

# 小近震三分向地震图 S 波记录 振幅包络形状及 Q 值测定

杨 明 芝

(宁夏回族自治区地震局)

## 摘 要

本文采用三层地壳介质模型, 讨论了地方台网记录的小近震三分向地震图 S 波段振幅包络形状问题。认为 S 波包络的规则形状主要是由于强反射界面上的一次和多次全反射波形成的。分析了地壳分层结构, 震源辐射特性, 介质衰减对  $n$  次全反射波振幅的影响。在此基础上, 从理论上给出了从直达 S 波到尾波之间的 S 波段记录部分振幅包络形状函数和 S 波最大振幅。利用包络形状函数方法测定了宁夏地区介质品质因素 Q 值。

**关键词** S 波; 全反射; 包络; Q 值

## 一、前 言

众所周知, 近震图上 S 波段记录占有非常显著的位置。其振幅强, 持续时间长。具有比较稳定, 规则的记录形态。S 波段从直达 S 波起振幅先随时间增大, 达到最大振幅后又逐渐衰减。随着震中距离的增大, 上升时间和下降时间也增大。S 波最大振幅之后的下降段衰减规律并不服从  $AK_i$  的尾波振幅公式。可见, 它是由区别于散射的另一种机制造成的。那么, S 波段有规律的记录图形是怎样形成的? 它们的震相特征是什么? 这种规则图形与震源辐射, 地壳结构及介质特性的关系如何? 显然, 这是一些值得探讨的问题。

笔者曾指出<sup>[1]</sup>, S 波记录图形的规则形状与地壳的分层结构有关。并采用简单的二层介质模型, 研究了垂直向 S 波振幅包络形状问题。在此基础上, 本文对二层模型作了改进, 采用三层模型进一步研究包括水平向在内的三分向 S 波振幅包络形状及有关问题。

根据冯锐的研究结果<sup>[2]</sup>, 中国地壳层状结构大体上可用沉积层、花岗岩层和玄武岩层来代表。并且, 尽管各地区地壳结构差别很大, 但大体上可划分为几个速度结构基本稳定的区域。因此, 对于震中距离不是很大时, 地震波传播的区域可近似看成是水平层状横向均匀的。图 1 是本文采用的模型示意图。我们将沿用文献 [1] 的说法, 称地面为自由面 (界面 I), 底部反射面为主反射面 (界面 III), 界面 II 为中间界面。相应地, 波速度满足

$\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$ . 事实上,地壳存在许许多多界面,但由于多数波速差异小的弱反射界面对波传播的影响较小.只有波速差异大的显著界面才会对波的传播造成重要影响.一般来说,沉积层可看作是第一层的代表.按照冯锐给出的结果,其厚度约 3—8 km.波速比较低,  $\beta_1$  约在 2.8 km/s 左右.沉积层与下部岩层的交界面可作为中间界面.主反射面是中间层下部的强反射界面,例如康腊面或莫霍面(对于不存在康腊面的地区).另外,一般来说,大多数天然地震发生在沉积层之下.这里我们假定震源位于界面 II 与 III 之间.

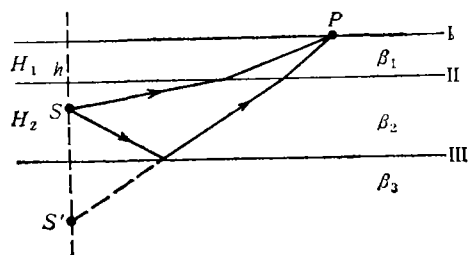


图 1 三层地壳介质模型

在上述模型的基础上,采用虚源图像的几何近似方法,讨论 S 波段振幅随时间变化的一些基本规律和特征.分析认为,自由面与主反射面之间的一次和多次全反射 S 波对 S 波段振幅包络形状起主要作用.这些全反射波通过中间界面的调制作用形成上升—衰减的规则图形.

## 二、层状介质中的多次全反射波

小地震震源可以近似用点源代表.一个点源辐射的 S 波远场位移谱为:

$$\mathbf{U}(\omega) = U_\theta(\omega)\mathbf{e}_\theta + U_\varphi(\omega)\mathbf{e}_\varphi \quad (1)$$

其中,  $U_j(\omega) = s(\omega)\mathcal{R}_j e^{-i\frac{\omega \cdot r}{\beta}}/r$  ( $j = \theta, \varphi$ ).  $s(\omega)$  表示源强度,  $\mathcal{R}_j$  为辐射图型因子.地震发生时,地震波以各种角度投射到地壳分层界面上(如图 1),受到界面的反射、透射等作用.其中一部分经过一些特殊的反射、透射路径传播到地面台站 P.显然,这些由不同路径到达台站的波在主反射面 III 上的入射角只能取某些特殊值  $\theta_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ).任何一条路径  $r(\theta_n)$  到达 P 点的地震波位移可表示为:

$$U_j(\omega, r) = s(\omega)\mathcal{R}_j(\theta_n)\phi_j(\theta_n)e^{-i\frac{\omega r}{\beta}}/r \quad (j = \theta, \varphi) \quad (2)$$

这里  $\phi_j(\theta_n)$  表示沿路径  $r(\theta_n)$  在分界面上的反射和透射作用对 S 波振幅和相位的影响.

震源发出的波可通过多种途径到达观测点.同时在分界面上还会发生波型的转换,形成十分复杂的物理图象.但是,根据理论计算(参看文献[3]中图 3.15 和图 3.16),其中 P-S, S-P 转换波振幅比较小.而小于主反射面临界角  $\theta_c$  入射的多次反射波,其反射系数很小,到达台站振幅已很微弱.因此,只有自由面与主反射面之间的一次或多次全反射波具有较强的振幅.这些全反射波在主反射面上的人射角限定在临界角  $\theta_c$  与直达 S 波入射角  $\bar{\theta}$  之间.

用  $V_1, V_3$  表示界面 I 和 III 上 SV 波反射系数;  $D_{21}, D_{12}$  代表经过中间界面 II 的上行 SV 波和下行 SV 波的透射系数.用带撇的量表示 SH 波相应的量.对于全反射波,界面 I 和界面 III 满足全反射条件.令:

$$V_1 = e^{-i\varphi_1}, V_3 = e^{-i\varphi_3}$$

$$V'_1 = e^{-i\varphi'_1}, V'_3 = e^{-i\varphi'_3}$$

对 (2) 式取绝对值, 并定义界面因子  $\phi_i(\theta)$ . 得

$$\bar{U}_i(\omega, r_n) = |s(\omega)| \cdot |\mathcal{R}_i(\theta_n)| \cdot \phi_i(\theta_n) \cdot \frac{1}{r_n} \quad (3)$$

由于  $|V_1| = |V_3| = |V'_1| = |V'_3| = 1$ , 式中  $\phi_i(\theta_n)$  即为:

$$\phi_{SV}(\theta_n) = |1 + V_1(\theta_n)| \cdot |D_{12}(\theta_n) \cdot D_{21}(\theta_n)|^n \cdot |D_{21}(\theta_n)| \quad (4)$$

$$\phi_{SH}(\theta_n) = 2 \cdot |D'_{12}(\theta_n) \cdot D'_{21}(\theta_n)|^n \cdot |D'_{21}(\theta_n)| \quad (5)$$

$n$  为波穿过中间界面 II 的次数. 近似为:

$$n = \frac{\Delta \pm h \operatorname{tg} \theta_n}{2 \cdot H \operatorname{tg} \theta_n}$$

$\Delta$  是震中距,  $h$  是震源深度,  $H$  是界面 III 的埋深.

波由介质 1 进入介质 2 的透射系数  $D_{12}$ ,  $D'_{12}$  和由介质 2 进入介质 1 的位移透射系数  $D_{21}$ ,  $D'_{21}$  可由下述公式算出. 对于 SV 波:

$$D = \frac{2(L_1 + L_3)\beta}{[(L_1 + L_3)(m_2 + m_4) - (L_2 + L_4)(m_1 + m_3)]\bar{\beta}} \quad (6)$$

对于 SH 波:

$$D' = \frac{2m \cos \theta}{m \cos \theta + \sqrt{\left(\frac{\beta}{\bar{\beta}}\right)^2 - \sin^2 \theta}} \quad (7)$$

式中  $L_1, L_2, L_3, L_4$  和  $m_1, m_2, m_3, m_4$  符号意义参看伊文的著作<sup>[3]</sup>.  $\beta, \bar{\beta}$  分别为界面两侧介质 S 波速度.  $m = \mu/\bar{\mu}$  为剪切模量比.

(4) 式中因子  $|1 + V_1(\theta)|$  为接收点 SV 波的人射波与其反射波迭加造成的. 根据文献 [1] 给出的结果:

$$|1 + V_1(\theta')| = 2$$

$$\cdot \left| \sin \left[ \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{\operatorname{tg}^2 2\theta' \left( \sin^2 \theta' - \frac{\beta_1^2}{\alpha_1^2} \right)}{\cos \theta'} \right) \right] \right| \quad (8)$$

$\theta'$  为波在自由面上的人射角.  $\alpha_1, \beta_1$  为介质 1 的纵、横波速度. (8) 式的函数图形也已在文献 [1] 中给出.

根据 (6)、(7) 和 (8) 式, 就可得出界面因子  $\phi_{SV}, \phi_{SH}$ . 图 2 是给定地壳模型参数下计算的界面因子  $\phi_{SV}, \phi_{SH}$  随入射角变化的图形. 实际计算表明,  $n$  对  $\phi_{SV}, \phi_{SH}$  的影响不大, 近似计算时可用  $n = 1$  代

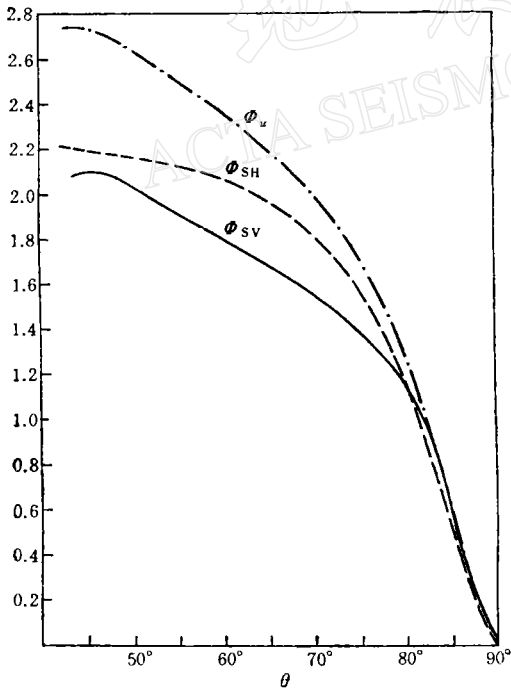


图 2 界面因子  $\phi_{SV}, \phi_{SH}$  与入射角  $\theta$  关系曲线  
( $\beta_1/\beta_2 = 0.89, \beta_2/\beta_3 = 0.83, \mu_1/\mu_2 = 0.64,$   
 $\mu_2/\mu_3 = 0.625$ )

替。

全反射 S 波振幅除与震源强度,源辐射特性以及几何扩散有关外,表征界面影响的因子  $\phi_{SV}$ ,  $\phi_{SH}$  对波振幅起调制作用。使到达台站的波振幅随入射角  $\theta$  变化。

### 三、S 波记录振幅包络形状函数

对于距震中不是很近的台站,除记录到直达 S 波外,还可能接收到来自反射面上的的一次和多次全反射波。这些全反射波的位移振幅由(3)式表示。根据虚源图像的几何近似方法<sup>[4]</sup>。每一个“虚源”与一条反射路径相对应(参看图 1)。P 点的位移可以看成由直达波和一系列“虚源” $S'_1, S'_2 \cdots S'_n$  辐射的波造成的。这些波的入射角  $\theta_n$  必须满足关系:

$$\frac{\Delta - (H \pm h) \operatorname{tg} \theta_n}{H_1 \operatorname{tg} \theta'_n + H_2 \operatorname{tg} \theta_n} = n \quad (n = 0, 1, 2, \cdots)$$

其中  $\theta'_n$  是在自由面上的入射角,  $\sin \theta'_n = (\beta_1/\beta_2) \sin \theta_n$ ,  $n$  只能取正整数。即它们相对于主反射面的入射角  $\theta_n$  只能取分立谱值  $\theta_1, \theta_2 \cdots \theta_n$ 。并且,对于全反射波,还必须满足条件:

$$\theta_n \geq \theta_c \quad (\theta_c \text{ 为临界角})$$

对于  $\theta_n \geq \theta_c$  的全反射波,由于不同的  $\theta_n$  对应的传播路径不同,它们到达观测点 P 所经历的时间也不同。反射次数少的波先到,反射次数多的后到。这样,形成以  $\theta$  角由大到小的顺序相继到达 P 点时间序列。图 3 表示了一个震中距  $\Delta = 200 \text{ km}$  台站可能接收到的  $n$  次全反射波振幅-时间序列。

小地震的震源作用时间极短。若取破裂传播速率  $c = 3 \text{ km/s}$ , 断层面上质点的滑动速率  $u = 1 \text{ m/s}$ , 对于一次四级地震,其破裂时间大约只有  $0.3 \text{ s}$ ,断层面上质点的作用时间大约  $0.01 - 0.1 \text{ s}$ 。说明震源过程所经历的时间远远小于不同路径波的到时差。因此,可以忽略不同路径到达的波包之间的相干作用。认为后一个波包到达 P 点时,前一个波包在 P 点的作用已经消失。于是沿各反射路径到达的波相互独立。在地震图上按到达时间先后形成记录振幅的时间序列。构成近震图上 S 波段图形的基本骨架。

在记录比较清晰的图纸上可以看到 S 波段振幅和周期的分组迹象。S 波段的包络便

由这些波群中的较大振幅决定。伴随每一条反射路径到来的全反射波的波群中可能包含各种 P-S, S-P 转换波和因介质的非均匀性造成的散射波。使每一反射波束具有一定的延续时间。因此,在地震图上看到的是一连续的振动图形。由于转换波、散射波振幅不

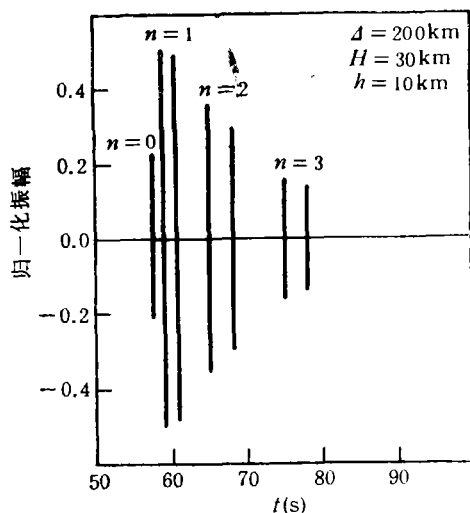


图 3  $n$  次全反射波的振幅-时间序列

会超过全反射波振幅,因而不会改变 S 波段包络的振幅时间特征。

令  $\theta$  在主反临界角  $\theta_c$  与直达波入射角  $\bar{\theta}$  之间连续变动,就可以由 (3) 式得到一条光滑曲线。由于  $\theta$  与波走时  $t$  (从发震时刻算起) 相对应,故作如下近似考虑: (1) 波的传播路径长度  $r$  近似用平均波速  $\beta$  乘以波走时  $t$  代替。  $r = \beta t = \Delta / \sin \theta$  关系近似成立; (2) 不考虑波频率随时间的变化,则得:

$$\bar{U}_j(\omega, t) = |s(\omega)| \cdot |\mathcal{R}_j| \cdot \phi_j(t) \frac{1}{\beta t} \quad (9)$$

$$(j = \text{SV}, \text{SH})$$

$\phi_j$  是  $\theta$  的函数,因而也是  $t$  的函数,  $t$  的取值范围从直达 S 波到时  $\bar{t}$  到以临界角  $\theta_c$  反射波的到时  $t_c$ 。显然,曲线上只有那些对应于  $\theta = \bar{\theta}, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$  的特殊点的振幅才是真实存在的全反射波位移振幅。

实际观测表明,对于小地震, S 波段记录振幅对震源力学过程的细节很不敏感。这可能是由于震源处介质的非均匀性和反射界面小尺度起伏,使波的辐射方向特性变得模糊。因此,可近似认为辐射在各方向上是均匀的。 $\mathcal{R}_j$  用震源球面上的平均值代替。

设波在  $P$  点的入射角为  $\theta'$ , 那么, SV 和 SH 波在  $P$  点引起的地面垂直位移  $w$  和水平位移  $u$  分别为:

$$w(\omega, t) = \bar{U}_{\text{SV}} \sin \theta' \quad (10)$$

$$u(\omega, t) = [\bar{U}_{\text{SV}}^2 \cos^2 \theta' + \bar{U}_{\text{SH}}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

若三分向地震仪放大倍数分别为  $I_1(\omega)$ ,  $I_2(\omega)$  和  $I_3(\omega)$ , 波的优势频率为  $\omega_0$ , 台站相对于震源的方位角  $\varphi$ 。此外,用地壳介质品质因素  $Q$  表示衰减。可得到三分向地震图 S 波段振幅包络形状函数:

$$A_1(\omega_0, t) = A_0(\omega_0) I_1(\omega_0) \phi_{\theta'} t^{-1} e^{-\omega_0 t / 2Q} \cos \varphi \quad (12)$$

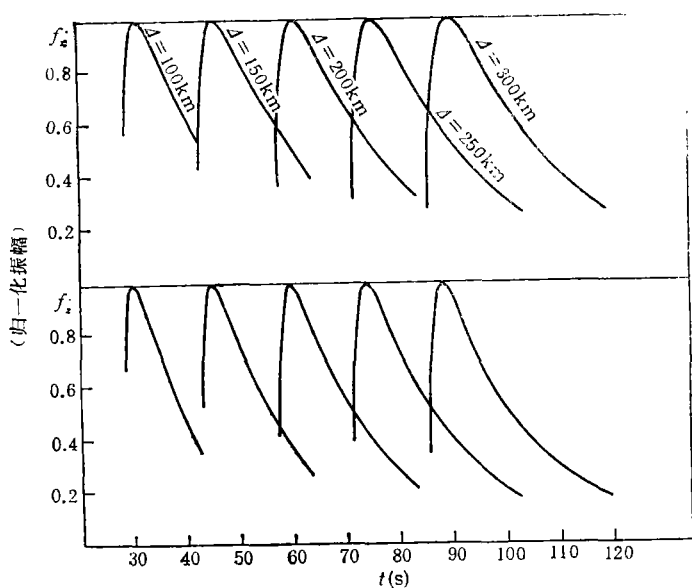


图 4 不同震中距的 S 波理论包络形状曲线 ( $\beta_1/\beta_2 = 0.89$ ,  $\beta_2/\beta_3 = 0.83$ ,  $h = 10 \text{ km}$ ;  
 $\mu_1/\mu_2 = 0.64$ ,  $\beta = 3.5 \text{ km/s}$ ;  $\mu_2/\mu_3 = 0.625$ ,  $t = 3.0$ ;  $Q = 200$ )

$$A_2(\omega_0, t) = A_0(\omega_0) I_2(\omega_0) \phi_u t^{-1} e^{-\omega_0 t/2Q} \sin \varphi \quad (13)$$

$$A_3(\omega_0, t) = A_0(\omega_0) I_3(\omega_0) \phi_w t^{-2} e^{-\omega_0 t/2Q} \quad (14)$$

其中,  $A_0(\omega_0)$  是与震源强度有关的常数。而

$$\phi_u = \left[ \phi_{sv}^2 \left( 1 - \frac{K\Delta^2}{\beta^2 t^2} \right) + \phi_{sh}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$\phi_w = \phi_{sv} \quad (16)$$

$K = \beta_1/\beta_2$ 。根据 (12) — (14) 式可定义相对包络形状函数。令三分向 S 波最大振幅分别为  $A_1m, A_2m, A_3m$ , 则相对包络形状函数为:

$$f_1(\omega, t) = A_1(\omega, t)/A_1m \quad (17)$$

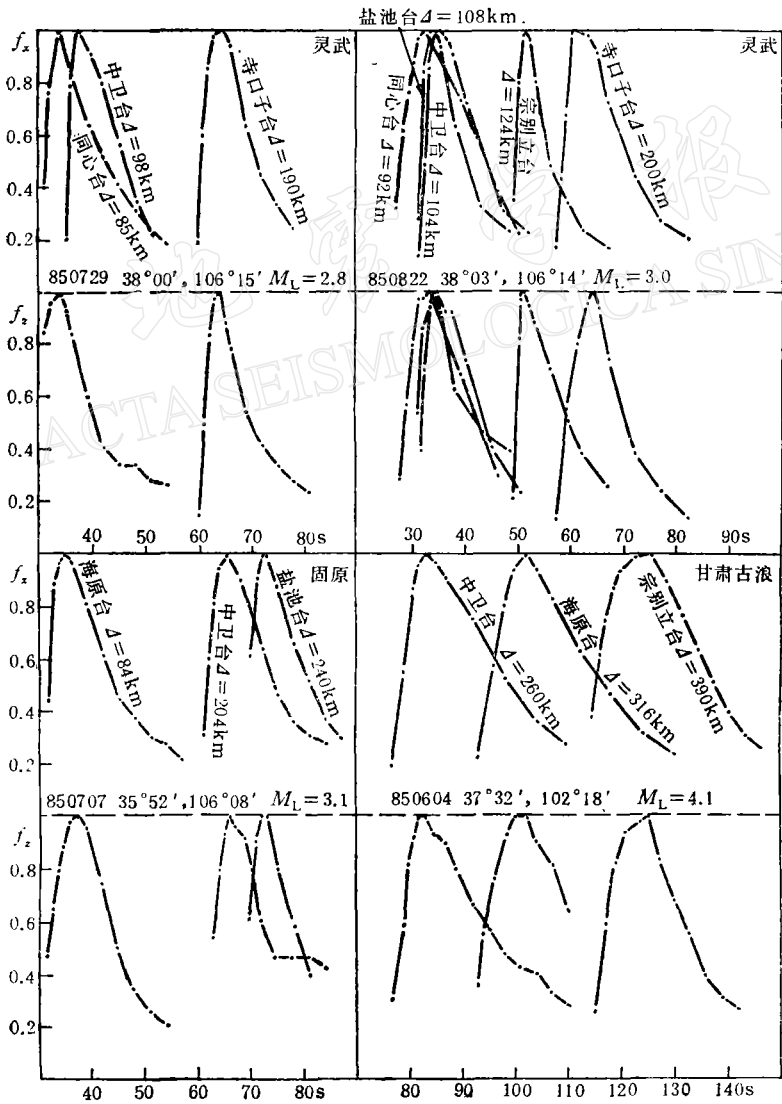


图 5 宁夏台网记录的几次地震实测 S 波包络曲线  
(用最大振幅归一化)

$$f_2(\omega, t) = A_2(\omega, t) / A_{2m} \quad (18)$$

$$f_3(\omega, t) = A_3(\omega, t) / A_{3m} \quad (19)$$

图 4 是给定地壳参数下计算的 S 波理论相对包络形状曲线。其中  $f_x = (f_1^2 + f_2^2)^{\frac{1}{2}}$  代表水平向,  $f_1 = f_3$  代表垂直向。作为例子, 图 5 是由宁夏台网记录的几次地震实测 S 波包络曲线。理论曲线与实测曲线在基本特征上一致。

#### 四、S 波最大理论振幅

由于 (12), (13) 和 (14) 式代表包络振幅随时间  $t$  变化的光滑函数曲线, 且有极大值。对其求一阶微分得到一组方程:

$$\frac{dA_i(t)}{dt} = 0 \quad (i = 1, 2, 3)$$

可求出极大值对应的波走时  $t_{im}$ 。  $t_{im}$  时刻的包络振幅即为 S 波最大振幅  $A_{im}$ 。

通常, 使用 S 波最大振幅确定地方震震级  $M_L$ 。由于当地壳结构参数给定时, 形状函数只是波走时  $t$  的函数, 最大振幅可表示成震源强度  $S(\omega)$ 、仪器放大倍数  $I(\omega)$  和一个只与  $t_{im}$  有关的函数  $R_i(t_{im})$  的乘积:

$$A_{im}(\omega) = S(\omega) \cdot I_i(\omega) R_i(t_{im})$$

因此, 当地壳结构一定、震源辐射及介质衰减特性相同时, 对于同一接收点而言, 震中距离相同的两次地震, 记录的最大振幅比只与震源强度有关:

$$\frac{A_{im}}{A'_{im}} = \frac{S(\omega)}{S'(\omega)} \quad (20)$$

同样, 震中距分别为  $\Delta$  和  $\Delta'$  的两次地震, 若忽略频率  $\omega$  的差别, S 波最大振幅比值有以下关系:

$$\frac{A_{im}}{A'_{im}} = \frac{S(\omega) \cdot R_i(t_{im})}{S'(\omega) R_i(t'_{im})} = \frac{S(\omega) R'_i(\Delta)}{S'(\omega) R'_i(\Delta')} \quad (21)$$

(20) 和 (21) 式是定义  $M_L$  震级的两个基础公式。由于震源强度  $S(\omega)$  是源函数  $g(\omega)$  和地震矩  $m_0$  的乘积, 即:

$$|S(\omega)| = \omega g(\omega) m_0 / 4\pi\rho\beta^2c$$

若各次地震的源函数相同, 则 (20) 和 (21) 可写成:

$$\frac{A_{im}}{A'_{im}} = \frac{S(\omega)}{S'(\omega)} = \frac{m_0}{m'_0} \quad (22)$$

$$\frac{A_{im}}{A'_{im}} = \frac{m_0 R'_i(\Delta)}{m'_0 R'_i(\Delta')} \quad (23)$$

最大振幅定义的震级  $M_L$  同地震矩定义的震级一致。

#### 五、Q 值测定

由于 S 波包络形状函数与介质 Q 值有关, 可利用来测定地壳介质的品质因子 Q。取地震图 S 波最大振幅之后的包络振幅  $A_1(t)$ ,  $A_2(t)$ ,  $A_3(t)$ , 仪器的放大倍数为  $I_1, I_2, I_3$ 。

令:

$$X = \left[ \left( \frac{A_1}{I_1} \right)^2 + \left( \frac{A_2}{I_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{24}$$

$$Z = A_3/I_3 \tag{25}$$

将三分向振幅公式 (12)、(13) 和 (14) 代入 (24), (25) 式,取对数:

$$\ln X = a_1 + \ln \phi_w - \ln t - b_1t \tag{26}$$

$$\ln Z = a_2 + \ln \phi_w - 2 \ln t - b_2t \tag{27}$$

可得最小二乘公式:

$$y_1(t) = a_1 + b_1t \tag{28}$$

$$y_2(t) = a_2 + b_2t \tag{29}$$

式中

$$y_1(t) = \ln X - \ln \phi_w + \ln t \tag{30}$$

表 1 地震参数及 Q 值测定结果

编号 (按日期)	经 纬 度		震级 (M <sub>L</sub> )	台 站	震中距 (km)	S 波段频率 f <sub>1</sub> ,f <sub>2</sub> (Hz)	Q <sub>1</sub>	Q <sub>2</sub>
	φ <sub>N</sub>	λ <sub>E</sub>						
850114	37°11′	103°48′	3.4	中 卫 寺口子	136	1.82, 1.95	82	149
					226	1.75		93
850115	39°10′	104°30′	4.2	中 卫 石嘴山	209	2.30		190
					185	1.62, 2.2	340	266
850217	38°05′	106°11′	3.0	石嘴山	142	1.80, 1.90	85	109
850223	38°04′	106°11′	3.3	石嘴山	142	2.05, 2.40	65	135
850429	36°10′	106°10′	4.0	石嘴山	346	1.75, 2.30	119	123
850503	38°03′	106°15′	3.2	盐 池	108	3.00, 2.90	114	162
				宗别立	126	2.80, 2.70	85	138
				中 卫	100	2.60, 1.98	98	88
850604	37°32′	102°18′	4.1	海 原	316	1.68, 1.65	107	190
				中 卫	264	1.98, 2.15	243	262
				宗别立	390	1.95, 1.58	159	129
850625	34°02′	104°32′	4.2	海 原	299	1.90, 2.05	101	195
				同 心	384	1.68,	81	
				中 卫	390	1.74, 1.78	103	122
				寺口子	290	2.10, 2.25	110	141
850707	35°52′	106°08′	3.1	盐 池	223	2.50, 2.50	86	98
				中 卫	194	2.13, 2.00	93	110
850729	38°00′	106°15′	2.8	寺口子	190	2.15, 2.05	59	100
				中 卫	98	2.32, 2.25	126	122
850822	38°03′	106°14′	3.0	宗别立	124	3.20, 2.75	74	102
				寺口子	200	2.15, 2.07	84	70
				中 卫	104	2.32, 2.25	93	141
850905	39°52′	106°37′	3.2	小口子	152	3.30, 3.30	86	138
851116	35°55′	106°07′	3.2	小口子	273	2.50, 2.50	112	160



$$y_2(t) = \ln Z - \ln \phi_w + 2 \ln t \quad (31)$$

$a_1, a_2, b_1, b_2$  是待定常数.  $Q$  值可求出:

$$Q_i = -\pi f_0 / b_i \quad (i = 1, 2) \quad (32)$$

只要按一定时间间隔  $\Delta t$  量取相应的包络双振幅  $A_1(t_i), A_2(t_i), A_3(t_i) (i = 1, 2 \cdots n)$ , 由公式 (24), (25), (30) 和 (31) 计算相应的  $y_i(t_i)$ , 即可测出  $Q_i$  值.  $\phi_u$  和  $\phi_w$  的计算比较复杂, 为此, 按当地情况取一合适地壳结构参数值. 利用 (4), (5) 和 (15), (16) 式作出  $\phi_u, \phi_w$  随  $\theta$  变化曲线 (如图 2). 再由  $\theta = \arcsin(\Delta/\beta t)$  查图量出对应于  $t_i$  时的  $\phi_u$  和  $\phi_w$  值. S 波的峰值频率  $f_0$  可采用零交点法测量.

$Q$  值是由水平向和垂直向资料分别测定, 用  $Q_1$  和  $Q_2$  表示. 表 1 是根据宁夏台网的几次地震资料测定的  $Q_1$  和  $Q_2$  值结果.  $Q$  值的分布情况示于图 6 中.

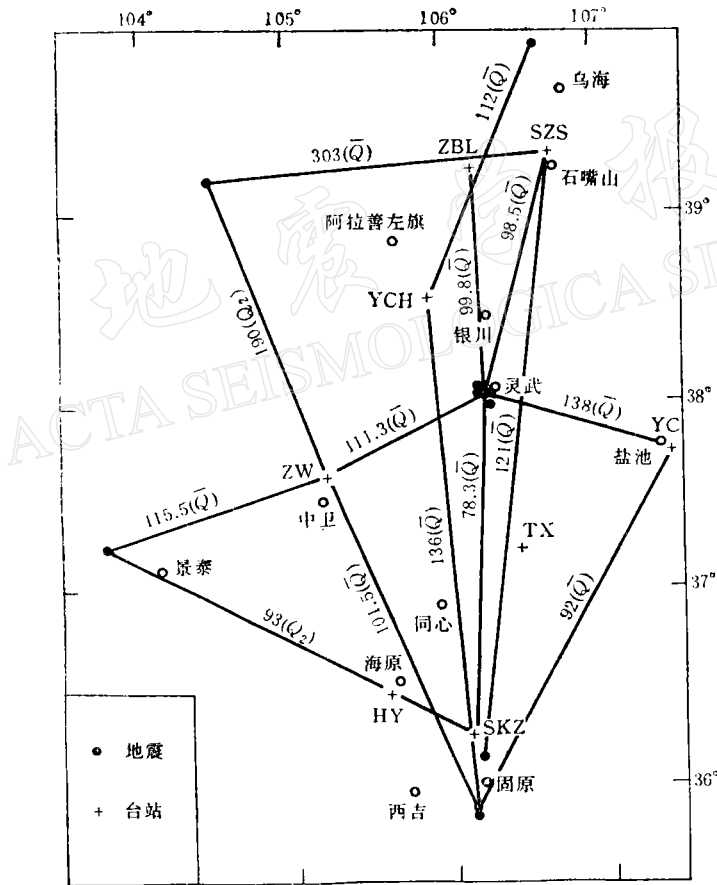


图 6 宁夏地区  $Q$  值分布 (实线上的数字表示相应路径上的  $Q$  值,  $\bar{Q} = \frac{Q_1 + Q_2}{2}$ )

从以上结果看, 水平向资料测定的  $Q_1$  值似乎比垂直向资料测定的  $Q_2$  值存在系统性偏低. 对此解释是  $Q_1$  主要反映 SH 波衰减特性, 而  $Q_2$  反映 SV 波衰减特性. 由于 SH 波是平行于界面的位移分量, 地壳各分界面并不是理想界面, 地震时界面两边可能存在微小的位移不连续和摩擦, 水平分量的这种非线性效应更强些, 造成 SH 波衰减较

大。从上面结果看,一般  $Q_1$  比  $Q_2$  小 40—50。是否如此,尚需更多资料的验证和作更深入研究。

### 参 考 文 献

- [1] 杨明芝、张文孝、赵和云, 1984. 近距离地震垂直向记录的早至 S 波振幅-时间特性的研究. 华北地震科学, 2, 4, 40—47.
- [2] 冯 锐、朱介寿、丁毓玉、陈国英、何正勤、杨树彬、周海南、孙克忠, 1981. 利用地震面波研究中国地壳结构. 地震学报, 3, 335—349.
- [3] Ewing, W. M., Jardetzky, W. S. and Press, F., 1957. *Elastic Waves in layered Media*, New York.
- [4] Бреховских, д. М., 1957. *Волны в слоистых средах*, Москва.

## ENVELOPE FORM OF THE AMPLITUDE RECORDING OF S-WAVES OF THREE COMPONENT SEISMOGRAMS OF SMALL NEAR EARTHQUAKES AND THE DETERMINATION OF $Q$ -VALUE

YANG MINGZHI

(Seismological Bureau of Ningxia Hui Autonomous Region)

### Abstract

In this paper, using a three layer model of the crustal media, the amplitude envelopes of S-waves of three component seismograms of small near earthquakes recorded by the local seismic network are studied. And we think that the regular shape of the amplitude envelope of S-waves are formed from the once-and multiple total reflections of waves at the main reflection plane. The influence of crustal layering, radiant characteristics of the source and attenuation of crustal media on the envelope form of S-waves are analysed. On this basis, the form function of the amplitude envelope of S-waves in between the direct S-wave and the coda and the maximum amplitude of S-waves are given by theoretical calculation. Using the method of the form function of the envelope, the  $Q$ -value of crustal media in the Ningxia region is determined.