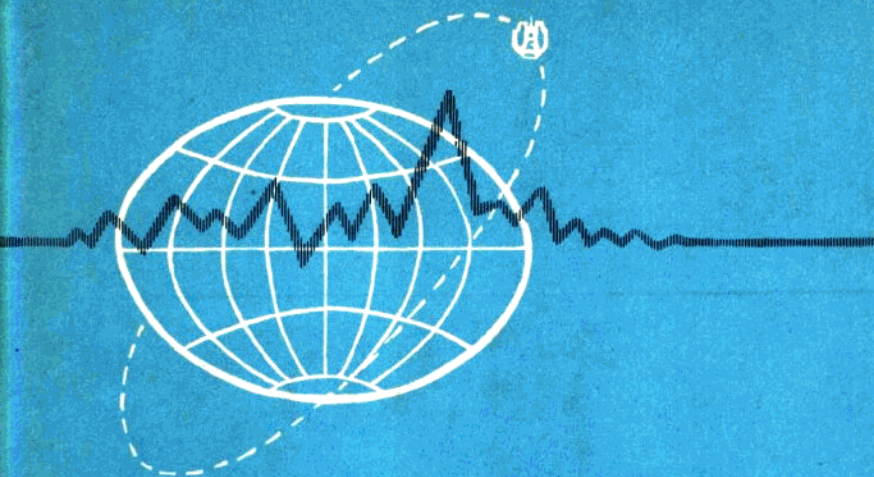




物探与化探

4

1979



74.22
144
1979-4

WUTAN YU HUATAN

PDS

物 探 与 化 探

一九七九年第四期

一九七九年八月十日出版

本期印数 5,770 册

统一书号: 15038·新393

定价: 0.30元

编 辑: 国家地质总局地球物理探矿研究所

出 版: 地 质 出 版 社

印 刷: 地 质 印 刷 厂

发 行: 新 华 书 店 北 京 发 行 所

目 录

方法技术

- 调制脉冲型地质雷达 陈湛康 赵经祥 夏万芳 (1)
- 最小均方误差滤波器对航磁数据的处理 邵梦林 陆正立 (12)
- 交流电弧—低压火花水平撒样法光谱半定量分析 张德信 (18)
- 有机碳分析法在某地区砂岩铜矿上的效果 汪治国 袁金宝 (24)
- 航测解析法在山区重力地改中的应用 许殿德 (29)
- “三合一”量板
——用二度量板近似计算三度磁异常的方法 李继林 (33)

综 述

- 国外含水岩石激发极化效应的研究 贺绍英 (41)

问 与 答

- 区域化探样品快速定量分析方法的几项技术要求 (50)

译 文

- 电子 α 杯应用于铀矿勘探的最新进展 R. K. 瓦伦 (59)

学习园地

- 大地电磁法简介 陈德志 (62)
- 磁激发极化法 励宝恒 王式铭 (68)

调制脉冲型地质雷达

陈滋康 赵经祥 夏万芳

(一) 前言

地质雷达是适应快速、准确地探测地下近距离目标的需要而出现的新的物探工具。由于它在地下岩溶探测、巷道超前预报、冰川冻土厚度的测定、沙漠中潜水面的探查及工程地质测量中所发挥的独特作用，引起了人们广泛的注意。

早在1960年就有人提出地质雷达的设想，但直到1970年以后，才陆续出现不同类型的可供野外试验的样机。这些地质雷达，按其发射波形可分为两类：

(1) 调制脉冲型；(2) 单周脉冲型。

目前，地质雷达仍处于试验研究阶段，试图对它做全面、中肯的评价还为时尚早。本文仅以我们和上海地质仪器厂、水文所共同研制的DL-1型地质雷达为例，对调制脉冲型地质雷达的原理、特点和存在的问题做一简单介绍。

(二) 原理

地质雷达沿用了对空雷达的原理。如图1A所示，发射机经天线以脉冲形式发射的电磁波，一部分沿着空气和介质I (ϵ_1, σ_1) 的分界面传播，经过 t_0 时间直接到达接收天线，由接收系统放大和记录下来，我们称为直达波；另一部分进入介质I (ϵ_1, σ_1)，若在其传播路径上遇有电性不同的异常介质体II (ϵ_2, σ_2)，如洞穴、暗河、断裂等，就发生反射和折射，反射到接收天线的电磁波也被接收系统放大和记录下来，我们称为回波，其传播时间为 t_r 。同回波相比，直达波行程短、速度快，因而最先到达（见图1B）。根据接收到的回波及其传播时间，能判断异常介质体的存在，并估算其距观测点（两天线中点）的距离。

地质雷达和对空雷达的重要区别在于，前者的回波在岩石中传播，后者的回波是在空气中传播。因此，电磁波在岩石中传播的衰减系数就成了影响地质

雷达探测效果的主要因素。

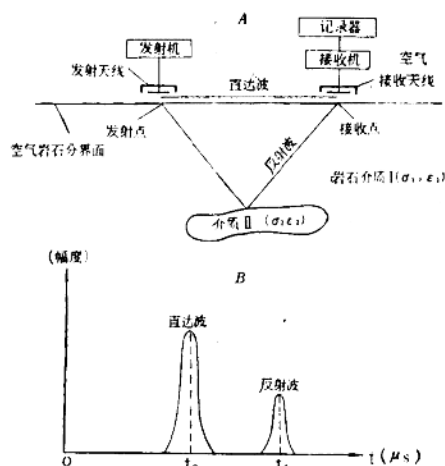


图1 原理示意图

(1) 电磁波在岩石中的传播速度和衰减系数

由电磁场理论可知，电磁波在介质中的传播速度、衰减系数、反射系数和透射系数等都是介质的电导率 σ 、介电常数 ϵ 、导磁率 μ 和角频率 ω 的函数。

假定电场 E 和磁场 H 都是时间 t 的简谐函数，并沿 z 方向传播，则有

$$\left. \begin{aligned} E &= E_0 e^{j\omega t - rz} \\ H &= H_0 e^{j\omega t - rz} \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

式中 r 为电磁波的传播常数。一般来讲，它是一复量，即

$$\begin{aligned} r &= j\omega \sqrt{\mu\epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon}\right)} \\ &= \beta + j\alpha \end{aligned} \quad (2-2)$$

$$\text{其中} \quad \frac{\sigma}{\omega\epsilon} = \tan \delta \quad (2-3)$$

• 参加此项工作的还有：王守洲、王增纯、刘继林。

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} - 1 \right)} \quad (2-4)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} + 1 \right)} \quad (2-5)$$

$\operatorname{tg} \delta$ 称为介质的损耗角正切, β 决定电磁波在介质中传播的衰减称为衰减系数, α 决定电磁波在介质中传播的相位称为相位系数。

当频率为220兆赫, 介质电阻率为10欧姆·米时, σ 已小于 $\epsilon \omega$, 所以对绝大部分岩石来说, 可以有 $\sigma \ll \epsilon \omega$, 则 (2-2) 式可用二项式展开成级数:

$$\begin{aligned} r &= j\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \sqrt{1 + \frac{\sigma}{j\omega \epsilon}} \\ &\approx j\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \left(1 + \frac{\sigma}{2j\omega \epsilon} \right) \\ &= \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} + j\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \end{aligned} \quad (2-6)$$

于是

$$\beta = \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2-7)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2}} \quad (2-8)$$

电磁波在介质中的传播速度 v 与相位系数有关,

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad (2-9)$$

设 $\bar{\mu}$ 、 $\bar{\epsilon}$ 分别代表介质的相对导磁率和相对介电常数, 即

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0} \\ \bar{\epsilon} &= \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (2-10)$$

μ_0 、 ϵ_0 分别代表真空的导磁率和介电常数, 在国际单位制中,

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ 亨/米}$$

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ 法/米}$$

对于一般的非磁性岩石, 可认为其导磁率与真空的相等, 即 $\bar{\mu} = 1$, 则有

$$v = \frac{c}{\sqrt{\bar{\epsilon}}} \quad (2-11)$$

式中 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \times 10^8$ 米/秒, 为电磁波在真空中的传播速度。

(2-11) 式对地质雷达探测来说是相当重要的。它告诉我们, 在非磁性岩石中电磁波的传播速度基本上只与相对介电常数有关。从物性测定结果看, 灰岩的相对介电常数比较稳定, 一般在7~9之间。所以,

在灰岩地区工作时, 即使未测定 $\bar{\epsilon}$, 也可以较准确地计算回波行程。

将 (2-3) 和 (2-10) 式代入 (2-7) 式, 电磁波的衰减系数可化为

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\bar{\epsilon} \mu} \operatorname{tg} \delta \quad (2-12)$$

对于非磁性岩石 $\bar{\mu} = 1$, 则

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\bar{\epsilon}} \operatorname{tg} \delta \quad (\text{奈比/米})$$

$$\approx 8.686 \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\bar{\epsilon}} \operatorname{tg} \delta \quad (\text{分贝/米}) \quad (2-13)$$

式中 λ_0 为电磁波在真空中的波长。

(2-13) 对地质雷达探测来说也是相当重要的。它告诉我们, 频率足够高时, 电磁波在非磁性岩石中传播的衰减系数主要决定于岩石的电导率 σ 。

必须注意, σ 和 ϵ 都是频率的函数, 所以 β 和 v 也是频率的函数。这种物理性质随频率的不同而变化的现象称做频散。 σ 随频率的增高而增大, ϵ 随频率的增高而减小。由于 ϵ 的变化较小, 所以应主要注意 β 随 σ 的增大而增大的情形。

(2) 电磁波在两种介质分界面上的反射和透射

在电磁场理论中, 对这一问题已做了详尽的讨论。这里只就岩石介质的情况, 把与我们工作有关的电磁波反射和透射的某些特性简述如下。

电磁波的反射系数和透射系数, 除了与分界面两侧介质的电磁参数 (ϵ 、 μ 、 σ) 和角频率 ω 有关外, 还与入射角 θ_0 及电磁场的极化方向有关。对平面电磁波, 如果以 $R_{\perp}$ 和 $T_{\perp}$ 分别代表电场极化方向垂直入射面的能量反射系数和能量透射系数; $R_{\parallel}$ 和 $T_{\parallel}$ 分别代表电场极化方向平行入射面的能量反射系数和能量透射系数。根据能量守恒定理我们有:

$$R_{\perp} + T_{\perp} = 1 \quad R_{\parallel} + T_{\parallel} = 1$$

当电磁波垂直入射时, 即 $\theta_0 = 0^\circ$, 则有

$$R_{\perp} = R_{\parallel} = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}} \right)^2 \quad (2-14)$$

$$T_{\perp} = T_{\parallel} = \frac{4\sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}}{(\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1})^2} \quad (2-15)$$

式中 ϵ_1 和 ϵ_2 分别代表分界面两侧介质的相对介电常数。

当电磁波沿分界面滑行时, 即 $\theta_0 = 90^\circ$, 则有

$$R_{\perp} = R_{\parallel} = 1 \quad T_{\perp} = T_{\parallel} = 0$$

当电磁波以任意角度入射时, 即 $0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$,

则有

$$R_L > R_H \quad T_L < T_H$$

可见电磁波的反射系数和透射系数与极化方向有密切的关系。任意线性极化的波都可以看成水平极化波和垂直极化波的合成。由于 $R_L \geq R_H$ ，反射波的极化方向必定发生改变。甚至在某些情况下，如在损耗较大的介质表面反射时，线性极化的波会变成椭圆极化的波。这一特性对地质雷达野外工作方法和天线设计来说是可以利用的。比如，我们可利用直达波和反射波在极化方向上的不同特点，设法压制直达波而相对地突出反射波。

当探测地下岩溶时，常遇到灰岩—水和灰岩—空气的界面。若取灰岩相对介电常数为 9，水的为 81，空气的为 1，在电磁波垂直入射时，利用 (2-14) 和 (2-15) 式对灰岩—水分界面和灰岩—空气分界面进行计算都得：

$$R = 0.25 \quad T = 0.75$$

也就是说，地质雷达发射的能量大部分可以经灰岩表面进入岩层。当在岩层中遇到水或空洞时，既能产生对高灵敏度接收机来说足够强的反射，又能使大部分能量继续向更深处穿透，以探测更深的界面。

(3) 地质雷达方程

所谓地质雷达方程，就是考虑了电磁波在岩石中传播时的衰减系数的雷达方程。在平面（如延伸很大的断裂面）反射的情况下，它可以写为：

$$P_R = \frac{P_t G_t A R}{4\pi D^2} \times 10^{-\beta D/10} \quad (2-16)$$

式中 P_R ：地质雷达回波功率，

P_t ：地质雷达发射功率，

G_t ：发射天线增益，

$A = G_r \frac{\lambda^2}{4\pi}$ ：接收天线的有效截面积，

G_r ：接收天线增益，

λ_0 ：电磁波在空气中的波长，

R ：能量反射系数，

β ：电磁波在岩石中传播的衰减系数，

D ：回波往返行程。

在很多情况下，地下被探测的目标往往不能看做平面，这时就不能用 (2-16) 式计算回波功率。但我们可以再假定另外一种极端情况，即地下目标是一个散射体，如较小的溶洞，与其相应的雷达方程为：

$$P_{R\sigma} = \frac{P_t G_t A \sigma_s}{4\pi D_1^2 4\pi D_2^2} \times 10^{-\beta D/10} \quad (2-17)$$

式中 $P_{R\sigma}$ ：散射目标回波功率，

σ_s ：散射目标的有效截面，

D_1 ：发射天线至散射目标的距离，

D_2 ：接收天线至散射目标的距离，

$D = D_1 + D_2$

比较 (2-16) 和 (2-17) 式，对于散射目标，回波功率与距离的四次方成反比；而对于平面反射，回波功率与距离的平方成反比。一般的反射目标则介于这两个极端情况之间，即回波功率与距离的反比关系介于 2 次方与 4 次方之间。

(2-16) 和 (2-17) 式中都含有一个相同的指数衰减项，衰减指数的大小与衰减系数和距离的乘积成正比。当 β 较大时，这一项是决定回波功率的主要因素。比如， $\beta = 0.5$ 分贝/米时，探测距离每增加 10 米，回波功率减少 10 倍；而当 $\beta = 2.5$ 分贝/米时，探测距离每增加 10 米，回波功率就要减少 10 万倍。质地较纯的灰岩的衰减系数多在 1.0~2.5 分贝/米，这说明，地质雷达回波功率一般是非常微弱的。

根据 (2-16) 和 (2-17) 式，若已知 β 和系统总增益，可以估算仪器的最大探测距离；还可以根据信号的强弱大致判断反射目标的性质。

(三) 仪器

我们只在这里简要地说明地质雷达的特殊要求，而不讨论具体的电路形式，因为能满足这些特殊要求的电路形式是很多的。

在岩石中，电磁波的衰减系数很大，随着传播距离的增加，电磁波能量将急剧减少，这在技术上给地质雷达带来两个问题：

(1) 回波非常微弱。与此相反，直达波几乎没有衰减，如不采取相应的技术措施，它要比回波大百万到千万倍。

(2) 探测距离有限，一般只有几米~几十米。回波和直达波的到达时间相差很小（几十~几百毫微秒），有时甚至互相重叠。

因此，地质雷达必须满足以下几点要求：

(1) 发射—接收系统总增益（发射功率与接收机能分辨的最小回波功率之比）要高，以获得尽可能大的探测距离；

(2) 发射脉冲要窄，以分辨近距离目标并提供足够的纵向分辨力；

(3) 发射天线和接收天线之间的隔离要好，以减少直达波的强度；

(4) 接收机的动态范围要大，以避免被强讯号阻塞；

(5) 在权衡电磁波的衰减、天线的尺寸和方向性、脉冲宽度和峰值功率等几个互相矛盾的因素的基础上, 适当选择工作频率。

我们研制的 DL-1 型调制脉冲地质雷达基本满足了上述要求, 图 2 是它的方框图。

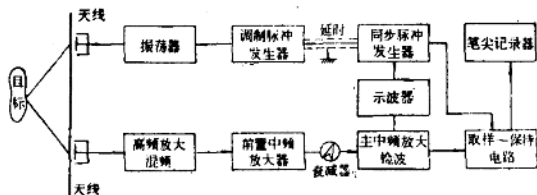


图 2 地质雷达方框图

天线是该系统的关键部件。我们采用的是带有反射罩的对数周期天线。它的优点是频带很宽, 天线方向图的旁瓣很小, 两个天线之间的侧向隔离度不劣于 -50 分贝, 主瓣与后瓣之比可达 20 分贝。

DL-1 型调制脉冲地质雷达的各项技术指标如下:

工作频率: 220 兆赫,

发射脉冲半功率点宽度: 小于 0.1 微秒,

发射脉冲底部宽度: 小于 0.16 微秒,

发射脉冲峰值功率: 约几十瓦,

接收机中频频率: 60 兆赫,

接收机带宽: 20 兆赫,

接收系统增益: 100 分贝,

发射-接收系统总增益: 120 分贝,

天线增益: 8 分贝。

根据上述指标, 利用 (2-16) 和 (2-17) 式估算 DL-1 型调制脉冲地质雷达的最大探测距离: 当 $\beta = 0.5$ 分贝/米时, 最大探测距离为 40 米 (散射目标) 和 70 米 (平面反射); 当 $\beta = 2.5$ 分贝/米时, 则为 13 米和 18 米。

仪器的最小作用距离主要由脉冲宽度 τ 决定:

$$h_{\text{最小}} = \frac{\tau c}{2\sqrt{\epsilon}}$$

我们的地质雷达 $\tau = 0.1$ 微秒, 若取 $\epsilon = 9$, 则

$$h_{\text{最小}} = 5 \text{ 米}$$

这个 $h_{\text{最小}}$ 是指回波与直达波不相互重叠的最小距离, 也就是对空雷达中的所谓盲区。但根据我们实践的体会, 利用波形的特征点, 可以分辨距离小于 5 米的回波, 详见下节。

(四) 资料的整理解释

分析研究各测点的记录波形, 计算回波在岩石中

的传播时间 t_0 和行程 D , 借以圈定反射面 (体) 的空间位置和形态; 分析研究回波信号的强度, 结合地质情况推断反射面 (体) 的性质。这就是资料整理解释的主要内容。

(1) 反射面 (体) 的圈定

回波在岩石中的行程为

$$D = V t_0$$

将 (2-11) 式代入:

$$D = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} t_0 \quad (4-1)$$

式中 ϵ 值可在野外已知条件下测得或在室内测定样品得到。回波在岩石中的传播时间是

$$t_0 = \Delta t_0 + t_0 \quad (4-2)$$

这里 Δt_0 是回波与直达波的时差,

t_0 是直达波的传播时间。

当回波与直达波不相重叠或重叠不多时, Δt_0 就是波峰间的距离。若重叠较多, 由于重叠部分载频的干涉, 波峰间的距离与时差不再有确定的对应关系。这时可利用波形未重叠部分的特征点, 间接求出 Δt_0 。通过试验我们认为, 把直达波脉冲前沿和回波后沿的切线与零线的交点做为特征点效果较好, 见图 3。因为同一发射机发射波形特征点的位置较稳定。发射波形特征点距离 $T = t_2 - t_1$, 回波后沿特征点的位置为

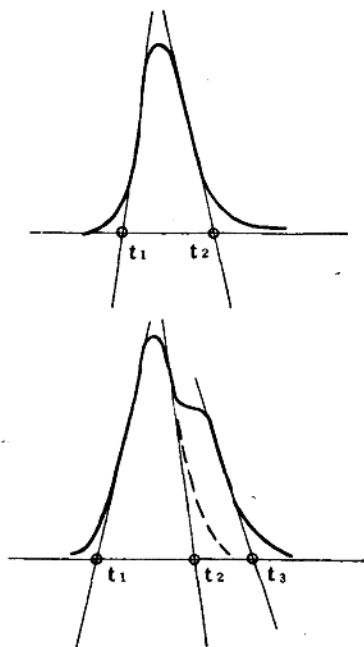


图 3 波形重叠时利用特征点求 Δt_0

(注: 下图中 t_2 切线应与 t_3 线平行)

t_3 , 则

$$\Delta t_3 = t_3 - t_2 = t_3 - t_1 - T \quad (4-3)$$

图3中右侧的记录波形, 是在门头沟隧道内深灰色灰岩中观测的, 岩石的衰减系数为2.5分贝/米。回波是隧道外陡壁的反射。

直达波的传播时间 t_0 , 可根据两个天线间的距离 d 和电磁波在空气中的传播速度 c 计算,

$$t_0 = \frac{d}{c} \quad (4-4)$$

在坑道内工作时, 由于天线方向图的后瓣大于旁瓣, 这时观测到的直达波往往是从坑道后壁反射来的, 如图4。假定坑道宽度为 b , 天线距离为 d , 则直达波的传播时间:

$$t_0 = \frac{1}{c} \sqrt{4b^2 + d^2} \quad (4-5)$$

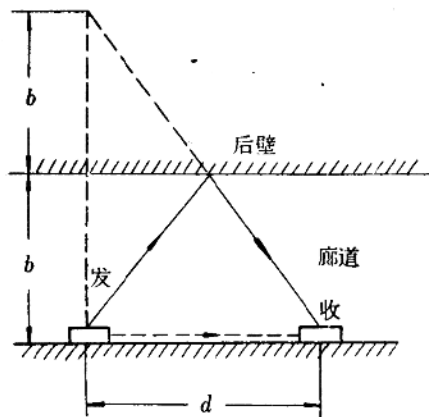


图4 存在后壁反射时直达波的行程

得到回波行程 D 后, 以收发天线位置为焦点, 以 D 为长轴做一旋转椭球面, 这就是反射点的轨迹。如果对应多个测点的旋转椭球面存在一个明显的包络面, 说明目标可能是一个较大的连续界面, 如断层、暗河等; 如果对应多个测点的旋转椭球面存在一个明显的会聚区, 说明目标可能是一个较小的反射体, 如小溶洞等。当然, 只凭回波行程的资料还不足以推断目标的性质。

(2) 回波信号强度分析

由雷达方程可知, 回波功率的大小与界面的反射系数 R 成正比。反射系数是表征反射面性质的重要参数之一, 因此, 根据回波信号强度推算界面的反射系数是很有意义的。

为了讨论方便, 将 (2-16) 式改写为

$$P_r = \frac{P_t G(\theta_t) G(\theta_r) \lambda_0^2 R}{(4\pi D)^2} \times 10^{-\beta D/10} \quad (4-6)$$

式中 θ_t : 入射波射线与发射天线平面的夹角,

θ_r : 回波射线与接收天线平面的夹角。

直达波功率 P_0 可由下式给出

$$P_0 = \frac{P_t G^2(\theta_0) \lambda_0^2}{(4\pi d)^2} \quad (4-7)$$

这里 θ_0 为直达波射线与天线平面的夹角, 不存在后壁反射时, $\theta_0 = 0^\circ$ 。将 (4-7) 式的 P_t 代入 (4-6) 式, 解得 R 为:

$$R = \frac{P_r}{P_0} \frac{G(\theta_0)}{G(\theta_t)} \frac{G(\theta_0)}{G(\theta_r)} \frac{D^2}{d^2} \times 10^{D\beta/10}$$

$$\begin{aligned} \text{取对数} \quad \log R = \log \frac{P_r}{P_0} - \log \frac{G(\theta_t)}{G(\theta_0)} - \log \frac{G(\theta_r)}{G(\theta_0)} + \\ + 2 \log \frac{D}{d} + 0.1 D \beta \end{aligned} \quad (4-8)$$

式中 $\frac{P_r}{P_0}$ 和 D 可根据记录波形求得, $\frac{G(\theta_t)}{G(\theta_0)}$ 和 $\frac{G(\theta_r)}{G(\theta_0)}$ 可从天线方向图上求出。为了计算方便, 我们根据实测的天线方向图绘制了 $\log \frac{G(\theta)}{G(-0^\circ)}$ 曲线 (负号表示岩石—空气界面的空气一侧, 正号是岩石一侧), 示于图5。要求得较准确的 $\frac{P_r}{P_0}$ 值, 最好对接收机进行标定并绘出 $V_{\text{输出}}(P_{\text{输入}})$ 曲线, 以排除接收机非线性失真引起的误差。

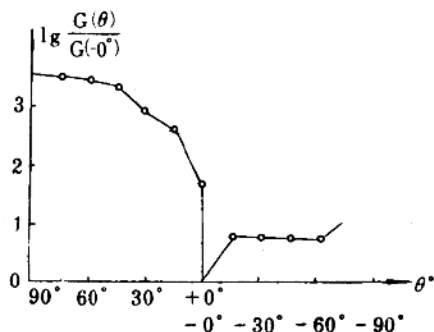


图5 天线 $\log \frac{G(\theta)}{G(-0^\circ)}$ 对 θ° 的关系曲线

如前所述, 灰岩—空气、灰岩—水界面的反射系数 $R = 0.25$, 即 $\log R = -0.6$ 。一般说来, 其它类型反射界面的反射系数应比上二者小, 即 $\log R < -0.6$ 。这一点对判断反射目标是否具有工程地质意义是很重要的参考。比如, 按 (4-8) 式计算的 $\log R$ 若远小于 -0.6 , 表明是弱反射, 可认为是没有工程地质意义的裂隙面或岩性差异较小的岩石分界面; 若 $\log R$ 大

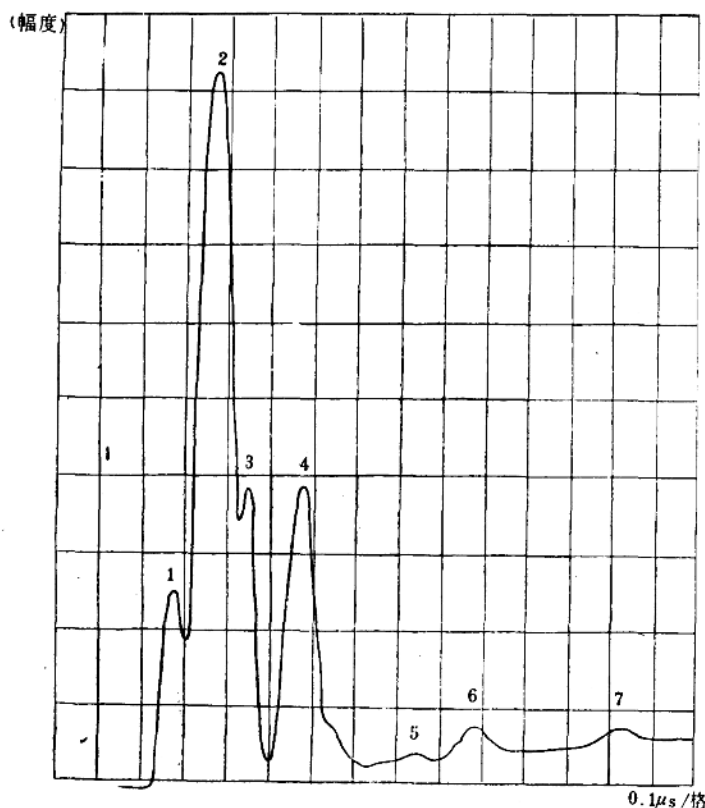


图 6 桂林“罗试11点”记录波形

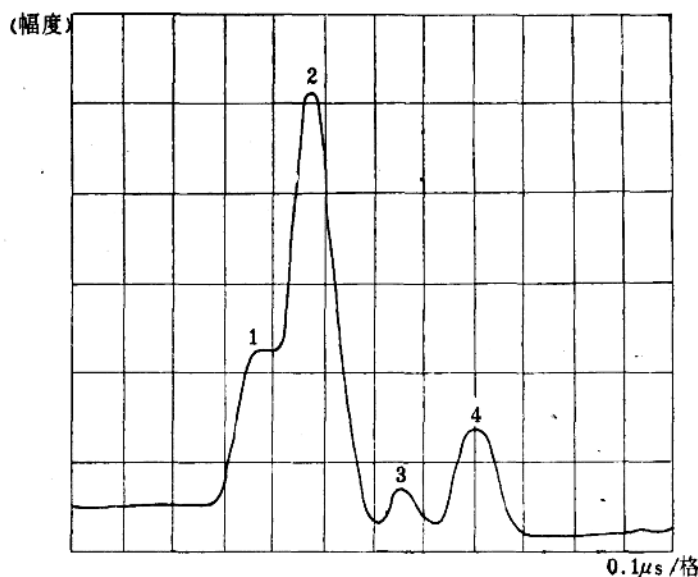


图 7 贵州某电站廊道内的一个记录波形

于-0.6,则表明可能存在多目标反射,使回波信号叠加增强。

如果在工作地区存在已知目标,可用该目标的回波强度做为比较标准来计算未知目标的反射系数。设已知目标的反射系数为 R_1 ,未知目标的反射系数为 R_2 ,则

$$\log \frac{R_2}{R_1} = \log \frac{P_{s2}}{P_{s1}} - \log \frac{G(\theta_{12})}{G(\theta_{11})} - \log \frac{G(\theta_{r2})}{G(\theta_{r1})} + 2 \log \frac{D_2}{D_1} + 0.1 \beta (D_2 - D_1) \quad (4-9)$$

因为回波讯号较弱,所以 $\frac{P_{s2}}{P_{s1}}$ 的值受接收机非线性失真的影响很小。这样求得的反射系数比较准确。

下面各举一例说明这两种计算方法:

(1) 在桂林某工程洞内的一个试验点上,观测到了七个波形,如图6。其中1和2是经过不同路径的直达波,3—7是五个回波。用(4—8)式计算得:

$$\begin{aligned} \log R_3 &= -4.6 & \log R_4 &= -3.6 \\ \log R_5 &= -1.8 & \log R_6 &= -0.6 \\ \log R_7 &= 2 \end{aligned}$$

3和4在记录上虽然幅度很大,但反射系数很小,说明是弱反射,工程地质意义不大;5、6和7在记录上幅度很小,但反射系数很大,说明这几个目标值得注意。经现场勘察,这几个回波的行程都与已知空洞对应。其中 R_7 最大,因为该界面是弯曲成向心弧形的巷道壁,造成了集聚反射能量的条件。这是到目前为止,我们观测到的最远的回波,距离为58.6米。

(2) 图7是贵州某电站右坝基的一个记录波形,测点位于680米高程的廊道内。幅度最大的脉冲波形2是廊道后壁的反射,4是岩体外陡壁的反射,

因而 $\log R_4 = -0.6$ 。3 是岩石内部一个目标的反射。

由 (4-9) 式求得: $\log \frac{R_4}{R_3} = 1.7$, 则 $R_3 = 0.005$ 。用

(2-14) 式计算 $\bar{\epsilon}_2 \approx 12$ 。根据已知资料和实地观察, 该目标为一充填有泥土和碎石块的断层, 其相对介电常数应在十几到几十之间变化, 与上述计算结果相符。这里应指出 R_3 的大小不单决定于介电系数的差异, 还与断层厚度有关。所以计算是粗略的。

(五) 物 性

如前所述, 与地质雷达探测有关的物性主要是 $\bar{\epsilon}$ 和 β 。考虑到频散现象, 测定物性使用的频率范围应尽可能的宽。

(1) 利用野外已知条件测定 $\beta(f)$ 曲线

在野外条件下, 用透射已知厚度的岩层的办法, 可以测定 β 。

把讯号源和接收机置于厚度为 h 的岩层的两侧, 设讯号源发射功率为 P_t , 到达接收机的功率为 P_R , 则有

$$P_R = \frac{P_t T^2}{4\pi h^2} 10^{-\beta h/10} \quad (5-1)$$

式中 $T = 0.25$, 为空气—岩石分界面的能量透射系数。透射试验时, 电磁波两次通过空气—岩石分界面, 所以式中有 T^2 。为了避免直接测量 P_t 的麻烦, 在保持仪器状态不变的情况下, 将讯号源和接收机移至空气中, 二者相距仍为 h 时再进行测量, 测得的功率为 P_0 。

$$P_0 = \frac{P_t}{4\pi h^2} \quad (5-2)$$

将 (5-2) 式代入 (5-1) 式, 消去 P_t 得:

$$\beta = \frac{1}{h} (10 \log P_0 - 10 \log P_R + 20 \log T) \quad (5-3)$$

图 8 是用这种方法在北京门头沟奥陶系灰岩中测得的 $\beta(f)$ 曲线。这些对应不同岩性的 $\beta(f)$ 曲线存在一个共同的特点: 频率低于 200 兆赫时, β 随频率的提高而缓慢地增加; 频率超过 200 兆赫时, β 随频率的提高很快上

升。这是我们当时把工作频率选择在 200 兆赫附近的主要依据。后来在不同地区、不同岩性条件下广泛测量 $\beta(f)$, 发现它的变化规律差异很大。因此, 200 兆赫附近的工作频率并不是对所有地区和岩性都是合理的。

(2) Q 表样品测量

野外物性测定需要一个合适的已知条件, 这种条件不是随处都能找到的。而样品测定不受这个限制, 同时又便于和它的化学分析相配合, 进一步分析物性变化的机制。因此, 它是研究物性的必不可少的方法。

我们是用高频 Q 表法测定样品的 $\bar{\epsilon}$ 和 $\tan \delta$ 的。因为这是一种常规的方法, 故不赘述。图 9 和图 10 是部分的测定结果, 限于设备条件, 使用的频率只限于 0.1—50 兆赫。

图 9 表明, $\bar{\epsilon}$ 越到高频越趋于一致, 这同野外测量的 $\bar{\epsilon}$ 值变化不大这一情况相吻合。图 10 中的 $\tan \delta$ 曲线基本上是互相平行变化的, 说明它们的关系比较稳定。

由 (2-3) 式, 如果 σ 和 ϵ 是常数, $\tan \delta$ 与 ω 成反比, 在双对数坐标系上应是以 45° 斜率下降的直线。但图 10 中的曲线并未按 45° 下降, 在 15 兆赫以后还略有上升趋势, 说明 σ 在频率较高时有较大的频散。

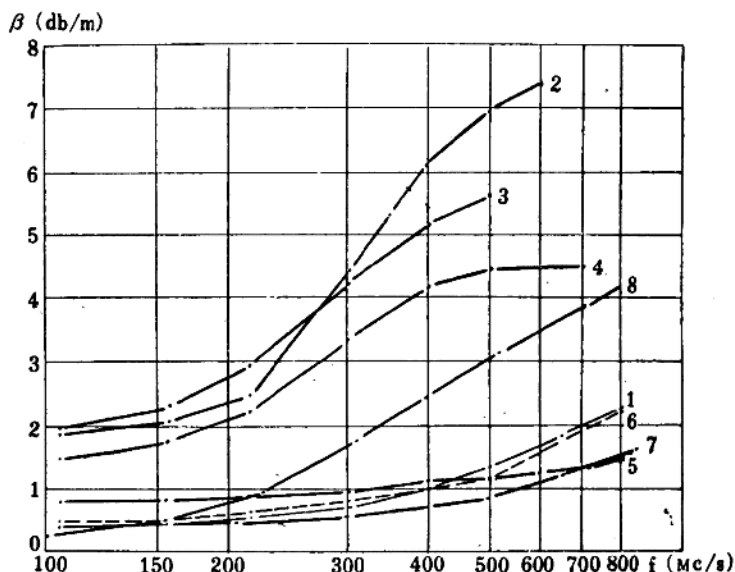


图 8

1、5、6、7 为浅灰色灰岩; 2、3、4 为灰黑色灰岩; 8 为灰色灰岩

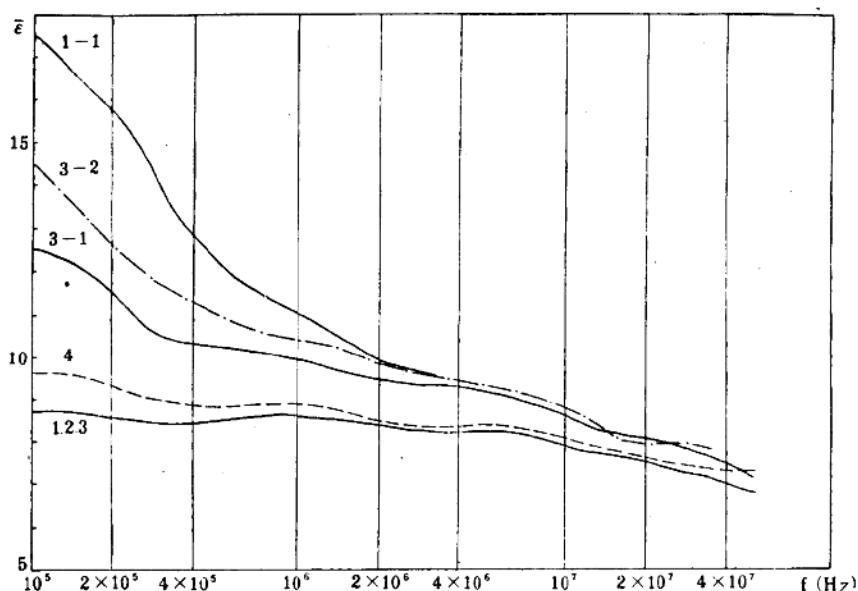


图 9 高频Q表法测定的 $\bar{\epsilon}(f)$ 曲线
(图例与图10相同)

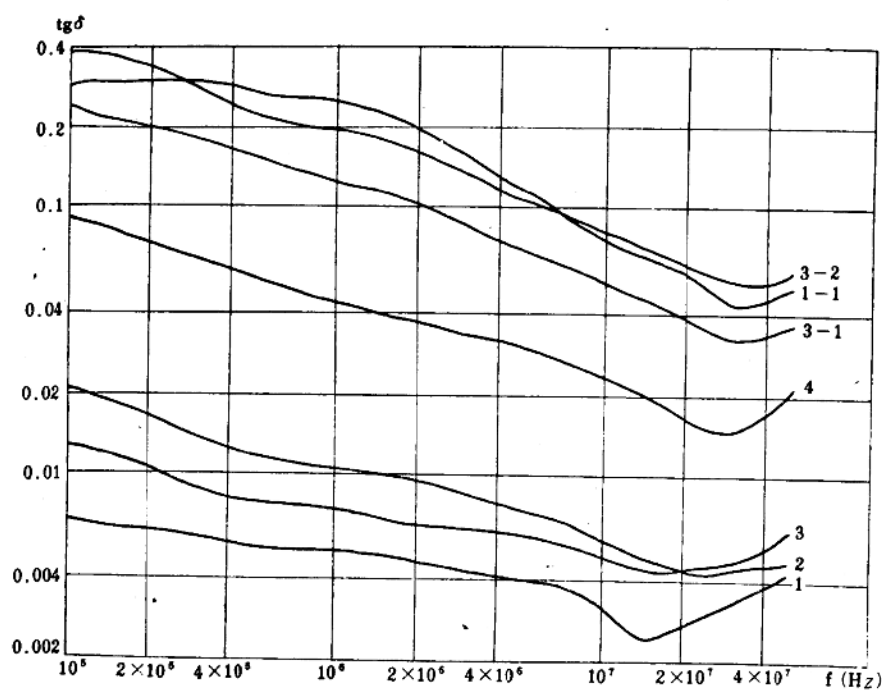


图 10 高频Q表法测定的 $\text{tg } \delta(f)$ 曲线

曲线 1 为奥陶系下统白云质灰岩 (北京门头沟); 曲线 1-1 为奥陶系下统黑色灰岩 (北京门头沟); 曲线 2 为二叠系下统白云质灰岩 (昆明西山); 曲线 3 为三叠系下统 (第二层上部) 白云质灰岩 (贵州乌江); 曲线 3-1 为三叠系下统 (第二层下部) 深灰色灰岩 (贵州乌江); 曲线 3-2 为三叠系下统 (第一层) 灰黑色灰岩 (贵州乌江); 曲线 4 为泥盆系融县组浅灰色灰岩 (桂林)

(六) 野外试验结果举例

我们用DL-1型调制脉冲地质雷达在北京门头沟、密云黑山寺、昆明西山、贵州乌江和桂林等地做了相当数量的野外试验。有些结果在前面已做了介绍，现再举几例。

(1) 已知条件下的试验

(I) 图11是在不同衰减系数的岩石中观测到的记录波形及测点附近的剖面图。

曲线(1)a是在门头沟隧道内浅灰色白云质灰岩中观测记录的。衰减系数为0.6分贝/米。观测到两个回波： t_1 是与隧道斜交的裂隙的反射，裂隙宽10厘米，充填有泥土和碎石； t_2 是外陡壁的反射。根据曲线计

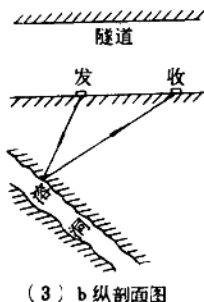
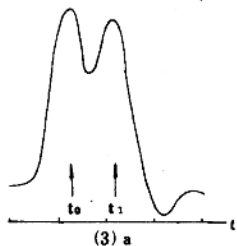
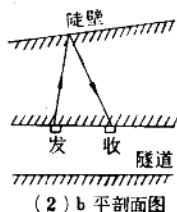
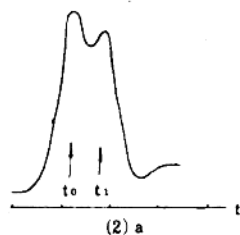
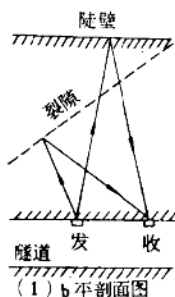
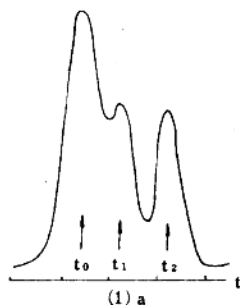


图 11 已知条件下的观测记录波形及测点附近剖面图

算的岩层厚度为19.8米，实际厚度19米。

曲线(2)a是在上述同一隧道内黑色灰岩中观测记录的。衰减系数为2.5分贝/米。根据曲线计算的厚度为10.1米，实际厚度9.8米。

曲线(3)a是在密云黑山寺隧道入口处一已知溶洞上观测记录的。衰减系数为2.2分贝/米。根据溶洞顶板到收发天线的距离计算的回波行程是26.2米，由曲线计算的回波行程为24.6米。

(II) 图12是在江苏宜兴善卷洞观测的记录波形。岩石衰减系数约1.5分贝/米。该溶洞分上中下三个洞，测点位于中洞，以下洞的顶板为反射目标。曲线中的第二个尖峰是中洞后壁的反射，最小的一个尖峰就是下洞顶板的回波，根据曲线计算的岩层厚度约16~17米，与实际厚度相符。

根据已知条件下的试验结果，我们发现能用一个经验公式快速估算地质雷达的回波在岩石中的最大行程 D_{max} 和最大作用距离 h_{max} ，即：

$$\beta = \frac{1}{D_{max}} [120(1 - 10^{-0.027 D_{max}}) - 8.5 - 20 \log D_{max}] \quad (6-1)$$

上式是将已知参数 $10 \log G = 8$, $\lambda_0 = 1.5$, $R = 0.25$,

$10 \log \frac{P_t}{P_r} = 120$ 分贝代入地质雷达方程再附加一个经验因子 $(1 - 10^{-0.027 D_{max}})$ 得到的，这个因子实际上是近区的负校正项。

图13的曲线是依照(6-1)式绘制的，图中以 $h_{max} = \frac{1}{2} \sqrt{D_{max}^2 - d^2}$ 作为横坐标，并取 $d = 5$ 米。图中的圆点表示不同地区、不同衰减系数的岩石实测到的较远的回波。点子多在曲线下方说明这些回波尚不是仪器所能观测的最远的回波。只有一个点子在曲线上方，是在桂林某地观测到的，见图6中的7。由于该处反射面呈向心弧形，因而超过了理论探测距离。图13还表明，现有的仪器只能在衰减系数小于2.5~3分贝/米的岩石中应用，超过这一范围，即使目标很近，也难以观测到回波。

(2) 未知条件下的试验

我们在贵州某水电站右岸坝基结合工程需要做了探测试验。地层是三叠系玉龙山灰岩，衰减系数1.2分贝/米。图14示出了680米和700米高程廊道内的探测结果。发现了九条异常带，相应编号为 $f_{R1} \sim f_{R9}$ 。与地质资料对比： f_{R1} 是断层 F_{14} 的反映； f_{R6} 和 f_{R7} 与溶缝 K_1 和断层 F_{15a} 吻合； f_{R8} 是断层 F_{35} 在700米高程上向北东向的延伸。

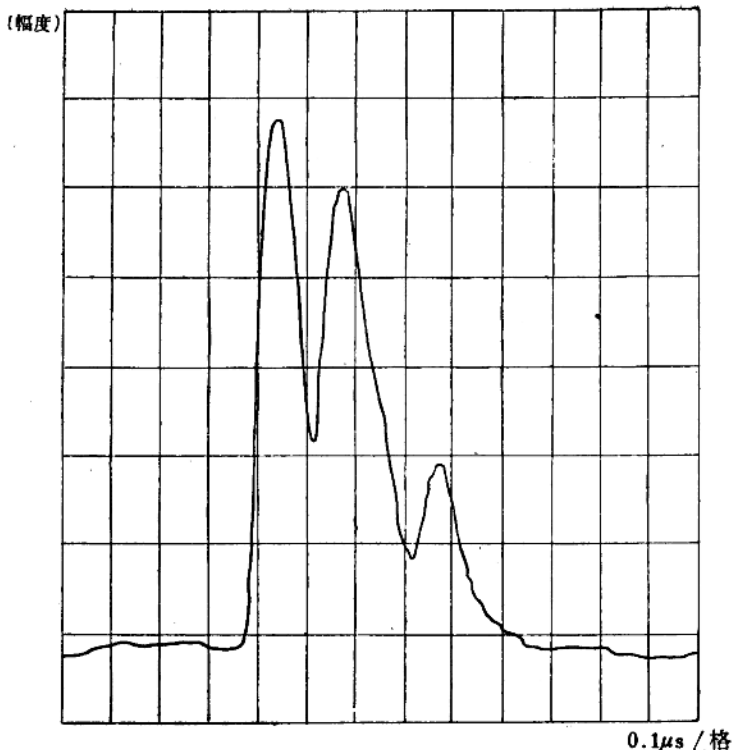


图 12 江苏宜兴善卷洞的一个记录波形

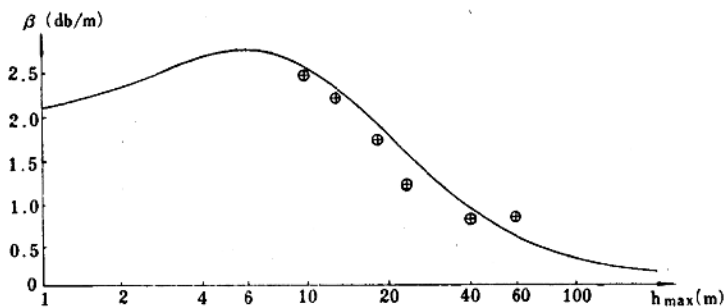


图 13 探测距离与岩石衰减系数的关系

后经工程揭露， f_{R2} 附近有一近东西向的大溶缝，向北西沿断层尖灭。 f_{R2} 就是该溶缝的反映，它们在位置上的偏差是测点太少引起的。

必须指出，地质雷达天线指向性较差，只有加密测点才能提高横向分辨率。由于隧道只能提供一条观测线，所以加密观测点，只能消除异常位置沿测线方向的随意性。工程验证时，应估计到这种情况。

(七) 讨 论

(1) DL-1 型调制脉冲地质雷达可以在衰减系数小于 2.5 分贝/米的岩石中探测洞穴、暗河、断裂和岩性差异较大的岩石分界面。可在矿山、铁路、水电和建筑等工程中应用。

(2) 干砂、岩盐、冰川和永久冻土的衰减系数一般都不大于 2.5 分贝/米，预计可用地质雷达进行探测。

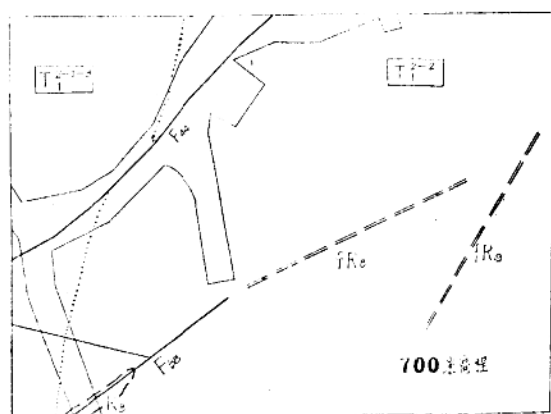
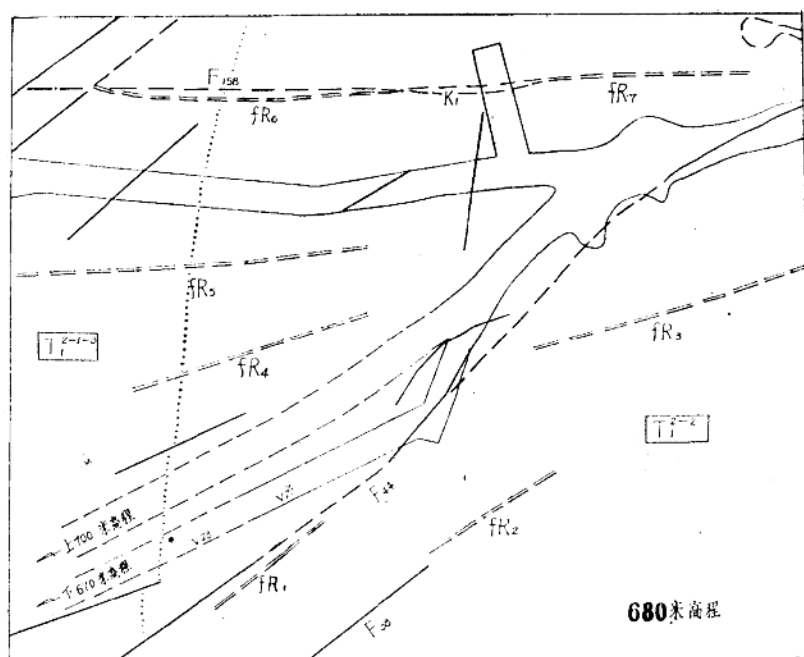
(3) DL-1 型调制脉冲地质雷达不能在衰减系数大于 2.5 ~ 3 分贝/米的岩石中探测，在地表工作时，需要清除天线附近的浮土。这严重限制了它的应用。

(4) 电磁波的衰减系数随频率的降低而减小，降低频率是扩大地质雷达应用范围的主要途径之一。但是，对调制脉冲来说，如果简单地降低频率势必会增加脉冲宽度，从而降低纵向分辨力，这是我们不希望的。采用单周脉冲体制能解决这个矛盾。

道理很简单。根据频谱分析，载频为 f_0 、宽度为 τ 的矩形脉冲，其脉冲能量的 90% 集中在 $f_0 - \frac{0.81}{\tau} \sim f_0 + \frac{0.81}{\tau}$ 之间，亦即能量大都集中在载频附近；而对宽度仍为 τ 的视频脉冲，其脉冲能量的 90% 集中在 $0 \sim \frac{0.81}{\tau}$ 之间，亦即能量大都集中在低频段。其它形状的脉冲，诸如正弦

形、三角形、钟形等，也都有类似的情形。

比如，把周期为 0.2 微秒的单周正弦振荡做为发射讯号，那就相当于发射一个宽为 0.1 微秒的视频脉冲。显然，其能量都集中在 5 兆赫以下的频段。同宽度为 0.1 微秒、载频为 220 兆赫的调制脉冲相比，频率降低了近 210 兆赫。这对扩大电磁波在岩石中的穿透距离有很大的意义，而主要由脉冲宽度决定的纵向



图例

- 地质雷达探测界面
- 实测和推断断层
- 断层及裂隙
- 地质界线
- 道路

图 14

分辨率却没有损失。当然，发射单周脉冲会给天线制做、电路设计带来新的困难，但我们相信有办法克服。

参考文献

[1] J. R. Wait., Electromagnetic Wave in Stratified Media, Pergamon Press, 1962.

[2] L. N. 莱德诺尔主编 (田幸、雨之译), 雷达总体工程, 国防工业出版社, 1965.

[3] J. C. Cook., Radar exploration through rock in advance of mining, Trans. soc. Mining Engineers, AIME, Vol. 254, №2, 1973.

[4] D. L. Moffatt., R. J. Puskas., A subsurface electromagnetic pulse radar, Geophysics Vol. 41, №3, 1976.

[5] K. Sivaprasad., K. C. Stotz., Reflection of electromagnetic pulses from multilayered medium, IEEE Trans, Vol. Ge-11 №3, 1973.

[6] 鲍家善, 微波原理, 高等教育出版社, 1965.

最小均方误差滤波器对航磁数据的处理

邵梦林 陆正立*

寻找一种基于位场性质的、能将区域场与局部场较为客观地分离开来的方法，一直是许多地球物理工作者的努力目标。

本文提出了一种最小均方误差线性滤波方法。它是根据所要研究区域的位场特点设计的。用此法对直立棱柱组合模型场进行了试算，并用南京—铜陵地区航磁资料进行实际计算，均取得了较好的效果。在此基础上，结合化极、垂向二次导数等处理方法，就有可能对大面积的航磁资料作出较为合理和确切的地质解释。

方法原理

1. 最小均方误差滤波器的设计

人们可以根据要求规定一种准则，使得在这种准则下，滤波效果是最佳的，即滤波器的实际输出与希望输出之间有最小的均方差，则这种滤波器称为最小均方误差滤波器或一般通称的维纳滤波器。本文提出的分离区域场与局部场的滤波器就是这种滤波器。

设 $H(\omega)$ 为所求的最小均方误差滤波器的频率响应， $P_x(\omega)$ 为输入函数的功率谱， $P_s(\omega)$ 为希望输出一信号的功率谱， $P_n(\omega)$ 为噪声的功率谱， $P_{xs}(\omega)$ 为输入函数与希望输出的互功率谱，则最小均方误差滤波器为

$$H(\omega) = \frac{P_{xs}(\omega)}{P_x(\omega)} \quad (1)$$

假定1：信号与噪声彼此独立，即不相关，则

$$P_x(\omega) = P_s(\omega) + P_n(\omega) \quad (2)$$

$$P_{xs}(\omega) = P_s(\omega) \quad (3)$$

(1)式成为：

$$H(\omega) = \frac{P_s(\omega)}{P_s(\omega) + P_n(\omega)} \quad (4)$$

我们的目的是将这一结果用于区域场和局部场的

分离，如果需要通过滤波获得区域场，则将区域场看作信号，将局部场看作噪声，反之，则把局部场看作信号，而将区域场看作噪声。为此，首先要对信号与噪声谱的形式作出适当的估计。

通过近几年来工作，我们对重磁异常频谱的性质作了一定的了解。不同激发体重磁异常振幅谱的一个最重要的共同特性是其中包含有 $e^{-\omega h}$ 这样的因子， h 为激发体顶部或接近顶部的埋深。这就使得在航磁异常的对数振幅谱中，往往存在两个以上的直线段，它们的斜率指示了两个不同的深度：区域场的平均顶深和局部场的平均顶深。这是通过谱分析所获得的最重要的信息，我们的滤波器就是在此基础上制作的。

假定2：区域场功率谱具有 $ae^{-2\omega H}$ 的形式，而局部场功率谱可表示成 $be^{-2\omega h}$ 。

假定3：在实际对数功率谱中，位于低频段斜率绝对值较大的直线段由区域场源决定，位于高频段斜率绝对值较小的直线段由局部场源决定。

这样，我们便可以根据实际对数功率谱的两个不同的直线段获得 a 、 b 、 H 、 h 四个参数，它们分别是该两直线的截距和斜率之半的负数。

提取区域场的最小均方误差滤波器即可写成：

$$H_Q(\omega) = \frac{ae^{-2\omega H}}{ae^{-2\omega H} + be^{-2\omega h}} = \frac{1}{1 + K_Q e^{2\omega(H-h)}} \quad (5)$$

$$K_Q = \frac{b}{a} \quad (6)$$

提取局部场的最小均方误差滤波器为：

$$H_J(\omega) = \frac{be^{-2\omega h}}{ae^{-2\omega H} + be^{-2\omega h}} = 1 - H_Q(\omega) \quad (7)$$

* 参加此项工作的，除安徽省冶金地质勘探公司物探队、桂林冶金地质研究所外，还有广西冶金地质学校物探教研室、江苏冶金地质勘探公司814队。

粗看起来,假定2和假定1是矛盾的,但对实际资料的分析可以知道,只要存在范围很大且有一定强度的区域场, $K_0 \ll 1$, 便可认为它们实际上并不矛盾。

2. 滤波器参数的取得

现在讨论如何获得滤波器的四个参数: a 、 b 、 H 、和 h 。我们处理的对象是二维位场资料, 因此功率谱也是二维的。为了使取得的滤波器参数能代表整个谱的性质, 采取求径向谱包线的做法。所谓径向谱包线, 即是在二维功率谱中位于间隔

$$K\Delta\omega - \frac{\Delta\omega}{2} \leq \omega_K \leq K\Delta\omega + \frac{\Delta\omega}{2} \quad (K=0, 1, \dots)$$

的圆环中找出其中最大者构成 $\ln P(\omega_K) - \omega_K$ 曲线。一般地说, 由 $\ln P(\omega_K) - \omega_K$ 曲线求得的斜率能较好地反映激发体的埋深。上式中

$$\omega = (u^2 + V^2)^{1/2}$$

这里 u 、 V 是基线和测线方向上的频率, $\Delta\omega$ 是规定的一个频率间隔。

根据计算机输出的径向谱包线 $\ln P(\omega_K) - \omega_K$ 图, 采用人机联作方式, 选取两个直线段分别作一元线性回归, 就可以得到它们的截距和斜率, 从而获得我们需要的四个滤波器参数, 将它们代入滤波器表示式 (5) 和 (7), 便可直接作频率域的滤波运算。

3. 滤波器的若干性质

首先, 这一滤波器是具有圆对称性质的纯振幅滤波器, 它不改变输入谱的相位特性。

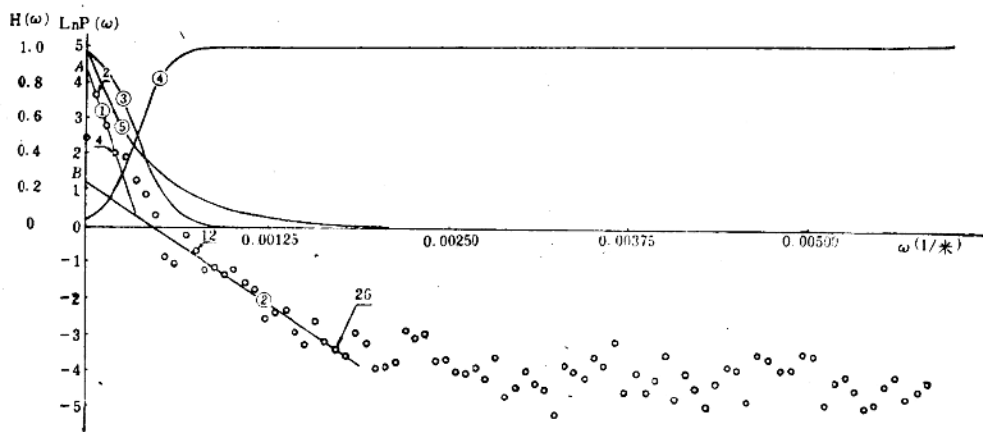


图1 繁昌地区航磁场的功率谱对数和提取区域场、局部场的频率响应及其与向上延拓频率响应的比较

①—2—4的回归直线 $\ln P_1(\omega)$; ②—12—26的回归直线 $\ln P_2(\omega)$; ③—提取区域场的频率响应 $H_Q(\omega)$; ④—提取局部场的频率响应 $H_J(\omega)$; ⑤—向上延拓1200米的频率响应 $H_u(\omega)$

由 (5) 式可知, 提取区域场的滤波器 H_Q 是一个低通滤波器。

当 $\omega = 0$ 时, $H_Q(0) = \frac{1}{1 + K_0}$ 。当 $K_0 \ll 1$ 时,

$H_Q \approx 1$ 。

如果定义 $H(\omega) = 0.5$ 时的 $|\omega|$ 值为该滤波器的宽度, 则可知滤波器的宽度为 $\frac{1}{2(H-h)}$ 。容易知道,

滤波器在该点有最大陡度, 其值为 $-\frac{H-h}{2}$ 。

综上所述, 功率密度上限 a 与 b 差别愈大, 即 $a \gg b$ 时, $H(0)$ 愈接近 1, 滤波器的宽度也愈大; 而区域场源与局部场源埋深的差别愈大, 滤波器的截止愈快, 宽度愈窄。因此, 滤波器能针对不同实际资料中区域场源与局部场源埋深的差别以及功率密度上限的差别给出不同的滤波窗口, 因而具有“自适应”的功能。

图1给出了最小均方误差滤波器的频率响应与向上延拓滤波器频率响应的比较。由图可见, 最小均方误差滤波器保留了向上延拓压制高频干扰的优点, 同时又避免了向上延拓对低频信号压制过多的缺点。

对于提取局部场的最小均方误差滤波器, 由于 $H_J(\omega) = 1 - H_Q(\omega)$, 显然是一个高通滤波器。

4. 滤波效果

滤波效果的好坏, 取决于两个方面。首先取决于希望输出的形式以及求得的滤波器参数是否符合客观实际, 其次取决于实际的滤波输出是否接近希望输出。先讨论第二个问题。

最小均方误差滤波器的实际输出是否接近希望输出,从理论上说,可以通过实际输出与希望输出的最小均方误差来衡量。最小均方误差可以表示成

$$Q_{\min} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_s(\omega) P_n(\omega)}{P_s(\omega) + P_n(\omega)} d\omega \quad (8)$$

显然,信号与噪声之间相关越大, $Q_{\min}$ 越大; 相关越小, $Q_{\min}$ 越小。只有当信号与噪声完全不相关时, $Q_{\min}$ 才等于零。

将(8)式除以希望输出的总能量,得到标准化的最小均方误差 $\epsilon_{\min}$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\min} &= \frac{Q_{\min}}{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_s(\omega) d\omega} \\ &= 1 - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_s(\omega) H(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} P_s(\omega) d\omega} \end{aligned} \quad (9)$$

由于 $Q_{\min}$ 和希望输出总能量均为正,可知 $\epsilon > 0$, 且只有 $H(\omega) = 0$ 时 ϵ 才等于 1, 因此, ϵ 必在 0 至 1 的范围内。当 $\epsilon = 0$ 时, 实际输出等于希望输出, 滤波效果最好; 当 $\epsilon = 1$ 时, 实际输出与希望输出完全不一致, 滤波失败。

关于本节开头的第一个问题, 因为实际情况比较复杂, 不可能有一个定量的衡量标准。

设 η 为滤波后区域场与局部场的极大值与正演计算得到的理论区域场与局部场极大值之间的相对百分误差, 即

$$\eta = \frac{\tilde{T}_M - T_M}{T_M} \times 100\% \quad (10)$$

$\tilde{T}_M$ 为滤波后的极大值, T_M 为正演得到的极大值。通过对理论模型的计算, η 一般小于 15%。当 $K_0 \ll 1$ 的条件不能满足且 H 与 h 较为接近时, η 可达 50% 以上, $\epsilon_{\min}$ 也随之增大。

应用及地质效果

南京—铜陵地区 1:2.5 万航磁资料是由冶金部物探公司航测队于 1972 年—1973 年间完成并提供的。该区地形较平缓, 地质研究程度较高。全区面积近九千平方公里 (长约 170 公里, 平均宽度 55 公里, 250 米 $\times$ 250 米网度的航磁数据约 14.5 万)。区内广泛分布的火山岩、不同深度的隐伏火成岩及大量磁铁矿体, 在几种不同方向的构造作用下, 引起了规模、强度、形态各异而又相互叠加的复杂磁异常。

应用前述方法, 对该区作了区域场与局部场的分离。经计算, $\epsilon = 7.10\%$ 。在此基础上, 还作了化极垂向二次导数和向下延拓等处理, 对全区作了全面地质分析与解释。

为了充分利用 1:2.5 万航磁提供的大量信息, 又要考虑解决计算机容量小、数据量大的矛盾, 克服某些分区处理结果 (如化极) 给拼图带来的困难, 我们采取了下列三种计算方案:

(1) 全区: 以 1 公里 $\times$ 1 公里的网度, 提取区域场 T_0 , 计算化极区域场 T_0^* 及化极区域场的垂向二次导数 $(T_0^*)_{zz}$ 。利用这些图件可以直接确定深部磁性体的走向、空间位置和有关的构造特征。

(2) 分区: 全区自南西至北东分成互相重叠一部分的九个分区, 每个分区以 250 米 $\times$ 250 米的网度提取局部场 T_L , 目的是发现孤立局部场, 再根据局部场的分布特点和它们所处的地质环境, 解决其性质问题。

(3) 分块: 由全区提取的区域场, 从南西至北东圈出六分块采用 250 米 $\times$ 250 米的网度, 通过分块计算深度, 将其中的区域成分下延至场源上顶, 目的是对比深部源的相对深度和磁性大小。

这几种处理方法所能提供的地质信息, 可以分别从场源深度的地质意义, 区域地质构造分析, 深部磁性岩体的圈定以及确定成矿有希望地段的探讨等几方面来加以叙述。

1. 场源深度的估算结果及其地质意义

由于航磁工作的范围较地面磁测大得多, 因此, 在其原始数据中将比地磁包含了更多的深部的信息。如果处理得好的话, 有可能反映出两种以上深度的层次。我们在三种规模的数字处理区 (全区、分区和分块) 上分别估算了各自的区域场源和局部场源的深度, 并据此绘制出图 2。

显然, 全区的结果给出了深源和浅源的平均深度; 分区或分块的结果反映了深度沿研究区轴方向 (北东—南西向) 的变化; 而分块计算的区域场源与所在分区的平均区域场源深度的明显差异, 恰恰反映了分区的结果可能指示了一种更深的场源存在。同时又可划出两种成分, 其中较浅的一部分反映的是深部的磁性岩体, 而较深的那部分反映的或许就是古老的磁性基底。至于局部场, 反映的应是近地表的磁性岩体和磁铁矿体。

由图 2 不难看出, 由于繁昌和南京两处古老基底的明显隆起, 而将宁芜盆地和繁昌盆地两端的界线明显地规定了下来。在宁芜盆地内部, 古老基底深度的变化