

Chen L., Wu R S., Chen Y. Construction and application of local scattering matrix based on wavefield extrapolation in the Gabor-Daubechies beamlet domain. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, 47(2): 289 ~ 298

# 基于 Gabor-Daubechies 小波束域波场外推的 散射系数矩阵的计算及其应用

陈凌<sup>1</sup> 吴如山<sup>2</sup> 陈 勇<sup>3</sup>

1 中国科学院地质与地球物理研究所, 北京 100029

2 Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCSC, CA 95064, USA

3 中国地震局分析预报中心, 北京 100036

**摘要** 利用 Gabor-Daubechies (G-D) 小波束域波场分解和传播在空间和方向上的双重局域性, 提出了基于 G-D 小波束域叠前深度偏移进行角度域成像和计算局部散射系数矩阵的方法. 以简单分层模型为例, 对不同探测系统的局部散射系数矩阵分布特征进行分析. 分析结果表明, 在一定的探测系统几何布局下, 由本文方法得到的局部散射系数矩阵能够较真实地反映局部结构的散射 (或反射) 特性. 通过局部散射系数矩阵进一步外推具有不同速度反差的水平界面随角度变化的反射系数, 并估计界面的空间位置和倾角等说明局部散射系数矩阵的潜在应用.

**关键词** 小波束域叠前偏移 角度域成像 局部散射系数矩阵 地震勘探

文章编号 0001-5733(2004)02-0289-10 中图分类号 P315 收稿日期 2003-04-11, 2003-12-02 收修定稿

## CONSTRUCTION AND APPLICATION OF LOCAL SCATTERING MATRIX BASED ON WAVEFIELD EXTRAPOLATION IN THE GABOR-DAUBECHIES BEAMLET DOMAIN

CHEN Ling<sup>1</sup> WU Ru-Shan<sup>2</sup> CHEN Yong<sup>3</sup>

1 Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China

2 Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCSC, CA 95064, USA

3 Center for Analysis and Prediction, China Seismological Bureau, Beijing 100036, China

**Abstract** Based on the localization properties of wavefield decomposition and propagation in the Gabor-Daubechies beamlet (G-D beamlet) domain, a new method for construction of local scattering matrix is proposed in this study. Local scattering matrices from different acquisition systems for simple layered models are constructed and analyzed. The results indicate that the real scattering (or reflection) features of the local structure can be well approximated by the local scattering matrices if reasonable acquisition configurations are employed for data collection. The angle-dependent reflection coefficients for various velocity contrast cases, the space location and the dip angle of the interfaces are also estimated through detailed investigation on the local scattering matrices, which further demonstrates the great potential application of local scattering matrices to fine structure studies.

**Key words** Beamlet domain prestack migration, Angle-domain imaging, Local scattering matrix, Seismic exploration.

**基金项目** 美国加州大学 Santa Cruz 分校模拟成像实验室 WIOPI 项目和中国科学院知识创新工程重大项目 (KZCX1-07) 资助.

**作者简介** 陈凌, 女, 1971 年生, 博士后, 2002 年于中国地震局地球物理研究所获博士学位. 主要从事地震偏移成像方法及应用研究.

E-mail: lchen@mail.igcas.ac.cn

## 1 引言

先进的地震勘探技术,尤其是叠前深度偏移<sup>[1~5]</sup>,极大地推动了复杂结构高分辨率地震成像研究的进步.但随着实际应用对地震成像精度要求的不断提高,偏移结果逐渐不满足于只得到模型结构的单一成像,还需要对波场延拓过程中得到的与角度相关的波场特征等做详细分析,并进一步提取目标结构随角度变化的散射(或反射)特征和岩石物性信息.当采用传统的空间-频率域成像条件时,大多数叠前偏移的成像结果在每一点处只给出一个标量值,而非一个矩阵.这一标量值反映的是模型结构的一种与方向或角度无关的平均散射信息,相当于该处的零偏移距(零入射角)散射系数<sup>[6]</sup>.当模型存在强烈速度反差或者模型结构复杂时,散射系数随入射角或散射角的不同具有明显的变化趋势.这时,零偏移距散射系数不能给出模型介质特征的完整描述,更多的信息需由角度相关的散射系数来提供.这种角度相关的散射系数对于模型速度分析、AVA(Amplitude Versus Angle,振幅随角度的变化)或 AVO(Amplitude Versus Offset,振幅随偏移距的变化)等的研究都具有重要意义.

由于多炮点、多偏移距、多覆盖的叠前地震资料包含了零偏移距叠后资料无法比拟的介质信息,因此,近年来许多研究者都致力于通过各种叠前偏移方法来提取模型空间的角度相关信息. de Bruin 等<sup>[6]</sup>在 Berkhout 的反射矩阵理论<sup>[7]</sup>基础上,发展了一种通过空间-频率域叠前偏移求得介质角度相关散(反)射系数的方法.他们对传统的空间-频率域成像条件作了修改,在波数-频率域将对应于同一射线参数的散射系数分量进行叠加而得到每一空间点最终的随角度变化的散射系数. Fomel 等<sup>[8]</sup>基于 Kirchhoff 叠前时间偏移提出了共反射角时间偏移方法,得到了模型空间点不同反射角的成像结果. Xu 等<sup>[9]</sup>对共炮点和共偏移距偏移(反演)方法在复杂介质中会产生假象的动力学和运动学原因进行了考察,并提出用以消除这种假象的共衍射角偏移(反演)方法. Brandsberg-Dahl 等<sup>[10]</sup>在广义 Radon 变换基础上发展了以散射角(方位角)为参数的共成像点像集的计算方法,并采用倾角聚焦(focusing in dip)达到了压制假象,提高共成像点像集信噪比的目的.在上述方法中,波场外推及角度分析均是以几何射线理论为基础.由射线方法得到的“超精确”的方向

性结果并不能反映波场的真实特征,它违反了类似于 Heisenberg 的测不准原理:不可能同时对波场的位置和方向给出精确的预测.而且,射线方法对于介质的精细结构十分敏感,可能会在复杂区域产生较为严重的误差.在共炮点偏移基础上, Rickett 等<sup>[11]</sup>得到了偏移距域共成像点像集,并根据成像点处散射角与偏移距的关系,进一步将偏移距域共成像点像集转换为角度域共成像点像集.在该方法中,成像过程是基于波动方程来完成的,只是散射角与偏移距的关系需要应用射线的概念得到.但射线近似仅仅应用于成像点的邻近区域,因此具有较高的精度和真实性.该方法提供了由共炮点偏移分析结构角度相关散射特性的一种可能途径.基于波动方程的广义屏方法被普遍认为是处理复杂模型的一种高精度偏移成像方法.金胜汶等<sup>[12]</sup>提出了一种基于共照射角成像条件的偏移距(炮检距)域广义屏偏移算法,发展后的方法能够快速有效地进行波场延拓,并从波场延拓中提取丰富的方向性信息,但需要以局部水平结构为假设条件.

近年来,以波动理论为基础的小波束域波场传播和偏移方法逐渐发展起来<sup>[13,14]</sup>.该方法采用基于 Gabor-Daubechies (GD) 框架或局部余弦基的分解算法替代全局化的傅里叶变换,将波场分解至局部相空间(局部空间-波数域,即小波束域)中,并在该域中由局域化传播算子实现波场的延拓.对于 GD 框架,经平移和调制的高斯窗函数构成了小波束分解的框架基本函数.由理论分析和数值实验结果可以看到,基于 GD 框架分解的小波束域波场外推方法可以有效地应用于叠前地震偏移成像中<sup>[15,16]</sup>.一方面,与传统的全局算子相比,这种小波束域波场局域性传播算子更精确地反映出波场的传播特性,尤其是广角特性;另一方面,空间-波数的双重局域性使得该方法能够提供波场和结构丰富的局部方向性信息,从而可以灵活有效地应用于多种局域性和方向性相关的分析研究中.

## 2 GD 小波束波场的局部平面波分解

对于二维模型,在深度  $z$  处波场的 GD 小波束分解可表示为<sup>[13,14]</sup>

$$u(x, z, \omega) = \sum_m \sum_n \hat{u}_z(\bar{x}_n, \bar{m}, \omega) g_{mn}(x), \quad (1)$$

其中  $\hat{u}_z(\bar{x}_n, \bar{m}, \omega)$  为小波束分解系数,  $\omega$  为圆频率,  $g_{mn}$  为 GD 框架原子

$$g_{mn}(x) = e^{\bar{m}x} g(x - \bar{x}_n), \quad (2)$$

其中  $\bar{x}_n = n \bar{x}$ ,  $\bar{m} = m \bar{x}$ , 且满足  $x < 2 \bar{x}$ ,  $g(x)$  为高斯窗函数. 由 (2) 式可以看到, 每一个小波束 (这里为 GD 框架原子) 均为一个同时具有空间 ( $\bar{x}_n$ :窗口位置) 和方向 ( $\bar{m}$ :局部波数) 局域性的窗口平面波. 小波束在小波束域波场传播算子的作用下进行传播

$$\hat{u}_{z+\bar{z}}(\bar{x}_l, \bar{j}, \bar{m}) = \sum_n \sum_m P(\bar{x}_l, \bar{j}; \bar{x}_n, \bar{m}, \bar{z}) \times \hat{u}_z(\bar{x}_n, \bar{m}, \bar{z}), \quad (3)$$

其中  $P(\bar{x}_l, \bar{j}; \bar{x}_n, \bar{m}, \bar{z})$  为小波束域传播算子, 它包含了局部背景介质中的自由传播算子和涉及横向速度扰动的相位修正算子. 在单向波算子分解和相位屏近似条件下, 可以得到前者的解析表达式; 而基于局部扰动理论, 则可推导出后者的半解析公式<sup>[13,16]</sup>. 在波场外推的每一步, 空间域的波场可由 (4) 式得到的小波束进行重构 (为了简单起见, 下面用  $z$  代替  $z + \bar{z}$ ).

$$u(x, z) = \sum_l \sum_j \hat{u}_z(\bar{x}_l, \bar{j}, \bar{z}) g_l(x) = \sum_j e^{i\bar{j}x} \sum_l g(x - \bar{x}_l) \hat{u}_z(\bar{x}_l, \bar{j}, \bar{z}), \quad (4)$$

即空间每一点的波场均由不同窗口中不同局部波数的所有窗口平面波贡献的叠加构成. 为了提取波场的方向性信息, 与 (4) 式的完全重构相对应, 可以对波场只进行不同窗口贡献的叠加. 通过这种部分重构得到了局部相位 - 空间混合域的波场,

$$u(x, z, \bar{j}, \bar{m}) = e^{i\bar{j}x} \sum_l g(x - \bar{x}_l) \hat{u}_z(\bar{x}_l, \bar{j}, \bar{z}), \quad (5)$$

称如此得到的  $u(x, z, \bar{j}, \bar{m})$  为一个局部平面波, 它是对  $(x, z)$  点有贡献的所有窗口中具有同一局部波数的窗口平面波的 (加权) 叠加. 对于具有局部波数  $\bar{j}$  的局部平面波, 则有

$$\bar{j} = \sin^{-1}(\bar{m} \cdot v(x, z) / \omega), \quad (6)$$

其中  $\bar{j}$  为相对于垂直方向的局部入射角,  $v(x, z)$  为点  $(x, z)$  处的波速.

### 3 局部角度域像矩阵

在叠前深度偏移过程中, 前向传播的源场可以进行局部平面波分解

$$u^S(x, z) = \sum_j \sum_l \hat{u}_z^S(\bar{x}_l, \bar{j}, \bar{z}) g_l(x) = \sum_j u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z}). \quad (7)$$

相应地将地表接收到的散射场反向传播至成像空间, 同样做局部平面波分解

$$u^R(x, z) = \sum_p \sum_q \hat{u}_z^R(\bar{x}_q, \bar{p}, \bar{z}) g_{pq}(x) = \sum_p u^R(x, z, \bar{p}, \bar{z}), \quad (8)$$

式中  $u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z})$  和  $u^R(x, z, \bar{p}, \bar{z})$  分别称为局部入射平面波和局部散射平面波. 由 (6) 式, 可以将  $u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z})$  和  $u^R(x, z, \bar{p}, \bar{z})$  用它们相应的传播角度来表示, 即为  $u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z})$  和  $u^R(x, z, \bar{p}, \bar{z})$ .

以局部入射平面波  $u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z})$  和局部散射平面波  $u^R(x, z, \bar{p}, \bar{z})$  替代总的入射场和总的散射场, 代入成像条件, 并考虑由  $\bar{j}, \bar{p}$  到  $\bar{j}, \bar{p}$  的坐标变换

$$\bar{j} = k \sin \bar{j}, \quad |\bar{d}^-| = |\bar{d}^-| k \cos \bar{j}, \quad \bar{p} = k \sin \bar{p}, \quad |\bar{d}^-| = |\bar{d}^-| k \cos \bar{p}, \quad (9)$$

其中  $k = \omega / v(x, z)$  为波数, 可得局部角度域像矩阵

$$I(\bar{j}, \bar{p}, x, z) = \cos \bar{j} \cos \bar{p} \sum_l |v^2(x, z)| \times u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z}) u^{*R}(x, z, \bar{p}, \bar{z}), \quad (10)$$

其中  $*$  表示复共轭. 显然, 对于一定的入射角  $\bar{j}$  和散射角  $\bar{p}$ , 不同频率对应于不同的局部波数  $\bar{j}$  和  $\bar{p}$ . 由局部角度域像矩阵  $I(\bar{j}, \bar{p}, x, z)$  可以得到最终完整的像

$$I(x, z) = \sum_j \sum_p I(\bar{j}, \bar{p}, x, z). \quad (11)$$

### 4 以入射角 - 散射角对为参数的局部散射系数矩阵

在局部角度域像矩阵的计算式 (10) 中, 以局部入射平面波能量做归一化, 得到以入射角 - 散射角对为参数的局部散射系数矩阵

$$R(\bar{j}, \bar{p}, x, z) = \cos \bar{j} \cos \bar{p} \sum_l |v^2(x, z)| \times \frac{u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z}) u^{*R}(x, z, \bar{p}, \bar{z})}{|u^S(x, z, \bar{j}, \bar{z})|^2}, \quad (12)$$

通过叠前角度域偏移成像所得到的局部散射系数矩阵与真正的局部介质散射系数矩阵是有差别的, 后者是局部介质散射特性的真实反映, 只与介质本身有关; 而前者除与介质特性有关外, 还受到探测孔径、波场传播算子的精度、上覆结构的传播效应等因素的影响. 只有在理想情况下 (探测全孔径, 上覆结构简单, 真振幅传播等), 前者才有可能等价于后者.

目前,绝大多数波场传播算子均不能做到复杂介质中的真振幅传播. 本文所采用的小波束域传播算子是基于波动方程的单向波算子分解和相位屏近似得到的,包含了单向波场传播过程中由于几何扩散而引起的振幅变化,但未计及衰减和透射能量损失. 对于理想的单界面模型,如本文下面数值实验所示,在合理的探测系统几何布局下,由(12)式得到的局部散射系数矩阵能够较真实地反映局部结构的散射(或反射)特性. 本文重点在于探讨探测孔径对局部散射系数矩阵的影响以及局部散射系数矩阵在结构方向性特征分析中的应用. 至于真振幅波场传播的实现以及上覆结构传播效应的影响等,还有待于今后进一步的研究.

由(12)式得到的局部散射系数矩阵  $R(\bar{j}, \bar{p}, x, z)$  与 de Bruin 等求得的散射系数<sup>[6]</sup>不同,后者仅依赖于入射角,而前者则是入射角和散射角共同的函数. 由前者不仅可以进一步求得角度相关的散射(反射)系数,而且可以用于分析局部结构的方向性特征,如确定模型简单反射体的方向等.

考虑一个简单的水平分层模型(图 1a). 界面上、下层的速度分别为  $v_1 = 2000\text{m/s}$ ,  $v_2 = 2200\text{m/s}$ , 速度反差为 10%. 不考虑自由边界等的影响,由二维声波波动方程一次反射波的解析解公式<sup>[17]</sup>,可以产生单个点源的一次反射波地震图(图 1b). 采用 GD 小波束域叠前深度偏移方法,得到了图 1a 模型

空间各点的局部散射系数矩阵  $R(\bar{j}, \bar{p}, x, z)$ . 图 2 给出了由单炮点反射波地震图(图 1b)求出的在界面深度  $z = 600\text{m}$  处不同水平位置的三个点 ( $x_1 = 100$ ,  $x_2 = 128$ ,  $x_3 = 156$ ) 的局部散射系数矩阵  $R(\bar{j}, \bar{p}, x, z_0)$ , 以及相应的局部入射波与局部散射波振幅(其中炮点位于  $(128, 0)$ ). 图 2(a~c) 分别为采用 257 个单边接收点(接收点位于炮点的一侧,见图 1c)的结果,图 2(d~f) 为采用 513 个双边接收点(接收点位于炮点的两侧,见图 1c)的相应结果. 在这两种情况下,接收点间距均为  $d_x = 40\text{m}$ . 可以看到,当双边接收时,3 个目标点的入射波振幅与散射波振幅都关于角度对称分布,散射系数相应地主要集中于  $\bar{j} = -\bar{p}$  的对角线带内(角度正、负的定义如图 1d 所示),这一结果反映了模型水平反射界面的特征;单边接收则不同,尤其对于炮点和接收点趋于目标点同一侧的情况(图 2(b,c)). 由于接收点孔径的限制,部分反射波能量不能被接收到,因而局部入射波能量与局部散射波能量不再关于角度对称,局部散射系数的分布也随之改变,无法由局部散射系数矩阵的特征推测反射界面的倾角,表明接收点的孔径对于单炮点偏移得到的局部散射系数会产生重大影响. 由于模型结构具有横向不变性,因而多炮点偏移得到的局部散射系数矩阵  $R(\bar{j}, \bar{p}, x, z)$  只随深度而变化,而不依赖于  $x$  坐标(边界除外),可

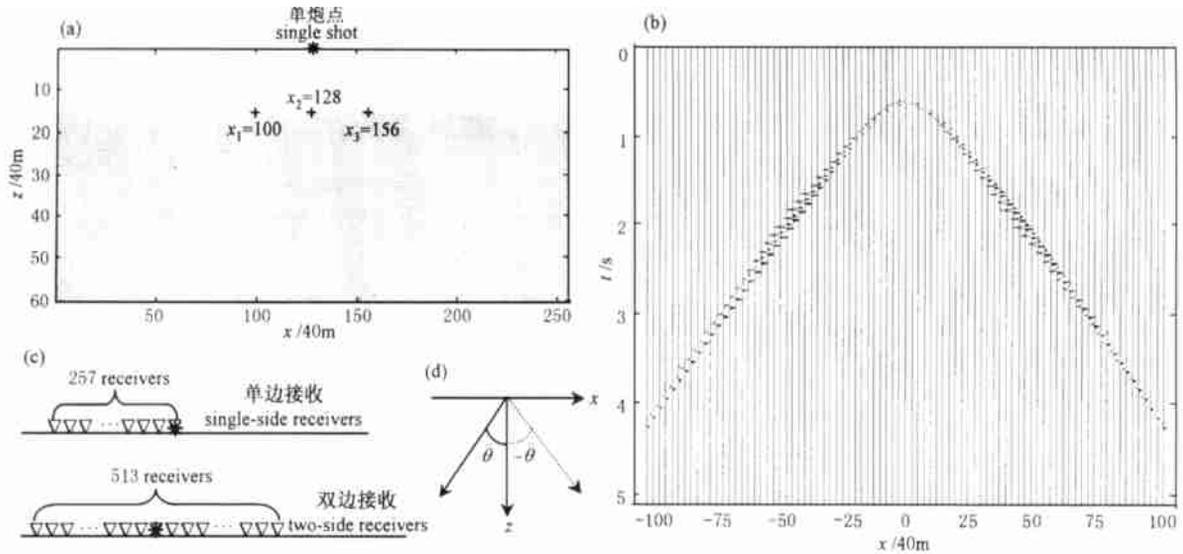


图 1 模型、理论地震图以及参数示意图

(a) 水平分层模型; (b) 单炮点地震图; (c) 单炮点单边和双边接收孔径示意图, \* 表示炮点; (d) 传播角度正、负定义.

Fig. 1 A layered model with horizontal interface, synthetic seismicogram and parameter illustration

(a) A layered model with horizontal interface; (b) Single-shot seismicogram; (c) One-side and two-side receiver apertures for one shot, \*

\* represents the shot; (d) Sign definition of propagation angles.

记为  $R(\bar{r}_j, \bar{r}_p, z)$ . 图 3(a,b) 分别给出采用 256 炮, 炮点间距为  $dx_s = 40m$ , 每炮具有 257 个单边和 513 个双边接收点(图 1c)时、界面深度  $z = 600m$  处的局部散射系数矩阵  $R(\bar{r}_j, \bar{r}_p, z)$ . 显然, 两者在正入射角范围内的特征基本一致, 而对于负入射角, 双边接收时的散射系数与正入射角对称分布; 在单边接收时, 由于接收点记录不到反射波能量, 因此散射系数

的值为 0(图 3a).

对于界面倾斜的情况, 如图 4 所示的两层模型, 该模型界面倾角为  $\alpha = -14^\circ$ (从水平方向向上  $14^\circ$ ), 界面上、下两层的波速分别为  $v_1 = 2000m/s$ ,  $v_2 = 2200m/s$ , 速度反差为 10%. 图 5(a~c) 分别给出只采用单个炮点的 257 道双边接收记录数据得到的界面处 (127, 52)、(151, 46) 和 (175, 40) 3 点(图 4)

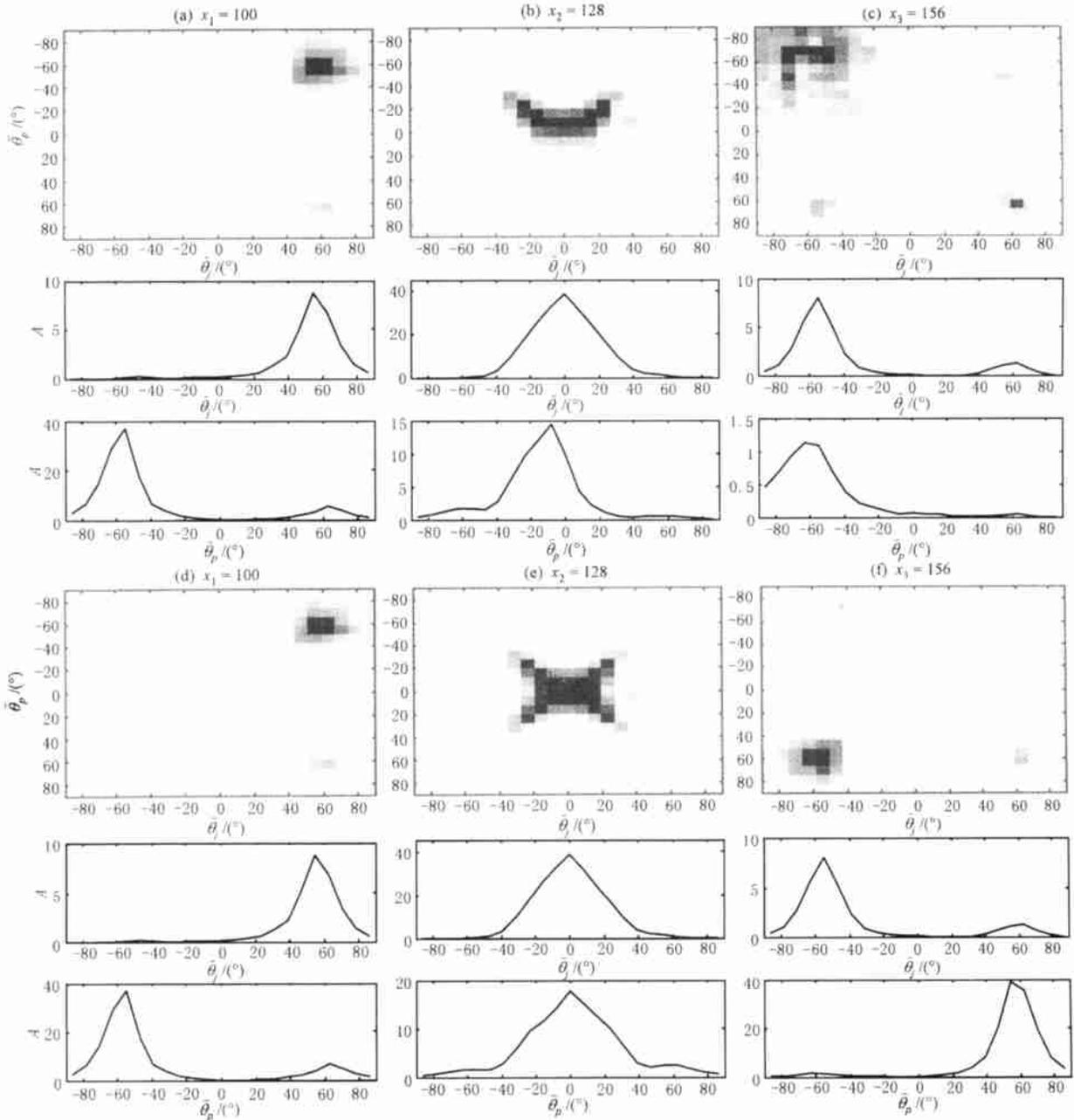


图 2 局部散射系数矩阵及随角度变化的局部入射波和局部散射波振幅

(a)  $x_1 = 100$ , (b)  $x_2 = 128$  和 (c)  $x_3 = 156$  采用 257 点单边接收; (d)  $x_1 = 100$ , (e)  $x_2 = 128$  和 (f)  $x_3 = 156$  采用 513 点双边接收; 单炮点和三个分析点如图 1a 所示.

Fig. 2 Local scattering matrices and angle-dependent amplitudes of local incident and scattered wavefields  
Study points and the single shot are shown in Figure 1a. (a), (b) and (c) are for one-side receiving aperture case (257 detectors); (d), (e) and (f) are for two-side receiving aperture case (513 detectors).

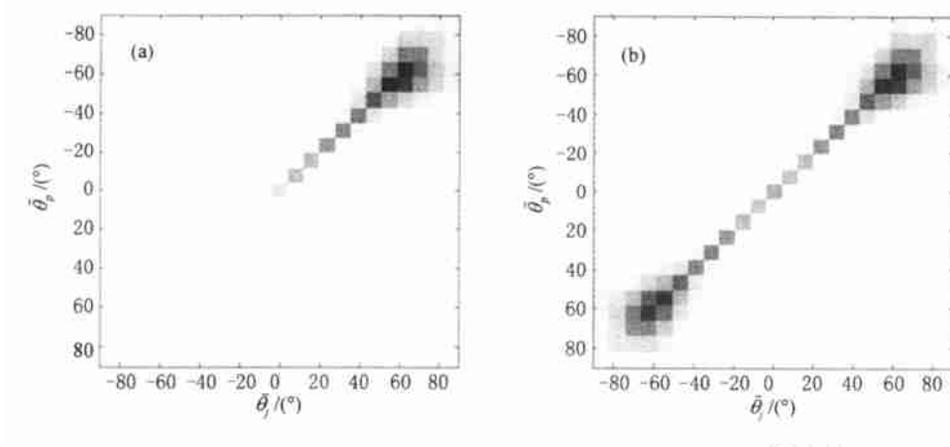


图 3 由 256 炮叠前 GD 小波束偏移得到的局部散射系数矩阵

(a) 采用 257 点单边接收孔径; (b) 采用 513 点双边接收孔径.

Fig. 3 Local scattering matrices for the interface of the layered model (Fig. 1a) by prestack GD beamlet migration using 256 shots

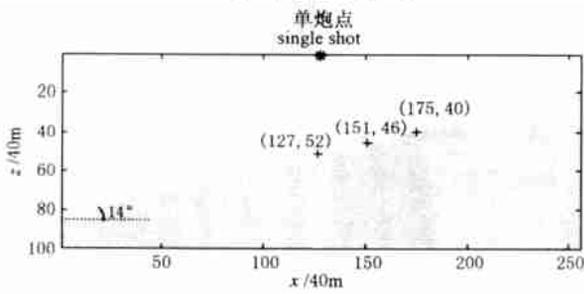


图 4 具有倾斜界面的分层模型

Fig. 4 A layered model with dipping interface

的局部散射系数矩阵. 从图 5 可以看到, 单炮点地震数据得到的界面处不同空间点的局部散射系数矩

阵分布特征与水平界面情况(图 2)不同, 其矩阵元素不再集中于  $\bar{\theta}_j = -\bar{\theta}_p$  的反对角线带内, 而是分布于与反对角线平行的一个带内. 当考虑多炮点时, 具有倾斜界面的模型空间各点的局部散射系数矩阵不再像水平界面那样仅仅依赖于深度  $z$ , 还会随横向坐标  $x$  的不同而变化. 图 5d 是采用 80 炮进行叠前偏移得到的 (151, 46) 点处的局部散射系数矩阵, 更清楚地显示出倾斜界面散射系数的带状分布特征. 对于非平界面反射体, 相应的局部散射系数矩阵将不再为简单的带状分布, 而会变得更为复杂. 在这种情况下, 需要进行额外的分析处理来提取模型的结构信息.

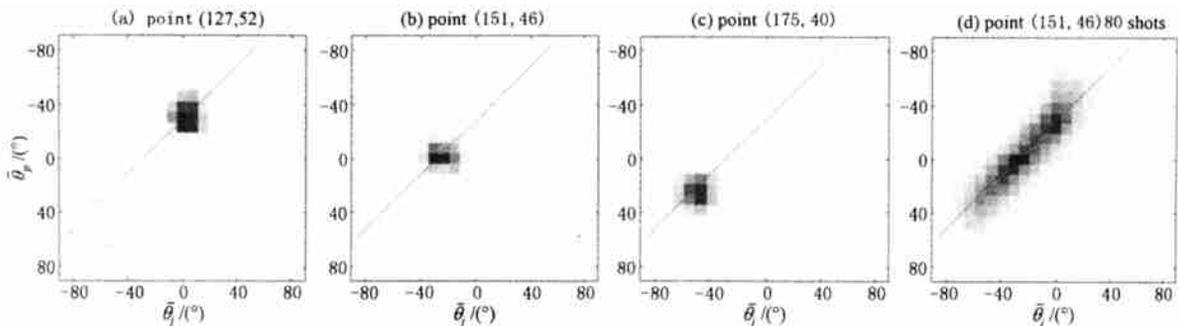


图 5 倾斜界面(图 4)处不同点的局部散射系数矩阵

(a), (b) 和 (c) 是单炮点偏移结果: (a) (127, 52) 点; (b) (151, 46) 点; (c) (175, 40) 点; (d) (151, 46) 点 80 炮偏移结果.

各图中的虚线为界面真实倾角 ( $\alpha_d = -14^\circ$ ) 所对应的反对角线平行线.

Fig. 5 Local scattering matrices of the points at the dipping interface

(a), (b) and (c) are resulted from single-shot migration. (a) for the point (127, 52); (b) for the point (151, 46);

(c) for the point (175, 40). (d) for the point (151, 46) using 80 shots.

### 5 不同入射 - 散射角的散射能量分析

具有不同方向特性的局部散射体,其散射能量在以入射角 - 散射角为参数的散射矩阵中必然表现出不同的分布特征. 作为一个例子,图 6a 和 6b 分别给出毫无方向性的点散射体和具有强方向性的平

面反射体在均匀介质中的散射能量矩阵. 由图 6 很容易区分这两种散射体. 对于上述由 GD 小波束域得到的局部散射系数矩阵,其矩阵元素与散射能量具有类似的分布特征,更为重要的是,可以根据不同的研究目的,通过对局部散射系数矩阵的分析,从中进一步提取更详细的结构方向性信息. 图 7 显示出几种可能的分析途径.

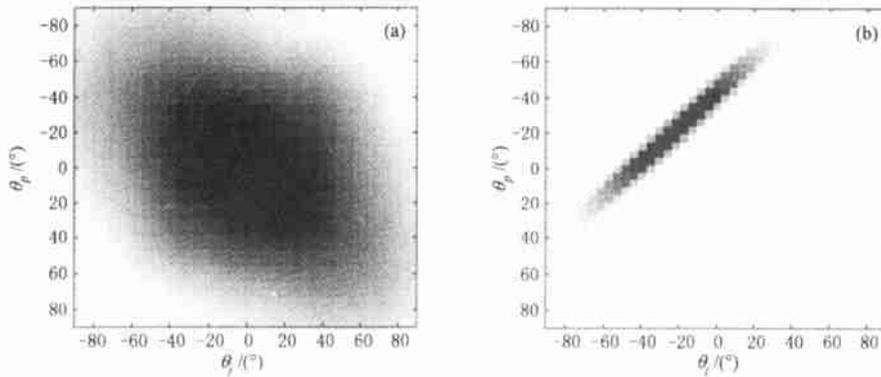


图 6 散射能量分布矩阵

(a) 点散射体;(b) 平面反射体.

Fig. 6 Scattering energy matrices

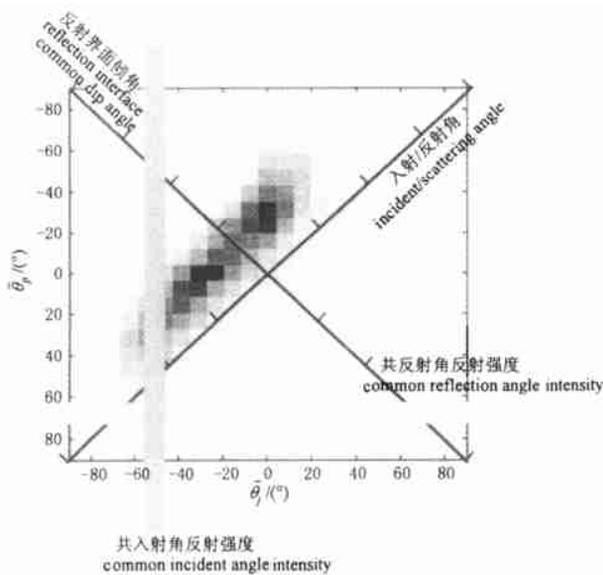


图 7 局部散射系数矩阵的几种应用途径

Fig. 7 Applications of the local scattering matrix

#### 5.1 随角度变化的反射系数计算

对于简单的反射体,其界面上各点的局部散射系数矩阵表现出与反对角线平行的带状分布. 在这种情况下,通过坐标变换

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_n &= (\bar{\theta}_j + \bar{\theta}_p)/2, \\ \bar{\theta}_r &= (\bar{\theta}_j - \bar{\theta}_p)/2, \end{aligned} \tag{13}$$

将散射系数分布带内各点的入射角 - 散射角对  $(\bar{\theta}_j, \bar{\theta}_p)$  变换为相应的局部法线角和相对于法线的反射角(入射角)对  $(\bar{\theta}_n, \bar{\theta}_r)$ ,并将具有同一反射角(入射角)、不同法线方向的散射系数取平均,得到相应的反射角(入射角)所对应的反射系数

$$R(\bar{\theta}_r, x, z) = \frac{1}{N_n} \sum_n R(\bar{\theta}_n, \bar{\theta}_r, x, z), \tag{14}$$

其中  $N_n$  为参与叠加的  $\bar{\theta}_n$  个数. 图 8 显示了采用上式分别由图 3a、3b 中的局部散射系数矩阵计算的随

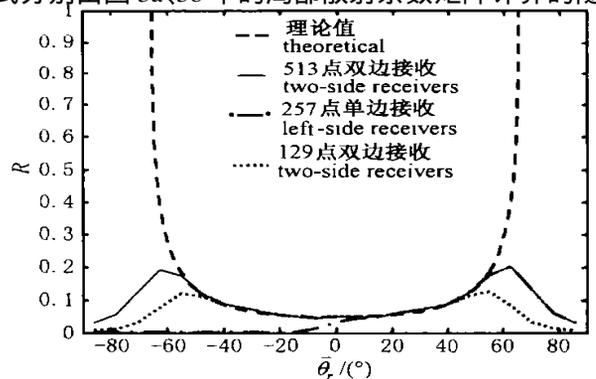


图 8 由局部散射系数矩阵得到的水平分层模型界面处随角度变化的反射系数 R

Fig. 8 Angle-dependent reflection coefficients at the interface obtained from the local scattering matrices for the horizontal layered model with 10 % velocity contrast

角度变化的反射系数. 作为对比,图中虚线给出了速度反差为 10% 时随角度变化的反射系数理论值. 可以看到,在小于 10% 速度反差对应的临界角 ( $\pm 65^\circ$ ) 范围内,双边接收时反射系数的计算结果与理论值非常吻合;对于接近临界角及更大的角度,两者则差别较大,这是由于利用反射波记录无法得到临界角以外的衰减波能量的缘故. 另外,即使在双边接收情况下,有限的接收孔径也会丢失部分大角度反射波能量,因而造成大角度反射系数与理论值的偏差. 为了进一步说明接收孔径对反射系数值的影响,图 8 中还给出了只采用靠近炮点的 129 点双边接收得到的反射系数,在这种情况下,显然大角度

反射波的能量在地震图中缺失的更多,因此在更大角度范围内计算得到的反射系数与理论值不吻合. 由此可见,接收孔径大小是影响叠前偏移反射系数计算值的重要因素. 另一方面,在图 8 中,单边接收孔径对正角度反射系数的影响仅仅表现在 0 附近的小角度上,而对于其他正角度,单、双边接收结果基本一致. 由于正、负角度的反射系数呈对称分布,因此,对于水平界面模型,当单边接收孔径与双边接收一侧孔径相当时,在多炮点情况下,完全可以由单边接收替代双边接收来求得角度相关的反射系数. 但当所考虑的模型存在倾斜界面时,单、双边接收孔径可能会对反射系数的计算结果产生重大影响.

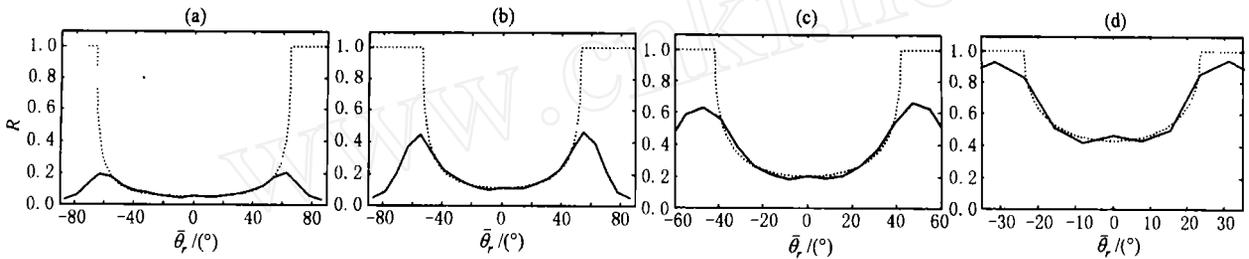


图 9 水平分层模型界面处角度相关的反射系数

采用 256 炮, 每炮 513 点双边接收孔径, 速度反差分别为: (a) 10%; (b) 25%; (c) 50%; (d) 150%; 点线为理论值, 实线为 513 点双边接收的计算结果.

Fig. 9 Angle-dependent reflection coefficients at the horizontal interface with different velocity contrasts using 256 shots with 513 two-side detectors

采用同样方法,对更大速度反差的情况(25%、50%和 150%)采用与计算图 3b 的局部散射系数矩阵相同的探测系统,即共 256 炮,每炮具有 513 个双边接收点,来进行叠前偏移,并计算了水平界面处角度相关的反射系数,分别示于图 9(b~d)中. 作为对比,图 9a 给出了在相同探测系统下得到的速度反差为 10% 的反射系数(图 8 中的实线). 可以看到,在小于临界角的角度范围内,反射系数的计算结果与理论值十分接近,而且速度反差越小,近似程度越好.

5.2 反射界面空间位置及倾角估计

对于具有平界面(水平或倾斜)的简单反射体,可以根据其局部散射系数矩阵估计反射体的空间位置及倾斜方向. 以图 1a 的水平分层模型为例,考虑 10% 速度反差的情况,对整个深度范围的局部散射系数矩阵  $R(\bar{r}_j, \bar{r}_p, z)$  采用上述方法,计算相应的角度相关的反射系数. 图 10 给出了不同深度  $d$  处反射系数随反射角( $\theta$ )的变化. 该图清楚地显示出界面深度的位置(600m).

简单反射体界面处每一点的局部散射系数矩阵

都具有平行于反对角线的带状分布特征. 由(13)式可知,反对角线上( $\bar{r}_j = -\bar{r}_p$ )的所有矩阵元素都对

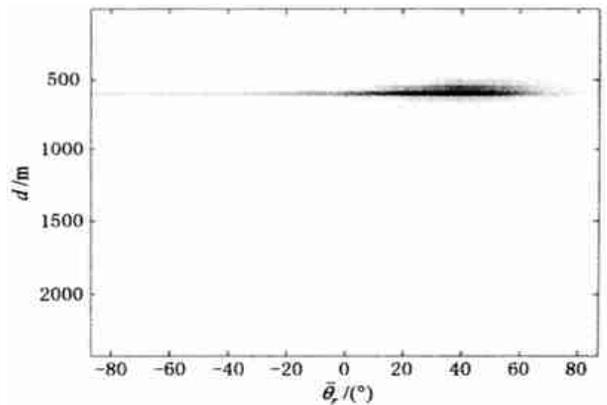


图 10 水平分层模型(图 1a)不同深度处角度相关的反射系数灰度图

速度反差为 10%,采用 256 炮,每炮 513 点双边接收孔径得到,灰度的深浅与反射系数的大小成正比.

Fig. 10 Angle-dependent reflection coefficients at different depths for the horizontal layered model

The result is for 10% velocity contrast and using 256 shot with 513 two-side detectors for each shot. The depth ( $z = 600\text{m}$ ) of the horizontal interface can be seen clearly from the figure.

应于零倾角反射面的反射系数(例如图 3 的局部散射系数矩阵). 而对于偏离反对角线,与反对角线平行的散射系数带状分布情况,散射系数分布带中心线上的入射角与散射角具有如下关系

$$\bar{\theta}_j = -\bar{\theta}_p + \alpha_n, \quad (15)$$

其中  $\alpha_n$  为从散射系数分布带到反对角线的相对角度. 同样由 (13) 式可知,该条带上的散射系数对应于具有  $\bar{\theta}_n = \alpha_n/2$  法线方向的倾斜界面. 也就是说,在局部散射系数矩阵中,任何一条反对角线的平行线都对应于一个具有固定倾角(与  $\bar{\theta}_n$  垂直)的界面. 而界面倾角则可以通过测量该平行线与反对角线的距离(所对应的角度差)得到. 因此,由局部散射系数矩阵的分布特征可以对简单反射体的倾角进行估计. 对于图 4 所示的倾斜界面,图 5(a~d)局部散射系数矩阵中的虚线给出了界面真实倾角( $\alpha_d = -14^\circ$ )所对应的平行线. 可以看到,散射系数均集中分布于该平行线周围. 测量图 5d 中散射系数分布带到反对角线的距离,求得相应的平均角度差为  $\bar{\theta}_d = -13.9^\circ$ ,与真实倾角  $\alpha_d = -14^\circ$  符合得很好.

对于更一般的情况,为了分析反射体的局部倾斜方向,类似 (14) 式,需要对局部散射系数矩阵进行积分,但这里是沿相对于法线的反射角(入射角)  $\bar{\theta}$  积分,计算不同倾角  $\bar{\theta}_n$  所对应的反射总强度

$$R_t(\bar{\theta}_n, x, z) = \frac{1}{N_r} \sum_r R(\bar{\theta}_n, \bar{\theta}_r, x, z), \quad (16)$$

通过这种方法,对于反射体上的每一点都可以得到其随倾角变化的反射总强度分布,从而可以进一步分析该反射体的方向性特征. 作为一个简单的例子,采用上述方法计算了图 5d 局部散射系数矩阵所对应的空间点的倾角反射总强度分布,如图 11 所示. 对于这种简单的倾斜平界面模型,倾角反射总强度集中分布于真实倾角周围,较好地反映了反射体的方向性特征. 显然,倾角反射总强度分布越集

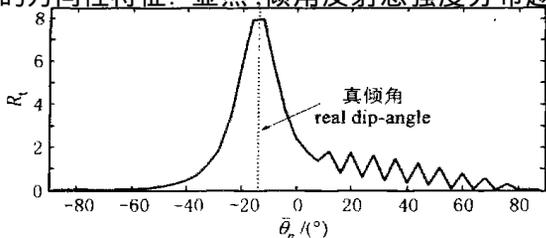


图 11 由图 5d 所示的局部散射系数矩阵得到的倾角反射总强度分布

Fig. 11 Dip-angle reflection intensity distribution obtained from the local scattering matrix shown in Fig. 5d

中,反射体在该空间点处的方向性也越显著. 但当反射体结构较为复杂时,其每一点的倾角反射总强度分布可以具有任意形式.

### 5.3 其他应用

按照与上述计算倾角强度类似的方法,将局部散射系数矩阵沿不同的方向进行叠加,可以得到更多的方向性相关的局部信息. 例如,将散射系数沿矩阵的水平坐标叠加,相当于在 (12) 式中对入射角  $\bar{\theta}_j$  进行叠加

$$R_t(\bar{\theta}_p, x, z) = \sum_j R(\bar{\theta}_j, \bar{\theta}_p, x, z) = \cos \bar{\theta}_p \sum_j \cos \bar{\theta}_j \sum \frac{u^S(x, z, \bar{\theta}_j) u^{*R}(x, z, \bar{\theta}_p)}{|u^S(x, z, \bar{\theta}_j)|^2}, \quad (17)$$

从而得到了空间每一点处不同散射角所对应的散射总强度. 同样,在局部散射系数矩阵中将散射系数沿垂直坐标进行叠加(对散射角叠加),可以得到不同入射角所对应的散射总强度  $R_t(\bar{\theta}_j, x, z)$ . 这些结果为分析叠前偏移过程中模型结构特征及波场对不同入射或散射方向的响应强度提供了重要信息.

## 6 结 论

地震成像或反演的目的在于提取结构的真正的局部散射(反射)信息. 基于 GD 小波束域波场分解和传播在空间和方向上的双重局域性,发展了由 GD 小波束域叠前深度偏移进行角度域成像和计算局部散射系数矩阵的方法. 对于简单模型,在合理的探测系统几何布局下,如此得到的局部散射系数矩阵能够较真实地反映局部结构的散射(或反射)特性. 数值实验表明,本文的方法可以有效地提取多炮点、多偏移距、多覆盖地震资料中包含的模型介质与角度有关的信息,通过对局部散射系数矩阵的计算,可以进一步得到反射体随角度变化的反射系数,估计局部简单反射体的位置和结构方向特性(如反射平界面的倾角等). 波场和结构角度相关信息的有效提取对于进行模型速度分析、AVA 或 AVO 等的研究也提供了一条新的可能途径. 这将是我们下一步的研究工作.

### 参考文献

[1] 杨长春,刘兴材,李幼铭等. 地震叠前深度偏移方法流程及应

- 用. 地球物理学报, 1996, **39**(3): 409 ~ 415  
 Yang C C, Liu X C, Li Y M, et al. A methodology for seismic prestack depth migration. *Chinese J. Geophys. (Acta Geophysica Sinica)*, 1996, **39**(3): 409 ~ 415
- [ 2 ] 马在田. 地震偏移成像技术——有限差分偏移. 北京: 石油工业出版社, 1989  
 Ma Z T. Seismic Migration and Imaging Techniques —— Finite Difference Migration. Beijing: Petrol. Ind. Pub., 1989
- [ 3 ] Audebert F, Nichols D, Rekdal T, et al. Imaging complex geologic structure with single arrival Kirchhoff pre-stack depth migration. *Geophysics*, 1997, **62**(5): 1533 ~ 1543
- [ 4 ] Stoffa P L, Fokkema J T, de Luna Freire R M, et al. Split-step Fourier migration. *Geophysics*, 1990, **55**(4): 410 ~ 421
- [ 5 ] 陈生昌, 曹景忠, 马在田. 叠前地震数据的平面波深度偏移法. 地球物理学报, 2003, **46**(6): 821 ~ 826  
 Chen S C, Cao J Z, Ma Z T. A method of plane wave depth migration for pre-stack seismic data. *Chinese J. Geophys. (in Chinese)*, 2003, **46**(6): 821 ~ 826
- [ 6 ] de Bruin C G M, Wapenaar C P A, Berkhout A J. Angle-dependent reflectivity by means of prestack migration. *Geophysics*, 1990, **55**(9): 1223 ~ 1234
- [ 7 ] Berkhout A J. Seismic Migration: Imaging of Acoustic Energy by Wave Field Extrapolation, A Theoretical Aspects. Elsevier Science Publ. Co., Inc. 1985
- [ 8 ] Fomel S, Prucha M. Angle-gather time migration. *Stanford Exploration Project*, 1999, **100**: 359 ~ 368
- [ 9 ] Xu S, Chauris H, Lambar é G, et al. Common-angle migration: A strategy for imaging complex media. *Geophysics*, 2001, **66**(6): 1877 ~ 1894
- [ 10 ] Brandsberg-Dahl S, de Hoop M V, Ursin B. Focusing in dip and AVA compensation on scattering-angle/azimuth common image gathers. *Geophysics*, 2003, **68**(1): 232 ~ 254
- [ 11 ] Rickett J E, Sava P C. Offset and angle-domain common image-point gathers for shot-profile migration. *Geophysics*, 2002, **67**(3): 883 ~ 889
- [ 12 ] 金胜汶, 许士勇, 吴如山. 基于波动方程的广义屏叠前深度偏移. 地球物理学报, 2002, **45**(5): 684 ~ 690  
 Jin S W, Xu S Y, Wu R S. Wave equation based prestack depth migration using generalized screen propagator. *Chinese J. Geophys. (in Chinese)*, 2002, **45**(5): 684 ~ 690
- [ 13 ] Wu R S, Chen L. Wave propagation and imaging using Gabor-Daubechies beamlets. In: Shang E C, Li Q, Gao T F eds. Theoretical and Computational Acoustics. 2001. 661 ~ 670
- [ 14 ] Wu R S, Wang Y, Gao J H. Beamlet migration based on local perturbation theory. 70th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 2000. 1008 ~ 1011
- [ 15 ] Chen L, Wu R S, Chen Y. Target-oriented prestack beamlet migration using Gabor-Daubechies frames. 72nd Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 2002. 1356 ~ 1359
- [ 16 ] 陈凌. 小波束域波场的分解、传播及其在地震偏移成像中的应用 [ 博士论文 ]. 北京: 中国地震局地球物理研究所, 2002  
 Chen L. Beamlet-domain wavefield decomposition, propagation and its applications in seismic migration/imaging [ Ph. D. thesis ]. Beijing: Institute of Geophysics, China Seismological Bureau, 2002
- [ 17 ] Aki K, Richards P G. Quantitative Seismology: Theory and Methods, Volumn I. San Francisco: W. H. Freeman and Company, 1980. 201