

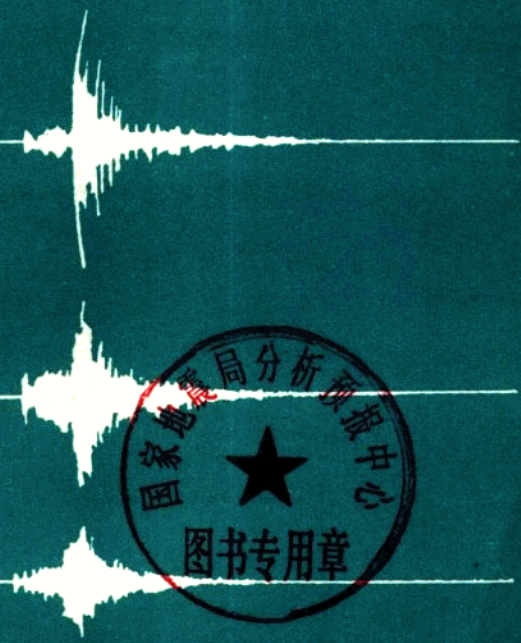
2514

56.258

卓钰如 杨玉荣 主编

福 閱

地球介质品质因子Q值文集



地震出版社



地球介质品质因子 Q 值文集

卓钰如 杨玉荣 主编

地震出版社

1989

内 容 提 要

地壳中介质品质因子 Q 值的测定及研究对分析研究地震的破裂过程、地壳的构造特征及地震预报都有重要的意义,它也是近年来地震学研究中一个较新的活跃领域。本文集翻译了有关 Q 值的理论、测量方法、测量结果及其与地震的关系等论文十篇;编写了 Q 值测量方法综述、 Q 值简介及国内外近几年有关 Q 值研究的论文摘要,以供进一步研究参考。

地球介质品质因子 Q 值文集

卓钰如·杨玉荣 主编

*

地质出版社 出版

北京复兴路63号

北京大学印刷厂印刷

地震出版社发行

*

787×1092 1/16 7.5 印张 190千字

1989年1月第一版 1989年1月第一次印刷

印数 0001—1000

ISBN 7-5028-0187-1/p.115

(平)(575) 定价: 4.00元

序 言

一般说来,地震的孕育与发生需要特定的应力、构造与介质条件。除了构造条件不随时间变化以外,介质特征与应力状态都是时间的函数。实际上,目前发现的许多前兆异常现象都直接、间接地与孕震区介质性质变化有关。然而震前岩石介质特性究竟变不变,如何变?迄今尚无充分的、可信的资料给予科学的论述。人们一直期望能找到一个途径,能直接测定孕震区介质性质的变化。地震学中关于 Q 值的理论、方法、技术的最近发展为测定地球介质参数的时空变化展示了一个令人兴奋的远景。无论是国内或国外都在积极地尝试运用实际资料进行地区性 Q 值的测定,或对大震前后孕震区内 Q 值的变化过程进行研究,成为地震学中一个十分活跃的领域,并且取得了一批可喜的初步成果。但是,必须指出的另一方面是:存在的矛盾仍很多,不同的研究者用不同的方法对同一地震或同一地区测出的结果常常差别很大。各次大震前 Q 值变化的基本特征也各说不一。有的结果是震前 Q 值大,震后 Q 值小,而有的结果则相反,震前 Q 值小,震后 Q 值大。这些情况表明 Q 值的研究程度尚不够,远没有达到足以投入预报实践的程度。造成上述情况的原因何在?值得深入研究。

为了推进 Q 值的深入研究,卓钰如等同志翻译了一些分散在各类刊物中发表的重要论文,包括 Q 值的理论、测量方法、测量结果及其与地震的关系,并综述了 Q 值的测量原理与研究方法。这对那些有志于 Q 值预报地震方法的探索者来说是非常实用的。本书的出版无疑对推动我国 Q 值在地震预报中的应用将起积极的作用。

梅世蓉

1988年8月20日

目 录

序言

Q 值简介..... (1)

Q 值的测量方法 (4)

作为散射波的地方震尾波分析 (12)

岩石圈内短周期地震波的衰减和散射..... (27)

短周期地震学 (40)

散射与衰减 (49)

用地方震尾波估计 Q 值..... (57)

地壳内频率范围为0.5—25赫的剪切波衰减..... (71)

由微震群获得 $Q(F)$ 模型的方法..... (80)

美国大陆地壳内尾波 Q 值的区域划分..... (85)

由脉冲宽度分析导出1984年日本西长野地震震中区域

Q_p 的瞬时变化..... (95)

Q 值研究论文摘要选辑..... (104)

参考文献..... (113)

Q 值 简 介

卓钰如

弹性波通过介质传播时，它的振幅随着传播距离或时间而衰减。有多种原因可以造成这种衰减，如波动振幅随着距离的增加而产生的几何扩散，在介质边界处的反射、折射以及介质的非弹性吸收等。所谓介质吸收是指由于介质的内阻使弹性波部分弹性能量耗散而转化为热能的现象。为了描述介质吸收特性的强弱，引入了一个无量纲的因子“Q”，称为介质的品质因子。Q值是用来度量介质中振动或波动能量的非弹性衰减率的物理量，是介质所固有的特性。对于Q值可以从不同角度来讨论它的定义。

一、从能量衰减的角度来讨论系统的品质因子，它反映了系统中贮存能量与每周波中损耗的能量之比。

以阻尼振子为例，在阻尼为 $r\dot{x}$ 的介质中，阻尼简谐振子振幅 A 的衰减为：

$$A = A_0 e^{-\nu t},$$

其中 $\nu = r/2m$ ，为系统的延迟时间； r 为阻尼系数； A_0 为 $t=0$ 时的振幅， m 为振子的质量。位移 x 为：

$$x = A_0 e^{-\nu t} \cos \omega t. \quad (1)$$

能量 E 正比于振幅的平方，故

$$E = E_0 e^{-2\nu t}, \quad (2)$$

E_0 为 $t=0$ 时的能量。

我们定义品质因子

$$Q = \frac{2\omega}{\nu}. \quad (3)$$

参考式(3)和式(2)可知，Q值在数值上相当于系统能量衰减到 $E = E_0 e^{-1}$ 时所经历过的弧度值。而由(2)式可以推导出：

$$\frac{\text{系统中贮存的能量}}{\text{每周波损耗能量}} = \frac{E}{dE} = \frac{Q}{2\pi}, \quad (4)$$

在波传播的情况下，位移为：

$$u = A_0 e^{-at} \cos \phi(x, t), \quad (5)$$

其中 a 为介质的吸收系数。可以证明，当 $aU_p/\omega \ll 1$ 时，利用(4)式的定义可以求出：

$$Q = \omega/2aU_p, \quad (6)$$

式中 U_p 为波传播的相速度。

可见，在介质吸收较小的系统中，Q值可有如下等价的定义，即：

$$Q = 2\pi \frac{E}{dE} = \frac{2\omega}{\nu} = \frac{\omega}{2aU_p}. \quad (7)$$

一般在地震波的传播中,可用上面给出的定义来求系统的 Q 值。

二、从共振吸收的角度来看, Q 值反映了共振的带宽。定义为:

$$Q = \frac{\omega_0}{\omega_2 - \omega_1}, \quad (8)$$

式中 ω_0 为共振频率; ω_2 和 ω_1 为 $P_{\text{平均}} = \frac{1}{2}P_{\text{平均(最大)}}$ 处的频率; P 为功率; $\omega_2 - \omega_1$ 则反映了半功率点之间的频带宽。当 Q 值很高,即阻尼 r 很小时,可以证明此定义与(7)式中各定义是等价的。

三、对于高 Q 值的系统

$$\frac{A_{\max}}{A_0} \approx Q, \quad (9)$$

$A_{\max}$ 为共振时的最大振幅,因此 Q 值又反映了共振时系统对低频极限位移放大的倍数。

四、对于线弹性体或低损耗的线性固体,可用应力-应变关系来定义。介质的弹性模量 M 为复数形式, $M = M_R + iM_I$ 。波动的应力可产生波动的应变,其相位延迟为 ϕ ,则有:

$$\tan\phi = \frac{M_I}{M_R} = \frac{1}{Q}. \quad (10)$$

可见, Q 值的概念并非首先在地球物理学中提出的,而且存在着不同的定义方法。它反映了波通过介质时由内摩擦造成的能量耗散。早在本世纪初,对于 Q 值的实验室测量就提出过报道。如1914年Lindsay提出过 Q 值在一定频率范围内与频率 ω 无关的实验结果。四十年代Born提出了干燥的岩石 Q 与 ω 无关,而被水浸湿后的岩石 $1/Q$ 正比于 ω 的实验报告。介质吸收的精确测量是很困难的。无论在实验室或野外的测量中,由于振动的振幅强烈地依赖于样品或通过路径的几何扩展、反射、散射等,这些因素附加在内部阻尼上,因而所有的测量技术中都必须对这些附加因素进行修正。在实验室的测量中可以根据上面给出的定义,用自由振动、受迫振动、波的传播或应力-应变曲线的观察来测量。尽管测量技术不同,但对固体介质而言,均观察到了一定频率范围内吸收因子 α 正比于频率,液体的 α 正比于 ω^2 ,即固体中 Q 与 ω 无关,液体中以及含水的岩石中 Q 与 ω 有关的结果。

Q 值的野外测量比实验室技术更为复杂和困难。随着震源物理特别是震源参数测定工作的进展,要求对地球介质的脉冲响应有所了解,以及提高各种测量技术。五十年代以来,关于地壳介质的吸收、频散的理论研究和野外测量工作都已开展起来,并取得不少成果。在野外测量工作中,经常用不同距离上的频谱的比率来求 Q 值。如1958年McDonald等用这种方法测量了页岩的吸收系数,得出了在50到550赫的频率范围之内,吸收系数随 ω 线性变化的结论。其后的许多工作如Tullos和Reid等1969年的测量结果也表明了 Q 值在一定范围之内是常数。此外,对剪切波、面波的测量工作也有了相当的进展。由大地震所激发的地球自由振荡观测求出了长周期部分的吸收系数。collins和Lee在野外的测量中得出了与Born相似的结果——即含水的岩石中 Q 值与 ω 有关。在野外的测量技术方面也有不少改进,如1980年Canley等利用声学合成振动图去修正反射和折射引起的损耗。总之,由各种观测结果可以得出地球介质的吸收特征具有如下特点:

(1) 吸收系数 α 与 ω 有关,对于干燥的岩石 α 正比于 ω ,即 Q 与 ω 无关,而含孔隙水或熔融状低速层的岩石 α 与 ω 的关系与含液体的比例有关。

(2) 吸收特性与岩石的物理状态及性质有关。

由于地球介质是复杂的，所以 Q 值也是复杂的。它与测量的路径有密切的关系，因而无论用哪种方法只能求出路径上的平均值。

另外要注意的是与吸收同时存在的频散现象，必须同时考虑这两种现象才能满足地震波传播中的因果律。Gutenberg 1958 年就曾研究了体波和面波的吸收和频散，并从地震脉冲的展宽中注意到了频散效应。但目前直接由地震波来测定频散还有一定的困难。一般可由两种方法来研究地震波的吸收和频散：第一种是假设在粘弹性流变学和地震脉冲中的等价效应来研究；第二种是假定介质有常数 Q 值，并且用 Q 值计算脉冲的加宽和频散，如 Futterman 提出的三个计算公式以及用最小相位延迟来计算频散效应均属这类工作。

总之，对地球介质 Q 值的研究是一项重要的研究课题。它对揭示地球介质的物理化学状态，分析低速带的影响以及确定岩石层和软流层的分界等方面，均有重要意义。

Q 值的测量方法

卓钰如

地震波在地球介质内传播时, 由于介质的非弹性效应以及介质的非均匀性所造成的散射现象必然会产生能量的损耗, 其结果使地震波在通过介质时产生畸变。因此, 只有对介质的非弹性效应有所了解, 才能对地震图进行反演以得到震源参数, 并了解地震的孕育发生及破裂过程。此外, 地震波在介质中的耗散状况对于减小地震灾害和工程抗震也是重要的信息。

为了描述地震波在介质中能量损耗的大小, 通常引入一个无量纲的参数 Q , 称为介质的品质因子。 $2\pi/Q$ 代表了每周波中能量的损耗与周波内总能量之比。因此, 对于传播波, 其振幅 A 的衰减可表示为

$$A = A_0 e^{-\nu t} = A_0 e^{-\pi R / Q T \nu} = A_0 e^{-\frac{\omega}{\alpha} \frac{t}{Q}}, \quad (1)$$

其中 ν 为阻尼系数, t 为波的行进时间, A_0 为 $t=0$ 时的振幅, R 为波传播的距离, T 为波的周期, V 为波的传播速度, α 为介质的吸收系数, ω 为圆频率。由于衰减沿着地球内部路径是变化的, 则指数项应改为

$$M(\omega, r) = e^{-\frac{\omega}{\alpha} \frac{t}{Q}} = \exp\left[-\frac{\omega}{\alpha} \int \frac{r}{Q(\omega, R)V(r)}\right]. \quad (2)$$

Q 值的精确测量是很困难的, 无论在实验室或野外的测量中, 波动的振幅强烈地依赖于样品或所通过路径的几何扩散, 反射, 散射以及观测仪器的脉冲响应等。因此, 在测量 Q 值时必须小心排除上述影响。一般在野外测量中, 可采用地震波谱的均衡法, 即用振幅相比的方法消除一些不确定的因素以求得所需之参量。近期还发展了在时间域及尾波求 Q 值的方法, 分别简述如下。

一、在频率域中求 Q 值

在观测仪器中记录到的地震波的振幅为

$$|A(\omega, r)| = |S(\omega)| |B(\theta)| |G_s(\omega)| |M(\omega, r)| |G(r)| |C_r(\omega, r)| |I(\omega)|, \quad (3)$$

其中 $A(\omega, r)$ —距震源 r 处的波谱; $S(\omega)$ —源时间函数的波谱; $B(\theta)$ —源空间函数, θ 为方位角; $G_s(\omega)$ —源处地壳对谱的影响; $M(\omega, r)$ —介质对谱的影响; $G(r)$ —几何扩散; $G_r(\omega, r)$ —测点地壳对波谱的影响; $I(\omega)$ —仪器响应。

根据均衡法可将衰减的测量分成以下三种方法:

1. 频率比法: 根据方程(2)可将(3)式简化为

$$|A(\omega)| = |A_0(\omega)| \exp\left[-\frac{\omega}{\alpha} \int \frac{dr}{Q(r)V(r)}\right] = |A_0(\omega)| \exp\left[-\frac{\omega}{\alpha} \frac{t}{Q}\right],$$

式中 θ 为路径上的平均值。对一次地震台记录到的一次地震, 取二频率 ω_1 和 ω_2 下的 $A(\omega)$ 的比值可得

$$\ln \frac{|A(\omega_1)|}{|A(\omega_2)|} = \ln \frac{|A_0(\omega_1)|}{|A_0(\omega_2)|} - \frac{\omega_1 - \omega_2}{\alpha} \cdot \frac{t}{Q}.$$

假定右式第一项与距离无关, 则由一个台记录到的多个地震, 或对一系列台站记录到的同一地震, 可由 $\left[\ln \frac{|A(\omega_1)|}{|A(\omega_2)|} - t \right]$ 关系求出 Q 值。具体应用此法时要注意地震震级范围的选取, 以使震源特性的影响可以忽略掉。

2. 距离比法: 此法用于两个台站对同一地震的谱振幅比, 或者一个台站对于二个不同距离的震中的谱振幅比有如下的关系式:

$$\ln \frac{|A(\omega)_1|}{|A(\omega)_2|} = \ln \left[\frac{G_1}{G_2} \cdot \frac{C_1(\omega)}{C_2(\omega)} \right] - \frac{\omega}{2} \left[\int_1 \frac{dr}{QV} - \int_2 \frac{dr}{QV} \right] = \ln \frac{G_1 \cdot C_1(\omega)}{G_2 \cdot C_2(\omega)} - \frac{\omega}{2} (t_1^* - t_2^*).$$

考虑两台之间的平均 Q 值, 则上式可改写为

$$\ln \frac{|A(\omega)_1| G_2 |C_2(\omega)|}{|A(\omega)_2| G_1 |C_1(\omega)|} = \frac{\omega(r_2 - r_1)}{2QV},$$

上式左边为对几何扩散和地壳效应作了修正后的谱振幅(式中 $t^* = \int \frac{dr}{QV}$)。

假定对地壳波, 同时忽略了衰减和几何扩散的精确形式, 并假定 C 、 G 、 Q 与频率 ω 无关, 则由上式可得

$$\frac{2}{2\omega} \ln |A(\omega)_1| - \frac{2}{2\omega} \ln |A(\omega)_2| = \frac{t_2 - t_1}{2Q},$$

这样可从二个台的走时及谱的斜率计算出 Q 值。

对于核幔边界, 距离比法也适用于体波在核边界附近的衍射。利用大致相同方位的台站, 可以消除震源和传播至地核的地幔效应, 这时可得:

$$\ln \frac{|A(\omega, \Delta_1)|}{|A(\omega, \Delta_2)|} = \frac{1}{2} \ln \frac{\sin(\Delta'_2)}{\sin(\Delta'_1)} + \frac{\omega(\Delta'_2 - \Delta'_1)}{2QV},$$

式中 Δ 为路径距离, Δ' 仅为沿核边界的路径距离, $\Delta'_2 - \Delta'_1 = \Delta_2 - \Delta_1$ 。将上式左端对 Δ 作图, 由其斜率可求出 Q 值。

3. 波型比法: 此法适用于一个台站记录到的同一地震不同波谱振幅比。主要用于核反射波, 也适用于面波, 最好选用离源方向相同而路径相差一个或几个地球圆周的波, 利用公式

$$\ln \frac{|A(\omega, \Delta_1)|}{|A(\omega, \Delta_2)|} = \frac{\omega}{2} \frac{t_2 - t_1}{Q}$$

可求出地幔平均 Q 值。

朱传镇等用频率域中求 Q 值的方法对国内地震资料进行处理, 讨论了一些大地震前后 Q 值的变化。

二、在时间域中用小地震初动半周期 Tr 求 Q

当震源尺度(或震级)较大时, 介质吸收效应对地震波的影响相对较小, 此时地震图中观测到的 P 波初动半周期 Tr 随震级而增加。当震源尺度较小时, 介质吸收所产生的脉冲宽

度可比震源脉冲宽度大,此时初动半周期 T_r 的大小主要反映了介质吸收特性。同一地震台观测到的同一地区的地震,由于其介质吸收的影响相同,所以可利用小地震相应的初动半周期最小值 T_{min} 估算出该路径上的平均 Q 值。具体作法如下:

$T_{min}(S)$

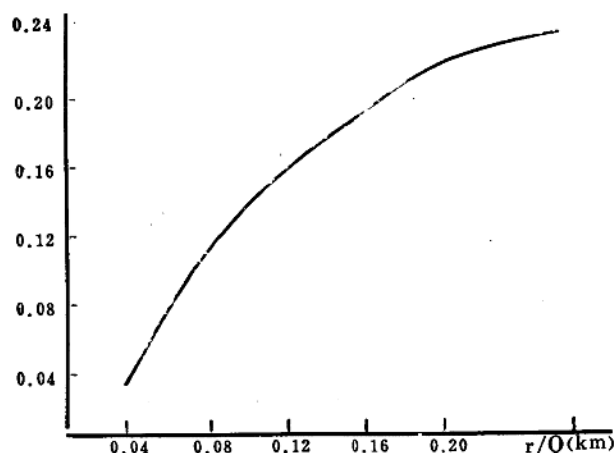


图1a 维开克地震仪的 $T_{min}-r/Q$ 图 (据陈运泰等)

用一个地震台记录到的某一地区的地震资料作 $Tr-M$ 图, 从中求出不随 M 变化的 T_{min} 值, 然后利用由合成地震图方法求出的 $T_{min}-r/Q$ 关系, 即可求出该传播路径上的平均 Q 值。图 1a 为均匀位错下圆盘模式中, 当位错面法向与台站的夹角为震源球面上的平均角 $51^{\circ}45'$ 时, 维开克地震仪所记录到的 T_{min} 与震源距 r 及品质因子 Q 的关系图。图 1b 示出了位错沿径向呈线性衰减的非均匀断裂的圆盘模式条件下, 将传播介质视为简单的“均匀(介质)滤波器”, 对 DD-1 型地震仪 $\theta = 50^{\circ}$ 时的 $T_{min}-r/Q$ 关系图。

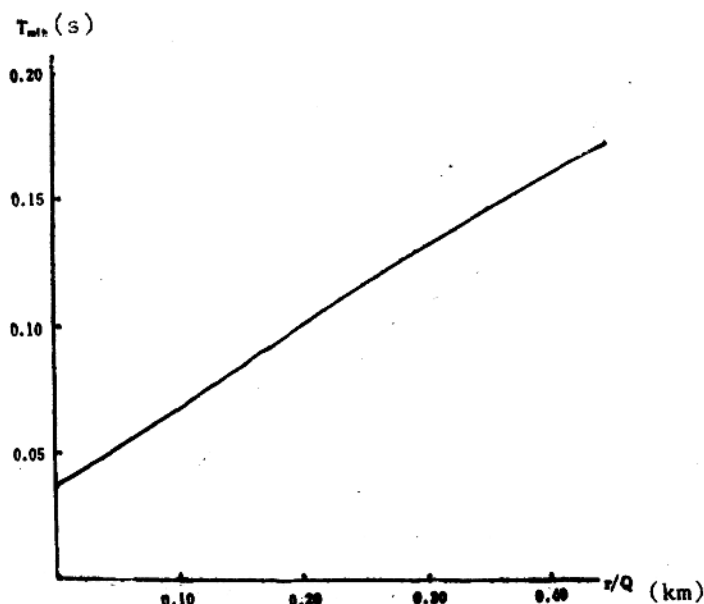


图1b DD-1型地震仪的 $T_{min}-r/Q$ 图 (据卓钰如等)

三、用尾波求Q值的方法

1969年Aki发展了一个用尾波模拟记录资料计算地方性小地震源震参数的方法。他的基本假设是地震尾波功率谱只是从发震时刻算起的时间的函数与震中距无关也与波传播到台站的路径的细节无关。这一假设被1966年帕克菲尔德地震余震资料所证实。这种假设的物理实质是认为尾波是从散射源（不均匀体）来的反向散射波。假定波的衰减服从Q常数定律，且在尾波范围内点源的假定有效，则次生波的强度可表示为：

$$F(\omega|r) = |\phi(\omega|r)|e^{-\omega t/2Q} = M_0|\phi_0(\omega|r)|e^{-\omega t/2Q},$$

式中 $\phi(\omega|r)$ 及 $\phi_0(\omega|r)$ 分别为源次生波及点源发生的次生波强度。 $e^{-\omega t/2Q}$ 代表衰减； M_0 为地震矩， ω 为圆频率， r 为距离。假如在半径为 r_0 的体积内有 $\omega(r_0)$ 个散射源，则源次生波的功率谱为

$$X(\omega_p) = M_0[2N(r_0)]^{1/2}|\phi_0(\omega_p|r_0)| = t^{1/2}e^{\omega t/2Q}\left(-\frac{1}{Q}\frac{dt}{df_p}\right)^{1/4}\langle y^2(t) \rangle^{1/2}. \quad (4)$$

式中 $t^{1/2}$ 为几何扩散改正， $e^{\omega t/2Q}$ 为耗散改正 $\left(-\frac{1}{Q}\frac{dt}{df_p}\right)^{1/4}$ 为频散改正， $\langle y^2(t) \rangle^{1/2}$ 为讯号的均方差与尾波的峰值振幅 $A(t)$ ，有如下关系：

$$\langle y^2(t) \rangle^{1/2} = A(t)/\sqrt{8} \cdot |I(\omega_p(t))|^{-1}.$$

定义 $B(f_p) = [2N(r_0)]^{1/2}|\phi_0(\omega_p|r_0)|$ ，称为尾波激发因子或尾波源因子，则有

$$A(t)/\sqrt{8} = M_0 B(f_p) C(f_p, t) Q^{1/4},$$

式中

$$C(f_p, t) = I[\omega_p(t)] t^{-1/2} \left(\frac{dt}{df_p}\right)^{-1/4} e^{-\omega_p t/2Q}.$$

Herrmann 1980年推广了Aki的理论，用 t^* 代替 t 得到尾波包络峰-峰振幅 $A(t^*)$ ，其表达式如下：

$$A(t^*)/\sqrt{8} = Q^{-1/2} M_0 B(f_p) C(f_p, t^*), \quad (5)$$

式中 $t^* = t/Q$ ， $C(f_p, t^*)$ 为尾波波形函数。具有如下的形式：

$$C(f_p, t^*) = I(f_p) t^{*-1/2} (df_p/dt^*)^{1/4} \exp(-\pi f_p t^*).$$

滤波系统（包括Q滤波）的优势频率可由下式决定：

$$\frac{d}{df} \{ \ln I(f_p) \exp(-\pi f_p t^*) \} = 0.$$

由上式可得

$$t^* = \frac{d \ln I(f_p)}{\pi df_p}. \quad \left(\text{当 } \frac{d \ln I(f_p)}{df_p} > 0 \text{ 时} \right)$$

这就给出了 f_p 与 t^* 关系的解析式。

在上述假设条件下，Herrmann提出了用较小地震（拐角频率大于仪器最大放大倍数的频率）的资料，则可忽略震源因素的影响，此时有三种研究确定Q值的方法。

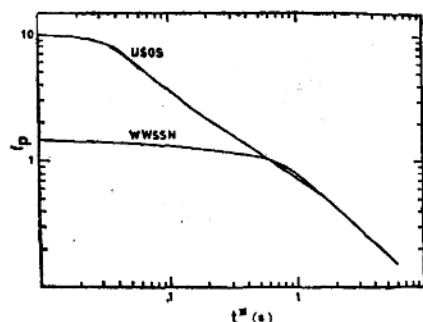


图2a USGS及WWSSN仪器 f_p-t^* 量板 (据Herrman, 1980)

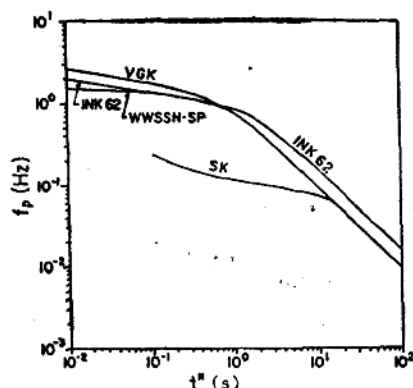


图2b 维克 (VGK) 62型, WWSSN SK型地震仪的 f_p-t^* 量板 (据 Peishan Chen, O. W. Nuttli, 1984)

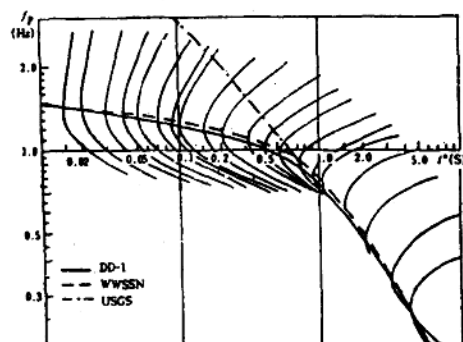


图2c DD-1仪 f_p-t^* 量板 (据程德利、张裕中, 1985)

1. f_p-t^* 法: 利用式 3—5 可以求出不同仪器的 f_p-t^* 图。将实测资料的 f_p 作为从发震时刻算起的 t 的函数点在坐标纸上。移动水平和垂直轴使图形与 f_p-t^* 重合, 图中 $t^*=1$ 所对应的 t 即为 Q 值。图 2a, b, c 分别示出了尾波优势频率 $f_p(H_z)$ 作为 $t^*(s)$ 的函数情况下的 WWSSN、USGS、维克、SK-62型及DD-1型仪器的 f_p-t^* 量板曲线。

2. 尾波形状法: 计算出不同仪器的尾波形状函数 $c(f_p, t^*)$ 随 t^* 变化的量板。测出同一台站记录到的不同地震的尾波振幅 $A(t)$, 对每一地震作出 $\log A(t)-\log t$ 图, 垂直移动坐标位置, 使不同地震的资料至少在部分时段上重合以完成拼接。然后

用拼接后的曲线与量板曲线相比, 移动水平和垂直轴以求得曲线的最佳拟合, 此时量板上的 $t^*=1$ 所对应的 t 值即为 Q 值。图 3a, b, c 分别示出了 WWSSN、VGK、INK62及DD-1仪器的 $C(f_p, t^*)-t^*$ 量板曲线。

实际上, Q 值是与频率有关的。假定 Q 以幂指数的形式依赖于频率, 则有 $Q = Q_0(f/f_0)^\eta$, η 为频率依赖系数。此时方程3-3和3-4则变为

$$\frac{d \ln I(f_p)}{d f_p} = \pi(1-\eta)(f_0/f_p)^\eta t^* \quad \text{当 } d \ln I(f_p)/d f_p > 0 \text{ 时}$$

$$C(f_p, t^*, \eta) = I(f_p) t^{*-1/2} (f_p/f_0)^{3/4 \eta} |d f_p/d t^*|^{1/4} \exp(-\pi f_p^{(1-\eta)} f_0^\eta t^*).$$

对不同的 η 值可计算出一簇 f_p-t^* 及 $c(f_p, t^*)-t^*$ 量板曲线, 如图 4 所示。对比观测数据, 则可同时估算出 Q_0 及 η 值。

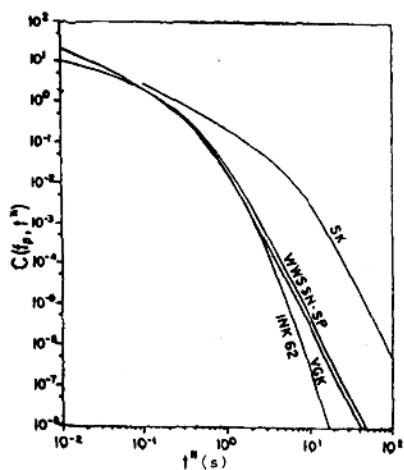


图3a WWSSN, VGK, INK62和SK仪器的 $C(f_p, t^*) - t^*$ 量板 (据Peishan Chen and W. Nuttli, 1984)

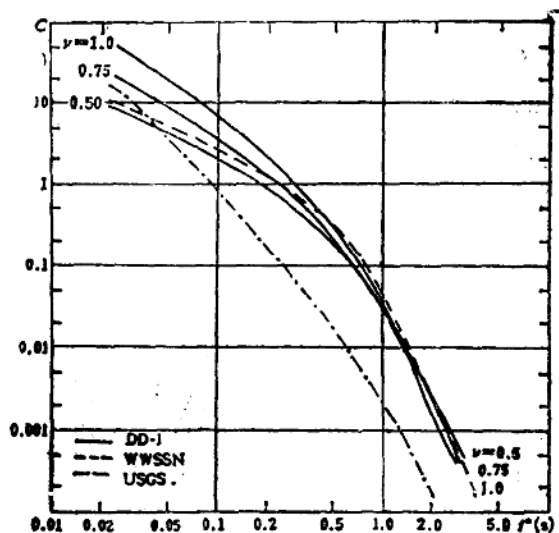


图3b DD-1, VSGS和WWSSN仪器的 $C(f_p, t^*) - t^*$ 量板 (据程德利、张裕中, 1985)

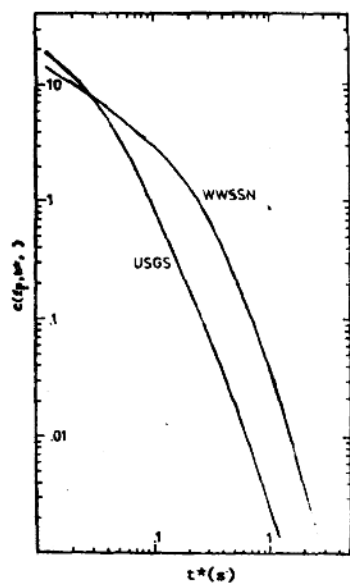


图3c USGS和WWSSN仪器的 $C(f_p, t^*) - t^*$ 量板 (据Herrmann, 1980)

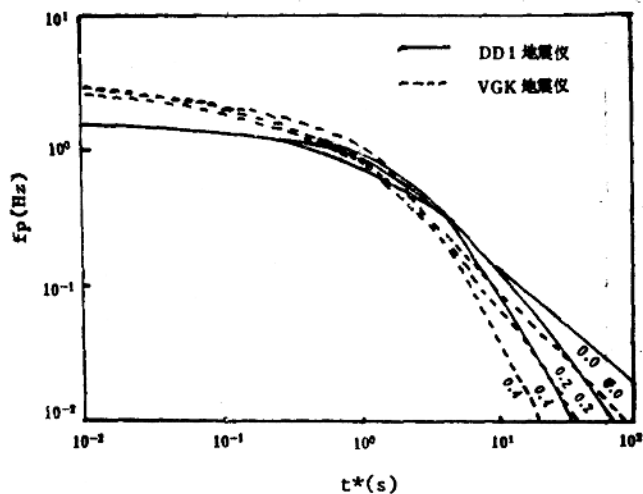


图4a 尾波优势频率 f_p 作为 t^* 的函数 (不同的 $\eta, f_0 = 1$ Hz) (据秦嘉政、阎荣举, 1986)

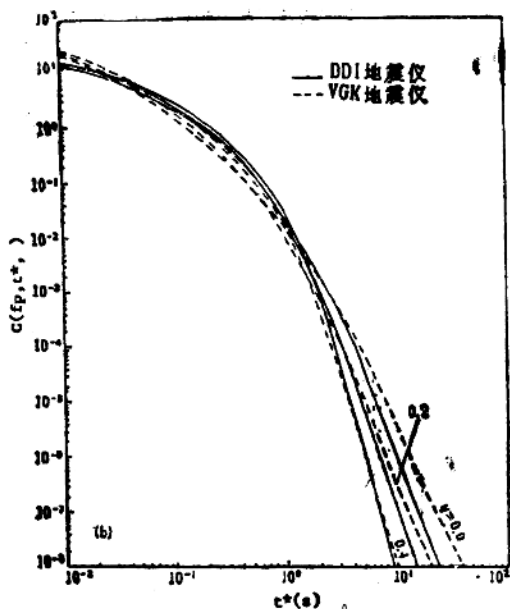


图4b 尾波形状函数 $C(f_p, t^*, \eta)$ 作为 t^* 的函数 (不同的 η 值 $f_0 = 1\text{Hz}$) (据秦嘉政, 阙荣举, 1986);

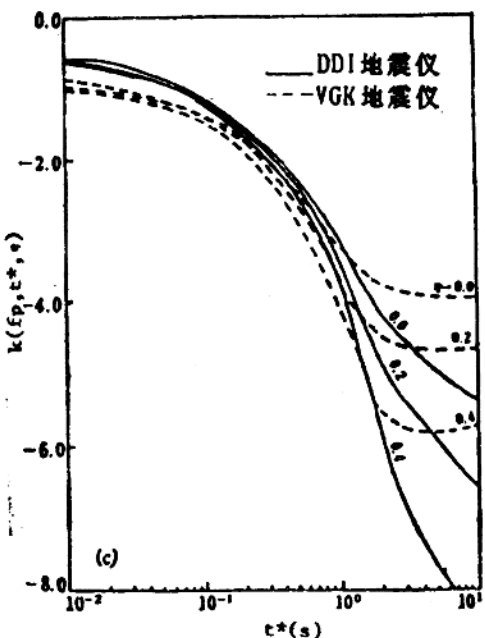


图5 (a) 尾波斜率函数 $k(f_p, t^*, \eta)$ 作为 t^* 的函数关系 (DD-1和VGG短周期地震仪 $f_0 = 1\text{Hz}$) (据秦嘉政, 阙荣举, 1986);

3. 由衰减系数 γ 估计 Q ; Nuttli 1973年指出, 对Lg波 γ 与 Q 、频率 f 及群速度 v 有如下的关系:

$$\gamma = \pi f / Qv. \quad (6)$$

而垂直向Lg波随着距离 r 的空间吸收为

$$A(r) = A_0 r^{-5/6} e^{-\gamma r}. \quad (7)$$

将所观测到的lg尾波振幅标准化, 而后用多个地震, 单台的数据可求出该台附近的平均 Q 值。

此外, 陈培善及 Nuttli 等推广了Herrman的方法, 计算出了尾波包络的斜率量板。尾波斜率 k 由下面表达式给出

$$\begin{aligned} k(f_p, t^*, \eta) &= \frac{d \log C(f_p, t^*, \eta)}{d \log t^*} \\ &= -\frac{t^* 2 (-df_p / dt^*)}{4 f_p} \\ &= -(0.5 + \pi f_p^{(1-\eta)} f_0^\eta t^*). \end{aligned} \quad (8)$$

图5给出了 $k-t^*$ 量板曲线。由每个地震

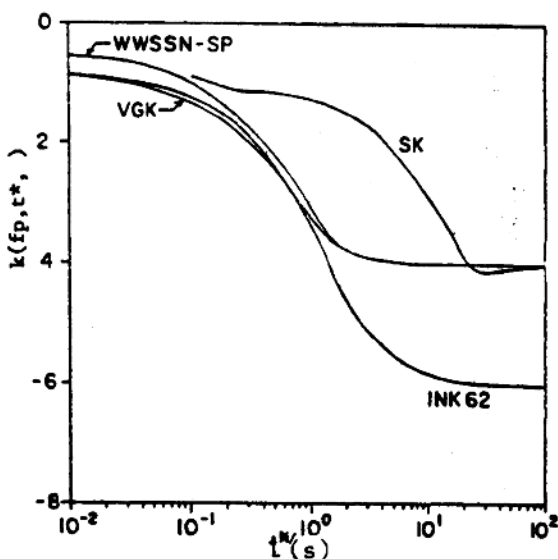


图5 (b) WWSSN, VGG, SK, INK 62型仪器的 $K(f_p, t^*, \eta)-t^*$ 关系曲线 ($f_0 = 1\text{赫}$, 据peishan Cheng和O.W. Nuttli等)

的尾波峰—峰振幅求出的斜率函数 k 及由到时算起的 t 绘在对数坐标上与量板相比, 可同时估算出 Q 与 η 值。

高龙生等导出尾波包络振幅 $A(\omega/t)$ 与 t 的关系为

$$\ln A(\omega/t) = a - 0.5 \ln t - bt. \quad (9)$$

式中 $b = \pi f/Q^*$ 。由补偿法推出 $\Delta \ln A = 1.73 \Delta M$ (ΔM 为实测震级与归一化所用年考震级之差) 代替肉眼的拼接。用观测的 $A(t) - t$ 与上式拟合求出在频率为 ω 下的 Q^* 。 $1/Q^* = 1/Q_i + 0.67/Q_s$ 。 Q_i 为与内耗有关的品质因子, Q_s 为与散射过程有关的品质因子)。可见, 所求出的 Q 为尾波的散射和内耗二部分组成。此外, 由实验可得 $Q_c \cong Q_p$, Q_c 为尾波的品质因子, Q_p 为剪切波的品质因子。可见, 尾波是由剪切波能量向后散射组成, 而 Q_c 代表了剪切波的平均 Q 值。目前虽然还没有一个有效的办法区分尾波的散射和内耗过程, 但尾波 Q 值仍十分有意义, 而且已有不少资料积累。

作为散射波的地方震尾波分析

K. Aki

设计出一种方法从地方性小地震的尾波中提取震源的信息。这种方法基于以下假设：地方震尾波功率谱只是从发震时刻起算的时间的函数，既与震中距无关，也与波传播到台站的路径的细节无关。用1966年6月28日帕克菲尔德地震的余震资料给出了支持上述假设的证据。根据对尾波的观测，提出一种波介质的简单模式。对许多帕克菲尔德余震应用此方法，确定了地震矩 M_0 与地方震震级 M_L 的关系为 $M_0 = 15.8 + 1.5M_L$ ，估算出震级为零的微震尺度是 10×10 米。

一、引言

进行地震面波分析，无论是研究地壳构造还是要确定震源参数，皆依据横向均匀地球模型假设。这种假设对于长周期波似乎是合适的，但是对受地壳较浅部分控制的短周期波则不合适。在现代地震学中，我们面临的最紧迫问题是要发展一种适用分析方法处理在不均匀地

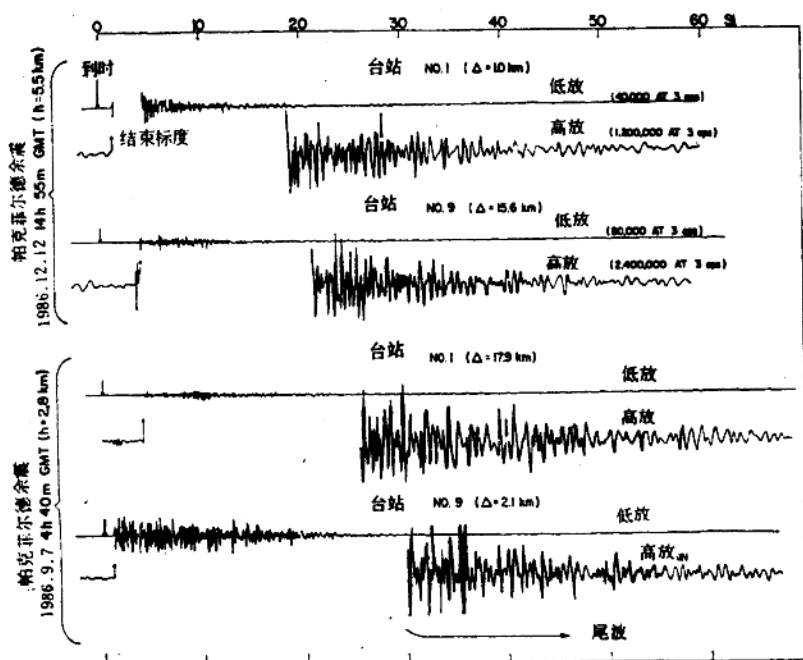


图1 帕克菲尔德地震两次余震记录图是由美国地调局所属的两个临时台的EV-17型垂直向地震仪记录的（没有滤波）。一个地震的位置靠近台站1，另一个靠近台站9。早15秒到达的波群表明它们是由源向外传播的。但是仅在高增益的描述上才能清楚地看到的记录后面的那部分，不管是对距离震源才1—2公里的台还是15—18公里的台，似乎有同样的谱。我们假定这部分是由具有的不均匀体而来的反向散射波