

含粗糙面断层的远场体波辐射*

范增节

(陕西省地震局)

摘 要

本文用位错模式研究了含粗糙面断层的远场地震体波辐射。假设粗糙面大小和整个错动面大小的比值为 C ，并假设破裂从中心开始，计算了不同 C 值对远场地震波谱的影响。结果表明，与均匀圆盘状断层的远场振幅谱相比，不同之处是，由于粗糙面的存在，当裂纹前端传播至粗糙面的边缘处时，引起波谱开始部分的分裂，表现在谱的第一个波谷处。粗糙面的大小对振幅谱的影响不显著。另外，比较P波和S波振幅谱，发现S波波谱的拐角频率比P波的低。

一、引言

由地震体波的频谱可以测定许多有意义的参数，如地震矩、震源尺度、应力降和错距等。为此，需要计算地震体波的理论频谱。很多人曾做过这方面的工作。陈运泰⁽¹⁾、宫武隆⁽²⁾等用均匀的圆盘型断层模型对远场位移谱进行了计算。

实际上，断层可能不是那么简单。大量的野外调查和实际观测表明，地震断层上的位错分布是相当不均匀的。Kanamori 和 Stewart⁽³⁾提出了具有不均匀断层强度的粗糙面模型；Das 和 Aki⁽⁴⁾提出了具有不均匀应力降的壁垒模型来说明震源的这种复杂性。上述模型向真实断层更靠近了一步。它对于理解地震波的产生，主震前断裂的形成及相应于余震的应力集中是很重要的。牛志仁⁽⁵⁾等就含有壁垒或粗糙面的圆盘状断层的破裂问题进行了研究。本文用含粗糙面的圆盘形断面裂纹模型计算了远场理论体波波谱。对于不同大小的粗糙面对谱的影响进行了分析，并将均匀断层所辐射的远场位移谱与由含粗糙面断层破裂所辐射的远场位移谱进行了对比。对于中小地震来说，用圆盘形裂纹破裂模型模拟实际发震断层是比较合理的。对长和宽相差不大的断层模型也可以用圆盘形断层模型进行模拟计算。

*研究生硕士学位论文。

二、模型与计算公式

我们考虑在一个无限均匀弹性介质中剪切裂纹的断裂问题。圆形断层破裂前具有非均匀的摩擦应力分布，断层破裂后全部变为残余摩擦应力 τ 。

图1描述了断层的几何形状。所用坐标系为球坐标系 (r, θ, φ) 。由表示定理和叠加原理可以得到，来自断层的远场体波辐射的位移谱的计算公式可写为下面的形式⁽⁶⁾：

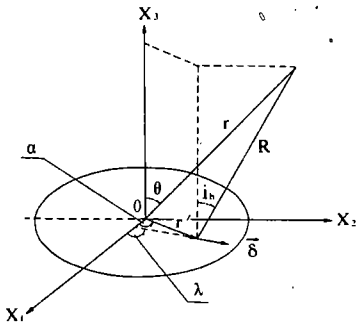


图1

$$\left. \begin{aligned} d\dot{u}_R &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{u_0 d\Sigma}{4\pi} \cdot \left(\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right) \cdot 2(\vec{v} \cdot \vec{e}_R)(\vec{e}_n \cdot \vec{e}) \cdot \frac{1}{R} \cdot \\ &\quad \cdot \exp\left[-ik_\alpha R - i\frac{|\vec{r}' - \vec{r}_0|}{v_f} \cdot \omega\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \\ d\dot{u}_\theta &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{u_0 d\Sigma}{4\pi\beta} \left[(\vec{e} \cdot \vec{e}_\theta)(\vec{v} \cdot \vec{e}_R) + (\vec{v} \cdot \vec{e}_\theta)(\vec{e} \cdot \vec{e}_R)\right] \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{R} \exp\left[-k_\beta R - i\frac{|\vec{r}' - \vec{r}_0|}{v_f} \cdot \omega\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \\ d\dot{u}_\varphi &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{u_0 d\Sigma}{4\pi\beta} \left[(\vec{e} \cdot \vec{e}_\varphi)(\vec{v} \cdot \vec{e}_R) + (\vec{v} \cdot \vec{e}_\varphi)(\vec{e} \cdot \vec{e}_R)\right] \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{R} \exp\left[-ik_\beta R - i\frac{|\vec{r}' - \vec{r}_0|}{v_f} \cdot \omega\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \end{aligned} \right\} (1)$$

其中 $k_\alpha = \omega/\alpha$, $k_\beta = \omega/\beta$, α 、 β 分别是 P 波和 S 波的波速。 r_0 是初始破裂点位矢, r' 是破裂抵达点位矢, v_f 是径向破裂速度。

由图1可得到如下关系：

$$\begin{aligned} \vec{e} &= \vec{e}_1 \cos\lambda + \vec{e}_2 \sin\lambda ; \\ \vec{v} &= \vec{e}_3 ; \\ \vec{e}_\varphi &= -\sin\varphi \vec{e}_1 + \cos\varphi \vec{e}_2 ; \\ \vec{e}_\theta &= \cos\varphi \cos\theta \vec{e}_1 + \sin\varphi \cos\theta \vec{e}_2 - \sin\theta \vec{e}_3 ; \\ \vec{e}_r &= \sin\theta \cos\varphi \vec{e}_1 + \sin\theta \sin\varphi \vec{e}_2 + \cos\theta \vec{e}_3 ; \end{aligned}$$

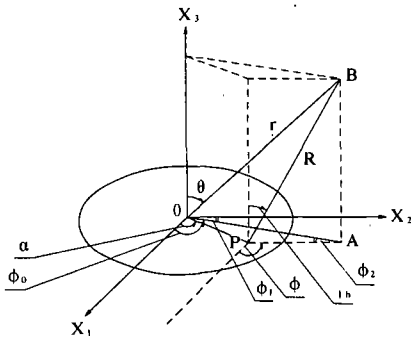
$$\begin{cases} \delta_x = |\vec{\delta}| \cos\lambda = u_0 \cos\lambda , \\ \delta_y = |\vec{\delta}| \sin\lambda = u_0 \sin\lambda . \end{cases}$$

因此，公式(1)变为下面的形式，此处，我们取 r' 与 r_0 的方向相同。

$$\left. \begin{aligned} d\dot{u}_R &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{2\pi} \cdot \left(\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right) \cdot \frac{r}{R} \cos\theta \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cos^2\theta} (\cos\varphi \delta_x + \\ &\quad + \sin\varphi \delta_y) \cdot \frac{1}{R} \exp\left[i\frac{r_0}{v_f} \omega - i\frac{r'}{v_f} \omega - ik_\alpha R\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \\ d\dot{u}_\theta &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{4\pi\beta} \cdot \left[\left(2\frac{r^2}{R^2} \cos^2\theta - 1\right) \cdot (\cos\varphi \cdot \delta_x + \sin\varphi \delta_y) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{1}{R} \exp\left[i\frac{r_0}{v_f} \omega - i\frac{r'}{v_f} \omega - ik_\beta R\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \right] \\ d\dot{u}_\varphi &= i\omega\dot{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{4\pi\beta} \cdot \left[\frac{r}{R} \cos\theta (-\sin\varphi \delta_x + \cos\varphi \delta_y) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{1}{R} \exp\left[i\frac{r_0}{v_f} \omega - i\frac{r'}{v_f} \omega - ik_\beta R\right] + O\left(\frac{1}{R^2}\right) \right] \end{aligned} \right\} (2)$$

从图 2 中可以找出关于 R 和 φ 与已知量之间的关系。其中, B 点为场点, 坐标 (r, θ, φ_0) 是相对于坐标原点 0 的, 场点相对坐标原点移至源点的球坐标为 (R, i_h, φ_0) 。

由图 2 可知,



$$OP = r' \quad , \quad OA = r \sin \theta \quad , \quad \varphi_1 = \varphi_0 - \alpha$$

$$PA = R \sin i_h = \sqrt{R^2 - r'^2 \cos^2 \theta} \quad ;$$

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha = \varphi_0 + \varphi_2 \quad .$$

由余弦定理得:

$$\varphi_2 = \arccos \left(\frac{r \sin \theta - r' \cos(\varphi_0 - \alpha)}{\sqrt{r^2 \sin^2 \theta + r'^2 - 2 r r' \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha)}} \right) \quad .$$

在考虑远场的情况下, 即 $r \gg r'$, 有:

$$R \doteq r - r' \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha) \quad , \quad R/r \approx 1 \quad .$$

根据上面的推导关系, 由 (2) 式得到下面形式的远场位移表达式:

$$\left. \begin{aligned} d\tilde{u}_R &= i\omega \hat{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{2\pi} \cdot \left(\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right) \cdot \cos\theta \sin\theta (\delta_r \cos(\varphi - \alpha) + \delta_a \sin(\varphi - \alpha)) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{R} \exp[i\frac{r_0}{v_f} \omega - ik_r r - i\frac{r'}{v_f} \omega + ik_a r' \sin\theta \cos(\varphi_0 - \alpha)] + O\left(\frac{1}{r^2}\right) \\ d\tilde{u}_\varphi &= i\omega \hat{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{4\pi\beta} \cdot \cos\theta (-\delta_r \sin(\varphi - \alpha) + \delta_a \cos(\varphi - \alpha)) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{R} \exp[i\frac{r_0}{v_f} \omega - ik_\beta r - i\frac{r'}{v_f} \omega + ik_\beta r' \sin\theta \cos(\varphi_0 - \alpha)] + O\left(\frac{1}{r^2}\right) \\ d\tilde{u}_h &= i\omega \hat{g}(\omega) \cdot \frac{d\Sigma}{4\pi\beta} [(2\cos^2\theta - 1)(\delta_r \cos(\varphi - \alpha) + \delta_a \sin(\varphi - \alpha))] \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{R} \exp[i\frac{r_0}{v_f} \omega - i\frac{r'}{v_f} \omega - ik_\beta r + ik_\beta r' \sin\theta \cos(\varphi_0 - \alpha)] + O\left(\frac{1}{r^2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

关于牵引力沿半径呈阶梯状非均匀分布的圆盘状剪切裂纹问题, 它的解已经由牛志仁⁽⁷⁾给出。裂纹面的相对滑动为⁽⁵⁾:

$$\left. \begin{aligned} \delta_i(\xi, \alpha) &= \frac{8}{\pi} \cos\alpha \left\{ -\frac{v}{3} (1 - c^2)^{3/2} \cdot B_2 \cdot \xi^{-2} \cdot \left[1 - \frac{2 + \xi^2}{2} (1 - \xi^2)^{1/2}\right] + \right. \\ &\quad + (1 - v) \cdot \left[A - \frac{v}{2(1 - v)} (1 - c^2)^{3/2} \cdot B_2\right] \cdot (1 - \xi^2)^{1/2} + v B_2 \left[\frac{1}{3\xi^2} \cdot (1 - c^2)^{3/2} - \right. \\ &\quad \left. - \xi \int_t^{c^{-1} \min(t, c)} \frac{\sqrt{1 - (c/\xi)^2 s^2} \sqrt{1 - s^2}}{s^4} ds \right] + (1 - v) \cdot B_2 \cdot \\ &\quad \left. \cdot \xi \int_t^{c^{-1} \min(t, c)} \frac{\sqrt{1 - (c/\xi)^2 s^2}}{s^2 \sqrt{1 - s^2}} ds \right\} \quad , \quad 0 < \xi < 1 \\ \delta_a &= \frac{8}{\pi} \cos\alpha \left\{ -\frac{v}{3} (1 - c^2)^{3/2} \cdot B_2 \cdot \xi^{-2} \cdot \left[1 - \frac{2 + \xi^2}{2} (1 - \xi^2)^{1/2}\right] - \right. \\ &\quad \left. - (1 - v) \cdot \left[A_1 - \frac{v}{2(1 - v)} (1 - c^2)^{3/2} \cdot B_2\right] \cdot (1 - \xi^2)^{1/2} + v B_2 \left[\frac{1}{3\xi^2} \cdot (1 - c^2)^{3/2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \xi \int_t^{c^{-1} \min(t, c)} \frac{\sqrt{1 - (c/\xi)^2 s^2} \sqrt{1 - s^2}}{s^4} ds \right] - \right. \\ &\quad \left. - B_2 \cdot \xi \int_t^{c^{-1} \min(t, c)} \frac{\sqrt{1 - (c/\xi)^2 s^2}}{s^2 \sqrt{1 - s^2}} ds \right\} \quad , \quad 0 < \xi < 1 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 $\delta_x(\xi, \alpha)$ 和 $\delta_\alpha(\xi, \alpha)$ 分别是 ξ 和 α 方向的滑动, 这里的 ξ 和图 1 中的 r' 具有相同的意义。 A_1 、 B_2 是常数, 分别由下式给出:

$$A_1 = \frac{1}{2-v} \left(\frac{s_2 - s^*}{\mu} - \frac{v}{2} \cdot \frac{s_1 - s_2}{\mu} \cdot (1 - c^2)^{3/2} \right);$$

$$B_2 = - \frac{s_1 - s_2}{2\mu}.$$

上式中 v 是泊松比, μ 是剪切模量, C 是断层内圆核半径与断层半径之比, s^* 是远场剪应力, s_2 是内圆核上的剪应力, s_1 是断层外环区上的剪应力。

把 φ 代入 (4) 式, 引入代换号 $\xi = r'/a$, $r^2 = a\xi$ 。其中 a 是破裂面的半径。假定破裂从粗糙面中心开始, 向外破裂, 所以 $r_0 = 0$, 则:

$$d\Sigma' = r' d r' d\alpha = a^2 \xi d\xi d\alpha,$$

并令 $r/a = c_0$, $\sqrt{c_0^2 \sin^2 \theta + \xi^2 - 2c_0 \xi \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha)} = Q$, 把 (4) 式化简后得到:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\pi^2 \mu a^3 c_0}{2(s_1 - s^*) \beta^2 a} \cdot e^{i a \xi \omega} \dot{u}_R = i \sin 2\theta \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi d\xi \int_0^{2\pi} d\alpha \left\{ \frac{\pi \mu \delta_\alpha}{8(s_1 - s^*)} \right. \\ & \quad \cdot \left[\cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} - \sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] + \\ & \quad + \frac{\pi \mu \delta_\alpha}{8(s_1 - s^*)} \cdot \left[\sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} + \cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \right. \\ & \quad \left. \left. \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] \right\} \cdot \exp \left[-i \frac{a \xi}{v_f} \omega + i k_0 a \xi \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot (\omega \hat{g}(\omega)) \right] \\ & \frac{\pi^2 \mu \beta C_0}{2(s_1 - s^*) a} \cdot e^{i a \xi \omega} \dot{u}_\varphi = i \omega \hat{g}(\omega) \cos \theta \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi d\xi \int_0^{2\pi} d\alpha \left\{ -\delta_\alpha \cdot \frac{\pi \mu}{8(s_1 - s^*)} \cdot \right. \\ & \quad \cdot \left[\sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} + \cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] + \\ & \quad + \frac{\pi \mu \delta_\alpha}{8(s_1 - s^*)} \cdot \left[\cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} - \sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \right. \\ & \quad \left. \left. \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] \right\} \cdot \exp \left[-i a \xi \omega / v_f + i k_p a \xi \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha) \right] \\ & \frac{\pi^2 \mu C_0 \beta^2}{2(s_1 - s^*) a} \cdot e^{i a \xi \omega} \dot{u}_\alpha = i \omega \hat{g}(\omega) \cos 2\theta \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi \alpha d\xi \int_0^{2\pi} d\alpha \left\{ \frac{\pi \mu \delta r'}{8(s_1 - s^*)} \cdot \right. \\ & \quad \cdot \left[\cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} - \sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] + \\ & \quad + \delta_\alpha \frac{\pi \mu}{8(s_1 - s^*)} \left[\sin(\varphi_0 - \alpha) \cdot \frac{c_0 \sin \theta - \xi \cos(\varphi_0 - \alpha)}{Q} + \cos(\varphi_0 - \alpha) \cdot \right. \\ & \quad \left. \left. \cdot \frac{|\xi \sin(\varphi_0 - \alpha)|}{Q} \right] \right\} \cdot \exp \left[-i \frac{a \xi}{v_f} \omega + i k_p a \xi \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha) \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

取震源时间函数为斜坡函数, 即

$$|\omega \hat{g}(\omega)| = |\omega| \left| \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{1}{2} \omega \tau} \right| = |2 \sin(\frac{\omega \tau}{2}) / \omega \tau|.$$

式中 τ 是上升时间。

在上面的推导中, 由于考虑的是远场, $\theta/\sin \theta$ 具有和 C_0 相同的量级, 且 $C_0 \gg 1$ 。为了计算的方便, 可以取 $\varphi_0 = 0$, 因为我们所感兴趣的是粗糙面的作用, 上述取法是允许的。另外我们取 $\tau = 2$, 则公式 (5) 可化简为:

$$\frac{\pi^2 \mu \alpha^3 C_0}{2(s_1 - s^4) \beta^2 a} \cdot e^{i k_0 a} \hat{u}_R = i \sin 2\theta \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi d\xi \int_0^{2\pi} d\alpha \left[\frac{\pi \mu \beta}{8(s_1 - s^4)} \cdot \cos \alpha - \frac{\pi \mu \alpha}{8(s_1 - s^4)} \cdot \sin \alpha \right] \cdot \exp \left[-i \frac{a \xi}{v_f} \omega + i k_0 a \xi v \sin \theta \cos(\varphi_0 - \alpha) \right] \cdot \frac{\sin \omega}{\omega} .$$

同理可将另两个公式化简成上述形式。

进行分步化简并利用贝塞尔函数的积分表示, 根据函数的奇偶性以及贝塞尔函数的渐近性质⁽⁶⁾, 我们得到最后的简化公式:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\pi^2 \mu \alpha^3 C_0}{2(s_1 - s^4) \beta^2 a} \cdot e^{i k_0 a} \hat{u}_R = i \sin 2\theta \cdot \\ & \cdot \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi d\xi \left\{ DR \cdot \exp \left[-i \omega \frac{a \xi}{v_f} \right] \cdot \left(\frac{-2\sqrt{2}}{A} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{A}} \cdot \right. \right. \\ & \cdot \sin \left(A - \frac{\pi}{4} \right) + 2 \sqrt{\frac{2\pi}{A}} \cos \left(A - \frac{\pi}{4} \right) \right\} - \\ & - DC \cdot \exp \left[-i \omega \frac{a \xi}{v_f} \right] \cdot \left(\frac{2\sqrt{2}}{A} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{A}} \cdot \sin \left(A - \frac{\pi}{4} \right) \right) \} \sin \omega / \omega , \\ & \frac{\pi^2 \mu C_0 \beta}{2(s_1 - s^4) a} \cdot e^{i k_0 a} \hat{u}_R = i \sin \omega / \omega \cdot \cos 2\theta \left(\int_0^c + \int_c^1 \right) \xi d\xi \cdot \\ & \cdot \left\{ DR \cdot \exp \left[-i \omega \frac{a \xi}{v_f} \right] \cdot \left(\frac{-2\sqrt{2}}{A'} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{A'}} \cdot \sin \left(A' - \frac{\pi}{4} \right) + \right. \right. \\ & + 2 \sqrt{\frac{2\pi}{A'}} \cos \left(A' - \frac{\pi}{4} \right) \right\} - DC \cdot \exp \left[-i \omega \frac{a \xi}{v_f} \right] \cdot \\ & \cdot \left(\frac{2\sqrt{2}}{A'} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{A'}} \cdot \sin \left(A' - \frac{\pi}{4} \right) \right) \} . \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在 ω 取为零的特殊情形下, u_0 等于零。上式中的 A' 为 $k_0 a \xi \sin \theta$ 。

这样当 ω 较小时, 可以直接用二重辛普森积分进行数值求解。当 ω 增大到一定数值之后, 就能根据推出的近似公式用一重辛普森积分求解。

三、计算方法与计算结果分析

整个计算分为两部分, 第一部分直接用原二重积分公式由二维辛普森公式求值, 第二部分用高频近似下推导出来的近似公式由一维辛普森公式计算。

在数值求解中, 仅求无量纲化后的数值结果, 用前后两次计算的相邻两次值的差来控制积分精度。

数值计算中, 取粗糙面大小与整个位错面大小的比值分别为 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 研究了它们的远场波谱特征。另外, 仅计算了 θ 为 30° 的情况, 给出了断层破裂速度与裂纹面尺度的比值为 0.5。在本文中, 仅选用了 $C=0.0, 0.4, 0.8$ 三个值, 绘出了相应的 P 波和 S 波的远场振幅谱, 见图 3 和图 4。从这些图可以看出, 振幅谱曲线的总体特征都是在低频部分趋于一个平坦的值 $U(0)$, 在高频部分, 曲线峰值的渐近线随频率增加而下降。谱的高频部分的特征依赖于传播的细节。在总的水平上, $\log_{10} |\hat{u}_R|$ 在高频部分

快速振荡，频谱的包络大致以 $\omega^{-5/2}$ 衰减。

图 3a 和图 4a 是裂纹在均匀断层上扩展时的情况。从图中可以看出，谱的衰减相当平滑，包络规则。图 3b 和 3c 是含粗糙面时 P 波远场振幅谱，它们和均匀圆形断层的辐射图案是不同的。其不同之处主要表现在谱的开始部分。由于粗糙面的存在，震源处的影响必使得谱结构发生变化。裂纹从中心开始破裂，当裂纹前端运动至粗糙面的边缘处，引起波谱开始部分的分裂，表现在谱的第一个波谷处。它表明震源处的不连续或分段，这和理论预期的结果是一致的。图 4b 和图 4c 是 S 波的远场振幅谱，它们和 P 波具有大致相似的结构特征。

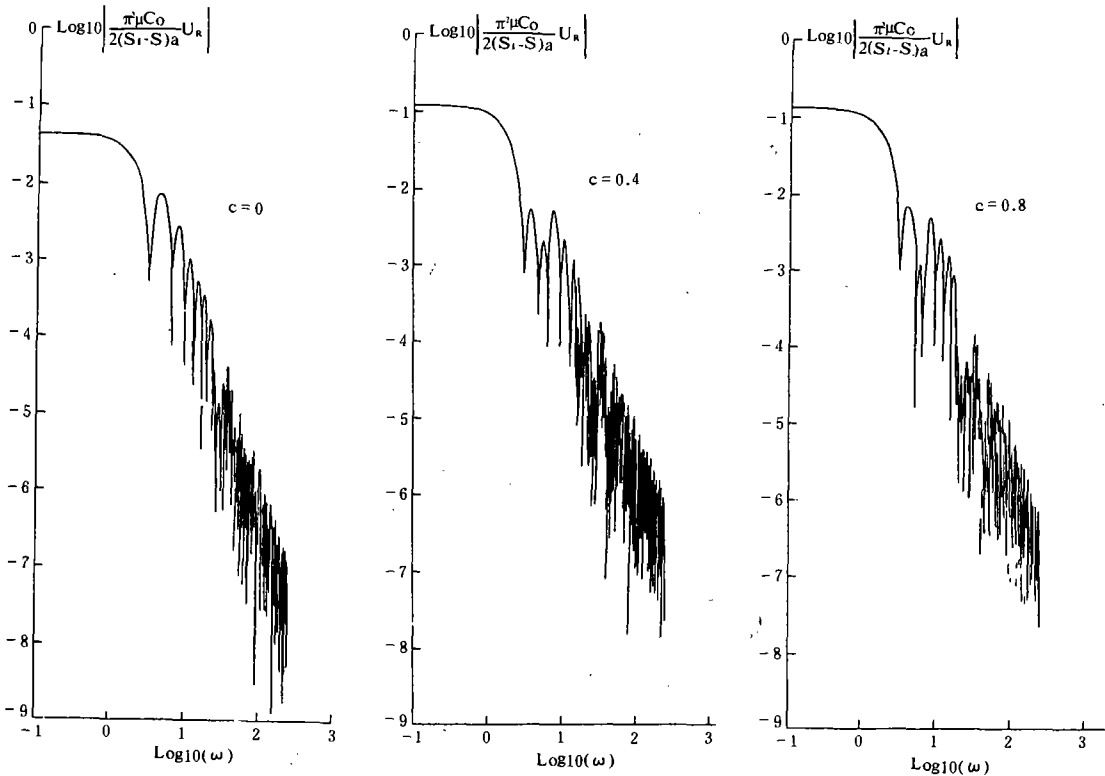


图 3 P 波远场振幅谱

Fig. 3 Far-field amplitude spectrum of P-wave

比较 P 波振幅谱和 S 波振幅谱，可以发现，S 波波谱的拐角频率比 P 波的低。Molnar^[9] 等的模型也预示了 $\langle f_s \rangle$ 高于 $\langle f_p \rangle$ 。在本文的计算中，P 波的拐角频率大约是 2.82，S 波的拐角频率大约是 2.24。从图中可以看出，粗糙面的存在对谱的影响较大，而因粗糙面大小不同引起的远场振幅谱的差异不是非常显著，只是表现在细微之处。

四、结论

从上面的分析，我们可以看出：

(1) 含粗糙面断层所辐射远场振幅谱在低频部分呈平坦趋势；在高频部分，谱随频率增

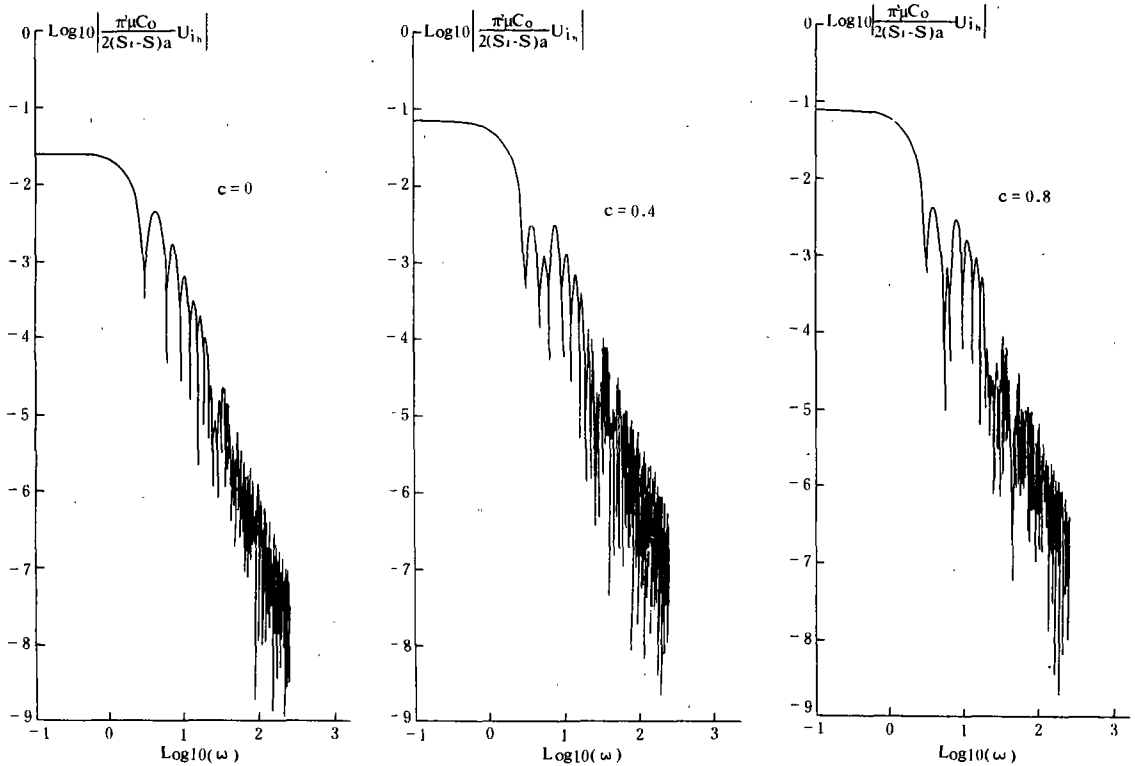


图 4 S 波远场振幅谱

Fig. 4 Far-field amplitude spectrum of S-wave

大迅速衰减。振幅在 $\omega \rightarrow 0$ 时取得极大值，它与断层作用的细节无关。

(2) 由于粗糙面的存在，其远场振幅谱和均匀断层的相比，在谱的开始部分表现出明显不同，且频谱在高频部分表现出比均匀断层更快的振荡。

(3) 受震源处破裂传播的影响，以及含不同尺度的粗糙面时断层总强度的不同，不同尺度的粗糙面的破裂所辐射的远场谱仅表现出细微的差别。

(4) 根据计算结果，P 波拐角频率大约是 2.82，S 波拐角频率大约是 2.24，P 波拐角频率高于 S 波拐角频率。

在地震预报实践中，对含粗糙面断层的远场体波辐射的研究是一个重要的问题。其所辐射的地震波谱的特征反映了破裂过程的特征，谱的奇异行为指出了断层处的分段或不连续现象。通过仔细分析地震断裂的远场辐射，可以找出由于源的影响所提供的信息，从而对地震作出预报。

另外，有了地震的理论频谱，就可以测定很多有意义的震源参数，如震源尺度、地震矩、纵横波拐角频率等。

由于模型与实际地质条件相比有很大差别，本文的计算是实际问题的理想化和简化。它不能详细描述真实的断裂过程。在这方面还有很多问题有待研究。模型和计算也还都有待提高。

感谢牛志仁老师在本文完成过程中给予的指导和帮助。

(本文 1990 年 6 月 20 日收到)

参考文献

- [1] 陈运泰、王妙月、林邦慧、刘万琴, 中、小地震体波的频谱和纵、横波拐角频率比, 科学通报, No. 9, 414—418, 1976.
- [2] 官武隆, 短周期地震波的发生——断层面形状的影响, 世界地震译丛, No. 1, 24—27, 1986.
- [3] Kanamori, H., and G. S. Stewart, Seismological aspects of the Guatemala earthquake of Feb. 4, 1976, J. Geophys. Res., Vol. 83, 3427—3434, 1978.
- [4] Das, S. and K. Aki, Fault plane with barriers: A versatile earthquake model, J. Geophys. Res., Vol. 82, 5658—5670, 1977.
- [5] 牛志仁、陈觉民、李炳乾, 壁垒和粗糙面对地震矩的影响, 地震学报, Vol. 12, No. 1, 1990.
- [6] 徐果明、周蕙兰, 地震学原理, 科学出版社, 1982.
- [7] Niu Zhiren, Stress and displacement field due to a penny-shaped shear crack with non-uniform traction, Int. Sym. "Physics of fracturing and seismic energy release," Liblice Czechoslovakia, 1985, Geophys. J. R. Astron. Soc., in press, 1987.
- [8] 王竹溪、郭敦仁, 特殊函数概论, 科学出版社, 1965.
- [9] Molnar, P., B. E. Tucker and J. N. Brune, Corner frequencies and S waves and models of earthquake sources, Bull. Seism. Soc. Am., No. 63, 2091—2104, 1973.

FAR-FIELD BODY-WAVE RADIATION OF THE FAULT WHICH CONTAINS ASPERITIES

Fan Zengjie

(Seismological Bureau of Shaanxi Province, Xi'an, China)

Abstract

In this paper, the far-field body wave radiation of the fault which contains a asperity is studied by using dislocation model. Assuming that the ratio of the asperity size to the size of whole dislocation surface is C , and the fracture begins in the center, it calculates the effect of different C -values on the far-field seismic wave spectrum. The results show that comparing with the far-field amplitude spectrum of even penny-shaped fault, because of the existence of asperity, it is different that it causes the splitting of beginning part of wave spectrum in the first wave base when the fracture propagates to the fringe of the asperity. It is obvious that the asperity size effects on the amplitude spectrum. In addition, comparing P-wave spectrum with S-wave spectrum, it is found that the corner frequency of P-wave is higher than that of S-wave.