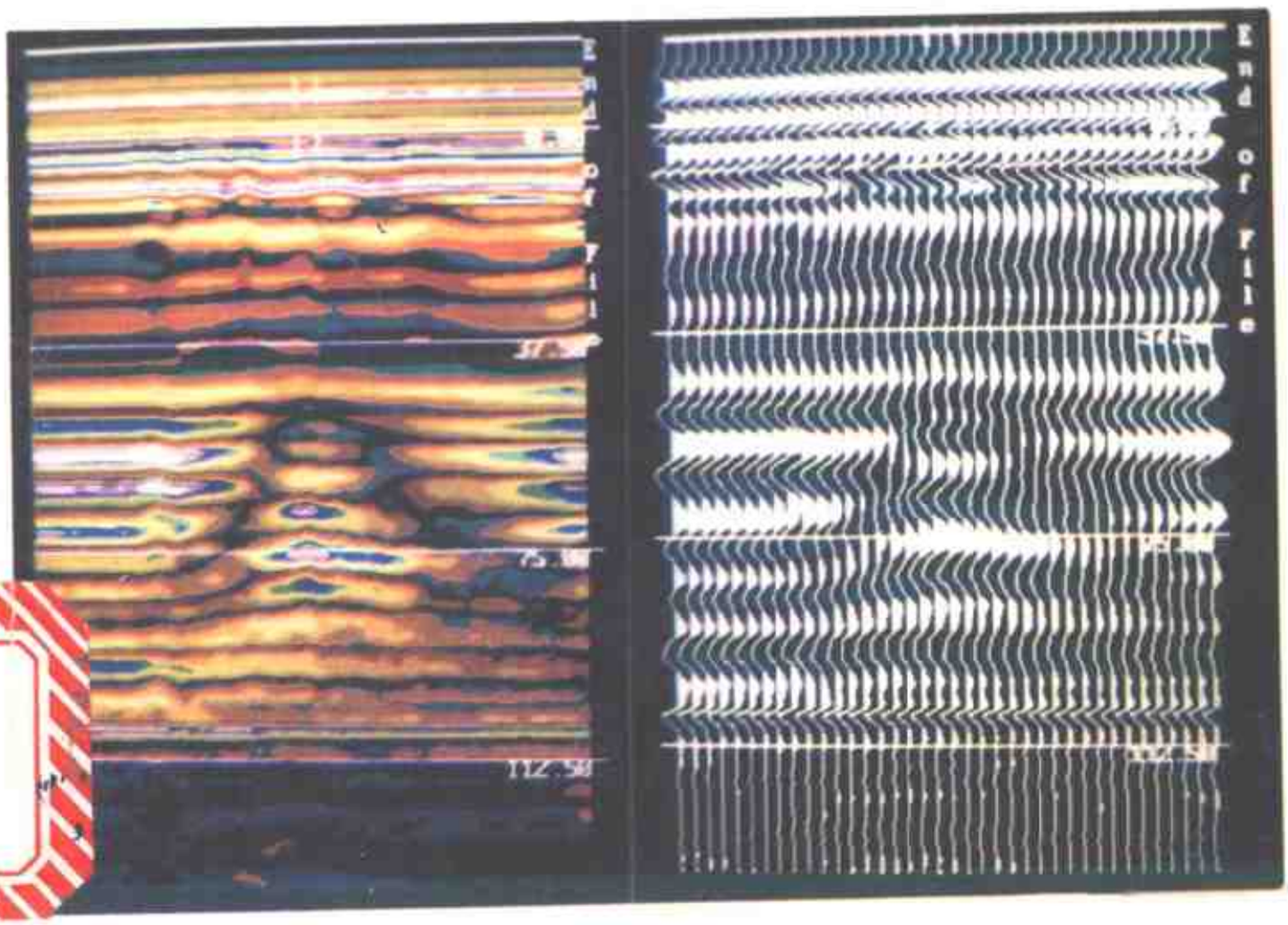
探地雷达方法与应用

李大心编著



地质出版社

ISBN 7-116-01771-2





探地雷达方法与应用

李大心　编著

地质出版社

·北京·

（京）新登字085号

图书在版编目（CIP）数据

探地雷达方法与应用/李大心编著．－北京：地质出版社，1994.12
ISBN 7-116-01771-2

Ⅰ．探… Ⅱ．李… Ⅲ．地球物理勘探-雷达探测-方法 Ⅳ．P631

中国版本图书馆 CIP 数据核字（94）第 13301 号

地质出版社出版发行
（100013 北京和平里七区十楼）
责任编辑：曹玉

北京地质印刷厂印刷　新华书店总店科技发行所经销
开本：850×1168 1/32 印张：5 字数：134000
1994年12月北京第一版·1994年12月北京第一次印刷
印数：1—2000 册 定价：8.00 元
ISBN 7-116-01771-2

P.1415

前　言

探地雷达是利用超高频（10^6—10^9Hz）脉冲电磁波探测地下介质分布的一种地球物理勘探方法。实践表明，它可以分辨地下10^{-1}m尺度的介质分布，因此探地雷达方法以其特有的高分辨率在浅层与超浅层地质调查中有着极其广阔的应用前景。

我国在60年代开始研究探地雷达仪器与方法，监于当时的器件与工艺水平，进展缓慢。80年代末至90年代初，随着国内探地雷达仪器研制水平的提高与国外先进仪器的引进，该技术已在工程地质勘查、基础工程质量检测、灾害地质调查与考古调查等众多领域中获得越来越多的应用，并已取得显著的社会效益与经济效益。监于国内还没有一本系统介绍探地雷达的书籍，就此在中国地质大学（武汉）四年多来的应用实践基础上，对探地雷达的理论、工作方法技术、资料处理与解释及其方法的应用领域进行了比较全面的、系统的总结，编著了“探地雷达方法与应用”一书。

本书扼要介绍了探地雷达方法的理论；详细地介绍了探地雷达方法技术；借鉴反射地震资料处理，介绍了适用于探地雷达资料处理的方法；以详实的资料例举了探地雷达在一些领域中的应用实例。本书的目的是为从事探地雷达工作的应用地球物理技术人员提供一本实用参考书，也可供理论研究人员、高等地质院校师生阅读参考。

本书在编著过程中得到许多专家和同行的大力支持和帮助。其中应用实例主要来自中国地质大学（武汉）应用地球物理工程部的实践，参与这些实践的主要人员有王惠濂教授、王传雷副教授、祁明松工程师、邓世坤讲师与左峥嵘讲师等。黄南晖教授对本书的理论问题给予了许多指导，并初审了第一章内容。最后，

全书经中国地质大学（北京）蔡柏林教授审阅。在此一并表示衷心感谢与敬意。

著者

目　录

绪论…… 1

第一章　探地雷达基本理论…… 5

§ 1　电磁场理论…… 5

§ 2　电磁波的传播特点……10

§ 3　电磁波在两种不同介质交界面上的特性……17

§ 4　电磁波在多层介质中的传播……22

第二章　探地雷达方法技术……27

§ 1　探地雷达观测方式……27

§ 2　探地雷达仪器……35

§ 3　探地雷达的技术参数……41

§ 4　探地雷达野外工作……64

第三章　探地雷达数字处理技术……64

§ 1　数字滤波……64

§ 2　反滤波（反褶积）……74

§ 3　偏移绕射处理……82

§ 4　雷达图像的增强处理……89

第四章　探地雷达资料的地质解释……95

§ 1　时间剖面的对比……95

§ 2　探地雷达正演模型与反演模型……99

§ 3　探地雷达解释系统介绍…… 105

第五章　探地雷达方法的应用…… 110

§ 1　探地雷达在工程地质勘查中的应用…… 110

§ 2　探地雷达在滑坡调查研究中的应用…… 119

§ 3　公路工程质量检测的探地雷达技术…… 127

§ 4　探地雷达在考古调查中的应用…… 137

§ 5　探地雷达在桩基础施工障碍的成因探查中
　　的作用…… 141
参考文献…… 151

绪　论

一、探地雷达方法简介

探地雷达（Ground Penetrating Radar，简称GPR）方法是一种用于确定地下介质分布的广谱（1 MHz—1 GHz）电磁技术。探地雷达利用一个天线发射高频宽频带电磁波，另一个天线接收来自地下介质界面的反射波。电磁波在介质中传播时，其路径、电磁场强度与波形将随所通过介质的电性质及几何形态而变化。因此，根据接收到波的旅行时间（亦称双程走时）、幅度与波形资料，可推断介质的结构。

探地雷达方法，发射天线与接收天线之间距离很小，甚至合而为一。当地层倾角不大时，反射波的全部路径几乎是垂直地而的。因此，在测线不同位置上法线反射时间的变化就反映了地下地层的构造形态。

探地雷达工作频率高，在地质介质中以位移电流为主。因此，高频宽频带电磁波传播，实质上很少频散，速度基本上由介质的介电性质决定。因此，电磁波传播理论与弹性波的传播理论有许多类似地方。两者遵循同一形式的波动方程，只是波动方程中变量代表的物理意义不同。雷达波与地震波在运动学上的相似性，可以在资料处理中加以利用。当探地雷达记录与地震记录采用相同测量装置时，在地震资料处理中已经广泛使用的许多技术，可直接用于探地雷达资料处理，只须简单改变输入参数以及重新确定比例尺。我们在下文讨论探地雷达资料正反演处理时，经常采用地震反射方法的成果。

二、探地雷达发展史

1910年，Letmbach 和 Löwy在一项德国专利中提出，用埋设在一组钻孔中的偶极天线探测地下相对高导电性质的区域，正

式提出了探地雷达概念。Hülsenbeck (Hülsenbeck, 1926, German Pat. No. 189434) 似乎是于 1926 年第一个提出应用脉冲技术确定地下结构的思路。他指出，介电常数不同的介质交界面会产生电磁波反射。Cook 在 1960 年用脉冲雷达在矿井中做了试验。但由于地下介质比空气具有较强的电磁衰减特性，加之地质情况的多样性，电磁波在地下的传播要比空气中复杂得多。因此，探空雷达的初期应用，仅限于对电磁波吸收很弱的冰层，岩盐等介质中。如1970年Harison 在南极冰层上，取得了800—1200 m穿透深度的资料。1974年Unterberger R. R. 探测盐矿中夹层等。随着电子技术发展，以及现代数据处理技术的应用，70年代后，探地雷达的应用从冰层、盐矿等弱耗介质扩展到土层、煤层、岩层等有耗介质。探地雷达的实际应用范围迅速扩大，现已覆盖考古、矿产资源勘探、岩土勘查、无损检测及工程建筑物结构调查等众多领域，并开发了用于地面、钻孔与航空卫星上的探地雷达技术。

三、探地雷达方法特点

类似于探空雷达，探地雷达也是利用高频电磁波束的反射探测目标体。探空雷达发射的高频电磁波是在无耗介质中传播，探测距离大；而探地雷达发射的高频电磁波是在有耗介质中传播，探测距离受到很大限制。探空雷达探测的目标体一般为金属物体，目标回波能量大；而探地雷达探测的目标体通常为非金属物体，与周围介质差异小，因而目标回波能量小。探空雷达捕捉的是空中高速移动物体，要求能对目标快速跟踪；探地雷达探测的是地下埋藏的目标体，不需要快速跟踪技术。探地与探空雷达的上述差异，形成了探地雷达独特的发射波形与天线设计特点。

1. 发射波形调制方式

探地雷达发射波形调制方式主要有调幅波 (AM)、调频连续波 (FMCW)、连续波 (CW)、脉冲扩层/压缩波 (PEC)。(1) 调幅波是脉冲调制载波，载波频率约几十 MHz，根据脉冲回波走时，确定目标体深度。其优点是输出信号能实时显示，设备可

做成便携式；缺点是发射波形状控制很难，对时标的线性要求高。（2）调频连续波用于探测埋深小于2 m，要求测厚精度分辨率高的目标体。发射信号根据预先设置的频率间隔连续扫描。接收信号与发射信号的差频与目标体深度有关。其优点是分辨率高，信噪比高；缺点是仪器体积大，费用高。（3）连续波使用一个或几个单频连续波，在一系列发射与接收位置上进行测量，应用全息图像处理识别目标体。其优点是对天线的频带宽度要求低，也不需要高速采样；缺点是吸收太高时，有效性减小。（4）脉冲扩展/压缩波使用线性调频脉冲波，具有短脉冲同样的频谱，但相位经过修正，因而在时间上加以扩展。接收信号通过相位匹配可把线性调频脉冲压缩成短脉冲。由于能产生圆极化辐射，特别适宜于方向未知的细长目标体的探测，但无法进行实时监测。

2．天线设计

探地雷达天线设计强调天线的脉冲响应，频带宽，还要考虑接收-发射天线之间的互耦合以及介质电性与几何形状对天线影响。所以天线必须具有宽频带与线性相位响应。

成功应用于探地雷达的天线有四种：振子天线（element atennas）、行波天线（travelliy-weve atennas）、频率独立天线（frequency-indepedent atennas）、开孔天线（aperture atennas）。

（1）振子天线的特点是低方向性，线性极化和有效带宽，并可用加载方法使频带变宽，但随之使天线的发射效率降低。其主要优点是体积小，可在场地狭窄条件下使用；振子天线辐射特征很容易分析，从而使设计依据充分。

（2）行波天线的场强和电流可用一个以上行波表示。在端头点火的V形天线，称作喇叭形天线，具有线性相位特征，短脉冲响应，已在许多探地雷达中应用。

（3）频率独立天线的形状完全由螺旋角来决定，其性能与频率无关。平板对数螺旋天线与双臂阿基米德螺旋线天线就是这种设计的典型。一般来说，这类天线采用自我阻抗补偿，脉冲的

频率响应宽，但相位响应是非线性的。高分辨率宽带雷达系统使用这种天线时，要作相位矫正。

（4）开孔天线中最常见的一种为喇叭形天线，用于短距离高分辨率的调频连续波探地雷达。其特点是体积小，天线带宽可达0.2—2.0GHz。

综上所述，由于发射波形与天线的种类不同，可形成各种雷达型号。目前国内引进的探地雷达主要为美国SIR系列与加拿大EKKO系列。这两类雷达发射波形均为脉冲调幅波，天线为振子天线。其显著特点是可实时监测测量结果，体积小，适用于各种场地条件，多种中心频率天线使探测深度与分辨率满足多种领域中的应用。本书论述的主要为这种类型的探地雷达。

第一章　探地雷达基本理论

探地雷达是研究超高频短脉冲（10^6—10^9Hz）电磁波在地下介质中传播规律的一门学科。根据波的合成原理，任何脉冲电磁波都可以分解成不同频率的正弦电磁波。因此，正弦电磁波的传播特征是探地雷达的理论基础。

§1　电磁场理论

一、波动方程

凡是以时间和空间两种坐标的函数来表示的场都可以称为波。在距源 r、时间 t 以单一频率振动的波的场值都可以用下列数学形式表示

$$P=|P|e^{-j\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)} \qquad (1—1)$$

式中，v 表示电磁波传播速度，指数幂的第二项 $\frac{r}{v}$ 表示 r 点的场值变化滞后于源场变化的时间。

根据波动理论，角频率 ω 与频率 f 的关系为 $\omega=2\pi f$，频率 f、速度 v 与波长 λ 的关系为 $\frac{v}{f}=\lambda$。根据上述关系式，(1—1)式可改写成

$$P=|P|e^{-j\left(\omega t-\frac{2\pi f}{v}r\right)}=|P|e^{-j(\omega t-kr)} \qquad (1—2)$$

其中 $k=\frac{2\pi}{\lambda}$，称为相位系数，即单位距离的弧度，或称传播常数。对单色频率的电磁场，空间任一点的场表达式中 $e^{-j\omega t}$ 是不变的振动因子。因此，电磁波传播式可改写为 $|P|e^{+jkr}$。e^{+jkr}

称为基本波函数。该项描述了某一固定振幅，例如波峰在空间的振动状态。当ωt与kr反号，即（$\omega t-kr$），表明波向着r增大方向前进，称为正向行波。反之，ωt与kr同号，即（$\omega t+kr$）表明波向r减小的方向前进，称为反向波。

麦克斯韦电磁理论表明磁场变化产生电场，而磁场变化又伴随有电场变化。电场与磁场随时间的变化可向周围空间扩散，形成电磁场由近向远处的传递，电磁场这种随时间与空间的变化符合波动理论。

在无场源区电磁场变化遵循麦克斯韦方程

$$\begin{aligned}\nabla\times\boldsymbol{H}&=\boldsymbol{i}+\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}\\ \nabla\times\boldsymbol{E}&=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}\\ \nabla\cdot\boldsymbol{B}&=0\\ \nabla\cdot\boldsymbol{D}&=0\end{aligned}\qquad(1-3)$$

对各向同性介质，(1—3)式改写成

$$\begin{aligned}\nabla X\boldsymbol{H}&=\sigma\boldsymbol{E}+\varepsilon\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}\\ \nabla X\boldsymbol{E}&=-\mu\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t}\\ \nabla\cdot\boldsymbol{H}&=0\\ \nabla\cdot\boldsymbol{E}&=0\end{aligned}\qquad(1-4)$$

对单谐频率的电磁波则有

$$\begin{aligned}\nabla X\boldsymbol{H}&=-j\omega\left(\varepsilon+j\frac{\sigma}{\omega}\right)\boldsymbol{E}=-j\omega\tilde{\varepsilon}\boldsymbol{E}\\ \nabla X\boldsymbol{E}&=-j\omega\mu\boldsymbol{H}\end{aligned}\qquad(1-5)$$

对（1.5）式分别求旋度，则得到无源谐变电磁场的波动方程

$$\begin{aligned}\nabla^2\boldsymbol{E}+k^2\boldsymbol{E}&=0\\ \nabla^2\boldsymbol{H}+k^2\boldsymbol{H}&=0\end{aligned}\qquad(1-6)$$

以上几式中使用的物理量与单位说明如下：$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$为电场和磁场

矢量，在实用单位制中，它们的单位为V/m、A/m。σ为电导率，单位为S/m。ε是介质的介电常数（F/m），等于ε'、ε_0。μ是磁导率（H/m）等于$\mu'\mu_0$。ε'、μ'分别称为相对介电常数和相对磁导率。ε_0为真空中电感强度$\boldsymbol{D}$与电场$\boldsymbol{E}$之比，μ_0为真空中磁感强度$\boldsymbol{B}$与磁场$\boldsymbol{H}$之比。在有理化实用单位制中，$\varepsilon_0=\frac{10^{-9}}{36\pi}$ F/m，$\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$H/m 。$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon+j\frac{\sigma}{\omega}$称为复介电常数。

二、磁矢位$\boldsymbol{A}$

在解偶极子电磁场方程时，我们应引进磁矢位$\boldsymbol{A}$。定义为

$$\boldsymbol{H}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{1—7}$$

$\boldsymbol{A}$的引入，$\boldsymbol{H}$仍满足麦克斯方程（1—4）中第3式$\nabla\cdot\boldsymbol{H}=0$。又由方程（1—4）中第2式有

$$\nabla\times(E+j\omega\mu\boldsymbol{A})=0 \tag{1—8}$$

任何无旋度的矢量都可以用某一标量的梯度表示，于是引进标量电位ϕ有

$$\boldsymbol{E}+j\omega\mu\boldsymbol{A}=-\nabla\phi \tag{1—9}$$

代入有电流源的麦克斯方程（1—3）式有

$$\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{A}-k^2\boldsymbol{A}=\boldsymbol{i}-j\omega\varepsilon\nabla\phi \tag{1—10}$$

如果令

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}=-j\omega\varepsilon\phi \tag{1—11}$$

可得矢量势的波动方程，又称亥姆霍次方程

$$\nabla^2\boldsymbol{A}+k^2\boldsymbol{A}=-\boldsymbol{i} \tag{1—12}$$

用$\boldsymbol{A}$可求得电场$\boldsymbol{E}$与$\boldsymbol{H}$

$$\boldsymbol{E}=-j\omega\mu\boldsymbol{A}+\frac{1}{j\omega\varepsilon}\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{A})$$
$$\boldsymbol{H}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{1—13}$$

三、偶极天线的电磁场

以辐射或接收电磁能为主要目的的器件叫做天线。为了说明天线的概念，现考虑如图1.1的线状天线。它是通有电流i的一

条长为dl的直导线。当它在中心受激励时，就叫做偶极子天线。

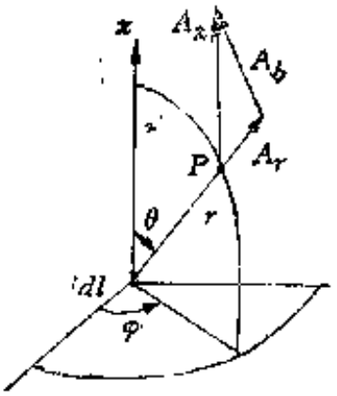


图 1.1 偶极天线磁矢位

此天线的磁矢位为

$$\boldsymbol{A}=\frac{1}{4\pi}\int_{\tau}\frac{i\left(t-\frac{r}{v}\right)}{r}d\tau \tag{1—14}$$

$\boldsymbol{A}$ 与 $\boldsymbol{i}$ 的方向是一致的。积分号内的分子项表示电流密度 i 为 $\left(t-\frac{r}{v}\right)$的函数。

若电流 $i=Ie^{-j\omega t}$，则此偶极子在 P 点的磁矢为

$$\boldsymbol{A}=\frac{1}{4\pi}\frac{Idle^{-j\omega\left(t-\frac{k}{\omega}r\right)}}{r} \tag{1—15}$$

这里假定 dl 对于观察距离 r 和波长均很小。A_z 的方向为 z 轴正向，A_z在球坐标系中的分量为

$$A_r=A_z\cos\theta=\frac{Idl}{4\pi r}e^{-j\omega\left(t-\frac{k}{\omega}r\right)}\cos\theta$$

$$A_\theta=-A_z\sin\theta=-\frac{Idl}{4\pi r}e^{-j\omega\left(t-\frac{k}{\omega}r\right)}\sin\theta \tag{1—16}$$

$$A_\varphi=0$$

于是由（1-13）式得

$$E_r=\frac{Idle^{-j\omega t}}{4\pi\omega\tilde{\varepsilon}}\left(\frac{k}{r^2}+\frac{j}{r^3}\right)e^{jkr}\cos\theta$$

$$E_\theta=\frac{Idle^{-j\omega t}}{4\pi\omega\tilde{\varepsilon}}\left(\frac{-jk^2}{r}+\frac{k}{r^2}+\frac{j}{r^3}\right)e^{jkr}\sin\theta \tag{1—17}$$

$$H_\varphi=\frac{Idle^{-j\omega t}}{4\pi}\left(\frac{-jk}{r}+\frac{1}{r^3}\right)e^{jkr}\sin\theta$$

在探地雷达中测量往往位于远区（即 $r\gg\lambda$），因此舍去 r 的高次项，则（1—17）式可简化为

$$E_r=0$$

$$E_\theta = \frac{-jIdl\omega\mu\, e^{-j\omega t}}{4\pi} \cdot \frac{e^{jkr}}{r} \sin\theta \qquad (1-18)$$

$$H_\varphi = \frac{-jIdl\omega\sqrt{\mu\tilde{\varepsilon}}\, e^{-j\omega t}}{4\pi} \frac{e^{jkr}}{r} \sin\theta$$

电场沿θ方向，磁场沿φ方向，两者互相垂直，并且又分别与r垂直（如图1.2）。显然，此时$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}$的方向沿$r$正向，即能量$S$向外发散，不返回发出能量的区域。因此，这个区域称为辐射区。在辐射区的任何一个足够小的范围里，E_θ和H_φ值总是可以看作均匀的，亦即可把偶极子场当作平面波考虑。这样，平面波问题的讨论，对我们是有重要意义的。因为比起球面波来，平面波问题的讨论要简单得多。

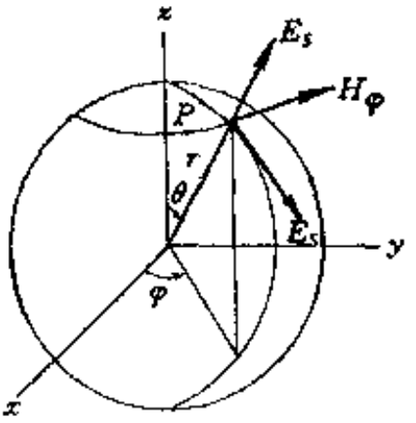


图 1.2 偶极天线电场、磁场与能流密度关系

在辐射场区，由场公式

$$\frac{E_\theta}{H_\varphi} = \sqrt{\frac{\mu}{\tilde{\varepsilon}}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon + j\frac{\sigma}{\omega}}} = \eta \qquad (1-19)$$

这一比值表明了辐射区电场和磁场之间的关系。即介质性质一定时，两者大小有一固定的比值，两者的相位差也一定。η为第一象限的复数（ε、σ均为正值），故E_θ均超前于H_φ。只有在空气中，$\sigma=0$，相位差才为零，此时 $\eta=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}=377\,\Omega$。由于比值是一个以欧姆为单位的参量，故称之为波阻抗。它常用于由一个场量求另一个场量，或用以了解介质性质。

四、波的时间场与射线方向

波动传播有一个过程。由瞬时源产生的波场到达某一空间时，该空间前沿构成的面，称为波前。波动的传播实际上可以看成波前沿传播方向推进。波前的传播时间可以看成空间位置的函

数，即

$$t=t(x,y,z)$$

若知道上述函数关系，就可确定波前到空间任一点 $M(x,y,z)$ 的时间 t。这种由函数关系确定的时空关系称为时间场。

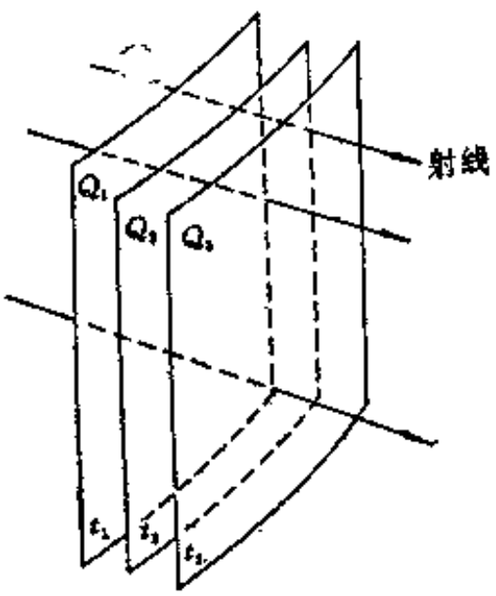


图 1.3 等时面和射线族关系图

在时间场内，我们可以将时间t_i相同的点连系起来，构成一个等时面，等时面方程为

$$M(x,y,z)=t_i$$

显然，不同时刻在介质中传播的波前应与该时刻的等时面重合。垂直波前，同样也垂直等时面，并表达波的传播方向的矢量称为射线。（见图1.3）。

按场论规则，射线实际上是沿时间场的梯度方向。根据梯度的定义有

$$\operatorname{grad} t=\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s}=\frac{1}{v(x,y,z)}=r$$

$$r^2=\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^2=\frac{1}{v^2(x,y,z)} \quad (1—20)$$

式（1—20）表示波传播到各点时空间与时间的关系，称为射线方程式。欲求其解，除必须给出某个时间 $t=t_0$ 时，波前面 Q 位置的起始条件$Q_0(x,y,z)=0$，以及在某个界面$z=Z(x,y)$上观测的边界条件 $t\,[x,y,Z(x,y)]=0$。

§2 电磁波的传播特点

一、高频下岩石电特性

传播常数 $k=\omega\sqrt{\mu\left(\epsilon+j\frac{\sigma}{\omega}\right)}$是一个复数，可写成

$$k=\alpha+j\beta$$

$$\alpha=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}+1\right)} \qquad (1-21)$$

$$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}-1\right)}$$

将此基本波函数 $e^{jkr}=e^{j\alpha r}$，$e^{-\beta r}$，代入电磁波表达式(1—2)则有

$$\dot{p}=|\dot{p}|e^{-j(\omega t-\alpha r)}\cdot e^{-\beta r} \qquad (1-22)$$

1．电磁波速度 v

(1—21) 式中第一个指数幂中 αr，表示电磁波传播时的相位项，故 α 称为相位系数，单位为 rad/m。与电磁波速度 v 的关系为

$$v=\frac{\omega}{\alpha} \qquad (1-23)$$

因此，α 值是波速的决定因素。图1.4为不同电阻率 $\rho\left(\rho=\frac{1}{\sigma}\right)$、不同介电常数 ε 下 α 与 f 的关系。由图1.4可见，随频率 f 增大，相位系数 α 增大，电磁波速度减小。介电常数 ε 与电异率对 α 的影响程度随频率变化而有差异。高频时，ε 对 α 的影响大，随 ε 增加；α 增加，v 减小。低频时，σ 对 α 的影响大，随 σ 增加，α 增加，v 减小。现考虑两个极限情况：

（1）$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\ll 1$，这对应于 σ 很小或 f、ε 很大。亦即 $\alpha\approx\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$，故

$$v=\frac{v_0}{\sqrt{\mu'\varepsilon'}} \qquad (1-24)$$

式中，v_0 为空气中的电磁波波长。上式表明，v 与介质电导率 σ 无关，而与 $\sqrt{\varepsilon'}$ 成反比。这种情况是电磁波方法的最好工作条件。

（2）$\sigma/\omega\varepsilon\gg 1$，这对应于 σ 很大或 f 很小。此时，$\alpha\approx$

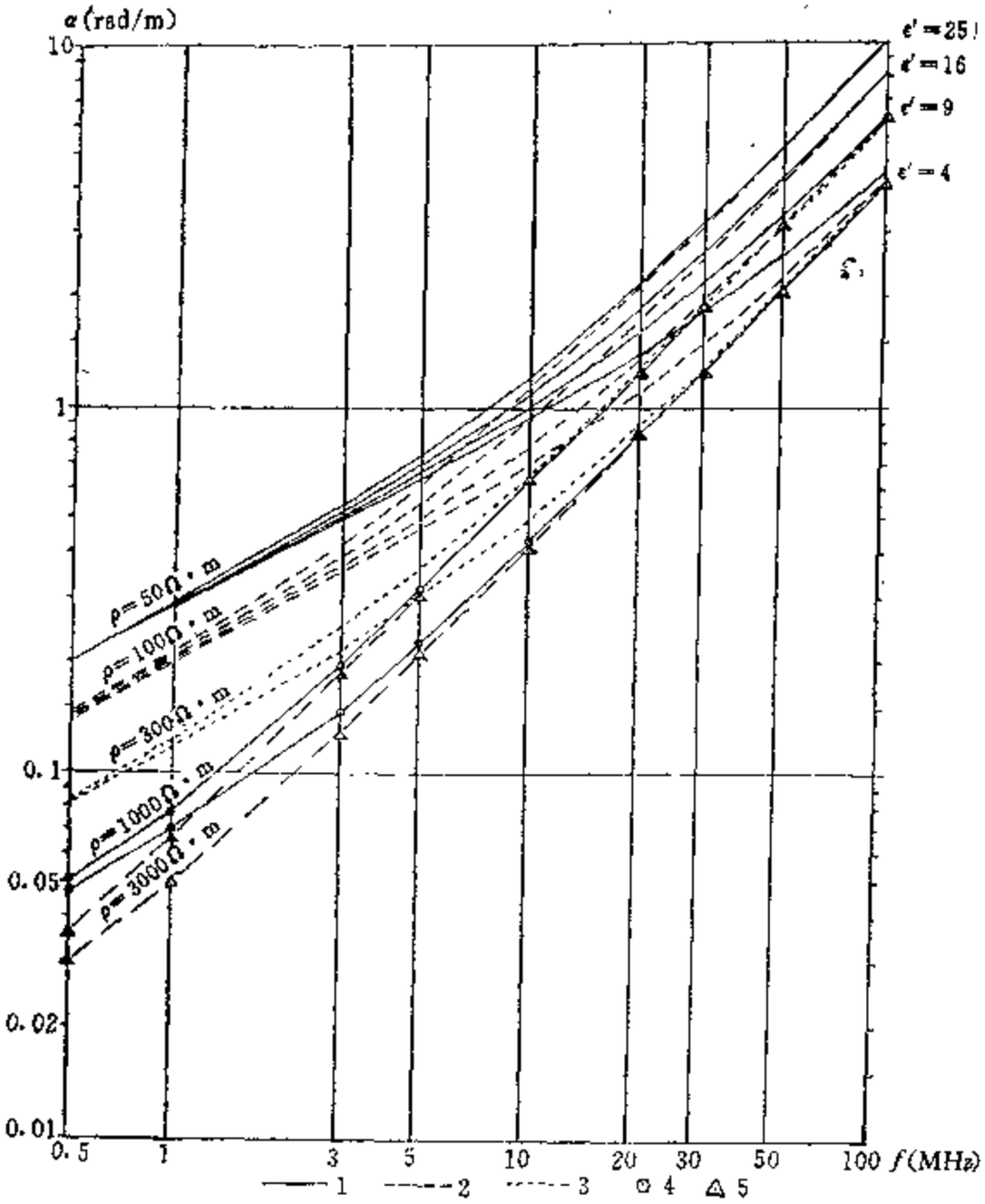


图 1.4　不同电阻率、不同介电常数下 α 与 f 的关系

1—$\rho=50\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=4, 9, 16, 25$；2—$\rho=100\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=4, 9, 16, 25$；3—$\rho=300\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=4, 9$；4—$\rho=1000\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=4, 9$；5—$\rho=3000\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=4, 9$

$\sqrt{\omega\sigma\mu/2}$，而

$$v=2\sqrt{\pi f/\sigma\mu} \tag{1—25}$$

说明 α、v 仅与介质电导率 σ 有关，而与 ε 无关。介质导电性越好，λ、v 就越小。

2．吸收系数

（1—22）式中第二个指数$e^{-\beta r}$是一个与时间无关的项。它表示电磁波在空间各点的场值随着离场源的距离增大而减小。因此，β称为吸收系数，单位为Np/m(1Np/m=8.686 dB/m)。β随电导率的增大和ε的减小而增大。σ小时，β与f关系不明显；σ大时，β与ε关系不明显。讨论两个极限条件，如图1.5。

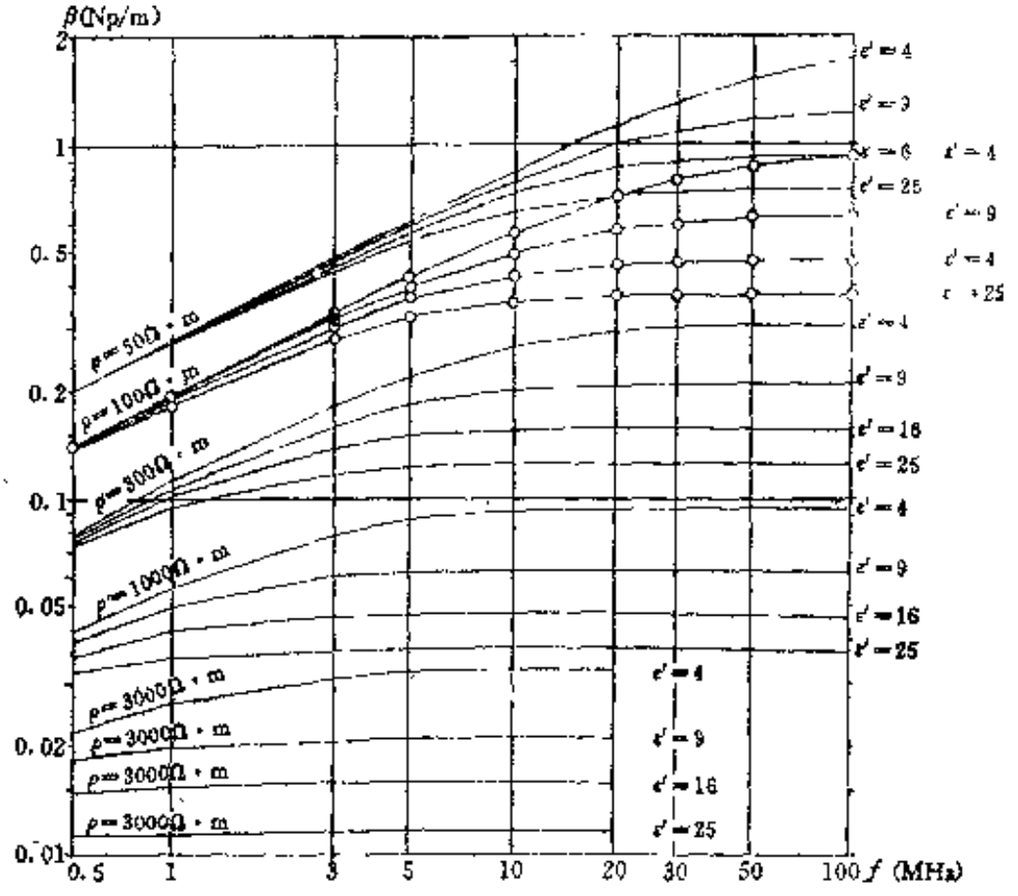


图 1.5　不同电阻率、不同介电常数下β与f的关系

（1）$\sigma/\omega\varepsilon \ll 1$时，$\beta \approx \frac{\sigma}{2}\sqrt{\mu/\varepsilon}$。吸收系数与频率无关，而与$\sigma$成正比，与$\sqrt{\varepsilon}$成反比。在空气中，$\sigma=0$，$\beta=0$。

（2）$\sigma/\omega\varepsilon \gg 1$时，$\beta \approx \sqrt{\sigma\mu\omega/2}$。$\beta$与$\sigma$，$f$有关，但与$\varepsilon$无关。可见在高导电介质中或使用高频时，$\beta$值将增大。

二、脉冲电磁波的波谱特征

上述讨论仅限于单色频率电磁波随时间与空间的变化，也就是说，在时间域范围内研究波的传播特点。而目前探地雷达所发

射的电磁波大都是非周期脉冲，这种脉冲电磁波包含了各种频率成分。为了研究不同频率电磁波的传播，就需要在频率域范围内研究波的振幅与相位随频率的变化。把时间域和频率域二者联系起来最有用的数学工具就是熟知的傅里叶变换。

根据傅里叶变换理论。非周期性的脉冲函数 $F(t)$ 只要满足狄利克莱（Dirichlet）条件，亦即函数在有限区间内逐段光滑，且只有有限个间断点，且 $F(t)$ 在间断点处收敛于 $\frac{1}{2}[f(t+0)+f(t-0)]$（探地雷达脉冲信号满足此条件），则 $F(t)$ 可以用傅里叶积分写成下列形式

$$\theta(f)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(t)\ \mathrm{e}^{-j2\pi ft}\ \mathrm{d}t$$

$$F(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\theta(f)\ \mathrm{e}^{j2\pi ft}\ \mathrm{d}t \qquad (1—26)$$

式中，t 是时间，f 是频率。$\theta(f)$ 一般是复函数，数学上称为象函数，$F(t)$ 称为原函数。通常，我们还把（1—26）中的第一式 $\theta(f)$ 称为 $F(t)$ 的正变换，第二式 $F(t)$ 称为 $\theta(f)$ 的逆变换。第二式的物理意义是，任何一个非周期振动脉冲 $F(t)$ 是由无限多个不同频率（这里指的是“单色”频率）、不同振幅的谐和振动 $\mathrm{e}^{j2\pi ft}$ 之和构成的，每个“单色”的谐和振动的振幅和初相位由复变函数 $\theta(f)$ 决定。$\theta(f)$ 是复变函数，可以写成

$$\theta(f)=A(f)\mathrm{e}^{j\varphi(f)} \qquad (1—27)$$

其中，$A(f)$、$\varphi(f)$ 都是实变函数。$A(f)$ 表示每个谐和振动分量的振幅，我们称为振幅谱；$\varphi(f)$ 表示每一个谐和振动分量的初相位，我们称为相位谱。把其代入（1—26）式中的被积函数得

$$\theta(f)\ \mathrm{e}^{j2\pi ft}=A(f)\ \mathrm{e}^{j[2\pi ft+\varphi(f)]} \qquad (1—28)$$

$A(f)$ 表示每个谐和振动分量 $\mathrm{e}^{j2\pi ft}$ 对函数 $F(t)$ 的贡献大小，而 $\varphi(f)$ 表示了组成 $F(t)$ 的谐和振动 $\mathrm{e}^{j2\pi ft}$ 之间在时间分布上的关系。图 1.6 表示由许多不同频率、不同振幅、不同起始相位的谐和振动合成的一个非周期振动，如示意图。

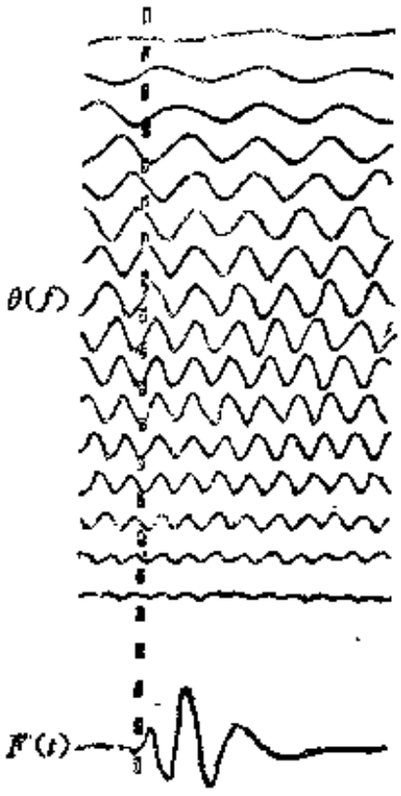


图 1.6 谐和振动合成非周期信号示意图

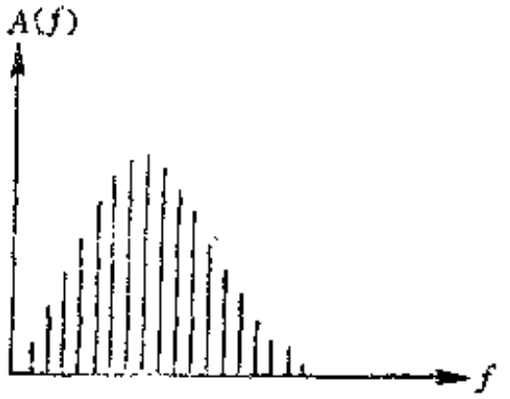


图 1.7 振幅谱

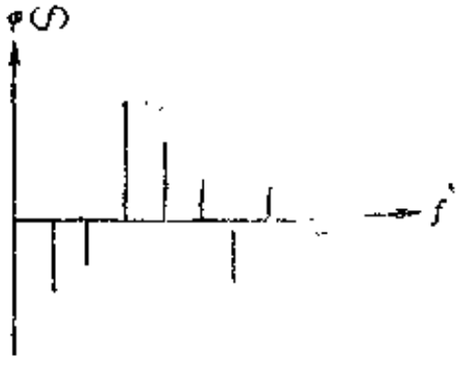


图 1.8 相位谱

公式（1—26）第一式表达的物理意义是：如果已知脉冲函数的形状 $F(t)$，那么可以求得它的象函数 $\theta(f)$。类似地震勘探，我们又可把 $\theta(f)$ 称为原函数 $F(t)$ 的复变谱。$A(f)$ 称为 $F(t)$ 的振幅谱（图1.7），$\varphi(f)$ 称为 $F(t)$ 的相位谱（图1.8）。

根据频谱分析理论，很容易证明一个重要的关系，即一个脉冲的延续时间长度是同它的频带宽度成反比的。证明如下

若 $F_1(t)$ 的谱为 $\theta(f)$，而 $F_2(t)=F_1(at)$，此处 a 为常数。则

$$\theta_2(f)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(at)\,e^{i2\pi ft}\,dt$$

令 $at=x$，$t=\frac{x}{a}$，$dx=a\,dt$ 代入上式得

$$\theta_2(f)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(x)e^{-i2\pi\frac{x}{a}f}\cdot\frac{1}{a}dx$$

$$= \frac{1}{a}\int_{-\infty}^{\infty} F_1(x)\, e^{-j2\pi\frac{f}{a}x}\, dx$$

$$= \frac{1}{a}\theta_1\left(\frac{f}{a}\right) \qquad (1—29)$$

这就证明了当脉冲作用时间延长 a 倍，则其频带变狭 a 倍。这就是说，在时间域内脉冲延续的时间较长，在频率域内频带宽度则较窄。反之亦然。这一结论在探地雷达仪器的设计中非常有用。为了获得较窄的子波，则天线与电路的频率响应的频带要宽。

三、惠更斯-费涅尔原理

接收天线接收到空间任一点的电磁波都与震源函数 $\phi(t)$ 有关。但当不知道震源函数的具体形式时，这就使我们不能应用前述关系来具体地研究电磁波的传播情况。为解决该问题，1690年惠更斯（Huygens）首先提出一个原理，其要点是：任意时刻波前面上的每一个点都可以看作是一个“次源”。每一个“次源”相当于一个单独波源，由它们产生二次波动，形成“次源“波前。而此后的新波前的位置可以认为是该时刻各次“次源”，是该时刻各次源波前的包络图（图1.9）。因此惠更斯原理主要是阐述了波前传播问题，给出了波传播的几何空间位置，但没有涉及波到达该位置的物理状态。

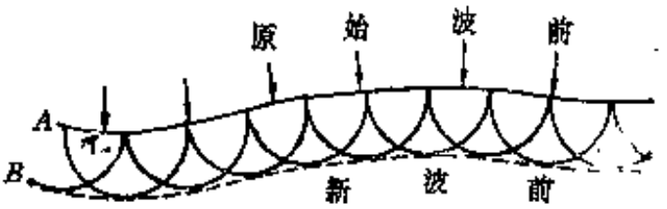


图 1.9 惠更斯原理

费涅尔（Fresnel）补充了惠更斯的不足，他认为由波前面各点形成的新扰动（二次扰动）在观测点上相互干涉叠加，其叠加结果是我们在该点观测到的总扰动。这就使得惠更斯原理具有更明显的物理意义。

四、绕射积分理论

惠更斯-费涅尔原理从理论上描述了波的传播，但没有解决如何计算某一测点的波场问题。1883 年著名德国学者克希霍夫（Kirchoff）根据惠更斯-费涅尔原理提出，如果在围绕着震源所在的某一闭合面 Q 上已知位移 $\varphi(x, y, z, t)$ 及其导数，且这些值是连续的（没有奇点）。那末可以算出 Q 面以外任意一点 $M(x, y, z, t)$ 上由震源引起的位移 φ。因此当震源产生的扰动已传至 $M(x, y, z, t)$ 点且不知道震源的情况时，可以使用前一时刻 t_1 等时面上的位移〔φ〕及〔φ'〕值来表达 M 点的位移 φ（图 1.10）。

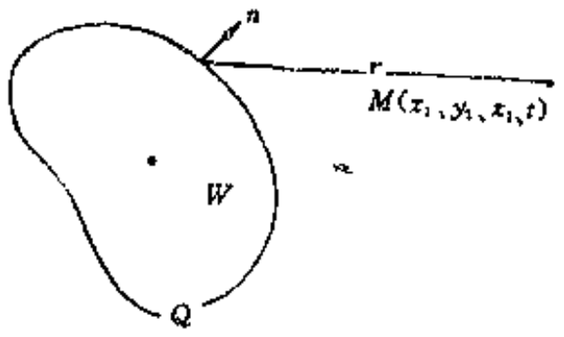


图 1.10　克希霍夫积分示意图

$$\varphi(x_1, y_1, z_1, t) = -\frac{1}{4\pi}\iint_Q \left\{ [\varphi]\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right) - \frac{1}{r}\left[\frac{\partial \varphi}{\partial n}\right] - \frac{1}{V_r}\frac{\partial r}{\partial n}\left[\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right] \right\} dQ \qquad (1—30)$$

式中用方括号〔 〕表示的位移不是在时刻 t 而是在时刻 $t_1 = t - \frac{r}{v}$ 的，〔φ〕移为延迟位，r 表示点 $M(x_1, y_1, z_1)$ 至 Q 面上各点 (x, y, z) 的距离，n 表示 Q 面的外法线方向。克希霍夫公式实际上是惠更斯-费涅尔原理的解析表达式，该公式在探地雷达资料处理中有重要的现实意义。

§3　电磁波在两种不同介质交界面上的特性

探地雷达主要用于探寻近地表的异常特征，因此遇到的实际介质往往是不均匀的有限介质。为了讨论非均匀介质中电磁波传播情况，我们首先要研究电磁波在两种不同的均匀介质分界面时

所发生的情况。

一、平面波的反射和折射

平面电磁波到达二种不同的均匀介质的分界面处会发生反射与折射。入射波、反射波与折射波的方向，遵循反射定律和折射定律。图1.11所示的是入射波的两条射线在界面所引起的反射与折射，θ_i，θ_r 与 θ_t 分别表示入射角、反射角与折射角。图中射线垂直方向的平行线（入射波在介质 1 中 $\alpha_1\alpha_2$ 的平行线，反射波在介质 1 中 $\alpha_1\alpha_2$ 的平行线，折射波在介质 2 中 $\alpha_2'\alpha_1'$ 的平行线）应为等相线。等相线单位时间移动距离即波速（相速），分别为 v_1、v_2。入射波等相线、反射波等相线与折射波等相线在界面处连续，即入射波等相线以 v_1 速度移动长度 $\alpha_1\alpha_1'$ 所需时间，反射波等相线以 v_1 速度移动长度 $\alpha_2\alpha_1$ 所需时间与折射波等相线以 v_2 速度沿长度 $\alpha_2\alpha_2'$ 所需时间相等，故有

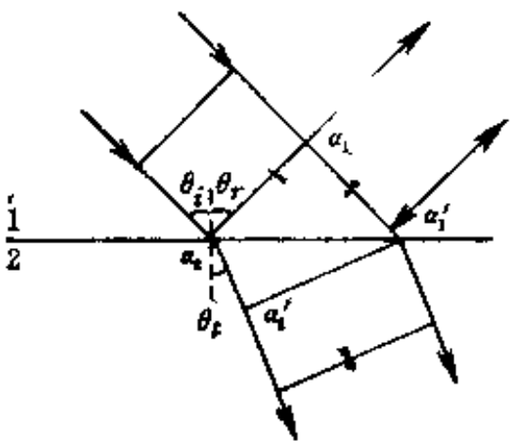


图 1.11 入射波在界面引起的反射与折射

$$\alpha_2\alpha_2'\sin\theta_i/v_1=\alpha_2\alpha_2'\sin\theta_r/v_1=\alpha_2\alpha_2'\sin\theta_t/v_2$$

由此得反射定律

$$\theta_i=\theta_r \tag{1—31}$$

折射定律

$$\sin\theta_i/\sin\theta_t=v_1/v_2 \tag{1—32}$$

(1—32) 式的比值以 n 表示，称为折射率

$$n=\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t}=\frac{v_1}{v_2}=\sqrt{\frac{\mu_2\tilde{\varepsilon}_2}{\mu_1\tilde{\varepsilon}_1}}=\frac{k_2}{k_1} \tag{1—33}$$

这两个定律表明，入射角 θ_i 等于反射角 θ_r，与介质的性质无关；折射率与两边介质性质有关。当 $n>1$ 时，$\theta_i>\theta_t$，$v_1>v_2$；$n<1$ 时，$\theta_i<\theta_t$，$v_1<v_2$。由式 (1—33) 式知，$|n|\geqslant 0$，且在一般介

质中，n 为复数。

电磁波在到达界面时，还将发生能量再分配。根据能量守恒定理，界面两边的能量总和保持不变。因此入射部分的能量与透过界面的能量之差，即为反射波的能量。探地雷达使用的是偶极源，在离源很远的区域，波的等相面在一定范围内可看成平面，此时其波场转化为平面波。一般情况下，探地雷达偶极矩平行界面，即入射电场 E_i 与入射面垂直，因此下面仅讨论垂直极化波在界面的反射与折射情况。

入射波、反射波与折射波在界面处电场与磁场变化关系示意图见图1.12。图中 E_i、E_r 与 E_t 分别表示入射波、反射波和折射波的电场强度幅值，它们的磁场强度则相应为 $H_i=E_i/\eta_1$，$H_r=E_r/\eta_1$，$H_t=E_t/\eta_2$。η_1、η_2 分别为上层和下层媒质的波阻抗。根据电磁理论，电磁波在跨越介质交界面时，紧靠界面两侧的电场强度和磁场强度的切向分量分别相等，则得

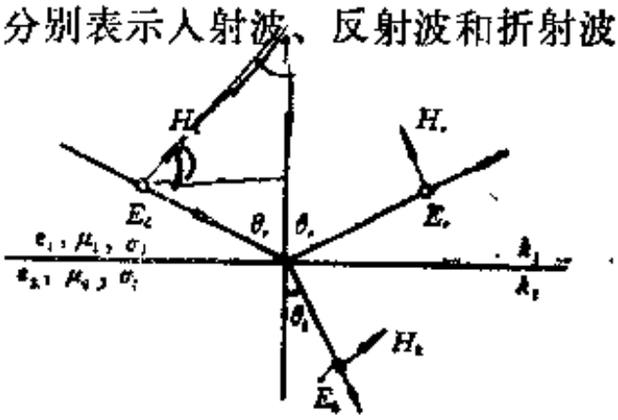


图 1.12 入射到单一界面上的TE波和垂直于入射面的电场矢量

$$E_i+E_r=E_t$$

$$H_i\cos\theta_i-H_r\cos\theta_i=H_t\cos\theta_t \qquad (1—34)$$

令 $R_{12}=E_r/E_i$，$T_{12}=E_t/E_i$ 分别表示波从媒质 1 入射到媒质 2 的界面时的反射系数和折射系数。由（1—34）式可得

$$1+R_{12}=T_{12}$$

$$(1-R_{12})\cos\theta_i=\frac{\eta_1}{\eta_2}\cos\theta_t T_{12} \qquad (1—35)$$

由此可得反射系数和折射系数

$$R_{12}=(\eta_2\cos\theta_i-\eta_1\cos\theta_t)/(\eta_2\cos\theta_i+\eta_1\cos\theta_t)$$

$$T_{12}=2\eta_2\cos\theta_i/(\eta_2\cos\theta_i+\eta_1\cos\theta_t) \qquad (1—36)$$

式中 $\eta_1=\sqrt{\mu_1/\tilde{\varepsilon}_1}$，$\eta_2=\sqrt{\mu_2/\tilde{\varepsilon}_2}$，$\tilde{\varepsilon}_1$，$\tilde{\varepsilon}_2$ 为复介电常数。

由（1—33）式可得折射率 $n=\eta_1/\eta_2$，当介质为非磁性介质时，$n=\sqrt{\tilde{\varepsilon}_2/\tilde{\varepsilon}_1}$，同时还可得到 $n\cos\theta_t=\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i}$，代入（1—36）式可得

$$R_{12}=(\cos\theta_i-\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i})/(\cos\theta_i+\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i})$$

$$T_{12}=2\cos\theta_i/(\cos\theta_i+\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i}) \qquad (1—37)$$

下面讨论不同入射角时，反射系数 R_{12} 与折射系数 T_{12} 的变化规律。

（1）$\theta_i=0$，即垂直入射，此时 $R_{12}=(1-n)/(1+n)$，$T_{12}=2/(1+n)$。当 $n>1$ 时，波由介电常数 ε 小的介质射向 ε 大的介质，R_{12} 为负，$T_{12}<1$。此时，E_r 与 E_i 反向；H_r 与 H_i 同向；$E_t<E_i$，$H_t>H_i$。当 $n<1$ 时，波由 ε 大介质射向 ε 小介质，R_{12} 为正，$T_{12}>1$。与前一种情况相反。

（2）当入射角 θ_i 等于临界角 θ_c，即当 $\sin\theta_c=n$ 时，折射角等于90°，于是折射波沿界面在介质 2 中“滑行”，并折向第一介质，而无向下传播的波（见图 1.13），波前垂直于界面（图中虚线）。因为界面两边波速不同，于是这个波的波前不可能在下介质中仍然保持垂直于界面。在 $v_1<v_2$ 时，图中原 B、C 处的波前，在上介质中变为 $A'B$、$C'C$。因此在上介质中传播着一种波前与 $A'B$、$C'C$ 平行的波，它显然是由于界面上滑行波造成的。可以证明，上介质中形成的波的射线与界面法线的夹角等于临界角 θ_c，该波出现在 A 点以右与界面成 $90°-\theta_c$ 角度的整个界面以上区域中。由图可知其在整个空间的行程为 $AB+BP$ 或 $AC+CP'$，其中波沿 BP 或 CP' 是以上介质中的速度 v_1 传播的，而波沿 AB 或 AC 段则以下介质中的速度 v_2 传播。这个沿路径 ABP 或 ACP' 行进的波，称为侧面波。

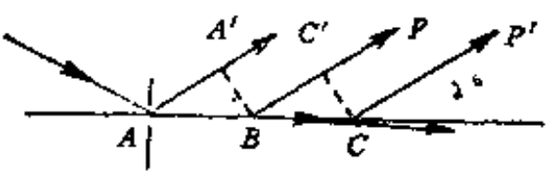


图 1.13　滑行波与侧面波

在 $v_1>v_2$（如空气与地表的界面）时，临界面正弦 $\sin\theta_c>1$，要求 θ_c 为一个复角，即

$$\sin\theta_c=\sin(\theta'+j\theta'')=\sin\theta'\mathrm{ch}\theta''+j\cos\theta'\mathrm{sh}\theta''=n$$

对非磁性且以位移电流为主的媒质，n 为实数，且 $n=\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$。

由此得 $\theta'=\frac{\pi}{2}$，$\theta''=\mathrm{ch}^{-1}\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$。这种以复临界角入射的平面波是一种等相面和等振面分开的非均匀平面波，它的传播方向和相速与折射波一致，沿界面传播，但为了满足边界条件，它的场强则沿垂直界面方向衰减，等相位面和等振幅面相互正交。

二、电偶极子入射的反射波

探地雷达波源是偶极子发射的球面波。球面波在两种介质分界面上的反射和折射问题上的困难，在于波具球面对称性面分界面是平的。因此要解决这个问题，自然应把球面波看成是许多平面波的叠加。应用傅里叶变换可把球面波的基本函数具有 e^{jkr}/r 的形式展开成无限多个不同频率的平面波，即

$$\frac{e^{jkr}}{r}=\frac{j}{2\pi}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{j(k_x\cdot x+k_y\cdot y\pm k_z\cdot z}}{k_z}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \qquad (1-38)$$

式中 k_x，k_y 为传播常数 k 在 x、y 方向上的分量，它们可由 $-\infty$ 变到 $+\infty$，z 向分量 k_z 则由关系式 $k^2=k_x^2+k_y^2+k_z^2$ 决定。幂指数中 $k_z\cdot z$ 的符号由 z 值决定。$z>0$ 取正号，$z<0$ 取负号。(1—38) 式也可用球坐标形式表示

$$\frac{e^{jkr}}{r}=\frac{j}{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}-j\infty}\int_0^{2\pi}e^{j(k_x\cdot x+k_y\cdot y\pm k_z\cdot z)}\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi \qquad (1-39)$$

由于 θ 角必定是复角，这一积分路径在 θ 复平面上（见图1.14）。可见球面波包含了所有可能入射角的平面波，于是可以利用平面波的讨论结论。在界面上，小于临界角 θ_c 的入射波，将发生一般的反射，大于临界角的入射波，发生全反射。对于折射波，要考虑 n 值。若介质以位移电流为主，则 $n<1$ 时折射波偏离界面法线方向；$n>1$ 时则折向法线方向。按布列霍夫斯基赫 (L. M. Brekhovskikh) 认为点源在介质界面的反射计算公式可由主要项与修正项组成。主要项给出了几何光学近似的反射项。在这一

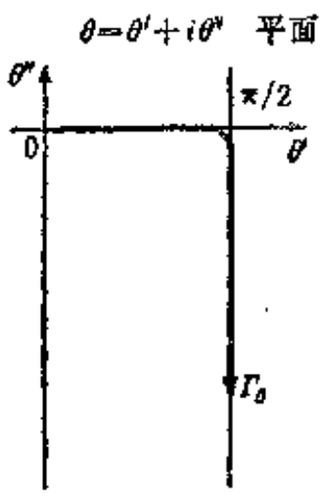


图 1.14 复平面上的积分路径

近似下，球面波用与平面波相同的反射系数反射。修正项实际上是对平面波的修正。但当 $k\to\infty$ 或辐射器和接收器离开界面的距离比波长大得多时，修正项可以忽略。探地雷达使用频率高（因而 k 大），当我们研究地表一定距离的界面反射时，应用几何光学于电磁波的反射有足够的精度。

§4 电磁波在多层介质中的传播

电磁波在多种岩矿石组成的地下介质中传播时，情况相当复杂。我们这里仅讨论地层按不同电磁性质（σ、μ、ε）呈平面接触，而在层内地层的电磁性质均匀。由于探地雷达研究的问题，大部属于远区的入射问题，因此在下面以几何光学原理近似探地雷达的反射波前。

一、一次反射与多次反射

当电磁波 P_1 以某一入射角入射至第一电磁界面时，就会在该界面产生电磁波的反射和折射，形成反射波 P_{11} 与折射波 P_{12}。对第二个电磁分界面来说，可把第一界面的折射波 P_{12} 看成第二界面的入射波看待，则在第二界面形成反射波 P_{122} 与折射波 P_{123}。如此可以在各分界面上继续分下去。另外在一个层内，例如由地表和第一界面组成的电磁层，当 P_{11} 反射波返回地表时，因地表和空气是一个良好的电磁波阻抗界面，于是在地表面上形成 P_{11} 波，该波再入射至第一界面时，又可在第一界面再形成 P_{1111} 波。P_{1111} 波已经在该界面上反射了二次。为了区别 P_{11} 波与 P_{1111} 波，我们把在界面上经过一次反射的波称为一次反射波；面经过二次以上反射的波称为二次反射波、三次反射波……，统称为多次反射波。图1.15所示为多层介质中的反射波系。

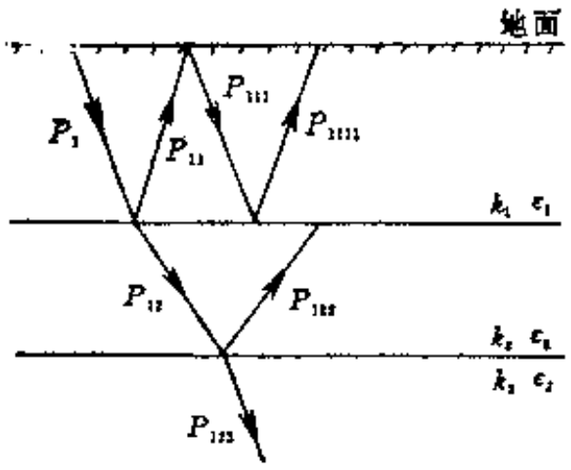


图 1.15　多次反射波

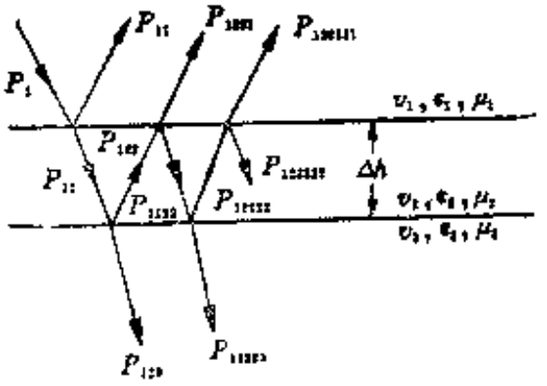


图 1.16　薄层的物理模型

二、薄层

我们定义厚度 Δh 满足下列不等式的层为薄层。$\Delta h \ll \lambda/2$，式中 λ 可以认为是谐和振动的波长或脉冲的视波长。若上式两边除以波传播的速度 v，则上式变为

$$\tau \ll T \qquad (1—40)$$

式中 $\tau = 2\Delta h/v$ 表示波在薄层内传播的双程走时，T 是谐和振动的周期或脉冲波的视周期。(这就是说凡是电磁波在该层内传播的双程走时小于波的周期或视周期的那种层为薄层。)

由于薄层的存在使反射波和折射波的形成具有某些重要特点。现在讨论薄层的物理模型（图 1.16）。假设在上下二个厚层中夹有厚度为 Δh_2，电磁波速度 v_2，波阻抗 η_2 的薄层。它的上下二层内电磁波速度分别为 v_1、v_3，波阻抗为 η_1、η_3。

若有一平面谐波 P_1 投射至薄层顶板时，波便在该面产生反射波 P_{11} 与折射波 P_{12}。根据上节叙述 P_{12} 波又会在薄层界面上产生反射波 P_{122}，P_{1222}，P_{12222}，……。这些多次反射波会透过顶板成为折射波 P_{1221}、P_{12221}、P_{122221} 而被接收器接收（见图 1.16）因此在薄层顶板上观测到的薄层反射实际是薄层内一次反射波 P_{1221} 和多次波 P_{12221}、P_{122221}……的叠合。我们把这个叠合波在薄层顶板值用符号 a'_{11} 表示。若薄层顶板的一次反射波的值用 a_{11} 表示。因此 a'_{11} 波的振幅与 a_{11} 波的振幅之比 $\left|\frac{a'_{11}}{a_{11}}\right|$ 反映

了经过薄层后的反射能量变化。

设 T_{12} 为从第一介质折射到第二介质的透射系数，T_{21} 为第二介质折射到第一介质的透射系数，R_{12} 为第一介质与第二介质界面的反射系数，R_{23} 为第二介质与第三介质界面的反射系数。当不考虑介质对电磁波的吸收，并略去入射波电磁波的谐变项 $a_0 e^{j\omega t}$，舍去 $e^{j\omega t}$ 项可得

$$a'_{11}=R_{12}+T_{12}R_{23}T_{21}e^{j2\pi ft}\left[1-R_{12}R_{23}e^{j2\pi f\tau}+(R_{12}R_{23}e^{j2\pi ft})^2-(R_{12}R_{21}e^{j2\pi f\tau})^2+\cdots\right]$$

由二项式定理，上式可变为

$$a'_{11}=R_{12}+\frac{T_{12}R_{23}T_{21}e^{j2\pi f\tau}}{1+R_{12}R_{23}e^{j2\pi f\tau}}$$

$$a_{11}=R_{12}$$

设

$$\delta=\frac{T_{12}R_{23}T_{21}}{R_{12}}=\frac{4\eta_1\eta_2(\eta_2-\eta_1)}{(\eta_2-\eta_1)(\eta_3+\eta_2)(\eta_2+\eta_1)}$$

$$b=-R_{12}R_{23}=\frac{-(z_2-z_1)(z_3-z_2)}{(z_2+z_1)(z_3+z_2)}$$

得

$$\frac{a'_{11}}{a_{11}}=\frac{1-(b-\delta)e^{j2\pi f\tau}}{1-be^{j2\pi f\tau}}$$

于是经过薄层后的反射能量之比

$$\left|\frac{a'_{11}}{a_{11}}\right|=\sqrt{\frac{1-2(b-\delta)\cos 2\pi f\tau+(b-\delta)^2}{1-2b\cos 2\pi f\tau+b^2}}\qquad(1-41)$$

从式（1—41）可以看出，经过薄层反射后的复合振动的振幅与参量 f、τ、Δh 有关。图1.17(a)描绘了高速（或低速）薄层(地层参数为 $\varepsilon_1>\varepsilon_2$，$\varepsilon_2<\varepsilon_3$ 或 $\varepsilon_1<\varepsilon_2$，$\varepsilon_2>\varepsilon_3$）的频率特性曲线。从图可以看出薄层存在压制低频成分的波。图 1.17(b) 为速度渐变薄层（地层参数为：$\varepsilon_1>\varepsilon_2>\varepsilon_3$ 或 $\varepsilon_1<\varepsilon_2<\varepsilon_3$）的频率特性曲线。从图中可见薄层存在使低频成分得到加强。

如果薄层处于均匀介质（即 $v_1=v_3$）中，则振幅频率特征随其厚度$\Delta h/\tau$的减小面衰减，见图1.17(a)，但计算表明当 $\Delta h/\lambda=0.03$—0.04时，复合反射振幅可达上界面一次反射波振幅 a_{11} 的

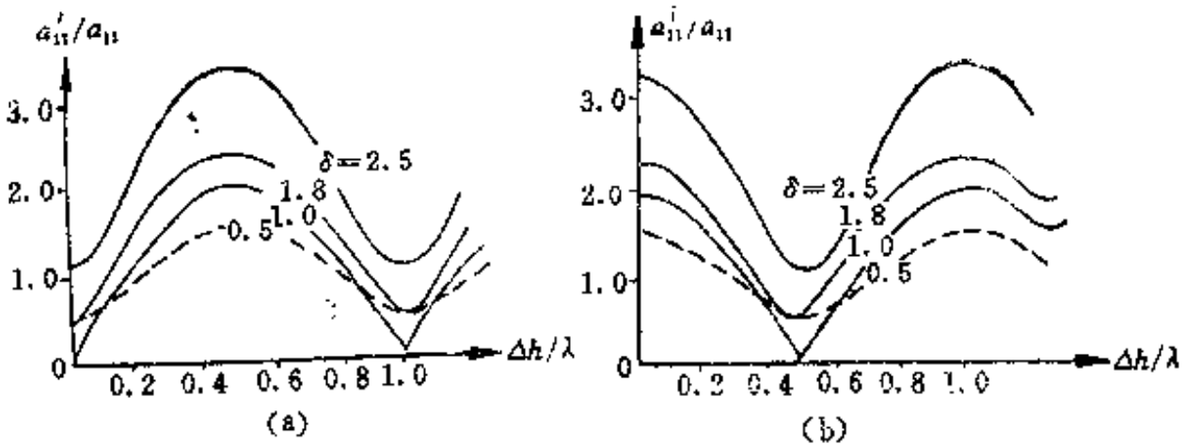


图 1.17 薄层频率特性曲线图

0.5—0.7倍。这说明薄层也能造成比较强的反射。

对于脉冲波来说，由于不同频率成分的分量通过薄层之后其复合振动的振幅值不一样，因此合成后的脉冲波形同原来未经薄层反射的P_{11}波形显然会发生变化。而且从频率特性这个角度来说，经过薄层反射后脉冲波中某些频率成分的振幅相对增强，某些频率成分削弱甚至消失，表现出薄层对脉冲波的滤波作用。

三、一个探地雷达反射波的合成记录

假设在地面以下半无限空间内$n+1$层电性介质，则共有n个电性分界面。设每个电性层的厚度为h_i，电磁波速度为v_i，介电常数ε_i。每个电性分界面的反射系数为R_i，透射系数为T_i。下标i表示第i个电性分界面，$i=1,2,3,\cdots,n$。当地面存在一个电偶极子源$\dot{p}$，在均匀介质中远离偶极源的场

$$E=\frac{\omega^2\mu\dot{p}}{4\pi}\ \frac{1}{r}\,e^{-\beta r}\ e^{-j(\omega t+\alpha r)}$$

当电磁波在多层介质中反射时，要考虑电磁波通过各反射界面的透射损失与吸收损失。在i层吸收损失为

$$A_i=e^{-2\beta_i h_i}$$

透过$i-1$个界面的透射损失

$$B_i=(1-R_{i-1}^2)$$

如果发射脉冲的子波和各层的电学性质已知，且地下媒质基本上是非频散的，就可用褶积的方法合成雷达记录。合成雷达记

录可用来检查设想的解释模型是否与实测的记录相吻合。在只考虑一次反射波时，合成雷达记录的计算步骤如下：

（1）按速度 $v=c/\sqrt{\varepsilon_i}$ 计算各层的速度

（2）按 $\beta_i=188\,\sigma/\sqrt{\varepsilon_i}$ 计算各层的吸收系数及场强在各层内的衰减 $A_i=\mathrm{e}^{-2\beta_i h_i}$

（3）计算反射系数 $R_i=(\sqrt{\varepsilon_{i-1}}-\sqrt{\varepsilon_i})/(\sqrt{\varepsilon_{i-1}}+\sqrt{\varepsilon_i})$

（4）计算透射损失

$$B_i=(1-R_{i-1}^2)$$

（5）考虑球面衰减，求出经过修正的反射系数序列

$$R_i'=A_iR_iB_i/2\sum_{j=1}^{i}h_j$$

（6）计算各层面的双程走时

$$t_i=\sum_{j=1}^{i}2\frac{h_j}{v_j}$$

（7）将经过修正的反射系数系列编成数据文件 R_i'，应用脉冲子波与修正反射系数序列的褶积，就可以得到合成雷达讯号。

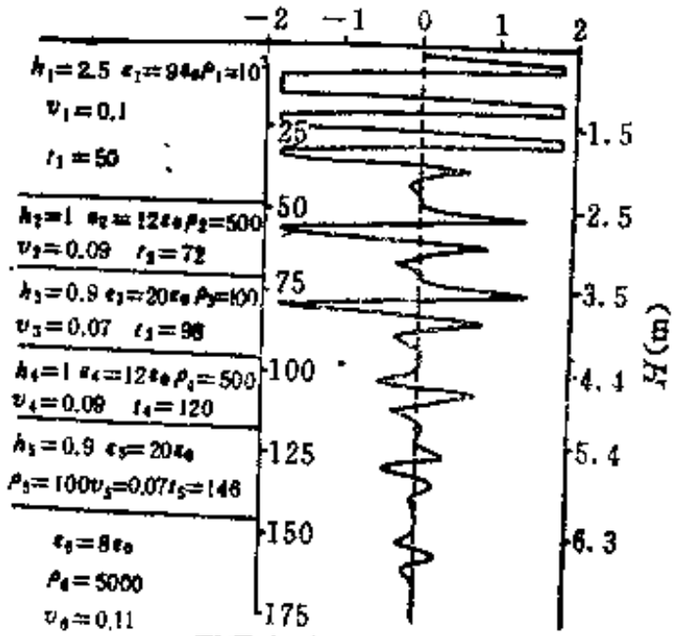


图 1.18 合成雷达记录

单位为：$\rho(\Omega\cdot\mathrm{m})$ $v(\mathrm{m/ns})$ $t(\mathrm{ns})$ $h(\mathrm{m})$

图1.18为计算例子，如第一层面的双程走时为50ns，在此之前所记录的是沿地表两侧到达的波，在此之后记录到层面的反射脉冲，由子该层面的反射系数为负值，相位反转了180°。又如第三层面的双程走时为98ns，由于反射系数为正，相位和发射脉冲一致。右侧标出了界面深度。

第二章　探地雷达方法技术

探地雷达的野外工作，必须根据所要研究的地质、岩土工程等的问题和任务，采用合适的观测方式、正确选择测量参数以保证记录质量。

§1　探地雷达观测方式

目前常用的双天线探地雷达测量方式主要有两种：剖面法和宽角法。我们在深圳机场软土地基强夯碎石墩的墩长监测中使用独创的环形测量方法，丰富了探地雷达观测方式。

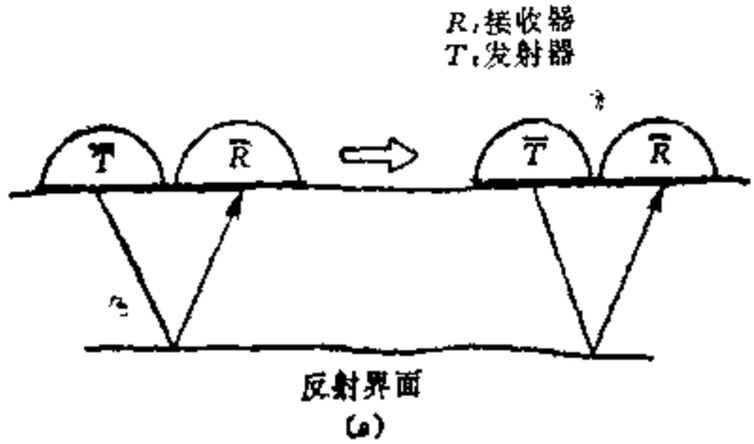
一、剖面法与多次覆盖

1. 剖面法

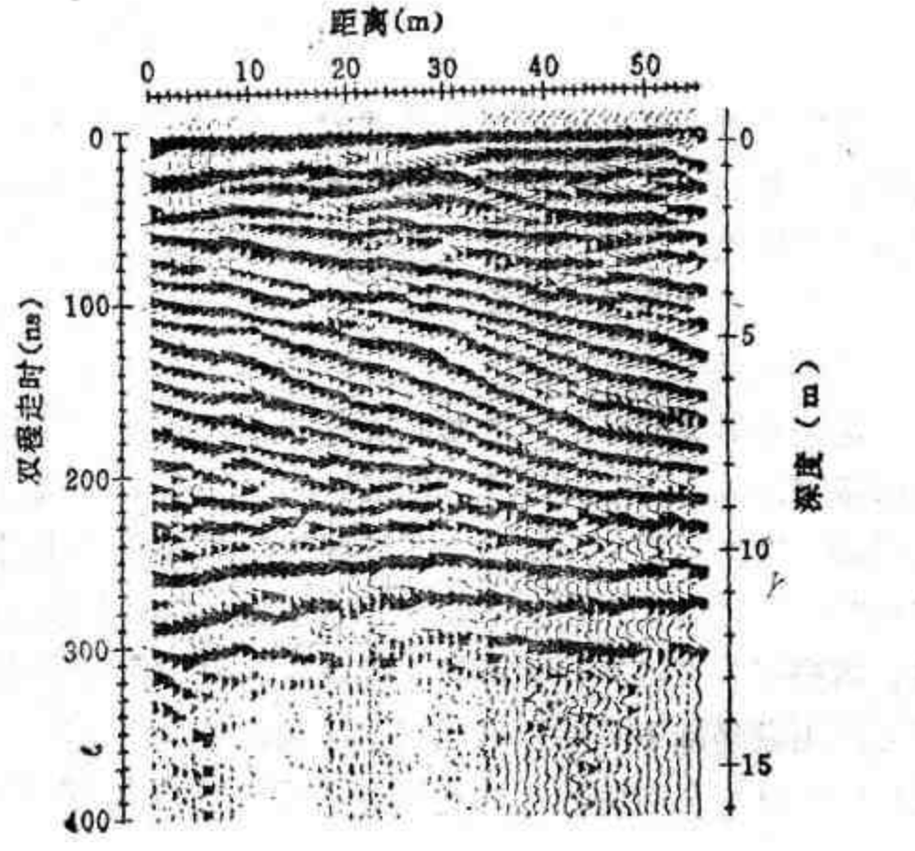
这是发射天线（T）和接收天线（R）以固定间隔距离沿测线同步移动的一种测量方式（图2.1a）。发射天线和接收天线同时移动一次便获得一个记录。当发射天线与测量天线同步沿测线移动时，就可以得到由一个个记录组成的探地雷达时间剖面图像。横坐标为天线在地表测线上的位置，纵坐标为雷达脉冲从发射天线出发经地下界面反射回到接收天线的双程走时。这种记录能准确地反映正对测线下方地下各个反射面的起伏变化（见图2.1b）。

2. 多次覆盖（共深点）方法

探地雷达探测来自深部界面的反射波时，会由于信噪比过小，不易识别。这时可采用类似地震的多次覆盖技术，应用不同天线距的发射-接收天线对在同一测线进行重复测量，然后把所得的测量记录中测点位置相同（共深点）记录进行叠加，能增加所得记录对地下介质的分辨率。



(a)



(b)

图 2.1 剖面观测方式

(a) 剖面法示意图；(b) 地质雷达图像剖面

(1) 共深点叠加原理

同一测点使用不同天线距的测量结果进行叠加前，需要把不同天线距的信号双程走时校正到零源距的双程走时，才可进行叠合，这种校正称为时差校正。

假设地下界面为水平时，把天线距 x 作横坐标，以反射波的双程走时 t 为纵坐标，可绘制来自反射点 A 的时距曲线(图2.2)。曲线方程为

$$t=\frac{1}{v}\sqrt{4h^2+x_i^2} \qquad (2-1)$$

于是通过共深点的时距曲线，可把不同天线距（亦称偏移距）的双程走时减去一个校正值 Δt_i 使其与零源距双程走时 t_0 ($t_0=2h/v$)一致。经过偏移距校正后的记录进行叠加后的结果，使来自地层界面的反射信号增强了（图2.3）。

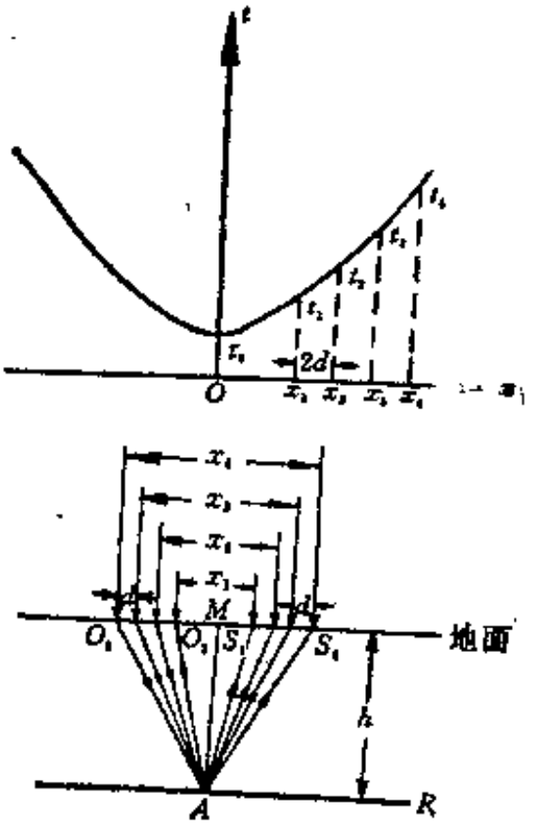


图 2.2 共深度点时距曲线

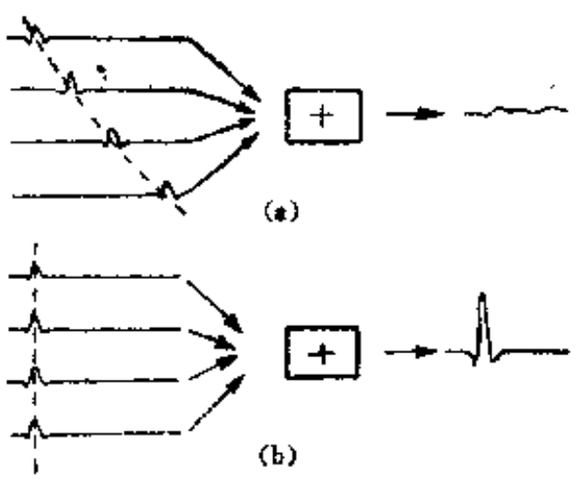


图 2.3 动校正前、后叠加的不同结果

（2）叠加效果探讨

原则上不同于一次反射波的各种规则干扰波都有自己的正常时差公式，甚至一次反射波的正常时差公式在水平界面和倾斜界面情况下也不相同。所以，当一律采用水平层状一次反射波的正常时差公式进行动校正后，除了水平层状一次反射波外，其他类型的波，因为其波至时间，一般不等于回声反射时间 t_0，所以仍有

一定量的时差，我们把这种经过正常时差校正后残留的时差叫做剩余时差δt_d。

多次波的反射按一次反射作正常时差校正后，多次波的剩余时差为

$$\delta t_d=\frac{x^2}{2t_0}\left(\frac{1}{v_d^2}-\frac{1}{v^2}\right)=qx^2 \qquad (2—2)$$

其中v为地层的电磁波速度，v_d则是多次反射波在地层中的视速度。

$$q=\frac{1}{2t_0}\left(\frac{1}{v_d^2}-\frac{1}{v^2}\right)$$

由（2—2）式可知，剩余时差与天线距x有关。下面探讨利用不同天线距资料进行多次叠加压制多次反射波。

设地下某反射点到达地面共中心点M处的一次反射信号为$f(t)$，其对应频谱为$g(j\omega)$。几个不同天线距的信号进行正常时差校正后进行叠加。对一次反射波来说，叠加后的输出

$$F(t)=\sum_{k=1}^{n} f(t)=nf(t)$$

即等于几个自激自收信号之和，其对应的频谱

$$G(j\omega)=\sum_{k=1}^{n} g(j\omega)=ng(j\omega)$$

但是，对于多次反射，经正常时差校正后仍有剩余时差δt_d，δt^d与天线距有关。不同天线距叠加后的输出信号为

$$F_d(t)=\sum_{k=1}^{n} f(t-\delta t_{d_k}) \qquad (2—3)$$

其对应的频谱是

$$G_d(j\omega)=g(j\omega)\sum_{k=1}^{n}\exp(-j\omega\delta t_{d_k}) \qquad (2—4)$$

从（2—4）式可见，叠加后的频谱与自激自收一次反射波信号频谱的区别在于增加了一个因子

$$K(j\omega)=\sum_{k=1}^{n}\exp(-j\omega\delta t_{d_k})$$，其模

$$K(\omega)=|K(j\omega)|$$

$$=\sqrt{\left(\sum_{k=1}^{n}\cos\omega\delta t_{d_k}\right)^2+\left(\sum_{k=1}^{n}\sin\omega\delta t_{d_k}\right)^2} \quad (2—5)$$

为了表示叠加后的多次波相对于一次波的压制程度，用叠加后多次波的振幅与一次波振幅之比 $P(\omega)$ 来衡量叠加效果，得到

$$P(\omega)=\frac{1}{n}\sqrt{\left(\sum_{k=1}^{n}\cos\omega\delta t_{d_k}\right)^2+\left(\sum_{k=1}^{n}\cos\omega\delta t_{d_k}\right)^2} \quad (2—6)$$

引进单位叠加参数 a，令

$$K_{x,k}\,a=\frac{\delta t_{d_k}}{T} \quad (2—7)$$

其中：

$$K_{x,k}=\frac{x_k^2}{\Delta x^2}=\left[\frac{x_1}{\Delta x}+(k-1)^2\frac{d}{\Delta x}\right]^2=[\mu+(k-1)2\nu]^2 \quad (2—8)$$

$$P(a)=\frac{1}{n}\sqrt{\left(\sum_{k=1}^{n}\cos 2\pi K_{x,k}a\right)^2+\left(\sum_{k=1}^{n}\sin 2\pi K_{x,k}a\right)^2} \quad (2—9)$$

以 n、μ、ν_E^2 为参数，以 a 为自变量，可按公式（2—9）计算出叠加效果。图2.4为 $n=4$、$\nu=3$、$\mu=12$ 的条件下叠加振幅

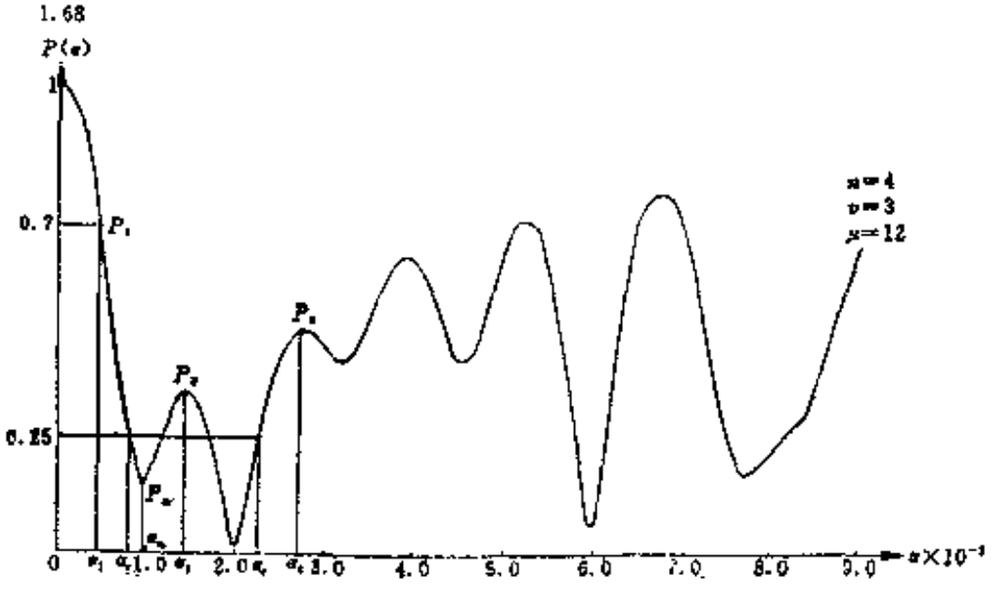


图 2.4　叠加振幅特性曲线

特性曲线。曲线上 $P(a)$ 的低值区称为多次波的压制带。一般取 $P=\frac{1}{n}$ 为压制区的平均值，它与曲线的交点为 a_c 和 a_c'，在 $a_c \leqslant a \leqslant a_c'$ 区间内，波受到最大压制。天线距增量 d 与叠加次数 n 的选择应保证 a 落入压制带内。

二、宽角法

当一个天线固定在地面某一点上不动，而另一个天线沿测线移动，记录地下各个不同层面反射波的双程走时，这种测量方法称为宽角法（见图2.5）。它主要是用来求取地下介质的电磁波传播速度。

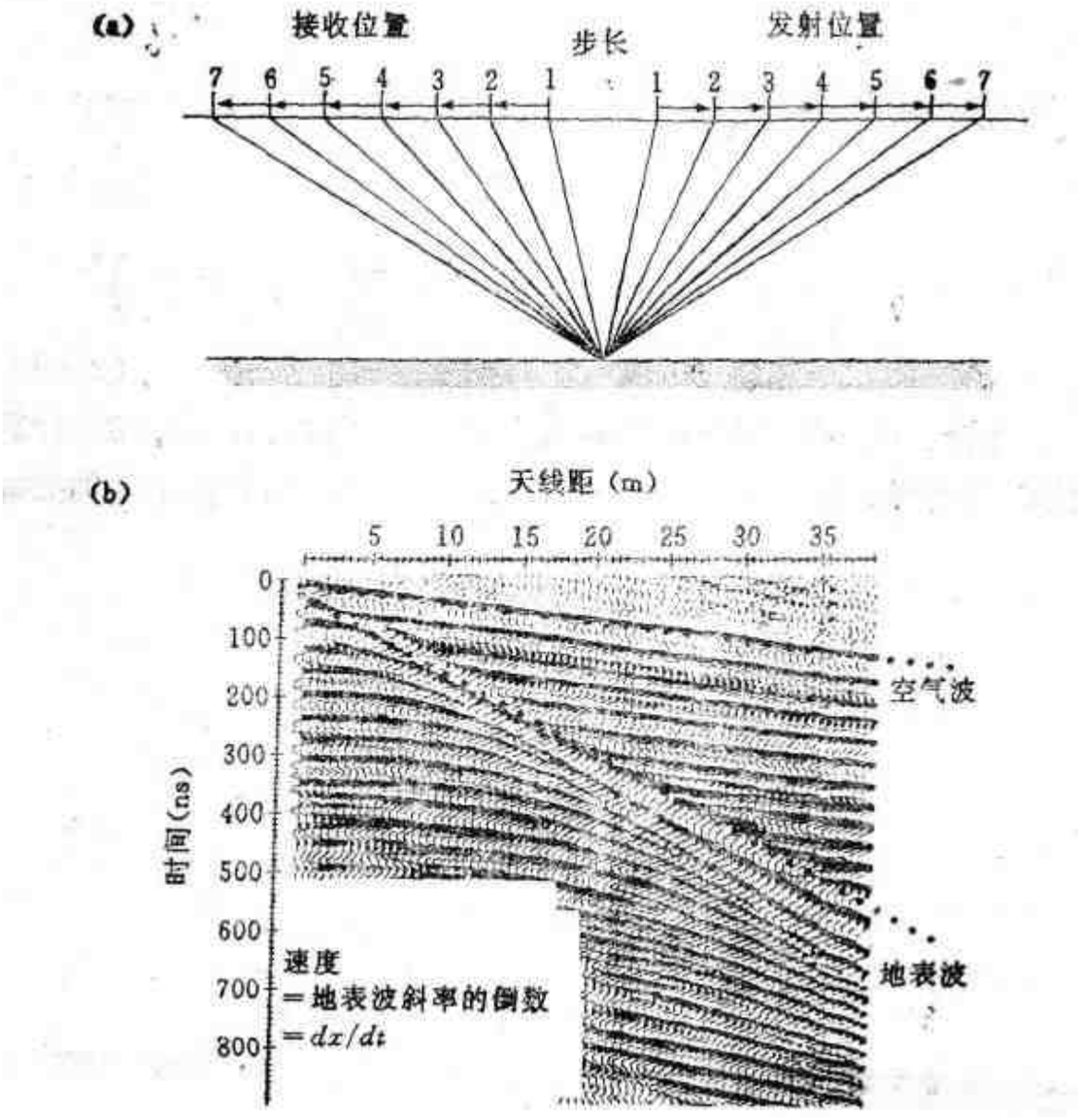


图 2.5　共中心点观测方式与雷达图像

地下深度为D的水平界面的反射波的双程走时t

$$T^2=\frac{X^2}{v^2}+\frac{4D^2}{v^2} \qquad (2-10)$$

式中：X为发射天线与接收天线之间的距离，D为反射界面的深度，v为电磁波的传播速度。地表直达波可看成是$D=0$时的反射波。式(2—10) 表示，当地层电磁波速度不变时，T^2与X^2成线性关系，亦即若以T^2为纵坐标，X^2为横坐标，则宽角法所得的反射波走时线为直线。图 2.6 为接收天线所接收到的反射波皱列的走时曲线，其中包括空气中直达波a、地表的直达波d和不同界面的反射波r_1、r_2等。图2.6(a) 采用$T-X$坐标，(b) 则采用T^2-X^2坐标。图中直线的斜率为速度，纵坐标的截距为反射界面的深度（以时间表示)。由此可见，宽角法的测量结果可用来确定地层电磁波速度以及

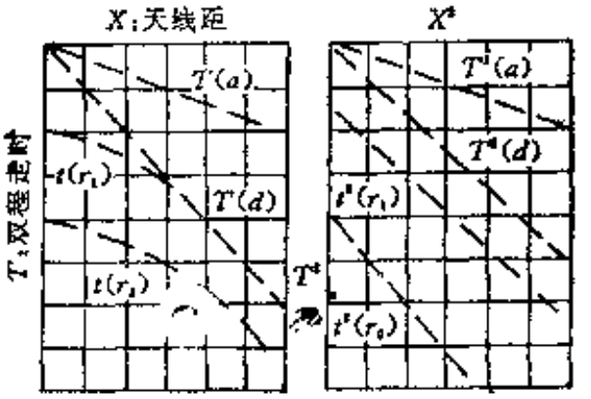


图 2.6 走时曲线

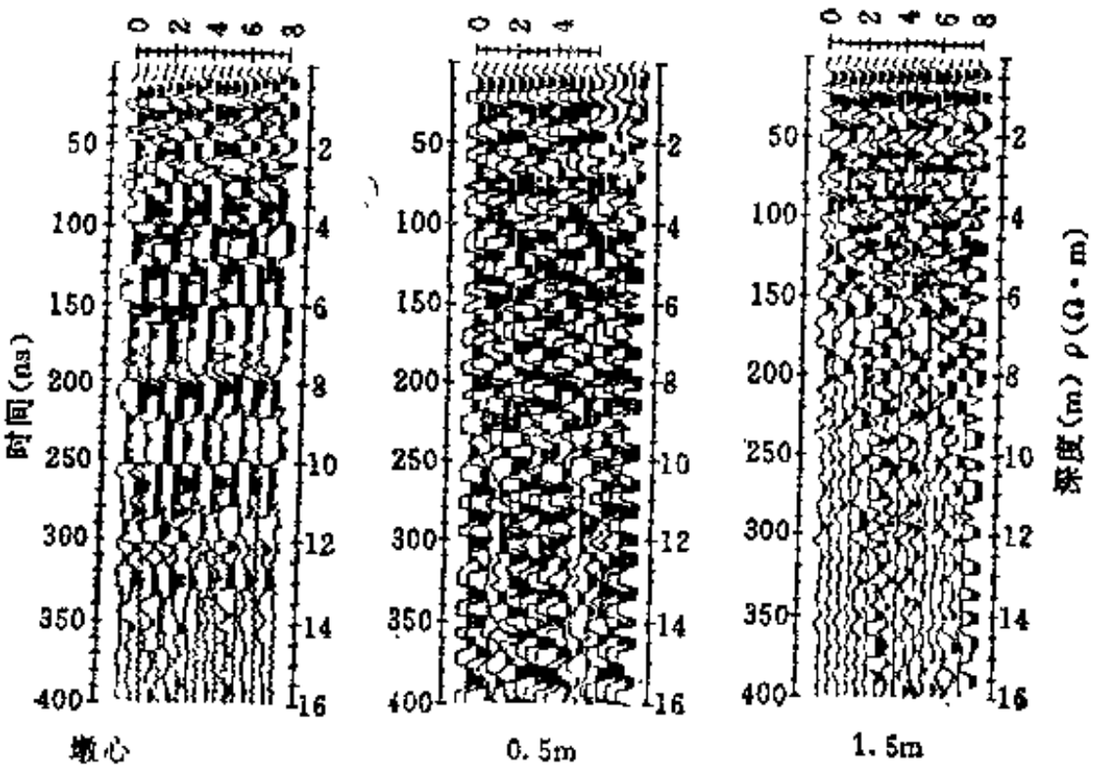


图 2.7 离墩心不同距离的环形剖面地质雷达图像

反射面的深度。

三、环形法

环形测量法是我们为深圳机场软土地基加固处理中，为强夯块石墩墩长的检测而设计的。块石墩是由重达15 t 的吊锤把块石强行夯入软土而形成的，目的是提高软土地基的承载力。这种块石墩为直径有限的三度体，当使用剖面法时由于块石墩上的测点

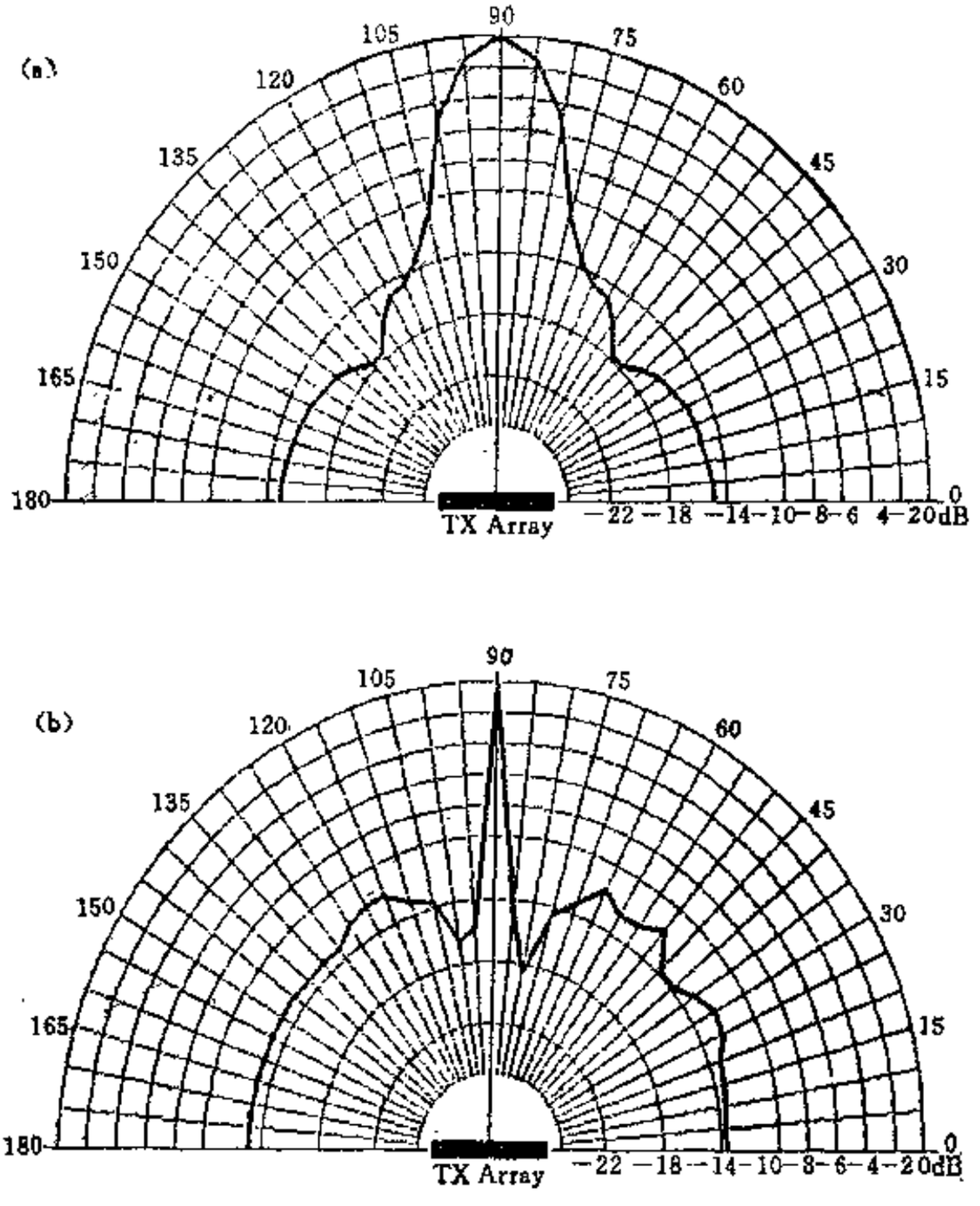


图 2.8

（a）相距0.5m 的五个天线聚焦后的天线辐射方向极化图；（b）相距 2 m 的五个天线聚焦后的天线辐射方向极化图

过少影响对墩的评价，于是提出了环形剖面测量法。其方式是以异常体的中心为圆心，在不同半径的圆周上相对墩心的不同方位上布置天线进行测量。图 2.7 为离墩心不同距离的环形剖面的探地雷达图像。通过不同半径的图像特征很容易判别块石墩的质量及其影响范围。

四、多天线法

这种方法是利用多天线（如四个天线或天线对）进行测量。每个天线道使用的频率可以相同或不同。每个天线道的参数如点位，测量时窗，增益等都可以单独用程序设置。多天线测量主要使用二种方式。第一种方式是所有天线相继工作，形成多次单独扫描，这多次扫描使得一次测量覆盖的面积广，从而提高工作效率。另外也可以利用多次扫描结果进行叠加处理，有利于提高系统的信噪比。第二种是所有天线同时工作，利用时间偏移推迟各道的接收时间，可以形成一个合成雷达记录，改善系统聚焦特征亦即天线的方向特性。聚焦程度取决于各天线之间的间隔。图 2.8 给出了天线间距为 50cm 与 200 cm 天线的方向极化图。从图中可以看出各天线间距越大，聚焦效果越好。

§2 探地雷达仪器

目前国内投入野外生产的探地雷达主要为时域脉冲探地雷达。型号主要有两类，一是美国的 SIR 系列，另一类是加拿大 EKKO 系列。

一、加拿大EKKO探地雷达

EKKO 探地雷达是加拿大“探头及软件公司”（Sensor & Software）的产品。目前有二种型号，Ⅳ型为低频，使用的中心频率为200MHz、100MHz、50MHz、25MHz 与 12.5MHz五种。1000 型为高频，使用的中心频率为 225 MHz、450 MHz 及 900 MHz三种。

1．仪器构成

加拿大EKKO探地雷达由计算机、控制面板、发射电路、发射天线、接收电路与接收天线六部分组成（见图2.9）。其各部分功能如下。

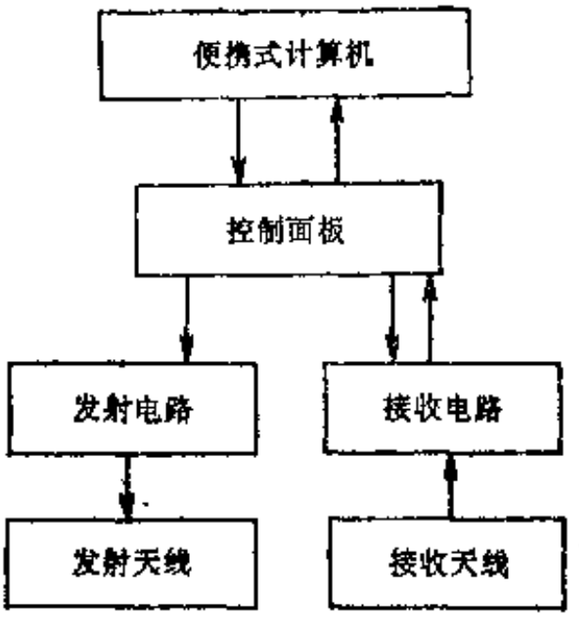


图 2.9 EKKO探地雷达框图

计算机功能：（1）与操作员进行人机对话，设置测量参数控制测量工作按程序工作或设置绘图参数获取雷达图像。（2）向控制面板发出操作指令。（3）在硬磁盘或软磁盘上储存测量参数与测量结果。（4）实时显示雷达图像作为测量质量监控。

控制面板的功能：（1）产生标准时间讯号作为雷达回波计时使用。（2）按计算机指令向发射电路与接收电路发出工作指令。（3）处理来自接收电路的信息，经模数转换后送到计算机。

发射电路是一宽频带短脉冲发生器，向发射天线提供发射信号。

接收电路接收来自接收天线的回波信号，经前置放大后送往控制面板。

发射天线与接收天线均为宽频带响应的偶极天线。发射天线与接收天线可互换使用。发射天线向地下介质辐射宽频带短脉冲电磁波。接收天线接收来自地下介质的回波信号。

2．仪器技术指标

（1）Pulse EKKO Ⅳ型仪器

① 雷达参数

系统增益：155 dB

可程序时窗：32—2048 ns（10^{-9}s）

可程序采样间隔：800—8000ps（10^{-12}s）

可程序叠加次数：1—2048

② 控制面板

控制及数据接口：RS232串行接口

尺寸：35cm × 26cm × 15cm

重量：3 kg

电源：12VDC（0.6A）

③ 发射电路

输出电压：400 V（1000 V选件）

重复率：30KHz

重量：3 kg（包括电池）

电源：12 VDC（0.5A）

④ 接收电路

尺寸：28cm × 28cm × 11 cm

重量：3 kg（包括电池）

电源：12VDC（0.5 A）

⑤ 电缆

控制面板电源线：15m电缆

发射电路、控制面板连接光缆：20m单股光缆

接收电路、控制面板连接光缆：20m双股光缆

计算机、控制面板连接电缆：2m RS232 电缆

⑥ 便携式计算机

主机：MS—DOS PC机，RAM 640k以上

存储介质：软或硬磁盘驱动器

软件：基本操作系统及处理软件

硬拷贝外设：点阵式打印机

⑦ 天线（中心频率）

25 MHz：10.5cm × 368cm × 0.8cm，4kg

50 MHz：10.5cm × 184cm × 0.8cm，2kg

100 MHz：10.5cm × 92cm × 0.8cm，1.5kg

200 MHz：10.5cm × 46cm × 0.8cm，1kg

（2）Pulse EKKO 1000型仪器

① 雷达参数

系统增益：133 dB

可程序时窗：10—250ns

可程序采样间隔：100—1000ps

可程序叠加次数：1—2048

② 控制面板

尺寸：25cm × 16cm × 16cm

重量：2.8 kg

电源：12 VDC（2.5A）

接口：RS232 串行接口（选件并行接口）

③ 发射电路

输出电压：200V

重复率：30kHz

尺寸：2.3cm × 16cm × 5cm

重量：1.6 kg

④ 接收电路

尺寸：23cm × 16cm × 5cm

重量：2 kg

数据分辨率：16bit

⑤ 控制及显示

计算机：MS—DOS PC机，RAM640k以上，RS 232接口

存储介质：软、硬磁盘

硬拷贝：PC 兼容打印机

软件：EKKO操作系统及处理软件

⑥ 天线

225MHz：40cm × 23cm × 7cm，1kg

450MHz：23cm × 16cm × 6cm，0.7 kg

900MHz：23cm × 16cm × 6cm，0.7 kg

二、美国SIR-10 探地雷达

SIR系列是美国“地球物理测量系统公司”(Geophysical Survey Systems,Inc.)的产品。它有SIR-3、SIR-8、SIR-10等一系列产品。目前国内引进量较大的SIR-10系列是最先进的产品之一。它是由计算机控制的多通道探地雷达。该雷达系统可自动显示，处理地下介质特征并用彩色显示剖面图像。可广泛用于民用建筑结构、环境、岩土、运输、军事、考古等勘查测量。

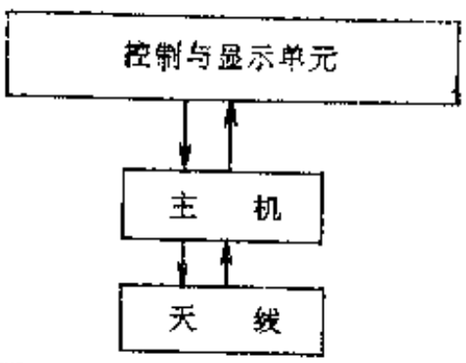


图 2.10　SIR 探地雷达框图

1．仪器构成

美国SIR-10探地雷达由主机、控制与显示单元和天线三部分组成（见图2.10）。各部分功能如下：

MF-10主机由电源、软盘驱动器、复位开关、8 mm磁带驱动器、SCS I连接器、连接面板组成。其功能：（1）为系统提供电源。（2）可把测量数据储存在3 1/2吋软盘（小容量）、8mm磁带（大容量）介质上。（3）可用复位键对系统恢复初始设置条件。（4）SCS I连接器可连接外部SCS I硬磁盘与其他用SCSI控制的外围设备。（5）可接两个（标准）或四个（任选）传感器。（6）与610或620型测量轮连接可自动对水平距离进行标记。（7）连接SR-8000图像记录仪可在记录纸上实时绘制雷达图像资料。（8）连接HP Palntjet彩色打印机输出彩色图像。（9）连接PC/AT兼容的键盘，可把描述字符写到图头。运行RADAN软件及修改SIR-10菜单结构。

CD-10控制、显示单元由显示器与功能控制键组成。显示器实时监测测量结果。六个功能键用于设置测量参数。

天线分单天线形式及多天线形式。单天线形式是利用一个天线发射宽频带短脉冲电磁波并接收来自地下介质的反射回波。多天线形式，可同时连接四个天线。可完成以下任务：（1）相同频率多个剖面记录，提高测量速度。（2）不同频率剖面测量以获得不同探测深度与分辨率的图像。（3）利用不同测量参数设

置进行测量，以便获得最佳的测量设置参数。（4）一个发射，多个记录，以进行宽角测量，获取地层电磁波速度。天线频率有80 MHz、100 MHz、120 MHz、300 MHz、500 MHz；800 MHz与1000MHz可选用。

2．仪器技术指标

（1）电性指标

输入电源：12 V直流电源，电压范围11—15 V，最大为280 W，或115/230V，280W50/60周交流电源，电压范围100—120V或200—240 V。

分辨率：单测点反射回波讯号相邻间隔的分辨率为50ps。

可选发射脉冲重复速率：2—78 KHz

可选模数转换位数：8或16 bit

可选采样率：128、256、512或1024样点/扫描。

同步时钟：内部晶体

可选扫描速率：0.2—128扫描/s

（2）机械指标

CD-10控制与显示单元；尺寸30.5cm×29.2cm×21.6cm，重量10.5 kg。

MF-10主机：尺寸44.1 cm×38.1cm×17.8cm，重量18.0 kg。

（3）热指标

工作温度：－10—40℃

相对湿度：＜90％

（4）10^{18}字节盒式磁带热指标：温度的最大变化应小于每分钟1℃，不大于每30分钟10℃；储存温度为－40℃—60℃。

（5）硬件指标

计算机主机板：带80287数字协处理器的286（386可选）主机板。

雷达处理器：Motorola DSP 56001，20 MHz。

阵列处理器：Sky 321—PC+ 阵列处理器硬卡。

RAM内存：4MB（任选8，12和20MB）。

大容量存储器：2.3×10^{2}字节8 mm盒带驱动器，15m磁带存储量为256 MB，54m磁带为1024MB，112m磁带为2.3GB。

软盘驱动器：3.5吋1.44MB。

外接口：连接外部硬盘的标准SCSI连接器。

显示器：19cm EGA彩色监视器，象元640×350。

（6）软件指标

控制：用6个软设置键，1个数字键板，游标键和功能键操作的内部菜单。

记录道：可选1，2和4数据记录道。

数据显示方式：行扫描或曲线形式，行扫描方式可用16位表示讯号幅度和极性。

时变增益：－26到＋120dB人工调节。在整个测量时段增益曲线可分为1—8段。分段数由操作员选择。也可利用自动增益平衡整个时段的功率。

垂直滤波器：有四种时域滤波器可供选用：低通和高通滤波器，无限脉冲响应（IIR）滤波器，有限脉冲响应（FIR）滤波器和三角滤波器。

水平滤波器：空间域滤波器。有四种可供选用：叠加和背景消除滤波器，矩形滤波器，三角形滤波器和统计叠加滤波器。

§3 探地雷达的技术参数

一、分辨率

分辨率决定了地球物理方法分辨最小异常介质的能力。分辨率可以分为垂直分辨率与水平分辨率。

1．垂直分辨率

在岩土工程地基评价中，薄的软夹层存在将影响地基的承载力与剪切强度，因此探地雷达的一个重要任务就是揭示薄的软夹层的存在。类似于地震勘探，我们将探地雷达剖面中能够区分一

个以上反射界面的能力称为垂直分辨率。

设有一薄层厚度为 b，地层的速度为 v_2，上下地层的速度 $v_1=v_3$，因此存在一正一反两个反射系数。与子波褶积，得到时间上相差Δt的两个脉冲波R_1与R_3（图2.11a）。在接收天线得到的信号是两个脉冲波之差R_d。当薄层的厚度足够小时，R_d接近于波形R_1的导数。

为了研究厚度对反射的影响，Widess（1973）编制了一个模

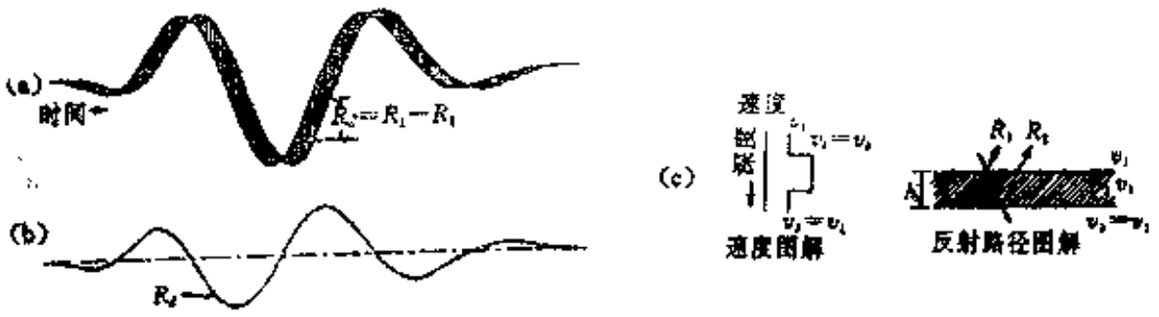


图 2.11　两个时间差短的相同子波产生的复合波形相移和变化

（a）两个时间差ΔT的相同子波R_1和$-R_2$；（b）R_1与$-R_2$间的振幅差R_d；（c）来自一个薄层的反射

其中$v_1=v_3$为简化起见，透射损失和多次反射忽略不计，并认为各层密度是均一的，不变的（据Widess，1973）

型（图2.12）。模型中央用了逐渐变薄的地层。上覆和下伏地层的速度相等，中间层的速度是上下地层速度的一半。设电磁波垂直入射，则有来自地层顶面、底面反射波以及层间的多次波。考虑到多次波的能量较弱，则所得雷达信号为顶面反射波与底面反射波的合成。依照相应地层厚度的时间关系就可以得到地层顶底反射波的合成雷达信号。当地层厚度 b 等于地层波长 λ_2 的一半（$b=\lambda_2/2$），来自顶底界面的反射出现相消性干扰。随着地层厚度继续减薄，来自顶底界面的反射发生相长性干扰，这种干扰在地层厚度 $b=\lambda_2/4$ 时达到最大，这时接收天线信号的振幅值最大，这个厚度称作调谐厚度（Tunlng thickness）。随着地层再次进一步减薄，相消性干扰逐步增强，直至反射消失。当地层很薄时，该薄层的反射特征逼近于入射子波的时间导数。这种时间导数的关系可以维持到 $b=\lambda_2/8$（见图 2.12（b））。由于从这点

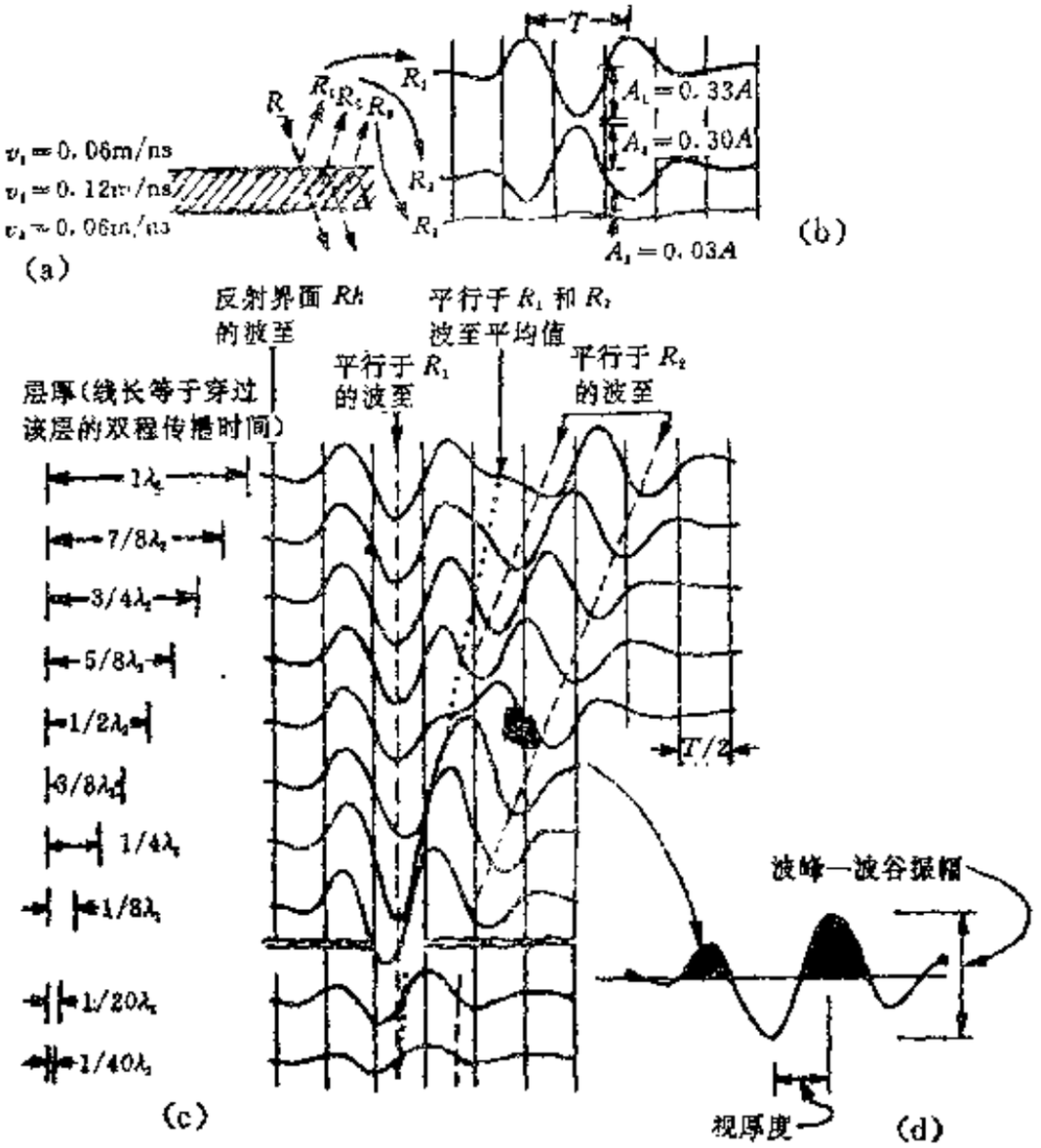


图 2.12 Widess图解，说明地层厚度对波形的影响

（a）反射射线图解，b 为地层厚度；（b）单个反射波形。利用根据地层厚度算出的时间延迟把得自顶底界面的单个反射波形相加，即得到如（c）中的波形；（c）复合反射波形，它是地层厚度的函数。T 为入射子波主周期。$\lambda_2=T\times v_2$为地层内的波长。等时线间隔为 $T/2$。标有 x 的线为波谷时残线。点线为零振幅时间线，为各复合子波的中心线；（d）振幅与视厚度的定义

（据Widess 1973修改）

开始，就不再有来自地层顶底的各自反射而只剩下它们的复合波了，也就是说，从这一点开始失去了分辨能力，因此理论上可把 $\lambda_2/8$作为分辨率的极限。但考虑到干扰噪声等因素，一般把$b=\lambda/4$作为垂直分辨率下限。

从图2.12的Widess图解可以得出三个重要结论：

（1）当地层厚度超过$\lambda/4$时，复合反射波形的第一个波谷与最后一个谷的时间差正比于地层厚度。在这种情况下，地层厚度可以通过测量顶界反射波的初至R_1和底界反射波的初至R_2之间的时间差确定出来。

（2）当地层厚度小于$\lambda/4$主波长时，反射波形的变化很小。在这种情况下，地层厚度正比于反射振幅。

（3）当地层厚度等于$\lambda/4$时，来自顶底界面的反射波发生相长性干扰，其复合波形的振幅达到最大值。

2．水平分辨率

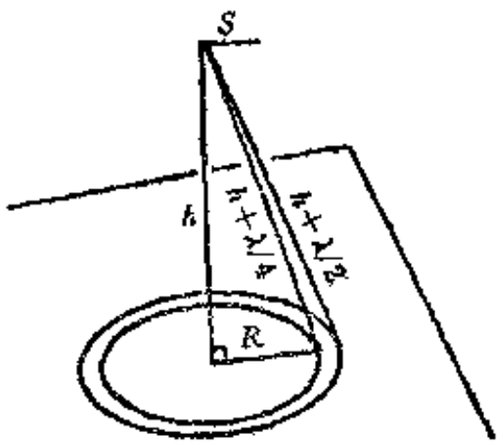
地质雷达在水平方向上所能分辨的最小异常体的尺寸称水平分辨率。雷达剖面的水平分辨率通常可用Fresnel 带加以说明。按照物理光学的观点，在入射波的激发下，异常体表面各个面积元都可以看作新波源，这些新波源产生的二次波依各自的传播路径到达观测点，于是测点接收到的总场强是所有二次波场强的叠加。由于从发射源到异常体表面上某点，再从该点到达接收天线的光程不同，各次波的场强因相位不同而产生相互干涉。图2.13对产生这种干涉的 Fresnel 带加以说明。设地下有一水平反射界面，以发射天线为圆心，以其到界面的垂距为半径，作一圆弧切反射界面。此圆弦代表雷达波到达此界面时的波前，再以多出1/4及1/2子波长度的半径画弧，在水平反射界面的平面上得出两个圆。其内圆称为第一 Fresnel 带，二圆之间的环形带称作第二Fresnel带。根据波的干涉原理，法线反射波与第一Fresnel带外缘的反射波的光程差$\lambda/2$（双程光路），反射波之间发生相长性干涉，振幅增强。而第二 Fresnel 带内的反射则发生相消性干涉，使振幅减弱。同理还可以有第三带（相长性）、第四带(相消性)等。但第一带以外诸带间彼此消长，对反射的贡献不大，可以不考虑。当反射界面的埋深为H，发射、接收天线间的距离远小于H时，第一Fresnel带的直径可按下式计算

$$d_F=\sqrt{\lambda H/2} \qquad (2—11)$$

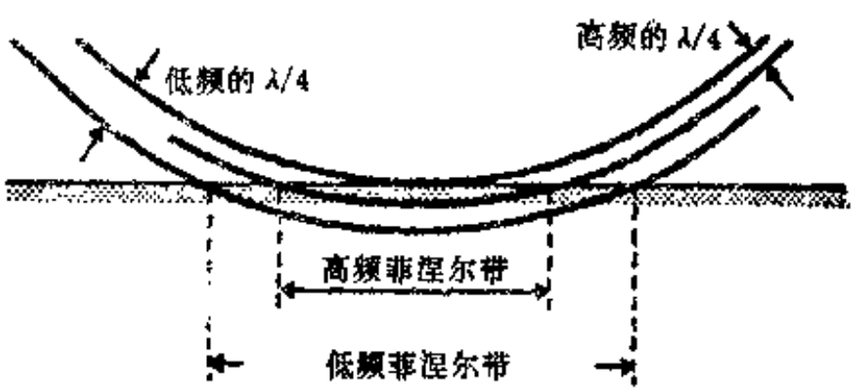
式中λ为雷达子波的波长，$\lambda=v/f$。H为异常体埋藏的深度。



(a)



(b)



(c)

图 2.13 Fresnel带概念图解

Fresnel 带的出现使中断的异常体的边界模糊不清，它和绕射现象一致的。图2.14为一模型，图中标的数字 1 、1/2、1/4代表砂体相应于 Fresnel 带直径的倍数。由该图下部的反射模型看出，每段的反射都大于它的实际大小，这是因为尽管激发和接收点已越出了砂体边界，但由于其边部仍处在 Fresnel 带内，因此

接收天线仍能接收到来自砂体的反射信号。从图中我们可以得出二点结论：（1）异常体水平尺寸为Fresnel带直径1/4时，仍能接收到清晰反射波。这就是说探地雷达的水平分辨率高于Fresnel带直径的1/4。（2）由于Fresnel带存在，当二个有限异常体的间距小于Fresnel带时，则不易把二个目标体区分开。

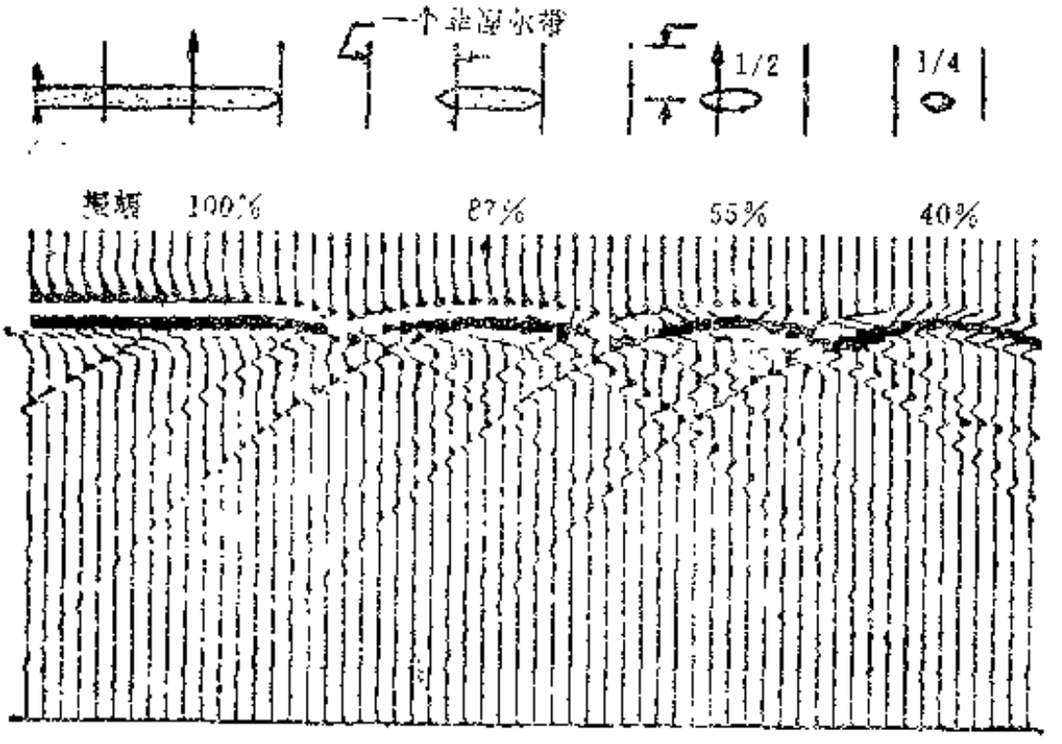


图 2.14　处于Fresnel带内不同宽度砂体的反射
（据Meckel和Nath，1977）

图2.15为水槽模型实验的地质雷达图像。图中金属管径为3cm和5cm，接收天线仍能接收到来自金属管的反射。图2.15(a)两管埋深约1.05m，使用100MHz天线，其在水中的子波波长$\lambda=0.33$m，Fresnel带直径$d_F=\sqrt{\lambda H/2}=0.42$m，两管相距0.5m，大于一个Fresnel带直径，因此能从图像中确定管中心位置在地表的投影。（b）两管埋深约0.51m，同样是100MHz天线，$d_F=0.29$m。两管相距0.4m，大于一个Fresnel带直径，因此亦能从地质雷达图像把两管区分开。（c）两管埋深约1.05 m，同样是100 MHz天线，$d_F=0.42$ m，两管相距0.4 m，小于一个Fresnel带的直径。在这种情况下，已不能由地质雷达图像确定金属管中心在地表的投影（见图2.15（c））。因此水槽模型结果

亦证实砂体模型的二个结论：（1）单个异常体的水平分辨尺度要远小于 Fresnel 带（在水槽中水平尺寸为$\frac{1}{10}d_F$的物体仍能分辨）。（2）二个水平相邻异常体要区分开的最小水平距离要大于第一Fresnel带直径。

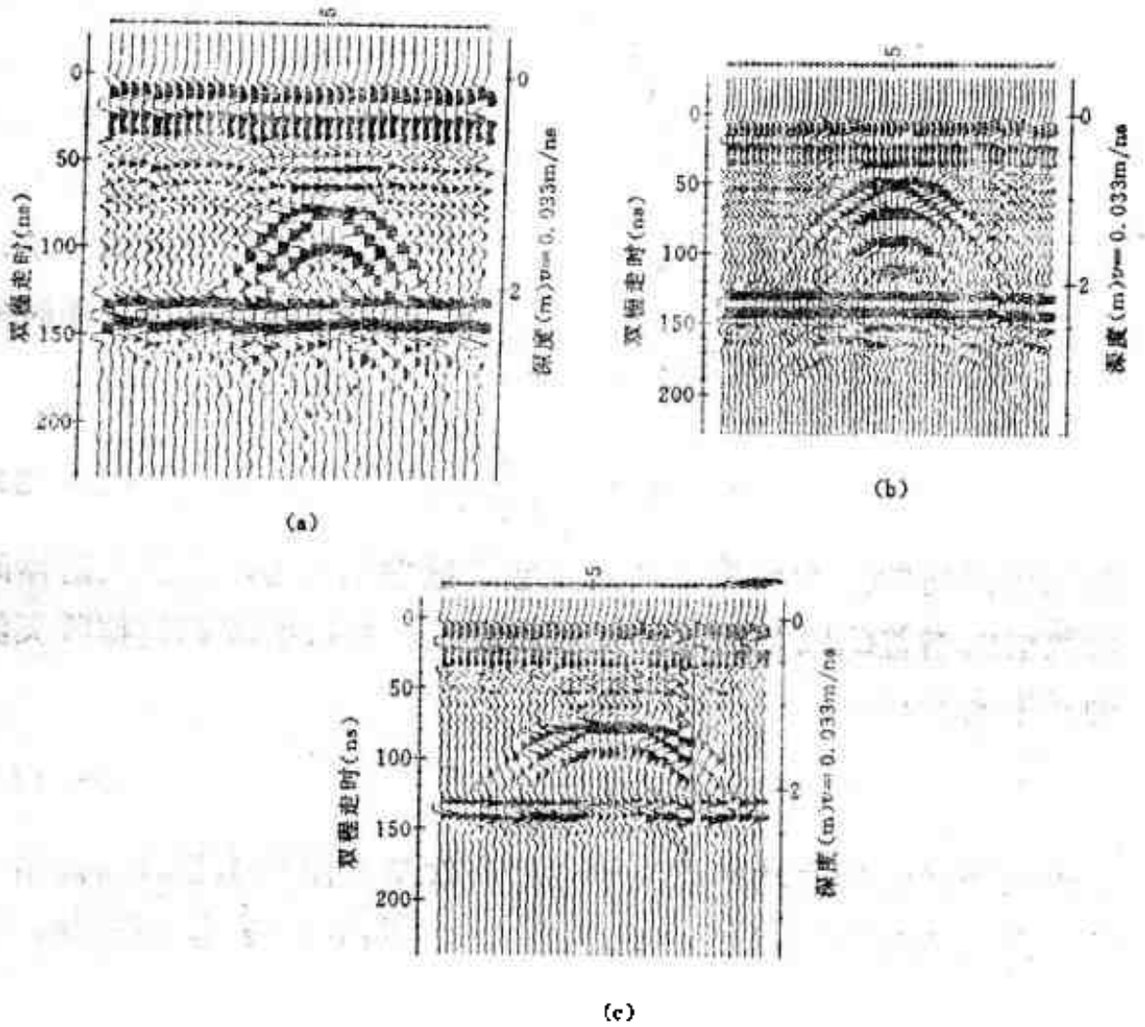


图 2.15　两个同深金属管的地质雷达图像

（a）钢管（右）直径 3 cm，顶深 1.06 m；铁皮管（左）直径 5 cm，顶深 1.04m，管中心距0.5m；（b）钢管（右）顶深 0.52m；铁皮管（左）顶深 0.5m，管中心距0.4m；（c）钢管（右）顶深1.04m；铁皮管（左）顶深 1.06m，管中心距0.4m

二、探测距离

探地雷达能探测到最深的目的体的深度称为探地雷达的探测距离。当雷达系统选定后，系统的增益 $Q=W_t/W_r^n$（W_t为仪器发射功率，W_r^n为接收系统背景噪声功率）已知，因此只要到达

接收器的回波信号幅度大于W_r^n，那末来自该目的体的回波就可以为雷达系统识别。于是探测距离的预测就归结为求目的体回波的大小。

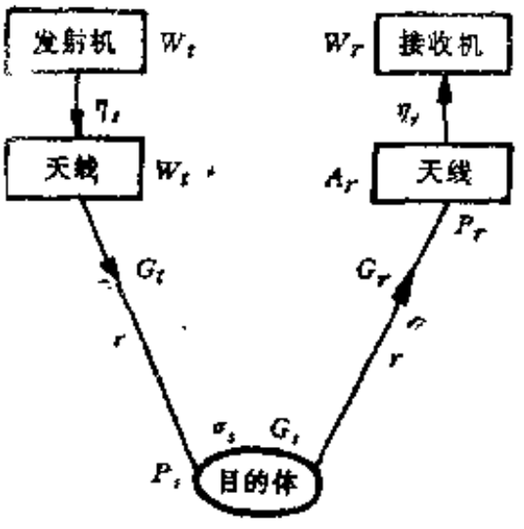


图 2.16 功率的传送过程

图2.16表示从发射到接收的功率传送过程。若发射天线辐射的功率为W_t，发射天线效率为η_t，考虑到辐射功率呈球面扩散，和媒质的吸收$e^{-2\beta r}$，以及在入射方向上天线的方向增益G_t，则入射波到目的体表面时的功率密度P_t

$$P_t=W_t\eta_tG_t\frac{1}{4\pi r^2}e^{-2\beta r} \qquad (2—12)$$

目的体散射的总功率等于P_t乘上它的散射截面σ_t，考虑散射体向后散射的增益G_t以及回波的发射和吸收，则散射波到达接收天线的功率密度P_r

$$P_r=P_t\sigma_tG_t\frac{1}{4\pi r^2}e^{-2\beta r} \qquad (2—13)$$

接收天线接收到的功率取决于它的有效接收面积A_r及方向性增益G_r。最终的接收功率$W_r=P_rA_rG_r\eta_r$。对偶极天线$A_r=\lambda^2/4\pi$，于是雷达天线接收到的功率为

$$W_r=W_t\eta_t\eta_rG_tG_r\sigma G_t\frac{\lambda^2}{64\pi^3r^4}e^{-4\beta r} \qquad (2—14)$$

(2—14) 式又称为雷达探距公式。如果W_r超过W_r^n，则该目的体就能为探地雷达探测到。表2.1列出了不同几何形态目的体向

表 2.1 不同形态目的体向后散射因子

目的体几何形状	点状体	粗糙表面	平面	薄 层
散射因子 g^σ(dB)	−30.69	15.14	22.13	−9.73

后散射因子数值。图2.17给出了EKKD雷达不同系统增益下点状体的探测深度与介质吸收系数的关系。表2.2给出了SIR-10 100MHz天线各种介质下的探测深度。

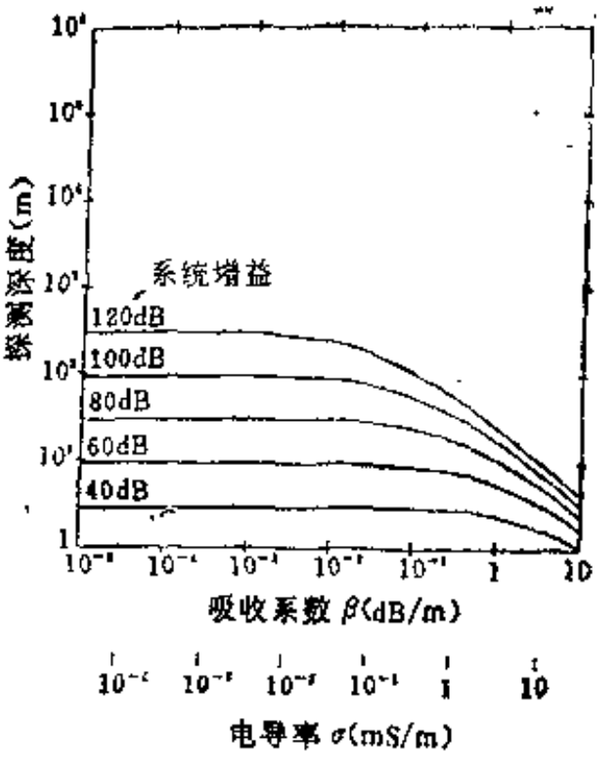


图 2.17 点状目的体不同增益下探测深度与吸收系数关系

三、电偶极子天线辐射方向图

当水平电偶极子源P位于地面上方时，接收点M可接收到从源出发取三条路径到达接收点的波（见图2.18）：直达波、反射波与侧面波。

表 2.2 SIR-10 100MHz天线实例统计的探测深度

岩　性	电阻率(Ω·m)	探测深度(m)
基岩花岗岩	7000—15000	20—50
基性岩	7000—15000	20—50
辉长岩	10000—40000	30—50
石　英	5000—10000	20—50
土壤粗砂（干）	20000—80000	25—40
卵石（湿）	1000—5000	10—15
砂　（干）	5000—20000	15—30
（湿）	200—1000	5—10
粉砂（干）	400—2000	5—10
（湿）	30—200	3—8
粘土（湿）	15—30	2—6
耕作土(干)	1000—15000	10—20
（湿）	200—1000	5—10
泥炭	100—300	8—12
淡水	10000	20

直达波是从源沿直线传播到达接收点的波，电场的方向平行于电偶极子，场强等于均匀无限媒质中水平电偶极子源的辐射场。

$$E_i=\frac{\omega^2\mu_0 p}{4\pi}\ \frac{1}{r}\,e^{\,jk_0 r} \tag{2—15}$$

式中 p 为源的电偶极矩，$k_0=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$；$r$ 为源到测点的距离，$r=\sqrt{(z-z_0)^2+x^2}$。

反射波是按照几何光学定律由界面反射到接收点的波，反射

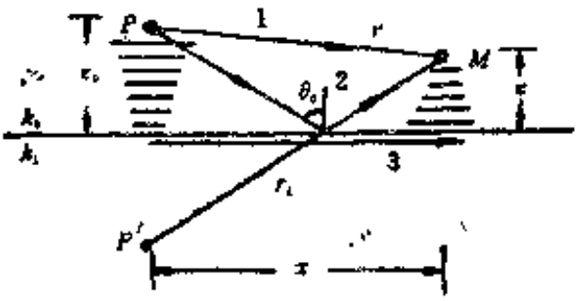


图 2.18 三种波的传播路径

波可看成场强 $p'=R_{01}p$ 的镜像源的辐射场

$$E_r=\frac{\omega^2\mu_0 R_{01}p}{4\pi}\ \frac{1}{r_1}\,e^{\,jk_0 r_1} \tag{2—16}$$

式中：镜像源p'到测点M的距离 $r_1=\sqrt{(z+z_0)^2+x^2}$，反射系数 $R_{01}=(\cos\theta_0-\sqrt{n^2-\sin^2\theta_0})/(\cos\theta_0+\sqrt{n^2-\sin^2\theta_0})$，折射率 n，对非磁性介质 $n=\sqrt{\tilde{\varepsilon}_1/\varepsilon_0}$，入射角$\sin\theta_0=x/r_1$。

侧面波是以临界角θ_c入射，折射后沿着界面传播，再以临界角θ_c返回接收点的波。当$n<1$时，临界角θ_c为实数。但由于空气的波速大于地下媒质中的波速，$n<1$，所以 θ_c 为复角，侧面波随离开界面的距离迅速衰减（图中用逐渐缩小的短横线表示），因此当源或测点离开界面稍远时，实际上接收不到侧面波的场强。此外，侧面波的功率发射比球面波更快，当发射和接收的距离较远时，和反射波相比，侧面波对接收场强的贡献也处于次要的地

位。

当水平偶极子位于地面上时，$z_0=0$，$r_1\doteq r$，$\cos\theta_0=|z|/r$，则空气中直达波和反射波电场强度的总和为

$$E^{(0)}=\frac{\omega^2\mu_0 p}{4\pi}\frac{2\cos\theta_0}{\cos\theta_0+\sqrt{n^2-\sin^2\theta_0}}\frac{e^{ik_0r}}{r} \qquad (2-17)$$

该式可用来计算上半空间的辐射场方向图。从上式可以看出，当$\theta_0=90°$时，辐射场强等于零。这是因为反射系数等于-1，直达波和反射波的场强相互抵消的缘故。

如果把水平偶极子看作是紧靠界面的地下媒质中，则地下媒质变成了入射媒质，空气变成了透射媒质。在公式（2—17）中将k_0换成k_1，$k_1=\omega\sqrt{\mu_0\tilde{\varepsilon}_1}$；$n$换成$\frac{1}{n}$，即$n'=\sqrt{\varepsilon_0/\tilde{\varepsilon}_1}$，得下半空间的辐射场强$E^{(1)}$公式。

$$E^{(1)}=\frac{\omega^2\mu_0 p}{4\pi}\frac{2\cos\theta_0}{\cos\theta_0+\sqrt{n'^2-\sin^2\theta_0}}\frac{e^{ik_1r}}{r} \qquad (2-18)$$

图2.19为理论与按比例模型实测的电偶极子辐射方向图。从图中可以看出：（1）地下媒质的介电常数愈大，偶极子源的辐射功率就愈往地下集中。（2）地下辐射场$E^{(1)}$在临界角（$\sin\theta_c=\sqrt{\varepsilon_0/\tilde{\varepsilon}_1}$）方向上辐射方向强度最大。

四、脉冲子波

目前商用探地雷达使用的是调幅脉冲源，可设其子波形式

$$f(t)=t^2e^{-at}\sin\omega_0 t \qquad (2-19)$$

式中ω_0为中心频率。脉冲的衰减速率取决于系数a。该子波的频谱为

$$F(\omega)=\frac{2\omega_0[3(a-i\omega)^2-\omega_0^2]}{[(a-i\omega)^2+\omega_0^2]^3} \qquad (2-20)$$

为了提高探地雷达的分辨率，其天线的频率响应要保证频带宽度等于其中心频率。当取$a=0.93\omega_0$时，频带宽度可满足上述要求。图2.20为脉冲子波波形及其相对振幅谱（中心频率为100 MHz）。由图可见脉冲子波类似于一个周期的中心频率的正弦波

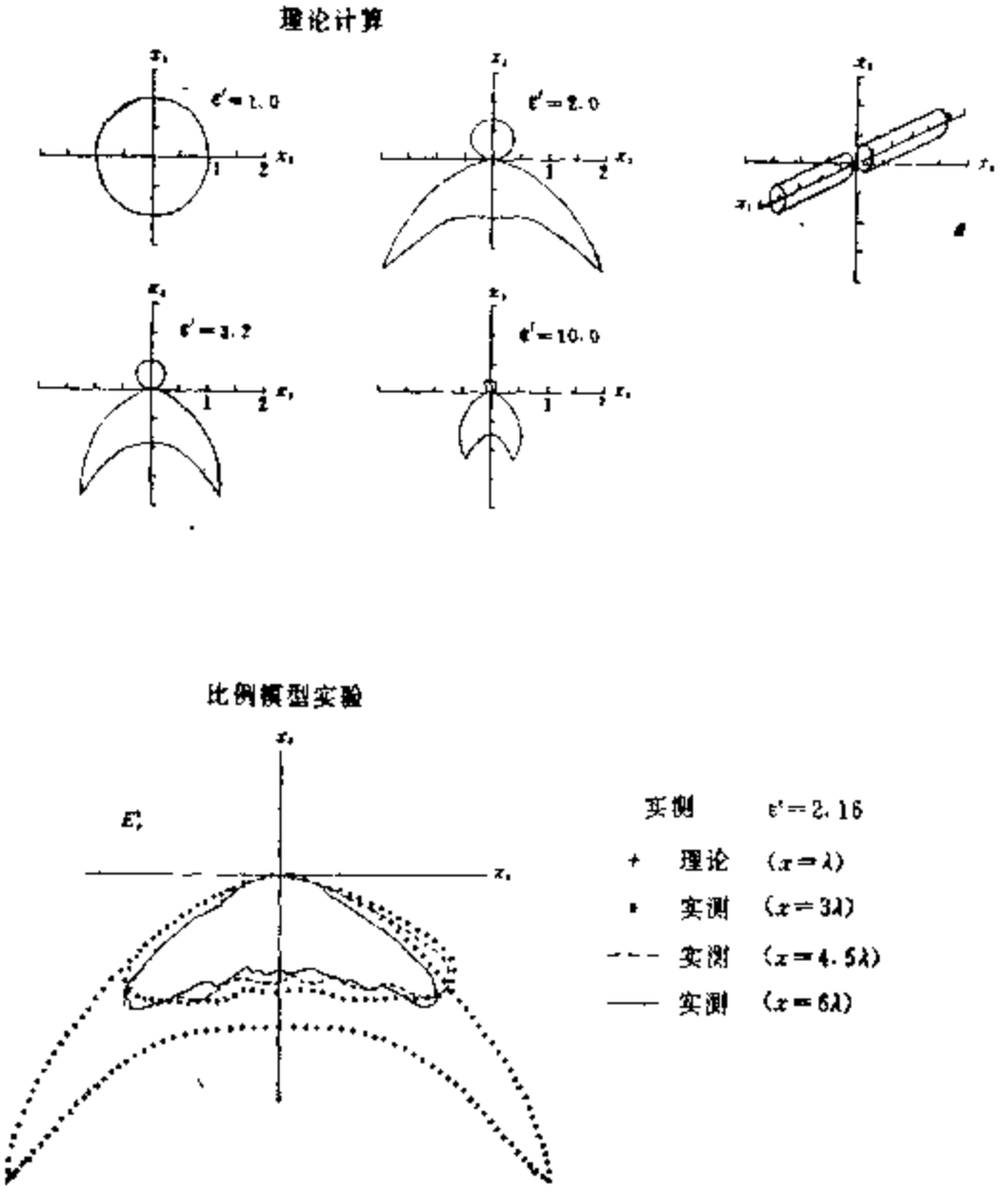


图 2.19 不同介电常数地表面上偶极天线辐射方向图

形。于是子波波长

$$\lambda=\frac{v}{f}$$

从上面的论述可知，探地雷达的垂向分辨率约为子波波长的$\frac{1}{4}$。因此当地层电磁波速度$v=0.1\text{m/ns}$，100MHz天线的子波波长$\lambda=1\text{m}$，可分辨的最薄地层的厚度为0.25m。

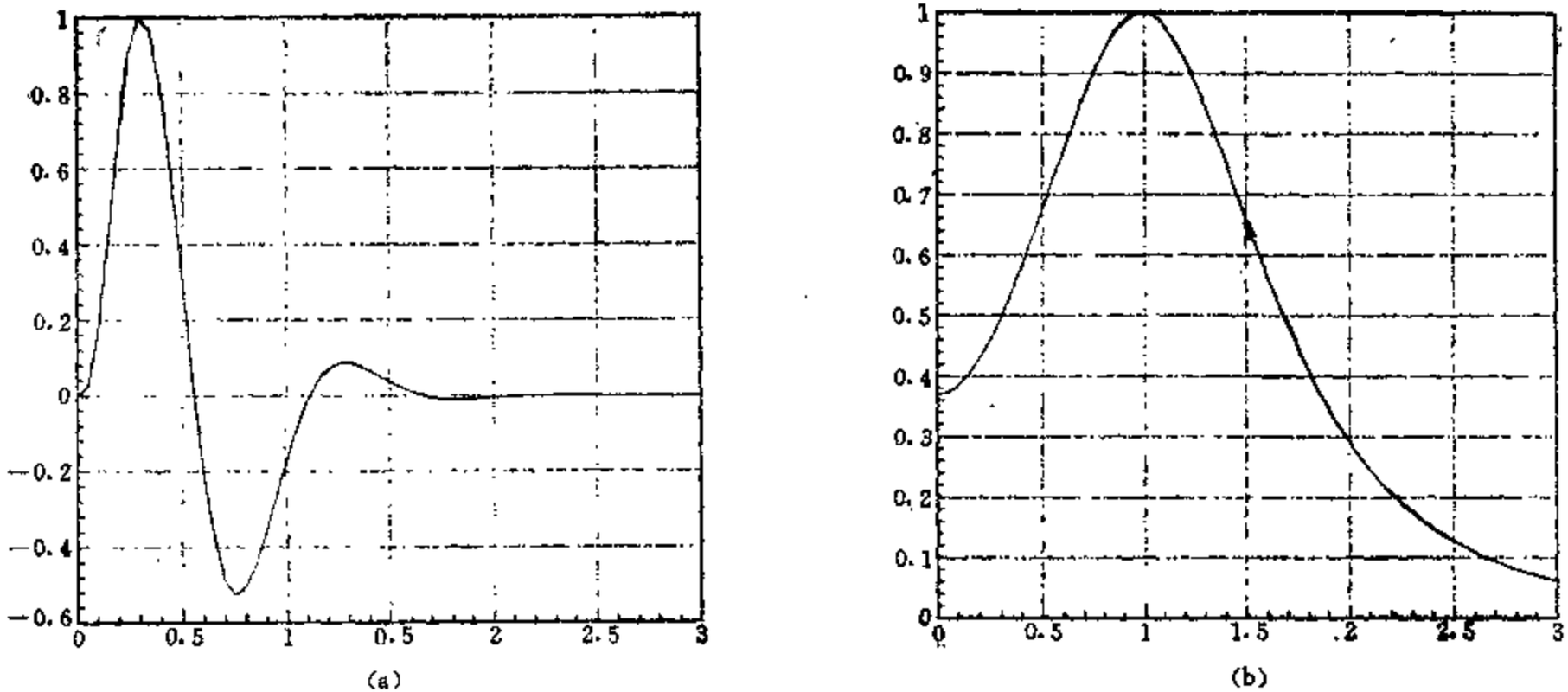


图 2.20　脉冲子波波形与相对振幅谱

(a) 中心频率 100MHz脉冲子波；(b) 脉冲子波的相对振幅谱

§4 探地雷达野外工作

一、探地雷达测量的准备工作

1．目标体特性与所处环境分析

每接受一个探地雷达测量任务都需要对目标体特性与所处环境进行分析，以确定探地雷测量能否顺利进行。

（1）目标体深度是一个非常重要的问题。如果目标体深度超出系统探测深度的50%，那末探地雷达方法就要被排除。仪器探测深度可根据本章第二节（2—14）公式进行计算。也可使用下述的简易算法估算。商用探地雷达一般允许介质的吸收损耗达60dB。当介质吸收系数<0.1dB/m（这符合通常的地质环境），则Annan给出了探测深度d_{max}简易估算式

$$d_{max}<\frac{30}{\beta} \quad 或 \quad d_{max}<\frac{35}{\sigma} \tag{2—21}$$

式中β是介质吸收系数，单位dB/m。σ是电导率，单位mS/m。

（2）目标体几何形态（尺寸与取向）必须尽可能了解清楚。目标体尺寸包括高度、长度与宽度。目标体的尺寸确定了雷达系统应具有的分辨率，关系到天线中心频率的选用。如果目标体为非球体，需要搞清目标体的走向，倾向与倾角，这将关系到测网布置。

（3）目标体的电性（介电常数与电导率）必须搞清。雷达方法成功与否取决于目标体与围岩之间的电性差异是否有足够的反射或散射能量为系统所识别。当围岩与目标体相对介电常数分别为ε_h与ε_T时，目标体功率反射系数的估算式为

$$P_r=\left|\frac{\sqrt{\varepsilon_h}-\sqrt{\varepsilon_T}}{\sqrt{\varepsilon_h}+\sqrt{\varepsilon_T}}\right|^2 \tag{2—22}$$

一般说目标体的功率反射系数应不小于0.01。

（4）围岩的不均一性尺度必须异于目标体的尺度，否则目标体的响应将淹没在围岩变化特征之中而无法识别。

（5）测区的工作环境必须搞清。当测区内存在大范围金属构件或无线电射频源时，将对测量形成严重干扰。此外测区的地形、地貌、温度、湿度等条件将影响到测量能否安全进行。

2．测网布置

测量工作进行之前必须首先建立测区坐标，以便确定记录剖面的平面位置。

测网布置与目的体有关，不同的目的体有不同的测网布置。

（1）管线

当管线方向已知，则测线应垂直管线长轴；如果方向未知，则应采用方格网。

（2）目标体体积有限

先用大网格小比例尺初查以确定目标体所处的范围，然后用小网格、大比例尺测网进行详查。网格大小等于目标体尺寸。

（3）基岩面等二维体

测线应垂直二维体的走向，线距取决于目标体走向方向的变化程度。

二、测量参数选择

测量参数选择合适与否关系到测量效果。测量参数包括天线中心频率、时窗、采样率、测点点距与发射、接收天线间距。

1．天线中心频率的选择

天线中心频率选择需兼顾目标深度、目标最小尺寸以及天线尺寸是否符合场地需要。一般来说，在满足分辨率且场地条件又许可时，应该尽量使用中心频率低的天线。如果要求的空间分辨率为 x（单位m），围岩相对介电常数为 ϵ，则天线中心频率可由下式初步选定

$$f=\frac{150}{x\sqrt{\epsilon}}\ \text{MHz} \qquad (2—23)$$

根据初选频率，利用雷达探测距离方程（公式2—14）计算探测深度。如果探测深度小于目标深度，需降低频率以获得适宜的探测深度。假设空间分辨率大约为目标深度的25%情况下，Annan

等给出了天线中心频率与探测深度的经验数据（见表2.3）。

表 2.3 分辨率为目标深度的25%时天线中心频率与探测深度之间关系

深度(m)	0.5	1.0	2.0	5.0	10	30	50
中心频率(MHz)	1000	500	200	100	50	25	10

2．时窗选择

时窗选择主要取决于最大探测深度 d_{max}（单位m）与地层电磁波速度 v（单位m/ns）。时窗W（单位ns）可由下式估算

$$W=1.3\frac{2d_{max}}{v} \qquad (2-24)$$

上式中时窗的选用值增加30%，是为地层速度与目标深度的变化所留出的余量。

3．采样率选择

采样率是记录的反射波采样点之间的时间间隔。采样率由尼奎斯特（Nyquist）采样定律控制，即采样率至少应达到记录的反射波中最高频率的2倍。

对大多数探地雷达系统，频带与中心频率比大致为1，即发射脉冲能量覆盖的频率范围为0.5—1.5倍中心频率。这就是说反射波的最高频率大约为中心频率的1.5倍，按尼奎斯特定律，采样速率至少要达到天线中心频率的3倍。为使记录波形更完整，Annan建议采样率为天线中心频率的6倍。当天线中心频率f（单位MHz），则采样率Δt（单位ns）

$$\Delta t=\frac{1000}{6f} \qquad (2-25)$$

SIR雷达系统建议采样率为天线中心频率的10倍，其采样率用记录道的样点数表示，即

样点数/扫描=(时窗/发射脉冲宽度)×10 (2—26)

4．测点点距

离散测量时，测点点距选择取决于天线中心频率与地下介质的介电特性。为了确保地下介质的响应在空间上不重叠，亦应该遵循尼奎斯特采样定律。尼奎斯特采样间隔 n_x（单位m）应为围岩中波长的$\frac{1}{4}$，即

$$n_x=\frac{c}{4f\sqrt{\varepsilon}}=\frac{75}{f\sqrt{\varepsilon}} \qquad (2—27)$$

式中 f 为天线中心频率，单位MHz。ε 是围岩相对介电常数。如果测点间距大于尼奎斯特采样间隔，急倾斜反射体就不能很好确定。当反射体比较平整时，，点距可适当放宽。因为随着点距放宽，数据量将减小，工作效率将提高。

在连续测量时天线最大移动速度取决于扫描速率、天线宽度以及目标体大小。SIR 系统认为查清目标体应至少保证有20次扫描通过目标，于是最大移动速度 v_{max}

v_{max}＜(扫描率/20)×(天线宽度＋目标大小)

5．天线间距选择

当使用分离式发射、接收天线时，适当选取发射天线与接收天线之间距离，可使来自目的体的回波信号增强。正如在本章第三节所述，偶极天线发射、接收方向增益在临界角方向最强，于是天线间距 S 的选择应使最深目标体相对接收天线与发射天线的张角为临界角的 2 倍，即

$$S=\frac{2d_{max}}{\sqrt{\varepsilon}} \qquad (2—28)$$

式中 d_{max} 为目标体最大深度，ε 为地下介质的相对介电常数。在有效探测深度范围内，增加天线间的间距，即增加来自深部目标体的信息。实际测量中，天线距的选择常常小于该数值，原因之一是天线间距加大，增加了测量工作的不便；原因之二是随着天线间距增加，垂向分辨率将降低，特别是当天线距 S 接近目标体深度的一半时，该影响将大大加强。因此在实际测量中天线距 S 常取作目标体最大深度的20％。

6．天线方向的取向

大部分商用探地雷达使用偶极天线，而偶极天线辐射具有优选的极化方向，因此天线的取向很重要。通常来说，天线的取向要保证电场的极化方向平行目标体的长轴或走向方向。对等轴状目标体没有优选的天线方向。在某些情况下，当目标体的长轴方向不明或者要提取目标体的方向特性时，最好使用两组正交方向的天线分别进行测量。

三、获取测区各种目标体的探地雷达图像特征

探地雷达图像剖面反映了地下介质的电性特征。由于物性参数的多解性，这些电性特征要想转化成地下介质的分布，必须建立各种目标体的探地雷达图像特征，尤其在一个新的工作区。为此需要进行下述工作。

1．获取各种可收集到的有用资料

当测区确定之后，首先走访任务的委托单位了解探地雷达所要解决的问题，确定目标体的特性。一般来说，探地雷达进行的是地下介质分布的详细调查，在此之前已进行过其他的地质调查。为此还必须走访前期勘查施工单位，收集测区地质调查报告。对于有钻探的测区，必须收集钻孔柱状图及其孔位分布，以便与探地雷达实测资料进行对比。如果进行的是特殊地质问题（地下施工障碍或断裂、岩溶等灾害地质）还应走访有关施工人员了解问题性质与特征。

2．测量前场地调查

测量前的场地调查是一个重要准备工作。调查内容包括：（1）测区的地形情况。在地形变化剧烈地区应进行适当平整，以便于测量天线与地面的良好接触。（2）测区范围内金属物体分布情况。在测线附近的金属物体必须移走。（3）安置测区的定位标志点，以便测线布置。

3．测量的试验工作

一般在测量工作正式开始之前，需要进行测量试验工作。其目的是：（1）检查测量参数的选择是否符合预想结果。如果不合

适还须调整测量参数，以便获得满意的探地雷达图像。（2）建立各种目标体的探地雷达图像特征。

试验测线一般应布置在已知目标体的地点，特别是有钻孔的测区，试验测线应该通过钻孔。图2.21为湖北某古铜矿遗址各种地层的探地雷达图像特征。测量的目的是圈定老窿区位置。从图

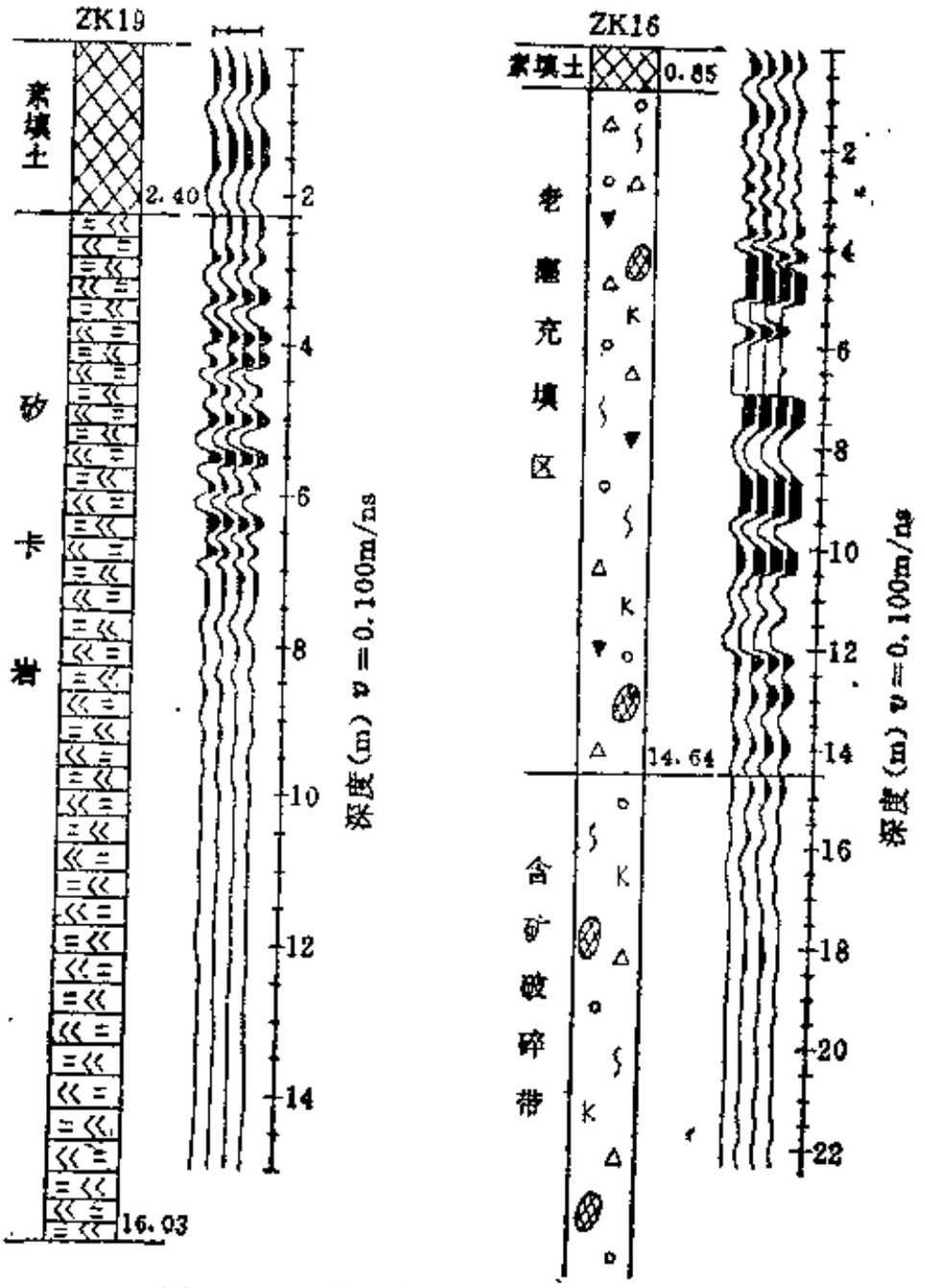


图 2.21 不同地层的雷达图像

中可见，老窿区由于充填物不均一，反射波波长明显加大。

四、地层电磁波速度的确定

探地雷达记录的是来自目标体的反射回波的双程走时 T，为

了确定目标体的深度d，还需要知道地层电磁波速度v，即

$$d=\frac{T}{2}\cdot v$$

目前常用的确定地层电磁波速度的方法有四种：（1）利用地层参数计算，（2）由已知深度的目标体标定，（3）用线状目标体几何扫描法推算，（4）用宽角法确定。下面分别加以介绍。

（1）利用地层参数计算

第一章第二节式（1—23）为地层电磁波速度v的计算公式

$$v=\frac{\omega}{\alpha}$$

$$\alpha=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}+1\right)}$$

常见的介质为非磁介质，在探地雷达的频率范围内，一般有$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\ll 1$，于是介质的电磁波速度

$$v=\frac{C}{\sqrt{\varepsilon'}}$$

上式中C为真空中电磁波传播速度，$C=0.3\text{m/ns}$，ε'为介质的相对介电常数。于是知道介质的ε'就可以估算地层的电磁波传播速度。表2.4为常见介质的ε'与v。该表为综合数据，引自北原（1979，1GHz频率下的测定值）、OYO公司（表中圆括号内数值）以及Thomas J. Fenner的资料。由于地层参数不容易正确获取，因此本方法仅作为地层电磁波传播速度的参考值。

（2）由已知深度的目标体标定

该方法常在测量前的试验工作中完成。通过钻孔获取目标体深度d，然后实测该目标体反射回波的双程走时T，地层电磁波传播速度v

$$v=\frac{2d}{T}$$

因为该方法获得的是原位状态下介质的电磁波传播速度，所以精度较高。由此速度计算未知目的体深度时误差较小。

表 2.4 常见介质的相对介电常数ε'与地层电磁波传播速度 v

介　质	相对介电常数ε'	速度v(m/ns)
花岗岩	4 (9)	0.15(0.1)
安山岩	2	0.21
玄武岩	4	0.15
凝灰岩	6	0.12
石灰岩	7 (6)	0.11(0.12)
大理岩	6	0.11
砂　岩	(4)	(0.15)
煤	4—5	0.13—0.15
土壤（含水20%）	10(4—40)	0.095(0.05—0.15)
土壤（干）	4 (3—5)	0.15(0.13—0.18)
沼泽森林肥土	12	0.087
肥　土	15	0.077
混凝土	6.4	0.12
沥　青	3—5	0.13—0.18
水	81	0.033
雪（干）	2—3	0.17—0.21
（湿）	4—12	0.09—0.15
冰	3.2	0.17
空　气	1	0.3
PVC（聚氯乙烯）	3	0.17

（3）用管状目标体几何扫描法推算

该方法适用于管道或电缆探测时应用。测线垂直管状目标体时，在目标体侧上方仍能接收到来自管状体的反射回波。柱状体在探地雷达图像剖面上反射波同相轴呈拱形（见图 2.22）。在管状体正上方（$x=0$）其反射波双程走时为 t_y，在地表偏离正上方 x 处的反射波双程走时为 t_x，设管状体直径大大小于其埋深，则管状体埋深 d

$$d=\frac{x}{\sqrt{\left(\frac{t_x}{t_y}\right)^2-1}} \tag{2—29}$$

电磁波传播速度 v

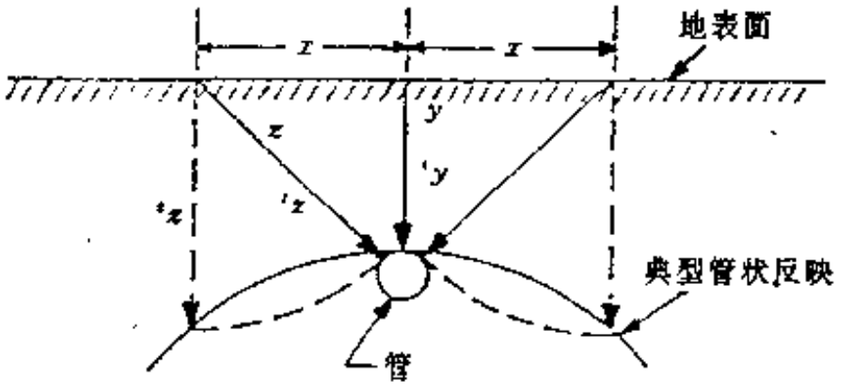


图 2.22　管状体拱形反射波同相轴

$$v=\frac{2d}{t_y} \tag{2—30}$$

图2.23为埋在水下 2.0m 的塑料管的探地雷达图像。由图可得$x=0$时，$t_y=120$ns；$x=2.6$m时，$t_y=200$ ns，利用公式（2—29）可得管状体埋深 $d=1.95$ ns，水下的电磁波传播速度 $v=0.0325$m/ns。这与塑料管实际埋深2.0m 以及水的电磁波传播速度 $v=0.033$m/ns，相对误差约2%。因此该方法在进行管缆探测时确定介质的电磁波传播速度精度足够高。

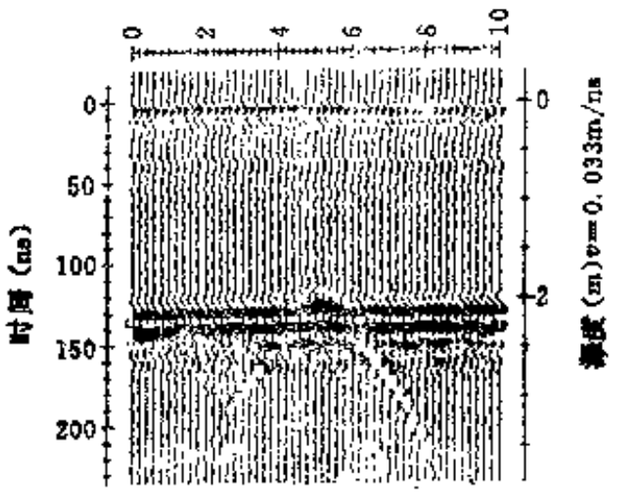


图 2.23　水槽中埋深2m塑料管的探地雷达图像

（4）宽角法或共深点法

在本章第一节中已讲述了应用宽角法（一个天线不动，另一个天线移动）或共深点法（二个天线相对中心点背向移动）求取地下介质的地层电磁波传播速度。图2.24为共深点法求取地层电

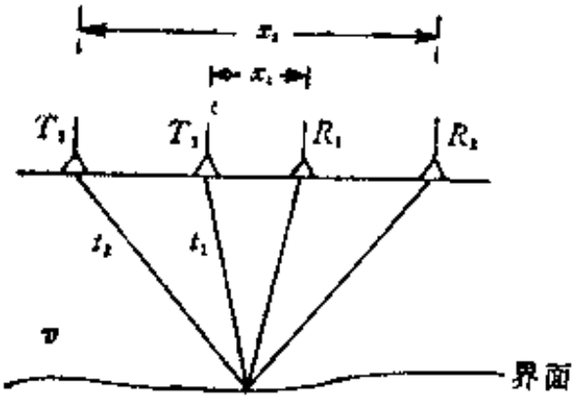


图 2.24　共深点法求速度示意图

磁波速度的示意图。当天线间相距为x_1时，获取地层界面反射波双程走时为t_1；天线距为x_2时，来自同一界面反射波双程走时为t_2，则地层电磁波传播速度

$$v=\sqrt{\frac{x_2^2-x_1^2}{t_2^2-t_1^2}} \qquad (2—31)$$

第三章　探地雷达数字处理技术

探地雷达数据处理的目标是压制随机的和规则的干扰，以最大可能的分辨率在探地雷达图像剖面上显示反射波，提取反射波的各种有用的参数（包括电磁波速度，振幅和波形等）来帮助解释。

探地雷达与反射地震都依靠脉冲回波信号，其子波长度都由发射源控制。脉冲在地下传播过程中，能量均会产生球面衰减，也会由于介质对波的能量的吸收而减弱；在地下介质不均时还会发生散射、反射与透射。因此数字记录的探地雷达数据类似于反射地震数据，反射地震数字处理许多有效技术通过某种形式改变均可以应用于探地雷达资料的处理，本章将结合探地雷达资料特点介绍数字处理技术。

§1　数字滤波

在探地雷达测量中，为了保持更多的反射波特征，通常利用宽频带进行记录，于是在记录各种有效波的同时，也记录了各种干扰波。数字滤波技术就是利用频谱特征的不同来压制干扰波，以突出有效波。

一、数字滤波概述

数字滤波是运用数学运算的方式对离散后的信号 $x(n\Delta t)$ 进行滤波。因此数字滤波的输入、输出都是离散数据。为了保持探地雷达最高有效频率 f_{max}，探地雷达测量时采样间隔必须满足采样定律

$$\Delta t \leqslant \frac{1}{2f_{max}} \qquad (3—1)$$

探地雷达记录是用一系列离散的时间序列数值 $x(i\Delta t)$ $(i=0, 1, 2, \cdots, n)$ 来表示的。

1．线性时不变滤波

满足叠加原理与正比定理的滤波系统称为线性滤波系统。有一系统其输入信号分别为 $x_1(t)$，$x_2(t)$，$x_3(t)$，…，其相应的输出分别为 $\hat{x}_1(t)$，$\hat{x}_2(t)$，$\hat{x}_3(t)$，…。现在如果输入的是一个合成信号 $x(t)$

$$x(t)=ax_1(t)+bx_2(t)+cx_3(t)+\cdots$$

其中 a、b、c 为任意常数，其输出 $\hat{x}(t)$ 若满足

$$\hat{x}(t)=a\hat{x}_1(t)+b\hat{x}_2(t)+c\hat{x}_3(t)+\cdots$$

那末该系统就称为线性滤波系统。

如果一个线性系统输入 $x(t)$，而得到的输出为 $\hat{x}(t)$。当输入信号延时一个时间 τ，即 $x(t-\tau)$，而输出信号 $\hat{x}(t)$ 也相应延迟一个时间 τ，即 $\hat{x}(t-\tau)$，那末该系统就称为线性时不变系统。

2．线性时不变滤波器的滤波方程

滤波器的响应常用其脉冲响应 $h(t)$ 来度量。$h(t)$ 在频率域变换为 $H(\omega)$，当输入滤波器的信号 $x(t)$ 的频谱是 $x(\omega)$，则滤波后的输出信号 $\hat{x}(t)$ 的频谱 $\hat{x}(\omega)$

$$\hat{x}(\omega)=x(\omega)H(\omega) \qquad (3-2)$$

这就是频率域的滤波方程。在时间域中，滤波后的输出信号 $\hat{x}(t)$ 应当是 $x(t)$ 与 $h(t)$ 的褶皱运算，即

$$\hat{x}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}h(\tau)x(t-\tau)d\tau \qquad (3-3)$$

(3—3) 式称为时间域的滤波方程。

3．纯振幅滤波器和纯相位滤波器

滤波器的频谱 $H(\omega)$ 通常是复数，可表示成

$$H(\omega)=|H(\omega)|e^{j\phi(\omega)} \qquad (3-4)$$

式中 $|H(\omega)|$ 是振幅谱，$\phi(\omega)$ 为相位谱。$|H(\omega)|$ 与 $\phi(\omega)$ 都是频率 ω 的函数。一个滤波器常常用其振幅特征 $|H(\omega)|$ 与相位特征 $\phi(\omega)$ 来描述。

（1）纯振幅滤波器

$\phi(\omega)\equiv 0$ 的滤波器称为纯振幅滤波器也称零相位滤波器。该滤波器的频谱实际上是一种非负的实偶函数，具有以下性质

$$H(\omega)=|H(\omega)| \qquad (3—5)$$

$$H(-\omega)=H(\omega)$$

（2）纯相位滤波器

$|H(\omega)|\equiv 1$ 的滤波器称为纯相位滤波器。该滤波器频谱 $H(\omega)=e^{j\phi(\omega)}$，这种滤波器仅改变输入信号的相位谱，而不改变其振幅谱。

二、一维滤波

滤波过程仅涉及一个变量的函数，这种滤波称为一维滤波。这个变量可以是频率或时间，也可以是波数与空间。它们的滤波原理都是相同的，但因为频率滤波大家最熟悉，下面就以时间域与频率域滤波为例介绍一维滤波。

1．频率域滤波

（1）对滤波器$H(\omega)$的要求

如果滤波器的振幅频率特性在有效频率范围（$\omega_1\sim\omega_2$）为1，其他频率范围为0，即

$$|H(\omega)|=\begin{cases}1, & \omega_1\leqslant\omega\leqslant\omega_2\\ 0, & \text{其他}\end{cases}$$

滤波器应该没有相位畸变，即$\phi(\omega)=0$。

（2）频率域滤波的步骤

首先对探地雷达记录道$x(t)$进行频谱分析，以确定有效波的频率范围 ω_1—ω_2 与干扰波的频率范围ω_3—ω_4（见图3.1a）。

其次设计一个滤波器保留有效波频率成分，滤掉干扰波频率成分（见图3.1b），即

$$H(\omega)=\begin{cases}1, & \omega_1\leqslant\omega\leqslant\omega_2\\ 0, & \text{其他}\end{cases}$$

然后根据滤波方程，对探地雷达记录道 $x(t)$ 进行滤波。若$x(t)$的频谱为$x(\omega)$，则滤波后的探地雷达记录道 $\hat{x}(t)$的频谱$\hat{x}(\omega)$

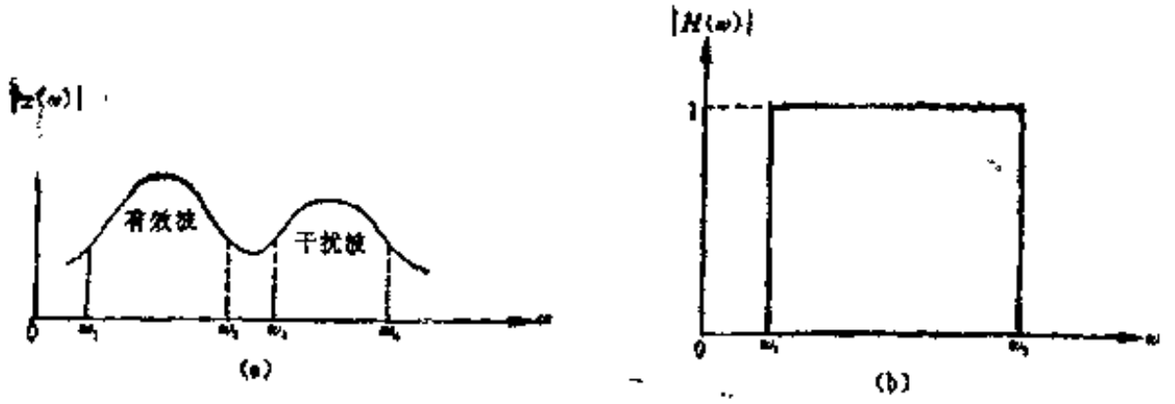


图 3.1 频率域滤波

（a）雷达记录的频谱；（b）带通滤波器

为$x(\omega)$与$H(\omega)$相乘，即 $\hat{X}(\omega)=X(\omega).H(\omega)$。再对输出信号谱$\hat{X}(\omega)$进行傅里叶逆变换，得到滤波后的输出$\hat{x}(t)$。

频率域滤波的整个过程可以归结为

$$x(t)\xrightarrow{\text{傅里叶变换}}X(\omega)\xrightarrow{X(\omega)\cdot H(\omega)}\hat{X}(\omega)\xrightarrow{\text{傅里叶逆变换}}\hat{X}(t)$$

2. 时间域滤波

设滤波器的频率特性是$H(\omega)$，$H(\omega)$的逆变换是$h(t)$，$h(t)$叫作滤波器的时间特性，它和 $H(\omega)$一样描述了滤波器的性质。如果输入记录为$x(t)$，滤波后的输出为 $\hat{x}(t)$，则时间域滤波方程可表示为

$$\hat{x}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}h(\tau)x(t-\tau)\mathrm{d}\tau \qquad (3—6)$$

这是一种褶积运算，所以在时间域的滤波也叫褶积滤波。频率域的滤波振幅特性$H(\omega)$一般比较直观，从振幅频率特性 $H(\omega)$—ω图形中可直接看出哪些频率成分。褶积滤波器的时间特性常用单位脉冲通过滤波器的脉冲响应表示，图 3.2 为褶积滤波器的脉冲响应。一个探地雷达记录$x(t)$，可分解为起始时间、极性、幅度各不相同的脉冲序列。让这些脉冲按时间顺序，依次通过滤波器。于是在滤波器的输出端就得到输入脉冲序列的脉冲响应，$x(t)$的褶积结果 $\hat{x}(t)$就是这些脉冲响应的叠加结果。

（1）对滤波因子$h(t)$的要求

因为输入的探地雷达信号是实数，为保证褶积滤波的输出也是实数，为此要求滤波因子$h(t)$为实数。为了保证滤波器为零相位，$h(t)$则必须是一个偶函数，因此滤波因子$h(t)$是以时间轴$t=0$对称的实时间函数。

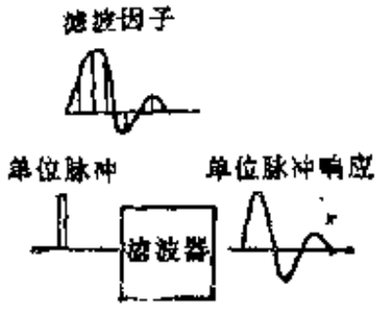


图 3.2 单位脉冲通过滤波器时的单位脉冲响应

（2）理想低通、带通与高通滤波器的时间特性

理想低通滤波器的频率响应$H(\omega)$

$$H(\omega)=\begin{cases}1, & |\omega|\leqslant\Delta\omega\\ 0, & |\omega|>\Delta\omega\end{cases} \tag{3—7}$$

其时间域响应$h(t)$

$$h(t)=\frac{\sin\Delta\omega t}{\pi t} \tag{3—8}$$

理想带通滤波器的频率响应$H(\omega)$

$$H(\omega)=\begin{cases}1, & \omega_0-\Delta\omega\leqslant|\omega|\leqslant\omega_0+\Delta\omega\\ 0, & \text{其他}\end{cases} \tag{3—9}$$

其时间域响应$h(t)$

$$h(t)=\frac{2}{\pi t}\sin\Delta\omega t\cos\omega_0 t \tag{3—10}$$

理想高通滤波器的频率响应$H(\omega)$

$$H(\omega)=\begin{cases}1, & |\omega|\geqslant\Delta\omega\\ 0, & |\omega|<\Delta\omega\end{cases}$$

其时间域响应$h(t)$

$$h(t)=\delta(t)-\frac{\sin\Delta\omega t}{\pi t} \tag{3—11}$$

（3）褶积滤波的具体计算步骤

首先对探地雷达记录进行频谱分析，确定通频带中心频率f_0与带宽$2\Delta f$。

其次确定滤波因子长度N。滤波因子长度N的选取很重要，既要保证滤波效果，又要节省计算工作量。一般根据试验工作来确定。

由滤波器的频率响应$H(\omega)$写出$h(t)$的离散形式。对低通滤波器，则将（3—8）式写成离散形式

$$h(n\Delta t)=\frac{1}{\pi(n\Delta t)}\sin(2\pi\Delta f n\Delta t) \qquad (3—12)$$

为保证滤波器为零相位，取$n=0$，±1，±2，…，$\pm\frac{N-1}{2}$。再写出褶积的离散计算公式

$$\hat{x}(n\Delta t)=\sum_{m=\frac{-(N-1)}{2}}^{\frac{N-1}{2}} x(n\Delta t-m\Delta\tau)h(m\Delta\tau)\Delta\tau \qquad (3—13)$$

式中 $\hat{x}(n\Delta t)$——滤波后的输出雷达信号；

Δt——输入雷达信号的采样间隔；

n——输入雷达信号的样点序号；

$\Delta\tau$——滤波因子的采样间隔，一般$\Delta\tau$等于Δt或Δt的整数倍；

m——滤波因子的样点序号，滤波因子是以$\tau=0$对称，m有正负；

N——滤波因子的采样总点数，应当是奇数。

用（3—13）式对雷达记录道进行褶积计算，可得褶积滤波后的输出$\hat{x}(n\Delta t)$。在对雷达记录$x(n\Delta t)$前$\frac{N-1}{2}$个样点与后$\frac{N-1}{2}$个样点进行计算时，应在$x(n\Delta t)$前后补适当个零值。

3．时变滤波与空变滤波

探地雷达记录道$x(t)$的浅部与深部反射波的频谱成分往往是不同的，因此需要按照时间变化设计滤波因子。这种随时间变化设计不同滤波因子的滤波称时变滤波。

探地雷达经常用来解决一些特殊地质问题。在这种情况下，

空间上各测点的雷达反射波频谱成分也是变化的，需要考虑随空间变化的滤波因子。这种随空间变化设计不同滤波因子的滤波称为空变滤波。

（1）分段时变滤波

首先根据雷达记录道的频谱分析，把其分成若干段 t_1—t_2，t_2—t_3，t_3—t_4，…，按照每段频谱设计相应的滤波因子$h_i^{(1)}$，$h_i^{(2)}$，$h_i^{(3)}$等。

为了不使滤波因子在分段处 t_2，t_3 等产生突变可采用线性加权办法，在 t_1'—t_2'过渡段中任一点 t_i 采用下述滤波因子 $h_i^{(12)}$进行滤波。

$$h_i^{(12)}=\frac{t_2'-t_2}{t_2'-t_1'}h_i^{(1)}+\frac{t_2-t_1'}{t_2'-t_1'}h_i^{(2)} \qquad (3—14)$$

（2）分段空变滤波

首先根据地下地质情况，把测线分成若干段 AB，BC，CD 等，为了不使分段处 B,C,…的滤波因子发生突变，同样可在两段的交接处采用线性插值。设AB段滤波因子为 $h_i^{(A)}$，BC 段滤波因子为$h_i^{(B)}$，则在AB段与BC段之间的过渡段 A_1—B_1 之间采用下述滤波因子

$$h_i^{(AB)}=\frac{BB_1}{A_1B_1}h_i^{(A)}+\frac{A_1B}{A_1B_1}h_i^{(B)} \qquad (3—15)$$

三、数字滤波的特殊性

数字滤波须对滤波因子进行离散采样，因此具有离散性。在进行滤波计算时，滤波因子只能取有限项，因此又具有有限性。

1．有限长度（截断）与吉卜斯现象

理想频率域滤波器的时间响应$h(t)$的长度是无穷的，但实际计算时 $h(t)$只能取有限项 $h'(t)$。这种有限长度的滤波因子 $h'(t)$的频率响应 $H'(\omega)$不再是一个门式滤波，而是有波动的曲线（图3.3），曲线由间断点向远处波动衰减，在间断点波动最大，这种现象称非连续函数频率响应的吉卜斯现象。

吉卜斯现象使通频带的频率特性曲线变成波动曲线。为避免

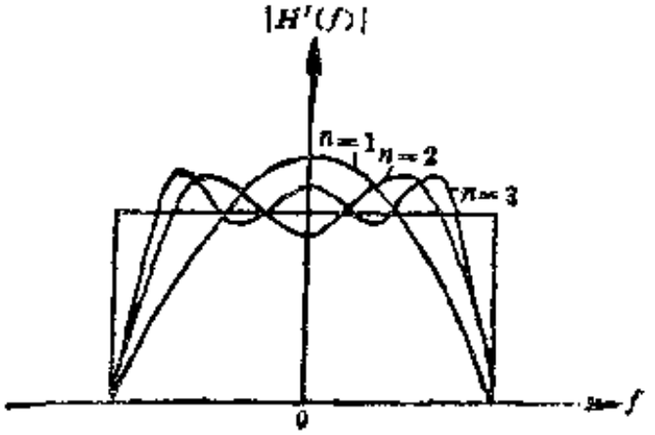


图 3.3 非连续函数的吉卜斯现象

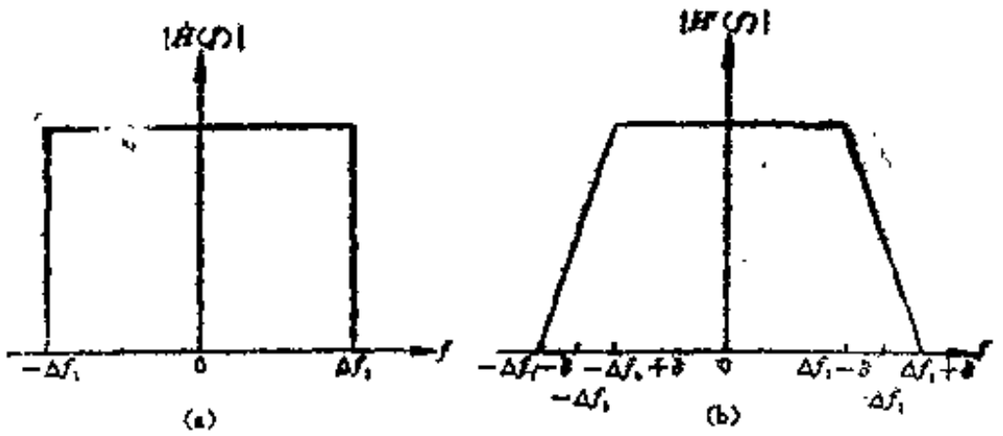


图 3.4 镶边后的滤波器的频率特性

吉卜斯现象，常用镶边法，即在频率特性曲线的不连续点附近，镶上一条连续的边（见图3.4），其频率响应为

$$H^*(f)=\begin{cases}1, & |f|\leqslant \Delta f_1-\delta \\ [\delta+\Delta f_1-|f|]/2\delta, & \Delta f_1-\delta<|f|<\Delta f_1+\delta \\ 0, & |f|\geqslant \Delta f_1+\delta\end{cases} \tag{3—16}$$

与$H^*(f)$对应的滤波因子为

$$h^*(t)=\frac{\sin 2\pi\Delta f_1 t}{\pi t}\cdot\frac{\sin 2\pi\delta t}{\pi t} \tag{3—17}$$

2．离散数据与伪门

对连续的滤波因子$h(t)$离散抽样，得$h(m\Delta t)$。$h(m\Delta t)$的频率特性图形，除了有原来的$H(\omega)$对应的门外，还会周期性重复出现很多“门”，这些门称为“伪门”（见图3.5）。由于离散化，

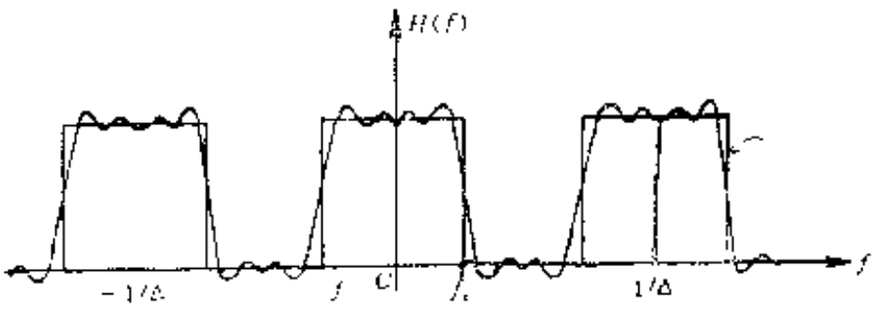


图 3.5 伪门现象

使数字频率滤波器的频率特性具有周期性，其周期是抽样间隔Δt的倒数$\frac{1}{\Delta t}$。由于伪门的出现，干扰波有可能通过“伪门”而保留下来。为了避免“伪门”造成的影响，可以适当地选择抽样时间间隔Δt使第一个“伪门”出现在干扰波的频谱范围之外。

四、相关滤波

相关分析是探地雷达数据处理的一种基本的分析与运算方法，相关分析可看成一种线性滤波方法。

1．自相关的滤波作用

设一雷达数据为$x(t)$，其振幅谱为$x(\omega)$，相位谱为$\phi_x(\omega)$。$x(t)$的自相关$r_{xx}(\tau)$定义为

$$r_{xx}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)x(t+\tau)\mathrm{d}t \qquad (3—18)$$

对$r_{xx}(\tau)$进行傅里叶变换可得自相关函数的频率谱

$$\begin{aligned}R_{xx}(\omega)&=X(\omega)\cdot X(-\omega)\\|R_{xx}(\omega)|&=|X(\omega)||X(\omega)|\\\phi_{xx}(\omega)&=\phi_x(\omega)-\phi_x(\omega)\end{aligned} \qquad (3—19)$$

由（3—19）式可知$r_{xx}(\tau)$的振幅谱是$x(t)$振幅谱的平方，称为功率谱。其相位谱恒为零。为了研究自相关的滤波作用，可对照雷达数据$x(t)$通过滤波因子为$h(t)$的滤波器后的输出$\hat{x}(t)$的频率谱

$$\begin{aligned}\hat{X}(\omega)&=X(\omega)\cdot H(\omega)\\|\hat{X}(\omega)|&=|X(\omega)|\cdot|H(\omega)|\end{aligned} \qquad (3—20)$$

$$\hat{\phi}_x(\omega) = \phi_x(\omega) + \phi_H(\omega)$$

于是可把自相关类似为一滤波过程，该滤波器的振幅谱是$x(t)$的振幅谱 $X(\omega)$，相位谱是 $x(t)$的相位谱加负号，即$-\phi_X(\omega)$。

2．互相关的滤波作用

有两个雷达信号$x(t)$和$y(t)$作互相关，互相关 $r_{xy}(\tau)$的定义为

$$r_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t)x(t+\tau)\,dt \qquad (3—21)$$

设 $x(t)$ 的频谱 $X(\omega) = |X(\omega)|e^{j\phi X(\omega)}$，$y(t)$ 的频谱 $Y(\omega) = |Y(\omega)|e^{j\phi Y(\omega)}$，由傅里叶变换可得互相关函数 $r_{xy}(\tau)$的振幅谱 $|R_{XY}(\omega)|$与相位谱 $\phi_{XY}(\omega)$ 分别为

$$|R_{XY}(\omega)| = |X(\omega)||Y(\omega)|$$
$$\phi_{XY}(\omega) = \phi_X(\omega) - \phi_Y(\omega) \qquad (3—22)$$

$x(t)$和$y(t)$的互相关，可看成令 $x(t)$通过这样一个滤波器，其振幅频率特性是 $|Y(\omega)|$，相位频率特性是$-\phi_Y(\omega)$；反过来也可看成令 $y(t)$ 通过这样一个滤波器，其振幅特性是$|X(\omega)|$，相位频率特性是$-\phi_X(\omega)$。于是互相关函数 $r_{xy}(\tau)$ 包含了两个雷达信号$x(t)$和$y(t)$共有的频率成分。如果 $x(t)$的频谱 $X(\omega)$的频率范围在$\omega_1—\omega_2$之间，$y(t)$的频谱 $Y(\omega)$ 在 $\omega_3—\omega_4$ 之间，则 $r_{xy}(\tau)$的频谱$R_{XY}(\omega)$的频率成分在$\omega_3—\omega_2$之间（图 3.6）。

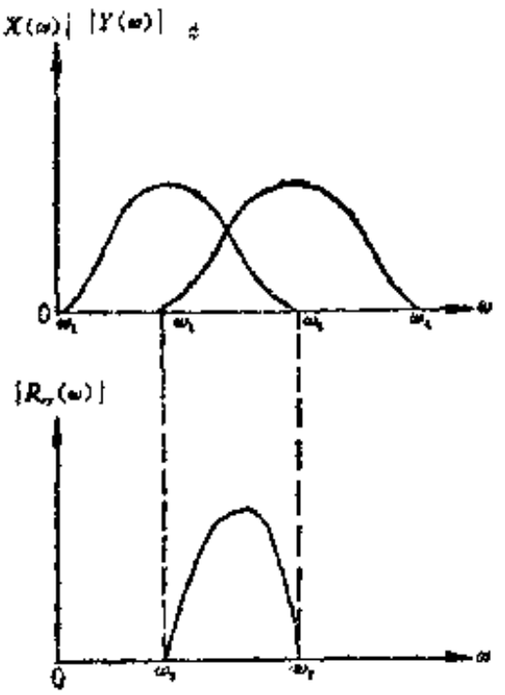


图 3.6 互相关函数包含它们共有的频率成分

§2 反滤波(反褶积)

一、基本概念

理想探地雷达发射脉冲应该是一个尖脉冲，然而由于天线频谱响应的限制，这种发射脉冲实际是一个具有一定时间延续的波形 $b(t)$（见第二章第三节）。雷达记录可看成是雷达子波与反射系数 $\xi(t)$ 的褶积。

$$x(t)=b(t)*\xi(t) \qquad (3—23)$$

在雷达记录中，一个界面的反射波一般要延续约 10—20 ns（使用50—100MHz天线），因此相距在 0.5 m以内的二个反射界面其到达时间差仅为几 ns，难以在雷达反射剖面图像中区分开来。反褶积的目的是要把雷达记录 $x(t)$ 变成反射系数序列 $\xi(t)$，即令

$$\xi(t)=a(t)*x(t) \qquad (3—24)$$

(3—23) 式代入上式得

$$\xi(t)=a(t)*b(t)*x(t)$$

由上式可知

$$a(t)*b(t)=1 \qquad (3—25)$$

$a(t)$ 称作反子波。由此可知，已知雷达子波 $b(t)$，求出反子波 $a(t)$，利用 (3—24) 式，把反子波 $a(t)$ 与雷达记录 $x(t)$ 褶积，即可求出反射系数序列 $\xi(t)$

$$\xi(t)=\sum a(\tau)x(t-\tau)$$

这个过程称反褶积（见图3.7）。

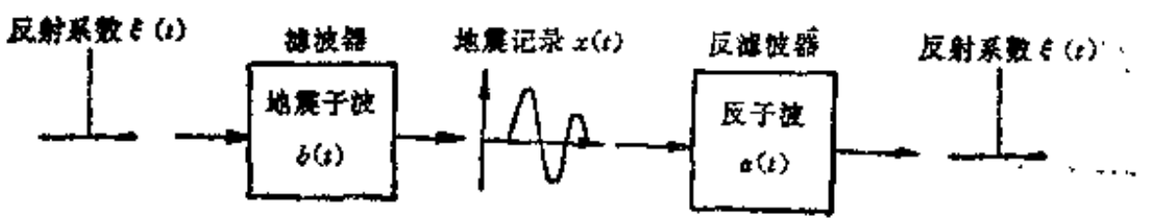


图 3.7 反褶积概念

因此所谓反褶积或反滤波实际上是一个滤波过程，只不过这种滤波过程恰好与某个滤波过程的作用相反。

二、子波的提取

进行反褶积处理时，通常必须知道雷达子波$b(t)$的形状。现介绍反褶积处理中常用的几种求取子波的方法。

1．直接观察法

在用双天线雷达测量系统时，接收天线接收到的信号包括空气直达波、地表波与界面反射波。电磁波在空气中的速度为0.3m/ns，而在介质中的速度约为0.1m/ns。当雷达子波延续时间为10ns时，天线间距＞2m时，则地表波与空气直达波到达接收天线的时间差大于一个子波长度（见图3.8）。由图可见雷达子波为最小相位子波。

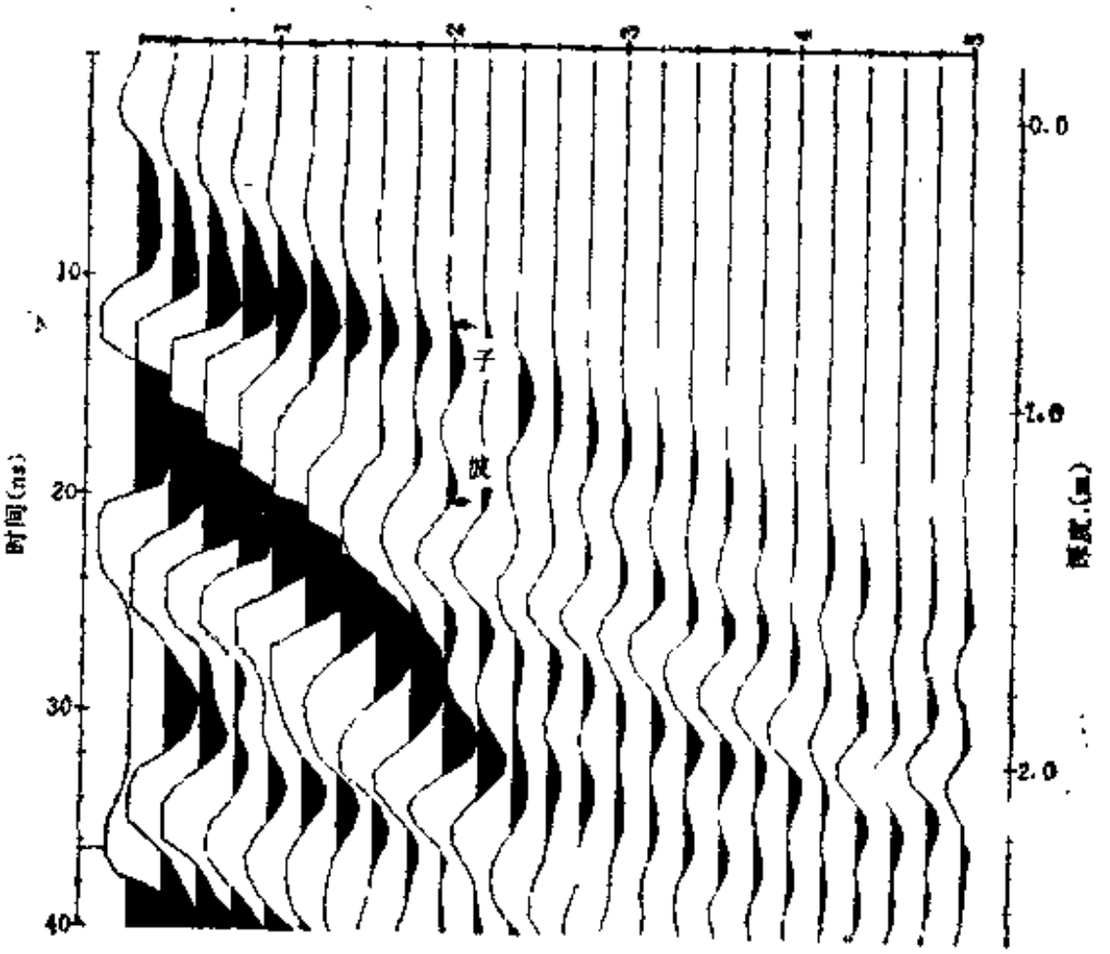


图 3.8 宽角法提取子波

2，子波的希尔伯特变换法

（1）希尔伯特变换公式

雷达记录$x(t)$的希尔伯特变换公式

$$\hat{x}(t)=x(t)*\frac{1}{\pi t} \tag{3—26}$$

变换因子的时间响应$h(t)$为

$$h(t)=\frac{1}{\pi t} \tag{3—27}$$

其频率响应$H(\omega)$为

$$H(\omega)=\begin{cases}-j, & \omega>0\\ j, & \omega<0\end{cases} \tag{3—28}$$

由上式可知，一个实信号经过希尔伯特变换后，相位谱要发生90°相移。因此希尔伯特又可称为90°相移滤波。

（2）子波的希尔伯特变换法

该方法的前提是子波为最小相位，则子波$b(t)$的Z变换$B(Z)$可用振幅谱$B(\omega)$的对数表示。

$$B(Z)=\sum_{n=0}^{\infty}B_nZ^n=\exp\left(\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\ln B(\omega)\cdot\frac{e^{-j\omega}+Z}{e^{j\omega}-Z}\cdot d\omega\right)$$

$$|Z|<1 \tag{3—29}$$

对$B(Z)$取对数得$\tilde{B}(Z)$

$$\tilde{B}(Z)=\ln B(Z)=\tilde{B}_0+\sum_{n=1}^{\infty}\tilde{B}_nZ^n$$

式中

$$\begin{cases}\tilde{B}_0=\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{-\pi}^{\pi}\ln B(\omega)d\omega, & n=0\\ \tilde{B}_n=\dfrac{1}{\pi}\displaystyle\int_{-\pi}^{\pi}\ln B(\omega)e^{jn\omega}\,d\omega, & n>0\end{cases} \tag{3—30}$$

在频率域有

$$B(\omega)=|B(\omega)|e^{j\phi_B(\omega)}$$

$$\tilde{B}(\omega)=\ln B(\omega)=\ln|B(\omega)|+j\phi_B(\omega)$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{B}_n\,e^{-jn\omega}$$

比较实部及虚部得

$$\ln|B(\omega)|=\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{B}_n\cos n\omega$$
$$\phi_B(\omega)=-\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{B}_n\sin n\omega \qquad (3-31)$$

上两式正好互为希尔伯特变换。于是只要求得子波的振幅谱，由（3—31）可求得子波的振幅谱。

（3）求子波的具体步骤

如果设反射系数序列为白噪序列，那末可把雷达记录道的振幅谱$|X(\omega)|$看成是子波振幅谱$|B(\omega)|$。然后对振幅谱取对数得$\ln|B(\omega)|$，再由希尔伯特变换可得$\phi_B(\omega)$，于是最小相位子波频谱为$B(\omega)=|B(\omega)|e^{j\phi_B(\omega)}$

3．子波Z变换法

只适用于最小相位子波。假设反射序列为白噪条件下，雷达记录道自相关r_{xx}等于子波自相关r_{BB}。雷达记录道的Z变换可写成

$$X(Z)=A_N\prod_{n=1}^{N}(Z-Z_n) \qquad (3-32)$$

其自相关的Z变换为

$$R_{xx}(Z)=X(Z)X(Z^{-1})=A_N^2\prod_{n=1}^{N}(Z-Z_n)(Z^{-1}-Z_n) \qquad (3-33)$$

其单位圆内的根$Z_n(n=1,2,\cdots,k)$及$\frac{1}{Z_n}$ $(n=k+1,\cdots,N)$，其单位圆外的根为$\frac{1}{Z_n}(n=1,2,\cdots,k)$及$Z_n(n=k+1,\cdots,N)$。因此必然有一半根在单位圆外。于是可利用单位圆外的根组成一个最小相位子波$B(t)$。具体的步骤是：由雷达记录道求得自相关序列r_{xx}，对r_{xx}作Z变换$R_{xx}(Z)$并令其等于子波自相关的Z变换$R_{BB}(Z)=R_{xx}(Z)$。将$R_{BB}(Z)$分解求得$|Z_n|>1$的解Z_n，构筑最小相位子波

的Z变换 $B(Z)=A_N\prod_{n=1}^{k}(Z^{-1}-Z_n)\cdot\prod_{Z=k+1}^{N}(Z-Z_n)$，最后对$B(Z)$作反Z变换求得最小相位子波$B(t)$。

三、最小平方反滤波

最小平方反滤波的目的是把雷达记录中的雷达子波压缩成尖脉冲，从而使雷达记录接近反射系数序列。

一般雷达记录$x(t)$包括有用信息$s(t)$与干扰$n(t)$，而有用信息$s(t)$是雷达子波$b(t)$与反射系数序列$\xi(t)$的褶积，则

$$x(t)=b(t)*\xi(t)+n(t)$$

最小平方反滤波器$a(t)$的选择是使雷达记录$x(t)$经滤波作用后的输出$c(t)=a(t)*x(t)$与希望输出的一系列窄脉冲$z(t)=a(t)*\xi(t)$（$a(t)$为单个窄脉冲）的误差平方和Q

$$Q=\sum_{t=0}^{m+n}[c(t)-z(t)]^2$$

$$=\sum_{t=0}^{m+n}\left[\sum_{\tau=0}^{m}a(\tau)x(t-\tau)-\sum_{k=0}^{m}d(k)\xi(t-k)\right]^2 \qquad (3—34)$$

为最小，即令$\frac{\partial Q}{\partial a(s)}=0$，于是得

$$\sum_{\tau=0}^{m}a(\tau)\sum_{t=0}^{m+n}x(t-\tau)x(t-s)=\sum_{t=0}^{m+n}z(t)\cdot x(t-s)$$

$$(s=0,1,\cdots,m) \qquad (3—35)$$

令

$$r_{xx}(\tau-s)=\sum_{t=0}^{m+n}x(t-\tau)x(t-s)$$

$$r_{xz}(s)=\sum_{t=0}^{m+n}z(t)x(t-s)$$

式中$r_{xx}(\tau-s)$是时间延迟为$\tau-s$的雷达自相关，$r_{xz}(s)$是时间延迟为s的雷达记录与希望输出的互相关。于是有

$$\sum_{\tau=0}^{m}r_{xx}(\tau-s)a(\tau)=r_{xz}(s) \qquad (3—36)$$

$$(s=0,1,\cdots,m)$$

设反射系数序列$\xi(t)$为白噪声，它与随机噪声$n(t)$又不相关，则雷达记录的自相关$r_{xx}(\tau-s)$为雷达子波的自相关$r_{bb}(\tau-s)$与干扰的自相关$r_{nn}(\tau-s)$之和，

$$r_{xx}(\tau-s)=r_{bb}(\tau-s)+r_{nn}(\tau-s)$$

一般情况下随机干扰$n(t)$为白噪声，则

$$r_{nn}(\tau-s)=\begin{cases}e, & \tau=s\\ 0, & \tau\neq s\end{cases}$$

于是有

$$r_{xx}(\tau-s)=\begin{cases}r_{bb}(0)+e, & \tau=s\\ r_{bb}(\tau-s), & \tau\neq s\end{cases}\qquad(3—37)$$

而 $r_{xx}(s)=z(t)*x(t-s)$

$$=d(\tau)*\{b(t-\tau)*[b(k)*\xi(t-k-s)+h(t-s)]\}$$

因为ξ为白噪声，因此有

$$\xi(t-\tau)*\xi(t-k-s)=\begin{cases}1, & k=\tau-s\\ 0, & k\neq\tau-s\end{cases}$$

干扰$n(t)$与反射系数序列$\xi(t)$不相关

$$\xi(t-\tau)*n(t-s)=0$$

于是有

$$r_{xx}(s)=\sum_{\tau=0}^{m+n}d(\tau)b(\tau-s)=r_{db}(s)$$

代入（3—36）式，得方程组

$$\sum_{\tau=0}^{m}[r_{bb}(\tau-s)+r_{nn}(\tau-s)]a(\tau)=r_{db}(s)$$

$$(s=0,1,\cdots,m)\qquad(3—38)$$

如果希望输出$d(t)$是一个尖脉冲$\delta(t)$

$$\delta(t)=\begin{cases}1, & t=0\\ 0, & t\neq0\end{cases}$$

则

$$r_{db}(s)=\begin{cases}1, & s=0\\ 0, & s\neq0\end{cases}$$

于是有（3—38）式变成

$$\begin{bmatrix} r_{xx}(0) & r_{xx}(1) & \cdots & r_{xx}(m) \\ r_{xx}(1) & r_{xx}(0) & \cdots & r_{xx}(m-1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{xx}(m) & r_{xx}(m-1) & \cdots & r_{xx}(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(0) \\ a(1) \\ \vdots \\ a(m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3—39}$$

或

$$\begin{bmatrix} r_{bb}(0)+e & r_{bb}(1) & \cdots & r_{bb}(m) \\ r_{bb}(1) & r_{bb}(0)+e & \cdots & r_{bb}(m-1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{bb}(m) & r_{bb}(m-1) & \cdots & r_{bb}(0)+e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(0) \\ a(1) \\ \vdots \\ a(m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3—40}$$

解矩阵方程（3—39）与（3—40），即可得到希望输出 $d(t)$ 为尖脉冲 $\delta(t)$ 的反滤波因子 $a(t)$。由 $a(t)$ 对输入的雷达记录 $x(t)$ 进行反滤波，即可把雷达记录反滤波成反射系数序列。

四、预测反滤波

预测反滤波是设计一个预测因子 $c(t)$，对输入雷达记录的过去值 $x(t-m)$，$x(t-m+1)$，…，$x(t-1)$ 和现在值 $x(t)$ 预测其未来值 $\hat{x}(t+a)$。

设雷达未来 $t+a$ 时刻的预测值 $\hat{x}(t+a)$

$$\hat{x}(t+a)=\sum_{s=0}^{\infty} b(a+s)\xi(t-s) \tag{3—41}$$

反射系数序列 $\xi(t)$ 可由雷达记录 $x(t)$ 与反滤波因子 $a(t)$ 褶积而求得，则

$$\hat{x}(x+a)=\sum_{s=0}^{\infty} b(a+s)\left[\sum_{\tau=0}^{\infty} a(\tau)x(t-s-\tau)\right] \tag{3—42}$$

令 $\tau+s=l$，则（3—42）式可写成

$$\hat{x}(t+a)=\sum_{l=0}^{\infty}\left[\sum_{s=0}^{\infty} b(s+a)a(l-s)\right]x(t-l)$$

$$\sum_{l=0}^{\infty} c(l)x(t-l) \tag{3—43}$$

$$(l=0, 1, 2, \cdots)$$

$c(l)$ 称为预测因子。因此未来某时刻 $t+a$ 的预测值 $\hat{x}(t+a)$ 为 t

时刻及 t 时刻以前的输入值 $x(t-l)$ $(l=0,1,2,\cdots)$ 与预测因子 $c(l)$ 的褶积。为了确定预测因子 $c(l)$，应用最小平方原理，可得

$$\begin{bmatrix} r_{xx}(0) & r_{xx}(1) & \cdots & r_{xx}(m) \\ r_{xx}(1) & r_{xx}(0) & \cdots & r_{xx}(m-1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{xx}(m) & r_{xx}(m-1) & & r_{xx}(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c(0) \\ c(1) \\ \vdots \\ c(m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{xx}(a) \\ r_{xx}(a+1) \\ \vdots \\ r_{xx}(a+m) \end{bmatrix} \tag{3—44}$$

由输入雷达记录 $x(t)$ 求出自相关函数 $r_{xx}(\tau)$，解矩阵方程（3—44），即可求出预测因子 $c(l)$，然后用预测因子 $c(l)$ 与输入雷达记录 $x(t)$ 进行褶积运算，得到未来 $t+a$ 时刻的预测值。

图3.9为一个大坝上记录的雷达剖面，(a) 是原始记录，从图中可以看见水平位置 120m以右，近地表地下涵管反射波由于空气波与地表波掩没而没法分辨。(b) 经过预测反褶积运算后，地下涵管拱形反射波同相轴清楚显示出来。

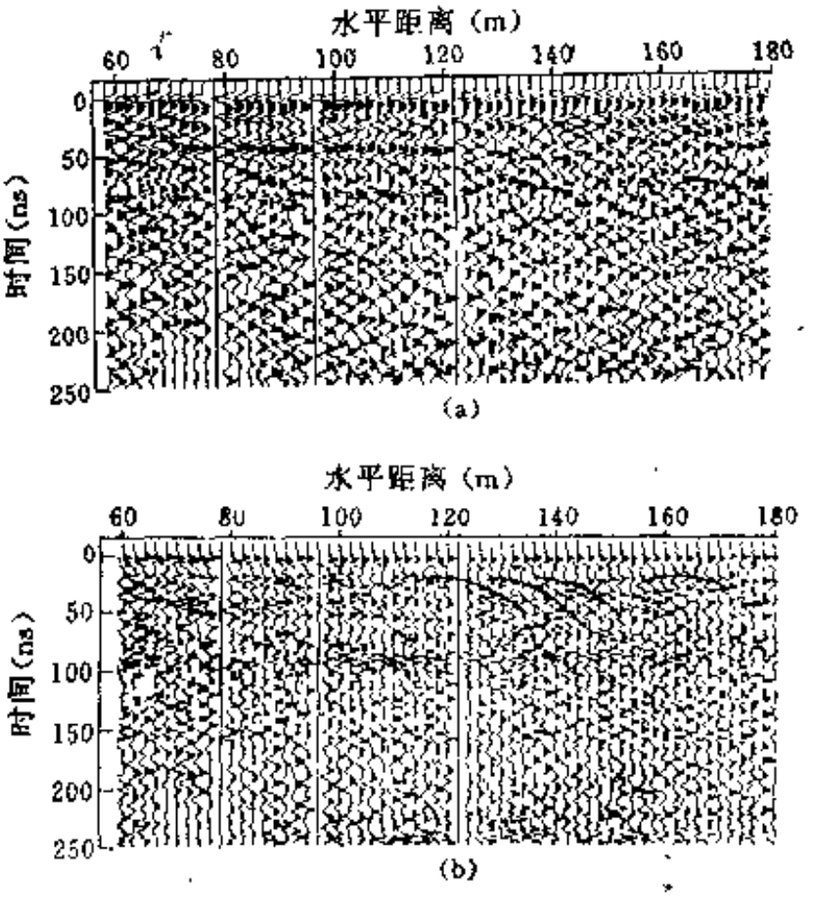


图 3.9 一个大坝的雷达记录的预测反褶积

（a）原始记录；（b）预测反褶积结果

§3 偏移绕射处理

一、偏移归位概念

探地雷达测量的是来自地下介质交界面的反射波。偏离测点的地下介质交界面的反射点只要其法平面通过测点，都可以被记录下来。在资料处理中需要把雷达记录中的每个反射点移到其本来位置，这种处理方法称为偏移归位处理。经过偏移处理的雷达剖面可反映地下介质的真实位置。

图3.10为倾斜界面时，雷达记录剖面与真实界面的关系。当发射与接收天线合而为一（自激自收）时，来自界面A″与B″点的反射在雷达图像中被分别记录在A点的铅垂下方A′与B点的铅垂的下方B′处。A′，B′两个波前的切线的斜率是地层的真倾角θ_x^m，而在雷达剖面图像 中A′B′连线的倾角为θ_x，称为界面的视倾角。偏移归位的目的是把图像中的界面A′B′转 换成实际地质界面A″B″。

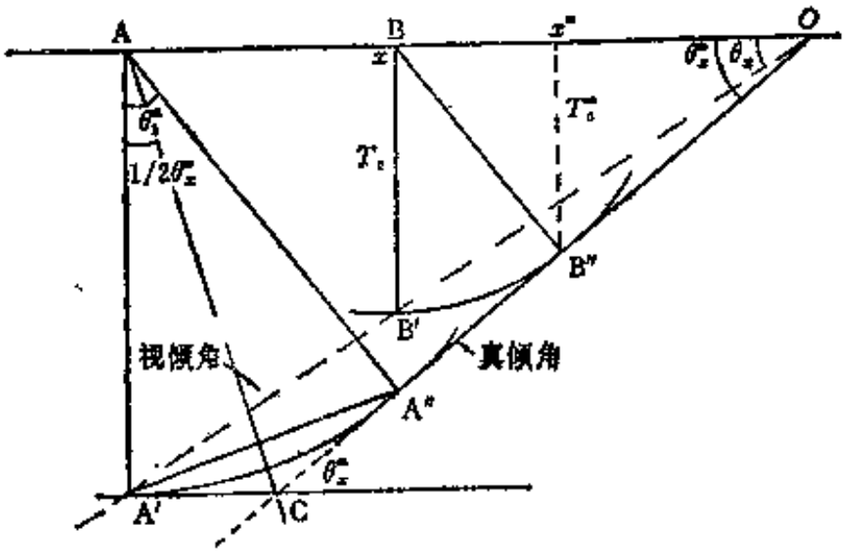


图 3.10 反射界面倾斜时记录剖面与真实界面的关系

实际上的偏移技术有两大类，一类是以射线理论为基础的偏移方法，另一类是波动方程偏移方法。

二、绕射扫描偏移叠加

绕射扫描偏移叠加是建立在射线理论基础上，使反射波自动

偏移归位到其空间真实位置上的一种方法。

按照惠更斯原理，地下界面的每一反射点都可以认为是一个子波源，这些子波源产生的电磁波（绕射波）都可以到达地表为接收天线接收。地面接收到的子波源绕射波的时距曲线为双曲线形状。应用绕射扫描偏移叠加处理时，把地下划分为网格，把每个网格点看成是一个反射点。如果反射点P深度为H，反射点所处的记录道为S_i（其地表水平位置为x_i），扫描点P对应任意记录道S_j（地表水平位置x_j）的反射波或绕射波旅行时（图3.11）

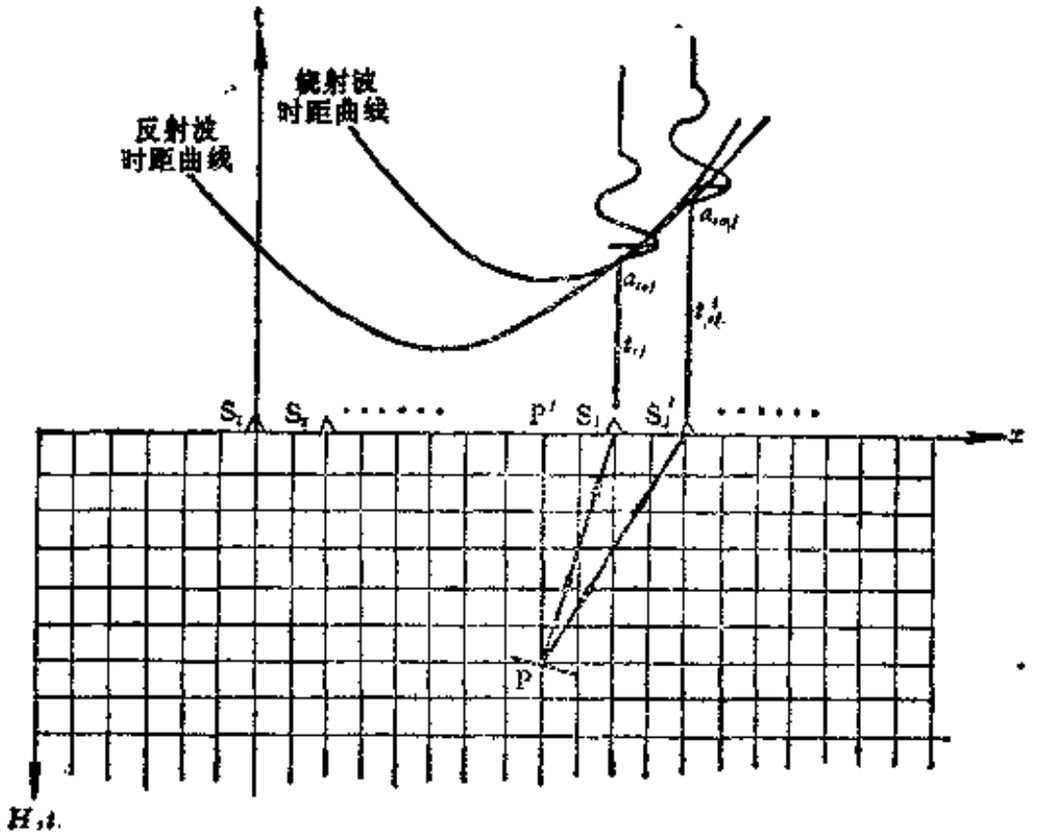


图 3.11 扫描叠加偏移的原理

$$t_{ij}=\frac{2}{v}\sqrt{H^2+(x_j-x_i)^2} \qquad (3-45)$$

$$(j=1, 2, \cdots, m)$$

m为参与偏移叠加的记录道，v为地层的电磁波传播速度。

把记录道S_j上t_{ij}时刻的振幅值a_{ij}与P点的振幅值叠加起来，作为P点总振幅值a_i

$$a_i = \sum_{j=1}^{n} a_{ij}$$

按照上述方法进行绕射偏移叠加得到的深度剖面。在有反射界面的地方，由于各记录道的振幅值a_{ij}接近同相叠加，叠加后总振幅值自然增大；在有绕射点的地方，由于各记录道的振幅值完全同相叠加，叠加后总振幅值也自然增大；反之，在设有反射界面或绕射点的地方，由于各记录道的随机振幅值非同相叠加，它们彼此部分地互相抵消，叠加后的总振幅值自然相对减小。使反射波自动偏移到其空间真实位置，绕射波自动归位到绕射点上。

三、克希霍夫积分法波动方程偏移

射线理论只是近似地描述电磁波的传播规律，因而复杂地质条件下反射层偏移归位效果差。而波动方程偏移是依据电磁波遵循的波动方程为基础进行偏移归位，因此在反射层偏移归位过程中保持了反射波特征，这就为复杂地质条件下反射层偏移归位提供了可能。

目前广泛使用的波动方程偏移有克希霍夫积分法与有限差分法。

1．克希霍夫积分波动方程偏移原理

克希霍夫积分法波动方程偏移的原理是建立在波动方程的克希霍夫积分解的基础上的。在均匀各向同性介质中，电场E满足波动方程

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - k^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0$$

k为传播常数，当不考虑介质对电磁波的吸收，则$k^2 = \frac{1}{v^2}$（v为电磁波速度）。

围绕观测点$P(x_p, y_p, z_p)$取一个闭合曲面，该闭合曲面的上半面取地表观测面s_1，下半面为半径无限大半球面，则P点处的电场强度$E(x_p, y_p, z_p, t)$可由地表观测面上的电场强度表示

$$E(x_p, y_p, z_p, t)=\frac{1}{2\pi}\iint_{s_1}\left[\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)-\frac{1}{vr}\frac{\partial r}{\partial n}\frac{\partial}{\partial t}\right]\cdot$$

$$E\left(x, y, 0, t-\frac{r}{v}\right)\mathrm{d}s_1 \qquad (3—46)$$

(3—46)这就是波动方程的克希霍夫积分解。式中

$r=[(x-x_p)^2+(y-y_p)^2+z_p^2]^{\frac{1}{2}}$，$n$为地表面的法线方向，$\frac{\partial}{\partial n}=-\frac{\partial}{\partial z}$（$z$轴垂直地面向下）。

实际偏移处理中，测量数据定义在$z=0$平面上，地下不均匀点（反射或绕射）的电场为待求，待求电场在时间上应当较$z=0$平面上记录的波场超前r/v，而不是滞后r/v，为此必须将$E\left(x, y, 0, t-\frac{r}{v}\right)$改写为$E\left(x, y, 0, t+\frac{r}{v}\right)$，于是(3—46)式变为

$$E(x_p, y_p, z_p, t)=\frac{1}{2\pi}\iint_{s_1}\left[\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)-\frac{1}{vr}\frac{\partial r}{\partial n}\frac{\partial}{\partial t}\right]\cdot$$

$$E\left(x, y, 0, t+\frac{r}{v}\right)\mathrm{d}s_1 \qquad (3—47)$$

2．步骤

（1）将非零源距的探地雷达记录，转化为零源距的探地雷达记录。

（2）根据反射界面成像原理，偏移速度取真实速度之半，并在$t=0$时成像，则可以根据地面观测值计算地下探度z平面上的电场强度

$$E(x_p, y_p, z_p, 0)=\frac{1}{2\pi}\iint_{s_1}\left[\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)-\frac{1}{vr}\frac{\partial r}{\partial n}\frac{\partial}{\partial t}\right]$$

$$E\left(x, y, 0, \frac{2r}{v}\right)\mathrm{d}s_1 \qquad (3—48)$$

（3）在（3—48）式中，

令 $T=2z_p/v$，$t_0=2r/v$，并考虑

$$\frac{\partial r}{\partial n}=-\frac{\partial r}{\partial z}=-\frac{z_p}{r}=-vT/2r \qquad \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{vT}{2r^3}$$

再利用中心差分

$$\frac{\partial}{\partial t}E(x_p, y, 0, t_0)=\frac{E(x, y, 0, t_0+\Delta t)-E(x, y, 0, t_0-\Delta t)}{2\Delta t}$$

式中Δt为时间采样间隔。式（3—48）可改写成

$$E(x_p, y_p, z_p, 0)=\frac{1}{2\pi}\int_x\int_y\frac{T}{\Delta t}\cdot\frac{1}{v^2t_0^2}\Big[E(x, y, 0, t_0+\Delta t)$$

$$-E(x, y, 0, t_0-\Delta t)+\frac{2\Delta t}{t_0}E(x, y, 0, t_0)\Big]\mathrm{d}x\mathrm{d}y \qquad (3—49)$$

（4）使用地表规则网，若Δx为点距，Δy为相邻两测线间距离，Δz为深度采样间隔，有

$$x_p=m\Delta x,\ y_p=n\Delta y,\ z_p=l\Delta z,\ x=\alpha\Delta x,\ y=\beta\Delta y,$$

$$r=[(m-\alpha)^2\Delta x^2+(n-\beta)^2\Delta y^2+l^2\Delta z^2]^{1/2}$$

式中m, n, l和α, β为正整数。（3—49）式的离散式为

$$E(m, n, l, 0)=\frac{T}{2\pi\Delta tv^2t_0^2}\sum_\alpha\sum_\beta\Big[E(\alpha, \beta, 0, t_0+\Delta t)$$

$$-E(\alpha, \beta, 0, t_0-\Delta t)+\frac{2\Delta t}{t_0}E(\alpha, \beta, 0, t_0)\Big]\Delta x\Delta y \qquad (3—50)$$

四、有限差分法波动方程偏移

当地下构造有明显走向，测线垂直构造走向时，均匀各向同性介质中电磁波近似遵循二维波动方程

$$\frac{\partial^2E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2E}{\partial z^2}-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2E}{\partial t^2}=0 \qquad (3—51)$$

把地下绕射点看成是次波源，则零源距的探地雷达记录可以看成是由地下绕射点次源发出的以速度为$\frac{v}{2}$向上传播的电磁波。引入上行波参考坐标

$$x'=x$$

$$\tau=\frac{z}{\frac{v}{2}}$$

$$t' = t + \frac{z}{\frac{v}{2}}$$

忽略新变量的符号“,”，得新坐标中二维波动方程

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{4}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{8}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial \tau \partial t} = 0 \qquad (3—52)$$

当射线方向近似垂直（偏离垂线的角度小于15度）时，电场 E 沿 z 方向亦即 τ 方向变化较慢，近似认为 $\partial^2 E/\partial^2 \tau = 0$，从而得到

$$\frac{v^2}{8}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial \tau \partial t} = 0 \qquad (3—53)$$

并设以下的初始条件与边界条件：

（1）测线两端以外的电场函数为零，即 $x > x_{max}$ 或 $x < x_{min}$ 时，$E(x, \tau, t) \equiv 0$

（2）探地雷达记录最大时间以外的电场函数为零，即 $t > t_{max}$ 时，$E(x, \tau, t) \equiv 0$。

（3）在地表面 $\tau = 0$ 或 $z = 0$，电场函数 $E(x, 0, t)$ 就是天线距为零的雷达记录。

（4）当 $t = \tau$ 时的电场函数 $E(x, \tau, \tau)$ 所组成的剖面就是偏移后的输出剖面。

用差分代替微分，引进列向量 P

$$P(x, j, k) = \begin{pmatrix} E(i-1, j, k) \\ E(i, j, k) \\ E(i+1, j, k) \end{pmatrix}$$

行向量 $I-(\alpha+\beta)T = [\alpha+\beta \quad 1-2(\alpha+\beta) \quad \alpha+\beta]$ 与

$I+(\alpha-\beta)T = [-(\alpha-\beta) \quad 1+2(\alpha-\beta) \quad -(\alpha-\beta)]$

则（3—53）式可化简为

$$P(x, j+1, k) = \frac{I-(\alpha+\beta)T}{I+(\alpha-\beta)T}[P(x, j+1, k+1) + P(x, j, k)] - P(x, j, k+1) \qquad (3—54)$$

式中 $\alpha = \frac{v^2 \Delta\tau \Delta t}{32 \Delta x^2}$，$\beta = \frac{1}{6}$

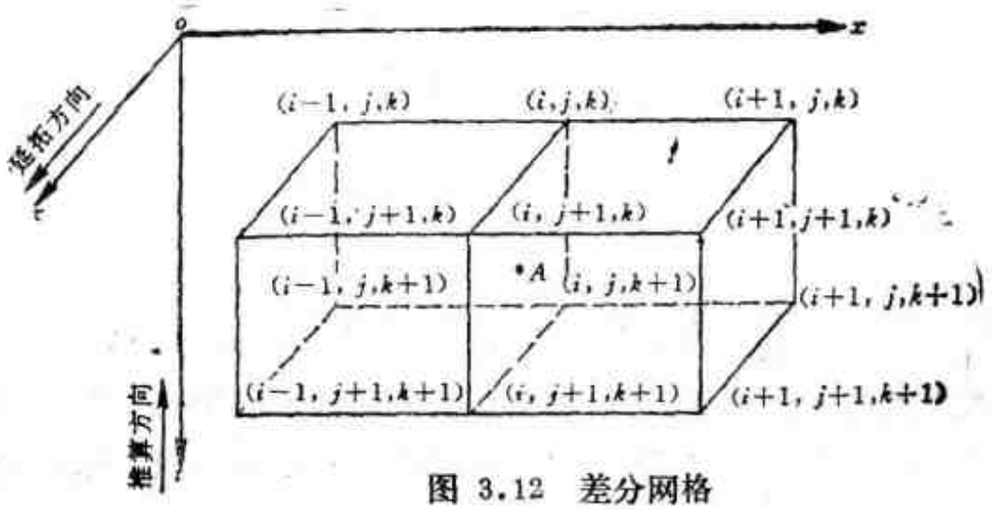


图 3.12　差分网格

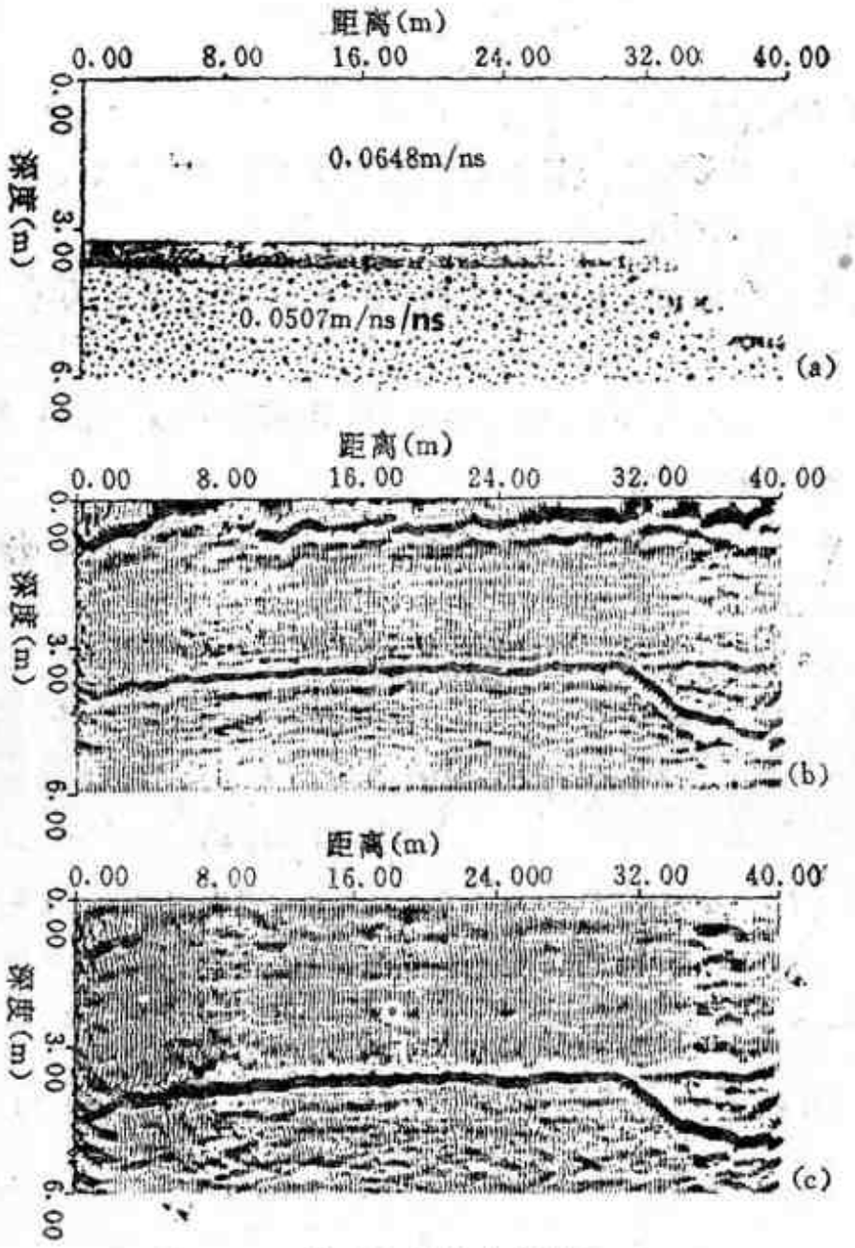


图 3.13　波动方程偏移的结果对照

（a）用于偏移的速度剖面；（b）有限差分波动方程偏移结果；

（c）克希霍夫波动方程偏移结果

图3.12为差分网格，根据上述差分方程，可以在整个测线上沿时间深度τ的方向从$\tau=0$开始，由$\tau_j=j\Delta\tau$到$\tau_{j+1}=(j+1)\Delta\tau$逐层向下延拓，直到所需要的最大时间深度$\tau_{max}$为止。在由时间深度$\tau_j$向下一层时间深度$\tau_{j+1}$延拓时，沿时间轴$t$则是从最大时间$t=t_{max}$出发，由$t_{k+1}=(k+1)\Delta t$到$t_k=k\Delta t$逐渐推算(见图3.12)，直至$t_k=\tau_{j+1}$为止，在时间深度$\tau_{j+1}$上取$t_k=\tau_{j+1}$时的电场函数值$E(x,t,t)$即为偏移后的结果。

图3.13为波动方程偏移的结果对照。(a)为地下介质的速度剖面。剖面的上部为薄层砂，下部为粉土。地层速度是由已知界面深度与界面反射波的双程走时相关分析确定的。(b)为有限差分波动方程偏移的结果，在偏移时应用变速度剖面。(c)为克希霍夫波动方程偏移结果，使用常速度剖面。两者结果一致，但有限差分波动方程偏移剖面中层内反射波明显减弱甚至消失了。

§4 雷达图像的增强处理

探地雷达图像由于干扰及地下介质的复杂性等问题，使得我们有时难以从图像剖面识别地下介质的分布。因此需要对图像信息进行增强处理，改善图像质量以便进行图像识别。

一、反射回波幅度的变换技术

在某些情况下需要加以区分的目的体与周围介质的电性差异不大，或者地层不均一所引起的回波幅度较大，使得目的体与非目的体的回波幅度差异减小。为了使目的体的信息增强，可对雷达图像的回波幅度进行变换。

首先对雷达反射回波幅度进行归一化处理，使雷达反射波的幅度在0与1之间。设A_m与A_n分别为原始图像回波幅度与经增强变换后的回波幅度。如果横坐标表示原始图像的回波幅度A_m，纵坐标表示增强图像的回波幅度A_n，两者的函数关系为Q，则$A_n=Q(A_m)$。一般常用的变换函数示于图3.14。其中图(a)是

加大强反射波之间的差异，图（b）是加大弱反射波之间的差异。图（c）是加大中等强度反射波之间的差异。图（d）是加大强反射回波之间差异同时，加强弱反射回波之间的差异。在实际处理中采用何种变换函数，取决于目的体反射回波幅度与周围介质之间的差异。

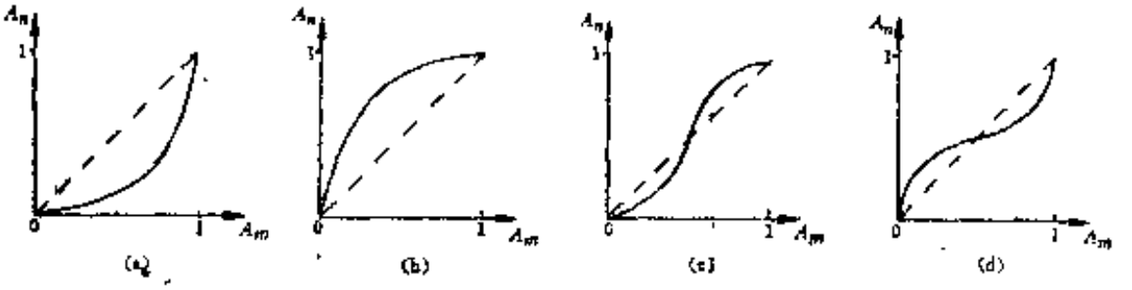


图 3.14 反射回波幅度变换函数

（a）增大强反射回波的幅度差异；（b）增大弱反射回波的幅度差异；（c）增大中等强度反射回波差异；（d）增大强反射回波差异同时增大弱反射回波的幅度差异

二、多次叠加技术

地下介质对电磁波的吸收使来自地下深处的反射波幅度减弱，为了增加来自地下深处的信息，加大探地雷达的探测深度，常常使用多次叠加技术。目前适用于探地雷达多次叠加处理的测量方法有两种：一种是多天线雷达测量系统，应用一个发射天线，多个接收天线同时进行测量；另一种是多次覆盖测量，使用几种不同天线距的发射-接收天线沿同一测线进行重复测量。于是在同一测点上有几组共反射点的雷达数据，经天线距校正后，进行叠加使得来自地下的反射波得到加强，而干扰波信号则大大减弱，从而增加了探测深度。

1．天线距校正

不同天线距的雷达测量结果，在进行叠加之前必须进行天线距校正，目的是把非零天线距接收到的反射波旅行时间 t 校正到发射天线与接收天线均位于中心位置时的零天线距的反射波旅行时间 t_0。

无论是多天线系统的反射波时距曲线还是多次覆盖的反射波

时距曲线都是一条双曲线（图 3.15）。把不同天线距的时间均校正到零天线距的时间（即 t_0 时间）称天线距校正。用于校正的时间差称动校正量。

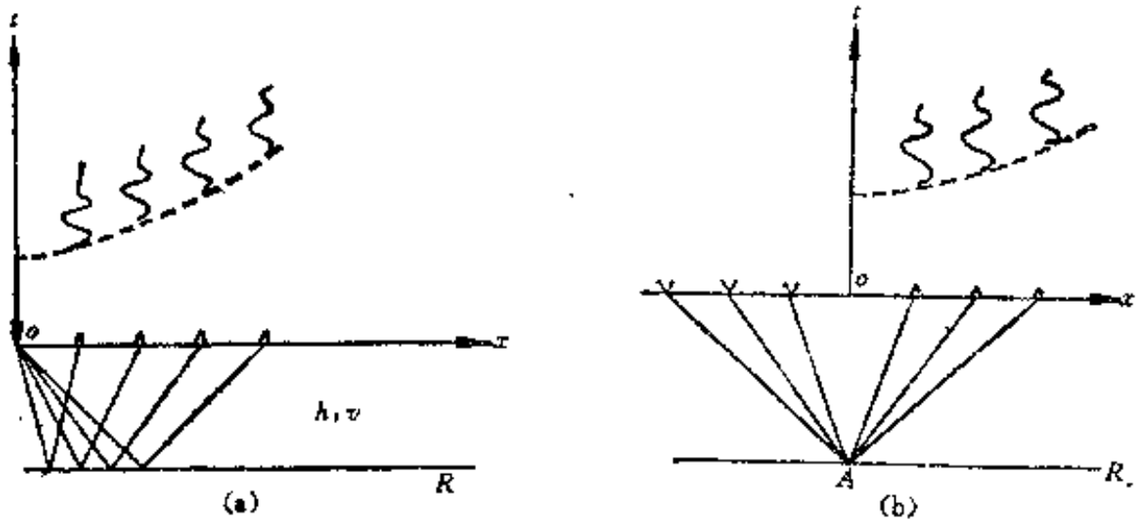


图 3.15　多天线与多次覆盖的反射波时距曲线
（a）多天线的反射波时距曲线；（b）多次覆盖的反射波时距曲线

设有一共深点时距曲线（图 3.15 b），时距曲线上某点的时间 t_i 为

$$t_i=\sqrt{t_0^2+\left(\frac{x_i}{v_i}\right)^2} \qquad (3—55)$$

式中 x_i 是该点的天线距；t_0 是零天线距时的时间；t_i 是天线距 x_i 对应的时间；v_i 是时间 t_0 所对应的平均速度，于是某一道的时间校正量 Δt_i 为

$$\Delta t_i=t_i-t_0=\sqrt{t_0^2+\left(\frac{x_i}{v_i}\right)^2}-t_0 \qquad (3—56)$$

从式（3—56）可以看出，对一个固定的天线距 x_i，随着 t_0 的增大，Δt_i 是减小的。因此，对每个雷达记录道，时间校正量随着反射点的深度（t_0）的变化而变化；当天线距 x_i 变化时，时间校正量 Δt_i 也是变化的。因此时间校正量 Δt_i 不仅随时间 t_0 的变化而变化，也随空间位置 x_i 的改变而变化。

2．振幅处理

为了使叠加各道贡献一致，需要对各道的反射波振幅进行处理。

（1）振幅恢复

地面接收天线记录到的反射波振幅由于波前扩散和介质对电磁波的吸收而减小。为了使反射波幅度仅与反射层特点有关，需要进行振幅恢复。

在均匀介质中，距发射天线为 r 处的电磁波振幅 A

$$A=\frac{A_0}{r}\mathrm{e}^{-\beta t} \tag{3—57}$$

式中 A_0 是无扩散与吸收影响的真振幅，$\frac{1}{r}$ 是波前扩散因子，β 是吸收系数。若接收到的反射波双程走时为 t，则反射波的真振幅

$$A_0=Ar\mathrm{e}^{\beta t} \tag{3—58}$$

由于反射波实际路径 $r=vt$（v 是电磁波平均速度），则

$$A_0=Avt\mathrm{e}^{\beta t} \tag{3—59}$$

于是可由记录的反射波幅度 A 与反射波走时 t，可以恢复反射波的真振幅。

（2）道间能量均衡

参与叠加的各道反映地下介质的情形应是一致的，其对应的反射波能量应是一致的。但实际测量中由于各种原因及干扰的存在，使各道之间的能量不均衡。为了使参与叠加的各道贡献一致，需要对各道的能量（振幅）加以平衡。

若参与叠加的道数为 N，每道的反射波振幅为 n 个，k 为每个记录道的采样点，各记录道的采样值为 s_{ij}（$i=1, 2, \cdots, N$；$j=1, 2\cdots, k$），则振幅均衡的步骤如下：

a．先求各道的平均振幅

$$\bar{A}_j=\frac{\sum_{i=1}^{n}|A_{ij}|}{n} \tag{3—60}$$

A_{ij} 是第 j 道第 i 个振幅。

b．求 N 道平均振幅

$$\bar{A}=\frac{\sum_{j=1}^{N} A_j}{N} \tag{3—61}$$

c．对各道每个采样点值s_{ij}进行能量均衡

$$\bar{S}_{ij}=\frac{S_{ij}}{\bar{A}_j}\times\bar{A} \tag{3—62}$$

3．多次叠加

多天线测量系统的各道或多次覆盖共中心点的各道在经过天

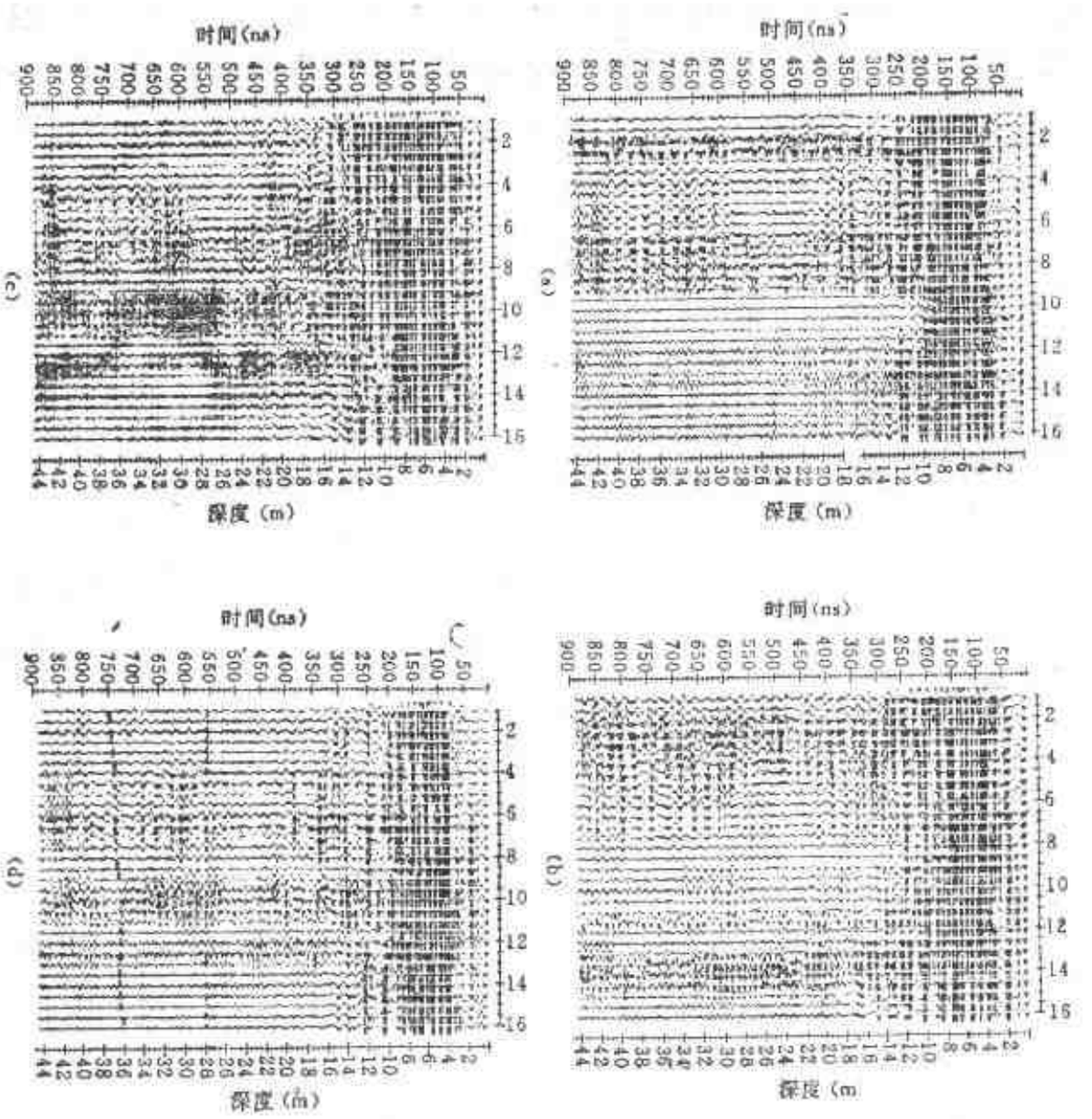


图 3.16 武汉某场地三次覆盖的探地雷达记录

（a）天线距2.0m的探地雷达记录；（b）天线距1.5m的探地雷达记录；（c）天线距1.0m的探地雷达记录；（d）三次覆盖记录叠加后的探地雷达记录

线距校正与能量均衡后的样点值为 $\bar{S}_{ij}$，则多次叠加后的样点值 $\bar{S}_i$ 为

$$\bar{S}_i=\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\bar{S}_{ij} \qquad (3—63)$$

图3.16为武汉某场地多次覆盖的探地雷达记录。在同一测线上用天线距分别为 2.0m，1.5m，1.0m 的双天线系统进行三次覆盖测量。（a）是天线距为 2.0m 的雷达记录。（b）是天线距为1.5m的雷达记录。（c）是天线距为1.0m的雷达记录。（d）是三次覆盖的雷达记录叠加结果。从图中可以看出，单天线距结果，深部反射剖面由于噪声使28m与36m的反射界面不清晰，而三次覆盖雷达记录的叠加结果，使这两个界面的反射波变得清晰。

第四章　探地雷达资料的地质解释

探地雷达资料的地质解释是探地雷达测量的目的，这项工作通常是在数据处理后所得的探地雷达图像剖面中，根据反射波组的波形与强度特征，通过同相轴的追踪，确定反射波组的地质含义，构筑地质-地球物理解释剖面并依据剖面解释获得整个 测区最终成果图，为工程建筑的基础设计提供依据。

探地雷达资料反映的是地下介质的电性分布，要把地下介质的电性分布转化为地质情况，必须要把地质、钻探、探地雷达这三方面的资料有机结合起来，建立测区的地质-地球物理 模 型，并以此得到地下地质模式。

§1　时间剖面的对比

一、反射层的拾取

探地雷达地质解释基础是拾取反射层。通常从通过勘探孔的测线开始，根据勘探孔与雷达图像对比，建立各种地层的反射波组特征。识别反射波组的标志为同相性，相似性，反射波形特征等。

1．识别反射波组的特征

（1）同相性

探地雷达图像剖面是探地雷达资料地质解释的基础图件，只要在地下介质中存在电性差异，就可以在雷达图像剖面中找到相应的反射波与之对应。根据相邻道上反射波的对比，把不同道上同一个反射波相同相位连结起来的对比线称为同相轴。

一般在无构造的测区，同一个波组的相位特征，即波峰、波谷的位置沿测线基本上不变化或以缓慢的视速度传播。因此同一

个波组往往有一组光滑平行的同相轴与之对应。这一特性称为反射波组的同相性。

（2）反射波形的相似性

探地雷达测量使用的点距很小（<2m），地下介质的地质变化在一般情况下比较平缓，因此相邻记录道上同一反射波组形态的主要特征会保持不变，这一特征称为反射波形的相似性。

（3）反射波组形态特征

同一地层的电性特征比较接近，而不同地层的电性特征差异相对较大，因此同一地层反射波组的波形、波幅、周期及其包络线形态等有一定特征。

确定具有一定形态特征的反射波组是反射层识别的基础，而反射波组的同相性与相似性为反射层的追踪提供依据。

2．建立测区地层的反射波组特征

不同测量目的对地层划分是不同的。如在进行考古调查时，特别关注文化层的识别。而在进行工程地质调查时，常以地层的承载力作为地层划分依据，因此不仅要划分基岩，而且对基岩风化程度也需要加以区分。为此须要根据测量目的，对比雷达图像与钻探结果，建立测区地层的反射波组特征。

下面为武汉火炬大厦楼址的反射波组特征。该处探地雷达测量的目的是进行工程地质调查。测区第四系填土层已被剥离。基岩为志留系板岩，由于板岩长期出露地表遭受风化，在其上覆盖有基岩全风化形成的粘土覆盖层及其中强风化基岩。覆盖层由于风化彻底，相对均一，反射波组为低幅、高频细密波。中强风化基岩，原岩基本破裂成不同大小的碎块，由于岩石碎块与风化土之间的电性差异大，因此形成高幅低频宽幅波；而风化程度的不均一性，使反射波幅度与波形在横向上变化大。微风化基岩，原岩结构基本未变，岩体完整性好，地层相对均一，形成低幅、低频反射波组，在局部裂隙发育处，可见有一定强度的反射波。图4.1为该区地层的探地雷达反射波组特征。

3．反射层的拾取

根据反射波组的特征就可以在雷达图像剖面中拾取反射层。一般是从垂直走向的测线开始，逐条测线进行。最后拾取的反射层必须能在全部测线中都能连接起来并需要保证在全部测线交点上相互一致。

二、时间剖面的解释

根据地层反射波组特征在与钻孔对应的位置划分反射波组后，就需要依据反射波组的同相性与相似性进行地层的追索与对比。

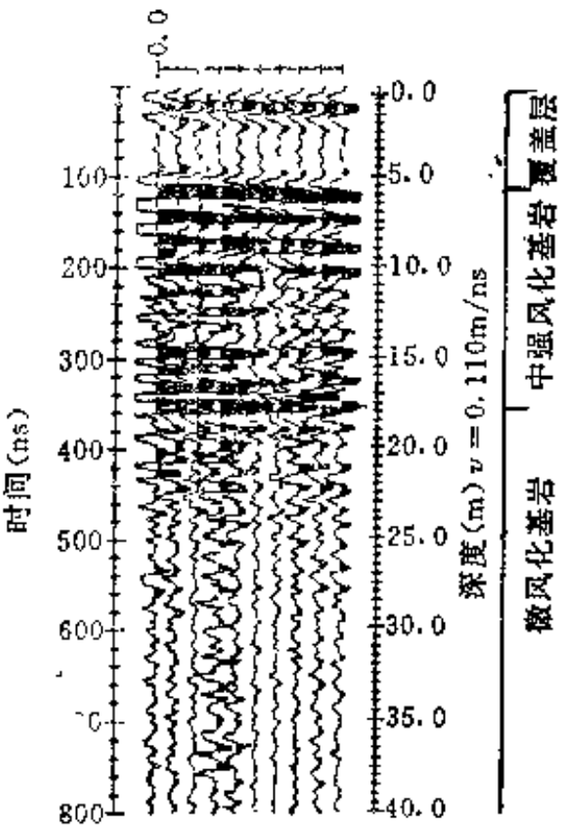


图 4.1 测区地层的雷达反射波组的特征

一般来说测区的测线基本上是垂直地层与构造走向布置的，并辅以稀疏的平行走向的测线。垂直走向测线（倾向测线）反映了测区地层的最大变化，因此从倾向测线开始进行反射波组的追索与对比，有利于了解测区内地层（反射波组）的变化规律。而在走向方向地下介质变化缓慢，因此由一条倾向测线获得的结果，往往可以在相邻测线上得到反映。若相邻测线的反射波组相差较大，应该在横贯倾向测线的走向测线的图像上得到反映，这往往是获取测区地质构造的依据。

在进行时间剖面的对比时，除了掌握探地雷达反射波组的特征外，还应掌握下述的一些对比的具体方法。

1．掌握充分的地质资料，了解测区的地质构造特征

对比之前，要掌握区域地质资料，了解测区所处的构造背景。在此基础上，充分利用时间剖面的直观性和范围大的特点，统观整条测线，研究重要波组的特征及其相互关系，掌握重要波组的地质构造特征。

2．重点研究特征波的长同相轴

强振幅、能长距离连续追踪、波形稳定的波叫做特征波。它们一般都是主要岩性分界面的有效波。它们特征明显，易于识别。掌握了它们就能研究剖面的主要构造特点。

3．时间剖面上常见的特殊波

（1）绕射波　在时间剖面上往往见到与断层或不整合界面有关的绕射波。因断层的断点属于岩性的突变点，常常产生绕射波；而基岩不整合的侵蚀面上，存在许多起伏不平的电性突变点，也常常产生绕射波。绕射波在时间剖面上为双曲线反映。

（2）断面波　当断层有一定断距时，断层两侧岩性往往有明显差别，断层面有时可能成为具有大差异的电性界面，在时间剖面上会得到来自断层面的反射波，称为断面反射波。

断面波的主要特征是一组产状很陡的波组出现在时间剖面

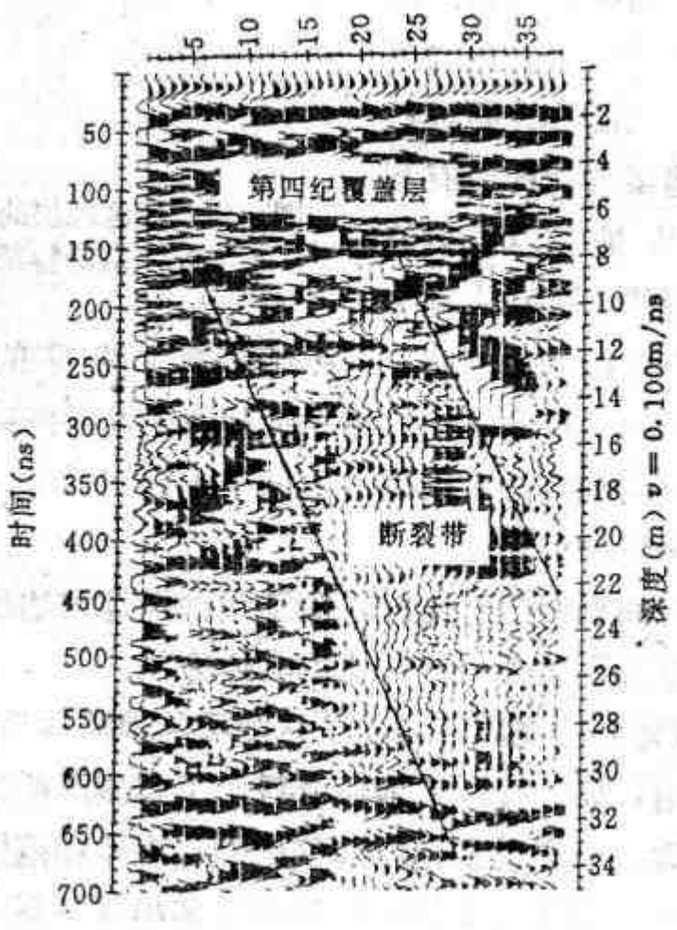


图 4.2　断裂形成的同相轴不连续带的探地雷达图像

上，而且周围的反射界面却比较平缓，产状往往相反，由于断层两侧地层电性的变化，断面的光滑程度比地层面差，使断面反射波的强度变化很大，波形不稳定等。

4．同相轴不连续带

拟建工程建筑场地一般只有一些小的次级断裂存在。由于第四系无新构造活动，断裂只存在于基岩中且断距很小，因此断裂带两侧地层岩性差异不大，很难在探地雷达图像中见到明显的断层波。但断裂造成的地层错断使断裂两侧反射波组明显的不连续，加之断裂错动形成的地层破碎，使断裂带对电磁波吸收加强，因此在断裂带形成一条反射波组同相轴不连续且反射波强度明显减弱带。这种同相轴不连续带是探地雷达图像中识别断裂的主要标志。图4.2为断裂形成的同相轴不连续带的探地雷达图像。

§2 探地雷达正演模型与反演模型

地下地层、构造千变万化，电磁波传播过程又十分复杂，加上近地表的人类扰动，使探地雷达剖面中的图像有时难以解释。建立雷达模型是检验解释方案是否正确的一种必不可少的工具。

探地雷达模型可分为正演模型与反演模型两大类。前者利用地下介质模拟探地雷达响应，后者利用雷达响应推断地下介质分布。

一、正演模型

正演模型由三步组成，首先假设一个地下介质分布模型，其次根据模型计算反射系数，最后利用相应的数学方法计算探地雷达响应。编制模型的目的是将求得的雷达响应特征与实际测量剖面进行比较，以检验所假设的地下介质分布模型是否正确。

1．一维模型

一维模型是模拟地下水平地层在零天线距下的雷达记录道，其岩石物性只在垂向上发生变化。一维模型编制简单，但十分有用，编制时需要四个基本参数，即每个层的介电常数，电导率、

厚度和雷达子波。模拟过程实际是雷达子波与层状介质物理界面反射系数的褶积。最常用的一维模型称为合成雷达记录，下面介绍其编制步骤。

（1）根据钻孔、雷达剖面及其他勘查方法获得的资料，假设地层模型，设 i 层的介电常数ε_i，吸收系数β_i和地层厚度h_i。

（2）根据地层模型计算反射系数剖面，i 层与$i+1$层之间的反射系数R_i

$$R_i=(\sqrt{\varepsilon_i}-\sqrt{\varepsilon_{i+1}})/(\sqrt{\varepsilon_i}+\sqrt{\varepsilon_{i+1}}) \qquad (4-1)$$

若考虑地层的吸收 $A_i=e^{-2\beta_i h_i}$，球面扩散 $S_i=1\Big/\sum_{j=1}^{i}h_j$ 及透射系数$T_i=(1-R_i^2)$，则修正的反射系数

$$R_i^1=R_iS_i\prod_{j=1}^{i}A_j(1-R_j^2) \qquad (4-2)$$

（3）反射系数序列与雷达子波进行褶积运算获得合成雷达记录。

（4）将合成雷达记录与实际雷达记录比较，如果两者相近，说明所设一维地质模型正确。如果两者相差甚远，则需调整模型，重复上述步骤，直到假设模型与实际模型逐渐逼近。

图 4.3 为一维合成雷达记录的编制步骤。合成雷达记录解释的目的是建立雷达反射与主要地层界面的对应关系，确认主要反射同相轴的地质属性。通常工程地质勘查的主要对象持力层的上下具有明显的电性差异，因此实际雷达反射与合成记录之间具有较好的对比关系。而第四系沉积层内部的一些次要界面，由于上下电性差异较小或侧向延伸有

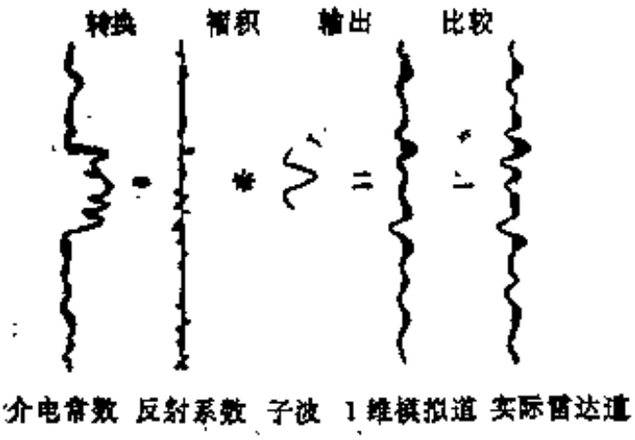


图 4.3 一维合成雷达记录的编制步骤

限，其对应性要差一些。一般来说，合成记录只反映一个点上的雷达响应特征。因此，可以通过改变某一地层的岩性、厚度、颗粒度和饱和度等参数的办法，作出不同的合成记录，并通过比较它们之间的细微波形变化，对地下地质情况的横向变化作出更确切的地质解释。

2．二维模型

二维模型目的是研究地下反射界面的探地雷达记录特征并为探地雷达剖面解释提供依据。编制二维雷达模型大体可分如下几步。第一步是根据物理观测结果和推理提出一个地质模型，并计算出相当于这个原始地质模型的合成雷达响应。第二步是仔细对比合成雷达响应与实测的雷达剖面图像，以确定地质模型的设计是否正确。最后一步是当二者之间有一定差别时，适当改变地质参数（目标体几何形态与电性），再重复上述步骤，直到结果满意为止。计算二维模型的方法大致可以分为二类：一类是基于几何光学原理的射线追踪法，由于不考虑波的动力学特征，只适用于起伏变化较为缓慢的电性界面的合成雷达记录；另一类是基于波动方程的计算方法，考虑了电磁波的动力学特征，本方法可用于界面曲率较大的目的体界面的合成雷达记录。下面简单加以介绍。

（1）射线追踪法用于探地雷达剖面测量方式的二维合成记录，可采用二点逼近法进行射线追踪。从发射天线出发以特定初始发射角引出出射线，向下追踪，经地下界面反射以后，在地表得到出射点，比较出射点与接收天线位置之间的关系。若出射点与接收点之间位置差值满足给定精度，则该出射点所对应的射线为有效射线。若不满足精度要求，则修改出射角，使反射线在地表的出射点逐步逼近接收点，直到出射点与接收点位置差值满足精度要求。图 4.4 为用射线追踪法获得的二维双层地电界面的探地雷达合成记录。图4.4(a) 为二维地电模型，图4.4(b) 则为该地电模型所对应的合成雷达记录。

（2）任意斜率法 (Infinite slope method) 简称ISM法，

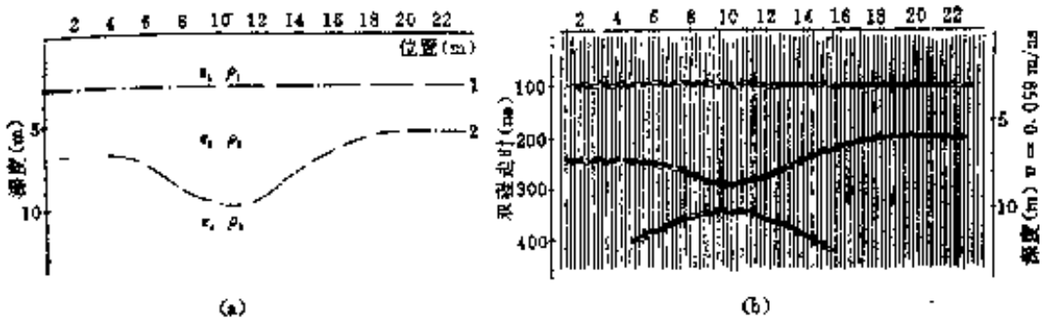


图 4.4　二维双层地电界面的合成雷达记录

(a) 地电模型；(b) 合成雷达记录

模型电性参数：$\varepsilon_1=25$，$\rho_1=400\Omega\cdot m$，$\varepsilon_2=30$，$\rho_2=500\Omega\cdot m$，$\varepsilon_3=14$，$\rho_3=200\Omega\cdot m$

是用于合成探地雷达二维记录的有限元方法的一种变种。有限元方法只能拟合那些在有限元网格内斜率不变的界面，而对那些曲率很大的界面很难实现。任意斜率法对此作了改进，允许在一个网格元内采用任意斜率，即在有限元内用低阶多项式或三次样条插值拟合地电界面边界。考虑到天线以宽束发射电磁波送入地下，对天线的方向响应进行数字化，于是进入ISM网格的电磁波带有方向以及与方向因于对应的幅度。当网格元有目的体界面时，计算电磁波射入处界面的斜率。任意斜率方法考虑了反射、透射和电磁波的吸收。当目的体范围很小时，可以把任意斜率法与路径追踪法联合使用。图 4.5 为任意斜率法合成雷达图像与实测结果对比图，(a) 是地电模型，(b) 实测结果，(c) 为任意斜率法合成雷达图像。

二、反演模型

任何正演模型的编制中，都要提出一些假设条件，并对地下复杂地质条件加以简化。而反演模型则是从实际雷达道出发，通过运算反演出一条介电常数剖面，并进而推断岩性。

对非磁性地层，反演运算中涉及地层二个电性参数：介电常数 ε_i 与电导率 σ_i。于是地层的复介电常数 $\tilde{\varepsilon}_i$

$$\tilde{\varepsilon}_i=\varepsilon_i\left(1+j\frac{\sigma_i}{\omega\varepsilon_i}\right)$$

反射系数 R 是电性界面上反射波振幅与入射波振幅之比。垂

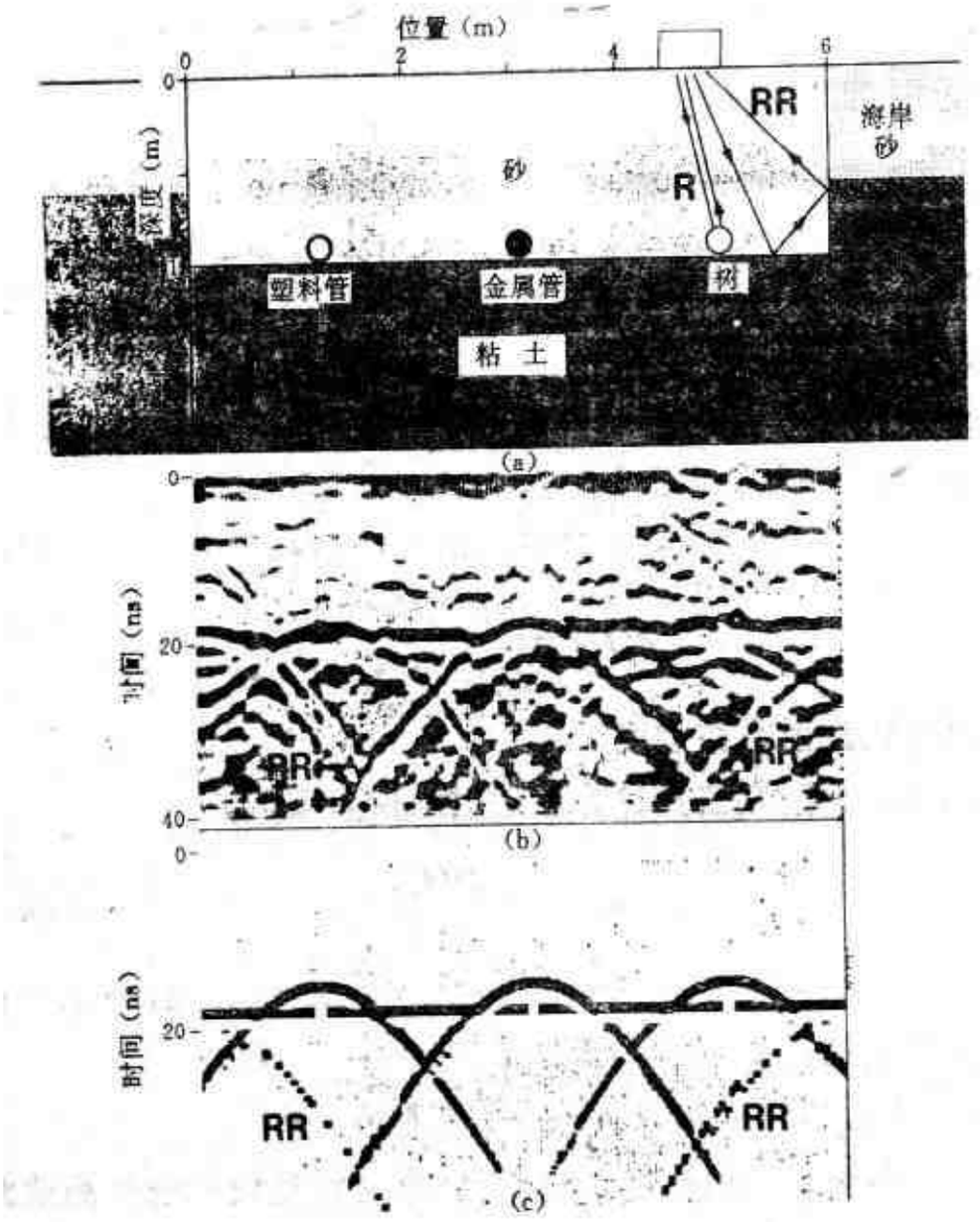


图 4.5　任意斜率法合成雷达图像与实测结果对比图

(a) 地质模型；(b) 实测结果；(c) 任意斜率法合成雷达记录

R—直达波　RR—多次反射波

直入射时，第 i 层界面的反射系数 R_i

$$R_i=\frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_i}-\sqrt{\tilde{\varepsilon}_{i+1}}}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_i}+\sqrt{\tilde{\varepsilon}_{i+1}}} \tag{4—3}$$

当地层的电导率 σ_i 很小时，则（4—3）式变为

$$R_i\doteq\frac{\sqrt{\varepsilon_i}-\sqrt{\varepsilon_{i+1}}}{\sqrt{\varepsilon_i}+\sqrt{\varepsilon_{i+1}}} \tag{4—4}$$

反射系数值介于+1.0与−1.0之间。其大小取决于反射界面上下的介电常数及电导率之差值。反演模型都假定雷达记录$S(t)$是一个无噪声的褶积模型

$$S(t)=R(t)*W(t) \qquad (4-5)$$

$R(t)$为反射系数序列，$W(t)$为子波函数，$*$为褶积运算。因此在进行反演模型计算之前，需要对雷达图像进行预处理，消除噪声与多次波。

递归法是常用的简单的反演计算方法。首先用反子波$\tilde{W}(t)$对雷达记录进行反褶积运算。

$$R(t_i)=S(t)*\tilde{W}(t)=R(t)*\delta(t_i) \qquad (4-6)$$

式中

$$\delta(t_i)=\begin{cases}1 & t_i=0\\ 0 & t_i\neq 0\end{cases}$$

由此可得到反射系数剖面。

再利用下面的递归公式计算各地层的反射系数。

$$\varepsilon_{i+1}=\left(\frac{1-R(t_i)}{1+R(t_i)}\right)^2\varepsilon_i \qquad (4-7)$$

$$i=0,1,2,\cdots,n-1$$

递归法优点是快速简单。缺点是：

1．该方法要求知道初始介电常数值ε_0；

2．反演运算之前为了减少干扰常对雷达资料进行高通滤波，它抹掉了某些电性界面使反演中无法保持所有的介电常数界面；

3．当存在大幅度反射系数和噪声脉冲时，计算结果不稳定。其原因是（4—7）公式核心$f(R(t))$

$$f(R(t_i))=\left(\frac{1-R(t_i)}{1+R(t_i)}\right) \qquad (4-8)$$

在反射系数$R(t_i)$趋于−1.0或+1.0时，$f(R(t))$值为∞或0，造成反演畸变。

为了改善反演结果，又出现了一些广义线性反演法等新的反演模型，这里就不作介绍，读者可参考有关的论文。

§3 探地雷达解释系统介绍

一、探地雷达解释的专家系统

本系统用于层状介质系统的识别，它假设地下由均匀、各向同性的平行层组。图 4.6 为该系统的框架流程，大致把探地雷达解释任务分为三步。

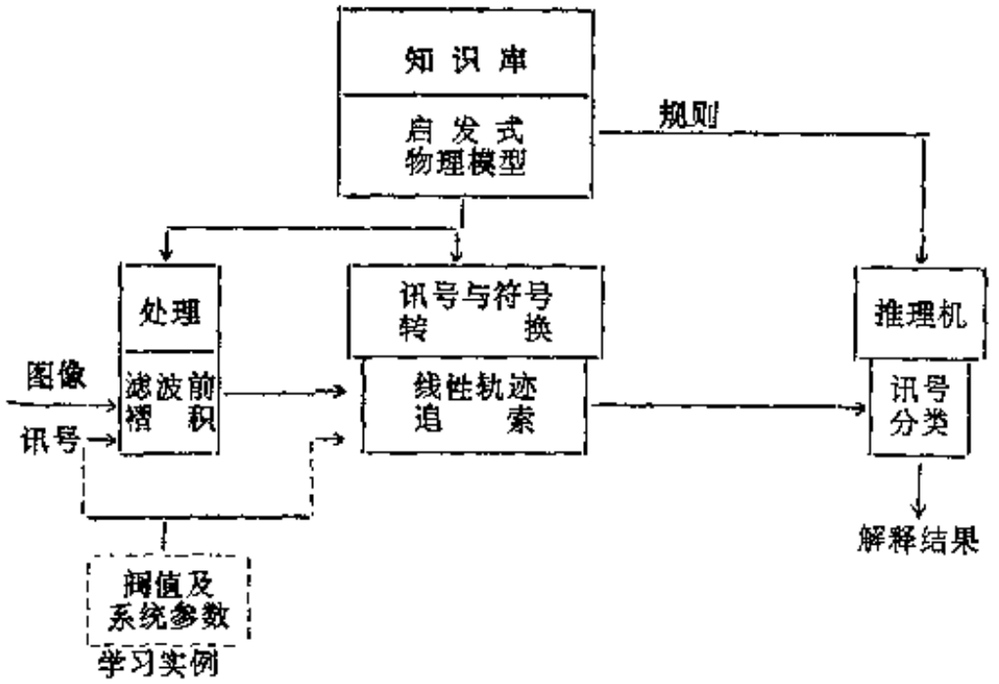


图 4.6 专家系统流程

1．图像处理的目的是增强雷达图像信息使其易于分析。图像处理的主要内容是进行反褶积。脉冲雷达系统的发射波形不是一个单脉冲，而是一个短持续时间的子波，来自各种界面的回波是子波在时间上的偏移。当地下界面的深度间隔较小时，不同界面的回波会互相重叠，而使地层界面的识别困难。反褶积的意义在于移去子波影响，恢复界面的位置。因而反褶积后的图像是界面脉冲的集合。

设 $y(t)$ 为雷达讯号道，$W(t)$ 为子波，$\xi(t)$ 为反射系数序列，$u(t)$ 为测量噪声，则到达接收器的讯号可表示为

$$y(t)=W(t)*\xi(t)+u(t) \qquad (4-9)$$

为完成反褶积，需要知道子波 $W(t)$，本系统从雷达图像的强反

射区经过多道平均作为子波。根据几个简单反褶积滤波器的初步分析与试验，本系统选用了下面的反褶积公式

$$\xi(t)=\frac{y(t)}{W(t)}\cdot\frac{1}{1+\dfrac{\alpha}{x(t)^2}} \qquad (4-10)$$

式中 α 因子根据需要加以调整。

2、利用自动识别系统提取地层界面

根据感性知识按反射波特征对图像进行分类，提取不同水平的知识，见图4.7。该阶段分五个等级提取雷达信息。

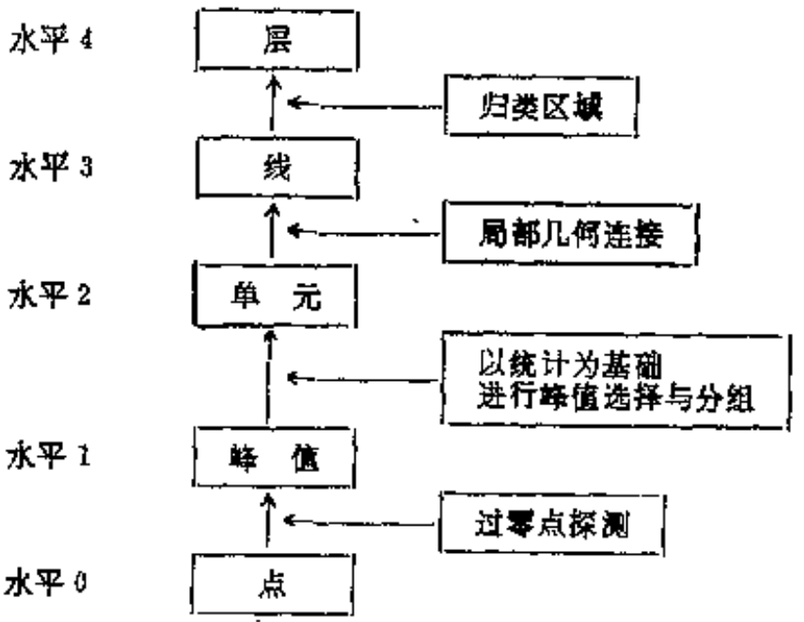


图 4.7 由雷达图像提取不同水平的信息

0 级水平是反褶积后的雷达图像本身，在该水平把图像分解成一个个点，整个雷达图像看成是一个二维数组，x 表示位置，y 表示深度，z 表示强度。

1 级水平把每个雷达道按峰值分类，在褶积图像中峰值表示界面的反射系数。峰值的特征有强度，归一化的脉冲宽度，脉冲对称性。

2 级水平的目的是根据峰值序列获得整体结构信息。具有相似特征的顺序峰值归在一起称作单元。单元归类很严格，要满足下列二个条件：（1）只有紧挨着的峰值才能归为单元；（2）峰

值的强度要相对一致。

3级水平是把相邻峰值单元连结起来形成线。连线的标准是：单元间的平均强度相似，单元之间的距离不能过远，倾向大体一致。

4级水平是层，是最高水平。二条线构成间隔，间隔不一定是层，只有根据专家的领域知识，有一定强度与连续度的才能称为层。

3．根据专家领域知识，进行地层性质判别

一般要根据专家领域知识形成规则库，根据地层满足规则程度进行地层性质判别。下面介绍一个解释冰层的探地雷达专家系统。该系统根据专家知识形成八个规则，对冰层进行七个性质的判别。规则中$x表示二条线所形成的间隔，下面逐一介绍八个规则。

规则1　IF（$x是一个间隔）AND（$x没有可探测底界）
AND（$x没底部绕射特征）
THEN（$x是水）

规则2　IF（$x是一个间隔）AND（不能证明$x是水）
THEN（$x是冰）

规则3　IF（$x是冰）AND（$x有一个可探测的底界）
THEN（$x是冰层）

规则4　IF（$x是冰）AND（$x没有一个可探测到的底界）
THEN（$x是底部融化的冰）

规则5　IF（$x是冰层）AND（$x长度大于长度阈值）
THEN（$x是大块冰）

规则6　IF（$x是冰层）AND（$x底界粗糙度大于阈值）
THEN（$x是一个底界粗糙的冰层）

规则7　IF（$x是冰层）AND（$x大于厚度阈值）
THEN（$x是厚冰层）

规则 8　IF（$x 是冰层）AND（$x 在底界有拱形特征）
THEN（$x是底界有点状尖锐特征的冰层）

二、神经网络探地雷达解释系统

这里介绍一种用于公路路面评价的神经网络解释系统。其处理流程框图见 图 4.8。神经网络是根据人脑工作原理设计的。每一神经元与后续的神经元相连。连接关系是一种加权关系。神经网络实际应用前需要用已知模型资料加以训练以确定各神经元联系的权函数。神经网络的训练阶段实际上是不断修改加权因子，直到网络输出与实际结果吻合。

用于公路评价的神经网络是以雷达记录作为输入。训练的实例来自模型实验结果或一维合成记录。神经网络思维方式采用回溯法。训练之初，对连接层的神经元赋以随机的加权值。实验结果表明，最初的随机赋权值在－0.3到＋0.3之间效果最佳。回溯法神经网络把输入资料通过中间层传递到输出层。在输出层鉴定误差。接着把误差从输出层反馈到输入层。训练的目的是使输出值与实际值之间的误差减为最小。减小误差的方法是修改权值。回溯法采用梯度下降法，根据误差界面的负梯度值及其方向改变权函数。图 4.9 给出了确定公路路面湿度的神经网络结构实例。经过实例训练后的求湿度神经网络用于实测路面的评价，其效果

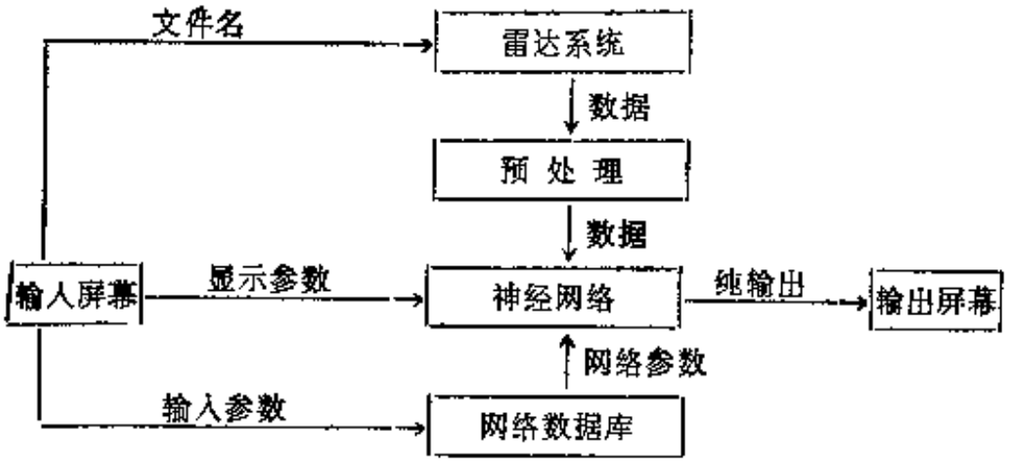


图 4.8　神经网络处理框图

列于表4.1。从表4.1可以看出该解释系统评价湿度的相对误差均小于10%，说明其精度很高。

表 4.1 神经网络确定路面湿度

实际值		输出值	
路面厚度（cm）	湿度（%）	路面厚度（cm）	湿度（%）
15	4	15	3.922
15	5	16	5.317
15	6	15	6.275
15	7	15	7.015
15	8	15	8.602
15	9	15	8.945
15	10	15	9.470
15	11	15	11.085
15	12	15	12.036

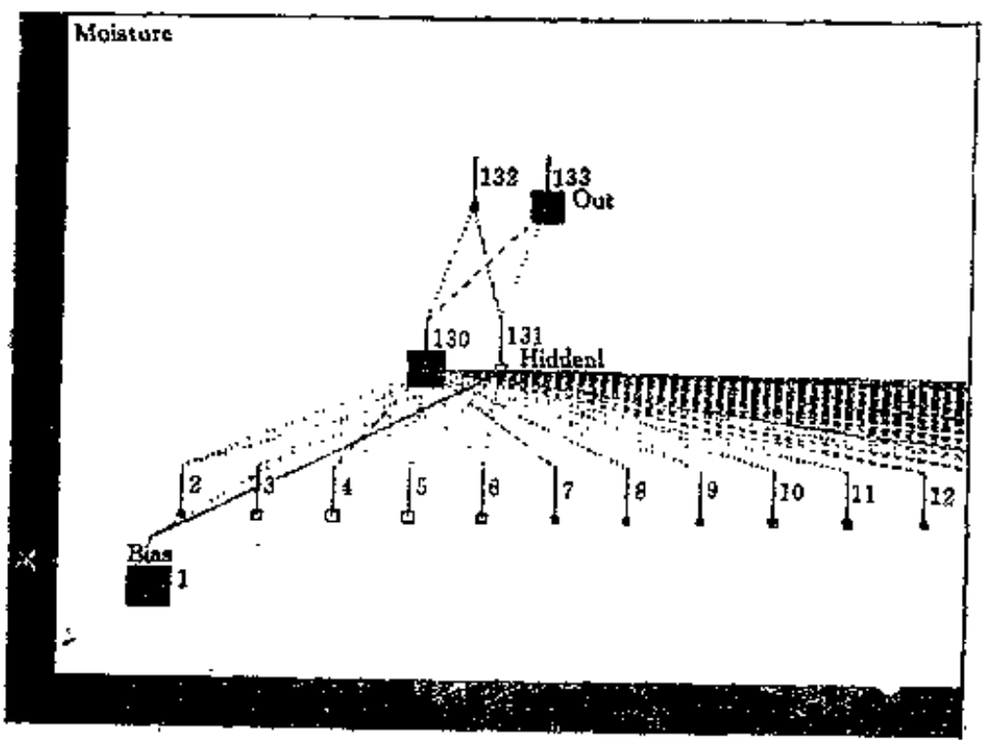


图 4.9 神经网络结构实例

第 1 层（2—129）是输入神经元；第二层（130—131）是隐蔽元；第三层（132—133）是输出元。每层的元都与下一层元相连。

第五章　探地雷达方法的应用

探地雷达是一种高分辨率探测技术，可以对浅层地质问题进行详细填图，也可以对地下浅部的掩埋目的体进行无损调查。80年代以来由于电子技术与数字处理技术发展，探地雷达正在工程地质勘察，灾害地质调查，公路工程质量的无损检测，考古调查以及工程施工质量监测等多个领域中得到了广泛应用。

§1　探地雷达在工程地质勘查中的应用

大型工程建筑对地基质量要求很高，当地下工程地质条件横向变化较大时，常规的钻探由于只能获得点上的资料，无法满足基础工程的要求，而探地雷达由于能对地下剖面进行连续扫描，因而在工程地质勘察中得到广泛的应用。

一、软土地基探地雷达探测

软土是指天然含水量大，压缩性高，承载力低的一种软塑到流塑状态的粘性土。软土在我国东南沿海地区广泛分布。软土在应力作用下极易变形，因此是工程地质勘察必须调查的对象。

深圳机场建在珠江入海口岸边，地基下有海相淤泥，厚为2.8—4.8m。为了对淤泥层进行加固处理，必须查明其厚度变化。该区地下冲积粘土经过一定成岩作用，承载力为140—200kPa，可作为机场停机坪的持力层。其上覆盖有人工填土层、淤泥层。人工填土层颗粒相对较细，无清晰的雷达反射波，但当填土中混有前期工程剩余的块石时，会造成同相轴不连续，其下的淤泥由于受块石挤压，形成不规则强雷达反射波。而淤泥层由子含水率高，相对冲积粘土，反射波视周期相对减小，呈细密波形式出现，反射波强度也明显比冲积粘土小。图5.1为深圳机场地基土层的

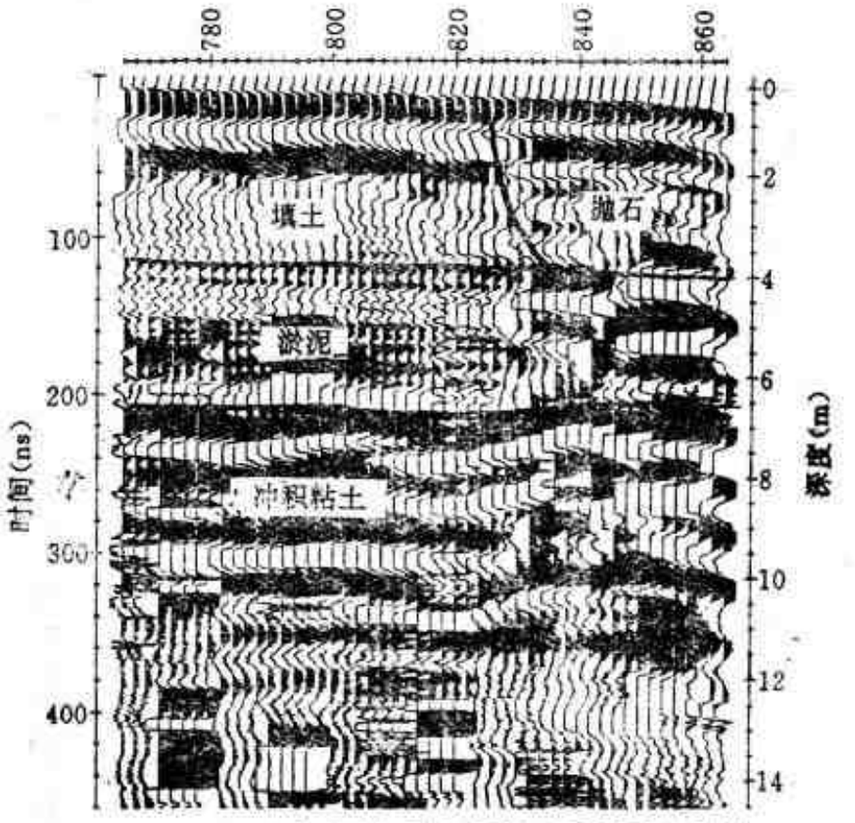


图 5.1 深圳机场地基土层的地质雷达图像

地质雷达图像。从图可见，淤泥层雷达反射波特征明显，易于识别。由各测线地质雷达图像所得的淤泥厚度编制了机场扩建工区淤泥厚度等值线图（图5.2）。该图清晰描述了淤泥厚度的变化，这表明探地雷达探测地基软土层是卓有成效的。

二、基岩面的探地雷达探测

高层建筑对地基的附加应力影响深、范围广，对地基土的承载力要求高。当场地的地基土层软弱，而在其下不太深处又有较密实的基岩持力层时，常常采用基岩的桩基础设计。在基岩面起伏剧烈地区，详细描述基岩面起伏对桩基础设计有重要意义。

广州同德花园位于广州西北郊同德乡广佛高速公路旁侧。该场地地层为第四纪地层覆盖在基岩（灰岩）上。第四纪地层为淤泥、粉质粘土与砂，比较松软，而其下基岩为灰岩，有较高的承载力。建筑物拟采用预制桩桩基础。该处30.8×30.8m楼址范围内，基岩深度为18—43.5m，高差达25.5m。为此需要详细调查基岩面起伏。灰岩与上覆地层之间电性差异大，在探地雷达图像

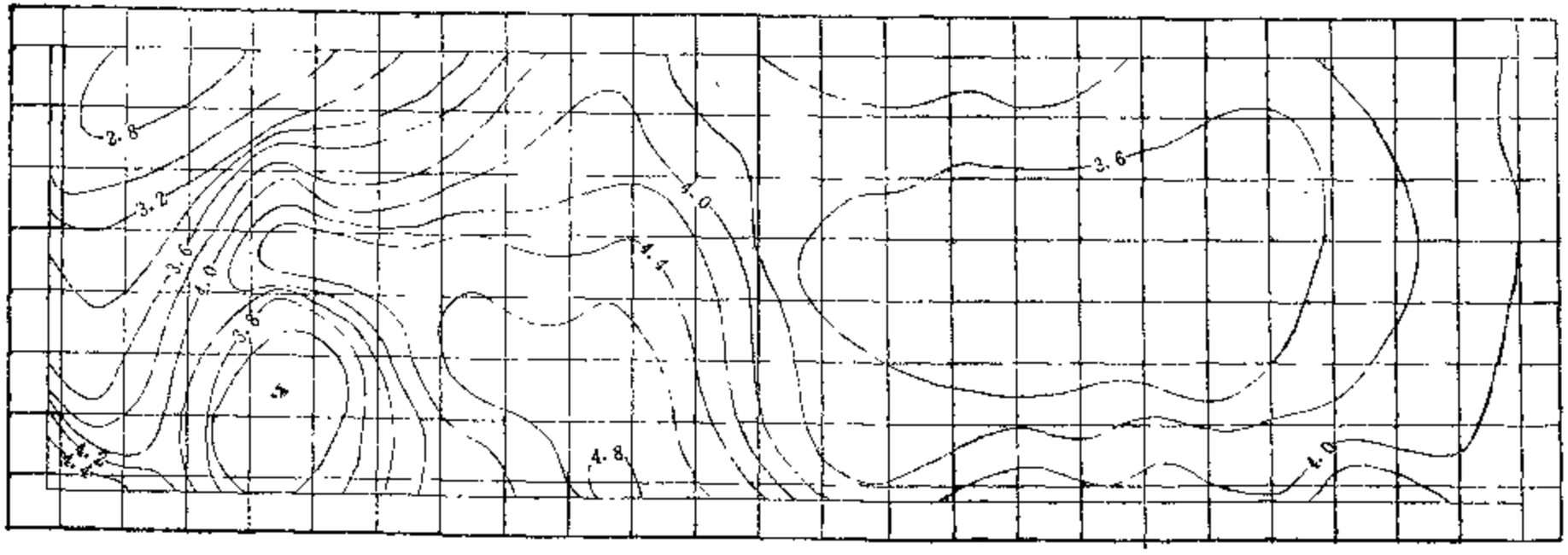


图 5.2 机场扩建工区淤泥厚度等值线图

单位：m

中灰岩极易识别。图 5.3 为该场地地层的探地雷达图像，该图明显表明了这一特征。图 5.4 为探地雷达测量结果绘制的基岩等深

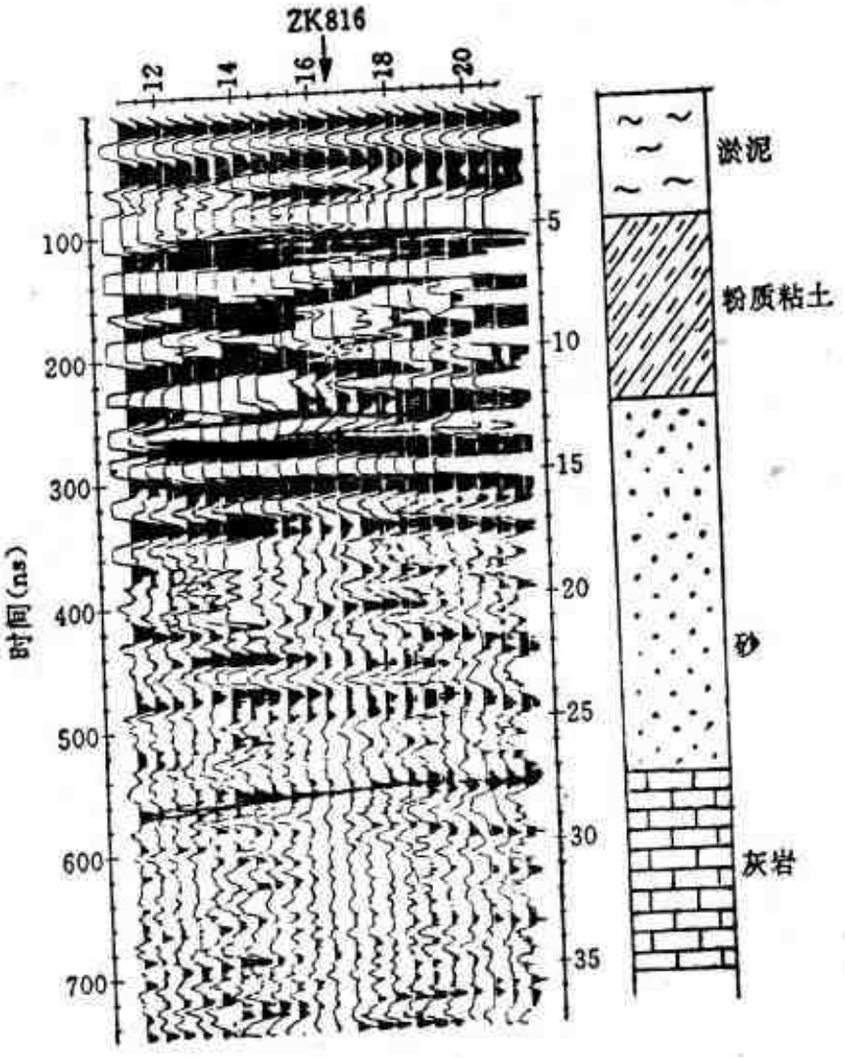


图 5.3　灰岩与覆盖地层的探地雷达图像

图。由图可知，该场地西北角为基岩深凹陷，基岩面深度变化最大处可达10m水平距离，基岩面高差可达19m。鉴于勘探成本，用钻探无法控制这类基岩面的变化。这一结果表明应用探地雷达探测基岩起伏效果明显。

三、岩溶地区探地雷达探测

岩溶（又称喀斯特）是指碳酸盐岩等可溶性岩层受水的化学和物理作用产生沟槽、裂隙和空洞，以及由于空洞顶板塌落使地表产生陷穴，洼地等现象和作用的总称。

岩溶勘察的主要目的在于查明对建筑场地和地基有影响的岩

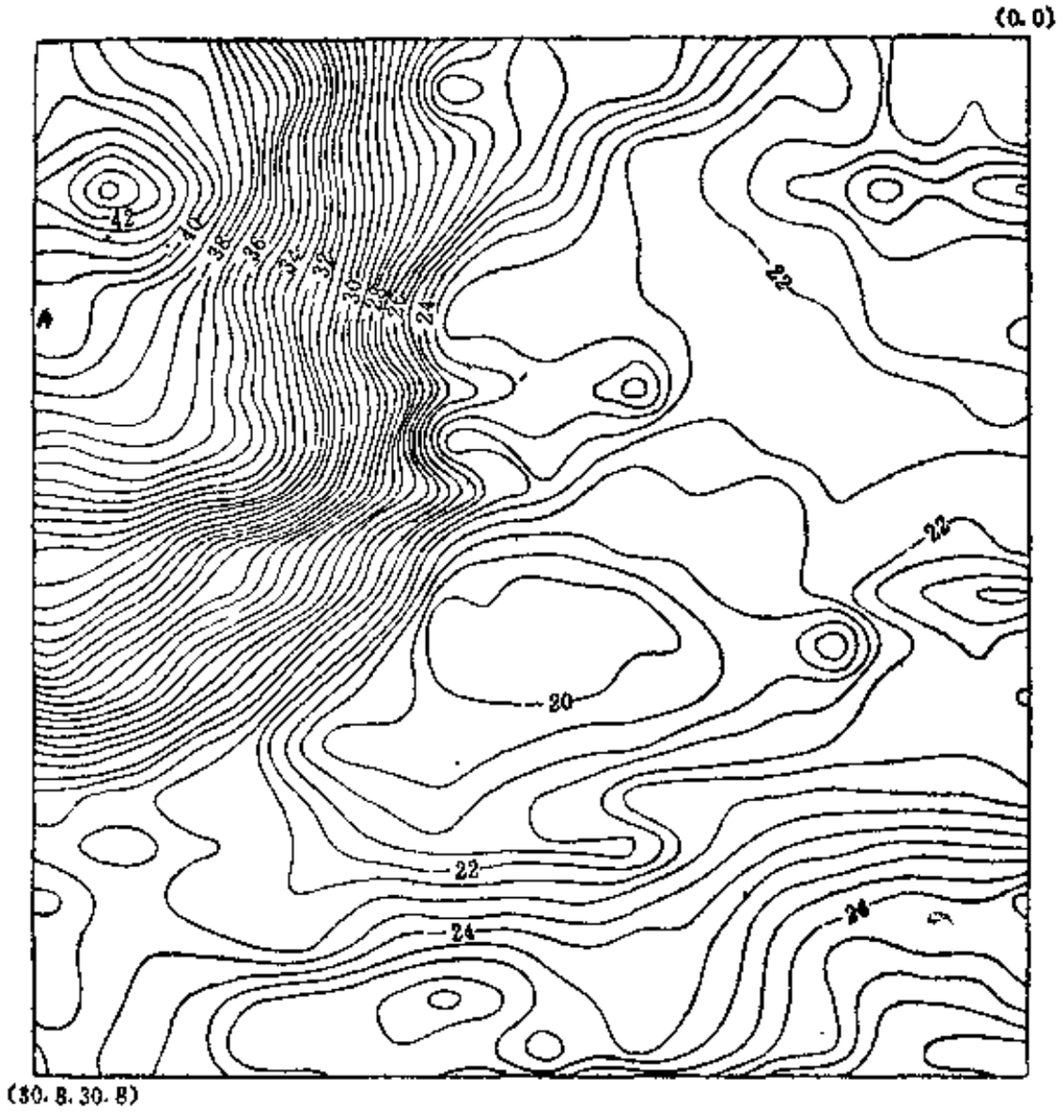


图 5.4　同德花园10栋基岩等深图

溶的发育规律和各种岩溶形态的分布、形状、规模。下面对各类岩溶的探地雷达特征加以描述。

1．节理裂隙岩溶

水对岩体的侵蚀一般自节理裂隙开始，岩溶本身往往就是裂隙扩大的结果，因此节理裂隙交叉处或密集带往往是岩溶发育带。

图5.5为湖北黄石某地裂隙溶蚀带的探地雷达图像。从图中可以看出地下 6 m以上为覆盖层，其下为灰岩。当灰岩致密无溶蚀特征时，基本上无雷达反射波存在；当灰岩中存在溶蚀裂隙并充水时，由于电性差异大，所以形成强反射波。在探地雷达确定

的裂隙岩溶处进行了钻探，钻探结果表明该处没见明显空洞。但该处岩体裂隙发育，钻孔漏水严重。因此证实该雷达图像是由地下水在裂隙发育带形成的裂隙岩溶。

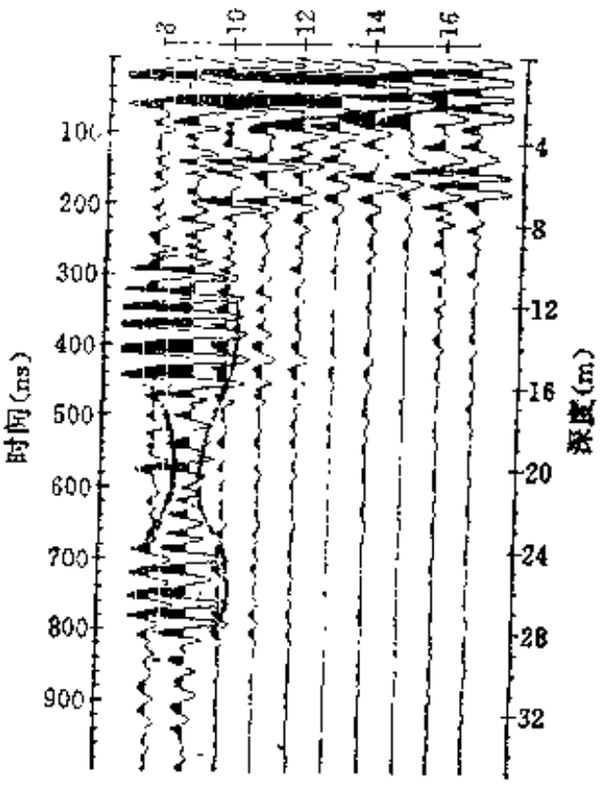


图 5.5　裂隙岩溶的探地雷达图像

2．溶蚀通道

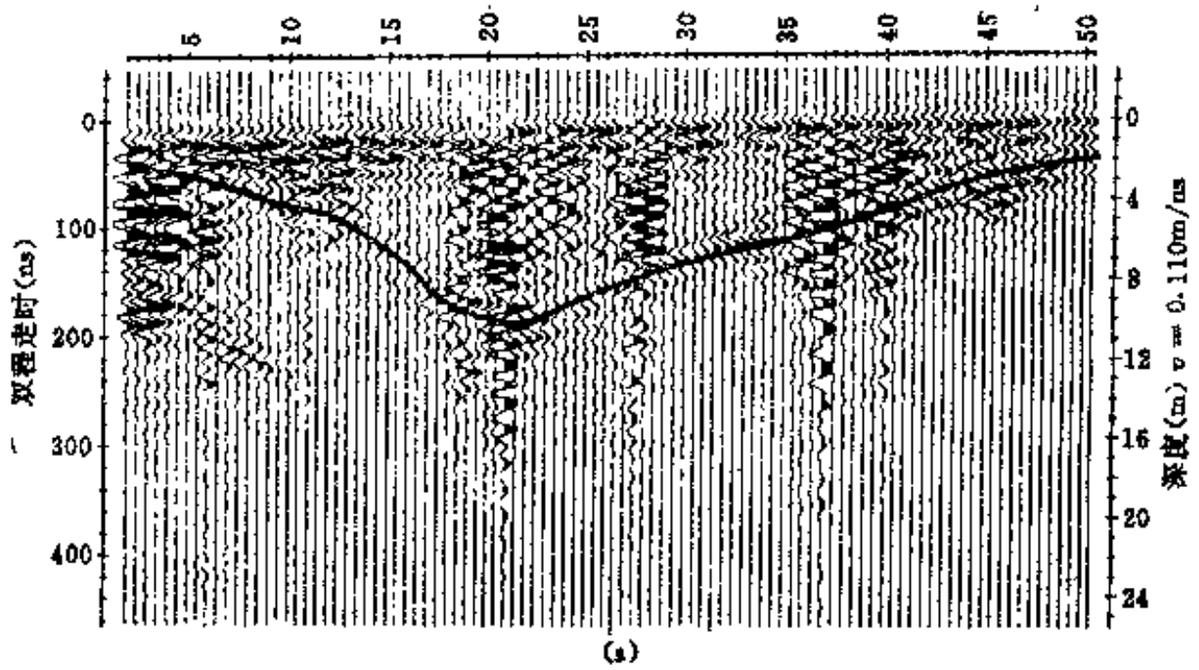
断裂带不仅本身是岩体中的破裂面，而且由于断裂作用引起两侧岩层裂隙发育，造成岩体严重破碎。断裂面构成了地下水的通道，在灰岩中这类断面会由于地下水的溶蚀形成断裂溶蚀带。

图5.6为广西天生桥水电站导水涵洞中沿分支涵洞拐弯处洞壁所得的探地雷达图像及其成果解释。由隧洞解释剖面可见，测线两侧可见溶蚀空洞，地质推断为一直的溶蚀通道。在雷达图像中可见一个弯曲的可追踪的强反射波同相轴，该强反射波应为溶蚀通道的反射波。探地雷达解释的溶蚀通道在图 5.6（b）中标出，该溶蚀通道应为断裂经地下水溶蚀而形成。由于断裂作用会在断裂面两侧产生裂隙，这些裂隙和溶蚀通道构成了水力联系，构成了通道两侧的溶蚀裂隙条带。因此在雷达图像中往往在溶蚀通道两侧可见反映溶蚀裂隙的强反射波垂直条带，该垂直条带基本上发育在溶蚀通道两侧 4 m以内。

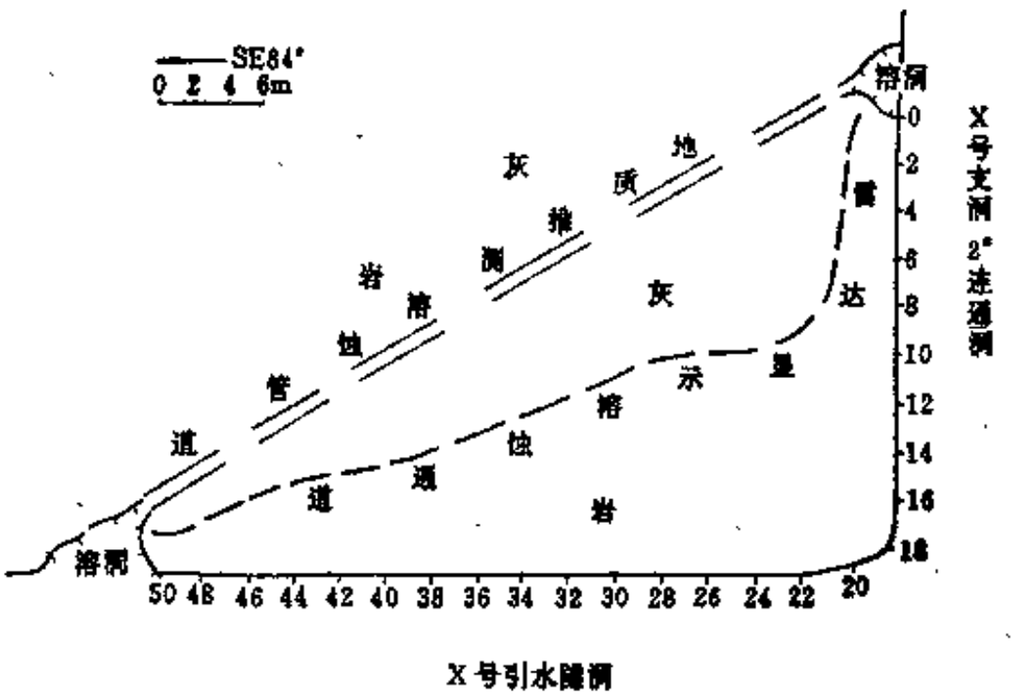
3．溶蚀沟槽

当灰岩长期出露地表时，灰岩表面遭受风化强度降低。当灰岩表面地形变化剧烈时，由于地表的大径流，会在表面强烈侵蚀形成溶沟，溶槽。

图5.7为广州花都市某地溶蚀沟的地质雷达图像。从图中可



(a)



(b)

图 5.6 溶蚀通道的探地雷达图像及其成果解释

（a）溶蚀通道的探地雷达图像；（b）成果解释

见在灰岩中反射波明显减弱，同相轴中断的区域。该特征为溶蚀沟的探地雷达图像特征。由于沟壁陡直，在地表接收不到来自沟壁的反射波。由于溶蚀在沟壁周界的灰岩中存在强反射波，因此溶蚀沟以强反射波为其周界。该处地下灰岩为石炭系灰岩，曾长

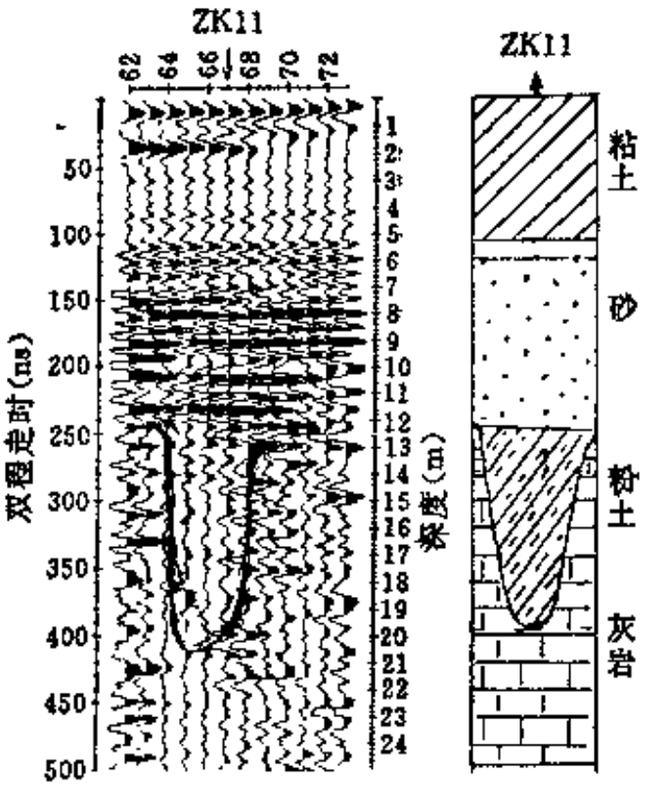


图 5.7　溶蚀沟的探地雷达图像

期出露地表并处在灰岩面的斜坡上，由于地表径流的侵蚀形成溶蚀沟。在地壳下降后，溶蚀沟为粉土所充填，并在其上覆盖河道沉积物。

4．溶洞与开口溶洞

溶洞是可溶岩中的空洞。对工程建筑影响最大的是可溶岩面附近的溶洞。当岩面覆盖易被冲蚀的渗透地层且岩溶与上覆地层存在水力联系时，这种水力联系加速岩溶发育。当岩溶顶部变薄不能支持上覆地层负荷时，就会发生塌落形成开口溶洞。在开口溶洞上方土体中存在被冲蚀，土体密度降低的现象，我们称为土体扰动。

图5.8为广州花都市某地的开口溶洞的探地雷达图像。该处覆盖层为细颗粒粉砂，有一定渗透性，其下为灰岩。灰岩面附近岩溶发育，在灰岩面可见不规则强反射波。在强反射波所围的区域内有一组周期短细密弱反射波。该反射波组特征与上覆地层反射波特征类似，这表明灰岩中空洞已被上覆地层冲蚀的土体所充

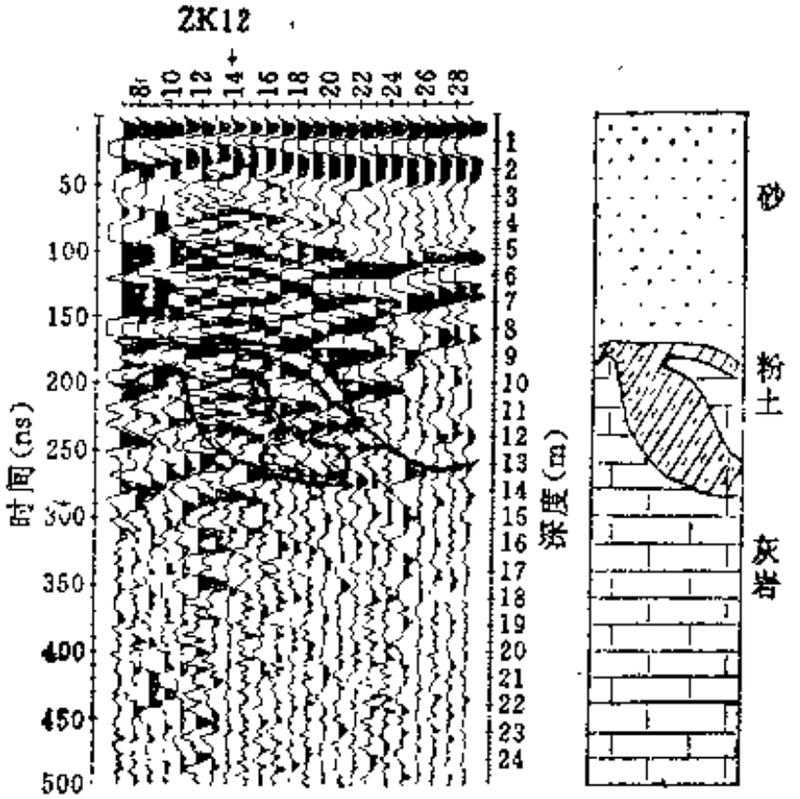


图 5.8 开口溶洞的探地雷达图像

填。由于开口溶洞上方土体已遭冲蚀，因而其反射波形态与周围土层的反射波形态不同，表明上覆地层已遭扰动。扰动土层与冲填溶洞构成了开口溶洞特征。这类岩溶使上覆地层承载力明显降低，容易引起坍塌。在岩溶地区勘查中这类开口溶洞更应引起注意。

四、花岗岩风化带划分

当花岗岩长期出露地表时，岩体会遭受风化。一般来说岩体风化带可划分为全风化带、强风化带、弱风化带与完整岩体。全风化带岩体结构彻底遭受破坏，岩体已风化成均匀的细颗粒物质。全风化带由于粒度均一，雷达反射波很弱甚至消失，反射波同相轴连续。强风化带岩体结构基本破坏，岩体破裂成大小不一的碎块。由于粒度的不均一性，强风化带内反射波强度加大，反射波同相轴连续性变差。弱风化带岩体基本结构没改变，但存在风化裂隙。岩体基本完整均一，因此反射波很弱，反射波周期加大，形成稀疏弱反射波，只有在局部风化裂隙处才可见明显反射

波。由于岩体完整常常可作为建筑物基础的持力层。图 5.9 为深圳某地花岗岩风化带的探地雷达图像，图中雷达反射波的特征清晰显示了花岗岩的分带性。

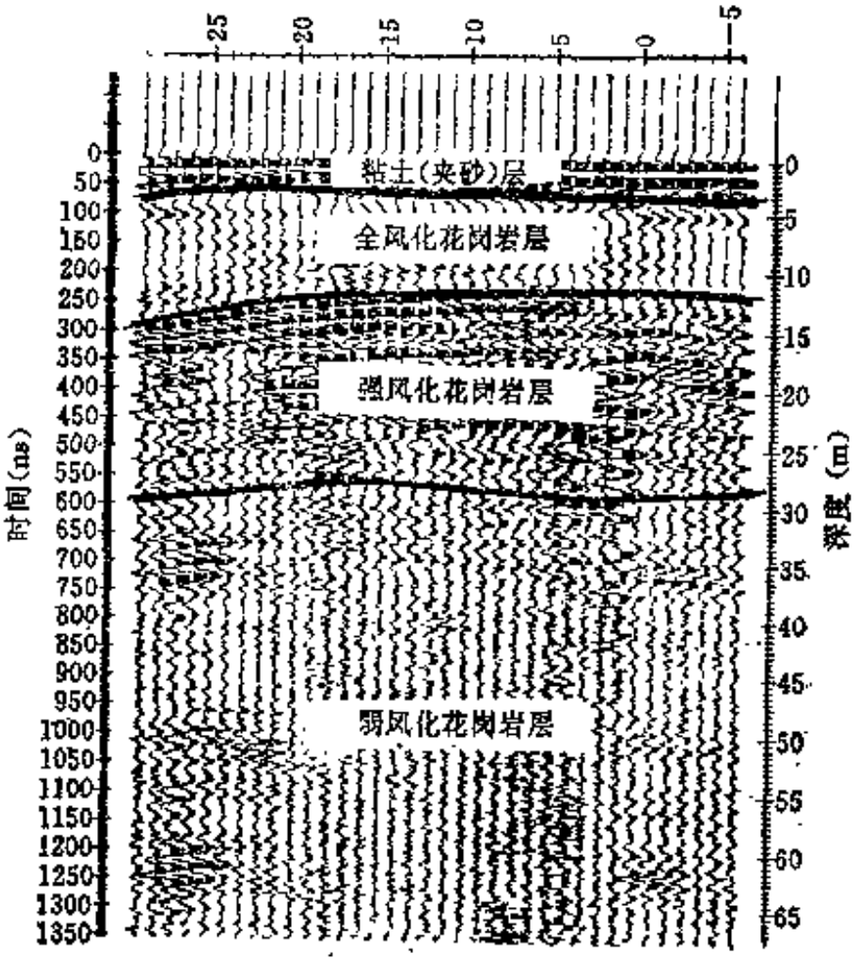


图 5.9　花岗岩风化带的探地雷达图像

§2　探地雷达在滑坡调查研究中的应用

滑坡指组成斜坡的部分岩体突然或逐渐断开并在重力作用下或多或少地保持内部结构沿着贯通的剪切破坏面（带）产生以水平运动为主的一种地质现象。影响边坡稳定性因素相当复杂，总的讲可分为地质因素和非地质因素两大类。前者是滑坡发生的物质基础，是内因；后者则为滑坡的发生提供了外部动力因素或触发条件，是外因。影响边坡稳定性的地质因素包括边坡岩土体的结构特性，水文地质条件和地应力等。非地质因素包括气候因

素、地震活动和人类活动因素等。滑体成因的地质因素可以用地球物理方法加以研究，这就构成了探地雷达研究滑坡的前提。

一、滑体结构研究

岩土体的结构特性能综合反映滑坡形成特点，是滑坡研究的重要内容。下面以襄樊岘山垭公路滑坡为例，说明探地雷达在岩土体结构研究中的作用。

襄樊岘山垭公路滑坡的滑体是由灰岩风化而形成的。风化作用的开始形成一些粗大的岩屑，风化最终产物为粘土。土体自上而下由于经受风化程度不同，导致自上而下各亚层的物质组成，结构略有差异。上部地层风化程度高，粘土颗粒细，其中碎石含量少；而下部地层风化程度相对较低，其中碎石含量增加，粒度变粗。造成土体上部土层相对滞水，而下部地层相对渗水。由于基岩面的坡度与滑坡地形坡度的一致性，造成滑体从上到下含水量的差异。面地层中会水率的变化是影响电磁波传播速度的主要因素，这是因为地层介质的电磁波传播速度 v 与介质的相对介电常数 ε_r 有如下关系

$$v=\frac{C}{\sqrt{\varepsilon_r}} \qquad (5-1)$$

式中 C 为真空中的电磁波传播速度，$C=0.3\,\mathrm{m/ns}$。介质的介电常数 ε_r 不仅与介质本身的性质有关，而且与介质中含水率 n 有如下近似关系

$$\varepsilon_r=(1-\phi)\varepsilon_{mr}+n\cdot\varepsilon_{wr}+(\phi-n)\varepsilon_0 \qquad (5-2)$$

式中 ε_{mr} 为介质中骨架的相对介电常数；ε_{wr} 为水的相对介电常数；ε_0 为空气相对介电常数，$\varepsilon_0=1$；ϕ 为地层介质的总孔隙度。对于常见残积土 $\varepsilon_{mr}=5-15$，而 $\varepsilon_{wr}=81$。由上式可以看出，含水率 n 的较小变化，可以引起介质的 ε_r 值的较大变化。含水率的增加必然使介质的 ε_r 值增大，从而使介质的电磁波速度下降。根据波速 v、波长 λ、频率 f 三者的关系

$$\lambda=v/f$$

可知，当发射信号频率一定时，随地层介质波速增加，接收天线

所接收到的反射波波长加大；反之，当地层介质的波速降低时，反射波的波长变小。这一特征反映在地质雷达记录的剖面上，波速低的介质层，雷达反射波形的脉宽小，呈细密锯齿状；当地层波速加大时，雷达反射波形的脉宽亦相应加大。

图5.10为岘山垭滑体风化残积土的探地雷达图像，图像清楚显示了从上到下残积土中反射波脉冲宽度逐渐加大，地层颗粒度变粗。残积土这种粒度特征导致了从上到下地层透水性增加，从而形成地表土层与基岩弱透水层之间相对透水的地层，造成了地下水沿基岩面向斜坡下的流动，雨季在滑体坡脚常见有水从地层中渗出证实了这种水流的存在。这样一种沿层面向斜坡下流动的地下水增加了土体的不稳定性。

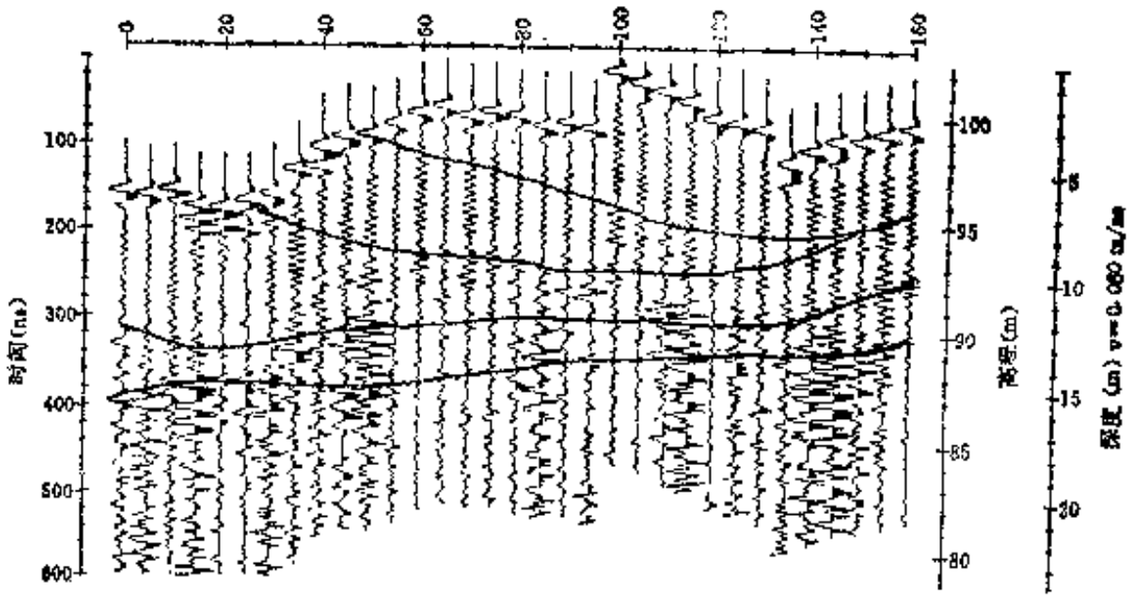


图 5.10　岘山垭滑体风化残积土的地质雷达图像

二、滑动面（带）的研究

在滑动面（带）上由于受强挤压剪切力的作用，滑动面(带)上的岩土结构发生了很大变化，岩土的内在联系受到破坏，常成糜棱状，滑动面上岩土含水率和矿化度都增高了，从而使滑面的介电常数与导电率相对上下地层增高，形成一个强电磁波反射界面，因此在探地雷达图像中可以清晰见到这种特征。不同物质组分的滑体的滑面特征是不同的，下面分别加以论述。

1．残积土滑体的滑动面特征

残积土滑体的滑床基本由基岩组成。位于基岩面上的风化产物颗粒相对粗，渗水性好，介电常数小。基岩本身由于孔隙率小，介电常数亦小。滑面岩土在滑体重力产生的挤压剪切力作用下成糜棱状，使滑带含水率增高，介电常数增加，于是滑带与上下介质的差异加大构成一个强电磁反射界面。土体本身由于内聚力保持一定完整性，因此滑体内反射波同相轴基本连续。在采用扣除背景值的探地雷达图像中，滑动带呈清晰强反射波。图5.11为襄樊岘山垭滑坡残积土滑体的滑动面的探地雷达图像，图像中滑面清楚显示了上述特征。

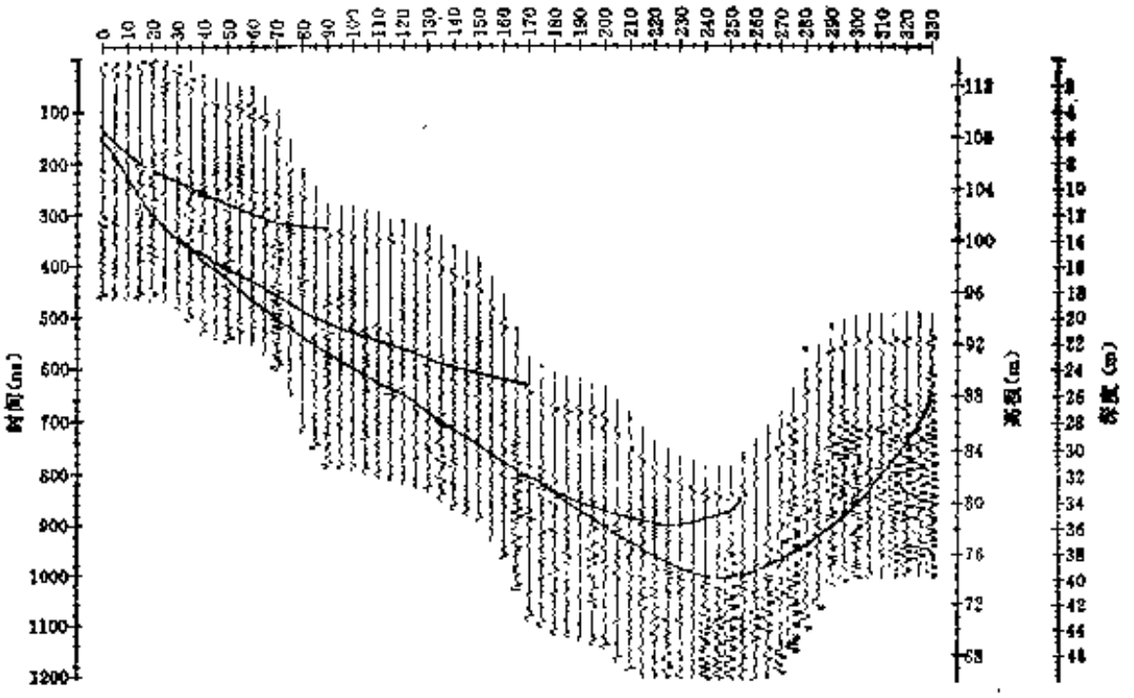


图 5.11　残积土滑体的滑动面地质雷达图像

2．碎石类滑体的滑动带特征

碎石类滑坡处于断裂、褶皱发育地段。滑床由完整的基岩组成，滑带由断裂、褶皱形成的结构面组成。湖北巴东新城滑坡就是这种滑坡的实例，该滑坡是一个古滑体。基岩由二叠系的砂质泥岩与泥灰岩组成。由于受到褶皱构造影响，在基岩面上覆盖有碎裂岩与块裂岩。该滑体地表覆盖有第四系残积土。滑体呈多层结构，滑带基本沿褶皱构造形成的断裂面。在断裂与滑体滑动的

双重作用下，滑带岩石结构受到严重破坏，从而形成较宽的强反射面。当断裂跨越地层界面时，滑带两侧反射波同相轴错断。虽然滑带基本沿坡面向下，但在个别地段由于断裂面不规则形成鞍状滑面特征，明显地不同于土体滑坡。图5.12为巴东新城滑坡中的一段剖面的探地雷达图像。图中所示的第一滑体滑动带清楚显示了上述特点。

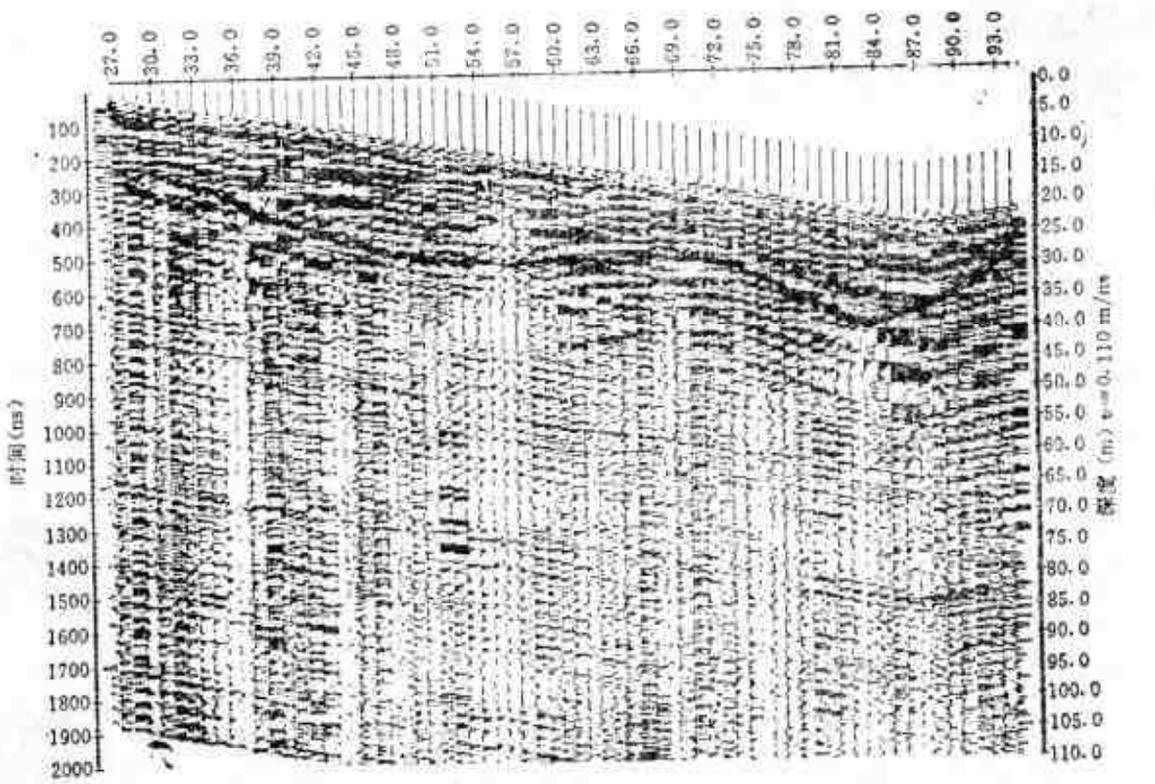


图 5.12 巴东新城滑坡地质雷达图像

3．软土中工程滑坡的滑动面特征

软土包括淤泥、粘土及部分粉质粘土，一般为湖相或海相沉积，这些第四系沉积一般都处在低洼处，没经历过构造运动，在自然状态下不会形成滑坡。但随着人类活动，特别是大型工程的基坑开挖，使这类软土出露在陡坎面上，引起了软土中的应力不平衡。这种软土地层抗剪切力极差，极易剪切滑动，从而使上覆地层向应力失衡方向移动，形成滑坡。这种滑动面常常切过上覆地层面延伸到地表。在横切滑体主轴方向的剖面上，可由探地雷达图像中反射波同相轴的错断判别软土滑坡滑动面的位置与形态。

上海广灵四路滑坡属于这种类型滑坡。上海污水合流工程在跨越一条河道时，施工单位抽水开挖河道，形成临河陡坎。滑体土层自上到下由灰色粉质粘土、灰色淤泥质粘土及灰色粘土组成。而灰色淤泥质粘土和灰色粘土饱和含水，流塑性高。在临河区有居民住宅建筑，正常状态下，地层的切向应力处于相对平衡状态。河道开挖形成的陡坎使切向应力失衡，引起软土地层滑动，造成最靠近的一幢四层楼楼房开裂。图5.13为横切滑体剖面的探地雷达图像，可清楚见到滑动面处反射波同相轴明显错断。

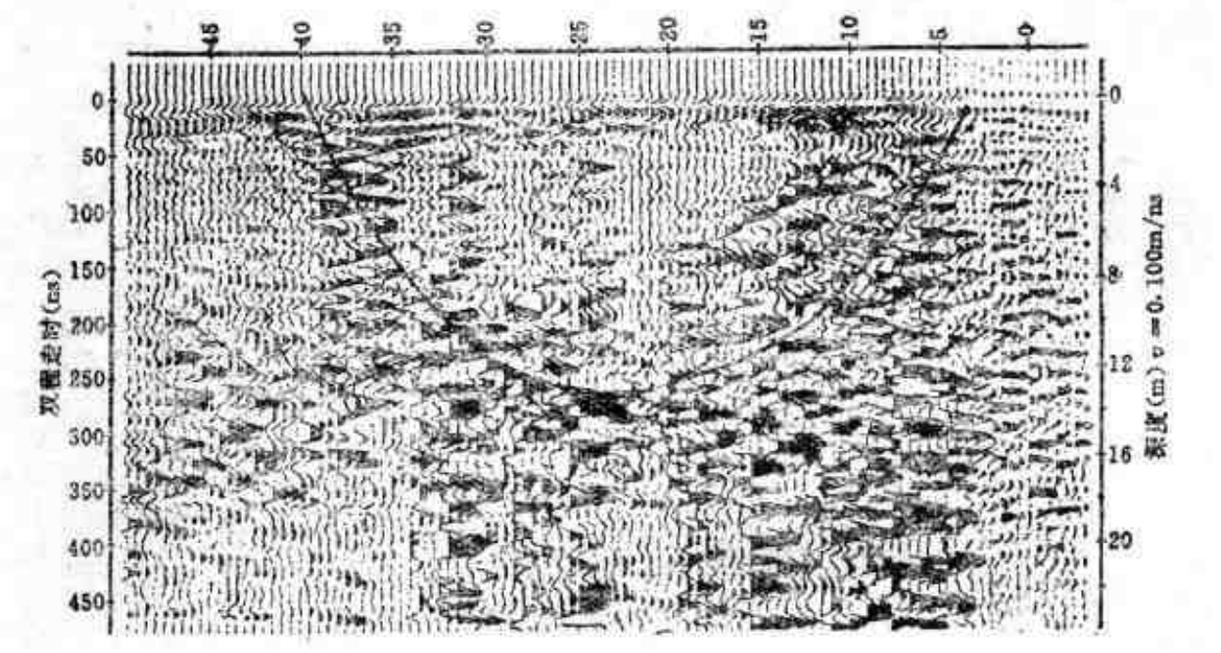


图 5.13 广灵路滑波地质雷达图像

三、滑体形态的研究

滑坡形成于各种各样的地质环境，并表现为各种不同的形式和特征。滑坡研究中滑坡分类的目的在于对滑坡作用的各种环境和现象特征以及产生滑坡的各种因素进行归纳以便正确反映滑坡作用的规律。在实际工作中，常利用科学的滑坡分类去指导勘察工作，衡量和鉴别给定地区产生滑坡的可能性，预测斜坡的稳定性以及制定相应的预防措施。不同类型滑坡往往有其独特的滑坡形态，因此研究滑体的形态对滑体类型判别有重要意义。

对残积土陡坡顺层滑动的滑体，美国 R·L· 舒斯特建立一个滑体形态模式（见图5.14）。滑体模型中显著的特点是裂缝带的

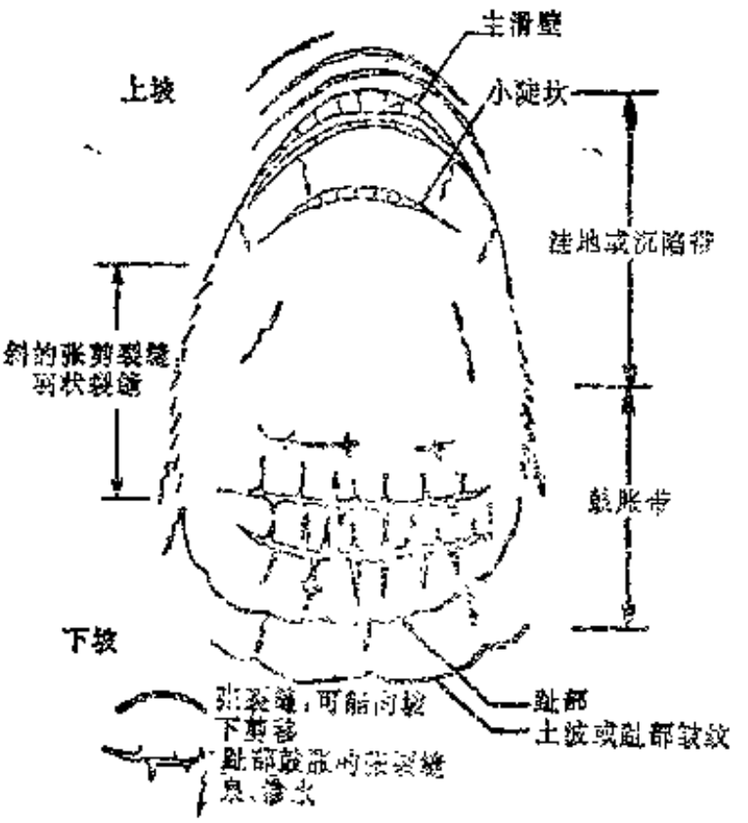


图 5.14　裂缝、鼓胀、破裂壁和泉

存在。这类滑体往往在头部由拉伸应力形成头部张裂缝，在滑体趾部由于滑体剪出形成趾部鼓胀缝。这些裂缝发育带透水性强，介质的含水率低；裂缝形成的空隙在空间分布无规律。因此在探地雷达图像上这些裂缝带形成与周围反射波同相轴不相连的杂乱反射波。图5.15是这些反射波的探地雷达图像。在水平位置55—70m接近滑面深度还可见到隐伏裂隙发育的部位。隐伏裂隙带随时间的变化状况可作为滑体应力变化监测的一个重要内容。

除了裂缝发育带外，滑体剪出口的特征为滑体周界的确定起到重要作用。滑体的剪出口为地下水汇集带，含水率大大增加，电阻率降低，使剪出口处电磁波被强烈吸收，反映在雷达图像中，剪出口处相对周围地带反射波明显减弱甚至消失(见图5.11)。

探地雷达是一种便携式地球物理装备，工作效率高，适用于面积勘查。在各剖面探地雷达图像基础上构筑的滑坡综合成果图如图5.16。由图可以发现襄樊岘山垭滑坡的实测结果与图5.14所示的残积土陡坡顺层滑坡体的形态模式极其相似。这就为滑坡体

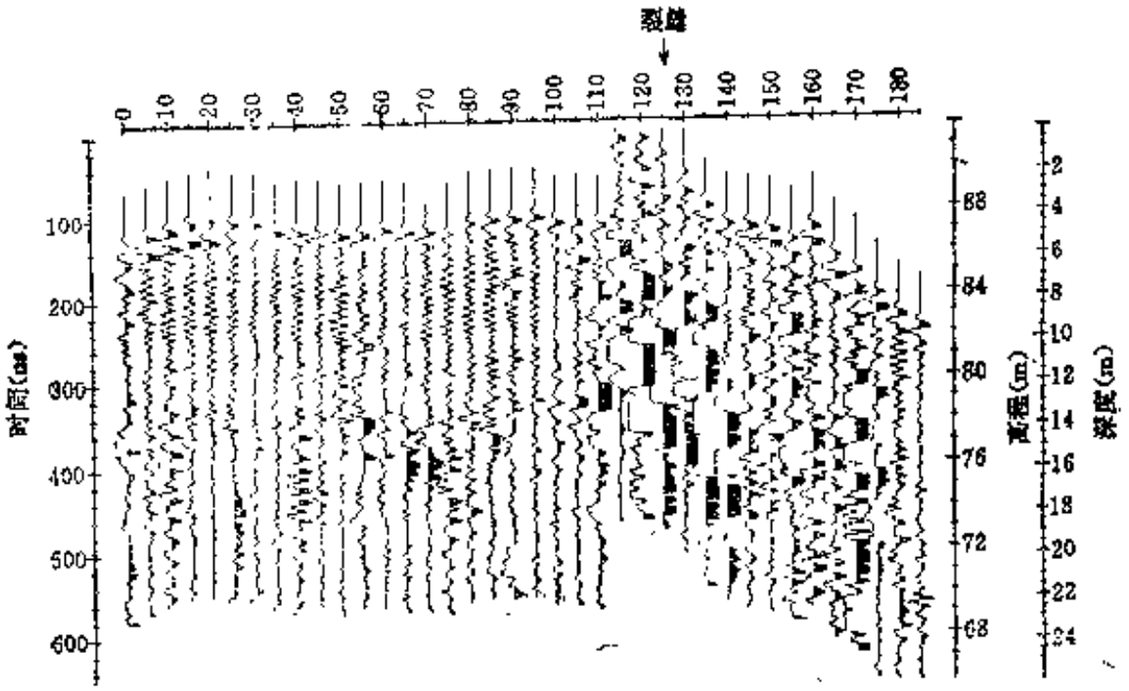


图 5.15　残积土滑体内裂缝地质雷达图像特征

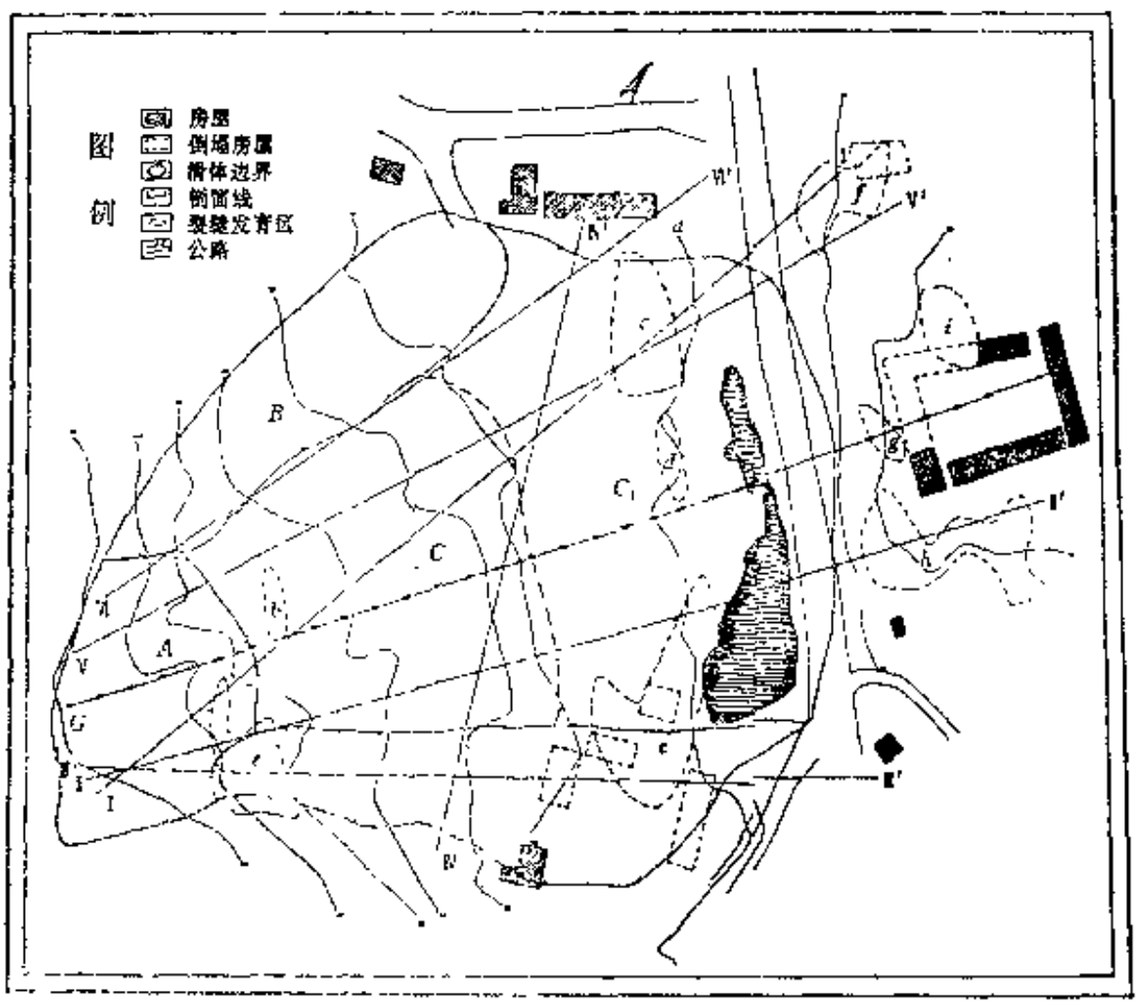


图 5.16　岘山垭滑坡综合成果图

类型研究提供一个重要手段。

上述论述仅限于我们所进行的工作，其结果表明了下述二点结论：

1．滑坡有其独特的地质-地球物理特征，这些特征构成了探地雷达研究滑坡的物性前提；

2．探地雷达研究滑体结构、滑动面（带）的形态与滑体形态的成功尝试，将促进探地雷达在滑坡研究中的应用。

§3 公路工程质量检测的探地雷达技术

公路运输能实现点到点的直达运输，无须中转环节，实现了运输的高效率，因此高等级公路通车里程已成为一个国家经济发达的标志。

我国改革开放以来，高等级公路建设突飞猛进，但原有的应用钻探抽芯或开挖抽样的公路质量检查方法不仅效率低，代表性差，而且对公路有破坏，为此极需发展快速、简便、有效的公路质量无损检测技术。世界上各国都对公路无损检测技术提出了规定，美国测试与材料学会（ASTM）、国际标准组织（ISO）、英国标准研究院（BSI）提出公路无损检测方法必须满足下列条件：（1）它们必须能精确确定缺陷区的形状、大小和深度；(2)它们必须是无损的；（3）它们必须能在大范围内进行检测与定位；（4）它们必须是劳力省、装备轻；（5）它们必须不受周围环境影响；（6）它们必须方便使用者。

探地雷达是一种能满足上述要求的公路无损检测技术，现在已在国内外得到广泛的应用。表 5.1 给出了探地雷达测量参数与公路测试项目的关系。表中还以优先权形式（1 为最高，5 为最低）给出了探地雷达最适宜进行的公路测试项目，* 表示该项目测试与雷达测量参数的关系。目前国内外已有用于公路探测的商用探地雷达技术，并正在研制新一代适用于公路探测的探地雷达

技术。

表 5.1 公路测试项目与探地雷达测量参数关系

测试项目 \ 测量参数	优先权 1最高 5最低	雷达测量参数			
		介电常数	速度	反射系数	吸收系数
公路厚度	1	*	*	*	
路基厚度	1	*	*	*	
材质	1	*	*		*
空洞	1	*			*
裂缝	1	*		*	*
湿度（自由孔隙）	2	*		*	*
湿度（封闭孔隙）	2	*		*	*

一、公路路面厚度检测

公路路面厚度检测是公路无损检测的主要内容之一。一般简易路面厚10—20cm，高等级公路路面厚20—30 cm，机场跑道路面厚 40 cm，这就要求公路路面厚度检测有较高的垂向分辨率。路面厚度检测的误差<1cm，要求检测方法确定厚度精度高。因此应用于公路路面厚度检测的探地雷达必须具有高分辨率与高计厚精度。

1．分辨率

对时域探地雷达而言，分辨率是区分时间上相互紧靠的两个信号的能力。这取决于发射脉冲在时间上的持续度，俗称子波长度。当路面材料的电磁波传播速度不变时，子波波长取决于使用频率。根据 Widess 的试验，得到不同厚度介质的反射脉冲回波形态，可以得出当介质厚度大于子波波长的 1/4 时，可以为探地雷达分辨出。一般公路路面的介质为水泥或沥青，电磁波传播速度约0.1—0.12m/ns。表 5.2 为不同频率的子波波长与分辨率。从表5.2可以看出用于20cm 厚度以上路面检测的探地雷达应该使用200MHz 以上中心频率天线。

2．采样率

表 5.2 不同频率的子波波长及分辨率

频率（MHz）	100	200	500	900	1000
子波长度(ns)	10.0	5.0	2.0	1.1	1.0
分辨率（m）	0.25—0.30	0.13—0.15	0.05—0.06	0.03	0.03

采样率是记录的反射波采样点之间的时间间隔。为保证路面检测精度达 1 cm，采样率$\Delta t=1/v$，对速度 $v=0.1$—0.12cm/ns，采样率$\Delta t=0.083$—0.1 ns。对SIR 系统采样率用样点数/扫描表示，则

$$\text{样点数/扫描}=\text{时窗}/\Delta t$$

3．实例

为了检验探地雷达对公路路面厚度的探测能力，应用美国SIR探地雷达系统在河北廊坊南门外公路三个已知水泥路面厚度（21.3—24.7 cm）地段（农机公司、富友商店、福友粮油站）与中国地质大学图书馆前简易路面（厚 8 cm）上进行了试测。为了能分辨这种路面厚度，选用500MHz天线与 900 MHz 天线。用10—15ns时窗，每次扫描采样点数为512个，采样率 $\Delta t=0.0196$—0.0292 ns，满足路面厚度分辨精度 1 cm 对采样率的要求。由于使用单天线测量，为获得水泥的电磁波速度，须采用统计方法。图5.17为900MHz 天线各对照路段双倍路面厚度与路面底界反射波双程走时 t 的关系图。图5.18为500MHz 天线各对照路段双倍路面厚度与路面底界反射波双程走时t的关系图。由 $v=2D/t$，统计得 900 MHz 下水泥路面的速度 $v=0.120$ m/ns（相关系数0.996），500MHz 水泥路面的速度 $v=0.126$ m/ns（相关系数0.889）。由上述速度分别计算各对照点的测量厚度与实际厚度列于表5.3。

4．结论与建议

上述结果表明使用500MHz 与 900MHz 天线能分辨厚度精度

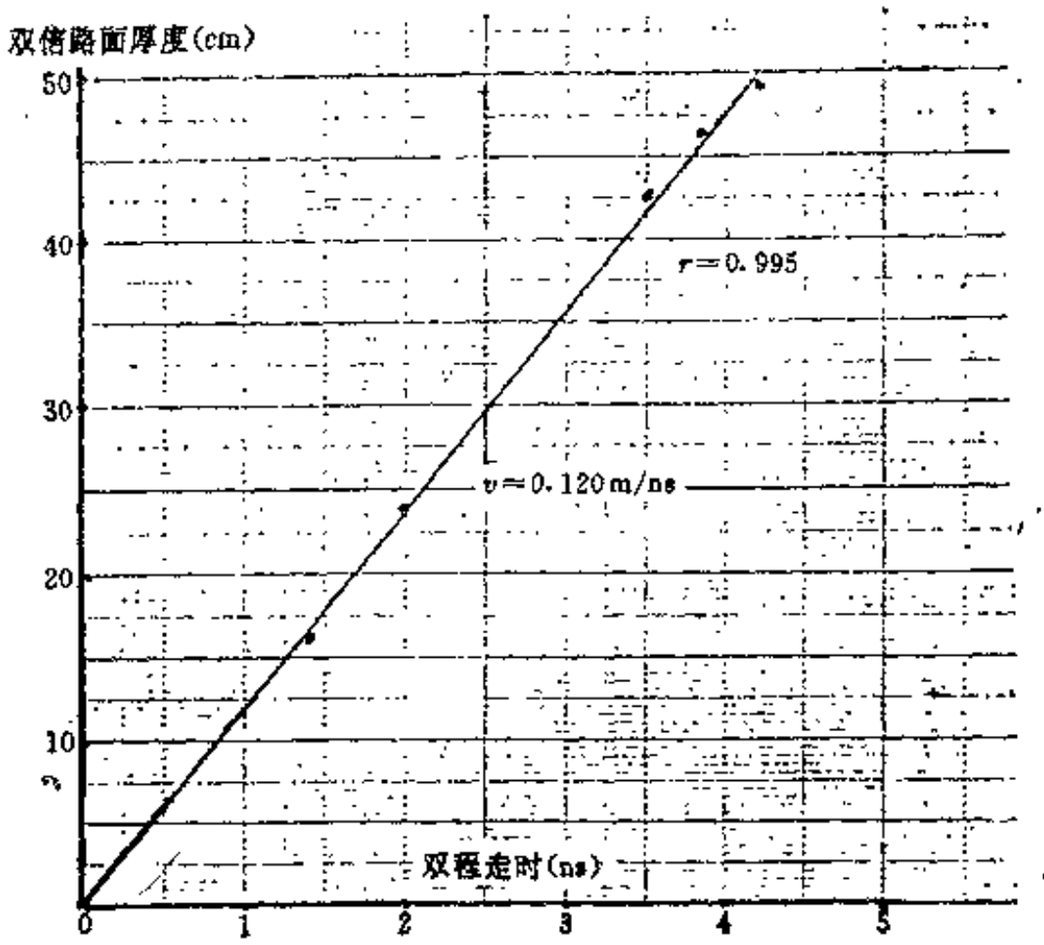


图 5.17 900MHz天线各对照路段双倍路面厚度与双程走时关系图

表 5.3 各对照点测量厚度与实际厚度对照表

对照地点	实际厚度 (cm)	900MHz 测量厚度 (cm)	误差 (cm)	500 MHz 测量厚度 (cm)	误差 (cm)
廊坊福友粮油站	23.2	23.0	−0.2	22.2	−0.1
廊坊农机公司	21.3	21.0	−0.3	20.9	−0.4
廊坊富友商店	24.7	25.2	+0.5	24.3	−0.4
地大图书馆	8	8.4	+0.4	9.50	1.45

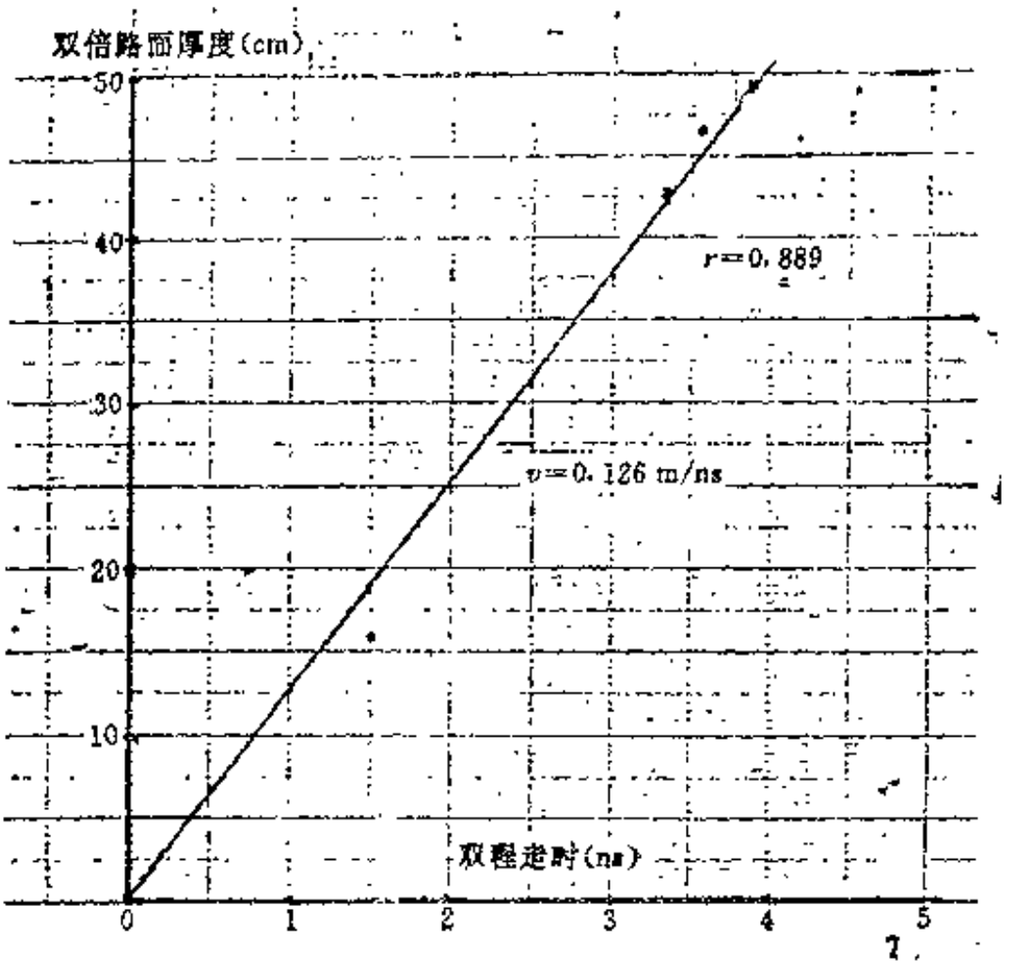


图 5.18 500MHz 天线各对照路段双倍路面厚度与双程走时关系图

>8 cm 的公路路面，但使用频率不同，路面厚度的分辨精度不同。使用900MHz 天线，所得各对照点路面厚度与路面底界反射波双程走时之间的相关性高（相关系数 $r=0.996$），由统计所得电磁波速度$v=0.120$m/ns，接近国内外给出的水泥路面的电磁波速度。由该速度计算各点的路面厚度与实际值之差不大于0.5cm，计厚精度高。使用500MHz 天线所得的各对照点路面厚度与路面底界反射波双程走时之间的相关性稍低（相关系数 $r=0.889$），由统计所得的电磁波速度 $v=0.126$ m/ns 偏高。当路面厚度>20cm时，由该速度计算所得路面厚度与实际值绝对误差不大于 1 cm，满足计算精度要求。但当路面厚度为 8 cm 时，绝对误差达1.5cm，超出公路路面厚度检测对路面计厚的精度。这是因为500MHz天线的子波长度大，对界面划分精度降低。因此建议

在公路路面厚度检测时，尽量使用中心频率高的天线（>500 MHz），特别是当路面厚度为10cm 左右时，应尽量使用>900MHz 天线。

二、公路路面密度的检测

我们主要想利用地质雷达测定路面的吸收系数来确定路面的密实度。由于路面电导率小，探地雷达的使用频率又很高，因此有$\sigma/\omega\varepsilon\ll1$，于是

$$\beta=\frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

对于非磁性介质$\mu=\mu_0$（真空的磁导系数），吸收系数取决于介质的电导率σ与介电常数ε。对于公路路面来说主要取决于路面的孔隙率（密实度）。于是可根据吸收系数与密实度的相关系数来测定公路路面的质量。

1．宽角法测定吸收系数

双天线探地雷达置于地面时，接收天线可接收到三种电磁波：在地表沿空气传播的直达波；沿地表介质传播的地表波及来自地下介质界面的反射波。当天线间距r与波长λ之比大于1时，地表波强度E_d

$$E_d=\frac{\omega^2\mu p}{4\pi r}e^{j\alpha r}\cdot e^{-\beta r}$$

取E_d的振幅值，即舍去相位项$e^{\alpha r}$，在上式两边取自然对数，则有

$$\ln(rE_{d\max})=A-\beta r$$

当频率确定后，$A=\ln(\omega^2\mu p/4\pi)$为常数，于是根据地表直达波最大值随距离变化就可以求得β值。

2．实例

使用加拿大 pulse EKKO Ⅳ探地雷达在中国地质大学（武汉）校园道路上与古地磁实验室的便道进行宽角测量。图5.19为宽角测量的探地雷达图像。图5.20为二种道路$\ln(rE_{d\max})$与r的关系曲线。由图得

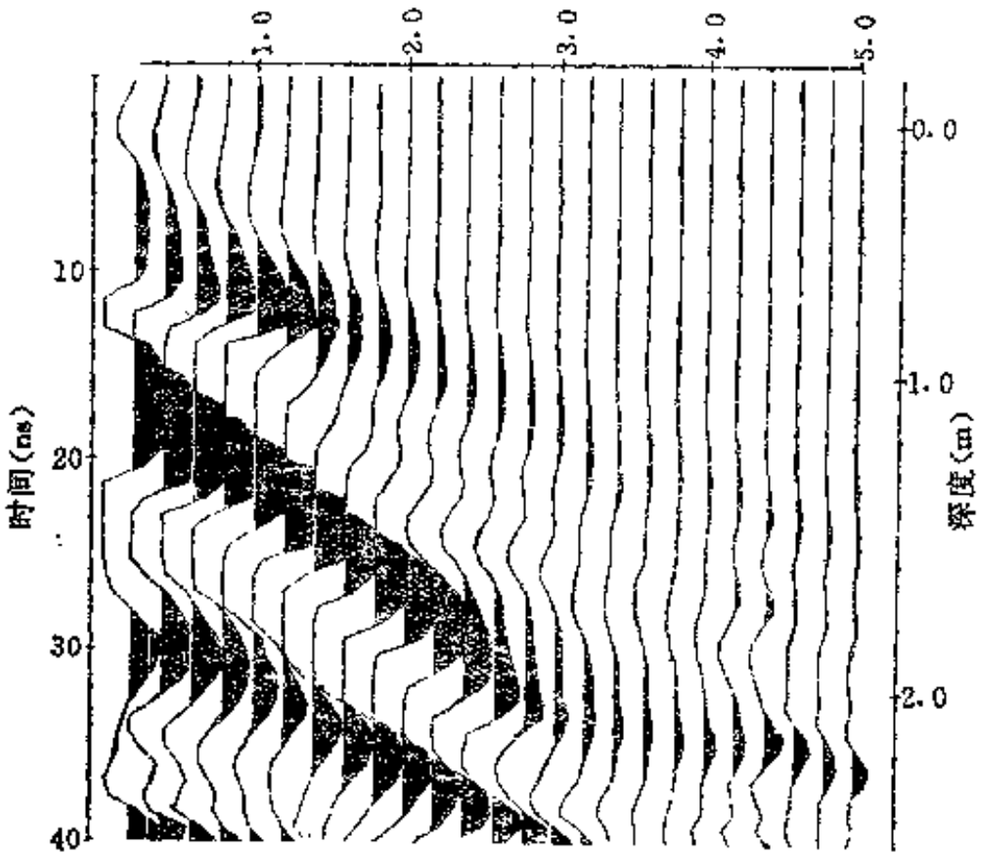


图 5.19　宽角测量探地雷达图像

道路

$$E_d=\frac{A}{r}e^{-1.20r}$$

简易路面

$$E_d=\frac{A}{r}e^{-1.60r}$$

式中 A 为常数。上述结果表明道路 $\beta=1.20$ 要比简易路面 $\beta=1.60$小，这表明道路的密实度要高于简易路面。

三、路基与路基缺陷的调查

公路在修筑过程中已对路基进行处理，随着公路投入使用，路基介质经历压实或其他外来扰动影响，使原来软弱地基发生变化，这类缺陷会引起公路陷落。造成公路事故。监测这类软弱地基变化，将有利于提高公路运输的安全性。

1．软弱路基段的监测

深圳深南大道福田段跨越一个河道。在公路路基修筑时，在

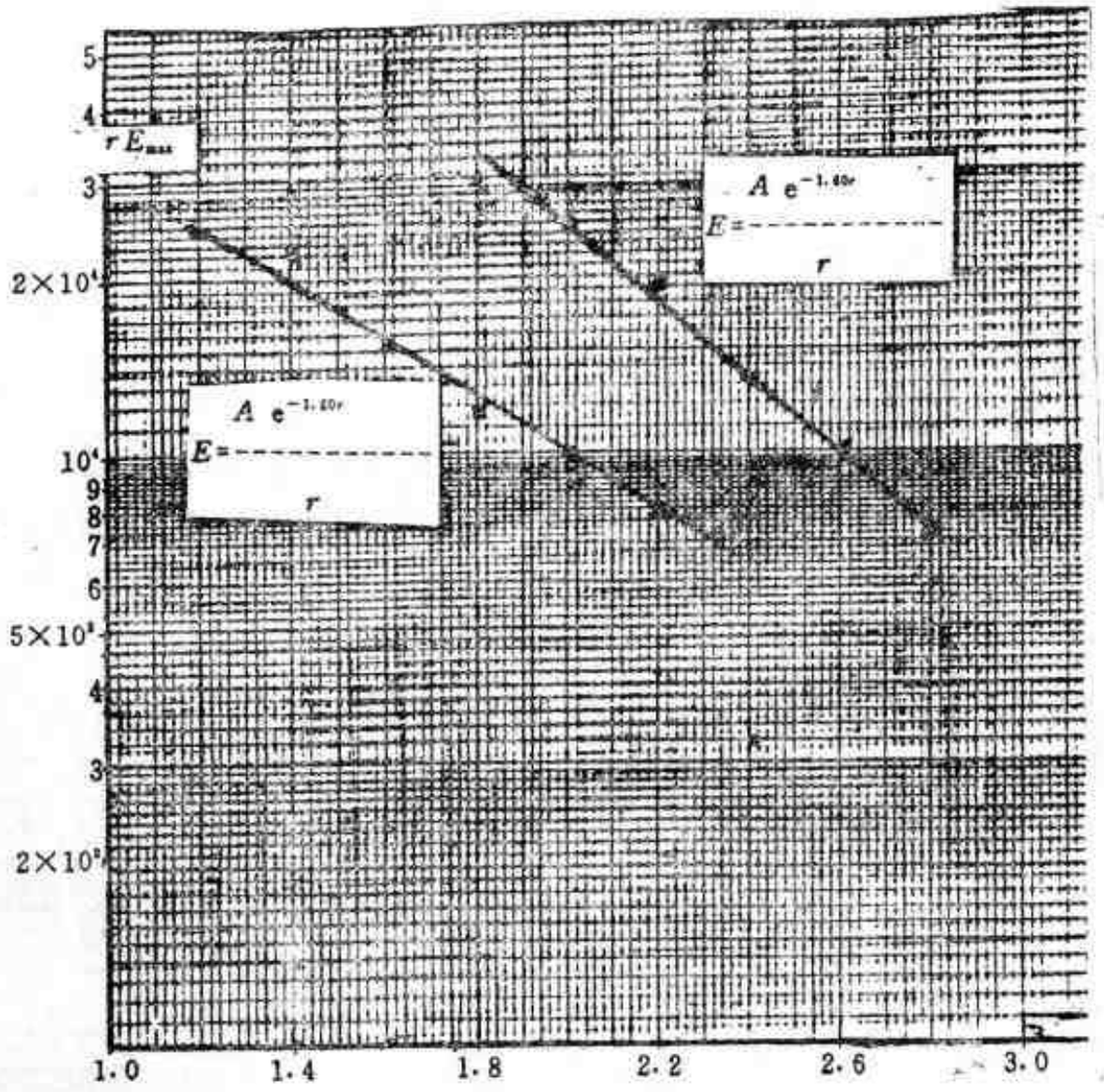


图 5.20 两种道路$\ln(|rE_d|)$与r的关系曲线

河床内用片石充填，上面再覆以砂层、填土层与碎石层。深南大道是深圳的干线公路。在公路运行一年后，深圳公路处为了解软弱路基变化情况，邀请深圳大升高科技公司应用加拿大pulse EKKOⅣ探地雷达进行检测。天线的中心频率为200MHz，天线距0.6m，测点点距0.5m，所得该段路面探地雷达图像见图5.21。由图可见河床在地表位置5—28m之间，河床内深度2—4m范围内反射波同相轴连续，因此河床填充的片石总体质量是好的。但在5—12m与25—28m位置在深度2—3m范围内片石由于欠密实，在公路运行过程中受压引起不均匀沉降，造成反射波同相轴不连续，并引起上覆的砂层、填土层变形。目前这种影响尚未达到碎石填层，对公路路面没形成损坏。建议今后定时加强监测，以确

定这种缺陷会不会波及路面。

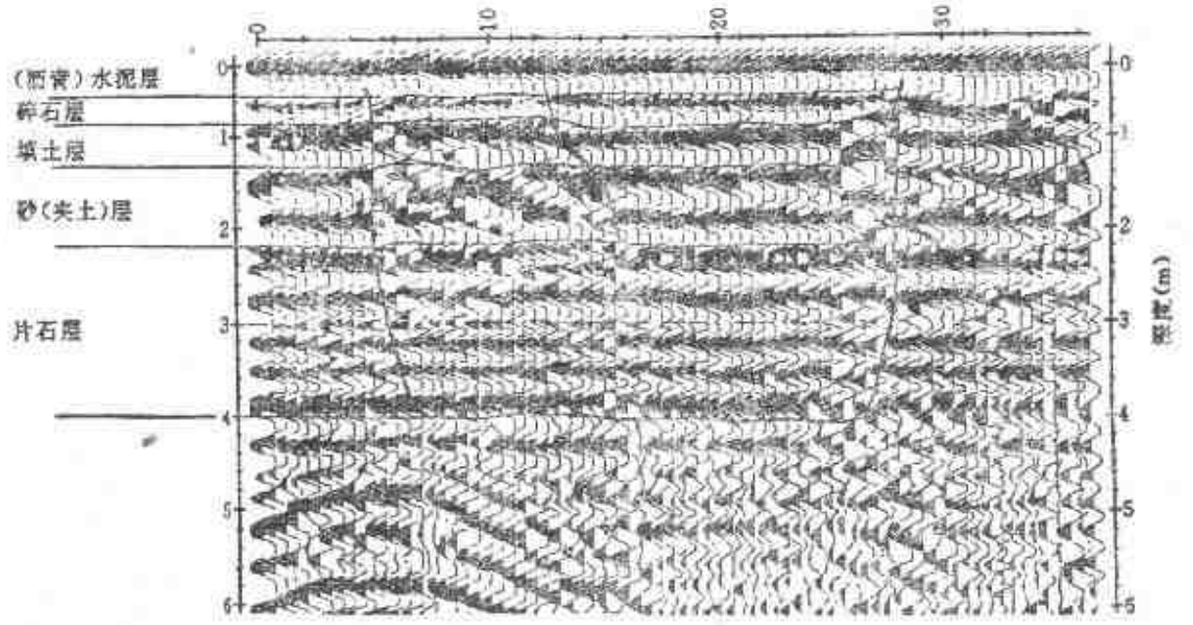


图 5.21　深圳深南大道福田公路路基雷达检测图

2．路面陷落原因调查

上海曲阜路由于地下煤气管道地下顶管施工过程中在文安路口东头路面发生陷落。为决定煤气管是继续采取地下顶管施工还是采用大开挖施工，必须查明陷落范围与成因。为此上海市政工程局委托中国地质大学应用EKKO Ⅳ型雷达进行探查。使用100 MHz天线，天线距1.0m，点距 1 m进行调查。图5.22 为该段探地雷达图像。在地表32—54m范围，深度1.5—4m可见到反射波特征明显不同于周围介质的区域。该处反射波强度明显加大，反射波同相轴明显不连续，呈现杂散充填物的反射波特征。考虑到该处紧挨吴淞江，考虑该区域为深入吴淞江的支流。在筑路时填充建筑垃圾（俗称暗浜）。同时在图中可见更大范围（地表2—54 m）见到反射波强度变弱，周期变短的区域。该特征呈现均质淤泥反射波特征，该处应为暗浜的沉积物范围。淤泥液化势高，在顶管过程中受到扰动，因饱和孔隙水释放而液化使承载力下降，造成路面陷落。淤泥变形区的周界可见到反射波同相轴明显错断。

四、路面与路基裂缝

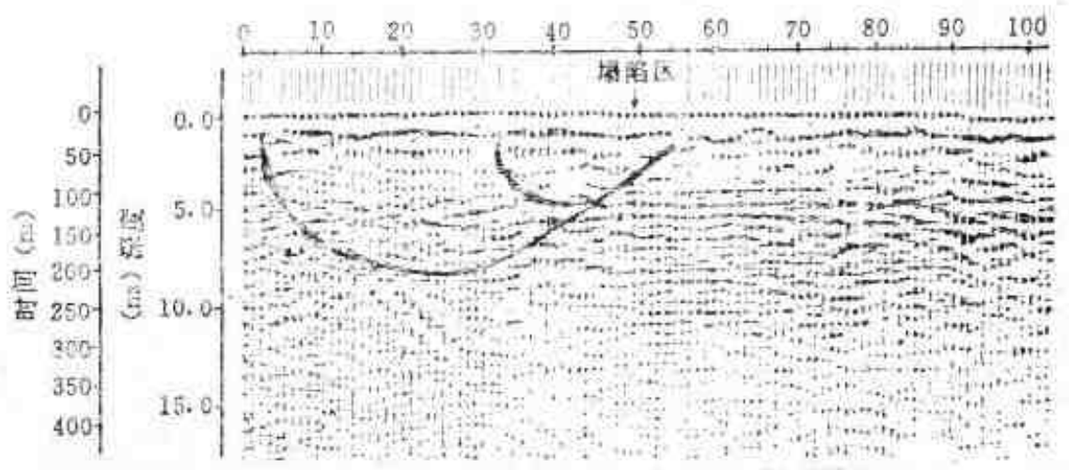


图 5.22　上海曲阜路地质雷达图像

路面与路基微裂隙存在是公路老化的标志。微裂隙存在形成了雨水渗入通道，渗入路面下的水流会加速路面损坏。因此调查路面微裂隙是公路无损检测的一个重要内容。由于微裂隙尺度小，目前雷达调查集中在微裂隙发育区。应用于微裂隙调查的天线中心频率一般要达到1000MHz左右。图5.23为加拿大某三车道公路横跨路面的探地雷达图像，从左到右分别为退出坡道、慢车道、外车道与内车道。由图可以看出该段路面微裂隙比较发育。由于微裂隙存在造成反射波同相轴不连续，并出现密集高频反射波。微裂隙主要存在在细粒状路基介质中，但部分影响到路面介质中，特别是在退出坡道出现大面积裂隙密集区，在慢车道出现斑状裂隙带。

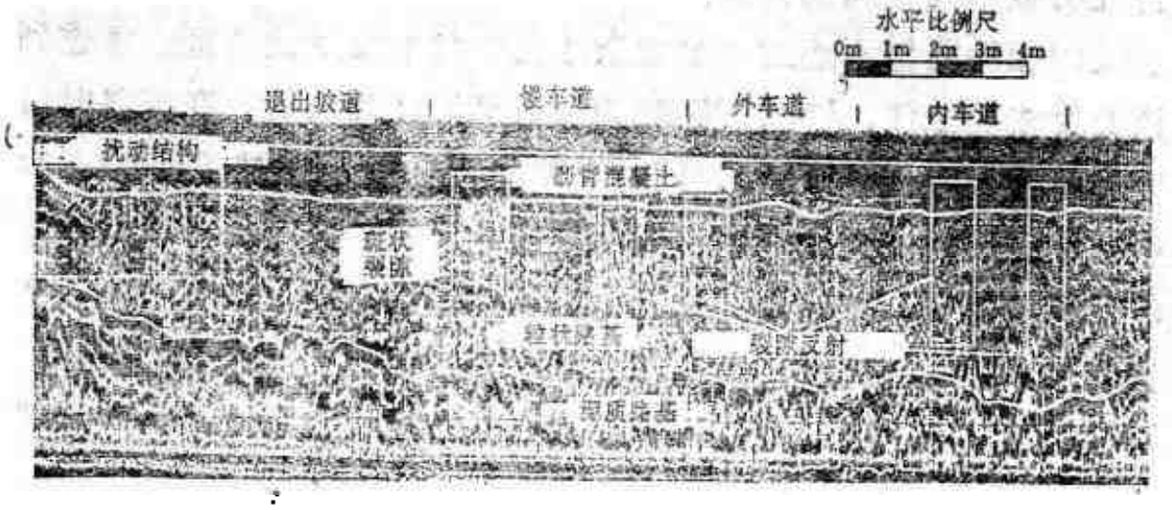


图 5.23　横跨路面的地质雷达图像

§4 探地雷达在考古调查中的应用

世界各国特别是我国有着极其丰富的古文化与古人类活动遗址。这些遗址为了解各国的历史与文化提供了宝贵的研究线索。然而民居和工业建筑物的地基清理，道路建筑与农田改良等都导致了土层中所包含的宝贵遗址不断损失，为此目前越来越普遍的做法是在民用工程建筑开工之前进行考古调查。

虽然考古调查使用的主要方法是挖掘，但是探地雷达可以提供土壤堆积物之间界线的高分辨率记录，也可用于识别掩埋遗址引起地层中的异常，因此在挖掘之前应用探地雷达进行考古调查将对挖掘工作的有效开展有着积极的指导作用。

一、铜录山古铜矿遗址的调查

湖北大冶铜录山古铜矿遗址是我国西周末期与春秋时期古代人采集铜矿遗址。该遗址与炼铜遗址一起解决了中国青铜文化起源的疑案。现开挖的Ⅶ号矿体 1 号遗址表明巷道支护技术先进，巷道排水设施完善。巷道遗物中有提升、照明、洗矿、采装等生产工艺系统的器具和材料，证明当时已成功解决了一系列重大采矿技术问题，形成了一套较完整的矿山生产技术。这是中国劳动人民对世界采矿技术的重大贡献。有极大的文物价值。铜录山矿目前仍在进行开采，为了协调矿山开采与古铜矿遗址保护之间的关系，应用加拿大 pulse EKKO Ⅳ探地雷达探测了古铜矿遗址的规模。

古铜矿遗址（下称老窿区）都形成于接触破碎带中相当于矿体的氧化次生富集带中，鉴于当时开采的对象为高品位铜，因此老窿区发育地段首先要具备一定数量高品位铜矿可供开采，二是当时用人力与较原始的工具进行挖掘，开采矿石的层位应该比较松软，这就是说老窿区对应的是接触破碎带经强烈风化区，古矿坑内都有回填土充填，回填土与原状土的差异明显。因此调查中老窿区的探地雷达图像应有如下特征：

（1）由于地层风化是逐渐加深，因此原状风化层应为一组均匀密集的窄反射波，同时地层风化进程是同步的，因此这些反射波的同相轴平整且清晰可横向追踪。

（2）老窿区现由回填土充填，而回填土与原状土差异增大，并且老窿区应处于矿石品位较富集地段。虽然铜已被开采，但铁矿石仍保留，因此反射信号强度大，且反射波形明显变宽。挖掘表明，矿坑在水平和垂直方向上都不一定相对应，夹石和低品位矿石多留作矿柱，因此老窿区反射波横向变化大，且同相轴较难追踪，当地下采矿坑道规模较大时，出现强烈信号宽反射波形明显向下弯曲，可能是大规模采空区引起地层下陷。

（3）原状大理岩或矽卡岩由于性质相对均匀，因此反射界面相对较少，反射系数变小，因此基本无清晰反射信号。当其在接触带中存在有富矿时，也可以出现局部强宽反射波形，但总体是该处反射信号变弱。

图5.24为老窿区的探地雷达图像。由图可见原状土为密集的窄反射波而老窿区中的回填土为强反射波，横向变化大且同相轴较难追踪，原状土与回填土两者差异明显。根据雷达剖面图像我们构筑3个高程的老窿投影与勘探解释进行对照。图5.25为Ⅲ号

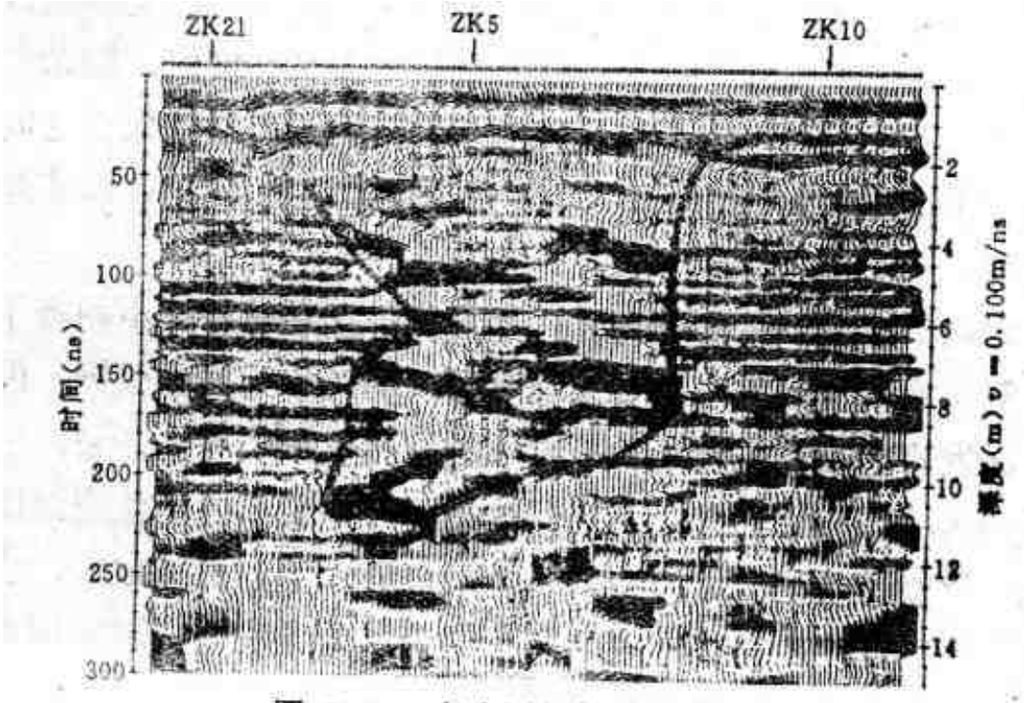


图 5.24　老窿区的探地雷达图像

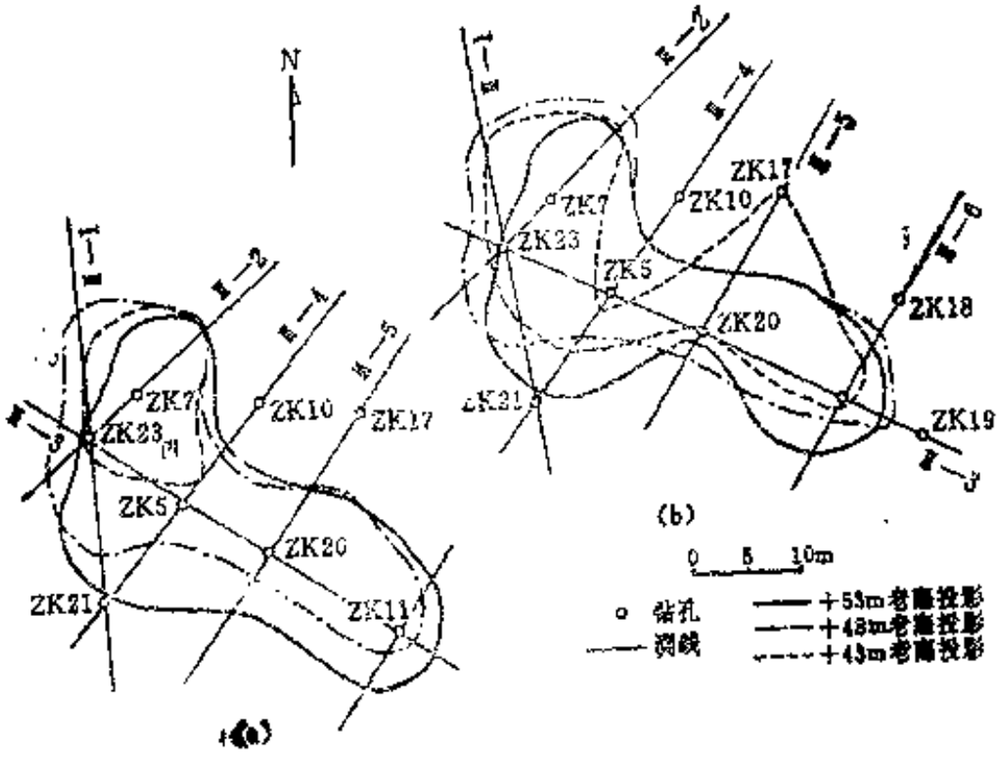


图 5.25 Ⅲ号遗址老窿投影的地质雷达解释结果与勘探结果对照图

遗址老窿投影的探地雷达与勘探结果对照图。(a)是勘探结果，(b)是探地雷达解释结果。由图可见标高+53m与+48m老窿投影的探地雷达解释结果与勘探结果基本一致，但标高+43m的老窿区投影无论从形态还是规模上两者相差很大。这是因为在无钻孔区地质人员往往用外推法解释。而这种解释在不规则的老窿区就会引起较大的误差。考古挖掘表明古代劳动人民采用边探边采方式开采矿石，因此老窿区在水平和垂直方向上变化较大。这就造成探地雷达解释结果与勘探结果之间的较大差异。上述结果表明探地雷达探测古采矿遗址能力很强，在对不规则的古采矿遗址进行详细调查时，探地雷达对老窿区形态描述要比勘探结果细致得多。

二、古文化层的调查

在一个地区的某一特定层内可以挖掘某一历史时期的遗址。这些层称为文化层，它对于我们了解当时人类的活动有很大帮助。最古老的文化层深埋地下。如果有多个文化层埋设在一起，可以根据其所处位置的层面类型进行分类。

图5.26为日本某地根据实际挖掘所证实的包含旧石器时代工具的遗址的文化层剖面以及该区的探地雷达剖面。在本例中按照出土文化的特点把地下分成三个文化层。从顶部开始文化层被定为文化层Ⅱ，文化层Ⅰ和文化层0。在这些文化层的土壤中找到了对应不同历史时期的石器工具碎片。

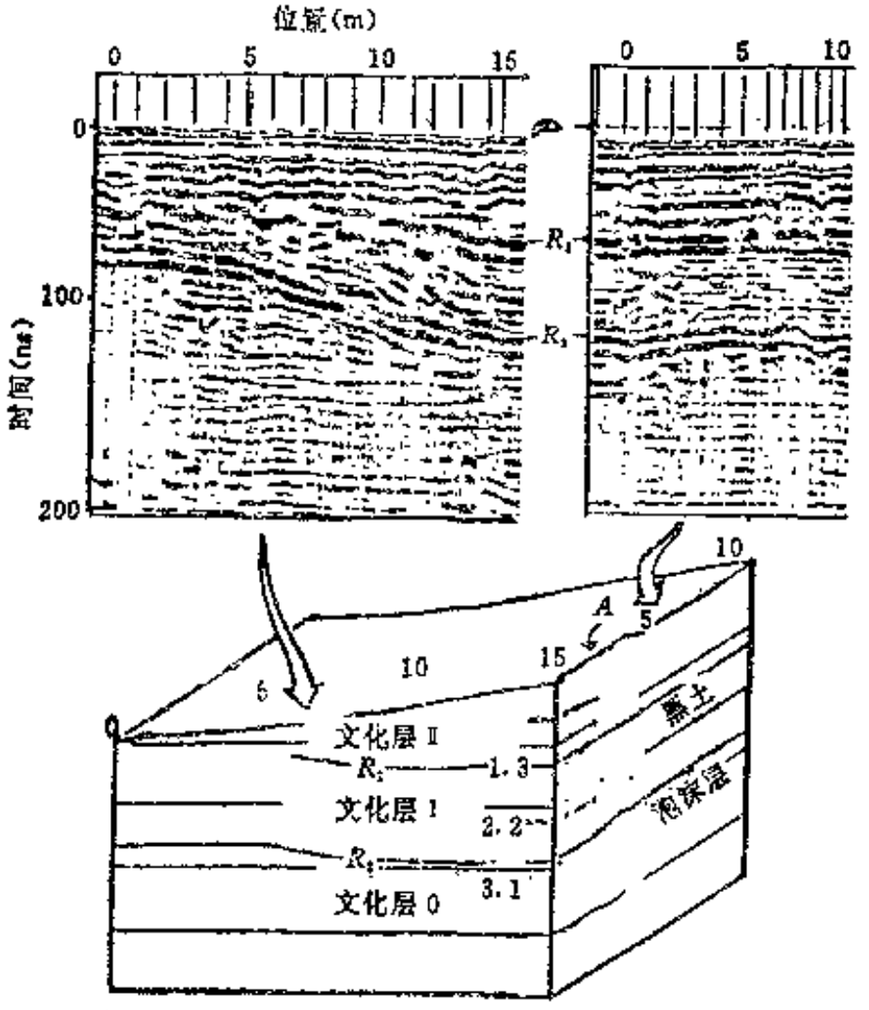


图 5.26　古文化层的剖面和探地雷达图像

文化层Ⅰ和文化层Ⅱ之间的界面被确定为黑土层的上边界。文化层Ⅰ和文化层0之间的界面被确定为泡沫层的上边界。这两个界面形成了电磁波的反射面，可以用探地雷达明显地区分。上述实例表明文化层可用探地雷达无损去探测。

三、古城中水渠的调查

Nara 期古城位置挖掘古建筑地基的遗址。这些遗址所揭示的建筑物布置方式说明建筑物类型和古人生活面貌的宝贵资料。在城市范围内挖掘的水渠展示出古时候生活类型与城填规划设

计。为了确定还未挖掘出的地下水渠的走向，使用了探地雷达方法。

图 5.27 为古水渠的探地雷达图像。古水渠 的边坡 由石块砌成，构成强反射界面。由图可见在3—7m的测点之间的类似于船底型强反射波，经证实该特征反射波为古水渠的雷达反射波。

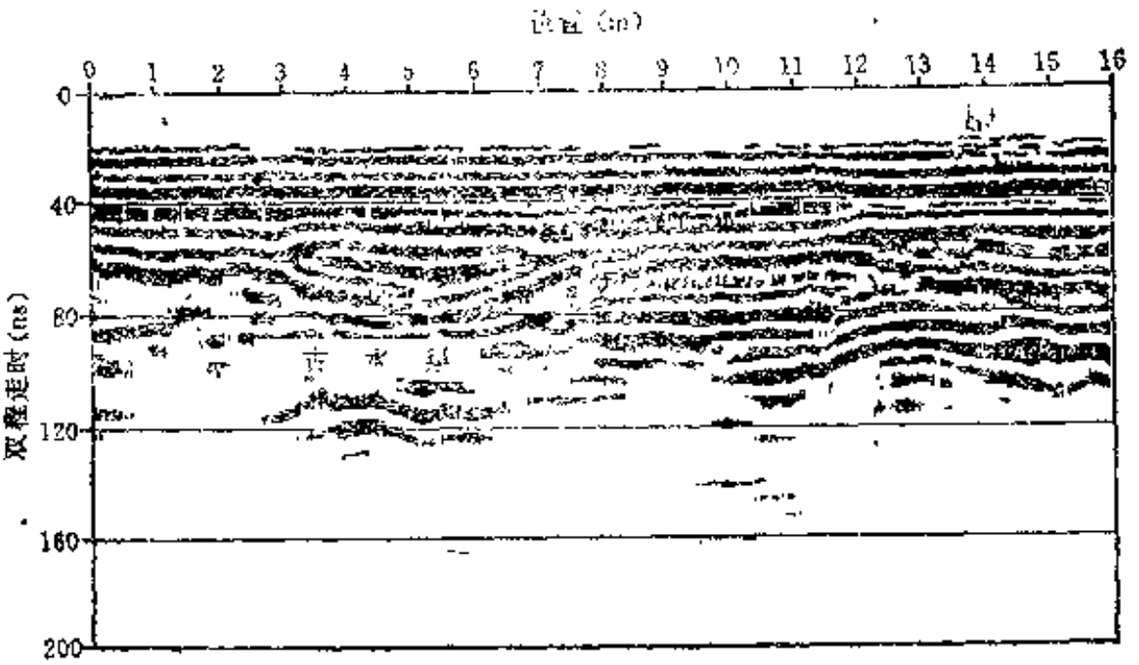


图 5.27　古水渠的探地雷达图像

最近，在山西晋寺对古引水渠的调查，也取 得了 良 好 的效果。

§5　探地雷达在桩基础施工障碍的成因探查中的作用

随着国民经济建设的高速发展，大型建筑物采用桩基础施工的程度越来越高。由于勘探程度不够或地下介 质 不均 匀 程度加剧，造成桩基础施工遇阻。探地雷达由于分辨率高，仪器设备灵便轻巧，在解决桩基础施工中遇阻的原因方面有独到作用。

一、桩位处断裂性质的判别

武汉火炬大厦在桩基础施工过程中，武珞路北拟建的33层高层建筑东北角51#挖孔桩在施工过程中遇到破碎 地层。为评 价桩

位处地层破碎的成因及其对桩位的影响，围绕桩位进行了探地雷达测量。

1．正常地层与破碎带的探地雷达特征

场区基坑已开挖，第四系填土已挖除。地层为志留系泥岩。由于志留系原岩长期出露地表，因此自上而下可分为全风化层（称覆盖层）、中风化基岩与微风化基岩。无破碎带存在时，反射波同相轴完整。图5.28为完整地层的探地雷达图像。

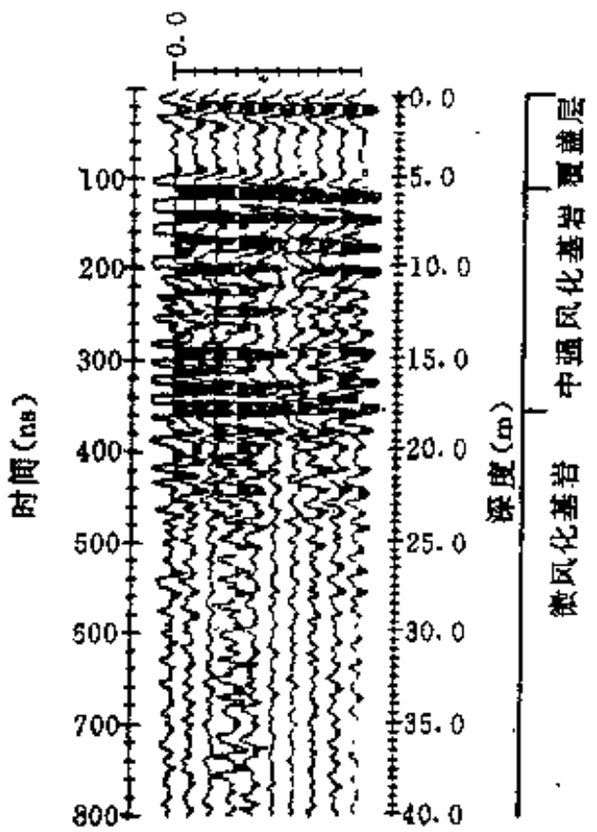


图 5.28　完整地层的地质雷达图像

基岩中的破碎带系断裂错动形成，反射波同相轴明显错断。由于断裂发生时期早，地层错动形成的破碎带为地下水人侵提供通道，造成风化程度加深，错动带内雷达反射波强度明显减弱。图5.29为基岩破碎带的探地雷达图像特征。

2．错动带对桩位影响的评价

图5.30为围绕桩位的探地雷达测线分布，根据测线的探地雷达图像得到基岩破碎带分布亦列于图中。为了进一步了解51*桩位破碎情况，围绕51*桩位布置了环形测线。图5.31为环形测线的探地雷达图像。由图可见西侧的上部为F_1断裂的影响。51*桩东侧边缘离F_2断裂的距离$x=1.2$m，由$x\cdot\tan 81°30'$得51*桩位东侧在8 m左右见到破碎带，推测F_2断裂影响桩位西侧深度为25m左右。

由于F_1、F_2断裂为褶皱形成的伴生断裂，断距小（<2m），断裂带宽度不大（1.6m左右），只要根据破碎带力学性质对桩位

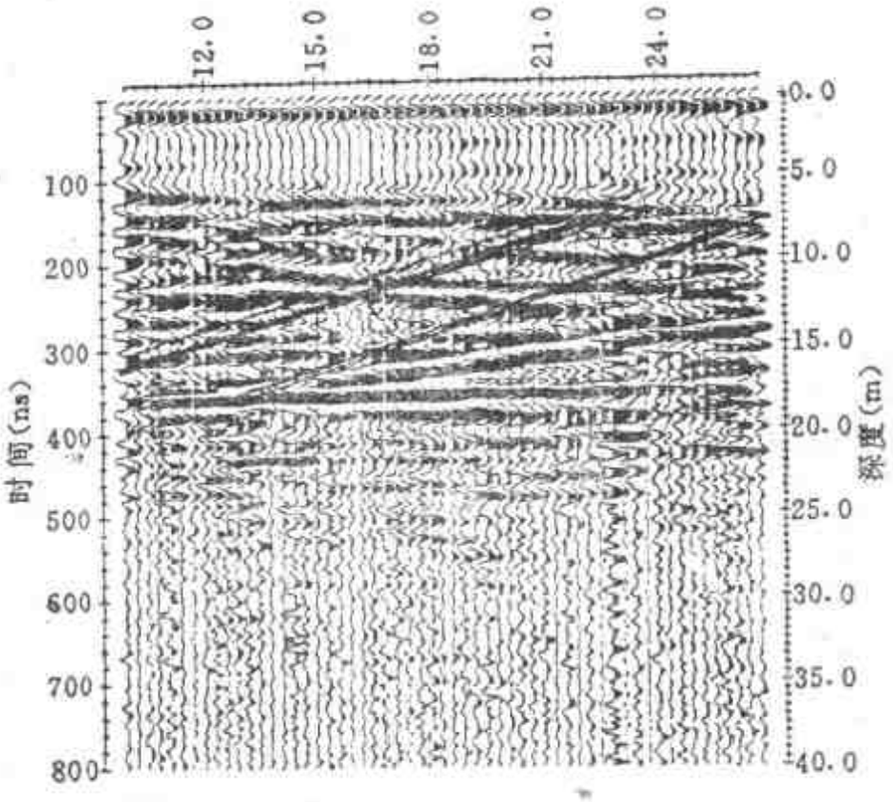


图 5.29　基岩破碎带地质雷达图像特征

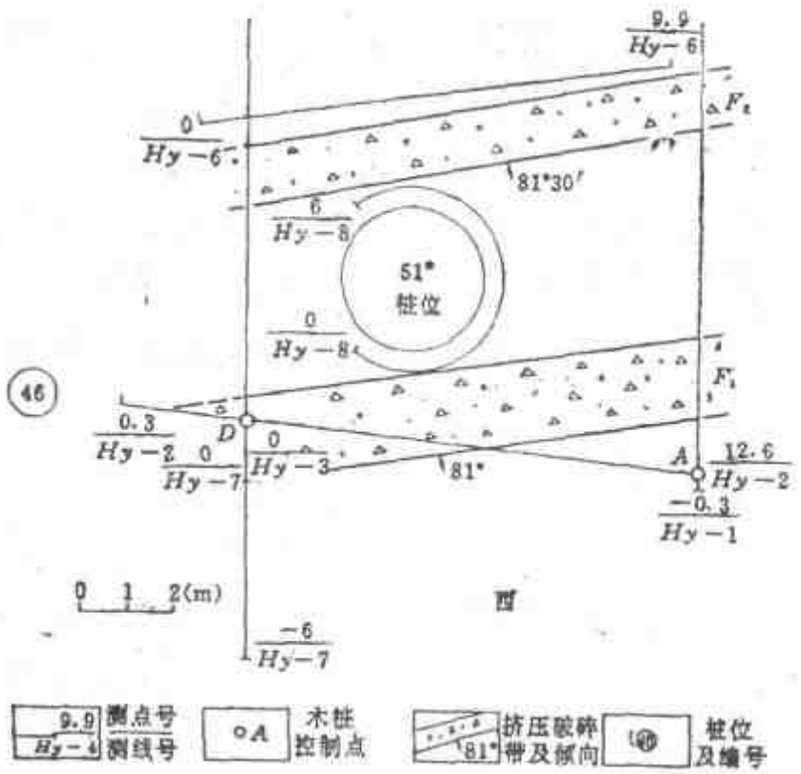


图 5.30　雷达测线布置与破碎带分布平面图

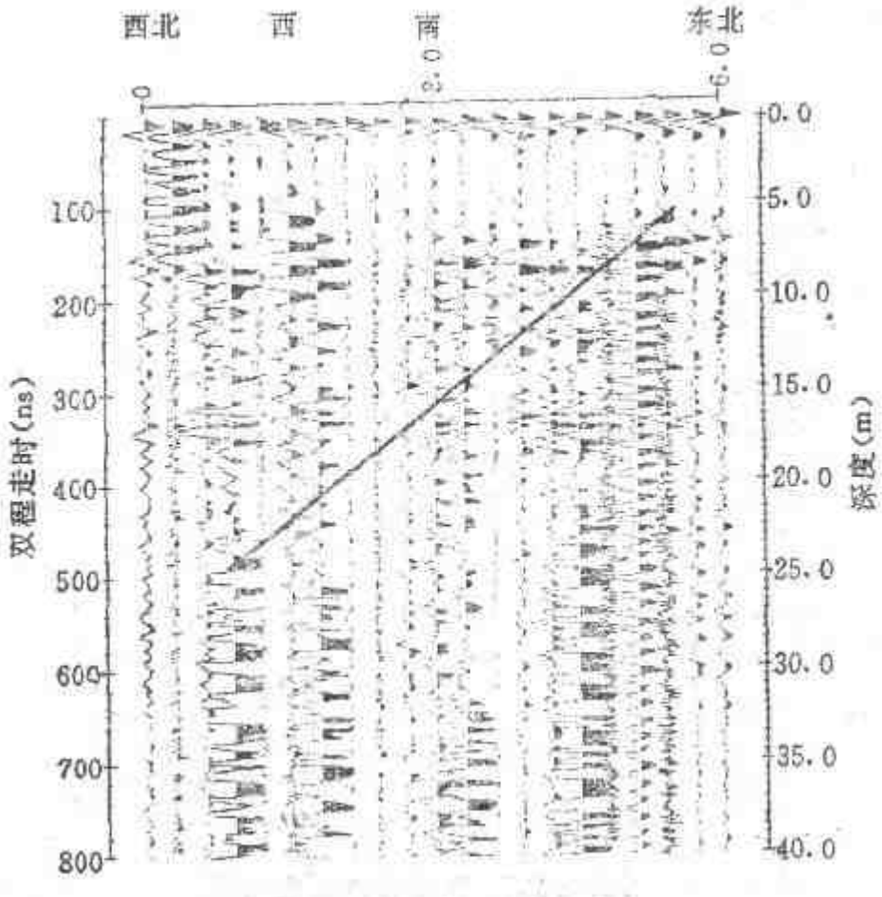


图 5.31 环形测线地质雷达图像

的设计作些小的改动，就可以继续进行挖孔桩施工。我们上述结论已为设计部门接受并为随后的挖孔桩施工所证实。

二、桩基础下异常性质判断

粤汉码头滩地改造一期工程住宅楼场址在进行沉管灌注桩施工过程中有的桩位遇阻打不下去，有的桩位水泥超量使用。为查明桩基础施工过程中问题的症结，应用探地雷达围绕桩位进行勘查。

1．地下异常类型及雷达图像特征

在桩基础施工中主要出现的问题有两类，一是遇障碍物，桩很难打下去；二是桩非常容易打下去，但浇灌的混凝土大大超出桩体体积。探地雷达测量所发现的异常可归为三种类型：一是杂填土中硬物异常；二是杂填土中的不密实区；三是淤泥液化形成的空穴。

（1）杂填土中的硬物

本场地为紧挨长江的滩地，为抗洪在地下填充了大量杂填土。当杂填土中存在大体积杂物（建筑垃圾等），形成与周围介质差异极大的强、宽反射波，这类异常没能在周围测线形成有规则的排列，因此排除了管、涵的可能，故定为硬性杂物，见图5.32（a）。

（2）杂填土中的不密实区

当杂填土的堆积物比较疏松时就形成了杂填土中的不密实区，这类堆积物可能是生活垃圾等细软物质，形成同相轴紊乱的反射波，见图5.32(b)。

（3）淤泥液化形成空穴

按场地地质勘测结果，粉砂层上有一层粉质粘土。当粉质粘土中淤泥质含量高且下伏的粉砂颗粒较粗时，淤泥质土在受到桩基础施工产生的力学扰动，饱和孔隙水释放形成液状土。当其水分通过下伏透水性好的砂层而渗漏时，会形成空穴。这种空穴形成有下列三个条件：一是下伏的粉砂颗粒要粗，透水性要大；二是粉土颗粒变细向淤泥质土靠近，含水率高；三是在这种土中进行桩基础施工形成对淤泥的力学扰动。在这三个条件具备时，会在这类土中形成空穴，见图5.32(c)。

2．异常的评价及其对施工的指导

根据场地测线的探地雷达图像中的异常特征构筑了场地异常成果图，见图5.33。图中给出了异常范围，并对异常进行了分类。根据异常特征，对异常区桩基础施工提出了以下建议。

（1）硬物异常区虽然成条带状分布，但这类异常没有能在相邻测线的雷达图像中呈有规律的排列，判断地下硬物为杂填块状硬物。在这类异常区已有施工完成的桩，这说明只要采用相应的桩施工工艺，该异常区的管桩应能打下去。

（2）在不密实区与空穴异常区进行桩位施工时，管桩很容易沉到位。在灌注水泥时，必须备有超量水泥，提管速度不能过快，以免形成混凝土桩的缩径。上述对桩基础施工的建议为施工单位采纳并成功运用，证明探地雷达的结论是可靠的。

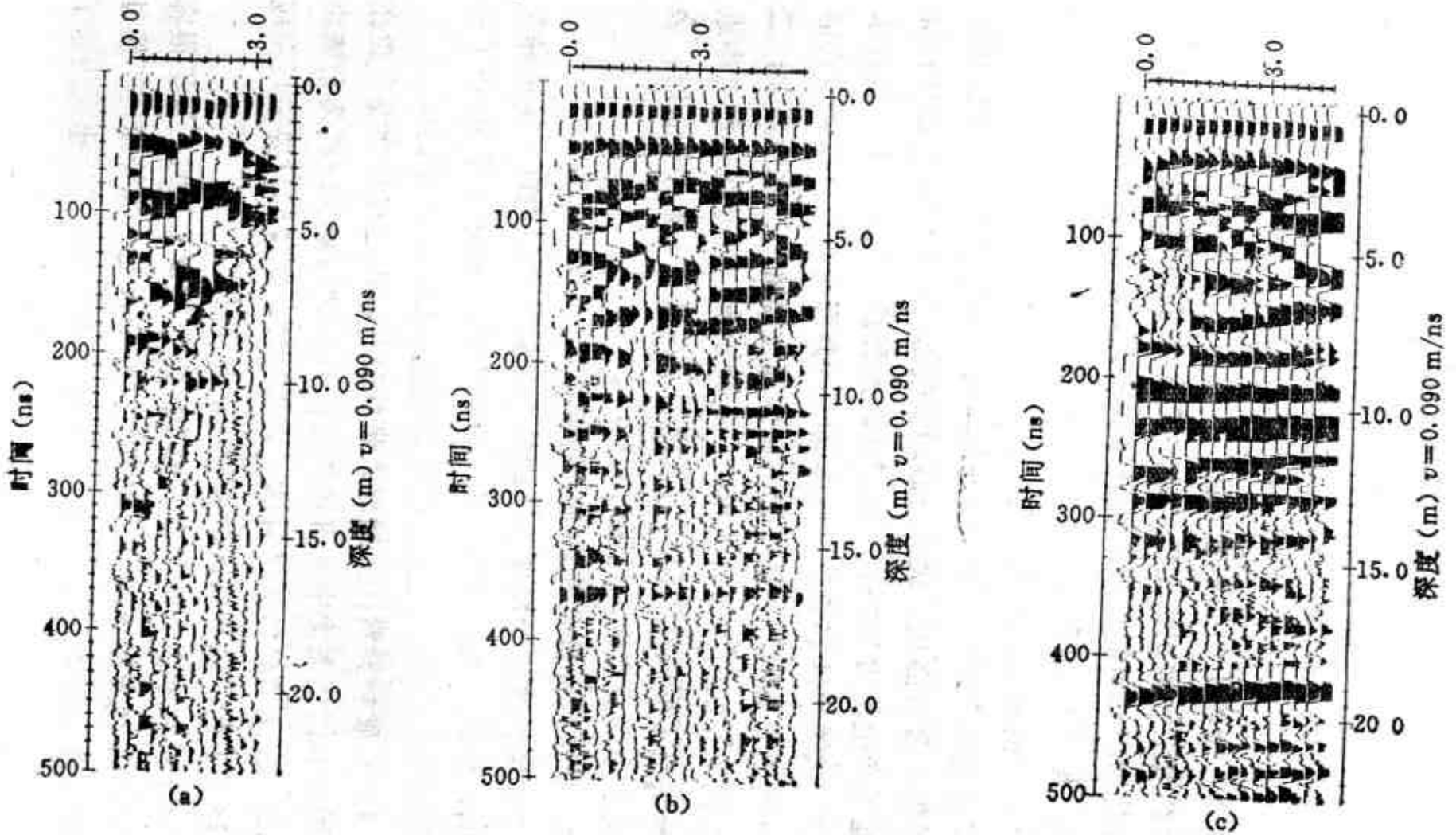


图 5.32　三种地下异常的地质雷达图像

（a）杂填硬物的地质雷达图像；（b）不密实区的地质雷达图像；（c）淤泥液化成空穴的地质雷达图像

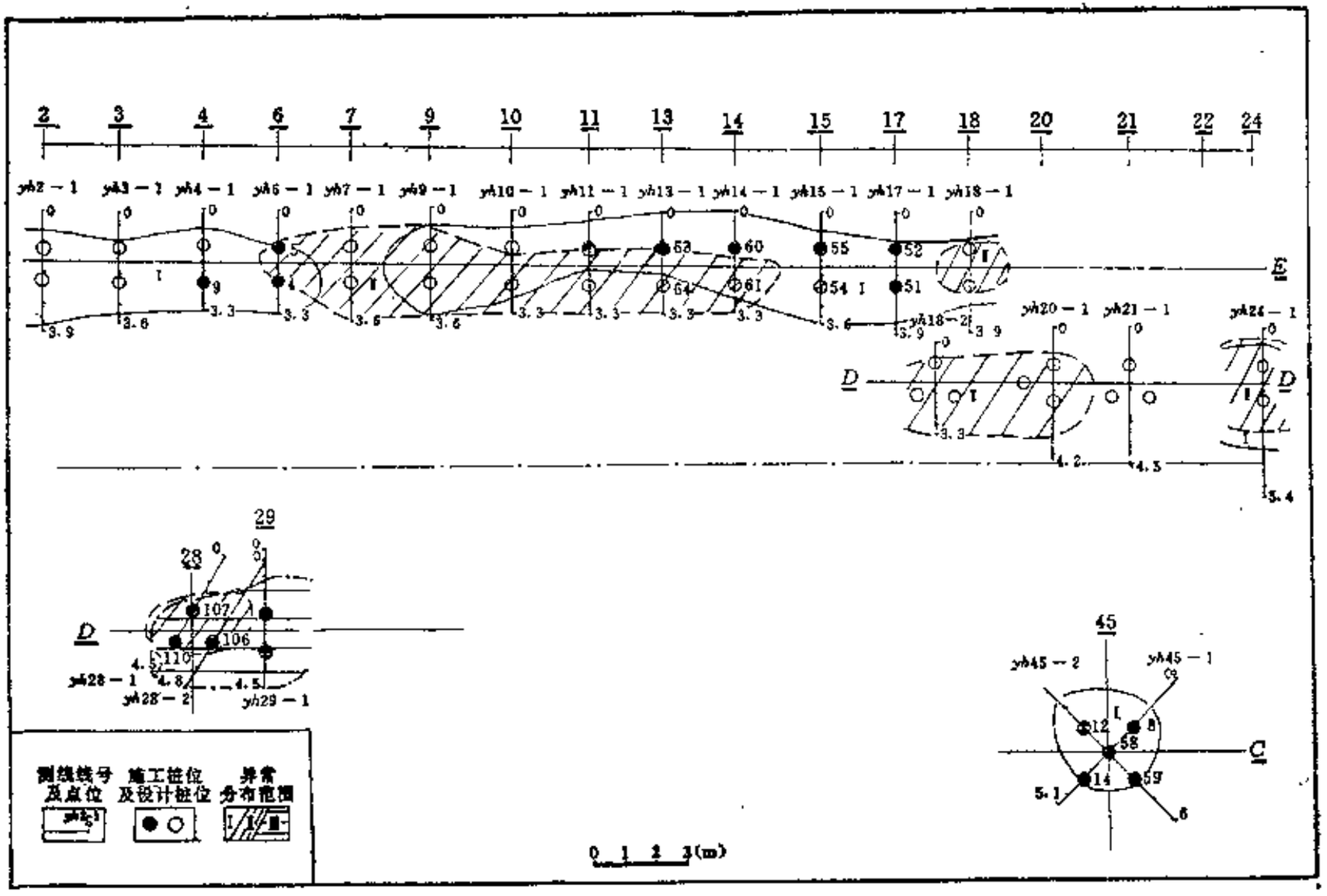


图 5.33 粤汉码头工程滩地改造一期工程地质雷达勘察工作布置及成果图

三、预制桩不到位的原因分析

汉口六渡桥三民路综合商业大楼基建场地，原勘探确定的持力层深度在地面以下 27m处。桩基础施工方法是用 200 t 压桩机把预制桩压入土中，然而预制桩在17m深度遇阻再也压不下去。为此布置一条探地雷达测线，该测线在地表位置47m处过7#触探孔，位置 1 m处过4#钻孔。根据甲方提供的触探与钻探资料，场地地表下深度50m以内可分为 6 个层：第一层填土，底界深约 6 —7m；第二层粘土，底界深约 8 —9m；第三层粉质粘土，底界深约11m；第四层粉砂与粘土互层，根据承载特性又分为4a与 4 b二个亚层，4a分层底界深约26—27m，4b分层底界深约 30—31m；第五层为粉砂，底界深约38m；其下为第六层粉细砂。图5.34为该剖面的探地雷达图像。由图可见，钻孔与静力触探孔所获得的地层界面，在雷达剖面上均有清晰的反射波同相轴与之对应，两者的深度基本吻合。然而必须指出的是在探地雷达图像中，4a分层不是一个均一层，而可明显地分为 4a—1、4a—2 和 4a— 3 三个小层。4a—1 层底界深约 16m左右，该层在雷达图像上呈现密集的强反射波层，表明该层粉砂与粘土交互频繁，且粘性土颗粒细，与粉砂的物性差异大，造成层内出现强反射波。4a— 2 层底界深约20m，该层内反射波强度减弱，这表明虽然粉砂与粘性土交互频繁，但粘土颗粒变粗，与粉砂物性差异减小，最终导致该小分层的力学性质变好，承载力增加，这是预制桩在该层顶面遇阻的主要原因。4a— 3 层底界深约27m，探地雷达图像上该层内反射波强度变弱，反射波的周期加大，表明地层的均一性进一步变好，该小层的岩性可能已转为以粉砂为主。以上结果表明，原勘探地质剖面上第四层上部的4a分层过于粗糙，而把持力层定在4a与4b的交界面上。根据探地雷达探测结果建议设计单位查对样品的力学性质，以确定预制桩最终深度。设计单位根据我们建议，校正了4a中各小层的力学参数，使桩基的持力层深度减小。

综上所述，探地雷达探测成果对桩基础施工有指导意义，由

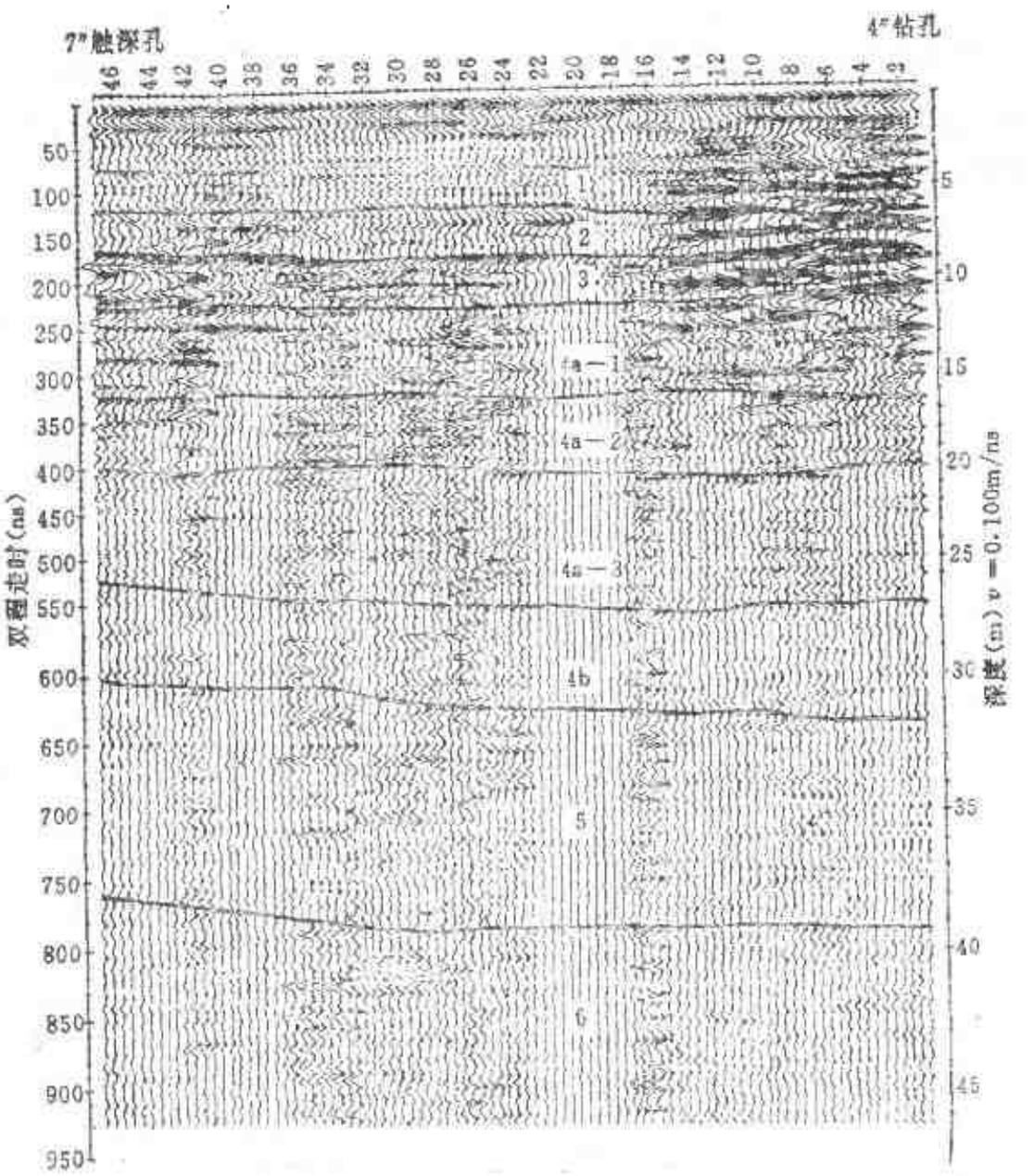


图 5.34 三民路商业大楼地基地质雷达图像

此可提出下列二点建议。

1．在地下地质情况复杂多变地区，使用常规钻探方法难以获取地下的详细地质情况，在该种地区使用探地雷达探测配合钻探进行详查，将有利于桩基础的设计，减小基础桩施工过程中的困难。

2．在桩基础施工遇阻场地，探地雷达是查明基础桩施工遇阻原因的一种简便、有效方法，值得推广。

从上述列举的五个方面应用实例所示的效果表明，与现有地球物理勘查方法相比，探地雷达解决浅层与超浅层地下介质分布的勘查能力，有着明显的优势。我们相信，随着探地雷达在全国范围内的广泛应用，必将在理论与应用领域方面获得越来越多的新成果。

参考文献

1．王惠濂，李大心，脉冲时间域探地雷达讲座（连载），国外地质勘探技术，1989，(10)：26—31；(11)：32—36；(12)33—39；1990，(1)：34—40。

2．何樵登，地震勘探原理和方法，地质出版社，1986。

3．蔡柏林，钻孔地球物理勘探，地质出版社，1986。

4．黄南军，地质雷达探测的波场分析，《地球科学——中国地质大学学报》，vol. 18，No. 3，pp. 294—302，1993。

5．徐怀大，王世凤，陈开远，地震地层学解释基础，中国地质大学出版社，1990。

6．《工程地质手册》编写组，《工程地质手册》，pp. 601—675，中国建筑工业出版社，1982。

7．牟会宠，滑坡，地震出版社，1987。

8．李大心，祁明松。地质雷达探测古矿坑遗址研究，地球科学——中国地质大学学报，vol. 17，No. 6，pp. 719—726，1992。

9．邓世坤，探地雷达图像的正演合成，地球科学——中国地质大学学报，vol. 18，No. 3，pp. 285—293，1993。

10．R·L·舒斯特编，滑坡的分析与防治（中译本），中国铁道出版社，1978。

11．Brekhovskrikh, L. M., Wave in layered media, 布列霍夫斯基赫 Л·М·著，杨训仁译：《分层介质中的波》第二版，科学出版社，1985。

12．Daniels, D. J., Guntun, D. J., and scott H. F., In trocluction to Subsurface Radar, IEE. Proceedings, Vol. 135, Pt. F, No. 4, pp. 278—320, 1988.

13．Lembach, G., and Löwy, H., German pat. No. 237944, 1910.

14．Cook, J. C., Status of ground-probing radar and some recent experiments, ibid., pp. 175—194, 1960.

15．Tetsno Hara, et al., An Application of Ground probing Radar to Detect cavities in Limestone, PP—4143, OYO Corp, 1983.

16．Sheriff, R. E., Seismic stratigraphy, 1982.

17．Annan, A. P., Cosway, S. W., Ground Penetrating Radar Survey Design, Annual Meeting of SAGEEP, chicago, 1992.

18．Cummings, D., Use of refraction and electrical resistivity surveys in landslide investigations, Bulletin of the Association of Engineering Geologists, V. 25, 459—464, 1988.

19. N. S. Parry, J. L. Davis, GPR systems for road and bridges, Fourth International Conference on Ground Penetrating Radar, Finland, pp. 247—258, 1992.

20. G. J. Weil, Non-destructive testing of bridge, highway and airport pavements, Fourth International Conference on Ground Penetrating Radar, Finland, pp. 259—266, 1992.

21. K. R. Maser, Highway speed radar for pavement and bridge deck evaluation, Fourth International Conference on Ground Penetrating Radar, Finland, pp. 267—276, 1992.

22. Goodman, D. & Nishimura, Y. 2-D synthetic radargrams for archaeological investigation. Geological Survey of Finland, Special Paper 16, 339—343, 1992.

23. Lee, S., Milios, E., Greiner, R., and Rossiter, J., An expert system for automatited interpretation of ground penetrating radar, Geological Survey of Canada, Paper 90—4, pp. 125—131, 1992.

24. Smith, S., S., & Scullion, T., Development of ground-penetrating radar equipment for detecting pavement condition for preventive maintenance, SHRP—H—672, 1987.

[General Information]
书名=探地雷达方法与应用
作者=
页数=152
SS号=11186461
出版日期=

封面页
书名页
版权页
前言页
目录页
绪论
第一章　探地雷达基本理论
1　电磁场理论
2　电磁波的传播特点
3　电磁波在两种不同介质交界面上的特性
4　电磁波在多层介质中的传播
第二章　探地雷达方法技术
1　探地雷达观测方式
2　探地雷达仪器
3　探地雷达的技术参数
4　探地雷达野外工作
第三章　探地雷达数字处理技术
1　数字滤波
2　反滤波（反褶积）
3　偏移绕射处理
4　雷达图像的增强处理
第四章　探地雷达资料的地质解释
1　时间剖面的对比
2　探地雷达正演模型与反演模型
3　探地雷达解释系统介绍
第五章　探地雷达方法的应用
1　探地雷达在工程地质勘查中的应用
2　探地雷达在滑坡调查研究中的应用
3　公路工程质量检测的探地雷达技术
4　探地雷达在考古调查中的应用
5　探地雷达在桩基础施工障碍的成因探查中的作用
参考文献
附录页