

倾斜叠加三维叠前波动方程偏移

李灿平* 陈志文 贺振华

(成都理工学院)

张志军

(兰州西北石油地质研究所)

摘 要

李灿平, 陈志文, 贺振华, 张志军. 倾斜叠加三维叠前波动方程偏移. 石油地球物理勘探, 1995, 30(1): 18~26

本文提出的倾斜叠加三维叠前波动方程偏移的理论和方法, 是对不同的共中心点三维地震数据进行 τ - p 变换, 形成共中心点的三维 τ - p 数据体; 从不同的共中心点三维 τ - p 数据体中抽选出共 P 值的三维数据体, 并对各个共 P 值三维数据体在 F - K 域中进行偏移延拓; 然后, 将偏移后的不同 P 值的三维数据体进行叠加, 即得倾斜叠加叠前三维偏移的三维数据体。通过点脉冲响应试验和点绕射偏移试验, 说明了本理论方法的正确性和有效性。

主题词 τ - p 变换 地震数据处理 三维数据 叠前偏移 波动方程

ABSTRACT

Li Canping, Chen Zhiwen, He Zhenhua and Zhang Zhijun. Three-dimensional prestack wave-equation migration using slant stack. *OGP*, 1995, 30(1): 18~26

3D prestack wave-equation migration using slant stack is used to transform all 3D CMP seismic data into 3D CMP τ - p seismic data, from which common- P 3D seismic data are gathered desirably. Then each common- P 3D seismic gather is migrated by extrapolating in F - K domain. Finally, migrated 3D seismic gathers of different P -values are stacked to obtain 3D prestack migrated seismic data after slant stack. The results of point-pulse response and point-diffraction data migration show this technique correct and effective.

Subject heading: τ - p transform, seismic data processing, three-dimensional data, prestack migration, wave equation

引 言

随着老油区油气开采储量越来越少, 而新的油气开发区地下岩性和构造又越来越复杂, 人们对勘探程度和处理精度的要求也越来越高。这将促使人们更大规模地投入野外三维地震勘

* Li Canping, Chengdu College of Science and Technology, Chengdu City, Sichuan Province, Postcode: 610059
本文于 1994 年 1 月 20 日收到。

探,以获取更丰富的地震信息来研究地下地质情况,另外,也迫使人们研究和发展与之配套的高精度、高分辨率地震资料处理方法。在这种形势下,三维叠前偏移就成为国内外地球物理工作者、计算机工程人员研究和攻克的重点和难关之一。

相移及相移加插值偏移较之其它偏移方法具有稳定、无频数、归位倾角大、归位精度高、同相轴品质好等优点。它不同于 $F-K$ 偏移,能适用于任意纵横向速度非均匀的波场。这些特点在二维偏移实际资料处理中已得到证明^[1]。如果将相移及相移加插值偏移延拓的理论和方法应用于叠前三维偏移,则一方面既可满足三维地震资料处理要求精度高、分辨率高的特点;另一方面,也可避免重复性处理,减少冗余处理,有利于资料的解释和保存。

根据三维叠前地震资料数据量大的特点,本文引入相移及相移插值偏移技术,对倾斜叠加三维叠前波动方程偏移进行了研究,提出了倾斜叠加三维叠前波动方程偏移的理论和方法,并通过点脉冲试验、点绕射试验证明了所提出的方法原理的正确性。

方 法 原 理

三维 τ - p 变换

三维 τ - p 变换定义为时空域中某一斜率的空间直线对波场的面积分,即

$$F(\tau, \mathbf{P}) = \int_S f(t = \tau + \mathbf{P} \cdot \mathbf{H}, \mathbf{H}) ds \quad (1)$$

式中: \mathbf{H} 为观测平面 S 上的炮检距矢量; ds 为 S 平面上的任意面元; \mathbf{P} 为射线参数矢量, $|\mathbf{P}| = \sin \alpha / v = dt/d|\mathbf{H}|$, α 为平面波入射角, v 为波场传播速度; t 为旅行时; τ 为截距时间。

令

$$\begin{cases} \mathbf{P} = P_x \mathbf{i} + P_y \mathbf{j} \\ \mathbf{H} = H_x \mathbf{i} + H_y \mathbf{j} \\ ds = dH_x dH_y \end{cases}$$

则式(1)可改写为

$$F(\tau, P_x, P_y) = \iint_S f(t = \tau + P_x H_x + P_y H_y, H_x, H_y) dH_x dH_y \quad (2)$$

偏移延拓

设 \mathbf{S} 、 \mathbf{G} 为炮点、接收点位置矢量, \mathbf{O} 、 \mathbf{H} 为共中心点、炮检距位置矢量,则有

$$\begin{cases} \mathbf{O} = \frac{1}{2}(\mathbf{G} + \mathbf{S}) \\ \mathbf{H} = \frac{1}{2}(\mathbf{G} - \mathbf{S}) \end{cases} \quad (3)$$

若时间为 t , 深度为 z , 则地面观测的波场可表示为(假设地面为平面)

$$W = W(t, \mathbf{O}, \mathbf{H}, z = 0) = W(t, \mathbf{S}, \mathbf{G}, z = 0) \quad (4)$$

很显然, \mathbf{S} 、 \mathbf{G} 、 \mathbf{O} 、 \mathbf{H} 均为观测平面(即地面)的二维矢量。

波场 W 的时间 t 对深度 z 的微分可写为

$$\frac{dt}{dz} = \frac{\partial t}{\partial z_s} + \frac{\partial t}{\partial z_g} \quad (5)$$

式中, z_s, z_g 分别代表炮点、接收点波场的深度微分。

已知三维波动方程

$$\nabla^2 W = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} - f \quad (6)$$

式中: ∇^2 为拉普拉斯(Laplace)算符; f 为胀缩力。现考虑速度为常速 V 的一个微小邻域 σ , f 仅在 σ 邻域中心点有值, 即

$$f = P\delta(t)\delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (7)$$

则齐次初始条件下非齐次波动方程式(6)的柯西(Cauchy)问题解为

$$W(x, y, z, t) = \frac{P}{4\pi r} \quad (8a)$$

式中: $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$; $t = r/V$ 。于是式(8a)又可写为

$$W(x, y, z, t) = \frac{P}{4\pi Vt} \quad (8b)$$

求解式(8)与式(6), 得三维扩散方程

$$\nabla t \cdot \nabla t = \frac{1}{V^2} \quad (9)$$

对炮点和接收点, 由式(9)分别有

$$\begin{cases} \nabla_s t \cdot \nabla_s t = \frac{1}{V_s^2} \\ \nabla_g t \cdot \nabla_g t = \frac{1}{V_g^2} \end{cases} \quad (10)$$

将上式分别展开得

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial t}{\partial z_s} \right)^2 = \frac{1}{V_s^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial S_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial S_y} \right)^2 \\ \left(\frac{\partial t}{\partial z_g} \right)^2 = \frac{1}{V_g^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial G_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial G_y} \right)^2 \end{cases} \quad (11)$$

代入式(5)得到

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \left[\frac{1}{V_s^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial S_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial S_y} \right)^2 \right]^{1/2} + \\ &\quad + \left[\frac{1}{V_g^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial G_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial G_y} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

于是, 时空域三维叠前波场延拓公式可写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial z} &= \frac{\partial W}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial z} = \left\{ \left[\frac{1}{V_s^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial S_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial S_y} \right)^2 \right]^{1/2} + \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{1}{V_g^2} - \left(\frac{\partial t}{\partial G_x} \right)^2 - \left(\frac{\partial t}{\partial G_y} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \frac{\partial W}{\partial t} \end{aligned} \quad (13)$$

设 $\frac{dt}{dz}$ 微分算符的频率波数域形式为 PSFT, 且傅里叶变换形式为

$$\tilde{W} = \iiint W(t, \mathbf{O}, \mathbf{H}, z=0) dt d|\mathbf{O}| d|\mathbf{H}| \cdot e^{-i\omega t} \cdot e^{-i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{O}} \cdot e^{-i\mathbf{K}_H \cdot \mathbf{H}} \quad (14)$$

式中: \mathbf{K}_0 为共中心点波数矢量; \mathbf{K}_H 为半炮检距波数矢量; ω 为圆频率。则有

$$\frac{\partial \tilde{W}}{\partial z} = \text{PSFT}(-i\omega \tilde{W}) \quad (15)$$

式中, $i = \sqrt{-1}$ 。

事实上, 令

$$\begin{cases} X = \frac{VK_{Ox}}{2\omega} \\ Y = \frac{VK_{Oy}}{2\omega} \\ V_S = V_G = V \end{cases} \quad (16)$$

且根据^{[1],[2]}

$$\begin{cases} \frac{K_{Hx}}{2\omega} = -P_x \\ \frac{K_{Hy}}{2\omega} = -P_y \end{cases} \quad (17)$$

及微分算符方程

$$\begin{cases} \frac{dt}{dO_x} = \frac{1}{V_{Ox}} = \frac{K_{Ox}}{\omega} \\ \frac{dt}{dO_y} = \frac{1}{V_{Oy}} = \frac{K_{Oy}}{\omega} \\ \frac{dt}{dH_x} = \frac{1}{V_{Hx}} = \frac{K_{Hx}}{\omega} \\ \frac{dt}{dH_y} = \frac{1}{V_{Hy}} = \frac{K_{Hy}}{\omega} \end{cases} \quad (18)$$

由方程(12)、(3) 得

$$\begin{aligned} \text{PSFT} = & \frac{1}{V} \{ [1 - (X + P_x V)^2 - (Y + P_y V)^2]^{1/2} + \\ & + [1 - (X - P_x V)^2 - (Y - P_y V)^2]^{1/2} \} \end{aligned} \quad (19)$$

上式就是频率波数域中三维叠前波动方程偏移的延拓因子, 将式(19) 代入式(15) 整理后得到频率波数域三维叠前波动方程偏移的延拓方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{W}}{\partial z} = & -i \frac{\omega}{V} \{ [1 - (X + P_x V)^2 - (Y + P_y V)^2]^{1/2} + \\ & + [1 - (X - P_x V)^2 - (Y - P_y V)^2]^{1/2} \} \tilde{W} \end{aligned} \quad (20)$$

由上式不难看出, 由这个延拓方程所确定的波动方程偏移属深度偏移。

上述公式的推导是在微观情形下进行的, 并不影响实际应用的精度; $V_S = V_G = V$ 这项假设, 也与实际观测的一般物理条件一致。其实对于地表条件复杂, 炮点、接收点物理条件相差较大的情形, 由式(13) 也容易寻出相应的频率波数域的延拓方程。

倾斜叠加三维叠前深度偏移设计方案

倾斜叠加三维叠前波动方程偏移是对共 P 值三维数据体进行的,因而必须先对三维地震数据进行预处理。

预处理步骤

- (1) 三维地震数据 $W(t, \mathbf{O}, H, z = 0)$;
- (2) 抽共中心点数据 $W(t, \mathbf{O} = \mathbf{C}_1, H_1, z = 0)$, 其中, $(\mathbf{C}_1$ 为常矢量);
- (3) τ - p 变换 $W'(t, \mathbf{O} = \mathbf{C}_1, P, z = 0)$;
- (4) 抽共 P 值数据体 $W''_p(t, \mathbf{O}, z = 0) = W''(t, \mathbf{O}, P = \mathbf{C}_2, z = 0)$, $(\mathbf{C}_2$ 为常矢量)。

三维数据体偏移叠加过程

- (1) $W''_p(t, \mathbf{O}, z = 0) \xrightarrow{\text{FFT}} W''_p(\omega, \mathbf{O}, z = 0)$;
- (2) 加吸收边界;
- (3) $W''_p(\omega, \mathbf{O}, z = 0) \xrightarrow{\text{FFT}} \tilde{W}''_p(\omega, \mathbf{K}_O, z = 0)$;
- (4) 据式(20)进行延拓,得 $\tilde{W}''_p(\omega, \mathbf{K}_O, z)$;
- (5) $\tilde{U}_p(\mathbf{K}_O, z) = \sum_{\omega} \tilde{W}''_p(\omega, \mathbf{K}_O, z)$;
- (6) $\tilde{U}_p(\mathbf{K}_O, z) \xrightarrow{\text{FFT}^{-1}} U_p(\mathbf{O}, z)$;
- $\tilde{W}''_p(\omega, \mathbf{K}_O, z) \xrightarrow{\text{FFT}^{-1}} \hat{W}''_p(\omega, \mathbf{O}, z)$;
- (7) 重复 2 ~ 6 步,直到剖面延拓的最大深度;
- (8) 选取下一个 P 值的三维数据体,重复 1 ~ 7 步;
- (9) 共 P 值叠加 $U(\mathbf{O}, z) = \sum_p U_p(\mathbf{O}, z)$ 。

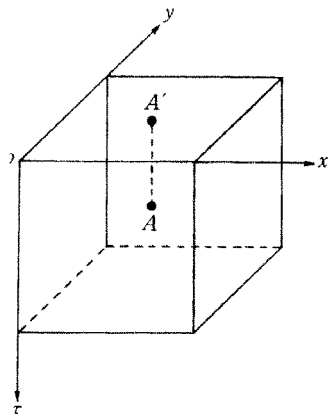


图1 点脉冲响应模型

模型试验

点脉冲响应

为测试倾斜叠加三维叠前波动方程偏移的正确性、归位效果和归位的波场特征,设计一个三维脉冲模型。如图1所示,分别测试它在:① $P_x = P_y = 0.0000$;② $P_x = 0.0002$, $P_y = 0.0001$,这两种情况下的偏移脉冲响应情况。

图1模型数据大小为 $64 \times 64 \times 64$,点脉冲 A 的坐标是 $(32, 32, 34)$, τ 方向采样率为 4ms , O_x, O_y 方向道间距为 2.5m 。

(1) 当 $P_x = P_y = 0.0000$ 时,有

$$t = \tau + P_x X + P_y Y = 34 \times 4 + 0 + 0 = 136 \text{ ms}$$

此时相当于零炮检距情形,所得响应图形应是一个半球面,球面的顶点位置在 A 点处。图 2a、

图 2b、图 2c 为 X 、 Y 和 t 方向的切片显示。可见,脉冲响应确实是一相顶点在 A 点的半球面。

(2) 当 $P_x = 0.0002, P_y = 0.0001$ 时,有

$$\begin{aligned} t &= \tau + P_x X + P_y Y \\ &= 34 \times 4 + 0.0002 \times 2.5 \times 32 + 0.0001 \times 2.5 \times 32 \\ &= 160 \text{ms} \end{aligned}$$

160ms 正好在 40 样点上,故顶点位置为 (32, 32, 40)。由于 $P_x \neq 0, P_y \neq 0$, 相当于 X, Y 方向均为非零炮检距, 又因为 $P_x \neq 0 > P_y$, 故响应是一长轴与 X 轴平行的半椭球面。图 3a、图 3b、图 3c 证实了上述分析。

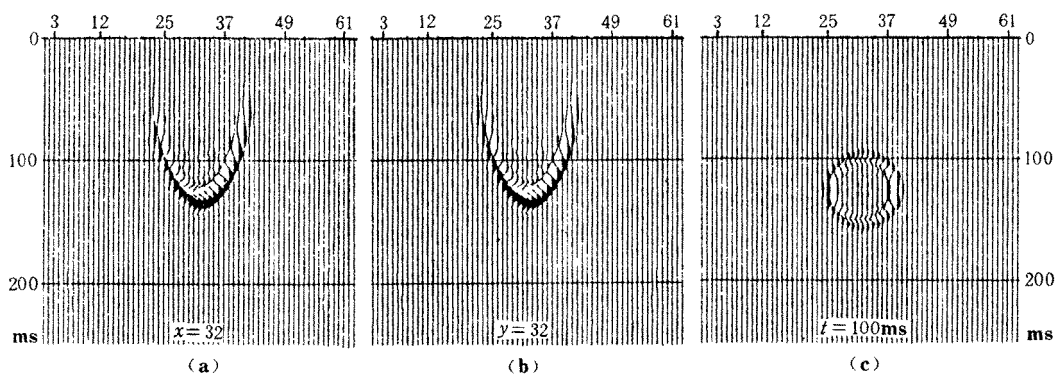


图 2 点脉冲响应的 X 、 Y 和 t 方向切片

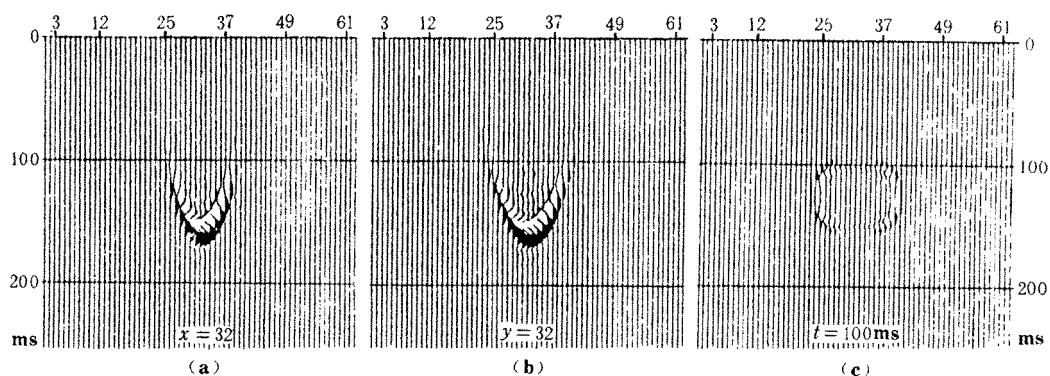


图 3 点脉冲响应的 X 、 Y 和 t 方向切片

从上述测试结果中不难看出,无论 P_x, P_y 为何值,二次曲面(半椭球面或半球面)在顶部能量都十分强,而在开口边缘较弱,这与相移因子对波场能量的收敛较快有关,反映了较好的波动特性,而且能量向两侧变化平稳,同相轴品质较佳,也无其它干扰或频散现象;另一方面,无论 P_x, P_y 为何值, X, Y 切片两侧都存在近似垂直的同相轴,这说明偏移归位的倾角很大,接近 $\pi/2$ 。

点绕射模型正演及偏移

为了检验偏移方法对其它模型正演记录或实际资料处理的可行性和应用效果,设计一个典型的点绕射正演模拟记录,然后对其进行偏移。

点绕射三维射线正演

图4为三维点绕射射线正演模型,它是一个 $64 \times 64 \times 64$ 的三维数据体,三维射线正演就是要以图中 $A(32, 32, 31)$ 点为绕射点,生成三维点绕射地表理论记录。图中 X 、 Y 方向道间距取 2.5m ,深度对应的的时间采样率为 4ms 。

为了获得共中心点的三维数据体,以图4的 XY 平面为共中心点平面,设计的观测系统如图5所示。

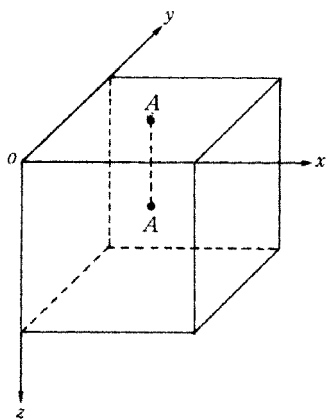


图4 三维点绕射正演模型

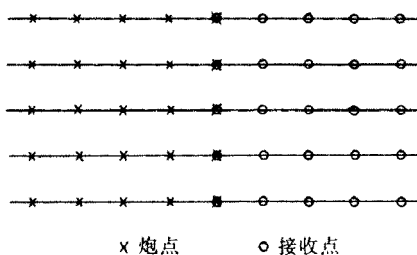


图5 点绕射三维射线正演观测系统

由图5可见,每个共中心点都有25次覆盖,为了较方便快速地形成共中心点记录,图中假定 5×5 炮阵第一排炮的中心炮点位置就是共中心点,用这种观测形式对图4的 XY 平面中每个共中心点都可通过射线正演来生成一个三维的地震理论记录,然后对这些不同的共中心点三维理论地震记录进行三维 τ - p 变换,最后从中抽出不同 P 值的三维数据体,这些不同 P 值的三维数据体的空间平面实际上就是共中心点平面。

共 P 值三维射线正演记录的三维数据体偏移

$$(1) P_x = 0.0000, P_y = 0.0000$$

此时与自激自收等效,由于绕射体是一个点,故正演记录是一个旋转双曲面,如图6a、图6b、图6c所示,且其顶点位置就在 A 点。对这个共 P 值的三维数据体进行偏移,其结果如图7a、7b、7c所示。其绕射点归位准确,与 A 点吻合较好。

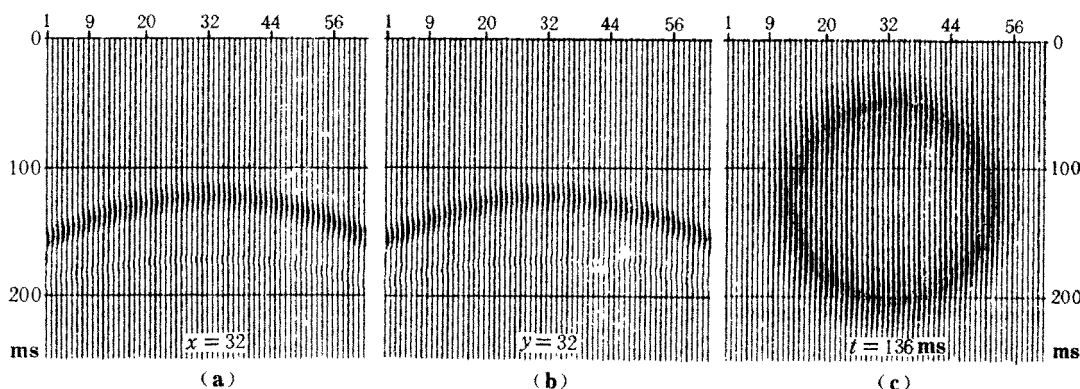


图6 $P_x = 0.0000, P_y = 0.0000$ 的点绕射三维射线正演记录

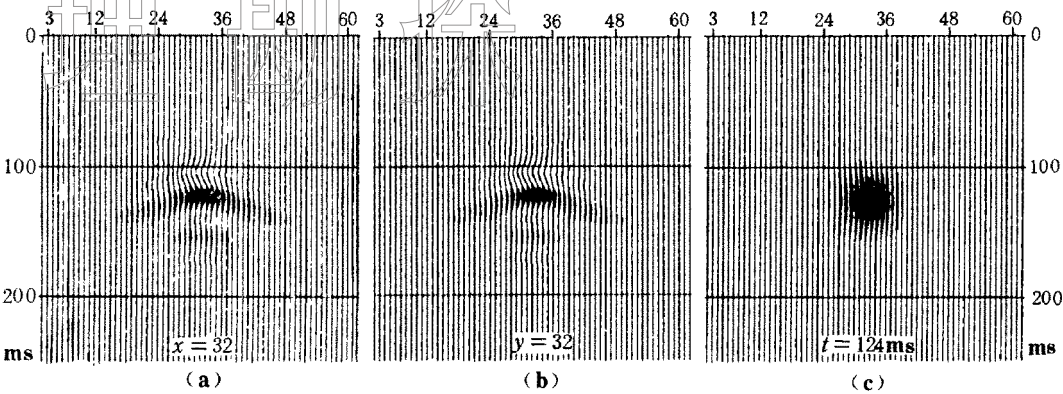


图7 $P_x = 0.0000, P_y = 0.0000$ 的点绕射三维数据偏移

(2) $P_x = 0.0001227, P_y = 0.0000$

此时的共 P 值三维数据体仍是一个双曲面,如图 8a、图 8b、图 8c 所示,但 τ 切片不是圆,而是一个长轴在 X 轴方向的椭圆。双曲面顶点的 τ 坐标值理论计算应为

$$\tau_0 = 31 \times 4 - 0.0001227 \times 32 \times 2.5 - 0 = 114 \text{ ms}$$

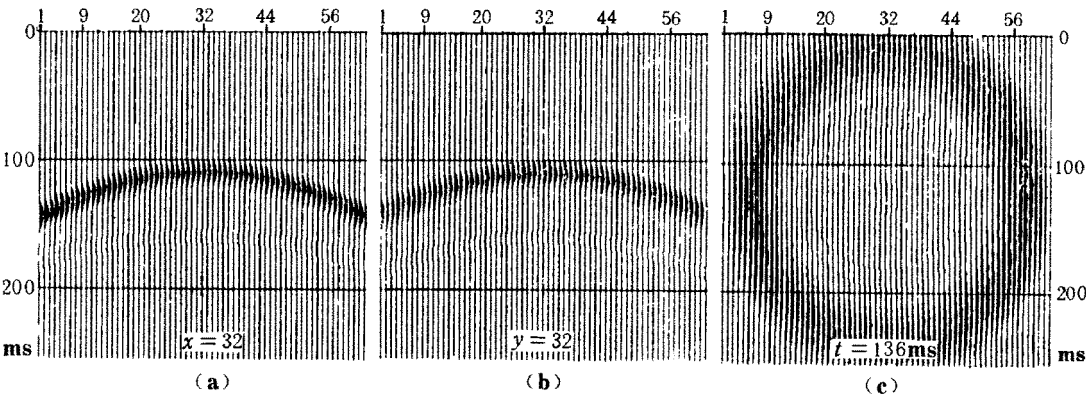


图8 $P_x = 0.0001227, P_y = 0.0000$ 的点绕射三维射线正演记录

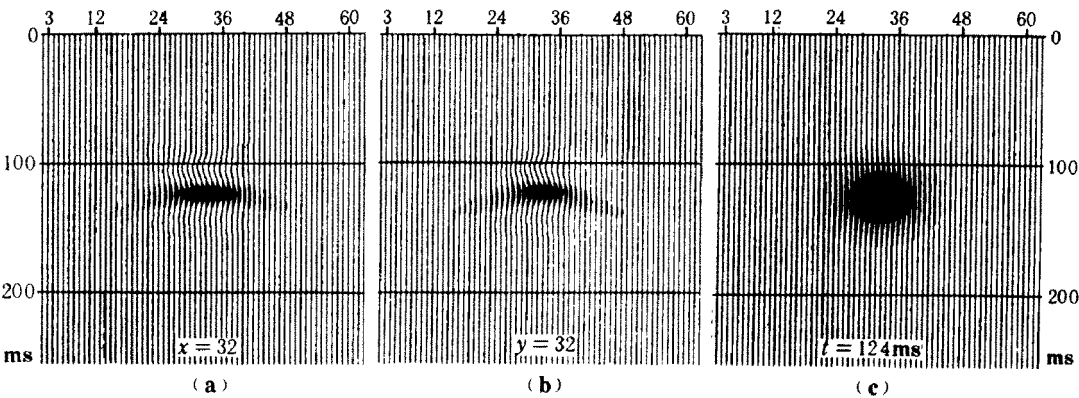


图9 $P_x = 0.0001227, P_y = 0.0000$ 的点绕射三维数据偏移

这与图10吻合。对这个共 P 值三维数据体进行偏移, 绕射波又归位到 $A(32, 32, 31)$ 位置上, 如图9a、图9b、图9c所示。

倾斜叠加

- (1) $P_x=0.0000, P_y=0.0000$ (2) $P_x=0.0001227, P_y=0.0000$
(3) $P_x=0.0000, P_y=0.0001227$ (4) $P_x=0.0001227, P_y=0.0001227$

将上述四种共 P 值数据体偏移后叠加, 其结果示于图10a、图10b和图10c。偏移叠加后的归位效果明显优越于单 P 值偏移, 绕射点能量收得更拢, 如果做更多的共 P 值偏移叠加, 其效果会更好。

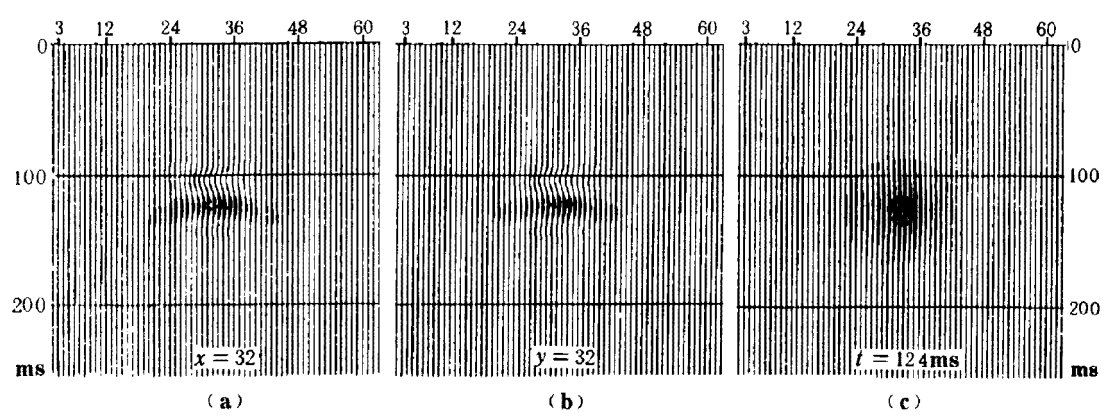


图10 点绕射共 P 值三维数据体偏移叠加结果

结 论

点脉冲响应试验和点绕射试验表明, 本文所述的偏移方法归位是精确有效的, 归位倾角对于层状介质满足全倾角偏移, 不存在频散和其它干扰背景, 同相轴品质好, 且算法稳定。通过不同的时间切片和剖面切片的显示表明, 波场的空间归位效果甚好, 动力学特征也十分明显。利用此法对实际资料偏移, 无疑会提供实际处理所需要的足够精确的三维叠前偏移数据体和大量丰富的显示信息。

该方法的理论试算是在 KJ8920 小巨型计算机上实行的, 该机具有较大的磁盘空间和较高的运算速度, 是国产机中较上乘的。然而, 比之国外用并行巨型机进行计算, 它又显得太慢。就目前我国现有的计算机装备, 要进行大规模的三维叠前偏移还是有相当困难的。

作者感谢兰州西北石油地质研究所的刘省奎、岳伏生等同志以及成都理工学院的王理、黄德济等同志在方法理论设计和试算过程中所给予的帮助。

参 考 文 献

- 1 贺振华主编, 反射地震资料的偏移处理与反演方法, 重庆大学出版社, 1989
- 2 贺振华, 杜少清, 罗毅, 王理. τ - p 域波动方程叠前偏移研究, 成都理工学院, 1990
- 3 Ottolini R, Claerbout J F. The migration of common midpoint slant stack, *Geophysics*, 1984, 49(3): 237~249