

1995 年 7 月 20 日怀来盆地 $M_L=4.1$ 地震的破裂过程*

许向彤 陈运泰 王培德

(中国北京 100081 中国地震局地球物理研究所)

摘要 1995 年 7 月 20 日在北京西北的怀来盆地发生了一次 $M_L=4.1$ 地震,这次地震震中位于 40.326°N , 115.448°E ,震源深度 5.5 km. 在此主震之后该地区小震活动变得十分活跃. 中-欧合作怀来数字地震台网记录并精确定位了这一地震序列. 在主震之后约两小时发生了一次 $M_L=2.0$ 地震,震中位于 40.323°N , 115.447°E ,震源深度 5.0 km,其震源位置与主震非常接近. 我们用这一 $M_L=2.0$ 地震作为经验格林函数,用正则化方法反演了主震的震源时间函数. 考虑到怀来数字地震台网的仪器响应是速度型的,为了减少高频噪声干扰,我们在反演之前先将主震和经验格林函数的数字波形记录去掉仪器响应,再积分得到位移记录. 我们分别选取了怀来数字地震台网 5 个野外台站的 Z 分向 P 波,各个震相所取长度为 0.5 s 左右. 由各个震相所得结果是一致的,这次 $M_L=4.1$ 地震是两次破裂. 各个台站的震源时间函数表现出较强的“地震多普勒效应”,我们确认由 P 波初动数据和余震分布确定的走向 37° , 倾角 40° 的节面为破裂面. 通过试错法我们反演得到了如下结果:两次破裂的持续时间均约为 0.1 s,但第 1 次破裂长度为 0.5 km,比第 2 次破裂的尺度 0.3 km 长. 第 1 次破裂速度为 5.0 km/s,也明显大于第 2 次破裂速度 3.0 km/s. 第 2 次破裂发生于第 1 次破裂开始之后 0.06 s,第 1 次破裂在破裂面上的传播方向与破裂面走向夹角为 $\gamma=140^\circ$ (逆时针为正,下同),第 2 次破裂在破裂面上的传播方向与破裂面走向夹角为 $\gamma=80^\circ$,以第 1 次破裂的起始点为原点,第 2 次破裂的起始点位于 $\gamma=-100^\circ$ 的方位,距离第 1 次破裂的起始点 0.52 km. 我们用远场地位移频谱测量法得到了 $M_L=4.1$ 地震的地震矩为 $3.3 \times 10^{13} \text{ N} \cdot \text{m}$,应力降为 4.6 MPa,破裂半径 0.16 km.

关键词 经验格林函数 怀来盆地 破裂过程 震源时间函数

引言

在模拟地震记录的时代,只能利用到时、P 波初动以及记录的最大振幅对震源做初步的描述. 70 年代后期以来,数字地震台网的普及使震源物理的深入研究成为可能,利用数字地震资料反演地震时空过程等更为详尽的震源参数是数字地震学的一个重要领域.

震源时间函数是关于震源破裂过程的一个重要参数. 浅源天然地震是地下岩石在高围压、高剪切应力下的快速破裂. 震源时间函数描述的是破裂面上的位错随时间变化的过

* 地震科学联合基金会重点资助课题(95-07-411). 中国地震局地球物理研究所论著 99A01035.
1998-11-23 收到初稿,1999-06-23 收到修改稿并决定采用.

- Mendiguren J. 1977. Inversion of surface wave data in source mechanism study. *J Geophys Res*, **82**: 889~894
- Romanowicz B. 1982. Moment tensor inversion of long period Rayleigh waves: a new approach. *J Geophys Res*, **87**: 5 395~5 407
- Stein R S, Barka A A, Dieterich J H. 1997. Progressive failure on the North-Anatolian fault since 1939 by earthquake stress triggering. *Geophys J Intl*, **128**: 594~604
- Stump B W, Johnson L R. 1977. The determination of source properties by the linear inversion of seismograms. *Bull Seism Soc Amer*, **67**: 1 489~1 502
- Stump B W, Johnson L R. 1984. Near-field source characterization of contained nuclear explosions in tuff. *Bull Seism Soc Amer*, **74**: 1~26
- Ward S N. 1980. A technique for the recovery of the seismic moment tensor applied to the Oaxaca, Mexico earthquake of November 1978. *Bull Seism Soc Amer*, **70**: 717~734
- Yao Z X, Harkrider D G. 1983. A generalized reflection-transmission coefficient matrix and discrete wavenumber method for synthetic seismograms. *Bull Seism Soc Amer*, **63**: 1 685~1 699

程. 单次破裂的地震的远场震源时间函数是单峰值的尖脉冲函数. 由多次破裂组成的地震, 其远场震源时间函数较为复杂, 是多峰值曲线 (Chen *et al.*, 1991; Mori, 1996). 震源时间函数不仅形象地描绘了震源破裂过程, 有助于我们了解震源处的力学机制, 而且是正演理论地震图及反演地下介质结构不可缺少的参数.

Kikuchi 和 Kanamori (1982) 将迭代反褶积法用于数字地震台网记录的地震波形资料, 计算了震源时间函数. 这一方法首先假设断层面上的剪切位错分布是已知的, 另外还需假设一个水平成层的地球介质模型. 而在实际应用中, 往往不知道或不精确地知道断层面上的位错分布, 同时, 理论地球介质模型与实际的地球介质结构有一定的偏差, 这使得迭代反褶积方法受到了局限. Mueller (1985) 采用了经验格林函数方法, 即选取一个较小地震作为经验格林函数, 小地震的远场震源时间函数可近似认为是狄拉克 δ -函数, 而大震的震源时间过程较长, 将大震的数字地震波形数据与经验格林函数直接反褶积, 就可得到大震的远场震源时间函数. 这一方法要求大震与小震的震源位置一样, 这样两次地震的传播路径是一样的, 从而在反褶积时完全消除介质传播效应, 同时仪器响应和场地效应也都能消除. 这一方法还要求两次地震的震源机制一致, 且震级差别不宜过大. 经验格林函数方法对传播介质不做任何假设. 在实际做反褶积时, 将两次地震的富氏谱相除, 当分母为零或分母的模值很小时, 解不稳定. 克服这一缺点的方法之一是水平线方法 (Helmberger, Wiggins, 1971), 即人为设定分母的模与分子振幅谱峰值之比不小于一个小的常数. 另一方法是正则化方法 (Tikhonov, 1963; Tikhonov *et al.*, 1983), 我们下面将要介绍. Niewiadomski 和 Meyer (1986) 采用正则化方法计算了地震远场震源时间函数. 他们用的是长周期远场资料, 反演中仍需要计算理论格林函数. Chen 等 (1991) 将正则化方法与经验格林函数相结合, 利用近场加速度记录反演了几次中、小地震的震源时间函数.

1995 年 7 月 20 日北京西北怀来盆地发生了一次 $M_L=4.1$ 地震, 随后发生了一系列小震. 包括 5 个三分向野外台站的中-欧合作怀来数字地震台网记录到了这一地震序列, 并做了精确定位 (王培德等, 1995; Chen, 1996). 我们用一个 $M_L=2.0$ 地震做经验格林函数 (EGF), 用正则化方法反演了 $M_L=4.1$ 地震的震源时间函数. 对各个台的三分向资料我们分别选取了 Z 分向 P 波进行了反演, 得到了一致的结果. 这次 $M_L=4.1$ 地震的震源破裂过程由两次破裂组成. 同时, 由各台站的震源时间函数宽度及两次破裂的时间间隔可看出明显的“地震多普勒效应”, 我们据此反演了这两次破裂的传播方向等参数, 并重新定位了第 2 次破裂的位置.

另外, 我们用远场地动位移频谱测量法 (Aki, Richards, 1980) 计算了 $M_L=4.1$ 地震的地震矩、破裂尺度及应力降等震源参数.

1 方法

1.1 经验格林函数方法

当所关心的地震波的最小波长远大于震源线性尺度时, 可以认为震源是一个点源 (Stump, Johnson, 1977). 由位错点源产生的地面位移可表示为 (Aki, Richards, 1980)

$$u_i(\mathbf{r}, t) = M_{jk}(t) * G_{ij,k}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_0, 0) * Q(t) * I(t) \quad (1)$$

式中, $u_i(\mathbf{r}, t)$ 是在观测点 $\mathbf{r}$ 处 i 分量的地面位移, $M_{jk}(t)$ 是地震矩张量, $G_{ij,k}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_0, 0)$ 是

格林函数 $G_{ij}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_0, 0)$ 在 k 方向的导数, $Q(t)$ 是衰减因子, $I(t)$ 是仪器响应, $*$ 表示时间域褶积.

如果地震矩张量各分量随时间同步变化, 则式(1)可表示为

$$u_i(\mathbf{r}, t) = s(t) * B_i(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

其中, $s(t)$ 是震源时间函数. $B_i(\mathbf{r}, t)$ 为

$$B_i(\mathbf{r}, t) = M_{jk} G_{ij, k}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_0, 0) * Q(t) * I(t) \quad (3)$$

在频率域中, 式(2)表示为

$$\hat{u}_i(\mathbf{r}, \omega) = \hat{s}(\omega) \hat{B}_i(\mathbf{r}, \omega) \quad (4)$$

对于震源位置接近、震源机制相似、在同一观测点由相同仪器记录到的大小不同的地震记录, 其路径效应、仪器响应是完全相同的, 所以, 将这样两次地震记录的富氏谱相除, 即进行反褶积, 可以消除路径和仪器响应, 得到

$$\frac{\hat{u}_i(\mathbf{r}, \omega)}{\hat{u}_i'(\mathbf{r}, \omega)} = \frac{\hat{s}(\omega)}{s'(\omega)} C_0 \quad (5)$$

其中, 带撇的量代表小震相应的量, C_0 为大震和小震的地震矩之比. 相对大震而言, 小震的震源时间函数的时间微商可近似看作狄拉克 δ -函数, 式(5)可简化为

$$C_0 \cdot \hat{s}(\omega) = \frac{\hat{u}_i(\mathbf{r}, \omega)}{\hat{u}_i'(\mathbf{r}, \omega)} \quad (6)$$

理论上将上式做反富氏变换就可得到相差一个常数因子 C_0 的主震(大震)的震源时间函数的时间微商. 在实际计算中, 当分母很小时, 商很大, 导致结果不稳定. 消除这种不稳定的方法有两种: 第 1 是水平线方法, 即人为设定分母不小于一个很小的数值; 第 2 是正则化方法(Tikhonov, 1963; Tikhonov *et al.*, 1983; Niewiadomski, Meyer, 1986), 这一方法的最终结果使主震的震源时间函数的时间微商的谱可表示为

$$C_0 \cdot \hat{s}(\omega) = \frac{\hat{u}_i^* \hat{u}_i}{\hat{u}_i^* \hat{u}_i + \alpha(1 + \omega^2)} \quad (7)$$

α 是一个小的正的常数, $*$ 表示复共轭.

本研究用正则化方法反演. 不难看出, 当 $\alpha=0$ 时, 正则化方法退化为通常的反褶积方法.

1.2 远场地动位移频谱测量法

本研究采用远场地动位移频谱测量法(Aki, Richards, 1980), 即用远场 P 波的位移谱的零频极限和拐角频率计算地震矩和破裂半径, 进而计算地震应力降.

体波(直达 P 波或 S 波)远场位移初动半周期的波形和震源时间函数的形状是一样的. 在断层滑动不发生反向的情况下, 这个波形是一个单边脉冲(单极脉冲), 地震矩 M_0 与频谱的零频极限 $\hat{\Omega}(0)$ 或脉冲曲线下的面积成正比. 在均匀各向同性的无限介质中体波远场位移的频谱为

$$\hat{\Omega}(\omega) = \frac{\hat{\Omega}(0)}{1 + (\omega/\omega_c)^2} \quad (8)$$

式中

$$\hat{\Omega}(0) = \frac{M_0}{4\pi\rho c^3 R} \mathcal{R}_{\theta\varphi} \quad (9)$$

式中, ρ 是介质的密度; c 是体波传播的速度, 本研究使用 P 波计算, 所以这里 c 应为 P 波速度 α ; R 是震源距, $\mathcal{R}_{\theta\varphi}$ 是体波的辐射图型因子, $\omega_c = 2\pi f_c$ 是拐角频率. 当 $\gamma=2$ 时, 式(1)表示的即为 Brune(1970, 1971)提出的体波的震源时间函数微商的理论频谱.

实际测定地震矩时, 以辐射图型因子 $\mathcal{R}_{\theta\varphi}$ 均方根 $\langle \mathcal{R}_{\theta\varphi}^2 \rangle^{1/2}$ 代替辐射图型因子, 因为本研究所用资料为各个台站 Z 分向的 P 波, P 波辐射图型因子在震源球球面上的均方根为 (Aki, Richards, 1980)

$$\langle \mathcal{R}_{\theta\varphi}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{4}{15}} \quad (10)$$

本文进行反演所使用的资料为 Z 分量 P 波, 我们计算得到了这次 $M_L=4.1$ 地震的直达 P 波在 5 个野外台站的入射角为 $30^\circ \sim 35^\circ$, 估算了这一入射角范围内, 自由表面 Z 分向 P 波振幅约为入射 P 波振幅的 1.6 倍 (Ewing *et al.*, 1957), 所以将 Z 分向 P 波频谱除以因子 1.6 才能得到入射 P 波的频谱.

根据上述考虑, 地震矩 M_0 与远场自由表面 Z 分向 P 波位移谱零频极限 $\Omega(0)$ 的关系为

$$M_0 = \frac{4\pi\rho c^3 R \Omega(0)}{1.6 \langle \mathcal{R}_{\theta\varphi}^2 \rangle^{1/2}} \quad (11)$$

拐角频率受到破裂尺度、破裂速度和破裂方式的影响. 根据于湘伟等(1997)的结果, 怀来地区小震群位移谱的高频部分近似地以频率的 -2 次方衰减, 根据 Sato 和 Hirasawa(1973)的破裂模型理论, 圆盘形位错面的半径 a 与拐角频率 ω_c 的关系为

$$a = \frac{C_p \alpha}{\omega_c} \quad (12)$$

式中, C_p 是破裂速度的函数. 当 $v/\beta=0.5 \sim 0.9$ 时, $C_p=1.11 \sim 1.53$. v 是破裂速度, β 是横波速度. 在以下计算中, 设 $v/\beta=0.9$, 即取 $C_p=1.53$. 应力降 $\Delta\sigma$ 定义为地震时断层面上所释放的应力. 应力降可以由地震矩和破裂半径计算得到

$$\Delta\sigma = \frac{7M_0}{16a^3} \quad (13)$$

2 数据处理及结果

2.1 数据处理

怀来盆地位于北京西北约 120 km 处, 地震活动较为频繁. 1995 年 7 月 20 日怀来盆地发生了 $M_L=4.1$ 地震, 震中位于 40.326°N , 115.448°E , 震源深度 5.5 km, 随后又发生了一系列小震活动(图 1). 由中英双方地震学家于 1995 年共同建成的怀来盆地小孔径数字地震台网记录到了这一地震序列, 并做了精确定位(王培德等, 1995; Chen, 1996). 怀来数字地震台网由 5 个三分向的野外台站组成, 采样率为 75 sps, 仪器响应是速度型(图 2), 其主要特征是一个拐角频率约为 1.0 Hz 的高通滤波器. 仪器中还包括一个拐角频率为 30 Hz 的低通滤波器, 不过在图 2 中没有画出来. 30 Hz 以上的高频成分主要是仪器噪声, 在实际地震记录中只占很小的比重, 对地震波形影响非常小. 我们选用主震(MS)之后约两小时发生的 $M_L=2.0$ 地震作为经验格林函数, 其震中位于 40.323°N , 115.447°E , 震源深度 5.0 km(图 1). 其震源位置与主震的震源位置很接近.

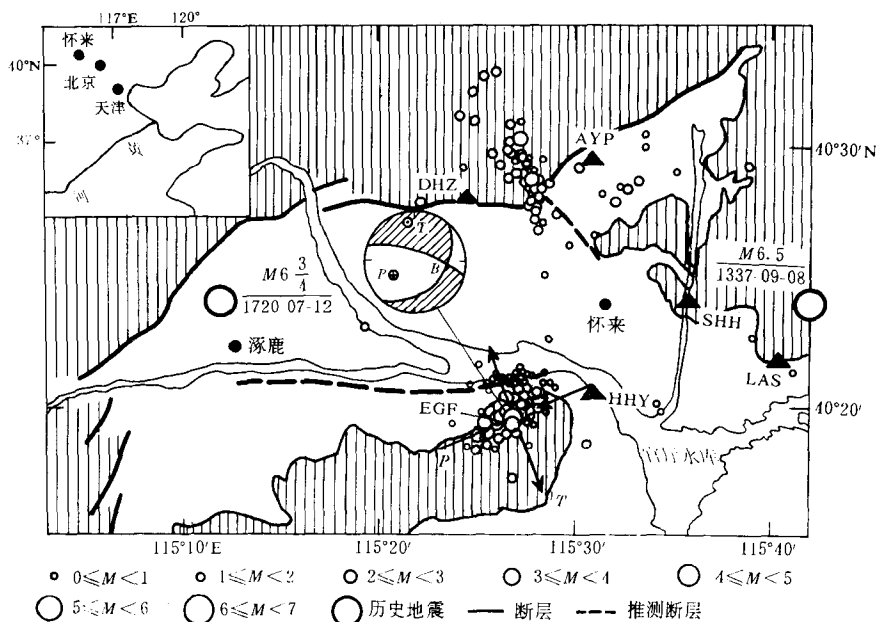


图1 怀来数字地震台网和 $M_L=4.1$ 地震及其余震的震中分布. 图中还表示了该地区历史地震震中及 $M_L=4.1$ 地震的震源机制解的等面积下半球投影(许向彤等, 1997)

考虑到仪器响应是速度型的, 我们将记录数据去掉仪器响应, 然后积分得到地动位移. 与速度地震图相比, 位移地震图的高频成分少, 所以用位移地震图反演震源时间函数可减小高频噪声的干扰. 我们用拐角频率为 0.8 Hz 的 4 阶高通巴特沃斯滤波器(奥本海姆等, 1980)去掉位移地震图中的低频噪声, 最后, 用矩形余弦窗选取各台站的 Z 向 P 波(图 6)分别反演了 $M_L=4.1$ 地震的震源时间函数(图 7a, 表 1), 我们也尝试了用 S 波进行反演, 但由于 P 波尾波对 S 波干扰较大, 导致反演结果的信噪比较低(图 7b). 图 3 是 5 个野外台站的 Z 分量主震和经验格林函数的全波列位移地震图及 5 个野外台站在主震震源机制球面上的投影, 虚线标出了用以反演主震震源时间函数的震相. 下面以 AYP 台 Z 分向 P 波记录为例来说明我们进行数据处理的过程. 图 4a 为主震和经验格林函数在 AYP 台的 Z 分向未去掉仪器响应的原始记录的 P 波富氏谱 R , 图 4c 为去掉仪器响应后的地面

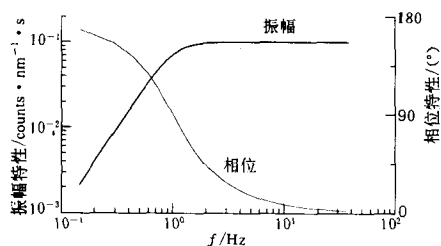


图2 怀来数字地震台网地震仪的频率特性

运动速度谱 V_0 . 鉴于仪器响应是速度型的, 可以看出 R 很接近于速度谱 V_0 . 在低频部分(频率小于 1 Hz)仪器幅值响应很小(图 4b), 所以在由原始记录去掉仪器响应求得地动速度谱 V_0 . 时低频段的相对误差较大, 图 4d 是将地动速度积分得到的主震和经验格林函数在 AYP 台 Z 分向 P 波付氏谱 D_0 , 经过 0.8 Hz 高通巴特沃斯滤波去掉低频噪声(图 4e), 并用矩形余弦窗选取包括 P 波初动的约 0.5 s 的波形记录(约 37 个数据点),

即图 3 中用虚线标出的部分, 然后在这一段数据后面补零到 256 个数据点, 图 4f 为这一部分波形(P 波初动)的富氏谱, 用这一段数据在频率域中反演得到主震震源时间函数的富氏谱 S (图 4g), 最后做富立叶反变换到时间域的震源时间函数. 我们做了数字试验, 将约为 0.5 s 长的主震和经验格林函数的 P 波数据补零分别达到 128, 256 和 512 个数据点, 时间序列越长, 其低频极限越小, 但这些不同长度的时间序列的富氏谱非常相似, 低频趋势是一致的(图 5a). 用这样的数据反演得到的主震震源时间函数也无明显差别(图 5b).

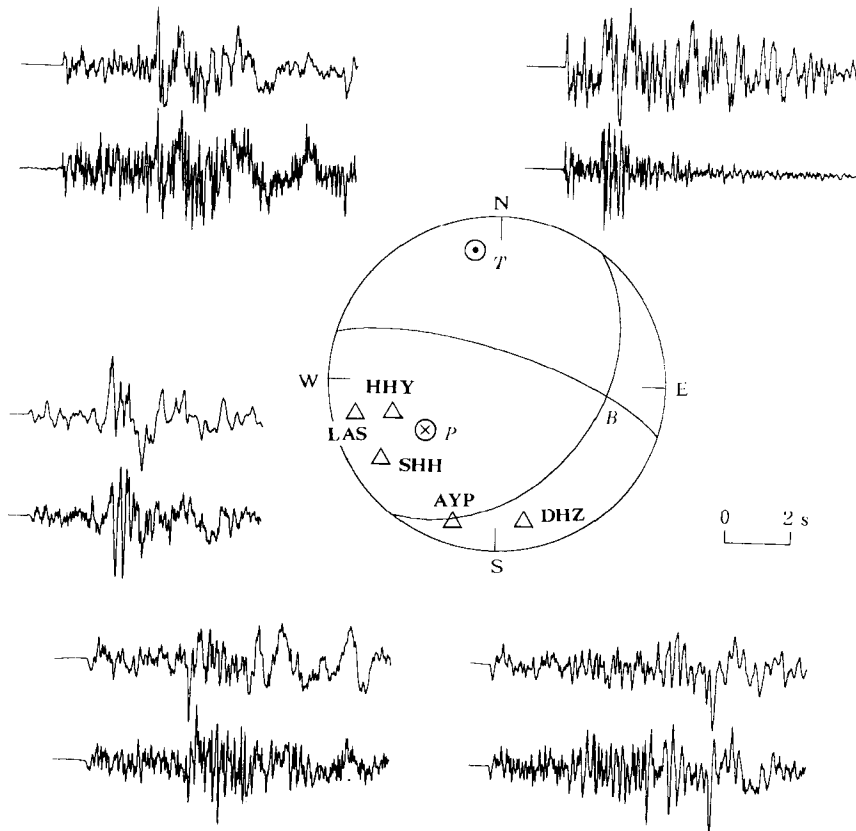


图 3 怀来数字地震台网 5 个野外台站在 $M_L=4.1$ 地震震源球面上的投影(等面积下半球投影)

及各个台站记录的 Z 分量主震和经验格林函数位移地震图(主震在上, 经验格林函数在下).

两条虚线之间的部分为被选取用以反演主震震源时间函数的震相

用以反演主震震源时间函数的各震相的长度为 0.5 s 左右(图 6), 在这一长度范围内, 主震和经验格林函数的相应的各个震相波形非常相似.

经过多次试验, 反演中 α 取值为经验格林函数富氏谱峰值乘以 0.002.

为了用远场地动位移频谱测量法(Aki, Richards, 1980)计算 $M_L=4.1$ 地震的地震矩、破裂尺度及应力降等震源参数, 我们对去掉仪器响应并积分后的 Z 分向 P 波位移记录做富氏变换, 对其低频水平趋势部分求平均得到其零频极限 $\hat{\Omega}(0)$. 图 11 为怀来数字地震台网 4 个野外台站记录的 1995 年 7 月 20 日 $M_L=4.1$ 地震 Z 分向 P 波位移谱, 由于 HHY 台震中距很近(约 6.0 km), 记录出格, 所以没有使用该台记录.

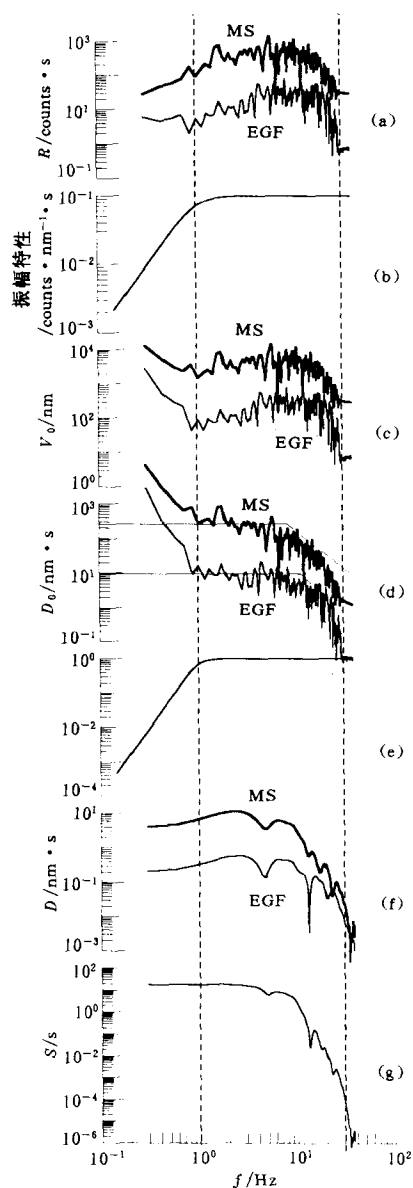


图 4 以 AYP 台 Z 分向 P 波为例的数据处理过程。

虚线之间的部分为怀来数字地震台网地震仪对速度响应为水平的频段(1.0~30.0 Hz)。

- (a) 主震(MS)和经验格林函数(EGF)的 AYP 台原始记录的 Z 分向 P 波富氏谱 R ; (b) 怀来数字地震台网地震仪响应; (c) 去掉仪器响应的主震和经验格林函数在 AYP 台的 Z 分向记录的 P 波速度谱 V_0 ; (d) 去掉仪器响应并积分以后的主震和经验格林函数在 AYP 台的 Z 分向记录的 P 波位移谱 D_0 ; (e) 0.8 Hz 4 阶高通巴特沃斯滤波器; (f) 用矩形余弦窗截取 P 波震相, 然后补零到 256 个数据点的波列的富氏谱 D ; (g) 反演得到的 $M_L=4.1$ 地震震源时间函数的付氏谱 S

2.2 反演结果

由各分量反演的震源时间函数基本上是一致的, 都是双脉冲函数(图 7a), 在 AYP、LAS 和 HHY 台, 第 2 个脉冲清晰可见。其中, 第 1 个脉冲峰值较大, 信噪比大, 第 2 个脉冲峰值小。DHZ 台反演结果的噪声较大, 第 2 个脉冲信噪比较小; 在 SHH 台, 由于“地震多普勒效应”, 两个脉冲几乎合并为一个脉冲, 但仍然显露出两个峰值的特征。综合 5 个台的反演结果, 我们认为, 这次 $M_L=4.1$ 地震的震源过程是由一强一弱两次事件组成。

每一次破裂在各个台站的视震源时间函数的宽度有所差异, 显示出了多普勒效应, DHZ 台的视震源时间函数的每个脉冲的宽度均比较小。在 AYP 和 SHH 台每个脉冲的宽度都比较大, 因此, 两次破裂都应是大致朝向 DHZ 台方向传播的。但是震源时间函数中噪声较强, 且两次脉冲并在一起, 这使得震源时间函数宽度的精确测量比较困难。我们在测定这次 $M_L=4.1$ 地震的震源时间函数宽度时遵循以下原则: 如果脉冲的起始点或结束点不清晰, 我们以脉冲曲线与水平零线的交点或其切向延长线与零线的交点为脉冲的起始点或结束点。在图 7 中, 每个台的反演结果中第 1 个脉冲的起始点和结束点用实线标出, 第 2 个脉冲的起始点和结束点用虚线标出。由此测量得到的各脉冲宽度见表 1。

表 1 由各台站 Z 分量的 P 波反演得到的震源时间函数的宽度及两次事件时间间隔

事件	DHZ	HHY	LAS	AYP	SHH
I	0.093	0.093	0.107	0.133	0.133
II	0.040	0.067	0.080	0.093	0.067
$\Delta t'$	0.127	0.133	0.113	0.113	0.093

我们测定了这两次破裂的传播方向、破裂长度和速度。注意到由不同台站资料

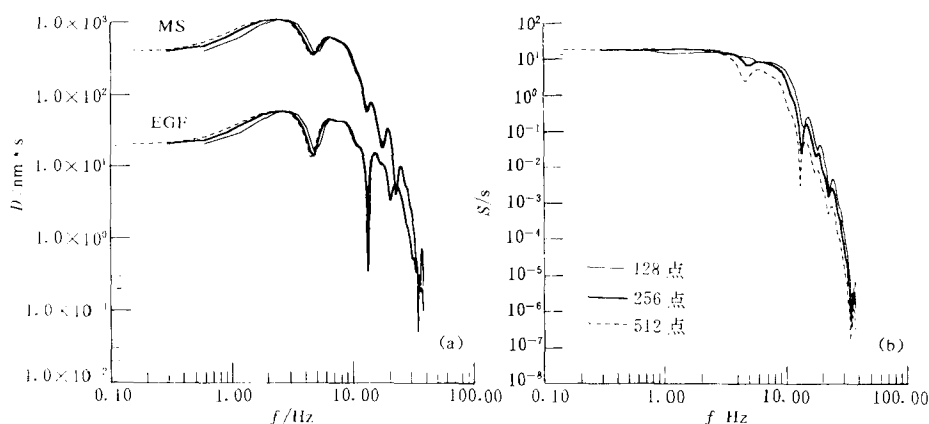


图 5 补零后长度分别为 128, 256 和 512 点的波形数据的富氏谱(a)和用补零后长度分别为 128, 256 和 512 点的波形数据反演得到的主震震源时间函数的富氏谱(b)

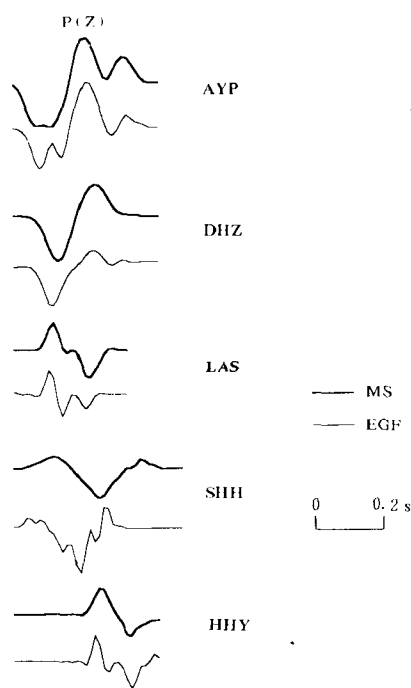


图 6 用以反演主震震源时间函数的主震和经验格林函数的 Z 分向 P 波震相波形

得到的两次破裂的时间间隔也不尽相同(表 1), 表明了这两次破裂不是发生在同一地点的两次事件, 我们用相对定位法测定了第 2 次事件的位置。

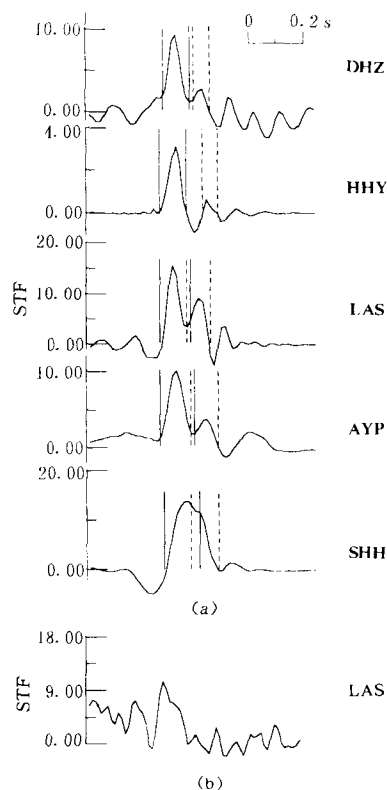


图 7 分别由各个台记录的 Z 分向 P 波反演得到的 $M_L=4.1$ 地震的震源时间函数(第 1 次破裂脉冲宽度用实线标示, 第 2 次破裂脉冲宽度用虚线标示)(a)和由 LAS 台 SV 震相反演得到的震源时间函数(b)

当破裂沿某一特定方向传播时,在不同方位角的观测得到的震源时间函数宽度可表示为

$$\Delta t = \frac{L}{V} - \frac{L\cos\theta}{c}$$

(14)

其中, L 为破裂传播长度, V 是破裂传播速度, c 为地震波传播速度; 由于我们用 P 波进行反演, 所以此处用震源深度 5.5 km 处的 P 波波速 $\alpha=6.1$ km/s 代替(张先康等, 1998); θ 为破裂传播方向与观测点的夹角. 公式(14)中震源时间函数宽度 Δt 已经由反演得到的震源时间函数(图 7a)测量得到.

许向彤等(1997)用 P 波初动数据计算了 1995 年 7 月 20 日 $M_L=4.1$ 地震的断层面解(图 3, 表 2), 并根据余震分布确认走向 37° 、倾角 40° 的节面为断层面. 今定义破裂面上破裂传播方向与破裂面走向的夹角为 γ , 从破裂面走向算起, 逆时针为正. 定义各台站与传播方向的夹角为 θ . 我们在 $0^\circ\leq\gamma<360^\circ$ 范围内以 10° 为步长计算了 γ 取不同值时各台站与假定的破裂传播方向的夹角 θ , 对 Δt 和 $\cos\theta$ 进行线性回归统计, 以方差最小的 γ 为破裂传播方向.

表 2 由 P 波初动数据得到的
 $M_L=4.1$ 地震的震源机制解

节面	走向 /($^\circ$)	倾角 /($^\circ$)	滑动角 /($^\circ$)	应力轴	方位 /($^\circ$)	倾角 /($^\circ$)
1	37	40	-154	P	236	48
II	287	74	-53	T	350	20
				B	95	35

图 8a, b 分别为在第 1 和第 2 次破裂情况下方差 V_r 随 γ 变化曲线(为节省篇幅, 图中只展示出最小值附近的一段曲线). 由图可见, 第 1 次破裂的传播方向为 $\gamma=140^\circ$, 第 2 次破裂的传播方向为 $\gamma=80^\circ$ (图 10). 通过反演我们还得到了这两次事件的破裂长度 L 、破裂速度 V 和破裂持续时间 Δt_0 (表 3). 这两次事件都为 0.1 s 左右, 但第 1 次事件的破裂长度为 0.5 km, 较第 2 次事件的破裂长度长, 破裂传播速度为 5.0 km/s, 也比第 2 次快得多. 所以在各台站的视震源时间函数中第 1 个脉冲的峰值较第 2 个大得多. 图 9a 为 $\gamma=130^\circ$ 、 140° 和 150° 时, 5 个台的第 1 次破裂视震源时间函数宽度随变化及线性回归结果; 图 9b 为 $\gamma=70^\circ$ 、 80° 和 90° 时, 5 个台的第 2 次破裂视震源时间函数宽度 Δt 随 $\cos\theta$ 变化及线性回归结果. 如图所示, Δt 与 $\cos\theta$ 线性关系是明显的.

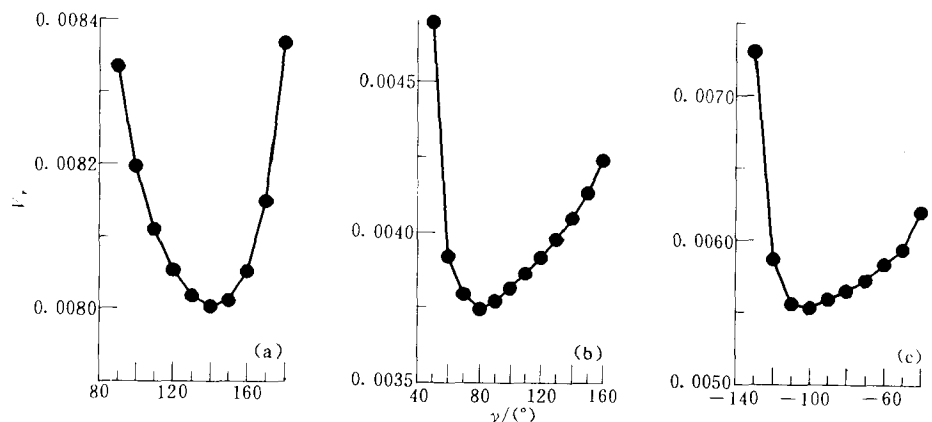


图 8 震源时间函数宽度(及两次破裂时间间隔)线性回归方差 V_r 随假设的破裂传播方向 γ 的变化
(a) 第 1 次破裂; (b) 第 2 次破裂; (c) 两次破裂的时间间隔

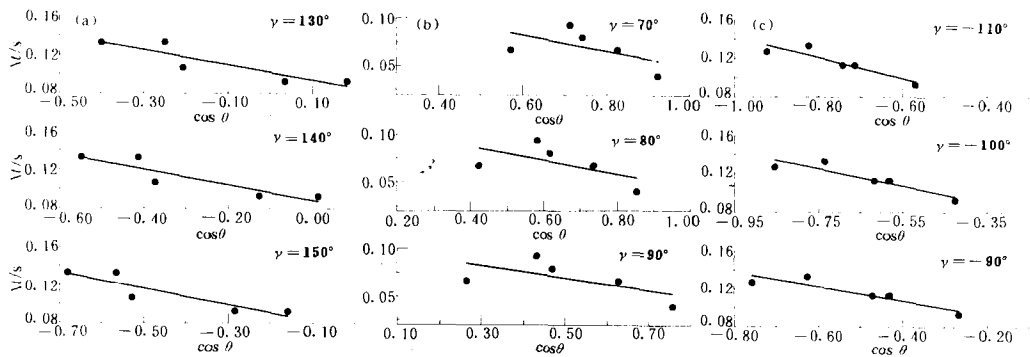


图 9 $\gamma=130^\circ, 140^\circ, 150^\circ$ 时, 5 个台的第 1 次破裂视震源时间函数宽度 Δt 随 $\cos \theta$ 变化及线性回归结果(a), $\gamma=70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ 时, 5 个台的第 2 次破裂视震源时间函数宽度 Δt 随 $\cos \theta$ 变化及线性回归结果(b)和 $\gamma=-90^\circ, -100^\circ, -110^\circ$ 时两次破裂时间间隔 $\Delta t'$ 随 $\cos \theta$ 变化及线性回归结果(c)

我们量取了每个台站的视震源时间函数中两个脉冲起始点的时间间隔 $\Delta t'$ (表 1)。不同的方位观测到的破裂时间间隔 $\Delta t'$ 不一样, 表明这两次事件发生在破裂面上不同的位置。 $\Delta t'$ 满足下面的公式

$$\Delta t' = \Delta T - \frac{L \cos \theta}{c}$$

(15)

其中, ΔT 为两次破裂的真实时间间隔。我们用上述相同的方法定位了第 2 次破裂起始点相对于第 1 次破裂起始点的位置及两次破裂的时间间隔。第 2 次破裂发生在第一次破裂之后 0.06 s, 其破裂起始点位于以第 1 次破裂起始点为原点的 $\gamma=-100^\circ$ 方向, 相距第 1 次破裂起始点 0.52 km (图 11)。图 8c 为线性回归后的方差 V_r 随 γ 变化曲线, 图 9c 为 $\gamma=-90^\circ, -100^\circ$ 和 -110° 时, 两次破裂在各个台站的视时间间隔 $\Delta t'$ 随 $\cos \theta$ 变化及线性回归结果, 其线性关系也是明显的。

我们由怀来数字地震台网的 AYP, DHZ, LAS 和 SHH 4 个台的 Z 分向 P 波位移谱得到了其相应的拐角频率 (图 11 及表 4), 并根据公式 (11)、(12) 和 (13) 计算得到了 $M_L=4.1$ 地震的地震矩、破裂半径和应力降 (表 4)。

表 3 1995 年 7 月 20 日怀来盆地 $M_L=4.1$ 地震两次破裂事件的参数

事件	L/km	$V/\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$	$\gamma/(\circ)$	$\Delta t_0/\text{s}$
I	0.5	5.0	140	0.1
II	0.3	3.0	80	0.1

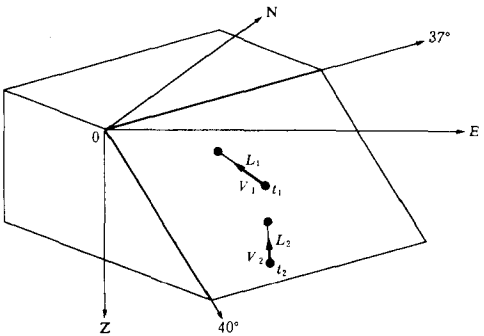


图 10 怀来盆地 $M_L=4.1$ 地震断层破裂示意图

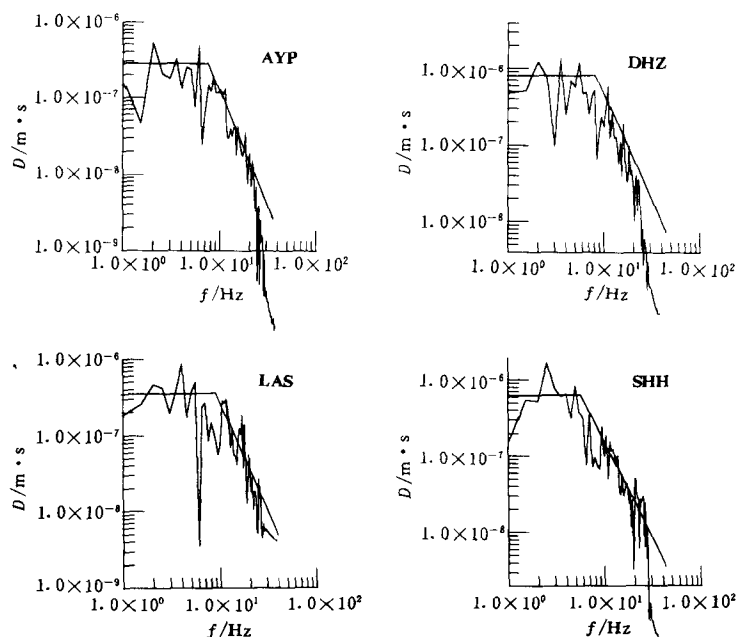


图 11 由怀来数字地震台网 AYP, DHZ, LAS 和 SHH 台的 Z 分向 P 波记录得到的 $M_L=4.1$ 地震的位移谱

表 4 用远场位移频谱测量法得到的 $M_L=4.1$ 地震震源参数

台站	拐角频率/Hz	零频极限/ $10^{-7}\text{m}\cdot\text{s}$	震中距/km	地震矩/ $10^{13}\text{N}\cdot\text{m}$	破裂半径/km	应力降/MPa
AYP	7.0	2.89	19	2.1	0.157	2.34
DHZ	8.0	7.95	16	4.8	0.137	8.10
LAS	9.0	3.64	20	2.7	0.122	6.60
SHH	5.0	6.33	15	3.6	0.220	1.48
平均				3.3	0.16	4.6

3 讨论与结论

我们用正则化方法,以一次 $M_L=2.0$ 地震为经验格林函数,反演了 1995 年 7 月 20 日发生于怀来盆地的 $M_L=4.1$ 地震的震源时间函数.为了抑制高频噪声,我们将速度型的记录资料去掉仪器响应得到位移地震图.然后加时间窗选取 Z 向 P 波反演了震源时间函数,由各个台站记录反演所得结果是一致的.这次地震破裂过程较为复杂,是由两次事件组成的.各个台站的视震源函数宽度显示了较强的“地震多普勒效应”.震源时间函数反演结果的信噪比较低,在一定程度上影响了各个脉冲宽度的精确测定.由于作为经验格林函数的小震与主震的震源位置有一些差异,破裂尺度也不同,小震的震源时间函数只是在近似的意义上被视为狄拉克 δ -函数,所以在反演得到的主震震源时间函数中存在一定的噪声是不可避免的.

无论水平线方法还是正则化方法,其目的都是要消除反演结果中的高频噪声,实际效果相当于加了一个低通滤波器.高频成分滤掉得过多(增大水平线数值或增大 α),可以使

反演结果中噪声减少,但同时会增加反演得到的震源时间函数宽度.如果要使震源时间函数宽度尽可能少地受到影响,高频成分滤掉得少一些,那么反演结果中的高频噪声就较强(Deichmann, 1999).经过多次试验,我们在计算中取 α 值为经验格林函数频谱峰值乘以 0.002,这是一个较小的数值,这样反演得到的震源时间函数宽度受到滤波的影响很小,使得进一步反演破裂长度等参数时结果更准确,但在有的台的反演结果中噪声也较强(图 7a).

根据多普勒效应反演得到了以下结果:第 1 次破裂长度为 0.5 km,破裂速度约为 5.0 km/s,低于震源处的 P 波速度 6.1 km/s,破裂持续时间约 0.1 s,向 $\gamma=140^\circ$ 方向传播;第 2 次破裂长度为 0.3 km,破裂速度约为 3.0 km/s,持续时间约 0.1 s,传播方向为 $\gamma=80^\circ$ (图 11, 表 3). 由于第 1 次破裂的速度明显大于第 2 次破裂的速度,所以用各个台站记录反演得到的震源时间函数中第 1 个脉冲的峰值远大于第 2 个脉冲. 这两次破裂的起始时间相差 0.06 s,并且发生在断层的不同位置,二者相距 0.52 km,以第 1 次破裂的起始点为原点,第 2 次破裂位于 $\gamma=-100^\circ$ 方向.

由于 S 波受 P 波尾波干扰,用 S 波反演得到的震源时间函数信噪比较低,所以本研究采用 Z 分量 P 波进行反演. 破裂面是由 P 波初动数据和余震分布确定的走向 37° 、倾角 40° 的节面(许向彤等, 1997).

用远场位移频谱测量法从怀来台网 4 个台记录的 P 波位移谱计算得到的 $M_L=4.1$ 地震震源参数平均结果为,地震矩 $3.3 \times 10^{13} \text{ N} \cdot \text{m}$,破裂半径 0.16 km,应力降 4.6 MPa. 由于第 2 次事件较第 1 次破裂弱很多,所以第 2 次破裂的远场 P 波位移谱淹没在第 1 次破裂的 P 波位移谱中,由远场位移频谱测量法测量得到的震源参数应该只是第 1 次破裂的结果. 根据多普勒效应得到的第 1 次破裂的尺度和用远场位移频谱测量法得到的破裂尺度(直径)分别为 0.5 km 和 0.32 km,两个结果是一致的,从而验证了两种方法的可靠性.

参 考 文 献

- 奥本海姆 A V, 谢弗 R W. 1980. 数字信号处理. 北京: 科学出版社, 421
- 王培德, 王鸣, 任道容, 等. 1995. 中国-欧共体地震科学合作项目“北京西北延庆—怀来盆地地震学研究”进展. 地震地磁观测与研究, **16**(6): 8~14
- 许向彤, 陈运泰, 王培德. 1997. 怀来盆地的构造应力场. 地震地磁观测与研究, **18**(1): 1~8
- 丁湘伟, 陈运泰, 王培德, 等. 1997. 京西北延庆—怀来盆地的 Q_{SH} 值和小震震源参数的测定. 地震地磁观测与研究, **18**(5): 6~18
- 张先康, 祝治平, 张成科, 等. 1998. 张家口—渤海地震带及其两侧地壳上地幔构造与速度结构研究. 见: 邓起东, 汪一鹏, 张培震主编. 活动断裂研究. 北京: 地震出版社, 144
- Aki K, Richards P G. 1980. *Quantitative Seismology. Theory and Methods*. Vols. 1 and 2. San Francisco: Freeman, 932
- Brune J N. 1970. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J Geophys Res*, **75**(26): 4 997~5 009
- Brune J N. 1971. Correction. *J Geophys Res*, **76**(20): 5 002
- Chen Y T. 1996. Seismological study of the Yanqing—Huailai basin, NW of Beijing. In: Department of International Scientific and Technological Cooperation SSTC, China (ed). *Successful Sino-European Science and Technology Cooperation 1981~1995*. Beijing: Tsinghua University Press, 134~139
- Chen Y T, Zhou J Y, Ni J C. 1991. Inversion of near-source-broadband accelerograms for the earthquake source-time function. *Tectonophysics*, **197**: 89~98

- Deichmann N. 1999. Empirical Green's function: A comparison between pulse width measurement and deconvolution by spectral division. *Bull Seism Soc Amer*, **89**: 178~189
- Ewing W M, Jardetzky W S, Press F. 1951. *Elastic Waves in Layered Media*. USA: McGrawhill Book Company, Inc, 380
- Helmberger D V, Wiggins R A. 1971. Upper mantle structure of midwestern United States, *J Geophys Res*, **76**: 3 229~3 245
- Kikuchi H, Kanamori H. 1982. Inversion of complex waves. *Bull Seism Soc Amer*, **72**: 491~506
- Mori J. 1996. Rupture directivity and slip distribution of the M 4.3 foreshock to the 1992 Joshua Tree earthquake, Southern California. *Bull Seism Soc Amer*, **86**: 805~810
- Mueller C S. 1985. Source pulse enhancement by deconvolution of an empirical Green's function. *Geophys Res Lett*, **12**: 23~36
- Niewiadomski J, Meyer K. 1986. Application of the regularization method for determination of seismic source-time functions. *Acta Geophys Pol*, **34**: 137~144
- Sato T, Hirasawa T. 1993. Body wave spectra from propagation shear cracks. *J Phys Earth*, **21**: 45~431
- Stump B W, Johnson L R. 1977. The determination of source properties by the linear inverson of seismograms. *Bull Seism Soc Amer*, **67**: 1 489~1 502
- Tikhonov A N. 1963. On the solution of ill-posed problems and the method of regularization. *Dokl Akad Nauk S S R*, **3**: 501~504 (in Russian)
- Tikhonov A N, Goncharskiy A V, Stepanov V V, et al. 1983. *Regularization Algorithms and Apriori Information*. Moscow: Nauka (in Russian)