

不对称双侧破裂过程的研究 及其在海城地震的应用*

林邦慧 陈运泰 魏富胜 李志勇

(国家地震局地球物理研究所)

摘 要

本文计算并分析了不对称双侧破裂方式的矩形断层辐射的 P 波远场位移谱, 提出研究不对称双侧破裂过程的初步方法, 并将它应用于 1975 年 2 月 4 日辽宁省海城 7.3 级地震的震源破裂过程的研究。研究结果表明, 海城地震的破裂方式是在震源地区北西西断层上发生的不对称双侧破裂过程, 断层总长度为 54 公里, 主破裂朝北西西方向, 破裂长度为 38 公里, 破裂速度为 1.3 公里/秒, 向南东东方向破裂的长度为 16 公里, 破裂速度亦为 1.3 公里/秒。进而求得海城地震的震源参数为: 走向滑动平均错距 117 厘米; 倾向滑动平均错距 33 厘米; 地震矩 5.2×10^{24} 达因·厘米; 应力降 22 巴; 应变降 3.3×10^{-4} ; 释放的总能量 3.4×10^{11} 尔格。

一、引 言

1975 年 2 月 4 日辽宁省海城 7.3 级地震的发震构造是一个近乎直立的北西西向左旋——正断层(图 1)^[1]。它的余震震中主要分布在 $N 67^\circ W$ 的长条形地带, 余震区长约 70 公里(图 2)。前震震中和主震震中很接近, 都在余震区的东南部, 这种图案意味着海城地震的破裂过程可能是一种不对称的双侧破裂过程, 即主破裂主要朝北西西方向传播, 亦向南东东方向传播, 但长度不相等。然而, 这只是一种推测。迄今我们对海城地震的破裂过程了解甚少, 对主震震源参数的估计主要是根据野外资料和余震的空间分布资料^[1]。这些问题需要进一步加以研究。

为了了解海城地震的破裂过程, 我们分析了世界标准地震台网 (WWSSN) 和国内基准地震台网记录的海城地震 P 波频谱。 P 波最早在地震图上出现, 因而是比较纯净的震相。用它来研究地震的破裂过程较为简便。利用 P 波频谱研究大地震的破裂过程虽然已经有许多成功的例子^[2,3], 但这些研究大都是利用长周期地震仪记录的 P 波资料研究单侧或对称双侧破裂的地震过程。有些迹象表明, 实际地震的破裂过程是相当复杂的, 除了单侧破裂方式外, 更多的地震是对称的双侧破裂和不对称的双侧破裂或更复杂的破裂过程。如何用 P 波频谱辨别及研究各种类型的破裂过程是值得进一步研究的问题。此外, 目前我国基准地震台工作的基式地震仪, 其频率特性曲线只是在 1—9 秒间基本上是平的, 它不能如实地记录长周期的地震波。这种仪器记录的地震波资料, 能否有效地用于地震破裂过程的研究, 也是一个值得探讨的问题。为此, 我们从理论上计算并分析了不对称双

* 1978 年 8 月 7 日收到。

侧破裂方式的矩形断层辐射的 P 波远场位移谱, 提出研究不对称双侧破裂过程的初步方法, 并将它应用于研究海城地震的破裂过程。在研究海城地震时, 我们对比了世界标准地震台网及我国基准地震台基式仪记录的 P 波频谱, 发现由于后者频带的限制, 它所记录的 P 波频谱的第一个极小点实际上是与震源参数有关的第二个或第三个极小点, 而震源谱第一极小点几乎被压抑了。因此我们按照理论位移谱第一个极小点与第二个极小点的对应关系, 由基式仪记录的 P 波频谱的与震源参数有关的第二个极小值推算了第一个极小值。这样, 基式记录的 P 波资料同样可以应用于大地震破裂过程的研究。例如, 可以用来确定破裂扩展方式, 破裂速度, 断层长度等, 但不能可靠地确定大地震的地震矩。

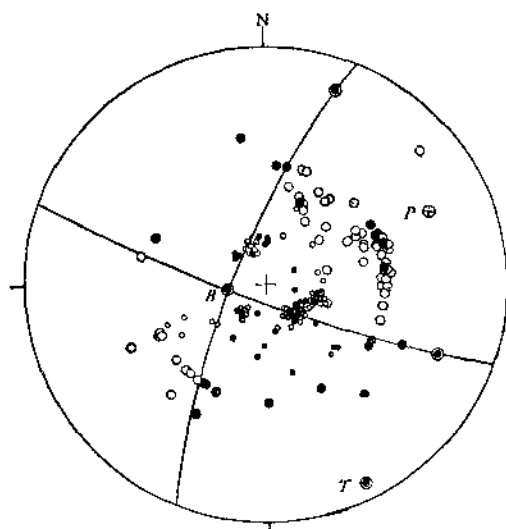


图1 海城地震震源机制图

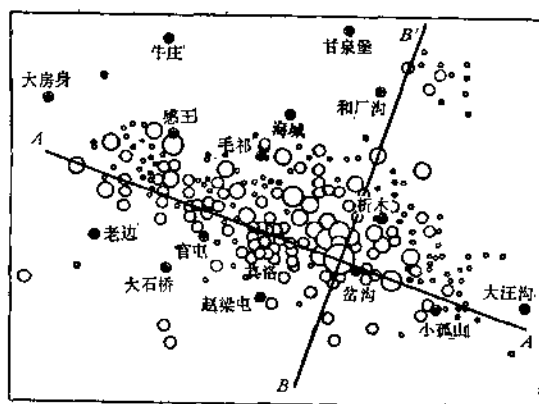


图2 海城地震余震震中分布图

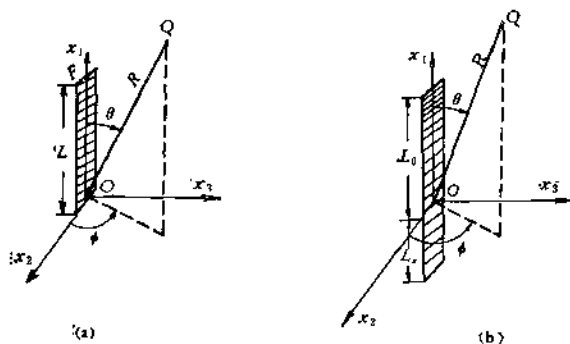


图3 矩形断层模式

(a)——单侧破裂 (b)——不对称双侧破裂

二、不对称双侧破裂方式的矩形断层辐射的 P 波远场位移谱

1. 单侧破裂方式

在图 3(a) 所示的震源坐标系 (x_1, x_2, x_3) 中, $\overline{OF}$ 表示位移 x_1, x_2 平面上的矩形断层。

以 L 表示断层长度, 以 W 表示宽度. 设破裂方式是单侧破裂方式, 即: 错动在断层宽度 W 上同时发生, 从一端点 ($x_1 = 0$) 沿 x_1 方向以恒定的破裂速度 V_f 传到另一端点 ($x_1 = L$). 在球坐标为 (R, θ, ϕ) 的 Q 点, 这个传播断层所辐射的地震 P 波远场位移谱 $U(Q; \omega)$ 是:

$$U(Q; \omega) = i\omega G(\omega) \frac{M_0}{4\pi\rho\alpha^3 r} F(\omega) \mathfrak{R}_\alpha \quad (1)$$

其中,

$$F(\omega) = e^{-iX} \frac{\sin X}{X}, \quad (2)$$

$G(\omega)$ 是震源时间函数的谱, M_0 是地震矩,

$$M_0 = \mu \Delta \bar{U} L W \quad (3)$$

μ 是刚性系数, $\Delta \bar{U}$ 是平均错距, ρ 是介质的密度, α 是 P 波速度, r 是震源距离, $\mathfrak{R}_\alpha$ 是 P 波的辐射图型因子, $\frac{\sin X}{X}$ 称为有限性因子.

$$\mathfrak{R}_\alpha = \sin 2\theta \cos \phi, \quad (4)$$

$$X = \frac{\omega L}{2} \left(\frac{1}{V_f} - \frac{\cos \phi}{\alpha} \right), \quad (5)$$

ϕ 为观测点的径向矢量和破裂方向的夹角.

P 波的振幅有一系列的极小点, 它们发生在 $X = n\pi$, $n = 1, 2, 3, \dots$ 处, 也就是

$$f_{\min}^{(n)} = \frac{n}{L \left(\frac{1}{V_f} - \frac{\cos \phi}{\alpha} \right)} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

其中, $f_{\min}^{(n)}$ 是 P 波振幅谱第 n 个极小点的频率. 当 $n = 1$ 时,

$$T_{\min}^{(1)} = \frac{1}{f_{\min}^{(1)}} = L \left(\frac{1}{V_f} - \frac{\cos \phi}{\alpha} \right) \quad (7)$$

由(6)式可知, 对某一确定的台, 即 ϕ 一定时, 各极小的频率 $f_{\min}^{(n)}$ 与 n 的关系图是通过原点的一条直线. 这个关系可以用来鉴定与震源参数有关的震源第一个极小点.

根据(7)式的关系, 我们可以由观测的 $T_{\min}^{(1)} - \cos \phi$ 关系图中直线的斜率及截距来确定单侧破裂的破裂长度与破裂速度.

2. 不对称双侧破裂方式

对于如图 3(b) 所示的不对称双侧破裂方式的矩形断层, 若沿正 x_1 方向的破裂速度为 V_0 , 破裂长度为 L_0 , 沿相反方向的破裂速度为 V_π , 破裂长度为 L_π , 则它所辐射的地震波远场位移谱可由方向相反的两个单侧破裂方式的位移谱叠加求得:

$$U(Q; \omega) = i\omega G(\omega) \frac{M_0}{4\pi\rho\alpha^3 r} \mathfrak{R}_\alpha F(\omega) \quad (8)$$

其中,

$$F(\omega) = \frac{L_0}{L} e^{-iX_0} \frac{\sin X_0}{X_0} + \frac{L_\pi}{L} e^{-iX_\pi} \frac{\sin X_\pi}{X_\pi} \quad (9)$$

$$L = L_0 + L_{\pi} \quad (10)$$

$$X_0 = \frac{\omega L_0}{2} \left(\frac{1}{V_0} - \frac{\cos \phi}{\alpha} \right) \quad (11)$$

$$X_{\pi} = \frac{\omega L_{\pi}}{2} \left(\frac{1}{V_{\pi}} + \frac{\cos \phi}{\alpha} \right) \quad (12)$$

由(8)式,我们可以将不对称双侧破裂矩形断层辐射的P波远场位移的振幅谱表示为:

$$|U(Q; \omega)| = |\omega G(\omega)| \frac{M_0}{4\pi\rho\alpha^3 r} \Re_a |F(\omega)| \quad (13)$$

其中,

$$|F(\omega)| = \frac{1}{L} \left[\left(L_0 \frac{\sin X_0}{X_0} \right)^2 + \left(L_{\pi} \frac{\sin X_{\pi}}{X_{\pi}} \right)^2 + 2L_0 L_{\pi} \frac{\sin X_0}{X_0} \frac{\sin X_{\pi}}{X_{\pi}} \cos(X_0 - X_{\pi}) \right]^{1/2} \quad (14)$$

令

$$a = \frac{L_0}{L}$$

$$b = \frac{V_0 \cos \phi}{\alpha}$$

$$c = \frac{fL}{V_0}$$

$$d = \frac{V_0}{V_{\pi}},$$

则

$$\frac{L_{\pi}}{L} = 1 - a$$

$$X_0 = c\pi a(1 - b) \quad (15)$$

$$X_{\pi} = c\pi(1 - a)(d + b) \quad (16)$$

$$h = \frac{X_{\pi}}{X_0} = \frac{1 - a}{a} \frac{d + b}{1 - b} \quad (17)$$

$$|F(\omega)| = \left\{ \left(\frac{a \sin X_0}{X_0} \right)^2 + \left[(1 - a) \frac{\sin(hX_0)}{hX_0} \right]^2 + 2 \left(\frac{a \sin X_0}{X_0} \right) \left[(1 - a) \frac{\sin(hX_0)}{hX_0} \right] \cos[(1 - h)X_0] \right\}^{1/2} \quad (18)$$

我们利用(18)式计算当 $V_0 = V_{\pi}$, a 为 1, 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5; b 为 -0.9, -0.8, ..., +0.8, +0.9 时的理论位移谱。图4是当 $d = 1$, a 为 0.7 而 b 分别为 -0.9, -0.8, ..., +0.8, +0.9 时的理论位移谱 $|F(\omega)|$ 随 c 变化关系。由图4可见, P波的振幅谱有一系列的极小点, 由以上理论位移谱我们得到了和第一个极小点及第二个极小点对应的 c 值, 从而得到第一个极小点及第二个极小点的 $1/c$ 与 b (即 $TV_0/L - V_0/\alpha$) 的关系图(图5及图6)。图5和图6表明关于第一个极小点和第二个极小点的 $1/c$ 与 b 的关系曲

线近似地是两支平行直线族。其中 a 不同, $1/c$ 和 b 呈线性关系的区间不同。在 $1/c$ 与 b 呈线性关系的区间, $1/c$ 与 b 的关系可近似表示成:

$$\frac{1}{c_{\min}^{(i)}} = n_i + k_i b, \quad i = 1, 2, \quad (19)$$

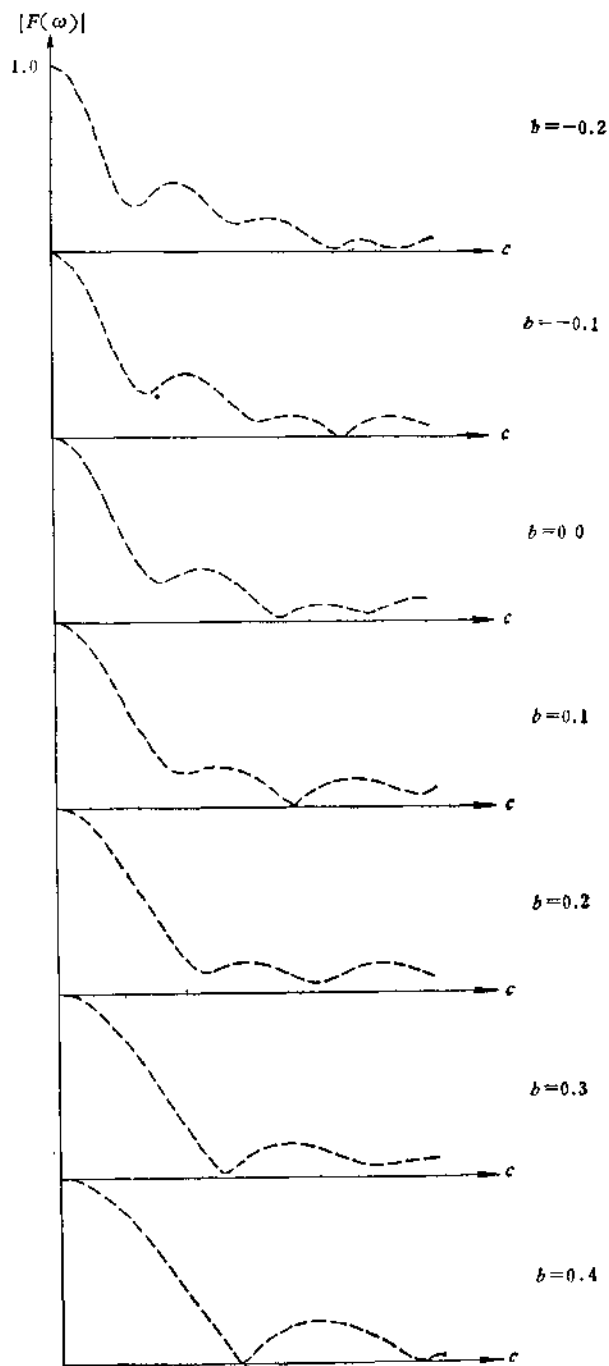
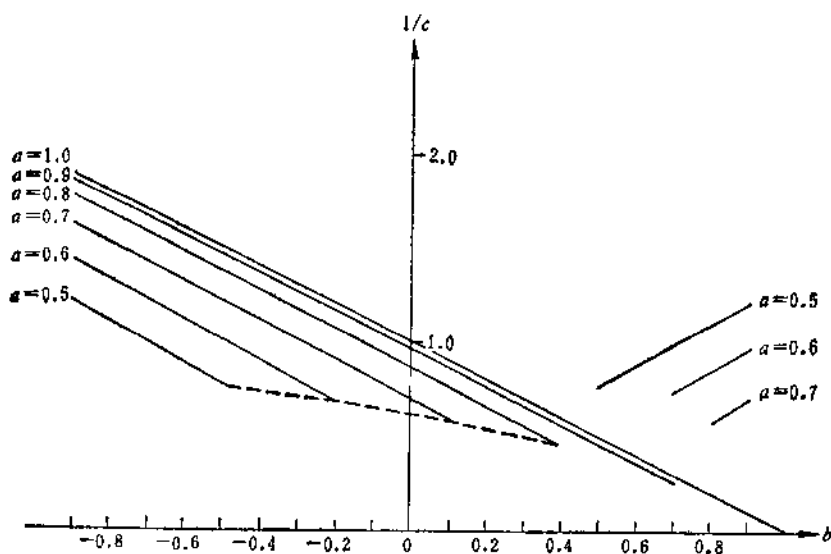
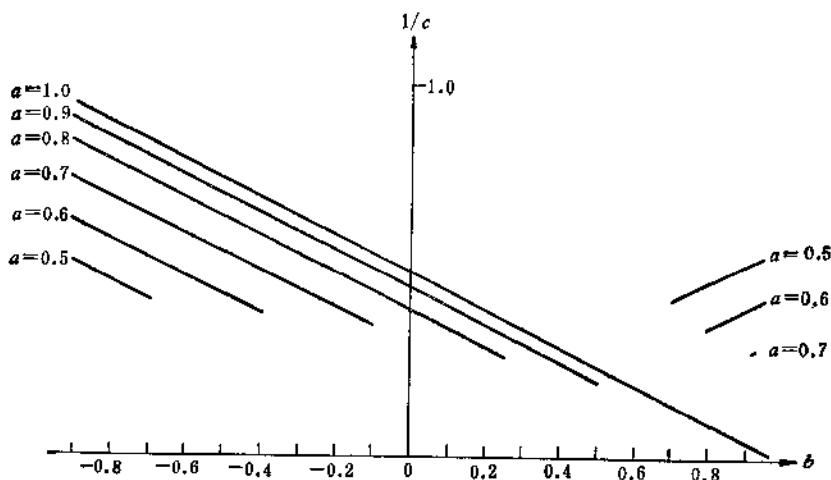


图4 P波理论位移谱 $|F(\omega)|$ 随 c 变化图

图 5 P 波理论位移谱第一个极小点的 $1/c$ 与 b 的关系图图 6 P 波理论位移谱第二个极小点的 $1/c$ 与 b 的关系图

也就是

$$T_{\min}^{(2)} = n_l \frac{L}{V_0} + k_l \frac{L}{\alpha} \cos \phi \quad (20)$$

其中 n_l 与 k_l 可由图 5 及图 6 确定。表 1 给出了第一个极小点及第二个极小点对应的两支直线中的主支相应的 n_l 及 k_l 值。对于第一个极小点, 不同 α 的直线斜率 k_l 均约为 -1 , 因此:

$$T_{\min}^{(1)} = n_1 \frac{L}{V_0} - \frac{L}{\alpha} \cos \phi \quad (21)$$

根据 (21) 式的关系, 可以由观测的 $T_{\min}^{(1)} - \cos \phi$ 关系图中直线的斜率首先确定破裂长度 L 。对于第二个极小值, 不同 α 时的直线斜率 k_2 均约为 -0.5 , 因此:

$$T_{\min}^{(2)} = n_2 \frac{L}{V_0} - 0.5 \frac{L}{\alpha} \cos \phi. \quad (22)$$

如果我们能先估计出 α 值(即 L_0/L), 则根据(21)式, 便可以由观测的 $T_{\min}^{(1)} - \cos \phi$ 关系图中直线的截距确定破裂速度 V_0 。由表 1 可知, 对单侧破裂即 $\alpha = 1$, $n_1 = 1$, 此时(21)式退化为(7)式。

由图 4 及图 5 可知, $1/c$ 与 b 的关系在 b 的不同区间内有不同的关系。对于 $\alpha = 0.7$ 的情形, 随着 b 的增加, 第一个极小点的幅度渐小, 约到 $b = 0.1$ 时, 不出现极小点, 而是出现拐点。 $b = 0.4-0.7$ 时, 第一个极小点不满足前面提到的线性关系。当 $b = 0.8-0.9$ 时, $1/c-b$ 关系图出现斜率为正的另一支直线。当 $\alpha = 1$ 或 0.9 时, $1/c$ 与 b 关系几乎在整个区间成单一线性关系。随着 α 的减小, 拐点的 b 值越小, 同时在 $1/c-b$ 的关系图中正斜率的一支直线的起始 b 值也越小。当 $\alpha = 0.5$ 时(即对称双侧破裂方式), $1/c$ 与 b 关系对 $1/c$ 轴对称。因此我们可以利用观测频谱拐点出现的位置或 $T_{\min}^{(1)} - \cos \phi$ 图的形态来估计 α 值。

为了确定 α 值, 本文采用以下办法。由图 5 可知, 出现拐点的位置与 α 有关, 如果用 Z 表示拐点处的 $1/c$ 与 b 之比, 则有:

$$Z = \frac{1/c}{b} = \frac{V_0}{fL} \cdot \frac{1}{\alpha \cos \phi} = \left(\frac{1}{f} \right) \left(\frac{\alpha}{L} \right). \quad (23)$$

表 2 给出由图 5 得出的 α 随 Z 的变化情况, 我们可以根据观测频谱出现拐点处的 $1/f$ 和 $\cos \phi$ 的值以及 α/L 的值, 用(23)式计算出观测的 Z 值, 再与表 2 中理论 Z 值比较, 以确定 α 值。

表 1 为理论频谱第一极小点及第二极小点 $1/c$ 和 b 的关系呈线性部分的主要分支所相应的 n (截距)和 k (斜率)的值

表 1

α	第一极小点		第二极小点	
	n_1	k_1	n_2	k_2
1	1	-1	0.5	-0.5
0.9	0.97	-1	0.46	-0.5
0.8	0.87	-1	0.4	-0.5
0.7	0.699	-1	0.31	-0.5
0.6	0.508	-1	0.2	-0.5
0.5	0.24	-1	0.07	-0.5

表 2 α 与 Z 的函数关系

α	b	$1/c$	Z
0.5	-0.5	0.76	-1.52
0.6	-0.2	0.69	-3.45
0.7	0.1	0.59	5.9
0.8	0.4	0.46	1.15

表 3 $T_{\min}^{(1)}$ 与 $T_{\min}^{(2)}$ 之比值

$T_{\min}^{(1)}/T_{\min}^{(2)}$ L_0/L b	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
-0.9	2.31	2.26	2.20	2.09	2.07	2.0
-0.8	2.32	2.31	2.22	2.11	2.04	2.0
-0.7	2.36	2.26	2.18	2.10	2.06	2.0
-0.6	+	2.30	2.23	2.15	2.05	2.0
-0.5		2.32	2.24	2.14	2.07	2.0
-0.4	*	2.34	2.25	2.18	2.07	2.0
-0.3		+	2.27	2.18	2.07	2.0
-0.2			2.27	2.18	2.06	2.0
-0.1			2.24	2.21	2.07	2.0
0			+	2.20	2.11	2.0
0.1				2.19	2.09	2.0
0.2				2.18	2.06	2.0
0.3				+	2.10	2.0
0.4	*				2.13	2.0
0.5				(*)	2.11	2.0
0.6	+				2.05	2.0
0.7	2.36				1.93	2.0
0.8	2.32	2.43				2.0
0.9	2.31	2.35	2.43			2.0

注: 1) *表示第一个极小点转变为拐点

2) +表示第二个极小点转变为拐点

3) 表中空白位置表示极小点的 $\frac{1}{\epsilon}$ 与 b 的关系不符合线性关系。

表 3 给出 $T_{\min}^{(1)}$ 与 $T_{\min}^{(2)}$ 之比值。我们可以利用表 3 由 $T_{\min}^{(2)}$ 推算 $T_{\min}^{(1)}$ 。当 $a=1$ 时 $T_{\min}^{(1)} = 2T_{\min}^{(2)}$, 与由(6)式得到的 $T_{\min}^{(1)}$ 与 $T_{\min}^{(2)}$ 的关系一致。

三、观测震源频谱的提取

地震波由震源发出的频谱 $U(\omega)$, 经过介质和地震仪器, 受到它们的影响, 最后转变成地震图的记录频谱:

$$R_p(\omega) = U(\omega)B(\omega)W(\omega) \quad (24)$$

式中 $B(\omega)$ 和 $W(\omega)$ 分别是介质和仪器的频率特性, 因此震源频谱 $U(\omega)$ 可由记录频谱除以 $B(\omega)$ 和 $W(\omega)$ 得到。

本文选用了九个 WWSSN 长周期仪器及 10 个我国基式仪地震图的直达 P 波的记录, 这两种仪器的频率特性是^[4,5]:

$$W(\omega) = |W(\omega)| e^{i\phi(\omega)} \quad (25)$$

对于基式地震仪:

$$|W(\omega)| = V_0 \frac{2 \frac{D_1}{T_2}}{\sqrt{T_\omega^{-2} + a + bT_\omega^2 + cT_\omega^4 + dT_\omega^6}} \quad (26)$$

$$\phi(\omega) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{ST_\omega^{-4} - PT_\omega^2 + 1}{qT_\omega^3 - mT_\omega} \right) \quad (27)$$

其中

$$a = m^2 - 2P, \quad b = P^2 - 2mq + 2S,$$

$$c = q^2 - 2PS, \quad d = S^2,$$

$$m = 2 \left(\frac{D_1}{T_1} + \frac{D_2}{T_2} \right),$$

$$P = \frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} + \frac{4D_1D_2}{T_1T_2} (1 - \sigma^2),$$

$$q = 2 \left(\frac{D_1}{T_1T_1^2} - \frac{D_2}{T_2T_1^2} \right),$$

$$S = \frac{1}{T_1^2T_2^2}.$$

式中 T_ω 为地动周期, 摆的周期 $T_1 = 12.5$ 秒, 摆的阻尼常数 $D_1 = 0.45$, 电流计周期 $T_2 = 1.2$ 秒, 电流计阻尼常数 $D_2 = 5.0$, σ 是摆与电流计的耦合系数, 取 $\sigma^2 = 0.3$, V_0 是静态放大倍数.

对于 WWSSN 长周期仪器:

$$|W(\omega)| = c\omega^3 / [(\omega^2 + \omega_0^2)(\omega^2 + \omega_g^2)] \quad (28)$$

$$\phi(\omega) = 2[\text{tg}^{-1}(\omega/\omega_0) + \text{tg}^{-1}(\omega/\omega_g)] - \frac{\pi}{2} \quad (29)$$

式中

$$c = V_0(\omega_m^2 + \omega_0^2)(\omega_m^2 + \omega_g^2) / \omega_m^3$$

$$\omega_m^2 = \{\omega_0^2 + \omega_g^2 + [(\omega_0^2 + \omega_g^2)^2 + 12\omega_0^2\omega_g^2]^{1/2}\} / 2$$

其中 V_0 为放大倍数的峰值, 常用下列值: 3000, 1500, 750, 375. ω_0 及 ω_g 为摆及电流计的圆频率, $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 15$ 秒, $T_g = \frac{2\pi}{\omega_g} = 100$ 秒. 这两种仪器的频率特性曲线见图 7 和图 8.

介质的频率响应

$$B(\omega) = e^{-\frac{\omega r}{2\omega Q}} \quad (30)$$

式中 Q 是介质的品质因数, 取为 600.

四、海城地震破裂过程分析

海城地震余震分布在长 70 公里, 宽 20 公里的条带上 (图 2), 说明以矩形断层来表示这次地震的震源比较合适. 为了探讨震源的破裂方式, 确定断层长度和破裂速度, 我们按照前面叙述的原理, 用观测振幅谱中与震源有关的第一极小点随断层面破裂方位的变化

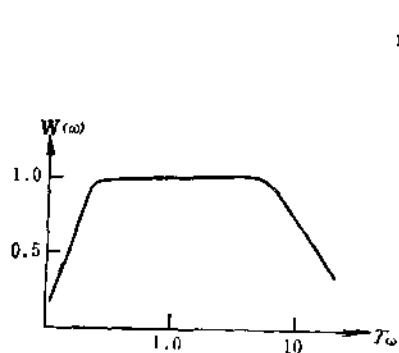


图7 基式仪频率特性

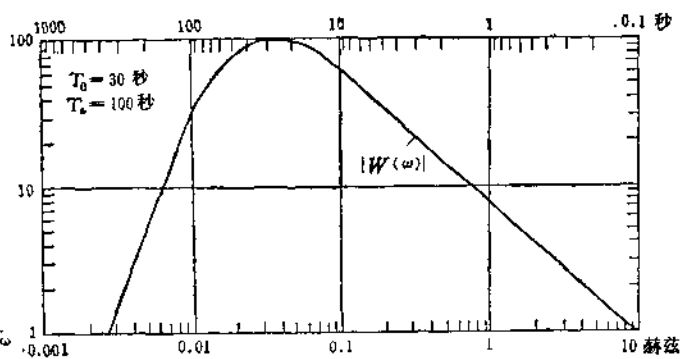


图8 WWSSN 仪的频率特性

表4 海城地震断层面解^[1]

	节面 I	节面 II	P 轴	T 轴	B 轴	X 轴	Y 轴
走向	N 70°W	N 23°E	66	157	100	112	20
倾向	SW	SE					
倾角	81°	75°	17.5	4	72.5	15	9

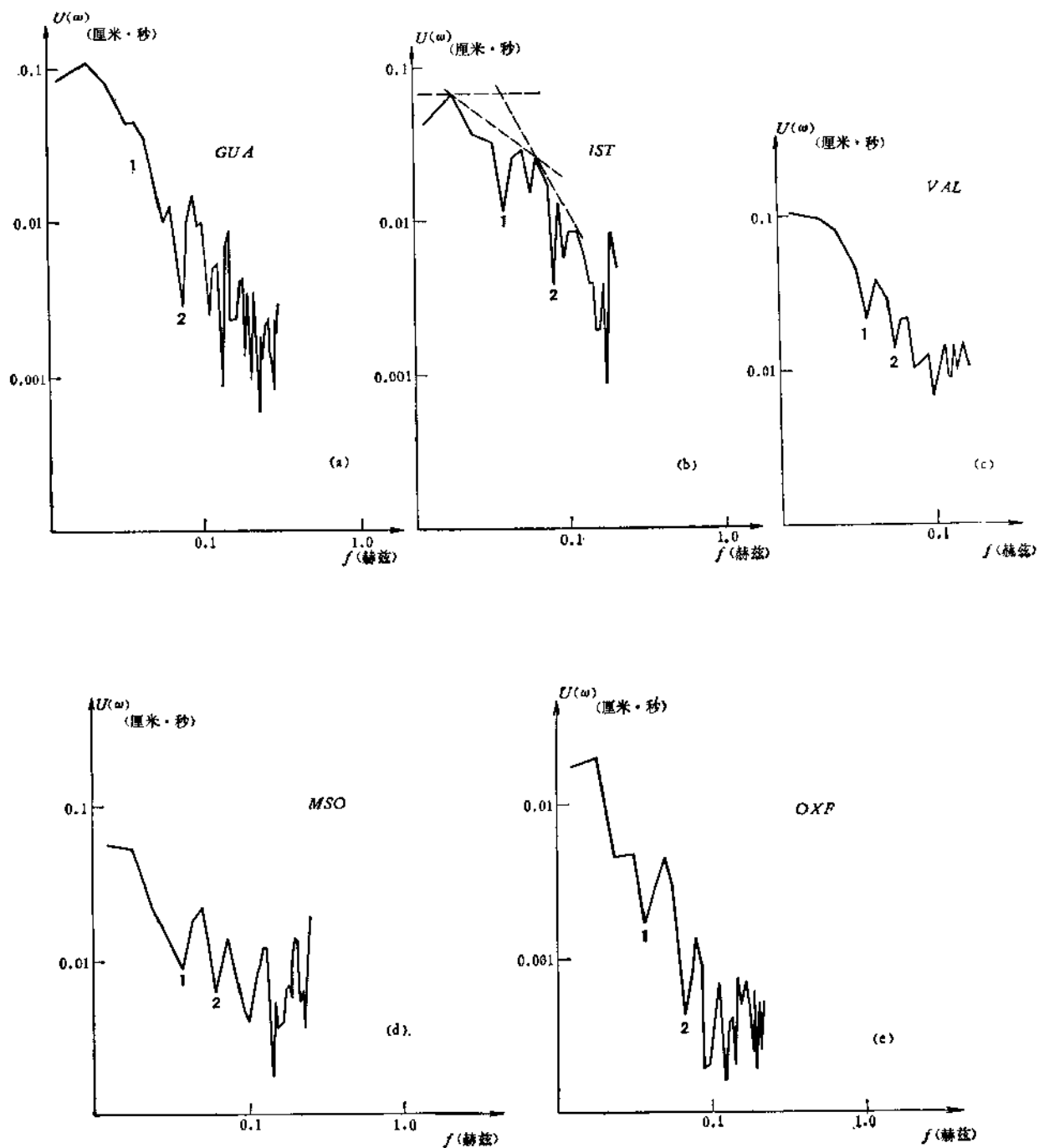
来研究其破裂过程。

根据宏观等震线、余震分布的走向及地形变资料,认为 N70°W 的节面为真正的断层面(图1),也就是说,海城地震是沿着北西西向断层的左旋剪切错动。

我们选用 9 个 WWSSN 长周期记录及我国 10 个基准台的基式仪记录进行频谱分析。先对 P 波段进行采样, WWSSN 记录采样间隔 $\Delta t = 0.32$ 秒,基式仪记录采样间隔为 0.1—0.2 秒。再将采样个数补零到 2 的幂次方数,用矩形窗进行快速傅立叶变换,求得 P 波记录频谱 $R_p(\omega)$,然后扣除介质的响应和仪器的响应,得到震源的频谱 $U(\omega)$ 。这种方法的关键是如何正确的鉴别与震源有关的第一极小点。为此,我们反复改变资料窗的长度做频谱分析,观察极小点的变化,选出比较稳定存在的极小点(图9,图10)。

WWSSN 长周期记录 P 波频谱第一极小点频率范围在 0.032—0.043 赫兹,而我国基式记录 P 波频谱在此频率范围邻近没出现极小点。若把各基式仪记录频谱出现的第一极小点与长周期记录资料一起点到 $T_{0n}^{(1)} - \cos \phi$ 图上,可以发现这两类资料点有系统的偏离,前者各点多数分布在后者各点分布带 1/2 的位置上,说明对于 M = 7.3 级的地震,基式记录频谱图上出现的第一极小点不是震源第一极小点,而可能是第二或第三极小点。因此我们用前面表 3 中 $T_{0n}^{(1)}$ 与 $T_{0n}^{(2)}$ 对应关系,由第二个极小点推算到第一个极小点,并与国外长周期资料配合,得到 $T_{0n}^{(1)} - \cos \phi$ 图(图11)。表 5 给出国内外记录频谱极小值的数据。由图 11 可知:

(1) 国内资料点与国外资料点的分布趋势基本一致,说明对国内的资料点作上述推算的办法是可行的。

图9 WWSSN长周期记录P波段的 $\lg U(\omega) - \lg f$ 关系图

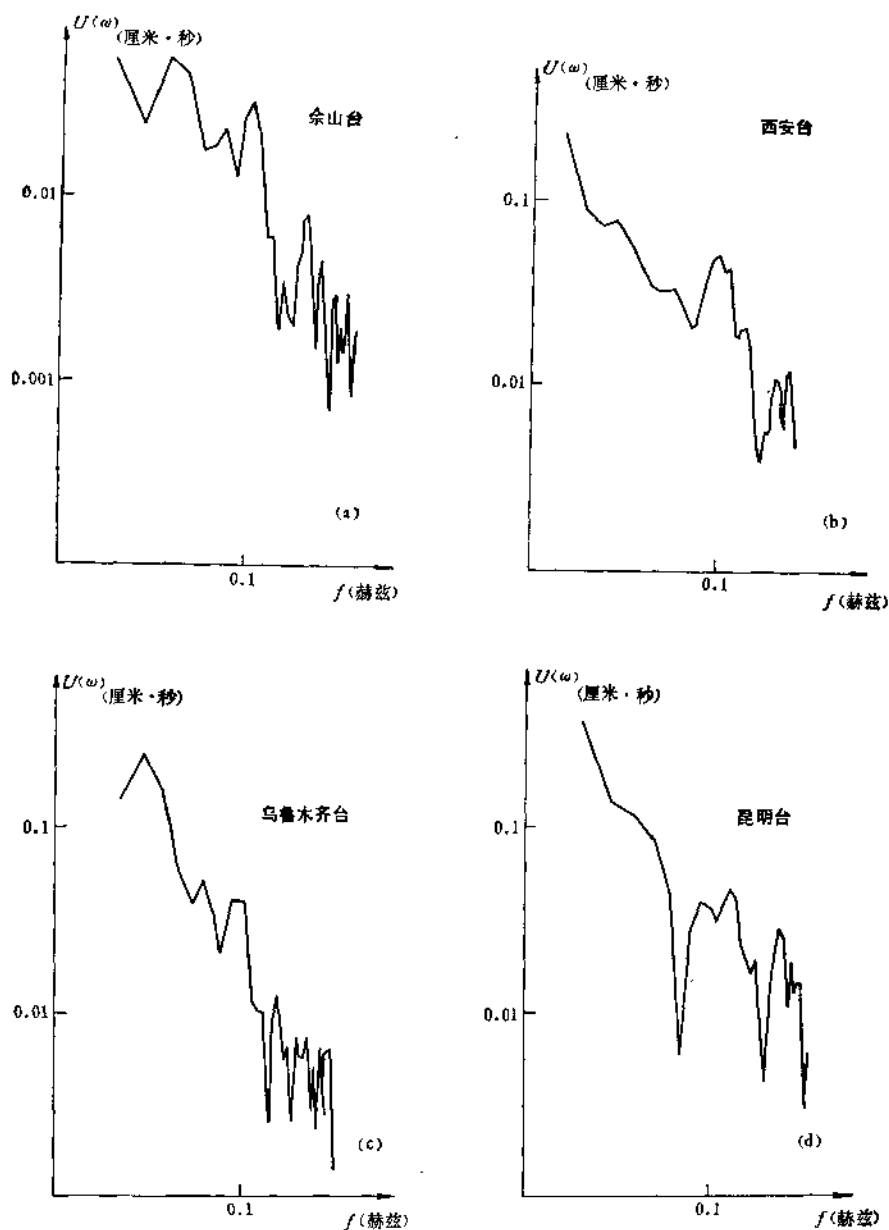


图 10 我国基式仪 P 波段的 $\lg U(\omega) - \lg f$ 关系图

(2) 对北西西向左旋剪切错动节面而言, 与震源参数有关的极小点随方位的分布在 $\cos \psi = 0.6545$ 附近第一极小点变为拐点, 说明海城地震北西西断层面的破裂是一个不对称的双侧破裂。而 a 的数值 (L_0/L) 需要进一步确定。

(3) 根据 (21) 式, 由图 11 直线的斜率可求出不对称双侧破裂的总破裂长度 L 约为 54 公里。

(4) 由图 9 可知, GUA 台 ($\cos \psi = 0.6545$) 记录的 P 波频谱第一个极小点很不明

表 5 各台 $\cos\phi$ 与 $T_{\min}^{(1)}$ 对照表

No.	台名	Δ°	A_1°	$\cos\phi$	$f_1(\text{赫})$	$T_2(\text{秒})$	$f_1(\text{赫})$	$T_1(\text{秒})$
1	泰山	6.28	226.8	-0.1404	0.059	16.9		35.3
2	南京	9.19	201.8	0.2016	0.068	14.7		27.0
3	余山	9.66	188.2	0.4869	0.062	16.1		28.0
4	武汉	12.2	216.6	0.2094	0.068	14.7		27.0
5	西安	12.8	243.4	-0.2240	0.073	13.7		30.7
6	兰州	15.48	259.0	-0.3807	0.066	15.2		33.9
7	乌鲁木齐	18.0	288.2	-0.2233	0.078	12.8		28.7
8	贵阳	19.5	228.1	-0.0478	0.073	13.7		28.5
9	西昌	21.1	239.3	-0.1331	0.073	13.7		28.5
10	昆明	22.8	233.1	-0.0167	0.068	14.7		30.6
11	GUA	33.5	138.5	0.6545			拐点	
12	MSH	48.6	286.1	-0.1378			0.037	27.03
13	IST	67.1	305.0	-0.0675			0.037	27.03
14	VAL	78.8	332.5	0.1105			0.037	27.03
15	MSO	79.0	35.8	0.3355			0.037	27.03
16	COB	93.4	144.6	0.4692			0.034	29.4
17	FYM	95.7	25.8	0.2899			0.043	23.26
18	OXF	99.2	26.5	0.2899			0.037	27.03

显,说明观测频谱在 $\cos\phi$ 约为 0.6545 处出现拐点,利用(23)式求出的观测 Z 值为 5.2,与表 2 中 $a = 0.7$ 时拐点的理论 Z 值(5.9)相近,因此我们确定海城地震的 a 值约为 0.7.

(5) 根据(21)式,由图 11 直线的截距及 a 值,可以分别求出不对称双侧破裂的破裂长度与破裂速度:

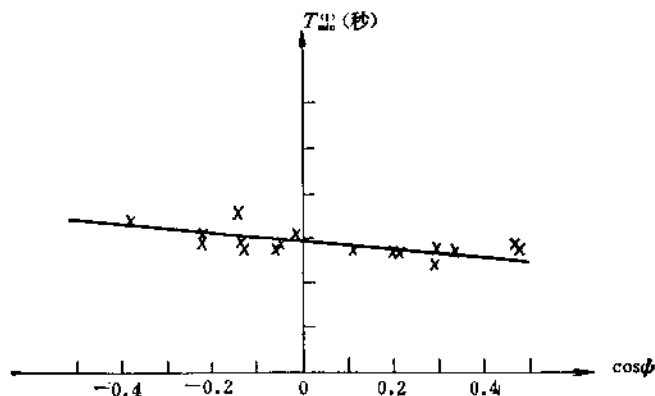
$$L_0 = 38 \text{ 公里}$$

$$L_* = 16 \text{ 公里}$$

$$V_0 = 1.3 \text{ 公里/秒}$$

$$V_* = 1.3 \text{ 公里/秒}$$

这个结果表明,在海城地震双侧破裂过程中,主破裂朝北西西方向传播,但同时亦向南东东方向传播.

图 11 P 波频谱第一极小点 $T_{\min}^{(1)} - \cos\phi$ 关系图

五、与采用萨维奇(Savage)的公式得到的结果的比较

萨维奇计算矩形断层模式对称双侧破裂的理论位移谱^[3](图 12), 发现在 $\lg |U| - \lg f$ 图上出现斜率为 0, -1, -2 的三个线性部分及两个拐角频率 ω_1 及 ω_2 . 当 $U/\beta = 0.9$ 时

$$\begin{cases} \omega_1 = 1.2\alpha/L \\ \omega_2 = 2.4\alpha/W \end{cases} \quad (31)$$

$$(32)$$

其中 $L = L_0 + L_\pi$.

如果 $L = W$, ω_1 与 ω_2 很接近, 难以分辨, 此时 $\lg |U| - \lg f$ 关系图上仅出现 ω^0 及 ω^{-2} 的趋势, 只有一个拐角频率.

下面我们采用这个方法确定断层的总长度及断层的宽度. 由图 9、图 10 中 P 波观测 $\lg |U| - \lg f$ 图可知:

(1) WWSSN 长周期记录 P 波的 $\lg |U(\omega)| - \lg f$ 图出现明显的低频趋势与高频趋势, 拐角频率 ω_1 的确定比较容易, 约 0.018—0.024 赫兹. 从 ω^0 到 ω^{-2} 趋势之间可以看到过渡趋势,

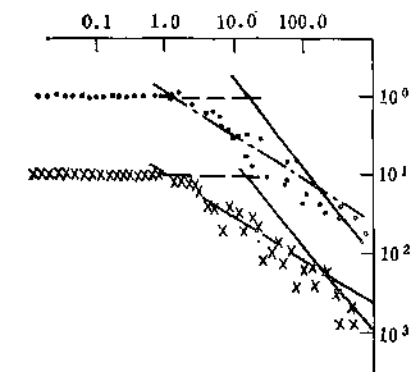


图 12 矩形断层位错模型理论远场位移谱
(其中 $L_0 = L_\pi$, $\theta = 60^\circ$, $U/\beta = 0.9$, S 波用“•”表示, P 波用“×”表示. 为了和 S 波的图分开, P 波频谱除以 100)

表 6 由拐角频率及 $U(0)$ 求断层长度及地震矩结果对照表

	台名	Δ°	A_0°	ω_1	$U(0)$	$\mathcal{R}_0$	L (公里)	M_0 (达因·厘米)
1	GUA	33.4	138.5	0.1508	0.08	0.1697	48.1	65.1×10^{25}
2	MSH	48.5	286.1	0.1508	0.021	-0.0384	48.1	
3	COL	53.7	328.5	0.1131	0.082	0.2663	64.3	68.4×10^{25}
4	IST	66.8	305.0	0.1131	0.05	-0.0343	64.3	40.2×10^{25}
5	VAL	78.3	332.5	0.1131	0.098	0.0934	64.3	34.0×10^{25}
6	MSO	79.0	35.8	0.1131	0.052	0.2984	64.3	57.0×10^{25}
7	COB	93.7	144.6	0.1131	0.045	0.0328	64.3	
8	FVM	95.6	25.8	0.1131	0.042	-0.0073	64.3	
9	OXF	99.1	26.5	0.1131	0.02	0.2358	64.3	34.8×10^{25}

即 ω^{-1} 趋势, 特别是 IST, GUA, VAL 台较为明显. 由于 ω^{-1} 与 ω^{-2} 趋势明确区分比较困难, 因此拐角频率 ω_1 难以确定. 但至少可以说明断层长度 L 大于断层宽度 W .

(2) 我国基式仪 P 波频谱不出现低频趋势. 与长周期观测频谱比较, 后者的拐角频率 ω_1 约 0.018—0.024 赫兹, 这个频率已超出基式仪频带范围, 因此不易分析到这种仪器 P 波频谱的拐角频率.

我们利用长周期记录观测频谱, 作高频渐近线及低频渐近线, 求得 ω_1 及 $U(0)$ 再利用公式(29)求断层长度, 结果见表 6.

由上表求得断层长度平均值约为 60 公里, 与前面得到的结果 54 公里相当接近.

六、其它震源参数的测定

基于上述所得的结果,我们进一步计算了海城地震的地震矩,应力降,应变降及所释放的能量^[6].

地震矩 M_0 可用下式确定:

$$M_0 = \frac{4\pi\rho\alpha^3 r}{\Re_\alpha} u_r(0) \quad (33)$$

式中: $u_r(0)$ 是 P 波观测振幅谱低频趋势位移值.

为求得较稳定的地震矩结果,只用离断层面较远的 WWSSN 长周期记录 P 波频谱确定 $u_r(0)$ 值,然后再用公式(33)求出地震矩. 结果见表 5. 平均值为:

$$\bar{M}_0 = 5.2 \times 10^{26} \text{ 达因} \cdot \text{厘米}$$

用地震矩的定义式:

$$M_0 = \mu \Delta U S \quad (34)$$

计算平均错距 ΔU . 式中 S 是断层面总面积. $S = LW$, 近似地以震源深度(12 公里)的二倍为断层宽度求出面积 S .

$$\text{走向滑动平均错距 } \bar{U}_s = \Delta \bar{U} \cos \lambda \quad (35)$$

$$\text{倾向滑动平均错距 } \bar{U}_D = \Delta \bar{U} \sin \lambda \quad (36)$$

其中 λ 为断层面的滑动角.

对于宽度为 W 的倾向滑动断层,应力降 $\Delta\sigma$ 为:

$$\Delta\sigma = 2\mu \frac{(\lambda + \mu)}{(\lambda + 2\mu)} \cdot \frac{U_m}{W} \quad (37)$$

而对于走向滑动断层,应力降为:

$$\Delta\sigma = \frac{\mu U_m}{W} \quad (38)$$

以上两式中, U_m 表示断层面上最大错距, U_m 和平均错距 ΔU 有如下关系:

$$U_m = \frac{4}{\pi} \Delta U \quad (39)$$

应力降 $\Delta\sigma$ 和应变降 $\Delta\epsilon$ 的关系为:

$$\Delta\sigma = 2\mu\Delta\epsilon \quad (40)$$

长度为 $2L$ 的滑动断层在地震时释放的能量可由下式求得:

$$E = \frac{8}{\pi} \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \mu L \Delta U_D^2 f(r) \quad (\text{倾滑}) \quad (41)$$

$$E = \frac{4}{\pi} \mu L \Delta U_s^2 f(r) \quad (\text{走滑}) \quad (42)$$

其中 $f(r) = \frac{1+r}{1-r}$.

由前面求得的断层长度应用上述公式求出其它震源参数. 结果见表 7.

表 7 海城地震的断层参数

模 型	L (公里)	ΔU_S (厘米)	ΔU_D (厘米)	ΔU (厘米)	S (公里 ²)	M_0 (10^{16} 达因·厘米)	$\Delta\sigma$ (巴)	$\Delta\varepsilon$ (10^{-5})	E (10^{12} 尔格)
对称双侧破裂 (Savage)	60	105	29	109	1445	5.2	20	3.0	3.1
不对称双侧 破裂	54	117	33	122	1296	5.2	22	3.3	3.4

七 几 点 讨 论

1. 海城地震的破裂方式: 由以上结果可知, 海城地震的破裂方式是在震源地区北西西断层上发生的 $a = 0.7$ 的不对称双侧破裂过程, 断层总长度 L 为 54 公里, 比余震分布长轴的长度 70 公里略短。朝北西西方向破裂的长度为 38 公里, 破裂速度为 1.3 公里/秒, 向南东东方向破裂的规模小些, 长度为 16 公里, 破裂速度亦为 1.3 公里/秒, 该结果与震中分布图中显示出的图象很相像, 在海城地震的震中分布图中, 大震震中位于余震分布带的东南部位。

2. 应力降低: 前面两种办法求出的应力降为 20 巴及 22 巴。按照震级和应力降的经验关系^[7]:

$$M_L = 1.5 \lg \Delta\sigma + 5.0 \quad (42)$$

一个 7.3 级地震, 应力降约为 34 巴, 比实际应力降约大 2 倍。

与 1966 年 3 月 22 日 7.2 级邢台地震比较, 邢台地震的应力降最大达 42 巴, 应变降最大达 6.4×10^{-5} , 地震矩为 1.7×10^{26} 达因·厘米^[6]。海城地震的地震矩比邢台地震的大而应力降及应变降却比邢台地震低。

以上事实说明, 海城地震是发生在不能积累起较高应力的薄弱地带的一次低应力降的地震。

3. 破裂速度低: 海城地震震级 $M_S = 7.3$ 而破裂速度为 1.3 公里/秒, 与通常地震破裂速度比较是比较低的。例如与我国 1962 年 3 月 19 日广东新丰江水库地震比较可明显的看出, 新丰江水库地震震级 ($M_S = 6.1$) 比海城地震小得多, 而破裂速度比海城地震的破裂速度稍大, 约为 1.4 公里/秒。

海城地震破裂速度低的特点与 1975 年 6 月 10 日日本千岛群岛海啸地震很相似^[8]。这个地震 $M_S = 7.0$ 而破裂速度也只有 1.2 公里/秒, 作者罗伯特 (Robert), 盖勒 (J. Geller) 推断, 这可能与震源区介质破碎和较软有关。

4. 通过海城地震震源破裂过程的研究, 我们初步认为, 前面提出的研究不对称双侧破裂方式的方法基本上是可行的。当然仍需进一步考验。特别在方法上需要进一步改善, 例如需要把方法推广到 $V_0 \neq V_s$ 的情况, 这方面的工作我们将继续进行。

5. 图 11 的国内资料点与国外资料点的分布趋势基本一致说明, 我国基准地震台工作的基式地震仪, 由于频带的限制, 对用 P 波频谱研究震源破裂过程存在一些缺陷, 但是采用前面所述的办法, 基式仪记录的 P 波资料同样可以应用于大地震破裂过程的研究。因