

剪切破裂源及其近场影响*

姚兰予

(天津市地震局)

摘 要

本文利用有限差分法对垂直走滑断层和垂直倾滑断层两种剪切破裂源在不同埋深和不同破裂尺度(指垂直于地面方向上断层尺度)情况下的近场理论地震图进行了讨论,并得到了地表不同震中距处的加速度付氏谱。

通过对上述两种源所产生的近场效应的对比分析,本文得到了以下初步结果:

(1)在埋深相同,断层面宽度相同的情况下,垂直走滑断层源对近场地表的影响比垂直倾滑断层源大。

(2)在垂直倾滑断层源的埋深、破裂尺度相同的情况下,在地表同一震中距处产生的水平位移要比垂直位移大。

(3)两种破裂源在地表同一震中距处产生的位移的最大振幅随破裂尺度的增大而增大,且近似为线性关系;在极震区内不同震中距处产生的位移的最大振幅随震中距的增大而减小,且随震中距的变化率在减小;在地表不同震中距处产生的加速度的付氏谱的主峰周期随震中距的增大而变长,随破裂的增大,付氏谱中主峰周期也加长,且长周期成份愈多;随着破裂源埋深的增加,地表不同震中距处产生的位移的最大振幅变小,即等震线变疏。

(4)走滑断层源产生的加速度付氏谱的主峰周期比倾滑断层源长。

一、有关研究的回顾

长期以来,人们就想通过各种途径来了解震源的物理力学过程,其中地震波是比较可靠的定量资料。过去,人们常采用远场的地震波记录研究震源,这是由于远场地震波资料比较容易获得,但由于高频波在传播过程中随距离的增大而不断衰减,所以远震记录中缺乏足够的能反映震源破裂过程细节的高频信息。而近场的地震记录能够提供丰富的震源过程细节的信息和地面运动信息,所以对近场地震记录的研究十分重要。

* 本文是作者1987年研究生硕士学位论文的缩写稿

大地震时对近场地表的破坏效应是目前地震工程中涉及到的一个非常重要的问题,近几十年来,国内外学者都在这方面开展了工作并取得了一定进展,因此近场地震学的研究越来越受到地震学和地震工程研究人员的重视〔1-3〕。

地震的发生有两种基本类型,一种是完整介质的破裂和错动;另一种是老断层重新粘住,储存能量发生地震。我国大多数大地震发生在又重新粘住的断层上,因此长时期以来人们一直在用不同的方法对断层运动进行模拟,以求得比较切合实际的震源模型。五十年代以来,根据所研究问题的物理性质,人们先后采用各种模型对地震断层进行广泛的研究,并取得了许多有意义的认识。这些模型大致可以概括为两大类:即运动学模型和动力学模型。前者采用位错理论的研究方法,将断层模拟为介质中的位错面,断层运动即是位错面的运动;而后者则采用断裂力学的研究方法,把震源模拟一裂纹,在只给出裂纹形成前后裂纹面上应力分布和断裂两侧介质力学性质的条件下,根据控制断裂端部扩展的物理条件,确定裂纹的形状、扩展方式、扩展速度以及断裂面上的位错分布等,以此来模拟震源的破裂过程。

对于构造地震,一般认为是地球内部介质承受不了地下应力作用时发生突然断裂的过程。若用运动学模型,即用断层的位错模型来描述此过程,则必须预先给定断裂面上的作为位置和时间函数的位移跃变量,也就是假定断层两盘的运动已知。在这种情况下,它仅给出断层位移跃变产生的影响,而不涉及断层运动产生的原因和物理机制。而且由于这种函数关系是人为的,因此它不能与连续介质中断裂形成和扩展的物理规律以及导致该断裂出现的物理条件发生任何联系。这对于从本质上深刻了解断层运动的全过程及其规律无疑是很不够的。为了完善地震震源理论,进一步揭示地震发生的本质,更好地模拟震源破裂过程,就必须借助于断裂力学的研究方法,即从动力学观点来研究断层运动。随着断裂力学向地学领域的逐渐渗透,裂纹模型的物理意义日趋清楚,使得断层动力学模型得到了迅速发展,并已取得了一些有意义的研究成果。但所有这些研究很少涉及到近场的讨论〔4-8〕。

与此同时,有不少国内外学者研究理论地震图,因为理论地震图直接与震源的破裂模式有关,这样理论地震图就成了模拟实际震源过程必不可少的手段了。但目前作理论地震图大都把源作为点源或压缩线源考虑,而研究介质特性对波场的影响,对于源的尺度及源埋深的改变对近场的影响很少有人讨论。

本文综合上述研究的特点,并在上述研究的基础上,假设在半无限大介质上覆盖着一层一定厚度的平面层,该平面层内存在着垂直走滑断层或垂直倾滑断层这两种破裂方式的剪切源。用数值求解法得到了上述两种破裂源在不同埋深、不同破裂尺度(指垂直于地面方向上断层尺度)的情况下在地表不同震中距处的理论地震图及加速度付氏谱,讨论了源埋深及尺度变化对波场的影响,并对两种源的近场影响进行了对比分析,初步讨论了大震引起的近场地振动的若干特征。

计算时对于震源断裂所在边界,采用混合边界条件,这样可同时保证位移和应力的计算精度,并使数学处理简化,求解区域大大减小,即把半平面问题化为全平面问题来求解。

由于实际计算时采用的是有限离散模型,而不是连续介质,所以必须考虑对求解区域边界的处理。对这个问题,本文采用近年来发展起来的吸收边界理论〔9-12〕,使求解区域减小,但不影响持续时间较长的波场,从而提高了求解速度,改善了解的条件。

本文还采用数学变换,对无量纲的量进行计算,这样,就能在计算机内存及计算时间一

定的条件下,有效地计算范围较大、持续时间较长的波场。

二、垂直走滑断层源

根据震源机制的研究,我国大多数浅源地震的震源断层面比较陡直,且以平推错动为主,因此研究垂直走滑断层源具有实际的意义。首先我们把实际的地球模拟为半无限大介质上覆盖一厚度为 H 的平面层,该平面层可近似地模拟为地壳,垂直走滑断层源就位于此平面层中。并假定断层在 $x=0$ 平面内,在 Y 方向无限延伸, Z 方向为有限大小,初始剪切应力的作用方向沿 Y 轴,如图1所示。因此本问题是对法平面问题的求解。

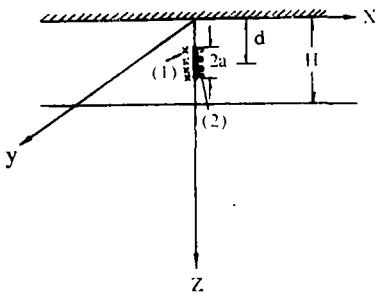


图1 垂直走滑断层源示意图

H 为地壳厚度, d 为震源深度, $2a$ 为 Z 方向破裂尺度

(1) 初始剪切应力向内垂直于 xoz 平面 (2) 初始剪切应力向外垂直于 xoz 平面

Fig.1 Sketch map of strike slip fault source

1. 源的机制

假定地震未发生时,即 $t < 0$ 时,地球介质中局部存在着初始的剪切应力 τ_{xy}^0 ,其位移场为 $\vec{U}^0$, $\vec{U}^0$ 满足波动方程。在 $t = 0$ 时刻,由于这个局部剪切应力的突然释放,破裂在 $X = 0$, $d-a \leq y \leq d+a$ 处产生(如图1所示),沿 y 轴滑动。破裂面处,应力由初始剪切应力 τ_{xy}^0 下降到动摩擦应力 τ'_{xy} , $\tau'_{xy} = \tau_f$, τ_f 相应的位移场为 $\vec{U}'$, $\vec{U}'$ 同样满足波动方程。因此破裂面上应力的相对变化即有效应力为 $\tau_{xy} = \tau_f - \tau_{xy}^0$,与之相应的位移场为 $\vec{U}$, $\vec{U} = \vec{U}' - \vec{U}^0$,这就是纯剪破裂引起的位移,也就是一般地震仪所记录到的位移, $\vec{U}$ 同样也满足波动方程。

2. 问题的数学处理

(1) 数学描述

波传播所满足的动力学方程为:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \vec{U}) + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (1)$$

由于是法平面问题,所以滑动只有 y 方向分量 V ,且 V 是 x 、 z 和 t 的函数,即 $V = V(x, z, t)$,所以动力学方程简化为:

$$\rho \frac{\partial^3 V}{\partial t^2} = \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

式中 ρ 为介质密度, λ 和 μ 为弹性常数, V 为 y 方向位移分量。

将横波速度 $v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 代入上式可得:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = v_{1,2}^2 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

初始条件:

$$\begin{cases} \vec{U}|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \end{cases}$$

简化为:

$$\begin{cases} V|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

自由面 ($E=0$ 处) 条件:

$$\tau_{xx} = 0 \text{ 及 } \tau_{xz} = 0 \text{ 自动满足} \quad \tau_{xy}|_{z=0} = 0$$

简化为:

$$\frac{\partial V}{\partial t} \Big|_{z=0} = 0 \quad (4)$$

交接面处 ($Z=H$) 连接条件为位移和应力连续, 即

$$\begin{cases} \vec{U}|_{z=H} = \vec{U}^{(2)}|_{z=H} \\ \tau_{xy}^{(1)}|_{z=H} = \tau_{xy}^{(2)}|_{z=H} \end{cases}$$

上面两式简化为:

$$\begin{cases} V^{(1)}|_{z=H} = V^{(2)}|_{z=H} \\ \left\{ \rho_1 v_{1,1}^2 \frac{\partial V^{(1)}}{\partial z} \right\} \Big|_{z=H} = \left\{ \rho_2 v_{2,2}^2 \frac{\partial V^{(2)}}{\partial z} \right\} \Big|_{z=H} \end{cases} \quad (5)$$

式中 $v_{1,1}$ 和 $v_{2,2}$ 分别为介质 1 和介质 2 中的横波速度。上标 1 和 2 分别表示介质 1 和介质 2, 即交接面上下的介质。

设 $x=0$ 平面上, 破裂所在区域为 s_1 , 未破裂区域为 s_2 即

s_1 区域为: $x=0, d-a \leq Z \leq d+a$

s_2 区域为: $x=0, 0 < Z < d-a$ 和 $d+a < Z < \infty$

源所在处的边界即左边界上, s_1 区域上条件为:

$$\tau_{xy}|_{s_1} = \tau_t - \tau_{xy}^0 = -\tau_c \quad (6a)$$

前面各式中的 d 为破裂中心到地表的距离, $2a=L$ 为破裂尺度, τ_t 为动摩擦应力, τ_{xy}^0 为初始剪切应力, τ_c 为动力学应力降。

由于所选介质及源的特殊对称性, 可推得位移 V 是 x 的奇函数, 从而可把半平面问题化为 $\frac{1}{2}$ 平面问题来考虑, 即只求解 $x \geq 0, Z \geq 0$ 的区域。又由于在 s_2 区域上, v 又是 x 的连续函数, 所以 s_2 区域上有以下条件:

$$V|_{x=0} = 0 \quad (s_2 \text{ 区域上}) \quad (6b)$$

(2) 吸收边界

由于我们是用有限差分法来求解该问题的, 因此要用有限离散模型来研究无限连续介质中的问题, 这就要考虑人工边界的处理。由本问题的模型可知, 右边界及底边界为人工边界, 对这个边界所加的条件合适与否, 直接影响所求结果的精度。如果人为地加上狄里克莱

(Dirichlet) 和牛曼 (Neumann) [12] 边界条件, 都会引起强反射效应, 从而使求解区的波形发生畸变。克服这一困难的一条途径是扩大求解区域, 把人工边界设置在足够远处, 在人工边界上反射回来的波还没有影响到我们要求点的数值时, 就停止计算, 这样就不会有反射波, 但这样一来无疑要增大求解区域, 从而要求计算机有足够大的容量, 且增加了计算时间。本文在右边界及底边界上采用近年来发展起来的吸收边界技巧, 有效地消除了人工边界产生的反射影响, 在不增加计算机内存及机时的条件下, 可扩大求解区域, 计算持续时间较长的波场。

右边吸收边界:

$$\frac{F}{v_1^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{1}{v_1} (1 + F) \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0 \quad (7)$$

底边吸收边界:

$$\frac{F}{v_1^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{1}{v_1} (1 + F) \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial z} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

角点吸收边界:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + C_1 \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

其中:

$$\begin{cases} F = \frac{v_1 \Delta t}{h} \\ C_1 = \frac{1}{v_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases}$$

上式中 $h = \Delta x = \Delta z$ 为空间步长, Δt 为时间步长。

(3) 数学变换

为了节省存贮单元, 扩大求解区域和提高运算速度, 我们作如下数学变换, 对无量纲的量进行计算。

$$\begin{cases} x = dx' \\ Z = dz' \\ t = \frac{d}{v_{11}} t' \end{cases} \quad (10)$$

其中 d 为震源深度, v_{11} 为介质 1 中的横波速度, 这样 x' 、 z' 和 t' 即为无量纲的量。

(4) 差分方程

对以上波动方程、初始条件和边界条件, 直接用差商代替偏微商, 就得到相应的差分方程、初始条件和边界条件。

对于波动方程, 用中心差商代替偏微商。边界条件中, 平行于边界的微商用中心差商, 垂直于边界的微商用非中心差商 (即向前或向后差商) 来代替。

设 $x = m \Delta x$, $z = n \Delta z$, $t = j \Delta t$, 这里 Δx 和 Δz 分别是 x 轴和 z 轴上空间步长, Δt 是时间步长, 且 $\Delta x = \Delta z = h$ 。 m 、 n 、 j 都是非负整数, $V_{m,n,j}$ 表示 $(m \Delta x, n \Delta z)$ 处在 $j \Delta t$ 时刻的位移值, 波动方程、初始条件和边界条件相应的差分方程为:

$$\begin{cases}
 D_-^{-1} D_+^{-1} V_{m,n}^j = v_s^2 (D_-^{-2} D_+^{-2} + D_-^{-2} D_+^{-2}) V_{m,n}^j \\
 V_{m,n}^0 = 0 \\
 D_+^{-1} V_{m,n}^0 = 0 \\
 D_-^{-2} V_{m,n}^1 = 0 \\
 V_{m,n1}^{(1)} = V_{m,n1}^{(2)} \\
 \rho_1 v_{s1}^2 D_-^{-2} V_{m,n1}^{(1)} = \rho_2 v_{s2}^2 D_+^{-2} V_{m,n1}^{(2)} \\
 V_{0,n}^{j+1} = 0 \quad (S_2 \text{ 区域上}) \\
 D_+^{-2} V_{0,n}^j = -C_0 f(j\Delta t) \quad (s_1 \text{ 区域上}) \\
 -\frac{F}{v_s^2} D_-^{-1} D_+^{-1} V_{m0,n}^j + \frac{1}{v_s} (1+F) D_-^{-1} D_-^{-2} V_{m0,n}^j + D_-^{-2} D_+^{-2} V_{m0,n}^j = 0 \\
 \frac{F}{v_s^2} D_-^{-1} D_+^{-1} V_{m,n0}^j + \frac{1}{v_s} (1+F) D_-^{-1} D_-^{-2} V_{m,n0}^j + D_-^{-2} D_+^{-2} V_{m,n0}^j = 0 \\
 D_-^{-1} V_{mx,nx}^j + C_1 D_0^{-1} V_{mx,nx}^j = 0
 \end{cases} \quad (11)$$

以上各差分方程中, D_- 、 D_+ 和 D_0 分别表示向后、向前和中心差商。 m_0 和 n_0 分别表示右边界及底边界所在位置, (m_x, n_x) 是某个角点所在位置的坐标, $C_0 \approx dc/v_s$ 。

在数值求解中, 差分的空间步长和时间步长的选取必须满足一定的条件, 以使得数值求解稳定。按通常方法, 可求得数值解的稳定条件为^[13]:

$$\frac{v_s \Delta t}{h} < \frac{1}{\sqrt{2}}$$

由于本文假定震源处应力释放是瞬间的, 即时间变化过程非常短, 那么可取震源时间函数 $f(t)$ 为如下形式:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ \sin^2_{10} \pi t & 0 < t < 0.05 \\ 1 & t \geq 0.05 \end{cases}$$

3. 计算结果及其讨论

用编制的Fortran程序在VAX机上对上述各差分方程进行求解, 介质及模型参数选取如下:

介质为泊松体, $H = 30$ 公里, $\rho_2/\rho = 1.25$, $v_{s1} = 3$ 公里/秒, $v_{s2}/v_{s1} = 1.5$ 。

图2为一组沿Z方向破裂尺度不同的源(源的深度均为15公里)产生的理论地震图。图中的(a)均代表源上三个位置处(从上至下依次为源的上部端点、中心点及下部端点)的理论地震图, (b)代表地表不同震中距处的理论地震图。图中纵坐标为无量纲的位移函数, 即位移与源深之比, 横坐标为无量纲的时间函数。

本文对于其它破裂尺度以及不同埋深的源也进行了计算, 这里从略。

由不同破裂尺度但同一埋深的源及同一破裂尺度但不同埋深的源的计算结果可得出以下结论:

(1) 源处各点位移开始随时间的增大而上升, 很短时间后, 位移趋于稳定, 这个稳定的位移值相当于源处的永久变形(图2a)。这与源函数的假定也是相一致的。

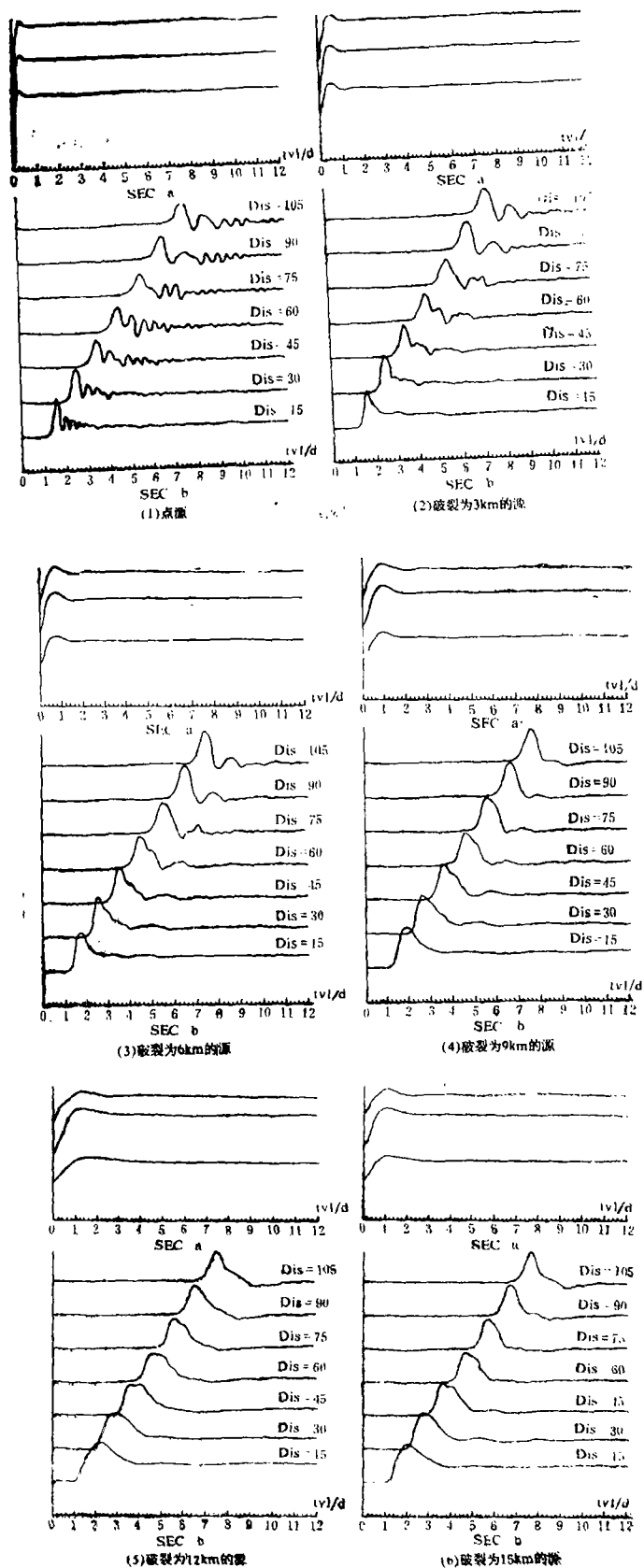


图2 沿Z方向破裂尺度不同的源产生的理论地震图

(1) 点源; (2) 破裂有3 km的源; (3) 破裂有6 km的源; (4) 破裂有9 km的源; (5) 破裂有12 km的源; (6) 破裂有15 km的源
Fig. 2 Theoretical seismograms produced by the sources with different rupture sizes in Z direction

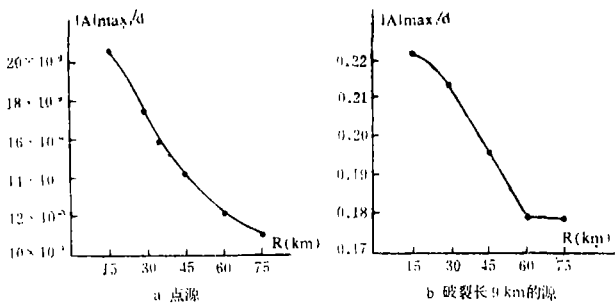


图 3 埋深15km的点源 (a) 及破裂长 9 km 的源 (b) 在地表的位移
的最大振幅随震中距的变化

Fig. 3 Maximum displacement amplitude produced by point source
(a) and 9 km source (b) with the change of epicentral
distance, the source is located at the depth of 15km

表 1 埋深不同的源在地表不同震中距处产生的位移振幅最大值*

源	$\frac{A_{\mu}}{d} \Delta$ (KM)	15km	30km	45km	60km	75km	90km	105km
	d (KM)							
点 源	3 km	30.233	19.852	15.407	12.841	11.133	9.923	9.614
L = 6 km		213.018	153.994	127.179	110.709	99.256	91.673	96.917
点 源	0 km	26.315	18.719	14.71	12.235	10.665	9.931	11.093
L = 6 km		192.070	160.031	134.022	116.258	103.933	101.530	110.724
点 源	12km	23.797	18.185	14.516	12.193	10.702	10.963	11.639
L = 6 km		162.41	152.051	130.945	114.802	105.063	110.762	64.200
点 源	15km	20.616	17.526	14.268	12.089	11.120	12.345	11.115
L = 6 km		136.124	142.690	127.173	113.49	11.919	119.16	112.04

* 表中无量纲位移振幅值均放大10³倍, Δ表示震中距, A_μ表示位移振幅, d表示埋深

表 2 不同破裂尺度的源产生的位移振幅最大值*

$\frac{A_{\mu}}{\Delta}$ 源的尺度	15	30	45	60	75	90	105
点 源	20.616	17.526	14.268	12.089	11.120	12.345	11.159
L = 3 km	75.832	74.251	63.525	55.185	52.198	57.179	52.588
L = 6 km	136.724	142.690	127.173	113.49	110.919	119.16	112.04
L = 9 km	222.39	213.98	195.75	178.57	178.65	187.96	180.25
L = 12 km	316.27	288.36	265.43	247.24	249.88	258.22	251.51
L = 15 km	427.25	387.11	336.65	318.71	321.61	327.62	322.70

* 表中无量纲位移值均放大了10³倍, Δ表示震中距, A_μ表示位移振幅

(2) 同一源, 在地表不同震中距处产生的初至波其振幅随震中距的增大而减小, 如图3所示。但在能产生首波的那个震中距后, 某个震中距处的初至波振幅比前一震中距处稍大, 这是由于在该处, 首波、反射波和直达波的到时相近, 由于它们相互叠加可能会造成烈度异常(表1、表2)。

(3) 同一埋深的源, 随着其破裂尺度的增大, 对地表的影响也加大。表2给出了埋深均为15km, 破裂长分别为点、3km、6km、9km、12km和15km的源在地表不同震中距处产生的位移的初至波振幅。图4给出了初至波振幅随源尺度变化的关系, 由图可看出, 近似为线性关系。这一结果表明, 极震区的烈度值与断层宽度(源在深度方向上尺度)呈线性关系, 即源的尺度增大, 烈度也呈线性增大。这一点在考虑烈度与震源尺度的定量关系时是十分必要的。

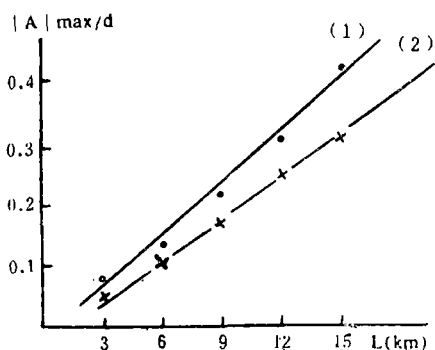


图4 位移最大振幅与破裂尺度的关系

(1) 震中距为15km; (2) 震中距为60km

Fig. 4 The relation between the maximum amplitude of displacement and rupture size

(4) 同一破裂尺度的源, 由于其埋深不同, 对地表的影响也不同。埋深浅的源, 对地表的影响大。而且随着埋深的增加, 位移最大振幅随震中距的变化率在减小, 即等震线在变疏, 由图5可看出这种特点。图5所表示的初步定量关系在由等震线的疏密程度判定震源深度时是非常有用的。

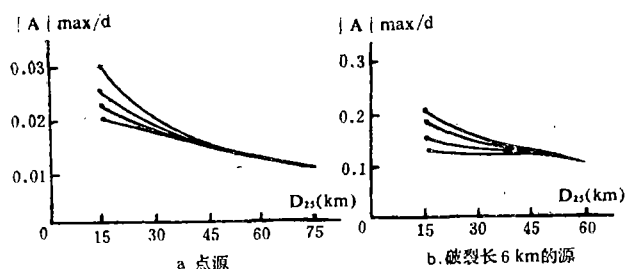


图5 不同埋深的点源和破裂长6 km的源在地表产生的位移的最大振幅随震中距的变化

Fig. 5 Maximum displacement amplitude of different source depth for point source and 6 km source with the change of different epicentral distance

(5) 图6给出了四种不同破裂尺度的源在地表不同震中距处的加速度付氏谱。由图可看出, 对同一源, 付氏谱的主峰周期随震中距的增大而增大。不同破裂尺度的源, 随破裂的增大, 付氏谱的主峰周期增大, 且长周期成份愈多。这与震源特性对地面运动影响的理论是符合的。

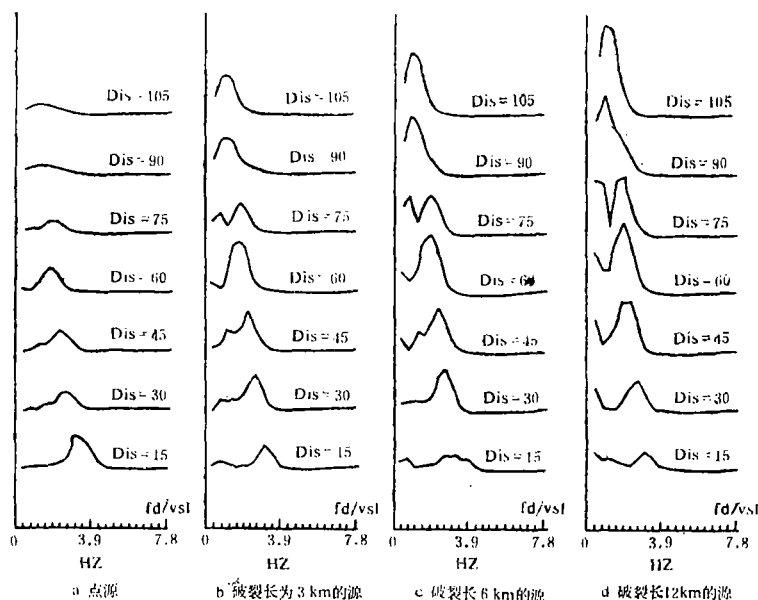


图6 不同破裂尺度的源在地表不同震中距处产生的加速度付氏谱

Fig. 6 Acceleration fourier spectra produced by different rupture size in different epicentral distance

三、垂直倾滑断层源

大多数深源地震和垂直差异运动强烈地区的地震, 其倾滑是占优势的。因此研究垂直倾滑断层源也有一定的实际意义。

与研究垂直走滑断层源相类似, 同样将实际的地球模拟为半无限大介质上覆盖一厚度为 H 的平面层, 该平面层可近似地模拟为地壳, 源就位于该平面层中 (图7), $x=0$ 为断层面。所不同的是, 此时初始剪切应力沿 z 轴。因此本问题是对切平面问题的求解。

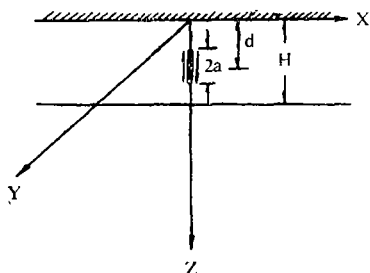


图7 垂直倾滑断层源示意图

H 为地壳厚度, d 为震源深度, $2a$ 为

z 方向破裂尺度, 图中箭头代表剪切应力的方向

Fig. 7 The sketch map of vertical dip slip fault source

源的机制及问题的数学处理与走滑断层源的相类似, 所不同的是由于本问题是切平面问题, 因此位移矢量 $\vec{U}$ 包括 x 方向的位移分量 u 及 z 方向位移分量 w , 且 $u = u(x, z, t)$, $w =$

$$w(x, z, t), \text{ 即 } \vec{U} = \begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}.$$

经过类似的处理, 对本问题的求解可化为对以下边值问题的求解,

$$\frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = A \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial x^2} + B \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial x \partial z} + C \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial z^2}$$

$$\vec{U}|_{t=0} = 0$$

$$\left. \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \right|_{t=0} = 0$$

$$\left. \frac{1}{2} \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} + D \frac{\partial \vec{U}}{\partial x} \right|_{z=0} = 0$$

$$\vec{U}^{(1)} \Big|_{z=H} = \vec{U}^{(2)} \Big|_{z=H}$$

$$\left. \frac{1}{2} \frac{\partial \vec{U}}{\partial x} + F \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} \right|_{x=0} = \left(-\frac{1}{2} c' f(t) \right)$$

$$\left. \frac{1}{2} \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} + D_1 \frac{\partial \vec{U}^{(1)}}{\partial x} \right|_{z=H} = \frac{1}{2} \frac{\partial \vec{U}^{(2)}}{\partial z} + D_2 \frac{\partial \vec{U}^{(2)}}{\partial x} \Big|_{z=H}$$

$$w|_{x=0} = 0$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$$

其中

$$A = \begin{pmatrix} v_p^2 & 0 \\ 0 & v_s^2 \end{pmatrix}$$

$$B = \begin{pmatrix} 0 & v_p^2 - v_s^2 \\ v_p^2 - v_s^2 & 0 \end{pmatrix}$$

$$C = \begin{pmatrix} v_s^2 & 0 \\ 0 & v_p^2 \end{pmatrix}$$

$$D = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} - (v_s/v_p)^2 & 0 \end{pmatrix} \quad F = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} - (v_s/v_p)^2 \\ \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}$$

$$D_1 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} - (v_{s1}/v_{p1})^2 & 0 \end{pmatrix} \quad D_2 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} - (v_{s2}/v_{p2})^2 & 0 \end{pmatrix}$$

C' 为常数, $f(t)$ 为震源时间函数。

右边吸收边界、底边吸收边界及角点吸收边界分别为:

$$\frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t \partial x} + C_1 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} + C_2 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t \partial z} + C_3 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t \partial z} + C_1 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} + C_2 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t \partial x} + C_3 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial x^2} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + C_1 \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = 0$$

其中,

$$C_1 = \begin{pmatrix} 1/v_s & 0 \\ 0 & 1/v_p \end{pmatrix}$$

$$C_2 = (v_p - v_s) \begin{pmatrix} 0 & 1/v_s \\ 1/v_p & 0 \end{pmatrix}$$

$$C_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v_s - 2v_p & 0 \\ 0 & v_s - 2v_p \end{pmatrix}$$

震源时间函数的选取与垂直走滑断层源一样。

对以上各方程进数学变换和差商, 然后编制Fortran程序, 在VAX机上求解。

为了使数值求解稳定, 空间步长 h 和时间步长 Δt 必须满足以下条件:

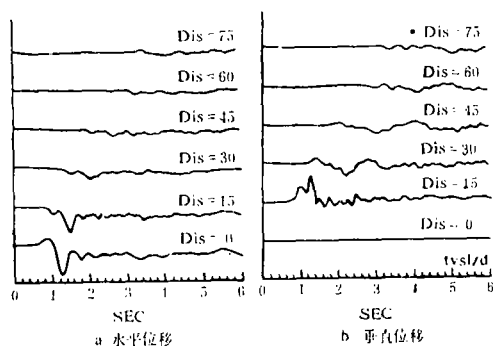
$$v_p \cdot \Delta t \leq h / [1 + (v_s^2 / v_p^2)]^{1/2}$$

所取的各介质参数值为: $H = 30 \text{ km}$, $v_{s2}/v_{s1} = 1.5$, $\rho_2/\rho_1 = 1.25$, $v_{p1} = \sqrt{3} v_{s1}$, $v_{p2} = \sqrt{3} v_{s2}$, $v_{s1} = 3 \text{ km/s}$ 。

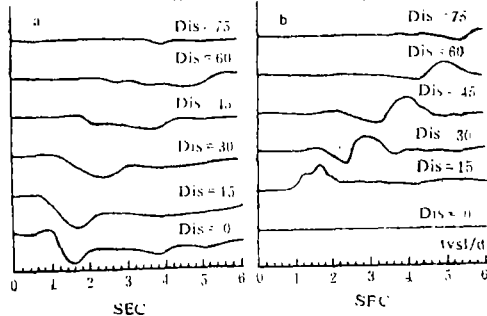
通过计算, 可得到空间上任一点的水平位移和垂直位移。图8为不同破裂尺度, 不同埋深的源的理论地震图。图9为埋深15km的点源和破裂长3km的源在地表不同震中距处的位移最大振幅随震中距的变化。图10表示同一震中距处位移最大振幅随破裂尺度的变化。图11给出了点源、破裂长6km和12km的源在地表不同震中距处产生的加速度付氏谱。

通过对垂直倾滑断层源的研究, 可得到与垂直走滑断层源相类似的结论, 除此之外, 还有以下两点不同的结论:

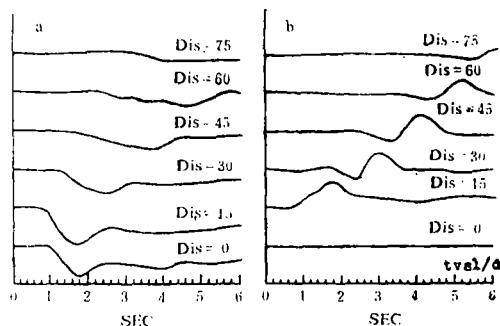
(1) 当破裂源大于或等于9km时, 震中处位移最大振幅反而小(表3)。这是因为当垂直错动时, 能量向深处传播较多, 从而造成烈度偏低。例如, 1976年松潘地震以倾滑错动为主, 而且其震中烈度偏低[14,15]。因此, 这从理论上证明了垂直倾滑断层源可能造成极



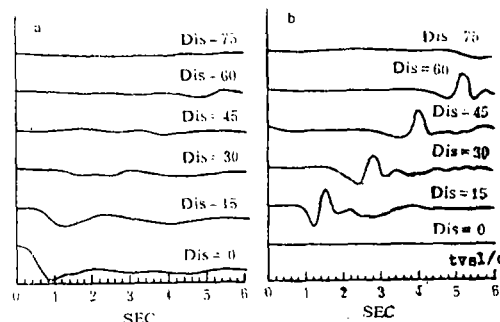
(1) 埋深15km, 乙方向破裂为一点源



(2) 埋深15km, 破裂长3km的源



(3) 埋深15km, 破裂长12km的源



(4) 埋深6km, 破裂长6km的源

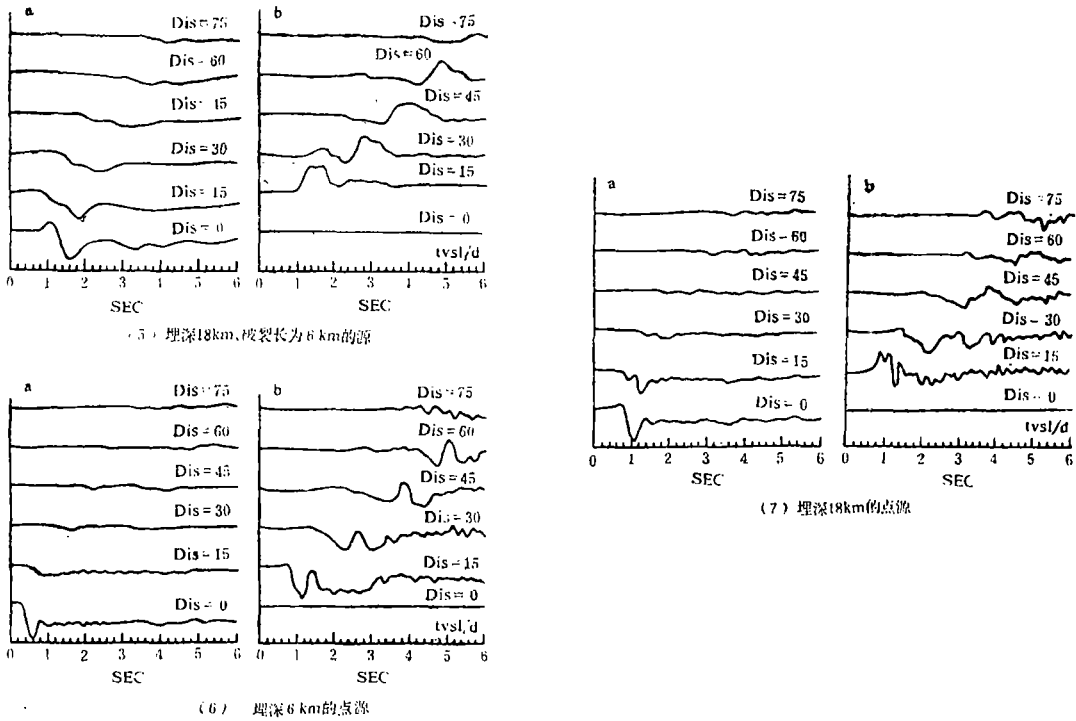


图8 不同埋深、破裂尺度不同的源的理论地震图
Fig.8 Theoretical seismograms produced by different rupture size in different source depth

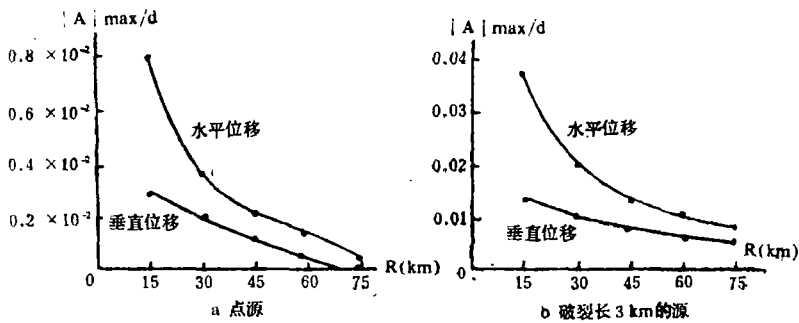


图9 埋深15km的点源及破裂长3 km的源在地表产生的位移的最大振幅随震中距的变化
Fig.9 Maximum displacement amplitude produced by point source and 3 km source with the change of epicentral distance, two sources are at the depth of 15km

震区烈度偏低。

(2) 同一源, 在同一震中距处产生的水平位移比垂直位移大。这是因为当地面发生垂直位移时, 也必然牵拉周围的介质产生水平位移。

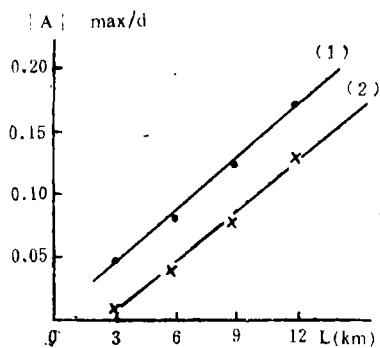


图10 位移绝对值的最大振幅随破裂尺度的变化(埋深15km的源)

(1) 震中处水平位移; (2) 震中距15km处垂直位移

Fig.10 Maximum displacement amplitude with the change of rupture size (the source is at the depth of 15km)

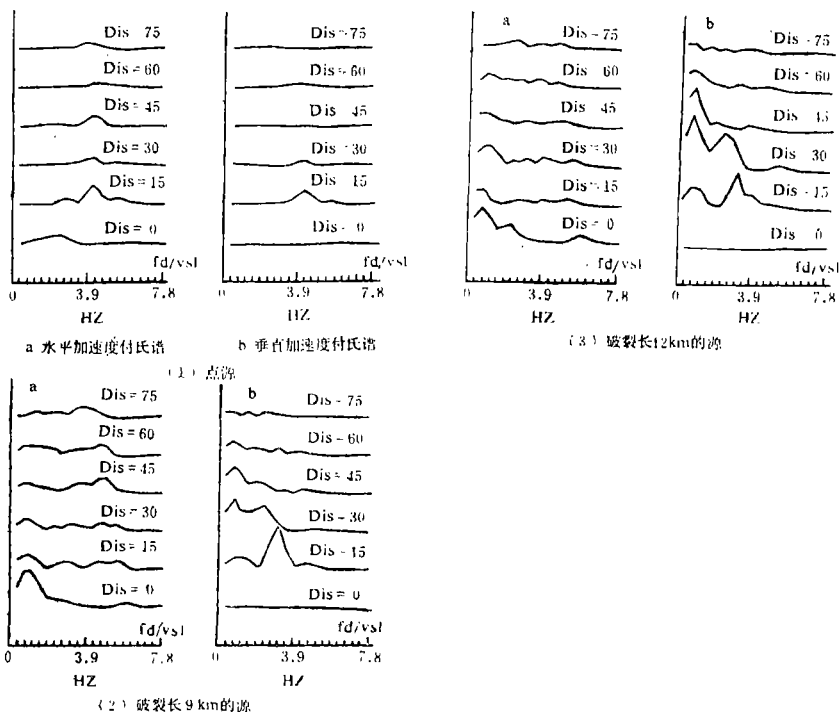


图11 点源、破裂长9 km、12km的源的加速度付氏谱曲线

Fig.11 Acceleration fourier spectra for point source,

9 km source and 12km source

表 3 不同破裂尺度的源的位移最大振幅随震中距变化表*

位移分量	A_{μ} / Δ (km) 源	0	15	30	45	60	70
u	点 源	97.08	80.56	37.22	23.09	18.16	14.15
w		0.0	33.37	20.02	12.87	9.665	9.726
u	L = 8 km	453.14	371.72	198.20	127.04	101.64	79.34
w		0.0	135.16	104.33	76.07	60.37	53.81
u	L = 6 km	840.80	794.86	460.70	306.71	254.71	177.58
w		0.0	395.07	252.80	219.74	181.70	112.70
u	L = 9 km	1253.4	1338.9	870.92	598.42	467.14	277.41
w		0.0	790.85	490.76	475.66	386.62	197.12
u	L = 12 km	1728.02	2028.60	1444.32	1006.62	801.02	442.97
w		0.0	1308.6	802.72	813.11	664.06	326.36

* 源的埋深均为15km, 表中无量纲位移均放大了 10^4 倍, A_{μ} 表示位移振幅, Δ 表示震中距。

四、垂直走滑断层源与垂直倾滑断层源对近场影响的共性和特性的讨论

人们一般认为,地震的发生在大多数情况下都起因于断层(原有的或新产生的)两侧岩石的突然相对错动^[16-18],是地球介质长期积累的剪切应力的突然释放的结果。因此本文把地震的发生过程模拟为地球介质长期积累的剪切应力的突然释放,是具有一定的实际意义的。

由于法平面问题,SH波发育,切平面问题,P、SV波发育,所以尽管是不同的波,但它们仍有一定的类比性。通过对计算结果的对比分析,得到以下几点认识:

(1) 埋深相同,断层破裂尺度相同的情况下,走滑断层源对近场影响比倾滑断层源大(表4、表5)。

(2) 垂直走滑断层源的水平位移的衰减比垂直倾滑断层源慢。从而造成垂直走滑断层源相应的等震线间距宽,垂直倾滑断层源相应的间距窄。

(3) 走滑断层源的加速度付氏谱主峰值比倾滑断层源大得多,因此走滑断层源对近场

表 4 点源在两种破裂情况下位移最大振幅随震中距变化表

位移分量	位移振幅 / Δ (km) 源	0	15	30	45	60	75
v	垂直走滑断层	0.0	20.615×10^{-3}	17.53×10^{-3}	14.268×10^{-3}	11.089×10^{-3}	11.120×10^{-3}
u	垂直倾滑断层	9.708×10^{-3}	8.056×10^{-3}	3.722×10^{-3}	2.309×10^{-3}	1.817×10^{-3}	1.415×10^{-3}
w		0.0	3.337×10^{-3}	2.002×10^{-3}	1.287×10^{-3}	0.9665×10^{-3}	0.9726×10^{-3}

表5 破裂长12km的源在两种破裂情况下位移最大振幅随震中距变化表

位移分量	位移 振幅 源 Δ (km)	0	15	30	45	60	75
v	垂直走滑断层	0	0.3163	0.2884	0.2657	0.2472	0.2499
u	垂直倾滑断层	0.1728	0.2029	0.1444	0.1007	0.0801	0.04429
w		0	0.1309	0.08027	0.08131	0.6441	0.03264

Δ 表示中距。

的影响比倾滑断层源大。此外,走滑断层源对应的主峰周期比倾滑断层源要长些。

由以上的分析可知,不同类型的源对近场的影响差异很大,所以在进行区划烈度预测时,必须对地震类型进行预测。

实际地震的发生过程及波传播所经过的介质极其复杂,而要对它们进行数学描述是十分困难的。本文的讨论是对实际情况的一种近似模拟,是从理论上进行的分析,所以与实际问题还不能完全对应。但研究表明,本文讨论问题的方法是可行的,在以后的工作中,若对源及介质模型加以改进,那么讨论源对近场的影响会更有理论意义和实际意义。

本文是在秦保燕、郭增建两位导师的精心指导下完成的。张雪亮老师、牛志仁老师和李永善老师也对本文提出了很好的建议,孙崇绍老师和汪进同志对本文也给予了很大帮助。计算中,得到了本所VAX机组全体同志的大力协助,在此一并表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 同济大学结构理论研究所译,国际地震工程专题讨论会译文集,同济大学出版,1985.
- [2] 廖振鹏,近场地面运动研究,中国地震,Vol.1, No.3, 1985.
- [3] 姚振兴、郑天伦,近场强地面运动研究,中国地震,Vol.2, No.3, 1986.
- [4] Richards, P.G., Dynamic motions near an earthquake fault: a three-dimensional solution, B.S.S.A., Vol.66, p1-32, 1976.
- [5] Das, S. and Aki, K., A numerical study of two dimensional spontaneous rupture propagation, G.J.R.A.S., Vol.10, p643-688, 1977a.
- [6] Miyatake, T., Numerical simulations of earthquake source process by a three-dimensional crack model, Part I, Rupture process, Part II, seismic waves and spectrum, J. Phys. Earth, Vol.28, p565-616, 1980.
- [7] 余洋、梅世蓉、庄灿涛,模拟震源动力学破裂过程的数值方法研究,地球物理学报, Vol.29, No.6, 1986.
- [8] Archuleta, R.J. and Day, S.M., Dynamic rupture in a layered media: 1963 Parkfield earthquake, B.S.S.A., Vol.70, p671-689, 1980.
- [9] Robert clayton and Byorn Engquist, Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic equations, Vol.67, No.6, 1977.
- [10] Reynolds, A.C., Boundary condition for the numerical solution of wave propagation problems, Geophysics, Vol.43, 1978.
- [11] Robert, W. Clayton and Byorn Engquist, Absorbing boundary condition for wave equation migrations, Geophysics, Vol.45, No.5, 1980.
- [12] Smith, W.D., A non-reflecting plane boundary for wave propagation problems, J. Comp. Phys. Vol.15, p492-503, 1974.
- [13] Alford, R.M., Kelly, K.R. and Boore, D.M., Accuracy of finite-difference modelling of the acoustic wave equation, Geophysics, Vol.39, p834-842, 1974.
- [14] 马宗晋等,中国九大地震,地震出版社,1982.
- [15] 四川省地震局,一九七六年松潘地震,地震出版社,1979.
- [16] 郭增建、秦保燕,震源物理,地震出版社,1978.
- [17] R.Aki, Quantitative seismology theory and methods, W.H. Freeman and Company, 1980.
- [18] 徐果明、周惠兰,地震学原理,地震出版社,1982.

THE SHEAR RUPTURE SOURCES AND ITS NEAR-FIELD INFLUENCE

Yao Lanyu

(*The Seismological Bureau of Tianjin City*)

Abstract

In this paper, the near-field synthetic seismogram for vertical strike slip fault and dip slip fault is discussed with finite difference method in the case of different source depth and fault rupture size (refer to fault rupture size perpendicular to the ground). The acceleration fourier spectrum of different epicentral distance is discussed too.

The following initial results have been obtained through analysing near-field effect of two kinds of sources:

(1) If the source depth and the fault rupture size are the same, the effect of vertical strike slip fault on near-field surface is larger than the effect of vertical dip slip fault.

(2) For vertical dip slip fault, if the source depth and the fault rupture size are the same, the largest amplitude of the horizontal displacement is larger than one of the vertical displacement in the same epicentral distance.

(3) The largest displacement amplitude produced by anyone of two kinds of sources in the same epicentral distance increases along with the enlargement of rupture size.

(4) The largest displacement amplitude produced by anyone of two kinds of sources in different epicentral distance decreases along with the increasing of epicentral distance, the rate of change along with the increasing of epicentral distance decreases too.

(5) The dominant period of acceleration fourie rspectrum produced by anyone of two kinds of sources in different epicentral distance changes longer along with the increasing of epicentral distance, the dominant period changes longer too along with the increasing of fault rupture size, and long period composition is much too along with the increasing of rupture size.

(6) For anyone of two kinds of sources, owing to the different source depth, the effect on near-field surface is different too. The largest displacement amplitude along with the rate of change of epicentral distance decreases, namely, isoseisms is getting thin. This relation is very useful in determing source depth by isoseisms density.

(7) The dominant period of acceleration fourier spectrum produced by vertical strike slip fault is longer than dip slip fault,