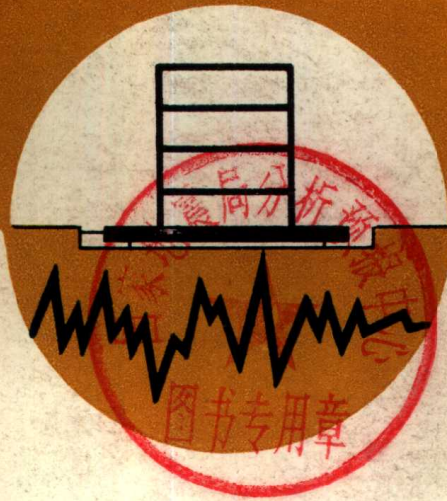


56.25033

005012

国际地震工程专题讨论会 译文集

同济大学结构理论研究所译



同济大学出版社

国际地震工程专题讨论会译文集

同济大学结构理论研究所译

同济大学出版社

内 容 提 要

本书是1984年3月在上海召开的“国际地震工程专题讨论会”国外论文汇编,它包括目前地震工程研究中重要的两个专题,即强震地面运动及结构动力试验方面的新作共16篇,可供从事地震工程学、地震学以及有关专业的科技人员和高等院校师生参考。

责任编辑 肖光先

李志云
封面设计:
程才渊

国际地震工程专题讨论会译文集

同济大学结构理论研究所译

同济大学出版社出版

(上海四平路1239号)

新华书店上海发行所发行

同济大学印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 12 字数 300 千字

1984年11月第1版 1984年11月第1次印刷

印数 1—1800 册 科技新书目 83—242

统一书号 13335—001 定价 2.40 元

前 言

地震工程学研究在我国已经有二十余年的历史，唐山地震以后有了较深入的发展。近年来，我国先后举办过三次地震工程学术讨论会，但都是中美双边的。举办这样由多国参加的“国际地震工程专题讨论会”还是首次。这标志着我国与世界各个多地震国家在地震工程研究方面的国际学术交流正在日益扩大和发展。

由于地震工程学本身是一门综合性应用科学，内容十分广泛。这次讨论会只限于地震工程学中重要的两个专题，即强震地面运动和结构动力试验。在强震地面运动方面，内容涉及到数字式强震仪特性、强震地面运动参数确定方法、地震地面运动理论模型等。有相当多的论文中讨论了地面运动参数的理论预测方法。在结构动力试验方面，主要内容为振动台试验技术与结果分析等。

这次会议于 1984 年 3 月 27 日至 31 日在上海召开，由中国教育部与联合国开发计划署 (UNDP) 共同主办，组织工作由同济大学结构理论研究所负责，会议主席为同济大学名誉校长李国豪教授。参加会议的包括来自美国、日本、南斯拉夫、联邦德国、墨西哥等国家的科学工作者 40 余人，提交给会议的论文共 44 篇。其中外国代表的论文有 16 篇。印度和苏联的代表送来了论文，但并未与会。

为了使国内广大读者能及时了解到当前国际上这两个专题的新成果，我们将外国代表提交的论文全文译出汇成这本译文集。译文由同济大学徐植信教授、朱伯龙教授和郑大同教授审定。

同济大学结构理论研究所

一九八四年九月

目 录

1. 断层面上滑动激发的远场和近场地面运动.....	(1)
2. 剪切断层模型产生的强震地面运动.....	(11)
3. 高频强震地面运动的预测.....	(25)
4. 强震地面运动的理论计算.....	(38)
5. 地震地面运动参数的特征.....	(50)
6. 一个盆地的强震地面运动.....	(64)
7. 1983 年 5 月 2 日加利福尼亚州 Coalinga 地震的强度	(80)
8. 将小规模地震作为格林函数进行地面运动合成的研究.....	(87)
9. 根据脉动特性确定卓越周期和场地土结构的等效模型	(100)
10. 数字式强震仪的特性	(113)
11. 结构动力试验方法	(127)
12. 在中型振动台上对钢筋混凝土构件非线性性能的试验研究	(131)
13. 用振动台试验和系统识别方法建立六层框架的数学模型	(143)
14. 用振动台对管道与设备进行鉴定试验及输入运动的选择	(155)
15. 堆石坝模型的动力性能	(168)
16. 建筑结构现场振动(共振)试验的主要结果(1964—1983)	(180)

断层面上滑动激发的远场和 近场地面运动

J. D. Achenbach*

提 要

本文介绍了描述倾斜断层面上弯曲的滑动区阵面推进速率突变产生的地面运动的解析结果。在关于断裂阵面附近滑动位移分布的二维正则问题——这是与Ⅱ类和Ⅲ类断裂传播模型一致的——基础上计算了弹性波的发射。射线理论的考虑提供了对二维辐射场的修正,使能考虑阵面的弯曲。在近场,地面运动通过考虑体波运动射线在地球表面的反射来计算,在远场计算了面波运动。

引 言

地震波谱在其低频端主要由断层面上滑动的总体情况所控制。滑动过程的特殊阶段,如停止和开始,则倾向于主要在谱的高频端显示出来。Madariaga^[1]以及Achenbach和Harris^[2]阐明了:开始和停止事件所辐射的场可以通过采用动断裂传播的结果结合射线理论原理来近似表达。Harris和Achenbach^[3]进一步分析了这些辐射波在自由表面的反射来估计近场地面运动。接着有两篇文章^[4,5]与洛夫波和瑞利波的激发有关,这些波可以被认为是控制远场地面运动的。

在本文考虑的数学理想化范围内,断裂阵面是在断层平面上的一条曲线,它形成了从断裂阵面前的连续应力和连续位移到滑动区滑动条件的过渡。两种理想化,不连续的断裂阵面速度和有奇性的破裂阵面,产生的运动比速度逐渐变化或破裂有过渡带的情形更为剧烈。因此可以期望这里介绍的结果是上界。

本文中我们简要叙述沿着无限介质中半无限裂缝的破裂阵面(当阵面传播为Ⅱ型或Ⅲ型时)发射的射线的场。离破裂阵面足够远处辐射场可以表达为发射系数和传播项之积。发射系数控制辐射场的角度变化,而传播项则给出对射线距离和时间的依赖关系。另外射线理论的考虑使我们能修改半无限裂缝的结果,这修正是由于弯曲的破裂阵面和裂缝的有限尺寸引起的。半无限裂缝问题的结果通常被叫做正则解。

对于半空间中一传播的破裂阵面,发射射线场和自由面的相互作用产生的地面运动是本文主要兴趣所在。在近场,地面运动可以通过分析入射射线场的直接反射来计算,如参考文献[3]所述。本文中忽略了反射场对破裂过程的影响。在离震中一定距离处,地面运动主要是

* 美国伊利诺州西北大学土木工程与应用数学教授

由于面波的结果。面波可以根据射线理论来分析,见 Keller 和 Karal^[6] 但是这要求循着复空间中的射线。在文献 [4] 和 [5] 中是按照比较简单的方法,将面波场通过 S_i 面上的表象积分表示出来, S_i 面是属于半空间内且包围破裂阵面的。事实上, S_i 面被取为破裂阵面发射的波运动的波阵面,而 S_i 上的场是先前用射线理论算得的。表象积分中的其余项来自半空间的格林函数。利用渐近方法对该积分可以估值,得到面波运动的简单的显式形式。简要评述了倾斜断层平面上弯曲破裂阵面的区域内走向滑动和倾向滑动激发面波的结果。

本文提出的这种近似解析解补充了少量现有的精确解析解,它们提供了一种适应性很强的替代纯粹数值计算的方法。本文的方法相应于‘应力降’模型而不是‘位错’模型。‘应力降’模型是建立在动断裂力学概念基础上的, Achenbach^[7] 对此有较详细的论述。Aki 和 Richards^[8] 作过‘应力降模型’的讨论,遗憾的是只有少数几个无限介质中传播断裂的精确解。其中比较值得注意的是 Kostrov^[9], Achenbach 和 Brock^[10] 以及 Richards^[11] 的解。近年来更多采用的方法是作数值解。代表性例子是 Archuleta 和 Frazier^[12] 的有限元解, Madariaga^[13], Bouchon^[14] 以及 Archuleta 和 Hartzell^[15] 的有限差分解,还有 Burridge 和 Halliday^[16] 以及 Das^[17] 对一定类型的积分方程的数值解。Mal^[18] 较早的一篇文章与本文研究对象相同。Mal 计算了由移动的逆断层这种二维位错模型而不是裂缝传播模型激发的瑞利波。

断裂阵面产生的发射

我们从考虑在一无限、均匀、各向同性的线性弹性固体中Ⅲ型半无限裂缝传播开始。稳定坐标系的 x_3 轴与断裂阵面平行, x_1 轴指向裂缝发展方向。裂缝端部位置由 $x_1 = X(t)$ 定义。几何关系示于图 1—1。设当裂缝端部通过时剪应力的减少记为 $f(x_1, t)$ 。由于相对于 $x_2 = 0$ 的反对称性,则半平面 $x_2 \geq 0$ 内的动力场在 $x_2 = 0$ 处必须满足下列边界条件:

$$x_1 < X(t): \tau_{23} = -f(x_1, t); \quad x_1 \geq X(t): w = 0, \quad (1a, b)$$

这里 $w(x_1, x_2, t)$ 是反平面位移。

Achenbach^[7] 综述了满足边界条件(公式 1a, b)的反平面应变的控制方程的解。可以证明^[7], 移动裂缝端部后面的无量纲质点速度取一般形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial s} = & \frac{-1}{\pi\mu} \frac{dX/ds}{\left(1 + \frac{dX}{ds}\right)^{1/2}} \frac{1}{[X(s) - x_1]^{1/2}} \int_0^{X(s)} \frac{f(v, s - X(s) + v)}{[X(s) - v]^{1/2}} dv \\ & + O[X(s) - x_1]^{1/2} \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$s = c_T t, \quad c_T = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{1/2} \quad (3a, b)$$

考虑的第一种情况是关于在稳定裂缝端部起始的脆性断裂,在那里断裂区的剪应力从有奇性的断裂前应力下降到断裂后不变的残余摩擦力。断裂后短时期内,函数 $f(x_1, t)$ 可以被写成

$$f(x_1, t) \cong \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{K_{II}}{x_1^{1/2}} - \tau_0 \quad (4)$$

其中 K_{II} 是断裂前应力强度因子, τ_0 是断裂面上的残余摩擦力。对于突然从静止状态开始且裂缝前缘速度为 v_1 的情形, 将 (公式 4) 代入 (公式 2) 得到质点速度

$$\dot{w} = -\frac{1}{\pi\mu} \frac{v_1^{1/2}}{(1+v_1/c_T)^{1/2}} \frac{1}{(t-x_1/v_1)^{1/2}} \left\{ \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} K_{\text{II}} - 2\tau_0 v_1^{1/2} t^{1/2} \right\} \quad (5)$$

对足够小的时间, 在断裂面的正侧, 阵面附近裂缝面位移中的主要项可表达为

$$w \cong \frac{1}{\mu} \frac{(2/\pi)^{1/2} v_1^{1/2}}{(1+v_1/c_T)^{1/2}} \left\{ -K_{\text{II}} \left(t - \frac{x_1}{v_1}\right)^{1/2} + \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \tau_0 v_1^{1/2} t^{1/2} \left(t - \frac{x_1}{v_1}\right)^{1/2} \right\} \quad (6)$$

如果我们现在考虑伴随破裂面位移 (公式 6) 的弹性波的辐射, 可以预料第一项在波阵面附近 (或等价地在高频范围) 将产生更显著的扰动。

Achenbach 和 Harris^[2] 考虑了更一般的断裂面开裂位移的形式

$$w = C(t - x_1/v_1)^{\nu/2}, \quad \nu \geq 1 \quad (7)$$

在上式中 $\nu = 1$ 相当于脆性断裂开裂型, 而 $\nu > 1$ 相当于存在分布的粘结表面力时发生的开裂型。文献[2]实质上研究了当断裂前缘速度突然从 v_1 降到 v_2 或突然从 v_2 增加到 v_1 时波阵面附近的辐射场。Harris^[10] 比较详细地证明了辐射的反平面位移场的波阵面近似表达式可以写成为

$$w(r, \theta, t) = \pm \left(\frac{c_T}{r}\right)^{1/2} E_{TH}^{TH}(\theta; v_1, v_2) \left(1 - \frac{v_2}{c_T} \cos \theta\right) e\left(t - \frac{r}{c_T}\right) \quad (8)$$

其中

$$E_{TH}^{TH}(\theta; v_1, v_2) = \frac{(1+v_1/c_T)^{1/2} (v_1 - v_2)^{1/2} \sin \frac{1}{2} \theta}{(\pi c_T)^{1/2} [1 - (v_1/c_T) \cos \theta] [1 - (v_2/c_T) \cos \theta]^{1/2}} \quad (9)$$

是‘发射系数’, 它给出辐射场的角度分布, 而

$$e(t) = F_0 H(t) \Gamma[(\nu + 2)/2] t^{(\nu + 1)/2} / \Gamma[(\nu + 3)/2] \quad (10)$$

其中

$$F_0 = C/[v_1/(v_1 - v_2)]^{\nu/2} \quad (11)$$

是波函数。在公式 (8) 中, 极坐标系是以较慢移动的裂缝前缘为极心 (断裂端部速率 v_2)。+ 号和 - 号分别应用于断裂前缘速度增加和减少的情况。Harris^[10] 讨论过, 为了在固定坐标系中计算质点速度, 不仅 (8) 式必须对时间微分, 而且它还要被乘上多普勒系数

$$[1 - (v_2/c_T) \cos \theta]^{-1}。$$

最后这里必须指出, 文献[4]中所列出的与公式 (9) 相当的式子有印刷错误, 漏掉了分母中最后一项的开平方符号。

发射系数中的独立自变量是角度 θ 。参数是 v_1/c_T 和 v_2/c_T 。图 1—2 中画出了 $v_1/c_T = 0.5$ 以及各种 v_2/c_T 值时的发射系数。如所预期, 发射系数的绝对量值有随着 v_2/v_1 减少而增加的趋势。

现在让我们考虑二维问题中 II 型断裂的一个区域。如文献[5]中所讨论过的, 当断裂速度在 $t = 0$ 突然从 v_1 减慢到 v_2 时, 断裂阵面发射的纵波 (L) 和横波 (T) 在它们的波阵面附近近似为

$$v_r(r, \theta, t) = (c_L/2\pi r)^{1/2} E_L^T(\theta) e(t - r/c_L) \quad (12)$$

$$v_\theta(r, \theta, t) = (c_T/2\pi r)^{1/2} \{ \text{Re}[E_T^T(\theta)] e(t - r/c_T) + \text{Im}[E_T^T(\theta)] f(t, r/c_T) \} \quad (13)$$

其中

$$E_a^{TV}(\theta) = -F_a(\theta) \begin{cases} \sin 2\theta, & \alpha = L \\ \cos 2\theta, & \alpha = T \end{cases} \quad (14a, b)$$

$$F_a(\theta) = \frac{(c_T/c_a)^3 [(c_R + v_1)/c_T] S_-(-s_{12}) [(v_1 - v_2)/(v_1 + c_T)]^{1/2} [1 + (c_T/c_a) \cos \theta]^{1/2}}{[1 - (v_1/c_a) \cos \theta] [1 - (v_2/c_a) \cos \theta]^{1/2} [1 + (c_R/c_a) \cos \theta] S_-(\zeta_a^+)} \quad (15)$$

$\alpha = L, T$

这里 C_R 是瑞利波速度, $S_{12} = (v_1 - v_2)^{-1}$,

又

$$e(t - r/c_a) = H(t - r/c_a) \frac{F_0 \nu}{2\pi^{1/2}} \int_{r/c_a}^t \frac{(t-u)^{(\nu-2)/2}}{(u-r/c_a)^{1/2}} du, \quad \alpha = L, T \quad (16)$$

$$f(t, r/c_T) = H(t - t_h) \frac{F_0 \nu}{2\pi^{1/2}} \int_{t_h}^m \frac{(t-u)^{(\nu-2)/2}}{(r/c_T - u)^{1/2}} du \quad (17)$$

这里 v_r 和 v_θ 是质点速度的 γ 和 θ 分量 ($[r, \theta]$ 坐标系示于图 1—1)。函数 $S_-(\zeta)$ 定义为

$$\ln S_-(\zeta) = -\frac{1}{\pi} \int_a^b \tan^{-1} \left[\frac{4z^2 |\gamma_L| |\gamma_T|}{(2z^2 - s_T^2 - s_L^2 z^2/s_2^2 + 2s_T^2 z/s_2)^2} \right] \frac{dz}{z - \zeta} \quad (18)$$

其中

$$\gamma_a = [s_a^2 (1 - z/s_2)^2 - z^2]^{1/2}, \quad \alpha = L, T \quad (19)$$

$$a = s_L/(1 + s_L/s_2), \quad b = s_T/(1 + s_T/s_2) \quad (20)$$

这里 $s_L = 1/c_L$, $s_T = 1/c_T$, $s_1 = 1/v_1$ 和 $s_2 = 1/v_2$ 。当 $a < \zeta < b$ 时, ζ 应通过正虚值趋近于实轴。变元 ζ_a^+ 和 s_{12} 由 $\zeta_a^+ = (-\cos \theta/c_a) [1 - (v_2/c_a) \cos \theta]^{-1}$ 和 $s_{12} = (v_1 - v_2)^{-1}$ 给出。函数 $S_-(\zeta_a^+)$ 对于 $|\theta| < \cos^{-1}(-c_T/c_L)$ 是实的, 这里假定 θ 是实的; 否则函数是复的。这样在公式 (13) 中必须将 v_θ 表示为实部及虚部之和。函数 $e(t-r/a)$ ($\alpha = L, T$) 和 $f(t, r/c_T)$ 叫做波形函数。式 (16) 和式 (17) 中平方根的分支是这样取的, 使得 $(r/c_T - t)^{1/2} = -i(t - r/c_T)^{1/2}$ 。公式 (17) 中时间 $m = \min(t, r/c_T)$, 时间 t_h 是首波到达时间。波形函数依赖于参数 F_0 和 ν 。参数 F_0 控制了断层面附近滑动量的大小。同前面一样, 参数 ν 控制断裂发生的方式: 如果是脆性断裂 $\nu = 1$, 否则 $\nu > 1$ 。三个常数 c_L , c_T 和 c_R 是纵波、横波和瑞利波速。对于 I 型断裂中相应表达式的解释请参阅 Harris 和 Pott^[20] 的文章。

由于破裂阵面速度从 v_2 到 v_1 的突然增加所激发的纵波和横波可以从上面的表达式将 F_0 乘以 -1 得到。应该知道, 由于破裂阵面速度的减少或增加的质点速度要加到因为先前的破裂过程还存在的质点速度上。在对时间微分或积分 v_r 和 v_θ 时必须小心, 因为它们代表了从以速度为 v_2 移动的源所辐射的波场。为从 v_r 计算质点加速度 a_r , 不但 $e(t - r/c_L)$ 必须微分, 而且整个式子要乘以 $[1 - (v_2/c_L) \cos \theta]^{-1}$ 。类似的说明适用于从 v_θ 计算 a_θ 。

为了将式 (12) 和 (13) 所给出的二维结果推广到三维情形, 我们考虑平面滑动区一个破裂阵面 c , 它以速度 v 推进, 并假定滑动是 (至少局部地) 垂直于破裂阵面。断层平面与半空间表面的法线成角 ϕ 。图 1—3 中示出 c 的瞬时位置。 c 的曲率半径定义为 ρ , 一般说来它沿着破裂阵面是变化的。破裂阵面 c 上的点由极角 ψ 定义。单位向量 $\underline{t}(\psi)$ 与 c 相切。平面 $N(\psi)$ 包含一极坐标系, 该坐标系的极心在与 c 的交点上。平面 $N(0)$ 及其坐标系 (r, θ) 示于图 1—3 中。定义了第二个坐标系 (x, y, z) , 其原点在断层平面与半空间平面的交线上。这样点 B 有坐标 $(-d \tan \theta, d, 0)$ 。

在破裂阵面速率从 v_1 变化到 v_2 时, 破裂阵面上点产生的波的波阵面近似可以用通过 P 点的、与破裂阵面正交的平面 $N(\psi)$ 里的射线扇形来表示。在二维情形波阵面附近的质点速度由(式12)和(13)得出。在三维情形, 考虑到破裂阵面曲率, 这些正则解必须通过乘以因子 $(1+r/\bar{\rho})^{1/2}$ 来作调整, 其中

$$\bar{\rho}(\psi, \theta) = \rho(\psi) / \cos \theta \quad (21)$$

在后面的工作中要用到式(12)和(13)的傅里叶变换, 变换关系如下:

$$f(\omega) = \int_0^\infty e^{i\omega t} f(t) dt, \quad f(t) = \text{Re} \left\{ \pi^{-1} \int_0^\infty e^{-i\omega t} f(\omega) d\omega \right\} \quad (22a, b)$$

ω 是变换变量, 为保证收敛可取为复数。

方程(12)和(13)是波阵面近似, 在频率域内它们对应于高频或远场近似。因此, 当计算波形函数的傅里叶变换时, 只需要高频近似。产生的质点速度分量的频域表达式为

$$v_r(r, \theta, \omega) = (c_L/2\pi r)^{1/2} E_L^T(\theta) e^{iK_L r} e(\omega) \quad (23)$$

$$v_\theta(r, \theta, \omega) = (c_T/2\pi r)^{1/2} E_T^T(\theta) e^{iK_T r} e(\omega) \quad (24)$$

这里

$$e(\omega) = F_0 \Gamma\left(\frac{1}{2}\nu + 1\right) (-i\omega)^{-[(\nu+1)/2]} \quad (25)$$

且 $k_\alpha = \omega/c_\alpha$ ($\alpha = L, T$)。注意质点加速度 a_r 和 a_θ 的傅里叶变换分别由 $\{-i\omega/[1-(v_2/c_L) \times \cos \theta]\}v_r$ 和 $\{-i\omega/[1-(v_2/c_T) \cos \theta]\}v_\theta$ 给出。

近 场 地 面 运 动

近场地面运动主要由在面作用力为零的地表反射所控制。因为我们只关心高频近似或波阵面近似, 反射波可以用射线理论来计算, 如 Harris 和 Achenbach^[13] 以及 Harris 和 Pott^[20] 所讨论过的。把这些反射波加到入射波中, 就得到了近场的净地面运动。

瑞 利 波 的 激 发

下面我们研究由传播破裂阵面的辐射所激发的瑞利波。总的几何关系示于图1—3中。参考文献[4][5]和[20]中对于计算有更详细解释, 下面作一些介绍。利用弹性半空间的位移和应力张量的格林函数 $u_{i,j}^G$ 和 $\tau_{i,j}^G$ 以及互易性恒等式, 质点位移 u_k 用面积分

$$u_k(\underline{x}) = \int_{S_i} [u_{i,j}^G(\underline{x}', \underline{x}) \tau_{i,j}(\underline{x}') - u_i(\underline{x}') \tau_{i,j}^G(\underline{x}', \underline{x})] n_j dS(\underline{x}') \quad (26)$$

表示, 其中 S_i 是包围破裂阵面的一个曲面 (S_i 不必包含在半空间内), n_j 是指向内部的单位法向。积分内的位移 u_k 用无限介质内破裂发射的波场 u_k^I 来近似、积分内的格林张量被拆成用 $u_{i,j}^{GR}$ 和 $\tau_{i,j}^{GR}$ 表示的瑞利波项以及体波项之和。包含瑞利波项的积分得出断裂激发的瑞利波。这样瑞利波位移 u_k^R 由下式给出:

$$u_k^R(\underline{x}) = \int_{S_i} [u_{i,j}^{GR}(\underline{x}', \underline{x}) \tau_{i,j}^I(\underline{x}') - u_i^I(\underline{x}') \tau_{i,j}^{GR}(\underline{x}', \underline{x})] n_j dS(\underline{x}') \quad (27)$$

我们感兴趣的是计算远场的 u_k^R , 因而我们只需要 $u_{i,j}^{GR}$ 和 $\tau_{i,j}^{GR}$ 的远场近似。前者由参考

文献[5]中附录A的(A1)式给出。又,为了计算式(27),我们将面 S_1 也放在远场,那里我们可以用第二节的远场近似来近似 u_1^i 。对于破裂阵面速率从 v_1 减慢到 v_2 的特定情形,我们在频域里有

$$u_1^i(\underline{x}) = (-i\omega)^{-1} \{ [1 - (v_2/c_L) \cos \theta] v_1^L(\underline{x}) + [1 - (v_2/c_T) \cos \theta] v_1^T(\underline{x}) \} \quad (28)$$

其中 $v_\alpha^i (\alpha = L, T)$ 是纵波和横波质点速度笛卡尔分量。它们可以通过将 v_r 和 v_θ (方程[23]和[24])乘以 $[1 + r/\bar{\rho}]^{1/2}$ 后分解成它们的笛卡尔分量来计算。然后取面 S_1 为式(28)的纵波或横波部分的波阵面。最后用稳相法计算面积分。这是与我们前面的远场近似或高频近似相一致的。

让我们考虑半径为 a 的圆形破裂阵面的特殊情况。Harris, Achenbach 和 Norris^[6]计算了质点加速度的瞬态波形。在参考文献[5]中可找到显表达式。

在显示结果的图中应该注意在 xy 平面上到破裂阵面的水平距离是 $x + d \tan \phi$, 因而,即使 x 是固定的,当 ϕ 变化时这距离是变的。在所有图中下列参数设为固定值: $v_1/c_T = 0.5$, $v_2/c_T = 0$, $\bar{y} = 0$, $\bar{d} = 0.5^*$, 泊松比 $= 0.25$ 。规范化时间是 $\bar{t} = (c_R t)/d$, 规范化长度是 $\bar{x} = x/d$ 和 $\bar{y} = y/d$ 。

图1—4画出对一停止事件的加速度 $a_i (i = 1, 2)$ 分量,作为 $\tau = \bar{t} - \bar{x}$ 的函数。(a)是 $\nu = 1$; (b)是 $\nu = 2$ 的情形。角 $\phi = 0^\circ$, $\bar{x} = 10$ 。值 $\nu = 1$ 和 $\nu = 2$ 分别相应于脆性断裂和破裂阵面处产生屈服的情形。图1—4a和图1—4b的比较表明 ν 的增加使信号的锐度降低,虽然基本波形保持不变。

图1—5画出对一停止事件的加速度 $a_i (i = 1, 2)$ 分量,作为 $\tau = \bar{t} - \bar{x}$ 的函数。(a)是 $\phi = 30^\circ$, $\bar{x} = 5$; (b)是 $\phi = 0^\circ$, $\bar{x} = 5$ 的情形。参数 ν 都等于1。比较图1—5a和图1—5b表明 $\phi = 0^\circ$ 产生的信号比 $\phi = 30^\circ$ 的强。这部分是由于规范化距离 $\bar{x} + \tan \phi$ 变小。然而,在 $\phi = 0$ 时,信号强的另一个原因是因为 $|E_T^T|$ 在 $\pi/2 = \theta_T$ 附近是大的(记住 θ_T 是复数)。比较图1—5a与1—4b**表明当 $\bar{x}$ 变大时讯号的几何衰减。

在图1—4和图1—5中我们考虑了单一停止事件。在图1—6中我们将开始和停止事件合起来了。距离 2δ 是 $t = 0$ 时开始破裂后破裂阵面以常速 v 所走过的距离。规范化的 δ 是 $\bar{\delta} = \delta/a$, 距离 d 是中点深度,取作标准距离。图1—6画出(a) $\bar{\delta} = 0.1$ 和(b) $\bar{\delta} = 0.05$ 时加速度分量 $a_i (i = 1, 2)$,作为 $\tau = \bar{t} - \bar{x}$ 的函数。角 $\phi = 30^\circ$, $\bar{x} = 5$ 。比较图1—5a与图1—6a、b表明联合事件的信号基本上是单一事件的导数。

参考文献[5]的结果归纳为下列结论:(1)已发展一种解析方法来近似断层平面破裂过程的起始相和停止相激发的瑞利波。(2)从数学观点上说,激发瑞利波的破裂过程所发射的 L 和 T 射线必定以复数角度 $\theta = \frac{\pi}{2} - \phi - \theta_L$ 和 $\theta = \frac{\pi}{2} - \phi - \theta_T$ 离开断层平面。发射波对瑞利波震相以及振幅有贡献。(3)从地面上体波占主导地位的区域到面波占主导地位的区域过渡发生在 x/d 的值为3或4附近(对于小 ϕ 值和泊松比0.25)。(4)参数 ν 增加(这意味着破裂阵面处屈服的增加)将使地面的瑞利波最大质点加速度减少。(5)当断层平面接近于与地表垂直时,或当观察点靠近震源区***时,发生最强的瑞雷波。这样破裂阵面的曲率可以影

* 译注——由参考文献[5], $\bar{d} = d/a$, a 为圆形破裂阵面的圆半径,

** 译注——原文为6b, 不对。

*** 译注——应为位于靠近震源区的一侧时。

响地面处的最大质点加速度。

致 谢

本文是在美国国家科学基金会地球科学部资助的研究工作过程中写成的。

参 考 文 献

- [1] Madariaga, R. (1977). High Frequency Radiation from Crack (Stress Drop) Models of Earthquake Faulting, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 51, 625.
- [2] Achenbach, J. D. and J. G. Harris (1978). Ray Method for Elastodynamic Radiation from a Slip Zone of Arbitrary Shape, *J. Geophys. Res.*, 83, 2283-2291.
- [3] Harris, J. G. and J. D. Achenbach (1981). Near-Field Surface Motions Excited by Radiation from a Slip Zone of Arbitrary Shape, *J. Geophys. Res.*, 86, 9352-9356.
- [4] Harris, J. G. and J. D. Achenbach (1983). Love Waves Excited by Discontinuous Propagation of a Rupture Front, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 72, 337-351.
- [5] Harris, J. G., J. D. Achenbach and A. N. Norris (1983). Rayleigh Waves Excited by the Discontinuous Advance of a Rupture Front, *J. Geophys. Res.*, 88, 2233-2239.
- [6] Keller, J. B. and F. C. Karal, Jr. (1960). Surface Wave Excitation and Propagation, *J. Appl. Physics*, 31, 1039.
- [7] Achenbach, J. D. (1974). Dynamic Effects in Brittle Fracture, in *Mechanics Today*, Vol. 1, Pergamon Press, 1-56.
- [8] Aki, K. and P. G. Richards (1980). *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, W. H. Freeman and Co., San Francisco, California.
- [9] Kostrov, B. V. (1964). Self-Similar Problems of Propagation of Shear Cracks, *J. Appl. Math. Mech.*, 28, 1077-1078.
- [10] Achenbach, J. D. and L. M. Brock (1973). Surface Motions due to Sub-Surface Sliding, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 63, 1473-1486.
- [11] Richards, P. G. (1976). Dynamic Motions Near an Earthquake Fault: A Three Dimensional Solution, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66, 1.
- [12] Archuleta, R. J. and G. A. Frazier (1978). Three-Dimensional Numerical Simulations of Dynamic Faulting in a Half-Space, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 68, 541-572.
- [13] Madariaga, R. (1976). Dynamics of an Expanding Circular Fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66, 639.
- [14] Bouchon, M. (1980). The Motion of the Ground during an Earthquake

1. The Case of a Strike-Slip Fault, and The Motion of the Ground during an Earthquake 2. The Case of a Dip-Slip Fault, *J. Geophys. Res.*, 85, 356.
- [15] Archuleta, R. J. and S. H. Hartzell (1981). Effects of Fault Finiteness and Near-Source Ground Motion, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71, 939-957.
- [16] Burridge, R. and G. S. Halliday (1971). Dynamic Shear Cracks with Friction as Models for Shallow Focus Earthquakes, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 25, 261.
- [17] Das, S. (1980). A Numerical Method for Determination of Source Time Functions for General Three-Dimensional Rupture Propagation, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 62, 591-604.
- [18] Mal, A. K. (1972). Rayleigh Waves from a Moving Thrust Fault, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 62, 751-762.
- [19] Harris, J. G., Wavefront Approximations in a Moving Coordinate System, submitted for publication.
- [20] Harris, J. G. and J. Pott, Surface Motion Excited by Acoustic Emission from a Buried Crack, *J. Appl. Mech.*, to appear.

原题: Excitation of Near- and Far-Field
Ground Motions by Sliding
Events on a Fault Plane
(洪锦如 译 侯志坤 校)

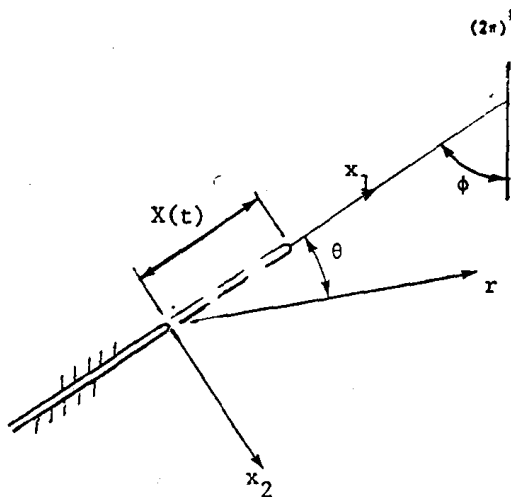


图 1—1 III 型或 II 型滑动传播断裂阵面的几何关系

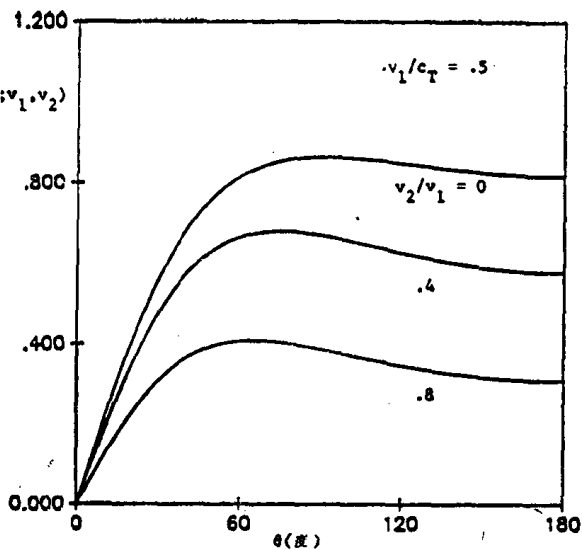


图 1—2 反平面滑动的发射系数

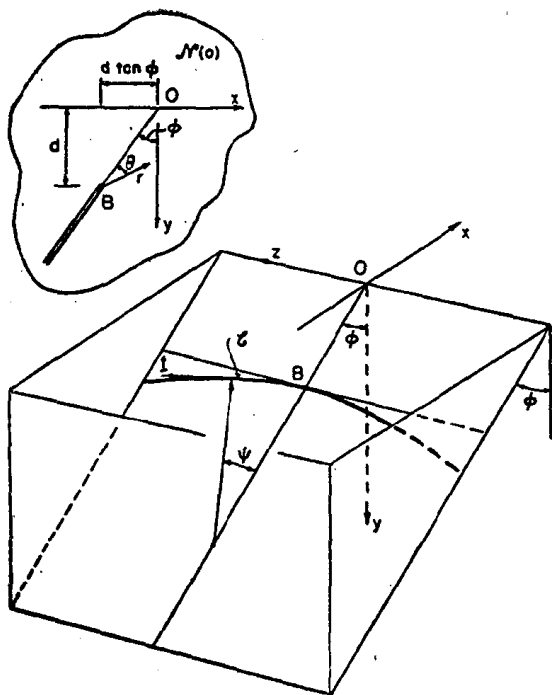


图 1—3 平面滑动区的破裂阵面 C ，在倾斜断层面上垂直于阵面以速度 V 推进。在所示瞬间，位于对称平面 $N(0)$ 上的点 B 在表面以下距离 d 处并向原点 O 移动

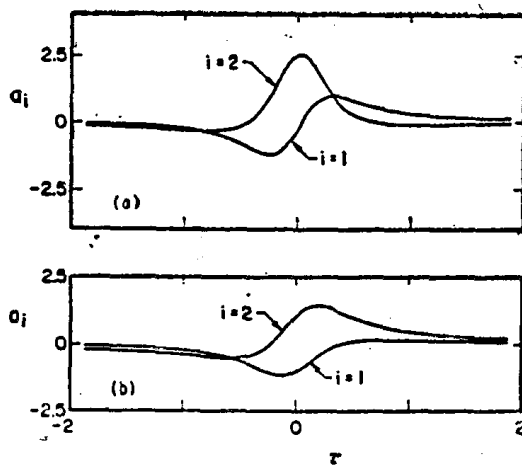


图 1—4 对停止事件在 $\bar{y}=0$ 处算得的瑞利波加速度分量 a_i ($i=1, 2$), 作为 $\tau=t-\bar{x}$ 的函数。
(a) 参数 $\nu=1$; (b) $\nu=2$ 。都取角 $\phi=0$, $\bar{x}=10$

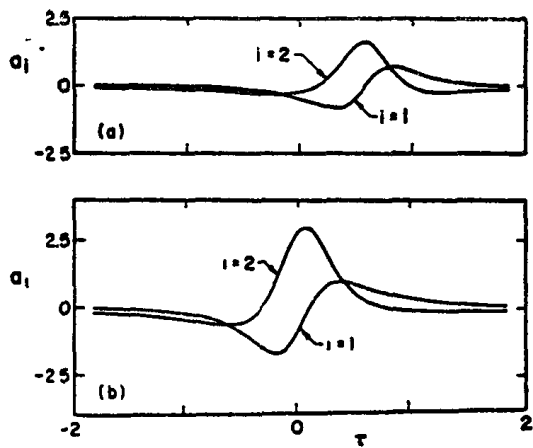


图 1—5 对停止事件在 $\bar{y}=0$ 处算得的瑞利波加速度分量 a_i ($i=1,2$), 作为 $\tau=\bar{t}-\bar{x}$ 的函数, 角 ϕ 和距离 $\bar{x}$ 取下列值:
(a) $\phi=30^\circ$, $\bar{x}=5$; (b) $\phi=0$, $\bar{x}=5$.
都取参数 $\nu=1$

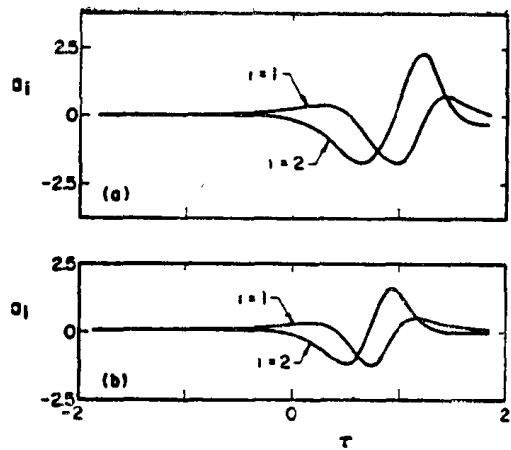


图 1—6 对起始和停止的复合事件在 $\bar{y}=0$ 处算得的瑞利波加速度分量 a_i ($i=1,2$), 作为 $\tau=\bar{t}-\bar{x}$ 的函数。
(a) 参数 $\bar{\delta}=0.1$; (b) $\bar{\delta}=0.05$. 都取角 $\phi=30^\circ$, $\bar{x}=5$ 和 $\nu=1$

剪切断层模型产生的强震地面运动

佐藤良辅* 铃木保典**

提 要

通常采用的断层模型（例如，Haskell(1964)和佐藤魂夫-平泽朋郎(Sato & Hirasawa, 1973)模型）在高频位移谱得出 ω^{-3} 或 ω^{-2} 的渐近值，这不能解释观测到的高频加速度和速度。

这里我们提出两种随机断层模型，克服了常用断层模型的缺点。高频波被认为是由于被分成许多小子区的断层面上强度的不均匀分布产生的。一个模型固定了子区尺寸并设定随机的上升时间，而另一个模型则允许尺寸变化并采用阶梯函数作为源时间函数。取作随机变量的主要量是位错（应力降）和破裂速度。从一种平均意义上说，断裂在一点集中发生并扩大到整个断层面上。两种模型都考虑了由震源机制引起的辐射图型的效应以及层状的地表构造的影响。

我们将第二种模型应用于两次强地震，1978年宫城冲地震和1983年日本海地震，得到的合成加速度记录与观测到的记录满意地一致。我们的模型可以作为一种工具用来预报未来地震的强震运动的地震记录图。

引 言

在地震工作者中间大家都知道，高频强震地面运动不能用简单的确定性的断层模型来解释。许多研究人员考虑了更一般的断层或断裂模型以便能有效地产生高频波。关于这些研究，请参阅Aki(1982)和Boore(1983)的广泛评论。

这里我们提出两种随机震源模型（模型Ⅰ和模型Ⅱ），它们考虑到既产生高频波，也产生低频波。两种模型的共同思想是：高频波由断层面上强度的不均匀分布以及破裂的不规则传播而产生。这二模型的差别在于源时间函数的确定，模型Ⅰ设定随机的位错和上升时间，而模型Ⅱ设定随机的应力降，且时间函数为阶梯形。

在叙述了模型及模型产生的波的一般特性之后，接着将模型Ⅱ应用于日本发生的两次地震。虽然在本文中并没有介绍，也曾有意将模型Ⅰ应用于这些地震。

随 机 震 源 模 型 Ⅰ

在花岗岩的粘滑试验中，大中康誉等(Ohnaka et al., 1983)发现在一次粘滑断层事件

* 日本东京大学理学院地球物理研究所教授、博士

** 日本东京大学理学院地球物理研究所研究助理

