

В. С. ЧЕРНЯК, С. А. ГРИЦЕНКО

**ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОГТ ДЛЯ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СИСТЕМЫ ОДНОРОДНЫХ СЛОЕВ С
КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ГРАНИЦАМИ**

Доказывается возможность сопоставления годографа ОГТ с годографом фиктивной волны, распространяющейся от основания центрального луча как от источника. Такое сопоставление позволяет провести аналитическое решение по оценке пластовой скорости n -го слоя по трем сечениям поверхностного годографа ОГТ.

Вопросы, связанные с пространственной обработкой сейсмических наблюдений, стали широко обсуждаться в последние годы [2, 3, 7, 10, 11, 13, 16 и др.]. Во всех публикациях показывается возможность значительного уточнения интерпретации при учете бокового сноса, рассматриваются схемы площадных наблюдений и пути пространственной обработки отраженных волн.

В настоящей работе развиваются способы построения скоростной модели слоистой среды по вторым производным временного поля, использующие переход от последних к оценкам кривизны фронта волны. Эффективность этих способов доказана при двумерной интерпретации [6]. Возможность использования подобных идей при пространственной обработке отраженных волн показана С. В. Гольдиным [7].

В работе [7] при интерпретации предельных эффективных параметров ОГТ многослойного разреза (или вторых производных годографов) производится переход к параметрам поверхностного годографа ОТВ и от них — к оценке формы фронта отраженной волны. Возможность оценки пластовой скорости показывается при рассмотрении зависимости формы фронта от параметров трехмерной многослойной модели.

В предлагаемом ниже способе расчета пластовых скоростей сами эффективные параметры годографа ОГТ преобразуются в характеристики фронта некоторой фиктивной волны. Связь параметров фронта этой волны с параметрами среды намного проще, чем для отраженных волн, что позволяет получить конструктивное решение относительно оценки пластовой скорости трехмерных слоистых сред с криволинейными границами раздела.

Основная идея данного способа заключается в сопоставлении годографу ОГТ (в малой окрестности его центральной точки $(0, 0)$) волны, пришедшей от основания центрального луча (луч из точки $(0, 0)$, нормальный к отражающей поверхности) как от источника. Таким образом, вместо рассмотрения пути волны по траектории пункт взрыва — отражающая граница — поверхность наблюдений, что является необходимым при интерпретации предельных эффективных параметров ОТВ, при интерпретации аналогичных параметров ОГТ достаточно рассмотреть траекторию волны от фиктивного источника на отражающей границе до поверхности наблюдений. Разработка общей схемы пространственной интерпретации, использующей указанную идею, принадлежит одному из авторов настоящей статьи, который провел решение аналогичной задачи для двумерного случая [4, 14, 16].

Правомерность указанного подхода к интерпретации предельных эффективных параметров непосредственно следует из доказываемого в статье факта совпадения в точке $(0, 0)$ второй производной годографа ОГТ и половины второй производной годографа волны от фиктивного источника на отражающей границе. Этот факт означает и независимость второй производной годографа ОГТ в центральной точке от кривизны отражающей границы. Для двумерного случая с одной границей раздела это было замечено еще в 1959 г. Н. Н. Пузыревым [12], который рассматривал годограф симметричных точек, что в современной терминологии равносильно годографу ОГТ. Доказательство для двуслойной модели было проведено в работе [15], где также было

показано, что численные расчеты не противоречат предположению об отсутствии реакции годографа ОГТ в точке $x = 0$ на кривизну отражающей границы при наличии слоистости покрывающей толщи.

Ниже дается способ расчета скорости волн в n -м слое на одном пикете по значениям предельных эффективных параметров ОГТ t_{0_i} , v_{e_i} ($i = 1, 2, 3$), первых производных t'_{0_i} ($i = 1, 2, 3$) (индекс i соответствует трем различным направлениям на плоскости наблюдений, по которым определены указанные параметры временного поля) и параметрам уже рассчитанных или известных $n-1$ вышележащих слоев*. (*При $n=1$ алгоритм оценки пластовой скорости тривиален, так как сводится формально к двумерному случаю: $v_{i_1} = v_{e_1} \cos[\arctg(t'_{0_1} v_{e_1} / 2)]$.) Предполагается, что переход к указанным наблюдаемым данным от некоторого набора параметров четырехмерного временного поля отраженных волн обеспечивается достаточно сложной системой площадных наблюдений [5]. В частности, необходимая информация может быть получена на пересечении трех профилей МОГТ. Указанная система исходных данных позволяет провести для моделей слоисто-однородных сред аналитическое решение по оценке пластовых скоростей.

Вслед за обоснованием способа интерпретации описываются также три этапа вычислений по предлагаемому алгоритму. На первом осуществляется переход от эффективных параметров к параметрам фронта фиктивной волны. Второй этап заключается в пересчете последних на кровлю n -го пласта. Наконец, на третьем этапе по преобразованным параметрам фиктивной волны вычисляется пластовая скорость.

В идейном отношении близким нашему алгоритму является алгоритм, приведенный в статье [16]. Однако в этой работе фокусировка лучей, соответствующих годографу ОГТ в окрестности центральной точки, на основании центрального луча используется без строгого обоснования. Кроме того, как показано в [9], в этой работе есть неточности при пересчете характеристик фронта волны по лучу, что практически сводит задачу к двумерной.

Обоснование способа интерпретации

В данном разделе устанавливается связь вторых производных годографа ОГТ и годографа, соответствующего фиктивной волне, источник которой совпадает с основанием центрального луча годографа ОГТ.

Пусть линия наблюдений задана кривой L на неплоской поверхности (рис. 1). Точку x на L будем определять длиной дуги от некоторой точки L_0 . Поставим в соответствие годографу ОГТ совокупность пар точек $\{x_1, x_2\}$, определяемых соотношениями $x_1 = -l/2$, $x_2 = l/2$, где l — параметр, который назовем базой. Центральной точкой годографа ОГТ при этом будет точка L_0 .

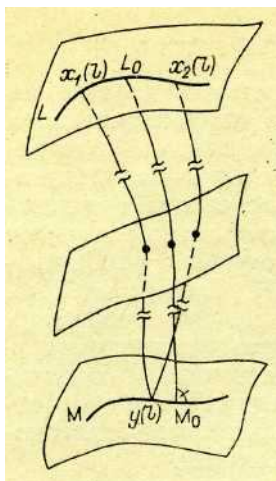


Рис. 1. К доказательству связи второй производной годографа ОГТ в центральной точке (L_0) с второй производной годографа фиктивной волны, распространяющейся от основания центрального луча (M_0).

Рассмотрим отражение лучей в трехмерной модели с произвольным распределением скоростей в покрывающей толще.

Пусть точки отражения лучей образуют на отражающей неплоской поверхности кривую M , на которой выделим точку M_0 , соответствующую центральному лучу годографа ОГТ. Произвольную точку y кривой M будет определять длиной дуги этой кривой, отсчитываемой от M_0 .

Время пробега волны от точки $x(x \in L)$ до точки $y(y \in M)$ есть функция длин дуг xL_0 и yM_0 . Примем для нее обозначение $T(x,y)$. Пусть задана некоторая произвольная функция $y(l)$, где l — база, такая, что $y(0)=0$. Рассмотрим функцию $T(x_1(l), y(l)) + T(x_2(l), y(l)) = F(l)$. Эта функция описывает годограф ОГТ, если $y(l)$ выбрана такой, что траектория $x_1 y x_2$ для любого l удовлетворяет принципу Ферма:

$$\partial F / \partial y \equiv 0. \quad (1)$$

Обозначим такую функцию через $F_{\text{ОГТ}}(l)$. Первая производная dF/dl равна:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{dl} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial T(x_1, y)}{\partial x_1} + \frac{\partial T(x_1, y)}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial l} + \frac{1}{2} \frac{\partial T(x_2, y)}{\partial x_2} + \frac{\partial T(x_2, y)}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial l} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial T(x_2, y)}{\partial x_2} - \frac{\partial T(x_1, y)}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial l}. \end{aligned}$$

Второе слагаемое в последнем выражении обращается в нуль, если $F(l) = F_{\text{ОГТ}}(l)$ (в соответствии с (1)).

Составим выражение для второй производной годографа ОГТ

$$\begin{aligned} \frac{d^2 F}{dl^2} &= \frac{1}{4} \left[\frac{\partial^2 T(x_2, y)}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T(x_1, y)}{\partial x_1^2} + 2 \frac{\partial y}{\partial l} \left(\frac{\partial^2 T(x_2, y)}{\partial x_2 \partial y} - \frac{\partial^2 T(x_1, y)}{\partial x_1 \partial y} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{4} \left[\left. \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} \right|_{x_2} + \left. \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} \right|_{x_1} + 2 \frac{\partial y}{\partial l} \left(\left. \frac{\partial^2 T(x_2, y)}{\partial x \partial y} \right|_{x_2} - \left. \frac{\partial^2 T(x_2, y)}{\partial x \partial y} \right|_{x_1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Для центральной точки (L_0) годографа ОГТ, когда $x_1 = x_2 = 0$, $l = 0$, $y(0)=0$ последнее выражение преобразуется к следующему виду:

$$\left. \frac{d^2 F_{\text{ОГТ}}}{dl^2} \right|_{l=0} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{x=0}.$$

Соотношение (3) свидетельствует о том, что вторая производная поверхностного годографа ОГТ по произвольному направлению в центральной его точке вдвое больше второй производной годографа ОТВ, образованного фиктивной волной от источника, помещенного в точку M_0 , т. е. на основании центрального луча годографа ОГТ.

Расчет формы фронта фиктивной волны по трем сечениям поверхностного годографа ОГТ

Геометрическое описание фронта волны в малой окрестности некоторой точки содержит три параметра, для определения которых необходимо использовать измерения кривизны поверхностного годографа по трем различным направлениям.

Пусть для заданной точки плоскости наблюдений известен необходимый набор параметров временного поля. Обозначим исходные данные, соответствующие какому-либо направлению измерений, устанавливаемому вектором \vec{s} , через t_0 , t'_0 и v_e . Используя известную формулу, связывающую вторую производную линейного годографа какой-либо волны с радиусом кривизны ее фронта в трехмерной модели [7] и соотношение (3), можно записать для второй производной годографа ОГТ в точке (0,0):

$$t'' = \cos^2 \alpha_0 / (2v_1 R''_s). \quad (4)$$

В этом выражении, формально совпадающем с формулой второй производной годографа ОГТ в двумерном случае [14], α_0 — угол между центральным лучом и линией наблюдений (вектором \vec{s}), v_1 — скорость волн в первом слое, R''_s — радиус кривизны фронта фиктивной волны в направлении \vec{s} . Из формулы (4) можно получить формулу для расчета кривизны фронта фиктивной волны

$$1/R''_s = t'' \cdot 2v_1 / \cos^2 \alpha_0, \quad (5)$$

в которой значения t'' и α_0 вычисляются известным образом по исходным параметрам временного поля и значению скорости в первом пласте:

$$t'' = 1/(v_e^2 t_0), \quad (6)$$

$$\alpha_0 = \arcsin(t'_0 v_1 / 2). \quad (7)$$

Выражению (5) можно сопоставить следующее равенство, устанавливаемое формулой Эйлера:

$$1/R''_s = \cos^2 \omega_1 / R^{(1)} + \sin^2 \omega_1 / R^{(2)}, \quad (8)$$

где $R^{(1)}$ и $R^{(2)}$ — главные радиусы кривизны фронта волны, а ω_1 - угол между направлением \vec{s} и следом первого главного сечения фронта волны на плоскости наблюдений. Охарактеризуем направление этого следа вектором $\vec{\omega}$.

Установим на данном пикете (в плоскости наблюдений) условное направление, в котором определим характеристики фронта волны из данных по произвольному направлению. Пусть этот вектор определяется суммой единичных векторов, характеризующих три заданных направления измерения исходных данных. Поставим в соответствие выбранному направлению вектор \vec{n} .

Пусть ω — угол между векторами \vec{n} и $\vec{\omega}$, а γ — угол между векторами \vec{s} и \vec{n} . Тогда $\omega_1 = \omega - \gamma$. Подставляя последнее в (8) и приравнявая правые части выражений (5) и (8), получим:

$$\cos^2(\omega - \gamma) / R^{(1)} - \sin^2(\omega - \gamma) / R^{(2)} = t'' \cdot 2v_1 / \cos^2 \alpha_0.$$

Последнее выражение путем несложных преобразований приводится к следующему основному уравнению:

$$\cos^2 \gamma / R^{(1)} + \sin^2 \gamma / R^{(2)} + 1/2 \cdot G \sin 2\gamma = t'' \cdot 2v_1 / \cos^2 \alpha_0, \quad (9)$$

где $R^{(1)}$ и $R^{(2)}$ — радиусы кривизны фронта фиктивной волны на данном пикете, соответствующие направлению \vec{n} и перпендикулярному ему,

$$G = (1/R^{(1)} - 1/R^{(2)}) \operatorname{tg} 2\omega. \quad (10)$$

Уравнение (9) линейно относительно неизвестных $1/R^{(1)}$, $1/R^{(2)}$ и G . По полному набору исходных данных можно составить систему трех уравнений и вычислить указанные параметры, от которых легко перейти к характеристикам фронта фиктивной волны ($1/R^{(1)}$, $1/R^{(2)}$ и ω), достигшей точки (0, 0) поверхности наблюдений, используя формулу Эйлера и равенство (10).

Пересчет параметров фронта фиктивной волны на кровлю n -го пласта

С помощью формулы (7) легко определить по исходным наблюдениям направление центрального луча в точке (0, 0) плоскости наблюдений, что позволяет протрассировать этот луч по известной части разреза (до встречи с n — 1-й границей). Задача далее состоит в том, чтобы по параметрам фронта фиктивной волны, достигшей точки (0, 0), определить параметры фронта волны в момент выхода ее из n -го слоя, т. е. после пробега ею пути от точки пересечения центрального луча с отражающей границей (фиктивный источник) до момента после преломления на n — 1-й границе по траектории центрального луча.

Способ пересчета, основанный на формулах Б. Я. Гельчинского для преобразования кривизн фронта сейсмической волны при переходе через границу

раздела [1], подробно изложен С. В. Гольдиным [7, 8]. Оригинальная вычислительная схема пересчета характеристик фронта волны, несколько упрощающая расчеты, предложена в [9], где указаны также некоторые упрощения, имеющиеся в схемах пересчета, предложенных в работах [10, 16].

Ниже будут приведены формулы, связывающие характеристики фронта волны по обе стороны преломляющей границы, так как они понадобятся в дальнейшем для вывода формул пластовой скорости.

Введем следующие обозначения, в которых индекс k означает номер пласта или границы раздела (подшвы k -го пласта). Пусть α_k и β_{k+1} — углы наклона центрального луча от нормали над и под k -й границей, v_k — пластовая скорость, R_k^{\parallel} , R_k^{\perp} и ω_k — характеристики фронта волны на подошве k -го пласта, R_{ek+1}^{\parallel} , R_{ek+1}^{\perp} и ω_{ek+1} — характеристики фронта волны на кровле $k+1$ -го пласта, r_k^{\parallel} , r_k^{\perp} , Φ_k — радиусы кривизны преломляющих границ и угол между плоскостью падения лучей — Q_k и главным сечением границы раздела (R_k^{\parallel} , R_{ek+1}^{\parallel} и r_k^{\parallel} соответствуют измерениям в плоскости Q^k , R_k^{\perp} , R_{ek+1}^{\perp} и r_k^{\perp} — в плоскости, перпендикулярной ей и k -й границе).

Связь характеристик фронта волны по обе стороны k -й границы определяют следующие формулы:

$$(\cos^2 \alpha_k / R_k^{\parallel} + \cos \alpha_k / r_k^{\parallel}) / v_k = (\cos^2 \beta_{k+1} / R_{ek+1}^{\parallel} + \cos \beta_{k+1} / r_k^{\parallel}) / v_{k+1} \quad (11)$$

$$(1 / R_k^{\perp} + \cos \alpha_k / r_k^{\perp}) / v_k = (1 / R_{ek+1}^{\perp} + \cos \beta_{k+1} / r_k^{\perp}) / v_{k+1} \quad (12)$$

$$\cos \alpha_k (G_k + D_k) / v_k = \cos \beta_{k+1} (G_{k+1} + D_k) / v_{k+1}, \quad (13)$$

где

$$G_k = (1 / R_k^{\parallel} - 1 / R_k^{\perp}) / \operatorname{tg} 2\omega_k, \quad (14)$$

$$G_{k+1} = (1 / R_{ek+1}^{\parallel} - 1 / R_{ek+1}^{\perp}) / \operatorname{tg} 2\omega_{ek+1}, \quad (15)$$

$$D_k = (1 / r_k^{\parallel} - 1 / r_k^{\perp}) / \operatorname{tg} 2\Phi_k. \quad (16)$$

Для полноты изложения приведем также формулы преобразования характеристик фронта волны при распространении ее через k -й пласт

$$R_k^{(1)} = R_{ek}^{(1)} + h_k, \quad R_k^{(2)} = R_{ek}^{(2)} + h_k, \quad \omega_k = \omega_{ek} + \Psi,$$

где $R_k^{(1)}$ и $R_k^{(2)}$ — радиусы кривизны фронта волны в главных сечениях, h_k — отрезок центрального луча в k -м пласте, Ψ — угол между плоскостями падения лучей Q_{k-1} и Q_k .

Обратный пересчет характеристик фронта волны удобно проводить, представляя движение вспять, как реальное движение волны с обращенной формой фронта. Тогда все необходимые параметры определяются по пути движения в прямом и обратном направлении по одним и тем же правилам (при этом полезно заметить, что характеристики формы границы должны менять знаки, поскольку они зависят от направления волны).

Обращение фронта производится перед началом пересчета сменой знаков у исходных характеристик фронта волны, полученных по наблюдаемым данным ($R_{e1}^{(1)}$, $R_{e1}^{(2)}$, ω_{e1}). После выполнения преобразований на заданном пути фронт волны снова обращается, чтобы соответствовать реальному движению.

Формулы пластовой скорости

Пересчитав характеристики фронта фиктивной волны, относящиеся к плоскости наблюдений, на подошву n — 1-го пласта, получим значения R_{n-1}^{\parallel} , R_{n-1}^{\perp} и ω_{n-1} . Параметры соответствуют наблюдениям на касательной плоскости к n -й границе в точке пересечения ее центральным лучом волной, идущей снизу, от основания

центрального луча (фиктивный источник). Рассматривая обратный ход волны в n -й слой через $n - 1$ -ю границу, заметим, что $R_{en}^{\parallel} = R_{en}^{\perp} = h_n$, и следовательно, $G_n = 0$ (см (15)).

Введем систему обозначений:

$$x = \cos \beta_n / v_n, \quad y = 1/v_n^2, \quad z = v_n / h_n, \quad k_1 1/r_n^{\parallel}, \quad k_2 1/r_n^{\perp},$$

$$A = (\cos^2 \alpha_{n-1} / R_{n-1}^{\parallel} + \cos \alpha_{n-1} / r_{n-1}^{\parallel}) / v_{n-1},$$

$$B = (1 / R_{n-1}^{\perp} + \cos \alpha_{n-1} / r_{n-1}^{\perp}) / v_{n-1},$$

$$C = \cos \alpha_{n-1} (G_{n-1} + D_{n-1}) / (D_{n-1} v_{n-1}),$$

$$E = \sin^2 \alpha_{n-1} / v_{n-1}^2 = \sin^2 \beta_n / v_n^2.$$

Тогда соотношения (11) — (13) преобразуются к виду:

$$A = zx^2 + k_1 x, \quad (17)$$

$$B = zy + k_2 x, \quad (18)$$

$$C = x. \quad (19)$$

Заметим, что справедливо следующее равенство:

$$x^2 + E = y, \quad (20)$$

а величина обратная z , т. е. время пробега волны в n -м слое, может быть вычислено с помощью формулы

$$1/z = t_0 / 2 - \sum_{k=1}^{n-1} h_k / v_k. \quad (21)$$

Обратим внимание на то, что в выражениях (17)—(21) величины A, B, C, E, K_1, K_2 и z известны, а x и y — неизвестны, так как содержат искомый параметр v_n .

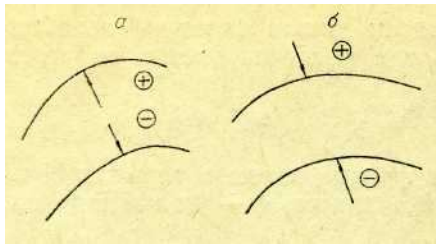


Рис. 2. Знаки кривизн фронтов (а) и границ (б).

Теперь нахождение пластовой скорости в n -м слое сводится к решению системы (17)—(21) относительно x . Действительно, из (20) следует, что

$$v_n = 1 / \sqrt{y} = 1 / \sqrt{x^2 + E}. \quad (22)$$

Так как система (17)—(21) содержит меньше неизвестных, чем уравнений, то решение можно провести разными способами.

Соотношение (19) непосредственно выражает значение x через C , а подставив (20) в (18) и вычтя последнее из (17), получим линейное уравнение относительно x , решение которого имеет вид:

$$x = (A - B + zE) / (k_1 - k_2),$$

где z находится из (21).

Интересно, что эти простые решения для x дают неопределенность или неустойчивость в простых ситуациях, например, при плоской преломляющей границе, при сферической форме фронта волны или границы.

Решая систему (17), (18), (20), т. е. не используя информацию о времени пробега в n -м слое, получим уравнение $x^3(k_1 - k_2) + x^2(B - A) + xEk_1 - EA = 0$. Значит, для определения x в этом случае необходимо решить уравнение третьей степени. Однако для плоской модели имеем $x = \sqrt{EA / (B - A)}$, а для сферической формы границы — легко разрешимое квадратное уравнение $x^2(B - A) + xEk_1 - EA = 0$.

Более простые, устойчивые и достаточно общие решения можно получить с использованием информации о времени пробега волны в n -м слое, т. е. считая z известным и решая уравнение (17) или (18) относительно x независимо друг от друга (величина y из (18) исключается подстановкой в него уравнения (20)). При этом мы получаем два независимых решения для x , а значит, и для пластовой скорости.

Исследуем эти уравнения более подробно, при этом знаки кривизны фронта и границы по отношению к направлению распространения волны будем выбирать в соответствии с рис. 2. Перепишем уравнения (17) и (18) после подстановки (20) в виде

$$x^2 + xk_1/z - A/z = 0, \quad (23)$$

$$x^2 + xk_2/z + E - B/z = 0. \quad (24)$$

Так как величина, $x = \cos \beta_n / v_n$ по смыслу задачи положительна, то из уравнений (23) и (24) мы должны выбирать положительные решения. Рассмотрим вначале случай, когда таких решений нет. По теореме Виета о корнях квадратного трехчлена легко получить условия, когда уравнения (23) и (24) имеют лишь отрицательные корни. С учетом того, что z положительно, эти условия для (23) и (24) соответственно имеют вид:

$$\left. \begin{array}{l} A < 0 \\ k_1 > 0 \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} B < zE \\ k_2 > 0 \end{array} \right\}. \quad (25)$$

Такие соотношения между известными параметрами возникают, как легко видеть из (11) и (12), при $R_n^{\parallel} < 0$ и $R_n^{\perp} < 0$, что не соответствует реальной ситуации (фронт волны, распространяющейся в n -м слое от источника на его подошве, должен быть выпуклым).

Рассмотрим теперь случай, когда решение задачи неоднозначно, т. е. уравнения (23) и (24) имеют по два положительных корня. По теореме Виета для этого случая справедливы следующие неравенства:

$$\left. \begin{array}{l} A < 0 \\ k_1 < 0 \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} B < zE \\ k_2 < 0 \end{array} \right\}. \quad (26)$$

которые, используя введенные ранее обозначения, можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{array}{l} R_{n-1}^{\parallel} > -r_n^{\parallel} \cos \alpha_{n-1} \\ r_n^{\parallel} < 0 \end{array} \right\}, \quad \left. \begin{array}{l} R^{\parallel} \cos \alpha_{n-1} > \frac{1}{h_H} \frac{\sin^2 \beta}{V} - r^{\parallel} \\ r^{\parallel} < 0 \end{array} \right\}.$$

Из неравенств видно, что двузначность решения в том и другом случае будет иметь место тогда, когда граница вогнута в сторону мнимого источника и имеет большую кривизну, чем фронт с другой стороны границы от мнимого источника. Отметим, что в задачах кинематической интерпретации такие соотношения кривизн встречаются редко.

Во всех случаях, кроме обозначенных условиями (25) и (26), решение каждого уравнения (23) и (24) содержит два корня с разными знаками. Отбрасывая отрицательные значения, мы в обоих случаях получаем однозначную оценку пластовой скорости.

Решения уравнений (23) и (24) имеют вид:

$$x_{1,2} = \frac{-k_1 \pm \sqrt{k_1^2 + 4Az}}{2z}, \quad (27)$$

$$x_{1,2} = \frac{-k_2 \pm \sqrt{k_2^2 + 4Bz - 4Ez^2}}{2z}. \quad (28)$$

Ясно, что если корни в этих формулах имеют разные знаки, то положительный корень соответствует знаку + перед радикалом.

Заметим, что формулы (22) и (27) идентичны решению, проведенному в работе [4] для двумерного случая.

При плоской $n - 1$ -й границе каждому из выражений (27) и (28) соответствует один корень с положительным знаком. При $k_1 = k_2 = 0$, подставляя (27) и (28) в (22) и выражая условные символы через параметры среды, можно прийти к простым

формулам пластовой скорости: $v_n = \sqrt{R_{n-1}^{\parallel} v_{n-1} / z} / \cos \alpha_{n-1} / \sqrt{1 + R_{n-1}^{\parallel} z t g^2 \alpha_{n-1} v_{n-1}}$,

$$v_n = \sqrt{R_{n-1}^{\perp} v_{n-1} / z}.$$

Заметим, что вопросы определения пластовой скорости для простых моделей слоистых трехмерных сред впервые были рассмотрены в работе [15].

В случае высокоточных наблюдений и достоверных сведений о параметрах верхней части разреза ($n - 1$ слоев) формулы (27) и (28) должны давать одинаковый результат. Разница в оценках v_n говорит об ошибках наблюдений или неточном знании строения покрывающей пласт толщи и в некотором смысле является оценкой точности параметра v_n .

Авторы благодарны С. В. Гольдину за весьма ценные замечания при обсуждении материала и текста статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельчинский Б. Я. Формула геометрического расхождения. В кн. Вопр. динам., теории распростр. сейсм. волн, вып. V. Изд-во ЛГУ. Л, 1961.
2. Глоговский В. М., Мешбей В. И. Наиболее важные достижения в методике и технике разведочной геофизики (площадные системы сейсмических наблюдений и методика пространственной обработки отраженных волн). М., ВНИИОЭНГ, 1977.
3. Глотов О. К. Повышение геологической эффективности поисков путем совершенствования интерпретации данных сейсморазведки в трехмерном пространстве. Геол. нефти и газа, 1977, № 2.
4. Гольдин С. В., Черняк В. С. Аналоги формулы Дикса для слоисто-однородных сред с негоризонтальными границами. Геол. и геофиз., 1976, № 10.
5. Гольдин С. В. К теории пространственных систем наблюдений и интерпретации данных МОВ. Геол. и геофиз., 1977, № 7.
6. Гольдин С. В., Черняк В. С., Судварг Д. И. Оценка параметров скоростной модели среды по данным многократного прослеживания отраженных волн. Геол. и геофиз., 1978, № 6.
7. Гольдин С. В. Способы трехмерной кинематической интерпретации для системы слоев негоризонтальными отражающими границами. Геол. и геофиз., 1978, № 7.
8. Гольдин С. В. Интерпретация данных сейсмического метода отраженных волн. «Недра», 1979.
9. Гриценко С. А. К вычислению пластовых скоростей и характеристик кривизны фронта волны в трехмерной слоисто-однородной среде. Геол. и геофиз., 1979, № 9.
10. Левин А. Н. Предельная эффективная скорость при ОГТ для слоисто-однородных сред. Прикл. геофиз., вып. 86, 1977.
11. Невинный А. В., Урупов А. К., Невинный В. А., Нитиевский В. С. Определение скоростей в средах с криволинейными границами (трехмерная задача). Прикл. геофиз., вып. 88, 1977.
12. Пузырев Н. Н. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. Гостоптехиздат, 1959.
13. Пузырев Н. Н. О пространственном временном поле отраженных волн. Геол. и геофиз., 1976, № 2.
14. Черняк В. С. Расчет эффективных скоростей в МОВ и МОГТ для слоистых сред с наклонными и криволинейными границами. Прикл. геоф., вып. 71, 1973.
15. Черняк В. С. Решение некоторых кинематических задач сейсморазведки в методе отраженных волн. В кн. Эксперимент и теор. исслед. отраженных волн. Новосибирск, «Наука», 1975.
16. Krey T. H. Computation of interval velocities from Common Reflection Point move-out times for n eayers with arbitrary deps and curvatures in three dimensions when assuming small shot —geoph. distances. Geoph. Prospecting, 1976, v, 24, N.

СибГЭ
Новосибирск

Поступила в редакцию
11 марта 1979 г.

V. S. Chernjak, S. A. Gritsenko

INTERPRETATION OF EFFECTIVE PARAMETERS OF COMMON DEPTH POINT FOR SPACIAL SYSTEM OF HOMOGENEOUS BEDS WITH CURVILINEAR BOUNDARIES

The paper supports the possibility of comparison the hodograph for common depth point (CDP) to the hodograph for fictitious wave spreading from the base of central ray as from the source. This comparison permits analitical solution through value of rate within n -layer along three sections of surfacial CDP hodograph.