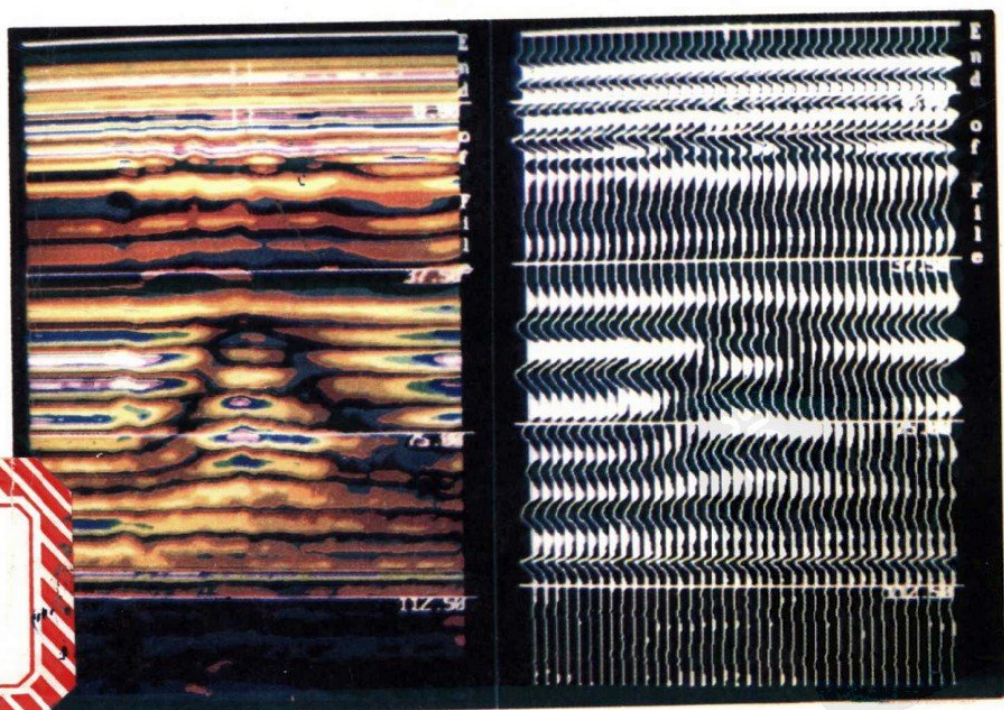


# 探地雷达方法与应用

李大心 编著



地质出版社

ISBN 7-116-01771-2



9 787116 017719 >



ISBN7-116-01771-2  
P·1415 定价: 8.00 元

# 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<sup>1</sup>/<sub>32</sub> 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 ( $10^6$ — $10^9$ Hz) 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, 鉴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。鉴于国内还没有一本系统介绍探地雷达的书藉, 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
<b>第一章 探地雷达基本理论</b>	<b>5</b>
§ 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
<b>第二章 探地雷达方法技术</b>	<b>27</b>
§ 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	54
<b>第三章 探地雷达数字处理技术</b>	<b>64</b>
§ 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
<b>第四章 探地雷达资料的地质解释</b>	<b>95</b>
§ 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
<b>第五章 探地雷达方法的应用</b>	<b>110</b>
§ 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面的。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—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。Hülßenbeck (Hülßenbeck, 1926, German Pat. No. 489434) 似乎是在 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 antennas)、行波天线 (travelling-wave antennas)、频率独立天线 (frequency-independent antennas)、开孔天线 (aperture antennas)。

(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 EKKQ 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 ( $10^6$ — $10^9$ Hz) 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

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

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  $\omega$  与频率  $f$  的关系为  $\omega = 2\pi f$ , 频率  $f$ 、速度  $v$  与波长  $\lambda$  的关系为  $\frac{v}{f} = \lambda$ 。根据上述关系式, (1-1) 式可改写成

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

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  $|P| e^{+jkr}$ 。

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 $\omega t$ 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， $\omega t$ 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

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

对各向同性介质，(1-3)式改写成

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0\end{aligned}\quad (1-4)$$

对单谐频率的电磁波则有

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= -j\omega \left( \epsilon + j\frac{\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E} = -j\omega \tilde{\epsilon} \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega \mu \mathbf{H}\end{aligned}\quad (1-5)$$

对(1.5)式分别求旋度，则得到无源谐变电磁场的波动方程

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

以上几式中使用的物理量与单位说明如下： $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 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。 $\sigma$  为电导率，单位为 S/m。 $\epsilon$  是介质的介电常数 (F/m)，等于  $\epsilon'$ 、 $\epsilon_0$ 。 $\mu$  是磁导率 (H/m) 等于  $\mu'\mu_0$ 。 $\epsilon'$ 、 $\mu'$  分别称为相对介电常数和相对磁导率。 $\epsilon_0$  为真空中电感强度  $D$  与电场  $E$  之比， $\mu_0$  为真空中磁感强度  $B$  与磁场  $H$  之比。在有理化实用单位制中， $\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}$

F/m， $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m。 $\tilde{\epsilon} = \epsilon + j\frac{\sigma}{\omega}$  称为复介电常数。

## 二、磁矢位 $A$

在解偶极子电磁场方程时，我们应引进磁矢位  $A$ 。定义为

$$H = \nabla \times A \quad (1-7)$$

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

$$\nabla \times (E + j\omega\mu A) = 0 \quad (1-8)$$

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  $\phi$  有

$$E + j\omega\mu A = -\nabla\phi \quad (1-9)$$

代入有电流源的麦克斯方程 (1-3) 式有

$$\nabla \times \nabla \times A - k^2 A = i - j\omega\epsilon \nabla\phi \quad (1-10)$$

如果令

$$\nabla \cdot A = -j\omega\epsilon\phi \quad (1-11)$$

可得矢量势的波动方程，又称亥姆霍次方程

$$\nabla^2 A + k^2 A = -i \quad (1-12)$$

用  $A$  可求得电场  $E$  与  $H$

$$E = -j\omega\mu A + \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla(\nabla \cdot A) \quad (1-13)$$

$$H = \nabla \times A$$

## 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。

此天线的磁矢位为

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

$\mathbf{A}$  与  $\mathbf{i}$  的方向是一致的。积分号内的分子项表示电流密度  $\mathbf{i}$  为

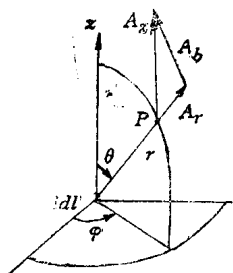


图 1.1 偶极天线磁矢位

$\left( t - \frac{r}{v} \right)$  的函数。

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

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl e^{-j\omega \left( t - \frac{k}{\omega} r \right)}}{r} \quad (1-15)$$

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

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

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

$$A_\varphi = 0$$

于是由 (1-13) 式得

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

$$E_\theta = \frac{Idl e^{-j\omega t}}{4\pi\omega \tilde{\epsilon}} \left( \frac{-jk^2}{r} + \frac{k}{r^2} + \frac{j}{r^3} \right) e^{ikr} \sin \theta \quad (1-17)$$

$$H_\varphi = \frac{Idl e^{-j\omega t}}{4\pi} \left( \frac{-jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{ikr} \sin \theta$$

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

$$E_r = 0$$



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

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

电场沿 $\theta$ 方向，磁场沿 $\varphi$ 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 $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 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， $E_{\theta}$ 和 $H_{\varphi}$ 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。

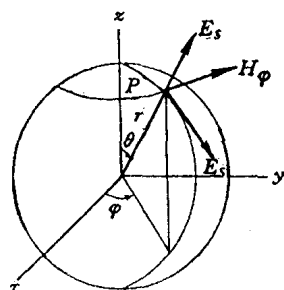


图 1.2 偶极天线电场、磁场与能流密度关系

在辐射场区，由场公式

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

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。 $\eta$ 为第一象限的复数（ $\epsilon$ 、 $\sigma$ 均为正值），故 $E_{\theta}$ 均超前于 $H_{\varphi}$ 。只有在空气中， $\sigma=0$ ，相位差才为零，此时 $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 377\Omega$ 。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