а приведено одно из радиальных сечений поверхностной сейсмограммы ( $\Delta x = \Delta y = 20$  м), содержащей волну, отражённую от горизонтальной границы ( $t_0 = 1$  с). Форма колебаний представлена использованным ранее импульсом Рикера  $f_2(t)$ . Суммируя сейсмограмму в пределах круга с увеличивающимся радиусом ( $\Delta a = 20$  м), получаем *апертурную суммоэнтту* (рис. 4, б). Для иллюстрации сказанного выше о несущественности различий формул (1) и (5) на неё наложено масштабированное волновое поле, рассчитанное по формуле (1) для волнового импульса  $f_1(t) = \int f_2(t) dt$ . По максимальным значениям амплитуды колебаний на трассах *апертурной суммоэнтты* построен график рис. 4, в. Его экстремум соответствует радиусу апертуры  $a_F = 2R_F = 320$  м, равно вдвое большему радиуса первой зоны Френеля в плоскости отражающей границы для импульса

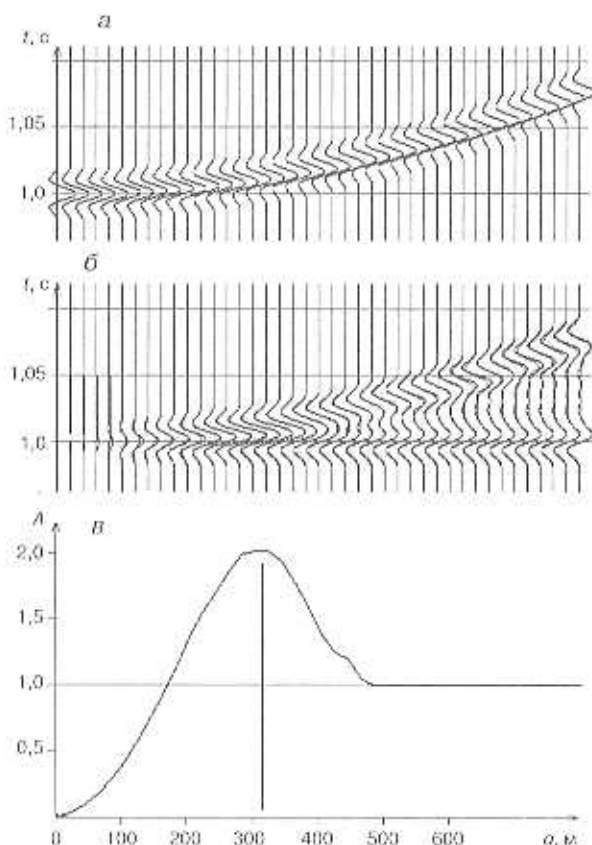


Рис. 4. Радиальное сечение поверхностной сейсмограммы (а), апертурная суммоэнтта (б) и результат её амплитудного анализа (в)

$f_1(t)$  (кривая 1 на рис. 3, б). Что так и должно быть следует из геометрии рис. 1. Это, в свою очередь, означает, что простое суммирование отражённой волны в пределах круглой апертуры переменного радиуса позволило измерить радиус первой зоны Френеля.

Возможность вычисления с его помощью истинной скорости (см. рис. 3) является неединственным достоинством нового параметра. Скорость в рамках излагаемого подхода надёжнее и точнее определяется в спектральной области [4] по спектру апертурной суммоленды, где имеется возможность осреднения по набору частот. Новый измеряемый параметр может оказаться полезным при интерпретации данных - если не сам по себе, то его изменчивость по горизонтали. К этой мысли приводит показанная выше зависимость радиуса от преобладающего периода колебания, который, как известно, тесно связан со слоистостью среды. Достоинством является и возможность его измерения во множестве точек одной поверхностной сейсмограммы при неизменных свойствах источника. Помехоустойчивость измерений обеспечивается большим числом (порядка  $10^3$ ) суммируемых в пределах первой зоны Френеля каналов.

Для перехода от рассмотренного частного случая нормального отражения от горизонтальной границы к более общей ситуации необходимо уточнить, что использованный термин "простое суммирование" означает суммирование в (воображаемой) плоскости, перпендикулярной к лучу. В координатах  $(x, y, t)$  оно реализуется посредством суммирования отражённой волны вдоль плоскости, касательной к голографу [17], характеристикой которой служит лучевой параметр  $p$ . Обычно он не известен и для отыскания максимального значения амплитуды  $u_{\max}(t)$ , характеризующей и радиус первой зоны Френеля, и лучевой параметр  $p$ , необходимо переборное суммирование по всевозможным плоскостям и радиусам апертуры. Оптимизировать процедуру можно с помощью предварительной оценки лучевого параметра

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{(\partial t / \partial x)^2 + (\partial t / \partial y)^2}, \quad (6)$$

где  $p_x$  и  $p_y$  - величины, измеряемые в центре апертуры по максимальным значениям амплитуды на суммолендах РНП. Учитывая невысокую помехоустойчивость и точность этого подхода, перебор плоскостей суммирования в суженном диапазоне остаётся актуальным.

### Заключение

Оптический принцип построения изображений основан на конструктивной интерференции полезной волны с полем её дифракции на апертуре. В сейморазведке он реализуется в произвольной точке поверхностной сейсмограммы ОПВ посредством суммирования данных с перебором плоскостей суммирования и радиусов апертуры. По максимуму амплитуды суммарного сигнала устанавливаются радиус первой зоны Френеля, преобладающий период колебания, величина и азимут лучевого параметра волны. Измеренных параметров достаточно для

создания глубинно-скоростной модели среды и для построения изображений, т. е. для глубинной миграции.

Недоступный обычной сейморазведке результат достигается благодаря использованию дополнительной полной информации в виде краевой дифрагированной волны.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э., 1970, Основы оптики: М., Наука.
2. Завалишин Б. Р., 1981, Анализ представлений о размерах эффективной области отражения: Прикладная геофизика, **100**, 36 - 44.
3. Завалишин Б. Р., Шевченко А. А., 2005, Способ определения эффективных скоростей сейсмических волн: Патент Российской Федерации на изобретение № 2262723. Приоритет 08.07.2004, Опубликовано 20.10.05, Бюл. № 29.
4. Завалишин Б. Р., Шевченко А. А., 2007, Вопросы помехоустойчивости дифракционного способа определения скоростей: Технологии сейморазведки, **2**, 40 - 46.
5. Петрашень Г. И., Нахамкин С. А., 1973, Продолжение волновых полей в задачах сейморазведки: Л., Наука.
6. Поль Р. В., 1966, Оптика и атомная физика: М., Наука.
7. Тимонин Ю. В., 1972, Основы дифракционного преобразования сейсмических записей: М., Недра.
8. Bruhl M., Vermeer G. J. O., Kiehn M., 1996, Fresnel zones for broadband data: Geophysics, **61**, 600 - 604.
9. Cherveny V., Soares J. E., 1992, Fresnel volume ray tracing: Geophysics, **57**, 902 - 915.
10. Hilberman F. J., 1982, Interpretive lessons from three-dimensional modeling: Geophysics, **47**, 784 - 808.
11. Knapp R. W., 1991, Fresnel zones in the light of broadband data: Geophysics, **56**, 354 - 359.
12. Pearce J., Mittleman D., 2002, Defining the Fresnel zone for broadband radiation: Physical Review, E **66**, 056602 (4).
13. Ricker N., 1940, The form and nature of seismic waves and the structure of seismograms: Geophysics, **5**, 348 - 366.
14. Spetzler J., Snieder R., 2004, The Fresnel volume and transmitted waves: Geophysics, **69**, 653 - 663.
15. Woods J., 1975, A seismic model using sound waves in air: Geophysics **40**, 593 - 607.
16. Young M., 1989, The pinhole camera: The Physics Teacher, **648** - 655.
17. Zavalishin B. R., Parasya V. S., 1999, Migration and imaging with the optimal aperture: 61<sup>st</sup> EAGE conference, Helsinki, Finland, Extended Abstracts, P-136.
18. Zavalishin B. R., 2000, Diffraction problems of 3-D seismic imaging: Geophysical Prospecting, **48**, 4, 631 - 646.

### ОБ АВТОРЕ



**Борис Родионович  
ЗАВАЛИШИН**

Доктор физико-математических наук, профессор кафедры разведочной геофизики РГУ нефти и газа им. Губкина. Окончил МИИХиГП им. Губкина в 1962 г. Работает над развитием волновых представлений в сейморазведке.