

地震折射法中波场延拓技术的应用

武利钧 冯 锐

黄志明

(中国北京 100081 国家地震局地球物理研究所) (中国广州 510301 中国科学院南海海洋研究所)

摘 要

从波动方程出发,推导出平面波场传播基本公式,阐述了利用地表观测波场反演地球内部波速结构的理论关系。观测波场可通过 $\tau-p$ 变换分解为地表平面波场,其最大振幅的轨迹能稳定地反映出地球内部波速随深度变化的趋势,这一特征可用来对反演解空间进行约束。波场延拓技术可以充分地利用观测波场中包含的丰富信息,在迭代反演中不仅能简单快速地得到反演解,而且所得解具有良好的稳定性,较少受主观因素影响,这是一种很好的反演技术。

对波场延拓进行了理论分析与数值模拟,采用了同态反褶积等改善资料信噪比的措施,使解的分辨能力得到了提高。

文中对南海北部一个声纳折射剖面进行了分析和计算。结果表明:该区 1.4 km 深处,存在一个从 1.76 km/s 到 2.21 km/s 的速度间断面。间断面上下两层的速度梯度分别为 $0.54\text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$, $0.63\text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$ 。最后,从构造演化的角度对浅海构造特征进行了探讨。

关键词 波场延拓; $\tau-p$ 变换; 反演; 同态反褶积

一、引 言

利用地震测深资料研究地球内部构造时,走时反演是一种常用的方法。对宽角反射波和首波的 Backus-Gilbert 线性反演方法,对回折波的 Herglotz-Wiechert 方法,无疑都是很有成效的。问题在于,实施走时反演之前,不可避免地要涉及到对震相及走时的人为确定,这种主观因素的影响不仅会带来了计算上的困难,还会导致相当程度上的解的不确定性。

鉴于上述原因,近年来地震学中发展了一些以波动理论为基础的反演技术,试图利用地震记录中与介质特性有关的有效波场的动力学特征,反推速度构造。由于波场的稳定性,且无需预先对有效信息做挑拣,因此可以避免走时反演中的一些困难。对于横向均匀模型,波动反演技术通常先将观测波场转换为截距时 τ -水平慢度 p 域内的平面波场, Clayton 及 McMechan^[1] 等人的工作表明, $\tau-p$ 域内平面波场图形简单,物理机制清楚,便于波动反问题的求解。此时波动反问题可描述为由已知地表平面波场反推地球模型的介质参数。求解这类反问题的途径是很多的,其中波场延拓^[1,2] 是一种较为实用的方法。在

1988 年 4 月 15 日收到初稿, 1989 年 11 月 13 日决定采用。

1) 朱露培, 1986. 波场延拓. 中国科学技术大学毕业论文.

波传播过程中,解的振幅因子被视为常量,波场延拓的这一基本假设,简化了波传播的正、反问题的理论关系,使波形反演技术与走时反演在一定程度上显示出相似性,便于综合波动反演和走时反演各自的优点。因此,近年来波场延拓技术日益受到人们重视。Carrión, Kuo 和 Patton^[2]考虑到纵向非均匀连续模型中传播函数对延拓波场的影响; Milkereit, Mooney 和 Kohler^[3]研究了界面倾斜条件下的波场延拓计算。

本文对水平层状模型分析了 τ - p 域平面波场与延拓波场间的关系,通过数值模拟讨论了平面波场的基本特征和对反演解进行约束的途径。地震折射法中的波场延拓技术是一种非线性反演,解的不确定性用其合理区间来评价,我们研究了影响反演解的主要因素和改善措施。

二、理 论

1. 平面波传播的基本公式

对于各向同性横向均匀的地球模型,波速 $v(z)$ 仅为深度 z 的函数。在频率域内声波方程的平面波形式有

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \eta^2 \right) \bar{P} = 0 \quad (1)$$

式中 \bar{P} 是压力场 $P(r, z, t)$ 的富氏 Hankel 变换^[4]

$$\bar{P}(\omega, k_r, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega t) dt \int_0^{+\infty} P(r, z, t) r J_0(k_r r) dr \quad (2)$$

对于(1)式的推导,曾应用如下关系

$$\begin{aligned} k &= \omega/v = \omega u \\ k^2 &= k_r^2 + k_z^2 = \omega^2(p^2 + \eta^2) \quad \eta = (1/v^2 - p^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (3)$$

式中 k_r, k_z 分别为水平波数和垂直波数, p 和 η 分别为波慢度 $u(z)$ (速度 $v(z)$ 的倒数)的水平分量和垂直分量。将(2)式返回时间域,积分宗量取为 $\tau = t - px$ 有

$$\phi(\tau, p, z) = \frac{1}{2\pi} \int \bar{P}(\omega, p, z) \exp(i\omega\tau) d\omega \quad (4)$$

(4)式应满足一维波动方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \eta^2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) \phi(\tau, p, z) = 0 \quad (5)$$

在地震学中,采用传播函数^[4] $w(z_i, z_{i+1})$ 表述(1)和(5)的解。即已知深度为 z_i 的空间响应函数,通过 $w(z_i, z_{i+1})$ 可求得深度 z_{i+1} 处的空间响应函数。对于层状均匀结构模型, $w(z_i, z_{i+1})$ 的计算通常采用 Thompson-Haskell 矩阵^[4]等方法。若只考虑相位的传播(其中反射系数引起相位变化另作特殊处理),即振幅因子被设为常量,则由(1)式解出传播函数为

$$w(z_i, z_{i+1}) = i\omega\eta_i\Delta z_i$$

式中 $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$, η_i 为第 i 层的垂直慢度。由此推出地表平面波与任意深度 $z = \sum_{i=1}^m \Delta z_i$ 的平面波的关系为

$$\bar{P}(\omega p, 0, \omega) = \bar{P}(\omega p, z, \omega) \exp \left(-i\omega \sum_{i=1}^m \eta_i \Delta z_i \right) \quad (6)$$

对(6)式进行富氏逆变换, 积分宗量取为 τ , 有

$$\phi(p, 0, \tau) = \phi \left(p, z, \tau - \sum_{i=1}^m \eta_i \Delta z_i \right) \quad (7)$$

在上述定解条件下, (7)式是波动方程(5)式的解。它表明地表处的平面波的到时相对于任意深度 z 的平面波只是在 z 方向有一时间延迟量

$$\tau' = \sum_{i=1}^m \eta_i \Delta z_i \quad (8)$$

时间延迟 τ' 的大小依赖于介质波速结构, 并与介质传播慢度的垂直分量呈线性关系。

2. 反问题的研究

波场延拓技术实质上是对(5)式的反演, 即已知地表平面波场 $\phi(\tau, 0, p)$ 来反推介质波速结构。为此首先做 $\tau-p$ 变换把观测波场由 $x-t$ 域转换到 $\tau-p$ 域。 $\tau-p$ 变换是一线性变换, 通过倾斜叠加^[5]来实现, 变换的特点是: 确定 $\tau-p$ 域内一点的值, 需对观测波场一条直线的值进行迭加。其物理意义可从下面的关系中看出, 仍考虑(2)式, 交换积分次序并令 $z=0$, 有

$$\bar{P}(\omega, \omega p) = \int_0^\infty P(\omega, r) r J_0(\omega p r) dr \quad (9)$$

(9)式左端实为观测波场 $P(r, t)$ 的二维富氏谱。根据富氏变换的切片定理^[1], 它应等于观测波场在 ωp 方向的投影值 $\phi(\tau, p)$ 关于时间 τ 的富氏变换。对公式(9)进行富氏反变换, 宗量取为 $\tau = t - pr$, 且考虑到零阶 Bessel 函数 $J_0(\omega)$ 的逆富氏变换为^[6]

$$F(t) = (2\pi)^{-1} (1 - t^2)^{-1/2}$$

则 $\tau-p$ 变换公式为

$$\phi(\tau, p) = \frac{1}{p} \int_0^\infty [F(\tau/pr) * P(\tau, r)] dr \quad (10)$$

式中 * 表示褶积。但若注意到(9)式的 Hankel 反变换有

$$P(\omega, r) = \int \bar{P}(\omega, \omega p) \omega^2 J_0(\omega p r) p dp \quad (11)$$

(11)式即为 Sommerfeld 公式^[4]在地表 $z=0$ 的表示式, 物理上被解释为空间中任一点球面波可表为柱面波的迭加。 $\tau-p$ 变换公式(10)则表为地表观测波分解为柱面波的公式。

第二步做波场延拓, 进一步将 $\tau-p$ 域的地表平面波场转变为 $z-p$ 域的平面波场。公式(7)描述了不同深度的平面波场之间关系, 由此可将已知地表平面波场延拓到不同深度。若以 $\tau - \sum \eta_i \Delta z_i = 0$ 为延拓波场图象重建条件, 公式(7)变为

$$\phi(p, z, 0) = \phi(p, 0, \tau) \quad (12)$$

(12)式即为实用的波场延拓公式。它表明对于确定射线参数 p , 地表平面波场任意时刻 τ 的幅值, 与深度 z 处 $\tau=0$ 的幅值相对应。对(12)式也可进一步解释为, 水平慢度为 p 的平面波, 从某一深度 $z(\tau=0)$ 传播到地表, 其垂直方向走时 τ' 应等于延迟时 τ , 此时深度 z 的大小依赖于 η_i 的分布。显然射线参数为 p 的地表平面波, 若在延迟时 τ_0 处有极大

值,则在满足 $\tau_0 = \sum \eta_i \Delta z_i$ 的深度 z 处,相位差为零,有极大幅值与 τ_0 点相对应。对不同水平慢度的地表平面波,当将不同时刻 τ 的 ϕ 都由(12)式延拓到相应深度时,在 $z-p$ 域所形成的波场中就形成一条最大振幅轨迹,且该轨迹重新规定一个 η_i 分布。

上述波场延拓过程表明,波场的延拓计算需要一个 η_i 分布,问题在于 η_i 的分布恰恰是待求的,因此只能采用迭代的办法在 $z-p$ 域内预先给定一个 η_i 分布,经迭代来修正 η_i 的变化。如果 η_i 分布能很好地满足已知地表平面波场,那么由(8)式确定的延拓深度应与 η_i 分布是一致的。由此可以规定反演解收敛的基本原则为:经波场延拓所确定的最大振幅轨迹,若与输入的波速结构模型重合,这条最大振幅轨迹便给出了待求的速度结构模型。可以看到,由波场延拓反演速度结构,既利用了波形特征又综合了射线走时的规律,同传统的走时反演前要做首波、反射波和回折波等多种震相的分析相比,这种繁琐且主观性很强的工作可被免掉,现在分析时只需确定 $z-p$ 域中一条最大振幅的轨迹既可。显然,这些优点具有很强的实用价值。

三、数 值 模 拟

本节通过理论模型的数值模拟,进一步研究地表平面波场与介质速度结构的关系,并阐述迭代反演的具体过程。

图 1a 是一个四层的波速结构模型,且层 II 的速度梯度小于层 I 的速度梯度,层 III 是一个速度间断面。图 1b 是对该模型计算的合成地震图,图 1c 则是用 $\tau-p$ 变换计算出的相应地表平面波场。我们注意到:(1) $\tau-p$ 域中最大振幅的轨迹在总体形态上与合成地震图的最大振幅有一定对应性(如上凸与上凹等);而在 $x-t$ 域内的复杂震相特征(如三分支等),在 $\tau-p$ 域中不复存在,只是呈现出简单的单调下降形态。这对直观地判断速度分布特征有利。(2) $\tau-p$ 域中平面波场最大振幅的轨迹展布反映着地球内部的波速结构:表现为当下面一层速度梯度比上面一层小时,振幅轨迹形状仍保持上凸形,但曲率半径变大;而当下面一层速度梯度比上面一层大时,振幅轨迹呈上凹形。(3) 当下层速度梯度比上层速度梯度大时或存在一级速度间断面时,此两种情况下 $\tau-p$ 域中平面波场最大振幅轨迹基本形状是相似的,因为一级间断面可以看成速度梯度无穷大的零厚度层。

下面以图 2 为例阐述波场延拓的迭代过程。将图 1 所计算的地表平面波场作为基本资料,图 2 中实线表示输入速度结构的模型。前文已经规定了波场延拓反演解收敛的基本原则,但对图 2a 所采用的输入模型,利用(12)式所计算的延拓波场,其最大振幅轨迹位于输入模型的下侧。以其中一点 A 为例,设该点到地表的慢度 η_a 为常量。图 2a 表明,最大振幅的深度 z'_a 大于输入模型 η_i 分布所确定深度 z_a ,由(8)式可知,原输入模型在 z_a 深度 η_a 偏小,为增大地表到 A 点的垂直慢度 η_a ,初始输入模型的 A 点应下移。为此,可采用延拓波场最大振幅轨迹为新的输入速度结构模型,如图 2b 所示。与图 2a 相比,图 2b 所算出波场的最大振幅轨迹已经更为接近输入模型,但依然偏在输入模型的上方。继续考虑点 A ,延拓波场最大振幅的深度 z'_a 小于输入模型的 z_a ,表示 η_a 偏大。为减小 η_a ,再以其上方的最大振幅轨迹为下一次迭代的输入模型,如此迭代计算,将稳定收敛。

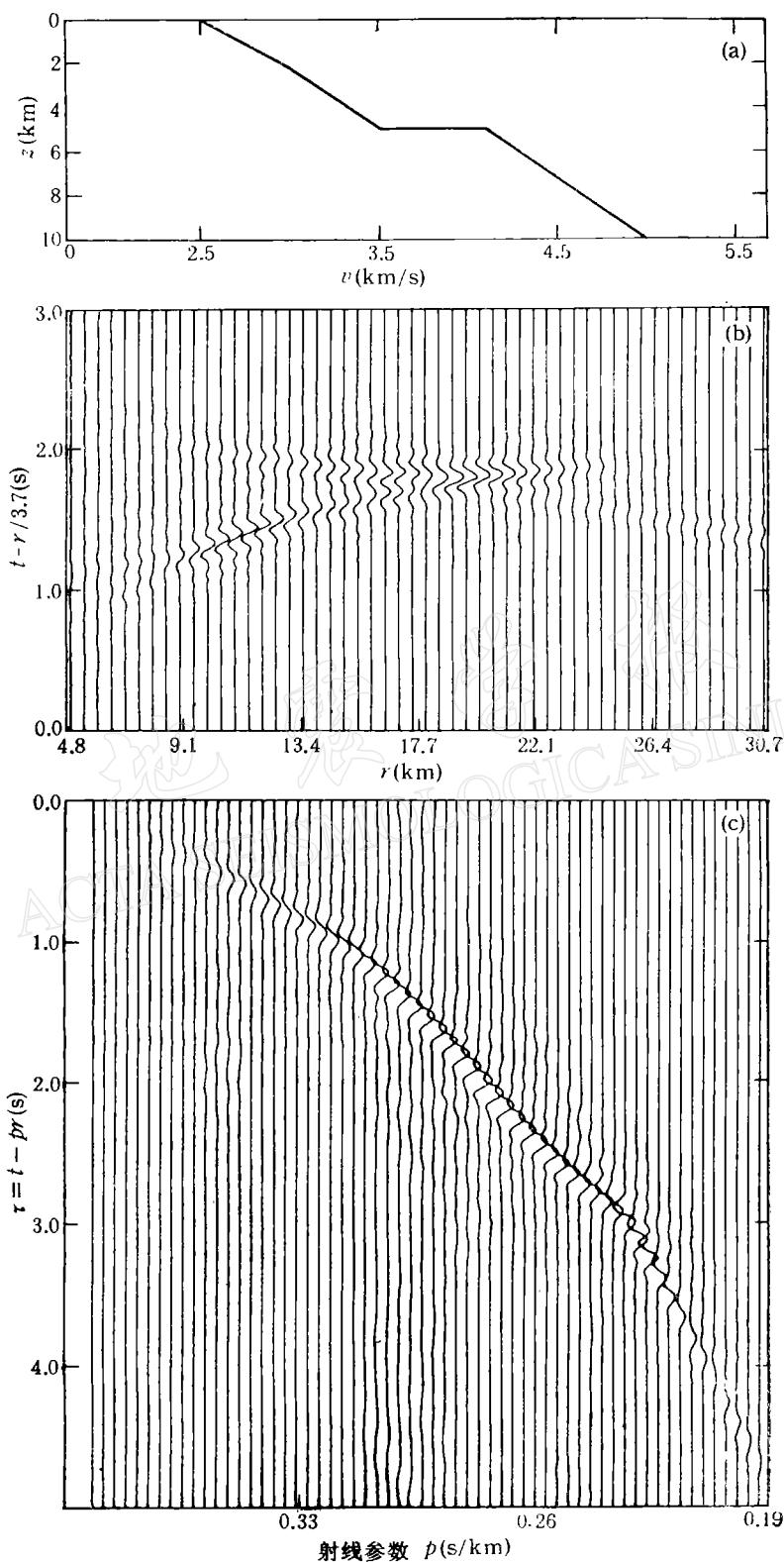


图 1 理论模型的合成地震图及其相应的 τ - p 变换
 (a) 理论模型; (b) 理论地震图; (c) 平面波地震图

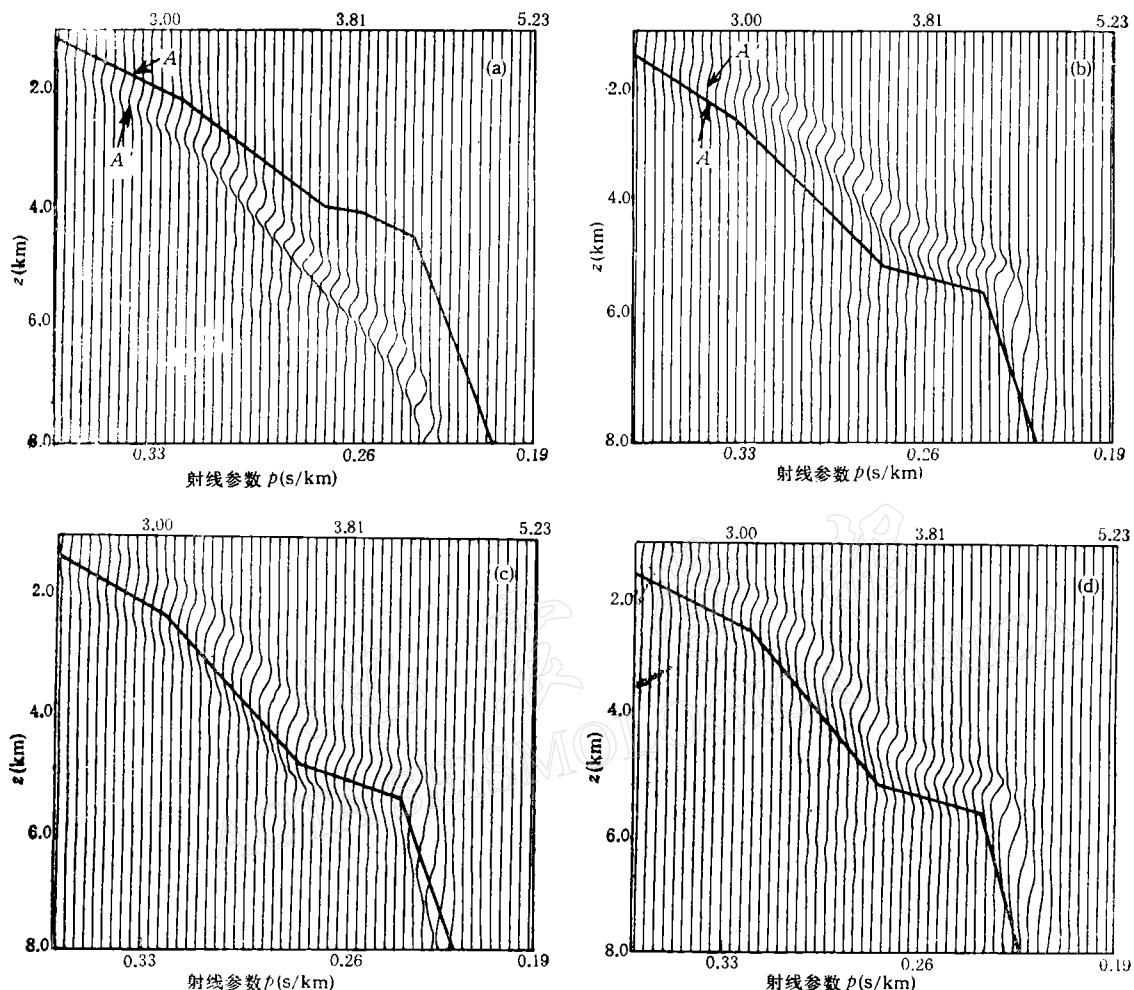


图 2 波场延拓反演的数值模拟

到图 2d 所示反演结果, 这时输入的速度结构模型与延拓波场的最大振幅轨迹已经趋于一致。计算还表明, 解的收敛是相当稳定的, 由于慢度 $\eta(z)$ 的选取是根据最大振幅确定的, 而且是个迭代逐次修正过程。即使初始模型或中间模型选取不当, 依然可以在后继的迭代中加以补回。

四、实际资料的解释和计算

中国科学院南海海洋研究所于 1982 年在南海北部进行了声纳折射剖面的实验研究。本文以其中一个剖面为例, 具体阐述波场延拓技术在反演中的应用, 在反演迭代时限于对初至震相的分析。

1. 波形特征

图 3a 是观测的记录剖面, 剖面长 9.3km, 炮检距 50m, 时间采样间隔 4ms。总体上看, 整个剖面波形稳定, 初至清晰, 且横向变化较小。若对不同震中距的震相特征进行具体分析, 可以看出: (1) 整个剖面的振幅轨迹可以大体分为 A, B, C 三段。震中距小于 3.7km 部分为 A 段。振幅轨迹呈上凸形。震中距在 3.7—4.9km 为 B 段。B 段主要受续至反射震相的影响, 呈上凹形。震中距从 4.9km 到 7.3km, 振幅轨迹又恢复为上凸形; (2) 同邻近干扰波振幅相比(即相对振幅), C 段的初至振幅比 A 段的要小。

先利用 $\tau-p$ 变换对上述观测波场进行计算得到图 3b。其中与观测波场初至振幅轨迹相对应的 AB 曲线描述了地表平面波基本特征。按照数值模拟计算结果, 地表平面波场最大振幅轨迹的基本形态应与初至震相的一致。但对于图 3b 所示的平面波场中不存在与观测波场中 C 段相对应部分(观测波场中 C 段包络呈上凸形)。由此表明, 对图 3a 所代表的实际资料, $\tau-p$ 变换的计算结果与数值模拟有所差异, 其基本原因在于: $\tau-p$ 变换是将整个观测波场进行转换; 理论模型的观测波场仅包含了反映介质深度特性的地震信息。而实际资料中不仅存在与介质深度有关的地震信息——有效波, 而且还具有由介质横向非均匀和各种散射机制所激发的地震波——干扰波。受干扰波的影响, $\tau-p$ 域中最大振幅轨迹不再是单一的曲线, 而是具有一定宽度的波组(图 3b)。当有效波与干扰波的振幅比值较小时, 最大振幅轨迹波组的基本形状则主要受干扰波控制。若以此波组来表征地表平面波场, 就不能再对反演解进行正确评价与合理约束。例如以图 3b 所代表的地表平面波场, 相应的介质模型以两层模型来模拟为好, 且下层速度梯度大于盖层速度梯度, 但相应的合成地震图的振幅轨迹不可能和实际观测波场有效波振幅轨迹保持一致。

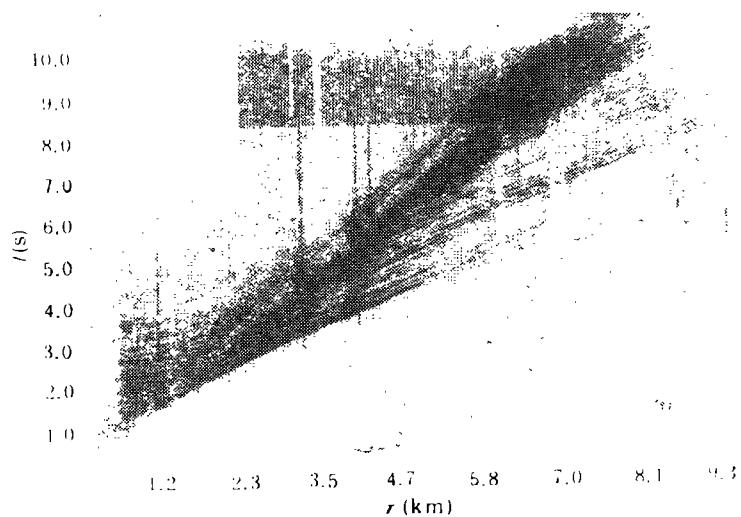
应当指出, 对包括上述最大振幅轨迹波组的平面波场进行延拓, 最终在 $z-p$ 平面上的反演解也不再是一条清晰的最大波振幅轨迹曲线, 而是具有一定宽度的波组, 波组宽度反映了解的不确定性。综上所述, 在对实际资料进行波场延拓计算时, 欲提高解的可靠性, 关键在于压抑干扰波的影响。为此, 可分别根据有效波与干扰波的不同特征, 采用一定的滤波技术(受篇幅的限制, 对此不做详细讨论)。本文仅针对解释剖面具有波场稳定、横向变化小, 但部分地震记录干扰波对初至震相影响较强的特点, 采用一种同态反褶积滤波技术。

2. 同态反褶积滤波技术的应用

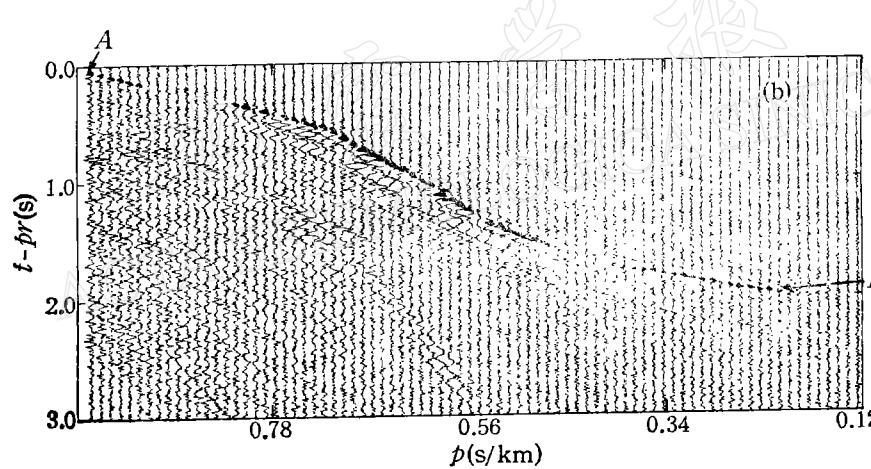
鉴于观测波场是由有效波与干扰波以褶积形式混叠的

$$p(x, t) = s(t) * R(x, t) + \mu(x, t) \quad (13)$$

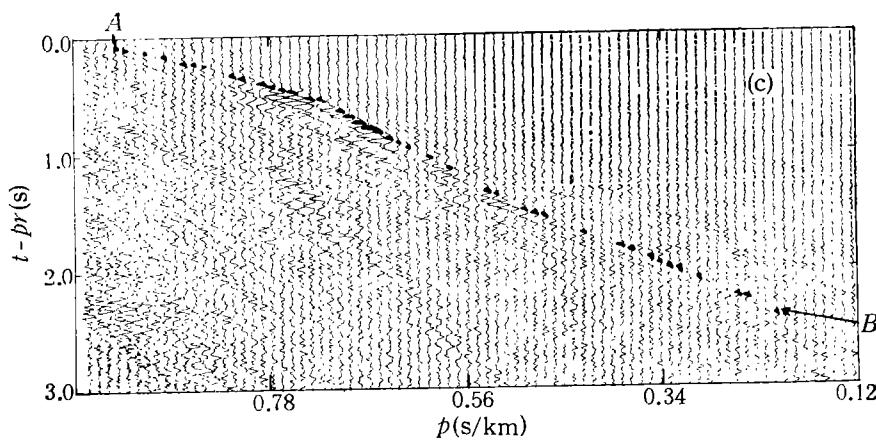
式中 $s(t)$ 为地震子波, $R(x, t)$ 为介质响应函数, $\mu(x, t)$ 为噪音。同态反褶积^[7]是近年发展较快的现代谱技术。将观测波场的富氏谱取对数后, 乘积形式的谱变为求和形式, 再反回时间域时可得到复赛谱 (Cepstrum)。由于地震子波与介质响应函数在复赛谱中具有不同频率特性, 可用低通或高通滤波器分离出来地震子波。本文在计算中对复赛谱进行了低通滤波, 改进了初至震相记录段的信噪比。对滤波后的观测波场再次计算, 图 3c 为所得地表平面波场。对比图 3c 和图 3b 可以看到, $\tau-p$ 曲线基本形态产生明显变化。图 3b 中在射线参数小于 0.50 的部分, 上凹形曲线在图 3c 中变为上凸形, 按照数值模拟计算结果, 平面波场 $\tau-p$ 曲线基本形态的这一变化是合理的。它表明干扰波对初至震相



(a) 记录剖面



(b) τ - p 平面波场



(c) (同态反褶积滤波后的) τ - p 平面波场

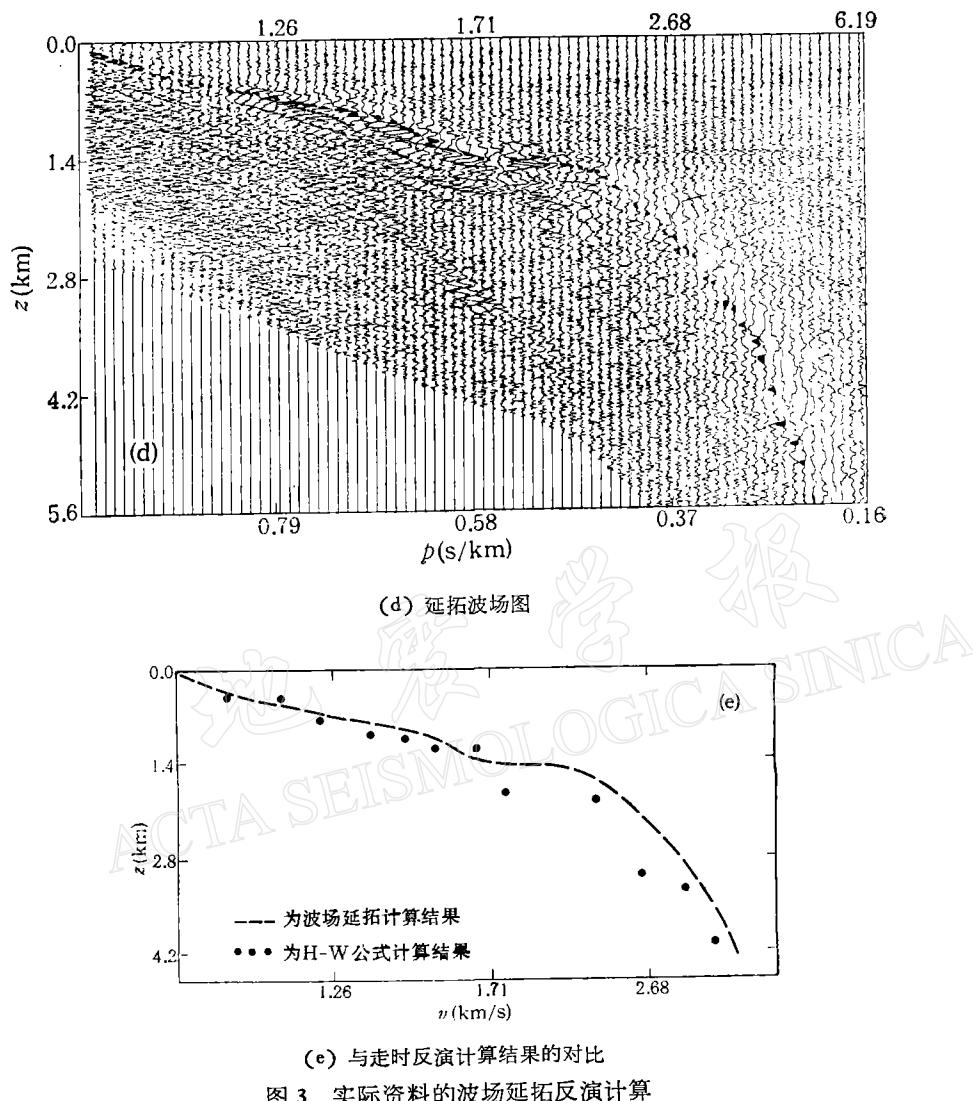


图 3 实际资料的波场延拓反演计算

的影响受到压抑,而图 3c 中最大振幅轨迹已能正确反映该地区波速结构特征。

3. 初始模型

对于需要反复迭代的波场延拓反演技术,提供合理初值模型,不仅可提高运算速度,而且有助于反演解的收敛。数值模拟表明,对以图 3c 所代表的地表平面波场,该地区浅层应具有图 1 模型中所示的波速结构特征,即上、下两个速度梯度层,两层之间存在速度间断面(或较上层速度梯度更大的梯度层),事实上这也就为波场延拓计算提供了合理的初值模型轮廓。而对该模型参数则可采用下述方法具体确定,以便为公式(12)提供输入模型。由数值模拟结果注意到,只有当地球内部速度梯度改变时(包括一级速度间断面),地表平面波场振幅轨迹的形状(τ - p 曲线的曲率半径)才会改变(图 1),因此通过求 τ - p 曲线下面的面积

$$S(\xi) = \int_{p_0}^{\xi} \tau(p) dp \quad (14)$$

以 $S(\xi)$ 的变化趋势求出 ξ_j ($j = 1, \dots, n$)。依据 ξ_j 且利用 ξ_{j-1} 和 ξ_j 之间速度梯度为常量的特点, 可递推计算 $z(\xi_j)$ 。具体计算过程可描述为, 对于离散形式的 $\tau(p)$ 振幅轨迹, 若 ξ_j 为第 k 层的慢度 u_k , 由公式(8)可得

$$\tau(p_{k+1}) = \sum_{i=1}^k \eta_i H_i = \sum_{i=1}^k (u_i^2 - p_{k+1}^2)^{1/2} H_i \quad (15)$$

式中 H_i 为第 i 层的厚度, 且 $H_i = z_i - z_{i-1}$, 则可计算出第 k 层的厚度 H_k 和速度梯度 g_k 分别为

$$H_k = \frac{\tau(p_{k+1}) - \sum_{i=1}^{k-1} H_i (u_i^2 - p_{k+1}^2)^{1/2}}{(\xi_j^2 - p_{k+1}^2)^{1/2}} \quad (16)$$

$$g_k = \frac{v_{k+1} - v_k}{H_k} \quad (17)$$

(17)式中 $v_i = 1/u_i$ ($i = 1, \dots, n$) 对应的深度 z_i 可由下列公式算出

$$z_i = (v_i - v_{k-1})/g_{k-1} \text{ 则有}$$

$$z(\xi_j) = \left(\frac{1}{\xi_j} - \frac{1}{\xi_{j-1}} \right) / g_{k-1} \quad (18)$$

当 $k = 1$ 时, 有

$$H_1 = \frac{\tau(p_2)}{(u_0^2 - p_2^2)^{1/2}} \quad (19)$$

公式(19)等效于 τ -sum 反演公式^[8], 但后者需逐点递推计算。

4. 计算结果及与走时反演的对比

图 3d 是应用波场延拓技术的计算结果。为了对比与验证, 图 3e 同时给出走时反演结果, 用“●”点表示。根据走时曲线的基本特征, 上述所研究的初至震相可定为回折波。为此, 采用 H-W 公式计算。本文联合采用三次样条平滑^[9]和五点平滑公式计算视速度, 一级间断面则考虑剥壳法。对比波场延拓技术与常规的走时反演可以看出: 首先波场延拓技术无需预先对震相性质进行判断, 从而避免了走时反演中由人为主观因素所引起解的不确定性。此外, 在用 H-W 公式做回折波计算时, 因射线参数 p 的计算误差是引起解的不稳定性的基本原因之一, 虽然 Bessonova^[10] 等人的几何作图法, 对 $\tau(p)$ 函数的计算有所改进, 但终因延迟时间 τ 相对于 p 值误差的低灵敏度给反演解带来了很大偏差, 这种偏差不得不用较宽的解区间来表示^[9]。而波场延拓技术则完全避免了走时反演中的这些不稳定因素。在图 3e 中波场延拓提供的解显示出较小的离散度, 它表明波场延拓的解是稳定的。最后波场延拓技术以图象形式来输出反演解, 它能直观、形象地描绘地球内部的波速结构——如速度间断面位置, 速度梯度的大小等。这在地球内部波速结构的研究和应用中有一定实用价值。

对于图 3a 给出的南海北部折射资料, 虽然有限的剖面长度限制了对更深处波速结构的推断, 但综合图 3e 中波场延拓与走时反演的结果, 不难得出该地区浅层结构基本特征。结果表明在深度 1.4km 处, 存在一个速度间断面, 地震波速从 1.76km/s 突变为

2.21 km/s。该间断面上下分别是两个速度梯度层: 盖层从海底算起速度为 1 km/s, 速度梯度为 $0.54 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$; 下层延至 5.6 km 深, 地震波速增至 4.9 km/s, 速度梯度为 $0.63 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$ 。

对于上述所代表浅海地区的浅层结构应指出两点: 一是海底表层速度偏低; 二是就波速大小而言, 本研究所得界面还不具有通常的基底概念, 但界面存在本身充分显示该深度处地球介质物性的明显变化。结构上的层状分布表明了该地区自新生代以来, 受到地壳垂直升降运动的影响, 导致多次沉积特点。

对于地震折射资料, 由于炮检距比较大, 有可能充分利用地震回折波和广角反射信息, 这对于研究随深度变化的波速结构是有益的。当然, 纵向分辨尺度也会由横向范围的增大受到影响, 因而折射法不能象反射法那样提供较多层面, 而是得到一些较为稳定的反射界面。在地球内部结构研究中, 综合应用折射与反射的结果来判断和解释岩性与结构, 可达到相互补充的目的。

本文得到了夏戡原的指导与支持, 郭松萍整理了文稿, 在此一并致谢。

本文系地震科学联合基金会资助项目。

参 考 文 献

- [1] Clayton, R. W. and McMechan, G. A., 1981. Inversion of refraction data by wave field continuation. *Geophysics*, **46**, 860—868.
- [2] Carrion, P. M. Kuo, J. T., and Patton, W. A., 1984. Inversion of seismic data: accuracy and convergence of an iterative scheme based on acoustic imaging. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **79**, 425—437.
- [3] Milkereit, B., Mooney, W. D. and Kohler, W. M., 1985. Inversion of seismic refraction data in planar dipping structure. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **82**, 81—103.
- [4] Aki, K. and Richards, P. G., 1980. *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, Vol. I. 274. W. H. Freeman and Co., San Francisco.
- [5] 武利钧、冯锐, 1989. 地震层析成像的 Δ - δ 变换。地震学报, **2**, 170—180.
- [6] Chapman, C. H., 1978. A new method for computing synthetic seismograms. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **54**, 481—518.
- [7] Ulrych, T. J., 1971. Application of homomorphic deconvolution to seismology. *Geophysics*, **36**, 4, 650—660.
- [8] Diebold, J. B. and Stoffa, P. L., 1981. The travelttime equation, tau-p mapping, and inversion of common midpoint data. *Geophysics*, **46**, 3, 238—254.
- [9] 武利钧、冯锐, 1986. 走时反演中的 τ 法最优化。地震研究, **9**, 659—673.
- [10] Bessonova, E. N., Fishman, V. M., Ryaboyi, V. A. and Sitnikova, G. A., 1974. The tau method for inversion of traveltimes-I. Deep seismic sounding data. *Geophys. J.*, **36**, 377—398.

THE WAVE FIELD CONTINUATION FOR SEISMIC REFRACTION

WU LIJUN AND FENG RUI

(Institute of Geophysics, State Seismological Bureau, Beijing 100081, China)

HUANG ZHIMING

(Institute of Oceanology, Academia Sinica, Guangzhou 510301, China)

Abstract

Based on wave equation a fundamental formula for plane wave propagation is derived, the theoretical relationship of inverting wave velocity structure through the observational wave field is discussed in this paper. The observational wave field can be decomposed into the surface plane wave field by using τ - p transform. The maximum amplitude curve in the plane wave field can show stably the change tendency of wave velocity with depth in the Earth. This property can be used to restrict the solution space. By using the wave field continuation method more useful information from the observational wave field can be extracted and the inversion solution not only can be obtained simply and quickly, but also is stable and less influenced by the subjective factor. The wave field continuation is a fine inversion method.

Theoretical analysis and numerical modeling are carried out in the study of wave field continuation. By applying homomorphic deconvolution the signal-to-noise ratio is improved.

Finally a sonar refraction profile in the northern part of the South China Sea is interpreted and computed. It is found as a result that there is a velocity interface from 1.76 km/s to 2.21 km/s at the depth of 1.4 km. The velocity gradients in the upper and lower layer are $0.54 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$ and $0.63 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/\text{km}$ respectively. A discussion of the characteristics of shallow sea structure in the view of tectonic movements is given.