第一章　发展中的数字地震学

一、模拟记录地震观测 100 年（1875～1974 年）

地震是一种会给人类生命财产带来严重损害的自然现象，它是在地球内部特定的条件下，由其内部的和外部的作用力引起的构造运动所导致的物理过程。地震学的基本任务概而言之可以说是：认识自然、趋利避害。即：分析和研究用地震仪记录到的地震图，了解地球内部各个部分介质的特性和状态及其变化，认识地震发生的原因及其规律；勘探地下资源、保护地球环境，为人类社会经济发展服务；预测地震及其灾害，为人类预防和减轻地震灾害服务。

地震学是一门观测科学。地震仪对于地震学犹如望远镜对于天文学一样的重要。地震学的发展是与地震仪的发展密切关联的（宇津德治，1987；James，1989）。公元 138 年，我国东汉时期的张衡（78～139 年）于公元 132 年发明的、设置在洛阳的一台候风地动仪检测到了一次发生在甘肃省内的地震。这是人类历史上第一次用地震仪器检测到远处发生的、但在仪器所在地无感的地震。早期的地震仪器实际上是验震器，即用于指示地震业已发生的装置。张衡的这一伟大发明要比 J. de la Haute Feuille 的水银验震器（1703 年）、Robert Mallet 的水银验震器（1845 年）、Luigi Paimieri 的水银验震器（1855 年）、Andrea Bina 的摆式验震器（1751 年）、A. Filomarino 的摆式验震器（1796 年）、G. Wagoner 的摆式验震器（1880 年）以及 James D. Forbes 的倒立摆验震器（1841 年）早 1560 年以上。

第一台近代地震仪是意大利人 Filippo Cecchi 于 1875 年发明的，可以记录两个分向（南-北与东-西分向）的地面运动。Filippo Cecchi 的摆式地震仪放大倍数只有 3 倍，只能记录强震。

L. Hengler（1832 年），A. Gerard（1851 年），和 M. F. Zollner（1861 年）为了研究日、月引力引起的垂线偏差，运用了水平摆旋转轴倾斜原理提高了悬挂摆对地面运动和地倾斜的灵敏度。Hengler，Gerard 和 Zollner 的仪器不是地震仪，不过他们那时已认识到他们所做的仪器的潜力。1884 年，Ernst von Rebeur-Paschwitz 根据旋转轴倾斜原理做了一台相当灵敏的倾斜仪。1889 年 4 月 17 日该倾斜仪在波茨坦记录到了一个发生于日本的远震，这是人类历史上第一次用近代地震仪记录下远震。科学家们原先只知道这类仪器可以记录地倾斜；至此，终于发现它们对于与摆旋转轴垂直的水平地动也同样地灵敏。

John Milne（Herbert-Gustar and Nott，1980　）于 1876 年被任命为日本东京帝国工业学院教授，他与熟知 Gerard 摆的 Thomas Gray 和 J. Alfred Ewing 一道，致力于摆式地震仪的研制。1881 年，他们研制成功了熏烟记录三分向摆式地震仪，并且在仪器试运行

期间记录到了发生于 1880 年 11 月 3 日的日本地震。

Milne 的重大贡献之一是建立了一个由 40 个台构成的世界范围的地震台网。 Milne 于 1895 年返回英国并在一个叫做 Wight 的小岛上的 Shide 建立了一个地震台。 Milne 也是世界地震资料中心的创始人。他鼓励在世界各地建台，并将其观测结果寄给在 Shide 的 Milne ，然后由 Milne 整理观测数据、编辑地震报告。

可以说，19世纪 80年代以前，地震学是以宏观观察和定性描述为主。 19 世纪 80 年代之后的 30～40 年间，随着近代地震仪的发展，地震学家才有可能开始研究实际的地面运动。1898 年，Emil Wiechert 将粘滞阻尼引入地震仪。Wiechert 在其水平分量倒立摆地震仪中，用很大的质量、弱弹簧得到了较长的摆自由周期，从而可以记录宽频地震信号。

Wiechert 地震仪的摆的质量很大，重量在 1 t 以上。这样的地震仪实在难于制造和维护。1906 年俄国的 B. Galitzin 成功地制成了第一台电磁式地震仪，以比较容易控制的阻尼得到了相当高的灵敏度。在地震波的频率高于地震计自由频率时电磁式地震仪的频率响应曲线是平的。

1922年 ，J. A. Anderson 和 H. O. Wood 设计了 Wood-Anderson 地震仪，该仪器摆的自由周期为 0.8 s,放大倍数是 2800倍。对于在地震波中占优势的低频而言，该仪器尤如记录地面运动加速度的地震仪。

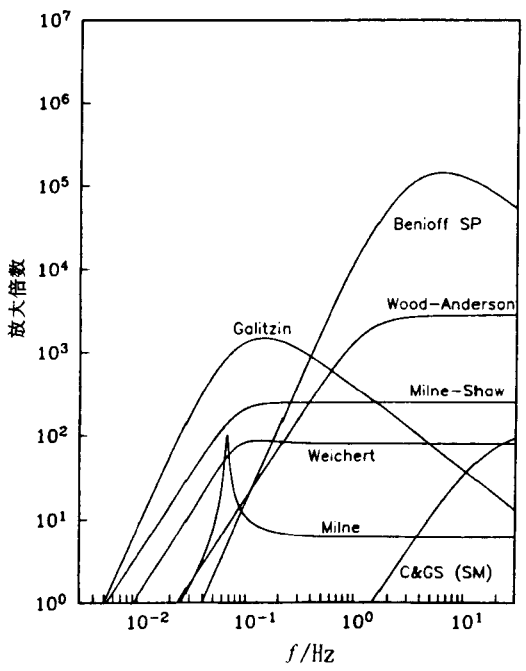


图 1.1 地震学历史上曾经有过特别影响的一些地震仪的振幅-频率(f)特性曲线

1930年，H. Benioff 引进了变磁阻地震仪。该仪器在短周期的放大倍数可高达 200,000 倍。1934 年，Lucien J. R. LaCoste 应用零长弹簧测量重力的变化，通过调节弹簧与垂直方向的夹角，增加摆的自由周期。图 1.1为在地震学历史上曾经有过特别影响的一些地震仪的放大倍数曲线。其中，Milne 地震仪是第一台记录无感地震的仪器； Milne-Shaw 地震仪是 Milne 地震仪的改进与发展。Wiechert 地震仪是第一台有足够大阻尼的仪器，重 125 kg 型的 Wiechert 地震仪曾经风行世界各地。Galitzin 地震仪是第一台使用电磁式的摆和记录器的仪器。Wood-Anderson地震仪是第一台用于记录微小地方震的仪器，是定义地方震震级 M_L 的基础。Benioff 短周期地震仪是后来许多记录远震的地震仪的基础。 C&GS(SM) 地震仪是美国海岸和大地测量局 (U. S. Coast and Geodesy Survey) 的强震仪。1932 年美国海岸和大地测量局开始在美国西海岸装置这种仪器，9 个月以后遇上了 1933 年 3 月 10 日美国加州 Long Beach 地震，获取了第一批有

价值的强震记录。

图 1.2是一些比较近代（直至 20世纪 70年代）的模拟记录地震仪的振幅频率特性曲线。如世界范围标准地震台网(WWSSN)的短周期(SP)和长周期(LP)地震仪,在前苏联使用的 Kirnos地震仪(SK 和 SKM)，在加州中部地方震台网上用的 Calnet地震仪，以及近代模拟记录强震仪 SMA-1。

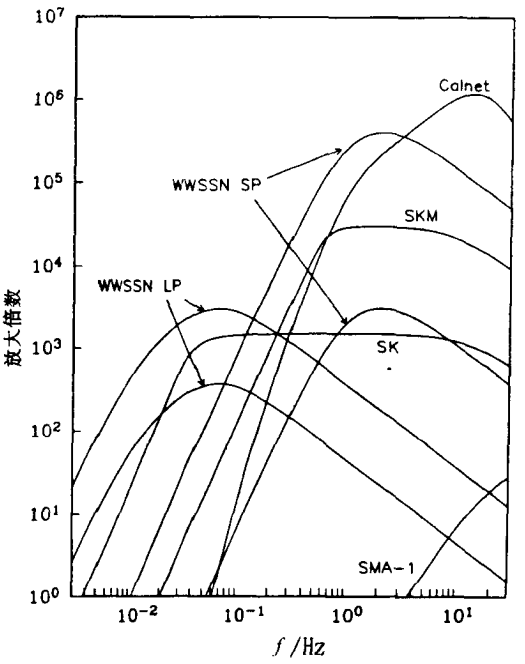


图 1.2 一些比较近代(直至 70年代)的模拟记录地震仪的振幅-频率(f)特性曲线

从 1875年第一台近代地震仪诞生以来，地震学家便用它来对地震进行观测，并在这个基础上发展起了近代地震学。需要特别强调指出的是，从那时起到 20世纪 70年代中期的 100年来，地震学家主要依靠的是模拟记录地震图。运用这些记录，地震学家对于地球内部结构和地震发生的时间、地点、震源机制等方面的了解都取得了堪称辉煌的成绩。近代地震仪已经可以记录到远至位于台站对跖点的、在震中区无感的小地震，然而这种地震仪实在太灵敏而动态范围又不大，遇到大地震时就“出格”（超过量程）。地面振动的频率跨越了 6个数量级(图 1.3)，从周期数量级达 10^4 s 的固体潮、10^3 s的地球自由振荡、10^2 s 的长周期面波、10 s 的长周期体波,到 1 s 的短周期体波、在震中地区 10^{-1}s 的强地面运动、10^{-2} s 的地壳地震，已经到了人耳听觉的阈值。地脉动在 5～10 s 处有一个峰值。地面振动的加速度的幅度小到 $10^{-7}\,g$,大到 1 g 的数量级(1 $g\approx10$ m/s^2),跨越 8个数量级。受仪器制作技术的限制，地震学家只好在远距离记录大地震的低频率成分（大地震—远距离—低频率）或者在近距离记录小地震的高频率成分（小地震—近距离—高频率）；而地震工程师则主要关注引起建筑物破坏的近场强地面运动，他们着重于在近距离用低放大倍数的强震仪记录 1～10 Hz的强地面运动。这种情况清楚地体现在图 1.1 和图 1.2 上：随着仪器放大倍数的提高，地震学家最终采用分别在 0.01～0.1 Hz 和 1～10 Hz 两个频率范围内来测量地面振动以避开“噪声”。0.1～1 Hz 这个“噪声”频谱所在的范围便成了短周期地震仪和长周期地震仪的分水岭。这种状况无论是对于了解地球内部结构还是对于了解震源过程来说都是很不理想的。

为了克服动态范围小以及频带窄的缺点，同时为了使地震仪既轻又小以便于安装，例如安装于井下以降低干扰，地震学家做出了巨大的努力，并且取得了进展。一方面，通过对电路的改进，制成了反馈式电磁地震仪。反馈式电磁地震仪通过负反馈将力加到

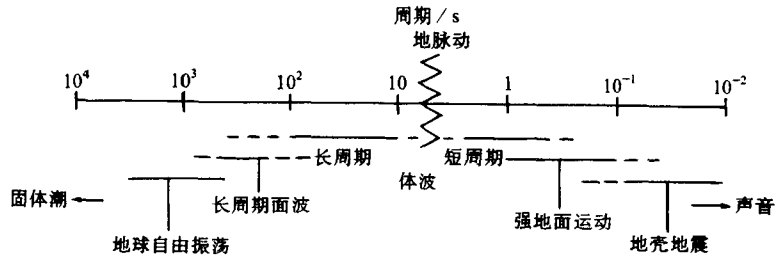


图 1.3 地面振动的周期范围

摆上。对于位移反馈型的地震仪来说，是将与位移成正比的输出加在反馈线圈上，由于它能使摆返回到原来的位置，所以又称为力平衡型地震仪。位移式反馈型地震仪，由于表面上看摆的恢复力变大，其固有周期与无反馈电路时相比而变短，在变短的固有周期到周期为无限大的范围内摆的位移和地震加速度成正比，频带展宽了，动态范围也扩大了。另一方面，随着微电子技术的发展，从本世纪 70年代起，地震观测系统中大量采用了将信号进行数字化的记录方式。和模拟记录相比数字记录的特点，是信号质量极高。模拟记录的动态范围，其上限不过是 50 dB 左右，而数字记录的动态范围一般可确保在 90 dB 以上。在模拟记录方式中，为了记录大动态范围的信号，必须使用多个放大倍数不同的记录；反之，只要用一个数字式记录即可涵盖全部动态范围，而且还可以用计算机处理信号。

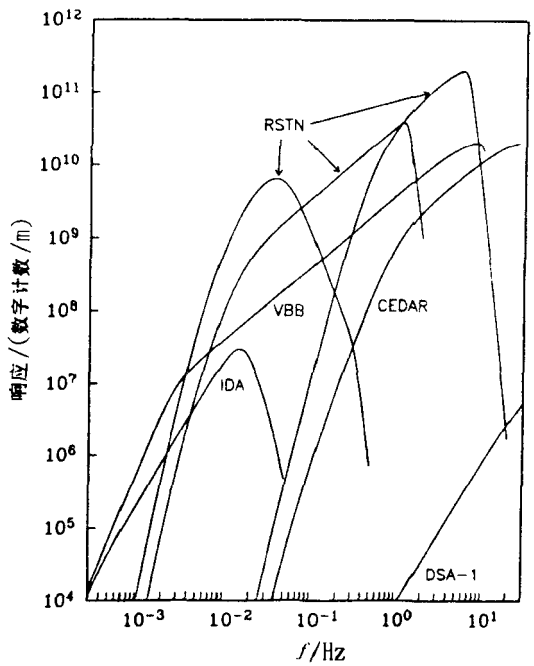


图 1.4 一些数字记录地震仪的振幅-频率(f)特性曲线

图1.4 总结了一些数字记录地震仪的频率响应。

由于数字记录地震仪具有记录频带宽、分辨率高、动态范围大以及易于与计算机联接处理的优点，所以自1975年美国圣迭戈加州大学(UCSD)地球和行星物理研究所(IGPP)开始实施 IDA 台网——国际加速度仪部署台网(International Deployment of Accelerometers)和德国开始建立 Grafenberg 台阵计划以来，地震观测系统中大量采用了数字记录方式，从而使地震学的发展出现了一个新的飞跃，数字地震台站、台网和台阵数量迅速增加，在这一基础上，产生出了有时也被称作宽频

带地震学(broadband seismology)的数字地震学(digital seismology)。

二、全球数字地震台网的发展(1975年～)

自1975年IDA台网开始数字地震台网的建设以来，全球范围内数字地震台网的建设如雨后春笋。IDA台网是用于低频地震学研究的数字地震台网，使用LaCoste-Romberg重力仪作地震计，现已有18个台站分布于全球，包括设置于我国的北京台和昆明台。

1975年，德国在Gräfenberg开始建立Gräfenberg台阵，到1980年该台阵完全运作，共有13个数字记录宽频带地震台(Buttkus，1986)。1992年德国新成立的、位于波茨坦的地球科学研究中心(GeoForschungs Zentrum，缩写为GFZ)开始了一个新的计划——GEOFON(GEOFOrschungs Netz)计划，该计划是为了记念Ernst von Robeur-Paschwitz 1889年于波茨坦第一次记录到远震而提出的，用两个三年的时间(1993～1995年和1996～1998年)在全球建立起一个由30个永久台组成的台网。一个便携式宽频带台网和资料中心。

1981～1982年间，法国开始实行GEOSCOPE计划。迄今该台网已经设置了近30个数字地震台，包括设置于我国新疆的乌什台。

1983年5月，我国开始建设中国数字地震台网(China Digital Seismograph Network，缩写为CDSN)。该台网系与美国地质调查局(USGS)合作建设的，于1986年10月1日开始提供台网网日带，于1987年10月22日开始完全运行，共9个台(Chen et al.，1994)。1993年新增设拉萨台(实际上拉萨台从1991年11月开始运作)。1995年，全球地震台网GSN(Global Seismograph Network)的西安台并入CDSN。至此，CDSN共有11个台。

1986年欧洲地球物理学会和欧洲地震委员会在基尔(Kiel)开会，决定建立ORFEUS(Observatories and Research Facilities for EUropean Seismology)资料中心ODC，负责欧洲数字地震台站宽频带数字地震资料的汇集和发送，以及全球数字资料的交换。这个中心于1987年1月1日开始试运作，1988年全面运作。1993年ODC由荷兰Utrech大学迁至荷兰deBilt皇家荷兰气象研究所(Royal Netherlands Meterorological Institute，缩写则按荷兰文写为KNMI)。现在，ODC与Gräfenberg台阵、GEOSCOPE台网、MedNet(Mediterranean Network)台网均有资料交换关系。

1984年，美国57所大学联合成立了一个叫做IRIS(Incorporated Research Institutions for Seismology)的联合体，计划在全球设置100多个数字地震台。现在，IRIS的全球地震台网GSN(Global Seismographic Network)已有72个数字化地震台，包括在中国西安的一个数字化地震台(1992年11月开始运作，1995年并入CDSN)。另外，IRIS拥有400套便携式数字地震仪，通过PASSCAL(Portable Array Seismic Studies of the ContinentAl Lithosphere)计划提供用户进行野外观测。仅1994年全年，就有40次的野外工作使用了PASSCAL的数字化地震仪(Ahern，1994)。

1987年，日本地震学家提出了"海神计划"(Pacific Orient SEIsmic Digital Observation Network，缩写为POSEIDON)，计划在西太平洋和东亚地区每个约10°×10°的地区设置

一个数字地震台。

1989 年，意大利发动地中海沿岸国家建立了一个非政府性质的国际合作组织 Med Net (Mediterranean Network)，计划在地中海地区设置 12～15 个数字化地震台，台距约 1000 km(Boschi, et al., 1991) 。到 1994 年，MedNet 台网已拥有近 20 个地震台。

在加拿大，加拿大国家地震台网（Canadian National Seismograph Network, CNSN）已有近 10个甚宽带(VBB)及近 30 个宽频带(BB)台站和 50 多个短周期(SP)数字化地震台站。

澳大利亚国家地震台网（Australian National Seismograph Network, ANSN)现有 24 个模拟记录地震台、8个数字化地震台(其中有 3 个 BB 台)。他们计划在近年内将大多数地震台的仪器更新为数字化地震仪，并将所有计划更新的台站都换上 BB 地震仪。

数字地震观测系统对于地震学的意义，很快就为人们所认识，世界各国有关部门，无不投入巨资，竞相发展数字地震观测系统。迄今，全世界已有 543 个数字地震台(图 1.5)。

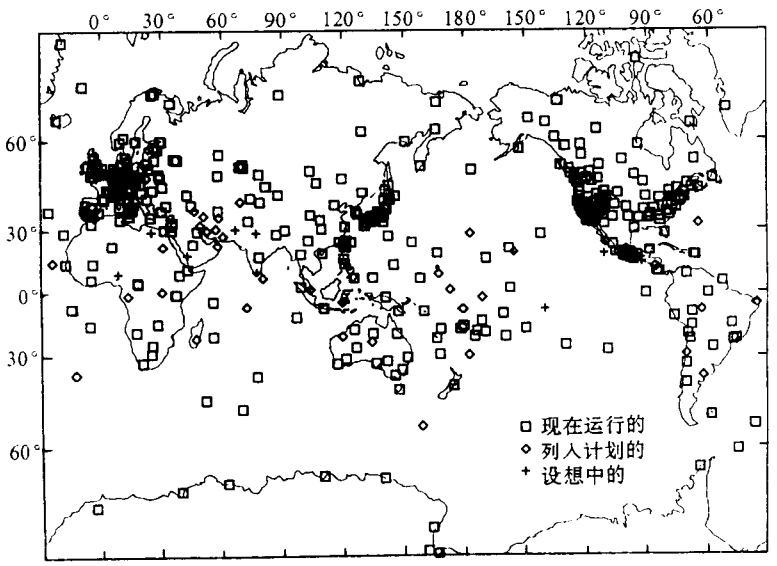


图 1.5 全球数字宽频带地震台分布图(截至 1998年 6月)

在地震学家认识到数字记录宽频带地震观测系统的重要性和潜在能力并致力于其发展的同时，也意识到全面规划、资料交流、信息资源共享以及数据格式统一等问题的重要性与紧迫性，这就产生了成立一个国际性组织以协调全球数字地震台网发展的需要。1986 年 8 月，国际性的数字（宽频带）地震台网联合会(Federation of Digital broadband Seismographic Networks ,缩写为 FDSN ,省去“宽频带”一词)借欧洲地球物理学会(EGS)在基尔(Kiel)举行年会之际正式成立,选举加拿大地质调查局的 Michael J. Berry 为第一任主席，下设：台网布局工作组(Ⅰ)、数字宽频带地震系统的仪器工作组（Ⅱ)、数据交换格式工作组(Ⅲ)、数据交换体制与数据中心工作组(Ⅳ)等工作组(Morelli, 1994)。现在 FDSN 已有 ANSN, CNSN, CDSN, GEOSCOPE, GRN, POSEIDON, ORFEUS, IRIS GSN, USGS Nets., U. K. National Net., MedNet 等会员。历届执行委员会组成

如下：

1986～1989 年

M. J. Berry	加拿大，主席
A. Dziewonski	美国，副主席
B. Romanowicz	法国，副主席
R. Engdahl	美国，委员

1989～1991 年

A. Dziewonski	美国，主席
陈运泰	中国，副主席
H. P. Harjes	德国，副主席
B. Romanowicz	法国，委员
R. Engdahl	美国，委员
D. Giardini	意大利，秘书

1991～1993 年

A. Dziewonski	美国，主席
J. -P. Montagner	法国，副主席
Y. Fukao	日本，副主席
R. Engdahl	美国，委员 (ASPEI 代表)
B. Romanowicz	法国，委员 (ILP代表)
D. Giardini	意大利，秘书

1994年至今

J. -P. Montagner	法国,主席
A. Morelli	意大利,副主席
T. K. Ahern	美国,秘书

截至 1998 年 6 月,属于 FDSN 的全球性数字地震台站已达 161 个(图 1.6)。数量上的增长不可谓不快，但是，从台网的全球布局来说，海域和南半球的数字地震台仍然偏少。为了改善这一状况，FDSN 与国际海洋台网(International Ocean Network，ION)密切联系，十分支持海洋地震台网（Ocean Seismic Network，OSN ）的工作。(OSN 是 ION 的重要组成部分）。由于海洋的噪声水平特别高，在海域设置数字地震台比较困难；而且安装和维护海底地震仪的价格也相当高，所以 FDSN 希望通过与 ION 密切合作，争取 ION 的 OSN 多功能化，以改善海域数字地震台网稀疏的状况。

FDSN 除了关注全球数字地震台网的数量、分布以及观测质量的提高以外，对于大量的、高质量的数字地震资料的交流和全世界广大地震学家共享这些资料的问题也十分关注。

宽频带、大动态范围和数字地震观测系统的出现与发展，对地震学的发展给予巨大的推动。现在用一个信道就可以记录下地震学家感兴趣的信息以及地震工程学家需要的强地面运动的信息，传统的地震仪和传统的强震仪的功能已体现在一台仪器中，从而泯灭了地震学家和地震工程学家在观测手段方面的界限；传统的用于记录远震以进行全球

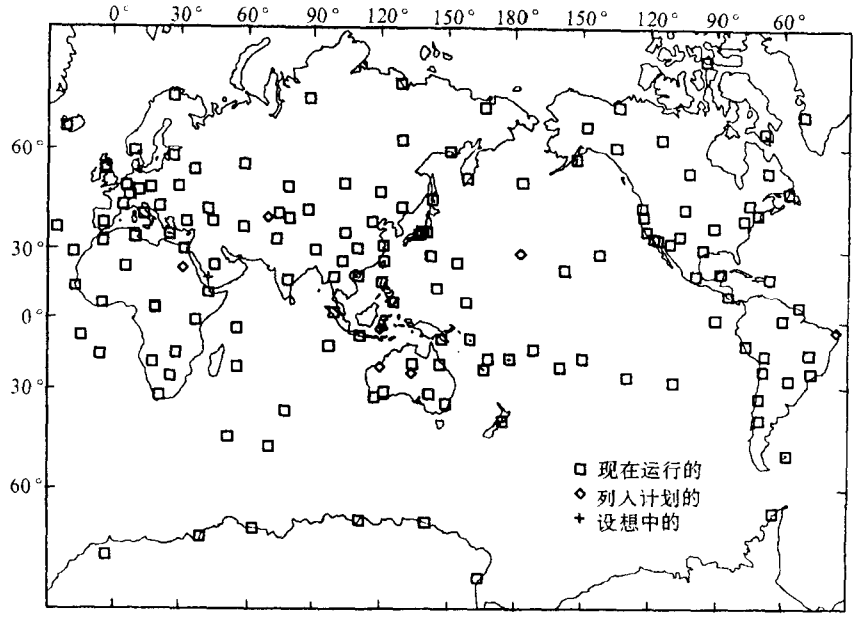


图 1.6 世界数字地震台网联合会 (FDSN)的全球数字宽频带地震台分布图(截至 1998 年 6 月)

地震学研究的中长周期地震仪与传统的用于记录近震和地方震以进行区域性地震学研究的短周期地震仪也可用一台仪器来取代。宽频带、大动态范围和数字地震观测系统在近震源距离得到的地震的近场记录携带了有关震源和介质的丰富的信息，为人们深入了解地震震源过程和地球内部结构提供了有力的手段。数字化地震观测系统的出现与迅速发展，正在推动着地震学的发展，改变着地震学的面貌，促进了一门新的学科——数字(宽频带)地震学的形成。

三、数字地震学研究的发展概况及趋向

自数字地震仪应用到地震学研究中以来，全球范围内无论在台网建设还是在利用其取得的资料进行科学研究方面都取得了很大的进步。例如，目前已经建成的覆盖全球的台网如全球数字地震台网(GDSN）在确定世界各地较大地震的震源参数（包括地震矩张量）等方面起了很大的作用；国际加速度仪部署台网(IDA)致力于超长周期地震动的观测与记录，其观测结果对于确定地球自由振荡的振型、研究地球内部结构具有很好的效果；还有一些针对特定的科研课题进行的观测和研究项目，如土耳其膨胀研究计划(TDP)，等等。

这些工作主要集中在地球内部结构、地壳和上地幔的横向不均匀性和各向异性、地震震源的时-空过程、地震矩张量、非均匀震源面的描述和近场强地面运动、区域应力场的变化和地球动力学等方面的科学问题。

(一)地球内部结构

对于地球内部结构的研究有许多进展。从利用长周期面波研究全球大尺度结构发展到利用短周期地震波研究中、小尺度结构；从单纯利用走时数据反演地球内部速度结构发展到利用波形、频谱、相位等动力学参数建立地壳的三维速度结构的图像并研究介质的衰减、散射、孔隙度等特性参数和各向异性等问题。地球内部大尺度不均匀性和各向异性的研究为全球构造和地球动力学（如板块俯冲、消减带、缝合线以及地幔对流等）提供了证据。比如，通过这些研究证实了日本岛下面太平洋板块向下俯冲的现象；获得了菲律宾海消减带的详细图像；提出了伊豆半岛的碰撞分界线；获得了兴都库什的大陆地壳的消减带的证据等。在中、小尺度的地球内部细结构研究方面则致力于研究一些特定地区的区域性地质、地球物理事件，如震源区的深部构造背景、介质应力状态、地震过程、火山地热异常区的深部结构等。比如，说明了美国西部地壳和上地幔中存在某些与地热有关的低速块体；发现加州中部有一个向东倾斜的低速区；加州南部软流层中存在强烈的异常，获得了圣安德烈斯断层和相邻断层区内的详细的三维结构等。

最近几年地壳介质各向异性的研究，特别是上地壳裂隙介质各向异性的研究非常引人注目。1973年，Garbin和Knopoff从理论上指出了介质中定向排列的裂隙可能导致岩石中弹性波速度呈现较强的各向异性。随后对此问题的研究在理论探讨和实验观测两个方面都迅速发展起来。数字地震仪的应用对它的发展起到了很好的作用。1985年Crampin等报道了他们在土耳其北安纳托利亚观测到横波分裂的现象后，苏联、英国、日本、加拿大、美国和法国也都发表了类似的报告。近年来中国在这一领域的研究工作也取得了一定的进展。从横波分裂的地震观测中可以得到裂隙的走向、裂隙的倾角、裂隙的密度和裂隙的纵横比等4个参数，这些参数与地下应力状态密切相关，是了解地下应力状态的有力手段，有可能对于地震预测起到积极作用，因而得到国际地震学界的重视。

(二)地震震源过程

对于震源的研究工作则由到时、波形振幅、部分振动波形拟合向全波形拟合发展。对震源的描述从简单的剪切位错点源发展到地震矩张量（陈运泰等，1992）。对地震破裂过程的描述从有限移动源发展到复杂的破裂时-空过程。以地震记录为依据，反演震源详细的时-空特性的震源层析成像成为震源研究领域中新的趋向。研究工作的重点是非均匀震源面的描述和近场强地面运动与区域应力场的关系。国际上在此领域的研究工作已经可以比较详细地描述地震震源面各个部位的应力降与位错量的分布（陈运泰、许力生，1994）

地球物理学的发展已经证明地球的上部是由一些巨大的板块所组成的，板块之间的相互运动使得在其边缘和内部积累起应力，应力的快速释放就产生地震（陈运泰、顾浩鼎，1990）研究地球内部应力的分布及其变化对于了解和预测地震的形成过程具有重要的意义。60年代初建成的世界范围标准地震台网（WWSSN）通过在全球范围内地震的定位，对板块学说的创立起到了重要的作用。自70年代中期世界各国数字地震台网投入运行以来，利用其优良的记录特性和波形反演技术大批测定了地震的震源机制和地震矩张量，为分析地下应力状态提供了丰富的信息。例如，现已证明许多地区的区域应力场

存在大范围的、统一的、与板块运动相联系的特性，多数地区最大水平主压应力的方向与板块绝对运动速度的方向一致。很多地区最大主压应力是水平方向，但中等主压应力则垂直于地面的走滑型地震是板内地震最常见的地震类型；大面积处于张应力作用的地区一般是地形表面相对较高的地区，受到强烈挤压的逆断层活动曲折地分布在一些带状区域内。对于应力降定量化的研究证明，构造地震的应力降可以达到 10 MPa左右的数量级，板内地震的应力降高于板间地震的应力降，这对于分析地震过程和估计地震复发周期具有重要意义。已经发现地壳中的深大断裂（如美国西部的圣安德烈斯断层）引起了应力方向的局部偏转，这表明断裂带可能是较低的剪切应力带。

吸收与衰减特性是表征介质性质的另一个重要的物理量。国内外从 60年代起便开始系统地研究 Q 值的机制及确定 Q 值的方法，如上升时间法、频谱比方法、谱模型方法和波列模型方法等。70 年代，Aki 等又提出用尾波来研究 Q 值。地震波的波形依赖于震源函数和传播路径的性质，因而也包括地壳介质的 Q 值的贡献。 Frankel，Hanks，Cranswick，Scherbaum 等先后提出二维和三维联合反演震源参数和介质 Q 值的方法。现已发现，在某些大地震前后 Q 值有变化，例如夏威夷地震、千岛 ～堪察加地震、墨西哥 Petatlan 地震、日本中部山梨东地震、中国唐山地震等。因此，了解介质 Q 值结构及其随时间的变化对于研究介质的不均匀性和地震过程都是很有意义的。

在上述领域，利用数字地震记录来进行研究，都可以取得更好的成绩，某些方面可以解决使用模拟记录难以解决的问题。在数字地震观测发展初期，由于其设备投资、维护和运行费用都要高于常规地震台网，对使用者的技术要求也要更高一些，因而地震的数字记录还未能完全取代地震的模拟记录。但由于地震的数字记录本身所具有的为模拟记录所不能比拟的优良特性，它为地震学研究和地震资料交换所提供的便利条件，同时随着数字技术的迅速推广、大规模集成电路芯片成本的不断降低，包括中国在内的世界各国都已开始了用数字记录取代模拟记录的进程。使用数字记录进行的地震学研究也在迅速发展之中。

(三)核爆炸地震监测的数字地震学问题

探测地下核试验的地震学方法旨在处理如下四个问题：①信号检测； ② 震源定位；③天然地震与地下核爆炸事件的鉴别；④核爆炸当量的估计。数字技术的应用极大地提高了地下核爆炸的地震学监测的能力（吴忠良等，1994）。

70 年代以来微电子技术在地震科学中的广泛应用，使地震学家开始考虑在全球范围内进行地下核爆炸试验的准实时监测的可能性。 1976 年 7 月，联合国裁军谈判委员会决定成立“审议关于检测和识别地震事件的国际合作措施特设科学专家组”(ad hoc GSE)。专家组于 1984 年组织了第一次全球地震核查试验(GSETT-Ⅰ)，1988～1992 年又组织进行了第二次全球地震核查试验(GSETT-Ⅱ)。为此而发展起来的设备和软件为数字地震观测提供了经验。我国于 1991 年参加了第二次全球地震核查试验，并于 1995 年参加了第三次全球地震核查试验(GSETT-Ⅲ)。GSE 项目在北京、兰州、海拉尔等地设立了观测台站，在北京设立国家数据中心（NDC）。其中的台站都是中国数字地震台网(CDSN)的第二代台站，NDC 的工作是 CDSN 数据管理中心(DMC)工作的一部分。

GSETT 试验的目的是检验在全球范围内进行地下核试验的准实时监测的可能性

（Console，1994）。它的组织方式和技术要素也是随着试验的进展而变化的。作为这一国际性试验的组织者，专家组（GSE）下设计划（Planning）、运行（Operation）、评估（Evaluation）三个工作组(Working Group)。GSETT 系统包括几个基本要素。参加试验的国家通常设有自己的国家数据中心（NDC），对本国土的参试台站进行质量管理。GSETT 试验还设有国际数据中心(IDC)。向IDC 连续传送实时地震信号的台站或台阵，称为“主要”台站或台阵；在需要的情况下应 IDC 和 NDC 的要求提供地震波形数据的台站或台阵，称为“辅助”台站或台阵；由不同国家的区域性地震观测系统给出的地震目录和地震观测报告，可用来进行试验结果的评估和某些事件的进一步研究。 GSETT 试验的另一个重要的技术要素是联结台站和 NDC 或 IDC、联结 NDC 和 IDC 的通讯系统。

地震台阵一直是探测和识别地下核爆炸的主要监测手段。美国的 LASA 台阵，加拿大的黄刀(Yellowknife）台阵等等，最初就是为了监测地下核试验的目的而建立和发展起来的。为核爆炸监测服务至今仍是欧洲一些高质量的地震台阵的主要任务。与原来意义上的、基于“天线”的概念发展起来的、具有根据相位相干性的考虑而设计的几何结构，主要用来探测台阵覆盖范围以外的微小地震事件的台阵相比，新一代宽频带地震台阵无论是在台站布局的设计上还是在台阵的数据处理方式上都有了一些变化，在宽频带地震学中，台网和台阵之间的界限也逐渐变得模糊不清，然而依靠地震台站的某种组合来提高对某些地震事件的探测和识别能力，这一点仍旧是宽频带数字地震台网和台阵的一个重要特征。而宽频带数字地震台网和台阵的建设，其主要的社会效益之一就是可以大大地增强在本国国土上探测其他国家的地下核试验的探测能力。事实上，随着近年来核试验当量的不断减小，探测能力问题已经在某种程度上成为地震核查的国际竞争的首选项目，并直接决定一个国家在地震核查的国际讲坛上的发言权。

《全面禁止核试验条约》（CTBT）已于 1996 年 9月 10 日在第 50届联合国大会获得通过。CTBT 框架下的核试验核查系统被初步设想成一种陆（地震方法）、海（水声方法）、空(次声方法)、天(卫星遥感方法)“协同作战”的系统，其中最成熟的方法是地震方法。对于地下核爆炸来说，地震方法几乎是唯一有效的方法。CTBT 条约的执行，在相当程度上取决于地震观测结果。这使得地下核试验的地震监测在维护国家主权与促进世界和平的外交、政治斗争中具有愈加重要的作用。宽频带数字化的地震监测也因此成为检测地下核试验，特别是检测低当量地下核试验的“常规武器”。

在 CTBT 条约的物理监测工作中，现场核查（On-Site Inspection，简称为 OSI）具有重要的意义。现场核查主要是在被怀疑为可能是核试验的事件发生后的很短的时间里，在可疑的地区附近通过检验试验后效来证实或否定试验的存在。从某种意义上说， OSI 的结果是外交谈判中最直接的、最有说服力的证据。很明显，由于试验后效（如放射性物质和余震）是随时间迅速衰减的，所以 OSI 的核心概念是时间。从这个意义上不难理解，为什么在 GSETT 试验中通讯和实时监测的概念非常重要。

GSETT 试验约定，有三个以上台站记录的事件为系统记录到的事件。在地震记录的分析中，仍采用“分析人员校验（Analyst review）”的方式，即在使用计算的方法对地震事件进行自动处理之后，再由分析人员对结果进行重新审核。 IDC 进行这种审核后，出版“修订事件报告(REB)”，向参加试验的 NDC 分发。NDC 也可以通过计算机远程登录

得到有关试验的其他信息。GSETT 试验的波形数据在约定的时间内仅限于参试机构范围内访问和使用，在此后便向所有的研究人员开放。

在数字地震信号的分析中，震相分析仍是必不可少的。对数字地震信号，特别是宽频带信号可以进行各种滤波处理，从而在有利的频段内突出某些重要的震相。此外，在计算机系统中可以提供给定模型（一般是标准模型）情况下的走时表以供参考，这也是数字记录的方便之处。

宽频带地震观测的发展为使用频谱方法进行天然地震和人工地震的识别提供了方便。无论是体波震级与面波震级之比 m_b：M_S 判据，还是与频谱成分有关的判据，本质上都是试图利用核爆炸和天然地震具有不同的频率成分这一事实。这些尝试取得了很多成功，但仍有很多问题—— 更多地是由于地震波从震源辐射出来之后，通常要在地球内部发生反射、折射、频散和衰减，用信号分析的语言说，地震波从震源辐射出来后，经过地球这个滤波器进行滤波之后形成了地震仪记录到的信号。问题在于，地球的响应函数至今仍在研究之中。60 年代以前，核爆炸地震学研究的主要注意力集中在远震问题上，对于远震而言，地球的响应函数相对说来比较简单。 80 年代以来，核试验的当量不断减小；同时，在距试验场较近的地方设立地震台站也成为可能。由于在区域性地震的范围内，即震中距为几度到十几度的范围内，地球的响应函数比较复杂，所以如何通过这个范围内的地震信号的分析进行核试验的检测和识别，成为近年来核爆炸地震学研究中的一个重要内容。

(四)数字地震学与地震预测

地震预测是一个世界性的科学难题。地震预测问题的解决在相当程度上依赖于观测技术的进步。目前地震预测研究所面临的实际困难，集中地表现在观测方面。从地震学的角度说，目前对地球内部结构以及地震震源的观测的分辨度仍然较低。目前除少数地区之外,对岩石层结构的研究,其分辨度大都大于 10km ,有些地方则在 100 km 的数量级。对地震的震源过程的研究,除少数情况之外,事实上还处于无法定义分辨度的阶段(在那里，地震被描述成一个“点源”)。对小地震的探测，除少数地区之外，其水平向定位的误差在 1 km的数量级，其垂直向定位的误差达数公里，有些则根本无法确定深度。由于地震震源区的尺度绝大多数不会超过 100 km 的数量级，所以可以想见这样的观测对于写出地震的‘ 动力学 ’来说是远远不够的。

从“ 运动学 ”的角度说，假如我们把地震作为一个具有有限的自由度 F 的系统(如果地震序列可以看成是具有混沌性质的时间序列，那么从理论上说 F 相当于它的奇异吸引子的维数），那么对这一系统的行为的预测要求我们至少要掌握自由度高于 F 的观测资料。目前在地震预测研究中用到的地震目录，只是包括时间、能量、两个空间坐标（作为第三个空间坐标的深度通常无法像其他两个空间坐标那样测得比较准）的，只有 4 个独立变量的时间序列。有些地震学家使用余震数作为另一个独立变量。迄今为止最有效的地震前兆信息，仍是基于地震活动性资料的分析而得到的前兆信息。地震目录的独立变量数太少，可以说是地震预测问题不能取得成功的原因之一；而地震目录的独立变量数太少，又是与观测的分辨度太低联系在一起的。

对每一个地震的详细研究，意味着对地震进行分类。这种分类对于地震前兆的识别具

有基本的作用，并且在相当程度上决定了地震预测研究的“运行规则”。目前一些地震学家按照地震震源机制的研究结果，参照地质学中对断层的描述，把浅源地震分成正断层型、逆断层型、走滑型三种。而从地震震源过程本身对地震的分类，却至今没有一个明确的思路。

另一个目前并没有为很多人所注意的困难，来自“零频”地面运动的测量结果的非连续性和空间分辨度不够，这使得一类重要的地震现象——慢地震，甚至比较大的慢地震，至今仍没有一个完整的目录。从观测的角度讲，慢地震并不伴随着地震波的辐射，而仅伴随着比较快的形变的松弛。缺乏一个基本的慢地震记录，对于地震活动的分析和地震预测具有相当大的影响。目前并不十分清楚慢地震在地震的孕育过程中扮演的角色，但是从已有的一些个例来看，慢地震的影响肯定是不可忽略的。

地球内部的“不可入性”也许是永远无法解决的矛盾，正如到外星系去探险看上去是非常遥远的事情一样；但是正如努力增加对外空的探测本领在技术上是可以做到的一样，提高对地震和地球内部的观测的分辨度，却是可以做到、并且正在努力去做的事情。而这正是目前我们对地震预测研究仍保持有足够的信心的根据之一。近年来，数字宽频带地震学的发展大大地提高了地震观测的分辨本领；数字技术的应用使造价低廉、使用方便、布设快捷的地震观测仪器日益成为现实，从而为密集和超密集观测创造了条件。近年来发现的一些与地震的震源过程有关的观测现象，例如自愈合脉冲现象、断层带的结构、地震过程中流体的作用，等等，都是与数字宽频带地震观测联系在一起的。这些现象的发现和与此有关的动力学研究对于地震预测具有重要的基础意义。此外，数字地震学的发展还揭示了很多与地震前兆有关的现象，例如上地壳介质的各向异性和 S 波分裂、地震破裂起始震相和瞬时前震、地震尾波 Q 值的前兆性变化、地震的远程触发，等等。把数字地震学的新的观测结果和地震预测研究结合起来，将是未来世纪的地震学的一个重要的发展方向。

（五）我国数字地震学的发展概况

中国的数字地震学在过去十几年中，由于中国地震局和有关部门的重视和支持，经过广大地震科学工作者和工程技术人员的努力，现已建立起了比较完整的基础设施，在数字地震学的观测和研究方面取得了很大的进展。通过中美合作于 1987 年建立起了全国范围的中国数字地震台网（CDSN）；通过中美、中法合作在滇西和甘肃河西走廊建立了小区域的数字地震台网。在北京、兰州、上海等地也建立了区域性的数字地震台网，拥有了可进行地震近场观测的流动观测台网，对于地震的近场强地面运动进行了观测并取得了一些有意义的研究成果。由于参加了国际间的合作观测与研究，中国地震科学工作者也获得了利用全球范围内数字地震台网的资料进行研究的便利条件。

北京等地的区域数字台网的数据采储系统已完成了技术改造，并且已经获得了一批地震的数字记录。可用于进行流动近场观测的数字地震仪的数量已达 100 多台。中国地震局地球物理研究所、工程力学研究所、云南省地震局、福建省地震局等单位在河北唐山，云南剑川，洱源-大理，禄劝，澜沧-耿马，山西大同，江西寻乌，海南东方及新疆等地进行了天然地震和人工地震的近场观测，获得了大批地震的近场记录。利用这些记录，在地震精确定位，确定地震震源机制、震源参数和发震构造，确定区域地壳的品质因数、反演地震矩张量，确定地震的震源时间函数，研究近场地面运动特性等方面都取

得了成绩。中国地震局地球物理勘探中心将数字地震仪应用于人工地震测深，也取得了很好的效果。从 1996 年起，我国开始建立全国范围的数字地震台网和区域范围的数字地震台网。

各个研究集体也同时发展了一批用于数据处理和科学研究的计算机软件，例如数据回放与处理、到时读取、震源定位、求解震源机制、半无限介质和水平分层半无限介质中理论地震图计算、各向异性介质中理论地震图计算、地震矩张量反演、三维地壳速度结构反演、确定震源时间函数的正则化方法及反褶积方法、加速度衰减曲线拟合、地震动反应谱计算等软件。所有这些进展为我国进一步开展数字地震学研究创造了良好的基本条件。

第二章　数字地震记录的基本概念

一、数字地震记录的产生

(一)作为一个线性系统的地震观测系统

1. 系统函数

从线性系统的角度说，数字地震记录的产生过程，就是将地面运动输入一个线性系统，在这个系统中经由放大、模-数转换、滤波等步骤，最后输出地震记录的过程(Scherbanm，1993)，这一过程可以形象地示于图 2.1。图 2.1 所示的一系列变换可以表示为

$$S(t) = G(t) * D(t) \tag{2.1}$$

式中　$D(t)$ 为地面运动；$S(t)$为地震记录；$G(t)$为系统函数；$*$ 表示褶积。

在频率域中，式(2.1)可以表示为

$$S(f) = G(f) \cdot D(f) \tag{2.2}$$

或者用更常用的表示方法表示为

$$S(s) = G(s) \cdot D(s) \tag{2.3}$$

其中

$$s = i\omega = i2\pi f \tag{2.4}$$

如果地震记录系统可以进一步划分成 N 个子系统，如图 2.1 所示，则有

$$G(s) = \prod_{i=1}^{N} g_i(s) \tag{2.5}$$

式中　$g_i(s)$为第 i 个子系统的响应函数。值得指出的是，虽然上式是一个普通的乘法，由图 2.1 所给出的变换在一般的情况下却是不可互易的。这一点从物理上很容易想清楚。

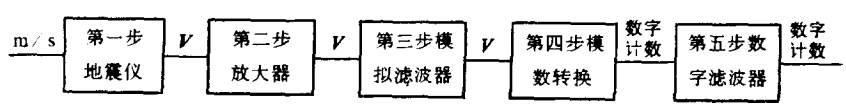


图 2.1　作为一个线性系统的地震观测系统

地面运动既可以是位移，也可以是速度或加速度。容易证明，如果 $G(s)$是位移的系统函数，那么速度和加速度的系统函数 $G_v(s)$和 $G_a(s)$分别为

$$G_v(s) = G(s)/s \tag{2.6}$$

$$G_a(s) = G_v(s)/s \tag{2.7}$$

2. 数字地震记录的含义

值得注意的是，在数字地震学中，数字地震记录的单位通常是“数字计数(counts)”。

80年代以来，数字地震记录的使用日趋广泛。一个经常提出的问题是，数字记录究竟是什么，是位移、速度，还是加速度？在这里我们将通过对这个问题的进一步解释，说明数字记录不同于传统的地震记录的一个特点。

前面我们曾经提到，地震观测系统的作用，实质上是将输入的地面运动信号转换成另一种可以保存、分析和复制的输出的记录信号。输入的地面运动可以是位移、速度或者加速度。输出的记录则可以是多种多样的物理量，例如电压、电流、磁场、光强度，等等。传统的地震记录主要是用记录笔画出这些物理量的变化，这就是地震图。

用记录笔记下物理量的变化决不是实现存储的唯一的方法，比如，我们还可以把电流的变化记到磁带里面制成“地震录音带”，也可以把光的强度记录到胶片上做成“地震电影”，因此更一般地说，地震记录系统是一个算子，它将地面运动转换成地震记录：

$$S(t) = F[D(t)] \tag{2.8}$$

式中 $D(t)$ 具有长度的量纲，或者具有速度的量纲，或者具有加速度的量纲；$S(t)$的量纲却是由算子 F 决定的。

在传统的地震观测中，最主要的存储方式是记录曲线，无论是照相记录、熏烟记录还是笔记录，本质上都是将地面运动经过一系列步骤，变成另外一种形式的记录。一个巧合是，在传统的地震记录中，地震记录的单位也是长度单位，因此人们可以通过一个极其简单的度量——放大倍数，将地震记录直观地理解为地面位移。

实际上，这样的理解即使在传统的地震观测中也不是没有问题的，其中之一就是如何看待速度和加速度记录，不过，由于速度和加速度仍然是与位移密切相关的物理量，所以人们对此并未详加追究，而将位移的概念加以简单推广，认为当 $D(t)$是速度时，$S(t)$就是速度；当 $D(t)$是加速度时，$S(t)$就是加速度。此时 F 仍是一个无量纲的算子。

这里，人们实际上是直觉地把地震图理解为一种放大了的（当然是经过滤波了的）地面运动，因此毫不奇怪，当一些地震学家第一次使用数字地震记录的时候，他们首先提出的问题就是，这些记录到底是什么物理量，是位移、是速度，还是加速度？它们的单位是什么？

传统的地震观测中把地震运动和记录笔的运动联系起来的方法具有直观的特点，也给很多问题的理解带来了方便。然而，如果不对这种记录的物理意义做更深的考虑的话，这种直观概念的确也会给人们对现代地震记录的理解带来一定的障碍。

其实正确的回答是，数字记录只是一种数字，它的单位是“数字计数(counts)”。如果沿用传统的对地震记录的理解的话，那么这一点的确是令人难以接受的，事实上，使一些地震学家相信“数字地震记录只是一种数字”这一点，花费了相当多的时间。然而如果我们像如上所述的那样还地震记录以其本来的物理意义的话，我们就会发现这个问题其实并不复杂，确实，既然 $S(t)$的量纲可以是长度，也可以是电压、电流、磁场强度，也可以是光强度，那为什么不可以是无量纲的数字呢。

因此问题非常简单：在传统的位移型地震记录中，$S(t)$的量纲是长度，F 没有量纲；而在数字记录中，$S(t)$没有量纲，F 的量纲是长度的倒数。

在数字地震学中，我们仍旧使用位移型、速度型、加速度型的说法，它的含义主要是指仪器的频率特性。如果位移的传递函数在频率域中是平坦的，那么就说仪器是位移型的；如果速度的传递函数在频率域中是平坦的，那么就说仪器是速度型的；如果加速度的传递函数在频率域中是平坦的，那么就说仪器是加速度型的。同样我们也用最平坦的传递函数所在频段的位置来描述仪器的类型，例如长周期(LP)、短周期(SP)、中周期或宽频带(IP或BB)，以及甚长周期(VLP)等等。

能否直接把地震图变成地动物理量提供给用户使用，在有些情况下是可以的，然而在更多的情况下，这样做反而会带来不便。原因之一是如何用地震记录恢复地面运动，这并不是一个已经变成常规工作的研究课题，而研究人员更习惯于使用原始资料，而不是经过加工的资料。事实上，在地震分析中经常地是用给定的系统函数使理论地震图也成为无量纲的数字，再将其与真实的地震记录进行比较。此外，不同的研究可能需要使用不同的物理量，例如速度或加速度，数字资料在这方面显然是独具优势的。

这里面涉及的一个更深层次的问题是，数字地震记录并不简单地等同于原来的地震记录图的数字化。

3. 系统函数的表示方法

系统函数可以在频率域中定义，也可以在时间域中定义。在频率域中，地震记录的频谱表示成地面运动和系统函数的乘积；在时间域中，地震记录表示成地面运动和系统函数的褶积。即

$$S(\omega) = G(\omega) \cdot D(\omega) \tag{2.9}$$

$$S(t) = G(t) * D(t) \tag{2.10}$$

在频率域中定义的系统函数又称为观测系统的频率特性；由于脉冲函数的频谱是一个常数，所以在时间域中定义的系统函数又称为观测系统的脉冲响应。

容易看出，用傅氏变换的语言，$G(\omega)$和$G(t)$之间的关系是

$$G(\omega) = \int_0^{+\infty} G(t)\mathrm{e}^{-i\omega t}\mathrm{d}t \tag{2.11}$$

上述关系也可以用其他方法表示，例如可以写成

$$G(s) = \int_0^{+\infty} G(t)\mathrm{e}^{-st}\mathrm{d}t \tag{2.12}$$

其中

$$s = i\omega = i2\pi f \tag{2.13}$$

即可将上式表示为一种特殊的拉普拉斯变换。对于离散的时间序列，可有

$$G(z) = \sum_m h_m z^{-m} \tag{2.14}$$

其中

$$h_m = G(m\Delta t) \tag{2.15}$$

$$z = \exp(i\omega\Delta t) \tag{2.16}$$

在这种情况下，$G(\omega)$和$G(t)$之间的关系表示为一种特殊的z变换。

(二)传递函数

1. 传递函数

图2.1中给出的过程，大致上就是现代地震记录系统产生地震记录的过程。其中由地动位移转换成模拟信号的系统，即图中的第一个子系统，相当于传统地震观测中由拾

震器和放大器构成的系统，这里，拾震器的作用是将地面运动转换成摆的运动，或者转换成维持摆的平衡所必需的力，而放大器的作用，首先是将拾震器记录到的运动转换成电信号(换能器),然后进行放大(放大器)。这一步骤,通常有两种表示方法。第一种方法是使用多项式。例如对于一个摆周期为 1 s，阻尼系数为 0.7 的系统，可将其加速度响应写为

$$g_1(s) = \frac{s}{s^2 + 2\lambda\omega_0 s + \omega_0} \tag{2.17}$$

式中 $\lambda = 0.7$；$\omega_0 = 2\pi(\mathrm{rad/s})$，这是在传统地震学中人们熟悉的表示方法。另一个更常用的、更方便的表示方法是使用零点、极点表示，若

$$g_1(s) = \frac{z(s)}{p(s)} \tag{2.18}$$

则 $g_1(s)$的零点为

$$z(s) = 0 \tag{2.19}$$

的解,而 $g_1(s)$的极点为

$$p(s) = 0 \tag{2.20}$$

的解。相应地,$g_1(s)$可以写成

$$g_1(s) = \frac{(s - z_1)(s - z_2)\cdots(s - z_m)}{(s - p_1)(s - p_2)\cdots(s - p_n)} \tag{2.21}$$

借用线性系统的语言，$g_1(s)$也称为传递函数。在上面的这个例子中 (2.17)，零点简单地为

$$z = 0 \tag{2.22}$$

或

$$z = 0 + i0 \tag{2.23}$$

极点为

$$p = -\lambda\omega_0 \pm i\omega_0\sqrt{1 - \lambda^2} \tag{2.24}$$

若将 λ 和 ω_0 的值代入，则可得到两个极点为

$$p_1 = -4.3982 + i\,4.4871 \tag{2.25a}$$

$$p_2 = -4.3982 - i\,4.4871 \tag{2.25b}$$

在数字地震记录中，传递函数一般是用零点、极点的形式给出的。

图 2.1 中所示的第一个子系统将地面运动(对于位移,量纲为[长度]对于速度,量纲为 [长度]·[时间]$^{-1}$；对于加速度，量纲为 [长度]·[时间]$^{-2}$)变成电平值(单位为 V)。在数字地震记录的生成过程中，通常要经过的几个后续步骤是：放大（输出量的单位仍为 V）模拟滤波(输出量的单位仍为 V)模数转换(输出量的单位为 counts)；数字滤波(输出量的单位为 counts)。

2. 间隔采样和 FIR 滤波

数字滤波通常包括若干步操作，这些操作可分为两种，一种是有限冲激响应滤波(FIR 滤波)，另一种是间隔采样(decimation，即每隔几个点取一个数据，比如输入的序列为 $x_1, x_2, x_3, \cdots$，输出的序列为 $x_1, x_3, x_5, \cdots$，等等)。在数字地震记录中，为了压制

数字化过程带来的噪声干扰，通常采用“过采样技术”，而间隔采样是“过采样技术”中的最后一个步骤。

间隔采样相当于一种低通滤波，通常，只要给定了间隔采样比（decimation factor），这一步操作即可确定。例如对于序列 0，1，2，3，4，5，… ，若间隔采样比为 5，则输出的序列为 0，5，10，15，20，… 。

在给定 FIR 滤波器的频率响应时，通常使用 z 变换，即给定系数 b_n，而

$$G(z) = \sum b_n z^{-n} \tag{2.26}$$

其中

$$z = \exp(i\omega\Delta t) \tag{2.27}$$

利用 FIR 滤波，可以模拟在通带范围内波动很小，在 Nyquist 频率附近下降很快的带通滤波器，图 2.2 给出了用于 IRIS 系统的宽频带(BB)数据的 FIR 滤波器的频率特性，其采样率为 20sps，Nyquist 频率为 10 Hz。可以看到，FIR 滤波器的频率响应在通带内是很平坦的，在 Nyquist 频率附近下降很快。同时，FIR 滤波也引入了一个近似为常数的相移，这个相移在最后需要加以校正。

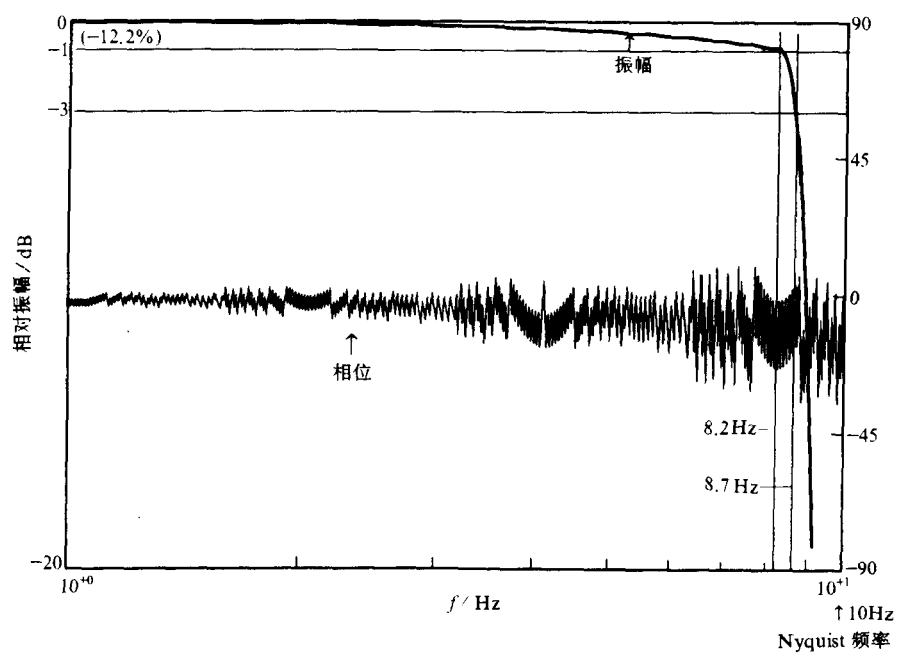


图2.2　用于 IRIS 系统宽频带记录的 FIR 滤波器的频率特性

3. 举例

下面给出中国数字地震台网（CDSN）北京（BJI）台的宽频带（BB）垂直分量记录的响应函数的例子，这些信息以 ASCII 码的形式给出。分段解释如下。

CHANNEL RESPONSE DATA

Station:　　BJI

Channel: BHZ

Start date:1993,161

End date: No Ending Time

这一段给出了有关台站和记录的信息。

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Poles and zeroes
Transfer function type:		Laplace Transform (Rad/sec)
Stage sequence number:		1
Response in units lookup:	8	M/S—Velocity in Meters Per Second
Response out units lookup:	15	V—Volts
AO normalization factor:		3948.58
Normalizatioin frequency:		0.02
Number of zeroes:		2
Number of poles:		4

Complex zeroes:

i	real	imag	real-error	imag-error
0	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00
1	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00	0.000000E+00

Complex poles:

i	real	imag	real-error	imag-error
0	−1.234000E−02	1.234000E−02	0.000000E+00	0.000000E+00
1	−1.234000E−02	−1.234000E−02	0.000000E+00	0.000000E+00
2	−3.918000E+01	4.912000E+01	0.000000E+00	0.000000E+00
3	−3.918000E+01	−4.912000E+01	0.000000E+00	0.000000E+00

这一段给出了地震记录系统的模拟级的传递函数，传递函数是用复数形式的零点和极点给出的，共有 2个零点，4个极点。拉普拉斯变换意思是传递函数的自变量是 s,即

$$G(s) = \int_0^{+\infty} G(t)\mathrm{e}^{-st}\mathrm{d}t \tag{2.28}$$

$$s = i\omega = i2\pi f \tag{2.29}$$

而

$$G(s) = G_0(s - z_1)(s - z_2)\cdots(s - z_m)/(s - p_1)(s - p_2)\cdots(s - p_n) \tag{2.30}$$

在这里还给出了 $G(s)$中的振幅 G_0:

$$G_0 = |(3948.58/G(i2\pi 0.02)| \tag{2.31}$$

输入的地面运动(速度)单位为 m/s,输出的地震记录(电平值)单位为(V)。

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	1
Gain:	2.400000E+03
Frequency of sensitivity:	2.000000E−02 HZ
Number of calibrations:	0

这一段给出了第一级的‘放大倍数(增益)’和增益所对应的频率。

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Coefficients
Transfer functiion type:		D
Stage sequence number:		2
Response in units lookup:	15	V-Volts
Response out units lookup:	4	COUNTS-Digital Counts
Number of numerators:		0
Number of denominators:		0

这一节描述了模数转换的过程。输入单位为 V，输出单位为数字数(counts)。

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:	Decimation
Stage sequence number:	2
Input sample rate:	5.120000E+03
Decimation factor:	1
Decimation offset:	0
Estimated delay(seconds):	0.000000E+00
Correction applied(seconds):	0.000000E+00

这一节描述了间隔采样的过程。但由于采样间隔比为 1，所以实际上未起作用。

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	2
Gain:	4.194300E+05
Frequency of sensitivity:	0.000000E+00 HZ
Number of calibrations:	0

这一段给出了第二级的‘放大倍数(增益)”和增益所对应的频率。

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Coefficients
Transfer function type:		D
Stage sequence number:		3
Response in units lookup:	4	COOUNTS-Digital Counts
Response out units lookup:	4	COUNTS-Digital Counts
Number of numerators:		64
Number of denominators:		0

Numerator coefficients:

i	coefficient	error

0	−1.097070E−03	0.000000E+00
1	−9.933270E−04	0.000000E+00
2	−1.333160E−03	0.000000E+00
3	−1.705260E−03	0.000000E+00
4	−2.053840E−03	0.000000E+00
5	−2.350650E−03	0.000000E+00
6	−2.571560E−03	0.000000E+00
7	−2.693730E−03	0.000000E+00
8	−2.693370E−03	0.000000E+00
9	−2.547090E−03	0.000000E+00
10	−2.231150E−03	0.000000E+00
11	−1.723010E−03	0.000000E+00
12	−9.992700E−04	0.000000E+00
13	−3.465620E−05	0.000000E+00
14	1.219800E−03	0.000000E+00
15	3.113830E−03	0.000000E+00
16	6.897550E−03	0.000000E+00
17	8.967120E−03	0.000000E+00
18	1.235980E−02	0.000000E+00
19	1.607480E−02	0.000000E+00
20	1.996820E−02	0.000000E+00
21	2.396320E−02	0.000000E+00
22	2.799160E−02	0.000000E+00
23	3.198780E−02	0.000000E+00
24	3.588410E−02	0.000000E+00
25	3.961350E−02	0.000000E+00
26	4.310820E−02	0.000000E+00
27	4.630320E−02	0.000000E+00
28	4.913140E−02	0.000000E+00
29	5.151840E−02	0.000000E+00
30	5.332610E−02	0.000000E+00
31	5.359840E−02	0.000000E+00
32	5.359840E−02	0.000000E+00
33	5.332610E−02	0.000000E+00
34	5.151840E−02	0.000000E+00
35	4.913140E−02	0.000000E+00
36	4.630320E−02	0.000000E+00
37	4.310820E−02	0.000000E+00
38	3.961350E−02	0.000000E+00
39	3.588410E−02	0.000000E+00
40	3.198780E−02	0.000000E+00
41	2.799160E−02	0.000000E+00
42	2.396320E−02	0.000000E+00

43	1.996820E−02	0.000000E+00
44	1.607480E−02	0.000000E+00
45	1.235980E−02	0.000000E+00
46	8.967120E−03	0.000000E+00
47	6.897550E−03	0.000000E+00
48	3.113830E−03	0.000000E+00
49	1.219800E−03	0.000000E+00
50	−3.465620E−05	0.000000E+00
51	−9.992700E−04	0.000000E+00
52	−1.723010E−03	0.000000E+00
53	−2.231150E−03	0.000000E+00
54	−2.547090E−03	0.000000E+00
55	−2.693370E−03	0.000000E+00
56	−2.693730E−03	0.000000E+00
57	−2.571560E−03	0.000000E+00
58	−2.350650E−03	0.000000E+00
59	−2.053840E−03	0.000000E+00
60	−1.705260E−03	0.000000E+00
61	−1.333160E−03	0.000000E+00
62	−9.933270E−04	0.000000E+00
63	−1.097070E−03	0.000000E+00

这一段给出了 FIR 滤波器的系数 b_n：

$$G(z) = \sum_n b_n z^{-n} \tag{2.32}$$

其中

$$z = \exp(i\omega\Delta t) \tag{2.33}$$

后面的几级，其意义都可在前面的说明中找到，这里不再赘述。作为一个练习，请读者参照前面的叙述，看一看后面各级的意义。如前所述，利用 FIR 滤波，可以模拟在通带范围内波动很小，在 Nyquist 频率附近下降很快的带通滤波器。同时，FIR 滤波也引入了一个近似为常数的相移，这个相移在最后需要加以校正。因此，作为一个非常好的近似，如果研究者所考虑的特征频率远小于 Nyquist 频率的话，那么在实际数据处理中只要考虑第一级（模拟级）就够了，剩下的事情仅仅是把后续的每一级的增益和相应于每一级的由相移引起的延迟都考虑进去。

Instrument response，BJI ch BHZ

Response type：	Decimation
Stage sequence number：	3
Input sample rate：	5.120000E+03
Decimation factor：	16
Decimation offset：	0
Estimated delay(seconds)：	6.000000E−03
Correction applied(seconds)：	0.000000E+00

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	3
Gain:	1.000000E+00
Frequency of sensitivity:	0.000000E+00 HZ
Number of calibrations:	0

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Coefficients
Transfer function type:		D
Stage sequence number:		4
Response in units lookup:	4	COUNTS-Digital Counts
Response out units lookup:	4	COUNTS-Digital Counts
Number of numerators:		72
Number of denominators:		0

Numerator coefficients:

i	coefficient	error
0	1.538550E−04	0.000000E+00
1	3.127700E−04	0.000000E+00
2	4.528610E−04	0.000000E+00
3	3.957800E−04	0.000000E+00
4	−4.843890E−05	0.000000E+00
5	−9.924960E−04	0.000000E+00
6	−2.354710E−03	0.000000E+00
7	−3.789320E−03	0.000000E+00
8	−4.728550E−03	0.000000E+00
9	−4.564710E−03	0.000000E+00
10	−2.934070E−03	0.000000E+00
11	7.165450E−06	0.000000E+00
12	3.460950E−03	0.000000E+00
13	6.137880E−03	0.000000E+00
14	6.697530E−03	0.000000E+00
15	4.355280E−03	0.000000E+00
16	−5.889140E−04	0.000000E+00
17	−6.578150E−03	0.000000E+00
18	−1.116580E−02	0.000000E+00
19	−1.189680E−02	0.000000E+00
20	−7.427730E−03	0.000000E+00
21	1.571680E−03	0.000000E+00
22	1.220010E−02	0.000000E+00
23	2.005470E−02	0.000000E+00
24	2.080710E−02	0.000000E+00

25 1.213360E−02 0.000000E+00
26 −4.747610E−03 0.000000E+00
27 −2.465210E−02 0.000000E+00
28 −3.950290E−02 0.000000E+00
29 −4.074170E−02 0.000000E+00
30 −2.235780E−02 0.000000E+00
31 1.652290E−02 0.000000E+00
32 7.050560E−02 0.000000E+00
33 1.288230E−01 0.000000E+00
34 1.781280E−01 0.000000E+00
35 2.063510E−01 0.000000E+00
36 2.063510E−01 0.000000E+00
37 1.781280E−01 0.000000E+00
38 1.288230E−01 0.000000E+00
39 7.050560E−02 0.000000E+00
40 1.652290E−02 0.000000E+00
41 −2.235780E−02 0.000000E+00
42 −4.074710E−02 0.000000E+00
43 −3.950290E−02 0.000000E+00
44 −2.465210E−02 0.000000E+00
45 −4.747610E−03 0.000000E+00
46 1.213360E−02 0.000000E+00
47 2.080710E−02 0.000000E+00
48 2.005470E−02 0.000000E+00
49 1.220010E−02 0.000000E+00
50 1.571680E−03 0.000000E+00
51 −7.427730E−03 0.000000E+00
52 −1.189680E−02 0.000000E+00
53 −1.116580E−02 0.000000E+00
54 −6.578150E−03 0.000000E+00
55 −5.889140E−04 0.000000E+00
56 4.355280E−03 0.000000E+00
57 6.697530E−03 0.000000E+00
58 6.137880E−03 0.000000E+00
59 3.460950E−03 0.000000E+00
60 7.165450E−03 0.000000E+00
61 −2.934070E−03 0.000000E+00
62 −4.564710E−03 0.000000E+00
63 −4.728550E−03 0.000000E+00
64 −3.789320E−03 0.000000E+00
65 −2.354710E−03 0.000000E+00
66 −9.924960E−04 0.000000E+00
67 −4.843890E−05 0.000000E+00

68	3.957800E−04	0.000000E+00
69	4.528610E−04	0.000000E+00
70	3.127700E−04	0.000000E+00
71	1.538550E−04	0.000000E+00

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:	Decimation
Stage sequence number:	4
Input sample rate:	3.200000E+02
Decimation factor:	4
Decimation offset:	0
Estimated delay(seconds):	7.700000E+02
Correction applied(seconds):	0.000000E+00

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	4
Gain:	1.000000E+00
Frequency of sensitivity:	0.000000E+00 HZ
Number of calibrations:	0

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Coefficients
Transfer function type:		D
Stage sequence number:		5
Response in units lookup:	4	COUNTS—Digital Counts
Response out units lookup:	4	COUNTS—Digital Counts
Number of numerators:		64
Number of denominators:		0

Numerator coefficients:

i	coefficient	error
0	2.848800E−04	0.000000E+00
1	1.536050E−03	0.000000E+00
2	2.949490E−03	0.000000E+00
3	2.489440E−03	0.000000E+00
4	−4.973920E−04	0.000000E+00
5	−2.781110E−03	0.000000E+00
6	−7.998090E−04	0.000000E+00
7	3.180050E−03	0.000000E+00
8	2.682810E−03	0.000000E+00
9	−2.883420E−03	0.000000E+00
10	−5.038230E−03	0.000000E+00

11	1.324590E−03	0.000000E+00
12	7.318910E−03	0.000000E+00
13	1.807850E−03	0.000000E+00
14	−8.722530E−03	0.000000E+00
15	−6.494920E−03	0.000000E+00
16	8.293800E−03	0.000000E+00
17	1.229010E−02	0.000000E+00
18	−5.073340E−03	0.000000E+00
19	−1.828340E−02	0.000000E+00
20	−1.772640E−03	0.000000E+00
21	2.310330E−02	0.000000E+00
22	1.290410E−02	0.000000E+00
23	−2.489400E−02	0.000000E+00
24	−2.899090E−02	0.000000E+00
25	2.103290E−02	0.000000E+00
26	5.161560E−02	0.000000E+00
27	−6.542380E−03	0.000000E+00
28	−8.738120E−02	0.000000E+00
29	−3.620340E−02	0.000000E+00
30	1.842230E−01	0.000000E+00
31	3.993210E−01	0.000000E+00
32	3.993210E−01	0.000000E+00
33	1.842230E−01	0.000000E+00
34	−3.620340E−02	0.000000E+00
35	−8.738120E−02	0.000000E+00
36	−6.542380E−03	0.000000E+00
37	5.161560E−02	0.000000E+00
38	2.013290E−02	0.000000E+00
39	−2.899090E−02	0.000000E+00
40	−2.489400E−02	0.000000E+00
41	1.290410E−02	0.000000E+00
42	2.310330E−02	0.000000E+00
43	−1.772640E−03	0.000000E+00
44	−1.828340E−02	0.000000E+00
45	−5.073340E−03	0.000000E+00
46	1.229010E−02	0.000000E+00
47	8.293800E−03	0.000000E+00
48	−6.494920E−03	0.000000E+00
49	−8.722530E−03	0.000000E+00
50	1.807850E−03	0.000000E+00
51	7.318910E−03	0.000000E+00
52	1.324590E−03	0.000000E+00
53	−5.038230E−03	0.000000E+00

54	−2.883420E−03	0.000000E+00
55	2.682810E−03	0.000000E+00
56	3.180050E−03	0.000000E+00
57	−7.998090E−04	0.000000E+00
58	−2.781110E−03	0.000000E+00
59	−4.973920E−04	0.000000E+00
60	2.489440E−03	0.000000E+00
61	2.949490E−03	0.000000E+00
62	1.536050E−03	0.000000E+00
63	2.848800E−04	0.000000E+00

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:	Decimation
Stage sequence number:	5
Input sample rate:	8.000000E+01
Decimation factor:	2
Decimation offset:	0
Estimated delay(seconds):	3.790000E−01
Correction applied(seconds):	0.000000E+00

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	5
Gain:	1.000000E+00
Frequency of sensitivity:	0.000000E+00 HZ
Number of calibrations:	0

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:		Coefficients
Transfer function type:		D
Stage sequence number:		6
Response in units lookup:	4	COUNTS−Digital Counts
Response out units lookup:	4	COUNTS−Digital Counts
Number of numerators:		64
Number of denominators:		0

Numerator coefficients:

i	coefficient	error
0	2.848800E−04	0.000000E+00
1	1.536050E−03	0.000000E+00
2	2.949490E−03	0.000000E+00
3	2.489440E−03	0.000000E+00

4	−4.973920E−04	0.000000E+00
5	−2.781110E−03	0.000000E+00
6	−7.998090E−04	0.000000E+00
7	3.180050E−03	0.000000E+00
8	2.682810E−03	0.000000E+00
9	−2.883420E−03	0.000000E+00
10	−5.038230E−03	0.000000E+00
11	1.324590E−03	0.000000E+00
12	7.318910E−03	0.000000E+00
13	1.807850E−03	0.000000E+00
14	−8.722530E−03	0.000000E+00
15	−6.494920E−03	0.000000E+00
16	8.293800E−03	0.000000E+00
17	1.229010E−02	0.000000E+00
18	−5.073340E−03	0.000000E+00
19	−1.828340E−02	0.000000E+00
20	−1.772640E−03	0.000000E+00
21	2.310330E−02	0.000000E+00
22	1.290410E−02	0.000000E+00
23	−2.489400E−02	0.000000E+00
24	−2.899090E−02	0.000000E+00
25	2.103290E−02	0.000000E+00
26	5.161560E−02	0.000000E+00
27	−6.542380E−03	0.000000E+00
28	−8.738120E−02	0.000000E+00
29	−3.620340E−02	0.000000E+00
30	1.842230E−01	0.000000E+00
31	3.993210E−01	0.000000E+00
32	3.993210E−01	0.000000E+00
33	1.842230E−01	0.000000E+00
34	−3.620340E−02	0.000000E+00
35	−8.738120E−02	0.000000E+00
36	−6.542380E−03	0.000000E+00
37	5.161560E−02	0.000000E+00
38	2.103290E−02	0.000000E+00
39	−2.899090E−02	0.000000E+00
40	−2.489400E−02	0.000000E+00
41	1.290410E−02	0.000000E+00
42	2.310330E−02	0.000000E+00
43	−1.772640E−03	0.000000E+00
44	−1.828340E−02	0.000000E+00
45	−5.073340E−03	0.000000E+00
46	1.229010E−02	0.000000E+00

47	8.293800E−03	0.000000E+00
48	−6.494920E−03	0.000000E+00
49	−8.722530E−03	0.000000E+00
50	1.807850E−03	0.000000E+00
51	7.318910E−03	0.000000E+00
52	1.324590E−03	0.000000E+00
53	−5.038230E−03	0.000000E+00
54	−2.883420E−03	0.000000E+00
55	2.682810E−03	0.000000E+00
56	3.180050E−03	0.000000E+00
57	−7.998090E−04	0.000000E+00
58	−2.781110E−03	0.000000E+00
59	−4.973920E−04	0.000000E+00
60	2.489440E−03	0.000000E+00
61	2.949490E−03	0.000000E+00
62	1.536050E−03	0.000000E+00
63	2.848800E−04	0.000000E+00

Instrument response,BJI ch BHZ

Response type:	Decimation
Stage sequence number:	6
Inpput sample rate:	4.000000E+01
Decimation factor:	2
Decimation offset:	0
Estimated delay (seconds):	7.600000E−01
Correction applied (seconds):	1.222000E+00

Channel Gain,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	6
Gain:	1.000000E+00
Frequency of sensitivity:	0.000000E+00 HZ
Number of calibrations:	0

Channel Sensitivity,BJI ch BHZ

Stage sequence number:	0
Sensitivity:	1.006600E+09
Frequency of sensitivity:	2.000000E−02 HZ
Number of calibrations:	0

(三)传递函数的一些性质

现在我们来讨论一下传递函数的一些比较重要的性质。这些性质在实际地震记录的分析中有时是很有用的。作为一个简单的例子，首先考虑如图 2.3 所示的电路。在这个由一个电阻和一个电容组成的系统中，输入电压为 $u(t)$,输出电压为 $y(t)$,系统的微分

方程由式(2.34)和(2.35)决定：

$$\begin{cases} RI(t) + y(t) = u(t) & (2.34) \\ I(t) = C\dot{y}(t) & (2.35) \end{cases}$$

式中 $I(t)$为电流。$RI(t)$ 描写了电阻的性质；$C\dot{y}(t)$描写电容的性质。上述方程可以进一步写成

$$RCy(t) + y(t) = u(t) \tag{2.36}$$

如果考虑其差分形式，则有

$$\dot{y}(t) \approx \frac{y[nT] - y[(n-1)T]}{T} \tag{2.37}$$

式中 T 是时间步长，而差分方程可以写成

$$RC\frac{y[nT] - y[(n-1)T]}{T} + y[nT] = u[nT] \tag{2.38}$$

为了讨论系统的性质，考虑一个“单色”的分量：

$$u(t) = A_j e^{i\omega t} \tag{2.39}$$

用谱分析的语言说，这相当于考虑一个单一频率的简谐振荡， 或者傅氏展开中的一项，其中 A_j 是该项的系数。此时的解可表示成

$$y(t) = A_0 e^{i\omega t} \tag{2.40}$$

及

$$\dot{y}(t) = i\omega A_0 e^{i\omega t} \tag{2.41}$$

将上式代入微分方程，有

$$A_0 e^{i\omega t}[i\omega RC + 1] = A_j e^{i\omega t} \tag{2.42}$$

因此

$$\frac{A_0}{A_j} = \frac{1}{i\omega RC + 1} \tag{2.43}$$

即相当于前面讲到的传递函数。

1. 传递函数的性质

(1) 频率域中的传递函数可以用系统的本征值来表示。

将上面给出的简单模型进一步推广，可以一般地写出输入信号与输出信号之间的关系。对于一个给定的频率，A_0 和 A_j 之间的关系可以更一般地写成

$$A_0 = SA_j \tag{2.44}$$

这里 A_0 和 A_j 均已写成矢量，S 是矩阵，表示由 A_j 变换到 A_0 的操作。由前面关于传递函数的讨论可以看出，一般地说，频率域中的传递函数可以用变换 S 的本征值来表示。更进一步说，传递函数所表示的是系统的一个不依赖于具体的信号的性质。

(2) 时间域中的传递函数等效于系统的脉冲响应。

对于可以用狄拉克 δ-函数表示的脉冲输入，即 $u(t)=\delta(t)$，有

$$A_j = 1 \tag{2.45}$$

此时简单地有

$$A_0 = \frac{1}{i\omega RC + 1} \tag{2.46}$$

联系前面关于传递函数的定义可以看出，时间域中的传递函数等效于系统的脉冲响应。

(3) 传递函数的极点只有满足一定的条件才能保证系统是稳定的。

考虑信号

$$f(t) = e^{-at}H(t) \tag{2.47}$$

式中 $H(t)$ 为单位阶跃函数；$f(t)$的形状如图 2.4 所示。

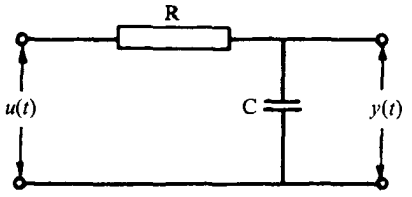


图 2.3 一个简单的阻容电路



图 2.4 信号 $f(t)$

对 $f(t)$作傅氏变换，有

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-at}H(t)e^{-i\omega t}dt \tag{2.48}$$

$$= \int_{0}^{\infty} e^{-at-i\omega t}dt \tag{2.49}$$

或者将其写成拉普拉斯变换的形式，即令 $s=i\omega$，有

$$F(s) = \int_{0}^{\infty} e^{-(a+s)t}dt \tag{2.50}$$

$$= -\frac{e^{-(s+a)t}}{s+a}\Big|_{0}^{\infty} \tag{2.51}$$

容易看出，仅当

$$\mathrm{Re}\{s\} > -a \tag{2.52}$$

时，$F(s)$才是收敛的(图 2.5)。换句话说，一个物理上可实现的系统，它的传递函数的极点必须具有负的实部。

(4) 一个物理系统的传递函数的极点和零点必须是对实轴对称的。

一个物理系统的微分方程是实系数微分方程，传递函数相当于这个微分方程的解的频谱。实的系数要求传递函数的零点和极点或者是实的，或者是以共轭对的方式出现的，即或者

$$p = a \tag{2.53}$$

$$z = c \tag{2.54}$$

或者

$$p = a \pm ib \tag{2.55}$$

$$z = c \pm id \tag{2.56}$$

式中 a、b、c、d 都是实数。

直观地分析传递函数的性质，可以使用复平面上的几何表示。图 2.6 给出了分析传递函数性质的一种直观的方法，这是一个具有一个极点和一个零点的传递函数，其中零点和极点都是实的，极点位于左半平面内。极点的位置用 P 来表示，零点的位置用 Z 来表示。

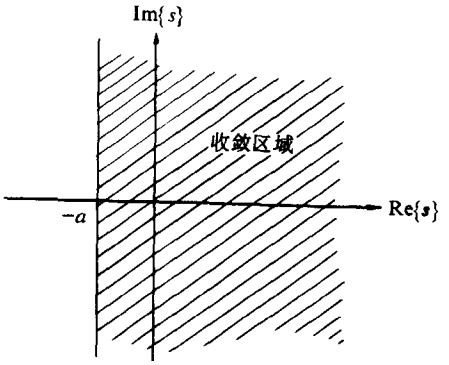


图 2.5 极点和收敛区域

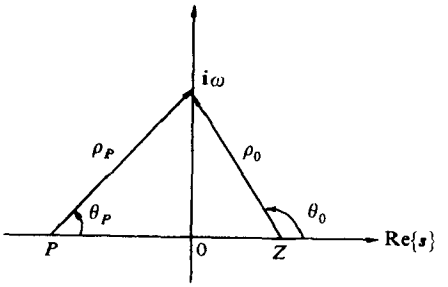


图 2.6 传递函数性质的直观分析方法

分析的方法是做从 P 点指向 $i\omega$ 点的矢量和从 Z 点指向 $i\omega$ 点的矢量，其模分别为 ρ_P 和 ρ_0，辐角分别为 θ_P 和 θ_0，如图 2.6 所示。从传递函数的零点和极点的定义可以看出，传递函数的模由

$$\rho = \frac{\rho_0}{\rho_P} \tag{2.57}$$

给出，而辐角则由

$$\theta = \theta_0 - \theta_P \tag{2.58}$$

确定。对于更多的极点和零点，有

$$\rho = \frac{\prod_{i=1}^{M}\rho_{0i}}{\prod_{j=1}^{N}\rho_{Pj}} \tag{2.59}$$

$$\theta = \sum_{i=1}^{M}\theta_{0i} - \sum_{j=1}^{N}\theta_{0j} \tag{2.60}$$

2. 地震仪的传递函数

现在我们通过一个简单的例子看一看地震仪的传递函数是怎样得到的。我们会发现尽管地震仪和前面讲到的阻容电路从物理上完全不同，其中的一些性质却是相同的。作为一个例子，考虑一个简单的垂直摆地震计。摆受到的力有三个：① 由地面运动加速度 $\ddot{u}(t)$ 而造成的惯性力，在摆的参考系中，惯性力等于 $-m\ddot{u}(t)$，其中 m 是摆的质量；②摆偏离平衡位置而受到的来自弹簧的作用力 $-kx$，其中 x 是偏离平衡位置的位移量，k 是弹簧的弹性常数；③摆的阻尼 $-D\dot{x}$，其中 D 是阻尼常数。动力学方程由

$$m\ddot{x} = -m\ddot{u} - D\dot{x} - kx \tag{2.61}$$

给出，或者写成受迫振荡的形式，有

$$m\ddot{x} + D\dot{x} + kx = -m\ddot{u} \tag{2.62}$$

引入两个系数

$$2\varepsilon = \frac{D}{m} \tag{2.63}$$

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \tag{2.64}$$

则方程简化为

$$\ddot{x} + 2\varepsilon\dot{x} + \omega_0^2 x = -\ddot{u} \tag{2.65}$$

式中 ω_0 称为摆的固有频率。

在解这类常系数线性微分方程的时候，使用拉普拉斯变换是很方便的。这也是为什么在数字地震学中普遍使用拉普拉斯变换的一个原因。由于拉普拉斯变换

$$F(s) = \int_0^\infty f(t)e^{-st}dt = \mathscr{L}[f(t)] \tag{2.66}$$

具有性质

$$\mathscr{L}[\dot{f}(t)] = sF(s) \tag{2.67}$$

所以上述方程可以在拉普拉斯变换域写成

$$s^2X(s) + 2\varepsilon sX(s) + \omega_0^2X(s) = -s^2U(s) \tag{2.68}$$

式中 $X(s)$是 $x(t)$的拉普拉斯变换，$U(s)$是 $u(t)$的拉普拉斯变换。上式可以进一步写成

$$\frac{X(s)}{U(s)} = -\frac{s^2}{s^2 + 2\varepsilon s + \omega_0^2} \tag{2.69}$$

这是一个具有两个零点和两个极点的传递函数，其中零点的值为

$$z_1 = z_2 = 0 \tag{2.70}$$

极点的值为

$$p_{1,2} = -\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - \omega_0^2} \tag{2.71}$$

可以看到，它具有传递函数的所有性质：传递函数是属于摆本身的、与输入信号无关的函数；时间域的传递函数相当于拾震器的脉冲响应；零点是实数且为零；极点是互为共轭的复数(当 $\varepsilon^2-\omega_0^2<0$)或实数(当 $\varepsilon^2-\omega_0^2>0$)，极点的实部是负的。

如果进一步考虑放大器、记录器的话，只需要分别写出它们的传递函数，再在变换域将其乘起来即可。

二、数字地震记录的压缩

(一)数字地震记录的数据量

通常，可以使用相应于某个频率的数据传输速率（bit/s/Hz），或者总的数据传输速率（bit/s）来度量一个通讯系统传递信息的效率。这个指标是与所采用的通讯系统有关的。一个地震数据库或文件系统的数据量也与所采用的系统和介质有关。一般说来，数据量和信息量并不是相同的概念。数字地震记录的压缩所要解决的问题，是尽可能地保证通过通迅系统传递的数据,或者在数据库中存储的数据,都是‘有用的’数据。

数字地震记录的数据量的估计是直截了当的。以 IRIS 宽频带(BB)记录为例，BB记录每秒为 20 个采样点(采样率 20sps)，在大多数计算机中，一般都使用 32 位二进制补码(32bit)来表示一个数据点的值，这样，一道 BB 记录每秒产生的数据的数据量为 $32\times20=640$bit，三分量 BB 记录每秒产生的数据为 $640\times3=1920\text{bit}\approx1.9$kb 。因此，若希望通

讯系统能实时地传送三分量 BB 波形记录，则所用通讯系统的数据传输速率应大于 2kb/s。

（二）Steim 压缩算法

数据量很大是现代数字地震记录的一个特点。因此，在数字地震记录的交换和存储过程中，数字记录的压缩是一个不可忽视的重要方面。

假定地震记录是以 32 位的二进制补码(32bit)存储的。统计分析表明，在合适的噪声背景条件下获得的地震记录通常相关程度是很高的。也就是说，在相当多的情况下，两个相邻的采样点之间的数据的增量，并不需要用一个 32 位的二进制补码给出。这个事实是目前普遍采用的地震数据压缩方法的一个基础。

1. Steim-1 压缩算法

假定地震记录为 $x_{-1}, x_0, x_1, x_2, \cdots$，其中 x_i 是 32 位的二进制码。设 $d_0, d_1, \cdots$ 是 x_i 序列的一级差分，即

$$\begin{cases} d_0 = x_0 - x_{-1} \\ d_1 = x_1 - x_0 \\ \cdots \\ d_i = x_i - x_{i-1} \\ \cdots \end{cases} \tag{2.72}$$

其中 d_i 可以用位数小于 32 的二进制码给出。在这种情况下，显然可以重新构造一组二进制码，例如 d_i 为 8 位时，可以按下述方式构造新的 32 位二进制码：

$$w_k = (d_i)_1, (d_{i+1})_1, (d_{i+2})_1, (d_{i+3})_1 \tag{2.73}$$

其中下标 1 表示第一种构造方法，在这种方法中，括号内的数字为 1 个字节(1Byte＝8bits)。可以用一个 2 位的二进制码来标明构造的方法，例如在这种情况下令

$$c_k = 01_2 \tag{2.74}$$

当 d_i 为 16 位时，可以按下述方式构造新的 32 位二进制码：

$$w_k = (d_i)_2, (d_{i+2})_2 \tag{2.75}$$

其中下标 2 表示第二种构造方法，在这种方法中，括号内的数字为 2 个字节。在这种情况下也可以用一个 2 位的二进制码来标明构造的方法，例如令

$$c_k = 10_2 \tag{2.76}$$

当 d_i 为 32 位时，可以简单地按下述方式构造新的 32 位二进制码：

$$w_k = (d_i)_4 \tag{2.77}$$

其中下标 4 表示第三种构造方法，在这种方法中，括号内的数字为 4 个字节。在这种情况下

$$c_k = 11_2 \tag{2.78}$$

此外，如果 w_k 表示上述三种情况之外的其他信息，则令

$$c_k = 00_2 \tag{2.79}$$

如此，在新的数据中，只需要两端的初值 x_0 和 x_n(32 位)及 d_i(小于 32 位)即可，在这种情况下，“解压”的方法是：

$$\begin{cases} x_0 = x_{-1} + d_0 \\ x_1 = x_0 + d_1 \\ \cdots \\ x_i = x_{i-1} + d_i \\ \cdots \\ x_n = x_{n-1} + d_n \end{cases} \tag{2.80}$$

或者

$$\begin{cases} x_{n-1} = x_n - d_n \\ \cdots \\ x_i = x_{i+1} - d_{i+1} \\ \cdots \\ x_0 = x_1 - d_1 \end{cases} \tag{2.81}$$

对于第一个序列，$x_{-1}=0$，即

$$d_0 = x_0 \tag{2.82}$$

对于后续的序列，则前一个序列的 x_n 为后一个序列的 x_{-1}。

图 2.7 给出了一个压缩格式的实例，这是一个 4096 字节的数据块。图中最上面的一行(未编号)是头段 (headers)，给出了说明性的信息。后面是 63 个 64 字节的数据行，其中每一行称为一个框(frame)，包括 16 个 32 位的二进制码 w_k，$k=0, 1, \cdots, 15$。在第 0 行中的第二个数是 x_0，第三个数是 x_n，均为 32 位：

$$w_1 = x_0 \tag{2.83}$$

$$w_2 = x_n \tag{2.84}$$

在本行和以后的各行中，第一个字 w_0 都由 16 个 2 位的变量 $c_0, c_1, c_2, \cdots, c_{15}$ 组成，给出了后面 15 个 w_k 的类型：

$c_k=01_2$：w_k 由 4 个 8 位的差分值组成

$c_k=10_2$：w_k 由 2 个 16 位的差分值组成

$c_k=11_2$：w_k 由 1 个 32 位的差分值组成

$c_k=00_2$：w_k 为上述情况以外的数据，例如 w_0，显然在这种情况下总有

$$c_0 = 00_2$$

可以估计一下这种方案的压缩效率。在最差的情况下，上述数据块中从第 1 行到第 62 行共 62 行，每行 15 个数据，每个数据 32 位；第 0 行 13 个数据，每个数据 32 位，因此共有

$$62 \times 15 + 13 = 943\text{个数据点}$$

在最好的情况下，所有的差分值均为 8 位的二进制码，则在这个数据块中可有

$$62 \times 15 \times 4 + 13 \times 4 = 3772\text{个数据点}$$

而在不进行压缩的情况下，上述数据块中可以包含

$$63 \times 16 = 1008\text{个数据点}$$

这样，压缩效率在最好的情况下为 3772/1008，在最差的情况下为 943/1008。统计表明，

必须用 32位的二进制码来表示差分值的情况仅占 1%，而平均说来这种压缩方式的压缩率在 3.5 以上。

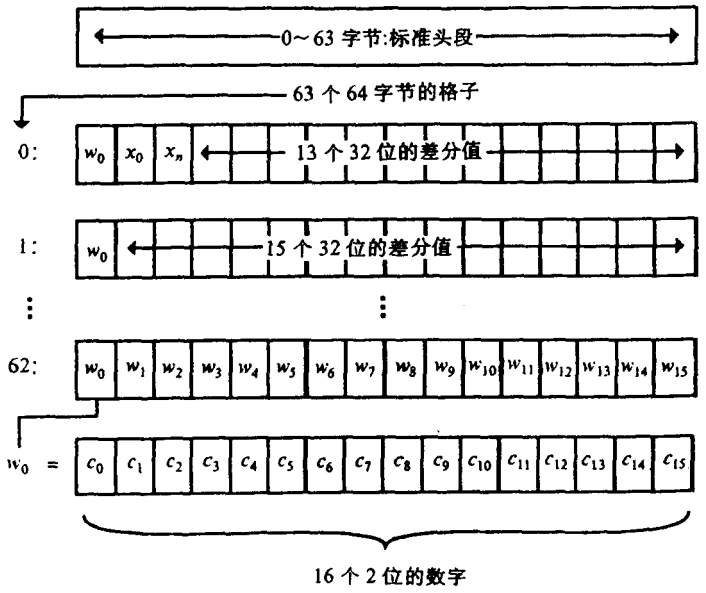


图 2.7　压缩格式的一个实例：Steim-1 算法

2. Steim-2 压缩算法

Steim-1 压缩算法对数据的限制很死。作为它的一个改进，Steim-2算法具有更灵活的特点：

$c_k=01_2$ ：与 Steim-1算法相同，w_k 由 4 个 8位的差分值组成

$c_k=10_2$ ：看 w_k 的前两位 dnib

dnib$=01_2$：w_k 由 1 个 30位的差分值组成

dnib$=10_2$：w_k 由 2个 15位的差分值组成

dnib$=11_2$：w_k 由 3个 10 位的差分值组成

$c_k=11_2$ ：看 w_k 的前两位 dnib

dnib$=00_2$：w_k 由 5个 6位的差分值组成

dnib$=01_2$：w_k 由 6个 5位的差分值组成

dnib$=10_2$：w_k 由 7个 4位的差分值组成

$c_k=00_2$ ：与 Steim-1 算法相同，w_k 的上述情况以外的数据

图 2.8 给出了一个用 Steim-2 算法进行压缩的实例，这是由 64字节的数据组成的一个框(frame)，包括 16 个 32 位的二进制码 w_k，$k=0, 1, \cdots, 15$。其中 w_0 由 15个 c_k 组成，w_k 的前两位是 dnib，w_1 至 w_6 分别给出了不同 c_k 和 dnib 所对应的数据的例子。

3. 讨论

上述压缩方法的优点是，它们属于一种“物理”压缩，在这种压缩中信息严格保持不

变；其缺点是这种压缩的压缩率很低。解决压缩问题的另一个思路，是采用“数学”的压缩，即在保留绝大部分信息的前提下做到最大限度地压缩记录。例如，可以通过小波变换来实现压缩率很高的压缩。在地震学中这些方法目前正在发展之中。

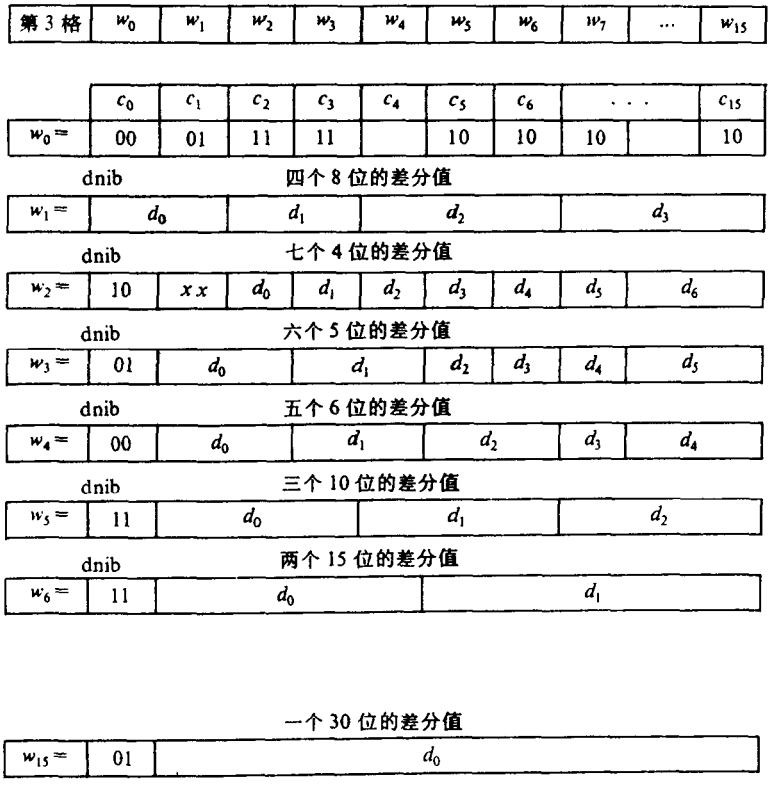


图 2.8　压缩格式的一个实例 Steim-2 算法

(三)数字地震记录的格式

1. 对数字地震记录的格式的基本要求

数字地震记录至少要给出下面几条信息才能成为可用的记录：

①拾震器的位置，记录的分量；

②采样率，起始时间；

③仪器的频率响应或脉冲响应，增益标定，记录的“单位”。

这是数字地震记录的“三要素”。

通常，用户见到的数字地震记录包括两部分，第一部分是头段(header)，给出了上述关于地震记录的“三要素”的说明性信息，头段一般用 ASCII 码给出；第二部分是数据本身，一般以 ASCII 码，或二进制码，或压缩的二进制码给出。在后面两种情况下，在头段中还应给出二进制码的读取格式及解压的方式。

2. 对数字地震记录格式的要求

面向用户的记录，应以简单易懂为主；面向观测系统的记录，则应考虑更多的因素。这两类记录通常是通过计算机程序进行相互转换的。本节所说的地震记录，主要是指后

一种。

从某种意义上说，数字地震记录的格式问题是一个介于技术和约定之间的问题，与标准化问题有某些相似之处。在现代地震学中，为了适应数字地震观测的高技术的性质，数字地震记录的格式还应考虑下述几个因素：

（1）通用性（General），规定的数据格式应足以应付在地震观测中出现的各种情况；

（2）自定义性（self defining），读取数据所需的必要的信息应由记录本身给出，以方便数据的处理；

（3）稳健性（robust），应包含足够的嵌入信息，以供校正在记录和传输过程中产生的错误；

（4）有效性（efficient）所采用的格式应最大限度地减少冗余空间，从而最大限度地提高地震记录的利用率；

（5）可移植性（portable），所采用的数据格式应适用于不同的（公开出售的“商品”）计算机、操作系统和存储介质；

（6）计算机可读写性（computer readable and usable），所用格式应便于计算机读写；

（7）灵活性（flexible），允许将新的数据和新的数据格式加到已有的数据中，而无需改变标准本身；

（8）自校正（self correcting），格式应能在后续的数据中给出对前面的有问题的数据的修正；

此外，数据格式还应考虑到场地台站记录的实时处理、计算机的顺序和随机存取，以及数据管理中心的数据编辑等。

一个普遍采用的数据交换格式还应配有相应的软件，用于数据的生成、读取和格式转换。

3. SEED格式

数字地震记录的格式问题在理论上是一个颇为简单的问题，在实践上却是一个复杂的问题。数字地震记录在地震学中的应用开始于60年代末70年代初。随着数字地震学的发展，数据格式的问题日益引起人们的关注，当人们在数据交换中面对不同的数据格式、不同的计算机系统、不同的交换介质时，这种问题就变得尤为尖锐。70年代中期，解决数据格式问题的呼声愈来愈高。1976年，国际加速度仪部署台网（IDA）引入了IDA格式（FDSN，1993）。此后，随着地震观测的发展，又提出了很多数据格式的方案，其中影响较大的如网日带格式等。1985年，国际地震学和地球内部物理学协会（IASPEI）成立数字地震资料交换工作组，研究解决数字地震记录的交换格式问题。大约与此同时，国际数字地震台网联合会（FDSN）酝酿成立，并将数据交换格式问题作为联合会要解决的一个重要问题。1987年8月，FDSN审查了业已存在的几种数据交换格式，其中包括美国地质调查局（USGS）提出的“地震数据交换标准格式（SEED）”。1987年12月，经过反复讨论比较，FDSN决定采用SEED格式作为国际地震数据交换标准格式（FDSN，1993）。此后，SEED格式又不断地进行改进、充实和推广，逐渐成为普遍接受的地震数据交换标准格式。

SEED的基本单位是逻辑卷（logical volume），它是一个完整的数据集合。可以根据

存储介质的情况，将一个或几个逻辑卷放在一个物理卷（physical volume，指一个可装卸的计算机存储介质单元)中。物理卷的结构如图 2.9所示。

逻辑卷分为三种：台站卷(field station volume)、台网卷(station network volume)、事件卷(event network volume)。每个逻辑卷包括两个部分：控制头段(control headers)、时间序列(time series)。控制头段有四种：卷索引控制头段（volume index control headers)，给出了逻辑卷的总的描述；缩写字典控制头段（abbreviation dictionary control headers)，

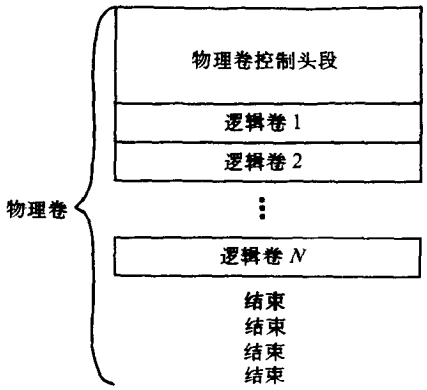


图 2.9 物理卷的结构

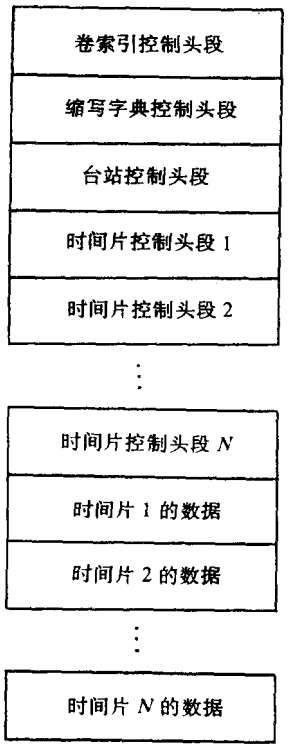


图 2.10 逻辑卷的结构

给出了头段中所用的缩写的解释；台站控制头段(station control headers)，给出了每个台站的信息；时间段控制头段（time span control headers)，给出了一段时间内与原始数据有关的信息。逻辑卷的组成如图 2.10所示。

三、数字地震信号的频谱分析

在前面两节中我们已经涉及了数字信号分析的一些概念。在本节中我们对这些概念进行概括的介绍。这些分析中的大部分内容，目前已经转化成数字地震学中的常规分析，并且已经开始具有商品化的软件的形式。有鉴于此，我们将把主要注意力集中在基本概念及其在地震学中的应用上，而不涉及过多的技术细节。与此相应，对于其中涉及的与谱分析有关的大多数数学公式，也侧重于阐述它们之间的逻辑联系。关于这些公式的详细推导和程序实现过程中的技术细节，请参见有关的参考文献（例如：Bath，1974；Oppenheim and Schafer，1975；郑治真，1983；Bracewell，1986；王世一，1987)。

(一)傅氏变换

1. 傅氏变换的定义

对于一个具有实的自变量 t 的函数 $f(t)$，做积分

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, e^{-i\omega t}\, dt \tag{2.85}$$

如果该积分对参数 ω 的任何实数值都存在[例如在 $f(t)$绝对可积,即

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|\, dt < \infty \tag{2.86}$$

的情况下],则称 $F(\omega)$是 $f(t)$的傅氏变换,或称傅氏积分。

$F(\omega)$一般是复数,可以写成

$$F(\omega) = R(\omega) + iX(\omega) = A(\omega)^{i\varphi(\omega)} \tag{2.87}$$

式中 $A(\omega)$称为 $f(t)$ 的傅氏谱或振幅谱;$A^2(\omega)$称为 $f(t)$的能量谱;$\varphi(\omega)$称为 $f(t)$的相位谱。

傅氏反变换由

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)\, e^{i\omega t} d\omega \tag{2.88}$$

给出。

傅氏变换被认为是应用数学发展史上最重要的里程碑之一。这项重要的工作开始于19世纪初傅里叶对热传导问题的数学理论的研究。这项研究被物理学家称为“一首伟大的数学诗篇”,却因数学上的严格性方面的问题曾经受到数学家的强烈批评。饶有兴味的是,狄拉克 δ-函数也有类似的遭遇。

2. 实函数的傅氏变换

函数 $f(t)$也可以是一个复数:

$$f(t) = f_1(t) + if_2(t) \tag{2.89}$$

对于这种形式,有:

$$R(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} [f_1(t)\cos\omega t + f_2(t)\sin\omega t]\, dt \tag{2.90}$$

$$X(\omega) = -\int_{-\infty}^{+\infty} [f_1(t)\sin\omega t - f_2(t)\cos\omega t]\, dt \tag{2.91}$$

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [R\cos\omega t - X\sin\omega t]\, d\omega \tag{2.92}$$

$$f_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [R\sin\omega t + X\cos\omega t]\, d\omega \tag{2.93}$$

显然,对于实函数,即

$$f_2(t) = 0 \tag{2.94}$$

有

$$R(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\cos\omega t\, dt = R(-\omega) \tag{2.95}$$

$$X(\omega) = -\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\sin\omega t\, dt = -X(-\omega) \tag{2.96}$$

因此

$$F(-\omega) = R(-\omega) + iX(-\omega) = R(\omega) - iX(\omega) = F^*(\omega) \tag{2.97}$$

一个重要的推论是,当 $f(t)$为实的奇函数时,有

$$=-\frac{2}{\pi}\int_0^{+\infty}X(\omega)\sin\omega t\mathrm{d}\omega \qquad (t>0) \tag{2.113}$$

(二)傅氏变换的重要性质

傅氏变换的一系列重要性质对于变换的各种应用来说是十分方便的，这些性质包括如下。

1. 线性

若 $f_1(t)$和 $f_2(t)$的傅氏变换为 $F_1(\omega)$和 $F_2(\omega)$,记为

$$\mathscr{F}[f_1(t)]=F_1(\omega) \tag{2.114}$$

$$\mathscr{F}[f_2(t)]=F_2(\omega) \tag{2.115}$$

a_1、a_2 为常数，则有

$$\mathscr{F}[a_1f_1(t)+a_2f_2(t)]=a_1F_1(\omega)+a_2F_2(\omega) \tag{2.116}$$

2. 时标定理

若

$$\mathscr{F}[f(t)]=F(\omega) \tag{2.117}$$

且 $a\neq0$，则

$$\mathscr{F}[f(at)]=|a|^{-1}F(\omega/a) \tag{2.118}$$

这个定理在比较不同采样率的地震波谱时是十分有用的。

3. 时移定理

若

$$\mathscr{F}[f(t)]=F(\omega) \tag{2.119}$$

则有

$$\mathscr{F}[f(t-t_0)]=F(\omega)\exp(-i\omega t_0) \tag{2.120}$$

这个定理在比较不同到时的地震波谱时是十分有用的。与此对称的定理是频移定理：

$$\mathscr{F}[f(t)\exp(i\omega_0 t)]=F(\omega-\omega_0) \tag{2.121}$$

4. 时间微商

若

$$\mathscr{F}[f(t)]=F(\omega) \tag{2.122}$$

则

$$\mathscr{F}\left[\frac{\mathrm{d}^nf(t)}{\mathrm{d}t^n}\right]=(i\omega)^nF(\omega) \tag{2.123}$$

这个定理有助于理解在对函数进行微分或积分时出现的一些现象。

5. 共轭函数

若

$$\mathscr{F}[f(t)]=F(\omega) \tag{2.124}$$

则

$$\mathscr{F}[f^*(t)]=F^*(-\omega) \tag{2.125}$$

因此对实函数,有

$$F(-\omega)=F^*(\omega) \tag{2.126}$$

6. Parseval 定理

若

$$\mathscr{F}[f_1(t)] = F_1(\omega) \tag{2.127}$$

$$\mathscr{F}[f_2(t)] = F_2(\omega) \tag{2.128}$$

则

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t)\ f_2(t)\ \mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} F_1(-\omega)F_2(\omega)\ \mathrm{d}\omega \tag{2.129}$$

当 $f_1(t)=f_2(t)=f(t)$ 且 $f(t)$为实函数时,有

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} A^2(\omega)\mathrm{d}\omega \tag{2.130}$$

容易看出，这实际上是说，时间域的能量积分和频率域的能量积分得出的结果是等价的。

7. Gibbs 定理

若

$$\mathscr{F}[f(t)] = F(\omega) \tag{2.131}$$

则在 $f(t)$的连续点处，$f(t)$由

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{2.132}$$

给出；而在 $f(t)$ 的间断点处上式给出的值是 $f(t)$的左极限和右极限之和的 1/2。

8. 测不准关系

若

$$\mathscr{F}[f(t)] = F(\omega) \tag{2.133}$$

则

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |t\ f(t)|^2\,\mathrm{d}t \int_{-\infty}^{+\infty} |\omega A(\omega)|^2\,\mathrm{d}\omega \geqslant \frac{\pi}{2} \tag{2.134}$$

这个定理给出了频谱宽度和脉冲宽度之间的关系。

9. 倒谱 (Cepstrum) 和倒频率(Quefrency)

在数字地震学中，特别是在与核爆炸监测有关的数字地震学问题中，经常用到的另一个与频谱有关的变换是所谓“倒谱(Cepstrum)”(例如，Baumgardt and Ziegler，1988)。考虑两次爆炸，其中第二次爆炸与第一次爆炸的频谱形状相同，振幅是第一次爆炸的振幅的 a 倍，两次爆炸之间的时间延迟是 τ，则当两次爆炸的时间间隔很短时，由两次爆炸叠加产生的地面运动为

$$y(t) = x\ (t)\ + a\,x(t-\tau) \tag{2.135}$$

式中 $x(t)$是单次爆炸的地面运动。

对上式进行傅氏变换，有

$$Y(\omega) = X(\omega)\ (1 + a\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\tau}) \tag{2.136}$$

其能量谱为

$$|Y(\omega)|^2 = Y(\omega)Y^*(\omega)$$

$$= |X(\omega)|^2(1+\alpha^2+2\alpha\cos\omega\tau)$$

$$= |X(\omega)|^2(1+\alpha^2)(1+\frac{2\alpha}{1+\alpha^2}\cos\omega\tau) \tag{2.137}$$

取上式的对数，有：

$$\lg|Y(\omega)|^2 = \lg[|X(\omega)|^2(1+\alpha^2)] + \lg(1+\frac{2\alpha}{1+\alpha^2}\cos\omega\tau) \tag{2.138}$$

由于$2\alpha/(1+\alpha^2)\leqslant 1$，及$|\cos\omega\tau|\leqslant 1$，故可对上式右边第二项做泰勒展开，仅取第一项，则有：

$$\lg|Y(\omega)|^2 = \lg[|X(\omega)|^2(1+\alpha^2)] + \frac{2\alpha}{1+\alpha^2}\cos\omega\tau \tag{2.139}$$

对上式进行傅氏变换，其变换的结果称为“倒谱(Cepstrum)”，倒谱的自变量具有时间的量纲，称为“倒频率(Quefrency)”。显然，在以‘倒频率’为自变量的‘倒谱’图上，在τ处应有一个峰值，标志着第二次爆炸的位置。

如果考虑上述泰勒展开的更多的项，则上式可以更精确地表示为

$$\lg|Y(\omega)|^2 = \lg[|X(\omega)|^2(1+\alpha^2)] + \frac{2\alpha}{1+\alpha^2}\cos\omega\tau - \frac{1}{2}(\frac{2\alpha}{1+\alpha^2})^2(\frac{\cos 2\omega\tau+1}{2})$$

$$+\frac{1}{3}(\frac{2\alpha}{1+\alpha^2})^3(\frac{\cos 3\omega\tau+3\cos\omega\tau}{4}) - \cdots + \cdots \tag{2.140}$$

因此更确切地说，在‘倒谱’图上，在τ和τ的整数倍的‘倒频率’处均有峰值，但这个峰值序列以在τ处为最大，且衰减很快。

对于更多的事件，类似地可有：

$$y(t) = x(t) + a_1x(t-\tau_1) + a_2x(t-\tau_2) + \cdots + a_Nx(t-\tau_N) \tag{2.141}$$

其傅氏变换为

$$Y(\omega) = X(\omega)(1+a_1e^{-i\omega\tau_1} + 1 + a_2e^{-i\omega\tau_2} + \cdots + 1 + a_Ne^{-i\omega\tau_N}) \tag{2.142}$$

其功率谱的对数为

$$\lg|Y(\omega)|^2 = \lg[|X(\omega)|^2(1+\beta)]$$

$$+\lg\left\{1+\frac{2}{1+\beta}\left[\sum_{n=1}^{N}\left(a_n\cos\omega\tau_n + \sum_{m=n+1}^{N}a_na_m\cos\omega(\tau_n-\tau_m)\right)\right]\right\} \tag{2.143}$$

其中$\beta=\sum_{n=1}^{N}a_n^2$。取上式右边第二项的泰勒展开的首项，给出

$$\lg|Y(\omega)|^2 = \lg[|X(\omega)|^2(1+\beta)]$$

$$+\frac{2}{1+\beta}\left\{\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\cos\omega\tau_n + \sum_{m=n+1}^{N}a_na_m\cos\omega(\tau_n-\tau_m)\right]\right\} \tag{2.144}$$

则在以‘倒频率’为自变量的‘倒谱’图上，在τ_n和$\tau_n-\tau_m$处分别有峰值，标志了各次子事件的位置。

在‘全面禁止核试验条约(CTBT)’的地震学监测中，多次爆炸的识别具有非常重要的意义。由于“倒谱”分析在识别多次爆炸中的作用，在很多以地下核试验监测为主要目标的地震台阵、台网的数据处理中，‘倒频率’分析占有重要的地位。

(三)离散信号的傅氏变换的一些性质

对于离散信号的傅氏变换，一些重要的性质是值得注意的。

1. 采样定理

若

$$\mathscr{F}[f(t)] = F(\omega) \tag{2.145}$$

则 $f(t)$的值由下式给定

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{f_n \sin(\omega_c t - n\pi)}{(\omega_c t - n\pi)}\right] \tag{2.146}$$

$$f_n = f\left(\frac{n\pi}{\omega_c}\right) \tag{2.147}$$

这里

$$\Delta t = \frac{\pi}{\omega_c} \tag{2.148}$$

为时间步长，$F(\omega)$的最高频率由

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\Delta t} \tag{2.149}$$

给出，称为 Nyquist 频率。

采样定理给出了给定时间步长 Δt 情况下的频率上限。如果需要研究的最高频率为 f_c ,则理论上要求至少应有

$$\frac{1}{2\Delta t} \geqslant f_c \tag{2.150}$$

2. 频率分辨率

时间窗口 T 内的 $f(t)$ 函数所包含的最低频率为

$$f_0 = \frac{1}{T} \tag{2.151}$$

频率分辨率为

$$\Delta f = \frac{1}{T} \tag{2.152}$$

(四)窗口函数的作用

在进行信号分析时，通常需要使用特定的时间窗口，若

$$\mathscr{F}[f(t)] = F(\omega) \tag{2.153}$$

$$\mathscr{F}[w(t)] = W(\omega) \tag{2.154}$$

式中 $w(t)$为窗口函数,且

$$\mathscr{F}[f(t)\ w(t)] = G(\omega) \tag{2.155}$$

则

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\gamma)\ W(\omega - \gamma)\ \mathrm{d}\gamma \tag{2.156}$$

在实际应用中常常使 $w(t)$为偶函数,则此时 $W(\omega)$是实函数。

实际工作中经常采用的窗口函数有以下几种。

1. 矩形窗

$$w(t)=\frac{1}{T} \qquad |t|<T$$
$$=0 \qquad |t|>T \tag{2.157}$$
$$W(\omega)=\frac{2\sin(\omega T)}{\omega T} \tag{2.158}$$

作为应用最多的一种窗口，矩形窗的优点是它的主瓣比较集中，缺点是 $W(\omega)$ 的边瓣常常引起高频干扰,负的边瓣则常常引起‘漏能’现象。

2. Hanning 窗

$$w(t)=\frac{1}{2T}\left[1+\cos\left(\frac{\pi t}{T}\right)\right] \qquad 0\leqslant|t|\leqslant T$$
$$=0 \qquad |t|>T \tag{2.159}$$
$$W(\omega)=\frac{\sin(\omega T)}{\omega T}+\frac{1}{2}+\left[\frac{\sin(\omega T+\pi)}{\omega T+\pi}+\frac{\sin(\omega T-\pi)}{\omega T-\pi}\right] \tag{2.160}$$

它相当于三个矩形时间窗的波谱之和，其结果是消去了负的边瓣，从而消去了漏能现象。

3. Hamming 窗

$$w(t)=\frac{1}{T}\left[0.54+0.46\cos\left(\frac{\pi t}{T}\right)\right] \qquad 0\leqslant|t|\leqslant T$$
$$=0 \tag{2.161}$$
$$W(\omega)=1.08\frac{\sin(\omega T)}{\omega T}+0.46\left[\frac{\sin(\omega T+\pi)}{\omega T+\pi}+\frac{\sin(\omega T-\pi)}{\omega T-\pi}\right] \tag{2.162}$$

它是 Hanning 窗的一个变种，只是由于系数的不同，Hamming 窗比 Hanning 窗消除负的边瓣的效果更好。

4. Gauss 窗

$$w(t)=\frac{1}{T}\exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \qquad |t|\leqslant T$$
$$=0 \qquad |t|>T \tag{2.163}$$
$$W(\omega)=\left[\frac{(2\sqrt{2}\sigma}{T})\exp(-\frac{\sigma^2\omega^2}{2})\right]\mathrm{erf}\left(\frac{T}{\sqrt{2}}\right) \tag{2.164}$$
$$\mathrm{erf}(x)=\int_0^x \exp(-t^2)\,\mathrm{d}t \tag{2.165}$$

Gauss 窗由于没有负的边瓣和边瓣波动，因而没有漏能和高频干扰的影响。

四、数字滤波器

(一)信号与系统的基本概念

1. 连续信号与离散信号

在连续时间范围内定义的信号称为模拟信号，也叫连续信号。地震动信号就是连续信号。在一组离散的时间下表示其数值的信号称为离散信号，如果用数值来表示时间和信号的值，则称为数字信号 .经过模-数转换后的地震信号是数字信号,也是离散信号,可

以应用离散系统的理论进行处理。

凡是反映信号处理因果关系的设备或运算都称为系统。输入和输出都是连续信号的系统称为连续时间信号系统；输入和输出都是离散信号的系统称为离散时间信号系统；输入和输出都是模拟信号的系统称为模拟系统；输入和输出都是数字信号的系统称为数字系统。

数字信号处理就是用数字的方法，对信号波形进行变换。离散时间线性非时变系统理论和离散傅氏变换是这一领域的理论基础，数字滤波和谱分析是数字信号处理的基本内容。在利用数字地震记录开展研究的过程中，为了从地震记录中获得所需要的信息，大量地使用了数字信号处理技术。

2. 非时变系统和因果系统

非时变系统，是指系统的运算关系 $T(\cdot)$ 在整个运算过程中不随时间变化的系统。

稳定系统，是指输入信号有界，输出信号也必定有界的系统。

输出序列一定是在系统得到输入信号后才出现的系统称为因果系统。因果系统是输出不超前的系统，是物理可实现的系统。

3. 常系数线性差分方程和递归算法

在连续信号的时间域分析中，系统的数学模型可以用微分方程描述。对于离散时间信号，由于自变量是离散的整型变量，不可能再使用微分的概念。在离散时间信号系统中使用差分表示函数的变化率。数字序列 $y(n)$中第 n 点的值与前一点的值的差称为该点的一阶差分,用符号 $\nabla' y(n)$表示

$$\nabla' y(n) = y(n) - y(n-1) \tag{2.166}$$

一阶差分表示了序列在各点的变化量。与前一点差分值的差称为二阶差分，表示为

$$\begin{aligned}\nabla^2 y(n) &= \nabla'(\nabla' y(n)) = \nabla' y(n) - \nabla' y(n-1) \\ &= y(n) - 2y(n-1) + y(n-2)\end{aligned} \tag{2.167}$$

依次类推可以定义 k 阶差分。

用上述各阶差分组成的方程称为差分方程。设系统的输入序列为 $x(n)$,输出序列为 $y(n)$,则用差分方程所表示的系统为

$$\begin{aligned}&c_n\nabla^N y(n) + c_{n-1}\nabla^{N-1} y(n) + \cdots + c_1\nabla y(n) + c_0 y(n) \\ &= d_m\nabla^m x(n) + d_{m-1}\nabla^{m-1} x(n) + \cdots + d_1\nabla x(n) + d_0 x(n)\end{aligned} \tag{2.168}$$

简写为

$$\sum_{k=0}^{N} a_k y(n-k) = \sum_{r=0}^{M} b_r x(n-r) \tag{2.169}$$

此时的输出 $y(n)$可以从现在输入的 $x(n)$以及输出的过去的 N 个结果、输入的 M 个过去值计算出来。这种算法也称为递归算法。

（二）模拟滤波器和数字滤波器

1. 模拟滤波器的基本概念和设计方法

在电信号电路中以感抗和容抗元件以及电阻元件构成模拟滤波器，对连续的电信号

进行滤波处理。感抗和容抗元件的阻抗特性与信号的频率有关。输入信号经过由感抗和容抗元件组成的电路后会产生相移，这是与纯电阻元件构成的电路不同的。

在进行模拟滤波器设计时，通常根据滤波器的技术要求来确定滤波器的类型和各元件的参数，如电阻、电感、电容器的值。将它们连接起来构成滤波器，用信号发生器等设备产生特定的信号送入滤波器，在输出端用示波器或频谱分析仪观察输出波形，以确定是否达到预期的效果。如果没有达到，则检查原因，重新设计。

物理可实现的滤波器没有非因果关系的问题，如果是无源滤波器也不存在不稳定的问题。由 RC 电路构成的模拟滤波器的传输函数的数学式为：

$$T(s)=\frac{Y(s)}{U(s)}=\frac{1}{1+sRC}=\frac{1}{1+s\tau} \tag{2.170}$$

2. z 变换

在离散数字信号的处理中， z 变换是一类有用的数学工具。设有时间序列 $f(0)$，$f(1)$，$f(2)$，…，$f(n)$，则 $f(i)$，$i=0$，1，2，…，n 的 z 变换定义为

$$F(z)=f(0)+f(1)z^{-1}+f(2)z^{-2}+\quad+f(n)z^{-n} \tag{2.171}$$

z 变换的很多性质使得离散信号的处理变得极为方便。比如，两个序列 $f(0)$，$f(1)$，$f(2)$，…，$f(n)$和 $h(0)$，$h(1)$，$h(2)$，…，$h(m)$的离散褶积的 z 变换为 $F(z)H(z)$，作为一个特别简单的例子，考虑两个序列

$$\{f(i)\}=\{2,\ 1\}$$

$$\{h(i)\}=\{8,\ 4,\ 2,\ 1\} \tag{2.173}$$

取它们的 z 变换

$$F(z)=2+z^{-1} \tag{2.174}$$

$$H(z)=8+4z^{-1}+2z^{-2}+z^{-3} \tag{2.175}$$

则

$$\begin{aligned}F(z)H(z)&=(2+z^{-1})(8+4z^{-1}+2z^{-2}+z^{-3})\\&=16+16z^{-1}+8z^{-2}+4z^{-3}+z^{-4}\end{aligned} \tag{2.176}$$

于是输出的序列 $f(i)*h(i)$就是

$$\{f(i)*h(i)\}=\{16,\ 16,\ 8,\ 4,\ 1\} \tag{2.177}$$

对于离散信号 $f(j)$，$j=0$，…，n，如果取它的离散傅氏变换的话，则有

$$F(\omega)=\sum_{j=0}^{n}f(j)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega j\Delta t} \tag{2.178}$$

式中 Δt 为时间步长。在上式中，若令

$$z=\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega\Delta t} \tag{2.179}$$

则有

$$F(z)=\sum_{j=0}^{n}f(j)z^{-j} \tag{2.180}$$

因此在这里，z 变换相当于傅氏变换的离散化。更一般地，如果考虑离散拉普拉斯变换，

即令

$$F(s)=\sum_{j=0}^{n}f(j)\mathrm{e}^{-sj\Delta t} \tag{2.181}$$

其中 s 不限于纯虚数：

$$s=\sigma+i\omega \tag{2.182}$$

而令

$$z=\mathrm{e}^{s\Delta t}=\mathrm{e}^{\sigma\Delta t}\mathrm{e}^{i\omega\Delta t}=r\mathrm{e}^{i\omega\Delta t} \tag{2.183}$$

则有

$$F(z)=\sum_{j=0}^{n}f(j)z^{-j} \tag{2.184}$$

因此更一般地说，z 变换相当于拉普拉斯变换的离散化。

z 变换满足的一些性质与傅氏变换相似，例如

① 线性　$f_1(n)+f_2(n)\rightleftharpoons F_1(z)+F_2(z)$ (2.185)

② 差分　$f(n-1)\rightleftharpoons z^{-1}F(z)$ (2.186)

$f(n-a)\rightleftharpoons z^{-a}F(z)\qquad a\geqslant 0$ (2.187)

③ 变换域微分　$nf(n)\rightleftharpoons -zF'(z)$ (2.188)

$-(n-1)f(n-1)\rightleftharpoons F'(z)$ (2.189)

④ 标度变换　$a^{-n}f(n)\rightleftharpoons F(az)\qquad a>0$ (2.190)

⑤ 离散褶积　$f_1(n)*f_2(n)\rightleftharpoons F_1(z)F_2(z)$ (2.191)

上述式中 $\rightleftharpoons$ 表示 z 变换对。

作为这些性质的一个应用，考虑差分方程

$$\sum_{k=0}^{N}a_k y[n-k]=\sum_{k=0}^{M}b_k x[n-k] \tag{2.192}$$

如果比较一下上节中的阻容电路和这个差分方程的话，则很容易理解这一方程的物理意义。对方程两端做 z 变换，有

$$\sum_{k=0}^{N}a_k z^{-k}Y(z)=\sum_{k=0}^{M}b_k z^{-k}X(z) \tag{2.193}$$

因此

$$\frac{Y(z)}{X(z)}=\frac{\sum_{k=0}^{M}b_k z^{-k}}{\sum_{k=0}^{N}a_k z^{-k}} \tag{2.194}$$

很明显，上式即是在 z 变换域给出的、以多项式的形式出现的传递函数。

滤波的过程也可用 z 变换给出。若

$$y[n]=\sum_{k=0}^{N}h[k]x[n-k] \tag{2.195}$$

式中 $y[n]$ 为输出信号；$x[k]$ 是输入信号；$h[k]$ 是滤波器的脉冲响应，则取式 (2.195) 的 z 变换，有：

$$Y(z)=\sum_{n=0}^{N-1}h(n)z^{-n}X(z) \tag{2.196}$$

因此，系统函数为

$$H(z)=\frac{Y(z)}{X(z)}=\sum_{n=0}^{N-1}h(n)z^{-n} \tag{2.197}$$

在数字地震学中，有限冲激响应(FIR)滤波器即是由 z 变换的系数给出的。

z 变换的反变换，由

$$x[n]=\frac{1}{2\pi i}\oint_c X(z)z^{n-1}\mathrm{d}z \tag{2.198}$$

得到，其中 c 是在 $X(z)$ 的收敛区域内环绕原点逆时针走向的闭合回路。在数值计算上，z 变换的反变换有四种常用的方法① 长除法(long division)；② 部分分式展开法(partial fraction expansion)；③微分方程合成法 (difference equation synthesis)；④使用留数定理直接进行积分。

这里以微分方程合成法为例说明反变换的基本精神。注意到 $z\{\delta[k]\}=1$，$z\{\delta[k-n]\}=z^{-n}$，若 $X(z)$可以表示为

$$X(z)=\frac{\sum_{i=0}^{M}b_i z^{-i}}{\sum_{i=0}^{N}a_i z^{-i}} \tag{2.199}$$

则可由差分方程

$$\begin{aligned}&a_0x[k]+a_1x[k-1]+\cdots+a_Nx[k-N]\\&=b_0\delta[k]+b_1\delta[k-1]+\cdots+b_N\delta[k-N]\end{aligned} \tag{2.200}$$

用逆推的方法求出 $x[k]$。

3. 数字滤波器的设计方法

地震信号的滤波处理可以在频率域也可以在时间域中进行。

在频率域中滤波，是将信号通过傅氏变换转换成信号的频谱，然后与滤波器的传输函数相乘，最后反变换到时间域。这种处理方式简单明了，但如果处理不当会形成不稳定或非因果滤波器。因此在频率域中设计滤波器，应十分注意传输函数的选择，避免不稳定和非因果关系的出现。

在时间域中设计滤波器的具体步骤如下：

①按实际需要，确定滤波器的性能要求。

②确定满足预定性能要求的离散时间线性系统 。

滤波器设计作为一个数学逼近问题，其基本思路是用一个因果稳定的系统函数去逼近给定的性能要求，确定滤波系数。无限冲激响应 (IIR)滤波器的系统函数是 z 的有理函数，有限冲激响应(FIR)滤波器的系统函数是 z 的多项式。

③用有限精度的运算实现所设计的系统。其中包括运算结构选择，滤波系数，输入、输出变量，中间变量的存储和字长的确定等。

④通过模拟，验证所设计的系统是否符合技术要求，根据验证结果决定是否需要修改设计。

4. 数字滤波器在地震信号处理中的应用

现在比较通用的地震信号处理软件中一般都带有谱分析和滤波程序，如 IASPEI组织编写的通用地震信号处理软件 SEISGRAM、PITSA，美国 Lawrence Livermore 国家实

验室发展的 SAC，美国 Teledyn Geotech 公司发展的 ARS，等等。在得到加速度记录后需要经过积分获得速度或位移记录的情况下，往往需要使用滤波程序。在研究地面运动时还需要考虑记录仪器的频率响应。研究工作中则需要由科研人员自己编写程序。滤波和仪器频率响应的校正可以在频率域也可以在时间域中进行。在进行这种处理时需注意的一个问题是滤波器的相位校正。

五、地震观测系统的仿真和地动位移的恢复

(一)地震观测系统的仿真

前面讲过，一个地震观测系统可以用它的系统函数或传递函数来表示：

$$S(t) = G(t) * D(t) \tag{2.201}$$

式中 $D(t)$为地面运动；$S(t)$为地震记录；$G(t)$ 为地震观测系统的系统函数。在频率域中，上式可以表示为

$$S(\omega) = G(\omega)D(\omega) \tag{2.202}$$

式中 $G(\omega)$为地震观测系统的传递函数 。

现在设想有一个频带范围很宽的地震观测系统，比如宽频带地震仪，其系统函数为 $G(t)$；另有一个频带较窄的地震观测系统，比如短周期地震仪，其系统函数为 $G_1(t)$。对于同样的地面运动 $D(t)$，有

$$S(\omega) = G(\omega)D(\omega) \tag{2.203}$$

$$S_1(\omega) = G_1(\omega)D(\omega) \tag{2.204}$$

式中 $S_1(\omega)$ 为频带较窄的地震仪的记录的频谱；$G_1(\omega)$为频带较窄的地震仪的传递函数。由式(2.203) 和式(2.204)很容易得到

$$S_1(\omega) = \frac{G_1(\omega)}{G(\omega)}S(\omega) \tag{2.205}$$

变换到时间域，我们就得到了频带较窄的地震仪的地震图 $S_1(t)$。

也就是说，如果知道了宽频带地震仪的传递函数 $G(\omega)$和频带较窄的地震仪的传递函数 $G_1(\omega)$，那么原则上说，从宽频带地震仪的地震记录就可以推出频带较窄的地震仪的记录（这个过程称为地震观测系统的仿真）。而从这个意义上可以说，以宽频带和大动态为特征的数字地震学提供了一种技术上的可能，它使得我们可以把过去很多部仪器的工作，都集中在一部宽频带仪器中去完成。当然在实际计算的时候，并不一定非要采用在频率域中进行运算再变回到时间域的办法。

值得指出的是，从技术上讲，我们并不能由此推论说宽频带地震仪的出现已经使得过去的频带较窄的地震仪完全失去了作用。我们知道地震观测就其实质来讲是一个工程问题，在考虑这个问题的时候一个不可忽视的因素就是它的效能和费用之比。在地震观测工作中，窄频带地震仪的成本要比宽频带地震仪低得多，在监测小范围的地震活动的工作中，也许我们更经常地需要的，仅仅是频率比较高的那部分地震信号，在这样的情况下，布设一个由短周期地震仪组成的密集台网要比用同样多的经费去布设台站数少得多的宽频带台网好得多。在更多的情况下，人们一般是采用将两者结合起来的办法，即

用宽频带地震仪作为‘母台’,用短周期地震仪作为‘子台’,来组成一个地震观测台网。

(二)地动位移的恢复

现在考虑另一个问题，就是已知若干个频带较窄的地震仪的传递函数 $G_1(\omega)$，$G_2(\omega)$，…，$G_n(\omega)$和它们对于同样的地面运动 $D(t)$的地震记录的频谱 $S_1(\omega)$，$S_2(\omega)$，…，$S_n(\omega)$，能否对一个传递函数为 $G(\omega)$ 的宽频带地震观测系统的记录进行仿真。这个问题的回答是肯定的，事实上，这也正是70～80年代初数字地震学研究的一个重要内容(Seidl，1980；Harvey and Choy，1982；Seidl and Stammier，1984)。而最早提出宽频带地震记录这个概念的时候，其具体的含义便是能够覆盖传统地震观测中（例如 WWSSN 台网中)的长周期(LP)频段和短周期(SP)频段。

容易想象，完成这项工作的方法，就是针对不同的频段进行计算，然后再将这些频段中的信息“拼接”起来。在这样做的时候，一定要保证所有的频带较窄的地震仪的频带范围，加起来以后要能够覆盖宽频带地震仪的整个频带范围，并且必须保证在不同的窄频带之间不留‘空隙’以使‘拼接’能够进行。

在现代地震学中，实现频带的展宽，从原则上说可以有两种办法，一种是采用不同频带的“拼接”，另一种是采用电子反馈的方法。后者是目前普遍采用的一种方法，前者则适用于对过去的地震记录的处理和研究。

对宽频带地震仪进行仿真，这个问题的一个极端情况是

$$G(\omega) = 1 \tag{2.206}$$

此时的问题便是通常所说的地面运动的恢复问题。这个问题，严格地讲是没有数学解的，因为毕竟我们不可能有频率覆盖范围为无穷大的地震观测系统（Neugebauer et al.，1972)。但是从另一个角度说，这个问题的物理解是可能存在的，因为：第一，我们知道震源谱的频率范围并不是无限的，在拐角频率以上，震源谱按照 ω^{-n}的规律下降，在 f_{max} 以上，震源谱又有一个明显的跌落；第二，衰减效应的存在使得地震波的频谱在高频端也有一个明显的下降。这样，即使我们的地震观测系统所覆盖的频率范围是无穷大的，它所记录到的地面运动也是有一定的频率限制的。这样，只要采用适当的数字信号处理方法，地面运动的恢复，原则上仍有可能得到一个满意的近似解。

从速度记录和加速度记录通过数值积分得到位移记录，也可以看成是地震观测系统仿真问题和地面运动恢复问题的一种特殊情况。在这种情况下可以认为：

$$G(\omega) = 1 \tag{2.207}$$

$$G_1(\omega) = i\omega \tag{2.208}$$

容易看出，由于在仿真的运算出现了 $1/i\omega$ 这一项，对于较低的频率会出现不稳定的情况。这也就是为什么在数值积分中必须考虑低频的“漂移”问题的原因。

(三)宽频带视野中的体波记录

宽频带地震记录的引入使地震研究更简单了。原因是，在不考虑宽频带地震记录的时候，人们看到的地震记录，是震源运动的一种经过滤波的畸变了的形象。图 2.11是现代地震学中一张很有意义的图（Harvey and Choy，1982)。这是一次地震的远震 P 波的记录。最上面的一道是传统的长周期记录，可以看到长周期记录的仪器响应不仅将震源运动的细节平均掉了，而且带来了持续时间很长的“回响”。图中第二道记录是传统的短周

期记录，可以看到此时尽管地震仪器的响应对反映震源运动是有利的，地球内部结构给地震波带来的干扰却变得不可忽略，所以等效地讲，此时由地震仪和地球内部结构组成的“滤波器”仍使震源运动发生了很大的畸变，这使得我们想要看到的震源运动淹没在“噪声”干扰之中。图中第三道是由长周期记录和短周期记录“合成”的宽频带记录，从中可以清楚地看到震源的运动过程和 P，sP 等震相。

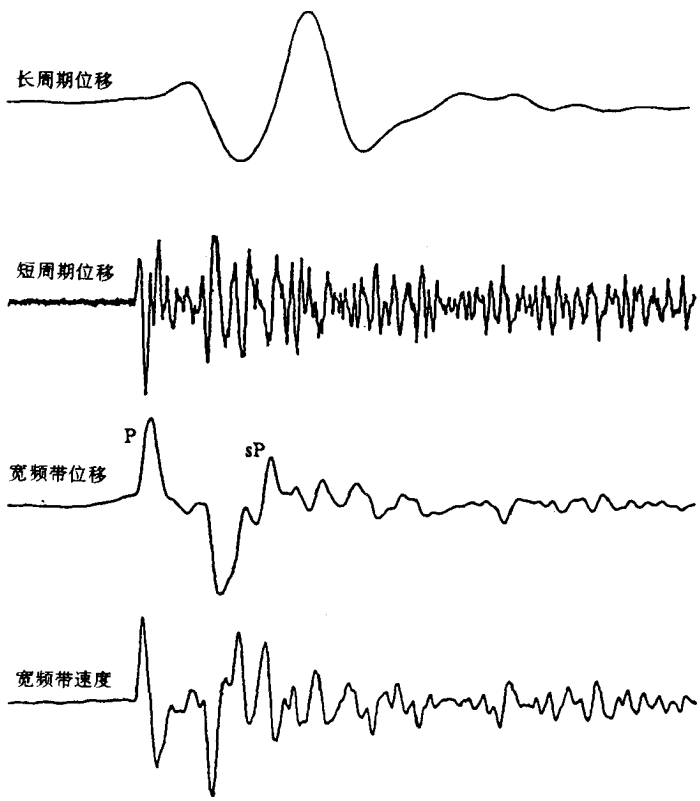


图2.11　地动位移的恢复(据 Harvey and Choy，1982)

作为一个一级近似，远震混成 P 波组的形象可以通过下面几次“运算”给出 近似为单边的由远场震源时间函数表示的震源运动决定了形状近似相同的远场地震辐射，这个信号经由地球内部传播时由于几何传播效应而振幅变小，由于散射和衰减而振幅变小、波形变宽；由于地球表面的存在，P，pP，sP 在不长的时间间隔内相继到达。这也正是我们在宽频带地震图中所看到的图像。值得注意的是，由于频带范围的限制，在传统的地震观测中我们看到的并不是这样简单的图像，而长期的经验反而使我们觉得对在宽频带地震图上看到的现象(波形居然是单边的)多少有些“不适应”。其实，现代科学的发展大体上具有相似的特点，它们的技术可能与以往很不相同（我们只能说很不相同，却很难说现代的技术就一定比传统的技术复杂）；但在对自然现象的观测上，一个总的趋势是使我们对自然现象的观察更为直接；在对自然现象的研究中，一个共同的趋势是使对于自然现象的认识更加清楚，而不是更加“玄妙”。

第三章　数字地震学中的震相分析和地球内部结构

震相指的是某种类型的地震波在地震图上的反映。这些地震波通常与某种特定的结构或传播“路径”相联系。震相分析和地球内部结构的研究是地震学中的一项重要内容。在“经典”地震学中，地球内部结构的研究是与震相的发现紧密地联系在一起的：地核是B. Gutenberg 在 1913 到 1914 年通过对 PcP，ScS 和 PKP 震相的研究发现并确认的；固态地球内核的发现始于 I. Lehmann 在 1936 年对 PKIKP 震相的识别和研究。在现代地震学中，对于震相和地球内部结构的研究仍是一项十分重要的内容。与“经典”地震学相比，现代地震学中的震相分析和地球内部结构的研究表现出三个特点。第一，70 年代以来定量地震学的发展，使对某些类型的地震波形的合成计算成为可能，目前尽管实现宽频带的全波形合成计算还有相当的困难，这方面的研究已经使震相分析发生了质的变化，在很多震相‘混在一起’和一些震相不能用‘经典’射线理论加以解释的情况下，这种依赖于合成地震图的分析就显得尤为重要。第二，地震观测的分辨本领的提高使地球物理学家对地球内部结构的观测结果与地质学的研究结果日益紧密地结合起来。以板块构造学说为代表的现代地球动力学赋予这种结合以明确的构造意义。第三，数字地震学的发展不仅大大地提高了常规地震分析的效率，而且为震相分析提供了新的工具。数字地震学的发展不但大大地深化了我们对‘经典’震相的认识，而且发现了一些原来在‘经典”地震学中未曾看到的震相（例如破裂带“陷落波”），或看不清楚的震相（例如反映介质各向异性的 qS 震相），或虽能看得清楚、但却无法测得很准的震相（例如存在焦散面的 SS 震相）。这里，我们的侧重点是介绍与数字地震学有关的内容。这些内容中有些是‘经典”地震学中所没有的，有些尽管在“经典”地震学中也有涉及，但由于当时的技术的限制无法在操作中实现。

一、数字地震学中关于震相分析的基本操作

在数字地震学中，所有关于震相分析的常规操作均可在计算机上进行。在这里，我们首先简述一下这些操作的基本原理。在本书的附录中，将介绍一些软件的使用。

(一)时间域分析

时间域分析是最基本的地震图分析。在“经典”地震学中，地震图的时间域分析主要是识别震相、量取到时、周期和振幅。由于模拟记录的特点，这种分析受到很大的限制，而在数字地震学摆脱了这些限制，因而带来了极大的方便。

但是另一方面，“经典”的地震记录图纸也有它独特的优点。优点之一是，由拾震器记录、经放大器放大的地震信号，可以直接在记录纸上画出。与在计算机屏幕上“画出”

的地震图相比，由于省去了很多数据传输、数据存储和数据处理的“中间环节”，所以显得很简便，且不易出错（如果记录笔正常的话）。优点之二是，人对二维图形信息的接收能力极强。因此在一张记录图上，分析人员往往很容易“认出”地震来，但是在计算机上，现有的自动识别算法在实际操作中都存在各种问题。如何在数字地震波形分析中借鉴模拟记录的优点，这是一个有趣的研究课题。

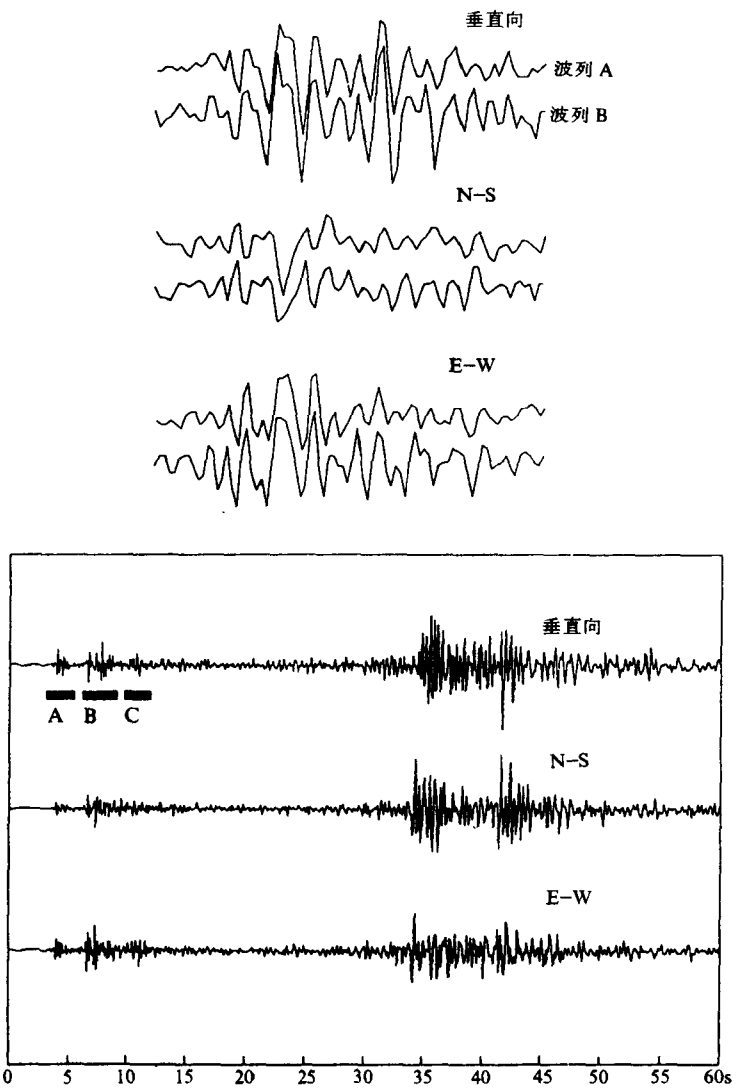


图 3.1　沿时间轴变焦移向目标(zoom)的一个例子(参见 Kim and Wu，1996)，从图中可以清楚地看到所选取的波形的细节

1．沿时间轴的平移、变焦移向和移离目标（zoom/unzoom）与沿记录轴的放大和缩小

沿时间轴的平移、变焦移向和移离目标（zoom/unzoom）可以方便地对地震波形进行“展开”或“压缩”。在计算机处理中，这一操作主要是确定在整个屏幕上画出多少个数据

点，并确定从哪一数据点开始画。在模拟记录中，有时由于不同的震相彼此相距很近，在地震图分析中很难把他们区分开来。在个别情况下高频信号的相邻波峰之间距离很小，以至难于分辨波形的细节。在数字地震记录中，由于可以方便地进行沿时间轴的平移、变焦，因而可以很清楚地看到地震波形变化的细节，这在震相识别的过程中是非常有意义的。图 3.1 给出了沿时间轴的放大的一个例子。

沿记录轴的放大和缩小操作的背后是数字地震记录的动态范围的扩大。动态范围表示地震记录所能容纳的最大振幅和最小振幅的差别。通常动态范围用分贝 (dB)来表示，即对最大振幅和最小振幅之比取对数再乘以 20。目前的数字地震记录的动态范围一般可达 120dB 以上。就是说，最大振幅和最小振幅之间的差别可以达到 6 个数量级以上。因此在数字地震图中可以看到在模拟地震图中看不到的微小的变化。比如在第四章中介绍的地震破裂起始震相的研究，其第一步操作就是把原来意义上的初动之前的部分进行沿记录轴的放大。

2. 波形的选取

由于数字地震波形是以数字的形式出现的，所以通过指定起始点和终止点的位置，很容易进行地震波形的选取。在进行地震波形的选取时还可以在屏幕上画出光标或窗口。通过移动光标或改变窗口的大小，以交互式的方式来选取所需要的波形。光标或窗口可以简单地用键盘来控制，也可以用鼠标来控制。在地震波形反演中，选取合适的地震波形是最基本的一步。

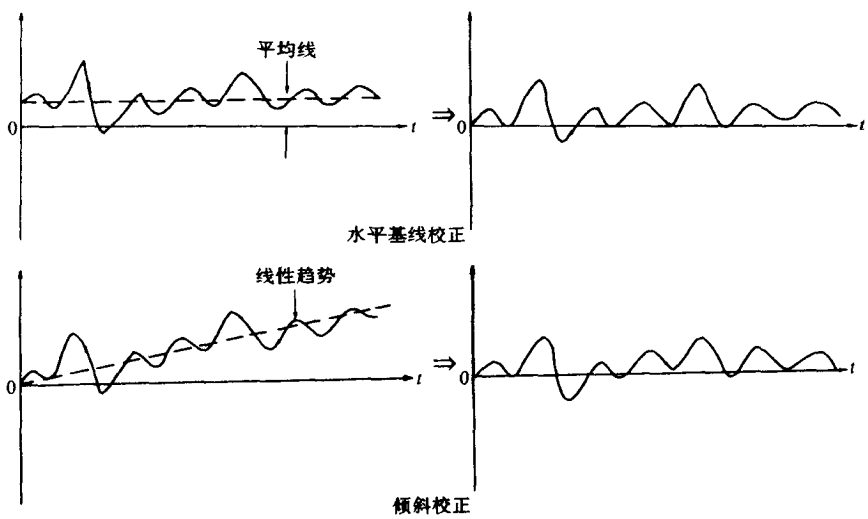


图 3.2　水平基线校正和倾斜校正示意图

3. 倾斜校正和水平基线校正

在地震记录的分析中，倾斜校正和水平基线校正是对地震记录进行积分和频谱分析之前必须采取的步骤。这两项校正的基本点是去掉地震记录中的直流分量，这种直流分量往往是由于观测仪器的原因造成的。例如对于伺服式的加速度摆，在摆体安装时没有

调整到完全平衡的位置，或者安装后由于外力的作用使得摆体偏离平衡位置时，都会有一个表示偏离的电信号送入记录器，但这个信号并不表示地面运动的真实状态。这一表示偏离的电信号通常很小，因此在地震图上可能并不明显。但是在进行积分和频谱分析计算时，这一微小偏离的效应就会影响到计算的结果。

水平基线校正简单地是将所有的记录点都减去其平均值，倾斜校正则是原来的记录减去其倾斜分量。图 3.2 给出了水平基线校正和倾斜校正的示意图。

4. 地震记录的积分和微分

在由加速度记录得到速度记录或位移记录，或者由速度记录得到位移记录的过程中，积分计算是必不可少的。由于地面运动不可能用解析函数表达，也就不可能用求原函数的方法得到积分值，而只能进行数值积分。对于采样率很高的地震记录，积分简单地可以用

$$\int_a^b f(x)\mathrm{d}x = \sum_{k=1}^{n} f(x_k)\Delta x \tag{3.1}$$

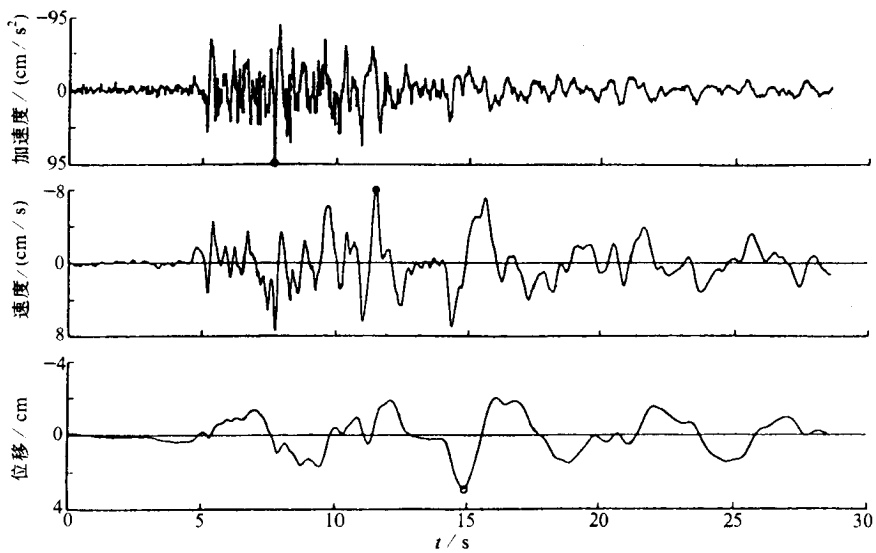


图 3.3 圣费尔南多地震的加速度(上)、速度(中)和位移(下)曲线。(引自 Jennings，1983)

即求曲边梯形的面积的方法求得。对于采样率不太高的地震记录，也可以假定采样点之间为某种类型的曲线，进行积分计算。经验表明，对于一般的加速度记录，假定采样点之间为二次曲线即可得到很好的效果。

因为一次积分运算在频率域中相当于频谱除以圆频率，所以在积分运算中，原始记录的低频成分被放大，甚至将有用的信号淹没。因此除了在积分计算之前需要去掉直流分量之外，在进行积分运算前后还应该做必要的滤波处理。

图 3.3给出了一个实例，这是 1971年 2月 9 日美国加州圣费尔南多地震的近场地面加速度、速度和位移记录的曲线，其中速度和位移是由加速度积分得到的。

相对而言，微分计算要比积分计算简单一些。在积分计算中影响较大的是直流分量，而在微分计算中那些“坏值”(即在信号的数字化和信号的传输过程中由于某种“事故”而造成的一些异常的‘毛刺”)的影响更大一些，在这些点上微分值是一个异常大的数值。所以在进行微分计算之前，应将这些‘坏值’去掉。

5. 地震记录的滤波

目前数字信号处理技术已经发展得相当成熟，数字地震记录滤波的子程序也非常多。滤波可以分成三种：高通滤波、低通滤波、带通滤波。滤波相当于在一个特定的频段内对地震记录进行分析。图 3.4 给出了一个例子，这是同一道地震图经过不同频段的带通滤波得到的结果。

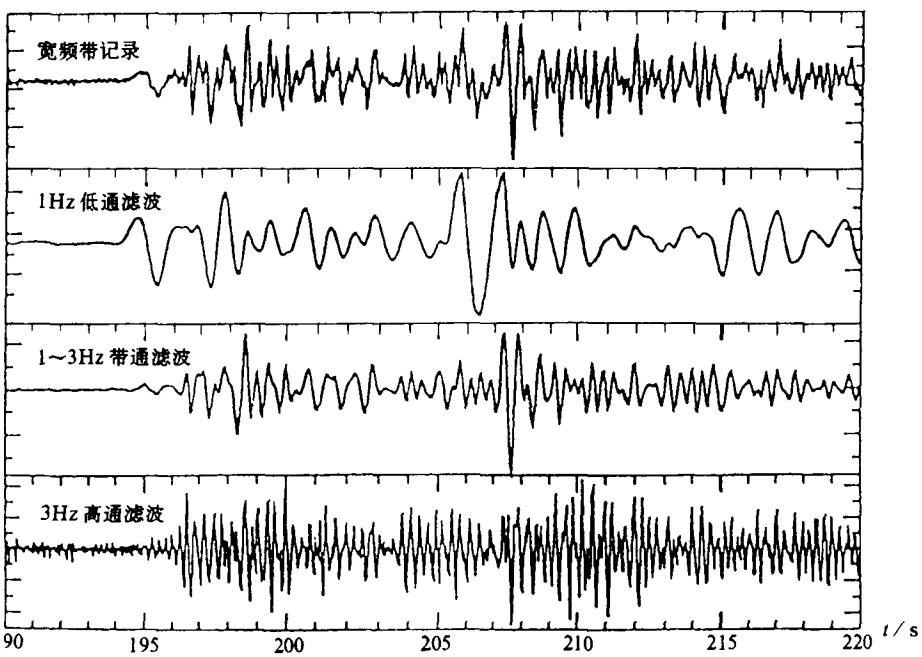


图3.4　同一道地震记录经过不同频段的带通滤波的结果(据 Goldstein 等，1992)。

在滤波计算中最重要的问题是因果律的考虑，有些滤波器可以导致非因果性的信号，即在真实的信号之前存在一些人为的“信号”。例如有限冲击响应(FIR)滤波器的非因果效应就是不能忽视的。而在需要精确地测量到时，或者需要研究前驱震相(precursory phase）的情况下，对滤波器的使用一定要小心。

(二)频率域分析

在频谱分析之前，三个必要的操作是首先要去掉水平基线，其次要去掉倾斜分量，最后要对数据加上合适的窗使之“尖灭”，即，使数据在起始点和终止点处不至于突然地下降到零。常用的尖灭窗函数是余弦函数。一般地，对于一道完整的地震记录，由于在初至之前、尾波之后都是噪声，而地震记录本身又具有比较高的信噪比，所以即使不使用尖灭窗函数也能得到很好的效果。但是如果对地震图中的一段波形进行频谱分析，那

么加尖灭窗函数就变成必不可少的了。

如果位移的振幅谱为 $u(\omega)$，那么速度和加速度的振幅谱分别为

$$v(\omega) = u(\omega)\omega \tag{3.2}$$

$$a(\omega) = u(\omega)\omega^2 \tag{3.3}$$

地震记录的频谱一般采用双对数坐标。图 3.5 给出了一个典型的地震记录的位移谱。

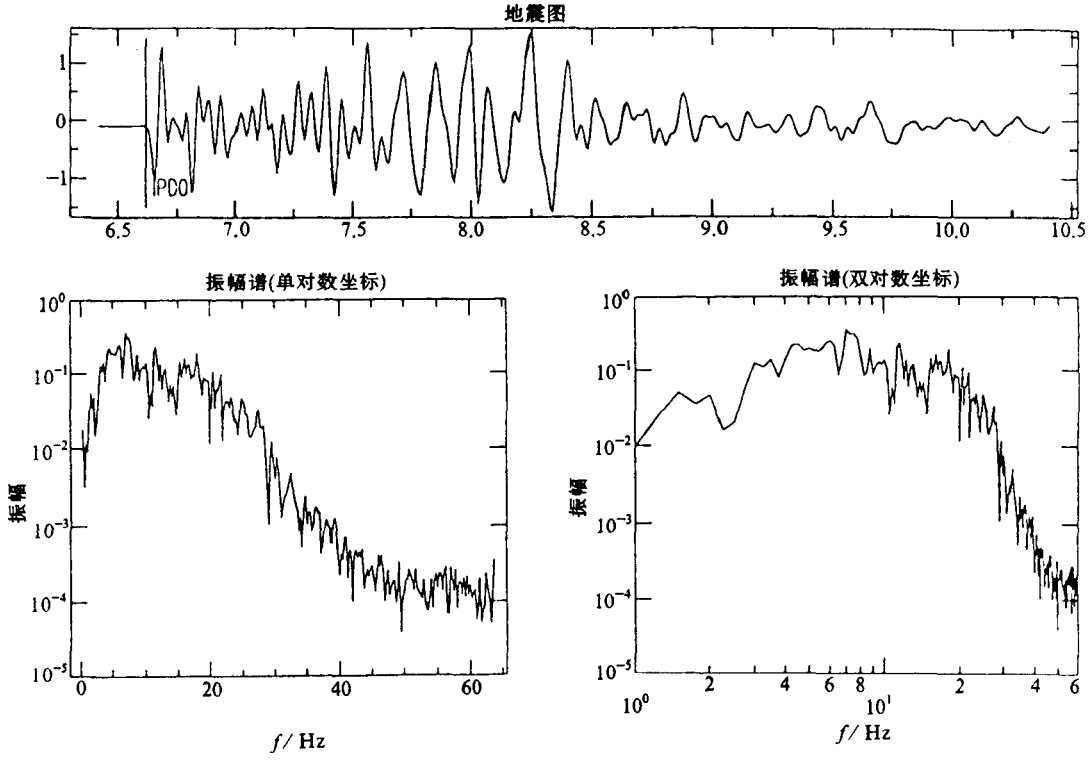


图 3.5　一个典型的地震记录的位移谱

噪声谱的计算，可以简单地采用在没有地震的记录上取一段数据分析其频谱的方法。

在频率域中，反褶积相当于频谱相除。在频谱相除的过程中，为避免分母为零引入的不稳定性，有时需要在分母中引入一个水平基线值。水平基线值可以根据反复尝试的结果经验地选取。

（三）三分量数字地震记录的分析

从某种意义上说，三分量地震记录的分析是现代地震学中特有的。在早期的地震观测中一般采用单分量记录。后来尽管有了三分量的观测，但是三个分量只能相互独立地进行各自的分析。原因是，在过去，三个分量的传感器一般是相互分离的，而传感器的方位又主要是在安装时在现场靠肉眼来调节的。这样，每个分量的传感器的方位，其精度都相当差。而真正意义上的三分量分析实际上无法进行。“现代”的地震仪通常采用将三个分量组装在一起的方式，由于组装是在实验室中进行的，所以三个分量的传感器的

相对方位可以达到理想的精度。这样，即使在现场的传感器方位的精度有限，三个分量之间的相对方位却仍可保持很高的精度（仅仅是它们作为一个整体相对于标准的坐标系作了旋转），而只有在这个前提下，用数字记录进行的三分量分析才是有意义的。这里我们再次遇到数字地震学中的那个重要的“原理”：数字地震学并不简单地等于原来的模拟记录的数字化。

1. 坐标旋转和偏振分析

地震记录一般采用“北一东一下”右手坐标系。在三分量地震记录的分析中，有时需要将地震记录从“北一东一下”坐标系旋转到其他坐标系中。这并不是一个特别简单的问题，因为地震记录有两种不同的情况。对于震中和台站比较近的情况，可以采用直角坐标；而对于震中和台站比较远的情况，则必须采用球坐标。

在震中与台站比较近的情况下，常常需要将地震记录从北一东一下坐标系旋转到 ZRT 坐标系中，其中 Z仍指向下，R 为从震中指向台站的方向，T 为垂直于 R 和 Z，且与 R、Z 一起组成右手坐标系的方向。通常将 R 称为径向，而将 T 称为横向。容易看出，在 ZRT 坐标系中，P 波和 SV 波主要反映在 Z，R 分量上，而 SH 波主要反映在 T 分量上。因此坐标的旋转有助于识别和分析震相。

对于震中和台站比较远的情况，必须采用球坐标，此时尽管 ZRT 坐标在形式上仍可像上面那样定义，但 ZRT 三轴的指向却是依台站的不同而不同的。图 3.6 给出了一个典型的情况，可以看到在距离震源较近的点上和在距离震源较远的点上 ZRT 的指向是不同的。

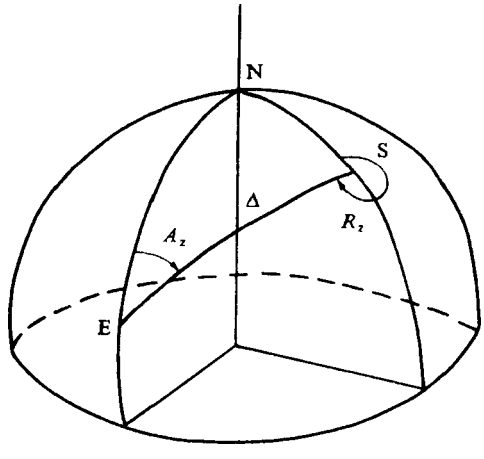


图 3.6　用于定义和计算坐标旋转的球面几何，图中 E是地震，S 是台站；A_z是(台站相对于震中的)方位角，R_z是震中相对于台站的方位角(“向后方位角”)，Δ是震中距

在三分量地震记录的偏振分析中，方位角是一个重要的概念。用不同台站测得的地震的方位，可以进行地震定位。对于远震的情况，以台站为中心的震中相对于台站的方位角 R_z(通常称为“向后方位角”)并不等于以地震为中心的台站相对于震中的方位角 A_z 加或减 180°。原因是在球面上，三角形的内角之和并不等于 180°(参见图 3.6)。

2. 接收函数

在地球内部结构的研究中，利用转换震相确定地球内部的间断面的位置（和间断面的结构）是一项重要的内容。由于地震波形中同时包含了震源的效应和传播介质的效应，将这两种效应有效地区分开来就成为数字地震波形分析的一项重要内容。在地震震源时间函数的研究中，为了“消去”结构和地震波传播效应，通常采用经验格林函数方法（参见第五章）。而在地球内部结构的研究中，为了“消去”震源效应，通常采用接收函数方

法。这两种方法的基本精神是一致的，都是在一些基本假定的前提下，“把一部分计算交给地球去完成”。

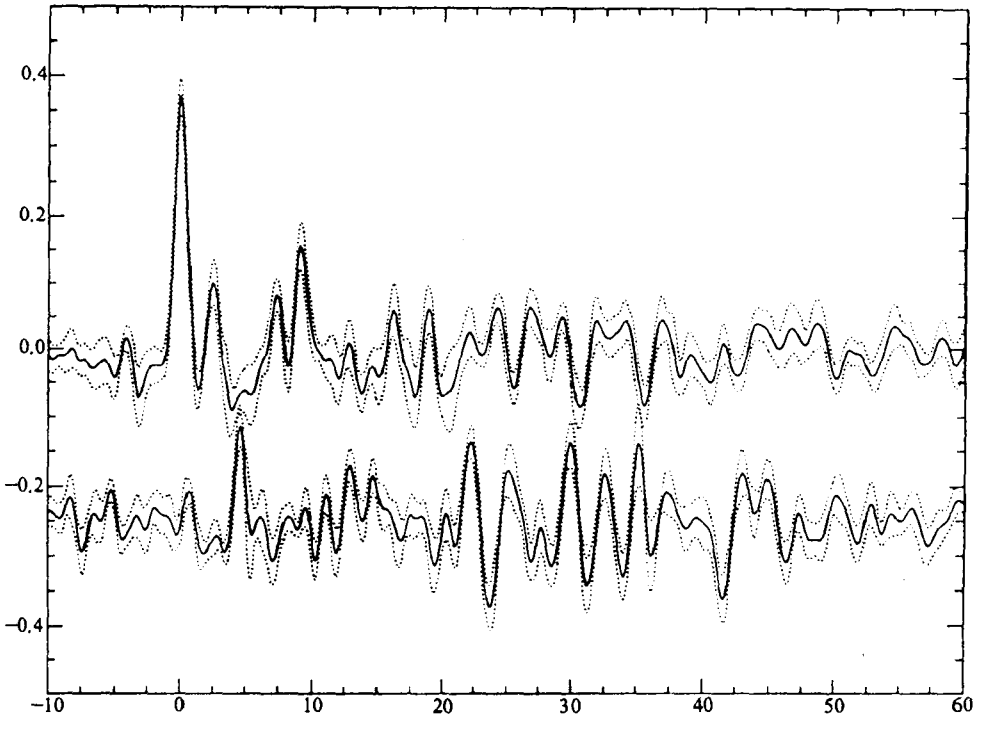


图 3.7　接收函数的一个实例

在频率域中，远震三分量体波记录可以表示成

$$u_Z(\omega) = S(\omega)I(\omega)F_Z(\omega) \tag{3.4}$$

$$u_R(\omega) = S(\omega)I(\omega)F_R(\omega) \tag{3.5}$$

$$u_T(\omega) = S(\omega)I(\omega)F_T(\omega) \tag{3.6}$$

式中　$S(\omega)$ 反映了震源过程与震源区介质响应，表示震源效应；　$I(\omega)$表示仪器响应；$F_Z(\omega)$，$F_R(\omega)$ 和 $F_T(\omega)$ 分别是接收台站附近的结构的响应在三个分量上的投影。

为了“消去”震源的影响，可以定义接收函数(Owens，et al.，1984)为

$$R_R(\omega) = \frac{u_R(\omega)}{u_Z(\omega)} = \frac{F_R(\omega)}{F_Z(\omega)} \tag{3.7}$$

$$R_T(\omega) = \frac{u_T(\omega)}{u_Z(\omega)} = \frac{F_T(\omega)}{F_Z(\omega)} \tag{3.8}$$

可以看到，震源的影响已被“消去”，在接收函数中只有接收台站下方的结构的响应。对于最简单的情形，我们仅考虑在间断面上的 PS 转换波。此时由于远震的 P 波是近于垂直地入射到地面的，因此可以假定

$$F_Z(\omega) \approx 1 \tag{3.9}$$

而从接收函数上很容易看到转换波的位置。从转换波的到时可以确定间断面的位置，从

转换波的波形可以推测间断面的结构。

实际上，由式(3.7)和(3.8)给出的接收函数的表达式仅仅是一个定义。在实际计算中不可能直接使用，因为分母上的零点将导致结果的不稳定。为了克服这种不稳定，可以（最简单地）考虑在分母上附加一水平基线的方法。图 3.7 给出了接收函数的一个实例。

(四)两道地震记录的比较

对两道地震记录有时需要进行加减运算，有时需要进行比较。但是在数字地震学中，对于两道地震记录的更有意义的运算是相关分析和褶积计算。

1. 地震记录的相关分析

地震记录的相关分析是对两道地震记录 $x(i)$和 $y(i)$计算其相关函数 $\mathrm{Co}(i)$：

$$\mathrm{Co}(i)=\frac{\sum_j |x(j-i)y(j)|}{\sum_j |x(j)| \sum_j |y(j)|} \tag{3.10}$$

如果两道记录中有相似的波形，则通过相关分析可以准确地指出两道记录中两个相似的波形之间的时间差。这一操作在地震的精确定位中是非常有用的。在第四章关于地震破裂起始和瞬时前震的介绍中我们还可以看到这方面的例子。

2. 地震记录的褶积

两道记录在时间域的褶积相当于在频率域相乘。褶积可以在频率域进行，也可以直接在时间域进行。在时间域，两道地震记录的褶积简单地说包括三个步骤，一是延时，二是相乘，三是相加。比如对于两个时间序列(0,1,2,3,0)和(0,1,2,0)，其褶积的时间序列可以简单地按下述“程序”计算得到：

	0	1	2	3	0			
0	0	0	0	0	0			
1		0	1	2	3	0		
2			0	2	4	6	0	
0				0	0	0	0	0
	0	0	1	4	7	6	0	0

容易看出，在时间域，反褶积的过程相当于线性反演的过程。在地震学中一般经常采用频率域反褶积，主要是因为在时间域反褶积中不得不处理一个很大的矩阵。

(五)数字地震学中的震相识别

尽管试图计算出宽频带范围内的整个地震波形是定量地震学的“雄心”之一，但至少在目前的相当一段时间内，对于地震波形的研究仍是针对某个或某些特定的震相进行的。另一方面，由于震相的研究、震源过程的研究、地震波传播规律的研究和地球内部结构的研究是一个反复“迭代”的过程，即使已经实现了地震波形的自动计算，对于震相的识别仍是地震学中的一个重要的问题。

“经典”地震学中识别震相的所有方法在数字地震学中都是有用的。数字地震学由于其自身的特点，为震相识别提供了一些新的工具。

1. 走时法

在数字地震学中，使用走时法识别震相仍是一个重要的方法。与模拟地震记录不同

的是，数字地震记录可以很方便地在计算机上画出。而将地震记录按照不同的比例画出，并将其“叠映”在走时曲线图上，或者依据走时数据库，在地震图上自动标出一些震相的可能位置，将使震相的识别变得极为方便。

2. 偏振分析法

很多震相的识别依赖于偏振分析。对于三分量数字地震记录，可以方便地进行偏振分析，并依据三分量地震图画出质点运动图。尽管在原来的地震学研究中原则上也可以做到这一点，但在数字地震记录中，这种操作已变得十分方便。更重要的是，由于前面所说的传感器设计方面的原因，在数字地震学中的偏振分析，其精度和可靠性要比原来高得多。

3. 合成地震图方法

在相当多的情况下，波形叠加的行为很难用直观的方法来把握。在一些震相“混杂”在一起的情况下就更是如此。使用合成地震图方法，可以有效地帮助进行震相的识别。

合成地震图方法的应用包括两个方面。尽管并没有公认的名词，我们仍可将其称为“定量方法”和“定性方法”。定量方法就是通过调节震源参数和结构参数，使合成的震相的走时、振幅、波形都与观测相符。在确切地论证一个震相的性质时往往需要这么做。“定性方法”则是用一系列合成地震图组成一个“地震剖面”。在这一“剖面”上的地震图的走时、振幅、波形等的细节未必都与实际地震图相同，但是通过对这一“剖面”的整体的分析以及与实际地震图的对照，仍可准确地指出实际记录图上哪个震相在什么位置。值得指出的是，由于在分析实际地震图时，对于地球内部结构、震源过程、场地效应和地震波传播效应常常并没有详细的知识，所以在震相识别的工作中，“定性方法”，以及介于“定性方法”和“定量方法”之间的方法，反而有更广泛的用途。

4. 频谱分析方法和滤波方法

在数字地震记录的分析中可以方便地进行地震波形的频谱分析以及对地震波形进行滤波处理，这对震相识别带来极大的方便。因为很多震相都有它的优势频率，例如一些在短周期地震仪上发育的震相在长周期地震仪上并不明显；反之，在长周期地震仪上一些很清楚的震相在短周期地震仪上振幅很小。这样，对宽频带地震记录进行适当的滤波处理，就可以针对不同的频段，研究不同的震相的性质。

在数字地震学中通过滤波进行震相识别的研究包括两个方面。比较成熟的方面是对数字地震记录进行一系列带通滤波，对滤波后的地震记录进行分析。滤波往往可以起到“突出”要研究的震相，“压制”其他信号的作用。目前仍在探索之中的方面是将每一时刻的地震记录的频谱成分画出来，即将单一的一道地震记录画成时间-频率坐标系中的三维图。在这种表示中并没有引入任何新的信息，但是由于换了一个观察地震图的角度，所以对于一些震相的识别也有独特的帮助。

滤波方法中一个值得注意的问题是，在“突出”要研究的震相，“压制”其他信号的同时，往往使要研究的震相发生畸变。其中影响最大的畸变是对一些非因果性的滤波器，滤波之后往往形成人为的“前驱震相”，而这些人为的非因果性的“信号”并没有任何物理意义。在有些情况下，这种非因果性对震相的识别和到时的量取影响很大，是分析中必须予以关注的。

5. 经验方法

数字地震学中的经验方法目前主要包括五个方面的应用。一是在研究震源时间函数时的经验格林函数方法；二是在进行强地面运动合成计算时的经验格林函数方法；三是在研究地球内部结构时的接收函数方法；四是在震相识别和分析过程中的相关分析方法；五是在地震定位计算中的主事件(Master event)方法。此外，也有尝试进行地震观测仪器的经验标定的方法，但这一方法目前使用得并不多。经验方法的共同特点是不进行“从头开始”的计算,而是通过某种“比较”或“相对值”的求取,避免一些非常困难或繁琐的计算。

相关分析方法的基本点是假定一些震相的波形是相似的，并用已知的震相作为标尺来识别要研究的震相。比如在地球内部结构的研究中，转换震相的识别是一个重要的方面。一般假定转换波与入射波波形相同。此时使用 P 波作为标尺，可以有效地识别出 PS 转换波。不过在这一方法的使用中，注意波形相似性假定的成立条件是重要的。比如对于间断面的形状和结构比较复杂的情况，P波与 PS转换波的波形相似的假定不再成立，而此时相关分析的方法也就不再起作用了。

有些震相之间并不是完全相似，而是有一个恒定的相位差。在这种情况下可以先进行希尔伯特变换，再进行相关分析。这方面的例子可参见第四章中关于 SS 震相的介绍。

6.“智能化”方法

由于数字地震记录是以数字的形式存储在计算机中的，通过对这一离散时间序列的分析和建模，以一些“智能化”的计算工具做为辅助，可以进行一些复杂震相的识别和一些简单震相的快速常规识别。后者在地震快速反应中非常有用。用作辅助的计算工具，从模式识别方法到人工神经网络方法，近年来的发展比较迅速。

很多老一辈的地震学家，看一眼地震图就知道在哪里发生了多大的地震。他们做出这种判断的根据就是长时间的经验。现在用计算机“学习”专家的经验愈显必要，并且越来越有可能成为现实。美国 IRIS 曾做过一项试验性的研究。把相当多的全球地震记录存在数据库中，当一个地震发生之后，就针对一定的网格，把这个地震的记录与“所有的”地震记录进行比较，通过相似性来确定地震的位置。结果非常令人鼓舞。

二、数字地震台网、地震剖面和地震台阵

(一)组合分析和地震定位

1. 地震定位

地震定位的基本问题是针对某些震相，量取一个参量，这个参量可以是到时，也可以是方位角，也可以是其他的物理量。对于一定的结构模型，对这一震相而言，参量 S 的理论值可以表示为

$$T = T(x, y, h, t) \tag{3.11}$$

式中 x, y, h, t 分别为地震的纬度、经度、深度和发震时间。地震定位问题就是对所有的震相，求一个能使 $\sum(T_i - S_i)^2$ 达到最小的 (x, y, h, t) 的解(参见 Lee and Lahr,

1972；Herrman，1979)。值得注意的是，这个问题并不是一个标准的线性反演问题。

在地震学中，最常见的地震定位方法是用震相的到时进行定位计算。这里到时的量取具有重要意义，它决定了地震定位的精度。数字地震学发展以来，地震学家一直认为到时的量取可以准确到 0.1s，实际上这一精度经常是达不到的（参见 Douglas et al.，1997)。以初至 P 波为例，初至 P 波的到时的误差决定于三个因素：P 波波形在传播过程中因为传播效应和衰减效应而造成的展宽和畸变， P 波地震图的信噪比；对地震图的滤波处理带来的畸变。这样，尽管地震图的采样率可以很高（在全球数字地震台网的短周期记录中，采样率是 40sps)，但由于地震波形自身的特点，到时量取的精度仍是有限的。

地球内部结构模型是决定定位质量的一个重要的因素。一些数值实验结果（例如，Chiu et al.，1997）表明，如果结构模型正确，那么得到准确的地震定位结果并不需要太多的台站的记录；反之如果结构模型不正确，那么即使有再多的地震台站也难于得到准确的地震定位结果。当然，若地震台站的覆盖范围合理(即台站基本上“包围”地震)，那么地震的平面分布图像还是基本正确的。但是如果模型不正确，那么得到准确的深度分布通常是非常困难的。

定位结果的评价是地震定位计算中重要的方面。“经典”的评价方法通常是根据线性反演的结果画出误差椭球。但是实际上，这一表示方法往往并不能反映实际地震定位的能力。正如在实验数据的处理中，准确度和精确度并不是同一个概念，用误差椭球给出的定位能力与实际定位能力也并不是同一个概念。“现代”的方法往往是根据地震分布和台站分布的情况，用模拟计算的方法给出一个台网的地震定位能力的分布图（例如，Giovambattista and Barba，1997)。

在对地球内部结构不清楚的情况下，利用数字地震记录尽管无法确定地震的绝对位置，却可以确定一个地震相对于另一个地震的位置，从而勾画出地球内部的一些构造。这里一般假定震源区的速度结构是均匀的，这个假定将导致所确定的地震丛集的大小与真实情况略有不同，但由于震源区本身很小，这一假定基本上是合理的，而由此确定的地震丛集的“形状”可以认为是可信的。被选作参考的事件称为“主事件”,这一方法有时也被称为“主事件方法”。

2. 组合分析

在数字地震学中一个非常重要的问题是组合分析。组合（associate)就是把一个震相与一个地震联系在一起，并将这一震相的数据应用到这个地震的定位计算中去。在传统的地震观测中组合分析并不存在太多的问题，其原因有两个方面。第一，在传统的地震观测中，地震台网的震级下限往往比较高，所记录到的地震的数目不是很多。由于地震之间的时间间隔比较大，所以一般不会出现组合错误。第二，在传统的地震观测中，组合分析主要是靠分析人员用手工完成的。分析人员特别是有经验的分析人员，可以很好地处理组合分析中的问题。在数字地震学中，由于仪器灵敏度和动态范围的提高，小孔径地震台网可以记录到很多小地震，因此，在组合分析时，由于地震波传播速度的有限性，有可能造成地震“次序”的混淆和组合错误。比如如果两次地震震级相差不大、时间上相距很近，位置上相距较远，由于地震波传播速度是有限的，所以有可能出现后发生的地震辐射出的信号在一个台站上反而先到的问题。而仅考虑走时就很容易造成错误。

另一方面，对于计算机组合来说，一个值得注意的问题是在很多情况下，由于鉴别标准不够完善，计算机常常会将一些不是地震信号的信号（例如干扰信号）作为地震信号并进行组合。一般说来，监测震级下限越低，地震越小，就越容易出现这类组合错误。

（二）地震剖面和叠加处理

偏移和叠加处理一直是地震剖面的数据处理中的一个重要方法。在数字地震学中，偏移和叠加处理非常方便。偏移和叠加处理的基本思想仍基于地震波形的相似性（或者说一致性）。在现代地震学中，不但可以方便地做出经过偏移和叠加处理的地震剖面，而且可以针对特定的构造模型，用合成地震图的方法计算出理论的剖面。将这两个剖面进行比较，可以得到关于深部结构的很多有用的信息。

在图 3.8 中给出的是用数字地震图的迭加给出的体波震相图，图中可见清晰的反映地球内部结构的体波震相。

（三）地震台阵的 FK 分析和‘射线生成’技术

地震台阵最初是在 50～60 年代为监测地下核试验的需要而发展起来的。最初的地震台阵往往具有规则的几何形状。采用规则几何形状的台阵在相当程度上借鉴了射电天文望远镜的思路。70～80 年代以来，这个想法有了很大的改变。现在所指的地震台阵，并不一定具有非常规则的几何形状。

按照空间覆盖范围的尺度的不同，地震台阵可以分成大孔径台阵（孔径 100～200km）、中等孔径台阵(孔径 20km 左右)、小孔径台阵(孔径 3～5km)等几种。从功能上说，地震台网的主要监测对象是分布在台网覆盖范围以内的地震，而地震台阵的主要监测对象是分布在台阵覆盖范围以外的地震。

1. 波束生成(beam forming)技术

假定台阵上的第 i 个子台记录到的信号是由地震信号和噪声信号组成的：

$$u(x_i, t) = s(x_i, t) + e(x_i, t) \tag{3.12}$$

式中 $s(x_i, t)$是地震信号；$e(x_i, t)$是噪声。为了“突出”信号；“压制”噪声，经常采用“波束生成”技术。在台阵中，假定

$$s(x_i, t) = s(t + \tau_i) \tag{3.13}$$

即各台站上的地震记录的波形是相同的，而仅仅相差一个时间延迟。时间延迟的数值可以通过地震台阵的几何形状和地震波的平面视速度矢量（即地震波沿地面掠过台阵的视速度)计算出来。如果假定各子台上的随机噪声是彼此独立的，那么通过不同台站上的信号的延时相加即可达到强化相干信号、压制随机噪声的目的。而由此做出的信号 s(t) 的估计称为‘波束’。

如果在延时相加中所取的视速度矢量刚好等于实际地震波的平面视速度矢量，那么由延时相加得到的将是无畸变的地震信号。如果这两个矢量并不相等，则由延时相加得到的信号将是一个经过滤波的信号，“滤波器”的性质取决于台阵的性质。

2. 频率一波数分析 (FK 分析)技术

对地震波场可以做时间一空间傅氏展开：

$$u(\boldsymbol{r}, t) = \iint u(\boldsymbol{k}, \omega)\exp\{-i(\boldsymbol{kr} - \omega t)\}\mathrm{d}\boldsymbol{k}\mathrm{d}\omega \tag{3.14}$$

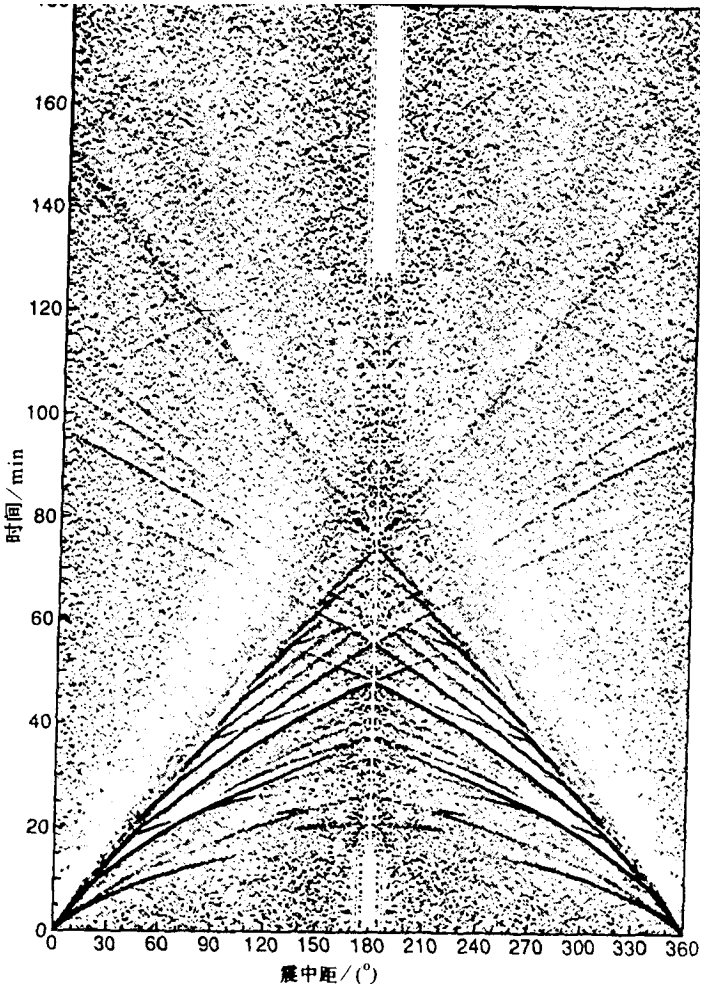


图 3.8　用长周期切向(T 分量)地震图的叠加给出的体波震相(据 Shearer，1991)

式中　k 是波数；ω 为频率，这里我们只考虑地震波沿平面的视速度，因此 k 为一个二维矢量。上式的反演为

$$u(k,\omega)=\frac{1}{(2\pi)^3}\iint u(r,t)\exp\{i(kr-\omega t)\}\mathrm{d}r\mathrm{d}t \tag{3.15}$$

其振幅平方为

$$f_{uu}(k,\omega)=\|u(k,\omega)\|^2 \tag{3.16}$$

容易看出，通过频率一波数分析可以确定地震波束的“来源”，并据此进行地震的定位。

(四)地震数据的准实时处理问题

“实时地震学(real-time seismology)”并不是一个特别清晰的技术概念。简单地说，目前数字地震观测技术、通讯技术和计算技术的发展，已经使得对于地震信息的快速的处理成为可能，这种可能性使得对地震的准实时的监测逐步成为现实。与这种地震信息的

快速处理有关的研究即是“实时地震学”的主要内容。

地震信息处理的“快速”与否，是与这种信息处理所服务的实际目标密切相关的。目前所说的‘实时地震学’,实际上有三种不同的含义,因此‘实时’所指的时间的长短和地震信息的内容也是略有不同的。第一种含义是指在较大的地震发生之后，基于地震观测信息发布长距离海啸警报。这时要求数字地震学提供的信息是地震的时间、地点、大小，以及地震的震源机制，由这些信息出发，可以进行海啸警报的发布，专门观测海啸的设施则可在相当程度上帮助进行这种警报的发布。这种警报要求在小时数量级的时间内得出结果。第二种含义是在地震早期预警系统中，在地震的发生比较频繁、地震的空间范围大体上可以确定、地震发生的时间无法准确预报的情况下，利用地振动的初至和破坏性地振动到来之间的时间差来达到减轻灾害的目的。在这种情况下要求数字地震学在量级为秒的时间内确定地震的地点和大小。第三种含义是通常意义上的“地震快速反应”。指在地震发生之后的尽可能短的时间内给出地震的参数。如果这种快速反应的目的是为地震救灾服务，那么“实时”的时间要求是分的数量级；如果是为震后的余震趋势判断服务,那么‘实时’的时间要求是小时的数量级。

由于地震波传播的速度是有限的，所以真正意义上的实时（即在地震发生的同时就能看到它),几乎是不可能的。而‘实时地震学’中的准实时的地震信息处理,其时间要求也是依应用的不同而不同的。与此相应，针对不同的要求应采用不同的技术。但无论如何，有一点是明确的：“实时地震学”的出现使数字地震学可以充分发挥自己独特的优势，为减轻地震灾害服务。

三、地球内部的地震学性质与物理结构的关系及其在地球动力学中的意义

地球内部的地震学性质的研究对于了解地球内部的动力过程具有至关重要的意义。在探测地球内部结构的各种地球物理方法中，地震学方法是分辨度最高的方法。目前对地球内部结构的地震学研究的方法主要包括四个方面。

(1)人工震源地震测深方法。人工震源地震测深方法包括反射地震学方法和折射地震学方法。反射地震学方法为识别大陆地壳的细结构提供了有效的观测手段，这种探测的分辨度在深部地壳一般为数百米，而在浅部地壳可达几米；折射地震学方法为探测地壳和上地幔结构提供了分辨度虽不够高、但探测深度较大的探测手段，其分辨度大约为数公里。在人工震源地震测深方法中最著名的例子是全球地学断面计划。

(2)区域地震台阵(台网)。在区域地震台阵(台网)中的地方震测量可以提供 5～10 km 规模的构造信息，以及精度较高的地震活动性图像。在这方面有很多成功的例子，最典型的是美国加州的区域地震台网和日本的地震台网。

(3)‘地震实验’:对于利用便携式地震仪进行的‘地震实验(seismic experiment)”，利用远震宽频带信号可以得到地壳的总体结构的信息。这种“地震实验”对于上地幔的测量具有最高的分辨度，约为 10～30 km 左右，因此是研究岩石层动力学的有用的工具。这方面最著名的例子是利用 IRIS 的 PASSCAL 台阵进行的‘地震实验’:

(4)全球地震台网。对于比岩石层和软流层更深的地球内部结构的探测主要是通过全球地震台网进行的。目前这种探测的分辨度可达 100 km 至几百公里。这方面最突出的例子是 IRIS 的全球地震台网和法国的 GEOSCOPE 台网。在这四个领域中都普遍地应用了数字地震学的概念和方法。

在本书中对于地震反演理论和地球动力学两方面的内容不可能做详细的介绍，但是这两方面的内容在地球内部结构的地震学研究中是至关重要的。因为，首先在利用地震观测数据（包括走时数据、振幅数据、波形数据）进行地球内部结构的反演的过程中，常常涉及非线性的、病态的反演问题。为克服反演的不唯一性和不稳定性发展了很多方法，从最简单的线性化反演方法到层析成像方法，从蒙特卡罗方法到遗传算法和模拟退火方法。第二，对地球内部结构的探测只有和地球动力学结合起来才能在理解地球内部的动力过程的研究中发挥作用。本书介绍的重点是数字地震学的研究和应用。我们以地震学为主线，重点从地球内部的地震学性质的物理意义这一特殊的角度来介绍这方面的内容。在这一节中我们试图从数字地震学的研究中抽出那些在相当程度上并不依赖于具体的实例的、可能带有普遍性的规律来加以介绍。应该指出，这里面涉及的很多内容，目前仍处在定性的或半定量的阶段。也正因为如此，这方面的研究是地震学中一个发展很快的方面。

(一)地球动力学要求地震学回答的主要问题

1. 关于地壳中的脆性和韧性

在地球表层的“沧海桑田”的变化过程中，地壳的脆性和韧性是一对重要的矛盾。目前在地球动力学研究中，需要回答下述问题：第一，在岩石层的收缩、伸展或剪切变形中，中地壳和下地壳的韧性流与上地壳的脆性变形之间是如何保持平衡的？从物理上说，要回答的问题是流变边界具有怎样的结构和演化方式，以及不同的流变层之间究竟如何进行相互作用。第二，地壳和地幔岩石层在变形中是如何耦合在一起的，莫霍界面具有怎样的性质？下地壳和上地幔之间怎样进行物质交换？

2. 关于现今区域变质作用

现今区域变质作用是大陆地球动力学研究中一个受到普遍关注的研究课题。在这一课题的研究中,从地质构造中识别‘传输带’的位置是非常重要的。在这种‘传输带”上发生着沿着剪切带的从地表到深部地壳的准稳态的物质传输。在台湾、阿留申群岛以及青藏高原等地区，古老的、冷的、湿的地壳物质被卷入增厚的活动造山缝合带中。对这些地区的物质运移方式和流变状态的研究将为造山作用中的变形的研究提供有用的约束。

3. 关于地幔对流以及与此有关的板块动力学过程

在全球地球动力学中，地幔对流被认为是一个重要的动力来源。关于地幔对流，需要回答的问题是，地幔对流究竟具有怎样的方式？与此相关，一些重要的地球动力学问题还有待深入研究，这些问题包括：消减板块的最后结局是什么，它们的消失位置在哪里，消失以后又变成了什么；在扩张中心的下方究竟发生着什么物理过程，这种扩张的“发动机”的范围有多大；地幔中的热点的运动方式是什么，它产生在什么深度上，等等。

此外，地幔与地核、液态地球外核与固态内核之间是怎样耦合的，这个问题与地球磁场起源问题和地球转动问题，以及行星地球的起源问题密切相关，因此在地球内部物

理学的研究中具有重要意义。

(二)地球深部地震学性质在地球动力学中的意义

1. 波速

地震波的速度往往与地球内部物质的结构和状态相联系。关于地震波速度、物质密度和物质结构或状态之间的关系的研究，可以追溯到 30年代。目前这方面的研究越来越多地与岩石学、矿物学和地球化学紧密地联系在一起。

地壳中波速分布的强烈的横向不均匀性往往标志着强烈的构造运动。一个典型的例子是云南地区，这一地区位于我国南北地震带的南段，邻近喜玛拉雅造山带，构造运动活跃，深断裂纵横交错，地震活动频繁，地壳速度结构的横向变化非常显著，地壳内界面的起伏也很大。

在地震波速分布中，低速带具有重要的意义。一般认为地壳中的低速带与较热的物质相联系。比如在河北邢台地震区下方的下地壳内，就存在异常的低速带。据认为这种异常的低速带反映了当前的岩浆活动仍较强烈。但是应该注意的是，低速异常带的含义在不同地区可能是不同的。

在俯冲板块边界，低速带反映了岩石层板块的消减作用。例如在位于美国东北的原始大西洋正在消减的地方 P 波速度偏低。在中国东北下面的日本海俯冲带上也存在低 S 波速的现象。

2. 反射性质

地壳深部的反射体的分布和性质与地球动力学有密切的联系。研究表明，褶皱带往往具有横向数十 km、垂向 1～10 km 的连续的反射地层。这些反射地层反映了在造山带形成的过程中沿滑脱面的沉积岩、变质沉积岩及变质岩的大规模的力学运移。地壳常常从顶部到底部都存在这样的反射地层，说明地壳的大部分都发生了脆性变形。相反，显生宙的拉张地区的大陆反射剖面却是低至中等反射率的上地壳、高反射率的下地壳，以及近乎“透明”的无反射的上地幔。如果拉张区域的深部地壳反射标志了下地壳的流变，那么可以推断，在地表和上地壳看到的脆性破坏和拉伸是由下地壳的韧性流来补偿的。通常上部地幔是无反射的。但是在古缝合带的下方，却可以发现深到数十至数百公里的强反射。

滑脱构造在反射地震学中表现为低角度的反射带，它在地表一侧往往与地表断裂相连，而在深部则往往渐近地趋于地壳内部的间断面。滑脱构造标志了地壳性质从脆性到韧性的过渡。

另一类值得注意的构造是层位的断错。在一些大的断裂带上，甚至莫霍界面也存在相应的断错。此外在一些构造单元的分界线上，也存在间断面的大的断错 。这种断错是否可以看成是深大断裂，仍是一个不甚清楚的问题。

3. 地壳厚度

地壳的厚度往往与构造活动性相联系。由于板块挤压而造成的岩石层缩短使岩石层和地壳增厚。反之，在引张力作用下形成的一系列张性断裂和断陷盆地，则导致岩石层和地壳变薄。前者的突出的例子是青藏高原，后者的突出的例子是华北盆地。

4. 间断面

地球内部比较重要的全球性的间断面自上而下包括地壳与上地幔之间的分界面（英霍界面）、410km 间断面、650km 间断面、地幔和地核之间的分界面（Gutenberg 界面）、液态地球外核与固态内核之间的分界面（Lehmann 界面）等。关于莫霍界面，一个重要的问题是究竟是什么因素分开了地壳和上地幔。关于 650km 间断面，一个饶有兴趣的问题是俯冲板块是否穿透了这一间断面而到达下地幔。如果是这样，那么地幔对流应该是单层的，即上下地幔属于同一个对流体系；而如果不是这样，那么地幔对流则应该是双层的，即上地幔和下地幔属于不同的对流体系，在 650km 间断面处只有能量交换，没有物质交换。近年来随着全球深部结构的层析成像研究的开展，核幔界面的起伏和内外核分界面的起伏开始得到越来越多的关注。一些专家认为，这种起伏与核幔运动的耦合及地球磁场的形成有着极为密切的关系。

值得注意的是，间断本身并不是简单的几何界面，间断面本身也是有结构的。一些地震学证据（比如转换震相波形的复杂性）表明，间断面本身可能具有复杂的结构，因此有时也称为过渡带。这种复杂结构可能有两方面的成因：几何形状的非规则性和间断面两侧地震学性质的过渡方式的复杂性。

5. 衰减性质和品质因子

地球内部的衰减性质与热状态有关。比如在活动消减带上可以同时观测到低速度和低 Q 值的存在，它清楚地给出了冷的岩石层发生俯冲的形态。在日本和斐济深部消减板块上方有非常低的 P 波 Q 值，在秘鲁下方也有类似的情况存在。

但是对于地震尾波而言，表观的衰减实际上有两个同等重要的来源，一个是与热状态相联系的介质本身的衰减，另一个是与地震波在非均匀体上的散射相联系的视衰减。这两部分衰减具有不同的频谱成分。

6. 各向异性

地球内部的各向异性有两类主要成因：地球深部与流动相联系的晶体的定向排列，上地壳介质的裂隙的定向排列。

地球深部与流动相联系的晶体的定向排列常常与地球深部物质在运动之中的冷却联系在一起。利用这种各向异性，可以推断地球深部的运动情况。

关于上地壳介质的裂隙的定向排列，我们将在第四章中做详细介绍。

7. 地震活动性

地震活动性反映了一个地区地震活动的活跃程度。从大的构造尺度来看，全球绝大多数地震都发生在有限的几个地震带（环太平洋地震带、欧亚地震带、海岭地震带）上，而其中大部分地震的分布都与板块边界联系在一起。

通过地震活动的精确定位，可以清楚地看到一些深部构造的迹象。比如在夏威夷火山区，地震活动的精确定位清楚地勾画出了岩浆囊的形状，并且可以很清楚地看出岩浆的来源是地幔。

深度是在地震定位中比较难于确定的一个量。在地震活动的精确定位中，深度的确定具有重要意义。早期的例子是深源地震和贝尼奥夫带的研究。较近的例子是在洋中脊地区的震源深度与扩张速度的关系的研究：扩张速度越小，洋中脊附近的岩石层越厚，

因而震源深度也越深。

8. 震源机制和辐射能量

震源机制所给出的应力分布反映了当地的应力状态和运动状态。由震源机制研究结果给出的断层运动确认了转换断层的存在，在转换断层处，断层的运动速率和最大地震矩之间存在正相关关系；震源机制结果给出的板块边缘处不同板块之间的相对运动的方向，为理解板块运动的动力学提供了有用的约束；俯冲板块上下边界上的地震的震源机制的差别对理解俯冲过程具有重要的启发意义；由大量震源机制解结果得到的应力场的方向是理解地震成因和地质块体运动的动力来源的基础资料；通过一个比较小的地区内的大量微震的震源机制解可以估计地壳中的断层摩擦系数的数量级；通过地震矩和地震辐射能量的比较可以得到地震震源附近的视应力场；通过地震矩、地震辐射能量和地震效率的研究可以确定地震发生过程中的热效应，这种热效应在深源地震的震源过程中具有重要意义。

第四章　数字地震学中的新“震相”

一、横波分裂

地球介质，到目前为止我们知道至少地壳和上地幔是各向异性的。研究地球介质的各向异性，不可避免地要研究穿过这些介质的地震波的偏振和其他一些与偏振有关的波的传播特性。数字地震记录为进行地球介质各向异性的研究提供了一个最基本的条件。本节对地球介质的各向异性和各向异性介质中地震波传播的一些问题作一些简单的介绍。

对地震波在各向异性介质中传播问题的理论研究开始于 60年代(Kraurt，1963)。但对地球介质如地壳介质和地幔的各向异性的研究，则在 70年代以后才有较快的发展。

一般认为，地幔介质的各向异性是由尖晶石晶体的取向引起的。研究上地幔的各向异性已经成为研究地球动力学的一个重要手段。它的主要方法是分析穿过地幔的 SKS 波的偏振特性。我们在本书中对地幔介质的各向异性不作详细讨论，而主要研究地壳介质的各向异性。

(一)地壳介质各向异性和横波分裂

弹性波在各向异性介质中传播时，沿不同方向以不同速度行进，这是各向异性介质最主要的特点。我们知道，用来探测地球内部的最重要的地震体波有两种，一种是 P 波，它的振动方向同传播方向一致；另一种是横波，其振动方向与传播方向垂直。 P 波对各向异性相对不敏感，如果不使用像爆破这样的可控震源，波速测量误差通常超过各向异性造成的差别对它的影响。相反，横波对各向异性介质相当敏感，就是很弱的各向异性也会使其行为发生改变。因此在进行地壳介质各向异性研究时，我们经常讨论的是地震横波(剪切波)的变化。

理论和实践已经证明地壳介质不是各向同性而是各向异性的。英国地震学家 Crampin(1987) 认为，这种机理可能是一种大范围膨胀各向异性 (Extensive-Dilatancy Anisotropy，EDA)。EDA 理论认为，在水平向压应力的作用下，岩石内部将会产生大量与压应力方向平行的、直立排列的微裂隙，正是由于这种裂隙的存在，使得地壳介质成为各向异性介质。横波在裂隙介质构成的三维空间中的振动方向，或者说它的偏振，是由裂隙的方向决定的，其他一些有关裂隙的信息，像裂隙密度等也能从横波传播特征中得到。讨论裂隙介质的特性通常涉及裂隙的四个状态参数：

(1) 裂隙密度，表示在单位体积介质中裂隙占有体积的比例；

(2) 裂隙的方位，表示裂隙伸展方向的方位角；

(3) 纵横比，裂隙厚度与长度之比；

(4) 裂隙中是否含水。

横波进入由微裂隙和微孔这些比波长小的非均匀物质组成的岩石中，分裂成两个以不同方向偏振的组成部分。这两列波的偏振与裂隙面成平行和垂直方向，并以不同的速度传播。由于速度的不同，使这两列偏震波在裂隙介质的传播中产生“分裂”，横波分裂使得横波波形产生一种新特征，即它离开裂隙区后仍然保持其偏振方向不变。地下 1～2 km 处，裂隙有垂直的也有不垂直的。对于以接近垂直方向传播的横波，先到的偏振波沿与裂隙排列平行的方向传播，而后到的横波的偏振方向则与裂隙排列方向垂直。一般以 qS_1 表示先到达的波，有时简单地称之为快波。以 qS_2 表示后到达的波，简称为慢波。可以通过偏振方向的分析得到 qS_1 波和 qS_2 波的不同的到达时间。我们称两种不同横波到达时间之差为横波分裂的时间延迟。通过对分裂波的时间延迟的分析就可以知道介质的裂隙密度、纵横比，以及是否含水。

由于认识到地震活动区的裂隙膨胀可能是由于应力及地震各向异性产生的，Crampin 提出，可以通过观察横波分裂检测裂隙膨胀和应力变化。在土耳其膨胀研究计划 (Turkish Dilatancy Projects，TDP)中，英国地震学家和土耳其地震学家合作，于 1979、1980 和 1984 年三次用三分向地震仪组成的地方地震台网记录了土耳其北安纳托利亚断层附近的地震震群，通过对记录中的横波进行分析，对这一观点进行了验证（Crampin et al.，1980；Evans et al.，1987）。记录三维空间横波偏振的基本条件是三分向地震仪。这些横波波形记录表现出的分裂和偏振取向都与由区域应力场决定的应力产生的裂隙各向异性一致(Booth et al.，1985；Crampin and Booth，1985）。地震学家在土耳其观测的结果第一次确认了岩石介质的各向异性和横波分裂现象。在此之后，在大范围不同的地质构造中，在地壳几乎所有适合的传播路径上都观测到横波分裂的现象（Crampin and Lovell，1991）。各向异性和横波分裂被遍布世界各地的地震观测所证实。

在 EDA 理论得到初步的证实后，Crampin 等地震学家曾对这一理论的应用前景进行了展望。他们认为，各向异性的理论和横波分裂技术可以用于地下资源的勘探和地震预测。

各向异性的理论和横波分裂技术用于地震预测的基本构想是通过横波分裂来监测地下应力的变化。岩石已经存在的裂隙在水平向压应力的作用下产生不同类型的张开和关闭，岩石内的微裂隙及包体遍及整个大地震的孕震区，在这个孕震区的应力比应力集中即将发生地震的地区的应力低一到两个数量级。许多地震前兆可以解释为孔隙的增长、排列、充水，应力场的变化引起的孔隙的改变，而正是应力的积累最终产生地震。已有充足的证据(Crampin，1985)说明地壳上部的岩石是充水的。这些裂隙有序地排列，其裂隙平面平行于最大主压应力轴的方向，垂直于最小主压力轴的取向。包含有序排列裂隙的岩石的性质在不同方位是不相同的，即岩石具有各向异性（波的传播特性随方向变化）。地震波在各向异性介质中的传播和在各向同性介质中是大不一样的，从这种行为特征中可以得到有关各向异性的程度和各向异性介质的取向的信息。充水裂隙的明显特征是它们相对于地壳应力场变化。如果各向异性介质改变，则应力场产生的裂隙排列发生变化，这种变化可以从地震波的波形中检测出来。

（二）横波窗

对横波分裂现象的观测应尽量接近震源，震源附近的岩石中新产生的裂隙将在很高

强度应力的作用下被打开并排列(Crampin，1978) 如果是地表观测，地震仪记录到的地面运动包括入射波、反射波和折射波，对横波的分析，要求所记录的地面运动方向与入射波一致。当我们考虑适合于横波分裂研究的波的传播路径时，我们要选择入射到地表时位于横波窗内的路径，它的入射角应小于临界角，即地表接收台站的位置在 arcsin (V_S/V_P) 内。在横波窗外，自由面上与反射和折射波同时产生的相位变化使得横波偏振发生严重的畸变。英国地震学家 Booth 和 Crampin(1985) 提出，由深度位于地壳浅层的点源产生的横波的临界角大约是 40°。在速度随深度增加的地壳结构中，横波窗的范围将会扩大，从震源到台站连线与垂直线的夹角就可以增加到 45°。由于横波窗的限制,在地表进行横波分裂的观测是比较困难的问题，但至少到目前为止我们还只能选择这种观测。这是因为，第一，当我们将地震震源作为脉冲点源来对待时，其中就包括了很宽的频率成分。第二，在靠近震源的地方，地震波是以球面波的形式向外传播的。在介质的结构、物理性质还不清楚的情况下，我们无法确定横波窗外反射波和折射波的形态，因此尚未找到能消除这些波的影响的技术方法。

避免横波窗的限制，也就是必须消除地表的影响。现在看来一种有效的途径是井下记录。

(三)横波分裂用于地下应力监测的基本原理

观测表明，用以解释横波分裂的应力排列的裂隙分布，并不是仅仅集中在震中区附近。这是一种低应力现象(Crampin et al.，1984),在地壳 10～20 km 的深度内的任何地方都能见到(Crampin，1987)。Crampin 和 Zatsepin(1996) 的研究工作表明，EDA 裂隙极大部分是一些微裂隙和孔隙空间，平均直径在 0.2mm 左右。比产生一个新的裂隙小一至二个数量级的应力场能扩展或压缩业已存在的裂隙。他们解释说，应力的变化是由于相邻裂隙和孔洞间液体沿压力梯度流动形成的微小尺度含水的变化和它们和岩石内部特性变化的相互作用形成的。

一些有关裂隙的参数可以从观测到的横波的两个特征中得到：分裂快波的偏振方向和分裂横波之间的时间延迟。理论研究表明，横波窗内在垂直或近于垂直，平行或近于平行的裂隙介质中传播的分裂横波的快波偏振方向基本上平行于裂隙走向（Crampin and Booth 1985；Liu et al.，1991)。延时现象则依赖于它们在裂隙介质中的传播方向和路径，并同时依赖于裂隙密度、裂隙纵横比及孔隙内所含液体。

一般认为，构造地震发生前有一个比较长时间的应力积累，这种应力场中的变化将改变岩石介质的特征，即改变 EDA 裂隙分布，因而改变分裂横波的行为特征，主要是它的偏振方向以及相应的时间延迟。Crampin(1987) 指出，许多地震前兆及前兆中通常出现的不规则的行为，可以认为是受 EDA 裂隙随时间的改变和各向异性的直接影响产生的。

横波分裂随时间变化的现象首先是由 Peacock 等(1988) 观察到的。Peacock 等提出在南加利福尼亚的 Anza 地震台网 KNW 地震台观测到的时间延迟在 3 年的时间间隔内增加一倍，同裂隙在应力增加状态下张开的情况（纵横比增加）相一致。Crampin 等(1990)在 Anza 台网的 KNW 台的记录中发现，横波窗内在同一地点确实发现了分裂横波延迟时间的减少，而在北面大约 33 km 处发生北棕榈泉 6.0 级地震之前，这里曾发现

延迟时间的增加。这可以解释为随着地壳应力的释放，裂隙变得较为细小的结果。 Booth 等 (1990)在 1982年阿肯色州 Enola的小震群中一个 3.8级地震的前后观测到了在数天的时间内类似的变化，这一事件同时提供了地震前几小时延迟时间减少的证据。板块内部孤立的小震级地震震群为检测横波的行为提供了良好的机会，因为集中发生的地震提供了在同一路径上反复进行测量的机会，以确保所观测到的变化是由岩石性质改变而产生的，而不是由不同传播路径所形成的变化。中国地震局地球物理研究所 1992 年在海南省东方县地震震群的观测中就得到了这样一个非常好的实例。在这次观测中， 5 台数字地震仪在 3 个月中对这个震群作了很好的记录，并对其中 18 个地震进行了精确定位。5 台数字地震仪中有两台位于横波窗内，对这两个观测点测量的延迟时间的分析表明，时间延迟确与地震活动的变化有关，并与理论上的推测完全一致。

应力排列裂隙导致各向异性而产生横波分裂的结论性的证据，是建立在对横波分裂延迟随时间变化现象的观测之上的。由于主震前应力增加，裂隙的密度或纵横比，或二者同时发生变化，是形成分裂横波发生改变的主要原因。而在主震发生后，由于应力的释放，分裂现象随之变小。

横波分裂中的时间差是否伴随着地震前应力增加而发生变化的研究仍在继续之中，这种研究需要分析三分向的数字记录，而且必须是在即将发生的有明显意义的地震震中附近取得的，同时地表观测受到横波窗的限制。从预计很快会发生地震的地区内一系列小地震横波传播特征的重复观测中得到的数据可以为确定横波分裂随时间的变化提供证据，但观测工作的难度很大。利用横波分裂技术来进行地震预测的研究是一个很有前景但尚未完全解决的问题，仍需要各国地震学家的努力 。

(四)横波分裂的分析方法

在横波分裂技术提出后的十多年中，世界上不少地震学家提出了各自的识别技术和方法。例如用滑动的时间窗计算三分向数字地震图中各时间段的偏振椭球，根据偏振椭球主轴方向的改变来确定快、慢波之间的时间延迟。再如，将两个水平方向的记录按一个比较小的方位间隔进行旋转变换，对每一个所选方位角在时间轴上移动两个水平向波列，计算互相关函数，寻求相关函数极值点的方位角和时间位移值。此时的方位和时间位移即是快波偏振方向和快、慢波之间的时间延迟。

用一个确定的算法，以计算程序处理所得到的记录判断快波偏振方向和快、慢波之间的时间延迟的作法，优点是有一个统一的标准，人为的因素比较少，因此容易被人们接受 。但在横波分裂研究中利用程序的方法却成功率不高。原因在于地震形成的地面运动受到的影响很多且相当复杂，例如横波的传播受介质中裂隙的影响；但它的辐射却受震源机制的影响。剪切位错源产生的横波的强度受辐射图型的控制，快、慢波的振幅的强度又与裂隙取向和入射波偏振方向之间的夹角有关。因此实际观测中在某些方位可能只有很微弱的快波，而在另一些方位慢波的强度又比较弱。在这种情况下，利用一个比较单一的算法，用较为简单的程序来进行快、慢波的识别就很难得到符合实际的结果。目前比较可靠的识别方法是利用三分向的地震图经旋转变换和绘制水平向的质点运动图后的人工识别。下面结合对中国一欧洲共同体地震合作科研项目中所得到的记录的分析,对这一方法进行介绍(王培德等，1995，1996).

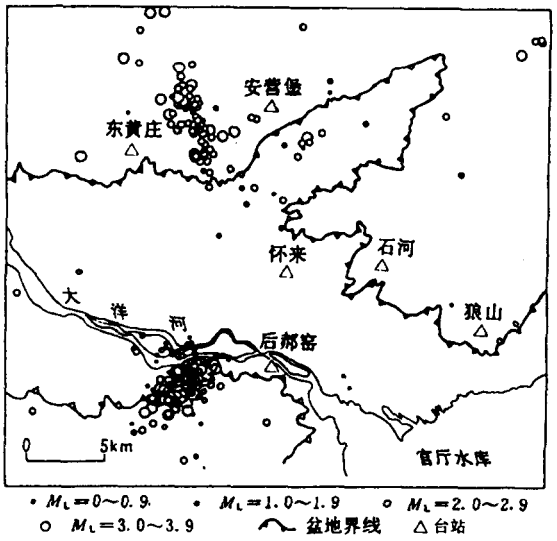


图 4.1 怀来数字地震台网台站及 1995年 7月至 1996 年 8月期间怀来地区地震震中分布图

为探索横波分裂在地震预测中的应用，在欧共体支持下，中国地震局地球物理研究所和英国地质调查局（BGS）于 1995 年 4 月在北京西北的怀来盆地建立了由 5 个地震台组成的怀来数字地震台网。1995 年 7 月 20 日台网的控制范围内发生了 $M_L=4.1$ 地震。此后该地区的地震一直持续到 1996年 12月。在 1995 年 5 月到 12 月这一段记录期间所发生的地震主要集中在两个地方：①怀来县城西北，盆地北部沿北北西走向断层的地震活动。②怀来县城西南，位于盆地南端。台站和震中分布见图 4.1。地震震源深度大都在 4～6 km 的范围内。对盆地南部的地震，后郝窑地震台位于横波窗内。对盆地北部的地震，安营堡地震台和东黄庄地震台位于横波窗内。

采取下列步骤对分裂横波的偏振方向和快、慢波时间延迟进行分析。

(1) 对所记到的横波窗内三分向记录都按垂直向、南一北和东一西向的水平记录，以及按震中到台站方向取向经旋转变化到径向和切向的两张地震图，都统一地编绘在一起。在包括径向、切向和垂直向的三个直角坐标系内编绘首先到达的 P波和 S波的质点运动图。一个地震记录的编绘方式如图 4.2 所示。

(2) 如果可能的话，先从水平向地震图上辨认横波的到达时间，然后是在水平面上的质点运动图上确认 S 波的起始值。同样绘制径向与垂直向平面的质点运动图，以观察在这个面上的横波特性。

(3) 测量横波中快波近于线性的偏振方向（自正北起算的偏振方位角），用品质因子反映信噪比和线性度。

(4) 将水平向地震图旋转到快波的方向，垂直于它的方向为慢波的方向。观察这两个分向中横波波形的相似性。在相互垂直的两个分向中通过观测相似的横波信号来正确地确定横波分裂，可以见到两列波之间存在一个时间延迟。

表现横波分裂的地震图示于图 4.3，图中的地震图都已旋转到快波和慢波方向。两个水平分向已经旋转到快波和慢波的偏振方向，偏振方向标注在图上，可以从质点运动图上清楚地看到偏振方向的改变。

图 4.4 表示在后郝窑和安营堡记录的横波窗内的分裂横波的快波的线性偏振方向，用下半平面等面积投影图表示，圆周表示台站下部 45°入射角的范围，偏振方向绘制在图 4.4 的等面积投影玫瑰图上，玫瑰图的中心相当于台站位置。偏振排列的优势取向大约为北东东方向，此方向平行于最大压应力方向，而垂直于最小压应力方向，与华北地

区构造应力的方向一致。这种一致性再次证实各向异性确是由区域应力场排列的裂隙所致。

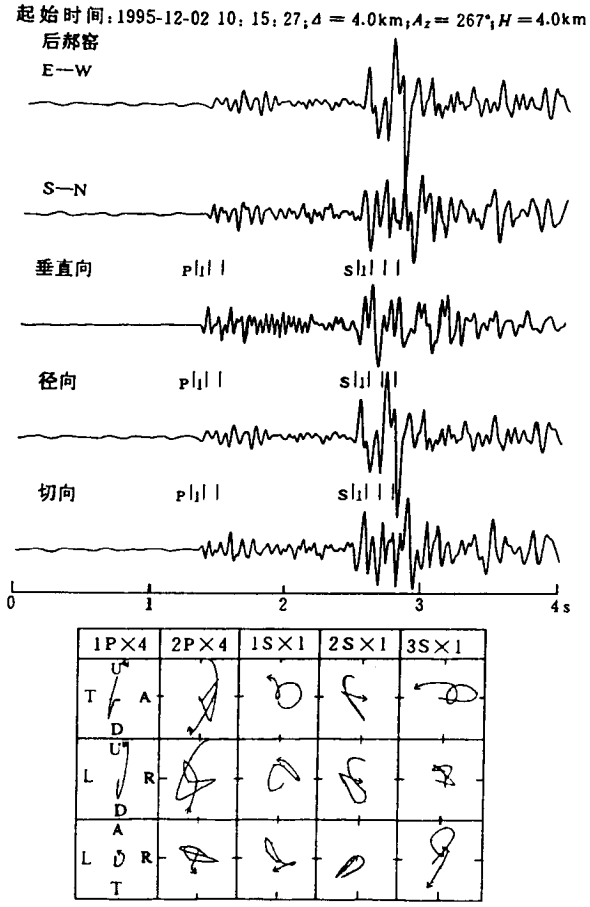


图 4.2 后郝窑台 1995 年 12 月 2 日 10 时 15 分(BTC)M_L=0.5 地震的记录和质点运动轨迹图，下部各质点运动图相应的时段标注在上部地震记录中

在怀来数字地震台网实施观测期间，尽管在台网内有大量的小震活动，但在台网内和台网外尚没有发生强烈地震，因而无法为用横波分裂变化来进行地震前兆和地震预测的研究作出结论。但利用怀来台网取得的数据进行了其他方面的地震学基础研究，取得了丰富的成果。

对横波分裂研究而言，希望能在横波窗内得到记录并有一个相对简单的波形特征：一个小振幅 P 波尾波和一个较易辨认的横波起始波。然而，这种由高分辨度三分向地震台网记录下的震群是很难找到的。

二、希尔伯特变换与半经典射线

在数字地震学的常规分析中，希尔伯特变换是一类常用的分析工具。希尔伯特变换

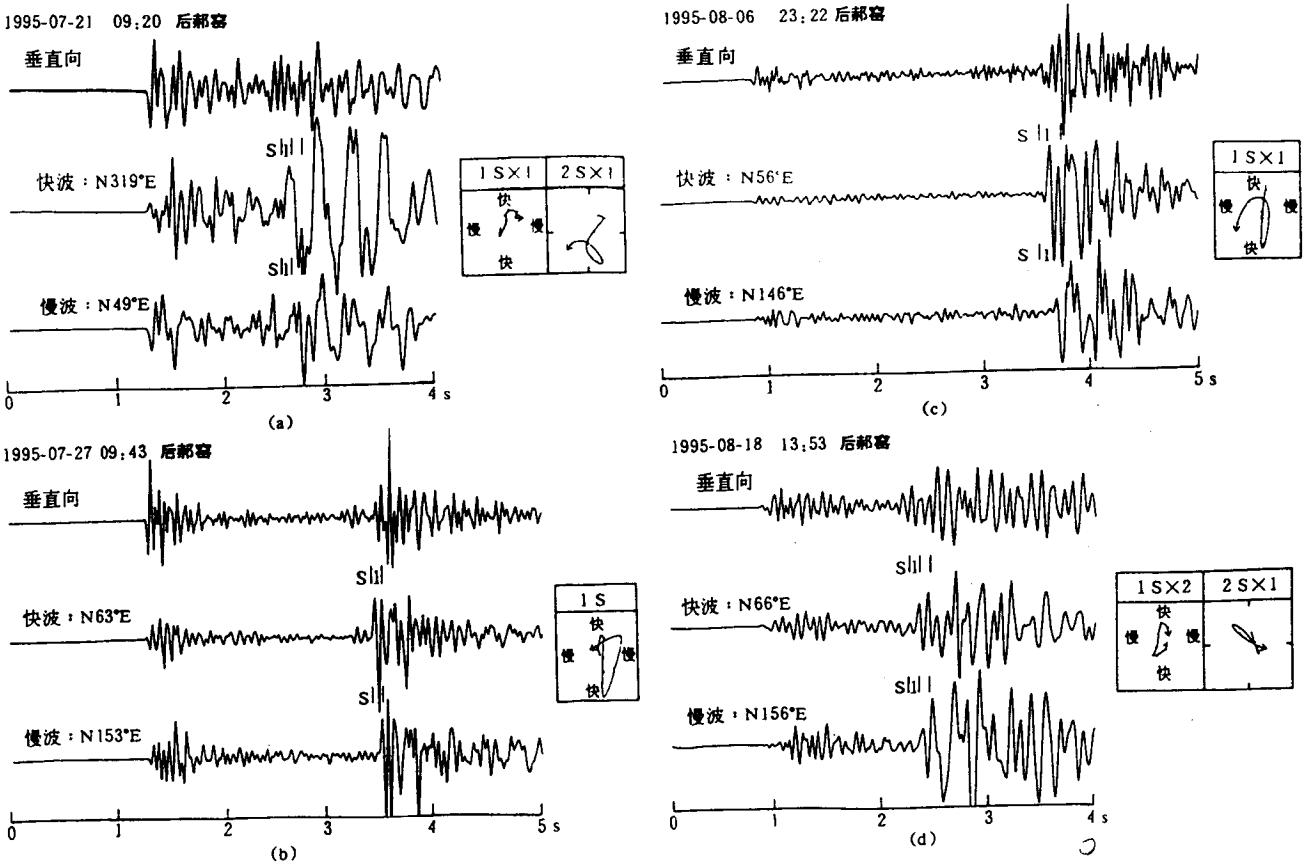


图 4.3 后郝窑台记录地震波形的横波分裂现象

(a) 1995 年 7 月 21 日 9 时 20 分 M_L=1.7 地震的记录；(b) 1995 年 7 月 27 日 9 时 43 分 M_L=1.2 地震的记录；

(c) 1995 年 8 月 6 日 23 时 22 分 M_L=1.3 地震的记录；(d) 1995 年 8 月 18 日 13 时 53 分 M_L=1.2 地震的记录

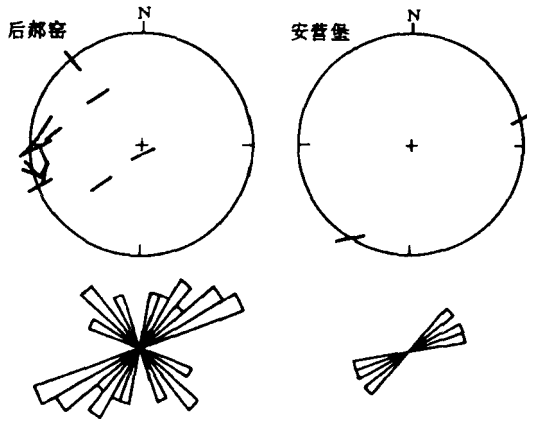


图 4.4　在等面积投影玫瑰图上绘制的后郝窑台（HHY）和安营堡台（AYP)分裂 S 波的快波偏振方向

在处理由相移引起的地震波形畸变的问题中具有独特的长处，因而在震相分析中十分有用。

(一)希尔伯特变换

首先我们通过一个简单的实例说明相移是怎样产生的。这个例子便是常被引用的焦散效应。图 4.5 给出了从震源出发，在地球内部传播，并最终抵达接收台站的地震射线，其中用虚线给出了焦散面的位置。

使用射线近似，在位置 x 处的地震波场，可由下式给出

$$F(x,\omega)=g(x)\left(\frac{\delta\Omega}{\delta A}\right)^{1/2}e^{i\omega(t-\tau)} \tag{4.1}$$

式中　$g(x)$是实函数，与所考虑的地震波的类型有关；δA 是在 x 处的射线管截面面积；$\delta\Omega$是震源处的立体角；τ是沿着射线的走时；ω 是圆频率。从图中可见，在地震射线抵达焦散面之前和抵达焦散面之后，δA 的符号发生变化，这种符号变化引起了 $\pm\pi/2$ 的相移。由于在时间域 $F(x,t)$必须是实的,所以 $F(x,\omega)$还必须满足

$$F(x,-\omega)=F^*(x,\omega) \tag{4.2}$$

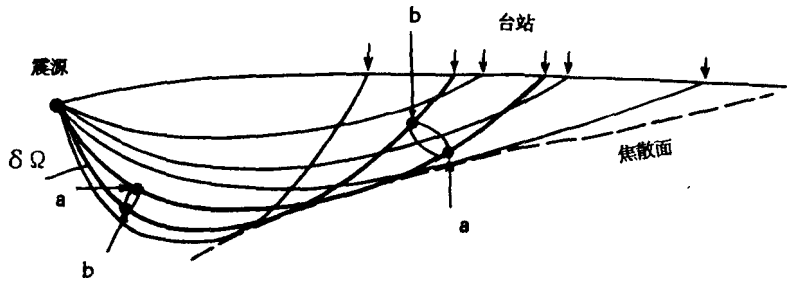


图 4.5　焦散效应(据 Choy and Richards，1975)

式中　$F^*(x,\omega)$表示 $F(x,\omega)$的复共轭。因此,由 δA 引起的相移对于 $+\omega$ 和 $-\omega$ 应取不同的符号，从而这时相移可以统一地写成 $-\mathrm{sgn}(\omega)(\pi/2)$。

这样，如果在时间域中的波形为 $f(t)$,其频谱为 $F(\omega)$,即

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}F(\omega)e^{i\omega t}d\omega \tag{4.3}$$

则发生相移的波形为

$$g(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\mathrm{sgn}(\omega)(i\pi/2)}F(\omega)e^{i\omega t}d\omega$$
$$=\frac{1}{\pi}\int_{0}^{+\infty}d\omega\int_{-\infty}^{+\infty}f(\tau)\sin(\tau-t)d\tau$$
$$=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{f(\tau)}{(t-\tau)}d\tau \qquad (4.4)$$

由上式给出的变换称为希尔伯特变换，记为

$$g(t)=\mathscr{H}[f(t)] \qquad (4.5)$$

它可以看成是 $f(t)$ 与 $-1/\pi t$ 的褶积。

希尔伯特变换的反变换可表示为

$$\mathscr{H}[g(t)]=-f(t) \qquad (4.6)$$

这个结果是容易理解的，因为 $f(t)$ 经由一次希尔伯特变换，其相位移动了 $\pi/2$，经由两次希尔伯特变换，其相位移动自然是 π。

(二)希尔伯特变换在震相分析中的应用

在地震学中，存在焦散面的实例很多。一个例子是 sS 和 SS 震相，其中 sS 不存在焦散面，而 SS 存在焦散面。为了简单起见，这里我们只考虑深震的情况。在这种情况下，sS 的波形可直接由 S 波波形给出，而不必考虑 S+sS+pS 混成波形。用算子表示，可以写成

$$\mathrm{sS}=T_1*\mathrm{S} \qquad (4.7)$$

式中 T_1 是反映 sS 传播性质的算子；$*$ 表示褶积。SS 的波形则可表示为

$$\mathrm{SS}=\mathscr{H}[T_2*\mathrm{S}] \qquad (4.8)$$

式中 T_2 是反映 SS 传播性质的算子。作为一个简化，可以考虑 T_1 和 T_2 之间只相差一个反映传播性质的比例常数，此时有

$$\mathrm{SS}=a\mathscr{H}[\mathrm{sS}] \qquad (4.9)$$

式中 a 是常数。图 4.6 给出了一个实例（Choy and Richards，1975），可以看出，sS 和 SS 之间的对应关系是非常清楚的。图 4.6(a)给出了 sS 和 SS 震相，其波形为

$$\mathrm{S}+\mathscr{H}[\mathrm{S}] \qquad (4.10)$$

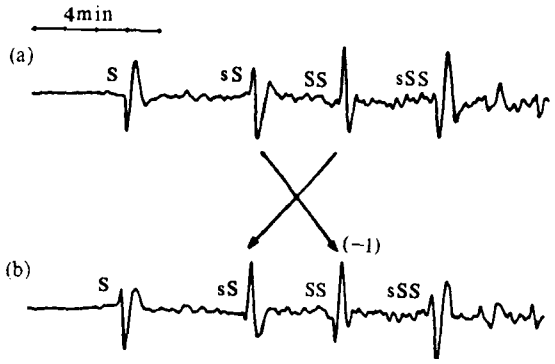


图 4.6 sS 震相和 SS 震相[据 Choy 和 Richards(1975)]

图 4.6(b)给出了希尔伯特变换的结果，即

$$\mathscr{H}[\mathrm{S}]-\mathrm{S} \qquad (4.11)$$

注意，在第二项中差了一个正负号。

我们知道，波形比较是进行震相识别和准确量取到时的一种常用的方法。这种方法的一个重要的假定就是波形的相似性，比如假定来自莫霍面的 PS 转换波波形与 P 波波

形相似，即可通过 PS－P 到时差确定莫霍面的深度。然而这种方法对于发生畸变的波形是无能为力的。使用希尔伯特变换则至少可以部分地解决这个问题。

一般说来，当地震波入射到地球表面或地球内部的间断面上发生“正常的”反射或折射的时候，如果这些间断面可以看成是“理想的”界面，即两种不同的弹性介质之间的分界面，则界面两侧的地震波形在形态上不会发生变化，而只是振幅发生变化。也就是说，反射和透射系数与频率无关。这个假定对大多数情况来说都是成立的。然而当地震波入射到这些间断面上发生超临界反射或折射的时候会发生相移，这使得地震波的形态发生畸变。此时若 $f(t)$ 是入射的波形，其频谱为 $F(\omega)$，$f^R(t)$ 是与间断面发生相互作用后的波形，ε 是相移，R 为反射或透射系数，则有

$$\begin{aligned} f^R(t) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} R e^{i\,\mathrm{sgn}(\omega)\varepsilon} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} R[\cos\varepsilon + i\,\mathrm{sgn}(\omega)\sin\varepsilon] F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ &= R\{\cos\varepsilon[f(t)] + \sin\varepsilon \mathscr{H}[f(t)]\} \end{aligned} \tag{4.12}$$

为了由畸变的波形反推原始波形，可对上式做希尔伯特变换：

$$\mathscr{H}[f^R(t)] = R\{\cos\varepsilon \mathscr{H}[f(t)] - \sin\varepsilon f(t)\} \tag{4.13}$$

因此

$$f(t) = R^{-1}\{\cos\varepsilon f^R(t) - \sin\varepsilon \mathscr{H}[f^R(t)]\} \tag{4.14}$$

容易理解，这相当于将振幅除以常数 R，再将相位移动一 ε 的结果。

三、地震破裂起始问题

(一)地震破裂起始问题

1. 地震破裂起始问题的理论意义

在地震震源理论的研究中，一个饶有兴趣的基本问题是“大地震”和“小地震”在物理上究竟如何不同。看上去，这是一个不言而喻的问题，但事实上，关于这个问题的研究至今尚未得到一致的结论。

研究“大地震”和“小地震”的不同，有几个不同的角度。相应地，“大地震”和“小地震”的分界也是依问题的不同而不同的。从物理上想象一下，我们就会发现这个问题并不像开始时认为的那样没有意义。我们知道，浅源地震主要发生在地壳的上部，在地壳下部是可以出现延展性变形的介质，因此不可能成为脆性破裂的场所。这种限制给出了一个特征尺度（其数量级约为 15 km），这个特征尺度分开了“大地震”和“小地震”当地震破裂的几何尺度小于这个特征尺度的时候，原则上，地震破裂的发展方向是不受限制的，这时作为一个一级近似，地震破裂可以用一个半径不断扩大的圆盘形的裂纹来描述；而当地震破裂的尺度大于这个特征尺度的时候，地震破裂的扩展方向受到限制，此时作为一个一级近似，我们最好用单向或双向扩展的矩形的裂纹来描述地震的震源。

我们再来看另一类“大地震”和“小地震”的问题。如果仔细考察一下震级-频度统计关系的话，我们就会发现，地震实际上可以分成三组：“中等大小”的地震，服从标准的

Gutenberg-Richter 定律；震级很大或很小时，地震的震级-频度关系都不再服从 Gutenberg-Richter 定律,从而分出了‘大地震’和‘小地震”。很多证据表明，震级很大时地震的震级-频度关系不服从 Gutenberg-Richter 定律，并不是因为统计样本数不够；同样，震级很小时地震的震级-频度关系不服从 Gutenberg-Richter 定律，也不是由于地震台网的探测能力的限制。

如果测量一下地震的平均应力降和震源尺度，我们还会注意到另一类“大地震”和“小地震’的区别。对于地震矩不同的‘大地震”,通常测得的应力降接近于一个常数,就是说，此时地震的大小主要是通过破裂面积和地震位错量的大小来区分的；对于“特大地震”，地震的大小主要是通过破裂面积来区分的，这正是经典震级出现“饱和”现象的原因；对于地震矩不同的“小地震”，应力降的大小是随着地震的震级而变化的；对于更小的地震，还有一个至今并未得到普遍承认的现象，就是地震的几何尺度基本上保持不变(即所谓‘地震量子’),地震的大小主要是靠应力降的大小来标志的。

我们这里讨论的是另一类‘大地震’和‘小地震’的问题。从破裂传播的角度说,任何一次大地震，都可以看成是由一个或一些小地震“生长”而成的。我们的问题是，作为大地震的“种子”的小地震，与通常的小地震是否具有可以检测到的区别？或者换一个角度说，地震破裂是怎样开始的？

2. 地震破裂起始问题的实际意义

地震破裂是怎样起始的，这是个具有非常实际的应用价值的问题，因为如果我们可以识别出作为大地震的“种子”的小地震，就有可能在大地震发生之前做出“临震”警报。这段时间可能是非常短的。但是重要的是，对于像交通干线、核电厂、金融和社会安全信息系统、油气管线、水库等对社会经济具有关键性的意义，且已装备了应急系统的工程，几秒钟的反应时间（这正是破裂起始震相研究所涉及的时间尺度）就足以将可能的损失降低几个数量级，而一般说来，一个社会的现代化水平越高，对这种应急反应的需求程度就越高。另一方面，如果可以探测到时间尺度为天的临震前兆（这正是瞬时前震研究所涉及的时间尺度），那么这种预报给社会带来的效益将是不可估量的。所以毫不奇怪，地震破裂的起始问题，近年来引起多方面的关注和兴趣。

从实际应用的角度讲，不管作为大地震的“种子”的小地震与一般的小地震之间是否存在可以探测出来的差别，这种研究都是十分必要的。因为即使研究表明这种差别原则上是不存在的，或者即使存在，也是无法探测的，这方面的研究也至少为我们提供了一类可靠的信息，它告诉我们必须、也只能把应急系统的经费用在建筑加固上。

(二)地震破裂起始问题的数字地震学研究

近年来数字地震学的发展，为研究地震破裂的起始问题提供了极为有利的条件。从下面将要介绍的两个研究课题可以发现，地震破裂的起始问题只有通过数字地震学才有可能得到真正的解决。

1. 地震破裂起始震相的观测

在考虑地震破裂起始的问题之前，我们先来看一些观测现象。在数字地震学中，处理数字地震波形的一个基本的操作就是改变横向的（沿时间轴的）和纵向的（沿位移轴或速度轴的)放大倍率,以将地震图‘看’得更清楚一些。图 4.7是一组典型的地震记录的分

析结果（Ellsworth and Beroza，1995），这是在四个不同的地震台站上得到的同一次地震的近震源速度记录。图中下面的四道记录给出了传统地震观测中的所谓“初至”。在模拟地震记录中，即使噪声背景很低，由于记录笔的性能的限制，能够准确地读出初至震相的到时就已经是很不容易的事情。而在大动态范围的数字地震记录中，横向的放大可以把时间读得很准，纵向的放大则可以进一步看清楚在传统地震记录的初至之前是否还有其他的先行到达的信号。

图中上面的四道记录是做了纵向放大之后的地震图，可以看到，在传统地震记录的“初至”之前，确实还有清晰的信号。一般认为，这是来自地震破裂的‘种子’的信号（这样的‘种子’，在地震学中有时称为破裂的‘核’，这样的震相，相应地也称为‘成核震相’）。研究发现，成核震相的持续时间 T 与主震的地震矩 M_0 之间近似地存在

$$M_0 \propto T^3 \tag{4.15}$$

的关系。如果把破裂持续时间与位移量联系起来，这个规律就相当于说，“种子”的破裂面积与“大”地震的破裂面积之比近似为一个与地震的大小无关的常数。

这里‘种子’和‘大’地震的概念其实是相对的，比如对于一个震级为 8 的大地震，它的‘种子’的破裂时间约为 5s，“种子”的半径约为 6 km；而对于一个震级为 5 的地震，它的‘种子’的破裂时间约为 0.1s，“种子”的半径约为 0.2 km。

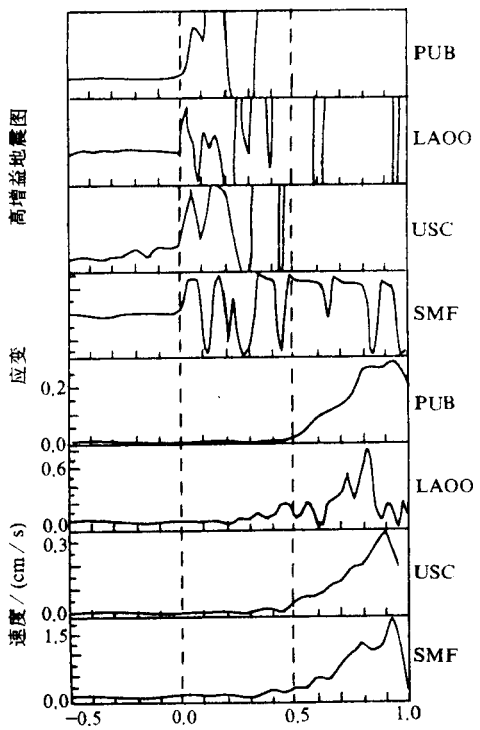


图 4.7 地震破裂起始震相（据 Ellsworth and Beroza，1995），图中所示是 1994 年 1 月 17 日 Northridge 地震的近震源记录

在进行数字地震记录的处理以识别破裂起始震相的过程中，通常有两个技术问题需要给予特殊的注意。第一个问题属于经典地震学，即必须排除前面的信号是其他震相（例如 Pn 震相）的可能，一般说来，只要小心地选择震中距，这一点是容易做到的。通常，地震起始震相的识别和研究，以使用近震源记录为主。第二个问题属于数字地震学，即在对地震记录进行数字滤波以压制噪声的时候，一定要小心地避免由于滤波器的非因果性而带来的虚假的信号（Scherbaum and Bouin，1997）。

地震破裂起始震相与一般的来自小地震的震相究竟有何不同，这是一个目前尚未得到充分讨论的问题。一般说来，在频率域中讨论这个问题，似乎比在时间域中讨论这个问题更为方便。在核爆炸地震学、矿山地震学、火山地震学中发展了很多判据，用来区分天然地震与地下核爆炸，区分矿山地震与发生在矿区附近的构造地震，区分与岩浆活动相联系的振动和火山区附近的构造地震。

这些判据和方法也可以在一定的意义上借鉴到我们研究的问题中来。但是迄今为止，对这个问题的讨论似乎并不很充分。

2. 瞬时前震的识别和精确定位

瞬时前震，指的是在较大地震之前非常短的时间内（一般为一天或几天内）发生的、距离较大地震很近的小地震。这些小地震被认为是较大地震的“种子”。事实上，这种前震正是地震学中标准的前震。之所以称之为瞬时前震是因为在地震预测研究中，前震的概念被界定和使用得相当混乱。图 4.8 给出了一个实例(Ohnaka，1993)，从瞬时前震的时空演化和较大地震的震源破裂面的关系，很容易看出较大地震的发生过程可以分成两个阶段：在第一阶段里，破裂区准静态地扩展，破裂区的范围由小地震的范围给出；当破裂区的范围到达一个临界值之后，破裂扩展变成非稳态的，大地震开始发生。

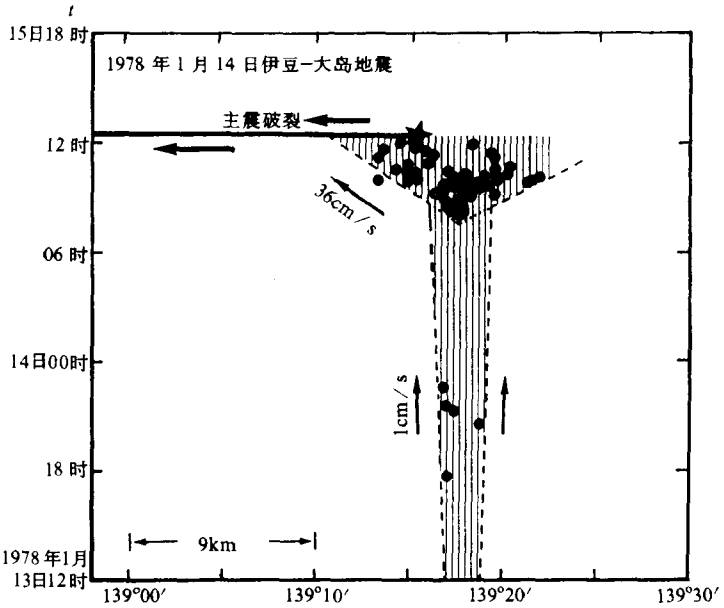


图 4.8 瞬时前震[据 Ohnaka(1993)]，图中所示是 1978 年伊豆-大岛地震的前震序列的时空演化过程

在研究这些小地震与大地震的关系的时候，对这些地震的精确定位是一项非常重要的工作。在一般的常规地震监测中，除极少数特殊的情况之外，对地震的定位，特别是震源深度的测定，通常在精度上难于满足研究所必需的要求。因此，发展针对这些小地震的精确定位方法，成为数字地震学研究中一项颇为重要的工作。

在数字地震学中，在对所研究的地区的介质结构模型不十分清楚的情况下，通常采用相对定位的方法(Abercrombie et al.，1995a，b；Dodge et al.，1995，1996)。这里，假定这些小地震的震源时间函数、震源机制和震中位置都彼此相近，因此其地震波形也近似相同。通过波形的相关函数的计算，即用一个地震的波形作为“标尺”来度量另一个地震的相对到时，很容易将地震之间的相对到时定得很准，从而将这些地震之间的相对位置

定得很准。这样，尽管所研究的地震丛集的位置相对于真实的位置可能会有一个系统偏差，地震之间的相对位置却可以定得很准。图 4.9 给出了用一个地震的波形作为“标尺”来度量其他地震的相对到时的实例（Dodge et al.，1995）。

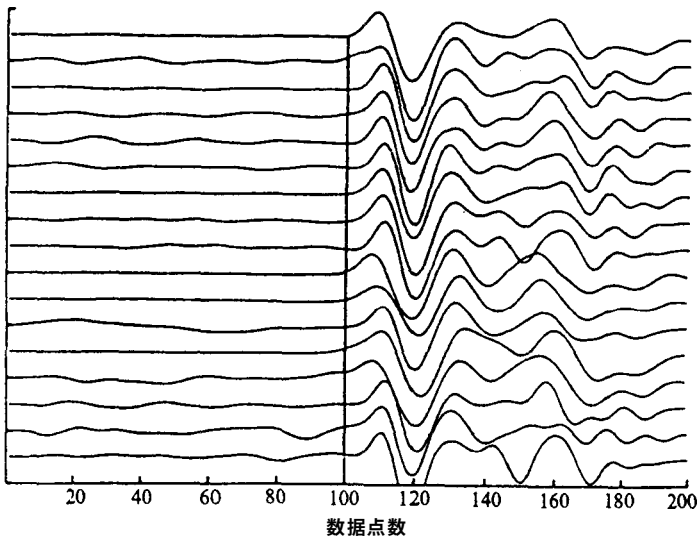


图 4.9　用相关函数法进行地震精确定位（据 Dodge 等，1995）

（三）地震破裂起始现象的物理模型

在理论上对地震破裂起始问题的研究至少可以追溯到 80 年代初。目前关于地震破裂起始的模型可以分成两类，一类适用于成核震相的解释，另一类适用于瞬时前震的解释。它们分别对应于不同的时间尺度（几秒和几天）。这种情况类似于研究地震活动性的 Burridge-Knopoff 模型的情况。在那里，人们不得不涉及四个相差很大的时间尺度，即板块运动(时间尺度为几十年)、地震丛集(时间尺度为年)、前震和余震(时间尺度为若干天）、地震破裂和弹性波的释放（时间尺度为秒），这大致上相当于地震预测研究中的长、中、短、临四个阶段，为了不浪费计算资源，同时又保证足够的分辨度，人们不得不把 BK 模型分成两种分别加以研究：一类涉及“慢时间 (slow time)”，主要处理地震活动性问题；另一类涉及“快时间 (fast time)”，主要处理地震破裂问题。将这个想法借鉴到地震破裂起始问题中来，可以认为处理前震的模型相当于“慢时间”模型，而处理起始震相的模型相当于‘快时间’模型。这两类模型既有一定的联系，又有一定的区别。

1．地震破裂起始震相的理论模型

目前对于地震破裂的起始震相提出了两个对立的模型：级联模型和预滑模型，如图 4.10 所示(Ellsworth and Beroza，1995)。这两个模型的共同之处是，它们都试图把地震的起始和大地震的发生作为同一个物理过程的不同阶段来描述，它们给出的远场震源时间函数是相同的。它们最大的区别在于，对于我们在开始提出的作为大地震的“种子”的小地震与一般的小地震是否有区别这个问题，这两个模型给出的回答是相反的。换句话

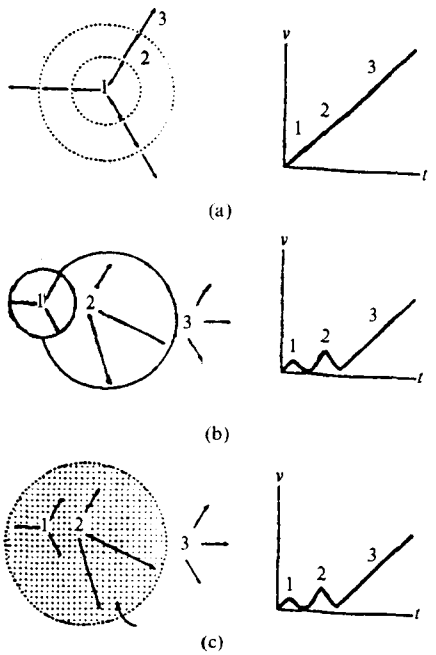


图 4.10　用于解释破裂起始震相的几个模型

(a) 经典模型自相似模型；(b) 级联模型；(c) 预滑模型

说，这两个模型对地震的可预测性的结论是相反的。

级联模型描述的是一个“雪崩”的过程，即一次小地震引发一次较大的地震（“塌方”），这次较大的地震再引发更大的地震（“滑坡”），依此类推，最终导致一个巨大的地震（“雪崩”）。容易理解的是，这个过程的时间越长，它所引起的雪崩就越大，这是与观测事实定性相符的。

这种雪崩的过程可以借助于元胞自动机（cellular automaton）来加以说明。元胞自动机采用离散的时间变量、离散的空间变量、离散的状态和近邻相互作用，用计算的方法模拟系统的演化。对于地震破裂问题来说，可以采用 $Z(i, j)=\{0, 1, 2, 3, 4, \cdots\}$作为描述格点$(i, j)$上的状态的变量，使用当

$$Z(i, j) \geqslant 4$$

时

$$\begin{aligned} Z(i, j) &= Z(i, j) - 4 \\ Z(i \pm 1, j) &= Z(i \pm 1, j) + 1 \\ Z(i, j \pm 1) &= Z(i, j \pm 1) + 1 \end{aligned} \qquad (4.16)$$

的演化规则，也就是随机地在各个元胞上加 1个砂粒，当一个元胞上的砂粒多于 4粒时，就将 4粒砂粒均匀地分配到其邻近的元胞上去。在这个模型中各个元胞之间的相互作用是局域的，但是由此而导致的雪崩却可以有相当大的覆盖范围，即系统中可以存在“长程关联”(Bak and Tang，1989），这也正是为什么地震的“种子”可以“生长”出大地震的原因。然而在这个模型中，“种子”地震与一般的地震是没有区别的，并且地震到底能“长”到多大，并不是由“种子”决定的。在这个过程中，“种子”甚至无法预先确切地加以定义，只是在地震之后反过来看导致地震的雪崩过程的时候，我们才能由导致雪崩的前一级滑坡来定义地震的“种子”。因此在这个模型中，地震实际上是无法预测的，这种不可预测性实际上是初始条件的随机性和元胞之间的非线性相互作用的表现。

在预滑模型中，地震破裂首先表现为一种准静态的滑动，这种滑动一般局限在一个小区域中，这便是地震的“种子”。一旦这个“种子区”的大小达到一个临界尺度，大地震就开始发生，地震起始震相所标志的过程，则相当于临近大地震破裂的最后阶段。这里重要的是，一个地区注定要发生多大的地震，这是预先（由当地的地质条件）确定了的；这个地震需要多大的一颗“种子”，也相应地是确定了的，比如一个 $M_W=6.5$ 的地震，大约需要 0.65 km 大小的“种子”。人们期望，与“种子”的生长过程相联系的小地震，也许会与一般的小地震有所区别。另一方面，“种子”的无震“生长”过程本身，也许也能够产生可以探测到的信号。因此从理论上说，这一模型给出的，是有利于地震预测的可能性

的信息。然而在观测上，无论是关于“种子”地震和一般的小地震的区别，还是关于“种子”生长所产生的形变信号的可探测性，甚至是否存在这种信号，目前都还有很大的争议(参见 Abercrombie et al.，1995a,b；Scherbaum and Bouin，1997)。

2. 瞬时前震的物理模型

瞬时前震的物理模型可以分成两类，目前还很难判别哪一类更优越一些。许多证据表明，两类模型似乎都是正确的，只是它们分别适用于不同的实际情况。

(1) 非线性地震破裂本构关系模型。

这类模型侧重于“单个”地震破裂的发展。它的关键点是，由于地震断裂的“发展方程”是非线性的，在地震断裂的发展过程中，很自然地存在两个阶段：准静态的滑动阶段和非稳态的滑动阶段。为了说明这一点，考虑一个也许是过于简单的模型 (Das and Scholz，1981)。我们把地震断裂描写成一个裂纹，以裂纹的长度 x 作为状态变量。为了描述裂纹长度的变化，考虑两个物理过程，一个是裂纹端部的应力集中效应，用式

$$K \propto \sqrt{x} \tag{4.17}$$

来描述，其中 K 是作用于裂纹端部的应力强度因子；另一个是应力腐蚀效应，用式

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \propto K^n \tag{4.18}$$

来描述，其中 n 是与介质性质有关的常数。将这两个方程结合起来，便得到

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \propto x^{n/2} \tag{4.19}$$

我们无须给出这个方程的解。只要注意到当 $n=0$ 时有 $x \propto t$；当 $n=2$ 时有 $\ln x \propto t$，就很清楚方程的解“应该”是什么样子的。事实上，这个方程具有某种正反馈的性质，因此完全可以理解的是，当裂纹长度很小时，裂纹是准静态地发展的；当裂纹长度很大时，裂纹是加速地扩展的。这里有两个特点，一是大地震是由小地震‘长大’而成的；二是从‘种子’地震到大地震，理论上只有量变，没有质变。

近年来在地震破裂起始的非线性模型方面开展了很多理论上和实验上的工作。从原则上说，作用于裂纹端部的应力 τ 和裂纹长度 x 之间存在非线性的“本构关系”(Dieterich，1986，1987，1992；Ohnaka and Kuwahara，1990；Yamashita and Ohnaka，1991；Ohnaka，1992，1993，1996)：

$$\tau = \tau\left(x, \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}, \cdots\right) \tag{4.20}$$

这一非线性关系决定了裂纹长度 x 随时间的变化。地震破裂则表现为由这一非线性关系所决定的急剧的变化，地震破裂的起始便是这种急剧变化的前奏。

表面上看，这个模型与前面的预滑模型可以统一到一起，但事实上，这种统一仅仅是形式上的。预滑模型仅仅说，起始震相相当于临近破裂的“最后阶段”，但是对这种最后阶段如何定义，仍是一个未加明确的问题。事实上，这相当于 BK 模型中‘慢时间模型’和‘快时间模型’的关系，而相对说来，似乎‘慢时间模型’在理论上更成熟一些。

(2) 凹凸体-逾渗模型。

这个模型考虑了更多的裂纹，我们可以用凹凸体模型来说明这个过程。设想一个断

层面两侧的物质通过若干个凹凸体相互“耦合”，未来的地震就发生在这个断层面上，地震的孕育过程从一开始就是在整个地震破裂面上展开的，大地震发生之前，在大地震的破裂面上已经开始发生了多处局部的滑动。

凹凸体破裂到什么程度，大地震才最终发生，这是一个标准的逾渗问题(Chelidze，1982，1986）。这个问题在物理上可以表述为，设想有一个通讯网络，将两个通讯中心 A 和 B 联系起来，一个醉汉手拿剪刀，边走边无规地剪断某些联线。试问，当他剪断多大百分数的联线的时候，A 和 B 之间的通讯彻底中断。就是说， A 和 B 之间的通讯联系彻底中断的概率 P 和被剪断的联线的百分数 p 之间存在怎样的联系。

对这个问题，物理上已经有了明确的回答。研究表明，存在一个临界点 p_c，当 $p<p_c$ 时，$P(p)=0$；当 $p=p_c^+$ 时，P 以

$$P(p) \propto (p - p_c)^{\beta} \tag{4.21}$$

的方式迅速地趋于 1。

值得注意的是，这个模型所描述的图像有三点与前面的模型不同。一是，大地震的“种子”不是一个，而可能有很多；二是，“种子”位于地震破裂面内，但“种子”本身并不一定就是大地震的起始点；三是，大地震的发生，不是地震孕育过程的连续的延伸，而是地震孕育过程出现某种突变的结果。此外，考虑到并不是所有的凹凸体的破裂都是通过地震的方式实现的，在逾渗模型中，还允许有相当一部分地震没有前震的过程而“突然地”发生破裂。

四、近震源强地面运动

(一)研究近震源强地面运动的目的和意义

在接近地震震源的地点记录地震所发出的地震波，并以此为基础研究地震的震源过程、震源区介质的特性以及在地震发生时所产生的强烈地面运动是近震源强地面运动研究的主要任务。

研究地震发生和发展过程最基本的资料是分布在世界各地的用各种地震仪记录的地震图。由于技术条件的限制，传统地震学主要依据的是在距离震中较远的地方，用位移计记录的比较微弱的地面运动的地震图，震中距超过所研究频率范围的地震波波长的几倍、几十倍甚至更多。近距离主要记录较小地震的高频成分，远距离则记录较大地震形成的地面运动的低频成分。地震学家从所记录的地震图上可以测定一些关于地震震源的物理量，如震源的尺度、地震的强度(震级、地震矩)、应力降和错距等。这些物理量表示了震源总体的、平均的特性，这些特性对于研究地震能量的释放与传播、对于探测地球内部的结构和介质特性都是很重要的。在此类研究工作中一般把震源当做点源来对待。由于在远距离记录中缺少了在传播过程中失去的一些重要的信息，很难对震源过程的细节做进一步的探讨。为了更细致地了解地震的发生过程，有必要在距震源更近一些的地方来观察地震、记录地震波。另一方面，一次地震所造成的破坏最剧烈的地区也是在震中周围不太大的一块区域，以 7 级地震为例，它所造成的对建筑物有较强破坏作用的

度烈度区一般只有方圆几十公里的范围。因此无论从对震源本身的认识还是从建筑工程抗震的角度考虑，对震源附近的地震记录的研究都显得十分重要。

地震发生时在接近震中地区的地面运动幅度很大，常规的地震仪已无法正常工作。传统上，地震工程师应用强震仪来记录近震源强地面运动。这类工作在国外开始于本世纪 30 年代，我国 60 年代也已开展了地震的近场观测。当时所用的强震仪用机械或机电式触发，以感光胶片、感光纸或其他介质做地面运动的模拟记录。由于这类记录不带绝对时标，也记录不到完整的 P 波，因而地震学家用得不多，而主要是为地震工程服务。

自本世纪 70 年代以来，以大规模和超大规模集成电路为代表的微电子技术迅速发展，很快在科学研究和各个产业部门得到应用。这一技术当时在地震科学领域的应用成果之一是产生了新一代的地震仪——数字地震仪。数字地震仪以其具有大动态范围、宽记录频带、很高的采样率和精确的时间服务、带有记忆延迟装置能够做到触发启动而又可以得到完整的地震波记录、易于与计算机连网等优良性能而被地震学家和地震工程师所广泛采用。美国 Terra Technology 公司生产的 DCS-302 型和 Kinemetric 公司生产的 PDR-1、PDR-2 型数字磁带记录地震仪是这一时期有代表性的数字地震仪。数字地震仪的出现大大地推动了近场地震学的发展。无论是国内还是国外都获得了相当数量的高质量的地震近场数字记录。这些记录对于地震学和地震工程学都有重要的意义，例如，根据对前震和余震发生规律的研究而提出的震源的障碍体和凹凸体模式，通过理论地震图计算和反演实际的地震近场记录得到了证实。对于工程部门，大型计算机已经可以模拟建筑物对于地面运动的响应，以实际的地振动记录作为输入，检验其抗震性能已成为最新的设计方法，因而获得地震的近场资料变得尤为重要。

近场地震学研究的内容决定了这项工作的首要任务是在尽可能靠近地震震源的地点来记录地震所形成的地面运动。近场工作开展以来，主要做法就是在地震危险性较高的地区大量布设强震仪，等待地震发生时获得记录。开展这项工作比较早的地震工程学界，主要将注意力放在各类场地和建筑物的地震响应上，布设观测台站时考虑在不同的地基上甚至在建筑物的不同部位上安置观测仪器。1966 年 6 月 27 日美国加州的帕克菲尔德地震和 1971 年 2 月 9 日美国加州的圣费尔南多地震中，曾取得了两套很有价值的强震记录，前者的记录台站距断层破裂的地面迹线仅 80 m，后者获得了迄今为止最强烈的地面运动记录，最大加速度达 1.25 g（g 是重力加速度）。中国地震局工程力学研究所、中国建筑科学研究院等单位在强震观测方面也取得了许多有价值的强震记录。

随着数字地震仪的发展，地震学和地震工程学两门学科相互渗透，地震学家进入了近场地震学的研究领域，在地震工程领域工作的工程师则关注和参与地震震源和地壳结构的研究。在近场地震学领域，地震学和地震工程学正在逐步地更加紧密地结合起来。由于地震学家更多地关心有关地震的震源特性、震源过程和地壳结构等方面的问题，观测工作与地震工程关注的有所不同，一般要求观测台网有质量较高的时间服务系统。在台网的布局上，则要求台网能够围绕震中。为精确确定震中位置，记录台之间的距离不宜过大。既要考虑主震、大震的记录，也要考虑前震、余震和中、小地震的记录，等等。除了使用固定台阵等待大震的发生外，也广泛应用流动的台网进行余震的观测。

近场地震观测与研究对于防震减灾和经济建设具有重要的意义。因此这项工作一直

得到高度的重视并得到很快的发展。

近震源强地面运动研究的主导思想是：在可能发生强震的地区布设大动态范围的数字地震仪，以期获得强震的近场记录；在较为强烈的地震发生以后将地震仪迅速移到震中周围地区记录余震。利用所取得的资料对地震的机制、震源的时间过程以及地震所产生的地面运动的特性进行研究。野外观测是开展此项研究最基本的工作。

从抗御地震灾害的角度出发，地震学必须和地震工程学、地质学结合起来。为了取得更有效的结果，从事本项研究的科技人员应更多地了解地震学、地震工程学以及地质学等方面的知识。

(二)水平向峰值加速度衰减曲线

地面运动水平向峰值加速度衰减规律是进行地震危险性分析和烈度区划的重要依据。它体现了水平向地面峰值加速度随地震震级和震中距的变化。由于目前从理论上准确计算地面运动加速度的最大值还有困难，因此主要依靠实际观测资料用统计的方法求得其经验关系。

进行地面运动水平向峰值加速度衰减规律研究首先需要确定的三个基本参数是地面运动峰值加速度、震级和震中距。实际观测时记录的是垂直、南北和东西向的地面运动加速度，考虑到有两个水平向记录，在两个记录中选择其最大值作为水平向峰值加速度，地震震级一般都选用基准台网或区域台网确定的震级，须注意震级的一致性，震中距可以根据震中位置和台站位置确定。

目前研究地震动衰减规律大都是根据历史上得到的数据总结出来的经验关系，用回归分析法来确定一些待定的系数。例如经验关系（胡聿贤，1988）：

$$\ln y = C_1 + C_2M + C_3\ln(D + R) + C_4M^2 + C_5R + C_6Js + C_7Jv + C_8\ln P \tag{4.22}$$

式中 y 表示地面运动的任一物理量，如加速度、速度或位移的最大值，反应谱在给定周期和阻尼比情况下的幅值，震动持续时间等等；C_2M 和 $C_3\ln(D+R)$分别表示震级 M 和震中距 D 对地震动参数的影响；R 代表深度的影响，它可以是一个事先选定的值，也可以由回归计算确定；C_4M^2 表示震级非线性的影响，常被省略；C_5R 代表地震波在地壳介质中传播时的内摩擦损耗；J_s 为场地效应；J_v 表示运动方向分量；P 为地震动不超过 y 值的概率。

在数据量不是十分充足的情况下，也可以选择较为简单的表达式：

$$\lg A_{max} = C_1 + C_2M + C_3\lg(D + R) \tag{4.23}$$

式中 A_{max}，M，D 是已知的函数值，需要确定的参数是 C_1，C_2，C_3 和 R。如果有一系列观测数据，且观测数据的个数大于需要确定的参数的数目，就构成了多元回归分析的数学问题，即用观测数据来确定 C_1，C_2，C_3 和 R 的最优值，使计算得到的数值和实际记录数据的残差平方和为最小的最小二乘问题。

如以 $\mathbf{Y}$ 表示观测得到的一系列水平向最大加速度的对数的列矢量，$\mathbf{X}$ 为以 1，M，$\lg(D+R)$ 为行矢量的 $3N$ 阶矩阵(N 为观测数据个数)，$\mathbf{C}$ 为待定系数 C_1，C_2，C_3 的列矢量，则可得观测方程：

$$\mathbf{Y} = \mathbf{XC} \tag{4.24}$$

用最小二乘法求解后即可得到待定系数 C_1，C_2，C_3：

$$\mathbf{C} = (\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{X})^{-1}\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{Y} \tag{4.25}$$

并可在此基础上估计残方差，R 的确定采用试错法，分别取 $R=5$，10，15，20 等值进行试算，取其均方残差为最小的一个数值。

根据中国地震局地球物理研究所近场强地面运动研究室在云南剑川地震、禄劝地震和澜沧-耿马地震的野外观测取得的数据而得到的中国西南地区水平向峰值加速度衰减关系为：$C_1=2.29\pm0.20$，$C_2=0.38\pm0.03$，$C_3=-1.97\pm0.11$，均方残差 $\sigma=0.31$。用试错法确定 $R_0=10$ 为最优参数。最终给出的水平向峰值加速度的衰减公式是

$$\lg A_{\max} = 2.29 + 0.38M_{\mathrm{S}} - 1.97\lg(D+10) \tag{4.26}$$

以上回归计算结果可通过显著水平为 0.05 的 F 检验。

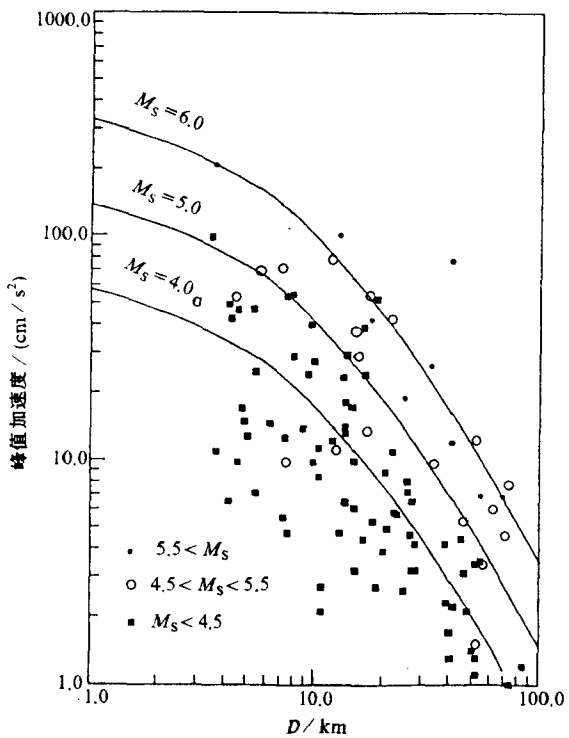


图 4.11　中国西南地区近场水平向峰值加速度衰减曲线

图 4.11 为根据上述结果绘制的近场水平向峰值加速度衰减曲线。

判断统计方法得到结果的优劣，可以考察最终结果的均方残差，一般说来均方差小一些的要好一些。

（三）地震动参数与震级和距离的关系

1. 反应谱及其计算方法

地震动的反应谱包括了地面运动的频率特征，同时给出了简单建筑结构对地震动的最大反应值，根据叠加原理还可以得到复杂结构对于地震动的最大反应值。利用反应谱理论进行抗震设计可以很方便地将设计中的动力学问题转换为静力学问题来解决，因而地震动反应谱在地震工程中得到广泛的应用。

地震动反应谱的基本概念如下：

设有一单自由度运动体系，其质量为 m，刚度为 k，阻尼系数为 c，在地面运动加速度 $\ddot{x}(t)$ 的作用下有以下运动方程：

$$m\ddot{y}(t) + c\dot{y}(t) + ky(t) = -m\ddot{x}(t) \tag{4.27}$$

$y(t)$ 为系统的位移反应。如设

$$\frac{c}{m} = 2b,\ \frac{k}{m} = \omega^2,\ \frac{b}{\omega} = \zeta \tag{4.28}$$

则得到如下非奇次二阶常系数微分方程：

$$\ddot{y}(t) + 2\zeta\omega\dot{y}(t) + \omega^2 y(t) = -\ddot{x}(t) \tag{4.29}$$

式中 ω 为系统的自振频率；ζ 为阻尼比；$\ddot{x}(t)$ 为观测到的地面运动加速度。按不同阻尼比和不同的自振频率求解上述方程，求得系统振动的峰值（可以是加速度、速度或位移），以频率为横坐标，振动物理量峰值为纵坐标构成的谱线即称为地震动反应谱。

求解上述方程的方法很多，在所得地面运动记录是数字记录的情况下，由于其采样密度高且是等间隔采样，因此只要设定其两采样点之间的函数值是线性变化的，即可求出完全精确的解答，故此种方法称为精确法（亦称矩阵方法)(Hudson，1979 ;谢礼立、于双久，1982)。随着在地震近场观测中越来越广泛地使用数字地震仪，这种方法得到更多的使用(王培德等，1993)。

2. 地震动参数与震级和距离的关系

地震动反应谱通常是根据某一地震、在一特定台站所得到的记录计算得到的，它们体现了在一定条件下地面运动的特性。在地震工程中如果考虑到所选用的场地、地震条件与所得记录的场地类似，则可参考使用。在具有大量地震记录的条件下研究其统计特性，得到一些带有普遍性的关系则对于实际应用更有意义（胡聿贤等，1982)。

为了比较显著地体现地震动与震级、震中距的关系，选用阻尼系数为 0.05 的加速度反应谱，其关系式选用和水平向加速度峰值衰减关系相同的公式，即

$$\lg R_P = A_1 + B_1 M + B_2 \lg(D + R) \tag{4.30}$$

式中 R_P 表示给定频率的地震动反应值； M 为震级；D 为震中距；R 表示深度的影响。

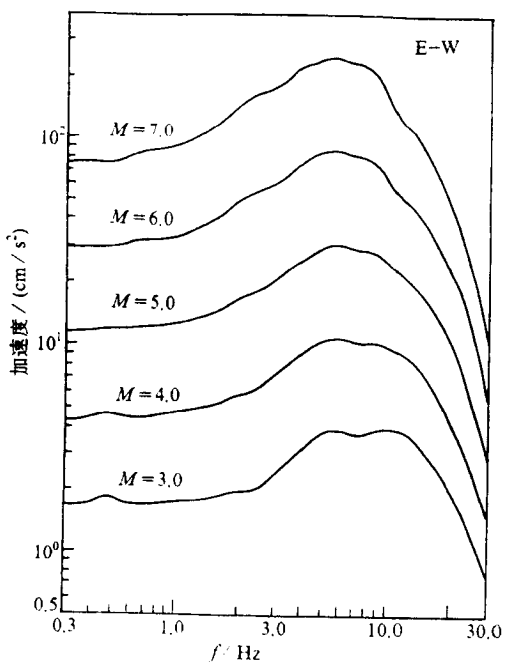


图 4.12 震中距为 25 km 时不同震级水平的东西向加速度反应谱

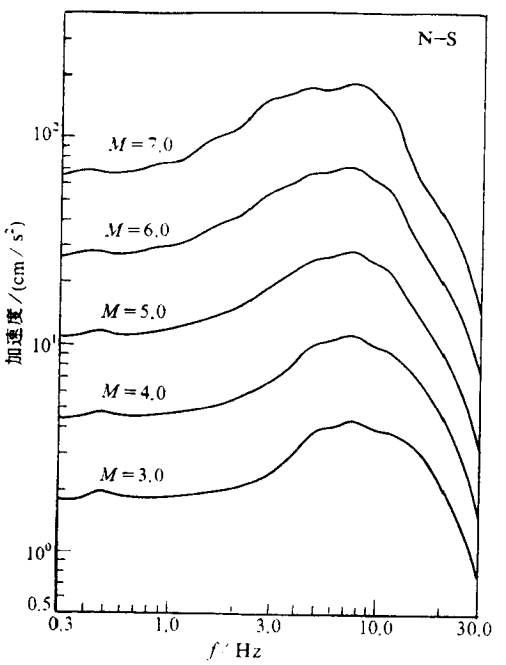


图 4.13 震中距为 25 km 时不同震级水平的南北向加速度反应谱

回归计算的方法与在求取峰值加速度衰减关系中所叙述的相同。对东西和南北两个水平分向、在选定的频率点上分别计算其回归系数 A，B_1，B_2，置信区间和均方残差。根据所得到的回归参数，一旦给出地震震级和震中距即可构造经验反应谱，并在此基础上研究地震动特性与震级和震中距的关系。中国地震局地球物理研究所近场强地面运动研究室曾根据他们在我国云南地区得到的记录，研究了中国西南地区近震源强地面运动特征。

图 4.12和图 4.13分别为震中距为 25 km 时不同震级水平的东西向和南北向的加速度反应谱。图 4.14 和图 4.15 分别为震级等于 5.5 级不同震中距的东西向和南北向加速度反应谱。

统计结果表明地震动的频率特性有以下一些特征：随震级的增大，频谱的低频成分增加，频谱的峰值朝低频方向移动。在震中距增加时，地震动的频谱也有朝低频移动的趋势。

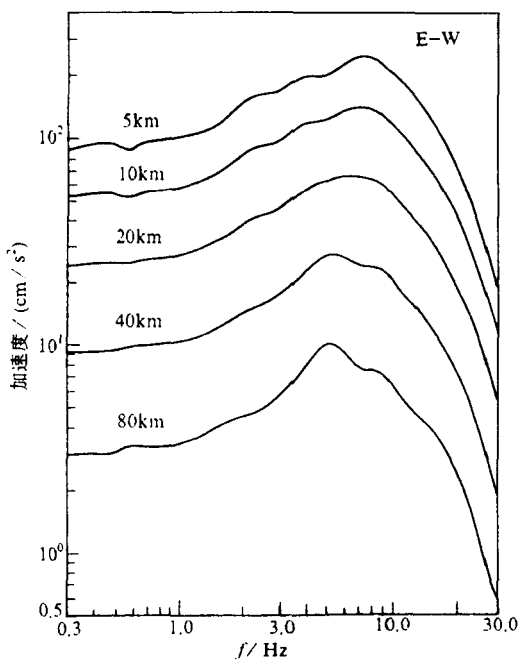


图 4.14 震级等于 5.5级不同震中距的东西向加速度反应谱

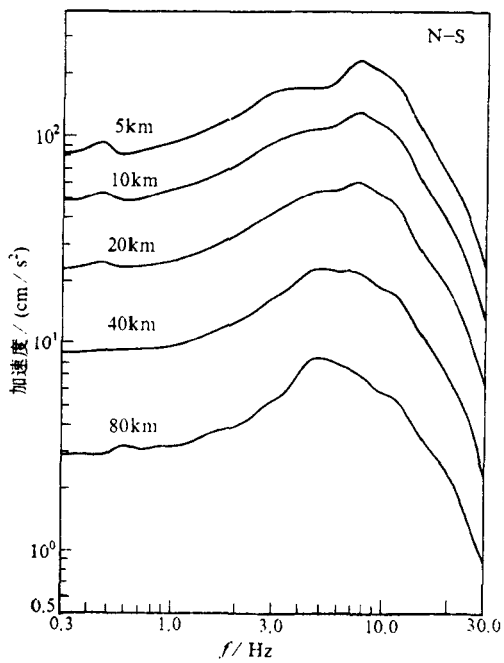


图 4.15 震级等于 5.5 级不同震中距的南北向加速度反应谱

在震级较高、震中距较小的情况下，地震动反应谱的形状较为复杂，有可能出现多个峰值，这与大地震复杂的震源过程、近震源地震记录较少受到传播介质的影响有关。

第五章　数字地震学中的地震震源

一、地震矩张量

(一)地震的震源:从双力偶到地震矩张量

对震源物理的研究是当代地震学的一个重要的前沿课题。自 1975 年以来，随着微电子技术的发展，各国地震观测台网相继使用了宽频带、大动态范围、数字记录地震仪，地震记录资料的质量明显改进；同时，计算合成理论地震图的水平亦有所提高。观测技术的进步和解释能力的提高，极大地推动了对震源物理过程研究的进展。

地球物理、大地测量和地质研究都表明，浅源地震是由快速扩展的断层错动，即地球介质内部的面上的滑动产生的（Костров，1975）。震源区内发生的物理过程并非是线弹性过程，但在涉及地震波的辐射问题时，如果以某种方式将震源区运动的非线性排除在外，仍可应用线性的波传播理论。引进等效力，即在地球表面产生的位移与由震源区内的实际物理过程在地球表面产生的位移相同的力，便可做到这一点（Aki and Richards，1980）天然地震是由于地球介质承受应力的能力骤然降低而自发地发生于地球介质内的一种快速破裂现象，是一种内源，因此，既不宜用单力表示，也不宜用单力偶表示。在地震学历史上曾以无矩双力偶表示地震的震源(Keilis-Borok，1957；Honda，1957)，或以位错表示作为地震震源的地球介质内部的面上的滑动—— 断层错动(Введенская，1956；Steketee，1958a，b)。从力学观点看，无矩双力偶是一种可以接受的最简单形式的震源，因为这种形式的震源满足作为内源的力学条件，即净力和净力矩都等于零。丸山卓男(Maruyama，1963)最先指出，各向同性介质中有限尺度的平面断层的滑动在力学上与分布于断层面上的双力偶是严格等效的。几乎同时，Burridge 和 Knopoff(1964)也发现，对于更一般的情形，即各向异性介质中有限尺度的、不一定是平面的断层的滑动，上述等效性依然成立。

地下核爆炸或化学爆炸引起的体积突然膨胀，以及发生于地球内部的快速扩展的亚稳相变或由相变引起的崩塌（体积突然收缩）都可激发地震。从最一般的观点出发，各种地震震源可以统一地用弹性多极子即地震矩张量加以表示（Gilbert，1970，1973；Backus and Mulcahy，1976，1977；Backus，1977a，b；Stump and Johnson，1977，1984；Michaels，1984）。在震源物理的研究中，迄今主要涉及的是在点源近似的条件下，作为时间函数的二阶地震矩张量。二阶地震矩张量在一级近似上客观地、完整地表示了最一般类型的地震震源的等效力。例如，断层错动（剪切位错）等效于双力偶；在轴向应变存在的情况下，剪切模量的突然变化等效于线性矢量偶极子（Knopoff and Randall，1970）。总之，地震矩张量是一个普遍概念，它描述了各种类型的震源，剪切位错源（双力偶源）只是其中的一种。用矩张量表示震源，无须对地震破裂过程的细节作任何先验的假定，

也不必预先假定断层的存在。

从观测得到的地震图包含有震源、传播路径和地震仪引起的波形畸变（仪器响应）的信息，是这三种效应的综合结果。无论是研究震源物理过程，还是探测地球介质的结构，除了需要对仪器记录产生的畸变进行修正外，还希望能把震源效应和传播路径的效应区分开。用矩张量表示地震震源的特性时，就能将震源效应和传播路径的效应分开，而将资料（记录到的地面运动）、震源和传播路径三者之间的关系归结为一种线性关系。矩张量的引进，可以使确定震源参数的问题线性化；如果已知震源位置和地球介质的结构，由给定的矩张量就可线性地正演出位移场的分布。反之，如果已知震源位置和相应的介质模型下的格林函数，那么由记录资料就可线性地反演出地震矩张量。

地震矩张量反演的一般方法已被成功地运用于许多不同形式的观测资料，如远震体波资料(Fitch et al. , 1980)、简正振型资料（Gilbert and Dziewonski, 1975)、面波资料(McCowan, 1976)、地下核爆炸的近场宽频带观测资料（Stump and Johnson, 1977, 1984; 倪江川，1987)以及天然地震的近震源宽频带观测资料（倪江川， 1987; 倪江川等，1991）对于天然地震而言，通过地震矩张量反演，不但可以得出它的主要成分—— 剪切位错源，同时还可得出它所含的其他成分，如膨胀源和补偿线性矢量偶极。对于地下核爆炸而言，通过地震矩张量反演，不但可以得出它的主要成分——膨胀源，还可得出它所含的非各向同性分量。

震源的矩张量表示以及矩张量反演方法是一种具有广阔应用前景的方法。随着对地球介质结构了解的不断增进，计算合成理论地震图能力的提高，以及高质量的数字化地震记录的大量获取，可望通过矩张量的反演进一步阐明地震的震源物理过程。

（二）弹性波场的多极子展开

弹性动力学方程的解包括体力、边界值和初值的贡献。可以证明，边界值和初值与体力是等效的。所以不失一般性，可以将弹性动力学方程的解表示为

$$u_i(\boldsymbol{r},t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t' \iiint_V G_{ij}(\boldsymbol{r},t,\boldsymbol{r}',t') f_j(\boldsymbol{r}',t') \mathrm{d}V' \tag{5.1}$$

式中 $u_i(\boldsymbol{r},t)$是 t 时刻 $\boldsymbol{r}$ 处的位移在 i 方向的分量；$G_{ij}(\boldsymbol{r},t,\boldsymbol{r}',t')$ 是格林函数，它表示 t' 时刻作用于 $\boldsymbol{r}'$ 处的 j 方向的单位脉冲集中力在 t 时刻、$\boldsymbol{r}$ 处产生的位移在 i 方向的分量；$f_j(\boldsymbol{r}',t')$是物理上真实的体力和等效的体力的总和。

我们可以把上述有限的震源体积辐射出的弹性波场围绕震源体内的某一参考点作泰勒展开，级数展开式中的每一项的系数都依赖于时间，它等于震源对该参考点的空间矩。这种级数展开叫做弹性波场的多极子展开，展开式中的相应的系数叫做多极矩。

1. 体源的多极子展开

若体力不为零的区域只限于 V 内的一个有限的区域 V_0,那么式(5.1)的空间积分区域仅限于 V_0。如果我们仅讨论边界条件不依赖于时间的情形，那么在这种情形下，格林函数中的时间原点是可以随意移动的，从而上式可改写为

$$u_i(\boldsymbol{r},t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t' \iiint_{V_0} G_{ij}(\boldsymbol{r},t-t';\boldsymbol{r}',0) f_j(\boldsymbol{r}',t') \mathrm{d}V' \tag{5.2}$$

如果 V_0 的线性尺度很小，则可将 $G_{ij}(\boldsymbol{r},t-t';\boldsymbol{r}',0)$或 $f_j(\boldsymbol{r}',t')$围绕着 V_0 内的某一参考点

r^0 展开，这样，在计算 $u_i(r,t)$ 时我们就无须知道 V_0 内各点的 G_{ij}，而只须知道 $r'=r^0$ 处的 G_{ij} 及其各阶导数。

(1) 格林函数的泰勒级数展开

将格林函数在 $r'=r^0$ 点展开成泰勒级数：

$$G_{ij}(r,\ t;\ r',\ 0)=G_{ij}(r,t;r^0,0)+(x'_k-x^0_k)\frac{\partial G_{ij}(r,t;r^0,0)}{\partial x^0_k}$$
$$+\frac{1}{2!}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})\frac{\partial^2 G_{ij}(r,t;r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}}+\cdots$$
$$+\frac{1}{n!}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})\cdots(x'_{kn}-x^0_{kn})\frac{\partial^n G_{ij}(r,t;r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}\cdots\partial x^0_{kn}}\quad(5.3)$$

将式(5.3)代入式(5.2)可得：

$$u_i(r,t)=\int_{-\infty}^{\infty}dt'\iiint_{V_0}\{G_{ij}(r,t-t';r^0,0)$$
$$+(x'_k-x^0_k)\frac{\partial G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_k}$$
$$+\frac{1}{2!}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})\frac{\partial^2 G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}}+\cdots$$
$$+\frac{1}{n!}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})\cdots(x'_{kn}-x^0_{kn})$$
$$\frac{\partial^n G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}\cdots\partial x^0_{kn}}+\cdots\}f_j(r',t')dV'\quad(5.4)$$

在式(5.4)中 $G_{ij}(r,t-t';r^0,0)$ 及其各阶导数与积分变量 r' 无关，我们可将它们移至体积分号之外：

$$u_i(r,t)=\int_{-\infty}^{\infty}dt'G_{ij}(r,t-t';r^0,0)\iiint_{V_0}f_j(r',t')dV'$$
$$+\int_{-\infty}^{\infty}dt'\frac{\partial G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_k}\iiint_{V_0}(x'_k-x^0_k)f_j(r',t')dV'$$
$$+\int_{-\infty}^{\infty}dt'\frac{1}{2!}\frac{\partial^2 G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}}\iiint_{V_0}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})f_j(r',t')dV'$$
$$+\cdots$$
$$+\int_{-\infty}^{\infty}dt'\frac{1}{n!}\frac{\partial^n G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}\cdots\partial x^0_{kn}}\iiint_{V_0}(x'_{k1}-x^0_{k1})(x'_{k2}-x^0_{k2})$$
$$\cdots(x'_{kn}-x^0_{kn})f_j(r',t')dV'+\quad(5.5)$$

在式(5.5)中的体积分是体力 f_j 的各个阶的空间矩，我们把这些体积分叫做震源（体力）f_j 的多极矩，把上式叫做弹性动力学波场 $u_i(r,t)$ 的多极子展开。

多极子展开式的第一项，即最低阶项是零阶矩，它表示的是在整个体积 V_0 内的总的体力：

$$F_j(r^0,t') = \iiint_{V_0} f_j(r',t')\mathrm{d}V' \tag{5.6}$$

零阶矩与参考点 r^0 的选取无关。

多极子展开式中的第二项是一阶矩，我们称之为矩张量：

$$M_{jk}(r^0,t') = \iiint_{V_0} (x'_k - x^0_k) f_j(r',t')\mathrm{d}V' \tag{5.7}$$

类似地，我们可以定义高阶矩。一般形式的 n 阶矩定义为

$$P_{jk_1k_2\cdots k_n}(r^0,t') = \iiint_{V_0} (x'_{k1} - x^0_{k1})(x'_{k2} - x^0_{k2})\cdots(x'_{kn} - x^0_{kn}) f_j(r',t')\mathrm{d}V' \tag{5.8}$$

根据这些矩，可将 $u_i(r,t)$表示成：

$$\begin{aligned} u_i(r,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t' \{ & G_{ij}(r,t-t';r^0,0)F_j(r^0,t') \\ & + \frac{\partial G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_k} M_{jk}(r^0,t') + \cdots \\ & + \frac{1}{n!} \frac{\partial^n G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_{k1}\partial x^0_{k2}\cdots\partial x^0_{kn}} P_{jk_1k_2\cdots k_n}(r^0,t') + \cdots \} \end{aligned} \tag{5.9}$$

(2) 多极矩的物理意义

多极矩的物理意义可以通过考虑各种形式的点源予以理解。例如，考虑一作用于 $r' = r^0$ 点的集中力，

$$f_j(r',t') = F_j(r^0,t')\delta(r' - r^0) \tag{5.10}$$

式中 $\delta(r'-r^0)$为三维的狄拉克 δ-函数。这个集中力所产生的位移可将式 (5.10) 代入式 (5.2)求得：

$$u_i(r,t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{ij}(r,t-t';r',0)F_j(r^0,t')\mathrm{d}t' \tag{5.11}$$

式 (5.11)与弹性波场的多极子展开式(5.9)中的零阶矩的项完全一样。这说明，零阶矩引起的弹性波场与作用于 r^0 点的集中力完全等效。

对于一阶矩的物理意义可做类似的解释。为此考虑一个作用于 $r' = r^0$ 点的集中力，其空间函数关系由 δ-函数的导数表示：

$$f_j(r',t') = -M_{jk}(r^0,t') \frac{\partial \delta(r' - r^0)}{\partial x'_k} \tag{5.12}$$

将式(5.12)代入式(5.2)可得这个集中力产生的位移：

$$\begin{aligned} u_i(r,t) &= -\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t' M_{jk}(r^0,t') \iiint_{V_0} G_{ij}(r,t-t';r',0) \frac{\partial \delta(r' - r^0)}{\partial x'_k}\mathrm{d}V' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} M_{jk}(r^0,t') \frac{\partial G_{ij}(r,t-t';r^0,0)}{\partial x^0_k}\mathrm{d}t' \end{aligned} \tag{5.13}$$

式(5.13)与弹性波场的多极子展开式(5.9)中的一阶矩的项完全一样。这就是说，一阶矩或者说矩张量引起的弹性波场与作用于 r^0 点的空间函数关系是 δ-函数的一阶导数的集中力是完全等效的。

与零阶矩和一阶矩类似，高阶的多极矩相应于作用在 r^0 点的、空间函数关系是 δ-函数的高阶导数的集中力。如式(5.13)所示，一阶矩(矩张量)当 $j=k$ 时的矩张量震源是沿

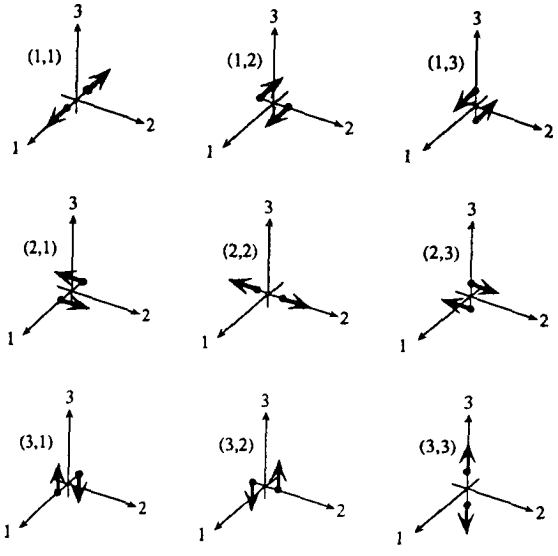


图 5.1　与地震矩张量的每个分量相应的等效力

j 方向作用和展布的一对无矩偶极；当 $j\neq k$ 时则是沿 j 方向作用、沿 k 方向展布的一对单力偶。M_{jk} 的 9 个分量也叫应变核，它是一个二阶张量。与 M_{jk} 的每个分量相应的等效力如图 5.1 所示。

2. 多极矩的相对幅度

弹性波场的多极子展开式中最重要的一点是在什么条件下可以截断多极子展开。由式 (5.9) 可以看出，n 阶多极矩对位移的贡献

$$\sim \frac{1}{n!}|G_{ij}|\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^n \cdot 3^n \cdot L^n \cdot |f_j| = \frac{1}{n!}\left(\frac{6\pi L}{\lambda}\right)^n |G_{ij}| \cdot |f_j| \tag{5.14}$$

式中 $(2\pi/\lambda)^n$ 因子是由对 $x_{k_1}, x_{k_2}, \cdots, x_{k_n}$ 求偏导数得出的；λ 是所涉及的最小波长；3^n 因子是由于 $k_1, k_2, \cdots, k_n$ 每一个都取 1，2，3；L 是参考点至 V_0 内任何点的最大距离即震源体的线性尺度。由式(5.14)可见，当 $\lambda \gg L$ 时，即震源较之波长小得多时，只需保留多极子展开式中的前一、两项。特别是对于地震震源来说，必须满足内源的条件，所以 $F_j=0$，在展开式中只需保留一阶矩即矩张量的项。并且，对于地震震源来说，还必须满足作为内源的另一个条件即净力矩为零（角动量守恒）的条件：

$$\iiint_{V_0}(x'_j - x_j^0)f_k(\mathbf{r}',t')\mathrm{d}V' - \iiint_{V_0}(x'_k - x_k^0)f_j(\mathbf{r}',t')\mathrm{d}V' = 0 \tag{5.15}$$

即 M_{jk} 是一个对称的二阶张量：

$$M_{jk} = M_{kj} \tag{5.16}$$

(三)地震矩张量

1. 地震矩张量的基本概念

前面曾经说过，天然地震是由于地球介质承受应力的能力骤然降低而产生的，它是自然地发生于地球介质内的一种快速破裂现象。所以，天然地震的震源是一种内源。既然如此，就不宜用单力表示它，也不宜用单力偶表示它。传统上，在地震学中是以无矩双力偶或位错来表示地震的震源的。位错元与无矩双力偶在力学上是严格地等效的。从力学观点看，位错或与之等效的无矩双力偶是一种可以接受的最简单形式的震源，因为这种形式的震源满足作为内源的力学条件，即净力和净力矩都等于零。

地震也可以是由地下核爆炸或化学爆炸所激发的，并且还可以是由快速相变所产生的。从最一般的观点看，可以把地震的震源描写为偏离了弹性应变的体积源。地球介质内发生的热膨胀、相变以及塑性形变等等都可以导致在某一体积 V 内出现无应力应变

(stress-free strain)，也就是“假的”应变(“transformation” strain)。我们把这个偏离弹性应变的体积叫做地震的震源体，也就是地震体源。若以 $\mathbf{E}^T$ 表示体积 V 内的无应力应变，以 $\mathbf{E}$ 表示总应变，那么介质中的弹性应变就是 $(\mathbf{E}-\mathbf{E}^T)$，而弹性应力 $\mathbf{T}$ 与应变的关系遵从广义虎克定律：

$$\mathbf{T} = \mathbf{C} : (\mathbf{E} - \mathbf{E}^T) \tag{5.17}$$

式中 $\mathbf{C}$ 是弹性模量张量。以分量形式表示，则为：

$$\tau_{jk} = C_{jkpq}(\varepsilon_{pq} - \varepsilon^T_{pq}) \tag{5.18}$$

将式(5.17)代入体力 $f=0$ 的弹性动力学运动方程可得

$$\nabla \cdot [\mathbf{C} : \mathbf{E}(u)] + f^T(r,t) = \rho(r)\frac{\partial^2 u(r,t)}{\partial t^2} \tag{5.19}$$

式中

$$f^T(r,t) = -\nabla \cdot (\mathbf{C} : \mathbf{E}^T) \tag{5.20}$$

这说明，分布于体积 V 内的无应力应变在力学上与体力 f^T 是等效的。若以 $\mathbf{m}$ 表示与非弹性应变 $\mathbf{E}^T$ 通过线弹性的本构关系联系起来的非弹性应力张量，

$$\mathbf{m} = \mathbf{C} : \mathbf{E}^T \tag{5.21}$$

那么与上式所定义的非弹性应力张量在体积 V 内的分布等效的体力分布便是：

$$f^T(r,t) = -\nabla \cdot \mathbf{m}(r,t) \tag{5.22}$$

$\mathbf{m}(r,t)$ 叫做地震矩密度张量，也叫做应力过量(stress glut)。

在体积 V 的表面 S 的内侧，与上述非弹性应力张量相联系的面力是 $\mathbf{m}\cdot n$，这里 n 为 S 的外法向，所以，沿着 n 方向，面力跃变为 $-\mathbf{m}\cdot n$。

由表示定理可得，当初始位移 $u(r,0)=0$ 和初始速度 $\dot{u}(r,0)=0$ 时，由非弹性应力张量 $\mathbf{m}$ 所引起的位移可以由等效的体力 f^T 和作用于 S 上的应力跃变 $-\mathbf{m}\cdot n$ 的贡献之和求得。由于初始位移和初始速度均为零，根据因果关系，对时间的积分是有限的：

$$u(r,t) = \int_0^t dt' \iiint_V \mathbf{G}(r,\ t;\ r',\ t') \cdot f^T(r',\ t')dV'$$

$$- \int_0^t dt' \oiint_S \mathbf{G}(r,\ t;\ r',\ t') \cdot \{-\mathbf{m}(r',t') \cdot n\}dS'$$

将式(5.20)代入上式右边第一项，然后对上式右边第一项分部积分，即得：

$$u(r,\ t) = \int_0^t dt' \iiint_V \mathbf{m}(r',\ t') : \nabla \mathbf{G}^T(r,\ t;\ r',\ t')dV' \tag{5.24}$$

上式对于任何一种具有内源性质的震源都成立；并且，对于任何一种地球介质的模型，只要能计算出相应的格林张量 $\mathbf{G}$，都可由上式计算 u。用分量形式表示，就是：

$$u_i(r,t) = \int_0^t dt' \iiint_V \frac{\partial G_{ij}(r,\ t;\ r',t')}{\partial x'_k} m_{jk}(r',\ t')dV' \tag{5.25}$$

由角动量守恒定理可以证明，$\mathbf{m}$ 是一个对称的二阶张量，也就是说，$\mathbf{m}$ 具有应力张量所具有的一切性质。

矩张量是震源的位置和时间的广义函数。例如，一个剪切断层可以表示为断层面上的矩张量的一种分布。

2. 点矩张量

当所论及的波长远大于震源的尺度时，可以把震源视为点源。在更一般的情况下，与质心的概念类似，点源表示了一种“矩心”。点矩张量震源可以表示为

$$\mathbf{m}(r,\ t) = \mathbf{M}(t)\delta(r - r') \tag{5.26}$$

式中 $\delta(r-r')$是狄拉克 δ-函数，$\mathbf{M}(t)$是这个点源的地震矩张量。和 $\mathbf{m}$一样，$\mathbf{M}$ 也具有应力张量所具有的一切性质，如对称性，等等。

将上式代入式(5.24)，可得：

$$u(r,\ t) = \int_0^t \mathbf{M}(t') :\ \nabla \mathbf{G}^{\mathrm{T}}(r,\ t;\ r',\ t')\mathrm{d}t \tag{5.27}$$

以分量形式表示，则为

$$u_i(r,\ t) = \int_0^t \frac{\partial G_{ij}(r,\ t;\ r',\ t')}{\partial x'_k} M_{jk}(t')\mathrm{d}t' \tag{5.28}$$

在均匀、各向同性和完全弹性的无限介质中，点矩张量震源所辐射的远场体波可以求得，结果的形式与位错点源所辐射的远场体波表示式完全一样，即

$$u_i(r,\ t) = \frac{\gamma_i\gamma_j\gamma_k}{4\pi\rho\alpha^3 R}\dot{M}_{jk}\left(t - \frac{R}{\alpha}\right) - \frac{(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\gamma_k}{4\pi\rho\beta^3 R}\dot{M}_{jk}\left(t - \frac{R}{\beta}\right) \tag{5.29}$$

只不过式(5.29)中的 $M_{jk}(t)$表示的是一般形式的点源的地震矩张量，不言而喻，位错点源的相应的公式可以视为上式的特殊情形。

在以震源为原点的球极坐标$(R,\ \theta,\ \varphi)$中，一般形式的点矩张量辐射的远场体波可以表示为一种优美简洁的形式：

$$u_R^P(r,t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^3 R}\dot{M}_{RR}\left(t - \frac{R}{\alpha}\right) \tag{5.30}$$

$$u_\theta^S(r,t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3 R}\dot{M}_{\theta R}\left(t - \frac{R}{\beta}\right) \tag{5.31}$$

$$u_\varphi^S(r,\ t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3 R}\dot{M}_{\varphi R}\left(t - \frac{R}{\beta}\right) \tag{5.32}$$

式中 M_{RR}，$M_{\theta R}$，$M_{\varphi R}$ 是地震矩张量 $\mathbf{M}(t)$在球极坐标$(R,\ \theta,\ \varphi)$中的三个分量；也可以说，矢量$(M_{RR},\ M_{\theta R},\ M_{\varphi R})$是球极坐标中的地震矩张量的径向分量。这是因为，$(\mathbf{M}\cdot e_R)$是 $\mathbf{M}$ 的径向分量，我们可将其类比于作用于法向为 e_R的平面上的力；M_{RR}是$(\mathbf{M}\cdot e_R)$在径向的分量，且以 P 波速度 α传播，我们可将其类比于作用于法向为 e_R 的平面上的力在 e_R方向的分量；$M_{\theta R}$和 $M_{\varphi R}$表示$(\mathbf{M}\cdot e_R)$ 在切向的两个互相垂直的分量，它们均以 S 波速度 β传播，我们可将它们类比于上述力在 e_θ和 e_R方向的分量。于是：

$$M_{RR} = e_R\cdot\mathbf{M}\cdot e_R \tag{5.33}$$

$$M_{\theta R} = e_\theta\cdot\mathbf{M}\cdot e_R \tag{5.34}$$

$$M_{\varphi R} = e_\varphi\cdot\mathbf{M}\cdot e_R \tag{5.35}$$

正如式(5.29)和式(5.30)～(5.32)所表示的，点矩张量震源所辐射的远场体波正比于矩张量的时间微商即矩张量的变化率。这意味着，如果矩张量表示的是一种很缓慢的局部性的非弹性应力的话，则该矩张量实际上不会辐射出地震波。只有矩张量的快速变化才会辐射出强烈的地震波。大多数地震是矩张量在几秒钟之内急速地增大的过程；换句话说，大多数地震是上升时间仅有几秒钟的快速变化过程。所以，如果所论及的地震波周期远大于矩张量的上升时间，那么可以用

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}H(t) \tag{5.36}$$

或

$$\dot{\mathbf{M}}(t) = \mathbf{M}\delta(t) \tag{5.37}$$

近似地表示矩张量及其变化率。这就是说，除了特别大的地震以外，对于周期很长的地震波而言，大多数的地震像是持续时间很短暂的脉冲源。现在许多人用数字化的地震资料确定地震的矩张量，正是基于这个前提。要确定对称的矩张量的六个分量，需要有足够的观测资料。为了减少求解的非唯一性，需要引进另外一些假设。最常用的假设是地震是由平面断层上的剪切滑动引起的。对于平面剪切位错源，矩张量的独立的分量减少为 4个。

如果我们将矩张量的对称部分 $P\mathbf{I}$和偏量部分 $\mathbf{M}'$分开表示：

$$\mathbf{M} = P\mathbf{I} + \mathbf{M}' \tag{5.38}$$

式中 $\mathbf{I}$是单位张量，那么将式(5.38)代入式(5.33)～(5.35)就可发现，只有 P 波才能携带有关矩张量对称部分的信息； S 波只传播有关矩张量偏量部分的信息。换句话说，在均匀介质中，爆炸源或内向爆炸源只激发 P 波。

3. 地震矩张量的简单物理解释

前面已经提到，地震矩张量表示的是对弹性形变的偏离，或者说是非弹性的应力张量（应力过量）。这里从弹性动力学场论的角度对地震矩张量作一简单的物理解释(Madariaga，1983).

首先，如式(5.21)所示，地震矩密度张量是通过线弹性的本构关系与非弹性应变 $\mathbf{E}^{\mathrm{T}}$相联系的。用分量形式表示，就是：

$$m_{jk} = C_{jkpq}\varepsilon^{\mathrm{T}}_{pq} \tag{5.39}$$

非弹性应变 $\mathbf{E}^{\mathrm{T}}$ 的意义可借助图 5.2 所示的理想实验得到理解。设想从震源区中切割出一个无限小的体积(图 5.2左上图），假设由于出现了内部位错，这个小体积自然地发生了某种非弹性应变 $\varepsilon^{\mathrm{T}}_{pq}$，比如说如图 5.2 所示的纯剪切的非弹性应变 $\varepsilon^{\mathrm{T}}_{12}$。如果没有周围介质的话，这个小体积将发生如图 5.2 右上图所示的变形。现在我们对这个小体积的表面 S 施加面力 $-m_{jk}n_k$，使之恢复到其初始(矩形)状态(图 5.2 右下图)，n_k 是 S 的外法向。如果震源区的弹性系数不变的话，所施加的应力将是 $-m_{jk}=-C_{jkpq}\varepsilon^{\mathrm{T}}_{pq}$。由此我们可以看到，所谓地震矩密度张量（非弹性应力，应力过量）乃是为了抵消由于内部的非线性过程所引起的应变所需的应力，或者说，是使该小体积恢复到其初始状态所需的应力。最后，如果我们将这个小体积仍旧放回原处，并松开所施加的应力，则该小体积周围的弹性介质好像受到一个新引进的面力 $m_{jk}n_k$ 作用一样，结果，其应力状态将发生调整，达到最终的应力状态。这个应力调整或者说应力变化便是由非弹性应变所产生的应力变化。在小

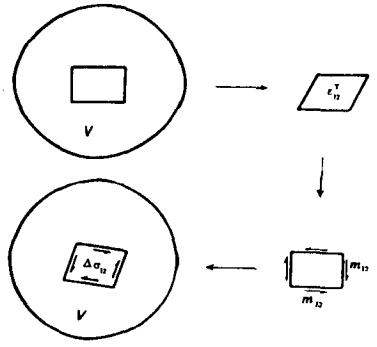


图 5.2　地震矩张量的简单物理解释

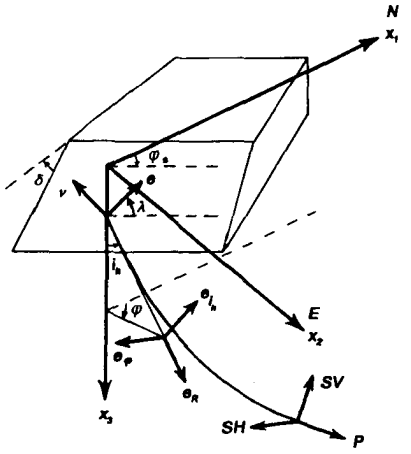


图 5.3　地理坐标系中的断层面和滑动矢量

体积表面上，应力不连续，其跃变为 $-m_{jk}n_k$。如果所发生的非弹性应变(内应变)起到减小弹性应力的作用，则上述应力变化就是应力降；反之，就是应力增加。

4. 与位错等效的矩张量

对于均匀、各向同性和完全弹性的无限介质，式（5.39)所表示的点矩张量可以表示为

$$m_{jk}(\boldsymbol{r},t) = (\lambda\delta_{jk}\varepsilon^{T}_{mm} + 2\,\mu\varepsilon^{T}_{jk})V\,\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \tag{5.40}$$

式中　V 是震源的体积。若震源是一个法向为 ν,面积为 A,厚度为 h 的很薄的体积元，则

$$V = Ah \tag{5.41}$$

令 h 趋于零,则

$$\lim_{h\to 0}\varepsilon^{T}_{jk}h = \frac{1}{2}([u_j]\nu_k + [u_k]\nu_j) \tag{5.42}$$

式中　$[u]$是通过面积为 A 的断层面的位移间断（位错）；ν_i 是断层面的法向 ν 的方向余弦。于是

$$M_{jk}(t) = \{\lambda\delta_{jk}[u_m]\nu_m + \mu([u_j]\nu_k + [u_k]\nu_j)\}A \tag{5.43}$$

上式表明，由位错可以表示地震矩张量。如果我们假设在断层面 A 上位错矢量的方向处处都相同：

$$[u(t)] = D(t)e \tag{5.44}$$

式中　$D(t)$是位错的标量值；e是滑动矢量。于是

$$M_{jk}(t) = \{\lambda\delta_{jk}\nu_m e_m + \mu(\nu_j e_k + \nu_k e_j)\}DA \tag{5.45}$$

包括地震在内的地下的断层错动是在很大的压应力下发生的，所以不会发生法向的位移间断，在这种情形下，ν 与 e互相垂直,从而

$$\nu \cdot e = \nu_m e_m = 0 \tag{5.46}$$

所以对于纯剪切错动，有

$$M_{jk}(t) = M_0(t)(\nu_j e_k + \nu_k e_j) \tag{5.47}$$

式中

$$M_0(t) = \mu D(t)A \tag{5.48}$$

M_0 即标量地震矩。

对于纯剪切错动而言，地震矩张量仅有 4个独立的分量。如式(5.47)所示，这 4个分量是地震矩 M_0，法向 v 的 2个独立分量，滑动矢量 e 的一个独立的分量。其实，e 和 v 各有 3个分量，共 6个量，但因它们都是单位矢量，$|e|=1$ 和 $|v|=1$，又因它们互相垂直 $e\cdot v=0$，故独立的分量减为 3个。这 3个独立的分量和 M_0 合在一起，共有 4个独立分量。当然，也可以说，纯剪切错动的地震矩张量的 4 个独立的分量是地震矩 M_0，滑动矢量 e 的 2 个独立分量，法向 v 的一个独立的分量。

由于 v 与 e 互相垂直，所以矩张量的迹为零：

$$M_{mm} = 0 \tag{5.49}$$

换句话说，纯剪切错动的矩张量的对称部分为零。

将纯剪切错动的断层面法向和滑动矢量在地理坐标系（图 5.3 给出了地理坐标系中的断层面的表示）中的表示式代入式(5.47)，即可得到以断层面的走向 φ_s，倾角 δ，滑动矢量 e 与断层面的走向的夹角（滑动角）λ 和标量地震矩 M_0 表示的、与纯剪切错动相联系的地震矩张量：

$$M_{11} = -M_0(\sin\delta\cos\lambda\sin 2\varphi_s + \sin 2\delta\sin\lambda\sin^2\varphi_s) \tag{5.50}$$

$$M_{22} = M_0(\sin\delta\cos\lambda\sin 2\varphi_s - \sin 2\delta\sin\lambda\cos^2\varphi_s) \tag{5.51}$$

$$M_{33} = M_0\sin 2\delta\sin\lambda \tag{5.52}$$

$$M_{12} = M_0(\sin\delta\cos\lambda\cos 2\varphi_s + \frac{1}{2}\sin 2\delta\sin\lambda\sin 2\varphi_s) = M_{21} \tag{5.53}$$

$$M_{13} = -M_0(\cos\delta\cos\lambda\cos\varphi_s + \cos 2\delta\sin\lambda\sin\varphi_s) = M_{31} \tag{5.54}$$

$$M_{23} = -M_0(\cos\delta\cos\lambda\sin\varphi_s - \cos 2\delta\sin\lambda\cos\varphi_s) = M_{32} \tag{5.55}$$

容易验证，对于纯剪切错动的矩张量：

$$M_{mm} = M_{11} + M_{22} + M_{33} = 0 \tag{5.56}$$

以及

$$\begin{vmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{vmatrix} = 0 \tag{5.57}$$

因此，在矩张量的 6个分量中，只有 4个是独立的。这一事实等价于用（φ_s，δ，λ，M_0）这 4个断层参数表示纯剪切位错源。

（四）矩张量的本征值和矩张量的分解

1. 矩张量的本征值

矩张量是一个二阶张量，它具有应力张量所具有的全部性质，如对称性等等。和应力张量一样，我们可以用矩张量的本征值来表征它。

地震矩张量的三个主轴方向是三个互相垂直的方向，矩张量在这三个方向的分量完全平行于主轴方向，其模为 M_1，M_2，M_3。我们把 M_1，M_2，M_3 叫做地震矩张量的本征值，并总是采用 $M_1>M_2>M_3$ 的约定。

把地震矩张量从原坐标系转到以主轴方向 t、b、p 为坐标轴的坐标系，则可把地震矩张量写成对角线形式：

$$M_{jk} = M_j \delta_{jk} \tag{5.58}$$

式中 δ_{jk}为 Kronecker δ，即：当 $j=k$ 时，$\delta_{jk}=1$；当 $j\neq k$ 时，$\delta_{jk}=0$。对于最一般形式的地震矩张量，其本征值各不相同，而对于纯剪切断层，例如对于 $v=(1,0,0)$，$e=(0,0,1)$的纯剪切滑动断层，在原坐标系中，其地震矩张量为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & M_0 \\ 0 & 0 & 0 \\ M_0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{5.59}$$

不难求得，其本征值为：

$$M_1 = M_0, \quad M_2 = 0, \quad M_3 = -M_0 \tag{5.60}$$

在主轴坐标系中，

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -M_0 \end{bmatrix} \tag{5.61}$$

有许多证据表明，大多数地震可以用纯偏矩张量表示，也就是式 (5.38)中的 $P=0$ 的情形：

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}' \tag{5.62}$$

对于纯偏矩张量来说，其迹为零：

$$M_1 + M_2 + M_3 = 0 \tag{5.63}$$

如式(5.60)所表示的，纯剪切滑动断层不但满足上式，而且 $M_2=0$。这就是说，满足上式的一般形式的纯偏矩张量不一定是纯剪切滑动断层。

对于纯张裂位错来说，不失一般性，例如对于 $e=v=(0,0,1)$的纯张裂位错，在原坐标系中，

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \lambda D A & 0 & 0 \\ 0 & \lambda D A & 0 \\ 0 & 0 & (\lambda + 2\mu) D A \end{bmatrix} \tag{5.64}$$

其本征值为

$$M_1 = (\lambda + 2\mu) D A, \qquad M_2 = M_3 = \lambda D A \tag{5.65}$$

对于纯爆炸源或内向爆炸源来说，我们可以用纯膨胀的非弹性应变表示

$$\varepsilon^{\mathrm{T}}_{jk} = \frac{1}{3}\theta^{\mathrm{T}} \delta_{jk} \tag{5.66}$$

式中 θ^{T} 是非弹性体积应变

$$\theta^{\mathrm{T}} = \varepsilon^{\mathrm{T}}_{mm} \tag{5.67}$$

于是

$$M_{jk} = (\lambda + \frac{2}{3}\mu)\theta^{\mathrm{T}} V \delta_{jk} \tag{5.68}$$

其本征值为

$$M_1 = M_2 = M_3 = (\lambda + \frac{2}{3}\mu)\theta^{\mathrm{T}}V \tag{5.69}$$

所以在主轴坐标系中

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \Delta P & 0 & 0 \\ 0 & \Delta P & 0 \\ 0 & 0 & \Delta P \end{bmatrix} \tag{5.70}$$

式中

$$\Delta P = (\lambda + \frac{2}{3}\mu)\theta^{\mathrm{T}}V \tag{5.71}$$

对于式(5.64)所示的纯张裂位错的矩张量，其偏量部分为

$$\mathbf{M}' = \begin{bmatrix} -\frac{2}{3}\mu DA & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2}{3}\mu DA & 0 \\ 0 & 0 & \frac{4}{3}\mu DA \end{bmatrix} \tag{5.72}$$

其本征值为

$$M_1 = \frac{4}{3}\mu DA, \qquad M_2 = M_3 = -\frac{2}{3}\mu DA \tag{5.73}$$

这种形式的震源叫做补偿线性矢量偶极（compensated linear vector dipole，缩写为CLVD)。在主轴坐标系中，

$$\mathbf{M}' = \frac{2}{3}\mu DA \begin{bmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{5.74}$$

2. 主轴坐标系中矩张量的分解

设 $M_1 > M_2 > M_3$ 是地震矩张量的三个本征值，t、b、p 是相应的本征矢量，则在主轴坐标系中地震矩张量可分解成（图 5.4)：

$$\begin{aligned} \mathbf{M} = {} & \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3)\mathbf{I} \\ & + \frac{1}{6}(2M_2 - M_3 - M_1)(2bb - pp - tt) \\ & + \frac{1}{2}(M_1 - M_3)(tt - pp) \end{aligned} \tag{5.75}$$

上式表明，地震矩张量可以分解为一个强度为$(M_1+M_2+M_3)/3$ 的膨胀中心，一个标量地震矩为（M_1-M_3)/2 的无矩双力偶、一个强度为$(2M_2-M_3-M_1)/6$ 的补偿线性矢量偶极。

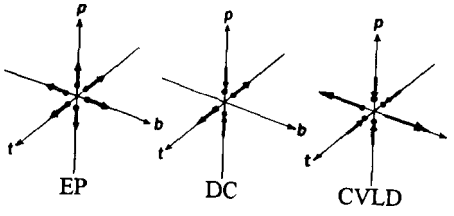


图 5.4　矩张量的分解

矩张量的分解并不是唯一的（Knopoff and Randall, 1970)。也就是说，矩张量的分解就其实质而言不是一个数学问题，而

是一个物理问题。在进行矩张量分解时必须引入一些物理上合理的假定。随心所欲的分解是没有意义的。

3. 最佳双力偶

鉴于矩张量的分解不是唯一的，我们定义一个最接近于矩张量偏量部分的双力偶，称之为最佳双力偶，也就是矩张量的偏量与双力偶之差

$$d_{jk} = M'_{jk} - M_0(v_j e_k + v_k e_j) \tag{5.76}$$

的范数 $d_{jk}d_{jk}$ 取极小值的双力偶。式中，M_0 为欲求之最佳双力偶的标量地震矩；e_j 为滑动矢量 e 的方向余弦，v_j 为位错面的法线 v 的方向余弦。

$$e \cdot v = 0 \tag{5.77}$$

$$e \cdot e = v \cdot v = 1 \tag{5.78}$$

$$M'_{jk} = M_{jk} - \frac{1}{3}M_{mm}\delta_{jk} \tag{5.79}$$

设矩张量偏量 $\mathbf{M}'$ 的主值为 $M'_1 > M'_2 > M'_3$，那么

$$M'_1 + M'_2 + M'_3 = M'_{11} + M'_{22} + M'_{33} = 0 \tag{5.80}$$

由式(5.76)可得

$$\begin{aligned} d_{jk}d_{jk} &= M'_{jk}M'_{jk} - 2M_0M'_{jk}(v_j e_k + v_k e_j) + 2M_0^2 \\ &= 2[M_0 - \frac{1}{2}M'_{jk}(v_j e_k + v_k e_j)]^2 + M'_{jk}M'_{jk} - \frac{1}{2}[M'_{jk}(v_j e_k + v_k e_j)]^2 \end{aligned} \tag{5.81}$$

由上式可见，只有当上式右边第一项为零，即

$$M_0 = \frac{1}{2}M'_{jk}(v_j e_k + v_k e_j) \tag{5.82}$$

且其最后一项取极大值，即

$$M'_{jk}(v_j e_k + v_k e_j) = \max \tag{5.83}$$

时，$d_{jk}d_{jk}$ 才取极小值。

在主轴坐标系中，式(5.82)取下列形式：

$$M_0 = M'_1 v_1 e_1 + M'_2 v_2 e_2 + M'_3 v_3 e_3 \tag{5.84}$$

由拉格朗日乘子法，可以求得函数

$$F = 2(M'_1 v_1 e_1 + M'_2 v_2 e_2 + M'_3 v_3 e_3) - 2\lambda v_j e_j - \sigma(v_j v_j - 1) - \delta(e_j e_j - 1) \tag{5.85}$$

在式(5.77)和(5.78)的约束条件下的极大值，式中，λ，σ 和 δ 是拉格朗日乘子。结果是：

$$v = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \tag{5.86}$$

$$e = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \tag{5.87}$$

相应的 M_0 可由式(5.84)求得：

$$M_0 = \frac{1}{2}(M'_1 - M'_3) \tag{5.88}$$

注意到式(5.79)，可知式(5.75)所表示的地震矩张量的分解式中的右边第三项表示的正

是最佳双力偶，与最大本征值 $M_1(M'_1)$相联系的方向 t 也就是 T 轴的方向，与最小本征值 $M_3(M'_3)$相联系的方向 p 也就是 P 轴的方向，而与中间本征值 $M_2(M'_2)$相联系的方向 b 则是零轴（B 轴）方向。

4. 大双力偶和小双力偶

由于矩张量的分解并不是唯一的，所以除了式(5.75) 所示的方法外，仍可以有许多其他方法来表示它，其中一个方法就是用大双力偶和小双力偶表示矩张量的偏量部分。

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3)\mathbf{I} + M'_1(tt - pp) + M'_2(bb - tt) \tag{5.89}$$

由于 $M'_1 > M'_2 > M'_3$，且 $M'_1 + M'_2 + M'_3 = 0$，所以就绝对值而言，不是 $|M'_1|$ 就是 $|M'_3|$ 是绝对值最大的主值，M'_2 总是绝对值最小的主值。这样，我们便可用与绝对值最大的主值（M'_2 或 M'_3）和与绝对值最小的主值(M'_2)相联系的大双力偶 $[M'_1(tt-pp$ 或 $M'_3(pp-tt)]$ 和小双力偶 $[M'_2(bb-pp)$ 或 $M'_2(bb-tt)]$ 来表示矩张量。显然，与大双力偶相联系的主轴的方向是 T 轴或 P 轴的方向，而与小双力偶相联系的主轴方向是零轴方向。

5. 纯双力偶与补偿线性矢量偶极

引进一个表示绝对值最小的主值 $M'_{\min}$ 与绝对值最大的主值 $M'_{\max}$ 之比的因子：

$$F = \left|\frac{M'_{\min}}{M'_{\max}}\right| \tag{5.90}$$

不失一般性，若除了设 $M'_1 > M'_2 > M'_3$ 外，还设 M'_1 也是绝对值最大的主值，则 M'_2 与 M'_3 必定均与 M'_1 反号，因此 M'_2 一定是绝对值最小的主值，

$$F = -\frac{M'_2}{M'_1} \qquad 0 < F < \frac{1}{2} \tag{5.91}$$

从而

$$M'_2 = -FM'_1 \tag{5.92}$$

$$M'_3 = (F-1)M'_1 \tag{5.93}$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3)\mathbf{I} + M'_1(1-2F)(tt - pp) + M'_1F(2tt - bb - pp) \tag{5.94}$$

由式(5.94)可见，因子 F 表示了补偿线性矢量偶极与纯双力偶源的比例关系，当 $F=0$ 时，偏量部分仅包含双力偶，此时 $M'_2=0$，$M'_3=-M'_1$，当 $F=1/2$ 时，偏量部分仅包含补偿线性矢量偶极，此时 $M'_2=M'_3=-M'_1/2$。

由于 $0 \leqslant F \leqslant 1/2$，所以习惯上常用 $2F$ 的百分数来表示补偿线性矢量偶极的相对强度，用 $(1-2F)$ 的百分数来表示纯双力偶的相对强度，两者之和为 100%。

（五）矩张量反演

1. 点矩张量的反演

如前所述，当所论及的最短的波长和震源距远大于震源的尺度时，可以把震源视为点源，此时表征点源的矩张量—— 点矩张量 $\mathbf{M}(t)$ 引起的位移由式(5.27)表示：

$$u(r,t) = \int_0^t \mathbf{M}(t') : \nabla \mathbf{G}^{\mathrm{T}}(r, t; O, t')\mathrm{d}t'$$

其分量形式则由式(5.28)表示：

$$u_i(r,t) = \int_0^t G_{ij,k}(r,\ t;\ O,\ t')M_{jk}(t')\mathrm{d}t'$$

其中

$$G_{ij,k}(r,\ t;\ O,\ t') = \left.\frac{\partial G_{ij}(r,\ t;\ r',\ t')}{\partial x'_k}\right|_{r'=0}$$

在边界条件不依赖于时间的问题中，格林函数中时间原点可随意移动：

$$\mathbf{G}(\mathbf{r},\ t;\ O,\ t') = \mathbf{G}(\mathbf{r},\ t-t';\ O,0)$$

所以式(5.28)表示的结果实质上是格林函数张量与点矩张量的褶积：

$$u_i(r,\ t) = G_{ij,k}(r,\ t;\ O,0) * M_{jk}(t) \tag{5.95}$$

在频率域,则为

$$u_i(r,\omega) = G_{ij,k}(r,\ O;\ \omega)\ \cdot \hat{M}_{jk}(\omega) \tag{5.96}$$

由观测得到的地震波波场的资料 u_i 确定作为时间函数的点矩张量的元素（分量）的工作就叫做点矩张量的反演。

2. 时间域内的矩张量反演

(1) 同步震源。

矩张量反演既可在时间域内进行，也可在频率域内进行；既可单独使用诸如地球的自由振荡、面波、体波资料或地震记录图上的某个分量进行反演，也可将上述资料结合在一起进行反演；既可在某一或某些约束条件下进行反演，也可在不加约束的条件下进行反演。

如果作为时间函数的矩张量其时间函数是可以分离的，且所有分量都具有相同的时间函数 $s(t)$,即

$$M_{jk}(t) = M_{jk}s(t) \tag{5.97}$$

那么这种震源便叫做同步震源。

如果已知同步震源的不依赖于时间的矩张量 M_{jk}，则反演问题转化为确定震源时间函数 $s(t)$ 的反褶积问题：

$$u_i(r,t) = M_{jk}G_{ij,k}(r,\ t;\ O,0) * s(t) \tag{5.98}$$

在事先已知或假定已知震源时间函数 $s(t)$的情形下，上述反演问题则转化为确定不依赖于时间的矩张量 M_{jk}的问题。在已知 $G_{ij,k}$的情况下,已知 M_{jk}确定 $s(t)$的步骤与已知 $s(t)$ 确定 M_{jk}的步骤可以迭代地进行，从而可以求得时间函数可分离的同步震源情形下的震源时间函数和不依赖于时间的矩张量。

(2) 经验格林函数。

在震源时间函数可分离的同步震源情形下通过反褶积确定震源时间函数时，需要预先知道表征震源特征的地震矩张量 M_{jk}以及表征传播介质特征的格林函数 $G_{ij,k}$。如果有两个地震，其震源位置相同，震源机制也相同（显然其中“相同”的含义由所考虑的特征波长、定位误差等因素决定），那么同一台站、同一台仪器记录到的这两个地震引起的地面运动的位移 $U_i(r,\ t)$和 $U'_i(r,\ t)$的频谱 $\hat{U}_i(r,\ \omega)$ 及 $\hat{U}'_i(r,\ \omega)$分别为

$$\hat{U}_i(r,\ \omega) = M_{jk}\hat{G}_{ij,k}(r,\ O;\ \omega)\hat{s}(\omega)\hat{Q}(\omega)\hat{I}(\omega) \tag{5.99}$$

$$\hat{U}'_i(r,\omega) = M'_{jk}\hat{G}'_{ij,k}(r, O;\omega)\hat{s}'(\omega)\hat{Q}'(\omega)\hat{I}(\omega) \tag{5.100}$$

式中 $\hat{Q}(\omega)$表示介质的衰减因子 $Q(t)$的谱；$\hat{I}(\omega)$表示记录仪器的频率响应，即仪器的脉冲响应 $I(t)$ 的谱；带撇的量表示与较小的地震相应的量。对于震源位置相同的两个地震而言，它们辐射的地震波沿着同一路径传播到同一台站，所以有相同的传播路径效应和衰减效应,即

$$\hat{G}_{ij,k}(r, O;\omega) = \hat{G}'_{ij,k}(r, O;\omega) \tag{5.101}$$

$$\hat{Q}(\omega) = \hat{Q}'(\omega) \tag{5.102}$$

同时，由于我们假定这两个地震的震源机制相同，所以其地震矩张量可以表示为

$$M_{jk} = M_0(v_j e_k + v_k e_j) \tag{5.103}$$

$$M'_{jk} = M'_0(v_j e_k + v_k e_j) \tag{5.104}$$

M_0 和 M'_0 分别是这两个地震的标量地震矩。将式（5.99)和(5.100)相除便可消去传播路径效应、衰减效应和仪器的响应，从而可得：

$$\hat{U}_i(r,\omega) = \frac{M_0}{M'_0}\hat{U}'_i(r,\omega)\frac{\hat{s}(\omega)}{\hat{s}'(\omega)} \tag{5.105}$$

如果小地震足够小，其上升时间极短，以致可将其震源时间函数视为亥维赛(Heaviside)单位阶跃函数

$$\begin{aligned} s'(t) = H(t) &= 0 \qquad t < 0 \\ &= 1 \qquad t > 0 \end{aligned} \tag{5.106}$$

那么相应的较小地震的震源时间函数的频谱则为

$$\hat{s}' = \hat{H}(\omega) = \frac{1}{i\omega} \tag{5.107}$$

从而

$$\hat{U}_i(r,\omega) = \frac{M_0}{M'_0}\hat{U}'_i(r,\omega)i\omega\hat{s}(\omega) \tag{5.108}$$

返回时间域，即：

$$U_i(r,t) = \frac{M_0}{M'_0}U'_i(r,t) * \dot{s}(t) \tag{5.109}$$

式中 $\dot{s}(t)$ 为震源时间函数的时间微商。这就是说，通过震源位置和震源机制均相同的两个地震的记录位移的频谱相除（反褶积）可以求得较大地震的震源时间函数的时间微商、也即其远场震源时间函数 $\dot{s}(t)$，及两个地震的地震矩之比 M_0/M'_0。

注意到在式(5.108)左右两边乘上 $i\omega$ 或 $-\omega^2$ 便可得到速度或加速度的频谱，所以式(5.109)不仅对于位移记录成立，对于速度记录 $\dot{U}'_i(r,t)$及加速度记录 $\ddot{U}'_i(r,t)$同样成立：

$$\dot{U}_i(r,t) = \frac{M_0}{M'_0}\dot{U}'_i(r,t) * \dot{s}(t) \tag{5.110}$$

$$\ddot{U}_i(r,t) = \frac{M_0}{M'_0}\ddot{U}'_i(r,t) * \dot{s}(t) \tag{5.111}$$

通常，把上述与较大地震震源位置和震源机制相同的较小地震的位移记录 $U'_i(r,t)$[或速度记录 $\dot{U}'_i(r,t)$,或加速度记录 $\ddot{U}'_i(r,t)$]叫做经验格林函数(Hartzell，1978)。

3. 频率域内的矩张量反演

如果不能将震源时间函数从矩张量中分离出来；或者，能将其分离出来，但其各分量的时间函数并不同步(不同步震源),则可运用式(5.96) 在频率域中反演矩张量，由此可以求得矩张量每一个元素（分量）的时间函数 $M_{jk}(t)$以及相应的矩张量随时间的变化率 $\dot{M}_{jk}(t)$。

频率域内的矩张量反演可在不对 $M_{jk}(t)$作任何约束的最一般的前提下进行，在必要与可能时，可在假定矩张量的迹等于零的约束条件下进行矩张量反演。矩张量的迹等于零的约束条件是一个线性关系，在此条件下的反演仍是线性的。如果假定震源是纯剪切位错源，也即假定除了迹等于零外还至少有一个本征值为零，那么由于这一约束条件不是线性的，所以不能直接运用线性反演的方法。此时通常采用迭代的方法进行反演。

(六)应用举例：1990 年青海共和地震的矩张量反演

数字地震台网提供了高质量的、宽频带、大动态范围的数字地震记录，使得地震学家研究地震震源过程的复杂性成为可能。这里，以我们用中国数字地震台网的宽频带记录资料反演 1990年 4月26 日青海共和 M_S6.9 地震的震源过程为例，说明宽频带数字地震资料对于地震震源复杂性研究的作用和意义。

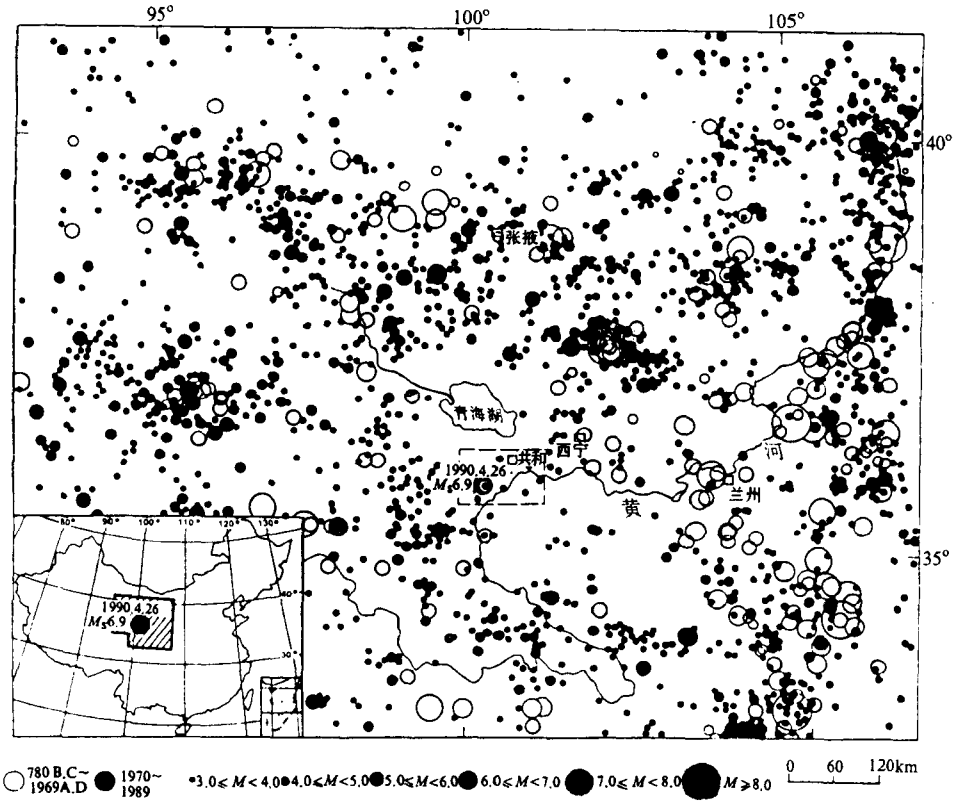


图 5.5 1990年 4月26 日青海共和 M_S6.9 地震震中位置和周围地区的地震活动性(780B. C. ～1989A. D.)。图中虚线矩形相应于图 5.6 中的细虚线矩形所表示的范围

1990年4月26日，在我国青海省共和县发生了一次破坏性地震（图 5.5)。这次地震的震中位置是：纬度 φ=35.986°N，经度 λ=100.245°E，震源深度 h=8 km ,发震时间 O=09h37 m15 sUTC(17 h37 m15sBT)，震级 M_S=6.9。地震震中位于青藏高原东北部的共和盆地内，靠近盆地的南部边缘。在这次地震发生之前，共和盆地及其周围地区近期的地震危险性并不引人注目。历史上，这个地区未曾有过 6.0级以上地震的记载（1900年以前）或地震仪器的记录(1900～1989年)；其近期(1970年以来）的微震活动水平，与青海全省的平均地震活动水平相比，也是很低的（图 5.5)。在青海省的地震烈度区划图上，共和盆地的烈度是Ⅵ度，还不及盆地周围的地区如兴海、同德等地的烈度（Ⅷ度)高(曾秋生，1990、1991)。

这次地震造成126人死亡，受伤人数超过2000人。强烈的地震动使极震区内的建筑物全部倒塌，震中烈度 I_0=Ⅸ。青海全省、乃至震中以东约 300 km 的甘肃省兰州市以及震中以北约 360 km 的张掖均有震感(图 5.6)。

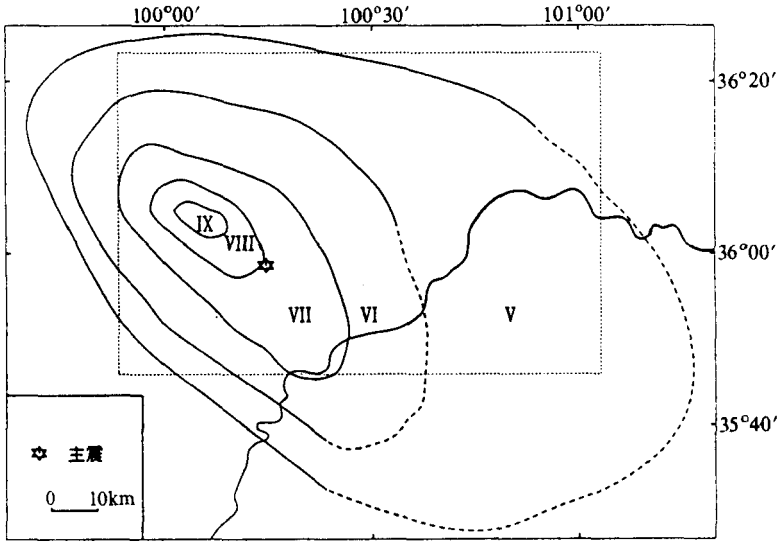


图5.6 青海共和地震的等震线

对这次地震的震源机制与发震构造，已有一些研究工作（曾秋生， 1990 ;涂德龙，1990)和常规的测定结果(Person，1991；Dziewonski et al. ，1991)。但是，结果比较分散，特别是对于这次地震的震源机制与发震构造尚无共识。然而有一点是公认的，即这次地震的震源过程相当复杂，可资利用的观测资料对于震源机制解的约束很差(Person，1991)。

为了阐明发生于青藏高原东北部的这次较大地震的震源过程的复杂性，我们利用中国数字地震台网(CDSN)记录到的宽频带(BB)地震波形资料反演了共和地震的矩张量，求得了共和地震断层面上的滑动量随时间的变化，研究了共和地震的震源过程。

设震源位于坐标原点 O。当所关心的波长远大于震源的尺度时，位于 r 处的观测点在 t 时刻的弹性动力学位移为

$$u_i(r,t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{ij,k}(r, t-t'; O, 0) M_{jk}(O, t')\mathrm{d}t' \tag{5.112}$$

式中 $G_{ij,k}(r, t; O, 0)$是格林函数 $G_{ij}(r, t; O, 0)$对源点坐标 x'_k 的偏导数；$M_{jk}(O, t)$是地震矩张量。式(5.112)可以写成

$$u_i(r, t) = G_{ij,k}(r, t; O, 0) * M_{jk}(O, t) \tag{5.113}$$

在频率域中，上式变为

$$u_i(r, \omega) = \hat{G}_{ij,k}(r, O; \omega) \cdot \hat{M}_{jk}(O, \omega) \tag{5.114}$$

式(5.112)和(5.114)简单明了地表示了地动位移、震源和传播路径效应三者之间的线性关系。基于这些关系，我们用广义反射、透射系数矩阵法（Kennett，1983)和离散慢度积分法合成地震图，从而计算格林函数的偏导数 $G_{ij,k}$，然后，将格林函数的偏导数与仪器响应褶积。我们使用了中国数字地震台网(CDSN)记录的宽频带(BB)地震体波资料，在频率域中进行矩张量反演，得出共和地震的矩张量解，然后在主轴坐标系中的将矩张量作如下分解：

$$\mathbf{M} = P\mathbf{I} + M_0\mathbf{D} + C\mathbf{L} \tag{5.115}$$

式中

$$P = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3) \tag{5.116}$$

$$M_0 = \frac{1}{2}(M_1 - M_3) \tag{5.117}$$

$$C = \frac{1}{6}(2M_2 - M_3 - M_1) \tag{5.118}$$

分别为爆炸源 $\mathbf{I}$，纯剪切位错源 $\mathbf{D}$ 和补偿线性矢量偶极源 $\mathbf{L}$ 的强度，式(5.116)～(5.118)中，$M_1 > M_2 > M_3$是矩张量的本征值。

图 5.7是由宽频带地震体波得到的共和地震的矩张量解。图中每一个地震台的记录均用粗实线表示，由矩张量解计算得到的合成地震图由细实线表示，每幅图的最大振幅由曲线右边的数字表示，矩张量解和相应的最佳双力偶解分别如图的中上部的图中的粗线和细线所示。由图 5.7 可见，总的说来，理论计算结果与观测资料符合得相当好。

特别需要指出的是，由宽频带资料反演得到的矩张量解更加清楚地反映了共和地震的复杂的破裂过程。图 5.7 中部的曲线表示了纯剪切分量 D的数值（标量地震矩）M_0 作为时间函数的变化。由图中的震源时间函数可以清楚地看出这次地震由至少三次规模相当的事件构成，第一次事件(0～14.0 s)是发生于走向 108°断层上的左旋-逆断层，第二次事件(14.0～29.0 s)是发生于走向 153°断层上的走滑为主的左旋-逆断层，第三次事件(29.0～52.0 s)则是发生于走向 102°断层上的以走滑为主的左旋-正断层。它们的相应的参数如表 5.1 所示。总的地震矩 8.9×10^{18} Nm，与由地形变资料反演得到的结果(9.4×10^{18} Nm)基本一致（赵明等，1992；Zhao，et al.，1993)。

共和地震发生于青海共和盆地南部边缘（图 5.8)。共和盆地及共和北部的青海湖盆地、西宁-民和盆地，西部的柴达木盆地等一系列大型的盆地都是新生代断陷盆地（马杏垣，1987)。盆地内第四纪堆积物厚度在 1000 m 以上，如柴达木盆地内第四纪堆积物厚度达2800m，共和盆地达1200m。在这些盆地的北部是走向北西西的祁连山褶皱带和

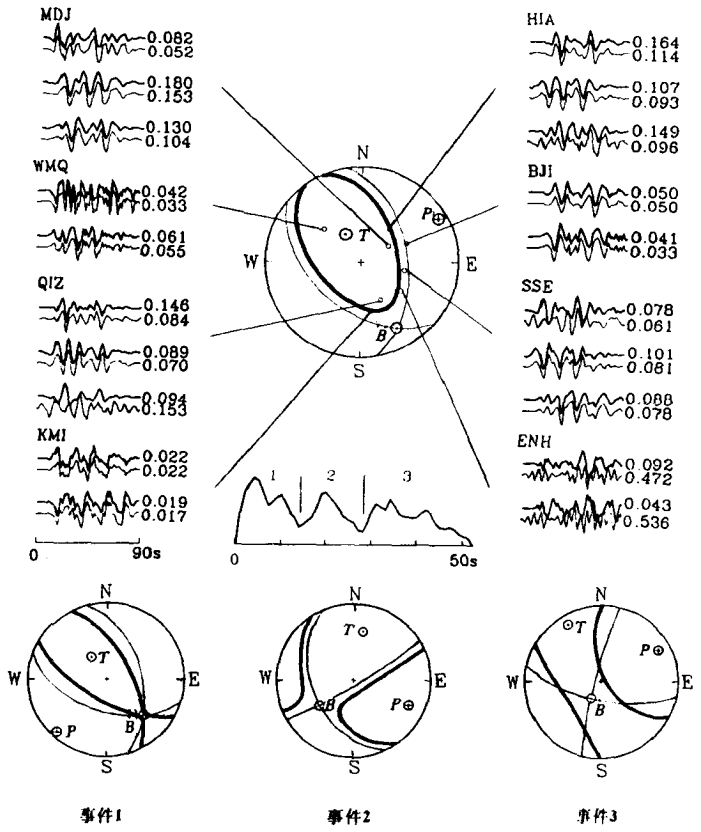


图 5.7　由宽频带地震体波资料得到的 1990 年 4 月 26 日青海共和 M_S6.9 地震的矩张量解、观测与合成地震图、震源时间函数以及构成 M_S6.9 地震的事件 1(0～14.0 s)、事件 2(14.0～29.0 s)和事件 3(29.0～52.0 s)的矩张量解

海原断裂带，南部是走向近东-西至北西西向的昆仑山断裂带，西部是走向北东的阿尔金山断裂带。由上述三条规模宏大的左旋走滑断裂带所界定的柴达木盆地、共和盆地等是现今构造差异运动强烈的地区，这个地区有如一个向北凸出的弯曲状的地块，相对于西伯利亚地块作顺时针旋转(Avouac and Tapponier，1993)。印度板块从青藏高原南面向欧亚板块移动，两大板块在青藏高原的碰撞造成了像喜马拉雅山、天山那样大范围的逆冲带和像阿尔金山、喀喇昆仑山那样规模宏大的走滑断裂。曾融生等（1992)以及曾融生和孙为国(1992）根据青藏高原及其东部邻区的三维地震波速度结构、地震活动性与地震机制资料，提出了印度大陆向欧亚大陆挤入的模式，认为增高的青藏高原下地壳物质沿着破裂的地壳底面向东部邻区青川滇的上地幔软流层下插；青藏地壳物质向东迁移产生了上述规模宏大的东西向左旋走滑断层。Avouac和 Tapponier(1993)根据这些逆冲带的缩短速率的测量值，通过反演得出了柴达木盆地-共和盆地这一向北凸出的弯曲状地块相对于西伯利亚地块作顺时针旋转的结论。但是，在反演中，包括共和盆地在内的 90°E 以东地区的资料并不充足。

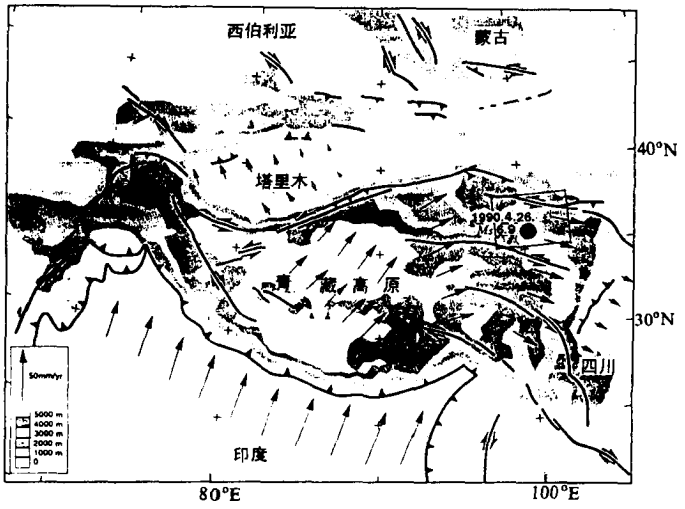


图 5.8　青藏高原大地构造简图[据 Avouac and Tapponnier(1993)]

(图中实线矩形相应于图 5.9 所示的范围)

表 5.1　用宽频带地震体波资料反演得到的青海共和地震的最佳双力偶解和矩张量的分量的强度

事件	最佳双力偶						分量/10^{18} Nm		
	节面 I			节面 II					
	φ_s/(°)	δ/(°)	λ/(°)	φ_s/(°)	δ/(°)	λ/(°)	P	M_0	C
1	108	55	50	344	52	132	−0.62	2.7	0.30
2	153	45	11	55	82	134	0.22	2.3	−0.19
3	102	70	−6	194	84	20	−0.60	3.9	−0.42
1+2+3	130	49	60	351	49	120	−1.00	8.9	0.31

由宽频带地震体波资料反演得到的共和地震的震源机制解证实并加强了青藏高原东北部的构造应力场的压力轴沿接近于水平的北东方向略向上抬起的结论（许忠淮等，1989)，对于曾融生等（1992)与曾融生和孙为国（1992)关于青藏地壳物质东移以及Avouac 和 Tapponnier(1993) 关于柴达木盆地-共和盆地相对于西伯利亚地块作顺时针旋转的结论也是一个有力的支持。共和地震是一次与印度板块和欧亚板块在青藏高原发生的碰撞密切联系的事件：印度板块从青藏高原南面向欧亚板块移动，青藏地壳受到印度地壳物质的挤入后，由于北面塔里木盆地的阻拦，物质向东流动。构造应力场的压应力方向从高原南部的近南北向逐渐转为高原东北部的近北东方向并略向上仰起，形成了走向北西西的大型的褶皱带、断裂带（如祁连山褶皱带、海原断裂带和昆仑山断裂带）发生左旋运动以及柴达木盆地-共和盆地地块相对于周边地区作顺时针旋转运动的动力来源。共和地震则是这个地块南部的共和盆地南部边缘的一条规模不大的北东向隐伏断层在接近于水平的北东向的压应力作用下自北西西朝南东东方向往深部进一步扩展的结果（图 5.8 与图 5.9)。

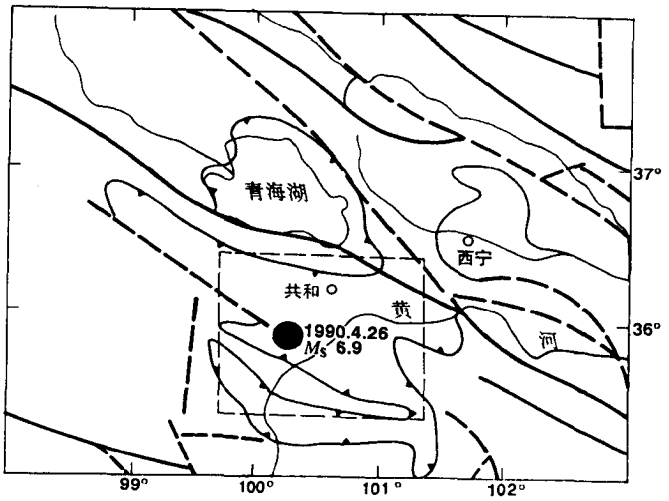


图 5.9　1990 年 4 月 26 日青海共和 M_S6.9 地震震中及其邻近地区的地质构造简图
[据国家地震局地质研究所(1981)](图中虚线矩形相应于图 5.6 所示的范围)

必须指出，这种分辨度较高的结果的获得只有在使用宽频带数字地震记录的情况下才有可能。另一方面，尽管数字地震记录是数字地震学的基础，但是在数字地震学中，仅有数字记录还是远远不够的。从这个意义上讲，数字地震学的问题绝不仅仅是一个观测技术问题。

二、震源时间函数

震源时间函数是描述地震破裂过程的一个重要的物理量。若把地震视为地下岩石的快速破裂，则破裂面上某一点的震源时间函数便是当破裂开始后该点的位错随时间变化的函数关系。许多研究工作表明(Burridge and Halliday，1971；Madariaga，1983；Chen et al.，1987)，破裂面上某一点的震源时间函数与整个震源破裂的动力学过程有着密切的联系。所以，确定震源时间函数将有助于了解发生在震源处的力学过程。鉴于震源力学过程的复杂性，迄今多数研究工作都是从断裂力学的角度出发，根据一定的破裂准则从理论上计算震源时间函数(Knopoff，1981；Madariaga，1983)。显然，这样得到的结果需要由实际地震资料反演得到的结果加以验证。

80 年代以来，人们开始运用实际的地震资料反演震源时间函数。为反演震源时间函数，Kikuchi 和 Kanamori(1982) 引入了迭代反褶积法。他们将地震震源视为由一系列震源机制相同的剪切位错点源所组成，计算出相应于这个模型的理论地震图与实际地震图拟合。运用这个方法时需要先验地假设震源和介质的模型 (Stavrakakis，et，al.，1987)，所以反演结果的好坏将取决于人们对震源和介质的认识程度。为了克服这种方法的局限性，Mueller(1985)采用了直接反褶积法，并将小地震当作近似的格林函数加以使用。直接反褶积法的优点在于无需借助震源及介质模型，方法直接；缺点是这种方法对实际地

震资料的质量要求过于苛刻，其应用范围不容易扩大，而且在反褶积过程中还会因振幅谱相除时分母有时为零或接近于零而造成结果的不稳定性。为克服上述方法的缺点，Niewiadomski和 Meyer(1986)引入了正则化方法。实际上，正则化方法可视为直接反褶积方法的一种推广。在 Niewiadomski 和 Meyer(1986)的工作中，使用的是远场资料，反演中仍需计算理论格林函数。近年来由于观测技术的迅速发展，积累了一些近场强震地面运动的观测资料，这些资料为详细研究地震破裂过程提供了有利的条件。这里以 1985 年 4 月 18 日云南禄劝 $M_S=6.1$ 地震余震观测中得到的部分地震的数字记录资料为例，说明用经验格林函数方法确定较强余震的震源时间函数的方法(Chen et al., 1991)。

(一)确定震源时间函数的基本原理和方法

在弹性介质中，若将震源假定为位错点源，则地面上某一点 r 在时刻 t 的位移 u_i 可以表示成 Áki and Richards，1980)

$$u_i(r,t)=M_{jk}(t)*G_{ij,k}(r,t;r_0,0)*Q(t)*I(t) \tag{5.119}$$

式中 $M_{jk}(t)$为地震矩；$G_{ij,k}(r,t;r_0,0)$为格林函数；$Q(t)$，$I(t)$分别代表介质的衰减因子和仪器的响应。如果 $M_{jk}(t)$可以表示成

$$M_{jk}(t)=M_{jk}s(t) \tag{5.120}$$

则可以将式(5.119)写成

$$u_i(r,t)=s(t)*B(t) \tag{5.121}$$

其中

$$B(t)=M_{jk}G_{ij,k}(r,t;r_0,0)*Q(t)*I(t) \tag{5.122}$$

式(5.121)可以看作是从希尔伯特空间 S 到希尔伯特空间 U 的一个变换 A：

$$As=u \qquad s\in S \qquad u\in U \tag{5.123}$$

s和 u分别是上述两个空间中的向量。今考虑一个近似变换 A_h

$$A_hs=u_\varepsilon \qquad \|A_h-A\|\varepsilon<h \qquad \|u_\varepsilon-u\|U<\varepsilon \tag{5.124}$$

并定义一个函数 $M^a[s]$

$$M^a[s]=\|A_hs-u_\varepsilon\|^2+a\|s\|^2 \qquad a\geqslant 0 \tag{5.125}$$

式中 $\|A_hs-u_\varepsilon\|^2$ 定义于 $L^2[a,b]$空间；为了保证 $a\|s\|^2$的一阶导数也为小量，将其定义在 $W_2^1[a,b]$ 空间。由式(5.121) 和(5.125)不难看出

$$M^a[s]=\|B(t)\cdot s(t)-u(t)\|^2_{L^2[a,b]}+a\|s(t)\|^2_{W_2^1[a,b]} \tag{5.126}$$

根据 Parseval 定理，可以用傅氏系数将式(5.126)表示为

$$M^a[s]=\frac{1}{(b-a)}\sum_{m=0}^{N-1}[|\tilde{B}_m\tilde{s}_m-\tilde{u}_m|^2+a(1+\omega_m^2)|\tilde{s}_m|] \tag{5.127}$$

其中

$$\omega_m=\frac{2\pi m}{b-a}, \qquad m=0,1,2,\cdots,N-1 \tag{5.128}$$

令 $M^a[s]$对 $\tilde{s}_m$ 的微商等于零：

$$M^a[s]=2(A_h^*A_hs-A_h^*u_\varepsilon+a_s) \tag{5.129}$$

式中 A^* 是 A的伴随算子，可得

$$\tilde{s}_m = \frac{\tilde{B}_m^* \cdot \tilde{u}_m}{\tilde{B}_m^* \tilde{B}_m + a(1+\omega_m^2)} \tag{5.130}$$

$\tilde{B}_m(\omega)$，$\tilde{u}_m(\omega)$，$\tilde{s}_m(\omega)$分别为 $B(t)$，$u(t)$，$s(t)$ 的离散傅氏系数谱。对式(5.130)进行傅氏反变换，即可得震源时间函数

$$s(t) = F^{-1}(\tilde{s}(\omega)) \tag{5.131}$$

当 $a=0$ 时上述方法便退化为直接的反褶积法。

式(5.110)～(5.131)中的 $u(t)$ 表示位移，它可以从实际的地震资料得到；$B(t)$为时间的函数，一般是根据一定的地层模型计算得到的（Niewiadomski and Meyer，1986）。由于常常不知道实际的介质情况，所以要想得到 $B(t)$是很困难的。为此，可将在大地震震源处发生的小地震的位移 $u(t)$看作 $B(t)$。由于两个地震发生在同一地点，所以，它们的格林函数是相同的，介质的衰减特性也是一样的。也就是说，若两个大小不同的地震满足下列条件：①震源位置相同；②震源机制相同；③较小的地震充分小，以致可以将其近场震源时间函数近似地看成是亥维赛单位阶跃函数，也即将其远场震源时间函数近似地看成是狄拉克 δ-函数；④两个地震为同一仪器所接收，则可以用小地震的 $u(t)$近似地代替 $B(t)$(这样做的结果是只差一个表示较大地震和较小地震的标量地震矩之比的常数因子)，然后，对式(5.130)作反变换就可以得到较大地震的远场震源时间函数 $s(t)$。

(二)应用举例 禄劝地震部分余震的震源时间函数

1. 禄劝地震

1985年4月18日，云南省禄劝县发生 $M_S=6.1$ 地震，这是一次主震-余震型地震（刘正荣、陈敬，1986）。这次主震之后的18天里(1985年4月18日至5月5日)共发生 $M_L \geqslant 2.0$的余震200余次。这次地震的主震位于25.850°N，102.817°E。根据王兴辉搜集的云南省地震传输台网的P波初动资料，可以计算出这次主震的震源机制解(图5.10)。从图5.10可以看到P波初动呈四象限分布，说明这次地震的震源以剪切位错成分为主。主震两个节面的参数都在图中标出。可以看出，节面Ⅱ的走向与现场实际断层的走向是一致的（图5.11a）。刘正荣和陈敬(1986)认为这次地震就发生在这条断层上。从4月26日至5月5日，王培德等(1993)用DCS-302宽频带数字加速度地震仪记录到了部分余震。吴明熙等(1990)对其中的28个有三台以上记录的地震进行了精确定位［参见吴明熙等(1990)的表1］。这28个地震震级最大的为 $M_L=4.8$，震级最小的为 $M_L=1.8$。图5.11(a)

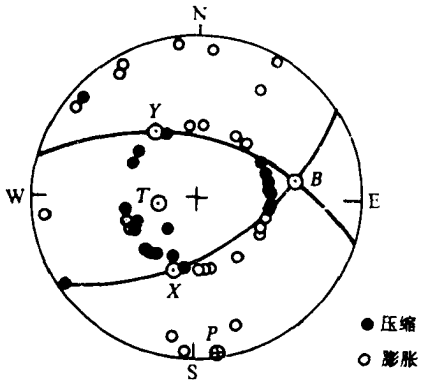


图 5.10　1985年4月28日禄劝 $M_S=6.1$ 地震主震震源机制解

	走向	倾角	滑动角		方位角	出射角
节面Ⅰ	236.3°	51.6°	55.8°	P 轴	169.7°	1.1°
节面Ⅱ	103.9°	49.6°	125.3°	T 轴	262.0°	63.8°
				B 轴	79.2°	26.1°

给出了主震和这 28 个余震的震中分布。

利用上述精确定位的地震确定了这一地震序列的综合断层面解。图 5.11b 是用 4 个台记录到的 30 个余震的 P 波初动资料得到的综合断层面解。求解综合断层面解所用的数据点为 75 个，总共用了 30 个余震的资料，矛盾比为 20%。可以看出，P 波初动的四象限分布还是比较好的，也就是说，这些余震的震源以剪切位错为主，且机制相近，源的膨胀分量要小些。综合断层面的节面 I 的走向为 81.9°,倾角为 59.3°,节面 II 的走向为 186.8°,倾角为 66.6°；无论哪一个节面是真正的断层面，断层都具有逆断层的分量。对比主震的断层面解和由余震的 P 波初动得到的综合断层面解后不难发现两者是相似的，因此可以认为，所研究的这些余震多数与主震具有相同的机制。此外，这些余震分布在尺度约 10 km 的范围内，在这样小的区域内有这么多的余震，而且其机制又相近，则挑选出两个发生在“同一”地点的地震的可能性就较大。从源的尺度来看，这些余震的震源半径都比较小。这种情形也有利于提高反演的质量。

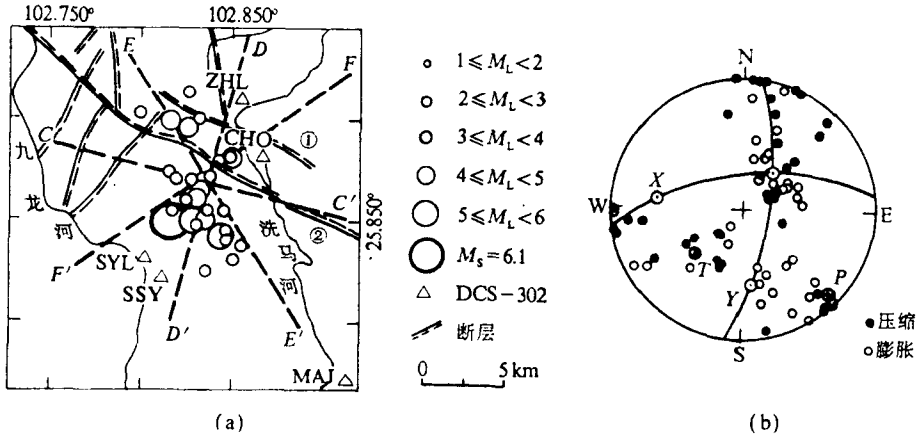


图 5.11 禄劝地震部分余震震中分布图(a)和综合断层面解(b)

	走向	倾角	滑动角		方位角	出射角
节面 I	81.9°	59.3°	152.5°	*P* 轴	132.9°	4.6°
节面 II	186.8°	66.6°	33.8°	*T* 轴	225.8°	39.9°
				B 轴	37.5°	49.7°

2. 部分余震的震源时间函数

临时记录台网的台距约为 20 km。由于近场地震资料携带更多的有关震源的信息，而且震相比较简单，所以对于确定地震的震源时间函数比较有利。还有一点应当指出的是，近场地震资料通常是由宽频带地震仪得到的，使用这样的资料更有利于了解地震破裂过程。

在实际的反演计算中，可以直接用加速度 $a(t)$代替位移 $u(t)$进行反演，不难证明，对于公式(5.130)这种替代是等价的。反演中选取参数 α 约为 10^{-11}。此外，由于场地记录条件的限制，加速度记录中混入了许多高频成分，造成高频部分的信噪比下降，导致了

结果的不稳定性。为了消除这一影响，可以加入一个频带从 0.5 Hz 到 13.0 Hz 的带通滤波器。从了解震源破裂过程的角度，取这样的频率范围目前已经够用。为了突出震源时间函数的这一部分信息，又在频率域中加入了三点滑动平均。可以证明，这样处理的结果可以起到压抑信号时间段以后的噪声的作用，而对主要信号不产生影响（Weaver，1983）。此外，为了消除由带通滤波产生的“截断效应”，在频率域中加入了适当的窗。考虑到应使窗在时域产生的负瓣最小，在数据处理中采用 Blackman 窗。反演结果中除了能得到较大地震的震源时间函数外，同时还能得到该地震与较小地震的标量地震矩的比值。

表 5.2 禄劝地震部分余震的震源参数

组号	地震序号*	日期（年-月-日）	发震时间（时：分：秒）UTC	震源位置		深度/km	震级 M_L	地震矩/10^{16}Nm	震源半径/km	上升时间/s	震源破裂速度/km·s^{-1}	质点运动速度/cm·s^{-1}	台站数
				φ/°N	λ/°E								
Ⅰ	20	1985-05-01	13：08：28.1	25.865	102.831	9.6	3.5	0.14	0.21	0.12	1.75	13.7	3
	8	1985-04-29	04：42：46.9	25.860	102.824	8.5	2.2						
Ⅱ	18	1985-05-01	11：05：52.7	25.862	102.830	9.4	3.2	0.086	0.21	0.10	2.10	10.4	3
	8	1985-04-29	04：42：46.9	25.860	102.824	8.5	2.2						
Ⅲ	13	1985-05-01	08：59：04.8	25.849	102.829	4.1	4.8	1.8	0.38	0.41	0.93	15.7	1
	**	1985-05-01	08：42：04.4	25.849	102.829	4.1	2.9						
Ⅳ	**	1985-05-01	08：16：50.9	25.840	102.844	5.0	4.2	0.27	0.27	0.28	0.96	7.0	2
	**	1985-05-01	08：41：39.1	25.839	102.846	5.0	3.0						

根据上述方法反演了一些较强余震的震源时间函数。作为举例，表 5.2 给出了反演得到的 4 个较强余震的参数，为反演而选用来配对的地震参数也列在表 5.2 中。4 个较大地震中，震级最大的为 $M_L=4.8$，震级最小的为 $M_L=3.2$；震源最深的为 9.6 km，震源最浅的为表层地震，其震源深度为 0.0 km。需要说明的是，表中所列震中位置和震源深度，仅用作参考，这是因为虽然其误差不大（约 ±2.0 km），但仍超过了我们通过数字实验求得的允许偏差的最大限度（±0.1 km）。在较小的地震中，震级最大的为 $M_L=3.0$，震级最小的为 $M_L=2.2$。当震级较小时，记录波形中会出现丢头现象，记录比较完整的只是 S 波，这样相对于较大的地震来说，就相当于将小地震的整个波形向左移动。时域里整个波形的移动虽然对功率谱没有影响，但对相位谱却有影响。在这种影响下作五点滑动平均会对信号产生压抑作用。因此在进行反演时，凡是出现这种情况，我们就将较大地震的数据进行预处理，去掉其多于较小地震的部分。同样，为了减小这种截断产生的影响，我们在时域中也加入了 Blackman 窗。

使用带通滤波器，在被反演的地震震级不大（或者说震源过程的持续时间较短）时会产生一种假象。例如反演中选取的是 1024 点的快速傅氏变换（FFT），加入带通滤波器后，在频率域中实际用的是 124 点，而这个宽度的 Blackman 窗经过反变换，在时域中是一个宽度约为 0.1 s 带负瓣的脉冲，其形状与震源时间函数相似。为了证实所得反演结果的真实性，我们在不作带通滤波和滑动平均的情况下进行反演，求得比较粗略的结果。在判定所得结果正确时，再加入带通滤波和进行滑动平均以改善反演结果。由于较宽的窗函数在时域里导致的脉冲较窄，因此不难鉴别出正确的结果。以下是这 4 个地震的反演结果。

(1) 1985年 5 月 21 日13 时 08分 28.1 秒 $M_L=3.5$ 地震的反演结果。

这次地震在 3 个台的记录均比较好。图 5.12(a)给出了这次地震在 3 个台的加速度记录，从图中可以看出，P 波与 S 波的震相都非常清晰。图 5.12(b) 中还给出了用作格林函数的地震，震级为 $M_L=2.2$。不难看出，两个地震的波形基本相似，图 5.13a 是分别用 3 个台的资料反演得到的震源时间函数，图 5.13(b)是所有这些结果的平均。可以看出，由 4 个台的记录分别得到的结果是一致的。用这个结果与经验格林函数进行褶积，得到该地震的合成地震图 (SYN)。为了比较，下面给出了经过滤波(0.5～12.5 Hz)的实际观测地震图 (OBS) 。图 5.13(b) 表示的是远场震源时间函数，它等价于近场震源时间函数的导数，前者与断层面上两盘质点的运动速度相联系；后者与断层面上质点的位移(位错)相联系。从结果中可以看到，这次地震的震源时间函数形状比较简单，近乎于一个单脉冲，其表征震源持续时间长短的上升时间 τ 也较小，为 0.12 s。表明这次较小地震震源的破裂过程除了持续时间短外，震源的破裂方式也较为简单。这与地震破裂理论的结果是一致的。特别需要指出的是，分别由 3 个台 3 个分量独立求出的 9 个震源时间函数的结果其形态十分相似，有力地表明了反演结果的可信性，它不可能是一种随机结果。

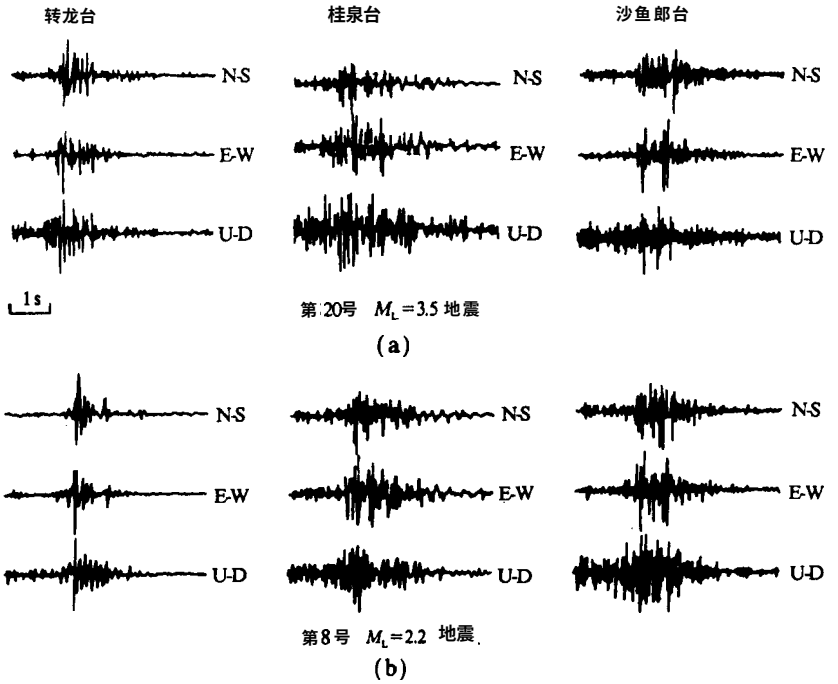


图5.12 第 20号地震(a)和第 8号地震(b)的加速度记录图

(2) 1985 年 5月 1 日 11时 05 分 52.7秒 $M_L=3.2$ 地震的反演结果 。

这也是一个震级较小的地震，它共有 3 个台的较好的记录，用这 3 个台的资料，反演了这次地震的震源时间函数，图 5.14 是这 3个台的平均结果和合成地震图 (为简单起见，以后不再将结果一一给出，而只给出平均的震源时间函数)。从图 5.14 中可以看到，震源时间函数的形态比较简单，上升时间也较短 ($\tau=0.10$ s)，这表明该地震的震源破裂

过程也是十分简单的，这和上面的反演结果是一致的。

(3) 1985 年 5 月 1 日 08 时 59 分 04.8 秒 $M_L=4.8$ 地震的反演结果。

该地震是禄劝地震近场观测中记录到的所有余震当中震级最大的一个，共有 3 个台的较好的记录。用这 3 个台的资料，反演了这次地震的震源时间函数，图 5.15(a)是 3个台的平均结果，图 5.15(b)是转龙台的观测与合成地震图。从结果中发现，震源时间函数除上升时间较大外（$\tau=0.41$ s），其形态也比较复杂，表现出了明显的阶段性。需要着重指出的是,分别由 3个分向独立得到的结果都表现出了一致的阶段性。这一结果表明，在震源的破裂过程中，其破裂速度出现了增加、减小反复出现的情况，表明该地震的震源破裂过程是比较复杂的。这一点也可以从物理上予以理解：地震震级越大，震源的破裂尺度一般也越大，地震破裂过程更容易因障碍体和凹凸体的存在而变得复杂。

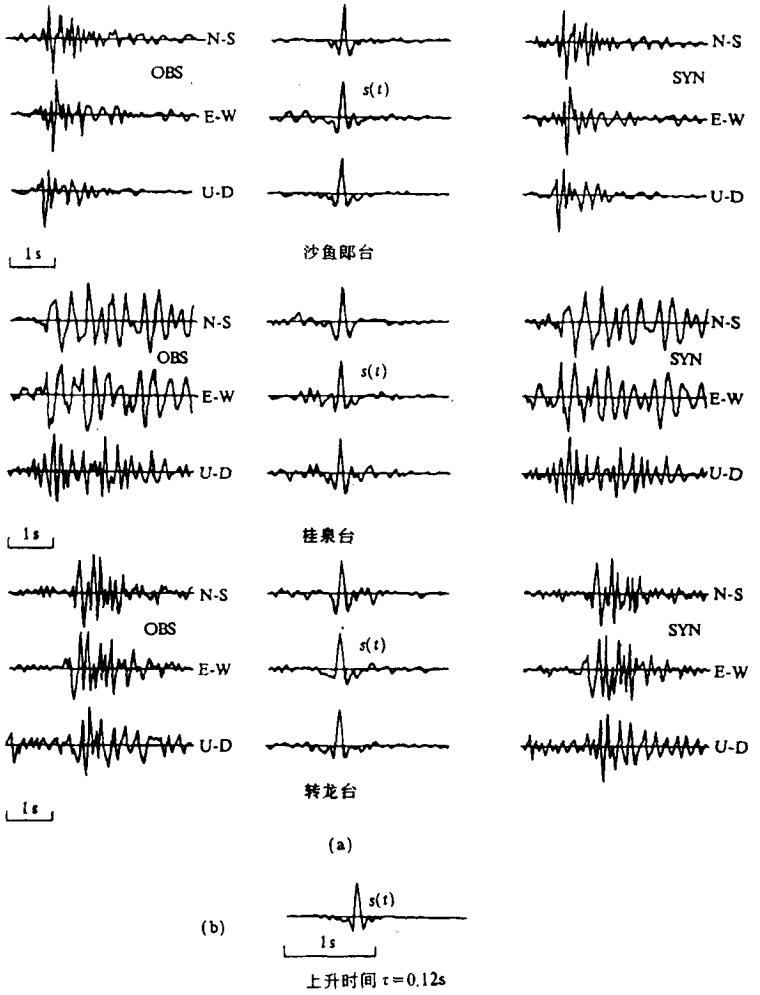


图 5.13 $M_L=3.5$ 地震的震源时间函数反演结果
(a)由实际地震加速度记录求得的位移图(OBS)，震源时间函数 ($s(t)$)
与合成地震图(SYN)；(b) 平均的震源时间函数

(4) 1985 年 5 月 1 日 08 时 16 分 50.9秒 $M_L=4.2$ 地震的反演结果。

这次地震也是记录到的余震当中较大的一个。图 5.16(a)是分别由转龙台和马街台反演得到的震源时间函数的平均结果，$\tau=0.28$ s，图 5.16(b)是观测与合成地震图。在由两台三分向记录所得到的 6个结果中，震源时间函数的形态是一致的，都显示出这个地震的震源破裂过程也具有明显的阶段性。

结合上述 4个地震的结果，可以得出这样的结论：较小地震的震源破裂过程比较简单，其震源时间函数基本上为一简单的脉冲，较大地震的震源破裂过程除持续时间较长外，其破裂方式也较为复杂，表现为震源的错动具有明显的阶段性。这一结果表明，该地区余震的破裂方式是比较复杂的。如何定量地解释这一现象，以及这种现象是否具有普遍意义，则需要进行震源理论方面的深入研究。

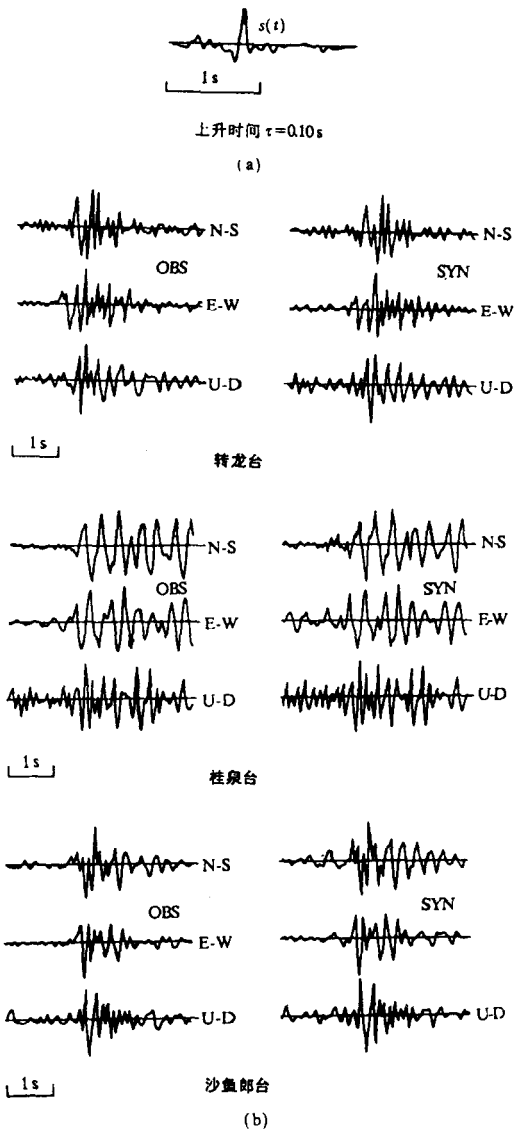


图 5.14 $M_L=3.2$ 地震的震源时间函数反演结果
(a)平均的震源时间函数；(b)由实际地震加速度记录求得的位移图(OBS)与合成地震图(SYN)

3. 震源破裂面上的平均质点运动速度和破裂速度

根据王培德等(1993)给出的禄劝地区部分余震的震源参数和我们的反演结果(表 5.2)，依照 Brune(1970) 模式，我们近似估计了这 4个余震的震源破裂速度和地震断层面上质点运动的平均速度。作为一种近似，可以假定上升时间 τ 与地震破裂过程的破裂时间相同。从表 5.2 中可以看到，所得到的震源破裂速度约为 1～2 km/s，小于这一地区的平均 S 波速度 (3.8 km/s)。这个结果与目前的震源理论的估计是一致的。

此外，根据 Brune(1970)震源模式，有

$$M_0=\mu A\overline{D} \tag{5.132}$$

式中 M_0 为地震矩；μ 为剪切模量；$A=\pi r^2$ 为破裂面面积；r 为震源半径；$\overline{D}$ 为平均位

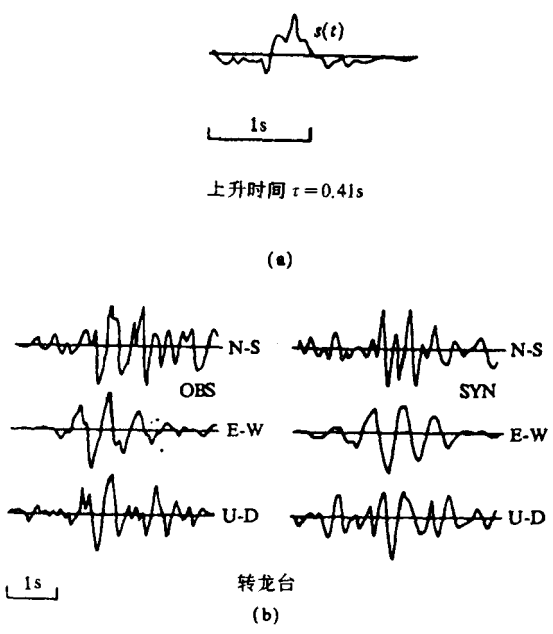


图 5.15 $M_L=4.8$ 地震的震源时间函数反演结果
(a)平均的震源时间函数；(b) 由实际地震
加速度记录求得的位移图(OBS)
与合成地震图(SYN)

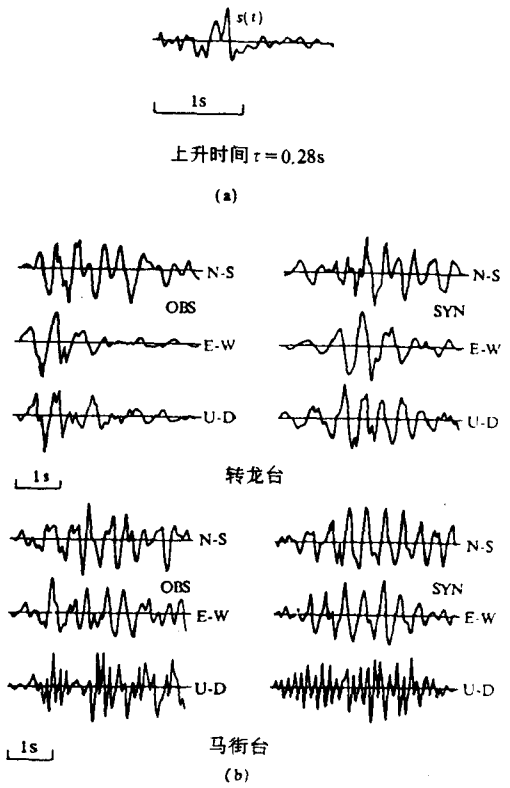


图 5.16 $M_L=4.2$ 地震的震源时间函数反演结果
(a)平均的震源时间函数；(b) 由实际地震
加速度记录求得的位移图(OBS)
与合成地震图(SYN)

错量。据此可以估计出震源破裂面上的质点运动的平均速度为

$$v=\frac{\bar{D}}{2\tau}=\frac{M_0}{2\mu A\tau} \qquad (5.133)$$

从表 5.2 所示的结果可以看出，地震破裂面上质点运动的平均速度最大为 15.7 cm/s，最小为 7.0 cm/s，无明显的差别。此外，地震破裂面上质点平均速度与震级也没有显示出有某种联系。

结果表明，小地震的震源时间函数为一简单的脉冲，而较大地震的震源破裂过程则具有明显的阶段性，显示出了这一地区余震破裂方式的复杂性。

经验方法是地震学中常用的一种分析方法。这种方法的实质在于把一部分“计算”交给大自然去完成。在模拟地震记录的时代，这种方法的应用受到相当大的限制，数字记录和数值计算的引入使这类方法在地震学中得到愈加广泛的应用，并成为数字地震学中的一个常用的分析方法。

三、震源过程的层析成像

层析成像问题所涉及的物理现象可以用一个变换对来表述。考虑一个二维空间中的函数 $f(x)$，其中 x 是二维空间中的位置矢量．函数

$$\hat{f}(L)=\int_L f(x)\mathrm{d}s \tag{5.134}$$

称为 $f(x)$的 Radon 变换,简记为 RT ,这里 L 可以是直线或其他类型的曲线。层析成像问题就是已知 $\hat{f}(L)$,求 $f(x)$,或者说求 RT 的反变换。与地震现象有关的层析成像问题可以大致分成两类：地球内部结构的层析成像和震源层析成像。其中地球内部结构的层析成像—— 目前主要是用不同台站记录到的来自不同地震的不同震相的到时来反演地球内部结构的二维或三维图像——在传统地震学中也是能够做到的，唯一的要求是足够的“采样点”密度和可以接受的到时读取精度（用波形资料进行地球内部结构的层析成像，目前并不是一个成熟的研究领域）。然而，震源层析成像却只有在宽频带地震学发展起来之后才成为可能。因此从地震学发展史的角度看，地球内部结构的层析成像是传统地震学研究的‘登峰造极’,而震源过程的层析成像研究则是‘现代’数字地震学的开始。

（一）关于震源的物理描述的几个重要的基本概念

在天然地震的震源的物理描述中，有几个重要的基本概念是需要从一开始就非常明确的。做到这一点在传统的地震学研究中并不是必不可少的，因为传统的地震学研究对于震源的时空过程的观测，其分辨度还是很低的。在这种情况下，很多并不相同的概念“退化”为一件事情。

1. 关于平面断层

在传统地震学研究中，通常把地震的震源作为一个“点”源，震源的几何形状是无需讨论的。在宽频带地震学中，由于对震源的观测的分辨本领的提高，“点”源不再是一个合适的假定。这时对于震源的几何形状的讨论就成为必不可少的了。

在关于地震的直接成因的断层模式中我们假定在地震时所有的非弹性应变变化只局限于表面为 Σ 的、非常狭窄的、几乎是扁平的体积内。正是基于这个假定，我们才能用通过断层表面的位移间断—— 位错来表示震源。在断层模式中我们还假定，断裂发生于巨大的压应力下，因此在断层面上只发生剪切位移的间断即滑动。在断层模式中我们还常常假定断层面是平面，这个假定大体上符合许多浅源的地壳地震的断裂的观测事实。对于发生于深部的、地表见不到断裂的地震来说，也常常不得不假定断层面是平面。这个假定得到一些观测证据的支持，譬如我们常看到实际断层的地表断裂通常呈线性排列，大地震的余震分布通常呈现为包含主震震源在内的狭窄的椭圆区域，这种特征可以解释为余震发生于主震的断层面上，来自主破裂留下的小障碍体的破裂。对于震源深度 50～700 km 的、发生于上地幔的地震，有时也采用上面的假定。从物理上看，这个假定仅仅是一个假定，至少目前仍是如此。好在我们的注意力主要还是放在浅源地震上。

2. 关于‘点源’

在传统地震学中‘点源’不仅仅是指震源距比震源的线性尺度大得多的情形‘点’源还表述为地震波的波长 λ 远大于震源的线性尺度 L,即 $\lambda\gg L$ 的情况。为了说明这个概念的问题，考虑周期 T 为 20 s 的面波，假定面波的传播速度 c 为 5 km/s (这正是测定 M_S 震级所用的特征信号)。容易算出,这样的地震波的波长

$$\lambda=cT$$

为 10^2 km。我们知道一次 7～8 级大地震的震源尺度也是 10^2 km 的数量级，这样，$\lambda\gg L$

的要求实际上是无法满足的。对于特征周期为 1 s 的、主要用来测定 m_b 震级的体波，这个问题就更为突出。这里，需要考虑的现象并不是对“点源”概念的偏离——传统地震学中的‘有限移动源’的概念，正是基于这种偏离而发展起来的——而是为什么在大多数情况下，“点源”的概念是成立的。讨论这个问题有助于明确在宽频带地震学中应当如何使用‘点源’的概念。

事实上在地震学中，“点源”至少有四种并不完全相同的含义：①当所考虑的特征波长与震源尺度具有相同的数量级时（例如上面提到的 $L\sim10^2$ km，$\lambda\sim10^2$ km 的情况），“点源”指的是与‘质心’的概念类似的矩释放的‘矩心’，正是在这个意义上，一次 8 级地震的“点源矩心矩张量”也可以通过波形反演得到，并且，也具有明确的物理意义：“矩心”的位置便是“点源”的位置；②当所考虑的地震波是初至体波时，尽管所考虑的特征波长甚至比震源的总的特征尺度小，但点源的概念仍旧可以使用，因为这时的“点源”指的是地震破裂的‘起始’(initiation)点，或者称为地震破裂的‘成核’(nucleation)处。从测量的角度说，此时所考虑的特征波长小于震源的总尺度，但仍远大于震源破裂起始处的尺度；③有时一次地震可以看成是由不同的‘子事件’组成的，每个‘子事件’的尺度都远小于所考虑的特征波长。更经常地，这些‘子事件’所形成的‘点源’，标志着不均匀的矩释放的‘矩心’，此时由一系列‘点源’所构成的震源模型，相当于真实的震源破裂过程的一个低分辨度的图像；④值得注意的是，当所考虑的特征波长远大于震源的总尺度时，所有这些差别都不复存在，‘点源’退化成一个真正的‘点’。我们此处的说明则有助于理解，为什么在宽频带地震学中，有时‘点源’的概念看上去被‘延拓’到了似乎已经不再适用的地方。

3. 关于震源时间函数

在传统地震学研究中，“点源”的矩释放过程可以用一个时间函数 $M_{ij}(t)$ 来表示，如果将 $M_{ij}(t)$ 写成

$$M_{ij}(t)=M_{ij}s(t) \tag{5.135}$$

即假定震源是一个同步震源，那么 $s(t)$ 就称为震源时间函数，M_{ij} 是地震矩张量。在均匀各向同性的弹性介质中，点源引起的位移函数可由

$$\begin{aligned}u_i(\boldsymbol{r},t)=&\frac{(15\gamma_i\gamma_j\gamma_k-3\gamma_i\delta_{jk}-3\gamma_j\delta_{ik}-3\gamma_k\delta_{ij})}{4\pi\rho R^4}\int_{R/\alpha}^{R/\beta}\tau M_{jk}(t-\tau)\mathrm{d}\tau\\&+\frac{(6\gamma_i\gamma_j\gamma_k-\gamma_i\delta_{jk}-\gamma_j\delta_{ik}-\gamma_k\delta_{ij})}{4\pi\rho\alpha^2R^2}M_{jk}(t-\frac{R}{\alpha})\\&-\frac{(6\gamma_i\gamma_j\gamma_k-\gamma_i\delta_{jk}-\gamma_j\delta_{ik}-2\gamma_k\delta_{ij})}{4\pi\rho\beta^2R^4}M_{jk}(t-\frac{R}{\beta})\\&+\frac{\gamma_i\gamma_j\gamma_k}{4\pi\rho\alpha^3R}\dot{M}_{jk}(t-\frac{R}{\alpha})\\&-\frac{(\gamma_i\gamma_j-\delta_{ij})\gamma_k}{4\pi\rho\beta^3R}\dot{M}_{jk}(t-\frac{R}{\beta})\end{aligned} \tag{5.136}$$

给出，其中，$e_R\equiv R/R\equiv(r-r_0)/|r-r_0|\equiv\gamma_ie_i$，$r_0$ 为震源的位置矢量。当 R 比所涉及的波长 λ 大得多时，有

$$u_i\sim\dot{M}_{jk} \tag{5.137}$$

但当 R 较小时，式(5.136)中的每一项的相对幅度必须逐项分析，一般说来，不存在可以将其余项忽略的优势项。习惯上，M_{pq} 称为“矩张量”，$\dot{M}_{pq}$ 称为“矩率张量”；$s(t)$ 称为“近场”震源时间函数，$\dot{s}(t)$ 称为“远场”震源时间函数。当“地震”的持续时间很短时，$s(t)$ 表现为一个亥维赛阶跃函数，$\dot{s}(t)$ 表现为一个狄拉克 δ-函数。

当我们用更高的分辨度来观察震源时，震源处的矩释放过程不再简单地是一个时间函数 $M_{ij}(t)$，而是一个时间-空间函数 $M_{ij}(t, r)$。与此相应，“震源时间-空间函数”表示为

$$M_{ij} = M_{ij} \cdot s(t, r) \tag{5.138}$$

如果假定在震源区描述震源上的一点到观测台站的地震波传播及衰减效应的格林函数保持不变的话，那么对于每一个特定的台站，由上述“时间-空间函数”所产生的地动位移与由一个单纯的震源时间函数 $\xi_n(t)$ 产生的地动位移相当，其中下标 n 表示第 n 个台站。下面我们将要看到，$\xi_n(t)$ 实际上可以表示为 $s(t, r)$ 的 Radon 变换。容易理解，对不同的台站来说，$\xi_n(t)$ 是各不相同的。由 $\xi_n(t)$ 重建 $s(t, r)$ 的计算便是震源层析成像的基本内容。严格说来，由 $\xi_n(t)$ 重建 $s(t, r)$ 的计算是一种最简单的震源成像。

在每个台站上“测得”的震源时间函数 $\xi_n(t)$ 称为“视”震源时间函数，如果 $\xi_n(t)$ 是通过经验格林函数方法反褶积得到的，则称其为“相对震源时间函数”。

至此，对于一次天然地震的震源，我们可以有四个不同层次的描述：

①由震源位置和发震时刻给出的“震源”的坐标（φ, θ, h, t）。这是一个“没有结构的”，各向同性的“点”。

②由地震的纯剪切位错矩张量给出的“震源机制解”（φ_s, δ, λ, M_0）。当我们仅考虑各台站记录的到时的时候，这个“有结构、有大小”的点退化为“没有结构”的“点”，（φ_s, δ, λ, M_0）都无法测得；当我们仅考虑各台站记录的符号，而不考虑它的大小的时候，震源的形象是一个“有结构、无大小”的点，此时 M_0 或者震级无法测得。

③由震源时间函数 $\dot{s}(t)$ 给出的“点源运动过程”。当我们对 $\dot{s}(t)$ 进行积分时，所得结果便“退化”为 M_0。

④由震源时间-空间函数 $s(t, r)$ 给出的“震源破裂过程”。当所考虑的特征波长远大于震源尺度的时候，$s(t, r)$“退化”为 $s(t)$。从这个意义上说，较之传统地震学研究来说，我们对于一次天然地震的震源过程的了解的确是大大地详细和深化了。

（二）震源层析成像问题

1. 基本假定与正演问题

弹性介质中的远场位移函数可以表示成

$$u_n = \iint_{\Sigma} m_{pq} * G_{np,q} \, \mathrm{d}\Sigma \tag{5.139}$$

式中 m_{pq} 为断层面上的地震矩密度张量，具有[力][长度]／[面积]的量纲；G_{np} 为格林函数；$*$ 表示褶积。对于剪切位错，有

$$m_{pq}(t, \Sigma) = \mu[\gamma_p(\Sigma)D_q(t, \Sigma) + \gamma_q(\Sigma)D_p(t, \Sigma)] \tag{5.140}$$

式中 μ 为弹性介质的剪切模量；$\gamma_j(\Sigma)$ 为断层面上的法向单位矢量；$D_j(t, \Sigma)$ 为断层面上的剪切位错。假定断层面是一个平面，并且在断层面上的剪切位错沿着同一方向，而

只是大小不同，则此时地震矩密度张量可以写成

$$m_{pq}(t,\ x,\ y) = \mu(\gamma_p W_q + \gamma_q W_p)D(t,\ x,\ y) \equiv m^0_{pq}\mu D(t,\ x,\ y) \tag{5.141}$$

其中

$$D_i(t,\ \Sigma) = W_i D(t,\ \Sigma) \tag{5.142}$$

W_i 为指向位错方向的单位矢量。与此相应 $m^0_{pq}=\gamma_p W_q+\gamma_q W_p$，称为“无量纲单位矩张量”。此时远场位移函数可以写为

$$u_n = m^0_{pq}\mu \iint D(t,\ x,\ y) * G_{np,q}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{5.143}$$

进一步，假定对于远场位移函数，有

$$G_{np}(t) = g_{np}h(t - T) \tag{5.144}$$

式中 T 为走时；$h(t)$为依据一定的结构模型，用理论的或经验的方法计算得到的“基本地震波形”。这个假定意味着我们对震源的性质和震源区结构的性质进行了某种平均。此时对 $G_{np}(t)$求空间偏微商，有

$$G_{np,q}(t) = -g_{np}T_{,q}\dot{h}(t - T) \equiv g_{npq}\dot{h}(t - T) \tag{5.145}$$

$$\begin{aligned} u_n &= m^0_{pq}g_{npq}\iint \dot{h}(t - T) * \mu D(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &= m^0_{pq}g_{npq}\iint h(t - T) * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \end{aligned} \tag{5.146}$$

走时 T 是位置$(x,\ y)$的函数，$T=T(x,\ y)$。围绕一个参考点（例如破裂的起始点或矩心）对 T 做展开，可有

$$T(x,\ y) \cong T_0 + \mathrm{d}T(x,\ y) \tag{5.147}$$

式中 $T_0=T(x_0,\ y_0)$，而相应地，有

$$h[t - T(x,\ y)] \cong h[t - T_0 - \mathrm{d}T(x,\ y)] = h(t - T_0) * \delta[t - \mathrm{d}T(x,\ y)] \tag{5.148}$$

这里 $\delta(t)$是狄拉克 δ—函数。这种处理使得 $h(t-T_0)$项能够移至积分号之外，从而

$$\begin{aligned} u_n &\equiv m^0_{pq}g_{npq}h(t - T_0) * \iint \delta[t - \mathrm{d}T(x,\ y)] * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &\equiv G_n(t - T_0) * \dot{M}(t) \end{aligned} \tag{5.149}$$

其中

$$G_n(t - T_0) \equiv m^0_{pq}g_{npq}h(t - T_0) \tag{5.150}$$

$$\dot{M}(t) \equiv \iint \delta[t - \mathrm{d}T(x,\ y)] * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{5.151}$$

很显然，$\dot{M}(t)$ 就是前面所说的“视震源时间函数”。在后面的讨论中，我们将 $\dot{M}(t)$简记为 $f(t)$。作为一个一级近似，当所选取的参考点$(x_0,\ y_0)=(0,\ 0)$ 时，

$$\begin{aligned} \mathrm{d}T(x,\ y) &\cong \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_0 y \\ &\equiv \Gamma x + \Lambda y \end{aligned} \tag{5.152}$$

此时有

$$f(t,\ \Gamma,\ \Lambda) \cong \iint \delta(t - \Gamma x - \Lambda y) * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{5.153}$$

定义矩率密度函数

$$m(t,\ x,\ y) \equiv \mu \dot{D}(t,\ x,\ y) \tag{5.154}$$

则有

$$\begin{aligned} f(t,\ \Gamma,\ \Lambda) &\cong \iint \delta(t - \Gamma x - \Lambda y) * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &= \iint \delta(t - \Gamma x - \Lambda y) * m(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ &= \iint m(t - \Gamma x - \Lambda y,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \end{aligned} \tag{5.155}$$

式(5.155)是利用‘视震源时间函数’进行地震层析成像计算的基本方程(Nolet，1987)，容易看出，这是一类特殊形式的 Radon 变换。式(5.155)的物理意义可以用一个极其简单的模型来说明，设想整个震源由 A，B 两个点组成，则对‘视震源时间函数’的贡献分别来自 A 和 B 这两个点，如果地震波传播的速度是无限大的，即地震信号是瞬时传播的，那么总的震源时间函数可以简单地表示为 A 点的震源时间函数无相位移动地加上 B 点的震源时间函数。然而实际上地震波传播的速度是有限的，这时的震源时间函数应表示为 A 点的震源时间函数以一定的相位差加上 B 点的震源时间函数，相位差的大小决定于观测点与 A 点和 B 点之间的距离差，或者更确切地说决定于从 A 到观测点的地震信号与从 B 到观测点的地震信号之间的‘到时’差。

如果考虑一个带状的震源，则有

$$f(t,\ \Gamma) = \iint \delta(t - \Gamma x) * \mu \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{5.156}$$

$$= \int \delta(t - \Gamma x) * \mu W \dot{D}(t,\ x)\mathrm{d}x \tag{5.157}$$

式中 $\dot{D}(t,\ x)$ 是对 y 求平均之后的‘平均位移率’；$W = W(x)$ 是‘平均断层宽度’，

$$W\dot{D}(t,\ x) \equiv \int \dot{D}(t,\ x,\ y)\mathrm{d}y \tag{5.158}$$

与上面的讨论类似，可以定义地震矩率的线密度

$$m(t,\ x) \equiv \mu W \dot{D}(t,\ x) \tag{5.159}$$

则此时震源成像问题的基本方程表示为

$$f(t,\ \Gamma) = \int m(t - \Gamma x,\ x)\mathrm{d}x \tag{5.160}$$

这种带状震源模型有两方面的意义。首先，由于上中地壳厚度有限性的限制，较大的地震通常可以用一个带状震源模型来描述——这相当于传统地震学研究中单向破裂的有限移动源模型的推广。其次，带状震源模型具有较为简单的数学形式，不失一般性，我们以下关于震源成像问题的反问题的讨论主要针对这种较简单的模型进行。由于 x 和 y 是对称的，所以二维问题的讨论仅仅是一维问题的一个简单的推广。

2. 频域中的正演问题

在频域中，我们有

$$\underline{m}(\omega, x, y) = \int m(t, x, y)e^{-i\omega t}dt \tag{5.161}$$

其反变换由

$$m(t, x, y) = \frac{1}{2\pi}\int \underline{m}(\omega, x, y)e^{i\omega t}d\omega \tag{5.162}$$

给出。同样的变换亦可对空间坐标进行，比如

$$\bar{m}(t, x, y) = \int m(t, x, y)e^{-ikx}dx \tag{5.163}$$

其反变换为

$$m(t, x, y) = \frac{1}{2\pi}\int \bar{m}(t, k, y)e^{ikx}dk \tag{5.164}$$

三重傅氏变换由

$$\underline{\bar{m}}(\omega, k, l) = \iiint m(t, x, y)e^{-i(kx+ly+\omega t)}dx\,dy\,dt \tag{5.165}$$

给出。显然，当 $\omega=0$ 时，$m(0, k, l)$给出的便是断层面上的静态位移的空间分布。而当 $\omega=k=l=0$ 时 $m(0, 0, 0)$给出的便是标量地震矩。也就是说，与其他的层析成像问题不同，在震源层析成像中，“零频基线”也有明确的物理意义。这是震源层析成像问题的一个独特的性质。

3. 反演问题

为了使我们的讨论简洁一些，不失一般性，考虑带状震源的情况。方程

$$f(t, \Gamma) = \int m(t - \Gamma x, x)dx \tag{5.166}$$

的傅氏变换为

$$\underline{f}(\omega, \Gamma) = \iint m(t - \Gamma x, x)e^{-i\omega t}dt\,dx \tag{5.167}$$

在本节中我们假定 $m(t, x)$具有‘足够好’的性质，以使对时间变量和对空间变量的积分的次序可以互易，实际上，这是一个很强的假定。 由时移定理

$$\underline{f}(\omega, \Gamma) = \int \underline{m}(\omega, x)e^{-i\omega\Gamma x}dx \tag{5.168}$$

如果令

$$k = \omega\Gamma$$

则上式显然可以表示成空间傅氏变换的形式，即

$$f(\omega, \Gamma) = m(\omega, k) \equiv m(\omega, \omega\Gamma) \tag{5.169}$$

若对上式进行傅氏反变换，则有

$$\begin{aligned}\underline{m}(\omega, x) &= \frac{1}{2\pi}\int \underline{\bar{m}}(\omega, k)e^{ikx}dk \\ &= \frac{1}{2\pi}\int \underline{\bar{m}}(\omega, \omega\Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d(\omega\Gamma) \\ &= \frac{1}{2\pi}\int \underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d(\omega\Gamma)\end{aligned} \tag{5.170}$$

考虑到积分变量的符号的变化，定义

$$\underline{m}(\omega, x)=\frac{1}{2\pi}\int\omega\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d\Gamma \qquad \text{当 } \omega>0 \qquad (5.171)$$

$$\underline{m}(\omega, x)=\frac{1}{2\pi}\int(-\omega)\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d\Gamma \qquad \text{当 } \omega<0 \qquad (5.172)$$

或者

$$\underline{m}(\omega, x)=\frac{1}{2\pi}\int|\omega|\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d\Gamma \qquad \text{当 } \omega\neq 0 \qquad (5.173)$$

暂不考虑 $\omega=0$ 时的问题，对上式继续作傅氏反变换，则有

$$\begin{aligned} m(t, x)&=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2\iint|\omega|\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d\Gamma d\omega \\ &=\frac{1}{2\pi}\int d\Gamma\left[\int|\omega|\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega(t+\Gamma x)}d\omega\right] \\ &=\frac{1}{2\pi}\int I(t)*f(t+\Gamma x, \Gamma)d\Gamma \end{aligned} \qquad (5.174)$$

式中 $I(t)$是 $|\omega|$ 的傅氏反变换，用层析成像的语言说，可称为 Radon 反变换的核函数 (inverse Radon kernel，IRK)。

容易看出，二维震源的情况可以表示为上式的简单的推广，即

$$m(t, x, y)=\frac{1}{2\pi}\iint I_2(t)*f(t+\Gamma x+\Lambda y, \Gamma, \Lambda)d\Gamma d\Lambda \qquad (5.175)$$

式中 $I_2(t)$是 ω^2 的傅氏反变换。

式 (5.175)是一个“有问题”的变换。它的“问题”可以用一个更简单的图像来说明。“视震源时间函数”等于“震源时间-空间函数”的时空傅氏变换，即

$$m(\omega, k)=f(\omega, \Gamma) \qquad (5.176)$$

因此一旦知道了(ω, k)空间上每一点的函数值，$m(t, x)$ 即可通过傅氏反变换得到，这也正是前面的一系列演算的物理含义。但是另一方面，

$$k=\omega\Gamma \qquad (5.177)$$

从物理意义上说，$|\Gamma|$有一个上限，这就是地震波传播的慢度（$1/c$)。这个概念通过波矢量的图像很容易得到直观的理解。波矢量可以表示为

$$\boldsymbol{k}=\frac{\omega}{c}\hat{\boldsymbol{e}} \qquad (5.178)$$

其中 $\hat{e}$ 是表示投影的单位向量，因此有 $|k|\leqslant|\omega/c|$。这样，远场“视震源时间函数”在(ω, k)空间中仅覆盖了一部分区域，这部分区域可以用方程

$$|k|\leqslant\frac{|\omega|}{c} \qquad (5.179)$$

来表示。换句话说，即使在最理想的情况下，由上面的变换也仅能重建 $|k|\leqslant|\omega|/c$，即波长大于、等于 $2\pi c/\omega$ 的矩释放的分布。更明确地说，当我们考虑圆频率为 ω 的“单色”信号时，震源层析成像仅能重建波长大于或等于该信号的特征波长的矩释放的分布，这个概念与我们通常的理解是一致的。

4. 离散形式的反演问题

实际上，参数 Γ 和 Δ 都不能连续地变化，因为我们处理的仅仅是一个一个的分立的地震观测点（台站）上的记录。此时的情形，相当于在被积函数上乘上一个采样函数 $\sum\delta(\Gamma-\Gamma_j)\Delta(\Gamma_j)$，其中 δ 是狄拉克 δ-函数，$\Delta(\Gamma_j)$是第 j 个台站处的 Γ 变量的步长，Γ_j 是第 j 个台站上的 Γ 变量的值。在这种情况下，

$$\underline{m}_e(\omega, x)=\frac{1}{2\pi}\int\underline{I}(\omega)[\sum\delta(\Gamma-\Gamma_j)\Delta(\Gamma_j)]\underline{f}(\omega, \Gamma)e^{i\omega\Gamma x}d\Gamma$$

$$=\frac{1}{2\pi}\underline{I}(\omega)[\sum(\Delta\Gamma_j\underline{f}(\omega, \Gamma_j)]e^{i\omega\Gamma_j x}] \tag{5.180}$$

$$m_e(t, x)=\frac{1}{2\pi}\sum\Delta\Gamma_j I(t)*f(t+\Gamma_j x, \Gamma_j) \tag{5.181}$$

为了定义 $\omega=0$ 处的 IRK，将指数项在 $\omega=0$ 附近展开

$$\underline{m}_e(\omega\to 0, x)\cong\frac{1}{2\pi}\underline{I}(\omega)\sum\Delta\Gamma_j\underline{f}(\omega, \Gamma_j)(1+i\omega\Gamma_j x) \tag{5.182}$$

$$\underline{m}_e(0, x)=\frac{1}{2\pi}\underline{I}(0)\sum\Delta\Gamma_j\underline{f}(0, \Gamma_j) \tag{5.183}$$

对上式做对空间变量 x 的积分

$$\int_L\underline{m}_e(0, x)dx=\frac{1}{2\pi}\int_L\underline{I}(0)\sum\Delta\Gamma_j\underline{f}(0, \Gamma_j)dx$$

$$=\frac{1}{2\pi}\underline{I}(0)[\Sigma\Delta\Gamma_j\underline{f}(0, \Gamma_j)]L \tag{5.184}$$

式中 L 为断层长度。从物理上看，应有

$$\int_L\underline{m}_e(0, x)dx=M_0 \tag{5.185}$$

式中 M_0 为标量地震矩。假定

$$f(0, \Gamma_j)=M_0 \tag{5.186}$$

即所有的‘视震源时间函数’的零频极限均为标量地震矩的值。令 $A=\Sigma\Delta\Gamma_j$，则

$$\underline{I}(0)\left(\frac{AM_0L}{2\pi}\right)=M_0 \tag{5.187}$$

$$\underline{I}(0)=\frac{2\pi}{AL} \tag{5.188}$$

若采用原来意义上的震源时间函数，即

$$f(0, \Gamma_j)=1 \tag{5.189}$$

那么

$$\underline{I}(0)=\frac{2\pi M_0}{AL} \tag{5.190}$$

对于离散信号，ω 并不能趋于无穷，而是截止在某个截止频率上。从计算的角度考虑，IRK 函数 $I(\omega)$在 ω 很大时也应以较光滑的方式趋于零，从而避免矩形窗函数带来的混淆。这样，修正的 IRK 函数仅在 ω“不大不小”时表示为 $I(\omega)=|\omega|$，当 $\omega\to 0$ 时，$I(\omega)$ 光滑地趋于 $2\pi/AL$ 或 $2\pi M_0/AL$；当 $\omega\to 2\pi f_N$，其中 f_N 是 Nyquist 频率时，$I(\omega)$光滑地

趋于零。

(三)应用举例:1996 年 2 月 3 日云南丽江 M_S7.0 地震的震源过程

1996 年 2 月 3 日，在云南省西北部的丽江县发生了 M_S7.0 的强烈地震(图 5.17)。根据云南省昆明地震台网测定，这次地震的发震时间是 11 时 14分 18.1秒 UTC(19 时 14分 18.1 秒 BTC)，震中位置是 110.13° E，17.18° N，震源深度 10 km(表 5.3)。主震之后，余震频繁发生。截止到 6 月 15 日，共发生 6.0≤ M_S<7.0 余震 1 次，5.0≤ M_S< 6.0 余震 3 次，4.0≤ M_S<5.0 余震 35 次。地震波及丽江、迪庆、大理、怒江 4 个地(州)

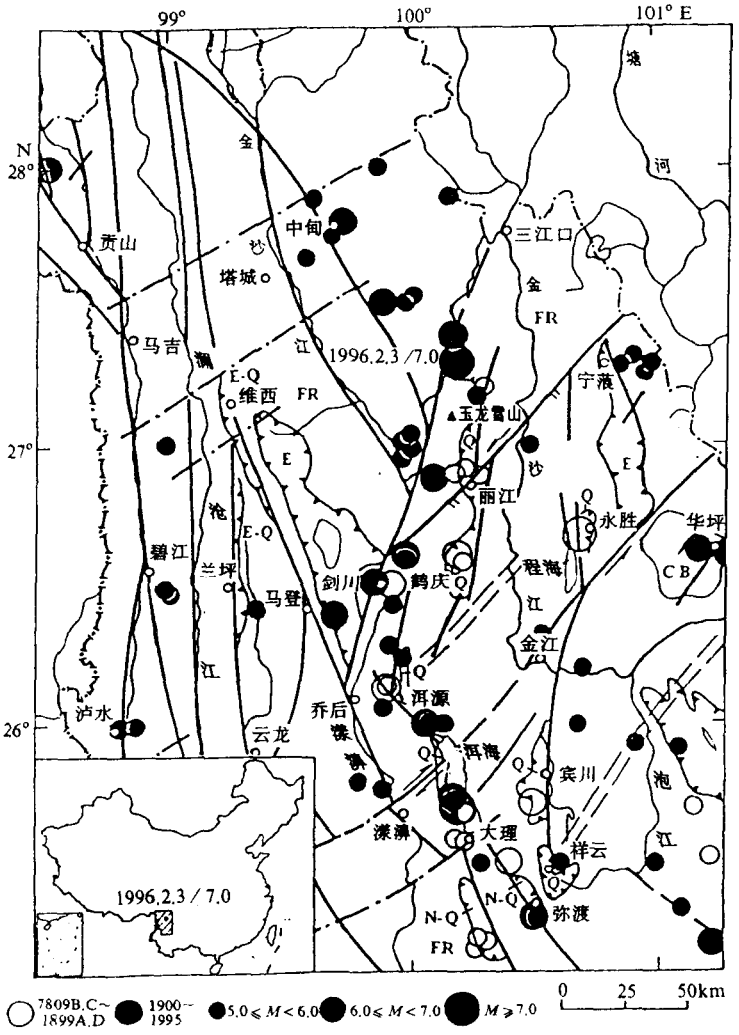


图 5.17 1996 年 2月 3 日云南丽江 M_S7.0 地震震中位置和周围地区的地震活动性(780 B.C.～1995 A.D.)与断裂构造

的 9 个县，震中烈度 I_0 达 Ⅸ度(图 5.18)，丽江县城亦落在极震区内。这次地震造成 309 人死亡，4 070 人重伤，12 987 人轻伤，因房倒屋塌、严重破坏无家可归者达 185 321 人。

地震毁坏各类房屋 6 868 000 m²,严重破坏 32 628 000 m²,中等破坏 75 822 000 m² ,轻微破坏 95 444 000 m²,约 49 000 头牲畜死亡，直接经济损失达 33 亿人民币左右(韩新民等，1996)①。

表 5.3 1996 年 2 月 3 日云南丽江 M_S7.0 地震及其最大余震的震源参数

地震	日 期 (年-月-日)	发震时间 (时:分:秒)	震 级			震中位置		震源深度 /km	测定机构或作者
			M_S	M_W	m_b	经度/°E	纬度/°N		
主震	1996-02-03	11:14:18.1	7.0			100.22	27.30	10	昆明地震台网
		11:14:31.7		6.6		100.31	27.19	18.8	Harvard
		11:14:22.6	6.4	6.5	6.3	100.46	27.25	5	Sipkin
		11:14:22.6		6.4		100.50	27.20	33	Kawakatsu
最大余震	1996-02-04	16:58:06.2	6.0			100.28	26.97	15	昆明地震台网
		16:58:11.3		5.6		100.21	26.72	31.9	Harvard
		16:58:09.2		5.4		100.48	27.04	8	Sipkin
		16:58:09.2		5.5	5.6	100.50	27.10	33	Kawakatsu

张建国等(1996)②于 1996 年 3 月和 5 月两度对地震现场进行考察，仔细研究了这次地震的地表破裂和地表形变的分布。他们发现，丽江地震的地表破坏主要分布在极震区北部的大具盆地往南到极震区中部的黑水一带，再往南到极震区南部的丽江盆地的玉湖、文华一带,全长约 30 余千米的范围内；地表破裂、地震滑坡、崩塌、地面陷落、地表跳石等现象呈断续的宽条带状分布，其中存在两段明显的空白区，各空白区的长度约 10 km。北段地裂缝位于大具盆地南侧，延伸方向是北北东向，具有左旋-右阶的特征，房屋柱脚移动反映位错具有左旋-西升东降的性质；中段地裂缝主要集中在极震区中部偏北的黑水一带，延伸约 1.3 km,表现为左旋-右阶的雁行排列结构，破裂面以向东倾为主，倾角约 70°，破裂带总体延伸方向为北东 20°,宽约 5～8 m,雁列阶区宽 1～3 m,最大水平错距 30～50 cm,最大垂直错距 20～40 cm；南段在极震区南部丽江盆地玉湖、文华一带，延伸方向与黑水一带地表破裂一致。在玉湖、文华一带，还观察到地表跳石现象。地表跳石分布在 0.8 km×0.6 km 的范围内，位于丽江盆地北部的冰川沉积台地和盆地表面，地形非常平坦，西距玉龙山山前断裂数百米。跳石特别集中的部位同时发现地表裂缝和地面局部陷落现象，发生跳动的石块从数十克到数千克不等，均部分地镶嵌于粘土中，跳动距离约数十厘米至数千厘米不等，跳动优势方向在北东东和南东东方向。值得注意的是，地表破裂带的规模及其位错的幅度对于一次 7 级地震而言，均明显地偏小。

图 5.17 同时给出了丽江 M_S7.0 地震及其 $M_L \geqslant 4.0$ 的余震震中分布。由图 (5.17)可见，余震大体上沿南北方向分布，主要集中在南端和北端，中部没有 $M_L \geqslant 4.0$ 地震。

利用全球数字地震台网的资料，一些机构和作者给出了主震和最大余震的矩张量解(表 5.4)。用 P 波初动资料，王绍晋，龙晓帆(1996) ③ 确定了主震和最大余震的震源机制(表 5.5)。为便于比较,表 5.5 列出了王绍晋，龙晓帆(1996)得到的主震和最大余震的断层面解以及由哈佛大学等机构和作者确定的矩张量解得出的最佳双力偶解。

① 韩新民,周瑞琦,王锡财，1996,丽江 7.0 级地震震害分布特征初步研究。

② 张建国,周瑞琦,吴伯黔,周志全，1996,丽江 7.0 级地震地表破裂与形变特性。

③ 王绍晋,龙晓帆，1996，丽江地震序列的震源机制、发震应力场和破裂特征。

表 5.4　云南丽江 M_S7.0 地震及其最大余震的矩张量解（单位：10^{18} Nm）

地　震	日　期 年-月-日	M_{rr}	$M_{\theta\theta}$	$M_{\varphi\varphi}$	$M_{r\theta}$	$M_{r\varphi}$	$M_{\theta\varphi}$	M_0	测定机构或作者
主　震	1996-02-03	−9.30	−1.44	−0.06	0.30	9.36	−2.73	9.8	Harvard
		−4.83	−1.39	−0.39	1.85	5.21	0.93	5.6	Sipkin
		−5.14	−0.92	−0.61	1.46	5.75	−0.63	5.75	Kawakatsu
最大余震	1996-02-04	−2.53	−0.42	−0.15	0.16	2.68	−0.41	0.27	Harvard
		−1.39	0.14	0.00	0.43	1.39	−0.18	0.15	Sipkin
		−2.00	−0.44	0.37	−0.49	1.63	−0.28	0.19	Kawakatsu

表 5.5　云南丽江 M_S7.0 地震及其最大余震的震源机制解和由矩张量反演得到的最佳双力偶解［单位：(°)］

地　震	日　期	节面 I			节面 II			P 轴		B 轴		T 轴		测定机构或作者
	(年-月-日)	走向	倾角	滑动角	走向	倾角	滑动角	方位	倾角	方位	倾角	方位	倾角	
主　震	1996-02-03	186	44		337	50		183	75	349	15	80	4	王绍晋，龙晓帆(1996)
		157	48	−102	353	44	−78	358	81	164	9	255	2	Harvard
		172	56	−111	27	39	−62	33	70	184	17	277	0	Sipkin
		166	54	−101	4	38	−76	35	78	172	9	264	8	Kawakatsu
最大余震	1996-02-04	150	53		17	47		358	65	171	25	262	3	王绍晋，龙晓帆(1996)
		163	48	−102	1	43	−77	6	80	171	9	262	2	Harvard
		180	54	−81	345	37	−102	127	79	355	7	264	8	Sipkin
		157	40	−109	1	52	−75	322	77	172	12	81	6	Kawakatsu

王绍晋，龙晓帆（1996)由 P 波初动符号的分布得到的节面 I 是近南北向（走向 186°)，倾向西，倾角 44°，代表以正断层为主的左旋-正断层。由哈佛大学等用矩张量反演得到的节面 I 也都是走向近南北向（157°～166°)，倾向西，倾角 48°～56°，滑动角 −101°～−111°，即以正断层为主然而是右旋-正断层。至于王绍晋，龙晓帆(1996)由 P 波初动符号的分布得到的节面 II 走向 337°，倾向北东东，倾角 50°，代表以正断层为主的右旋-正断层。由哈佛大学等用矩张量反演得到的节面 II 走向都近南北向，倾角 38°～44°，滑动角 −62～−78°，即以正断层为主然而是左旋-正断层。这些结果比较一致地给出了主震断层面的走向，即无论节面 I 还是节面 II 是断层面，其走向都是近南北向。此外，无论哪一个节面是断层面，这些结果都一致地表明，这次地震是以正断层为主的错动。在这种情况下，需要进一步研究的是，究竟倾向西的节面是断层面，还是倾向东的节面是断层面。

为了从两个可能的节面中选择出真正的断层面，阐明这次地震烈度分布的不均匀性、地表破坏分布的不均匀性、余震分布的不均匀性与地震发生的关系，我们以最大余震的记录作为经验格林函数，利用中国数字地震台网记录的宽频带波形资料，反演丽江 M_S=7.0 地震破裂的时空过程。

1. 用视震源时间函数反演断层面上随时间变化的非均匀滑动分布

在点源近似不成立的情况下，我们把反褶积求得的较大地震的震源时间函数（的时间微商）称作视震源时间函数(ASTF)。如果我们把断层面划分为若干子断层，若对于子断层而言，点源近似成立，则在某一地震台（比如台站 i）观测到的视震源时间函数可以

表示为断层面上所有子断层在计及延迟时间之后的震源时间函数的加权和

$$S_i(t) = \sum_{j=1}^{M} \frac{M_{0j}}{M_0} \dot{s}_j(t - \tau_{ij})$$

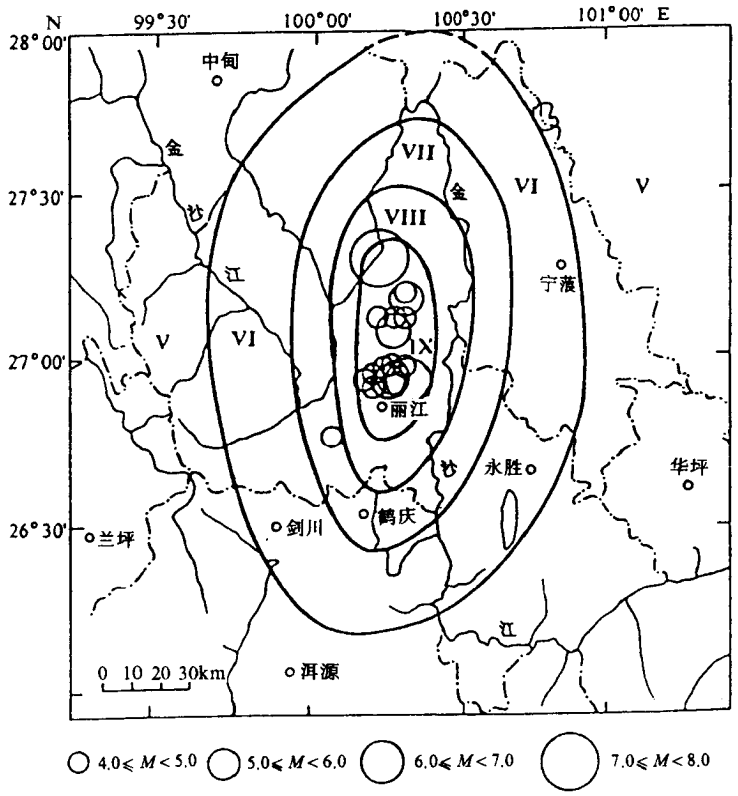


图 5.18 云南丽江地震序列 $M_L \geqslant 4.0$ 地震震中和等震线

式中 M_{0j}为第 j 个子断层的地震矩，$j=1, 2, \cdots, M$

$$\tau_{ij} = \frac{R_{ij}}{v} \tag{5.192}$$

是从第 j 个子断层至台站 i 的延迟时间，R_{ij}是第 j 个子断层至台站 i 的震源距，v 是波的传播速度。令

$$m_j(t) = \frac{M_{0j}}{M_0} \dot{s}_j(t) \tag{5.193}$$

则 $S_i(t)$可表示成(Mori and Hartzell, 1990; Dreger, 1994)：

$$S_i(t) = \sum_{j=1}^{M} m_j(t - \tau_{ij}) \tag{5.194}$$

上式可以表示成子断层的震源时间函数与时间延迟分开的形式：

$$S_i(t) = \sum_{j=1}^{M} \delta(t - \tau_{ij}) * m_j(t) \tag{5.195}$$

式中 $\delta(t)$是狄拉克 δ-函数。

写成矩阵形式，即为：

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{K}\,\boldsymbol{M} \tag{5.196}$$

式中 $\boldsymbol{S}$ 为资料向量，即由台站得到的、归一化了的视震源时间函数的时间微商； $\boldsymbol{K}$ 为由子断层到台站的时间延迟构成的系数矩阵； $\boldsymbol{M}$ 为解向量，即由子断层的震源时间函数的时间微商构成的解向量：

$$\begin{aligned}\boldsymbol{S} = [&S_1(t_1), S_1(t_2), \cdots, S_1(t_L);\ S_2(t_1), S_2(t_2), \cdots, S_2(t_L); \cdots;\\ &S_N(t_1), S_N(t_2), \cdots, S_N(t_L)]^{\mathrm{T}}\end{aligned} \tag{5.197}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{M} = [&m_1(t_1), m_2(t_1), \cdots, m_M(t_1);\ m_1(t_2), m_2(t_2), \cdots, m_M(t_2); \cdots;\\ &m_1(t_L), m_2(t_L); \cdots;\ m_M(t_L)]^{\mathrm{T}}\end{aligned} \tag{5.198}$$

$$\boldsymbol{K} = [\boldsymbol{K}^{(1)}, \boldsymbol{K}^{(2)}, \cdots, \boldsymbol{K}^{(n)}, \cdots, \boldsymbol{K}^{(N)}]^{\mathrm{T}} \tag{5.199}$$

$$\boldsymbol{K}^{(i)} = \begin{bmatrix}
k_1^{(i)}(t_1) & k_2^{(i)}(t_1) & \cdots & k_M^{(i)}(t_1) & 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots \\
\cdots & & & & k_1^{(i)}(t_1) & k_2^{(i)}(t_1) & \cdots & k_M^{(i)}(t_1) & \cdots \\
k_1^{(i)}(t_2) & k_2^{(i)}(t_2) & \cdots & k_M^{(i)}(t_2) & \cdots & & & & \cdots \\
\cdots & & & & k_1^{(i)}(t_2) & k_2^{(i)}(t_2) & \cdots & k_M^{(i)}(t_2) & \cdots \\
k_1^{(i)}(t_P) & k_2^{(i)}(t_P) & \cdots & k_M^{(i)}(t_P) & \cdots & & & & \cdots \\
0 & 0 & \cdots & 0 & k_1^{(i)}(t_P) & k_2^{(i)}(t_P) & \cdots & k_M^{(i)}(t_P) & \cdots \\
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots \\
\cdots & & & \cdots & & & & & \cdots \\
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots
\end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix}
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\
\cdots & & & & \cdots & & & \\
k_1^{(i)}(t_1) & k_2^{(i)}(t_1) & \cdots & k_M^{(i)}(t_1) & \cdots & & & \\
\cdots & & & & k_1^{(i)}(t_1) & k_2^{(i)}(t_1) & \cdots & k_M^{(i)}(t_1) \\
k_1^{(i)}(t_2) & k_2^{(i)}(t_2) & \cdots & k_M^{(i)}(t_2) & \cdots & & & \\
\cdots & & & & k_1^{(i)}(t_2) & k_2^{(i)}(t_2) & \cdots & k_M^{(i)}(t_2) \\
k_1^{(i)}(t_P) & k_2^{(i)}(t_P) & \cdots & k_M^{(i)}(t_P) & \cdots & & & \\
0 & 0 & \cdots & 0 & k_1^{(i)}(t_P) & k_2^{(i)}(t_P) & \cdots & k_M^{(i)}(t_P)
\end{bmatrix} \tag{5.200}$$

$$\begin{aligned} k_j^{(i)}(t_p) &= 0 \qquad t_p \neq \tau_{ij} \\ &= 1 \qquad t_p = \tau_{ij} \end{aligned} \tag{5.201}$$

式中 $i = 1, 2, \cdots, N$， N 是台站数；$j = 1, 2, \cdots, M$， M 是子断层数；$p = 1, 2, \cdots, P$， P 是时间点数（时间序列的长度）；$l = 1, 2, \cdots, L$，L 是 $m_j(t_l)$的时间点数；$q = 1, 2, \cdots, Q$，Q 是 S_i

(t_q 的时间点数；$P+L-1=Q$。不难看出，S是一个 $Q*N$ 的向量，M 是一个 $L*M$ 的向量，而 K 是一个 $Q*N$ 行、$L*M$ 列的矩阵，它是一个由延迟时间项 τ_{ij}确定的稀疏矩阵。

当未知数的个数（$L*M$）大于方程数（$Q*N$）时，方程(5.195)的求解问题是一个不定问题。但是如果我们加以适当的约束条件，就可减少解的可能性。常用的约束条件是解向量 M 的元素 m_j不小于零，即：

$$m_j \geqslant 0 \tag{5.202}$$

这个约束条件具有明显的物理意义，它表示在整个地震破裂过程中，断层错动不反向。加上上述约束条件后，解空间很可能从无穷变成零。为了避免出现这种情况，我们适当放松对解的要求，即寻找解 M，使得

$$\min \| KM - S \| \qquad \text{而且 } m_j \geqslant 0 \tag{5.203}$$

不过，这里的最小不是形式最小，而仅仅是能满足我们要求的最小。

我们采用 Ward 和 Barrientos(1986) 在解类似问题时行之有效的梯度法解上述问题。M 的方差为：

$$E(M) = \| KM - S \| = M^{\mathrm{T}} K^{\mathrm{T}} KM - 2M^{\mathrm{T}} K^{\mathrm{T}} S + S^{\mathrm{T}} S \tag{5.204}$$

其梯度

$$\nabla E(M) = -2K^{\mathrm{T}}(S - KM) \tag{5.205}$$

为了减小总误差 $E(M)$，若梯度为正，则应令 M 的元素 M_j减小；反之，若梯度为负，则应令 M 的元素 M_j增加。所以，对于某个解 $M^{(0)}$，其稳定改善的解 $M^{(1)}$应为：

$$M_j^{(1)} = M_j^{(0)} + \Delta M \ \mathrm{sgn}[-\nabla E(M^{(0)})] \tag{5.206}$$

式中 ΔM 要取得足够小，使得

$$E(M^{(1)}) < E(M^{(0)}) \tag{5.207}$$

如其不然，则可适当减小 ΔM 直至上式成立。在求解方程时，为了满足解非负的要求，若出现 $M^{(0)}$的某个元素 $M_j^{(0)}$小于零时，则令其等于零。

用梯度法求解方程(5.196)具有如下几个特殊的优点：①不需要求逆矩阵，这对于求解具有稀疏矩阵的最小二乘问题是十分方便的；②解的光滑度实际上已经在求解过程中考虑到，因为在迭代过程中解向量中的每个元素增加或减少的机会是相等的；③任何一个非负的位错模型都是有效的初始模型；④无需对“有效”断层的形状和大小做先验的假定。

当然，和具有非线性约束的任何反演一样，反演得到的解在物理上是否可以被接受，需要根据其他资料来判断。

2. 资料

为兼顾主震和最大余震两者均有较高质量的记录，我们选用了中国数字地震台网的6个台站的宽频带地震体波资料。这6个台是：BJI，HIA，SSE，XAN，WMQ 和 ENH。

表 5.6 是台站相对于震中的方位角、震中距以及 P 波和 S 波的平均速度。平均速度由震源距除以相应震相的走时求得。对于 ENH 和 XAN 台，因为震中距较短，S 波震相被前面的震相所淹没，难以准确辨认，所以无法使用这两个台的 S 波资料。

中国数字地震台网的宽频带(BB)记录的频率范围是 0.05～0.5 Hz ，在计算中，我们只对记录作了低通滤波，使其通过一个 0.3 Hz 的低通滤波器，以得到比较稳定的反褶积。

作为例子，图 5.19 显示了 SSE 台记录的主震（从上往下数第 1，3，5 条迹线)和最大余震(第 2，4，6 条迹线)的 Z，R，T 分量的记录。横坐标是时间，纵坐标是归一化的振幅。由图可见，主震和最大余震的 P 波和 S 波震相清晰，有明显的对应关系。同时，我们也看到，主震的波形比最大余震的波形复杂得多，显示了主震破裂过程的复杂性。

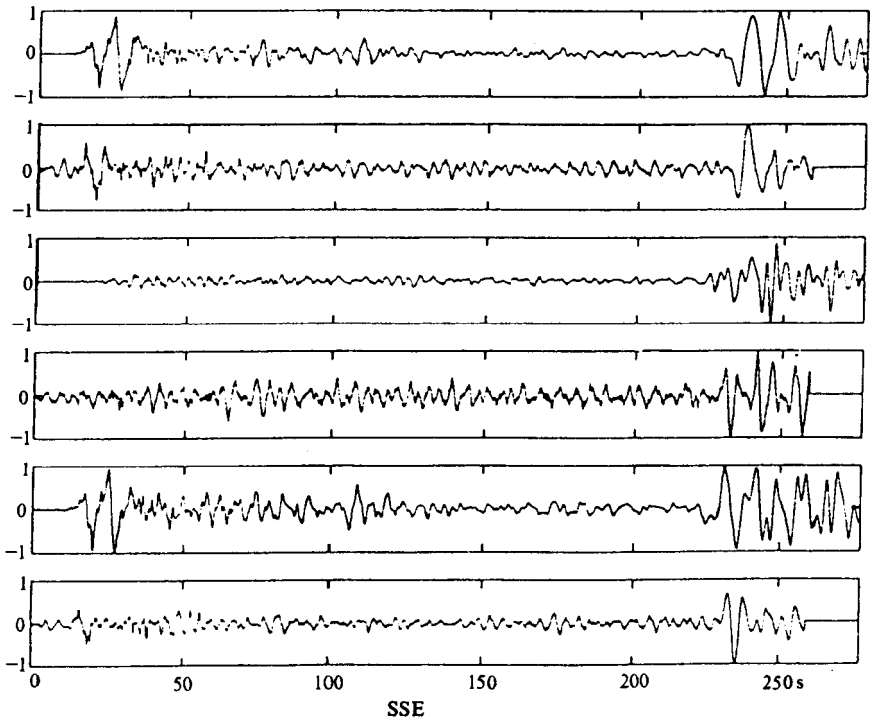


图 5.19 佘山(SSE)台记录的云南丽江地震及其最大余震

3. 结果

表 5.7 列出了由 BJI 等 6 个台的 P 波和 S 波的垂直分量得到的主震的视震源时间函数。由表 5.7 和图 5.20 可以看出主震破裂过程的复杂性。主震至少是由两次事件构成的，第一次事件(0～7.2 s)和第二次事件(10～16.8 s)，其持续时间分别为 7.2 s 和 6.8 s，两次事件的峰值相距 9.8 s，其幅度大小相当，相对幅度分别为 0.81 和 0.89，第一次事件的幅度略小些，周期略长些；而第二次事件的幅度略大些，周期略短些。由 6 个台的 P 波和 S 波记录得到的视震源时间函数又具有明显的方位依赖性，反映了地震震源过程的空间复杂性。

表 5.6 台站参数及视速度

台 站	震中距 /km	方位角 /(°)	震相(分量)	视速度/km·s^{-1} P 波	S 波
BJI	2 045	42	P(Z) S(Z)	8.21	3.4
ENH	960	67	P(Z)	8.27	
HIA	2 936	28	P(Z) S(Z)	8.94	4.5
SSE	2 074	73	P(Z) S(Z)	8.47	4.45
WMQ	2 165	332	P(Z) S(Z)	8.39	4.47
XAN	1 138	50	P(Z)	8.38	

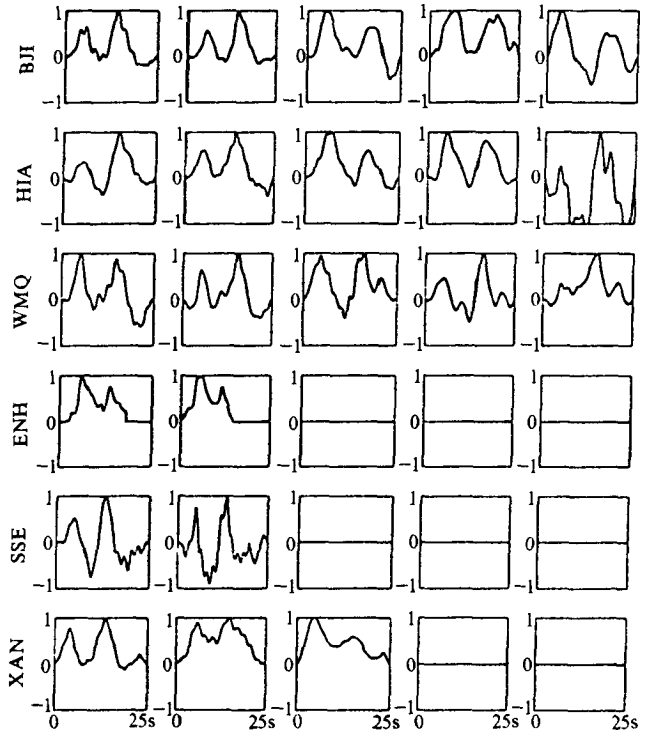


图 5.20 由北京(BJI)等 6 个台的 P 波和 S 波得到的丽江 M_S7.0地震的视震源时间函数
(前面列为 P 波源函数后三列为 S波源函数)横坐标是时间,纵坐标是归一化的振幅

参考表 5.5所列的由不同作者得到的丽江地震主震的断层面解，我们取断层面的走向为 157°,倾向南西西,倾角 48°, 滑动角 −102°(节面 I)。我们在沿走向方向长 50 km、沿倾向方向宽 42 km 的矩形断层面上，沿长度方向把它分成 11等分，沿宽度方向把它分成 7 等分,共 77块子断层，然后用上面描述的方法反演地震破裂的时空过程。考虑到频带宽度为 0.05～0.5 Hz 的宽频带地震记录经过 0.3 Hz低通滤波，不能区分由相邻 6 km的两个子断层同时发生的到达时间差约为 1 s 的信号，把断层面划分得更细些，采用线性尺度更小的子断层不可能进一步提高结果的精度。

在反演中，我们也试验了节面 II (走向 353°,倾向东,倾角 44°, 滑动角 −78°)作为断层面的可能性。结果表明，只有节面 I 为断层面，才能得到理论与观测符合得较好的解

答。这表明，节面 I 是丽江地震主震的断层面。

运用上述方法，通过反演，得到了每个子断层上的震源时间函数。图 5.21 以“快照”表示了主震破裂的时空过程。该图从上到下，从左到右，每个矩形代表每隔 0.5 s 断层面上的位错分布。在图中，矩形长 50 km，宽 42 km；每个矩形从左到右的走向是 157°。图 5.22 表示断层面上最终位错的分布，即图 5.21 左下角的最后一幅‘快照’。在图 5.21 和图 5.22 中，每个矩形的左端走向为 337°，即接近于朝北方向，右端走向为 157°，即接近于朝南方向。从图 5.21 和图 5.22 可见，规模很小的破裂始于断层的南端，然后向北扩展，历时约 4.5 s 后到达断层的中部。从第 4.5 s 开始，断层中部出现破裂，破裂以不对称双侧破裂方式进行，但总体以向北扩展为主。这一过程一直持续到 12.5 s，此时在断层中部略偏南的地方发生了总体向南的单侧破裂，到了第 17 s 时，破裂过程几乎完全停止。到了第 20 s 时，破裂过程完全停止。

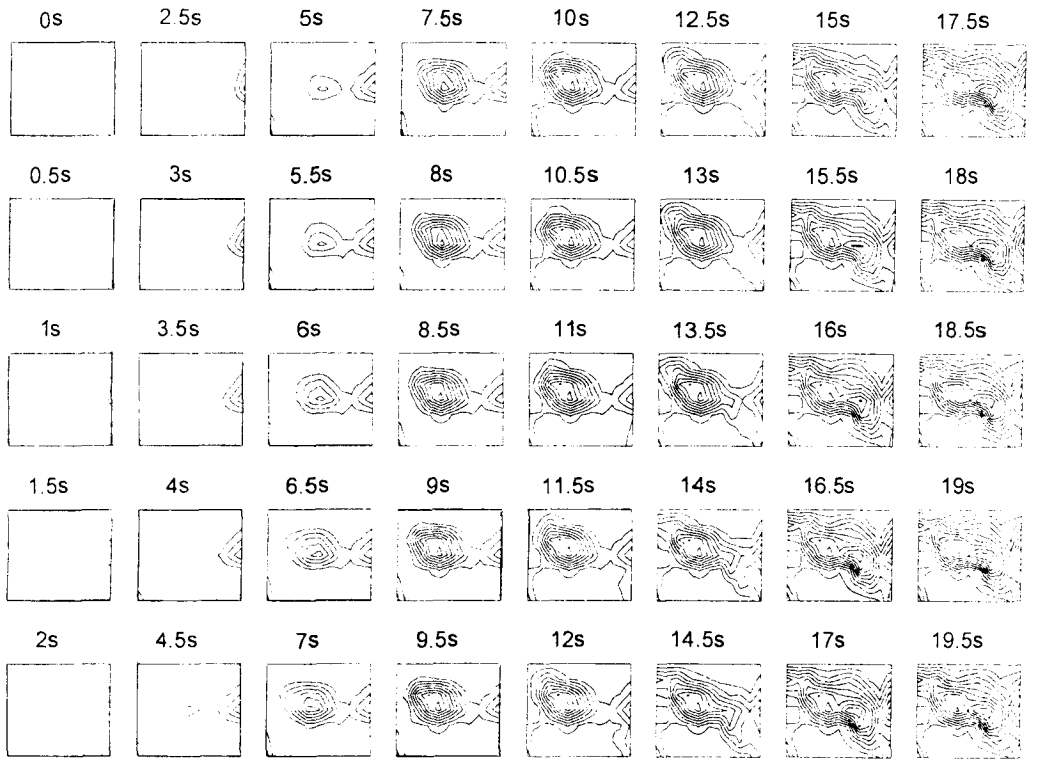


图 5.21 丽江 M_S7.0 地震破裂的时空过程

从上到下、从左到右，每个矩形断层表示每隔 0.5 s断层面上的位错分布；矩形断层长 50 km，宽 42 km；每个矩形断层从左到右的走向是 157°

图 5.23 以‘快照’表示了主震破裂过程中每隔 0.5 s 断层面上位错增量的分布，即位错变化率的分布。从图 5.23 可以看到，在破裂过程中，断层面上仅有部分断层在错动，并且在断层面上的某些部位发生了多次破裂，显示出丽江地震的破裂过程具有“自愈合脉冲”的特征(Heaton，1990)。

表 5.7 震源时间函数的参数

台站	震相	子事件 1		子事件 2		ΔT/s	T_d/s
		T/s	A/s^{-1}	T/s	A/s^{-1}		
BJI	P	8.5	0.7	8.0	1.0	8.5	16.5
ENH	P	8.0	1.0	5.4	0.8	7.0	15.0
HIA	P	5.4	0.35	7.0	1.0	10.0	16.2
SSE	P	5.4	0.52	5.0	1.0	8.5	13.5
WMQ	P	5.4	1.0	6.2	0.9	9.2	15.0
XAN	P	6.2	0.8	8.0	1.0	9.2	16.2
BJI	S	8.5	1.0	7.0	0.7	11.5	18.5
HIA	S	9.2	1.0	6.2	0.7	10.8	18.1
WMQ	S	8.5	0.9	9.2	0.65	12.3	20.1
平均		7.2	0.81	6.8	0.89	9.8	16.8

注：T 为持续时间；A 为振幅；ΔT 为两次子事件峰值的时间间隔；T_d 为总持续时间。

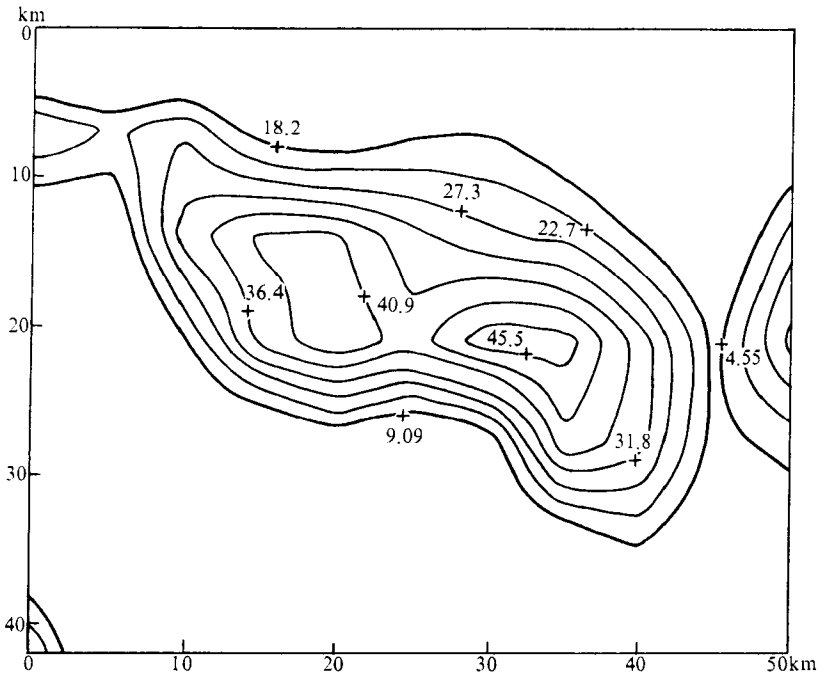


图 5.22 丽江 M_S7.0 地震断层面上最终位错的分布

矩形断层长 50 km，宽 42 km；等值线上的数值是最终位错量与最大位错量

在图 5.21 和图 5.22 中，错距是按主震的地震矩 $M_0=9.8\times10^{18}$Nm 和刚性系数 $\mu=3.0\times10^{10}$N/m^2(3.0×10^{11} dyne/cm^2)计算得到的。由最终错距分布(图 5.22)可以清楚地看到，断层面上的位错主要集中在两处，形成两个“核”。若以位错大于 40 cm 的地点来确定“核”的范围的话，那么在北面的“核”位于沿断层倾向 10～24 km，沿走向(向南)10～22 km 处，面积较大，约 14 km×12 km 而在南面的“核”位于沿断层倾向 16～26 km，沿走向 22～34 km 处，面积较小，约 10 km×12 km。也就是说，北面的“核”较大、埋藏较浅些，南面的“核”略小、埋藏略深些。

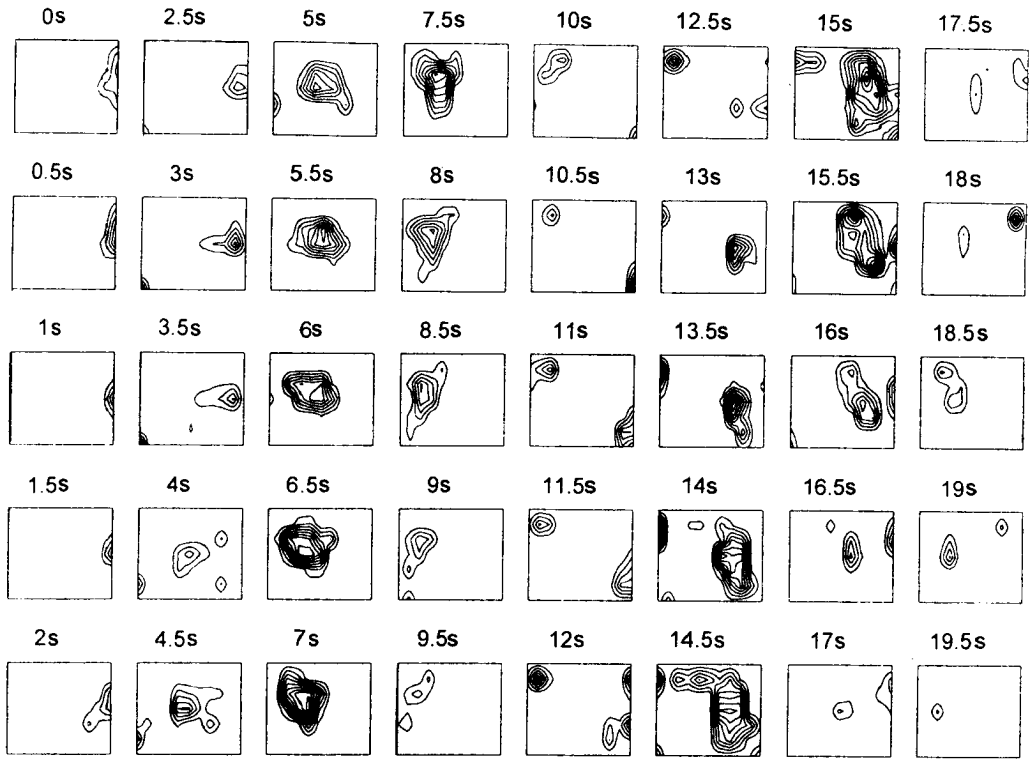


图 5.23　丽江 M_S7.0 地震断层面上位错变化率的分布随时间变化的过程
从上到下、从左到右，每个矩形断层表示每隔 0.5 s 断层面上位错的增量，即位错变化率的分布；矩形断层长 50 km，宽 42 km；每个矩形从左到右的走向是 157°

图 5.24 给出了由观测得到的视震源时间函数和由反演得出的断层面上的位错时空分布理论计算得到的视震源时间函数。由图 5.24 可见，理论计算结果与观测结果符合得很好。这从一个侧面说明了反演得到的结果的质量。

由反演得到的位错不均匀分布的图像与地表破坏、余震的分布有密切的关系。在断层面南面的“核”在地面上的投影大体上对应于余震震中区中部的空白区，而北面的“核”在地面上的投影大体上对应于余震震中区的北端外的区域，表明了在两个“核”处比较完全的应力释放。而这两个“核”中，北部的“核”向北、向上延伸，距离地表最近。两个“核”分别与地表破坏最强烈的北部、中部以及南部地表破坏最强烈的区域相对应。

丽江地震是在几近垂直的主压应力、近水平的北东东-南西西向张应力的作用下发生的以正断层为主的右旋-正断层错动，断层面走向 157°，倾向南西西。在这一构造应力场的作用下，有可能同时发生近南北向的左旋-正断层错动，两者构成垂直的 X 型共轭断裂。在极震区中部略北处观察到的地表破裂具有左旋-正断层错动性质可由此予以合理的解释。

由反演得到的丽江地震的初始破裂点，位于断层南部沿断层倾向方向的中部约 15.5 km、即深度约 10 km 处。这个位置正好与最大余震的震源位置重合。但在前 4.5 s，

破裂规模较小。较大规模的破裂则出现于第 4.5 s,并且是从断层中部开始,以不对称双侧破裂方式进行，但总体以向北扩展为主。这一过程一直继续到第 12.5 s，此时在断层中部略偏南的地方发生了总体向南的单侧破裂，到了第 17 s 时，破裂过程几乎完全停止。现在已有的丽江地震主震的震源位置的测定结果（表 5.3)接近于断层面上的北面的“核”的位置。

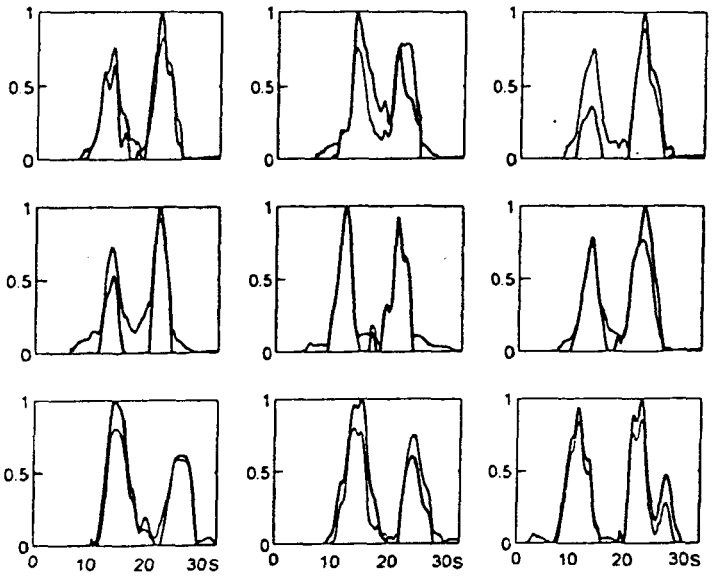


图 5.24 理论计算的与观测得到的视震源时间函数的比较

四、震源谱、宽频带地震辐射能量

(一)在频率域中求得的震源参数

与震源特征有关的很多物理量都可在频率域中求得。尽管这些物理量的具体测定结果或多或少地都与所考虑的震源模式有关，由实际地震记录的频谱测量得到的这些物理量在地震学研究中仍有极为广泛的应用。事实上，这项 60～70 年代震源物理研究的热门领域目前已在相当程度上成为地震分析中的常规工作。这种研究在地震学中的意义可以通过与震级测定的类比得到说明。我们知道，震级并不是描述地震大小的一个物理意义非常明确的量，但是另一方面，由于从震级得到的关于震源性质的物理量，例如辐射能量、震源尺度等等，与所采用的具体的地震模型有关，所以在实际地震分析的过程中，出于结果可比性的考虑，人们宁愿使用通过直接测量得到的震级，而不是由此推出的物理量(例如能量)。因此,即使不考虑具体的地震模型,在地震分析中给出的零频值、衰减常数、拐角频率、频率上限 f_{max} 等物理量，也还是非常有意义的。而且更重要的是由不同震源模型给出的结果在很多情况下在数量级上是基本一致的。

1. 震源谱

图 5.25 示意性地给出了天然地震的震源谱 $\Omega(\omega)$ 随频率变化的大致趋势，其中的几

个重要的量值在地震分析中是非常有意义的。从图中可以看出，$\Omega(\omega)$在低频端近似为一个常数 $\Omega(0)$ 而在高频端，$\Omega(\omega)$ 以 $\omega^{-\gamma}$的形式衰减，震源谱高频渐近线和低频渐近线的交点给出了拐角频率 f_c 的位置。对于更高的频率，还存在一个 f_{max}，在 f_{max}以上，$\Omega(\omega)$急剧下降。值得注意的是，对于采样间隔为 Δt,时间窗长度为 T 的地震记录，其频谱的分辨率 Δf,最小频率 f_1,最大频率 f_N分别为

$$\Delta f = 1/T \tag{5.208}$$

$$f_1 = 1/T \tag{5.209}$$

$$f_N = 1/(2\Delta t) \tag{5.210}$$

所以 $\Omega(0)$ 只能通过 $\Omega(\omega)$的低频趋势渐近地得到，而只有当

$$f_N \geqslant f_{max} \tag{5.211}$$

时，对 f_{max}的测量才是有意义的。

2. 震源谱参量的物理意义

(1) 零频趋势。

震源谱的零频极限 $\Omega(0)$相当于标量地震矩。在均匀无限弹性介质中

$$\Omega(0) = \frac{4\pi\rho R\, c^3\, U(0)}{\mathscr{F}} \tag{5.212}$$

式中 ρ 为介质的密度；c 为介质中地震波传播的速度；R 为震源到接收台站的距离；$U(0)$ 为地动位移记录的频谱的零频趋势；$\mathscr{F}$ 为与震源机制有关的辐射图型因子。

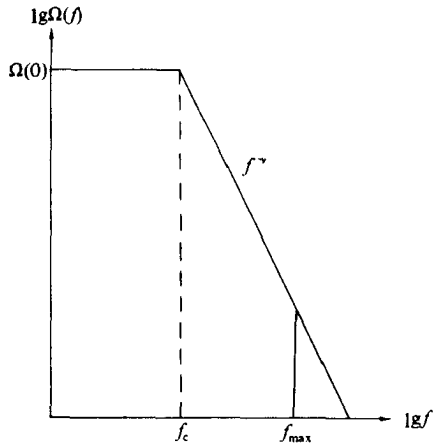


图 5.25 震源谱示意图。图中频率(横坐标)和震源谱(纵坐标)都以对数表示

$\Omega(\omega)$ 函数在时间域对应于（远场）震源时间函数 $s(t)$,由于

$$|\Omega(\omega)| = \left|\int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, e^{-i\omega t} dt\right| \leqslant \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)\, e^{-i\omega t}|\, dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|\, dt \tag{5.213}$$

当 $s(t) \geqslant 0$ 时，有

$$|\Omega(\omega)| \leqslant \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|\, dt = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)\, dt = \Omega(\omega)|_{\omega=0} = \Omega(0) \tag{5.214}$$

因此，假如错动是只朝一个方向的，即震源时间函数 $s(t)$是单边的，那么 $|\Omega(\omega)|$应在 $\omega = 0$ 处取极大值。

(2) 拐角频率。

由测不准关系可知，时间域中的脉冲宽度 Δt和频率域中的谱宽度 Δf 满足

$$\Delta t\, \Delta f \sim 1 \tag{5.215}$$

的关系；另一方面，震源破裂的脉冲宽度 Δt 又相当于完成破裂所需要的时间

$$\Delta t \sim \frac{L}{V_R} \tag{5.216}$$

式中 L 为破裂的尺度；V_R 为破裂的传播速度，所以容易看出，拐角频率实际上是反映震源尺度大小的物理量

$$f_c \sim \frac{V_R}{L} \tag{5.217}$$

对于更一般的情形，有

$$f_c = \frac{aV_R}{L} \tag{5.218}$$

式中 a 是与破裂模型有关的常数。

(3) 高频衰减系数。

在高频端，$\Omega(\omega)$以 $\omega^{-\gamma}$的形式衰减

$$\Omega(\omega) \sim \omega^{-\gamma} \tag{5.219}$$

式中 γ 为与破裂的运动学性质有关的常数。

震源谱高频趋势的物理解释是地震学中的一个基本问题。从前面的分析中可知，地震越小，它的拐角频率 f_c就越大，因而在它的震源谱中包含的高频成分就越多。因此目前比较一致的看法是，震源谱中之所以有很多高频成分，是因为一次大破裂往往是由尺度更小的小破裂组成的。为此曾经提出过两个互补的模型："障碍体"模型认为，地震破裂不是一个连续的破裂面，而是被一系列障碍体分成若干部分，在破裂发生时，障碍体保持不破，障碍体的最后崩溃是余震的主要来源；"凹凸体"模型则认为，在地震破裂发生之前，破裂面上已经有很多部分通过前震或震前蠕动的方式完成破裂，主震的发生相当于对残余的部分的最后一击。事实上，两种模型所描写的情况都是存在的。因此一次较大的地震中往往包含大小不同的很多小地震，这些小地震是震源谱的高频部分的主要来源，$\Omega(\omega)$在高频端呈现出 $\omega^{-\gamma}$的衰减规律的主要原因是，这些小地震的分布往往是自相似的，即尺度为 R 的小地震的数目 N 为

$$N \propto \left(\frac{R}{R_m}\right)^{-D} \tag{5.220}$$

式中 D 为一个常数；R_m 为大地震的震源尺度，它反映了这种自相似分布的上限尺度。

设

$$\Omega(\omega) \propto M_0 \omega^{-\gamma} \omega_0^{\gamma} \tag{5.221}$$

式中 M_0 为标量地震矩；$\omega_0 = 2\pi f_c$ 为以角频率的形式给出的拐角频率，地震矩的大小为

$$M_0 = \mu D_0 A \tag{5.222}$$

式中 μ 为剪切模量；D_0为位错量；A 为断层面积。

根据地震力学的结果，位错量与断层尺度 R 和应力降 $\Delta\sigma$ 成正比：

$$D_0 \propto R\Delta\sigma \tag{5.223}$$

同时，应力降与震源尺度 R 之间有

$$\Delta\sigma \propto R^{\eta} \tag{5.224}$$

的关系，则

$$M_0 \propto R^{3+\eta} \tag{5.225}$$

地震辐射能量可以表示为

$$E \propto \Omega^2(\omega)\omega^2 \tag{5.226}$$

假定在所考虑的情况下，小地震的辐射能量非相干地迭加成大地震的辐射能量，在这种情况下，地震破裂的传播速度是无限的，即破裂是在裂纹面上的各个点上同时发生的，或者说，这时我们考虑的是一种断层面为分形的 Brune 模式，这时有

$$M_{0m}^2\omega^{2-2\gamma}\omega_{0m}^{2\gamma} = p\int_{R_1}^{R_2} M_0{}^2\omega^{2-2\gamma}\omega_0{}^{2\gamma}R^{-D-1}R_m^D\,\mathrm{d}R \tag{5.227}$$

式中 M_{0m}，ω_{0m}，R_m 分别为大地震的地震矩、拐角圆频率、震源尺度；M_0 和 ω_0 分别为尺度为 R 的小地震的地震矩和拐角圆频率。注意到

$$M_0 \propto R^{3+\eta} \tag{5.228}$$

及

$$\omega_0 \propto R^{-1} \tag{5.229}$$

可以得到

$$R_m^{6+2\eta-2\gamma-D} = p\int_{R_1}^{R_2} R^{6+2\eta-2\gamma-D-1}\mathrm{d}R \tag{5.230}$$

若使上式成立则要求有

$$6 + 2\eta - 2\gamma - D = 0 \tag{5.231}$$

也就是说

$$\gamma = 3 + \eta - \frac{D}{2} \tag{5.232}$$

若假定断层面上的应力降的随机起伏满足分数布朗运动的分布，即

$$\Delta\sigma \propto R^{-H} \tag{5.233}$$

式中 H 为 Hurst 指数，则有

$$\eta = H \tag{5.234}$$

如果定义应力降超出平均水平的部分为“小地震”的话，则按照这种定义给出的地震断层的分布数满足

$$N \propto \left(\frac{R}{R_m}\right)^{-D} \tag{5.235}$$

$$D = 2 - H \tag{5.236}$$

的规律，其中 D 可以看成是地震断层面的(局域)分形维数，在这种情况下，有

$$\begin{aligned}\gamma &= 3 + \eta - \frac{D}{2}\\ &= 5 - 1.5D\end{aligned} \tag{5.237}$$

作为一个特例，当 $D=2$ 时，有

$$\gamma = 2 \tag{5.238}$$

这正是‘经典的’Brune 模式，在这种情况下，地震断层面是一个通常的平面，地震破裂的传播速度是无限的，即破裂是在裂纹面上的各个点上同时发生的。

上面我们仅仅考虑了一种最简单的情况（Frankel，1991）。一般地讲，震源谱的高频衰减常数 γ 反映了地震破裂的运动学性质，它反映了地震断层面的总体上的几何形态和地震破裂的传播过程，准确地测定这个常数在地震震源问题的研究中具有重要的实际意

义。勿庸赘言，这个常数的常规测定只是在数字地震学得到充分发展以后才成为可能。

(4) 频率上限 f_{max}.

现在考虑上面的模型的另一个极端的情况。考虑呈分形地分布的地震是完全独立地发生的，并在时间上可以充分地分开，则上述分布将导致我们熟悉的 Gutenberg-Richter 关系。若定义“矩震级”m 与地震矩 M_0 之间满足

$$\lg M_0 = c + dm \tag{5.239}$$

式中 c 和 d 为常数，由于

$$M_0 \propto R^{3+\eta} \tag{5.240}$$

于是有

$$(3+\eta)\lg R = c_1 + dm \tag{5.241}$$

式中 c_1 仍为一常数。另一方面，由于

$$\lg N = c_2 - D \log R \tag{5.242}$$

式中 c_2 为常数；D 为断层的分形维数，则有

$$\lg N = a - bm \tag{5.243}$$

$$b = \frac{Dd}{3+\eta} \tag{5.244}$$

若

$$D = 2 - H \tag{5.245}$$

则

$$b = \frac{Dd}{5-D} \tag{5.246}$$

这正是 Gutenberg-Richter 定律。

若采用地震学中熟知的经验关系

$$\lg M_0 = 1.5M + 16$$

则可得，在 $D=2$ 时，有

$$b = 1$$

正如 $\omega^{-\gamma}$ 衰减的规律仅对一个有限的频段存在， Gutenberg-Richter 关系也仅对一个有限的震级区间存在，在震级较低的一端，通常可以观测到一个截止震级，在这个截止震级以上，Gutenberg-Richter 关系不再存在，地震频度随震级的降低而迅速减少，换句话说，前面所述的分形的地震断层分布规律是有一个震级下限的。

从观测上说，如上所述的截止震级的确认并不容易，因为任何一个地震观测系统都有一个检测能力的下限。目前，对于地震观测资料的完整性并没有一个公认的判据。一个作法是所谓 R-S 检验，其基本思路是假定小地震的发生是无规的，然而人类活动却有非常明显的时间性——在夜间由于人类活动而造成的噪声比白天低得多。因此，如果小地震的记录具有明显的与时间有关的变化，同时这种变化的幅度超出了一定的容许范围的话，那就可以确认这个目录是不完整的(Rydelek and Sacks，1989)。

这个判据本身并没有太大的问题，问题在于，由于迄今为止并没有一个很好的完整

性判据，人们只能勉为其难，把这个必要性判据当作充分性判据来使用。所以在实际操作中，关于这个问题的结果尽管时有报道，却一直没有一个比较一致的系统的结果。

这个问题的本质是，地震的大小是否存在一个下限。这个问题也可以更方便地通过震源谱得到回答。既然拐角频率和震源尺度之间存在

$$f_c \propto R^{-1} \tag{5.247}$$

的关系，那么地震的大小是否存在一个下限的问题从频率域中说便相当于是否存在一个频率上限 f_{max}，当

$$f > f_{max} \tag{5.248}$$

时，震源谱急剧下降，或者至少是相当明显地偏离由 $\omega^{-\gamma}$给出的直线。在观测中，确实发现了 f_{max} 的存在。显然，f_{max}的观测和研究也只能针对宽频带数字化资料进行。

3. 震源谱的测定

实际上，震源谱的测定问题并不是一个简单的问题，因为地震记录的频谱并不等于震源谱。一般说来，地震记录的频谱可以表示为

$$u(\omega) = P\Omega(\omega)\ A(\omega) \tag{5.249}$$

式中 P 表示地震波传播效应，它与地震波的类型、传播路径，以及震源机制有关，在一般的情况下，P 与频率无关；$\Omega(\omega)$是震源谱，$A(\omega)$表示地震波传播过程中的衰减，这种视衰减有两个主要来源：一个是由地球介质的非弹性造成的本征的衰减，另一个是由于地震波在地球内部的非均匀体上发生散射而造成的视衰减。在从地震记录谱 $u(\omega)$出发求震源谱 $\Omega(\omega)$时，必须首先扣除 P 和 $A(\omega)$的影响。

为此提出了很多方法。例如，如果在所要研究的较大的地震附近存在一个位置和震源机制都与大地震足够接近的较小的地震，那么大地震的地震记录谱 $u_L(\omega)$和小地震的地震记录谱 $u_S(\omega)$分别为

$$u_L(\omega) = P_L\Omega_L(\omega)\ A_L(\omega) \tag{5.250}$$

$$u_S(\omega) = P_S\ \Omega_S(\omega)\ A_S(\omega) \tag{5.251}$$

这里 $\Omega_L(\omega)$和 $\Omega_S(\omega)$都是远场震源时间函数的谱。由于两个地震的位置和震源机制都足够接近，所以

$$P_L\ A_L(\omega) \approx P_S\ A_S(\omega) \tag{5.252}$$

同时，对于较小的地震，有

$$\Omega_S(\omega) \approx \text{const} \tag{5.253}$$

因此，若将两个地震的频谱相除，则有

$$\Omega_L(\omega) \approx A_0 \frac{u_L(\omega)}{u_S(\omega)} \tag{5.254}$$

其中 A_0是一个标志两次地震的相对大小的比例常数。

由于拐角频率的大小取决于地震的震源尺度，所以很显然，当两次地震的大小相差很大时，由上述方法可以给出大地震的较为完整的频谱；当两次地震的大小相差不多时，由上述方法只能给出一部分信息，例如高频衰减常数；此外，两次地震的震源位置和震源机制越接近，由上述方法所给出的信息就越准确。

(二)用宽频带数字地震记录测定地震辐射能量

最早人们是用烈度来度量地震的大小，但烈度所度量的只是地震造成的破坏，而不是地震本身。最有物理意义的量度当然是地震的辐射能量，就是由地震波携带出来的能量，这是地震的总能量的一部分（也许只是很小的一部分），但是在数字地震学出现之前，这个问题一直是一个没有得到很好地解决的问题。

1935年，在研究美国加州的地震时，Richter针对 Wood-Anderson 式地震仪的记录，引入了一个地方震震级标度 M_L，这个震级，现在称为里氏震级。这个定义看上去十分简单，仅仅是对地震记录的最大振幅取对数。但是这种处理第一次把地震的大小变成了一个可以用仪器测量、便于相互比较、非常直观并且使用起来很简便的物理量，它为以后地震的定量工作的发展奠定了基础。Richter引入震级，在相当大程度上是受了天文学中“绝对星等”的概念的启发。

接着，Gutenberg 根据浅源地震的面波记录，定义了一种面波震级 M_S，面波的振幅与震中距的关系是由理论和经验结合求得的，其中考虑了几何扩散、吸收和频散的影响，并采用一定的换算使 M_S 和 M_L 相互一致。后来，Gutenberg 又从浅源地震的 P，PP 和 S 波出发，引入体波震级 m_b。

50～60年代，Gutenberg-Richter 震级系统日益被世界各地的台站、台网和研究机构所采用。各国根据自己的情况各自发展了确定震级的方法。由于仪器和台站情况差别很大，而且常常还有很多标定得很差的仪器投入使用，有些震级标度也存在很多问题，所以由此而带来的偏差远远大于观测误差。对于那些世界各地都能记录到的大地震，各国定出的 M_S 震级相差很大，至于小地震的 M_L 是否可以相互比较，更是无法评估的问题。这使得 IASPEI 不得不将震级问题作为自己的一项重要的研究课题。

地震矩的概念引入之后，人们开始明确地认识到经典震级系统的限度。对于那些主要不是以应力降和位移的不同，而是以破裂面积的不同来区分其大小的“大地震”，经典震级出现‘饱和’。为了解决这个问题，1977年前后，金森博雄等提出了矩震级 M_W。

经典震级仅涉及一个单一的周期（例如对于体波震级 m_b，人们常常使用周期为 1 s 左右的体波信号；而对面波震级 M_S，人们通常使用周期为 20 s 左右的面波信号），因此它是‘单色’的。70年代以前，处理震级问题的指导思想始终是“一个地震只有一个震级”，换句话说，是假定各种震级之间不是相互独立的，因此，各种震级之间的‘换算’成为震级研究的一项重要内容。这方面的工作遇到很多困难。70年代，人们终于认识到，不同的震级标度也许并不是线性相关的。由于地震的破裂方式不同，有些地震可能偏“红”，有些地震则可能偏‘蓝’。（核爆炸地震学中著名的 $m_b : M_S$ 判据，实际上也是在比较天然地震和地下核爆炸的“颜色”）。70年代，Duda 发展了一套‘谱震级’系统，在 5 个频段上分别给出 P 波和 S 波的 5 个谱震级。这套震级系统后来虽未在地震观测中广泛采用，却从根本上改变了人们对经典震级系统的看法。

震级的确定对于认识地震活动的规律具有关键性的意义，因此得到多方面的关注。1956年，根据当时的地震资料，Gutenberg 认为上世纪末至本世纪初全球地震活动存在一个非常明显的高潮。1979年，经过重新校核，阿部胜征和金森博雄发现，由于对 Milne 式地震仪记录大地震时的有效放大倍率估计偏低，Gutenberg 所说的地震活动高潮最多

只能算‘勉强够格’。

目前人们普遍认为，除了前面提到的震级之外，最有意义的描述地震大小的物理量有两个，一个是(标量)地震矩，这是描述地震的‘零频’运动的物理量；另一个是地震的辐射能量，这是描述地震辐射的总效应的物理量。前者在构造动力学研究中具有重要意义，后者在工程地震学研究中具有重要意义。这两个物理量的测定是数字地震学中的重要内容。美国国家地震信息中心(NEIC)从 1986 年开始，针对全球范围内 $M_S \geqslant 5.5$ 的中强震，进行这两个物理量的常规测定。目前，对地震矩张量和标量地震矩开展了很多研究工作，但宽频带地震辐射能量似乎尚未引起足够的关注。

目前用宽频带数字地震记录测定地震辐射能量的工作，主要是针对远震进行的。地震波携带的能流密度为

$$\varepsilon = \rho c \int_0^\infty u^2(t)\mathrm{d}t \tag{5.255}$$

式中 ρ 为介质的密度；c 为地震波速；$u(t)$ 为地面运动的速度，积分起自体波震相的初至，包括所考虑的整个体波波形。运用 Parseval 定理，上式可以写做

$$\varepsilon = \frac{\rho c}{\pi} \int_0^\infty \| u(\omega) \|^2 \mathrm{d}\omega \tag{5.256}$$

考虑到介质的衰减效应，校正后的能流密度可以写为

$$\varepsilon^* = \frac{\rho c}{\pi} \int_0^\infty \| u(\omega) \|^2 \exp[\omega t^*(\omega)]\mathrm{d}\omega \tag{5.257}$$

式中 $t^*(\omega)$为衰减函数。在实际数据处理中，频段总是有限的，为了解决这个问题，通常将

$$\| u(\omega) \| \propto \omega^{-\gamma} \tag{5.258}$$

的规律外推到仪器频率范围不能覆盖的频段。这样做会引起一定的误差，但不会改变测定结果的数量级。

假定地震辐射来自 P 波，则对于一个点源，辐射能量 E 可以表示成

$$E = 4\pi \langle \mathscr{F}^P \rangle^2 \left(\frac{R^P}{\mathscr{F}^P} \right)^2 \varepsilon \tag{5.259}$$

式中 R^P 为几何扩散因子；$\mathscr{F}^P$ 为辐射图型因子；〈〉表示取平均。对于深源地震，上式是一个相当好的近似。对于浅源地震，则必须考虑 P+pP+sP 混成 P 波组(记为 gP 震相)的贡献。Boatwright 和 Choy(1986)通过数值试验发现，P+pP+sP 具有非相干的特征，即可以近似地有

$$\varepsilon_{gP} = \varepsilon_P + \varepsilon_{pP} + \varepsilon_{sP} \tag{5.260}$$

$$\varepsilon^*_{gP} = \varepsilon^*_P + \varepsilon^*_{pP} + \varepsilon^*_{sP} \tag{5.261}$$

这个近似关系使得人们可以不需要进行波形拟合而直接进行地震辐射能量的计算，从而使宽频带地震辐射能量的测定变成了地震观测中的一项常规工作。与上述三个震相相应的能流密度分别为

$$\varepsilon^*_P = \frac{E}{4\pi \langle \mathscr{F}^P \rangle^2} \left(\frac{\mathscr{F}^P}{R^P} \right)^2 \tag{5.262}$$

$$\varepsilon_{PP}^{*} = \frac{E}{4\pi\langle\mathscr{F}^{P}\rangle^{2}}\left(\frac{PP\mathscr{F}^{PP}}{R^{P}}\right)^{2} \tag{5.263}$$

$$\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)\varepsilon_{SP}^{*} = \frac{qE}{4\pi\langle\mathscr{F}^{S}\rangle^{2}}\left(\frac{SPF^{SP}}{R^{P}}\right)^{2} \tag{5.264}$$

式中 q 的数量级为 10 到 25，为通过 S 波辐射出的能量与通过 P 波辐射出的能量之比。这样，由上述各式，可以确定地震辐射能量 E 的量值。值得指出的是，由此而测定的能量，是由宽频带地震记录直接测定的能量，而不是由震级推算得到的能量。

上述计算也可以对 SH＋sSH 和 SV＋pSV＋sSV 混成波组(记为 gSH 和 gSV 震相)进行。对于破裂传播效应非常明显的大地震，还应根据其破裂传播的模式，考虑破裂的有限传播效应。此外，勿庸置疑，根据经验关系，考虑场地响应，进行台站校正也是很重要的。

地震辐射能量是地震的全部能量的一部分，也许仅仅是很少的一部分，然而却是与我们的日常生活关系最密切的一部分。

宽频带地震辐射能量是一个独立的震源参数，原则上，它不能由震级精确地推算出来。在以往的地震学研究中，由震级来推算地震辐射能量，仅仅是因为那里没有办法直接计算地震辐射能量。从操作上讲，经典震级相当于对一个特定的非常窄的频段的测定结果。从经典震级测定地震辐射能量，需要对这个非常窄的频段以外的信息，根据理论的或者经验的模型进行外推。由于地震可以是‘红色’的或‘蓝色’的，依具体的地震而不同，所以这种外推的适用性是非常有限的。

事实上，宽频带辐射能量与其他震级之间的相对独立性是有其物理依据的。拿辐射能量 E 和标量地震矩 M_0 的关系来说，粗略地看，我们有

$$\lg E = \lg M_0 + A \tag{5.265}$$

这正是经典地震学给出的结果。然而仔细看一看这个结果，就会发现这个关系不可能适用于所有的地震，常数 A 应当是随地震的不同而不同的，这种不同实际上是视应力

$$\tau_a = \frac{\mu E}{M_0} \tag{5.266}$$

不同的具体表现。所以同样的一个关系，在经典地震学中和在现代地震学中，“意味”是大不相同的：在经典地震学中，我们无法直接测定能量，也不知道视应力的大小，所以通常是假定一个视应力值，再利用上式去推算能量；在现代地震学中，我们可以直接测定能量，这样，在得到地震能量的量值之后，我们就可以利用这个关系来推算视应力值。研究发现，就全球尺度来说，低视应力值(1.5 MPa)往往与逆冲型地震和俯冲带相联系，而高视应力值(3 MPa)往往与板内走滑型地震相联系。就是说，能量与地震矩关系的变化在构造动力学上具有明确的物理意义。

附录：数字地震波形分析软件简介

数字地震波形分析是数字地震学中的一项重要内容。一般地说，与现代地震观测有关的数字地震波形分析包括三个方面，一是地震台阵、台网记录的实时处理，二是数字地震波形的基本处理，三是利用数字地震波形开展的地震学研究。这三个方面是相辅相成的。这里的介绍侧重于前两个方面，主要是第二个方面，相当于现代地震学中的常规工作。

在数字地震学中，即使是那些最平常的常规操作，通常也是和现代地震学的前沿问题紧密地联系在一起的。例如三分量数字地震图的偏振分析，常常与 S 波分裂和地震各向异性的研究有关；地震图的频谱分析，是震源特征和介质衰减特征研究的基础；至于地震图的滤波处理和在地震图上识别震相、读出到时的操作，更与包括地震精确定位和地震层析成像在内的很多地震学基础研究密切相关；即使是简单地改变在屏幕上绘出的地震图的标度的操作，也是地震起始现象的研究中的一项基本的工作。

20 年前，利用计算机绘出地震波形还是一项颇具难度的工作，而今天这一工作可以作为大学生的课外作业。从这个意义上讲，至少在某些情况下，与钻研和使用现有的软件相比，在个人计算机上，用自己编写的程序实现类似的功能，也许反而更方便一些。

然而另一方面，数字地震学在其自身的发展过程中形成了一系列新的概念，其中有些概念是传统地震学研究中所没有的，有些概念在传统地震学研究中由于技术的限制而没有更多的实际意义，有些概念在传统地震学研究中的地位并不象现在这样突出。这些概念从某种意义上讲是不依赖于具体的计算技术的。

因此，与类似的著作不同，这里，我们不拟重点介绍某一套软件的使用，而是试图通过几个数字地震波形处理软件的介绍，概述在数字地震波形分析中一般说来需要做什么，以及应当怎样做。

这里介绍的软件，是近年来在国际上使用较多、受到较为普遍的欢迎、在数字地震学中影响较大的软件。这些软件目前已通过公开发行的方式，或通过合作协议的方式，在很多地震学观测与研究机构使用。与这些软件相匹配，也发行了详细的用户手册，提供了关于这些软件的使用细节。

一般说来，熟悉一套数字地震波形处理软件的使用，有几个关键性的问题需要提纲挈领地掌握。一是软件的安装，二是软件所处理的地震波形数据的格式，三是将软件运转起来的最低限度命令：如何启动、如何退出，如何读入数据，如何画图，如何将画出的地震图打印出来，等等。有了这几方面的知识，入门就有了条件。接下来，是对照用户手册，按照自己的兴趣和需要，试一试其他的命令。我们的介绍也采用这个方式。从某种意义上说，这种介绍可以作为使用这些软件的入门。学习一套软件的最好的办法是使用，这在今天已属于老生常　。现在,多数软件除了详细的《用户手册》之外还配有《入门

书》,以帮助使用者很快地"进入角色"。

另一方面，如果准备自己写一个数字地震波形处理的程序，并且准备在自己使用的同时也提供给其他人使用的话，那么也应该注意几个问题：一是应使程序处理的数字地震波形数据的格式与通用的格式相匹配；二是在程序中应根据数字地震波形处理的实际情况，对程序中的选项设置合适的缺省参数，以方便使用；三是在软件中应尽量做到在软件操作范围内的所有试验都不会导致系统的破坏，以方便初学者的试验。

目前与计算技术有关的一些名词术语尚无普遍接受的译法，于是有时会遇到译法不统一、不准确，乃至不得不引用原文的情况。这种情况是可以理解的，因为微电子技术的发展非常迅速。然而，这种情况也确实给人们带来诸多不便。由于数字地震学与微电子技术之间的特殊的联系，在数字地震学中也常遇到类似的问题。作为抛砖引玉，在一些专有名词的译法上，我们试图给出自己的意见，并且为清楚起见，采用在译文后面附以原文的做法。这些译法未必确切恰当，更不是权威性的，仅是我们在这方面做的一些尝试，仅供参考。

值得指出的是，我国的一些地震观测与研究部门，近年来也针对不同的实际工作的需要，自行发展了一些用于数字地震波形分析处理的软件。有些软件是中文化的，使用非常方便。关于这些软件，已有相应的资料介绍，为避免重复，在这里不拟做介绍。

一、SAC

SAC (Seismic Analysis Code)是由美国加州大学 Lawrence Livermore 国家实验室(LLNL)开发研制的用于处理和研究时间序列信号，主要是地震信号的通用软件。其分析能力包括通常的算术运算、傅氏变换、频谱估计、 IIR 和 FIR 滤波、信号叠加处理(stacking)、数据提取、数值内插、相关分析、地震震相读取(picking)等。SAC具有多种绘图功能，同时提供不同的版本以适用于不同的计算机系统。现行的 SAC 版本可适用于 UNIX(AT&T System V, Berkeley 4.2), DEC VAX/VMS, PRIME, IBM VM/CMS, AIX, Stellar, Data General 等不同的系统，在图形处理方面可适用于仿真 Tektronix 4010/4014 的任何图形终端，以及 X-Window, SUN-Windows 等适用于工作站的图形系统。

SAC 采用交互式命令的驱动方式，即每条命令都需要在终端上键入，或者将其放在宏(macro)命令文件中去执行。地震信号存储在数据文件中，数据文件包括一个头段，用来说明这个文件的内容。SAC 格式可与 CSS 格式和 SEED 格式进行相互转换。

(一)启动和退出

SAC 的启动和退出都比较简单，安装 SAC 成功之后，键入

```
sac
```

即进入 SAC 的工作状态，此时出现一个提示符

```
SAC>
```

退出 SAC，键入

```
SAC > quit
```

即可。

(二)基本操作

1. 读写数据文件

读入文件，使用

SAC>r file1 file2 file3

其中 file1，file2，file3 是数据文件名。所谓读入，指的是从磁盘中读到 SAC 中来。如果在 SAC 中已有三个文件 file1，file2，file3，而需要再读入一个文件 file4，则使用

SAC>r more file4

否则，简单地使用

SAC>r file4

将把原来的三个文件“冲掉”。

使用命令

SAC>w file

可以将当前 SAC 中的数据写入文件 file 中，文件 file 为 SAC 的二进制格式。SAC 的二进制格式和 SAC 的 ASCII 格式的相互转换命令为

SAC>conv from SAC file1 to alpha file2

和

SAC>conv from alpha file2 to SAC file1

2. 屏幕绘图

SAC 中有两种图形，一种是很快地画出的很粗的图形（quick and dirty plot，简称 qdp），一种是正常分辨率的图形。SAC 的缺省选择是 qdp。如果想画正常分辨率的图形，则应键入

SAC > qdp off

在屏幕上画出地震波形，如果每一次只画出一道记录，则使用

SAC>p

键入回车，可以依次看下一道记录。如果想将所有的记录都画在一张图上，则使用

SAC>p1

在地震图上读取震相，使用

SAC > ppk

在这个状态下，使用[X]键来进行给定的地震图的缩放操作，方法是，分别将光标移到要进行水平轴向放大的波形的起始点处和终止点处，按[X]键。如果想要回到进行水平轴向放大之前的原来的情况，则键入[O]。将光标指向所识别的震相的起始处或峰值处，按[L]键，则在屏幕上自动给出光标处的时间和振幅，其中振幅的单位为数字计数(counts)，时间通常是相对于第一个数据点的相对时间。要退出 ppk 的状态，简单地键入[Q]即可。

3. 打印图形

SAC 可将屏幕上的图形转换为 sgf 文件(SAC 的图形文件)或 postscript 文件，在打印机上或绘图仪上绘出，方法是在所有的操作前键入

SAC> bd sgf

此后所有的绘图命令都将图形绘到 f001.sgf，f002.sgf 等顺序排列的 sgf 文件中。退出 SAC 后，使用

sgftops f001.sgf f001.ps

(其中 f001.sgf 和 f001.ps 为文件名),可以将 sgf 文件转换成 ps 文件。在设置好的激光打印机中，按通常的打印方式，例如

lpr f001.ps

即可将 ps 文件打印出来。

(三)进一步的操作

下面给出进一步的操作中的一些有用的命令，这些命令仅仅是 SAC 命令中的一小部分。

1. 频谱分析

地震图的频谱分析可按照下面的流程进行：

SAC>rmean	去掉直流分量
SAC>rtrend	去掉倾斜
SAC>fft	做傅氏变换
SAC>psp am	画出频谱图，且只画振幅谱

将频谱文件写入磁盘或从磁盘中读频谱文件到 SAC 中，应使用

SAC>writesp specfile

SAC>readsp specfile

其中 specfile 是频谱文件名。对频谱作傅氏反变换，使用

SAC>ifft

2. 信号滤波

在进行信号滤波前通常要去掉直流分量：

SAC>rmean

SAC 中提供了多种滤波器以供地震图分析使用，例如：

SAC>lp co 0.1 n4 用 4 极 Butterworth 滤波器对数据进行拐角频率为 0.1 Hz 的低通滤波

SAC>hp co 0.1 n4 用 4极 Butterworth 滤波器对数据进行拐角频率为 0.1 Hz 的高通滤波

SAC>bp co 0.1 2 n4 使用 0.1 Hz 到 2 Hz 的 4 极 Butterworth 带通滤波器

3. 仪器响应校正

加仪器响应，使用

SAC>transfer from none to polezero subtype fullname

其中，fullname 是以零点极点形式给出的仪器响应的文件名，在输入的时候应给出包括扩展名在内的全名。

去掉仪器响应，理论上可使用

SAC>transfer from polezero subtype fullname to none

的命令，但在实际操作中，由于这种运算的不稳定性，这种操作除非对理想的理论曲线进行，否则无法奏效。

但是另一方面，使用这个命令却可以方便地进行地震图的仿真(simulation)，例如

```
SAC>transfer from wwsp to wa
```

可以用 WWSSN 的短周期记录仿真 Wood-Anderson 式地震仪的记录。

4. 图形标注

SAC 中可以通过参数设置命令对图形中的一些参数进行选择，例如：

```
SAC>col red i on
```

是用不同颜色的线条标绘不同通道的地震图，其中第一道为红色。若不使用此命令，则 SAC 中的缺省设置为白色背景、黑色线条。另外的几个最常用的操作是：

SAC>xlabel “second” sl　　设横轴的单位为秒，用大号字写出(size=large)

SAC>ylabel “counts” sl　　设纵轴的单位为数字计数（counts），用大号字写出(size=large)

SAC>title “Seismogram”设图题为“Seismogram”

SAC>xlim 20 200　　将第 20 至第 200 点之间的图形画到整个窗口中。若想取消这项操作，可用

```
SAC>xlim off
```

（四）SAC的宏(macro)命令

在 SAC 中可以采用宏命令的方式进行操作，宏命令文件的扩展名为 .cmd。下面给出一个宏命令文件的例子，文件名为 test.cmd。

```
r z.dat
col red i on
qdp off
pl
```

运行此宏命令文件的方法是

```
SAC>macro test
```

宏命令文件中还可有输入的参量。例如在上例中，若数据文件名在运行时输入，则可将宏文件写成：

```
r $1
col red i on
qdp off
pl
```

而运行过程为

```
SAC>macro test z.dat
```

（五） MAP

与 SAC 相匹配的 MAP 软件，在标绘地理信息的工作中非常方便。 MAP 中存储有各种分辨度的地理信息，如海岸线、政区等，在地震学中十分有用。启动的方法是键入

```
map
```

与 SAC 类似，MAP 也出现一个提示符

MAP>

退出 MAP，使用

MAP>quit

MAP 中首先需要设置一些参数，例如：

MAP>center 44 88	设地图的中心为 44°N×88°E
MAP>w a 20 50 30 20	设地图范围为从中心起算西 20°，东 50°，南 30°，北 20°
MAP>title"Seismicity "	给出地图的标题
MAP>sf 1 cdsn	从文件 cdsn.sta 中读入台站的分布
MAP>ef quake	从文件 quake.eve 中读入地震的分布
MAP>map	在屏幕上绘出地图

MAP 中使用宏命令的方法和打印绘图的方法与 SAC 完全相同。在新版本的 SAC 中可以直接调用 MAP 的命令。

二、SeisGram

SeisGram 是国际地震学与地球内部物理学协会（IASPEI）发行的软件库(IASPEI Software Library)的第三卷的第一部分，是适用于 IBM PC 或相应的兼容机的交互式三分量数字地震图分析软件。

(一)启动和退出

SeisGram 安装成功后，键入

C>SEISGRAM

即可启动软件的运行，首先需要在下述四种情况中任选一种：

Newgroup	输入一组新数据
Display	转到图形状态并显示当前的各组数据
Init	删除当前各组数据并使程序回到初始状态
Exit	退出 SeisGram，返回 DOS

操作中只需键入这些选项的第一个字母，再按回车键。

若选 Newgroup，则程序要求输入数据文件的类型。SeisGram 可以处理的数据文件类型包括 SeisGram 的 ASCII格式，SeisGram 的二进制格式，IRIS 的 ASCII 格式，CDSN 二进制格式等。这里仍只需键入选项的第一个字母，再按回车键。需要输入的路径名和文件名随文件类型的不同而不同，例如对 SAC 的 ASCII 文件和二进制文件，无需输入扩展名.ASC 或.BIN。输入的路径和文件名有效时，程序将显示一些与数据文件有关的信息，如显示文件头段中的部分内容等。

读进文件之后，程序回到下一操作的提示：

Next Operation: [Newgroup, Display, Init, Exit]->

与前面相似，选 Newgroup 表示再输入一组新数据，选 Display 将转到图形状态显示当前的各组数据，选 Init 删除当前各组数据并使程序回到初始状态，选 Exit 退出 SeisGram

返回 DOS。

(二)基本操作

在 SeisGram 中在地震波形下方以一个选单给出了 SeisGram 中的基本操作。这些操作包括地震图沿时间轴的放大（Zoom），确定程序显示的地震图的标度或单位(Scale)，确定程序显示的窗口(Wind)，在地震图上进行时间变量和地震记录的读取（Pick），地震图的旋转(Rot)，三分量地震记录分别作为三道记录显示或叠在一起用不同的颜色显示的选择(Disp)，回到前面的图形(Last)，重画初始的显示窗口(Init)，向磁盘写文件(File)，地震图的谱分析和仪器响应校正(Math)，利用走时表识别震相(T-time)，地震图的硬拷贝(Hdcopy)，对地震记录进行编辑处理(Util)，退出 SeisGram 的图形显示方式(Exit)等。这里以读取到时和方位角为例，说明进行一项数字地震波形分析的操作的基本步骤。

在 SeisGram 中，凡需要键入回车键时，均可按(Click)鼠标上的左按钮；在大多数情况下，可用鼠标上的右按钮代替[Q]键表示退出或取消一个操作。读取到时和方位角，可以通过下述操作进行。

首先，用箭号或鼠标选择“沿时间轴的放大”(Zoom)选项，键入回车或按鼠标的左按钮，此时在显示地震图的屏幕上出现一个“+”号。用鼠标移动“+”号，直到它刚好处于初至 P 波波列的左下方，键入回车；将“+”号移动到 P 波波列的右上方，再键入回车，这样便选好了由两个顶角确定的窗口，这个窗口中的数据在整个屏幕上显示。

然后，选择 Disp，将分别作为三道记录显示的三分量地震图叠在一起。在彩色显示器上，三个分量分别用不同的频色表示。选择“旋转”(Rot)选项，可将地震记录转到以地震到台站的地震射线方向为参考方向的新的坐标系中去。此时可以输入 0°到 360°之间的任意的方位角数值，也可用键入回车的方式，以 10 度为步长，连续变化方位角的大小。这时会看到两道水平分量的记录在不断地随着输入的方位角的变化而变化。在屏幕右下角出现一个小示意图，给出 X 轴和 Y 轴的方位。反复调整方位角，直到在 X 分量上 P 波初至的振幅为零，而 Y 和 Z 方向上的 P 波初至相位相同(in phase)，则此时给出的 Y 的方位角，就是在台站上测得的、地震到台站的地震射线方向的方位角。值得注意的是，在涉及远震的情况下必须考虑球面几何，因此这个角度决不等于在地震的位置上测得的、地震到台站的地震射线方向的方位角。

选择 Pick，可以读出 P 波初至的振幅和到时。选择 T-time，则可在地震图上标出不同的震相的位置。震相的走时是使用 JB 表计算得到的，因此对不同的地区，会有一定的偏差。震源参数（发震时刻、震中距、震源深度）以人机对话的方式输入，其中用左右箭号改变发震时刻，用上下箭号改变震中距的大小、用[Home]和[End]键改变震源深度，用[Ins]键改变震源参数变化的步长。随着震源参数的改变，屏幕上不同震相的位置也在不断地变化。对于深度小于 35 km 的地震，可以在屏幕上显示的震相包括 P，PKP，PP，PPP，S，SS，SSS，Q（海洋型 Lq），G，R(海洋型 Lr)，Qc(大陆型 Lq)，Rc(大陆型 Lr)等；对于深度大于 35 km 的地震，可以在屏幕上显示的震相包括 P，pP，PKP，S，Q，G，R，Qc，Rc 等。利用走时表作为参考，可以帮助进行不同震相的识别和分析，或者利用不同的震相进行地震定位。

三、PITSA

PITSA (Package of Interactive Tools for Seismic Analysis)软件包括工作站版本和 PC 版本，后者由国际地震学和地球内部物理学协会 (IASPEI 作为其软件库的第五卷 (IASPEI Software Library Vol. 5)发行。PITSA 软件既是一套方便的用于数字地震波形分析的实用软件，也是一套直观的数字地震学方面的教学软件。 PITSA 的作者之一 F. Scherbaum 曾将 PITSA 的使用作为其教程《数字地震信号处理入门》(First Principles of Digital Signal Processing for Seismologists)的辅助练习。

(一)启动和退出

在硬盘中安装 PITSA 软件成功之后，键入

C>PITSA

即可启动 PITSA 的运行。在屏幕上方是 PITSA 的选单栏 (Menu bar)，选单包括常规分析工具(Routine Tools)，高级分析工具(Advanced Tools)，数据文件(Files/Traces),应用处理(Utilities)，状态设置(Set up),以及退出 PITSA 运行状态(Quit)等内容。在屏幕下方是一些提示信息，其中键入[F1]为咨询信息(Help)，键入[F3]为硬拷贝(Hardcopy)，键入[ESC]为从一种操作状态中退出(Escape)。

屏幕上的光标可以用鼠标驱动，也可用箭号键驱动。使用鼠标上左面的按钮来进行选项，这时可以见到与每一项相对应的下拉式选单 (pull down menu)。也可用箭号键来移动光标寻找选项，用回车键进行选择。有些选项定义了“热键”(hot key),比如键入[R]可进行常规分析工具的操作，键入[D]可进行高级分析工具的操作，键入[Q]表示退出 PITSA 运行的状态，等等。

在‘数据文件’(Files/Traces)选项的下拉式选单中选择‘读取文件’(Retrieve File)项，则系统要求用户给出输入文件的格式。PITSA 可以处理 ISAM，SUDS，ASCII 等格式的数据文件。键入[F1]可以得到关于这些格式的说明。

(二)基本操作

PITSA 提供的“常规分析工具”(Routine Tools) 包括：地震图沿时间轴的放大 (Zoom)，地震数据的编辑 (Edit)，仪器响应校正 (Instrument Correction)， 震相识别 (Phase Picking) 计算震级 (Magnitudes)，地震图的积分 Íntegrate)，地震图的微分 (Differentiate)，地震图的基线校正(Baseline Correction)等等。PITSA 提供的‘高级分析工具’(Advanced Tools) 主要包括频谱分析，地震图的滤波处理，偏振分析等等。这些操作通常是通过选择选单中的选项实现的。这里略举两例。

地震图的缩放在‘常规分析工具’中选择‘沿时间轴放大’(Zoom)选项,则程序要求输入窗口的类型，可以选 Untapered 接着，需要选择指定窗口的方式，包括只用一个光标控制窗口的起始点和终止点的位置 (Single Cursor)，用两个光标控制窗口的起始点和终止点的位置(Double Cursor)，用数字指定窗口的起始点和终止点的位置(Index)等。比如,如果用起点为第 M 点、长度为 N 个点的方式来指定窗口，则可选择 Index,此时程序要求输入窗口的长度(单位为数据点数)和起始点位置(单位为数据点数)如果固定窗

口的长度，用一个光标指定窗口的起点，则可选择 Single Cursor，此时程序要求输入窗口的长度（单位为数据点数）；如果用两个光标来指定窗口的起始点和终止点的位置，则可选择 Double Cursor。选定满意的窗口之后，选择“接受”(accept zoom window)项，然后，程序要求决定对原来的地震图如何处理，如选“保留”(accept/Append)项，则在画出沿时间轴放大的地震图的同时也保留原来的地震图，一般是将原来的地震图画在上面，而将沿时间轴放大后的地震图放在下面；如选“取代”(accept/Replace ）项，则原来的地震图在屏幕上不再出现，屏幕上只保留沿时间轴放大后的地震图；若选“跳过”(Ignore new traces)项，则相当于取消前面的所有沿时间轴放大的操作。值得指出的是，有些操作，例如地震数据的编辑(Edit)，震相识别(Phase Picking)，计算震级(Magnitudes)等等，先要求对要处理的地震波形进行沿时间轴的放大，其操作与上面叙述的相似。与前面介绍的命令的方式相比，这个叙述是比较冗长的，但由于在操作过程中随时都有提示信息和选单的帮助，且可以通过[F1]键得到必要的咨询信息，因此每一步操作都是很简便、直观的。

偏振分析：在“高级分析工具”（Advanced Tools）选项中选择“偏振分析”(Particle Motion)子选项，指定两道记录作为 X 分向的记录和 Y 分向的记录，然后进行沿时间轴的放大(Zoom）以找到所研究的波形。接着需要给出用于偏振分析的滑动窗口的数据点数，比如对于采样率 100 sps 的数据来说，要使滑动窗口长 0.2 s，则需要 20个数据点。此时屏幕上画出所选的波形和滑动窗口内的质点运动图。滑动窗口的位置是在地震图上通过一个光标指示出来的，使用箭号键左右移动光标，则可以看到相应于不同时刻的质点运动图。也可用鼠标来控制滑动窗口的位置。质点运动图上的起始点用一个箭号标出，使用[PgUp]键来控制箭头的显示与否。

四、ARS

ARS(Analyst Review Station)软件完成于 90 年代初。1991 年 4 至 5 月，结合联合国裁军谈判会议(CD）为考察在全球范围内进行地下核试验的地震监测的可行性而组织的全球地震核查试验项目 GSETT-Ⅰ，ARS 在一些台站和当时位于美国华盛顿的国际数据中心(IDC）进行了为期六周左右的试运行，并在其后进行了多方面的改进和完善。作为一种地震数据分析工具，与为相似的目的而发展起来的其他软件相比， ARS 具有很多独特的优势：采用标准格式的过程间通讯，ARS 可以和外部程序之间建立联系；图形用户界面采用户熟悉的目标和操作选择模式；使用广为接受的标准（例如 X-Window)从而给硬件通用性和软件可移植性的实现带来极大的方便。 1992 年，中国 GSE 系统并入中国数字地震台网 (CDSN)，1992 年底，中美合作 CDSN 二期技术改造和新一代 CDSN 建设开始启动。与 1986 年底建设完成的第一代 CDSN 相比，新一代 CDSN 台站更多地突出了监测功能，ARS 则成为新一代 CDSN 台站进行地震数据分析和地震参数测定的常规工具。

ARS 主要适用于与数据采集(DA）系统和数据处理(DP)系统联接的 SUN 工作站上的基本地震波形分析操作。 ARS 所需的基本环境为 UNIX 系统，X-Window 图形系统，

以及 Oracle 数据库，所用数据格式为 CSS 格式或 SEED 格式。

（一）启动和退出

启动 ARS 的工作，首先在根选单（root menu）下的“开始”（start up）选单下依次选择 Start ISIS，Start Comm Agent，Start SEED2CSS，Start Sig Pro 等四项，以启动 ARS 运行的基本环境，选择 Start ARS，Start Spectra 等项，以启动 ARS 和频谱分析等软件。

ARS 启动之后，在选单窗口中选择 Latest Data 项。如果不是用于大震快速反应的分析，则也可在数据文件（File）选单中进行读取其他数据的操作。此时出现一个上托窗口，给出了所选时间段的参数。将由鼠标控制的箭头指向上托窗口中的相应的项，以“后退”（Backspace），“删除”（Delete）两个键为辅助，由键盘输入起始时间和时间长度。然后选择“完成”（Done）。如果需要重新设定起始时间等参数，则选择“取消”（Conceal），再重复上述选择的过程。

退出 ARS，只需在 Spectra 和 ARS 窗口中分别选择“数据文件”（File）选单中的“退出”（Quit）项，结束谱分析软件和 ARS 软件的运行即可。

（二）最低限度操作

在“状态选择”（Option）选单下选择“波形”（Waveform）子选单中的“波形打开”（Waveform On）项。

使用鼠标的左按钮拖动时标 t1 和 t2，键入[Ctrl＋Z]对波形进行沿时间轴的缩放（Zoom）处理，以搜寻所需要的地震波形。其中[Ctrl＋Z]为放大 t1 到 t2 之间的波形，若恢复原来未经放大的波形，则用[Ctrl＋U]。这里[Ctrl＋Z]和[Ctrl＋U]是热键，有关的操作当然也可以通过相应的由鼠标控制的选项来实现。

将由鼠标控制的光标指向所要分析的震相，按鼠标的右按钮拖动光标，对准震相的起始，松开按钮，光标即固定在震相起始处，从屏幕上可读出震相的起始时间，这个时间，一般是相对于地震图起始时间的相对时间。到时后面的数字是地震图的振幅，单位为数字计数（counts）。若按鼠标中间的按钮，则这些数字消失。

在波形窗口的左侧用由鼠标控制的箭头指向记录名（如指向北京台的宽频带垂直分量 BJI/BHZ），使用鼠标左按钮拖动时标 t1，t2，以通过在相应的波形上标出所选震相的起始时刻和终止时刻来确定用来进行频谱分析的时间窗，在选单窗口中选择“谱分析”（Send to spectra）项，则在频谱窗口中给出相应的频谱图，用鼠标移动箭头，在图上即可读出拐角频率等谱参数。

（三）进一步的操作

通过选单窗口，可以按照所需功能进行多种操作。ARS 提供了四个主选单：“数据文件”（File），“事件处理”（Event Refinement），“图形”（View），“状态选择”（Options）。每个选单都有一个下拉式的表列。如果需要选择其中的一项，首先移动鼠标指向主选单，按鼠标左按钮以打开主选单。如果不选任何项而直接退出，则可将鼠标移到选单外面，然后按鼠标左按钮。带[…]的选项表示选择此项时将出现一个上托对话窗口。有些选项带有右箭头的标记，表示它还有一些子选项。有些选项定义了热键，比如地震波形的缩放处理（Zoom），既可在“图形”（View）选单下选 Zoom 项，也可使用热键[Ctrl＋Z]来进行。

对一次地震事件的常规处理通常包括两步，第一步是计算机自动检测和定位，第二步是分析人员校验(Analyst Review)。分析人员校验通常包括下述步骤：①选定（或增加)一个“预选震源”(Origin)；②选定所要分析的地震记录(Channels)；③选定“预选到时”(Arrivals)，并将其认定为某个震相（P，S，pP，sP，PcP 等）；④对“预选震源”(Origin)和“预选到时”(Arrivals)进行“组合”(associate)；⑤定位计算；⑥根据定位结果确定震级。这里“预选震源”并不一定是一个震源,它仅仅是一个可能的候选者“预选到时”也不一定是传统地震分析中的震相到时，它只是地震图上一个信号的到时，这个信号可能是震相、也可能不是震相“组合”操作就是把一个“预选震源”和若干个“预选到时”联系起来,认为所观测到的“预选到时”是来自“预选震源”的某个震相,并使用这些信息进行地震定位和震级测定；如果发现这种关系搞错了，就需要解除这种组合关系(disassociate)。

参 考 文 献

陈运泰、顾浩鼎，1990。震源理论。北京：国家地震局地球物理研究所，中国科学技术大学研究生院。

陈运泰、许力生，1994。用宽频带数字地震资料研究地震破裂过程的复杂性。第五届台湾地区地球物理研讨会论文集，1～10。

陈运泰、王培德、吴忠良，1992。地震矩张量及其反演。北京：国家地震局地球物理研究所。

国家地震局地质研究所(编)，1981。亚欧地震构造图。北京 地图出版社。

胡聿贤，1988。地震工程学。北京 地震出版社。

胡聿贤、张继栋、邹夕林、齐心，1982。基岩地震动参数与震级和距离的关系。地震学报，4(2)：199～207。

刘正荣、陈敬，1986。1985年 4月 18 日云南省禄劝地震。地震学报，8(增刊)：161～165。

马杏垣(主编)1987。中国岩石圈动力学纲要——1：400 万中国及邻近海域岩石圈动力学说明书。北京 地震出版社。

倪江川，1987。人工爆炸和天然地震的矩张量反演。硕士论文。北京：国家地震局地球物理研究所。

倪江川、陈运泰、陈祥熊，1991。地震矩张量及其反演。地震地磁观测与研究，12(5)：1～17。

倪江川、陈运泰、王鸣、吴明熙、周家玉、王培德、吴大铭，1991。云南禄劝地震部分余震的矩张量反演。地震学报，13(4)：412～419。

涂德龙，1990。1990 年 4月 26 日共和 6.9 级地震地质构造背景。高原地震，2(3)：15～20。

王培德、陈运泰、王鸣，1993。中国西南地区近震源强地面运动特征。北京 地震出版社。

王培德、王鸣、任道容、田玉红、张廉强、汪更滋、陈运泰，1995。中国一欧洲共同体地震科学合作项目'北京西北延庆一怀来盆地地震学研究'进展，地震地磁观测与研究，16(6)：8～14。

王培德、田玉红、李春来、陈运泰，1996。怀来地区的地震活动与怀来地区断裂构造，地震学报，19(5)：551～554。

王世一，1987。数字信号处理。北京 北京工业学院出版社。

吴明熙、王鸣、孙次昌、柯兆明、王培德、陈运泰、吴大铭，1990。1985年禄劝地震部分余震的精确定位。地震学报，12(2)：121～129。

吴忠良、陈运泰、牟其铎，1994。核爆炸地震学概要。北京 地震出版社。

谢礼立、于双久，1982。强震观测与分析原理。北京 地震出版社。

许忠淮、汪素云、黄雨蕊、高阿甲，1989。由大量地震资料推断的我国大陆构造应力场。地球物理学报，32(5)：636～647。

曾秋生，1990。一九九〇年四月二十六日青海省共和、兴海间 6.9 级地震概况。高原地震，2(3)：3～12。

曾秋生，1991。青海省的地震活动与地震灾害。高原地震，3(1)：1～11。

曾融生、朱介寿、周兵、丁志峰、何正勤、朱露培、骆循、孙为国，1992。青藏高原及其东部邻区的三维地震波速度结构与大陆碰撞模型。地震学报，14(增刊)：523～533。

曾融生、孙为国，1992。青藏高原及其邻区的地震活动性和震源机制以及高原物质东流的讨论。地震学报，14(增刊)：539～563。

赵明、陈运泰、巩守文、王庆良，1992。用水准测量资料反演 1990年青海共和地震的震源机制。地壳形变与地震，12(4)：1～11。

郑治真，1983。波谱分析基础。北京 地震出版社。

宇津德治(主编), 1987。地震事典。东京 朝仓书店。中译本 李裕彻,卢振业,丁鉴海,李桂莲译,卢振恒校, 1990。北京 地震出版社。

Abercrombie R. E., Agnew, D. C. and Wyatt, F. K., 1995a. Testing a model of earthquake nucleation. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 85: 1873～1878.

Abercrombie, R. E., Main, I. G., Douglas, A. and Burton, P. W., 1995b. The nucleation and rupture process of the 1981 Gulf of Corinth earthquakes from deconvolved broad-band data. *Geophys. J. Intl.*, 120: 393～405.

Ahern, T. K., 1994. The FDSN archive of the IRIS Data Management Center. *Annali di Geofisca*, 37: 1103～1112.

Aki, K. and Richards, P. G., 1980. *Quantitative Seismology. Theory and Methods. Vols.* 1 and 2, San Francisco: Freeman.

Avouac, J. P. and Tapponnier, P., 1993. Kinematic model of active deformation in Central Asia. *Geophys. Res. Lett.*, 20: 895～899.

Backus, G. E., 1977a. Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 51: 1～25.

Backus, G. E., 1977b. Seismic sources with observable glut moments of spatial degree two. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 51: 27～45.

Backus, G. E. and Mulcahy, M., 1976. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources- I. Continuous displacements. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 46: 341～361.

Backus, G. E. and Mulcahy, M., 1977. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources- II. Discontinuous displacements. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 47: 301～329.

Bak, P. and Tang, C., 1989. Earthquakes as a self-organized critical phenomenon. *J. Geophys. Res.*, 94: 15635～15637.

Bath, M., 1974. *Spectral Analysis in Geophysics.* Developments in Solid Earth Geophysics, 7. Amsterdam: Elsevier.

Baumgardt, D. R. and Ziegler, K. A., 1988. Spectral evidence for source multiplicity in explosions: application to regional discrimination of earthquakes and explosions. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 78: 1773～1795.

Boatwright, J. and Choy, G. L., 1986. Teleseismic estimates of the energy radiated by shallow earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 91: 2095～2112.

Booth, D. C. and Crampin, S., 1985. Shear-wave polarizations on a curved wavefront at an isotropic free surface. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 83: 31～45.

Booth, D. C., Crampin, S., Evans, R. and Roberts, G., 1985. Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault-I. Evidence for anisotropy-induced shear-wave splitting. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 83: 61～73.

Booth, D. C., Crampin, S., Lovell, J. H. and Chiu, J-M, 1990. Temporal changes in shear wave splitting during an earthquake swarm in Arkansas. *J. Geophys. Res.*, 95: 11151～11164.

Boschi, E., Giardini, D. and Morelli, A. (eds.), 1991. *MedNet.* Roma: Il Cigno Galileo Galilei Edizioni di Arte e Scienza.

Bracewell, R. N., 1986. *The Fourier Transform and Its Applications.* Second Edition. New York: McGraw-Hill.

Brune, J. N., 1970. Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J.*

Geophys. Res., 75: 4997～5009.

Burridge, R. and Knopoff, L., 1964. Body force equivalents for seismic dislocations. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 54: 1875～1888.

Burridge, R. and Halliday, G. S., 1971. Dynamic shear cracks with friction as models for shallow focus earthquakes. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 25: 261～283.

Buttkus, B. (ed)., 1986. *Ten Years of the Grafenberg Array —— Defining the Frontiers of Broadband Seismology*. Hannover*.

Chelidze, T. L., 1982. Percolation and fracture. *Phys. Earth Planet. Interi.*, 28: 93～101.

Chelidze, T. L., 1986. Percolation theory as a tool for imitation of fracture process in rocks. *PAGEOPH*, 124: 731～748.

Chen, Y. T., Chen, X. F. and Knopoff, L., 1987. Spontaneous growth and autonomous contraction of a two-dimensional earthquake fault. *Tectonophysics*, 144: 5～17.

Chen, Y. T., Zhou, J. Y. and Ni, J. C., 1991. Inversion of near-source broadband accelerograms for the earthquake source-time function. *Tectonophysics*, 197: 89～98.

Chen, Y. T., Mu, Q. D. and Zhou, G. W., 1994. The China Digital Seismograph Network. *Annali di Geofisica*, 37: 1049～1053.

Chiu, J.-M., Chiu, S.-C. C. and Kim, S. G., 1997. The significance of the crustal velocity model in local earthquake locations from a case example of a PANDA experiment in the central United States. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 87: 1537～1552.

Choy, G. L. and Richards, P. G., 1975. Pulse distortion and Hilbert transformation in multiply reflected and refracted body waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 65: 55～70.

Console, R. (ed.), 1994. *Planning and Procedures for GSETT-3*. *Annali di Geofisica*, 37 (Special issue).

Crampin, S., 1978. Seismic-wave propagation through a cracked solid: polarization as a possible dilatancy diagnostic. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 53: 467～496.

Crampin, S., 1985. Evidence for aligned cracks in the earth's crust. *First Break*, 3: 12～15.

Crampin, S., 1987. The basis for earthquake prediction. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 91: 331～347.

Crampin, S. and Booth, D. C., 1985. Shear-wave polarizatiopns near the North Anatolian Fault-II. Interpretation in terms of crack-induced anisotropy. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 83: 75～92.

Crampin, S. and Lovell, J. H., 1991. A decade of shear-wave splitting in the Earth's crust: what dose it mean? what use can we make of it? and what should we do next?, *Geophys. J. Intl.*, 107: 387～407.

Crampin, S., Evans, R., Ucer, B., Doyle, M., Davis, J. P., Yegorkina, G. V. and Miller, A., 1980. Observations of dilatancy-induced polarization anomalies and earthquake prediction. *Nature*, 286: 874～877.

Crampin, S., Evans, R. and Atkinson, B. K., 1984. Earthquake prediction: a new physical basis. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 76: 147～156.

Crampin, S., Booth, D. C., Evans, R., Peacock, S. and Fletcher, J. B., 1990. Changes in shear wave splitting at Anza near the time of the North Palm Springs earthquake. *J. Geophys. Res.*, 95: 11197～11212.

Crampin, S. and Zatsepin, S. V., 1997. Modelling the compliance of crustal rock-II - response to temporal changes before earthquakes, *Geophys. J. Intl.*, 129: 495～506.

Das, S. and Scholz, C. H., 1981. Theory of time-dependent rupture in the Earth. *J. Geophys. Res.*, 86: 6039～6051.

Dieterich, J. H., 1986. A model for the nucleation of earthquake slip. In: Das, S., Boatwright, J. and Scholz, C. H. (eds.) *Earthquake Source Mechanics*, Amer. Geophys. Union, M. Ewing, Geophys Monogr. Vol. 6, 37～47.

Dieterich, J. H., 1987. Nucleation and triggering of earthquake slip: effect of periodic stresses. *Tectonophysics*, 144: 127～139.

Dieterich, J. H., 1992. Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength. *Tectonophysics*, 211: 115～134.

Dodge, D. A., Beroza, G. C. and Ellsworth, W. L., 1995. Foreshock sequences of the 1992 Landers, California, earthquake and its implications for earthquake nucleation. *J. Geophys. Res.*, 100: 9865～9880.

Dodge, D. A., Beroza, G. C. and Ellsworth, W. L., 1996. Detailed observations of California foreshock sequences: implications for the earthquake initiation process. *J. Geophys. Res.*, 101: 22371～22392.

Douglas, A., Bowers, D. and Young, J. B., 1997. On the onset of P seismograms. *Geophys. J. Int.*, 129: 681～690.

Dreger, D. S., 1994. Empirical Green's function study of the January 17, 1994 Northridge, California earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 21: 2633～2636.

Dziewonski, A. M., Ekstroem, G., Woodhouse, J. H. and Zwart, G., 1991. Centroid-moment tensor solutions for April-June 1990. *Phys. Earth Planet. Interi.*, 66: 133～143.

Ellsworth, W. L. and Beroza, G. C., 1995. Seismic evidence for an earthquake nucleation phase. *Science*, 268: 851～855.

Evans, R., Beamish, D., Crampin, S. and Ucer, S. B., 1987. The Turkish Dilatancy Project (TDP3): multidisciplinary studies in a potential earthquake source region, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 91: 265～286.

FDSN, 1993. *Standard for the Exchange of Earthquake Data*, version 2.3. FDSN, IRIS and USGS*.

Fitch, T. J., McCowan, D. W and Shields, M. W., 1980. Estimation of the seismic moment tensor from teleseismic body wave data with applications to intraplate and mantle earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 85: 3817～3828.

Frankel, A., 1991. High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, *b* value, and the scaling of strength on faults. *J. Geophys. Res.*, 96: 6291～6332.

Gilbert, F., 1970. Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 22: 223～226.

Gilbert, F., 1973. Derivation of source parameters from low-frequency spectra. *Phil. Trans. R. Soc.*, A274: 369～371.

Gilbert, F. and Dziewonski, A. M., 1975. An application of normal mode theory to the retrieval of structure parameters and source mechanisms from seismic spectra. *Phil. Trans. R. Soc.*, A278: 187～269.

Giovambattista, R. D. and Barba, S., 1997. An estimate of hypocentre location accuracy in a large network: possible implications for tectonic studies in Italy. *Geophys. J. Int.*, 129: 124～132.

Goldstein, P., Walter, W. R. and Zandt, G., 1992. Upper mantle structure beneath Central Eurasia

using a source array of nuclear explosions and waveforms at regional distances. *J. Geophys. Res.*, 97: 14097～14113.

Hartzell, S. H., 1978. Earthquake aftershocks as Green's function. *Geophys. Res. Lett.*, 5: 1～4.

Harvey, D. and Choy, G. L., 1982. Broad-band deconvolution of GDSN data. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 69: 659～668.

Herbert-Gustar, L. K. and Nott, P. A., 1980. *John Milne, Father of Modern Seismology*. Tenterden, Kent.: Paul Norbury Publ. Ltd., 196pp.

Herrman, R. B., 1979. Fast HYPO ——a hypocenter location program. *Earthquake Notes*, 50: 25～34.

Heaton, T. H., 1990. Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Phys. Earth Planet. Interi.*, 64: 1～20.

Honda, H., 1957. The mechanism of the earthquake. *Sci. Reports Tohoku Univ.*, Ser. 9, *Geophys. Suppl.*, 9: 1～46.

Hudson, D. E., 1979. *Reading and Interpreting Strong Motion Accelerogram*. Earthquake Engineering Research Institute*.

James, D. E. (ed.), 1989. *The Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*. New York: Van Nostrand Reinhold Company.

Jennings, P. C., 1983. Engineering seismology. In: Kanamori, H. and Boschi, E. (eds.), *Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 138～173.

Keilis-Borok, V. I., 1959. On estimation of the displacement in an earthquake source and source dimensions. *Ann. Geophys.*, 12: 205～214.

Kennett, B. L. N., 1983. *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*. Cambridge: Cambridge University Press.

Kikuchi, M. and Kanamori, H., 1982. Inversion of complex body waves. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 72: 491～506.

Kim, S. G. and Wu, Z. L., 1996. Empirical analysis of digital seismograms from a cluster of explosions at regional distames for characterizing multiple explosions. *Geophys. J. Intl.*, 125: 491～503.

Knopoff, L., 1981. On the nature of the earthquake source. In: Husebye, E. S. and Mykkeltveit, S. (eds.), *Identification of Seismic Source —— Earthquake or Underground Explosion*. Dordrecht: D. Reidel, 49～69.

Knopoff, L. and Randall, M. J., 1970. The compensated linear-vector dipole: a possible mechanism for deep earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 75: 4957～4963.

Kraut, E. A., 1963. Advances in the theory of anisotropic elastic wave propagation. *Rev. Geophys.*, 1: 401～448.

Lee, W. H. K. and Lahr, J. C., 1972. HYPO71: A computer program for determining hypocenter, magnitiude, and first motion pattern of local earthquake. *U. S. Geological Survey Open File Report*, 75～311*.

Liu, E., Crampin, S., Queen, J. H. and Rizer, W. D., 1993. Behaviour of shear waves in rocks with two sets of parallel cracks. *Geophys. J. Intl.*, 113: 509～517.

Madariaga, R., 1983. Earthquake source theory: A review. In: Kanamori, H. and Boschi, E. (eds.), *Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1～44.

Maruyama, T., 1963. On the force equivalents of dynamical elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism. *Bull. Earthquake Res. Inst., Tokyo Univ.*, 41: 467～486.

McCowan, D. W., 1976. Moment tensor representation of surface wave sources. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 44: 595～599.

Morelli, A. (ed)., 1994. 1994 Status report of the Federation of Digital Seismographic Networks. *Annali di Geofisica*, 37: 1037～1112.

Mori, J. and Hartzell, S., 1990. Source inversion of the 1988 Upland, California, earthquake: determination of a fault plane for a small event. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 80: 507～518.

Mueller, C. S., 1985. Source pulse enhancement by deconvolution of an empirical Green's function. *Geophys. Res. Lett.*, 12: 33～36.

Neugebauer, H. J., Nuenhoefer, H., Pesinger, A., Ruegg, J. C., Schick, R., Sovriav, M., Stoeckl, H. and Vich, R., 1973. A comparison of different restitution methods using shake table experiments. *J. Geophys.*, 39: 563～566.

Niewiadomski, J. and Meyer, K., 1986. Application of the regularization method for determination of seismic source time functions. *Acta Geophysica Pol.*, 34: 137～144.

Nolet, G. (ed.), 1987. *Seismic Tomography: With Application in Global Seismology and Exploration Geophysics*. Amsterdam: D. Reidel.

Ohnaka, M., 1992. Earthquake source nucleation: a physical model for short-term precursors. *Tectonophysics*, 211: 149～178.

Ohnaka, M., 1993. Critical size of the nucleation zone of earthquake rupture inferred from immediate foreshock activity. *J. Phys. Earth*, 41: 45～56.

Ohnaka, M., 1996. Nonuniformity of the constitutive law parameters for shear rupture and quasistatic nucleation to dynamic rupture: a physical model of earthquake generation processes. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 93: 3795～3802.

Ohnaka, M. and Kuwahara, Y., 1990. Characteristic features of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure. *Tectonophysics*, 175: 197～220.

Oppenheim, A. V. and Schafer, R. W., 1975. *Digital Signal Processing*. New Jersey: Prentice-Hall.

Owens, T. J., Zandt, G. and Taylor, S. R., 1984. Seismic evidence for an ancient rift beneath the Cumberland plateau, Tennessee: a detailed analysis of broadband teleseismic P waveforms. *J. Geophys. Res.*, 89: 7783～7795.

Peacock, S., Crampin, S., Booth, D. C. and Fletcher, J. B., 1988. Shear wave splitting in the Anza seismic gap, southern California: temporal variations as possible precursors. *J. Geophys. Res.*, 93: 3339～3356.

Person, W. J., 1991. Seismological notes —— March-April 1990. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 81: 297～302.

Rydelek, P. A. and Sacks, I. S., 1989. Testing the completeness of earthquake catalogues and the hypothesis of self-similarity. *Nature*, 337: 251～253.

Scherbaum, F., 1993. *First Principles of Digital Signal Processing for Seismologists*. Müchen: Institut fuer Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig Maximilians Universitaet Müchen.

Scherbaum, F. and Bouin, M. -P., 1997. FIR filter effects and nucleation phases. *Geophys. J. Intl.*, 130: 661～668.

Seidl, D., 1980. The simulation problem for broadband seismograms. *J. Geophys.*, 48: 84～93.

Seidl, D. and Stammler, W., 1984. Restoration of broadband seismograms (Part I). *J. Geophys.*, 54: 114～122.

Shearer, P. M., 1991. Imaging global body wave phases by stacking long-period seismograms. *J. Geophys. Res.*, 96: 20353～20364.

Stavrakakis, G. N., Tselentis, A. -G. and Drakopoulos, J., 1987. Iterative deconvolution of telesseismic P waves from the Thessaloniki (N. Greece) earthquake of June 20, 1978. *PAGEOPH*, 124: 1039～1050.

Steketee, J. A., 1958a. On Volterra's dislocation in a semi-infinite medium. *Can. J. Phys.*, 36: 192～305.

Steketee, J. A., 1958b. Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations. *Can. J. Phys.*, 36: 1168～1198.

Stump, B. W. and Johnson, L. R., 1977. The determination of source parameters by the linear inversion of seismograms. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 67: 1489～1502.

Stump, B. W. and Johnson, L. R., 1984. Near-field source characterization of contained nuclear explosions in tuff. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 74: 1～26.

Ward, S. N. and Barrientos, S. E., 1986. An inversion for slip distribution and fault shape from geodetic observations of the 1983, Borah Park, Idaho, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 91: 4909～4919.

Weaver, H. J., 1983. *Applications of Discrete and Continuous Fourier Analysis*. New York: Wiley, 90～109.

Yamashita, T. and Ohnaka, M., 1991. Nucleation process of unstable rupture in the brittle regime: a theoretical approach based on experimentally inferred relations. *J. Geophys. Res.*, 96: 8351～8367.

Zhao, M., Chen, Y. T., Gong, S. W. and Wang, Q. L., 1993. Inversion of focal mechanism of the Gonghe, China, earthquake of April 26, 1990, using leveling data. In: Ding, G. Y. and Chen, Z. L. (eds.), *Continental Earthquakes*, IASPEI Publication Series for the IDNDR, 3: 246～252.

Введенская, А. В., 1956. Определение полей смещения при землетрясениях с помощью теорий дислокаций. Изв. АН СССР, Сер. Геофиз., 3 : 227～284.

Костров, Б. В., 1975. Механика Очага Тектонического Землетрясения. Москва: Наука.

注 :标 * 者为以某种形式公开发表，但未有 ISBN 或 ISSN 登录的文献。