

Wang H Z, Yang K, Ma Z T. An applied theory on common reflection surface stack-From common reflection point to common reflection surface. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, 47(1):137 ~ 142

共反射面元叠加的应用理论——从共反射点到共反射面元

王华忠 杨 锴 马在田

同济大学教育部海洋地质重点实验室, 上海 200092

摘 要 共反射面元(CRS)叠加是目前认为最好的生成零炮检距剖面的方式. 共反射面元意指地下某一反射点邻近的一个反射弧段, 该弧段在时空域内的走时响应称为 CRS 叠加面, 该叠加面可视为反射弧段上各共反射点(CRP)的时空域内走时响应的组合. 在一般的共反射点走时关系基础上, 引入两种特征波——Normal 波和 Normal Incidence Point 波, 就可以在傍轴近似假设下, 将 CRP 走时关系推广到反射点邻近的各反射点, 将这些反射点的 CRP 走时关系加以组合就得到了关于该反射点的共反射面元的走时关系. 考察从共反射点(CRP)到共反射面元(CRS)的过渡, 这一过程提供了 CRS 叠加的应用理论基础.

关键词 地震勘探 共反射点(CRP) 共反射面元(CRS) Normal 波 Normal Incidence Point(NIP)波 中心零炮检距射线 傍轴近似

文章编号 0001-5733(2004)-01-137-06 中图分类号 P631 收稿日期 2002-03-18, 2003-05-12 收修定稿

AN APPLIED THEORY ON COMMON REFLECTION SURFACE STACK — FROM COMMON REFLECTION POINT TO COMMON REFLECTION SURFACE

WANG Hua-Zhong YANG Kai MA Zai-Tian

Laboratory of Marine Geology NDE, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract Common Reflection Surface (CRS) stack is the best way at present to simulate zero-offset section. It can adapt to weak laterally inhomogeneous media. Common Reflection Surface is a circle segment around an underground reflector. Its travelttime response in the time-space domain, so-called CRS stack surface, can be regarded as a combination of all Common Reflection Point (CRP) trajectores in the segment. Based on a general CRP trajectory expression, with two kinds of eigen wave——Normal wave and Normal incidence wave being introduced, the travelttime response of CRS can be given by extending CRP expression via considering that all rays are reflected on the segment around the reflector according to paraxial approximation. This paper provides the applied theoretical foundation for CRS stacking.

Key words Seismic propecting, Common Reflection Point (CRP), Common Reflection Surface(CRS), Normal wave, Normal Incidence Point(NIP) wave, Radius of curvature, Central zero offset ray.

1 引 言

无论共反射点(CRP)叠加还是共反射面元

(CRS)叠加, 实质都是 MZO (Migration to Zero Offset) 的过程. 它们的目的是得到尽可能好的零炮检距剖面. 能否得到最佳零炮检距剖面的关键在于能否沿着反射点的 CRP 轨迹进行同相叠加. Hubral 等^[1]

指出, CRS 叠加面是地下某一反射弧段的反射时距关系, 在参数选择合理的情形下, 该反射点的 CRS 叠加面不仅“包含”了其自身的 CRP 轨迹, 而且也涵盖了该反射弧段内所有反射点的 CRP 轨迹. 因此, 需从 CRP 的角度去了解 CRS.

CRS 叠加的理论基础是射线理论. Schleicher 等^[2] 基于傍轴射线理论, 借助射线传播矩阵, 导出了三维非均匀层状介质内两点之间的射线以及该射线邻域之间的走时计算关系式. 然后借助两种特征波——Normal 波和 Normal Incidence Point 波 (NIP)^[3], 导出了抛物型和双曲型的共反射面元时距关系表达式. 然而, 具体实施计算时需要了解 CRS 叠加面在叠前共炮检距数据空间内的孔径范围, 仅从上述理论推导中并不能得到这个重要信息.

与 Schleicher^[2] 基于射线理论的推导不同, Hocht^[4] 从 CRP 时距关系出发, 巧妙地借助物理上从 CRP 轨迹到 CRS 叠加面的扩展, 得到了与 Schleicher^[2] 同样的结果. 需要指出的是, 正是从 CRP 到 CRS 的数学推导过程中, 能够简明地在叠前共炮检距数据空间内确定相关的叠加孔径范围, 在此范围内沿着 CRS 叠加面所描述的时距关系进行叠加即可完成叠加过程. 本文在推导过程中, 用 Normal 波和 NIP 波, 尤其是 Normal 波出射到地表后的波前曲率半径 R_N 起到了中心零炮检距射线与非中心零炮检距射线之间的“桥梁”作用, 建立起 CRP 时距关系与 CRS 时距关系之间的联系. 这种过渡不仅对实践具有直接指导意义, 而且对常规 MZO 的关系也揭示得比较清楚. 从实践的角度观察, 从 CRP 轨迹到 CRS 叠加面的过渡可认为是 CRS 叠加的应用理论基础.

2 常速介质中的共反射点时距关系

2.1 均匀介质

如图 1 所示, 该图下半空间是深度域中的一个盐丘模型, 盐丘之上为常速 v_0 . R 为盐丘上任意一个反射点, 它的零炮检距射线在地表 x_0 处出射, 出射到地表时的出射角为 α , 零炮检距走时为 t_0 ; 上半空间是关于 R 点的反射在共半炮检距域内的响应曲线 (半偏移距 h 从 0 ~ 1000m). 为简明起见, 只绘出了零炮检距反射时距曲线和对应于 s 点激发、 G 点接收这一炮检距的反射时距曲线, 其中对应于 R 点的反射信息分别位于 P_0 (零炮检距), P_h (非零炮

检距) 处, 连接 P_0 与 P_h 的是关于 R 点的 CRP 轨迹. 从 P_0 向地表面引切线, 与时间零线 (也是深度零线) 交于 x_T, x_0 与 x_T 之间距离定义为 $2r_T$.

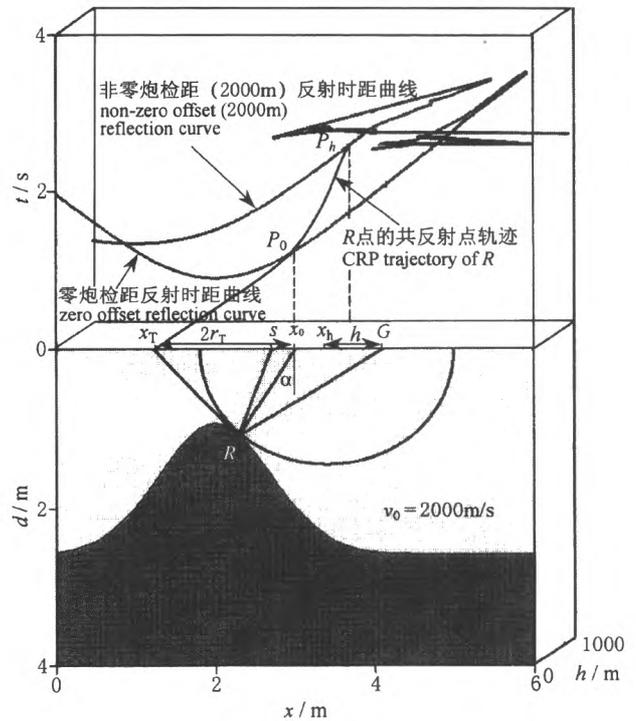


图 1 常速介质中的盐丘模型及模型上某点 R 在 (x_m, h, t) 域内的共炮检距走时曲线及 CRP 轨迹

Fig.1 Common offset and zero offset reflection curve of dome-like model overlain by constant velocity and a reflector R 's CRP trajectory in (x_m, h, t) domain

在常速介质情况下, 某反射点 R 的 CRP 轨迹可用精确解析式进行表达^[5]

$$x_m(h) = x_0 + r_T \left(\sqrt{\left(\frac{h}{r_T}\right)^2 + 1} - 1 \right), \quad (1a)$$

$$t^2(h) = 4 \frac{h^2}{v_0^2} + \frac{1}{2} t_0^2 \left(\sqrt{\left(\frac{h}{r_T}\right)^2 + 1} + 1 \right), \quad (1b)$$

其中, $2r_T = \frac{v_0}{2} \frac{t_0}{\sin \alpha}$,

(1) 式既描述了来自反射点 R 的所有反射的走时关系, 即 CRP 道集的走时关系; 也描述了如何将 (x_m, h, t) 域内定义的非零炮检距观测数据投影到由 (x_0, t_0) 定义的零炮检距剖面的过程. 在横向均匀介质中, 出射角 α 总等于零, CRP 道集走时关系与 CMP 道集走时关系一致, 事实上 (1) 式等价于常规的 NMO + DMO 过程. 然而在横向非均匀介质中, 两者并不相同.

2.2 横向非均匀介质

图 2 所示模型是非均匀介质情况下共反射点时距关系的推导过程. 第 I 层介质速度为常速 v_0 , 第 II 层是一个盐丘构造, 深度坐标 0m 代表地面. 因为常速介质对应的零炮检距剖面可以由 (1) 式得到, 这里只讨论如何得到第二个反射界面的零炮检距剖面. 中心零炮检距射线连接地面点 x_0 和反射界面上的点 R . 假定在真实模型中的反射界面上点 R 处放置一个点源并在 $t=0$ 时激发, 该波会在地面点 x_0 以角度 α 出射地面, 并具有曲率半径为 R_{NIP} 的波前面.

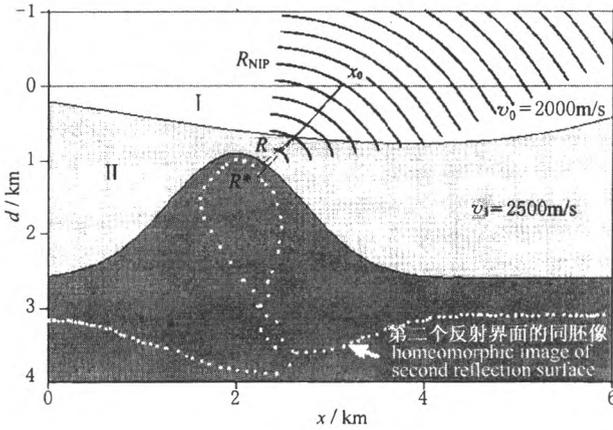


图 2 非均匀介质模型: 第二个反射界面的同胚像

Fig. 2 Laterally inhomogeneous model: homeomorphic image of second reflect surface

如图 2 所示, 在地面点 x_0 观察到的中心零炮检距射线的属性参数 α 和 R_{NIP} 足以构造出一个半径为 R_{NIP} , 圆心在 $R^* = (x_0 + R_{NIP} \sin \alpha, R_{NIP} \cos \alpha)$ 的圆. 换言之, 假设有一个波从地下传来, 而点 R^* 就是该波的曲率中心, 该波在真模型中的反射点 R 处激发, 以角度 α 在地面点 x_0 处出射, 称 R^* 是 R 的“同胚像”^[6], 图中由白色点组成的曲线即为第二个反射界面的同胚像, 它由所有地表观测到的 NIP 波的波前面曲率的中心点构成, 每个曲率中心点对应一根零炮检距射线.

借助几何光学原理, 引入常速的“辅助”模型, 其速度等于真模型的近地表速度 v_0 . 如果把一个点源放在“辅助”模型中的 R^* 点, 会观察到在 x_0 出射的波前面具有波前曲率 R_{NIP} , 出射角为 α . 观察的结果与把点源放在真模型中反射界面上的点 R 处观察到的结果一样. 但在真模型中来自反射点 R 的零炮检距走时和在“辅助”模型中来自点 R^* 的零炮检距走时一般不可能相同, 因此有必要引入一个时移关

系.

确定时移是通过两个假设的实验完成的^[7]: 分别在真实模型和辅助模型中激发点源. 如果要让两个模型中的波前面同时到达地面点 x_0 , 那么放置在真实模型中 R 处和放置在辅助模型中 R^* 处的点源必须在不同的时刻激发. 也就是说, 在辅助模型中 R^* 处的点源在 $t = t_0/2 - R_{NIP}/v_0$ 时的激发才能相当于真实模型中 R 处的点源在 $t=0$ 时激发.

将上述时差关系代入方程 (1), 得到

$$x_m(h) = x_0 + r_T \left(\sqrt{\left(\frac{h}{r_T}\right)^2 + 1} - 1 \right), \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} & \left[t(h) - \left(t_0 - \frac{2}{v_0} R_{NIP} \right) \right]^2 \\ &= 4 \frac{h^2}{v_0^2} + \frac{2}{v_0^2} R_{NIP}^2 \left(\sqrt{\left(\frac{h}{r_T}\right)^2 + 1} + 1 \right), \quad (2b) \end{aligned}$$

其中, $r_T = \frac{1}{2} \frac{R_{NIP}}{2 \sin \alpha}$,

(2) 式表达了当地下为非均匀介质时, 通过辅助模型建立的地下 R 点处的 CRP 走时关系, 该走时关系描述了来自 R 点的反射信息在 (x_m, h, t) 域的分布情形, 而且它仅与近地表速度 v_0 有关.

3 从共反射点到共反射面元

3.1 均匀介质

常速情形下如何将反射点 R 所在的一小段弧 C_R 和点 R 联系在一起, 需引入两个“特征波”^[3]: 第一种为 NIP 波, 形成 NIP 波是模拟在反射点 R 处放一虚拟震源, 该虚拟震源激发后向地面传播, 到达地面点 x_0 后波前面的曲率半径为 R_{NIP} ; 第二种为 Normal 波, 形成 Normal 波是模拟爆炸反射面的观点在圆弧 C_R 上放置虚拟线震源后激发, 波传播到地表 x_0 点后取波前面的曲率半径为 R_N , α 为中心零炮检距射线在地面点 x_0 出射时的出射角.

将如 (1) 式所示的关于 R 点的 CRP 时距关系式推广到相应反射弧段 C_R 上的每一个反射点上去, 在这种意义下该弧段被称为共反射面元, 而它在 (t, x_m, h) 域内的走时响应即为 CRS 叠加面.

为论述方便, 定义两个变量: 对于反射弧段 C_R 上任意一点由一定的出射角 $\bar{\alpha}$ 表示的特定的零炮检距射线的出射点位置为 \bar{x}_0 , 其自激自收走时为 \bar{t}_0 , 如图 3 所示. 应用反射点 R 的上述信息构造关于其邻域内某点 \bar{R} 的 CRP 时距关系需要确定以下这些

初始值: R 点附近的 \bar{R} 的自激自收走时 $\bar{t}_0(\bar{x}_0)$, 出射到地表时其零炮检距射线的出射角 $\bar{\alpha}(\bar{x}_0)$ 和 NIP 波曲率半径 $\bar{R}_{NIP}(\bar{x}_0)$.

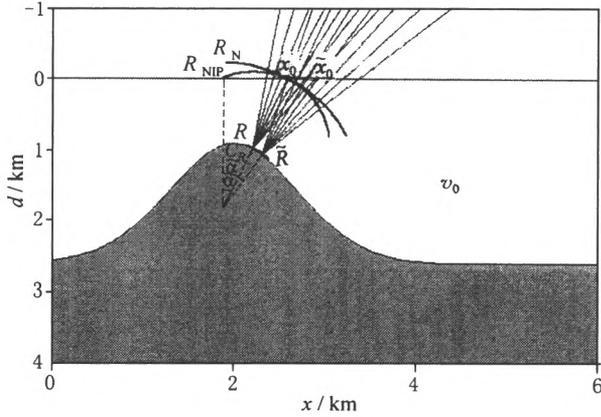


图3 常速介质中, 对应于 R 和 \bar{R} 的中心零炮检距射线和两个特征波波前面

C_R 被定义为在反射点 R 与反射界面相切的具有一定曲率的弧段

Fig.3 In constant velocity model, zero offset ray from R and \bar{R} and wavefronts of two eigen waves

由于 Normal 波的波前面在地面点 x_0 出射时是圆的, 所以更适合用 $\bar{\alpha}$ 而不是 \bar{x}_0 作变量来表示相关的 CRP 时距关系. 在傍轴近似假设下, 对应于每一个 \bar{R} 的零炮检距射线时距关系可以用中心零炮检距射线的属性参数来描述, 其中 Normal 波曲率半径 R_N 扮演了重要的角色. 所有反射点 \bar{R} 的 CRP 时距关系——即 CRS 的时距关系可以仅由中心零炮检距射线的属性参数与 R_N 决定. 正是这个过程完成

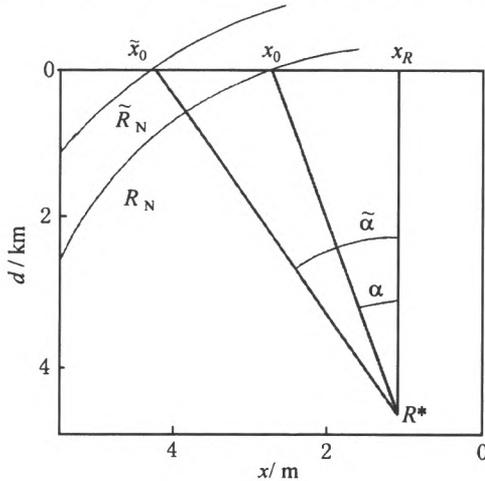


图4 傍轴近似时非中心零炮检距射线与中心零炮检距射线的关系示意图

Fig.4 Non-zero-offset ray and zero-offset ray under paraxial approximation

了从 CRP 到 CRS 的过渡.

如图4所示, 地下介质速度为常速 v , 令 R^* 的地下深度为 Z , 垂直投影到地表的位置为 x_R , 其零炮检距射线出射到地表位置 x_0 时, 零炮检距走时为 t_0 , 曲率半径为 R_N ; 出射到地表位置 \bar{x}_0 的时间为 \bar{t}_0 , 曲率半径为 \bar{R}_N , 很容易求得

$$\begin{aligned} \left(\frac{v}{2}\Delta t + R_N\right)^2 &= \left[\frac{v}{2}(\bar{t}_0 - t_0) + R_N\right]^2 \\ &= (\bar{x}_0 - x_R)^2 + z^2 = (\bar{x}_0 - x_0 + x_0 - x_R)^2 + z^2 \\ &= (\bar{x}_0 - x_0 + R_N \sin\alpha)^2 + (R_N \cos\alpha)^2 \\ &= (\bar{x}_0 - x_0)^2 + 2R_N(\bar{x}_0 - x_0)\sin\alpha + R_N^2, \end{aligned} \quad (3)$$

\bar{t}_0 关于 \bar{x}_0 的导数决定了在 \bar{x}_0 点出射的零炮检距射线的出射角 $\bar{\alpha}$

$$\sin\bar{\alpha}(\bar{x}_0) = \frac{v}{2} \frac{d\bar{t}_0}{d\bar{x}_0}, \quad (4)$$

在傍轴近似情况下, 在 x_0 点出射的波前面为圆形 (常速介质时波前面的确为圆形), 则走时关系更适宜于用出射角 $\bar{\alpha}$ 作变量来描述, 因此有

$$\begin{aligned} x_R &= x_0 - R_N \sin\alpha, \quad z = R_N \cos\alpha, \\ \tan\bar{\alpha} &= \frac{\bar{x}_0 - x_R}{z}, \end{aligned} \quad (5)$$

由上式定义的关系式, 出射点坐标 $\bar{x}_0(\bar{\alpha})$ 可定义为

$$\begin{aligned} \bar{x}_0(\bar{\alpha}) &= x_R + z \tan\bar{\alpha} \\ &= x_0 - R_N \sin\alpha + R_N \cos\alpha \tan\bar{\alpha} \\ &= x_0 + R_N (\cos\alpha \tan\bar{\alpha} - \sin\alpha), \end{aligned} \quad (6)$$

走时关系可同样导出, 因为

$$\bar{R}_N \cos\bar{\alpha} = R_N \cos\alpha \Rightarrow \bar{R}_N = R_N \frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}}, \quad (7)$$

$$\frac{v}{2}\Delta t = \frac{v}{2}(\bar{t}_0 - t_0) = \bar{R}_N - R_N,$$

所以, 有

$$\begin{aligned} \bar{t}_0(\bar{\alpha}) &= t_0 + \frac{2}{v}(\bar{R}_N - R_N) \\ &= t_0 + \frac{2}{v} \left(R_N \frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - R_N \right) \\ &= t_0 + \frac{2R_N}{v} \left(\frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - 1 \right), \end{aligned} \quad (8)$$

由上式还可以得出

$$\frac{v}{2}\bar{t}_0(\bar{\alpha}) = \frac{v}{2}t_0 + R_N \left(\frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - 1 \right), \quad (9)$$

又可记成

$$\bar{R}_N(\bar{\alpha}) = R_{NIP} + R_N \left(\frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - 1 \right), \quad (10)$$

并可以用中心零炮检距射线的属性(α, R_N, R_{NIP})来描述非中心零炮检距射线的出射点坐标((6)式)及走时关系((8)式). 上述关系可写为

$$\begin{aligned}\bar{x}_0(\bar{\alpha}) &= x_0 + R_N(\cos\alpha \tan\bar{\alpha} - \sin\alpha), \\ \bar{t}_0(\bar{\alpha}) &= \frac{2}{v}R_N\left(\frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - 1\right) + t_0, \\ \bar{R}_{NIP}(\bar{\alpha}) &= R_N\left(\frac{\cos\alpha}{\cos\bar{\alpha}} - 1\right) + R_{NIP},\end{aligned}\quad (11)$$

由常速介质下的 CRP 时距关系式(1)可知,构造上述各反射点 $\bar{R}(\bar{\alpha})$ 的共反射点时距关系的出发点是已知的 $\bar{t}_0(\bar{x}_0)$, $\bar{\alpha}(\bar{x}_0)$ 和 $\bar{R}_{NIP}(\bar{x}_0)$ [(11)式],因此把(11)式代入(1)式,就得到了常速介质下圆弧 C_R 上每一个反射点 \bar{R} 的共反射点时距关系即关于该反射弧段 C_R 的共反射面元反射时距关系

$$x_m(\bar{\alpha}, h) = \bar{x}_0(\bar{\alpha}) + \bar{r}_T(\bar{\alpha})\left(\sqrt{\left(\frac{h}{\bar{r}_T}\right)^2 + 1} - 1\right),\quad (12a)$$

$$t^2(\bar{\alpha}, h) = 4\frac{h^2}{v^2} + \frac{1}{2}\bar{t}_0^2(\bar{\alpha})\left[\sqrt{\left(\frac{h}{\bar{r}_T}\right)^2 + 1} + 1\right],\quad (12b)$$

其中 $2\bar{r}_T = \frac{v}{2} \frac{t_0(\bar{\alpha})}{\sin\bar{\alpha}}$.

由(12)式可以看出 CRS 叠加也可视为一个由非零炮检距观测向零炮检距观测投影的过程. 其中 CRS 叠加面由与圆弧 C_R 上所有反射点对应的 CRP 时距关系组成的,它可以用参数 $\bar{\alpha}$ 和 h 构造. 当反射弧段 C_R 仅由一个反射点组成时,(12)式就退化为 CRP 叠加;根据第 2 节对 CRP 叠加的讨论,(12)式显然已包含了常速下的 NMO/DMO 过程.

3.2 非均匀介质

显然,在非均匀介质下的 CRS 叠加公式可类比第 2 节中非均匀介质中 CRP 时距关系的导出过程,对每一个 CRP 轨迹方程根据几何光学近似引入相应的时间延迟即可.

对每个共反射点而言,该时间延迟由 $t_0(\bar{\alpha}) - \frac{2}{v_0}\bar{R}_{NIP}(\bar{\alpha})$ 给出. 由(11)式不难得到 $t_0(\bar{\alpha}) - \frac{2}{v_0}\bar{R}_{NIP}(\bar{\alpha}) = t_0 - \frac{2}{v_0}R_{NIP}$. 在傍轴近似的范围内,在 x_0 出射的 Normal 波的波前面可认为是圆形的,所以对所有构成共反射面元(CRS)时距关系的共反射点(CRP)时距关系而言,延迟时间是相同的. 将该时间延迟代入(12)式就得到了适应非均匀介质的共反射面元(CRS)时距关系

$$x_m(\bar{\alpha}, h) = \bar{x}_0(\bar{\alpha}) + \bar{r}_T(\bar{\alpha})\left(\sqrt{\frac{h^2}{\bar{r}_T^2(\bar{\alpha})} + 1} - 1\right),\quad (13a)$$

$$\begin{aligned}&\left[t(\bar{\alpha}, h) - \left(t_0 - \frac{2}{v_0}R_{NIP}\right)\right]^2 \\ &= 4\left(\frac{h}{v_0}\right)^2 + \frac{2}{v_0^2}\bar{R}_{NIP}^2(\bar{\alpha})\left(\sqrt{\frac{h^2}{\bar{r}_T^2(\bar{\alpha})} + 1} + 1\right),\end{aligned}\quad (13b)$$

其中, $\bar{r}_T = \frac{1}{2} \frac{\bar{R}_{NIP}(\bar{\alpha})}{\sin\bar{\alpha}}$. 当 $t_0 = \frac{2}{v_0}R_{NIP}$ 时上述方程退化为常速介质时的情形.

引入“辅助”模型导出非均匀介质下的共反射面元(CRS)时距关系计算式的主要误差在于方程(13)中对 \bar{R}_{NIP} 的近似处理. 即使如此,借助傍轴射线理论,在炮检距不是很大的情况下,上述共反射面元(CRS)时距关系仍然是理论走时关系的一个很好的近似.

4 共反射面元叠加之应用基础

Hocht 等^[4]对共反射面元时距关系式(13)分别对 t 和 t^2 进行 TAYLOR 展开,这里列出其保留二阶的 TAYLOR 展开式

$$\begin{aligned}t(x_m, h) &= t_0 + \frac{2\sin\alpha}{v_0}(x_m - x_0) \\ &+ \frac{\cos^2\alpha}{v_0}\left(\frac{(x_m - x_0)^2}{R_N} + \frac{h^2}{R_{NIP}}\right),\end{aligned}\quad (14)$$

$$\begin{aligned}t^2(x_m, h) &= \left(t_0 + \frac{2\sin\alpha}{v_0}(x_m - x_0)\right)^2 \\ &+ \frac{2t_0\cos^2\alpha}{v_0}\left(\frac{(x_m - x_0)^2}{R_N} + \frac{h^2}{R_{NIP}}\right),\end{aligned}\quad (15)$$

Schleicherl 等^[2]利用傍轴射线理论也导出了上述公式,其中(14)式为抛物形近似式;(15)式为双曲形近似式. Tygel^[7]指出双曲形近似比抛物形近似更准确,基于(15)式实施 CRS 叠加的问题见另文^[8].

图 5 显示了常速介质中盐丘模型上某反射点 R 的 CRP 轨迹和 CRS 曲面在 (x_m, h, t) 域内的情况,图中下半部分 R 点附近的粗黑线弧段代表关于 R 的共反射面元 C_R . 图中上半部分展示了对应叠加点 $P_0(x_0, t_0)$ 的 CRS 叠加面,可以看出 CRS 叠加面是由 C_R 上所有反射点的 CRP 轨迹组成的.

实现 CRS 叠加需要了解表层速度 v_0 和 3 个参数 α, R_{NIP}, R_N 的分布情况,然后 (x_m, h, t) 域内的 CRS 叠加面即可由(15)式确定. CRS 叠加的叠加孔

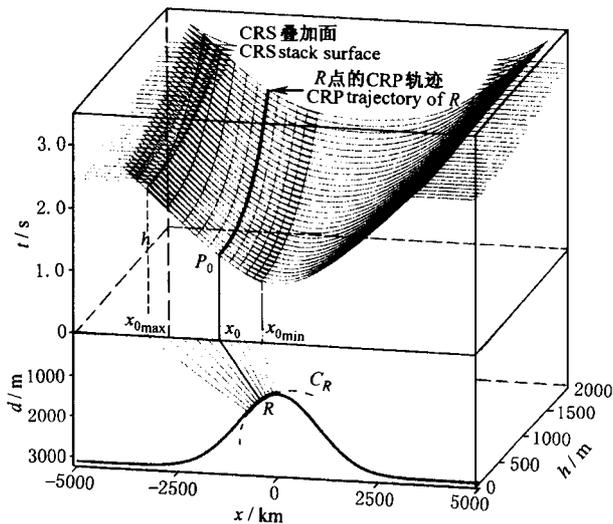


图5 (x_m, h, t) 域内反射弧段 C_R 对应的 CRS 叠加面^[1]

Fig.5 CRS stack surface from reflection segment

C_R in (x_m, h, t) domain^[1]

径在每个炮检距剖面上都是不同的,当角度范围 $(\bar{\alpha}_{\min} < \alpha < \bar{\alpha}_{\max})$ 限定之后,零炮检距剖面上 CRS 叠加面的边界 $x_{0\min}$ 和 $x_{0\max}$ 可应用(11)式计算,非零炮检距剖面上的叠加孔径可以根据(13)式计算得到. 于是在 (x_m, h, t) 域中由上述限定范围与共炮检距时距曲面相交切出的所有地震道的位置定义了关于 R 的共反射面元(CRS)叠加面的范围. 然后在此范围内将所有数据进行叠加,投影到零炮检距剖面的 P_0 处,就得到了关于 R 的零炮检距成像结果.

5 结论

5.1 在从共反射点时距关系向共反射面元时距关系的过渡中,两种特征波尤其是 Normal 波起到了至关重要的作用,正是通过 Normal 波的波前半径 R_N 才能够实现用中心零炮检距射线来表示邻近的中心零炮检距射线.

5.2 从均匀介质到非均匀介质时,根据几何光学近

似引入的时间延迟使得 CRS 时距关系中可以有表层速度 v_0 ,而不涉及到表层以下的速度结构. 因此 CRS 叠加被称为“独立于宏观速度模型”的成像方式.

5.3 在 CRS 叠加之前,NMO/DMO 叠加被认为是得到零炮检距剖面最好的方式,CRS 叠加面不但覆盖了 CRP 轨迹,更充分利用了菲涅尔带半径内的信息实现同相叠加,同时还突破了未知宏观速度模型的限制,是一种全新的合成零炮检距剖面的方式.

5.4 CRS 叠加实现方式亦与常规的 NMO/DMO 或 MZO 大为不同,其关键在于如何快速有效地确定 3 个属性参数 α 、 R_{NIP} 、 R_N ,有关使用这种简练实用的 CRS 叠加实现策略问题将另文讨论^[8].

参考文献

- [1] Hubral P, Hoecht G, Jaeger, R. Seismic illumination. *The Leading Edge*, 1999, (11):1268 ~ 1271
- [2] Schleicher J, Tygel M, Hubral P. Parabolic and hyperbolic paraxial two-point traveltimes in 3D media. *Geophys. Prosp.*, 1993, **41**: 495 ~ 514
- [3] Hubral P. Computing true amplitude reflections in a laterally inhomogeneous earth. *Geophysics*, 1983, **48**:1051 ~ 1062
- [4] Hocht, G, de Bazelaire, E, Majer, P, Hubral, P, Seismics and Optics: hyperbolae and curvatures. *Journal of Applied Geophysics*, 1999, **42**:261 ~ 281
- [5] Perroud H, Hubral P, Hocht G. Common-reflection-point stacking in laterally inhomogeneous media. *Geophys. Prosp.*, 1999, **47**:1 ~ 24
- [6] Gelchinsky, B. Multifocusing homeomorphic imaging, Part 1. Basic concepts and formulas. *Journal of Applied Geophysics*, 1999, **42**: 229 ~ 242
- [7] Tygel M, Muller T, Hubral, P, et al. Eigenwave based multiparameter traveltimes expansions: 67th Annual Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 1997. 1770 ~ 1773
- [8] 杨 锴,王华忠,马在田. 共反射面元(CRS)叠加的应用与实践. *地球物理学报*, 2004, **47**(2)待发表
Yang K, Wang H Z, Ma Z T. The applied theory and practice on common reflection surface stack. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, **47**(2) (in press)