

# 尾波振幅比的物理意义及其可能应用\*

张天中 马云生 黄蓉良

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

**摘要** 通过能量比讨论了尾波振幅比的物理意义. 使用北京遥测台网 1989 和 1990 两年 110 次地震的 486 条数字化地震资料, 测定了尾波振幅比和能量比; 并由分频的能量比估算了北京地区的尾波  $Q$  值和平均自由程, 进而试求了吸收品质因子  $Q_i$  和散射品质因子  $Q_s$ , 得到北京地区地震波的衰减主要由于吸收所造成; 给出了昌黎台的振幅比和能量比随时间的变化, 其中有一些较大地偏离平均值的变化, 这是否是孕震过程的反映, 还有待于对更长时间的资料 and 更多震例的研究.

**关键词** 地震前兆 尾波振幅比 能量比 尾波  $Q$  值 平均自由程

## 引言

“八五”期间, 顾瑾平等(1994)曾以尾波振幅比作为一项前兆指标, 探索其与中强震的关系. 尾波振幅比是这样规定的: 尾波起始点定在  $S$  波走时的 1.5 倍(或 2 倍)之处, 取尾波窗长为 5 s, 以窗中的尾波振幅  $C_A$  与  $S$  波最大振幅之比作为尾波振幅比参数  $r_{co}$ ; 并发现每次中强震前, 该参数有异常高值与异常低值出现.

本项工作的主要目的是: ① 探讨尾波振幅比的物理意义; ② 利用数字化资料求取上述振幅比, 并和对应的能量比进行比较; ③ 求取分频的能量比, 并讨论其可能的应用.

## 1 尾波振幅比的物理意义初探

通常认为, 尾波振幅比作为  $S$  波和尾波的能量之比可以反映介质的性质.

设小震震源为瞬时脉冲和点源, 忽略辐射花样的影响时, 直达波的能量密度可写为(尚铁梁, 高龙生, 1988)

$$e_s(R, t) = \frac{W_0 \delta(R - vt)}{4\pi R^2} \exp\left[-(n\sigma vt + \frac{\omega}{Q_i} t)\right] \quad (1)$$

其中,  $W_0$  为地震辐射总能量,  $R$  为震源距,  $t=0$  为发震时刻,  $v$  为波速,  $n$  为随机分布在介质中的散射体的平均(数量)密度,  $\sigma$  为散射体的平均有效截面,  $\omega$  为角频率,  $Q_i$  反映介质内耗的品质因子. 不难理解, 在脉冲点源的假定下, 直达波能量密度为在  $R=vt$  球面上分布的有限面密度, 故其体密度需用  $\delta$  函数来表示.

\* 国家科技攻关(96-913)资助项目. 中国地震局地球物理研究所论著 98A01010.  
1997-09-02 收到初稿, 1998-01-20 收到修改稿并决定采用.

取  $l=1/n\sigma$  为平均自由程, 即能量衰减为  $1/e$  倍时所经过的路程;  $Q_s=(\omega/v)l$  为反映介质散射特性的品质因子. 则对于介质总的品质因子  $Q$ , 可有关系式

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_i} + \frac{v}{\omega l} \quad (2)$$

利用式(2)可将式(1)中的指数简化为  $-\omega t/Q$ . 对于一个固定的  $R$ , 接收到的直达 S 波的能量

$$E_s(R) = \int e_s(R, t) dt = W_0 \exp\left(-\frac{\omega R}{Qv}\right) / 4\pi R^2 v \quad (3)$$

这里运用了积分公式  $\int f(t)\delta(x-vt)dt = (1/v)f(x/v)$ , 积分对 S 波到达的一个小区间进行. 对于一固定台站, 当其 S 波走时为  $t_s$  时, 则

$$E_s(t_s) = W_0 \exp\left(-\frac{\omega}{Q} t_s\right) / 4\pi (vt_s)^2 v \quad (4)$$

当震源释放能量为一有限大小的时间过程  $W_0 S(t) [\int S(t) dt = 1]$  时, 则某时刻  $t$ 、某点  $R$  处的直达波能量密度

$$e_s(R, t) = W_0 S(R - vt) \exp\left(-\frac{\omega}{Q} t\right) / 4\pi R^2 \quad (5)$$

与脉冲源不同的是, 此时能量分布在两个不同半径的同心球面所围成的体积内, 具有有限大小的体密度. 对该时间过程积分, 在时间过程很短时, 所得固定台站 S 波能量仍可式(4)近似表示.

对于尾波, 只考虑单次散射时, 散射波能密度为 (Zeng *et al.*, 1991)

$$e_c(R, t) = W_0 \frac{H(vt - R)}{4\pi Rvtl} \ln\left(\frac{vt + R}{vt - R}\right) e^{-(\omega/Q)t} \quad (6)$$

其中,  $H(vt - R)$  为阶跃函数. 在时间  $t_0$  的一个小邻域  $t_w$  内, 其能量可近似表为

$$E_c(R, t_0) = \frac{W_0 t_w}{4\pi Rvt_0 l} \ln\left(\frac{vt_0 + R}{vt_0 - R}\right) e^{-(\omega/Q)t_0} \quad (7)$$

取  $t_0 = 2t_s$ , 则  $vt_0 = 2R$ , 此时

$$E_c(R, t_s) = \frac{W_0 t_w \ln 3}{8\pi R^2 l} e^{-(2\omega/Q)t_s} \quad (8)$$

故尾波能量与直达波能量之比

$$\frac{E_c}{E_s} = \frac{vt_w \ln 3}{2l} e^{-(\omega/Q)t_s} \quad (9)$$

不难看出: 根据实际测定的能量比和  $t_s$ , 我们可以得到它们之间的关系, 从而求出  $l$  和  $Q$ . 而振幅比的异常, 即是对该关系的偏离, 在排除波速变化的前提下, 正是反映了  $l$  和  $Q$  的变化. 假定其它参数 ( $Q_i$ ) 不变, 当  $l$  变大 (散射变弱) 时, 由式(2)可得  $Q$  变大. 再由式(4)可知, 此时直达波能量增加. 而由式(8)可知, 尾波能量总的水平下降, 但其衰减变慢, 从而表现为在  $t_s$  较小 ( $< l/2v$ ) 时, 是减小的; 而在  $t_s$  较大 ( $> l/2v$ ) 时, 是增加的. 而两者能量比则取决于直达波和尾波能量变化的综合效果. 对式(9)求导可得, 当  $t_s < l/v$  时, 比值减小; 反之, 比值增大.

## 2 资料和计算结果

使用北京遥测台网 1989~1990 年 110 次地震的 486 条数字化资料, 台站和震中分布

见图 1. 震源深度在 10 km 左右, 震级分布在 1.3~5.0 之间. 计算: ① 尾波在时间窗  $2t_s \sim 2t_s + 5.12$  s 内的最大振幅与 S 波最大振幅之比  $r_1$ ; ②  $t_s \sim t_s + 5.12$  s 时间窗内 S 波能量和上述时间窗内尾波能量之比的平方根值  $r_2$ ; ③ 对上述两种能量求谱后求分频的能量比  $r(f)$ . 本文选用 5 个频段, 其中心频率分别为 1.1, 2.1, 4.2, 6.0 和 8.5 Hz. 分别求取  $r_1$ ,  $r_2$  与  $t_s$  的关系, 得到

$$\ln r_1 = (-1.35 \pm 0.55) - (0.021 \pm 0.002)t_s \quad (10)$$

相关系数为 -0.48. 对于 100 对数的情形, 在 5% 的显著性水平上, 使两者相关有意义的临界值为 0.19; 在 0.1% 的显著性水平上, 使两者相关有意义的临界值为 0.32 (中山大学数学力学系, 1980). 对于本文中 486 对数的情形, 其临界值更低, 所得相关系数的绝对值 0.48 远高于其临界值, 表明两者的相关性足够显著.

$$\ln r_2 = (-1.17 \pm 0.43) - (0.023 \pm 0.001)t_s \quad (11)$$

相关系数为 -0.60.

所有数据和拟合的直线画于图 2a, 图中  $\times$  和 + 分别表示  $r_1$  和  $r_2$ , 实线和虚线分别表示公式 (10) 和 (11). 从图中和公式 (10)、(11) 可以看到, 两者斜率十分接近, 但后者离散较小.

利用分频结果  $r(f)$ , 可对  $t_s$  作对数线性关系拟合, 各频率的数据和拟合直线分别绘于图 2b~f. 由图可见, 当频率为 1.1 Hz 时, 数据离散最大, 相关系数为 0.51; 随着频率升高, 离散变小, 相关系数依次为 0.59, 0.74, 0.74 和 0.75. 由直线斜率和截距可得到各个频率下的  $Q$  值和平均自由程  $l$ . 考虑辐射花样的影响, 其均方根值为 0.63 (Aki, Richards, 1980), 则由上述截距求得的平均自由程均应除以 0.63, 结果列于表 1.  $Q(f)$  的方差从 1.1~8.5 Hz 分别为 8%、6%、4%、4% 和 4%. 由  $Q(f)$  可拟合  $Q(f) = Q_0 f^\eta$ , 求得  $Q_0 = 140$ ,  $\eta = 0.81$ . 图 3 绘出了各频率下的  $Q$  值及其拟合直线.  $Q_0$  大体上和马云生等 (1995) 得到的北京地区的  $Q_0$  值相当. 本文所得平均自由程为百公里数量级, 这与高龙生等 (1987) 和 Sato (1978) 所得结果也很相近. 本文所得平均自由程取自然对数的方差分布在  $\pm 0.78 \sim \pm 1.1$  之间. Sato (1978) 所得平均自由程取常用对数的方差为  $\pm 0.5$ , 注意到自然对数与常用对数的不同, 两者方差也相当. Wu 和 Aki (1988) 曾以地震反照率 (seismic albedo)  $B_0 = Q_5^{-1}/Q^{-1}$ , 作为描述介质吸收与散射相对关系的一个参数.  $B_0$  值越大, 则该地区散射越强, 反之则弱. 通常认为, 当  $B_0 > 0.5$  时, 介质是强不均匀的, 散射是显著的. 利用本文所得, 由各频率下的  $l$  值和  $Q$  值, 可通过式 (2) 估计  $Q_s$  和  $Q_i$  值, 并算得  $B_0$  值, 均列于表 1 中. 可以看到, 各频率范围内  $B_0$  值均小于 0.5, 衰减主要是由吸收所造成. 从 1.1~4.2 Hz,  $B_0$  值随频率升高而降低, 也即散射的影响逐步变弱. 当我们认为散射与吸收相比, 相对不稳定时, 这一结果恰恰可以解释为什么图 2b~f 中数据离散随频率的升高而变小.

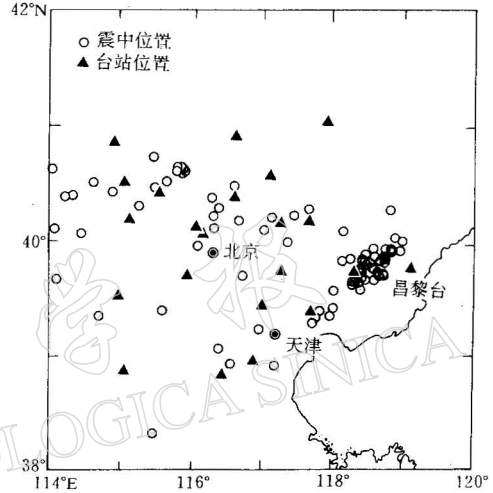


图 1 台站和震中分布图

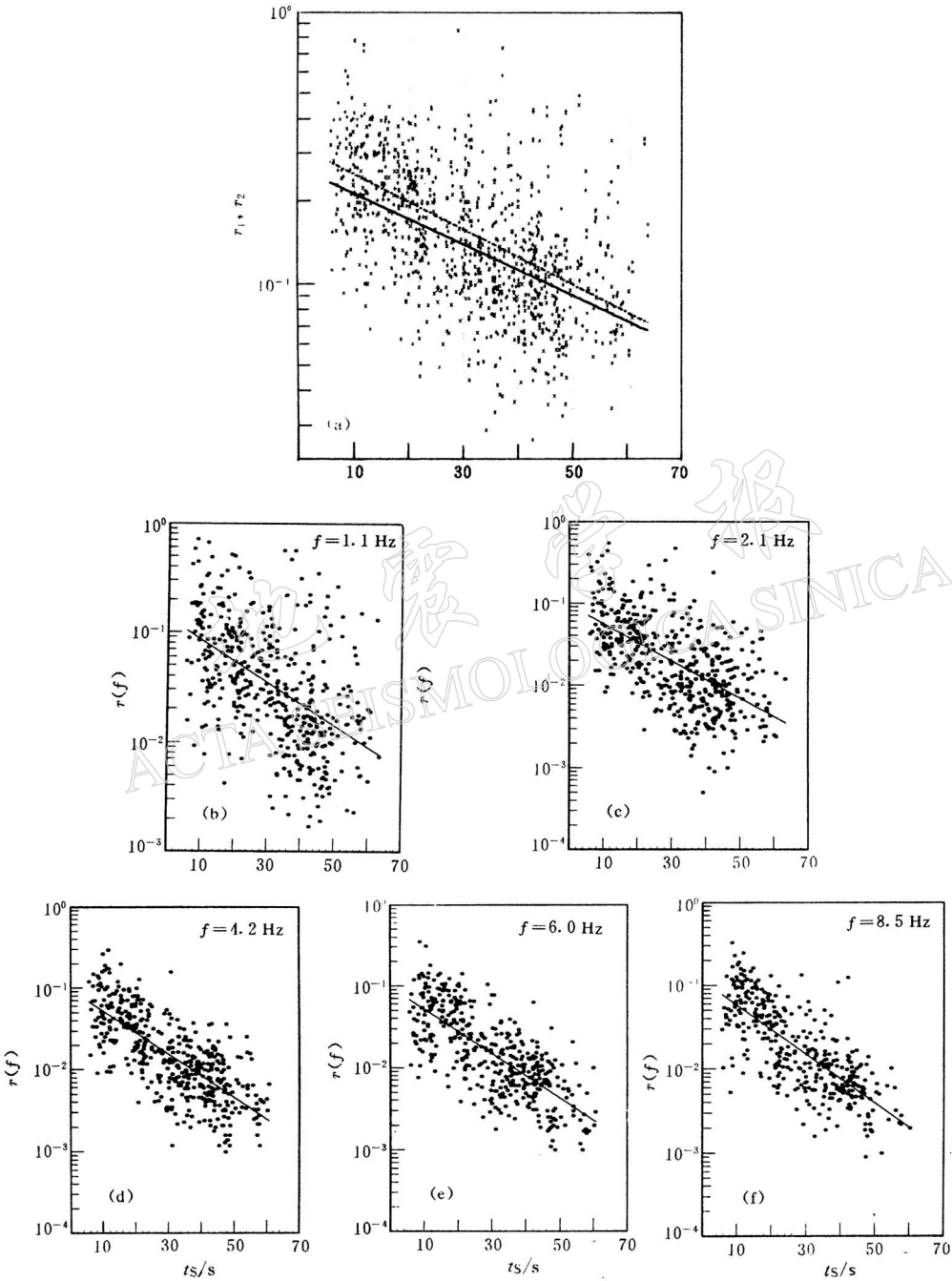


图 2  $r_1, r_2$  和  $r(f)$  随  $t_s$  变化图. (a) 中实线为  $r_1$ 、虚线为  $r_2$

表 1 不同频率时的  $Q_c$ 、 $l$ 、 $Q_s$ 、 $Q_i$  和  $B_0$  值

| $f/\text{Hz}$ | $Q_c$ | $l/\text{km}$ | $Q_s$ | $Q_i$ | $B_0$ |
|---------------|-------|---------------|-------|-------|-------|
| 1.1           | 153   | 232           | 458   | 230   | 0.33  |
| 2.1           | 254   | 332           | 1 251 | 319   | 0.20  |
| 4.2           | 435   | 325           | 2 453 | 529   | 0.18  |
| 6.0           | 603   | 317           | 3 419 | 732   | 0.18  |
| 8.5           | 793   | 275           | 4 190 | 978   | 0.19  |

3 振幅比的时间变化

根据上述结果，考虑到尾波振幅比与  $t_s$  的相关性，为了解振幅比的时间变化，可以取  $t_s$  相近的振幅比进行跟踪比较，或者对  $t_s$  的影响进行校正。两年中振幅比资料最多的台是昌黎台，它所记录的地震大部分为唐山地区地震， $t_s$  的分布比较集中。选用它的  $t_s$  在 9 s 和 21 s 之间的 136 个振幅比，与  $t_s$  几乎是不相关的，故本文采用第 1 种方法。由上述计算结果可知，对于本文所用的所有频率，选用的  $t_s$  均小于  $l/2v$ 。此时，当散射增强时， $l$  及  $Q$  均变小，直达波能量减小，尾波能量增加，则振幅比和能量比均会增加。图 4a 为振幅比的时间变化，图 4b 为能量平方根之比，图 4c~g 则分别为 1.1，2.1，3.1，4.2，6.0 和 8.5 Hz 的能量平方根之比。图中实水平线为其平均值；上下两条虚线为其方差范围；横轴表示自

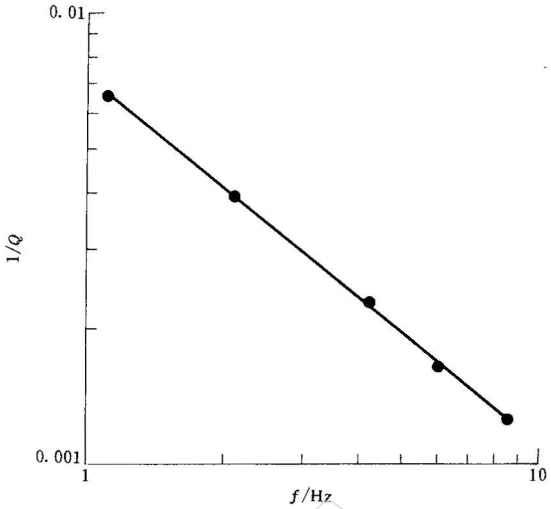


图 3  $Q$  随  $f$  变化图

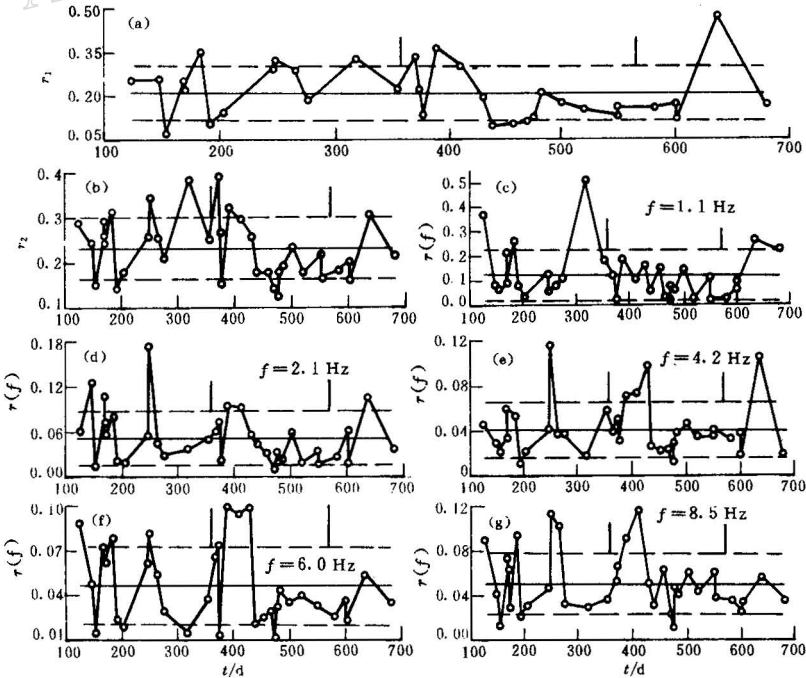


图 4 昌黎台 3 类比值的时间变化图

1989 年 1 月 1 日起算的天数. 在此期间该地区曾先后发生  $M_L=5.2$ (1989 年 12 月 25 日) 和  $M_L=5.6$ (1990 年 7 月 23 日) 地震, 图中以短竖线表示它们的发生时间.

从图 4 中可以看到: 在 430~600 天之间, 各种比值均偏低, 且变化幅度较小. 而不分频的两个比值  $r_1$  和  $r_2$  在 240~400 天之间比值偏高. 而在第 1 次  $M_L=5.2$  地震前,  $r(1.1)$ 、 $r(2.1)$  和  $r(3.1)$  都出现了大于 3 倍方差的正异常. 它们分别由 1989 年 9 月 7 日的 2.9 级地震和 1997 年 11 月 4 日的 2.7 级地震得到, 这两次地震位置与 12 月 25 日的 5.2 级地震十分接近. 该异常是否反映了这一地震的孕震过程, 尚有待进一步的研究. 需要有更长时间的资料和更多的震例, 以说明其究竟是随机扰动, 还是前兆变化.

## 4 讨论

本研究表明, 振幅比的异常, 正是反映了  $l$  和  $Q$  的变化, 即尾波振幅比的变化和尾波  $Q$  值的变化是相关的. 尾波  $Q$  值由于与地壳活动、地震活动性之间的相关性, 物理意义较为明确, 而且在众多的震例中发现了其前兆变化, 从而引起了许多研究者的关注. 一些研究报道, 在大震发生前, 发震地点周围  $Q$  值出现下降, 而靠近发震地点的地区,  $Q$  值会出现升高的现象. 有的研究发现, 这种现象在大震前一两年左右出现. Jin 和 Aki(1991)发现, 1975 年海城地震前有两个台的记录在 7 Hz 左右, 前震的  $Q^{-1}$  比余震的  $Q^{-1}$  要高 40%(即  $Q$  值震前低); Norelo-Casanora 等(1985)报道了墨西哥 1979 年 7.6 级地震 6 Hz 左右的  $Q^{-1}$  前震比余震要低 30%(震前  $Q$  值高); Peng 等(1987)得到美国加州 1984 年 5.7 级地震, 在主震震中区, 前震 3~6 Hz 的  $Q^{-1}$  低于余震的(震前  $Q$  值高). 进入 90 年代以来, 随着研究的深入和数字化资料的广泛使用, 人们发现尾波  $Q$  值在地震前的变化似乎并没有那么明显、那么大. USGS 在 Parkfield 建立了一个 14 个台组成的密集的地震台阵, Hellweg 等(1995)分析了该台网 1989 年 12 月~1994 年 1 月的资料后, 认为尾波  $Q$  值是稳定的, 尽管在此期间, 1992 年 10 月和 1993 年 11 月分别发生了  $M=4.7$  和  $M=4.6$  两次地震,  $Q$  值未发现有明显的变化. 1989 年 10 月 18 日的 Loma Preta 地震( $M_w=6.9$ ), 发生在 USGS 在加州的密集台网区, 震前已有 10 年的数字波形记录. 利用这些资料发现在震前 2 年的时间里, 主震震中 30 km 以内的台站在 2~15 Hz 的频率范围内, 尾波  $Q$  值约有 5% 的增大(Beroza *et al.*, 1995), 并认为过去所报道的  $Q$  值在震前较大的变化可能是噪音所致. 马云生等(1995)在处理了北京遥测台网 1989~1990 年的数字化资料后, 发现在唐山老震区 1990 年 7 月 23 日古冶  $M_L=5.6$  地震前, 没有明显的短期变化.

与直接求尾波  $Q$  值相比, 当利用尾波和直达波的振幅比或能量比来监测介质性质变化时, 由于使用了直达波, 受辐射花样的影响难以消除, 使尾波方法的一个重要优点不复存在, 从而造成数据离散较大, 精度降低. 显然, 这对于发现较小的前兆变化是极为不利的. 当然, 由于振幅比方法只用到  $2t_s$  的资料(对尾波方法求  $Q$  值时, 通常  $2t_s$  仅为起点), 故对资料要求较低, 易于得到较多的可用资料. 振幅比和能量比这两种方法相比, 前者方法简单, 且可使用大量可见记录资料; 后者可以避免单个振幅不稳定的影响, 从而得到离散较小的结果, 且便于进行频谱分析, 得到分频的结果. 本研究表明, 利用 S 波和尾波能量比的方法可以估算介质的平均自由程, 从而分离  $Q_i$  和  $Q_s$ , 并得到北京地区地震波的衰减主要由于吸收所致. 我们的另一项研究将利用数值模拟的方法, 分离  $Q_i$  和  $Q_s$ , 从而可对这一结果进行验证.

IASPEI 下属的地震预报分委会主席 Wyss(1997)在对提议的地震前兆进行了两轮评估后认为: 要使一种地震前兆可被接受, 必须有长时间的和很高质量的资料, 若无足够的经费以支持数年至数十年的长期观测, 若不格外认真地采集数据, 地震预测是无法实现的. 和许多其它地震预测方法一样, 要确认介质  $Q$  值的地震前兆变化, 并使监测介质  $Q$  值的变化作为一种实用的地震预测方法, 还有很多工作要做. 而坚持高质量地采集数据, 认真地处理资料和长期跟踪监测是必不可少的.

感谢审稿者对本项研究的鼓励和十分中肯的意见.

## 参 考 文 献

- 顾瑾平, 杨彩霞, 黄耘, 等, 1994. 尾波特性指标变化与前兆分析. 地震学报, 16(增刊): 73~81
- 尚铁梁, 高龙生, 1988. 多次散射的传输理论及其在脉冲源的地震尾波问题上的应用. 中国科学(B辑), (1): 85~94
- 高龙生, 华正兴, 李瑞喧, 1987. 用尾波的强度和衰减估算北京地区 S 波的平均自由程. 地震学报, 9(4): 347~363
- 马云生, 张天中, 张焕生, 1995. 北京及其周围地区尾波  $Q$  值分布特征的研究. 地震学报, 17(4): 448~458
- 中山大学数学力学系, 1980. 概率论及数理统计(下册). 北京: 人民教育出版社. 414
- Aki K, Richards P G, 1980. *Quantitative Seismology: Theory and Methods*. San Francisco: W. H. Freeman. 833~847
- Beroza G C, Cole A T, Ellsworth W L, 1995. Stability of coda wave attenuation during the Loma Prieta, California, earthquake sequence. *J Geophys Res*, 100(B3): 3 977~3 987
- Hellweg M, Spudich P, Fletcher J B, *et al*, 1995. Stability of coda  $Q$  in the region of Parkfield, California: View from the U. S. Geological Survey Parkfield Dense Seismograph Array. *J Geophys Res*, 100(B2): 2 089~2 102
- Jin A, Aki K, 1991. Observational and physical bases for the coda  $Q^{-1}$  precursor. In: Wyss M(ed), *Evaluation of Proposed Earthquake Precursors*(AGU, Washington, DC 1991). 33~53
- Novelo-Casanova, Berg D A E, Hsu V, *et al*, 1985. Time-space variation seismic S-wave coda attenuation( $Q^{-1}$ ) and magnitude distribution ( $b$ -values) for the Petatlan earthquake. *Geophys Res Lett*, 12: 789~792
- Peng J Y, Aki K, Lee W H K, *et al*, 1987. Temporal change in coda  $Q$  associated with 1984 Round Valley earthquake in California. *J Geophys Res*, 92: 3 507~3 536
- Sato H, 1977. Energy propagation including scattering effects; single isotropic scattering approximation. *J Phys Earth*, 25: 27~41
- Sato H, 1978. Mean free path of S-waves under the Kanto district of Japan. *J Phys Earth*, 26: 185~198
- Zeng Y, Su F, Aki K, 1991. Scattering wave energy propagation in a random isotropic scattering medium I theory. *J Geophys Res*, 96(B1): 607~619
- Wyss M, 1997. Second round of evaluation of proposed earthquake precursors. *Pure Appl Geophys*, 149: 3~16
- Wu R S, Aki K, 1988. Multiple scattering and energy transfer of seismic waves —— Separation of scattering effect from intrinsic attenuation II. Application of the theory to Hindu Kush region. *Pure Appl Geophys*, 128: 49~80