

叠前波阻抗反演方法

田 振 平*

(石油地球物理勘探局研究院)

摘 要

田振平. 叠前波阻抗反演方法. 石油地球物理勘探, 1995, 30(2): 192~200

本文依据反散射理论, 利用 Born 近似将非线性波动算子线性化, 通过格林函数建立散射波场与散射势能的关系; 再由 WKBJ 近似给出随深度变化的格林函数的解析表达式, 得到散射波场的解析解; 并针对大入射角时振幅的畸变, 提出一个用于振幅修正的因子。该方法在 ω - P 域内实现, 可以解决把地震资料作为线震源响应所引起的深层能量太弱的问题

主题词 Born 近似 WKBJ 近似 散射 波场 波阻抗 反演

ABSTRACT

Tian Zhenping. Wave impedance inversion before stack. OGP, 1995, 30(2): 192~200

This method includes the following steps:

- Linearization of nonlinear wave operator with the aid of inverse scattering theory and Born approximation
- Using Green's function to determine the relation between scattering wave field and scattering potential energy
- To derive analytic scattering wave-field solution from the depth-dependent analytic expression of Green's function that is obtained by making WKBJ approximation
- To offer an amplitude revision operator to cope with amplitude distortion due to big incident angles

The method works in ω - p domain. It can be used to settle the problem of too weak deep energies which arises when we take seismic data as linear source responses.

Subject heading: Born approximation, WKBJ approximation, scattering, wave field, wave impedance, inversion

引 言

反演和正演模拟所要解决的问题都是地质形态、地层参数与地震响应之间诸元素的关系。

* Tian Zhenping, Geophysical Research Institute, Bureau of Oil Geophysical Prospecting, P. O. Box 11-3, Zhuozhou City, Hebei Province, Postcode: 072750

本文于 1994 年 4 月 22 日收到。

本项目由国家自然科学基金、中国科学院、中国石油天然气总公司、大庆石油管理局联合资助。

相对而言正演问题比较容易,而反演问题受到多解性、稳定性、运算量太大等问题的困扰。从某种意义上说,利用反散射理论有可能解决了上述问题。反散射理论已在偏移和反演中得到了广泛应用,已形成一套较为完整的理论体系,这里就不一一叙述了。现在要讨论的是叠前数据的 Born 近似反演,由于用的是叠前数据,它包含了振幅随偏移距变化的信息,并考虑到了地层倾角的影响。由于 Born 近似的前提是地层参数缓慢变化,所以适用于小倾角情况。下面先简单介绍一下基本原理。

方 法 原 理

基本假设

假设地层参数可以分成低频变化的背景和低频变化的扰动。背景参数的地震响应为参考波场,扰动参数的响应为散射波场。在某些特定条件下(如常背景或均匀连续缓慢变化的背景)可以把参考波场看成直达波,而把散射波场看成反散射波场。从散射波场的振幅信息中可以得到波阻抗变化的大小,从旅行时信息可以得到波阻抗变化的位置,在散射波场振幅相对保真的情况下,经过标定就得到了波阻抗的扰动值。若再加上参考波阻抗就得到了波阻抗的实际值。

Born-WKBJ 近似

Born 近似就是将非线性波动算子线性化,由此得到波场的显式解。这里分别用 K 、 ρ 、 L 、 P 表示体积模量、密度、波动算子和波场;用 K_r 、 ρ_r 、 L_r 、 P_r 表示参考体积模量、参考密度,参考波动算子和参考波场。在各向同性介质中可将声波方程写成

$$LP = \left[\frac{\omega^2}{K} + \nabla \frac{1}{\rho} \nabla \right] P = 0 \quad (1)$$

$$L_r P_r = \left[\frac{\omega^2}{K_r} + \nabla \frac{1}{\rho_r} \nabla \right] P_r = 0 \quad (2)$$

定义格林算子为 $G = \frac{-1}{L}$;参考格林算子为 $G_r = \frac{-1}{L_r}$ 。

定义散射势能为

$$V = L - L_r = \omega^2 \left[\frac{1}{K} - \frac{1}{K_r} \right] + \nabla \left[\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_r} \right] \nabla \quad (3)$$

利用 $A = B + B(B^{-1} - A^{-1})A$ 得

$$G = G_r + G_r V G \quad (4)$$

将式(4)写成级数形式,即

$$G = G_r \sum_{i=0}^{\infty} (V G_r)^i \quad (5)$$

Born 近似是一阶近似,只取前两项

$$G = G_r + G_r V G_r \quad (6)$$

引入散射波场 $\delta P = (G - G_r) \cdot S(\omega)$ 可将式(6)写成

$$\begin{aligned} \delta P(x_g, x_s, \omega) = & \int dx dz G_r(x_g, 0 | x, z; \omega) V(x, z, \omega) \times \\ & \times G_r(x, z | x_s, 0; \omega) S(\omega) \end{aligned} \quad (7)$$

这就是散射波场的显式解。

WKBJ 近似下的只随深度变化的二维参考问题的外爆格林算子为

$$G_r(x, z, \omega) = -\frac{\sqrt{\rho_r(z)\rho_r(s)}}{2\pi} \int dK_x \exp(iK_x x) \frac{\exp(i \int_0^z q(z') dz')}{2i \sqrt{q(z)q(z_s)}} \quad (8)$$

其中

$$q(z) = \frac{\omega}{v_r(z)} \sqrt{1 - \frac{K_x^2 \cdot V_r^2(z)}{\omega^2}} \quad (9)$$

把式(8)代入式(7)并进行关于 x_s, x_g 的二维傅氏变换得

$$\begin{aligned} \delta P(K_g, K_s, \omega) = & -\frac{\rho_r(0)S(\omega)}{8\pi \sqrt{q_s(0)q_g(0)}} \int_0^\infty dz \frac{\rho_r(z)}{\sqrt{q_s(z)q_g(z)}} \exp\left(i \int_0^z q_g(z') dz'\right) \times \\ & \times V\left(\frac{K_g - K_s}{2}, z\right) \exp\left(i \int_0^z q_s(z') dz'\right) \end{aligned} \quad (10)$$

这里忽略密度变化,并用波阻抗 I 来表示散射势能 V ,则式(3)可以写成

$$V = -\frac{2\omega^2}{\rho_r^2 V_r^3} \delta I \quad (11)$$

其中 $\delta I = I - I_r$ 为波阻抗的扰动量。

把式(11)代入式(10)得

$$\begin{aligned} \delta P(K_g, K_s, \omega) = & \frac{\rho_r(0)S(\omega)\omega^2}{4\pi \sqrt{q_s(0)q_g(0)}} \int_0^\infty dz \frac{\exp\left\{i \int_0^z dz' [q_g(z') + q_s(z')]\right\}}{\rho_r(z)V_r^3(z) \sqrt{q_s(z)q_g(z)}} \times \\ & \times \delta I\left(\frac{K_g - K_s}{2}, z\right) \end{aligned} \quad (12)$$

进行炮点、检波点与中心点半偏移距的波数域坐标变换,有

$$K_x = \frac{K_g - K_s}{2}; \quad K_h = \frac{K_g + K_s}{2}$$

并用式(9)来表示 $q_s(z), q_g(z)$ 得

$$\begin{aligned} \delta P(K_x, K_h, \omega) = & \int_0^\infty dz \frac{\rho_r(0)\omega^2 S(\omega) \exp\left[i \int_0^z dz' q(K_x, K_h, \omega, z')\right]}{4\pi \rho_r(z)V_r^3(z)Q(K_x, K_h, \omega, 0)Q(K_x, K_h, \omega, z)} \times \\ & \times \delta I(K_x, z) \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$Q(K_x, K_h, \omega, z) = \frac{\omega}{V_r(z)} \left\{ \left[1 - \frac{V_r^2(z)(K_x + K_h)^2}{4\omega^2} \right] \left[1 - \frac{V_r^2(z)(K_x - K_h)^2}{4\omega^2} \right] \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (14)$$

$$q(K_x, K_h, \omega, z) = \frac{\omega}{V_r(z)} \left\{ \left[1 - \frac{V_r^2(z)(K_x + K_h)^2}{4\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[1 - \frac{V_r^2(z)(K_x - K_h)^2}{4\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (15)$$

考虑到 Born 近似要求地层缓慢变化,这里令 $K_x = 0$,将式(13)、(14)、(15)简化为

$$\delta P(K_h, \omega) = \int_0^\infty dz \frac{\rho_r(0)\omega^2 S(\omega) \exp\left[i \int_0^z dz' q(K_h, \omega, z')\right]}{4\pi\rho_r(z)V_r^3(z)Q(K_h, \omega, 0)Q(K_h, \omega, z)} \delta I(z) \quad (16)$$

$$Q(K_h, \omega, z) = \frac{\omega}{V_r(z)} \sqrt{1 - \frac{V_r^2(z)K_h^2}{4\omega^2}} \quad (17)$$

$$q(K_h, \omega, z) = \frac{2\omega}{V_r(z)} \sqrt{1 - \frac{V_r^2(z)K_h^2}{4\omega^2}} \quad (18)$$

衰减因子 β

从理论合成记录中可以看到在大偏移距时浅层反射明显加强,与实际情况不符。这说明将大地简单看成声学介质是存在误差的,它忽略了大地的阻尼作用。这里提出以入射角余弦函数作为振幅项衰减因子,在一定程度上解决了上述问题。

$$\beta = \cos\theta = \frac{K_z}{K} = \sqrt{1 - \frac{K_h^2 V_r^2(z)}{\omega^2}} \quad (19)$$

代入式(16)得

$$\delta P(K_h, \omega) = \int_0^\infty dz \frac{\rho_r(0)\omega^2 S(\omega) \sqrt{1 - \frac{K_h^2 V_r^2(z)}{\omega^2}} \exp\left[i \int_0^z dz' q(K_h, \omega, z')\right]}{4\pi\rho_r(z)V_r^3(z)Q(K_h, \omega, 0)Q(K_h, \omega, z)} \delta I(z) \quad (20)$$

令

$$L(K_h, \omega, z) = \frac{\rho_r(0)\omega^2 S(\omega) \sqrt{1 - \frac{K_h^2 V_r^2(z)}{\omega^2}} \exp\left[i \int_0^z dz' q(K_h, \omega, z')\right]}{4\pi\rho_r(z)V_r^3(z)Q(K_h, \omega, 0)Q(K_h, \omega, z)} \quad (21)$$

则式(20)写成

$$\delta P(K_h, \omega) = \int_0^\infty dz L(K_h, \omega, z) \delta I(z) \quad (22)$$

最小平方意义下的反演公式

最小平方意义下的最佳模型 δI 满足

$$L'^T L' \delta I = L'^T \delta P \quad (23)$$

其中, L' 为 L 的积分表示,它满足模型空间 δI 到数据空间 δP 的线性变换 $\delta P = L' \delta I$, L'^T 为 L' 的转置算子。

将式(23)写成

$$\int_{-\infty}^\infty dz' A(z, z') \delta I(z') = \psi(z) \quad (24)$$

其中

$$\psi(z) = \int_{-\infty}^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty dK_h L^*(K_h, \omega, z) \delta P(K_h, \omega) \quad (25)$$

$$A(z, z') = \int_{-\infty}^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty dK_h L^*(K_h, \omega, z) L(K_h, \omega, z') \quad (26)$$

$L^*(K_h, \omega, z)$ 为 $L(K_h, \omega, z')$ 的转置共轭矩阵。

ω - p 域的反演公式

在上面的反演公式中, $\delta P(K_h, \omega)$ 为二维介质中线震源的响应, 而实际资料是三维介质的点震源响应。为了解决这个问题, 要在 ω - p 域完成反演。对地震记录 $\delta P(h, t)$ 进行球面波的平面波分解得到 $\delta P(\omega, p)$ 而不是进行傅氏变换去求 $\delta P(K_h, \omega)$ 。下面进行变量代换 $K_h = \omega p$, 将式(17)、(18)、(21)、(25)、(26)写成

$$Q(p, \omega, z) = \frac{\omega}{V_r(z)} \sqrt{1 - \frac{V_r^2(z)p^2}{4}} \quad (27)$$

$$q(p, \omega, z) = \frac{2\omega}{V_r(z)} \sqrt{1 - \frac{V_r^2(z)p^2}{4}} \quad (28)$$

$$L(p, \omega, z) = \frac{\rho_r(0)\omega^2 S(\omega) \sqrt{1 - p^2 V_r^2(z)} \exp\left[i \int_0^z dz' q(p, \omega, z')\right]}{4\pi \rho_r(z) V_r^3(z) Q(p, \omega, 0) Q(p, \omega, z)} \quad (29)$$

$$\psi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dp L^*(p, \omega, z) \delta P(p, \omega) \quad (30)$$

$$A(z, z') = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dp L^*(p, \omega, z) L(p, \omega, z') \quad (31)$$

对矩阵 $A(z, z')$ 进行奇异值分解后代入方程式(24)就可解得波阻抗的扰动量 δI 。

应用效果分析

这里介绍一下本文算法在理论模型和实际资料中的试算效果。

我们首先用二维有限元方法模拟了一个小偏移距(最大偏移距为 630m)的共中心点道集(见图 2a), 给出参考阻抗(图 1a)及相应的参考速度, 用式(24)、(25)、(26)求得波阻抗扰动值(见图 2b)。图 1c 给出了波阻抗真值(见图 1b)与参考阻抗(图 1a)的差, 即反演出的波阻抗扰动量。从图 1c 和图 2b 来看, 二者是比较接近的, 说明在震源已知振幅保真的情况下, 反演波阻抗是可行的。图 3a 在图 2a 上加了随机噪音, 图 3b 是图 3a 的反演结果, 图 3b 与图 2b 比较差异不大, 说明此方法在压制噪音(至少是压制随机噪音)上有自己的特长。由于这里用的是已知震源和绝对保真振幅, 无需对图 2b 与图 3b 进行标定, 只将其与参考波阻抗简单相加就得到相应的绝对波阻抗(图 2c 和图 3c)。

然后, 我们用 2.5 维射线追踪方法模拟了一组点震源激发下的共中心点道集。图 4 是从两边和中间抽出的 3 个道集, 从图中可以看到浅层能量在大偏移距时(图中最大偏移距为 2900m)明显加强, 深层明显减弱。这不仅与反射系数(图中各层的反射系数基本相同)有关, 而且还与球面扩散密不可分。

该反演方法完全建立在二维的基础上, 若直接将其应用于实际资料会影响反演结果的准确性。而在 ω - p 域完成反演过程从某种意义上说可以消除上述影响。

图 5a 为真实的波阻抗界面, 图 5b 是用式(27)~式(32)反演的结果, 图 5c 是用式(24)~(26)得到的反演结果。这里意在求取波阻抗界面, 故没有考虑震源项 $S(\omega)$ 。从反演结果看, 两者形态、位置基本相同, 而能量强弱差异明显。图 5b 基本上反映了波阻抗变化大小的真实情况。

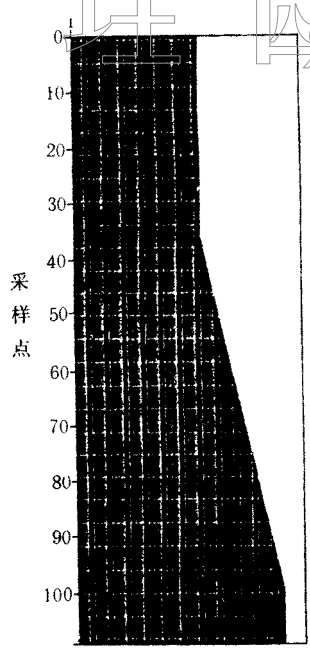


图 1a 参考波阻抗

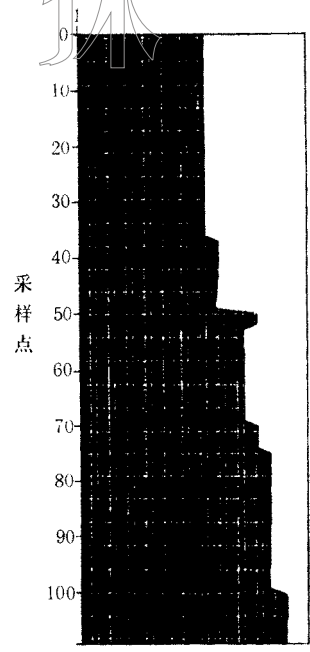


图 1b 波阻抗真值

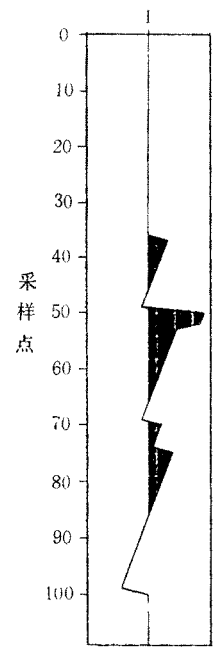


图 1c 波阻抗扰动真值

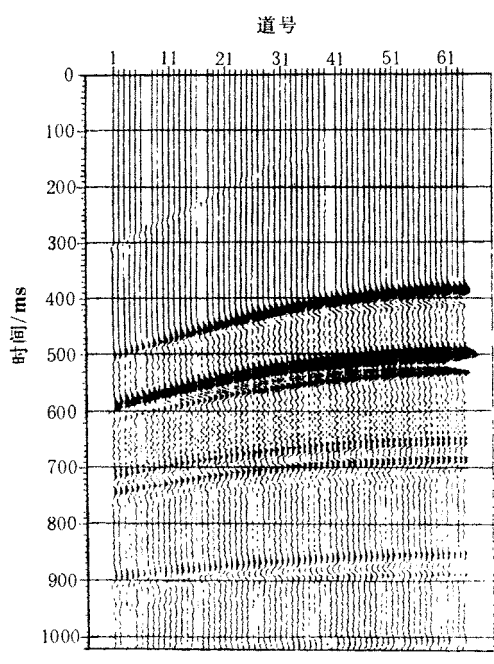


图 2a 有限元法合成 CMP 道集

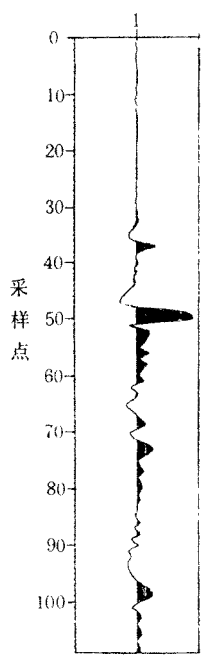


图 2b 反演的波阻抗扰动值

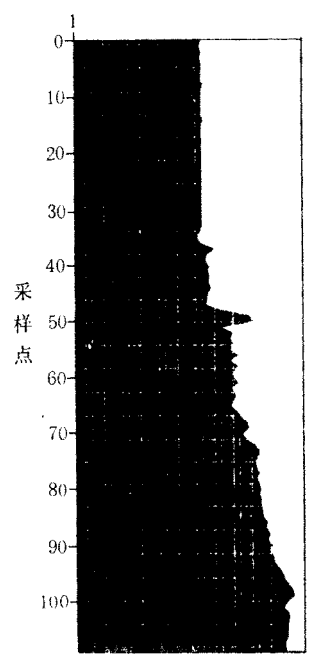


图 2c 反演的波阻抗

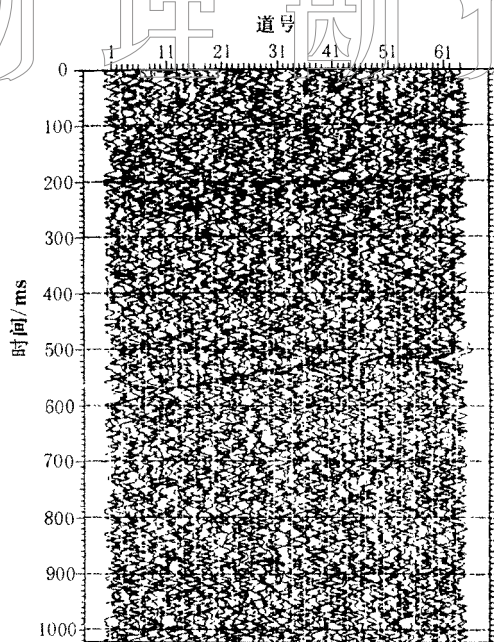


图 3a 图 2a 加噪声的
CMP 道集

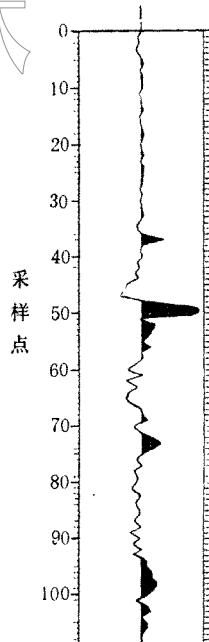


图 3b 加噪音后反演的
波阻抗扰动值

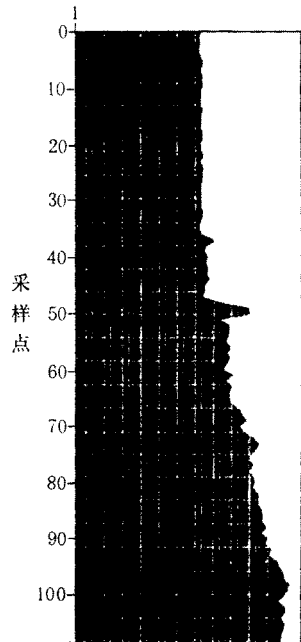


图 3c 加噪音后反演
的波阻抗

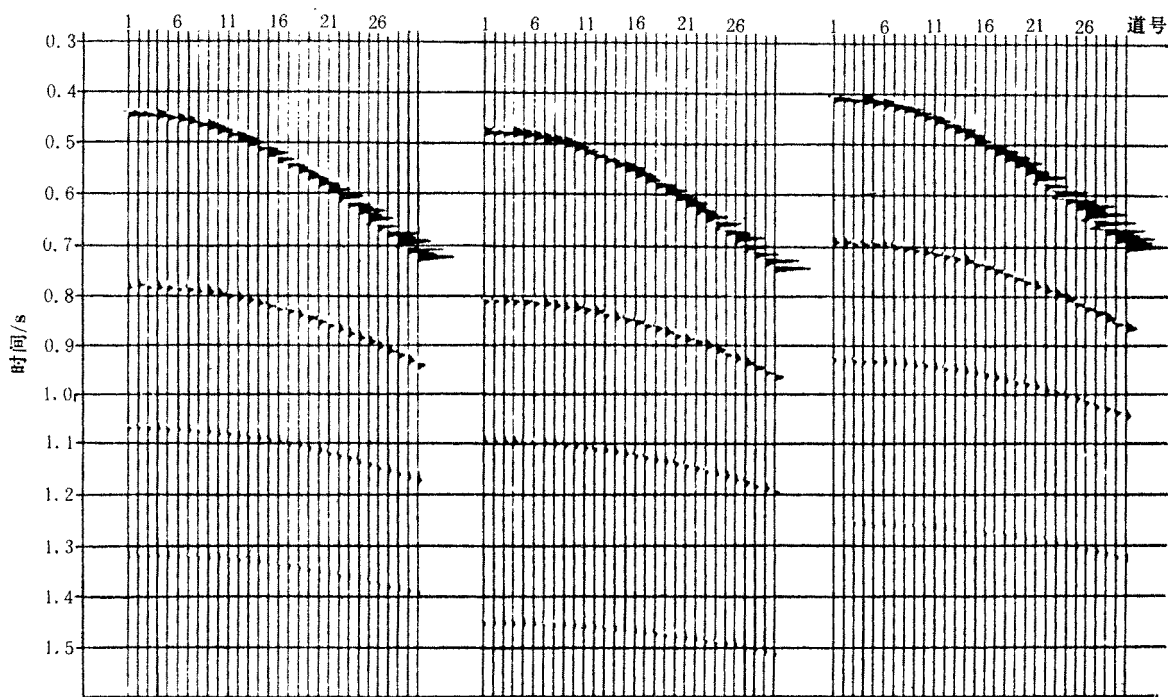


图 4 射线法合成 CMP 道集

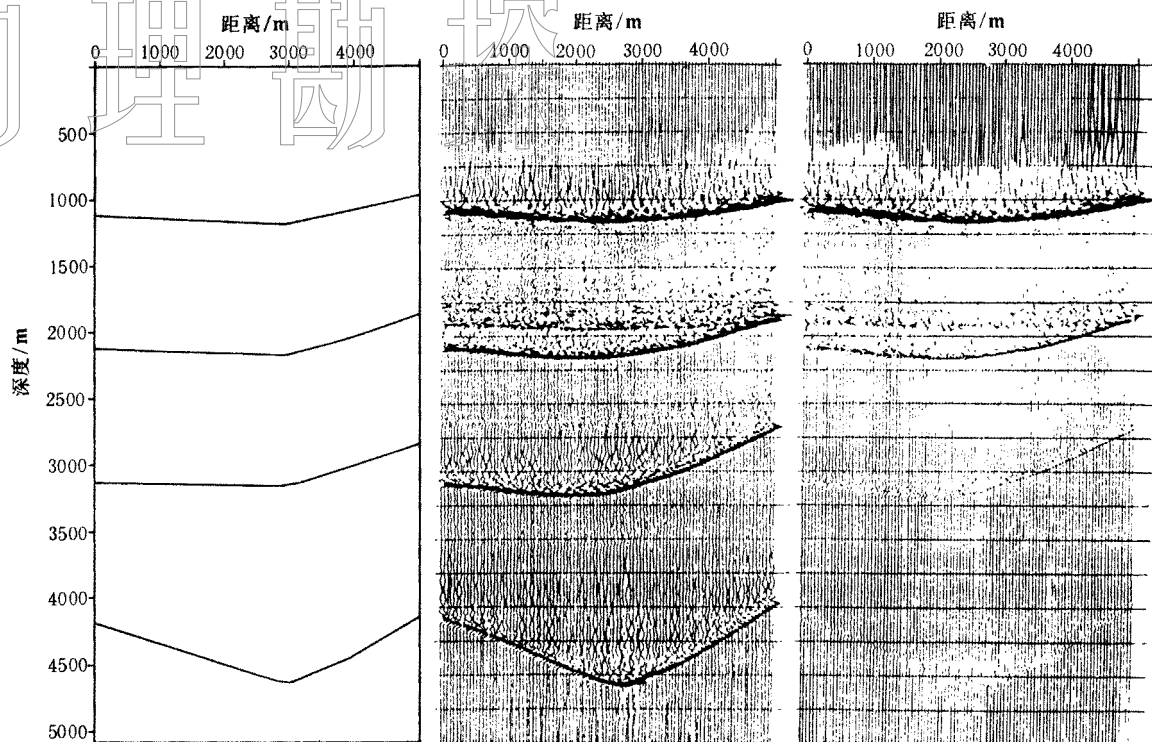


图 5a 实际的波阻抗分界面

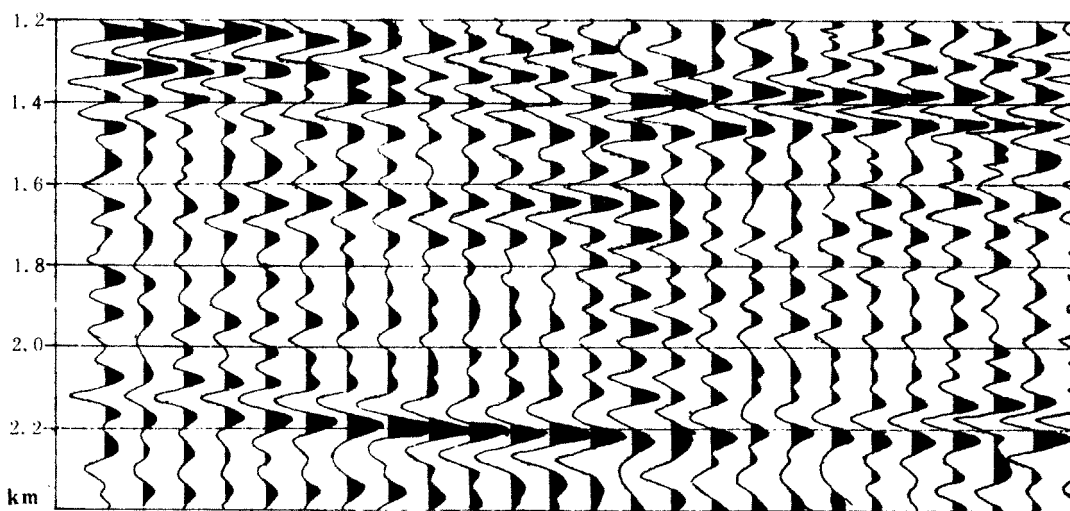
图 5b ω - p 域反演的波阻抗分界面图 5c ω - k 域反演的波阻抗分界面

图 6 实际资料反演的波阻抗界面

最后从实际资料中取了一段满覆盖次数(30次覆盖,最大偏多距为3100m)的共中心点道集进行了波阻抗界面反演。图6是反演结果,从图中可以看到连续性较好的同相轴。由于是叠前反演,反演结果反映了来自多炮的反射信息,避免了各炮间激发接收条件不同而造成的道间能量差异较大的现象。

结 束 语

波阻抗反演一直是人们梦寐以求的事情,由于受各种因素的困扰,直接求取波阻抗值是非常困难的,现在人们倾向于求取波阻抗界面。随着可控震源和数据采集方法的发展,反演波阻抗真值也许会成为现实。本文在波阻抗反演和波阻抗界面反演两个方面进行了探讨。将前人的工作向前发展了一步,从模型试算及实际资料的试算效果看是可行的,有进一步深入研究和应用的必要性。

最后向对此项工作一直给予大力支持和帮助的范桢祥老师和严昌言老师表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Clayton R W and Stolt R H. A Born-WKB inversion method for acoustic reflection data. *Geophysics*, 1981, 46(11):1 559~1 567
- 2 Ikelle L T, Diet J P and Tarantola A. Linearized inversion of multioffset seismic reflection data in the ω - k domain; Depth-dependent reference medium. *Geophysics*, 1988, 53(1):50~64
- 3 田振平,严昌言. 球面波的平面波分解算法. 石油地球物理勘探, 1993, 28(6):737~742
- 4 Carrion P M and Kuo J T. A method for computation of velocity profiles by inversion of large-offset records. *Geophysics*, 1984, 49(8):1 249~1 258
- 5 Temme P. A comparison of common-midpoint single-shot and plane-wave depth migration. *Geophysics*, 1984, 49(11):1 896~1 907

· 新书介绍 ·

《地震资料人机交互解释》

由石油地球物理勘探局高级解释专家王强和李玲编著的《地震资料人机交互解释》最近已由石油工业出版社出版。本书介绍了地震资料人机交互解释的产生和发展,解释系统硬件和软件环境,地震资料人机交互解释技术、方法和应用实例。本书内容翔实,对地震资料解释和综合应用有重要的实用价值。

本书定价 14 元。欲购者请与《国外油气勘探》编辑部联系。