

地球物理技术汇编

DIQIU WULI JISHU HUIBIAN

第 16 辑

1991

地球物理技术汇编

DIQIU WULI JISHU HUIBIAN

第十六辑 一九九一年

目 录

二维弹性介质的高斯射线束法.....	缪林昌 (1)
关于应用 Radon 变换进行剩余静校正的原理.....	傅旦丹 (10)
应用地震信息研究碳酸盐岩储层物性.....	程永明 (15)
川东大池干井构造石炭系储层的横向预测.....	张 红 等(32)
大王庄滩沙体储层分布范围预测.....	詹世凡 (44)
用地震水平叠加时间剖面直接寻找气藏.....	顾先觉 (54)
瞬时相位在川中—川南过渡带油气勘探中的应用.....	向鼎璞 (64)
✓利用 VSP 资料解释 W13-169 井区的油层展布.....	刘春晓 (76)
大港探区 VSP 的地质应用.....	郭德荣 等(86)
VSP 各波场能量的空间展布.....	唐文祥(109)
AVO 反演软件研制与处理方法.....	曲寿利(121)
倾斜地层真厚度的求取及等厚图的制作.....	王晓祥(131)
地层倾角校正浅谈.....	张玺科(140)
地震层速度用于地质解释的精度要求及其地质结论的可靠性分析.....	庞雄奇 等(143)
最佳组合参数的定量化设计.....	梁传坤(154)
组合有效基距的合理选择.....	梁传坤(160)
变速成图的实用方法.....	傅连义(165)
表层不均匀性对地震勘探的影响及其勘察.....	蔡大江(170)
用回归直线法求 v_0 、 β 参数.....	刘 丰(174)
速度滤波和反褶积处理实例.....	白志信(179)
海上高分辨率地震勘探的野外采集技术.....	董寿彬 等(186)
数字地震仪低噪声瞬时浮点放大器的设计.....	袁子龙 等(193)
TNT 炸药的勘探效果分析.....	范国增(200)
延迟组合爆炸浅析.....	王丙坤(203)
彭场构造宽线地震应用效果.....	袁小军(206)
石油物探微机绘图软件包.....	张清 等(211)
用程序识别模拟爆炸信号——硬件软化一例.....	李生福(216)

CSAMT 在百色、合浦盆地的应用	魏书军(219)
浅谈 SMT-100 型检波器测试仪的正确使用	黄永炘(226)
采用记录纵式排列显示节约静电纸	撒利明 等(229)
VERSATEC C2700 系列热敏绘图仪消耗品的重复使用	万连顺 等(233)
过期感光胶片或相纸的特殊处理	万福生(235)

二维弹性介质的高斯射线束法

缪林昌

(地矿部石油物探研究所)

摘 要

缪林昌：二维弹性介质的高斯射线束法《地球物理技术汇编》，(16) 1991：1~9

高斯射线束法不同于普通的两点射线追踪，它沿射线处处正则，并具有比普通射线方法更灵活、更适合于处理各种复杂地质情形和计算速度快的特点。本文应用高斯射线束理论对两个特殊构造模型进行理论地震记录合成，显示出高斯射线束处理奇异区域的优越性，同时分析了薄层礁块对波场特征的影响。

主题词：地震数据处理 高斯射线束法 弹性介质

前 言

射线方法是一种典型的高频近似方法，它已在地震勘探中广泛应用。但是，普通射线方法有其局限性，比如在焦散区、临界区等奇异区精度很差，射线振幅对模型结构特别敏感。

80年代初 Cerveny 等人提出的高斯射线束法，把射线方法的广泛适用性和波动方程的高精度结合起来，是处理弹性介质中波传播的有效方法。其优点有：①高斯射线束沿射线处处正则，这就消除了奇异性；②高斯射线束对模型细节不十分敏感，其积分叠加包含有某种与频率有关的光滑作用；③高斯射线束方法不需要繁锁的两点射线追踪，且计算速度快。对于高斯射线束法，Cerveny 等 (1982, 1983, 1984, 1985)，Nowack 和 Aki (1984)，George 等 (1987) 都曾做过不少工作。George 等曾将高斯射线束合成地震记录与数值法计算结果作过比较，表明高斯射线束法是一种简便、快速的有效方法，是射线法的有效推广。

本文利用高斯射线束法对两个特殊构造进行了理论合成，得到了较为理想的结果，同时分析了薄层礁块对其周围波场特征的影响。

高斯射线束理论简介

高斯射线束法就是在射线中心坐标系利用高频抛物近似来求解弹性动力学方程，并

进行运动学和动力学追踪，以求出沿中心射线上和中心射线附近邻域内的波场调和解，最后积分求和。

首先求解运动学追踪系统，射线方程为

$$\begin{cases} \frac{dx_i}{ds} = v p_i \\ \frac{dp_i}{ds} = -v^{-2} \frac{\partial v}{\partial x_i} \end{cases} \quad (i = 1, 2) \quad (1)$$

初始条件为

$$x(s_0) = x_0$$

$$p(s_0) = p_0$$

其中： x 是沿射线的位置坐标； p 是射线慢度的切向量，在弹性介质中对 P 波有 $v = \alpha$ ，

对于 S 波有 $v = \beta$ 。

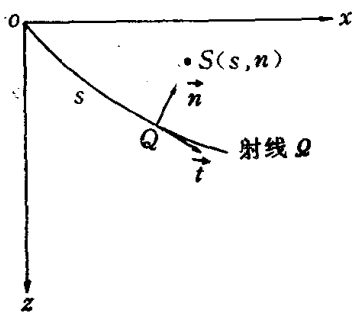


图 1 中心射线坐标示意图

高斯射线束法的第二步是在射线中心坐标中进行高频抛物近似，并求解弹性动力学方程。射线中心坐标是沿某一特定射线的一个正交曲线坐标系。

如图 1 所示，设由射线追踪系统得到的某条射线轨迹为 Q ，引入射线中心坐标 (s, n) ，坐标系 (s, n) 的两个矢标是由两个单位矢量 $\vec{t}$ 和 $\vec{n}$ 组成的。

其中 $\vec{t}$ 为射线上点 Q 处的切向单位矢量； $\vec{n}$ 为 Q 点处的法向单位矢量； s 为由某参考点 o 沿射线到 Q 点的射线长度； n 为某点 S 到 Q 点的垂直距离。在射线中心坐标系中，无限小长度微元为

$$dr^2 = h_s^2 ds^2 + h_n^2 dn^2 \quad (2)$$

比例因子分别为

$$\begin{cases} h_s = 1 + v^{-1} v_{,n} n \\ h_n = 1 \end{cases} \quad (3)$$

v 和 $v_{,n}$ 在中心射线上估值。

在 2-D 介质中，频率域中的 P-SV 波高斯射线束的位移主分量（即弹性动力学方程的解）为

$$\begin{aligned} \vec{u}_s(s, n, \omega, t) = & \left[\frac{v(0)p(0)q(0)}{v(s)p(s)q(s)} \right]^{1/2} \cdot \\ & \cdot \exp \left[-i\omega \left(t - \int_0^s \frac{ds}{v(s)} \right) + \frac{1}{2} M(s) n^2 \right] \vec{a}(s) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\vec{a}(s) = \begin{cases} \vec{t} & \text{为 P 波} \\ \vec{n} & \text{为 S 波} \end{cases}$$

其中 $p(s)$, $q(s)$ 满足

$$\frac{d}{ds} \begin{bmatrix} q \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & v \\ -v^{-2}v_{,nn} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q \\ p \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$M(s) = p(s)/q(s)$$

对于高斯射线束, $p(s)$ 、 $q(s)$ 又可写成

$$\begin{cases} q(s) = \varepsilon q_1(s) + q_2(s) \\ p(s) = \varepsilon p_1(s) + p_2(s) \end{cases} \quad (6)$$

$p(s)$ 、 $q(s)$ 满足式 (5) , ε 为复参数。式 (5) 的线性独立基本解矩阵为

$$\pi(s) = \begin{bmatrix} q_1(s) & q_2(s) \\ p_1(s) & p_2(s) \end{bmatrix} \quad (7)$$

式 (5) 的初始条件为

$$\pi(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & v_0^{-1} \end{bmatrix} \quad (8)$$

同时要求

$$\begin{cases} q(s) \neq 0 \\ \text{Im}(p(s)/q(s)) > 0 \end{cases} \quad (9)$$

给出的解集中于射线附近, 而且正则, 即使在奇异区域, 振幅也不会出现奇异。

高斯射线束法的最后一步是将射线束的解对某一给定源的权函数 $\Phi(\delta)$ 进行加权求和。对于点源来说 δ 表示射线的出射角。因此

$$\begin{aligned} \vec{u}(x, t) = & \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^\infty \int_{\delta_0}^{\delta_m} \Phi(\delta) F(\omega) \cdot \\ & \cdot \vec{u}_g(s, n, \omega, t) d\delta d\omega \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $F(\omega)$ 为源的谱函数。 $f(t)$ 为源的时间函数, 即

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int F(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega$$

δ_0 、 δ_m 必须选择得当, 要求使得射线正好能覆盖目标区域, 且包括其邻域。

高斯射线束法理论合成程序思想简介

高斯射线束法合成地震记录的基本方法是依据能量沿运动学追踪系统及斯奈尔定律所确定的传播轨迹而进行的。首先是射线的运动学追踪。高斯射线束法不象普通的射线方法要进行繁锁的两点追踪, 它不一定要要求接收点位于高斯射线束的中心射线上, 只要求高斯射线束击中接收点的有效邻域即可。因此, 高斯射线束法的计算速度要比普通射线

法快得多。此外，高斯射线束法还要进行动力学追踪，最后在接收点处进行高斯求和。

在实际计算过程中，为了进一步提高计算速度，在接收点处进行高斯求和时，用一个窗函数乘以 $\vec{u}(s, n, \omega, t)$ ，这个窗函数要求在正则区域之外为零。一般窗函数的大小与接收点处的有效邻域相当。

高斯射线束法的程序流程为：

模型参数化→运动学追踪→动力学追踪→产生高斯码→高斯求和→合成地震记录

计 算 实 例

菱形透镜体的高斯射线束合成记录

为了说明和证实高斯射线束法的使用效果，我们选择模型 I（图 2）进行高斯射线束理论合成，其参数见表 1。该模型为平行层中夹有一菱形低速透镜体。

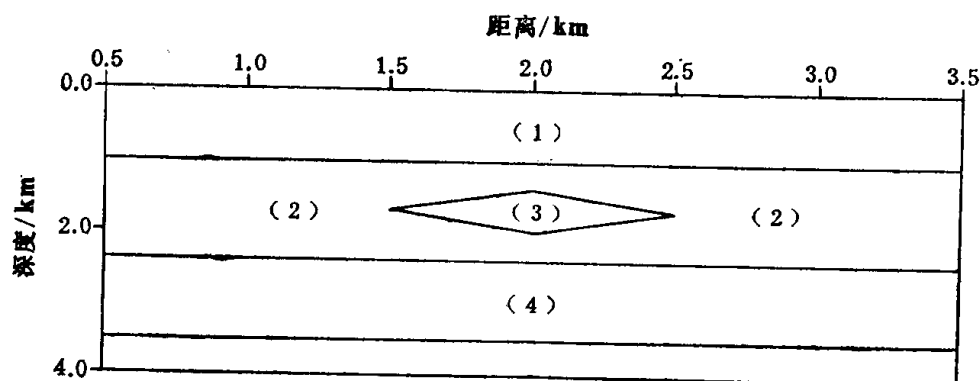


图 2 模型 I

表 1 模型 I 物性参数表

层 序	v_p km/s	v_s km/s	ρ g/cm ³
1	2.90	1.20	1.94
2	3.00	1.22	2.16
3	2.40	1.16	2.15
4	3.50	2.10	2.34

在对模型 I 进行高斯射线合成时，采用共炮点记录方式，从源点发出 181 条射线，射线之间的出射角的角度步长为 0.3° 。图 3 为模型 I 的反射 P 波高斯射线合成记录。图 4 为模型 I 的反射 P 波和 PS 波高斯射线合成记录。从合成记录上明显看出：透射体的顶界面反射能量相对较弱，因为反射波能量在此界面上被发散；而透镜体的底界面反射波能量相对要强一些，因为反射能量在此界面上有聚焦作用。这一现象可从图 5 和图 6 的射线图上得到答案。值得庆幸的是，尽管菱形透镜体的上、下边界都属于奇异区域，而高斯射线束合成记录所得到的反射波能量并没有出现奇异现象。这正是高斯射线

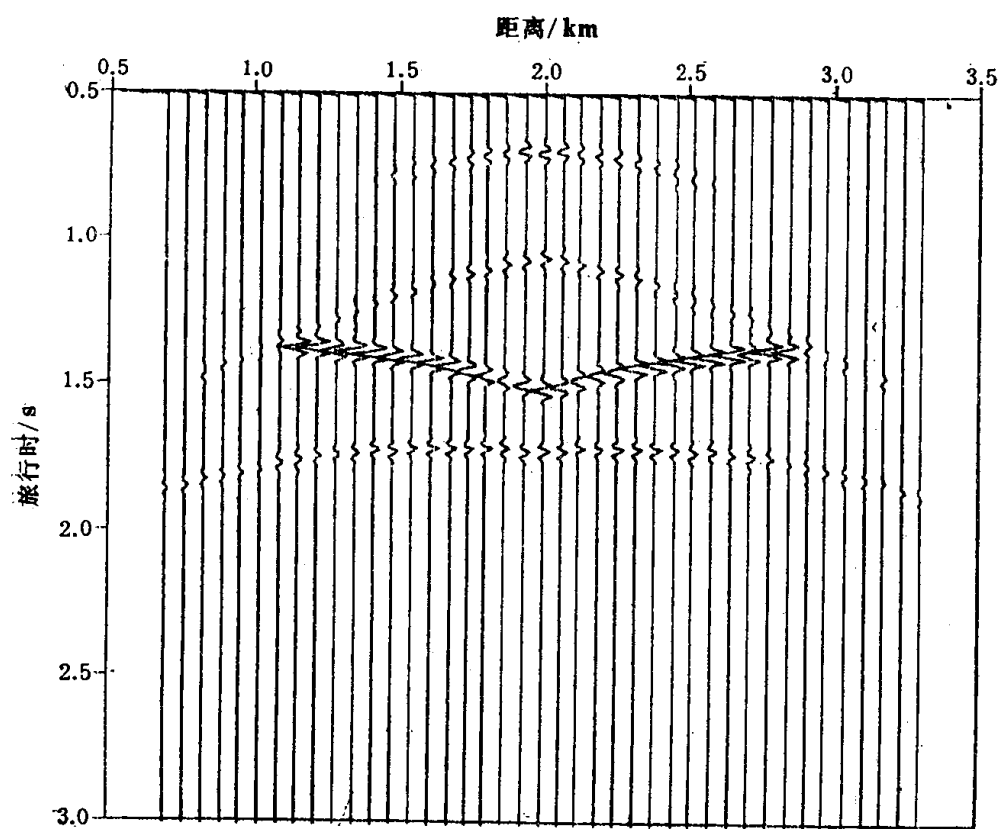


图 3 模型 I 的 P 波高斯射线束合成记录

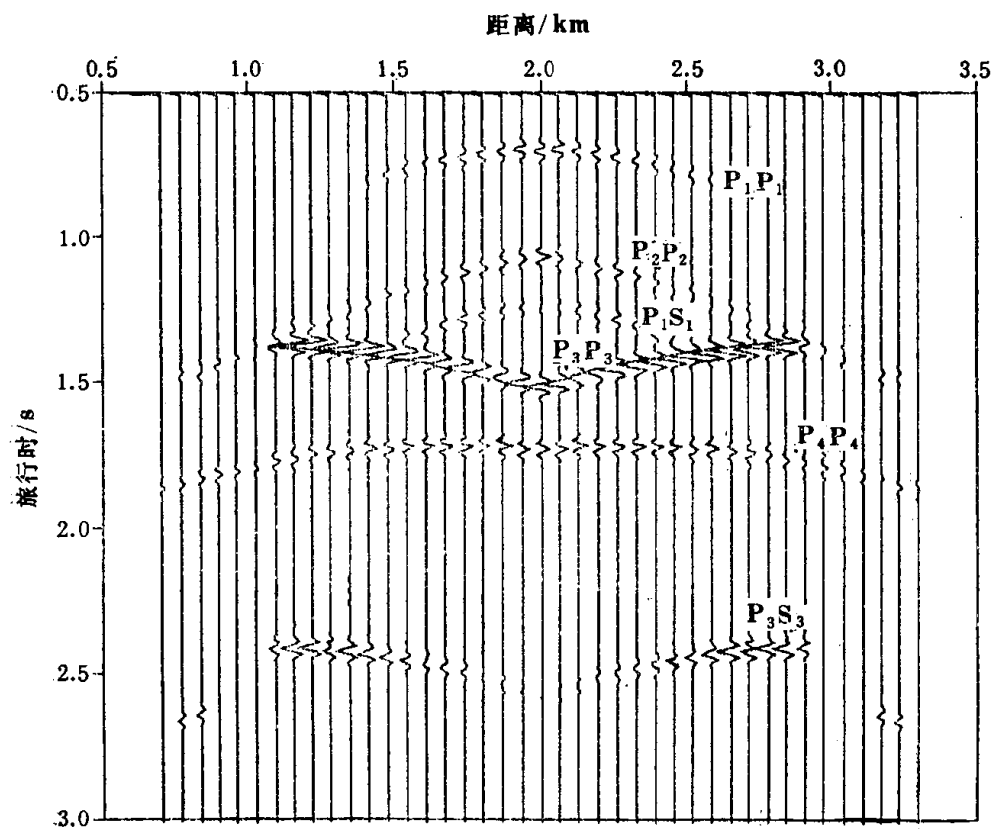


图 4 模型 I 的 P 波和 PS 波高斯射线束合成记录

束法的优点所在。虽然在图 4 上没有看到透镜体顶界面的反射 PS 波，这是因为转换波本身的能量就很小。

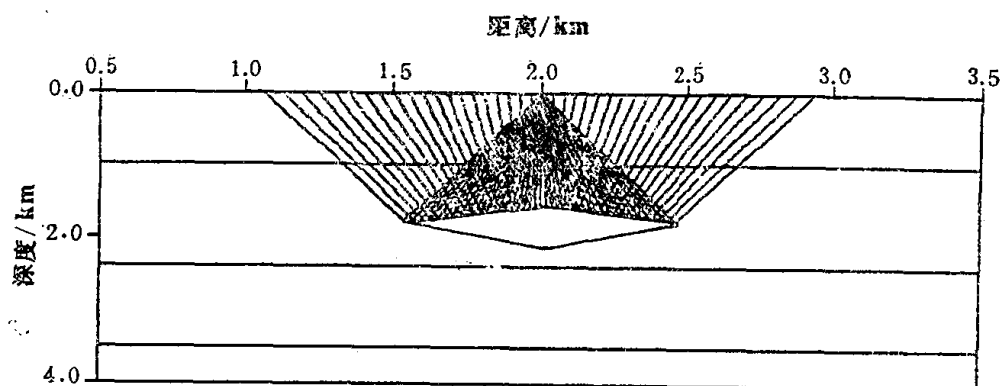


图 5 菱形透镜体顶界面射线图

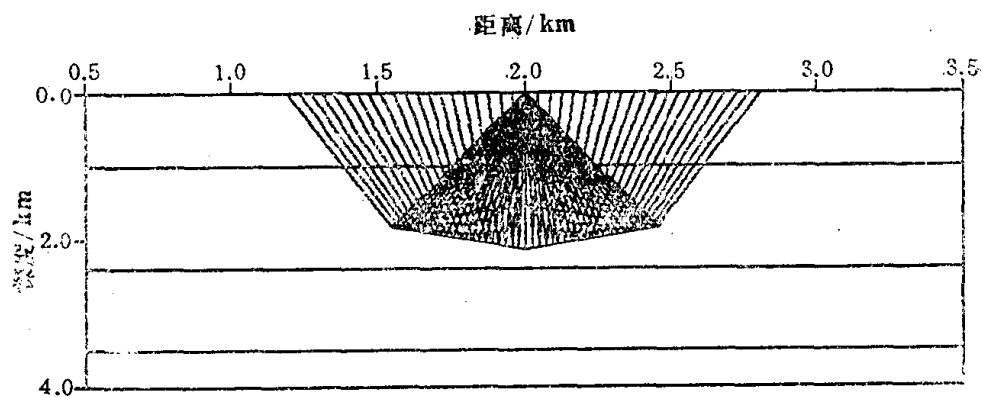


图 6 菱形透镜体底界面射线图

薄层礁块的高斯射线合成记录

在石油勘探中常常会遇到一些礁体或礁块小构造，为了解这些小礁体或礁块对其周围波场特征的影响，我们选定了图 7 的模型，其物性参数见表 2。

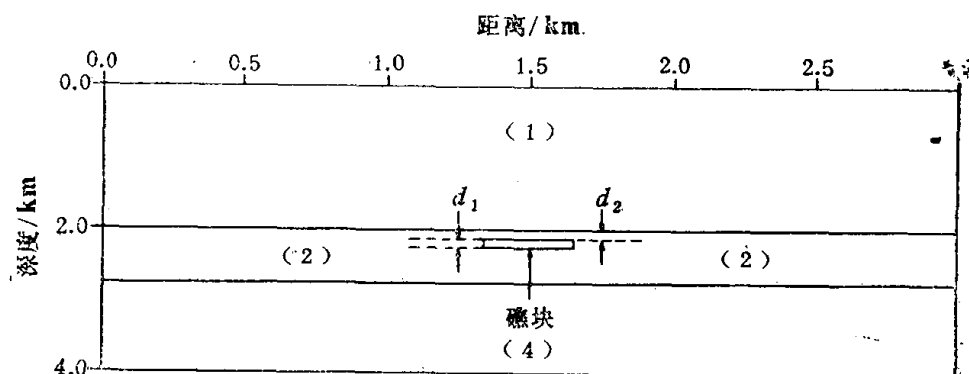


图 7 模型 II

表 2 模型 I 物性参数表

层 序	v_p km/s	v_s km/s	ρ g/cm ³
1	4.50	2.70	2.45
2	6.30	3.40	2.50
礁 块	5.80	3.35	2.46
4	5.50	3.20	2.49

对于图 7 的模型, 固定 $d_1 = 20\text{m}$, 取 $d_2 = 5, 10, 25, 50\text{m}$, 分别得到图 8、图 9、图 10、图 11 相应的高斯射线束合成记录。从这几幅图上可看到由于薄层礁块的存在而产生复合反射的现象, 薄层礁块的厚度不同, 所产生的复合反射也不同。如同一个滤波器, 薄层厚度不同其滤波特性也不同, 当然这种滤波特性还与礁块的波阻抗及子波长度有关。但就其复合反射的波形而言, 薄层厚度小的比薄层厚度大的要稳定, 这一点对于岩性特征解释和油气藏特征识别极为重要。

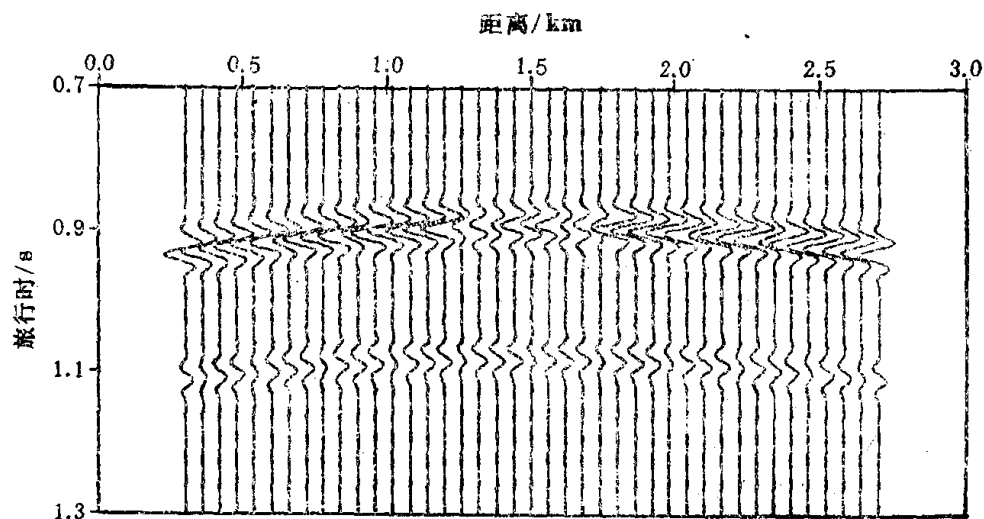


图 8 $d_1 = 20\text{m}$, $d_2 = 5\text{m}$ 时, 模型 II 的高斯射线束合成记录

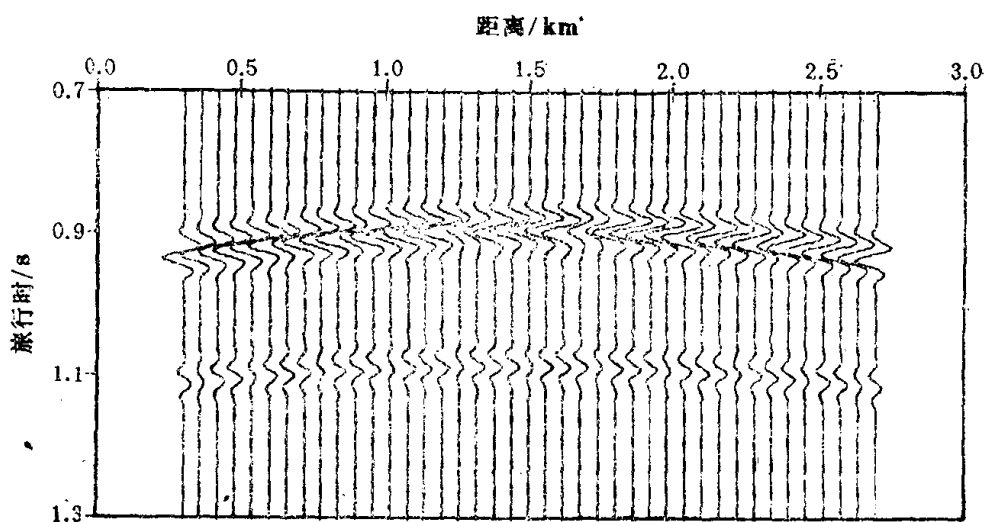


图 9 $d_1 = 20\text{m}$, $d_2 = 10\text{m}$ 时, 模型 II 的高斯射线束合成记录

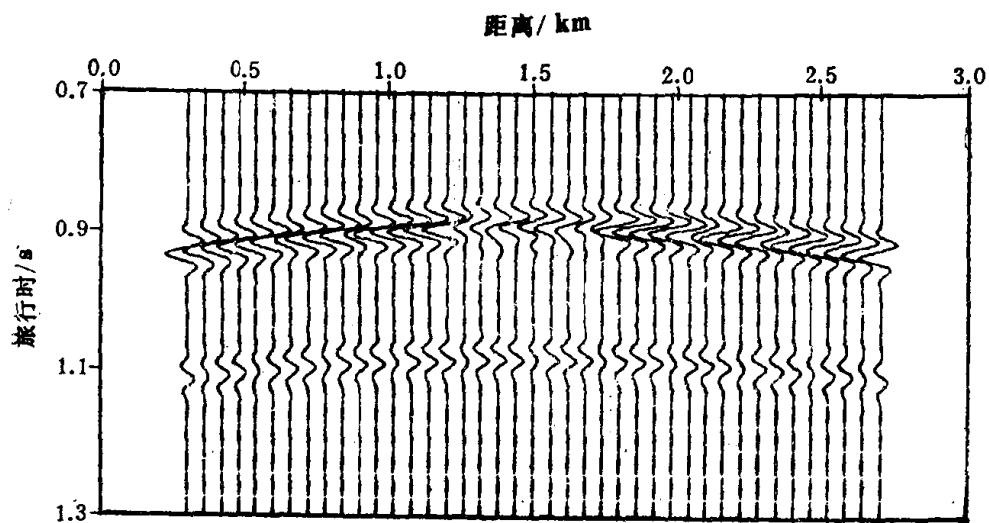


图 10 $d_1 = 20\text{m}$, $d_2 = 25\text{m}$ 时, 模型Ⅱ的高斯射线束合成记录

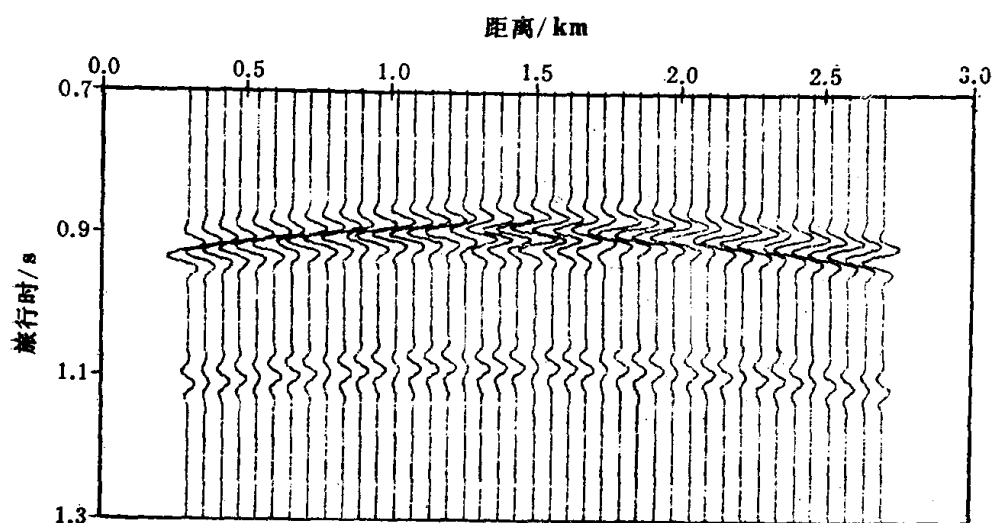


图 11 $d_1 = 20\text{m}$, $d_2 = 50\text{m}$ 时, 模型Ⅱ的高斯射线束合成记录

结 束 语

高斯射线束法除了在前言中提到的三个优点之外, 在具体应用中, 它还考虑到了波的动力学因素和波的频率, 所以使得它在石油勘探中的应用更具有吸引力和潜力。

本文曾得到徐果明教授的指导和帮助, 同时也得到卢雅云高级工程师的帮助, 在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Červený, V., Puvov, M. M., Pšenčík, I. : Computation of wavefields in inhomogeneous media Gaussian beam approach, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 70, 1982: 109~128

- [2] Červený, V. , Pšenčík, I. : Gaussian beam in two-dimension elastic inhomogeneous media, *Geophys. J. R. astr. Soc.* , 72, 1983: 417~433
- [3] Červený, V. , Pšenčík, I. : Gaussian beam in elastic 2-D laterally varying layered structure, *Geophys. J. R. astr. Soc.* , 78, 1984: 65~91
- [4] Červený, V. : Gaussian beam synthetic seismogram, *J. Geophys.* , 58, 1985: 44~72
- [5] Nowack, R. , Aki, K. : The two-dimension Gaussian beam synthetic method: Testing and application, *J. Geophys. Res.* , 89, 1984: 7797~7819
- [6] George, Th. , Virieux, J. , Madariaga, R. : Seismic wave synthetic by Gaussian beam summation—A comparison with finite difference, *Geophysics*, 52 (8) 1987: 1065~1073
- [7] Červený, V. 等著, 刘福田等译: 《地震学中的射线方法》, 地质出版社, 1977
- [8] Aki, K. , Richards, P. G. : 《定量地震学》(第一卷), 地震出版社, 1980

关于应用Radon变换进行 剩余静校正的原理

傅旦丹

(江汉石油学院物探系)

摘 要

傅旦丹: 关于应用 Radon 变换进行剩余静校正的原理, 《地球物理技术汇编》, (16) 1991: 10~14

按照一定的原则, 应用某二维函数来描述静校正项、构造项和剩余动校正项的分布情况, 则静校正方程就是对该函数进行 Radon 变换的结果。因此, 只要通过 Radon 逆变换, 就可以提取炮点静校正量和接收点静校正量。本文从理论上阐述了这种新的剩余静校正方法的原理。

关键词: Radon 变换 剩余静校正

引 言

从奥地利数学家 Radon 在本世纪 10 年代末首先在数学研究中推导出建立图像的理论以来, Radon 变换技术越来越得到新的应用。通过许多科学家的努力, 使它的应用领域不断得到拓宽, 它的应用已涉及到物理学、地质学、医学和地球物理学等许多学科领域。它在医学临床方面的成功应用更是引起人们对该技术极为浓厚的兴趣。

本文将对 Radon 变换用于剩余静校正问题进行一些探讨, 从理论上阐述其应用的方法原理。在静校正问题中, 静校正方程表达的是地震道反射时间为炮点静校正、接收点静校正、垂直双程旅行时和动校正量等项之和 (在三维情况下还有横向倾角项)。如果应用某二维函数来描述上述诸项的分布情况, 则静校正方程所代表的就是该函数的 Radon 变换结果。因此, 通过 Radon 逆变换运算, 就可以得到静校正各项的解。

静校正方程及相应变换数据的确定

广义剩余静校正方程

在二维情况下, 广义剩余静校正方程为

$$T_{ij} = S_i + R_j + G_k + M_k x_i^2; \quad (1)$$

本文于1990年11月26日收到。

式中： S_i 为第 i 炮点的剩余静校正量； R_j 为第 j 接收点的剩余静校正量； G_k 为构造项，即从第 k 个共中心点处的基准面到地下某反射界面的垂直双程旅行时； M_k 为第 k 个共中心点处的剩余动校正系数或称时间平均剩余动校正系数； x_{ij} 为第 i 炮点到第 j 接收点之间的距离，即炮检距。其中， i 、 j 和 k 三者满足关系式

$$k = (i - 1)l + j \quad (2)$$

式中， l = 炮点距/道间距。

广义剩余静校对方程 (1) 须建立在如下假设基础之上：①近地表异常的影响是近似静态时移；②不管地震波的传播路径如何，地表任一固定位置的炮点静校正量和接收点静校正量都是统一固定的，只与位置有关，而与其它量无关；③在一个给定的 CDP 道集中，具有统一的构造项，它只与地下构造项有关，而与炮检距无关。此外，剩余动校正项系数在一个共中心点道集中也是统一的。

由于每一个叠加道都将形成一个方程 (1)，故实际上它代表了一个庞大的方程组，而且是超定的，欠约束的。通常都是用高斯—赛德尔迭代法对上述方程组求取在最小平方误差意义上的各项解。本文就是依据静校对方程 (1)，从新的角度来讨论该方程中诸项线性和 Radon 变换之间的关系，从而可应用 Radon 变换处理技术去提取静校正量。

Radon 变换数据的提取

为了获得与广义剩余静校对方程 (1) 中的 T_{ij} 相对应的变换数据，建立二维坐标系 x - y 。用函数 $f(x, y)$ 来描述静校正项、构造项和剩余动校正项的统一分布 (图 1)。图中 $f(x, y)$ 的分布与式 (1) 和式 (2) 一致，并设 $l = 1$ 。我们定义

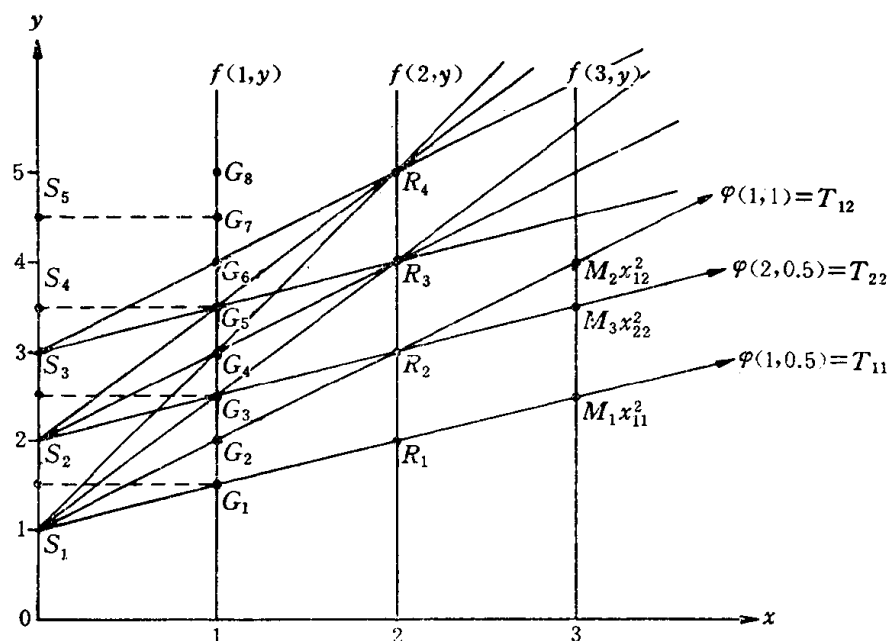


图 1 二维函数 $f(x, y)$ 描述 S_i 、 R_j 、 G_k 和 $M_k x_{ij}^2$ 各项的统一分布及变换数据 $\varphi(l, k)$ 与静校对方程中 T_{ij} 之间的对应关系示意图 ($l = 1$)

$$\begin{cases} f(x=0, y=i) = S_i \\ f[x=1, y=0.5(k+2)] = G_k \\ f(x=2, y=j+1) = R_j \\ f[x=3, y=i+1.5(j-i+1)] = M_{i+j-1} x_{ij}^2 \end{cases} \quad (i, j, k = 1, 2, \dots) \quad (3)$$

考察静校正方方程 (1) 和图 1 所表示的函数 $f(x, y)$ 的分布, 不难看出由式 (1) 所获得 T_{ij} 值就是对图 1 中的二维函数 $f(x, y)$ 按某种直线扫描进行叠加所得到的投影值。该值就是对函数 $f(x, y)$ 进行某种变换所得到的结果, 我们用函数 $\varphi(l, k)$ 表示, 即用 $\varphi(l, k)$ 去描述 T_{ij} 值的分布。

设接收道数为 N , 在纵轴上 $y=1, 2, \dots$ 的各点上, 分别以 $k=0.5, 1, 1.5, \dots, 0.5N$ 为直线斜率进行扫描叠加运算, 便可获得 $\varphi(l, k)$ 的记录

$$\varphi(l, k) = \sum_{x_i=0}^3 f(x_i, l+kx_i) \quad (4)$$

显然, 按这种方式对 $f(x, y)$ 进行扫描叠加运算所获得的 $\varphi(l, k)$ 就是 T_{ij} 值, 其对应关系为

$$\varphi(l, k) = T_{l, (l-1)+2k} \quad (5)$$

因此, 由式 (1) 去求取静校正值, 实际上就是由函数 $\varphi(l, k)$ 投影值去求取函数 $f(x, y)$ 值的过程, 即由投影函数重建图像的问题。

式 (4) 是沿直线求和运算, 实际上就是 Radon 变换式。为便于后面讨论, 将式 (4) 改写为连续函数的积分形式

$$\varphi(l, k) = \int_{y=l+kx} f(x, y) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, l+kx) dx \quad (6)$$

函数 $f(x, y)$ 的分布情况见图 1。

静校正量的求取

坐标系 (x, y) 平面上沿直线 $y=l+kx$ 的 δ 函数即 $\delta(y-l-kx)$ 的傅氏变换

$$\begin{aligned} \Delta(k_x, k_y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y-l-kx) \exp[-i2\pi(k_x x + k_y y)] dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-i2\pi[k_x x + k_y(l+kx)]\} dx \\ &= \exp(-i2\pi k_y l) \delta(k_x + k_y k) \end{aligned} \quad (7)$$

是沿直线 $k_y = -k_x/k$ 的一个 δ 函数。

沿直线 $k_y = -k_x/k$ 求函数 $f(x, y)$ 的傅氏变换

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-i2\pi(k_x x + k_y y)] dx dy$$

将 $k_x = -k_y$ 代入上式, 并利用 $y = l + kx$, 得

$$\begin{aligned} F_k(k_y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, l + kx) \exp(-i2\pi k_y l) dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i2\pi k_y l) \varphi(l, k) dl \end{aligned} \quad (8)$$

傅氏逆变换式

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) \exp[i2\pi(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y$$

将 $k_x = -k_y$ 代入上式, 并利用 $y = l + kx$, 得

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_k(k_y) |k_y| \exp(i2\pi k_y l) dk dk_y \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} F_k(k_y) |k_y| \exp(i2\pi k_y l) dk_y \end{aligned}$$

$$\text{令} \quad h(l) = \int_{-\infty}^{\infty} |k_y| \exp(i2\pi k_y l) dk_y \quad (9)$$

据式 (8) 和式 (9), 有

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(l, k) h(l - l') dl'$$

因为 $l = y - kx$, 代入上式, 得

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(l, k) h(y - kx - l) dl \quad (10)$$

式 (10) 说明, 由投影函数 $\varphi(l, k)$ 重建函数 $f(x, y)$ 的过程是一种滤波反投影的过程。将式 (10) 改写成离散求和形式, 并考虑到静校正问题中 k 和 l 的取值范围, 有

$$f(x, y) = \sum_{k=k_1}^{k_2} \sum_{l=l_1}^{l_2} \varphi(l, k) h(y - kx - l) \quad (11)$$

式中: $k_1 = 0.5$, $k_2 = 0.5N$ (N 为接收道数); l_1 和 l_2 分别为所考虑的静校正问题中最小和最大炮点标号。由图 1 可知: 当 $x = 1$ 时, 由式 (11) 求取的是炮点静校正量 S_i ; 当 $x = 2$ 时, 式 (11) 求取的是接收点静校正量 R_i 。它们的对应关系为式 (3) 所定义。

为提高运算速度, 可用傅氏变换代替褶积运算, 其中 $h(l)$ 由式 (9) 确定。

结 束 语

本文主要阐述了 Radon 变换用于静校正项反演的理论和方法, 并详细讨论了其实现原理和具体方案以及计算公式。至于该方法的效果及解决静校正方面的能力, 将另文探讨。此外, 上述讨论很容易推广到三维中去。

作者在对静校正问题的探讨过程中,曾得到何樵登教授的具体指导,并得到杨宝俊和顾贤明副教授的帮助,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] 罗时葆编著:《CT 技术》,江苏科学技术出版社,1985
- [2] Durrani, T. S. et al. : The Radon transform and its properties, *Geophysics*, 49 (8) 1984: 1180~1187
- [3] Wiggins, R. A. et al. : Residual statics analysis as a general linear inverse problem, *Geophysics*, 41 (5) 1976: 922~938
- [4] Taner, T. T. et al. : Estimation and correction of near-surface time anomalies, *Geophysics*, 39 (4) 1974: 441~463