

Kirchhoff 型高保真反偏移理论

孙建国^{1,2}

(1 吉林大学地球探测科学与技术学院, 吉林 长春 130026; 2 吉林大学国土资源部应用地球物理综合解释理论开放实验室—波动理论与成像技术实验室, 吉林 长春 130026)

摘要: 为了使 Kirchhoff 型反偏移的输出结果与数值模拟结果相等, 提出了一种旨在消除 Kirchhoff 型反偏移中所出现的振幅畸变现象的高保真反偏移方法。与常规的 Kirchhoff 型反偏移不同, 高保真反偏移是一种与反射面有关的反射地震成像方法。因此, 在高保真反偏移中首先要确定反射面的位置, 其次要确定振幅畸变因子的数值, 最后要根据在反射点上振幅畸变因子恒等于 1 这一事实进行振幅畸变校正。在具体实施过程中, 为了求出反射点的空间位置和振幅畸变因子的具体数值, 采用四重加权叠加法, 即在一次反偏移运算中同时采用一个单位加权函数和三个非单位加权函数。其中, 非单位加权函数由常规的真振幅加权函数和用于建立 Kirchhoff 型反偏移算子的全局坐标系中的水平坐标组成。通过在四个反偏移场之间进行比值运算, 可以达到提取反射点坐标和振幅畸变因子的目的。一旦得到反射点坐标和振幅畸变因子的具体数值, 就可以通过简单的除法消除掉振幅畸变因子对反偏移像场振幅的影响。

关键词: Kirchhoff 型反偏移; 振幅畸变; 等时面多重加权叠加; 高保真

中图分类号: P631 **文献标志码:** A **文章编号:** 1672-6561(2011)02-0207-06

Theory of Kirchhoff-type High Fidelity Demigration

SUN Jian-guo^{1,2}

(1. School of Geoporation Science and Technology, Jilin University, Changchun 130026, Jilin, China;
2. Laboratory for Integrated Geophysical Interpretation Theory and Laboratory for Wave Theory and Imaging Technology of Ministry of Land and Resources, Jilin University, Changchun 130026, Jilin, China)

Abstract: For making the output of Kirchhoff-type demigration equal to the output of numerical modeling, we present a demigration method called high fidelity demigration, which is able to eliminate the amplitude distortion effect in Kirchhoff-type demigration. Different from the conventional Kirchhoff-type demigration, the high fidelity demigration is reflector-dependent. As a result, in high fidelity demigration we first need to determine the position of the reflector, then to determine the amplitude distortion factor, and finally to correct the demigration amplitude according to the fact that the amplitude distortion factor in demigration is equal to one at a reflection point. In practical implementation of high fidelity demigration, we use four weighting functions in a single weighted isochrone stack, namely the unit weighting function, the conventional true amplitude weighting function, and the two horizontal coordinates of the global coordinate system that is used for establishing the Kirchhoff-type demigration operator. By performing division operations among the four demigrated images, we can extract the position of the reflection point and the amplitude distortion factor. Once the position of the reflection point and the amplitude distortion factor are obtained, the amplitude distortion effect in demigration can be corrected by a simple division.

Key words: Kirchhoff-type demigration; amplitude distortion; multiple-weighted isochrone stack; high fidelity

0 引言

反射地震资料反偏移成像的基本目的是将深度

偏移像场(深度偏移的输出结果)再反射到时间域中去^[1-2]。因此,在实际功效上,反偏移成像相当于是一种以深度偏移像场作为输入数据的数值模拟。

收稿日期: 2011-01-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(40574052); 国家重点基础研究发展计划项目(2007CB209603)

作者简介: 孙建国(1956-), 男, 辽宁丹东人, 教授, 博士研究生导师, 从事地下波动理论与成像技术和地震资料处理等研究。E-mail: sun_jg@jlu.edu.cn

然而,利用数值模拟只能得到与真实物理过程相对应的数据体(例如共炮点或共场源数据体),而利用反偏移成像既可以构造出与真实物理过程相对应的数据体,也可以构造出不对应任何真实物理过程的数据体(例如共炮检距或其他类型的数据体)。再者,利用数值模拟可以计算出波动过程中的各种现象(例如传播、透射、反射以及散射等)及其随时间的演化历史,而利用反偏移成像只能构造出反射地震观测数据而不能再现形成这些数据的物理过程。

如果在反偏移成像计算中所使用的速度模型和观测系统与在偏移成像中所使用的速度模型和观测系统完全相同,则对于相同的输出波场类型,反偏移成像将转化为偏移成像的逆运算^[1-3]。反之,如果在反偏移成像过程中所使用的速度模型、观测装置以及输出波场类型与在偏移过程中所使用的有所不同,则反偏移成像的输出将形成一个与偏移输入完全不同的数据体。这一特点奠定了利用反偏移成像解决若干反射地震资料处理问题的基础。事实上,在均匀介质中,基于微分方程的 DMO 理论就是利用偏移与反偏移串联才得以建立的^[4],而在一般非均匀介质条件下向零炮检距偏移的 Kirchhoff 型理论更是利用了反偏移成像的直接结果^[5]。

对于实际应用来讲,反偏移成像研究的重要意义主要体现在两个方面。首先,反偏移研究可以为速度分析、波型转换、观测系统变换、观测数据规格(则)化以及数值模拟提供非常规的理论基础和计算技术^[6-8]。其次,通过与深度偏移的反复串联应用,反偏移理论可以为提出和发展新的反射地震成像方法提供出发点^[1-2]。

反偏移的基本思想与偏移类似,可以通过不同的方式实现。事实上,反偏移既可以表示成为沿等时面的加权叠加积分^[1-2,8],又可以表示成为频率-波数域中的积分^[9]。如果反偏移的基本思想是利用沿等时面的加权叠加实现的,则称其为等时面加权叠加反偏移或 Kirchhoff 型反偏移。如果在等时面加权叠加中所利用的权函数是真振幅权函数,则称其为 Kirchhoff 型真振幅反偏移。在文献中,关于 Kirchhoff 型真振幅反偏移的基本理论发表于 20 世纪 90 年代。与 Kirchhoff 型偏移类似,在建立 Kirchhoff 型反偏移的过程中利用了一种与反射面无关的策略,即假设地下的每一个点都是反射点。另外,为了分析反偏移的输出结果假设偏移像场的子波具有很短的延续。如果偏移像场的子波是 δ 脉冲,则真振幅反偏移结果与数值模拟结果完全一致。

然而,如果偏移像场的子波延续是有限的,则反偏移的输出结果将与数值模拟有所不同。事实上,根据对 Kirchhoff 型真振幅反偏移的输出场所做的稳相分析^[10],反偏移场由两个因子的乘积组成,其中一个反偏移信号(震源子波与反射系数和几何扩散因子的乘积),另一个是振幅畸变因子。在数学上,真振幅反偏移信号是利用了真振幅加权函数的直接结果,而振幅畸变因子的出现完全是由与反射面无关的实现过程所引起的。这意味着即使在不使用任何加权函数的条件下,振幅畸变现象也是存在的。因此,靠反偏移本身无法消除振幅畸变效应。如果一定要消除振幅畸变效应所带来的振幅失真现象,必须在反偏移之后再对反偏移振幅进行校正。只有在经过了这种校正之后,反偏移的输出结果才与数值模拟的输出结果完全一致。

笔者的目的就是要提出一种实现上述反偏移振幅校正的方法,以使得反偏移成像的结果与数值模拟结果完全一致。考虑到在经过了振幅校正之后的反偏移场应该只由反偏移信号组成这一事实,将所提出的带有振幅畸变校正的 Kirchhoff 型反偏移称为高保真反偏移。与常规的真振幅反偏移相比,在高保真反偏移中考虑了反偏移实现策略对反偏移结果的影响。在理论上,高保真反偏移应包括 3 部分:①常规真振幅反偏移;②振幅畸变因子提取;③振幅畸变因子校正。由于振幅畸变因子与稳相点和反射点处的真振幅加权函数和深度差函数的二阶导数矩阵有关,所以为了提取振幅畸变因子必须首先确定稳相点和反射点的位置。鉴于 Kirchhoff 型反偏移算子与 Kirchhoff 型偏移算子在数学形式上的类似性,将采用在 Kirchhoff 型偏移中提取稳相点的方法,即多重加权叠加法^[11-12]。一旦确定了稳相点的位置,就可以根据反射点是一个特殊的稳相点这一事实确定出反射点的位置,进而计算出振幅畸变因子的具体数值。另外,还可以根据在反射点上振幅畸变因子恒等于 1 这一事实,利用不同时间点上的反偏移场与反射时间点上反偏移场之间比值的方法提取振幅畸变因子。一旦得到了振幅畸变因子,就可以通过简单的除法实现振幅畸变校正。

根据上述讨论,在具体实施算法中高保真反偏移应包括 3 个步骤:①多重加权叠加反偏移;②稳相点和振幅畸变因子求取;③振幅畸变校正。为此将首先对等时面加权叠加及其输出场进行必要回顾,然后再具体讨论如何利用多重加权叠加反偏移计算振幅畸变校正因子以及如何进行振幅畸变校正。

1 等时面加权叠加及其输出场

与绕射加权叠加偏移类似, 在等时面加权叠加反偏移中假设速度模型的不均匀程度符合几何射线理论的应用条件, 即在一个波长的范围之内速度呈平缓变化。此外, 假设地下介质为由一系列光滑曲面分开的不均匀层状介质组成; 在每层内, 速度为坐标的连续函数, 同时具有横向和垂向不均匀性^[13]。

为了能够建立等时面加权叠加的数学公式, 引入 2 个坐标系。

(1) 用于确定地下空间中任意一点位置的全局坐标系

$$(r, z) = (r_1, r_2, z) = (x, y, z)$$

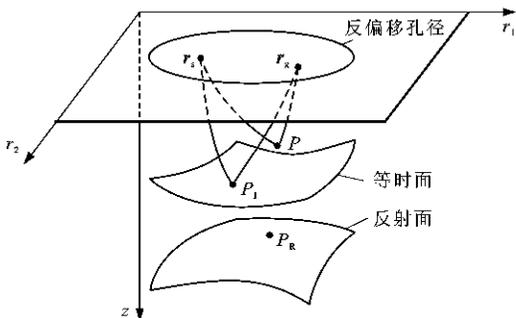
(2) 用于确定反偏移输出数据体中任意一点位置的全局坐标系

$$(\xi, t) = (\xi_1, \xi_2, t)$$

在坐标系 (r, z) 中, $r = (r_1, r_2) = (x, y)$ 代表水平坐标矢量, z 代表垂直深度, 其正方向指向地下(图 1)。为了方便起见, 将由坐标系 (r, z) 所表示的地下空间称为模型空间(深度域)。类似地将由坐标系 (ξ, t) 所描述的空间称为数据空间(时间-空间域)。其中, 参数坐标矢量 $\xi = (\xi_1, \xi_2)$ 用于确定任意一个地震道的位置, 而 t 代表时间, 向上为正(图 2)。根据定义, 参数矢量 ξ 与在模型空间中所给定的炮点坐标 r_s 和接收点坐标 r_g 有一定的函数关系^[12, 14]。另外, 时间变量 t 所给出的是双程传播时间, 即

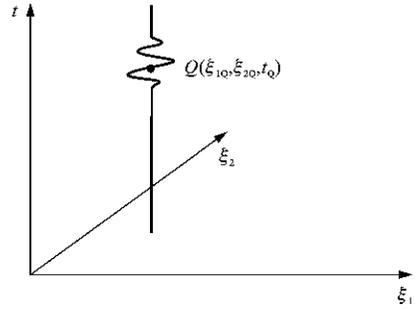
$$t = t_s(r, z) + t_g(r, z)$$

式中: $t_s(r, z)$ 为由炮点 r_s 到点 (r, z) 的传播时间; $t_g(r, z)$ 为由接收点 r_g 到点 (r, z) 的传播时间。对于一对给定的炮点和接收点, 在模型空间中的每一个点上都有一个双程传播时间。由具有相同双程传播



注: r_s 和 r_g 分别为源和接收点的位置矢量; P 为地下空间中的任意一点; P_1 为所考虑等时面上的任意一点; P_R 为目标反射面上的任意一点。

图 1 模型空间
Fig. 1 Model Space



注: Q 为数据空间中的任意一点, 其坐标由 $(\xi_{1Q}, \xi_{2Q}, t_Q)$ 给出。

图 2 数据空间

Fig. 2 Data Space

时间的地下点所组成的曲面称为等时面。在 Kirchhoff 型反偏移理论中, 假设等时面是光滑曲面, 其各阶导数为空间坐标 (r, z) 的连续函数^[13]。一般来讲, 等时面可以用隐式方程来描述

$$\sum_I (r, z_I, r_s, r_g; t) = 0$$

式中: 下标 I 为等时面; z_I 为等时面上任意一点的深度。考虑到 r_s 和 r_g 均为 ξ 的函数, 即

$$r_s = r_s(\xi)$$

$$r_g = r_g(\xi)$$

可以将上述等时面的隐式方程写为

$$\sum_I (r, z_I; \xi, t) = 0$$

从这个方程中解出垂直坐标 z_I , 可以得到等时面的显式方程

$$z_I = z_I(r; \xi, t)$$

在建立 Kirchhoff 型反偏移理论的过程中并不需要知道 $z_I = z_I(r; \xi, t)$ 的具体数学形式, 而在 Kirchhoff 型反偏移的具体实现过程中, 等时面 $z_I = z_I(r; \xi, t)$ 是利用射线追踪计算出来的。

类似地将目标反射面表示为

$$z_R = z_R(r_R)$$

式中: 下标 R 代表反射。为了方便起见, 将反射面 z_R 上的任意一点称为 P_R 。根据反射定律, 不同的点 P_R 将对应于不同的炮点和接收点对 $(r_s, r_g) = (r_s(\xi), r_g(\xi))$ 。因此, P_R 与参数矢量 ξ 有一一对应关系。这意味着, 可以把反射面 $z_R(r_R)$ 写成 ξ 的函数, 即

$$z_R = z_R(r_R(\xi)) = z_R(\xi)$$

现在引入等时面加权叠加的数学表示。令 Q 和 P 分别代表数据空间和模型空间中的任意一点, 其坐标分别为 $(\xi_{1Q}, \xi_{2Q}, t_Q)$ (图 2) 和 (r_{1P}, r_{2P}, z_P) (图 1)。同时, 令 \sum_{IQ} 代表由 Q 点的参数坐标 (ξ_{1Q}, ξ_{2Q}) 和双程走时 t_Q 定义的等时面

$$\sum_{1Q} = \sum_{1Q}(\mathbf{r}, z_1; \xi_Q, t_Q) = 0$$

根据这个定义, 在任意等时面上的点为

$$P_1 = (\mathbf{r}_{P_1}, z_{P_1}) = (\mathbf{r}, z_1)$$

而在等时面 Σ_Q 上的点为 $P_{1Q} = (\mathbf{r}, z_{1Q})$ 。

假设在 Q 点上的反偏移像场为 $\tilde{U}(Q)$, 则 $\tilde{U}(Q)$ 可以表示成为下列 Kirchhoff 型积分, 即(文献[10] 中方程(1))

$$\tilde{U}(Q) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Xi} W_d(\mathbf{r}, z) \frac{O(\mathbf{r}, z)}{z} \Big|_{z \in \Sigma_Q} d\mathbf{r} \quad (1)$$

式中: $d\mathbf{r} = dr_1 dr_2$; Ξ 为反偏移孔径; $W_d(\mathbf{r}, z)$ 为真振幅加权函数; $O(\mathbf{r}, z)$ 为深度偏移像场。为了便于分析研究, 假设 $O(\mathbf{r}, z)$ 是由 Kirchhoff 型真振幅偏移产生, 即^[15]

$$O(\mathbf{r}, z) = C_{RS}(\Lambda_m(z - z_R))$$

式中: C_R 为反射点 P_R 处的平面波反射系数; $S(z)$ 为映射到了深度域中的震源子波; Λ_m 为子波拉伸因子。

式(1)说明, Kirchhoff 型反偏移在数学上所代表的的是一个多点对一点的变换, 即通过加权叠加的方式将位于等时面上所有点处的偏移像场 $O(\mathbf{r}, z_1)$ 变换成数据空间中一个点 (Q 点) 上的反偏移像场 $\tilde{U}(Q)$ 。为了求出反偏移场 $\tilde{U}(Q)$, 现将其扩展成为 z 的函数 $\tilde{U}(Q, z)$ ^[10], 并使其在 $z=0$ 时与 $\tilde{U}(Q)$ 相等, 即 $\tilde{U}(Q, z)|_{z=0} = \tilde{U}(Q)$ 。可以证明, 满足这个条件的 $\tilde{U}(Q, z)$ 可以表示成为下列积分(文献[10] 中公式(3))

$$\tilde{U}(Q, z) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Xi} W_d(\mathbf{r}, z_{1Q}) \cdot C_R \frac{s(\Lambda_m(z + (z_{1Q} - z_R)))}{z} d\mathbf{r} \quad (2)$$

为了方便研究起见, 定义 $l(\mathbf{r}, t_Q) = z_{1Q} - z_R$ 为深度差函数^[10]。

为了求出 $\tilde{U}(Q, z)$, 首先对式(2)进行关于 z 的 Fourier 变换, 然后再利用稳相法进行渐近分析, 得到(文献[10] 中式(24))

$$\tilde{U}(Q, k_z) \approx \frac{2\pi}{|k_z|} \frac{B(\mathbf{r}_{st}, k_z) \exp(i\chi_L)}{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2}} W_d(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q}) \exp[ik_z l(\mathbf{r}_{st}, t_Q)] \quad (3)$$

式中: k_z 为垂直波数; \mathbf{r}_{st} 为稳相点的水平坐标; $\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q)$ 为深度差函数 $l(\mathbf{r}, t_Q)$ 在稳相点 \mathbf{r}_{st} 处的二阶导数矩阵; $W_d(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q})$ 为在点 $(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q}(\mathbf{r}_{st}; \xi; t_Q))$ 处的真振幅加权函数值, 因子 $B(\mathbf{r}_{st}, k_z)$ 和 χ_L 分别定义为(文献[10] 中式(25)、(26))

$$B(\mathbf{r}_{st}, k_z) = \frac{C_R}{2\pi} \frac{ik_z}{|\Lambda_m|} S\left(\frac{k_z}{\Lambda_m}\right) \quad (4)$$

$$\chi_L = \frac{\pi}{4} \text{sgn}(k_z) \text{sgn}[\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q)] \quad (5)$$

式中: 函数 $\text{sgn}[\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q)]$ 定义为矩阵 $\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q)$ 的正负符号差, 即矩阵的正特征值个数减去负特征值的个数。

对式(3)进行 Fourier 反变换并利用条件 $\tilde{U}(Q, z)|_{z=0} = \tilde{U}(Q)$ 得到(文献[10] 中式(42))

$$\tilde{U}(Q) = \tilde{U}(Q, z=0) \approx E_d \frac{C_R}{L_{SG}} \tilde{s}(t_Q - t_{Q_R}) = E_d \tilde{U}_{TA}(t) \quad (6)$$

式中: L_{SG} 为归一化几何扩散因子, 其具体的表现形式与反偏移所用的观测系统和震源类型有关^[2, 10, 15]; $\tilde{U}_{TA}(t) = C_R \tilde{s}(t_Q - t_{Q_R}) / L_{SG}$ 为在几何理论框架下的一次反射信号; E_d 为振幅畸变因子, 其表达式为(文献[10] 中式(37))

$$E_d = \frac{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_R, t_{Q_R}))|^{1/2}}{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2}} \frac{|W_d(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q})|}{|W_d(\mathbf{r}_R, z_{1Q_R})|} \quad (7)$$

式中: $\mathbf{L}(\mathbf{r}_R, t_{Q_R})$ 和 $W_d(\mathbf{r}_R, z_{1Q_R})$ 分别为深度差函数和真振幅加权函数在反射点 (\mathbf{r}_R, z_R) 上的二阶导数矩阵值和真振幅加权函数值。

式(6)是在渐近分析意义下 Kirchhoff 型反偏移的输出场。与数值模拟的结果相比, 反偏移的输出结果多了一个因子 E_d 。因此, 高保真反偏移的目的就是要校正消除因子 E_d 对真振幅反偏移结果的影响。换句话说, 高保真反偏移的目的是为了得到反偏移信号 $\tilde{U}_{TA}(t)$ 。根据式(7), 振幅畸变因子 E_d 是 2 个因子的乘积, 一个是在反射点 (\mathbf{r}_R, z_{1Q_R}) 处的因子 $|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_R, t_{Q_R}))|^{1/2} / |W_d(\mathbf{r}_R, z_{1Q_R})|$, 另一个是在稳相点 $(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q})$ 处的因子 $|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2} / |W_d(\mathbf{r}_{st}, z_{1Q})|$ 。由于反射点本身就是一个稳相点, 所以为了实现高保真反偏移必须首先要确定稳相点的空间位置。一旦求出稳相点的位置, 就可以根据在反偏移实现过程中所计算出的等时面和真振幅加权函数计算出振幅畸变因子 E_d 。

2 稳相点和反射点坐标

为了求出稳相点坐标, 采用 Bleistein^[16] 或 Tygel 等^[11] 提出的多重加权思想。在历史上, 多重加权叠加法是 Bleistein 为了反演反射角等几何或物理量所提出的一种在偏移的同时进行反演的的方法, 其基本思想是把所要反演的几何或物理量作为

一个绕射叠加偏移(Kirchhoff 型偏移)中的加权函数,并将如此加权之后的偏移结果与不加权时的偏移结果进行对比。随后, Tygel 等将 Bleistein 的基本思想用于求解反射点的水平坐标。然而, Tygel 等的多重加权叠加偏移是在时间域中进行的,其有关计算公式对于物理可实现信号不再成立^[12]。2003年,笔者对利用绕射加权叠加偏移求取反射点的水平坐标问题进行了进一步讨论,指出最好在频率域中进行反射点计算^[12]。

正如在引言中所提到的, Kirchhoff 型反偏移式(1)与 Kirchhoff 型偏移公式具有类似的数学形式,因此可以利用多重加权叠加的基本思想求取反偏移中的稳相点。参照 Tygel 等^[11]关于多重加权绕射叠加的工作,令

$$\begin{aligned} W_d(\mathbf{r}, z_{1Q}) &= [W_{d1}(\mathbf{r}, z_{1Q}), W_{d2}(\mathbf{r}, z_{1Q}), \\ W_{d3}(\mathbf{r}, z_{1Q})]^T &= (r_1, r_2, 1)^T \quad (8) \end{aligned}$$

如果用这个加权函数矢量中的各分量代替式(1)中的真振幅加权函数,则在经过等时面叠加后得到3个类似于式(3)所给出的反偏移场,即

$$\tilde{U}(Q, k_z) = [\tilde{U}_1(Q, k_z), \tilde{U}_2(Q, k_z), \tilde{U}_3(Q, k_z)]^T \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(Q, k_z) &= r_{1st} \frac{2\pi}{|k_z|} \frac{B(\mathbf{r}_{st}, k_z) \exp(i\chi_{q_1})}{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2}} \\ &\exp[ik_z l(\mathbf{r}_{st}, t_Q)] \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{U}_2(Q, k_z) &= r_{2st} \frac{2\pi}{|k_z|} \frac{B(\mathbf{r}_{st}, k_z) \exp(i\chi_{q_2})}{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2}} \\ &\exp[ik_z l(\mathbf{r}_{st}, t_Q)] \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{U}_3(Q, k_z) &= \frac{2\pi}{|k_z|} \frac{B(\mathbf{r}_{st}, k_z) \exp(i\chi_{q_3})}{|\det(\mathbf{L}(\mathbf{r}_{st}, t_Q))|^{1/2}} \\ &\exp[ik_z l(\mathbf{r}_{st}, t_Q)] \quad (12) \end{aligned}$$

若 $\tilde{U}_3(Q, k_z) \neq 0$, 则有

$$r_{1st} = \frac{\tilde{U}_1(Q, k_z)}{\tilde{U}_3(Q, k_z)} = \frac{\operatorname{Re}[\tilde{U}_1(Q, k_z)]}{\operatorname{Re}[\tilde{U}_3(Q, k_z)]} = \frac{\operatorname{Im}[\tilde{U}_1(Q, k_z)]}{\operatorname{Im}[\tilde{U}_3(Q, k_z)]} \quad (13)$$

$$r_{2st} = \frac{\tilde{U}_2(Q, k_z)}{\tilde{U}_3(Q, k_z)} = \frac{\operatorname{Re}[\tilde{U}_2(Q, k_z)]}{\operatorname{Re}[\tilde{U}_3(Q, k_z)]} = \frac{\operatorname{Im}[\tilde{U}_2(Q, k_z)]}{\operatorname{Im}[\tilde{U}_3(Q, k_z)]} \quad (14)$$

如果在给定的坐标系中等时面函数的水平坐标恒大于零,还可以利用反偏移场的模值计算稳相点的水平坐标。

在时间域中,若 $\tilde{s}(t_Q - t_{Q_R}) \neq 0$, 则有

$$r_{1st} = \frac{\tilde{U}_1(Q, z=0)}{\tilde{U}_3(Q, z=0)} \quad (15)$$

$$r_{2st} = \frac{\tilde{U}_2(Q, z=0)}{\tilde{U}_3(Q, z=0)} \quad (16)$$

若 $\tilde{s}(t_Q - t_{Q_R}) = 0$, 则无法直接在时间域中求取稳相点的坐标。所以,在时间域中无法求出与反偏移场的零点相对应的稳相点。对于物理可实现信号来讲,其偏移场的开始点对应于反射面且为零。因此不能在时间域中利用式(15)、(16)求出与反射面对应的稳相点。这意味着只能在 $r-k_z$ 域中定出反射面的位置,这一点与在偏移中的情形完全一致^[12]。

式(13)、(14)所给出的是稳相点的水平坐标,而相应的深度坐标对应于深度差函数 $l(\mathbf{r}, t_Q)$ 的极值点深度。由于在数据空间中的一个时间子波是一族等时面共同作用的结果^[9],所以可以在目标反射面附近求出一组稳相点,而其中具有最小深度的稳相点即为反射点。

3 振幅畸变因子及其校正

一旦得到稳相点和反射点的坐标,就可以利用式(7)计算振幅畸变因子。然而,式(7)不仅含有在反偏移过程中需要计算的真振幅加权函数,也含有反偏移过程中不需要计算的深度差函数的二阶导数矩阵。因此,直接利用式(7)需要额外计算深度差函数及其二阶导数矩阵。如果在计算 r_{st} 的同时记录下其所对应的双程走时,则可以避免这些额外的计算。事实上,对于一个给定的目标反射界面,反射走时 t_R 等于等时面族中具有最小双程走时的等时面值,而与最小双程走时相对应的稳相点水平坐标即为反射点的水平坐标。因此,可以把稳相点的水平坐标和振幅畸变因子表示为反射走时的函数。

对于一个给定的偏移信号层,在经过上述计算后可以得到一个以双程传播时间 t 为自变量的稳相点序列,即 $r_{st}(t_R), r_{st}(t_R + \Delta t), r_{st}(t_R + 2\Delta t), \dots, r_{st}(t_R + T_s)$ 。其中, T_s 为反偏移子波 $\tilde{s}(t)$ 的延续时间(子波长), Δt 为2个相邻等时面之间的时间差。显然, $r_{st}(t_R)$ 对应着偏移信号层的顶界面,而 $r_{st}(t_R + T_s)$ 对应着偏移信号层的底界面。因此,与 $r_{st}(t_R)$ 相对应的振幅畸变因子为 1 ^[10]。根据这一事实,对于一个给定反偏移输出道上位于 Q_R 点附近的点列 $Q_n, n=1, 2, 3, \dots$ 有

$$\begin{aligned} E(t_R + n\Delta t) &= \frac{\operatorname{Re}[\tilde{U}(Q_n, k_z)]}{\operatorname{Re}[\tilde{U}(Q_R, k_z)]} = \\ &\frac{\operatorname{Im}[\tilde{U}(Q_n, k_z)]}{\operatorname{Im}[\tilde{U}(Q_R, k_z)]} = \frac{|\tilde{U}(Q_n, k_z)|}{|\tilde{U}(Q_R, k_z)|} \quad (17) \end{aligned}$$

式中:虽然在时间域内有 $E(t_Q = t_R + n\Delta t) = \tilde{U}(Q) / \tilde{U}(Q_R)$,但是,对于物理可实现的信号来讲 $\tilde{U}(Q_R) \equiv$

0, 所以利用反偏移场提取振幅畸变因子的计算只能在 $r-k_z$ 域中进行。

在利用上述两种方法中的任意一个求出 $E(t_R + n\Delta t)$ 后, 可以直接在时间域内对反偏移信号的振幅进行校正, 即

$$\tilde{U}(Q, z = 0) = \tilde{U}(Q, z = 0) / E(t_Q) \quad (18)$$

4 高保真反偏移的实现步骤

根据上述讨论, 高保真反偏移的具体实施流程如下。

(1) 对偏移场做关于深度坐标的 Fourier 变换。

(2) 计算源自于炮点和接收点的射线族并根据射线走时计算等时面 z_{1Q} 。

(3) 对变换后的数据利用相移算子 $\exp(ik_z z_Q)$ 进行相移(滤波)处理。

(4) 对滤波后的反偏移场利用权函数矢量 $(r_1, r_2, 1, W_d)^T$ 进行矢量加权叠加。

(5) 根据式(13)、(14)求出与各等时面(线)相对应的稳相点。

(6) 根据式(7)或式(17)求出的振幅畸变因子; 如果利用式(7), 需要先计算出深度差函数的二阶导数矩阵。

(7) 根据式(18)对反偏移场进行校正。

5 结语

作为一种现代反射地震成像方法, 反偏移主要被用于反射地震资料的解释阶段。通过其与偏移的串联应用, 可以利用反偏移解决再偏移(remigration)、观测系统变换以及速度建模等一系列问题。如果偏移场是通过人工构建而不是通过偏移计算得到的, 还可以利用反偏移实现数值模拟。在理论上, 反偏移应该与数值模拟具有同等的效果。具体地说, 在不考虑透射损失的情况下, 在几何射线理论的框架中, Kirchhoff 型反偏移成像的结果应该是目标反射面的反射系数与震源子波的乘积再除以相应的几何扩散因子。然而, 由于 Kirchhoff 型反偏移所采取的与反射面无关的策略, 其输出结果与数值模拟结果相差一个振幅畸变因子。为了使 Kirchhoff 型反偏移成像输出结果与数值模拟的输出结果相一致, 笔者提出了一种提取和消除振幅畸变因子的方法, 称为高保真反偏移。与常规的真振幅反偏移相比, 高保真反偏移是一种与反射面有关的反射地震成像方法, 在一次反偏移计算中利用了由 4 个加权函数所组成的加权函数矢量而并非一个单一的

加权函数。此外, 高保真反偏移由 3 个处理过程组成, 即稳相点求取、振幅畸变因子求取和振幅畸变因子消除。根据这 3 个处理过程, 可以把高保真反偏移算法分成 3 个组成部分。在第一部分中, 通过采用加权函数矢量 $(r_1, r_2, 1, W_d)^T$ 的方式得到 4 个反偏移场。其中, 与前 2 个加权函数相对应的是含有稳相点空间坐标信息的反偏移场, 与第 3 个加权函数(单位加权函数)所对应的是不加权时的反偏移场, 而与最后一个加权函数所对应的是常规的真振幅反偏移场。在第二部分中, 利用这 4 个反偏移场相互之间的比值求取稳相点和反射点的水平坐标以及相应的振幅畸变因子。最后, 在算法的第三部分中, 利用反射点上的反偏移场和非反射点上的反偏移场进行振幅畸变校正(振幅畸变因子消除)。

虽然笔者给出了高保真反偏移的基本理论和算法步骤, 但是并没有讨论具体的实现技术和在数值实现过程中可能出现的问题。例如, 在具体的数值实现过程中, 式(13)~(16)都会出现分母为零的情况。因此必须采用一定的正则化处理以保证数值计算的稳定性, 至于采用什么样的正则化方法是一个需要进一步研究的问题。另外, 笔者提出了两种提取振幅畸变因子的途径, 一种是直接利用式(7), 另外一种是利用式(17)。如果利用式(7), 需要确定稳相点的深度坐标并计算距离差函数的二阶导数矩阵。如果利用式(17), 则既不需要确定稳相点的深度坐标, 也不需要计算深度差函数的二阶导数矩阵, 但是要处理有可能出现的分母为零问题。虽然在理论上第二途径要优于第一种, 但是在实践中是否如此还需要进行深入的讨论。

参考文献:

- [1] Hubral P, Schleicher J, Tygel M. A Unified Approach to 3-D Seismic Reflection Imaging; Part I: Basic Concepts[J]. *Geophysics*, 1996, 61(3): 742-758.
- [2] Tygel M, Schleicher J, Hubral P. A Unified Approach to 3-D Seismic Reflection Imaging; Part II: Theory[J]. *Geophysics*, 1996, 61(3): 759-775.
- [3] Santos L T, Schleicher J, Tygel M, et al. Seismic Modeling by Demigration[J]. *Geophysics*, 2000, 65(4): 1281-1289.
- [4] Deregowski S M, Rocca F. Geometrical Optics and Wave Theory of Constant Offset Sections in Layered Media[J]. *Geophysical Prospecting*, 1981, 29(3): 374-406.
- [5] Tygel M, Schleicher J, Hubral P, et al. 2.5-D True-amplitude Kirchhoff Migration to Zero Offset in Laterally Inhomogeneous Media[J]. *Geophysics*, 1998, 63(2): 557-573.

(下转第 216 页)

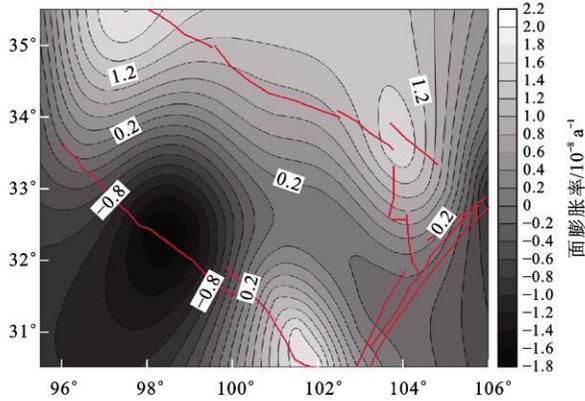


图 3 巴彦喀拉块体面膨胀率

Fig. 3 Superficial Expansivity of Bayanhar Block

次级块体, 该区域同时受到印度板块—欧亚板块碰撞产生的北东向挤压及青藏高原物质东移两方面的作用。应变率与面膨胀结果显示, 龙门山断裂前地壳挤压特征并不明显, 龙门山断裂带逆冲特性并非通过上地壳脆性挤压缩短来实现, 而应该是与下地壳低速高导物质的活动有关。

成文中得到长安大学张永志教授、赵丽华博士以及中国地震局地质研究所武艳强博士的指导, 谨致谢忱。

参考文献:

- [1] 张培震, 王敏, 甘卫军等. GPS 观测的活动断裂滑动速率及其对现今大陆动力作用的制约[J]. 地学前缘, 2003, 10(增): 81-92.
- [2] 徐锡伟, 闻学泽, 郑荣章, 等. 川滇地区活动块体最新构造变动样式及其动力来源[J]. 中国科学: D 辑, 2003, 33(增): 151-162.

- [3] 张培震, 徐锡伟, 闻学泽, 等. 2008 年汶川 8.0 级地震发震断裂的滑动速率、复发周期和构造成因[J]. 地球物理学报, 2008, 51(4): 1066-1073.
- [4] 郭祥云, 陈学忠, 李艳娥. 2008 年 5 月 12 日四川汶川 8.0 级地震与部分余震的震源机制解[J]. 地震, 2010, 30(1): 50-60.
- [5] 李延兴, 杨国华, 李智, 等. 中国大陆活动地块的运动与应变状态[J]. 中国科学: D 辑, 2003, 33(增): 65-81.
- [6] 孙付平, 赵铭. 全球五大板块的运动和变形: 用卫星激光测距数据导出的站速度分析[C] // 赵铭, 郑大伟. 天文地球动力学论文集. 上海: 上海科技教育出版社, 1997: 50-58.
- [7] Gan W J, Zhang P Z, Shen Z K, et al. Present-day Crustal Motion Within the Tibetan Plateau Inferred from GPS Measurements[J]. Journal of Geophysical Research, 2007, 112(B08416). DOI: 10.1029/2005JB004120.
- [8] 魏子卿. 现今绝对板块运动[J]. 地球科学与环境学报, 2009, 31(4): 331-343.
- [9] 刘经南, 姚宜斌, 施闯. 中国地壳运动整体速度场模型的建立方法研究[J]. 武汉大学学报: 信息科学版, 2002, 27(4): 331-336.
- [10] 崔希璋, 於宗侑, 陶本藻. 广义测量平差[M]. 武汉: 武汉测绘科技大学出版社, 2000.
- [11] El-Fiky G S, Kato T. Continuous Distribution of the Horizontal Strain in the Tohoku District, Japan, Predicted by Least-squares Collocation[J]. Journal of Geodynamics, 1998, 27(2): 213-236.
- [12] 江在森, 刘经南. 应用最小二乘配置建立地壳运动速度场与应变场的方法[J]. 地球物理学报, 2010, 53(5): 1109-1117.
- [13] 江在森, 马宗晋, 张希, 等. GPS 初步结果揭示的中国大陆水平应变场与构造变形[J]. 地球物理学报, 2003, 46(3): 352-358.
- [14] 江在森, 张希, 陈兵, 等. 华北地区近期地壳水平运动与应力应变场特征[J]. 地球物理学报, 2000, 43(5): 657-665.

(上接第 212 页)

- [6] Whitcombe D N. Fast Model Building Using Demigration and Single-step Ray Migration[J]. Geophysics, 1994, 59(3): 439-449.
- [7] Ferber R G. Migration to Multiple Offset and Velocity Analysis[J]. Geophysical Prospecting, 1994, 42(2): 99-112.
- [8] 孙建国. 论三维等时线叠加反偏移中的有关问题[J]. 吉林大学学报: 地球科学版, 2002, 32(3): 273-278.
- [9] 孙建国. 均匀介质中的 F-K 反偏移: 基本概念、基本公式及其在非均匀介质中的应用[J]. 吉林大学学报: 地球科学版, 2008, 38(1): 135-143.
- [10] Sun J G. The Stationary Phase Analysis of the Kirchhoff-type Demigrated Field[J]. Applied Geophysics, 2010, 7(1): 18-30.
- [11] Tygel M, Schleicher J, Hubral P, et al. Multiple Weights in

- Diffraction Stack Migration[J]. Geophysics, 1993, 58(12): 1820-1830.
- [12] Sun J G. True-amplitude Weight Functions in 3D Limited-aperture Migration Revisited[J]. Geophysics, 2004, 69(4): 1025-1036.
- [13] 孙建国. Kirchhoff 型真振幅偏移与反偏移[J]. 勘探地球物理进展, 2002, 25(6): 1-5.
- [14] Schleicher J, Tygel M, Hubral P. 3-D True-amplitude Finite-offset Migration[J]. Geophysics, 1993, 58(8): 1112-1126.
- [15] Sun J G. Limited-aperture Migration[J]. Geophysics, 2000, 65(2): 584-595.
- [16] Bleistein N. On the Imaging of Reflectors in the Earth[J]. Geophysics, 1987, 52(7): 931-942.