

文章编号:1673-5005(2012)02-0091-06

基于算子优化的 Fourier 有限差分法保幅叠前深度偏移

郭 恺¹, 仝兆岐¹, 李振春¹, 吕晓东²

(1. 中国石油大学 地球科学与技术学院, 山东 青岛 266580; 2. 南阳油田测井公司, 河南 南阳 473132)

摘要:从声波方程的单程波分解出发,对传统波动方程叠前深度偏移的传播算子和边界条件进行优化,推导出基于优化算子的保幅边界条件和3个新偏移算子。通过应用新算子和边界条件,断层和倾斜层处的成像效果有明显改善,并且叠前深度偏移的质量也得到提高。模型试算和实际资料处理结果表明,使用优化的边界条件和偏移算子,能够提高横向速度变化情况下的成像精度。

关键词:地震资料处理; Fourier 有限差分; 叠前深度偏移; 保幅边界条件; 波场延拓算子

中图分类号:P 631 **文献标志码:**A **doi:**10.3969/j.issn.1673-5005.2012.02.015

True-amplitude prestack depth migration based on operator optimized Fourier finite difference method

GUO Kai¹, TONG Zhao-qi¹, LI Zhen-chun¹, LÜ Xiao-dong²

(1. School of Geosciences in China University of Petroleum, Qingdao 266580, China;

2. Nanyang Oilfield Logging Company, Nanyang 473132, China)

Abstract: Beginning the one way splitting of the acoustical wave equation, continuation operator and boundary condition based on traditional wave equation in the prestack depth migration were derived. Then the true-amplitude boundary condition and three new migration operators with the optimized operator were gotten. Through the new operators and boundary condition, the imaging effect in fault and inclined layers and the quality of the prestack depth migration were improved. The model calculation and real data process results show that using the optimized boundary condition and migration operators can enhance the imaging precision even if the lateral velocity is variable.

Key words: seismic data processing; Fourier finite difference; prestack depth migration; true-amplitude boundary condition; wave field continuation operator

由于单程波方程对速度强横向变化的适应性及其本身计算的高效性,使得单程波偏移在近10年内得到迅速发展^[1]。张关泉^[2]推导出非均匀介质中符合地震波传播动力学条件的上、下行波耦合方程。张宇^[3]利用真振幅单程波方程分解和校正地表的初值条件,将常规偏移方法改造为真振幅方法,并证明在高频渐进的意义下,真振幅偏移的振幅等价于基尔霍夫反演的结果。崔兴福^[4]讨论了三维非均匀介质中波动方程混合法保幅偏移。刘定进^[5]针对单程波的保幅偏移进行了 Fourier 有限差分算子推导。笔者在前人研究的基础上,根据 Vivas 的理论^[6],在传统拟微分算子的展开式中引入了速度横

向变化率 v_x 项,对拟微分算子进行优化,推导基于优化算子的保幅边界条件、Fourier 有限差分补偿项和真振幅补偿项,将其用于模型试算和实际资料处理,验证其精度和可靠性。

1 方法原理

张宇推导的真振幅单程波方程^[3](以二维情况为例)如下:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial z} - i\Lambda - \Gamma \right) p_D(x, z; \omega) = 0, \\ p_D(x, z=0; \omega) = \frac{1}{2} i\Lambda^{-1} \delta(x-x_s, z), \end{cases} \quad (1)$$

收稿日期:2011-08-31

基金项目:国家“863”计划项目(2009AA06Z06);国家科技重大专项课题(2011ZX05014-001-008HZ)

作者简介:郭恺(1985-),男(汉族),山东潍坊人,博士研究生,主要从事叠前动力学保真处理方面的研究。

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial z} + i\Lambda - \Gamma \right) p_v(x, z; \omega) = 0, \\ p_v(x, z=0; \omega) = Q(x; \omega). \end{cases} \quad (2)$$

其中

$$\Lambda = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 + \frac{\Delta}{\omega^2}}, \quad \Gamma = \frac{v_z}{2v} [1 - (\omega^2 + \Delta)^{-1} \Delta],$$

$$v_z = \frac{v(z+1) - v(z)}{\Delta z}, \quad \Delta = \left(v \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 = v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}.$$

式中, ω 为频率; v 为实际速度; v_0 为参考速度; v_z 为速度纵向变化率; p_v 为下行波场; p_u 为上行波场; δ 为震源激发的脉冲响应; Q 为接收系统接收到的炮记录。

由以上公式可推导出真振幅 FFD 偏移算子^[2,3,5](以下行波为例, 上行波只需将 i 前的符号取反即可):

$$\bar{p}_D(\omega, k_x, z + \Delta z) = \exp(i\Delta z \sqrt{\omega^2/v_0^2 - k_x^2}) \bar{p}_D(\omega, k_x, z), \quad (3)$$

$$\bar{p}_D(\omega, k_x, z + \Delta z) = \left[v_0(z + \Delta z) \sqrt{1 - \frac{v_0^2(z)}{\omega^2} k_x^2} \div \left(v_0(z) \sqrt{1 - \frac{v_0^2(z + \Delta z)}{\omega^2} k_x^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \bar{p}_D(\omega, k_x, z), \quad (4)$$

$$p_D(x, z_n, z + \Delta z, \omega) = p_D(x, z_n, \Delta z, \omega) \times \exp(i\omega \Delta v(x, z) \Delta z), \quad (5)$$

$$p_D(\omega, x, z + \Delta z) = \left[\frac{v(x, z + \Delta z) v_0(z)}{v(x, z) v_0(z + \Delta z)} \right]^{\frac{1}{2}} p_D(\omega, x, z), \quad (6)$$

$$[I - (\alpha + \beta_1 - i\beta_2)T] p_D^{n+1} = [I - (\alpha + \beta_1 + i\beta_2)T] p_D^n, \quad (7)$$

$$[I - (\alpha + \gamma_1 - \gamma_2)T] p_D^{n+1} = [I - (\alpha - \gamma_1 + \gamma_2)T] p_D^n. \quad (8)$$

其中

$$\Delta v = \frac{1}{v(x, z)} - \frac{1}{v_0(z)}, \quad I = (0, 1, 0), \quad a = 2.0,$$

$$b = 0.5(p^2 + p + 1), \quad p = v_0/v, \quad T = (-1, 2, -1),$$

$$\alpha = 1/6, \quad \beta_1 = bv^2/(a\omega^2 \Delta x^2),$$

$$\beta_2 = \left(1 - \frac{v_0}{v} \right) v \Delta z / (2a\omega \Delta x^2),$$

$$\gamma_1 = \frac{v^2(n+1) - v^2(n)}{8\omega^2 \Delta x^2}, \quad \gamma_2 = \frac{v_0^2(n+1) - v_0^2(n)}{8\omega^2 \Delta x^2}.$$

式中, Δx 为横向采样间隔; Δz 为纵向采样间隔; k_x 为横向波数。

式(3)~(8)是传统真振幅 FFD 偏移算子。根据 Vivas^[6]提出的理论, 拟微分算子的展开形式为

$$\Delta = \left(v \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 = v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v v_x \frac{\partial}{\partial x}. \quad (9)$$

其中

$$v_x = [v(x+1) - v(x)] / \Delta x.$$

式中, v_x 为速度横向变化率。式(9)是在算子中加入 v_x 项, 因此延拓算子和边界条件都会相应改变。

1.1 边界条件

下行波声压波场的边界条件为

$$p_D(x, z=0; \omega) = \frac{1}{2} i \Lambda^{-1} \delta(x - x_s, z). \quad (10)$$

将速度分为参考速度和扰动速度两部分, 则 Λ^{-1} 表示为

$$\Lambda^{-1} = \left(\frac{\omega}{v} \right)^{-1} \left(1 + \frac{\Delta^2(z=0)}{\omega^2} \right)^{1/2} = \Lambda_0^{-1} + d. \quad (11)$$

其中

$$\Lambda_0^{-1} = \left(\frac{\omega}{v_0} \right)^{-1} \left(1 - \frac{v_0^2 k_x^2}{\omega^2} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

式中, Λ_0^{-1} 为频率-波数域; v 和 v_x 皆为 $z=0$ 时刻的值。

扰动项 d 为

$$d = \Lambda^{-1} - \Lambda_0^{-1} = \left(\frac{\omega}{v} \right)^{-1} \left(1 + \frac{\Delta^2(z=0)}{\omega^2} \right)^{1/2} - \left(\frac{\omega}{v_0} \right)^{-1} \left(1 + \frac{\Delta_0^2(z=0)}{\omega^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\omega}{v} \right)^{-1} \left(1 + \frac{v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v v_x \frac{\partial}{\partial x}}{\omega^2} \right)^{1/2} - \left(\frac{\omega}{v_0} \right)^{-1} \left(1 + \frac{v_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}}{\omega^2} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

设 $f(x) = (1+x)^{1/2}$, 则 Taylor 展开形式为

$$f(x) = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{3}{4}x^2 - \frac{5}{16}x^3 + \frac{35}{128}x^4 - \dots,$$

利用此公式对 d 进行 Taylor 展开得

$$d = \left(\frac{\omega}{v} \right)^{-1} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v v_x \frac{\partial}{\partial x}}{\omega^2} \right) + \frac{3}{4} \left(\frac{v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v v_x \frac{\partial}{\partial x}}{\omega^2} \right)^2 - \frac{5}{16} \left(\frac{v^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v v_x \frac{\partial}{\partial x}}{\omega^2} \right)^3 + \dots \right] - \left(\frac{\omega}{v_0} \right)^{-1} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}}{\omega^2} \right) + \frac{3}{4} \left(\frac{v_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}}{\omega^2} \right)^2 - \frac{5}{16} \left(\frac{v_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}}{\omega^2} \right)^3 + \dots \right]. \quad (14)$$

展开并省略高阶项整理得

$$d = \frac{v - v_0}{\omega} + a_1 \frac{\partial}{\partial x} + a_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + a_3 \frac{\partial^3}{\partial x^3} + a_4 \frac{\partial^4}{\partial x^4}. \quad (15)$$

其中

$$a_1 = -\frac{v^2 v_x}{2\omega^3}, \quad a_2 = \frac{v_0^3 - v^3}{2\omega^3} + \frac{3v^3 v_x^2}{4\omega^5}, \quad a_3 = \frac{3v^4 v_x}{2\omega^5},$$

$$a_4 = \frac{3(v^5 - v_0^5)}{4\omega^5} - \frac{15v^5 v_x^2}{16\omega^7}.$$

因此, 边界条件可写为

$$p_D(x, z=0; \omega) = \frac{1}{2} i \Lambda^{-1} \delta(x-x_s, z) = \frac{1}{2} i (\Lambda_0^{-1} + d) \delta(x-x_s, z). \quad (16)$$

保幅边界条件是常规边界条件乘以一个实部为零的虚数, 这样导致子波的相位发生 90° 的旋转。在保幅边界条件中再加入一个调整相位的因子, 在不改变振幅的前提下, 使保幅后的相位与保幅前的相位保持一致。相位调整后的保幅边界条件如下:

$$p_D(x, z=0; \omega) = \frac{1}{2} i (\Lambda_0^{-1} + d) e^{-\pi/2} \delta(x-x_s, z). \quad (17)$$

1.2 延拓算子

v_x 项为速度的横向变化量, 与 v_z 项相对应, 在频率-波数域速度无横向变化, 因此频率-波数域的相移算子不会发生变化, 只有频率-空间域算子发生变化。以下行波为例对延拓算子进行推导:

$$d = \Lambda - \Lambda_0 = \frac{\omega}{v} \left(1 + \frac{v^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{v_x}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \right)^{1/2} - \frac{\omega}{v_0} \left(1 + \frac{v_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

按照 $f(x) = (1+x)^{1/2}$, Taylor 展开为 $f(x) = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}$

$x^2 + \frac{1}{16}x^3 - \dots$ 的形式对 d 进行 Taylor 展开, 得到

$$d = \frac{\omega}{v} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{v_x}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \right) - \frac{1}{8} \left(\frac{v^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{v_x}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{v^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{v_x}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \right)^3 - \dots \right] - \frac{\omega}{v_0} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) - \frac{1}{8} \left(\frac{v_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)^2 + \frac{1}{16} \left(\frac{v_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)^3 - \dots \right]. \quad (19)$$

省略高阶项整理得

$$d = \frac{\omega}{v_0} (p-1) - \frac{\omega}{v_0} p (1-p) \left\{ \frac{1}{2} r^2 + \frac{\delta_2}{8} r^4 \right\} + \frac{\omega}{v} \left[\frac{v_x}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{v^2 v_x^2}{8\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{v^3 v_x^3}{16\omega^6} - \frac{2v^3 v_x}{8\omega^4} \right) \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \frac{3v^4 v_x^2}{16\omega^6} \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right]. \quad (20)$$

其中

$$p = v_0/v, \quad r^2 = v^2/\omega^2 k_x^2.$$

由式(20)可以看到, 式(20)左边前两项与常规偏移公式一样, 只是多出了第三项, 将其设为 d_{xx} , 则

$$d_{xx} = \frac{\omega}{v} \left[\frac{v_x}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{v^2 v_x^2}{8\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{v^3 v_x^3}{16\omega^6} - \frac{2v^3 v_x}{8\omega^4} \right) \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \frac{3v^4 v_x^2}{16\omega^6} \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right] = \frac{v_x}{2\omega} \frac{\partial}{\partial x} \left[1 + \frac{v^2 v_x^2 - 4v^2 \omega^2}{8\omega^4} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left[\frac{v_x^2}{8\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{3v^3 v_x^2}{16\omega^5} \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right] \right]. \quad (21)$$

将式(21)二阶偏导和四阶偏导化为常见的微分形式: $\frac{\partial^2}{\partial x^2} / \left(a-b \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)$, 得到

$$d_{xx} = m \frac{\partial}{\partial x} \left[1 + n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] + \frac{\partial^2 / \partial x^2}{a-b \frac{\partial^2}{\partial x^2}}. \quad (22)$$

其中

$$a = -\frac{8\omega}{v_x^2}, \quad b = \frac{12v}{v_x^2 \omega^3}, \quad m = \frac{v_x}{2\omega}, \quad n = \frac{v^2 v_x^2 - 4v^2 \omega^2}{8\omega^4}.$$

含有 d_{xx} 的微分项为

$$\frac{\partial p_D}{\partial z} = im \frac{\partial}{\partial x} \left[1 + n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] p_D + i \frac{\partial^2 / \partial x^2}{a-b \frac{\partial^2}{\partial x^2}} p_D. \quad (23)$$

对上式右边的两部分分别求解, 第一部分的解为

$$\{ I - \alpha T_1 - i\beta_1 [I - (\alpha + \beta_2) T_1] T_2 \} p_D^{m+1} = \{ I - \alpha T_1 + i\beta_1 [I - (\alpha + \beta_2) T_1] T_2 \} p_D^m. \quad (24)$$

其中

$$I = (0, 1, 0), \quad T_1 = (-1, 2, -1), \quad T_2 = (0, -1, 1), \quad \alpha = 1/6, \quad \beta_1 = m\Delta x / (2\Delta x), \quad \beta_2 = n / (\Delta x^2).$$

第二部分的解为

$$\{ I - (\alpha - \gamma_1 - i\gamma_2) T_1 \} p_D^{m+1} = \{ I - (\alpha - \gamma_1 + i\gamma_2) T_1 \} p_D^m. \quad (25)$$

其中

$$I = (0, 1, 0), \quad T_1 = (-1, 2, -1), \quad \alpha = 1/6, \quad \gamma_1 = b / (a\Delta x^2), \quad \gamma_2 = \Delta z / (2a\Delta x^2).$$

真振幅偏移项公式泰勒展开为

$$\frac{\partial p_D}{\partial z} = \left\{ \frac{v'}{2v} \left[1 + \left(\frac{v^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{v_x}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] - \frac{v_0'}{2v_0} \left[1 + \frac{v_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \right\} p_D.$$

整理得

$$\frac{\partial p_D}{\partial z} = \left(\frac{v'}{2v} - \frac{v_0'}{2v_0} \right) p_D + \left(\frac{v^2}{\omega^2} - \frac{v_0^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} p_D + \frac{v' v_x}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} p_D.$$

等式右边第一、二部分的求解与常规偏移求解一样。

第三部分的求解如下:

$$\frac{\partial p_D}{\partial z} = \frac{v' v_x}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial x} p_D. \quad (26)$$

对式(26)进行有限差分求解得

$$\{ I - \lambda T_2 \} p_D^{m+1} = \{ I + \lambda T_2 \} p_D^m.$$

其中

$$I = (0, 1, 0), \quad T_2 = (0, -1, 1), \quad \lambda = v' v_x \Delta z / (4\omega^2 \Delta x).$$

到此, 有关 v_x 的偏移算子推导完毕, 除去常规算子, 新算子表示如下:

$$\{ I - \alpha T_1 - i\beta_1 [I - (\alpha + \beta_2) T_1] T_2 \} p_D^{m+1} = \{ I - \alpha T_1 + i\beta_1 [I - (\alpha + \beta_2) T_1] T_2 \} p_D^m,$$

$$\{ I - (\alpha - \gamma_1 - i\gamma_2) T_1 \} p_D^{m+1} = \{ I - (\alpha - \gamma_1 + i\gamma_2) T_1 \} p_D^m,$$

$$\{ I - \lambda T_2 \} p_D^{m+1} = \{ I + \lambda T_2 \} p_D^m.$$

其中

$$I = (0, 1, 0), \quad T_1 = (-1, 2, -1), \quad T_2 = (0, -1, 1), \quad \alpha =$$

$$\frac{1}{6}, \beta_1 = \frac{m\Delta x}{2\Delta x}, \beta_2 = \frac{n}{\Delta x^2}, \gamma_1 = \frac{b}{a\Delta x^2}, \gamma_2 = \frac{\Delta z}{2a\Delta x^2}, \lambda = \frac{v'v_x\Delta z}{4\omega^2\Delta x}, v' = \frac{v(z+1)-v(z)}{\Delta z}, v_x = \frac{v(x+1)-v(x)}{\Delta x}, a = -\frac{8\omega^3}{v_x^2}, b = \frac{12v\omega}{v_x^2}, m = \frac{v_x}{2\omega}, n = \frac{v^2v_x^2-4v^2\omega^2}{8\omega^4}.$$

1.3 成像条件

成像条件是波动方程叠前深度偏移的关键因素。传统的动力学成像条件公式如下:

$$R_{DC}(x, z) = \int \frac{p_U(x, z, \omega)}{p_D(x, z, \omega)} d\omega.$$

根据张关泉^[2]的定义:

$$p_U = \frac{1}{2} \left(\Lambda + \frac{\partial}{\partial z} \right) p, p_D = \frac{1}{2} \left(\Lambda - \frac{\partial}{\partial z} \right) p, \quad (27)$$

则 p_U 和 p_D 与总的声压波场 p 存在如下关系:

$$p_U + p_D = \Lambda p. \quad (28)$$

由式(27)、(28)可以看出, p_U 和 p_D 是单位体积上作用力的量纲,并不是全波场 p 的两个声压分量,而是通过式(27)与全波场 p 相关联。如果直接将它们带入动力学成像公式中,得到的成像值并不能准确地反映相应空间点的声压反射系数特征,在成像之前应当

把波场 p_U 和 p_D 变换成声压波场,变换公式如下:

$$\begin{cases} q_U = \Lambda^{-1} p_U, \\ q_D = \Lambda^{-1} p_D. \end{cases}$$

这样上、下行波的波场 q_U 和 q_D 满足:

$$q_U + q_D = p.$$

于是适合声压反射系数成像的动力学成像条件为

$$R_{DC}(x, z) = \int \frac{q_U(x, z, \omega)}{q_D(x, z, \omega)} d\omega.$$

2 模型试算

2.1 脉冲响应测试

通过脉冲响应验证该算子的优越性。当速度场随横向和纵向变化时,设为 $v(x, z) = 2000 + 0.2x + 0.3z$ (m/s),脉冲放置在 $x = 1$ km 处,图1为脉冲响应,振幅归一化曲线如图2所示。

从图2可以看到,当速度存在横向变化时,方框内随着速度的增大传统的保幅偏移振幅有所降低,曲线无法达到1.0,但是新型算子能够很好地弥补这个损失,说明新方法适应速度变化能力更强。

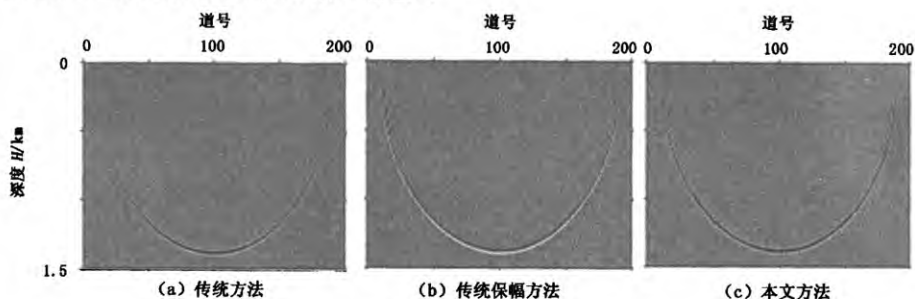


图1 脉冲响应

Fig. 1 Pulse response

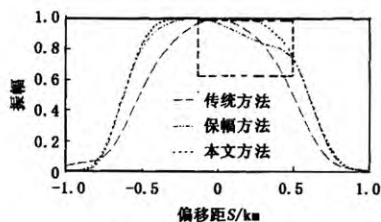


图2 脉冲响应振幅曲线

Fig. 2 Amplitude curves of pulse response

2.2 Marmousi 模型试算

Marmousi 模型采用右边放炮模式,总计240炮,每炮96道,每道750个采样点,时间采样率为4 ms,记录长度为6 s,道间距为25 m,CDP间距为25 m,深度采样间隔为4 m,最大深度为3 km,雷克子波频

率为30 Hz。Marmousi 模型与保幅叠前深度偏移结果见图3。传统的保幅偏移能够恢复中深层的相对振幅,反映出正确的声压反射系数特征,但是对于提高横向速度变化剧烈的区域的成像效果却无能为力(图3(b))。从速度场中可以看到,在模型中有3个大断层,且断层周围的岩层都是倾斜的,常规保幅偏移只能保证成像的正确性,但是经本文新方法偏移后,断层表现得更加明显,倾斜轴表现得更加连续,构造更真实(图3(c))。

从 Marmousi 模型试算可以看出,本文新方法比常规方法更能适应复杂介质,特别是在横向速度变化区域成像效果更好,说明本方法正确可行。

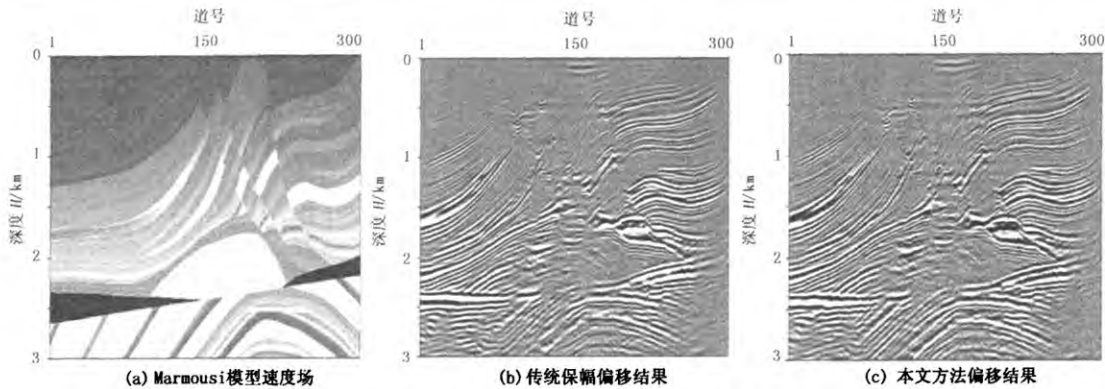


图 3 Marmousi 模型速度场与保幅叠前深度偏移结果

Fig.3 Velocity field of Marmousi model and amplitude preserved migration results

3 实际资料处理

对某探区的实际资料进行处理。图 4(a)为某探区实际资料更新后的速度-深度模型,该资料的炮记录已经切除了直达波,并做了必要的预处理。实际资料采用中间放炮方式,总计 264 炮,每炮 240 道,每道 1 500 个样点,时间采样率为 4 ms,记录长度为 6 s,道间距为 40 m,CDP 间距为 20 m,深度采样间隔为 10

m,最大深度为 8 km。传统保幅叠前深度偏移结果与本文方法保幅叠前深度偏移结果见图 4。

通过图 4(b)和(c)的对比可看出,传统的保幅偏移只能恢复振幅的相对强弱值,而新方法则可以改善部分成像效果。在 3 km 处和 6 km 处倾角较大的地区,倾斜轴变得更加清晰,在其他速度横向变化区域成像效果也有所改善,实际资料处理表明本文方法对于实际资料效果明显,具有一定的实用性。

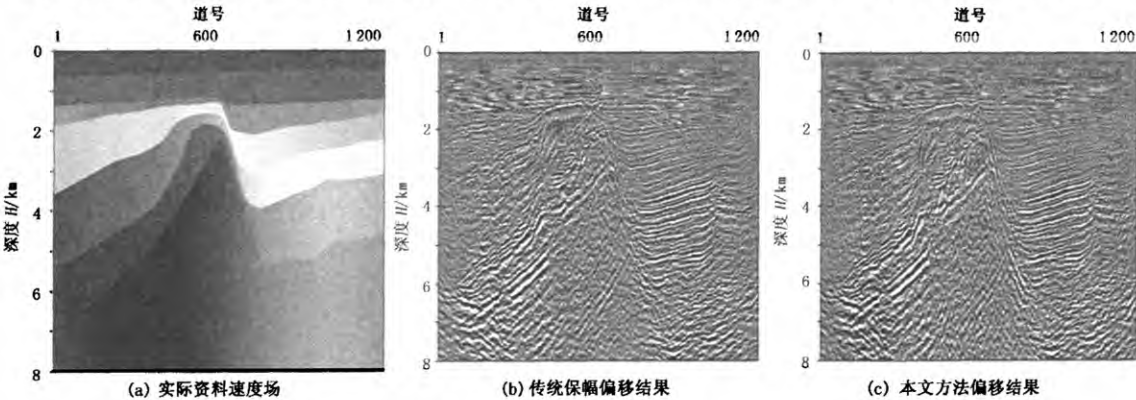


图 4 实际资料速度场与保幅偏移结果

Fig.4 Velocity field of real seismic data and amplitude preserved migration results

4 结束语

波动方程叠前深度偏移是复杂介质构造成像的最有效手段,既可以适应速度场的剧烈变化,又可以保证对陡倾角地层的成像效果。但是,传统的算子忽略了 v_s 项的作用,对断层和倾斜层处的成像效果略有影响。从声波方程的单程波分解出发,对传统波动方程叠前深度偏移的传播算子和边界条件进行重新推导,得出基于优化算子的保幅边界条件和 3

个新偏移算子,通过应用新算子和边界条件,断层和倾斜层处的成像效果有明显改善,提高了叠前深度偏移的质量。模型试算和实际资料处理表明,该方法理论正确可靠,效果明显,针对实际资料有一定的实用性。

参考文献:

[1] 李振春. 地震成像理论与方法[M]. 东营: 中国石油大学出版社, 2007.

- [2] 张关泉. 波动方程的上行波和下行波的耦合方程组[J]. 应用数学报, 1993, 16(2): 251-263.
ZHANG Guan-quan. System of coupled equations for up-coming and downgoing waves[J]. Acta Mathematicae Applicatae, 1993, 16(2): 251-263.
- [3] 张宇. 振幅保真的单程波方程偏移理论[J]. 地球物理学报, 2006, 49(5): 1410-1430.
ZHANG Yu. The theory of true amplitude one-way wave equation migration[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2006, 49(5): 1410-1430.
- [4] 崔兴福, 张关泉, 吴雅丽. 三维非均匀介质中真振幅地震偏移算子研究[J]. 地球物理学报, 2004, 47(3): 509-513.
CUI Xing-fu, ZHANG Guan-quan, WU Ya-li. True amplitude seismic migration operator in 3-D heterogeneous medium[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2004, 47(3): 509-513.
- [5] 刘定进, 印兴耀. 傅里叶有限差分法保幅叠前深度偏移方法[J]. 地球物理学报, 2007, 50(1): 268-276.
LIU Ding-jin, YIN Xing-yao. A method of Fourier finite-difference preserved-amplitude prestack depth migration[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2007, 50(1): 268-276.
- [6] VIVAS F A, PESTANA R C. True-amplitude one-way wave equation migration in the mixed domain[J]. Geophysics, 2010, 75(5): 199-209.
- [7] YE Y M, LI Z C. Preserved amplitude migration based on the one way wave equation in the angle domain[J]. Applied Geophysics, 2009, 6(1): 50-58.
- [8] 叶月明, 李振春, 全兆岐, 等. 双复杂介质条件下频率空间域有限差分法保幅偏移[J]. 地球物理学报, 2008, 51(5): 1511-1519.
YE Yue-ming, LI Zhen-chun, TONG Zhao-qi, et al. Preserved-amplitude migration with dual-complexity[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2008, 51(5): 1511-1519.
- [9] 程玖兵, 王华忠, 马在田. 带误差补偿的有限差分叠前深度偏移算法[J]. 石油地球物理勘探, 2001, 36(4): 408-413.
CHENG Jiu-bing, WANG Hua-zhong, MA Zai-tian. Finite-difference pre-stack depth migration with errors compensation[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2001, 36(4): 408-413.
- [10] BLEISTEIN N. On the imaging of reflectors in the earth[J]. Geophysics, 1987, 52(1): 931-942.
- [11] CAO J, WU R S. Study of the influence of propagator amplitude correction on image amplitude using beamlet propagator with local WKB approximation[C/OL] // 76th Annual International Meeting, SEG, New Orleans, USA, October 15-21, 2006[2010-01-10].
(编辑 修荣荣)

(上接第90页)

- [15] 曹成润, 刘正宏, 王东坡. 黑龙江省东部虎林盆地断块构造特征及其运动学规律[J]. 长春科技大学学报, 2001, 31(4): 340-344.
CAO Cheng-run, LIU Zheng-hong, WANG Dong-po. The structure features and the movement regularity of fault blocks in Hulin Basin, eastern Heilongjiang Province[J]. Journal of Changchun University of Science and Technology, 2001, 31(4): 340-344.
- [16] 林泽付, 薛进, 杨恕, 等. 黑龙江省虎林市幅重磁场特征及其地质解释[J]. 世界地质, 2004, 23(4): 397-401.
LIN Ze-fu, XUE Jin, YANG Shu, et al. Characteristics of gravity-magnetic anomaly and their geological interpretation on map-area of Hulin City in Heilongjiang Province[J]. Global Geology, 2004, 23(4): 397-401.
- [17] 张凤旭, 张兴洲, 张凤琴, 等. 黑龙江省虎林盆地单元结构的地质—地球物理研究[J]. 吉林大学学报: 地球科学版, 2010, 40(5): 1170-1176.
ZHANG Feng-xu, ZHANG Xing-zhou, ZHANG Feng-qin, et al. Study on geology and geophysics on structural units of Hulin Basin in Heilongjiang Province[J]. Journal of Jilin University (Earth Science Edition), 2010, 40(5): 1170-1176.
- [18] THOMPSON D T. EULDPH: a new technique for making computer-assisted depth estimates from magnetic data[J]. Geophysics, 1982, 47: 31-37.
- [19] REID A B, ALLSOP J M, GRANSER H, et al. Magnetic interpretation in three dimensions using Euler deconvolution[J]. Geophysics, 1990, 55: 80-91.
- [20] HANSIN R O, SUCIU L. Multiple-source Euler deconvolution[J]. Geophysics, 2002, 67: 525-535.
(编辑 修荣荣)