

二维粘弹介质中完全波场正演模拟

毕玉英* 杨宝俊

(长春地质学院地球物理系)

摘 要

毕玉英, 杨宝俊. 二维粘弹介质中完全波场正演模拟. 石油地球物理勘探, 1995, 30(3): 351~362

本文给出一种实现二维粘滞介质完全波场模型计算的方法。该方法的独到之处在于把传播时间分解成了水平时间分量和垂直时间分量两部分, 在线源入射的基础上, 无需繁杂的射线追踪, 只考虑入射角随偏移距的变化情况便可获得包括反射纵波、转换波、多次波、折射波及面波等在内的多种波场的时间—空间道集的正演模拟记录, 而且还能灵活地模拟井间和 VSP 地震剖面。

主题词 二维粘弹介质 正演 波场递推法 时间分解 复反射系数 复透射系数

ABSTRACT

Bi Yuying and Yang Baojun. Forward modeling of full wave field in 2-D viscoelastic medium. *OGP*, 1995, 30(3): 351~362

The article describes the method for modeling full wave field in 2-D viscoelastic medium. The method is characterized by the following essential points:

- The travel time is decomposed into horizontal component and vertical component.
- The forward modeled records of time-space trace gathers, which include various wave fields of reflected P-wave, converted wave, multiple, refracted wave and surface wave, can be produced only by considering how incident angle varies with offset, without tedious ray tracing done, under the presupposition of seismic linear source.
- Cross-borehole seismic section and VSP section can also be modeled successfully.

Subject heading: 2-D viscoelastic medium, forward modeling, wave-field recursion method, time decomposition, complex reflection coefficient, complex transmission coefficient

引 言

自地震波理论建立以来, 正演模拟技术也就应运而生。有众多算法, 如有限元、有限差分、频域变换、射线追踪等, 其中以波场递推法处理水平层状构造的资料独具特色。该方法无需繁

* Bi Yuying, Department of Geophysics, Changchun Geology College, Changchun City, Jilin Province, Postcode: 130026
本文于 1994 年 6 月 27 日收到, 修改稿于 1995 年 2 月 4 日收到。

杂的射线追踪,在考虑入射角随偏移距变化的前提下,能获得多种波场的正演记录。自 Haskell (1953) 推出波场递推法以来,国外许多学者,如 Robinson (1967)、Kennett (1974) 和 Fraiser (1970),相继把这种方法从一维正演模拟发展到二维正演模拟。F. Aminzadeh 和 J. M. Mendal 把平面源改为线源入射。国内学者许云(1981)、杨文采(1986)和王彦春(1993)采用这种方法进行过一维和零偏移距 VSP 正演计算。在前人工作的基础上,本文给出了一种二维粘滞介质中时间—空间道集正演模拟的新方法,该方法能灵活地用于跨孔、 Y_0 - Y_0 排列和 VSP 地震记录的合成计算。

基 本 原 理

波场递推法的理论基础是一种递推关系式。按照图 1 层状模型所示的入射、反射、透射波场,在频域中这种关系式可表示为

$$\begin{cases} DP'_i(\omega) = r_{PP}(H_i)UP_i(\omega) + r_{SP}(H_i)US_i(\omega) + t'_{PP}(H_i)DP_{i-1}(\omega) + t'_{SP}(H_i)DS_{i-1}(\omega) \\ DS'_i(\omega) = r_{PS}(H_i)UP_i(\omega) + r_{SS}(H_i)US_i(\omega) + t'_{PS}(H_i)DP_{i-1}(\omega) + t'_{SS}(H_i)DS_{i-1}(\omega) \\ UP'_i(\omega) = t_{PP}(H_i + \Delta H)UP_{i+1}(\omega) + t_{SP}(H_i + \Delta H)US_{i+1}(\omega) + \\ \quad + r'_{PP}(H_i + \Delta H)DP_i(\omega) + r'_{SP}(H_i + \Delta H)DS_i(\omega) \\ US'_i(\omega) = t_{PS}(H_i + \Delta H)UP_{i+1}(\omega) + t_{SS}(H_i + \Delta H)US_{i+1}(\omega) + \\ \quad + r'_{PS}(H_i + \Delta H)DP_i(\omega) + r'_{SS}(H_i + \Delta H)DS_i(\omega) \end{cases} \quad (1)$$

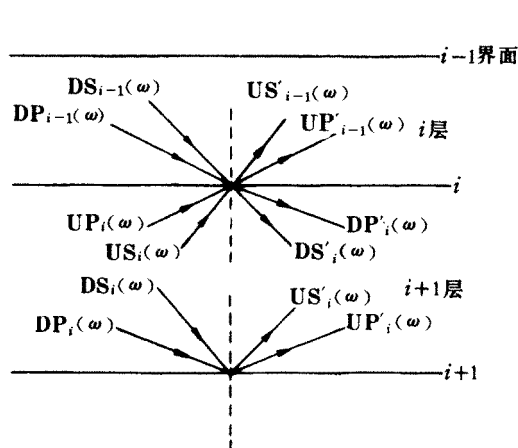


图 1 层状模型中多种波场关系示意图

$$\begin{cases} DP_i(\omega) = DP'_i(\omega)z_{i+1}^{N_P(H_i + \Delta H)} \\ DS_i(\omega) = DS'_i(\omega)z_{i+1}^{N_S(H_i + \Delta H)} \\ UP_i(\omega) = UP'_i(\omega)z_{i+1}^{N_P(H_i + \Delta H)} \\ US_i(\omega) = US'_i(\omega)z_{i+1}^{N_S(H_i + \Delta H)} \end{cases} \quad (2)$$

式中: $DP_i(\omega)$ 、 $DS_i(\omega)$ 、 $UP'_i(\omega)$ 、 $US'_i(\omega)$ 分别是第 $i+1$ 层内下行和上行 P、S 波场的频域值,带上角撇的是出射到 $i+1$ 界面的波场值,不带撇的是入射到相应界面的波场值; r_{PP} 、 r_{PS} 、 r_{SP} 、 r_{SS} 、 t_{PP} 、 t_{PS} 、 t_{SP} 、 t_{SS} 分别是下方入射的反射、透射系数,其中第一个下角标是入射波型,第二个下角标是反射或透射波型;

r'_{PP} 、 r'_{PS} 、 r'_{SP} 、 r'_{SS} 和 t'_{PP} 、 t'_{PS} 、 t'_{SP} 、 t'_{SS} 是相应的从上方入射的界面系数; N_P 、 N_S 是 P、S 波单程传播垂直时间的样点数。

式(2)中 $z = e^{-i\omega\Delta\tau}$, 其中 $\Delta\tau$ 是采样间隔, ω 是圆频率。在粘滞性介质中,常 Q 模型的频散速度为

$$V_i(\omega) = V_0 \left(1 + \frac{1}{\pi Q} \ln \frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

于是有

$$z_i = e^{-\omega \Delta \tau V_0 / [2Q_1 V_i(\omega)]} \cdot e^{-i\omega \Delta \tau} \quad (3)$$

式(3)不仅表示了波场的延迟,而且还体现了粘滞性介质的吸收作用。从中也可看到在频域内计算吸收参数的优越性。

若界面 i 有一个P波震源,检波器位于界面 j 处,设子波的频域值为 $DM(\omega)$,则 $DP'_i(\omega)$ 可看作是 $DP'_i(\omega)$ 与 $DM(\omega)$ 之和,而 $UP'_{i-1}(\omega)$ 为 $UP'_{i-1}(\omega)$ 与 $DM(\omega)$ 之和。 x, z 方向位移分量在频域内有关系式

$$\begin{cases} Y_z(\omega) = z_{j+1}^{N_0} [\sin\psi_{j+1} US_j(\omega) - \cos\varphi_{j+1} UP_j(\omega)] + \\ \quad + z_j^{N_0} [\cos\varphi_j DP_{j-1}(\omega) - \sin\psi_j DS_{j-1}(\omega)] \\ Y_x(\omega) = z_{j+1}^{N_0} [\sin\varphi_{j+1} UP_j(\omega) + \cos\psi_{j+1} US_j(\omega)] + \\ \quad + z_j^{N_0} [\sin\varphi_j DP_{j-1}(\omega) + \cos\psi_j DS_{j-1}(\omega)] \end{cases} \quad (4)$$

如图2所示。式(4)中 N_0 是传播时间水平分量的采样点数; φ_j, ψ_j 是P、S波从上方入射到 j 界面的角度; $\varphi_{j+1}, \psi_{j+1}$ 是P、S波从下方入射到 j 界面的角度。

时间域地震记录为

$$\begin{cases} y_x(t) = \text{IFFT}[Y_x(\omega)] \\ y_z(t) = \text{IFFT}[Y_z(\omega)] \end{cases} \quad (5)$$

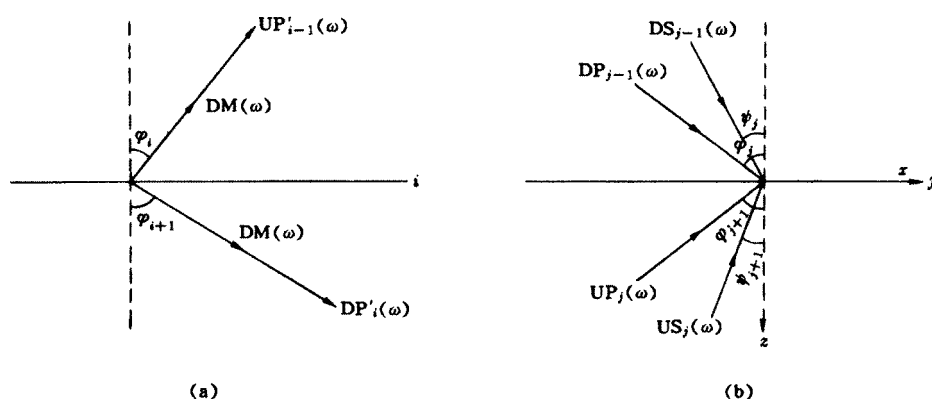


图2 炮点(a)、检波点(b)处的波场

波传播时间的分解

本方法的独到之处在于对传播时间进行了分解,即分成水平时间分量(τ^H)和垂直时间分量(τ^\perp)两部分。在线源入射的基础上,用这种方法可避免繁杂的射线追踪而实现时间—空间道集的正演模拟。

如图3所示, S 为炮点, R 为检波点, H_i, φ_i 分别是第 i 层的厚度和入射角, O 为自激自收点。由图3可知

$$\begin{cases} \tau_P^\perp(H_i) = 2H_i \cos\varphi_i / V_P(H_i) \\ \tau_S^\perp(H_i) = 2H_i \cos\psi_i / V_S(H_i) \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \tau = \tau^H + \tau^\perp \\ \tau^H = x \sin\varphi_i / V_P(H_1) \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} N_P(H_i) = \tau_P^\perp(H_i)/2\Delta\tau \\ N_S(H_i) = \tau_S^\perp(H_i)/2\Delta\tau \\ N_0 = \tau^H/\Delta\tau \end{cases} \quad (8)$$

其中: $V_P(H_i)$ 、 $V_S(H_i)$ 是第 i 层 P、S 波的速度; φ_i 是 S 波的人射角; x 是炮检距。并有

$$\begin{cases} \tau = \tau(\varphi) \\ \left. \frac{d\tau(\varphi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

这里的极值点 φ_0 恰好为检波点相应波型的人射角度。

例如, 图 3 中一次反射 PP 波在 $x=100\text{m}$, $V_P=1500\text{m/s}$, $H=70\text{m}$ 时, 其传播时间随入射角变化的关系曲线如图 4 所示。从图中可以看到, 极值点处的变化比较缓慢, 这为多角度叠加提供了依据。

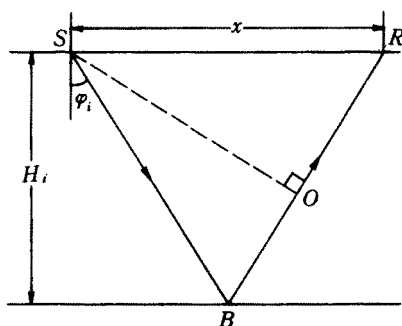


图 3 第 i 层内反射波的传播路径

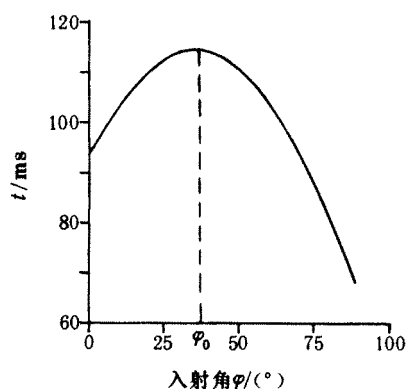


图 4 传播时间与入射角的关系曲线
 φ_0 为极值点对应的角度

源函数

以往正演模型的模拟多采用平面波作为入射源, 子波为雷克子波。波场递推法也是从平面源入射开始, 且只能产生角度—时间集的正演记录。

F. Aminzadeh 等(1982)最早把二维线源引入这种正演方法之中。他根据线源典型的 Sommerfeld 积分的物理意义和分解的传播时间的有机结合, 得到了避开射线追踪的空间—时间集的正演记录。

对于零相位雷克子波

$$b(t) = \left[1 - 12 \left(\frac{t}{\alpha} \right)^2 \right] \exp \left[-6 \left(\frac{t}{\alpha} \right)^2 \right]$$

二维源入射

$$\Phi_2(t, z, r) = H_0^2(k_a r) b(t) \quad (10)$$

根据 Sommerfeld 积分, 二阶汉克尔函数为

$$H_0^2(k_a r) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{ik_a(-x\cos\theta - z\sin\theta)} d\theta + \frac{2i}{\pi} \int_{k_a}^{\infty} e^{(-\nu z - ikx)} \frac{dk}{\nu} \quad (11)$$

式中: α 是子波波谷宽度, 单位为 s; $r^2 = x^2 + z^2$; $k_a = \omega/V$ 为波数; k 为视波数, $k = k_a/\sin\theta$; $\nu^2 = k^2$

k_z^2 。不难看出,线源是由很多角度的平面波叠加而成的。式(11)中的第一项是均匀波,第二项是虚角度入射的非均匀波。当 $z>0$ 时,第二项是衰减的。在以往的许多文章^{[2],[3]}中,笔者认为这一项可以忽略。但本文由于炮检点灵活放置的要求,必须考虑这种非均匀衰减波。而瑞利面波、斯通利波只是这种波的特例。地表接收时不考虑非均匀衰减波是合理的。

反射、透射系数^[1]

每个界面均有18个反射、透射系数。Frasier(1970)曾给出了专用于层状波场递推的界面系数的推导。为了适合大偏移距(相对于深度而言)模型的计算,本文将界面系数的求取扩展到了过临界角后的情况。

界面系数矩阵

$$\begin{cases} R = \begin{bmatrix} r_{PP} & r_{SP} \\ r_{PS} & r_{SS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |r_{PP}| e^{i\varphi_{PP}} & |r_{SP}| e^{i\varphi_{SP}} \\ |r_{PS}| e^{i\varphi_{PS}} & |r_{SS}| e^{i\varphi_{SS}} \end{bmatrix} \\ T = \begin{bmatrix} t_{PP} & t_{SP} \\ t_{PS} & t_{SS} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |t_{PP}| e^{i\varphi_{PP}} & |t_{SP}| e^{i\varphi_{SP}} \\ |t_{PS}| e^{i\varphi_{PS}} & |t_{SS}| e^{i\varphi_{SS}} \end{bmatrix} \end{cases} \quad (12)$$

同理, R' 、 T' 有与式(12)相似的形式。式中 φ_{PP} 、 φ_{SP} 、 φ_{PS} 、 φ_{SS} 和 φ_{PP} 、 φ_{SP} 、 φ_{PS} 、 φ_{SS} 为当 r_{PP} 、 r_{SP} 、 r_{PS} 、 r_{SS} 和 t_{PP} 、 t_{SP} 、 t_{PS} 、 t_{SS} 是复系数时所含的相角。

令

$$\begin{cases} A_i = \begin{bmatrix} -P_{V_{Pi}} & 1 \\ 2\rho_i \left(\frac{V_{Si}}{c} \right)^2 P_{V_{Pi}} & \rho_i \gamma_i \end{bmatrix} \\ B_i = \begin{bmatrix} -1 & -P_{V_{Si}} \\ -\rho_i \gamma_i & 2\rho_i \left(\frac{V_{Si}}{c} \right)^2 P_{V_{Si}} \end{bmatrix} \\ L_i = \begin{bmatrix} \sqrt{\rho_i P_{V_{Pi}}} & 0 \\ 0 & \sqrt{\rho_i P_{V_{Si}}} \end{bmatrix} \end{cases} \quad (13)$$

其中

$$\begin{cases} \gamma_i = 1 - 2(V_{Si}/c)^2 \\ P_{V_{Pi}} = \sqrt{(c/V_{Pi})^2 - 1} \\ P_{V_{Si}} = \sqrt{(c/V_{Si})^2 - 1} \end{cases} \quad (14)$$

式中: $c=V_{Pi}/\sin\varphi_i$ 为视速度; ρ_i 为密度。则有

$$\begin{cases} T' = 2L_2(B_1^{-1}B_2 + A_1^{-1}A_2)^{-1}L_1^{-1} \\ R' = \frac{1}{2}L_1(B_1^{-1}B_2 + A_1^{-1}A_2)L_2^{-1}T' \\ T^T = T' \\ R = -T^{-1}(T'R')^T \end{cases} \quad (15)$$

矩阵上角标 T 表示转置,上角标 -1 表示矩阵的逆。这些界面系数的一个很大特点是满足能量守恒定律,即 $R^T R + T^T T = I$ 或 $R'^T R' + T'^T T' = I$,这恰好符合式(1)中波场递推的要求。

由于临界角后的入射 $P_{V_{Pi}}$ 、 $P_{V_{Si}}$ 为虚数,且利用式(15)得到的界面系数有相位变化,这样,

矩阵 T 、 R 便成为复透射、反射矩阵。

波场递推法程序流程如图 5 所示。

模 型 分 析

水平合成记录

单界面角度—时间集合成记录

取表 1 的第 2、3、4 层前 4 项的物性参数,其厚度取为 $H_1=0\text{m}$, $H_2=120\text{m}$, H_3 的数值与模型计算无关,可取任意值。该记录的 x 、 z 分量见图 6。由于该三层介质的速度是递增的,在 $\theta=54^\circ$ 左右发生了全反射。过临界角后振幅明显变强,波形产生了畸变。此时反射系数是白噪化状态,波型为非均匀的面波。临界角前 z 分量只体现单一 PP 反射波型,特别是在初始几道中,转换 S 波已被淹没了。而 x 分量,由于接收的角度和 P、S 转换波反射系数的量级关系,能够明显地看出 P 波及转换波的全波型。

单界面时间—空间集水平合成记录

取表 1 第 1、2、3 层前 4 项的物性参数,其厚度取为 $H_1=0\text{m}$, $H_2=80\text{m}$ 。图 7 是其 z 、 x 分量水平合成记录。道间距 $\Delta x=20\text{m}$,共 15 道记录。从图中可明显看出,第 6 道以后接收的是过临界角的波型特征。强振幅、波形畸变、同相轴为直线,这些是面波特征。在 x 分量上,我们从第 1 道起就可清楚地看到 PP 波、PS 波、PPPP 波、PPPS 波、PPSP+PSPP 波以及 PSSS 波等 7 种波形(按时间先后排

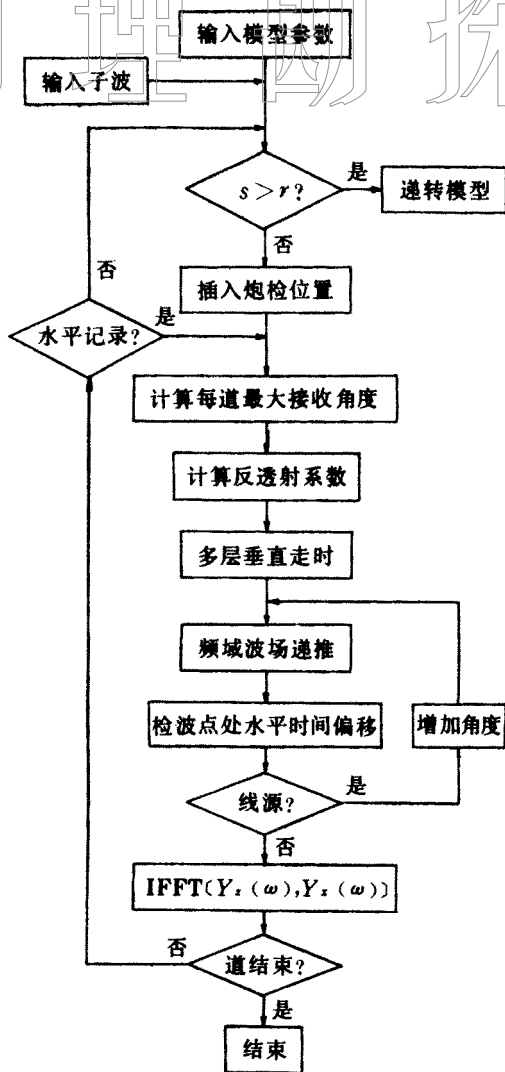


图 5 二维波场递推法计算程序框图

图中 s 、 r 为炮点与接收点的位置

表 1 7 层模型参数

层号	$V_P/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$V_S/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	Q	H/m
1	300.0	0.003	0.001	310.0	0.0
2	1500.0	866.3	1.937	310.0	100.0
3	2400.0	1538.6	2.175	310.0	84.0
4	3000.0	1731.1	3.214	310.0	12.0
5	600.0	433.3	2.175	310.0	72.0
6	2700.0	1635.6	2.175	310.0	130.0
7	2400.0	1538.6	2.175	310.0	0.0

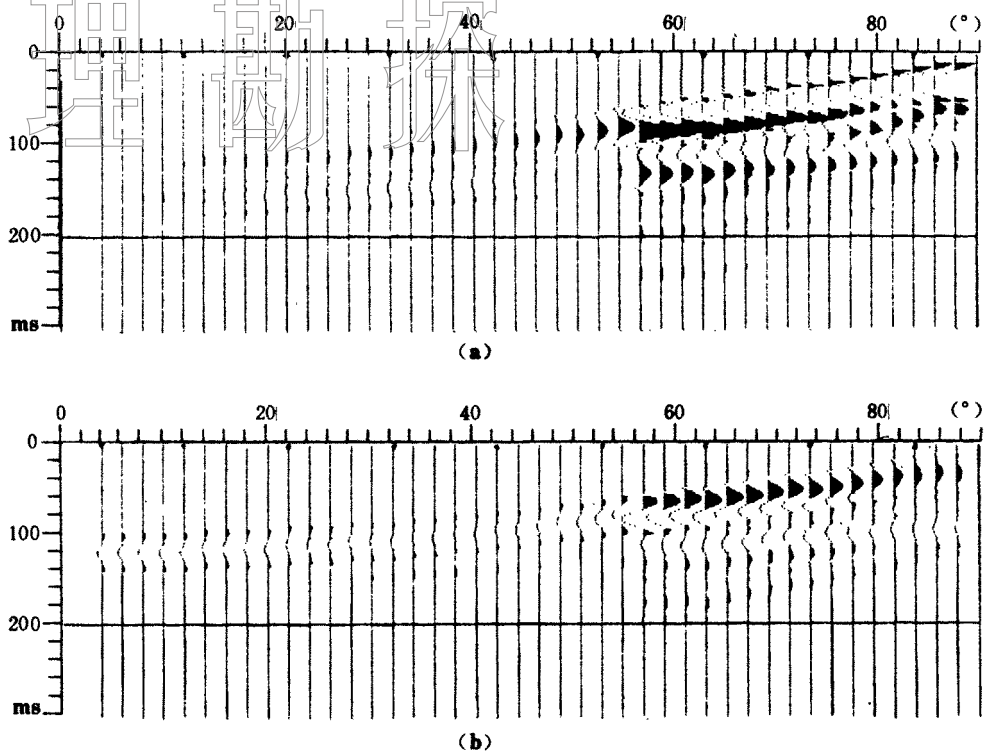


图6 单界面双分量水平合成记录(角度—时间集)

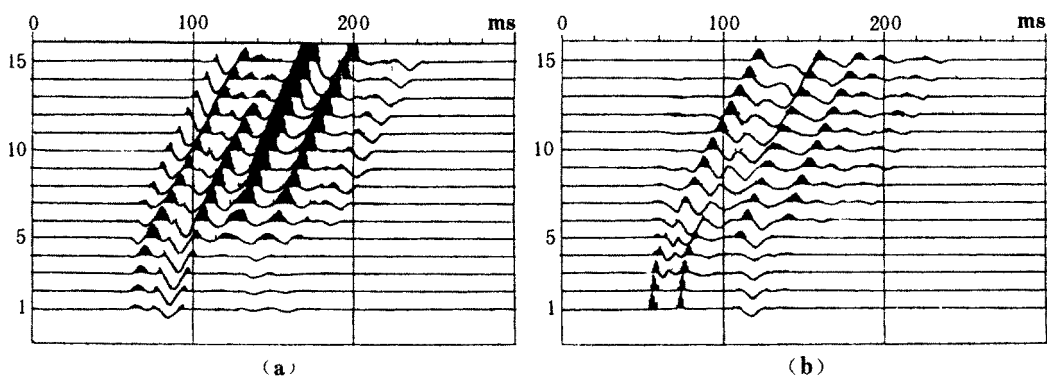
(a) x 分量;(b) z 分量

图7 单界面双分量水平合成记录(时间—空间集)

(a) x 分量;(b) z 分量

列),而 z 分量上只能看到PP波、PPPP波和PPPS波等3种波形,全反射之后别的波形才显现出来。

从图6、图7单界面双分量水平合成记录上看,全波场的双分量记录波形较复杂,这给解释增加了困难,但它包含了丰富的信息,如能采取一定的数学手段进行波场分离,记录便可易于解释(z 分量直线面波同相轴前的波形是由于过多的无意义角度追踪所致)。

7层时间—空间集水平合成记录

取表1各层的模型参数,道间距为 $\Delta x=15\text{m}$,其 x 、 z 分量水平地震剖面示于图8,图9为

这一模型 $Q_5=20$ 粘滞介质的水平剖面, 图 10 是其同相轴骨架。从图中可见, 同相轴的斜率越大, S 波成分越多, 传播速度越小。在第 11 道前后, 波形和幅度有了明显的变化, 这表明某层发生了全反射。模型实验表明, 大偏移距时, 同相轴近于直线、反射强度大的波都是折射波。无论是弹性介质还是粘滞性介质, 随着偏移距变大, 使 z 分量波幅减小的主要影响因素是 P 波成分, 譬如图 10 中的①、②、③、⑧、⑨、⑬、⑭、⑮、⑯、⑰、⑱同相轴, 其中同相轴①、②、③、⑨、⑬

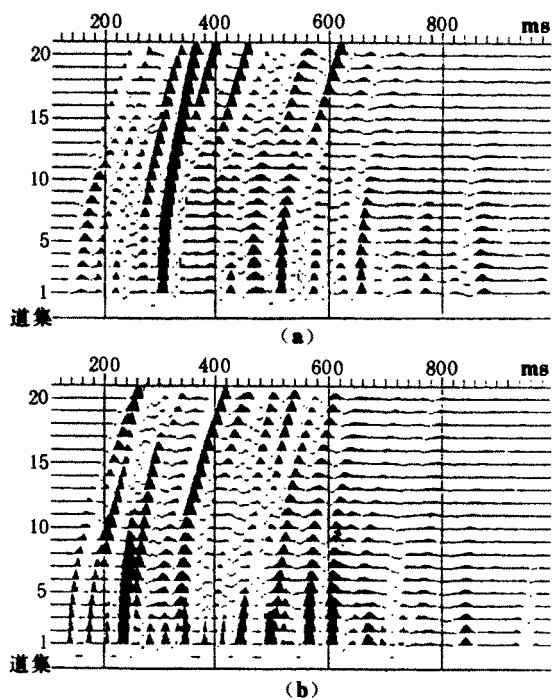


图 8 7 层模型的双分量水平剖面
(a) x 分量; (b) z 分量

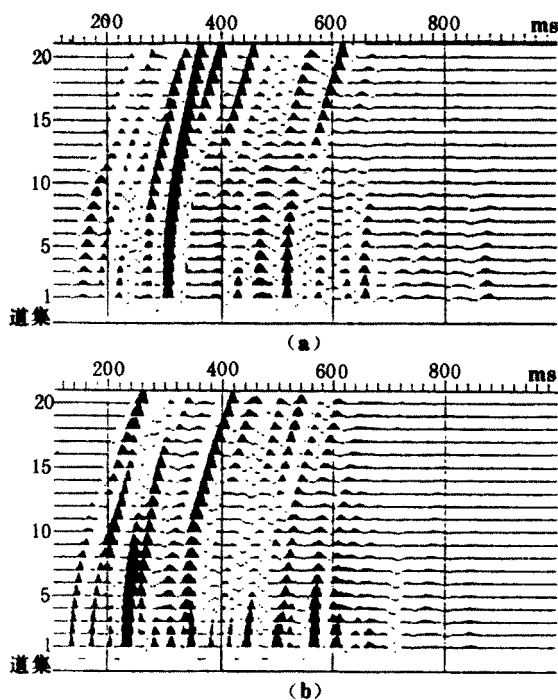


图 9 7 层模型 $Q_5=20$ 粘滞介质中双分量水平剖面
(a) x 分量; (b) z 分量

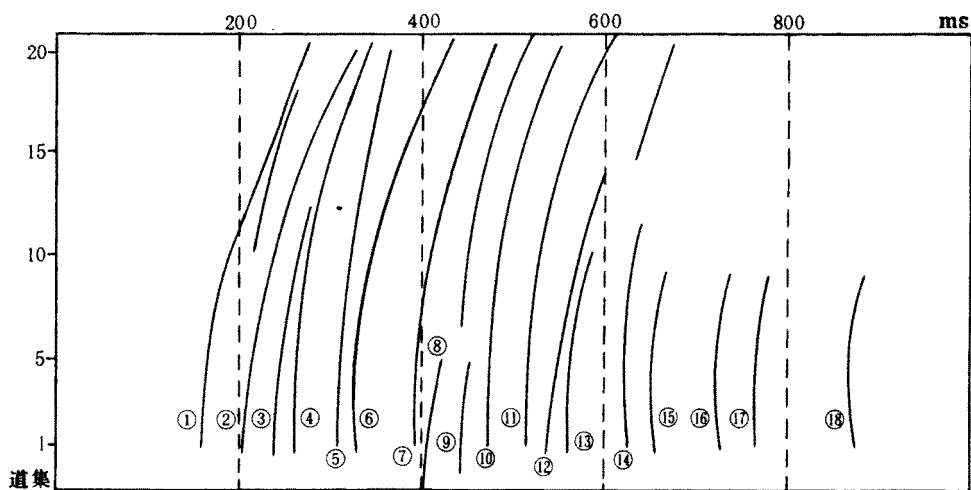


图 10 7 层模型地震波场骨架
 $\Delta x=15\text{m}$

是5个界面的反射P波。图中330ms左右有一个非常明显的同相轴,这显然是经多次反射的P波和S波的叠加结果。

总之,要想准确地分析各同相轴的波形,必须运用数学处理方法,因为粘滞性只加在第5层上,这使图8与图9在480ms之前的信息完全相同,尔后粘性介质对波场能量的衰减,也将使主频下降,这一点由波的振幅与视频的变化情况可以看出。

跨孔地震剖面

Y_0 - Y_0 排列

在跨孔地震勘探中有一种 Y_0 - Y_0 排列(Hawkinset 等,1982),炮点和检波点以相同的步长向相反方向移动。这里给出的是模型计算,实际中检波点间距很小,测井采样时间也很小。 Y_0 - Y_0 排列有一个显著的特点是P波入射时垂直分量中界面反射波的同相轴是水平的,其原因就是炮检点同步反向移动。

关于 Y_0 - Y_0 排列的具体性能,文中不加讨论,这里只说明这种波场递推法的灵活性。

取如表2的模型参数,即3层介质、2个界面。该模型的 Y_0 - Y_0 结构主要射线路径如图11所示。图中字母D、U分别表示下行与上行,P、S分别表示纵波与横波,r、t分别表示反射与非反射(直达与透射),对于非反射波即出现t的波,相应的数字角标是出射介质层位。而对于反射波,相应的数字角标是界面序号。r的重复出现表示多次反射波,此时的数字下角标是出现前一次反射的界面序号。

对上述模型计算的记录分别示于图12与图14。分析该正演结果可知:①水平分量所表达的波场比垂直分量要复杂,主要表现在续至波震相上;②由这两个分量记录的深度方向的中部,均可解释出模型的高速层,即前部波场强弱不同,但到达时间相同;③图13与图15分别是垂直分量与水平分量同相轴解释的示意图,图中字母与角标同图11的说明。图中的多次波信息,仅在水平分量结果中有所显示。

VSP地震记录

采用表1提供的7层模型,将炮点置于地表,检波点从地表以步长 $\Delta z=20\text{m}$ 向地下移动,

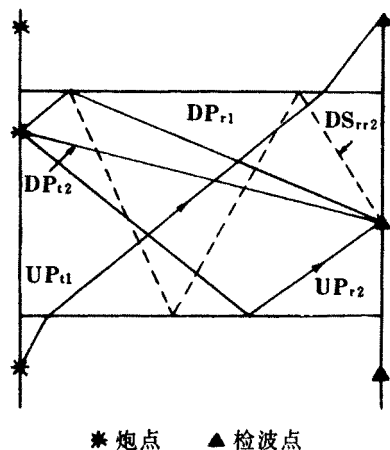


图11 典型 Y_0 - Y_0 结构射线路径

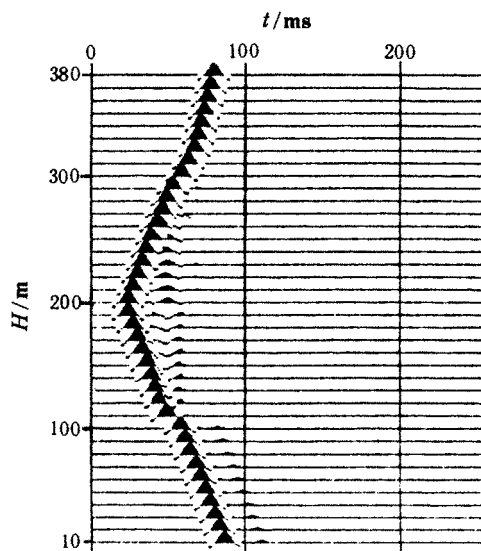


图12 垂直分量记录

表 2 Y_0 - Y_0 排列模型参数

层号	$\rho/(g \cdot cm^{-3})$	$V_P/(m \cdot s^{-1})$	$V_S/(m \cdot s^{-1})$	Q	H/m
1	1.934	1500.0	866.3	320.0	0.0
2	2.3	3000.0	1732.1	320.0	200.0
3	2.175	2400.0	1385.6	320.0	0.0

注:偏移距 $dx=200m$,入射角为 20° ,步长为 $10m$ 。

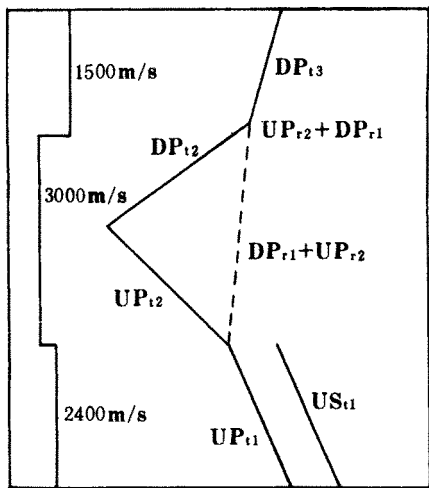


图 13 垂直分量记录同相轴解释

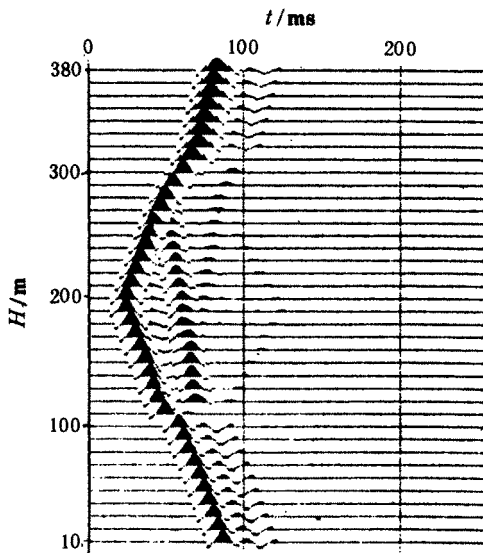


图 14 水平分量记录

所得 VSP 记录与图 8 水平剖面相比,VSP 记录的层界面反射较明显。由于直达波或透射波能量大,使上行波受到了压制,但从直达波的斜率上能明显地看出各层的速度是不同的,而且因检波点间距较大($\Delta z=20m$),漏掉了一个 $12m$ 厚的高速层。一般来说,有界面处就有上行波存在,但由于上行波能量很弱,不易分辨,所以要对 VSP 资料进行上、下行波分离后再进行解释,可信度会有所提高。

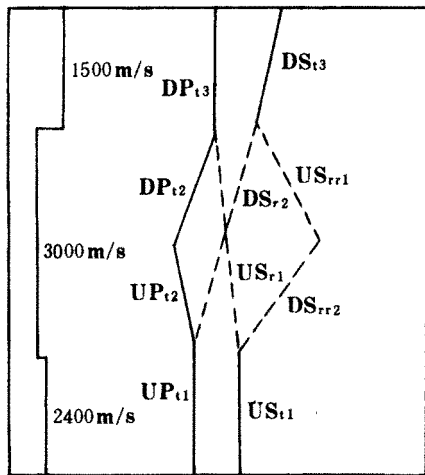


图 15 水平分量记录同相轴解释

通常,垂直接收的波形要比水平接收的弱,这主要是因为所给波源为平面源,且入射波是以 $\theta=20^\circ$ 的角度入射,使得水平接收 S 波相对增强的缘故。图 16 是 z 、 x 方向接收的记录(记录中直达波之前的一些反射是由于傅氏变换把超过采样长度的信号折叠到记录前方所致)。图 17 是第 3 层为粘滞性 $Q_3=10$ 时,第 1 道记录的振幅谱和全弹介质相应情况下的振幅谱。由图中可见,粘滞性在时间厚度愈大时体现得愈明显。粘滞性介质中地震波振幅谱的主频要比相应的完全弹性介质中的小。如图 17 所示,低频成分吸收少,而高频成分吸收较强。

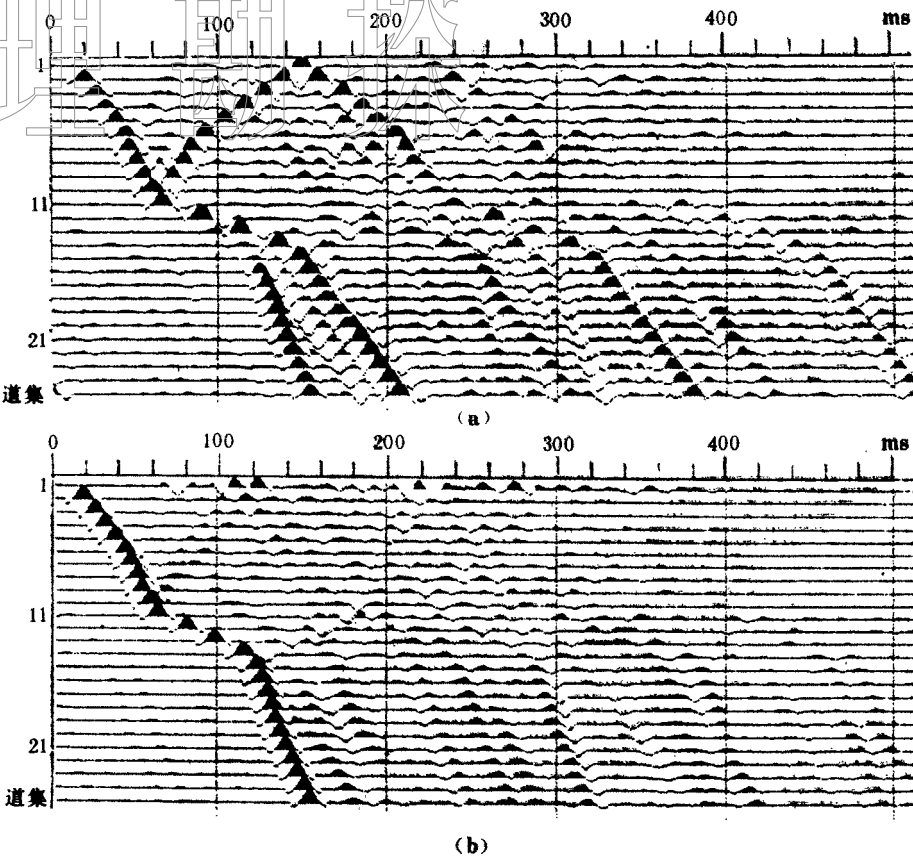


图 16 $\theta=20^\circ$ 时双分量 VSP 记录
(a)垂直分量;(b)水平分量

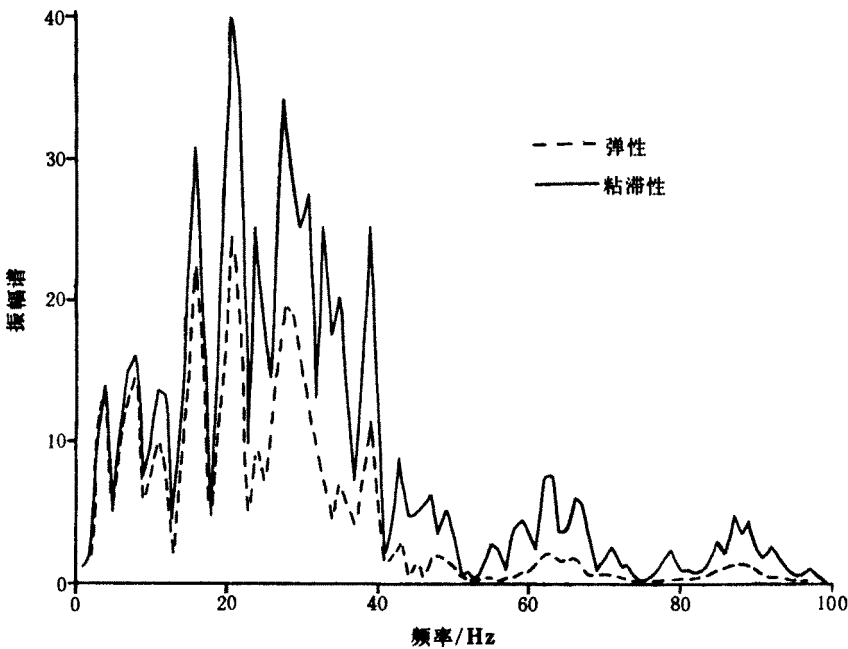


图 17 粘弹性介质正演记录的频谱分析

结束语

波场递推法也称之为反射系数或矩阵递推法。以往该方法在频域中只计算过一维情况,其余均是在时间域中进行的。时域计算的好处是运算速度快,无折叠效应;缺陷是很难同时包含吸收和过临界角的信息。

文中首先给出了频域波场递推关系式,并形成了含有 AVO 特征的复反射、透射系数矩阵。方法中将传播时间分解成了传播水平时间和垂直时间两部分,当平面源入射改为线源入射时,便把角度—时间集转化成了空间—时间集,从而可以在大偏移距情形中应用这种计算方法,使得合成地震记录包含了反射纵波、转换波、折射波、面波以及多次波等全波场信息,为岩性勘探提供较全面的正演计算。

在频域中实现粘弹性常 Q 模型的计算较容易。此时,同一层上下波场不再是简单的延迟关系,而同时包含了一个吸收因子。粘性介质频谱表现特征是高频成分吸收快,总体能量在薄层中因传播时间短而衰减缓慢,粘性表现不明显。

采用双分量接收,水平分量 x 接收信息中转换波成分没有被纵波淹没,可看到清晰的特征。而在垂直分量 z 上纵波成分却淹没了转换波。在小于临界角的范围内接收时,反射信息将随偏移距的增大而变弱。总之,综合分析双分量波场信息,可提高解释精度。

频域波场递推法可灵活地处理炮点、检波点的位置,以及纵波源或横波源的入射,为常规水平剖面、VSP 剖面和井间地震记录等多种合成记录的制作提供了可能。

参考文献

- 1 Clint W Frasier. Discrete time solution of plane P-SV waves in a plane layered medium. *Geophysics*, 1970, 35(2): 197~219
- 2 Aminzadeh F and Mendel J M. Non-normal incidence state-space model and line source reflection synthetic seismogram. *Geophysical Prospecting*, 1982, 30(5): 541~568
- 3 Xiao Hong Xu. Downhole synthetic seismic profiles in elastic media. *Geophysical Prospecting*, 1990, 38(2): 139~168
- 4 Ferber R-G. Time-domain computation of non-normal incidence wavefields in plane layered media. *Geophysical Prospecting*, 1988, 36(8): 857~877
- 5 许云. 层状构造理论, 石油工业出版社, 1981
- 6 杨文采. 粘滞性介质中反射地震道合成. 石油地球物理勘探, 1986, 21(6): 615~623
- 7 王彦春, 段云卿. 用褶积形式计算零偏移距 VSP 合成记录. 石油地球物理勘探, 1993, 28(2): 212~217