

巧家、石棉的小震震源参数的测定 及其地震危险性的估计

陈运泰 林邦慧 李兴才 王妙月

(中国科学院地球物理研究所)

夏大德 王兴辉 刘万琴 李志勇

(国家地震局成都地震大队) (中国科学院地球物理研究所)

摘 要

根据巧家、石棉的小地震的观测资料,指出 P 波初动半周期在震级比较小时几乎是恒定的,在震级比较大时随震级的增大而增大;并指出 P 波初动振幅的对数也随震级的增大而增大。以圆盘形均匀位错面作为中、小地震震源的理论模式,计算了它所辐射的地震波远场位移,从而导出了体波初动半周期及振幅与震源尺度及波速等物理量的定量关系,解释了 P 波初动半周期及振幅与震级之间的经验关系。考虑到波在介质中的衰减和频散、地表面的影响以及地震仪器的频率特性,通过褶积方法合成了上述位错源产生的理论地震图,提出了直接由实际地震图上的初动半周期及振幅测定震源尺度、地震矩、应力降和错距等震源参数以及介质的品质因数 Q 的方法。运用上述方法,测定了巧家、石棉两地区介质的品质因数 Q 和小震的震源参数。这两个地区介质的品质因数 Q 分别为 620 和 560。石棉地区小地震的应力降大约在 2—30 巴之间,巧家地区小地震的应力降比较接近,平均约 1.4 巴。将这个结果和 1962 年 3 月 19 日新丰江地震与 1975 年 2 月 4 日海城地震的前、主震的应力降作对比,我们看到,巧家地区小震的应力降的特征与上述两次大地震的前震的应力降的特征是类似的,因此不能排斥巧家地区的小震是一个较大地震的前震的可能性。以测得的小震应力降的平均值(约 1.4 巴)作为这个可能发生的较大地震应力降的下限估计值,从主震震级和主震应力降的经验关系可以推知,其震级的下限是 5.2 级。

一、引 言

在地方震的地震图中,有许多值得注意的现象。例如,体波初动的周期和震级有关系; S 波初动的周期通常比 P 波的大,它们的比值与波速比有关;等等。可是,体波初动的周期和震级的确切关系究竟是什么? S 波初动的周期和 P 波初动的周期之间的确切关系是什么?迄今仍缺乏系统的研究。至于这些现象究竟反映震源和传播地震波的介质的什么特性?从这些现象中能否获得有关震源和它所处环境的更多的讯息?这些问题也很值得深究。

这里将试图从地方震的记录图中,寻找 P 波初动半周期及振幅和震级的经验关系,并进一步从震源理论的角度阐明这些关系,试验从这些现象推知一些有意义的震源参数(震

源尺度、地震矩、应力降和错距)以及介质的特性(品质因数)的测量方法。

二、 P 波初动半周期及振幅和震级的经验关系

为研究 P 波初动半周期及振幅和震级的关系, 分析了四川省两个地震台的电流计记录地震仪在 1970 年—1973 年记下的震源位置相近的小地震。图 1 是普格地震台记录的巧家附近的小地震震中分布图, 这些大地震震中距平均约 60 公里。图 2 和图 3 分别是这些小地震的 P 波初动半周期 t_2 及振幅 A_m 和地方震震级 M_L 的关系。从图 2 可见, 在 $M_L < 2.5$

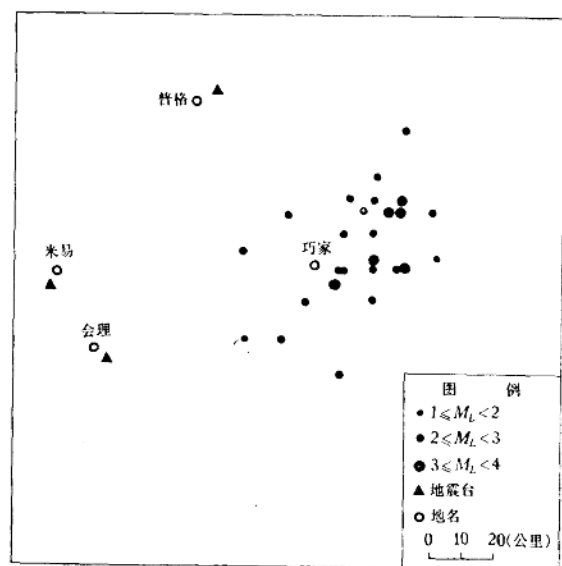


图 1 普格地震台记录的巧家地震的震中分布图

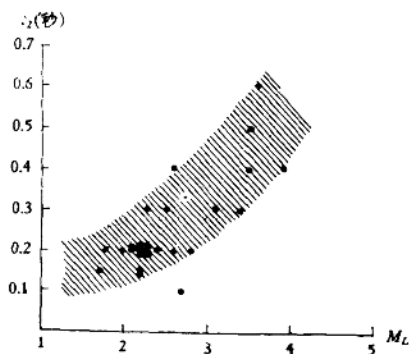


图 2 普格台记录的巧家地震的 P 波初动半周期和地方震震级的关系

时, t_2 随 M_L 的变化不明显, 大约保持在 0.1—0.3 秒之间; 而在 $M_L \geq 2.5$ 时, t_2 随 M_L 的增大而增大。从图 3 可见, A_m 的对数也随 M_L 的增大而增大。

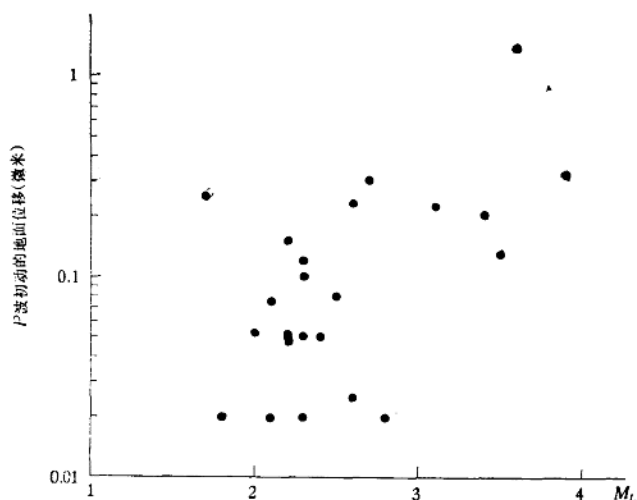


图 3 普格台记录的巧家地震的 P 波初动振幅和地方震级的关系

石棉地震台记录的石棉附近的小地震也有类似的情况(图 4—图 6), 所不同的是, 在 $M_L < 2$ 时, t_2 随 M_L 的变化不明显, 大约保持在 0.1 秒左右; 而在 $M_L \geq 2$ 时, t_2 才随着 M_L 的增大而增大。

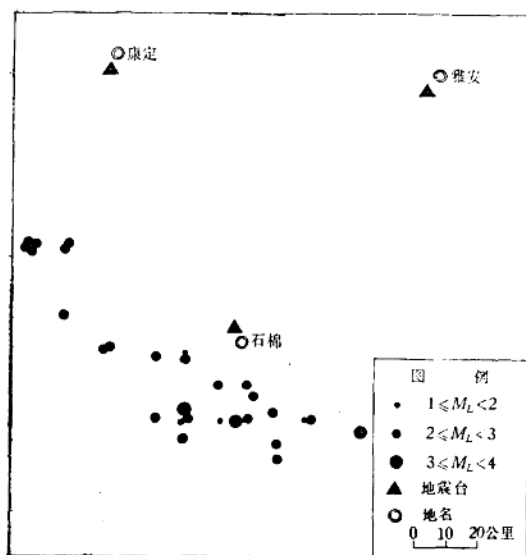


图 4 石棉地震台记录的石棉地震的震中分布图

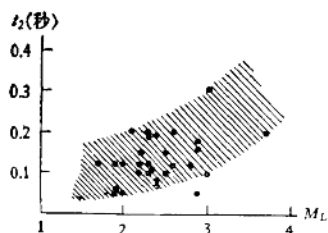


图5 石棉台记录的石棉地震的 P 波初动半周期和地方震震级的关系

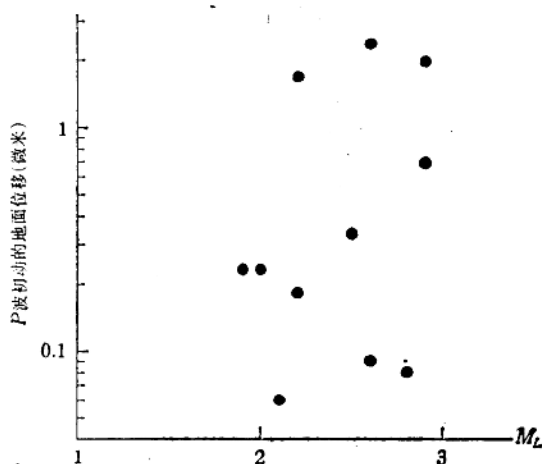


图6 石棉台记录的石棉地震的 P 波初动振幅和地方震震级的关系

三、定 性 解 释

从以上例子看,虽然资料点有点分散,但总的看来,当震级比较小时, P 波初动半周期几乎是恒定的;而当震级比较大时,它随着震级的增大而增大。此外,初动振幅也随着震级的增大而增大。这两个经验关系还是清楚的。从震源理论的角度看,这两个关系是可以得到理解的。

定性地说,根据对浅源大地震的断层长度的统计研究^[1-5],可知浅源大地震的断层长度的对数和震级成正比。就中、小地震而言,因为在地表一般无从发现其断层长度(或断层尺度),而从地震波资料得到的结果也不多,所以其断层尺度和震级的关系还不清楚。但是,如果浅源大地震的断层长度和震级的经验关系也适用于中、小地震,并且如果初动半周期和断层尺度成正比,那么就不难理解中、小地震的 P 波初动半周期和震级的经验关系。再者,如果中、小地震初动振幅的对数和断层尺度的对数成正比,那么也可以解释初动振幅的对数和震级成正比的关系。

地震时,由距离观测点最近的破裂点发出的扰动先到达观测点,距离它最远的点发出的扰动则后到,它们的时间差决定了初动的持续时间,也就是初动的半周期。很明显,这个时间差和震源的尺度成正比,而和震源所在处的体波速度成反比。

地震的强度跟断层面的面积与错距成正比,而断层面面积正比于震源尺度的平方、错距则正比于震源尺度,因此,地震的强度跟震源尺度的立方成正比。由于断层错动所引起的观测点的初动振幅不但和地震的强度成正比,还和振动的持续时间成反比。既然初动半周期正比于震源尺度,那么初动振幅便应当是和震源尺度的平方成正比。地方震震级是由最大地动位移的对数定义的,倘若认为,最大地动位移与初动振幅成正比,那么地方震震级便应当与初动振幅的对数成正比。

在地震波从震源传播到地震台时,由于它所通过的介质非完全弹性,对它有吸收作用,从而使得初动的半周期增大。显然,当震源尺度和震级较大时,介质吸收的影响可以忽略,因而初动半周期仍和震源尺度成正比。当震源尺度和震级较小,以至介质吸收所引起的初动半周期的变化比初动半周期本身还要大得多时,记录下来的初动半周期就不再由震源尺度和破裂速度之比决定,而是由介质的吸收性能决定。对于同一地震台记录的相同地区的地震,介质吸收的影响是一样的,因而,记录到的震级较小的地震,其初动半周期应当也是一样的。在这种情形下,初动半周期的数值应当和传播路径(震源距)的长短以及介质的吸收性能(品质因数)有关。震源距和品质因数的比值越大,吸收的影响就越大,即记录到的震级较小的地震的初动半周期越大。

以上简单的定性分析清楚地表明,初动半周期及振幅和震级的经验关系跟震源的尺度、错距、震源区的波速以及介质的吸收性能有关。这样,由初动半周期及振幅的测定便有可能推知震源参数(震源尺度、地震矩、应力降、错距等)及介质的性质(震源区的波速或波速比、波所通过的介质的品质因数)。为了做到这点,就需要建立初动半周期及振幅和上述震源参数及介质特性的定量关系。

四、圆盘形断层辐射的地震波

就浅源大地震而言,它的破裂面(断层)的上界为地表面所限制,下界因为随深度而增加的摩擦应力,也受到限制,所以,以长度和宽度不一样的位错面(例如矩形或椭圆形位

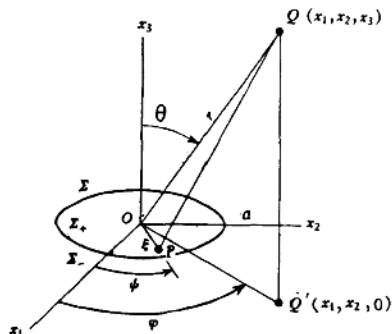


图7 圆盘形断层模式

错面)模拟它是合适的。和浅源大地震的情况不同,对中、小地震来说,上述限制不那么显著;因此,以相等尺度的位错面(例如圆盘形或正方形位错面)模拟它则更合适一些。这里以圆盘形位错面作为中、小地震震源的理论模式。

图7表示完全弹性的无限介质中一个半径为 a 的圆盘形断层。断层面 Σ 的两侧分别以 Σ_+ 、 Σ_- 表示。以从 Σ_- 指向 Σ_+ 的方向为其法线方向 $\mathbf{n}$ 。采用直角坐标系 (x_1, x_2, x_3) , 原点与圆盘中心重合, x_3 轴与位错面的法向一致, x_1 轴与 Σ_+ 相对于 Σ_- 的错动方向一致。

在均匀、各向同性和完全弹性的无限介质中,圆盘形位错面 Σ 引起的地震波远场位移的频谱 $\mathbf{U}(\omega)$ 是^[6-13]:

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

$$U_j(\omega) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_j i\omega G(\omega) e^{-i\frac{\omega}{c}r} F_c(\omega),$$

$$j = r, \theta, \varphi,$$

$$c = \alpha, \quad \text{当 } j = r,$$

$$c = \beta, \quad \text{当 } j = \theta, \varphi. \quad (2)$$

式中, (r, θ, φ) 是观测点 Q 的球极坐标 (见图 7), $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi$ 是球极坐标中的基向量; m_0 是地震矩:

$$m_0 = \mu \Delta \bar{u} S, \quad (3)$$

μ 是刚性系数, $\Delta \bar{u}$ 是平均错距, S 是断层面积; ρ 是介质的密度, α, β 分别是 P 波和 S 波的波速; $\mathcal{R}_i$ 是辐射图型因子, 对于 Σ_+ 相对于 Σ_- 沿 x_1 轴方向滑动的剪切错动,

$$\begin{cases} \mathcal{R}_r = \sin 2\theta \cos \varphi, \\ \mathcal{R}_\theta = \cos 2\theta \cos \varphi, \\ \mathcal{R}_\varphi = -\cos \theta \sin \varphi; \end{cases} \quad (4)$$

$G(\omega)$ 是震源时间函数 $g(t)$ 的频谱; $F_c(\omega)$ 是和断层面的几何形状、错距的分布以及破裂扩展方式有关的函数, 在错距均匀分布的情况下, 当破裂从圆心开始以有限的速度 v_b 向四周扩展时, 它由以下的面积分表示:

$$F_c(\omega) = \frac{1}{S} \iint_{\Sigma} e^{-i \frac{\omega}{v_b} \xi + i \frac{\omega}{c} \xi \sin \theta \cos \psi} \xi d\xi d\psi, \quad (5)$$

(ξ, ψ) 是元位错面的平面极坐标 (参见图 7).

在 $F_c(\omega)$ 的表示式中, 对 ξ 的积分容易作出, 结果是:

$$F_c(\omega) = \frac{i v_b}{\omega S} \int_0^{2\pi} \left[\frac{a}{q_c(\psi)} e^{-i \frac{\omega}{v_b} q_c(\psi) a} + \frac{v_b}{i \omega q_c^2(\psi)} \left(e^{-i \frac{\omega}{v_b} q_c(\psi) a} - 1 \right) \right] d\psi, \quad (6)$$

其中,

$$q_c(\psi) = 1 - \varepsilon_c \cos \psi, \quad (7)$$

$$\varepsilon_c = \frac{v_b}{c} \sin \theta. \quad (8)$$

返回时间域, 便得到圆盘形位错面引起的地震波远场位移 $\mathbf{u}(t)$ 的表示式:

$$\mathbf{u}(t) = u_r(t) \mathbf{e}_r + u_\theta(t) \mathbf{e}_\theta + u_\varphi(t) \mathbf{e}_\varphi, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} u_j(t) &= \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_j \dot{g}(t) * f_c \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad j = r, \theta, \varphi, \\ c &= \alpha, \quad \text{当 } j = r, \\ c &= \beta, \quad \text{当 } j = \theta, \varphi. \end{aligned} \quad (10)$$

式中, $\dot{}$ 表示对时间的微商, $*$ 表示褶积, $f_c(t)$ 是 $F_c(\omega)$ 的反演:

$$\begin{aligned} f_c(t) &= \frac{v_b^2 t}{S} \left\{ \frac{2\pi}{(1 - \varepsilon_c^2)^{3/2}} [H(t) - H(t - t_{2c})] \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{2}{(1 - \varepsilon_c^2)} \frac{\sqrt{(t - t_{1c})(t_{2c} - t)}}{t} + \frac{4}{(1 - \varepsilon_c^2)^{3/2}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_c}{1 - \varepsilon_c}} \frac{t - t_{1c}}{t_{2c} - t} \right] \right. \\ &\quad \left. [H(t - t_{1c}) - H(t - t_{2c})] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $H(t)$ 是单位函数,

$$t_{1c} = \frac{a}{v_b} (1 - \varepsilon_c), \quad (12)$$

$$t_{2c} = \frac{a}{v_b} (1 + \varepsilon_c). \quad (13)$$

若震源时间函数是单位函数,那么(10)式就简化为

$$u_i(t) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_i f_c \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (14)$$

$u_i(t)$ 就是 P 波的远场位移 $u_a(t)$; $[u_0^2(t) + u_s^2(t)]^{1/2}$ 就是 S 波的远场位移 $u_b(t)$; 因此,

$$u_c(t) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_c f_c \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad c = \alpha, \beta, \quad (15)$$

其中, $\mathcal{R}_a$ 表示 P 波的辐射图型因子, 也就是 $\mathcal{R}_r$, $\mathcal{R}_b$ 表示 S 波的辐射图型因子, 它等于 $[\mathcal{R}_\theta^2 + \mathcal{R}_\phi^2]^{1/2}$.

由(15)式可见, 地震波远场位移的波形由 $f_c \left(t - \frac{r}{c} \right)$ 决定. 图 8 是 $f_c(t)$ 的图形.

当 $t < 0$ 时, 位移为零; 当 $0 < t < t_{1c}$ 时, 位移随 t 线性增加; 当 $t_{1c} < t < t_{2c}$ 时, 它随 t 单调下降; 最后, 当 $t > t_{2c}$ 时, 位移等于零.

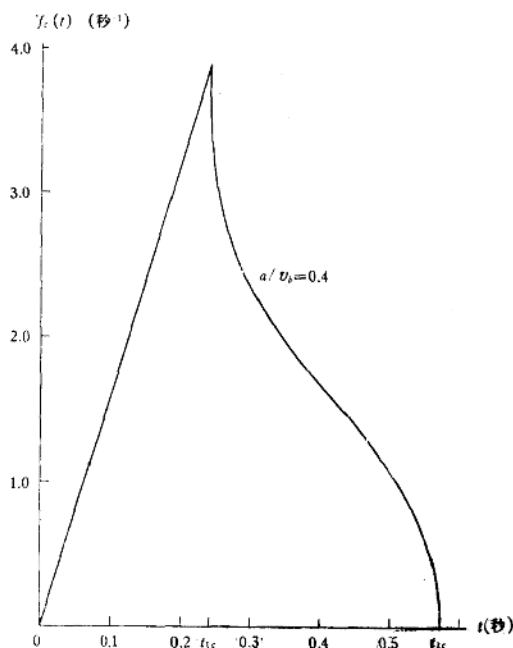


图 8 地震波的远场位移

五、初动半周期及振幅和震源尺度及波速等物理量的关系

前面得到的公式(13)表明, 体波初动的半周期 t_{2c} 除了和震源尺度、体波速度及破裂速度有关外, 还和观测点在震源球球面上的位置有关. 对于在震源球球面上均匀分布的

观测点, 初动半周期在震源球面上的平均值 $\langle t_{2c} \rangle$ 为:

$$\langle t_{2c} \rangle = \frac{a}{v_b} \left(1 + \frac{\pi}{4} \frac{v_b}{c} \right). \quad (16)$$

这相当于 $\theta = \theta_0 = \sin^{-1} \left(\frac{\pi}{4} \right) = 51^\circ 45'$. 就是说, $\theta = \theta_0$ 处的初动半周期等于它在震源球面上的平均值.

由 (5) 式容易证明 $F_c(0) = 1$, 从而可以证明, 体波初动的位移曲线下的面积 A_c 为:

$$A_c = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_c. \quad (17)$$

A_c 和观测点在震源球球面上的位置有关, 对于在震源球球面上均匀分布的观测点, A_c 在震源球球面上的均方根为:

$$\langle A_c^2 \rangle^{1/2} = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \langle \mathcal{R}_c^2 \rangle^{1/2}. \quad (18)$$

由 (4) 式容易求得: $\langle \mathcal{R}_a^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{4/15}$, $\langle \mathcal{R}_b^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2/5}$.

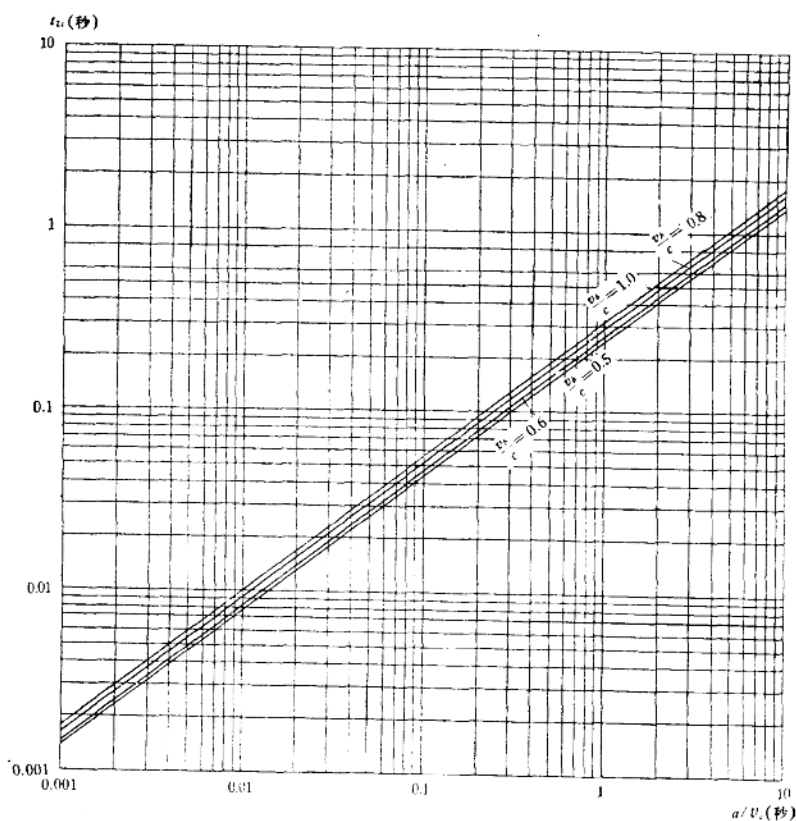


图9 体波初动半周期和震源尺度的关系

当观测点所在位置使得 $\mathcal{R}_c = \langle \mathcal{R}_c^2 \rangle^{1/2}$ 且 $t_{2c} = \langle t_{2c} \rangle$ 时, 体波的位移表示式为

$$u_c(t) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \langle \mathcal{R}_c^2 \rangle^{1/2} f_{c0} \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (19)$$

其中,

$$f_{c0} \left(t - \frac{r}{c} \right) = f_c \left(t - \frac{r}{c} \right) \Big|_{\theta=\theta_0}. \quad (20)$$

表示式 (19) 有一定的代表性, 它所给出的体波初动的半周期代表了初动半周期在震源球面上的平均值; 和地震矩成正比的初动位移曲线下的面积则代表了初动位移曲线下的面积在震源球面上的均方根。因此, 我们在下面将运用 (19) 式来分析初动半周期及振幅和震源尺度等物理量的关系。

如同 (16) 式所表明的, 体波初动半周期和 a/v_b 成正比, 比例系数和 v_b/c 有关 (图 9)。由 (19) 式可以得出, 对于地震矩同样大小的震源, 体波初动的振幅 u_{em} 和 a/v_b 成反比, 比例系数也和 v_b/c 有关 (图 10):

$$u_{em} = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \langle \mathcal{R}_c^2 \rangle^{1/2} \Theta_c \frac{v_b}{a}, \quad (21)$$

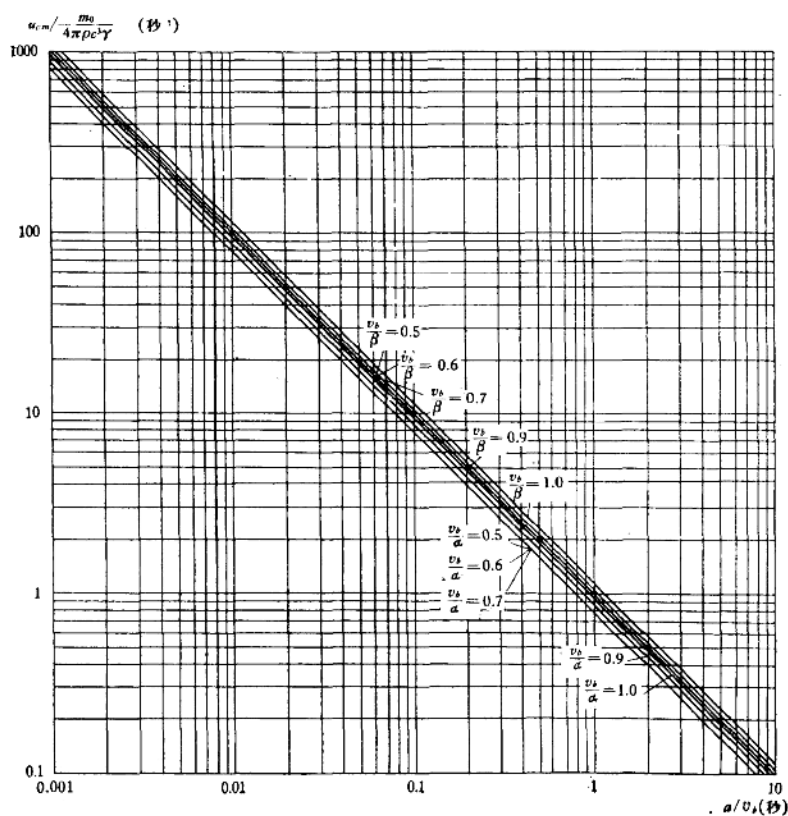


图 10 体波初动振幅和震源尺度的关系

$$\Theta_c = \frac{2}{\left(1 + \frac{\pi}{4} \frac{v_b}{c}\right)^{3/2} \left(1 - \frac{\pi}{4} \frac{v_b}{c}\right)^{1/2}} \quad (22)$$

对于圆盘形断层, 平均错距和应力降的关系为^[14,15]:

$$\Delta \bar{u} = \frac{16}{7\pi} \frac{\Delta \sigma a}{\mu}. \quad (23)$$

将上式代入(21)式, 就得到初动振幅的另一个表示式:

$$u_{cm} = \frac{4}{7\pi} \langle \mathcal{R}_c^2 \rangle^{1/2} \frac{\Delta \sigma}{\rho r} \left(\frac{a}{v_b}\right)^2 \Theta'_c, \quad (24)$$

$$\Theta'_c = \left(\frac{v_b}{c}\right)^2 \Theta_c. \quad (25)$$

(24)式表明, 若 $\Delta \sigma$ 和 a^r 成正比, 那么初动振幅就和 a^{r+2} 成正比; 也就是说, 初动振幅的对数和 a 的对数成正比。

六、震源参数的测定原理

运用上面得到的结果, 可以测定断层面的尺度、地震矩、应力降和错距等震源参数。下面分述这些参数的测定原理。

1. 断层面尺度

由(16)式可知

$$a = \frac{v_b}{\left(1 + \frac{\pi}{4} \frac{v_b}{c}\right)} \langle t_{2c} \rangle. \quad (26)$$

设 v_b 和 c 已知, 那么由初动半周期 $\langle t_{2c} \rangle$ 的测定便可求得断层面的尺度 $2a$ 。

2. 地震矩

(21)式提供了由初动振幅求地震矩的方法。设 ρ 、 c 、 r 、 v_b 已知, a 已由 $\langle t_{2c} \rangle$ 按上述方法测得, 那么由初动振幅 u_{cm} 的测定便可求得地震矩 m_0 。

3. 应力降

断层面尺度和地震矩的测定是基本的测定。在测定这两个参数的基础上, 可以由应力降和地震矩及震源尺度的关系式^[14,15]计算应力降:

$$\Delta \sigma = \frac{7}{16} \frac{m_0}{a^3}. \quad (27)$$

4. 平均错距和最大错距

平均错距可以由(23)式计算, 而最大错距 Δu_m 可以由下式^[14,15]计算:

$$\Delta u_m = \frac{3}{2} \Delta \bar{u} = \frac{24}{7\pi} \frac{\Delta \sigma a}{\mu}. \quad (28)$$

七、理论地震图的合成

通过测定地震图上的 P 波或 S 波的初动半周期及振幅, 可以得到许多有意义的震源

参数。然而,在实际应用之前,还必须考虑到地震波在传播过程中的衰减;地壳和上地幔的分层结构以及地表面的影响;最后,还要考虑到地震仪的频率特性的影响。

1. 体波的衰减和频散

观测和实验表明,地震体波的衰减系数在所观测的频段内与频率呈线性关系^[16,17]。考虑到体波的衰减,必须在前面得到的体波远场位移谱(公式(2))中乘上因子 $e^{-\frac{1}{2cQ_0}r}$ 才能得到远场地动位移谱。这里, Q_0 表示介质的品质因数。体波的频散总是和衰减成对出现(通常称为“吸收-频散对”)^[16],所以,与此同时,(2)式中的因子 $e^{-i\frac{\omega}{c}r}$ 里的体波速度 c 要代之以相速度 c_P 。对于弗特曼(W. I. Futterman^[17])的第一种形式的吸收-频散对,相速度 c_P 为:

$$c_P = \frac{c}{1 - \frac{1}{2\pi Q_0} \ln \left| \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right|}. \quad (29)$$

式中, ω_0 表示低频截止频率。在这里, ω_0 取超出地震仪频带的数值,即 $f_0 = \omega_0/2\pi = 10^{-3}$ 赫兹。

这样,在考虑了地震波的衰减和频散之后,地动位移谱为

$$U_c(\omega) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_{ci} \omega G(\omega) e^{-i\frac{\omega}{c}r} F_c(\omega) B_c(\omega). \quad (30)$$

其中,

$$B_c(\omega) = e^{-\frac{1}{2cQ_0}r + i\frac{\omega r}{2\pi c Q_0} \ln \left| \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right|}. \quad (31)$$

相应的地动位移为

$$u_c(t) = \frac{m_0}{4\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_{ci} \dot{g}(t) * f_c \left(t - \frac{r}{c} \right) * b_c(t). \quad (32)$$

$b_c(t)$ 是 $B_c(\omega)$ 的反演,也就是衰减的脉冲响应。只考虑衰减不考虑频散就会出现违背因果律的情况,衰减和频散两者均加以考虑后就不会出现违背因果律的情况。图 11 是一个例子,说明衰减和频散均考虑后,衰减的脉冲响应。计算中,取 $r/Q_0 = 0.04$, $c = 6.06$ 公里/秒。

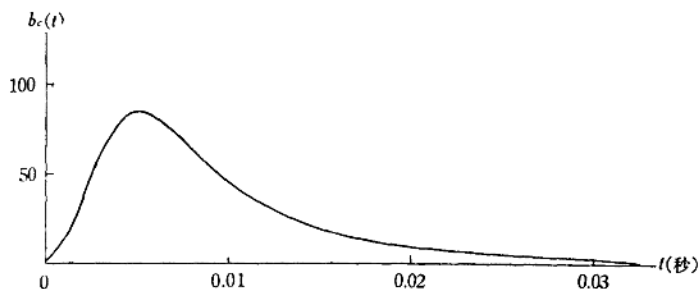


图 11 考虑了频散衰减的脉冲响应

2. 震源时间函数

这里设震源时间函数的形式为

$$g(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi t}{T_s} \right) [H(t) - H(t - T_s)] + H(t - T_s). \quad (33)$$

这个形式和观测结果及理论推算结果很接近^[18,19], 因此可以将它作为震源时间函数的合理的一级近似。至于震源时间常数 T_s , 则通过以下的考虑估算。

在断层面的某一点刚发生破裂时, 破裂点附近的质点运动速度

$$\dot{u}_1^+(t) = \frac{\beta_s}{\mu_s} \sigma_e(t), \quad (34)$$

式中 β_s 是震源处的横波速度, μ_s 是震源处的刚性系数, $\sigma_e(t)$ 是有效应力, 它等于初始应力 σ_b 和摩擦应力 $\sigma_f(t)$ 之差:

$$\sigma_e(t) = \sigma_b - \sigma_f(t). \quad (35)$$

由 (33) 式可知, 当 $t = T_s/2$ 时, 破裂点附近的质点运动速度达到最大, 今以 $\dot{u}_{1m}^+$ 代表它, 那么

$$\dot{u}_{1m}^+ = \frac{\pi \Delta \bar{u}}{4 T_s}, \quad (36)$$

从而

$$T_s = \frac{\pi \mu_s}{4 \beta_s} \frac{\Delta \bar{u}}{\sigma_{em}}, \quad (37)$$

式中, σ_{em} 代表有效应力的最大值。

由于平均错距 $\Delta \bar{u}$ 和应力降 $\Delta \sigma$ 及震源半径 a 有一个简单关系 ((28) 式), 所以

$$T_s = \frac{4}{7} \frac{a}{\beta_s} \frac{\Delta \sigma}{\sigma_{em}}. \quad (38)$$

这个结果意味着, 震源时间常数 T_s 不仅和 a/β_s 有关, 还和 $\Delta \sigma/\sigma_{em}$ 有关。如果剩余应力 σ_s 等于摩擦应力的最小值, 那么 $\Delta \sigma = \sigma_{em}$, 从而

$$T_s = \frac{4}{7} \frac{a}{\beta_s}. \quad (39)$$

在数值计算中, 以上式估算震源时间常数。图 12 是个例子, 表示当 $v_b/\beta = 0.9$ 而 a/v_b 分别为 0.2、0.4 和 1.0 秒时的 $\dot{g}(t)$ 。

3. 地壳和上地幔的分层结构以及地表面的影响

这里没有考虑地壳和上地幔的分层结构的影响; 至于地表面的影响, 简单地用未考虑自由表面影响的地动位移谱乘上二倍的因子。

4. 地震仪的影响

为了直接从地震图上的初动半周期及振幅的测量求得震源参数, 必须在前面得到的地动位移谱上乘以仪器的频率特性 $I_n(\omega)$ 才能得到观测地震图的频谱:

$$U_e(\omega) = \frac{m_0}{2\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_{e,i} \omega G(\omega) e^{-i \frac{\omega}{c} r} F_c(\omega) B_c(\omega) I_n(\omega). \quad (40)$$

仪器的频率特性可以表示为:

$$I_n(\omega) = V_0 W(\omega) e^{-i\gamma(\omega)}. \quad (41)$$

式中, V_0 是静态放大倍数, 它和频率无关; $W(\omega)$ 是振幅特性; $\gamma(\omega)$ 是相位特性。由于 V_0 和频率无关, 且因台、因时而异, 所以在测定振幅时均先归算到 $V_0 = 1$ 的情形, 从而

$$I_n(\omega) = W(\omega) e^{-i\gamma(\omega)}. \quad (42)$$

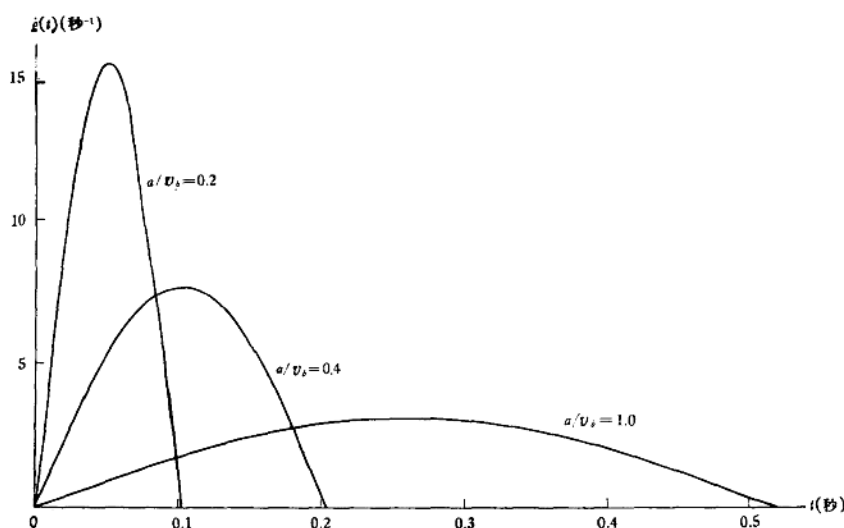


图 12 震源时间函数的时间微商

普格地震台和石棉地震台所使用的维开克地震仪(配 Fc6-10 型振子), 其频率特性的表示式是:

$$W(\omega) = \frac{2D_2/T_2}{\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^{-2} + a_1 + b_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^2 + c_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^4 + d_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^6}}, \quad (43)$$

$$\gamma(\omega) = \tan^{-1} \frac{s_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^4 - p_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^2 + 1}{q_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^3 - m_1\left(\frac{2\pi}{\omega}\right)}. \quad (44)$$

式中,

$$\begin{cases} a_1 = m_1^2 - 2p_1, \\ b_1 = p_1^2 - 2m_1q_1 + 2s_1, \\ c_1 = q_1^2 - 2p_1s_1, \\ d_1 = s_1^2, \end{cases} \quad (45)$$

$$\begin{cases} m_1 = 2\left(\frac{D_1}{T_1} + \frac{D_2}{T_2}\right), \\ p_1 = \frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} + \frac{4D_1D_2}{T_1T_2}(1 - \sigma^2), \\ q_1 = 2\left(\frac{D_1}{T_1T_2^2} + \frac{D_2}{T_2T_1^2}\right), \\ s_1 = \frac{1}{T_1^2T_2^2}. \end{cases} \quad (46)$$

摆的周期 $T_1 = 1$ 秒, 阻尼系数 $D_1 = 0.5$; 电流计的周期 $T_2 = 0.1$ 秒, 阻尼系数 $D_2 = 8$; 耦

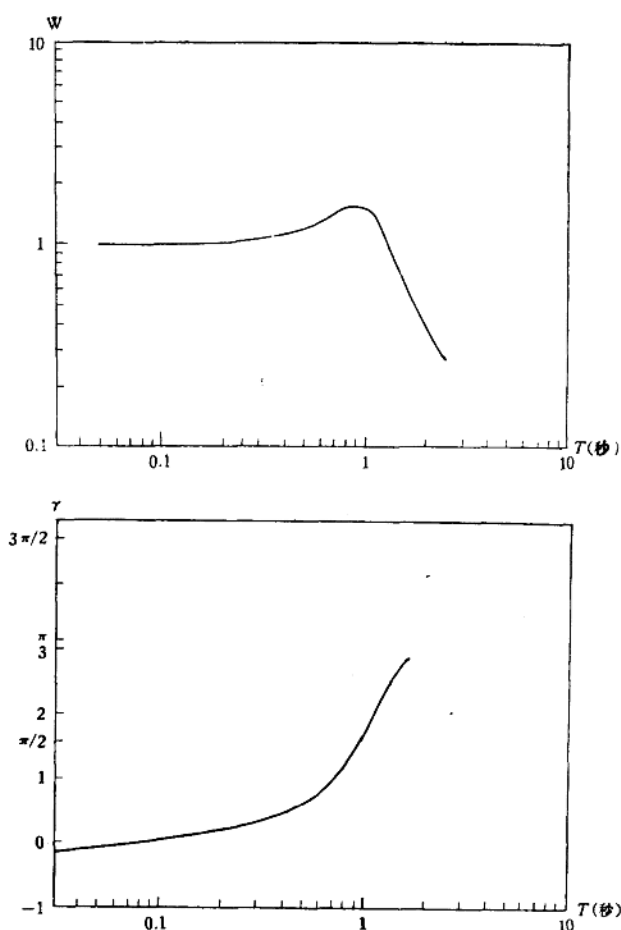


图 13 维开克地震仪的频率特性

合系数 $\sigma^2 = 0.4$ 。图 13 是维开克地震仪的振幅特性和相位特性。图中, T 是周期。

由 (40) 式反演, 便可得到合成地震图:

$$u_c(t) = \frac{m_0}{2\pi\rho c^3 r} \mathcal{R}_c \dot{g}(t) * f_c\left(t - \frac{r}{c}\right) * b_c(t) * i_n(t), \quad (47)$$

$i_n(t)$ 表示 $I_n(\omega)$ 的反演, 即地震仪的脉冲响应。

八、数值计算结果

1. P 波的远场位移

在数值计算中, 取 $\beta = 3.50$ 公里/秒, $\alpha:\beta:v_b = \sqrt{3}:1:0.9$, 故 $\alpha = 6.06$ 公里/秒, $v_b = 3.15$ 公里/秒。由这些数据计算了 P 波的远场位移。图 14 是当 $a/v_b = 0.01, 0.02$ 、

0.04 和 0.06 秒四种情形下的 P 波远场位移。由公式 (11) 可见, 当 a/v_b 增大 n 倍时, 只要把图 14 的横坐标的单位缩小 n 倍, 纵坐标的单位放大 n 倍, 就可以得到相应的 a/v_b 的地震波远场位移图。

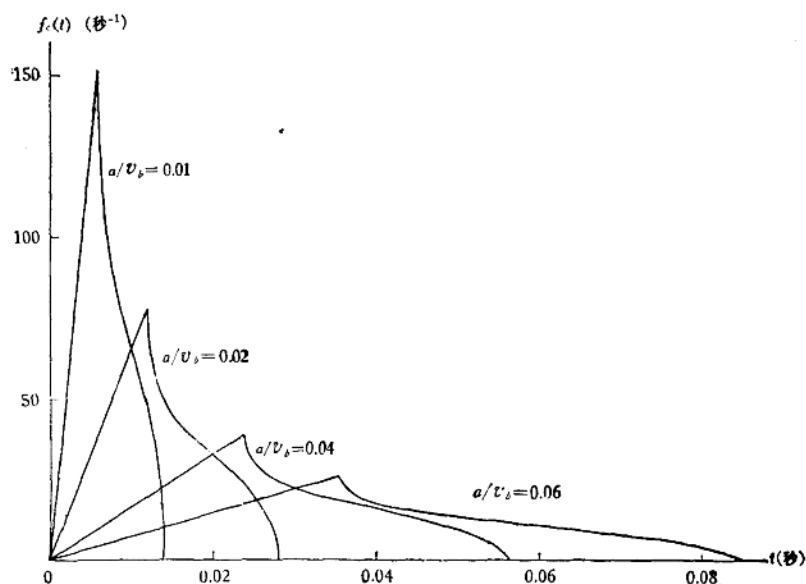


图 14 P 波的远场位移

2. 介质的吸收

图 15 是一个例子, 表明当震源距 r 和介质的品质因数 Q_0 的比值为 0.12、0.20、0.32 公

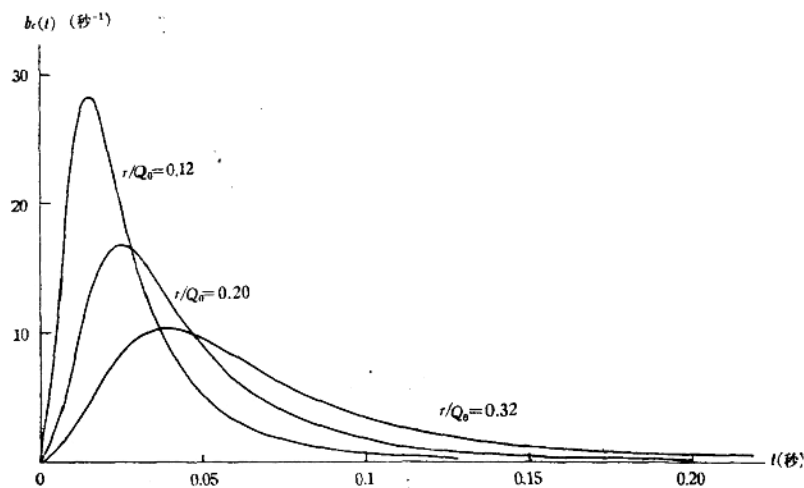


图 15 r/Q_0 取不同数值时衰减的脉冲响应

里时, 衰减的脉冲响应。由图可以看出, 脉冲的宽度随着 r/Q_0 的增大而增大。

3. 地震仪的脉冲响应

根据公式 (42) — (44), 计算了维开克地震仪的脉冲响应, 结果如图 16 所示。

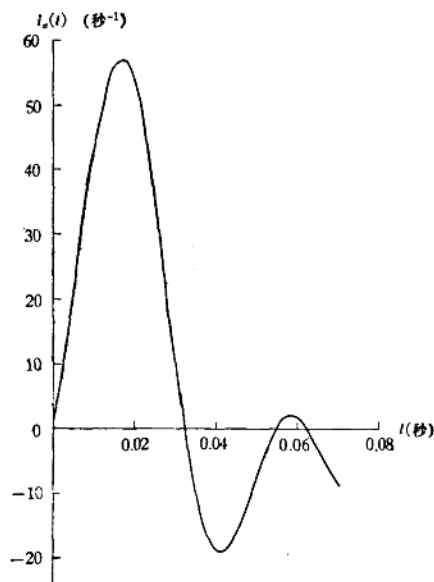


图 16 维开克地震仪的脉冲响应

4. 合成地震图

按照公式 (40), 依次对 P 波远场位移 $f_c(t)$ 、震源时间函数的时间微商 $\dot{g}(t)$ 、介质的吸收的脉冲响应 $b_c(t)$ 以及地震仪的脉冲响应 $i_n(t)$ 进行褶积, 便得到合成地震图。图 17 是一个合成地震图的例子, $a/v_b = 0.04$ 秒, $r/Q_0 = 0.04$ 公里。为便于作比较, 逐次褶积的结果也表示于同一图上。图 18 和图 19 是另两个例子, 其中图 18 的 $a/v_b = 0.04$ 秒, $r/Q_0 = 0.20$ 公里; 图 19 的 $a/v_b = 1.0$ 秒, $r/Q_0 = 0.04$ 公里。图中也绘上逐次褶积的结果。从这些数值计算结果可以看到, 介质的吸收和仪器的影响, 使得初动的半周期、振幅和波形均发生畸变。

九、测定震源参数的理论曲线

由于介质的吸收作用、地表面的影响以及地震仪的影响, 初动半周期和振幅跟震源尺度的关系不再如公式 (16) 和 (21) 所示。根据上节的数值计算结果, 可以得到地震图上的初动半周期和震源尺度的关系。图 20 是 $r/Q_0 = 0.01, 0.04, 0.08, 0.12$ 和 0.20 公里时初动半周期 t_{2a} 和震源半径 a 的关系。它清楚地表明, 当 a 较大时, t_{2a} 和 a 成正比; 当 a

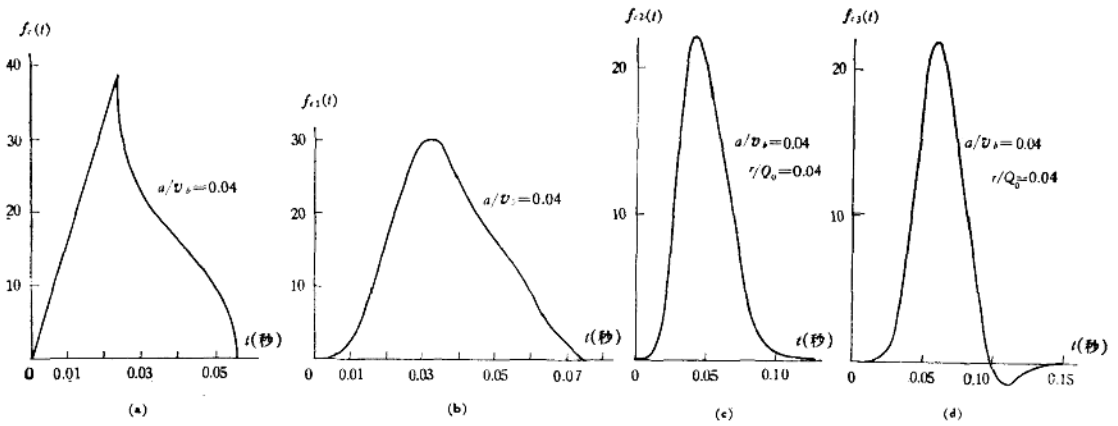


图 17 理论地震图

$$f_{s1}(t) = f_s(t) * \tilde{g}(t), \quad f_{s2}(t) = f_{s1}(t) * b_s(t), \quad f_{s3}(t) = f_{s2}(t) * i_n(t)$$

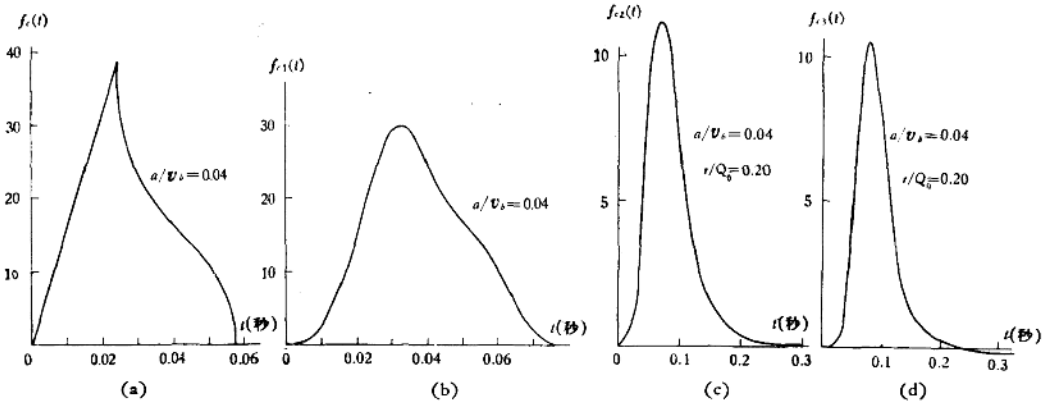


图 18 理论地震图

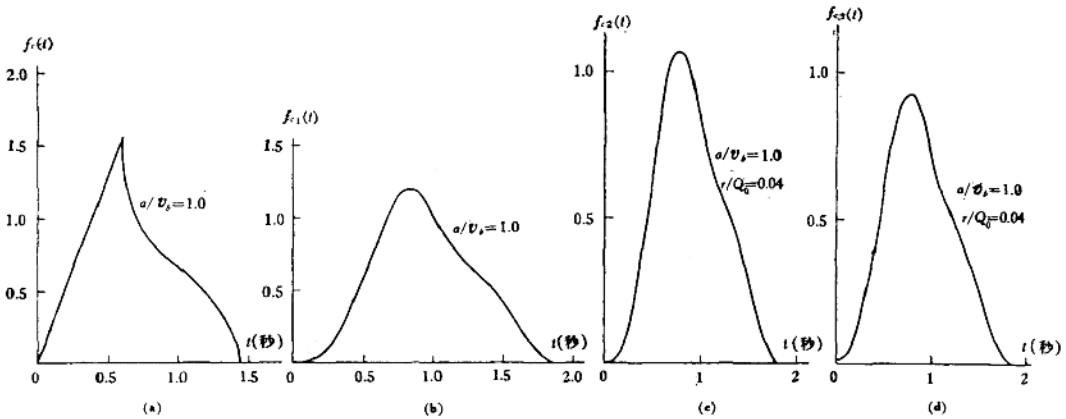


图 19 理论地震图