

组合模式与地震图上的终止震相*

——兼论唐山地震的震源破裂过程

秦保燕 汪 进

(国家地震局兰州地震研究所)

摘 要

本文从成因上研究了组合模式与地震图上终止震相的联系。组合模式因积累单元端部有剪应力集中区,张应力让位区和弱介质让位区,故断层传播到积累单元端部要加速,然后急剧停止,这就导致了终止相的形成。这些端部因素是调整单元的存在引起的。地震图上的终止震相的发育程度与组合模式中的调整单元让位的充分程度有关,让位条件愈好,终止震相愈明显。最后本文以唐山地震为例进行了实际讨论。

前 言

终止震相是指断层破裂传播至震源端部和自由面时出现的震相。一般把前者称为终止相,后者称为破出相。在地震图上这两类震相都比较显著,特别是破出相,它是地震图上更为显著的震相。终止相是美国地震学家萨维奇等人首先发现的〔1〕,此后日本,法国,德国的地震学家相继对终止相开展了研究,但是终止相相应的震源条件是什么,他们讨论得很少。本文主要由震源孕育的组合模式来讨论终止相,反过来由终止相的存在证明组合模式的合理性。並基于组合模式从理论上讨论了终止相的走时特征和动力学特征。最后结合1976年7月28日唐山大震的远场P波记录进行了终止相的分析,並求得了相应的震源参数。

一、组合模式与地震图上的终止震相

1973年郭增建等人提出震源孕育的组合模式〔2〕。该模式的特点是在震源端部引入了刚度较低的应力调整单元。与应力积累单元相比,调整单元是岩石强度较低或静摩擦极限较低的介质区或蠕滑断层段。它在大震孕育和发生中的作用是:在震前,由于它不能承受巨大的剪切应力,而把应力转移到积累单元上去,並在积累单元端部形成剪应力集中,最后促使该单元内应力达到岩石剪切破裂强度或静摩擦极限而发震;在震时,积累单元发生断层传播,当遇到调整单元时,调整单元能容纳错入岩体和终止断层的继续传播。归纳起来组合模式导

*地震科学联合基金资助的课题

致终止相有以下三个原因。

1.组合模式中(图1),积累单元两端即震源的两个端部都有压缩区和拉伸区,所以当震源区发生断层传播时,上述压缩区和拉伸区对震源区岩体的错动起着推挽的作用,并给它让开了错动的位置。特别是震源端部的张力区,它对错来的岩体起到了增大加速度的作用。这样传播断层到达终端时将发生显著的终止相信号。

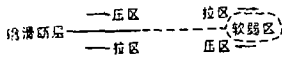


图1 组合模式简图

Fig.1 Scheme of the combination model

2.在组合模式中,积累单元和调整单元的相接区是剪应力集中区,这里的应力水平相当高,当传播断层到达该区时,由于该区应力水平高,传播断层的破裂速度要加速,位错释放也将突然加速,从而产生显著的终止相信号。

3.在组合模式中若调整单元是属于比较软弱的介质区,该软弱区对积累单元断层的传播起着吸引作用。这种吸引作用在固体物理学中称之为“象力”。所谓“象力”是自由面或软弱介质区对固体内部位错传播所产生的吸引作用。1980年郭增建和本文第一作者把上述概念首先引入地震学研究中,讨论了自由面和软弱介质区对于地壳中断层传播的影响。此后关于“象力”问题,我们和其它作者又有一些更深入的讨论[3,4,5,6]。研究表明,破裂面端部离自由面或软弱介质区愈近,则象力愈大。如果我们假设传播断层周围介质的剪切模量为 3×10^{12} 达因/厘米²,调整单元介质的剪切模量为其一半,又假设介质的泊松比为0.25,则由象力公式可求得自由面和调整单元分别在距传播断层端部为2公里和1公里处象力出现明显加速增大,如图2所示。因此当传播断层到达自由面或调整单元附近时,传播断层的位错释放将突然加速,并形成终止相信号。

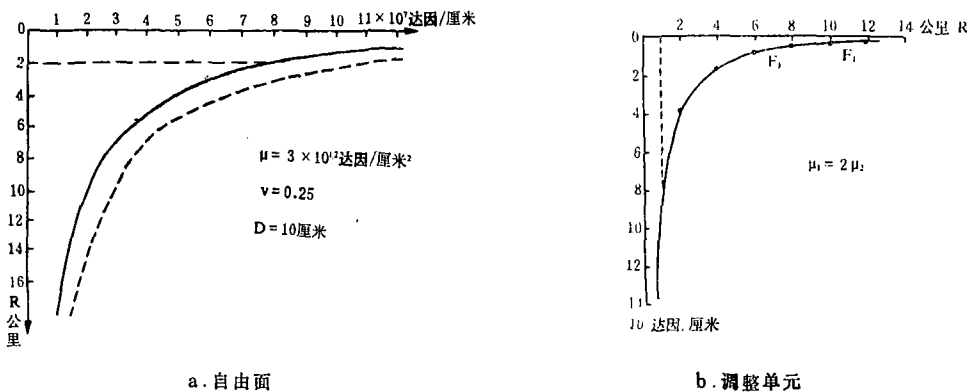


图2 自由面和弱介质区对传播断层的象力作用

Fig.2 Image force action on the propagating fault induced by free surface and the adjustment element

二、震源时间函数与终止相的动力学特征

在前面,我们粗略地论述了组合模式形成终止震相的成因。应力积累单元发震时由始破裂点向终止破裂点传播时断层两盘位错释放的物理过程和特点,可表达为传播断层面上位

错的位置和大小以及发波情况, 则整个介质内波的运动和传播就可以被确定下来。下面我们根据组合模式来具体讨论应力积累单元发震时的震源时间函数, 並由此研究终止相的动力学特征。

1. 由组合模式确定震源时间函数

地震波的产生与发震时的物理过程有着密切的关系。不同的震源模式具有不同的发波特征。如前所述, 组合模式是具有成因观点的模式, 它与别的模式的根本区别是震源端部存在应力调整单元, 即有拉伸区, 高剪应力集中区和象力的存在, 它们导致了断层传播到达端部时的加速以及急剧减速, 因此在断层到达端部时震源时间函数与已往均匀有限移动源时间函数有差异, 即在此时断层端部和断层面其它部位还要叠加发波源, 这一发波情况我们以瞬时面源来模拟。

下面我们着重讨论双侧对称走滑型断层, 其它类型的断层是类似的。首先设应力积累单元是一个长度很长, 宽度与长度相比小得多的长条形断层。这种情况与我国大部分浅源走滑断层的特点相类似。对于这种类型的震源, 並考虑到其端部的调整单元, 则震源的破裂过程可模拟为有限移动面源和瞬时面源共同作用的结果, 后者是组合模式的特点所决定的。

(1) 有限移动面源 根据绝大多数地震的谱分析, 已经证明地震发生时是以某点开始破裂, 然后以有限的速度向单侧或双侧扩展到整个断层面的。当断层面在某点或某一小区发生错动时, 由于其断裂长度相当小, 其周围的介质仍处于闭锁状态, 因此其储存的剪切位移仅能释放一小部分。这样在开始破裂处, 错动幅度是相当小的, 图3表示了始破裂区的部分应变释放。随着破裂错动向两侧传播, 始破裂区将继续释放所储存的剪切应变, 而传播断层端部其位移始终受到约束(接近于零)。因此从理论上说, 当传播断层尚未达到调整单元时, 其断层面上的位移分布以中部最大, 两端最小, 即图3中的剪切变形演变为图4所示。由该图可见, 当断层以有限速度向其终端传播时, 只有断层中部的位移最终能得到彻底释放, 而

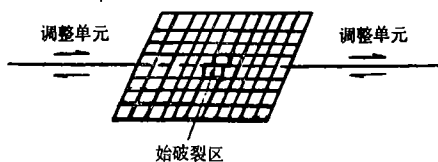


图3 始破裂区的应变释放示意图

Fig. 3 Scheme of strain release in preliminary fracture region

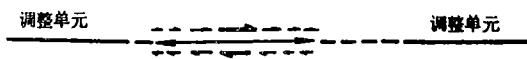


图4 断层传播过程中断层面上的位移分布

Fig. 4 The dislocation distribution along the fault for the finite moving source

断层面上其它地区剪切应变不能得到充分释放。其中以接近断层端部处位移释放得最少。这样有限移动源的震源函数可表示为下式

$$\Delta u(x_1, t) = \Delta u(x_1) \cdot g(t),$$

$$\Delta u(x_1) = \frac{9 u_0 (L - |x_1|)}{10L} \quad -L < x_1 < L \quad (1)$$

式中L为双侧断层一侧的断层长度。 $x_1 = 0$ 的坐标取断层2L的中部处。

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{1}{10} + \frac{t}{t_1} & 0 \leq t < \frac{9t_1}{10} \\ 1 & t \geq \frac{9t_1}{10} \end{cases} \quad (2)$$

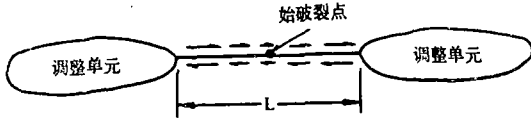


图5 传播断层到达调整单元时断层面上的位移分布

Fig. 5 The dislocation distribution along the fault for the instantaneous plane source

(2) 瞬时面源 当断层传播到达调整单元时, 传播断层的端部将由位移接近于零突然增大到最大位移幅度 u_0 。与此同时, 原来在断层面上释放不足的位移此时也得到了释放。因此传播断层与调整单元相遇时, 其震源可模拟为瞬时面源, 该瞬时面源上的位移分布如图5所示, 其震源时间函数可模拟为单位脉冲函数。这样瞬时面源的震源函数可表示为:

$$\Delta u = \Delta u(x_1, t) = \Delta u(x_1) g(t)$$

$$\Delta u(x_1) = \begin{cases} \frac{u_0(L + 9|x_1|)}{10L} & -L < x_1 \leq L \\ 0 & |x_1| > L \end{cases} \quad (3)$$

$$g(t) = H(t) = \begin{cases} 1 & t \geq t_1 \\ 0 & t < t_1 \end{cases} \quad (4)$$

从(1)式和(3)式可以看出, 有限移动源和瞬时面源在断面上的位错量之和为一常数 u_0 。

2. 震源破裂过程和P波远场位移

(1) 有限移动源所引起的远场位移如前所述, 有限移动源的源时间函数为倾斜函数, 在这里我们设始破裂区在断层中部, 然后讨论对称双侧破裂的发波问题。按照(1)式和(2)式所示的震源时间函数, 我们得到这一有限移动源震源函数 $\Delta u(x_1)$ 和 $g(t)$ 如图6所示。下面分两种情况讨论。

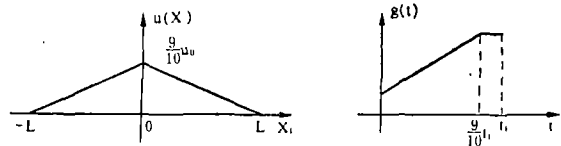


图6 有限移动源的源函数

Fig. 6 Source function of the finite moving source

(a) $x_1 > 0$ 一侧有限移动源产生的远场P波位移:

$$u_1(x, t) = \frac{\mu w \vec{R}}{4\pi\rho v_p^3 R} \int_0^L \frac{9u_0(L-x_1)}{10L} g^* \left(t - \frac{R}{v_p} - x_1 \left(\frac{1}{v^*} - \frac{1}{v_p} \cos\psi \right) \right) dx_1$$

$$= \frac{9\mu \cdot w u_0 \vec{R}}{40\pi\rho v_p^3 R} \left\{ v_p F_1(\psi) \left[g \left(t - \frac{R}{v_p} \right) - g \left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L}{v_p F_1(\psi)} \right) \right] - \frac{1}{L} \int_0^L x_1 g^* \left[t - \frac{R}{v_p} - x_1 \left(\frac{1}{v^*} - \frac{1}{v_p} \cos\psi \right) \right] dx_1 \right\}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{9\mu w u_0}{40\pi\rho v_p^2 \cdot R} \cdot F_1(\psi) \vec{R} \left\{ g\left(t - \frac{R}{v_p}\right) - g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L}{v_p F_1(\psi)}\right) + \right. \\
 &+ g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L}{v_p F_1(\psi)}\right) - \frac{1}{L} \int_0^L g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{x_1}{v_p F_1(\psi)}\right) dx_1 \left. \right\} \\
 &= \frac{9\mu w u_0}{40\pi \cdot \rho v_p^2 \cdot R} \cdot F_1(\psi) \vec{R} \left\{ g\left(t - \frac{R}{v_p}\right) - \frac{1}{L} \int_0^L g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{x_1}{v_p F_1(\psi)}\right) dx_1 \right\}
 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{式中 } \vec{R} = \sin 2\theta \cdot \cos\psi \quad (6)$$

$$F_1(\psi) = \frac{1}{\frac{v_p}{v^*} - \cos\psi} \quad (7)$$

令最后一项积分为I, 则这个积分可按不同的几种情况得到不同的结果。如当 $t - \frac{R}{v_p}$

$$- \frac{L}{v_p F_1(\psi)} > \frac{9}{10} t_1 \text{ 时,}$$

$$I = \frac{1}{L} \int_0^L 1 \cdot dx_1 = 1$$

而当 $t - \frac{R}{v_p} < 0$ 时, $I = 0$ 。还有其它几种情况, 其积分值在0到1之间, 这里不一一列出。

(b) $x_1 < 0$ 一侧有限移动源产生的远场P波位移:

$$\begin{aligned}
 u_2(x, t) &= \frac{\mu w \vec{R}}{4\pi\rho v_p^2 \cdot R} \int_{-L}^0 \frac{9u_0(L+x_1)}{10L} g\left[t - \frac{R}{v_p} + x_1\left(\frac{1}{v^*} + \frac{\cos\psi}{v_p}\right)\right] dx_1 \\
 &= \frac{9\mu w u_0}{40\pi\rho v_p^2 \cdot R} \vec{R} \left\{ v_p F_2(\psi) \left[g\left(t - \frac{R}{v_p}\right) - g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L}{v_p F_2(\psi)}\right) \right] \right. \\
 &+ \left. \frac{1}{L} \int_{-L}^0 x_1 g\left[t - \frac{R}{v_p} + x_1\left(\frac{1}{v^*} + \frac{\cos\psi}{v_p}\right)\right] dx_1 \right\} \\
 &= \frac{9\mu w u_0}{40\pi\rho v_p^2 \cdot R} F_2(\psi) \vec{R} \left\{ g\left(t - \frac{R}{v_p}\right) - \right. \\
 &\left. \frac{1}{L} \int_{-L}^0 g\left[t - \frac{R}{v_p} + x_1\left(\frac{1}{v^*} + \frac{\cos\psi}{v_p}\right)\right] dx_1 \right\}
 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{式中 } F_2(\psi) = \frac{1}{\frac{v_p}{v^*} + \cos\psi}$$

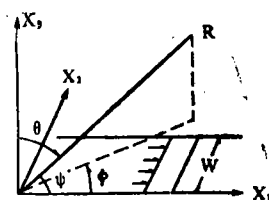


图7 震源座标系

Fig. 7 Source coordinate

与前面一样,最后一项积分 I 视不同情况有不同结果,当 $t - \frac{R}{v_p} < 0$ 时, $I = 0$; 当 $t -$

$\frac{R}{v_p} - \frac{L}{v_p F_2(\psi)} > \frac{9}{10} t_1$ 时, $I = I_0$ 。其它几种情况在这之间变化。

将(5)式和(8)式合并可得对称双侧破裂在给定的震源函数条件下的总位移:

$$\begin{aligned} u_{1+2}(x, t) &= u_1(x, t) + u_2(x, t) \\ &= \frac{9\mu w u_0}{40\pi\rho v_p^3 R} \vec{R} \left\{ [F_1(\psi) + F_2(\psi)] g\left(t - \frac{R}{v_p}\right) - \frac{F_1(\psi)}{L} \int_0^L g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{x_1}{v_p F_1(\psi)}\right) dx_1 - \frac{F_2(\psi)}{L} \int_{-L}^0 g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1}{v_p F_2(\psi)}\right) dx_1 \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

(2) 瞬时面源和P波远场位移 当有限移动源传播到震源端部与调整单元相连接时,由于调整单元能提供较大的让位条件,震源端部的约束解除,此时传播断层终端的位错由零突然增加到 u_0 。此外原有限移动源错动不足的部分此时还要继续释放。因此其远场位移是断层面上不同位置不同大小位错源同时发波(瞬时面源)在远场某点的叠加。其瞬时面源所引起的P波远场位移为:

$$\begin{aligned} u_3 &= \frac{\mu w \vec{R}}{4\pi\rho v_p^3 R} \left\{ \int_{-L}^0 \frac{u_0}{10L} (L - 9x_1) g^*\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right. \\ &\quad \left. + \int_0^L \frac{u_0}{10L} (L + 9x_1) g^*\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right\} \\ &= \frac{\mu w \vec{R}}{4\pi\rho v_p^3 R} \cdot \frac{u_0}{10L} \cdot \left\{ \int_{-L}^L L \cdot g^*\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right. \\ &\quad \left. - \int_{-L}^0 9x_1 g^*\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 + \int_0^L 9x_1 g^*\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right\} \\ &= \frac{\mu w \vec{R}}{4\pi\rho v_p^3 R} \cdot \frac{u_0}{10L} \cdot \frac{v_p}{\cos\psi} \left\{ L \left[g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) - g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. - 9L \cdot g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) + 9 \int_{-L}^0 g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right. \\ &\quad \left. + 9L \cdot g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) - 9 \int_0^L g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos\psi}{v_p}\right) dx_1 \right\} \\ &= \frac{\mu w u_0}{40\pi v_p^3 \cdot R \cdot L} \cdot \frac{1}{\cos\psi} \left\{ 10L \left[g\left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) - g\left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L \cos\psi}{v_p}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + I_3 - I_4 \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

$$\text{式中 } I_3 = 9 \int_{-L}^0 g \left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos \psi}{v_p} \right) dx_1 \quad (11)$$

$$I_4 = 9 \int_0^L g \left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos \psi}{v_p} \right) dx_1 \quad (12)$$

由前节假定的瞬时面源的震源时间函数可知： $g(t)$ 为单位阶梯函数。若设 $y = a + bx_1 = t - \frac{R}{v_p} + \frac{x_1 \cos \psi}{v_p}$ 则

$$I_3 = \frac{9}{b} \int_{a-bL}^a g(y) dy$$

$$I_4 = \frac{9}{b} \int_a^{a+bL} g(y) dy$$

当 $a < 0$ 时, $I_3 = 0$ 。

当 $a > 0$, 而 $a - bL < 0$

$$I_3 = \frac{9}{b} \left\{ \int_{a-bL}^0 g(y) dy + \int_0^a g(y) dy \right\}$$

$$= \frac{9}{b} \cdot a = 9 \frac{t - \frac{R}{v_p}}{\cos \psi / v_p}$$

当 $a - bL > 0$

$$I_3 = \frac{9}{b} \int_{a-bL}^a g(y) dy = 9L$$

上述三种情况可用下式统一表示:

$$I_3 = 9 H \left(t - \frac{R}{v_p} \right) \left\{ \left[1 - H \left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L \cos \psi}{v_p} \right) \right] \cdot \frac{t - \frac{R}{v_p}}{\cos \psi / v_p} + LH \left(t - \frac{R}{v_p} - \frac{L \cos \psi}{v_p} \right) \right\} \quad (13)$$

对于 I_4 , 类似地有:

$$I_4 = 9 H \left(t - \frac{R}{v_p} + \frac{L \cos \psi}{v_p} \right) \left\{ \left[1 - H \left(t - \frac{R}{v_p} \right) \right] \frac{t - \frac{R}{v_p} + \frac{L \cos \psi}{v_p}}{\cos \psi / v_p} + L \cdot H \left(t - \frac{R}{v_p} \right) \right\} \quad (14)$$

以上是有限移动和瞬时面源所产生的远场位移。由于它们的到时不同, 因此其总的位移

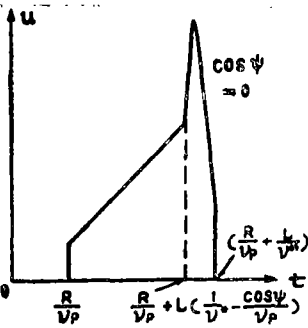


图8 组合模式中积累单元发震时产生的远场波型

Fig. 8 Far-field wave form induced by accumulation element of the combination model

可表示为图8。

3. 终止震相动力学特征的讨论

根据前面的讨论, 终止震相的动力学特征主要与震源断层面与调整单元相连通时形成的瞬时面源有关。而终止震相到达前的P波则主要与震源断层面作有限速度移动的面源有关。为了了解终止相的动力学特征, 我们对上述两种波进行对比研究。

(1) 振幅特征 为了对比简便起见, 我们令瞬时面源和有限移动源的最大位移幅度均为 u_0 , 此时终止震相的P波振幅与传播断层到达调整单元之前所产生的P波振幅之比可用下式表示

$$r = \frac{u_{\text{终止相}}}{u_{\text{有限移动源}}} = \frac{\frac{1}{\cos \psi}}{\frac{1}{\frac{v_p}{v^*} - \cos \psi}} = \left(\frac{v_p}{v^* \cos \psi} - 1 \right) \quad (15)$$

根据(15)式我们计算了表5。从表5中可以看出在大多数情况下, 终止震相的振幅要比有限移动部分所产生的P波振幅大得多。对比表明, P波振幅受 ψ 角的影响很大, 同时也说明破裂终止时瞬时源的发波对终止相的振幅贡献最大。这一对比结果与国外从地震图上得到的终止震相振幅特征是一致的。

表5

振幅比r

| ψ | $\cos \psi$ | v^* | $0.6v_s$ | $0.7v_s$ | $0.8v_s$ | $0.9v_s$ | $1.0v_s$ |
|------------|--------------|-------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 0° | 1 | r | 1.89 | 1.47 | 1.17 | 0.92 | 0.73 |
| 30° | $\sqrt{3}/2$ | | 2.33 | 1.85 | 1.5 | 1.22 | 1 |
| 45° | $1/\sqrt{2}$ | | 3.08 | 2.49 | 2.06 | 1.72 | 1.45 |
| 60° | $1/2$ | | 4.77 | 3.95 | 3.33 | 2.84 | 2.46 |
| 80° | 0.1736 | | 15.46 | 13.11 | 11.34 | 9.97 | 8.87 |

(2) 终止震相的周期特征 终止震相的周期特征我们认为取决于以下两个因素, 第一是由瞬时面源的断层长度造成的周期, 其通式可表示为

$$\Delta T = \frac{L}{v_p} \cos \psi \quad (16)$$

当 $\psi = 0^\circ, \pi$ 时, ΔT 达到最大, $\Delta T = \frac{L}{v_p}$;

当 $\psi = \frac{\pi}{2}$ 时, ΔT 为0, 此时理论振幅为无穷大。对于7级以上地震, 终止相的周期约为10秒以上(指最大周期)。第二是传播断层错入调整单元时, 如调整单元让位充分, 则终止相的周期短, 而调整单元让位不充分时, 终止相的周期长。

4. 由终止震相确定震源的动力学参数

由于终止震相的动力学特征特别明显, 因此可以利用终止震相和初动P波的到时差确定震源的破裂长度, 破裂方向, 以及破裂速度。这里以不对称的双侧破裂为例写出表达式。

$$\Delta T_1 = \frac{L_1}{v_1^*} \mp \frac{L_1}{v_P} \cos \psi \quad (17)$$

$$\Delta T_2 = \frac{L_2}{v_2^*} \mp \frac{L_2}{v_P} \cos \psi \quad (18)$$

公式中的负号表示断层破裂传播指向地震台方向, 正号表示背向地震台方向。

以上是根据组合模式对积累单元的震源时间函数, 破裂过程, P波远场位移, 终止相的动力学特征以及震源的动力学参数确定等在理论方面的讨论。下面我们将以唐山大震为例进行实际讨论。

三、唐山大震的破裂过程和震源动力学参数确定

1976年7月28日唐山7.8级大震是我国现代大震中研究得较为详细的一次大震。在本文用终止相研究唐山地震时, 以往的研究结果将提供重要的参考。下面根据世界台网中记录较清晰的长周期P波资料来研究唐山大震的震源破裂过程, 并应用终止相信号确定唐山大震的动力学参数。

1. 唐山大震的发震断面

张之立曾详细地处理了唐山大震的震源机制, 得到了大震的震源断面走向 30° , 断层直立, 断面错动旋性为右旋的结果〔7〕。根据强祖基等人的实地调查, 唐山地震断层走向为北东 30° 〔8〕。此外根据王景明等人对唐山7.8级大震造成的地裂缝考察, 主裂缝带走向北东 25° , 断续延伸全长约90公里〔12〕。以上的研究表明, 张之立的震源机制解可以作为本文研究唐山大震震源破裂过程的基础。

2. 唐山大震的始破裂区 根据我们收集到的11个世界台网长周期P波段资料(见图9)唐山大震的初始破裂区在地震图上有明显显示。它们表现为周期较长, 而振幅很小的特征。有部分台站, 如WES, SCP, AAM没有记到这一较小的初动, 所以所记到的负号初动振幅较大, 实际上是后到振动, 这些台站实际上均位于正号P波区内。这11个台在吴尔夫网上的位置如图10所示, 图中还画出了唐山地震的两个P波节面。

3. 由终止震相确定唐山大地震的破裂过程

由始破裂区的研究可以看出, 唐山大震的始破裂区位于唐山大震震源断面中部附近。在该区发震后, 断层向东北和西南方向扩展。东北方向的一支断层停止于卢龙迁安区, 西南方向的一支断层停止于宁河、天津附近。据研究这两个地区下温度较高, 因此可以作为唐山大震震源端部的应力调整单元。当快速传播的断层遇到调整单元时, 将发生显著的终止相信号。根据我们收集到的11个台站的P波列资料, 判断西南方向断层传播到达终点时的终止震相为 P_3 ; 向东北方向传播, 断层到达终点时的终止震相为 P_4 。从图可以看到, P_3 是断层破裂传播使远场位移达到最大值的时候。在 P_3 后可以看到地震波振幅有很大的下降(因为我们所讨论的台站绝大多数位于正P波区)。从波的外包线也可以看到 P_3 后P波振幅的大幅度下降。这可能表明破裂达到终止点后位错幅度错入调整单元, 同时该区可能有较大的下

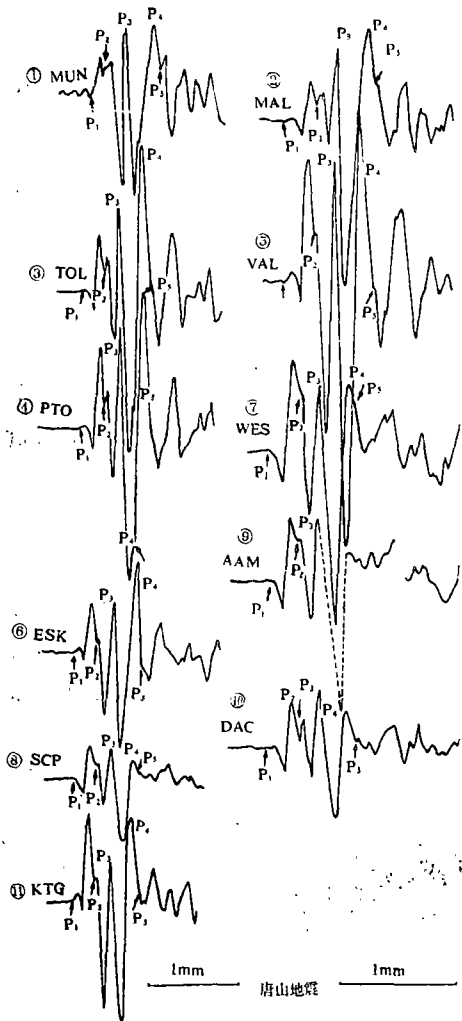


图9 世界台网的长周期地震记录
Fig.9 Long-period seismograms of the Tangshan earthquake recorded by WWSSN

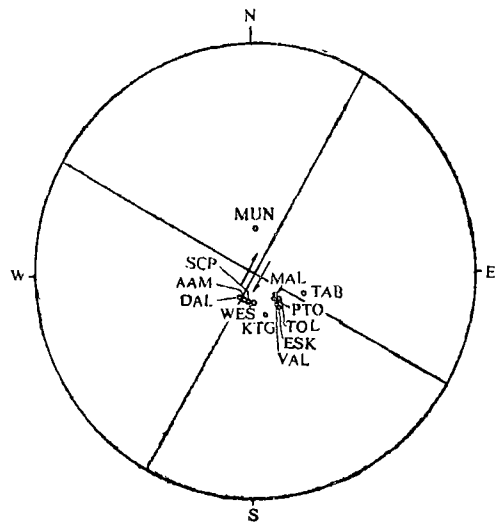


图10 11个远台在吴尔夫网上的投影
Fig.10 Projection of the 11 stations on wolfe net

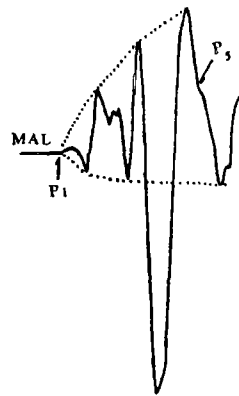


图11 MAL台P波外包线图
Fig.11 P wave envelope of seismogram recorded by MAL station

沉或受拉变形，从而造成P波的负向位移特别大。由于另一支北东方向的断层尚未到达震源端部，因此P波振幅再度向正向振幅偏移，当达到最大值时，很快下降回到平衡位置。在图中我们把再次达到最大振幅的峰值点作为北东断层到达终点时的终止相信号，并以P₄表示。最后P波回到平衡位置时也可看到一明显的震相，我们称之为地震的结束震相P₅。下面分别讨论这两支断层的破裂过程。

(1) 断层向西南方向扩展的震源过程 如前所述，我们把P₃作为断层向西南方向扩展的终止信号。这样由P₃得到的西南支断层破裂传播的走时差方程为

$$\Delta T_3 = \Delta T + b_3 \cos \phi = 23 + 6.3 \cos \psi, \text{ 相关系数 } r = 0.94.$$

由此得到 $L_1 = 37.8$ 公里, $v_1^* = 1.64$ 公里/秒,

(2) 断层向东北方向扩展的震源过程 很明显，图11中的P₄震相为向东北扩

展至端部产生的终止相，因为这是地震破裂错动过程中第二次达到最大振幅的时间， P_4 后P波振幅很快回到平衡位置。由 P_4 和 P_1 的时差以及各台的 $\cos\psi$ 可以由图15得到断层向东北方向扩展的走时差方程

$$\Delta T_4 = \Delta T - b_4 \cos\psi = 3.98 - 9.7 \cos\psi$$

图中的点与直线的相关系数为 $|r| = 0.88$ 。由此可得 $L_2 = 58.2$ 公里， $v_2^* = 1.5$ 公里/秒

值得指出的是在P波段还存在弱的 P_1 初相， P_B 相（图9中第一个P波峰值处）和 P_2 相。其中 P_1 初相可能与唐山大震始破裂区断层传播有关*。 P_B 相可能是震源断层面传播到达自由面时出现的破出相。因为尽管唐山大震属走滑型，但其震源深度不深，因此期望有破出相出现。如果将 P_B 作为破出相，则共破裂扩展方向将沿着直立的唐山震源断面向上破裂。由图9可得 P_B 与初动P的时差在11.1至14.1秒范围内变化，由于有许多台站的离源角相近，因而未能得到破裂传播的走时差方程，为此我们取其平均走时差12.1秒和双测破裂中较大的一个破裂速度1.64公里/秒，初略求得唐山大震的震源深度为19.8公里。此外 P_2 相可能是破裂过程中出现的次要震相，它的振幅小于 P_3 终止相，且 P_3 和 P_2 相的时差在各台十分一致（见图12）。

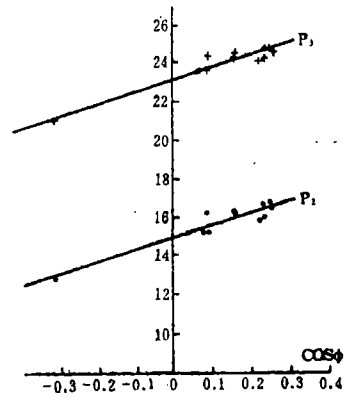


图12 ΔT_2 和 ΔT_3 与 $\cos\psi$ 的相关图
Fig.12 Regression lines for ΔT_2 and ΔT_3 versus $\cos\psi$

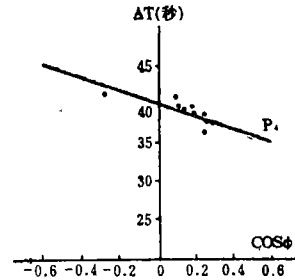


图13 ΔT_4 与 $\cos\psi$ 的相关图
Fig.13 Regression line for ΔT_4 versus $\cos\psi$

表2 唐山地震终止震相基本数据

| | 台名 | Δ | A_z | ψ | ΔT_2 | ΔT_3 | ΔT_4 | ΔT_5 | 初动 |
|----|-----|----------|-------|--------|--------------|--------------|--------------|--------------|----|
| 1 | MUN | 71.46 | 181.8 | 107.8 | 12.9 | 21 | 42.1 | 47.0 | + |
| 2 | MAL | 78.33 | 317.5 | 85.3 | 15.4 | 23.5 | 40.5 | 45.4 | + |
| 8 | TOL | 84.75 | 319.3 | 84.5 | 15.4 | 23.5 | 38.9 | 43.8 | + |
| 4 | PTO | 86.0 | 322.8 | 83.6 | 16.2 | 24.3 | 38.7 | 43.6 | + |
| 5 | VAL | 78.0 | 330.3 | 80.5 | 16.2 | 24.3 | 39.1 | 44.0 | + |
| 6 | ESK | 72.92 | 329.5 | 80.3 | 16.1 | 24.2 | 38.4 | 43.3 | + |
| 7 | WES | 97.6 | 6.8 | 76.7 | 15.9 | 24.0 | 37.9 | 42.8 | - |
| 8 | SCP | 98.41 | 12.2 | 76.2 | 16.0 | 24.1 | 35.6 | 40.5 | - |
| 8 | AAM | 95.8 | 16.0 | 75.9 | 16.7 | 24.7 | 37.2 | 42.1 | - |
| 10 | PAL | 100.8 | 29.1 | 75.5 | 16.7 | 24.7 | 37.1 | 42.0 | - |
| 11 | KTG | 66.4 | 346.5 | 74.7 | 16.5 | 24.6 | 37.1 | 42.0 | + |

注： ΔT_2 、 ΔT_3 、 ΔT_4 、 ΔT_5 均为各种震相与初动P波到时差。

*秦保燕、汪进等，预位移终止相与突跳前兆类型，即将发表

表3 由终止震相得到的震源参数

| | | |
|-----------------------|--------|----------|
| 破裂总长度 L | 96公里 | 破裂速度 |
| 西南向扩展断层L ₁ | 37.8公里 | 1.64公里/秒 |
| 东北向扩展断层L ₂ | 58.2公里 | 1.5公里/秒 |

*向东北方向扩展的断层

为了把终止相研究的结果与其它作者研究结果进行对比,表6列出不同作者研究唐山大地震破裂长度和破裂速度的对比表

表4 不同作者研究结果对比表(唐山大震)

| 破裂长度(公里) | 破裂速度(公里/秒) | 资料根据 | 研究者 |
|-----------------------|------------|--------|----------------------------------|
| 84 | | 地形变 | 陈运泰 ^[9] (1979) |
| 70+70=140 | 2.6 | 面波反演 | Butler, R ^[10] (1979) |
| 70+45=115 | 2.4, 3.0 | P波波谱 | 张之立 ^[7] (1980) |
| 100+40=140 (主震+子震) | 2.8 | P波拟合 | 周惠兰 ^[11] (1985) |
| 58.2+37.8=96 | 1.64, 1.5 | P波终止相 | 本文作者(1987) |
| 90 | | 宏观地震裂缝 | 王景明 ^[12] (1981) |

4. 地震结束震相 在地震图上的P₅为地震结束震相。因为在该震相之后P波已转化为平衡位置附近的震动了。按理论上讨论,由于各台站的 ψ 角大都在75°~85°之间,这样推算的终止相理论幅值是相当大的,而周期应相当的小。但在实际地震图上的P₃, P₄振幅均不如预期的那么大,而周期也不如预期的那样小。我们认为产生上述情况是与唐山大震发生时震源端部调整单元没有提供足够的让位条件引起的,由于让位不足,断层传播与调整单元相接时端部的位移不能得到充分地释放,这样终止震相的振幅也必然受到影响。此外由于调整单元让位不足,端部的应力状态较高,这对终止震相的周期起到增大作用。假设某一台站 ψ 角为80°,P波速度为6公里/秒,则由东北一侧的断层长度58公里,可求得终止相的周期为1.7秒左右。因此由调整单元所产生周期增加约为4.9秒—1.7秒=3.2秒。根据这一增加时间,我们可粗略地估计唐山大震震源体错入调整单元的传播长度为:

$$m = 3.2 \text{秒} \times 1.5 \text{公里/秒} = 5 \text{公里}。$$

这是唐山大震东北一侧终止破裂区的情况。至于向西南破裂的一侧断层,其结束震相未能辨别。如果把西南一侧断层也按错入调整单元传播5公里来考虑,则唐山大震的实际积累单元长度

$$L = 58.2 \text{公里} + 37.8 \text{公里} + 10 \text{公里} = 106 \text{公里}。$$

前面讨论的全部基础数据和结果列于表2和表3中。值得指出的是唐山大震时震源端部调整单元的让位不足有可能就是该大震后强余震比较发育的原因之一。

本文的结果与陈远泰、张之立、王景明等人的结果相近。这一结果还与文献〔10〕用调制小震得到的唐山大震前的危险空段长100公里比较接近。然而唐山大震的余震区长轴达140公里又如何解释呢?我们认为这是因为唐山大震时震源端部的调整单元让位不足,应力没有得到彻底释放,从而引起其端部的应力集中,並造成余震区向调整单元区扩大所致。

四、结束语

本文根据组合模式从理论上讨论了终止相的特征，并结合唐山大地震的P波终止相研究了这次大震的震源破裂过程。由这项初步研究可以看出终止相的研究具有广阔的应用前景。

1. 终止相的动力学特征在很大程度上决定于调整单元的特性。调整单元让位条件愈充分，则终止相愈显著。

2. 由于初始破裂区位移很小，因此大震刚开始时振动是很小的，这一时间段约几秒。从初始震动到其中一侧断层首先达到调整单元出现较大震动的时间约21~24.6秒（根据唐山地震）。对于7级左右的地震大约十几秒。据日本地震学家的统计，大震发生后大约13秒~25秒间才出现大的振动^[13]。我们认为这一大的振动是表征着第一个终止震相的到达。根据这一点，可利用大震后十几秒甚至更多一些的时间作出紧急的安全对策措施。

3. 终止震相对抗震研究的意义 对于大地震来说，当传播断层与调整单元相遇时，整个震源断层面将会出现一整体的较大幅度的运动，然后断层运动很快停止。这种在很短时间内位错突然加大和停止均可伴随大的加速度运动（绝对值）。因此终止震相对房屋建筑的破坏力决不能低估。

4. 唐山大震的终止震相没有理论值大，这表明唐山震源区端部的调整单元在大震时没有提供足够的让位条件。这可能是造成唐山大震能量释放不够，余震比较发育的原因之一。

参 考 文 献

- [1] Savage, J.C., The stopping phase on seismograms, B.S.S.A., Vol 55, No. 1, 1965.
- [2] 郭增建等，震源孕育模式的初步讨论，地球物理学报，1973.
- [3] 科垂耳，A.H.，晶体中的位错和范性流变，科学出版社，1960.
- [4] 秦保燕、荣代露，象力在震源过程和地震短临预报中的作用，西北地震学报，Vol. 3, No. 2, 1981.
- [5] 荣代露，象力及其在震源过程中的作用，西北地震学报，Vol. 4, No. 1, 1982.
- [6] 郭增建等，水库地震成因的新看法—弱化象力模式，西北地震学报，Vol. 8, No. 1, 1986.
- [7] 张之立等，唐山地震的破裂过程及其力学分析，地震学报，Vol. 2, No. 2, 1980.
- [8] 强祖基、张立人，唐山地震与第四纪活动断裂，中国活动断裂，地震出版社，1985.
- [9] 陈运泰，用大地测量资料反演1976年唐山地震的位错模式，地球物理学报，Vol. 22, No. 3, 1979.
- [10] Bulter, R.etal., The July 27, 1976 Tangshan, China earthquake—a complex sequence of intraplate events, B.S.S.A., Vol. 69, No. 1, 1979.
- [11] 周惠兰，浅源走滑大震震源过程的某些特征，地球物理学报，Vol. 28, No. 6, 1985.
- [12] 王景明等，唐山地震地面主破裂带及地震成因探讨，地震研究，Vol. 4, No. 4, 1981.
- [13] 星谷胜，随机振动分析，常宝琦译，地震出版社，1977.

COMBINATION MODEL OF EARTHQUAKE DEVELOPMENT AND STOPPING
PHASE IN SEISMOGRAMS*—On the Rupture Process
of the Tangshan Earthquake

Qin Baoyan and Wang Jin

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

Abstract

Firstly, this paper discussed the causal relationship between the combination model and stopping phase in seismograms. According to the combination model which was proposed by Guo Zhenjian et al in 1973, there are shear-stress concentration region, tension-stress abdication region and weaker medium abdication region at ends of accumulation element. When a rupture propagate from a stronger medium region into a weaker medium abdication region, the rupture will be speeded, then stopped quickly, thus stopping phase is produced. These termination factors are caused by the adjustment element of the combination model. The amplitude of stopping phase is related to abdication degree of the adjustment element. The better abdication degree, the more striking stopping phase.

Secondly, this paper took the Tangshan earthquake of July 28, 1976 for example to study the stopping phase and rupture process. The result shows that the Tangshan earthquake is a bilateral rupture, total length is 96 km.