

含裂隙介质中地震波传播的振幅异常*

冯德益 顾瑾平 李清河

(国家地震局兰州地震研究所)

摘 要

本文首先利用两相介质模型从理论上简要分析了地震波在含裂隙介质中的传播特性。由初步理论研究结果与简单计算实例可以看出,在含裂隙介质或两相介质中有可能发现并观测到地震波形状与振幅的某些变化。

其次,利用马鞍山矿区爆破及唐山、松潘、马边、康定等地区小地震的观测资料,着重提出了研究大震前振幅异常或振幅比异常的一些实际方法,认为大震前外围介质已属于微破裂介质或两相介质,得出并详细研究了震前振幅异常,尤其是振幅比异常的一些基本特性。

最后,本文对影响到振幅异常的发现与分析的某些因素作了简要的讨论。

文中所得结果与初步结论可能有助于地震预报的研究工作。

一、前 言

据各方面的研究结果,在岩石破裂之前,其一定体积范围内可能出现微裂隙,原有的孔隙流体分布状态也可能发生相应的变化。此外,岩石介质的各向异性程度增大。但我们暂不考虑各向异性的变化,而近似用两相介质模型来模拟孕震区的地壳岩石,其中固体相为岩石的主要结构,而流体相(包括孔隙液体、气体或其混合物)为孕震期间才起较大作用的次要成分,然后研究了地震波在这种两相介质中传播时的波形与振幅变化。

较大地震前,地震波的振幅或振幅比异常国内外已有一些研究,如对近地震 \bar{S} 、 \bar{P} 波垂直向振幅比的异常变化^[1],远震 P 波振幅随时间的变化^[2]以及对不同振幅比值的空间分布与大震位置的关系都作过初步探讨^[3]。此外,据一些岩石破裂实验结果,在岩石发生破裂之前 P 、 S 波走时出现下降异常的同时,其中 P 、 S 波振幅比也要出现相应的异常^[4]。还有人根据实验与理论计算结果推测,在地壳内孕育地震时,应力集中及微裂隙的出现可导致地震波波速变化百分之几,而振幅变化百分之几十。

本文首先从理论上分析了波在含裂隙介质中传播时其波形和振幅的某些变化特性。其次,我们结合人工震源和一些天然地震的例子,提出了探索振幅比异常的几种实际处理方法,得出振幅比异常的一些基本特性,如振幅比异常的形态、异常幅度、振幅比出现高值的特征、振幅比的空间展布特性等。最后,对影响振幅比异常的一些因素作了简要的讨论。

* 1981年1月12日收到。

二、初步理论分析

设孕震区为两相介质, 其中元素 1 为固体结构本身; 元素 2 为孔隙流体或其他软弱成分. 据菲利波夫等人的研究成果^[9], 这种两元各向同性弹性介质中的胡克定律可以表示如下:

对于元素 1 有:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_i^{(1)} &= -\alpha_2 + \lambda_1 \operatorname{div} \mathbf{u}^{(1)} + 2\mu_1 \frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_i} + \lambda_3 \operatorname{div} \mathbf{u}^{(2)} \\ \tau_{ij}^{(1)} &= \mu_1 \left(\frac{\partial u_i^{(1)}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^{(1)}}{\partial x_i} \right) = \tau_{ji}^{(1)} \quad (x_i \neq x_j) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

对于元素 2 有:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_i^{(2)} &= \alpha_2 + \lambda_2 \operatorname{div} \mathbf{u}^{(2)} + \lambda_4 \operatorname{div} \mathbf{u}^{(1)} \\ \tau_{ij} &= \tau_{ji} = 0 \quad (x_i \neq x_j) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \mu_1$ 为相应的弹性模量, 并有 $\alpha_2 = \lambda_3 - \lambda_4$; $\mathbf{u}^{(K)}$ 为元素 K 的位移矢量, $u_i^{(K)}$ 为其在 x_i 方向上的分量; $\sigma_i^{(K)}$ 为元素 K 在 x_i 方向上的正应力, $\tau_{ij}^{(K)}$ 为元素 K 在 x_i 方向上沿 x_j 方向的剪应力.

以应力表示的运动方程为:

$$\left. \begin{aligned} \sum_i \frac{\partial \sigma_{ji}^{(1)}}{\partial x_i} - N_j &= \rho_{11} \frac{\partial^2 u_j^{(1)}}{\partial t^2} + \rho_{12} \frac{\partial^2 u_j^{(2)}}{\partial t^2} \\ \sum_i \frac{\partial \sigma_{ji}^{(2)}}{\partial x_i} + N_j &= \rho_{12} \frac{\partial^2 u_j^{(1)}}{\partial t^2} + \rho_{22} \frac{\partial^2 u_j^{(2)}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$N_j = \frac{\alpha_2}{\rho} \left[\rho_1 \frac{\partial}{\partial x_j} \operatorname{div} \mathbf{u}^{(2)} + \rho_2 \frac{\partial}{\partial x_j} \operatorname{div} \mathbf{u}^{(1)} \right] + b \left(\frac{\partial u_j^{(1)}}{\partial t} - \frac{\partial u_j^{(2)}}{\partial t} \right)$$

式中

其中 $b = \frac{\nu \varphi^2}{K}$, ν 为流体的粘性系数, K 为渗透系数, φ 为孔隙度, $\rho_1, \rho_2, \rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}, \rho$ 为具有密度量纲的参量, 依赖于 ρ_s, ρ_f , 而 ρ_s, ρ_f 则为固体及流体作为独立元素本身的密度. 引入位移场的标量势 Φ_j 和矢量势 Ψ_j , 设 $b = 0$, 然后代入以上方程可得:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Phi_j &= \frac{1}{a_j^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} \\ \Delta \Phi_j &= \frac{1}{b_j^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} \quad (j = 1, 2) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

相应的纵波速度为:

$$a_j = \sqrt{\frac{A_1 + \beta_j B_1}{\rho_{11} + \beta_j \rho_{12}}} = \sqrt{\frac{B_2 + \beta_j A_2}{\rho_{12} + \beta_j \rho_{22}}} \quad (j = 1, 2) \quad (5)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} A_j &= \lambda_j + 2\mu_j + (-1)^j \frac{\rho_2 \alpha_2}{\rho} \\ B_j &= \lambda_j + 2 + (-1)^j \frac{\rho_1 \alpha_2}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

β_i 则为下列二次方程的两个根:

$$(B_1\rho_{22} - A_2\rho_{12})\beta_i^2 + (B_1\rho_{12} + A_1\rho_{22} - A_2\rho_{11} - B_2\rho_{12})\beta_i + (A_1\rho_{12} - B_2\rho_{11}) = 0 \quad (7)$$

横波的速度为:

$$b_1 = \sqrt{\frac{\rho_{22}\mu_1}{\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2}} \quad (8)$$

由此可见,在所选取的两元介质中,一般有两个纵波传播速度 a_1 及 a_2 , 纵波的总位移场应为这两种传播速度的波对应的位移场按一定方式叠加的结果,而横波却只有一个传播速度. 因而两相介质中的纵波位移场变化应该较为复杂,而横波则不然.

为简单起见,我们以扩散中心源为例,探讨一下地震波在两相介质中传播的问题. 显然,这种源只能产生纵波. 我们只是借以说明地震波在两相介质中传播时,其振幅及波形会发生变化.

在球对称的情况下,波动方程化为:

$$\frac{\partial^2 \phi_i}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_i}{\partial r} = \frac{1}{a_i^2} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial t^2} \quad (9)$$

设震源半径为 δ , 从 $t = 0$ 开始,在震源表面作用着法向应力 $P = P_0 f(t)$, 则相应的边界条件为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(1)}|_{r=\delta} &= -\alpha_2 + P_0(1 - \phi)f(t) \\ \sigma_r^{(2)}|_{r=\delta} &= \alpha_2 + P_0\phi f(t) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

初始条件为:

$$\left. \begin{aligned} u^{(1)} &= u^{(2)} = 0 \\ \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t} &= \frac{\partial u^{(2)}}{\partial t} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

解得位移表达式为:

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= -\frac{1}{r^2} \left[b_3 \int_{t-\frac{r}{a_2}}^{t-\frac{r}{a_1}} f(\tau)(t-\tau)d\tau - b_4 f\left(t - \frac{r}{a_1}\right) \right. \\ &\quad \left. + (b_{11} + b_4) f\left(t - \frac{r}{a_2}\right) \right] + \frac{1}{r} \left[\frac{b_4}{a_1} f'\left(t - \frac{r}{a_1}\right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{b_{11} + b_4}{a^2} \right) f'\left(t - \frac{r}{a^2}\right) \right] \\ u^{(2)} &= -\frac{1}{r^2} \left[\beta_1 b_3 \int_0^{t-\frac{r}{a_1}} f(\tau)(t-\tau)d\tau - \beta_1 b_4 f\left(t - \frac{r}{a_1}\right) \right. \\ &\quad \left. + \beta_2(b_{11} + b_4) f\left(t - \frac{r}{a^2}\right) - \beta_2 b_3 \int_0^{t-\frac{r}{a_2}} f(\tau)(t-\tau)d\tau \right] \\ &\quad + \frac{1}{r} \left[\frac{\beta_1 b_4}{a_1} f'\left(t - \frac{r}{a_1}\right) - \frac{\beta_2(b_{11} + b_4)}{a_2} f'\left(t - \frac{r}{a_2}\right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} b_3 &= \frac{P_0 \phi \delta}{\left(\frac{\lambda_1 + \beta_1 \lambda_2}{a_1^2} \right) - \left(\frac{\lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{a_2^2} \right)} \\ b_4 &= \frac{\left(\frac{\lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{a_2^2} \right) \left(\frac{P_0 (1 - \phi) \delta^3}{4 \mu_1} \right)}{\left(\frac{\lambda_1 + \beta_1 \lambda_2}{a_1^2} \right) - \left(\frac{\lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{a_2^2} \right)} \\ b_{11} &= \frac{P_0 \delta^3 (1 - \phi)}{a_1^2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

为直观起见, 举一个具体实例. 设公式 (10) 中的 $f(t)$ 为半个周期的正弦波, 即:

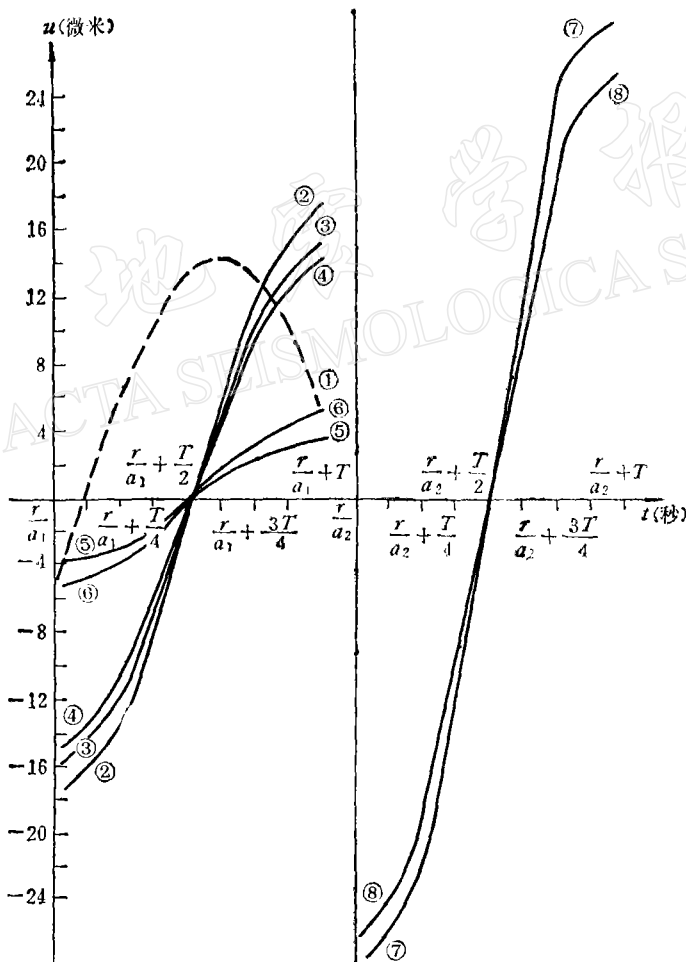


图 1 不同两相介质中纵波传播的波形与振幅变化

- ① 单相介质 $u-t$ 图 ② 孔隙为空气, $K_0 = 0.1$ 的 $u^{(1)}-t$ 图 ③ 孔隙为空气, $K_0 = 0.2$ 的 $u^{(1)}-t$ 图 ④ 孔隙为水, 地面下 15 公里处 $u^{(1)}-t$ 图 ⑤ 孔隙为水, 地面上 $\rho_{12} = 0$ $u^{(1)}-t$ 图 ⑥ 孔隙为水, 地面上 $\rho_{12} = -0.03$ $u^{(1)}-t$ 图
⑦ 对应 ⑤ 的 $u^{(2)}-t$ 图 ⑧ 对应 ⑥ 的 $u^{(2)}-t$ 图

$$f(t) = \begin{cases} \sin \frac{t}{T} \pi & 0 < t \leq T \\ 0 & t > T, t \leq 0 \end{cases}$$

当介质的孔隙中充满空气、地面水、地下水(地下 15 公里深处)等几种不同情况,取孔隙度为 $\phi = 0.1$ 时,可以算得,与单相介质相比较,两相介质中地震纵波波形与振幅均有明显的变化(图 1). 显然,以上结果尚难对振幅比异常的所有特征作出定量的解释. 因为影响振幅变化,尚有其他因素,这是今后需要进一步研究的.

三、资料和方法

1. 利用人工爆破源时振幅异常的探讨

利用人工爆破源是探索振幅异常的一个途径,并且有其特殊意义. 由于人工源的能量已知,激发方法单一,射线通过的路径一致,因而得到的结果较可信. 但有时存在二次起爆,因而使波形复杂. 我们利用安徽马鞍山的爆破,初探了 1979 年 7 月 9 日江苏溧阳 6.2 级地震前的振幅异常及振幅比异常. 由于爆破点、震中、台站基本上在一条直线上,接收台站又紧靠着极震区,所以假如震前存在异常区,那么爆破引起的地震波(尤其是反射波)便可能穿过震源区. 马鞍山矿的爆破每月少则几次,多则十几次. 每次的爆破量及爆破源情况都有记录. 爆破源分布在约 1 平方公里的面积内. 地震台距爆破源约 100 公里. 震中距合适,直达波与反射波震相都较明显.

按照震级、能量、振幅关系,大致有最大振幅的平方与炸药量之比为常数的关系. 从这点出发,验证了震前的一些爆破资料. 根据计算结果,该比值在 1975 年的平均值为 2.00,1976 年为 2.33,1977 年为 2.24,基本上相等. 而从 1978 年 2 月开始,该比值则明显下降,平均值为 1.05,下降幅度达百分之几十(图 2_(a)). 在人工爆破源这种干扰较少的情况下,可以认为,这种下降与 1979 年 7 月 9 日溧阳 6.2 级地震的孕震过程有关.

图 2_(b) 是由爆破资料得出的反射波 S_{11} 的水平向最大位移与 P_{11} 的垂直向最大位移之比随时间的变化. 该比值的平均值在 1977 年 4 月之前为 2.02,而 1977 年下半年开始明显下降,呈现异常,其异常幅度达百分之四十几.

人工爆破源的资料说明了地震前振幅及振幅比异常的存在.

2. 天然地震资料的处理

我们对多次 5 级以上的中强震前十几个台的记录资料进行处理. 下面结合一些例子介绍几种主要处理方法.

(1) **A_S 、 A_P 图线性拟合法** 每月的多次地震资料按台站分别作直达波最大振幅 A_S 与 A_P 的关系图. 结果表明, A_S 、 A_P 一般有很好的相关性,并可以近似地作线性拟合:

$$A_S = a + bA_P \quad (3-1)$$

对于地震较少的月份,可将两月合并处理. 在大多数情况下,相关系数 $r > 0.8$; 少数情况对应着 $r = 0.5-0.8$; 当 $r < 0.5$ 时,则资料舍去不用,以便资料有更好的相关性. 为了提高数据的可靠性,在计算中还可采用最小二乘法. 作为例子,我们分析了松潘、南坪 1974 年 11 月 17 日 5.7 级地震及 1976 年 8 月 16 日 7.2 级地震前的资料. 图 3 中是成

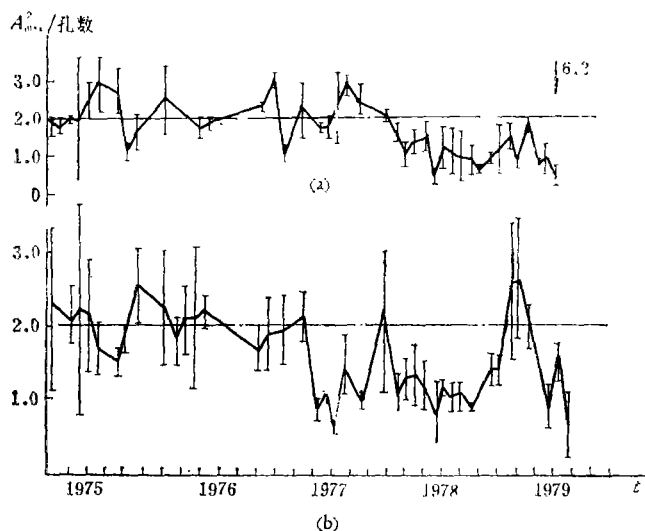
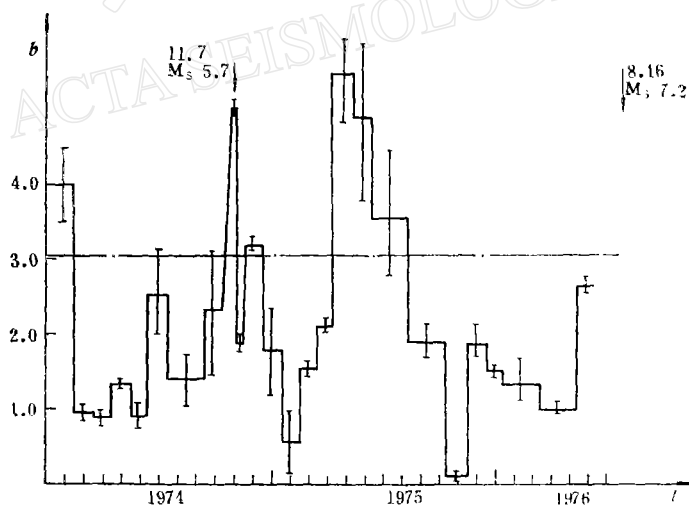


图 2

(a)—— A_{\max}^2 /孔数随时间的变化 (b)—— $A_{S_{11}}/A_{P_{11}}$ 随时间的变化

县台的异常变化,主要表现为孕震期取相对低值,然后在震前回升。

为了求得综合结果,也可以将几个台的 b 值平均,然后观测其随时间的变化(图 4)。

图 3 成县台 b 值随时间变化

(2) 单台振幅比法 在中强震前小地震活动比较频繁的地区可以直接采用单台垂直向纵横波振幅求比值的方法。这样做可以略去对放大倍数这一因子的考虑。

为了检验震前异常的存在,我们从两个方面进行考虑。首先是要求一个地震的异常可以在几个台得到反映。图 5 中是 1974 年 11 月 17 日 5.7 级地震前不同的四个台的振幅比变化形态,其变化趋势基本一致,均有异常显示。图中所用资料未作任何删减。

其次,也可以用同一个台在不同时期的资料来比较异常期与正常期振幅比变化特性

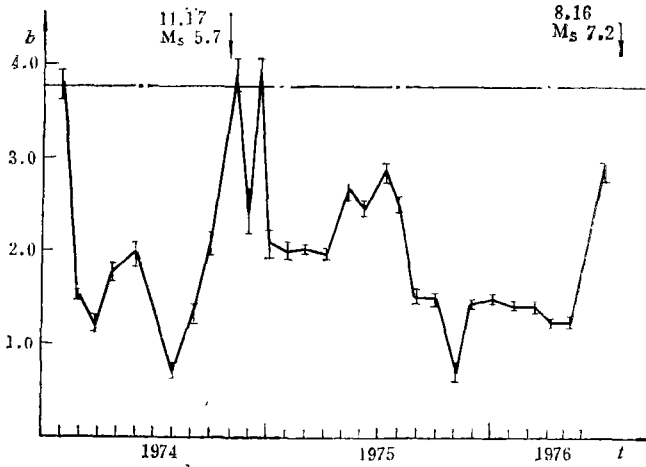


图 4 成县台、礼县台平均 b 值随时间变化

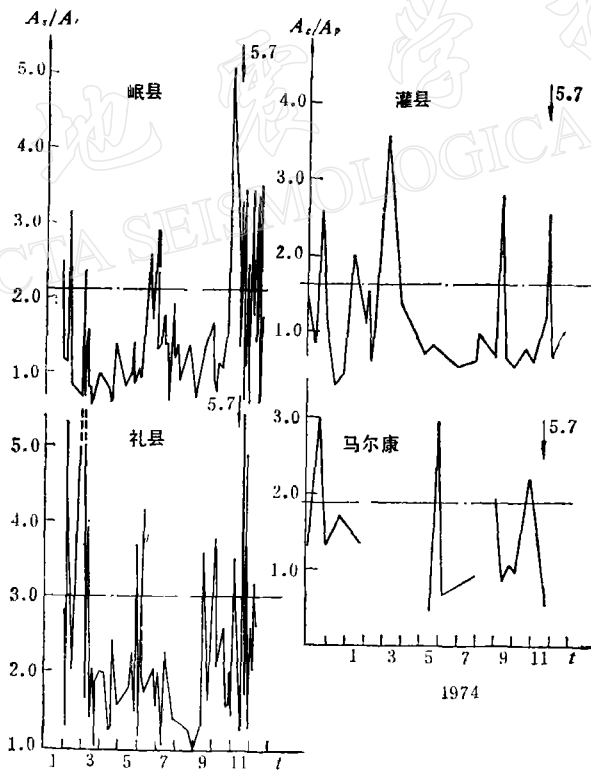


图 5 岷县、礼县、灌县、马尔康等台振幅比在 1974 年 11 月 17 日 5.7 级地震前的变化

的差异。图 6 给出了康定台从 1970 年 9 月到 1973 年 7 月的单台振幅比随时间的变化。其中 1971 年 7 月—1972 年 9 月处于 5.9 级地震之前，形态与其它时段不一样。

如果把单台振幅比值进行多台月平均，也同样有异常显示。我们对唐山 7.8 级地震

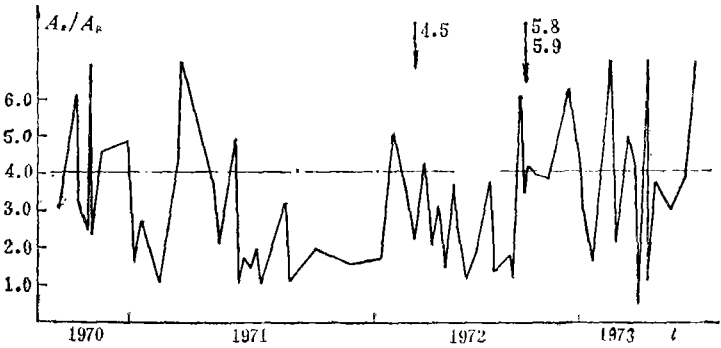


图 6 康定单台振幅比随时间的变化

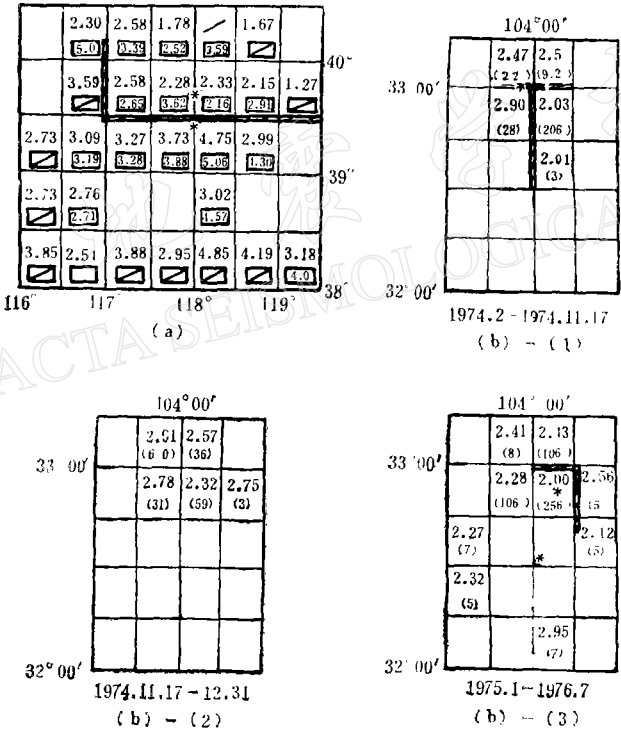


图 7 多台平均振幅比空间分布

和马边震群的数据就进行过这样的处理。

(3) 振幅比值的平面分布图法 为了在一个重点监视区内大致圈出振幅比异常区的范围,从而研究振幅比异常的空间分布特性,我们把被监视区按一定的步长分为小块,求出各时间段内所发生的若干次地震对某一固定台组的振幅比的平均值。

作为实际震例,图 7(a) 给出 1976 年 7 月 28 日唐山 7.8 级地震前的振幅比平面分布图。图中小方块上边的数值为 1970 年 1 月到 1974 年 6 月间的振幅比平均值,下边方框内是 1974 年 7 月到 1976 年 7 月间的振幅比平均值。由图可见,1974 年 6 月前,北纬 39.5° 以北有一个振幅比相对低值区,而 1974 年 7 月到 1976 年 7 月,除 7.8 级地震震中

所在的那个小方块仍处于低值区以外,外围区均有回升。

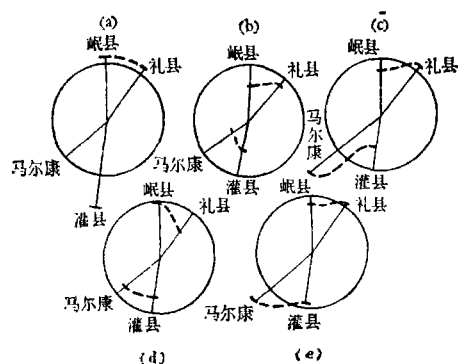


图 8 各台振幅比变化率在不同时期的空间分布图

- (a)——1974 年 2 至 3 月份
(b)——1974 年 4 至 5 月份
(c)——1974 年 6 月份
(d)——1974 年 7 至 8 月份
(e)——1974 年 9 至 10 月份

图 7(b) 为 1976 年 8 月 16 日松潘 7.2 级地震前的振幅比平面分布图。其中(b)-(1), (b)-(2), (b)-(3) 为三个不同的时间段。图中括号内的数字为发生地震的次数。图 1 说明 1974 年 11 月 17 日 5.7 级地震恰好发生在高均值区 2.90 与低均值区 2.06 的交界附近, 这两个区地震发生的次数悬殊: 前者为 206 次, 后者为 28 次。图 2 表示这次地震以后振幅比均值与地震次数这两者的梯度在震中附近又都降低; 图 3 表示了 1975 年以后, 上述两个参量的梯度又明显提高, 最后在梯度变化大的部位发生了 7.2 级地震。

此外, 我们还可以探测振幅比异常的方向性变化(图 8)等。

四、初步结论与问题讨论

通过以上震例的探讨, 我们对振幅比异常特性有下面几点初步认识:

1. 异常形态 正常期内振幅比有其本身的形态特性, 即一般摆动幅度很大(见前面震例), 以致于可以把振幅比值相对于正常基值的离散度(即均方差)的减小也当作一项地震异常指标。这可能是与正常期内小震震源机制杂乱, 而在大震前一段时间内, 机制变化较规则有关。

振幅比异常期的大致形态是: A_s/A_p 摆动的基准值明显降低, 摆动幅度明显减小, 在一定时间内较稳定地处于低值, 然后回升发震。一般地讲, 震级越大, 异常时间越长。但具体看来还与地震类型及震中所在地区有关。震级与异常幅度似乎关系不大。

2. 异常幅度 异常幅度明显, 是振幅比异常的一个特点。一般异常幅度达百分之十五至二十, 最大可达百分之四十以上(见图 2—图 6)。

3. 振幅比“高值”特征 在孕震过程中, 振幅比虽然一般地处于低值, 但在短期阶段或临震前几天会有高值出现(见图 3 及图 5)。由图 5 可见, 1974 年 6 月(或 5 月底)和 7 月, 几个台都有高值。它们或同时出现, 或前后相差不远出现。假如不是偶然的, 那么可能与主震的孕震过程有关, 而且有可能对预报发震时刻提供某些参考依据。

除此之外, 由前面一些震例可以看出, 大震以前振幅比要回升到高值。这种回升可呈两种类型。一种是震前 1—2 个月(时间间隔也可能与震级大小有关)的趋势回升。由图 5 可见, 1974 年 5.7 级地震前, 各台在九月份都有高值出现。又如 1973 年 8 月 11 日南坪 6.3 级地震前的 6 月中旬, 灌县台的振幅比值达 6.5, 回升很高。1976 年 8 月 16 日松潘—南坪 7.2 级地震前的 4 月底, 马尔康台的振幅比值高达 7.0, 远远高出周围的值。以上这种回升往往还伴有较大前震。另一种高值回升往往在临震前几天才出现, 这种震例也很

多. 仍以图 5 为例. 1974 年 11 月 3 日岷县台和礼县台振幅比值都很高, 11 月 17 日发生 5.7 级地震. 又如康定台 1972 年 9 月 27 日 5.8 级地震前的 9 月 24 日, 振幅比明显升高(图 6). 另外, 马尔康台在 1976 年 8 月 16 日 7.2 级地震前的 8 月 8 日, 振幅比值由平均 2.0 左右的异常值回升到 4.0 左右. 总之, 这些为数不少的例子可引起我们把临震前振幅比值回升作为预报课题来研究的兴趣.

4. 空间展布特性 这一特性分两方面来叙述: 一是振幅比的变化幅度与台站方位有关. 对这个问题, 我们可作以下初步探讨. 以 1974 年 11 月 17 日地震为例, 岷县、礼县、马尔康与灌县等台相对于震中处于不同的方位上, 而震中距基本一致, 都在 160 公里到 180 公里左右. 图 8 为各台在不同时期内的振幅比的变化率(相对于正常基值). 由图可见: a) 异常开始之前的 2、3 月份, 几个台的比值都加大; b) 4、5 月份开始异常, 各台的比值明显减小; c) 6 月份有一次“反复”, 各台比值回升. 在震源区长轴延伸方向上^[6]的马尔康台和礼县台都回升到基值以上, 并远远超过其它台站的回升幅度; d) 7、8 月份震源区长轴延伸方向上的两个台又大幅度降低, 而另两个台却显得变化迟缓, 好象比主方向落后一个“位相”, 还维持上升趋势; e) 到了发震前的 9、10 月份, 震源区长轴延伸方向上的两个台又明显回升, 并超过基值, 而另一方向上的两个台, 还落后在主方向的上一个“位相”上. 总之, 马尔康台、礼县台变化的幅度较大, 时间较早. 另两个台变化小而落后, 而前者正好又与震源区长轴延伸方向吻合. 这说明振幅比的变化率与各台相对于震源机制的方位有关, 这可能是异常明显或不明显的一个重要原因.

空间展布的另一特点前文已有所述, 即振幅比异常在空间上有一定的展布范围, 主震震中一般在异常区边缘振幅比梯度变化较大的部位上.

在以上的初步探讨中, 有些问题还可进一步讨论:

(1) 探讨振幅比异常的一个主要问题是干扰因素多. 例如, 波的干涉和叠加往往会造成最大振幅模糊不清. 若在仪器上作相应的改进, 再选取合理的观测系统, 将有助于干扰现象的消除.

(2) 另一个主要问题是没有固定的基值. 如从前面的例子可见, 振幅比基值对各台不一样, 不同的地震基值也不相同. 这既与震源机制有关, 也与台站远近有关. 但只要异常形态明显, 基值的影响也就成为次要的了.

(3) 地震波的振幅及振幅比明显依赖于震源机制, 这就使问题复杂化了. 幸而, 据许多人在不同地区的观测与研究结果, 较大地震前小震震源机制在大震的震源区附近一般都有较好的一致性, 因而 A_S/A_P 图大都呈线性关系. 如果再使用适当的统计处理方法, 震源机制变化的影响一般可大体上得到消除. 当然, 若能使用人工源, 尤其是可控震源, 这一因素的影响便基本上不存在了.

此外, 震源深度的变化, 对振幅比也有一定的影响, 但由于目前震源深度测定的精度较低, 因此本文未对此作更多的讨论. 若能提高小震震源深度的测定精度, 分别对不同深度层位的小震计算其振幅比, 其效果可能更好一些.

参 考 文 献

[1] 冯德益, 近地震 S 、 P 波振幅比异常与地震预报, 地球物理学报, 17, 3, 1974.

- [2] И. Г. Нерсесов, А. В. Николаев, Временное изменение структуры флуктуаций амплитуд телесейсмических волн Р на гармском прогностическом полигоне, *Док. АН СССР*, 232, No4, 1977.
- [3] Н. И. Ким, Некоторые предварительные результаты изучения отношений амплитуд поперечных и продольных волн землетрясений чуйекой впадины и её горного обрамления, Сб. "Строение земной Кора и Сейсмичность Северного Тянь-шаня", *Фрунзе*, 1978.
- [4] В. И. Мячкин, Б. В. Костров, Г. А. Соболев, С. Г. Шамина, Лабораторные и теоретические исследования процессов подготовки землетрясений, *Физика Земли*, No 10, 1974.
- [5] И. Г. Филиппов, Б. М. Бахрамов, Волны в упругих однородных и неоднородных средах, «ФАН», Ташкент, 1978.
- [6] 冯德益等, 1976 年四川省松潘-平武地震前波速比的异常变化, *地震学报*, 2, 1, 1980.

ANOMALOUS AMPLITUDE VARIATIONS OF SEISMIC WAVES PROPAGATING IN FRACTURED MEDIA

FENG DEYI GU JINPING LI QINGHE

(*Seismological Institute of Lanzhou, State Seismological Bureau*)

Abstract

This paper begins briefly with a theoretical analysis of the propagation of seismic waves in fractured media, using a two-phase model of the media. Based on this preliminary theoretical result, and simple computational examples of wave propagation, it could be shown that possible changes in the form and amplitude of seismic waves in fractured two-phase media may be observed.

Using observational data of explosions at the Maanshan Iron Mine and some small earthquakes occurred in Tangshan, Songpan, Mabian, Kangding and other seismic active regions, practical methods for studying anomalous amplitude or amplitude ratio before large earthquakes have been proposed. It is believed that the media surrounding their hypocenters were fractured or in two-phase.

Some basic characteristics of amplitude anomaly, especially amplitude ratio anomaly appeared before those major earthquakes have been studied in detail.

Finally several factors affecting the detection and analysis of amplitude anomalies are briefly discussed. Results and preliminary conclusions thus obtained might be helpful for studies of earthquake prediction.