

【美】B. A. Bolt 著

地震强地面运动合成

翻译：张雪亮 顾瑾平

校核：陈丙午 张锁喜



地震出版社

地震强地面运动合成

〔美〕 ^{博尔特} B.A.BOLT 著

张雪亮 顾瑾平 译

陈丙午 张锁喜 校

地震出版社

1990

内 容 提 要

本书是一本论文集，每章论述一个专题，共有六章，分别论述了用逼真的地震源作强地面运动模拟预报的最先进方法，强调了不同的数据处理方式。

本书为物理学、地球物理学及地震工程学中的高级课程提供了数字模拟的先进教科书，也可供有关科技人员参考。

Seismic Strong Motion Synthetics

地震强地面运动合成

〔美〕 B.A.Bolt 著

张雪亮 顾瑾平 译

陈丙午 张锁喜 校

责任编辑：蒋乃芳

地 震 出 版 社 出 版

北京复兴路63号

南京外国语学校印刷厂 印刷

1990年6月第一版 1990年6月第一次印刷

印数 0001—1000

ISBN7-5028-0375-0 / P0243 定价：9.50元
(180.765)

绪 言

地震不断危害着人类和建筑物。由于结构的抗震设计依赖于进行结构分析的地面运动，抗震工程师总是希望从地震学家那里得到十分重要的、逼真的地面加速度时程。然而，在野外直接由强震仪记录到可用的地面运动时程记录太少，这是面临的主要困难。事实上，还没有一个国家已从近场得到一套震级为8级左右的有意义记录。地震源的类型和深度各不相同，并发生在各种地质构造中，所以许多地面运动的记录要进行内插外推。为此，地震学家正在努力预测特殊震源类型和地质条件下的地面运动。这部分工作在大型数字模拟和计算机效率有显著改进后得到了发展。

本书的很多论文论述了用逼真的地震源作强地面运动模拟预报的最先进方法，强调了不同的数据处理方式。读者将被地面运动（震级达7级左右）所吸引。地震波频率范围受2赫兹的限制为时不久了，所列材料表明，进一步的工作可期望将频率范围扩展到10赫兹，它包括建筑工程师感兴趣的主要部分。

尤其是，使用近似的格林函数或把小震记录作为脉冲效应，就可以进行足够精度的模拟合成。这样，可以通过假定一个预定尺度的源在任意方向的破裂传播下模拟大地震。现在，这个合成模拟可以包括所有类型的体波和面波，包括波在地壳结构中的反演。基本模拟技术为有限元方法、波数积分及简正波代。在通常的近场地震信号方法间作比较，清楚地表明，许多研究的基本问题仍然存在，如断裂力学、与初始力学状态相关的动力学问题、地震能量的仿真处理和地震尾波源等。这些内容中的一部分将通过附加观测更客观的研究。小地震台阵有希望解决由断层破裂和构造情况千万的强地面运动中出现的震相以及测定的配分函数。

本书的总目的，虽并非囊括所有强地面运动的工作，但对研究生和对物理学、地球物理学及地震工程学中的高级课程提供了数学模拟的先进教科书。

目 录

绪言

第一章 由浅层滑动事件激发的强地面运动渐近模拟	(1)
1.1 前言	(1)
1.2 断裂动力学	(3)
1.2.1 裂隙尖端附近的场	(4)
1.2.2 裂隙缘的辐射	(6)
1.3 正则问题	(9)
1.3.1 瞬间幅射	(10)
1.3.2 幅射谱	(15)
1.4 近场地面运动	(16)
1.4.1 三维几何图象	(16)
1.4.2 入射面反射	(18)
1.4.3 节面反射	(24)
1.5 远场地面运动	(26)
1.5.1 简单的二维例子	(26)
1.5.2 瑞雷波	(29)
1.5.3 勒夫波	(36)
1.6 总结	(37)
附录 A 格林张量的瑞雷波分量	(38)
附录 B 表达积分的解	(39)
第二章 强地震动的台阵分析和合成图	(41)
2.1 强地面运动的预报	(41)
2.1.1 地震强度	(41)
2.1.2 震源	(42)
2.1.3 数值预报模式	(42)

2.1.4	强地面运动台阵的应用	(43)
2.2	信号估计和检测	(46)
2.2.1	台阵相关	(46)
2.2.2	波速生成法	(46)
2.2.3	频率——波数分析	(47)
2.2.4	信号检测	(51)
2.3	波的干涉	(51)
2.3.1	两个台站的相干估计	(52)
2.3.2	多重相干估计	(52)
2.3.3	统计状态	(55)
2.3.4	例子	(55)
2.4	合成图	(56)
2.4.1	干涉仪的响应	(56)
2.4.2	傅氏变换作用	(57)
2.4.3	强地面运动地震学的应用	(58)
2.5	计算结果	(58)
2.5.1	相干	(58)
2.5.2	破裂速度	(60)
2.5.3	强度	(64)
第三章	实际断层破裂过程的数字模拟	(65)
3.1	引言	(65)
3.2	运动学断错模式的合成方法	(66)
3.2.1	表示定理	(66)
3.2.2	理论合成法	(67)
3.2.3	半经验的合成法	(68)
3.2.4	某些例子和讨论	(69)
3.2.5	随机断裂模型	(73)
3.3	自发的断层破裂过程的三维模拟	(77)
3.3.1	剪切破裂的动力学问题	(77)
3.3.2	实际的破裂过程的某些考虑	(78)

3.3.3	无限均匀介质中的断层破裂过程	(79)
3.3.4	破裂准则	(82)
3.3.5	对于均匀断层的某些结果	(84)
3.3.6	断层的破裂强度和滑动摩擦应力的空间变化	(86)
3.3.7	非均匀断层的一些结果	(87)
3.3.8	均匀半空间的断层破裂过程	(90)
3.3.9	水平层状半空间和非均匀结构中的断层破裂过程	(95)
3.3.10	近场地面运动	(101)
3.4	结 语	(104)
第四章	复杂强振动的合成	(106)
4.1	引言	(106)
4.2	本征值和本征函数的自动计算	(108)
4.2.1	完全弹性介质	(108)
4.2.2	非弹性介质	(111)
4.2.3	地下源的响应	(114)
4.3	合成信号计算实例	(117)
4.3.1	频率范围	(117)
4.3.2	时间范围	(122)
4.4	与实际数据的比较	(128)
4.4.1	1968 年加利福尼亚博里戈山地震	(128)
4.4.2	1976 年加利福尼亚布劳利地震	(131)
4.4.3	1980 年意大利伊里皮尼亚地震	(134)
4.4.4	1976 年意大利亚弗留利余震	(137)
4.5	结语	(138)
第五章	有限个断层源参量化方法计算地震地面运动的技术 ...	(139)
5.1	前言	(139)
5.1.1	方法的分类	(139)
5.1.2	地震表示定理	(139)
5.2	断层而积分	(143)
5.2.1	运动模型的滑动速率矢量 $\dot{s}(x, t)$	(144)
5.2.2	关于断层面积分的格林函数的说明	(145)

5.2.3	断层面范围内的积分作用	(154)
5.3	有限断层的计算例子	(168)
5.3.1	全空间的 Haskell 模型	(168)
5.3.2	垂向不均匀介质中的更复杂的源	(172)
第六章	强地面运动地震学中的路径效应	(179)
6.1	引言	(179)
6.2	爆炸源	(180)
6.2.1	模拟爆炸数据的经验	(180)
6.2.2	数字技术评述	(184)
6.2.3	爆破强地面运动的衰减	(188)
6.2.4	地壳结构影响的 FD 拟合	(191)
6.3	地震源	(195)
6.3.1	剪切位错源	(195)
6.3.2	多层半空间的响应	(198)
6.3.3	表示震源的二维数字化网格	(200)
6.3.4	在 FD 网格上嵌入震源	(201)
6.4	地震应用	(205)
6.4.1	盆地环境中的强地面运动	(206)
6.4.2	博里戈山的强地面运动模拟	(208)
6.5	结语	(211)
	参考文献	(214)

第一章 由浅层滑动事件激发的强地面运动渐近模式

1.1 前言

地震波谱的低频段主要是由断层面上滑动的总体状态所控制的。滑动事件的一些特征震相，如终止相和起始相通常显示在波谱的高频段。根据这些观测，安艺敬一 (Aki 1969, 1972) 和 Brune (1970) 在他们的理论中预言远场位移的谱振幅是平缓状的，并且在低频段正比于地震矩，而在高频段按频率的负指数下降。处于两者转折处的拐角频率 f_0 依赖于地震破裂的持续时间或破裂长度。对于大地震而言，工程感兴趣的频率常常高于拐角频率 f_0 。在近期的文献中，Mcguire (1981) 和 Hanks (1982) 对最大可观测频率 f_{max} 做了讨论。但人们还不清楚限制 f_{max} 的因素究竟是震源机制，还是吸收方式或是强震仪本身性质的限制。

本文的重点集中在当破裂前锋速度发生突变期间所产生的爆发性强辐射现象，这种情况只有在滑动带达到不同的应力降区时才发生。

断裂动力学概念的引入提出了各种地震的裂隙模式。在这些模式中，滑动带是由破裂前沿划分的。滑动带上的应力降提供了滑动机制的驱动力。这些模式是与断裂力学中的裂隙传播模式——模式 II 和模式 III 等价的。

Acherbach (1972, 1976) 在某些细节方面讨论了断裂动力学的破裂机制。研究发现，在线弹性范围内，处于急骤传播的裂隙在其尖端附近的应力场和粒子速度均是平方根单值，并伴随一个强烈依赖于裂隙尖端传播速度的系数。安艺敬一 (Aki) 和 Richards (1980, PP 851-911) 曾对断裂动力学早期在断层滑动模式上的应用做了概括，而最近，Madariaga (1983a) 又对震源理论做了综合性的总结，其中相当部分内容是关于断裂动力学在断层滑动方面的应用。

遗憾的是，在无限介质体中，由于裂隙传播而产生的辐射问题只存在有限的几个解析解。其中最著名的例子是 Kostrov (1964) 和 Richard (1976) 给出的。而目前的方式仍是数值分析。例如 Burridge 和 Halliday (1971) 和 Das (1980) 对积分方程做出的数值解，Madariaga (1976) 和 Virieux 和 Madariaga (1982) 给出的有限差分计算，裂隙尖端附近应力场的奇异性是“脆性”破裂模型的一个标志，但可通过引入一个适当分布的内摩擦力消除这种奇异性。在地球物理范畴内，Andrews (1976a, b) 已经就平面剪张裂隙模式做过讨论，而 Knopoff 和 Chatterjee (1982)，Chatterjee 和 Knopoff (1983) 讨论过节

平面剪张裂隙模式。

本文主要涉及近期射线方法在计算地面运动方面的应用。这些地面运动均是由断层面内在平缓弯曲延展区域上的滑动所激励的。出于数学上的理想化考虑, 破裂锋被看作一条几何曲线, 越过这条曲线便从破裂前沿的前方转变为滑动带上有滑动条件的连续应力分布和位移分布。由于破裂锋只是一个几何概念, 它没有惯性, 因此当破裂达到由于区域地质条件差异所控制的不均匀应力场或破碎带时, 破裂前沿的速度便急骤地变化。

可以认为, 最强烈的运动辐射出现在前锋速度急骤变化处。本文中, 这样一类急骤变化问题被表示为阶跃函数。当然, 理想化的不连续破裂速度和几何状的破裂锋产生的运动要比由破裂过渡带内速度渐变所产生的运动强烈得多。所以这里所给的结果为问题的上界。但根据频率谱, 人们完全有理由认为结果可用于高于拐角频率的范围, 又不能超越一个条件, 即所对应的波长大于破裂锋速度发生变化所跨越的距离和发生一个完整的破裂过程所跨越的距离。

这里给出的计算主要根据破裂锋附近的滑动位移分布, 它们与裂隙模式 II 和 III 相一致。恰好位于破裂前沿后部的滑动位移分布通常可表示为 $cn\eta^{k/2}$ 的形式, η 是到破裂锋的距离, 当 $k=1$ 时, 对应于脆性破裂。若取 $k \neq 1$ 并在破裂前沿处引入适当的内摩擦分布时的重要破裂问题也将包括在我们的分析当中。这一点已被证明, 破裂锋速度的不连续变化将引起介质的速度辐射, 此速度的波前形式为: $(t-r/c_L)^{(k-1)/2}$ 和 $(t-r/c_T)^{(k-1)/2}$ 。其相应的频谱为 $O(\omega^{-(k+1)/2})$ 。由此, 我们可以看到, 弹性动力学辐射强烈地依赖于 k 值。

上述结果的一个令人感兴趣的特征是由破裂锋曲率造成的运动的聚焦。这种聚焦现象可通过传播中的破裂锋发出辐射的方向性特征识别。

Madariaga (1977) 和 Achenbach 及 Harris (1978) 首先介绍了本文所讨论的方法。此后, Madariaga (1983 b) 对裂隙模式 III 的辐射问题, 用解析解描述了当破裂速度或应力强度发生突然变化时产生的强烈高频发射。近来, Bernard 和 Madariaga (1984a) 和 Spudich 和 Frazier (1984) 有一个考虑, 他们想借助于等时线对近源波场求近似解, 其中包括沿等时线的简单积分。所谓等时线是断层面上的这样一条线, 即在某个给定时刻到达观测点的所有波动都来自这一条线。结合等时线的运动学性质, 对这些积分所做的研究可以使我们对破裂前沿处破裂速度或应力强度变化所发射的高频波做出估计。这一工作将意味着它将成为本文所讨论内容的一个有希望的开拓。

Achenbach 和 Brock (1973) 最早研究了具有自由面的断层滑动时产生辐射波之间的相互作用而其它一些研究工作包括一个自由面和一个层面的问题研究已由数值化的形式给出。代表性的例子由 Archuleta 和 Frasier (1978) 的有限元计算和 Archuleta 和 Hartzell (1981) 及 Bouchon (1980a, b) 的有限差分法给出。所有的计算证明这样一个事实, 当破裂锋改变了它的前进速度时, 绝大部分的高频能量被发射出来。Harris 和 Achenbach (1981) 通过计算弧形波前向地表传播过程中所发射射线场直接反演模拟近场强地面运动。最近, Bernard 和 Madariaga (1984b) 也完成了类似的计算。他们对于一个位于地下半

空间介质中的圆形断裂近似估算了近场加速度，尤其有意思的是，在他们的计算中，地面运动是由通过弧形断裂聚焦线的射线引起的。

在远离震源的地方，地面振动主要由面波引起，基于射线理论分析面波是有可能的。(Keller 和 Karal, 1960, 1964)。但这需要整个复数空间中的射线轨迹。本文采用了另外一种方法。在这种方法中，面波场被表示成一个曲面积分的形式，这个曲面包含了整个破裂前沿，且位于半空间之中。实际上该曲面正是破裂前沿所发射的波动的波前包络面，而位于这个面上的波场是采用射线法计算的。积分表达式中的另一项来自半空间中的格林函数。通过一些近似，可将原描述地面运动的曲面积分表达式转化成一种简捷形式。用这种方法，Harris 和 Achenbach (1983) 计算由走滑断层中正在前进的破裂前沿辐射的波动所激发的勒夫波 (Love)，1983 年 Harris 等人又计算了倾滑断层中正在传播的破裂前沿辐射的波动所激发出的瑞雷波 (Rayleigh)。

Harris 和 Achenbach (1981) 等人的计算结果表明，近场加速度的图象主要决定于射线离开断层平面时的角度，断层面的倾向以及破裂过程的性质。尤其令人感兴趣的是横向往入射波的临界反射。因为入射点处将经历比周围点更强烈的地面运动。在远场，地面条件对地面加速度图象的影响要远强于破裂过程的影响，这正如 Harris 和 Achenbach (1981) 等人 (1983) 所证明的那样，这也正是我们期望的。因为在远场面波将为主导成份。不过在频率域内表面波仍携带着一些有关破裂过程的信息。

作为这一节的结尾，我们再次强调关于地面运动的地震学是一个内容非常丰富并且非常活跃的研究领域。它的最终目的就是要通过对断层机制和地震传播的基本认识去预报强地面运动。安艺 (Aki, 1982, 1983) 近期发表了两篇有关强地面运动地震学方面的具有启发性和概括性的总结文章。Jennin (1983) 也发表了一篇具有工程应用前景的有关强地面运动研究方面的总结文章。本文的目的比较有限。所讨论的断层模式是确定性的，这种模式强调了断裂过程和裂隙传播之间的相似性。在随机断层模型方面有代表性的工作是由 Boatwright (1982)、Papageorgiou 和安艺 (Aki, 1983a, b) 做出的。不论怎样，本文的工作可做随机模式的一个扩充，因为它以现实方式解释了应力释放机制和在总断裂过程中造成的各种次级事件的扩散。

1.2 断裂动力学

在精确描述裂隙的发生、发展和终止的主导方程中，如果包含有内力的作用，就必须应用断裂动力学，这样才可对裂隙传播所辐射的波动场给予人们可接受的描述。

脆性断裂是一个最基本的问题，人们已在线弹性断裂力学的基础上对脆性断裂尖端附近的动力学效应做过详细的研究。迄今为止，关于弹性动力学应力强度因子的计算已发表了好几篇文章 (Achenbach, 1972; Freund, 1975; Kanninen, 1978)。它们讨论了以能量比为基础的临界破裂时的动力学效应。通过分析，人们对高速传播的裂隙尖端附近的动力学场提出三个一般性的结论：①尖端附近的场具有对称性；②在半无限裂隙的特殊情况

下, 可将弹性动力学应力强度因子用相应的准静态应力强度因子表示; ③已得到进入传播裂隙端点的能流量的一般表达式。另外, 通过有限单元法和有限差分法也得到了许多数值结果。

对由动力学破裂事件产生的力学信息进行详细分析的内容包括两个方面: 基于声发射的试验方法 (Achebach 和 Harris 1979) 和本章关于断层面滑动事件的应用。

1.2.1 裂隙尖端附近的场

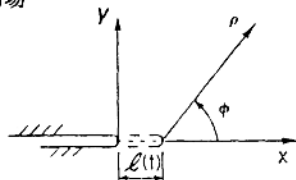


图 1.1 裂隙传播的端部

要考虑的几何形状示于图 1.1。静止坐标系的 z 轴平行于裂隙前沿, x 轴指向裂隙增长的方向。裂隙尖端的坐标可表示为 $x = l(t)$, 并且是移动的极坐标 (ρ, φ) 的极点, 本节所用的一些符号在以后一些章节中可能还会出现, 但因为只有这一节的最终结果有进一步参考价值, 故不会引起混淆。

首先, 对一个正在发展的裂隙运用弹性动力学的观点去考察图 1.1 所示的极坐标中应力分量 $\tau_{\varphi\varphi}$ (模式 II) 和应力分量 $\tau_{\varphi x}$ (模式 III) 在裂隙尖端附近的行为, 其结果为

$$\tau_{\varphi\varphi} = (2\pi\rho)^{-1/2} k_{II}(t, i) T_{\varphi\varphi}^*(\varphi, i), \quad (1.1a)$$

和

$$\tau_{\varphi x} = (2\pi\rho)^{-1/2} k_{III}(t, i) T_{\varphi x}^*(\varphi, i), \quad (1.1b)$$

其中 $i(t)$ 是破裂尖端的发展速度, $k_{II}(t, i)$ 和 $k_{III}(t, i)$ 是弹性动力学的强度因子, $T_{\varphi\varphi}^*(0, i) = T_{\varphi x}^*(0, i) = 1$, Achenbach 和 Barani (1975) 求得了 $T_{\varphi\varphi}^*(\varphi, i)$ 和 $T_{\varphi x}^*(\varphi, i)$ 的一般表达式。这两个函数与几何形状和负载情况无关, 值得注意的是当 $i(t)$ 增加到超过某个值时, 它们的极大值移到 $\varphi = 0$ 平面 (裂隙传播面) 之外。一般说来, $k_{II}(t, i)$ 和 $k_{III}(t, i)$ 的计算比起相应的应力强度因子的计算难得多。

在恰好位于裂隙尖端后部的裂隙面上, 相应于方程 (1.1a), (1.1b) 相关联的位移为

$$u_{\varphi} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{i \beta^2 (1 - \beta^2)^{1/2}}{\mu D(x, \beta)} k_{II}(t, i) \rho^{1/2}, \quad (1.2a)$$

$$u_x = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{i}{\mu (1 - \beta^2)^{1/2}} k_{III}(t, i) \rho^{1/2}, \quad (1.2b)$$

这里

$$D(\alpha, \beta) = (\beta^2 - 2)^2 - 4(1 - \alpha^2)^{1/2}(1 - \beta^2)^{1/2}, \quad (1.3)$$

$$\alpha = i/c_L, \quad (1.4a)$$

$$\beta = i/c_T, \quad (1.4b)$$

其中 c_L 和 c_T 分别是纵波和横波速度。

对于半无限裂隙，在 $k_I(t, i)$ 和相应的准静态应力强度因子 $K_I(t)$ 之间有一个令人感兴趣的关系，它是由 Freund (1975) 推得。对于模式 II 来说，也有一个类似的关系为

$$k_{II}(t, i) = f(i)K_{II}(t), \quad (1.5)$$

$f(i)$ 为依赖于裂隙端部速度和材料的特征波速。 $f(i)$ 函数是复杂的，但在模式 III 的情况下，相应的关系有一个简单的形式

$$k_{III}(t, i) = (1 - \beta^2)^{1/2} K_{III}(t), \quad (1.6)$$

β 由 (1.4b) 定义。不理想的是，这种由方程 (1.5) 和 (1.6) 给出的简单关系只对半无限裂隙有把握。对无限延伸裂隙，数值方法是计算弹性动力学应力强度因子的唯一实际途径。

在模式 III 中，主控裂隙端部运动的条件可以由 $k_{III}(t, i)$ 表达，且经验地测定与材料性质有关的临界值。在常规的准静态线性弹性破裂机制中，裂隙不稳定的条件为 $K_{III} = K_{III}^c$ 。在动力学的引证中， K_{III}^c 有两个因子部份。首先，在裂隙开始生长时：

$$k_{III}(t, 0) = K_{III}^d(\dot{\sigma}), \quad (1.7)$$

$\dot{\sigma}$ 为负载比。对确定的脆性破裂， $K_{III}^d = K_{III}^c$ 。同样对一个传播裂隙有：

$$k_{III}(t, i) = K_{III}^D(i), \quad (1.8)$$

K_{III}^D 是已知的动力学破裂刚度。

根据所观测到的现象，即传播裂隙端部活动时能量的降低可以给出一个更一般的情况。设能量释放比为 G ，裂隙端部运动的必要条件可以表达为 $G = R(i)$ ，这里 $R(i)$ 是 G 的临界值，它确定了材料对破裂的阻抗，反映了伴随裂隙的传播与破裂过程中的能量消耗。

能量释放比 G 与进入裂隙端部 F 的能量之间的关系为 $F = Gi$ 。对于弹性动力学问题，因其时间是作为独立参量引入的，故计算裂隙端部的能量就非常简单。Achenbach (1972) 对此作过详细的讨论。在一个二维几何图形中，为了联结模式 II 和模式 III 的破裂， F 可以表达为形式

$$F = -\frac{i^3}{2\mu c_T^2 D(\alpha, \beta)} (1 - \beta^2)^{1/2} [k_{II}(t, i)]^2 + \frac{i}{2\mu(1 - \beta^2)^{1/2}} [k_{III}(t, i)]^2, \quad (1.9)$$

$D(\alpha, \beta)$ 由方程 (1.3) 定义的。根据进入裂隙端部的能量，破裂的必要条件是

$$F = iR(i). \quad (1.10)$$

对于纯粹的脆性断裂, $\frac{1}{2}R(i)$ 成为专门的表面能, 亦即创建一个自由表面单元所需要的能量。

对于模式Ⅲ的破裂情况, 方程 (1.9) 变为:

$$F = \frac{1}{2\mu} \frac{i}{(1-\beta^2)^{1/2}} [k_{\text{III}}(t, i)]^2. \quad (1.11)$$

当裂隙端部缓慢传播时 (即当 $i \rightarrow 0$), 方程 (1.11) 化简为

$$F = \frac{1}{2\mu} [K_{\text{III}}(t)]^2 i \quad (1.12)$$

结合方程 (1.10) 的结果, K_{III} 为初始破裂的刚度 K_{III}^c ,

即

$$K_{\text{III}} = K_{\text{III}}^c = [2\mu R(0)]^{1/2}. \quad (1.13)$$

这样, 对缓慢传播的裂隙, 破裂刚度一般作为材料的性质引入, 应力强度因子等于破裂传播时的破裂刚度 K_{III}^c 。四个关系式 (1.8), (1.10), (1.11) 和 (1.13) 可以用来建立 K_{III}^D 与 K_{III}^c 之间的理论关系:

$$K_{\text{III}}^D = [(1-\beta^2)^{1/2} R(t) / R(0)]^{1/2} K_{\text{III}}^c. \quad (1.14)$$

其中, (1.13) 式中, $R(0)$ 相应于准静态临界能量释放比。

1.2.2 裂隙缘的辐射

在一个无限均匀, 各向同性的线性弹性固体中, 我们来说明半无限裂隙以模式Ⅲ传播时, 初始破裂缘的辐射。几何图象显示在图 1.1 中。当 $t=0$ 时, 破裂开始在 x 方向传播, 随后, 裂隙端部的位置是: $x=vt$, 即裂隙端部的速度为常数。

当裂隙传播之前 $t < 0$ 时, $y=0$ 平面上对平面的剪切应力为

$$y=0, \quad x < 0, \quad \tau_{23} = \tau_T^* \quad (1.15a)$$

$$y=0, \quad x > 0, \quad \tau_{23} = (2\pi x)^{-1/2} K_{\text{III}}^c + \tau_T^* + O(x^{1/2}), \quad (1.15b)$$

其中 τ_T^* 假定为常数, 表示裂隙面间的最大静摩擦, 而 K_{III}^c 是模式Ⅲ应力强度因子沿断层平面的临界值。当裂隙端部传播和裂隙表面滑动时, 沿滑动区 $-c_T < x < vt$ 相对动摩擦的应力降为 τ_T^k 。在 $y=0$ 的平面上, 剪切应力为

$$y=0, \quad -c_T t < x < vt, \quad \tau_{23} = \tau_T^k \quad (1.16a)$$

$$y=0, \quad x > vt, \quad \tau_{23} = (2\pi)^{-1/2} (x-vt)^{-1/2} K_{\text{III}}^d + \tau_T^k + O[(x-vt)^{1/2}], \quad (1.16b)$$

由于剪切应力的正常部份在裂隙端部连续, τ_T^k 项出现在方程 (1.16b) 中。由 $y=0$, $x < -c_T$ 定义的区域尚未被裂隙传播事件影响。

可以解一个叠加问题去分析由初始事件导致的辐射场, (1.15b) 是初始条件。对叠加问题, 假定在 $t=0$ 时, 裂隙在它自己的平面中以速度 v 开始传播, 且从 $y=0$ 的平面上移开相应的驱动力。这样对叠加问题给出条件:

$$y=0, \quad -ct < x < 0, \quad \tau_{23} = -\sigma_0 \quad (1.17a)$$

$$y=0, \quad 0 < x < vt, \quad \tau_{23} = -(2\pi x)^{-1/2} K_m^c - \sigma_0 + O(x^{1/2}), \quad (1.17b)$$

其中

$$\sigma_0 = \tau_r^s - \tau_r^k \quad (1.18)$$

是最大静摩擦和最大动摩擦之间的差。

对平面位移 $u_3(x, y, t)$ 服从于:

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial y^2} = \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

受方程 (1.17a) 和 (1.17b) 边界条件的制约, 该方程的解析解可以通过考虑两种裂隙面负载的 δ 函数来获得。第一种形式:

$$y = \pm 0, \quad -\infty < x < vt, \\ \mu(\partial u_3 / \partial y) = \delta(x/t + \xi) H(t) H(vt - x) \quad (1.20)$$

对这个问题, 粒子速度表达为 $v_a^G(x, y, t; \xi)$ 或 $v_a^G(r, \theta, t; \xi)$, 这个解适合于含有半无限裂隙的固体问题。当时间 $t=0$ 时, 裂隙面受 δ 负载函数的制约, 它们以定常速度 ξ 向负 x 方向传播, 其中 $\xi < c_T$ 。在第二个问题中, 我们考虑裂隙表面的负载形式为

$$y = \pm 0, \quad -\infty < x < vt, \\ \mu(\partial u_3 / \partial y) = \delta(x - \eta) H(t - \eta/v) H(vt - x). \quad (1.21)$$

这个问题的粒子速度解表达为 $v_a^G(x, y, t; \eta)$ 或 $v_a^G(r, \theta, t; \eta)$ 。这个解适用的情况与 v_a^G 一样, 除非裂隙面受不依赖于时间的 δ 负载函数的制约, 它们出现在时间 $t = \eta_d/v$, 位置为 $x = \eta_d$ 。那末, 假如裂隙面受到制约:

$$y = \pm 0, \quad -\infty < x < vt, \\ \mu(\partial u_3 / \partial y) = g(x/t) H(x/t + c_T) H(-x) \\ - f(x) H(x) H(vt - x), \quad (1.22)$$

其中 $g(x/t)$ 依赖于 x/t 而不分别依赖于 x 和 t , $f(x)$ 只依赖于 x 。迭加通常可以写为

$$v_3(r, \theta, t) = \int_0^{c_T} g(-\xi) v_a^G(r, \theta, t, d\xi + \int_0^{vt} f(\eta) v_3^2(r, \theta, t; \eta) d\eta, \quad (1.23)$$

其中 v_3 是粒子速度的 z 分量。第一个积分规定了由于老裂隙面上动负载造成的粒子速度。这个积分相应于老裂隙端部原始负载的叠加和在 x 的负方向以速度 c_T 降到零的移动。第二个积分相应于时间 $t = \eta/v$ 位置 $\eta = vt$ 上静负载的迭加。

本文中, 我们感兴趣于波峰的估算, 也就是想对非常接近到达时间的 x/c_T 的那些时间 t 的波场进行考察。作一些处理后, 近似于方程 (1.23) 的波峰估算可以表达为

$$\begin{aligned} v_3(r, \theta, t) = & \int_0^{c_T} g(-\xi) v_a^G(r, \theta, t; \xi) d\xi \\ & - \frac{v^{3/2} \sin \frac{\theta}{2} H(t - s_T r)}{\pi \mu r^{1/2} (1 - s_T v \cos \theta)^{3/2}} \\ & \times \int_{s_T r}^t (t - \eta)^{-1/2} f \left[\frac{v(\eta - s_T r)}{1 - s_T v \cos \theta} \right] d\eta \end{aligned} \quad (1.24)$$

和

$$\begin{aligned} v_a^G(r, \theta, t; \xi) = & - \frac{1}{\pi \mu r^{1/2} (1 - s_T v \cos \theta)^{3/2}} \\ & (v + \xi)^{1/2} [2(1 + s_T \xi)(1 - s_T v \cos \theta) \\ & + (1 - s_T v)(1 + s_T \xi \cos \theta)] \\ & \times \frac{H(t - s_T r)}{(1 + s_T \xi)^{3/2} (1 + s_T \xi \cos \theta)^2} \end{aligned} \quad (1.25)$$

其中 $s_T = 1/c_T$ 。要指出的是, 方程 (1.24) 表达了辐射场粒子速度的角度依赖, 甚至很接近波峰的地方, 它依赖于作用在裂隙面的驱动力类型。由方程 (1.24) 与 (1.25), $s_T r$ 附近 t 时刻, 初始事件的辐射场为

$$v_3(r, \theta, t) = (v_3^1 + v_3^2 + v_3^3) H(t - s_T r), \quad (1.26)$$

其中 v_3^1 相应于老裂隙面消耗负载 $-\sigma_0$, v_3^2 相应于新裂隙面上单向驱动力平方根值 $-(2\pi x)^{-1/2} K_{III}^c$, 而 v_3^3 相应于新裂隙面上定常驱动力 $-\sigma_0$ 。分量 v_3^1 给出为

$$v_3^1 = -v_3^3 + \frac{\sqrt{2} \sigma_0 \sin(\theta/2)}{\pi \mu r^{1/2}} \frac{(1 + s_T v)^{3/2} (t - s_T r)^{1/2}}{s_T^{3/2} (1 - s_T v \cos \theta)^{3/2} (1 + \cos \theta)}, \quad (1.27)$$

$$v_3^2 = \frac{K_{III}^c}{\mu \sqrt{2\pi}} \frac{\sin(\theta/2)}{r^{1/2}} \frac{v}{(1 - s_T v \cos \theta)}, \quad (1.28)$$

和

$$v_3^3 = \frac{2\sigma_0 \sin(\theta/2)}{\pi \mu r^{1/2}} \frac{v^{3/2} (t - s_T r)^{1/2}}{(1 - s_T v \cos \theta)^{3/2}}. \quad (1.29)$$

可以看到, 场对 $-\sigma_0$ 的依赖是 $(t - s_T r)^{1/2}$ 量级, 却以零的量级依赖于 $-(2\pi x)^{-1/2} K_{III}^c$ 。

1.3 正则问题

在弹性动力学射线理论中, 高频机械扰动幅度 (或者传播不连续性程度) 作为一个扰动沿射线传播被追踪。在弹性动力学射线理论中, Karal 和 J.B.Keller (1959) 和 H.Keller (1964) 作了首批有意义的工作。至于新的观点和研究, 可以推荐 Achenbach 等人 (1982)。

这里所用的追踪由破裂锋产生信号的射线方法等价于几何衍射理论。对任意形状的滑动带, 这个方法是基于半无限裂隙丛的解, 裂隙丛的表面受制于类似的扰动。对半无限裂隙几何形状的解可以通过拉普拉斯变换技术结合 Wiener-Hopf 方法 (Achenbach, 1973) 的分析得到。实际上, 波锋面移动可以由逼近考虑从解的拉普拉斯变换直接分析。这些波锋面结果由辐射系数来表达, 而这些系数又依赖于表面扰动的辐射场。现在, 弹性动力学理论对半无限裂隙结果作修正以求裂隙缘的曲率和裂隙的有限尺度, 而在一般的学术研究中, 半无限裂隙问题的结果是以正则解来提供的。

J.B.Keller (1958) 发展了标量波的绕射几何理论, 这个理论近似地估计了绕射效应。但是他给出的公式不能直接地应用于固体, 因为在固体中, 波的运动被两个波动方程制约, 波动方程由边界条件联结。Ahlwalia 等 (1974) 讨论了几何绕射理论的应用, 测定由确定的时间位移关系的弹性体表面激发的波。但是, 本文的例子是对抗扭运动的情形, 抗扭运动是受标量方程制约的。Achenbach 等 (1982) 还建立起弹性体中更复杂的三维的几何绕射理论的基础。

在这一节里, 我们总结了两种有关正则问题的解。平面内 (模式 II) 和对平面 (模式 III) 问题在我们以后的工作中是需要的。这些问题的几何图象表示在图 1.2 中。

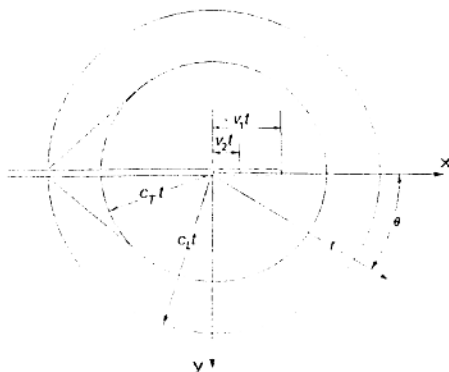


图 1.2 正则问题的二维几何图象