



大地电磁法简介

陈德志

中国分类号: P631.32

大地电磁法出现于五十年代初期,是法国的卡格尼阿德 (Cagniard) 和苏联的吉洪诺夫 (Тихонов) 提出的。它是利用天然电磁场作为场源的一种地球物理方法,国内也称为磁大地电流法 (The Magnetotelluric Method)。从某种意义上讲,可以说是大地电流法的发展。实际上是通过测量各种频率下的地表水平电场分量 E_x (或 E_y), 与正交的水平磁场分量 H_x (或 H_y) 之比,从而达到了了解地下电性结构的目的。从理论上讲,探测深度是无限的。就目前方法的应用,其探测深度已达到了解地壳和上地幔的地电特性。本方法还具有不受地下高阻层的屏蔽和对低阻分辨力高的优点。方法所具有的这些优点,为地球物理工作者所重视。

本文仅就大地电磁法有关的场源、基本理论、仪器和野外工作、方法的应用等作一简单介绍。

(一) 场源

地球天然电磁场是一种能量丰富、频谱宽阔的天然场源。为便于叙述,按大地电磁法习惯应用的频率范围,将方法所涉及的地球天然电磁场划分为:低频部分 (10^{-4} — 10^1 赫兹); 音频部分 (10^1 — 20×10^3 赫兹); 高频部分 (30×10^3 — 500×10^3 赫兹)。这种划分方法并不严格,各家也不一致。

地球天然电磁场的低频部分,主要来自太阳,受太阳等多种因素的影响。在空间中,存在着强烈变化的太阳等离子体流和由太阳爆炸产生的短波辐射,以及由高能质子组成的速度为 300—800 公里/秒的等离子体云 (即太阳风)。等离子体云受地球磁场的阻挡,在磁场边界感应电流形成磁球层。整个磁球层构成象“水滴”一样的细长流线型。

与磁球层的等离子体相反,电离层的等离子体被太阳的紫外线和 x 射线电离,由于电离层的霍夫 (Hoff) 导电性,磁球层的磁流体现象在 90—140 公里高的电离层产生大的水平电流板。它们也是辐射到

大气中的电磁能源。

由于太阳物理与地球物理的复杂因素,形成低频天然电磁场的机制,至今尚未完全清楚,说法也各有差异。

高于 1 赫兹的地球外的天然电磁场的扰动,受到电离层的屏蔽。音频部分的电磁场,主要来自远区的闪电和雷雨。闪电和雷雨产生的能量通过地球表面与电离层间形成的波导 (即地球波导),绕全球传播,场源本身构成一广阔的频谱,但由于波导特性,多数频率的场源容易衰减。舒曼 (Schuman) 认为,在 8、14、20 和 25 赫兹的频率,能观测到能量十分强的峰值。在大约 2000 赫兹时,有一强的吸收作用。在 2000 赫兹以下,振幅随频率的减小而增加。在通常情况下,低纬度能级较高,夏季比冬季高,下午比上午高。这些特点说明了在野外工作中,受到时间性和地区性的限制。

(二) 基本理论

卡格尼阿德提出的关于大地电磁场是由高空向地下垂直投射的平面电磁波的假说,多数情况对实际地球物理勘探工作是适用的,为地球物理工作者所接受,是大地电磁法的理论基础。因为大地电磁法所研究的大地电磁场是来自于透过电离层的电磁波,或高空的雷雨、闪电引起的电磁波,这种场源的距离相对于实际研究区域和勘探深度是足够大的。电磁场周期在接近 10^4 秒数量级时,场源尺寸的影响才会出现,周期小于 10^4 秒时,就可以忽略场源尺寸的影响。一般情况下,大地电磁法理论上是把地球作为平面问题看待,在研究不是过深的地球内部构造及不是过大的电磁场周期的情况下,这种假设是适用的。

在任意介质中,矢量 E 和 H 满足于如下麦克斯韦方程组:

$$\operatorname{rot} H = \frac{E}{\rho} \quad (1)$$

表 1

E—极化	H—极化
$E(O, E_y, O), H(H_x, O, H_z)$	$H(O, H_y, O), E(E_x, O, E_z)$
$\frac{\partial H_x}{\partial Z} - \frac{\partial H_z}{\partial X} = \frac{E_y}{\rho}$	$-\frac{\partial H_y}{\partial Z} = \frac{1}{\rho} E_x$ $\frac{\partial H_y}{\partial X} = \frac{1}{\rho} E_z$ (1')
$-\frac{\partial E_y}{\partial Z} = i\omega H_x \cdot \mu_0$ $\frac{\partial E_y}{\partial X} = i\omega H_z \cdot \mu_0$	$\frac{\partial E_x}{\partial Z} - \frac{\partial E_z}{\partial X} = i\omega H_y \cdot \mu_0$ (2')
	$\frac{\partial E_x}{\partial X} + \frac{\partial E_z}{\partial Z} = 0$ (3')
$\frac{\partial H_x}{\partial X} + \frac{\partial H_z}{\partial Z} = 0$	(4')

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (4)$$

对于沉积岩和大部分火山岩的 $\mu_r = 1$ 。假设为 $e^{-i\omega t} = \cos \omega t - i \sin \omega t$ 形式的谐波, 则 (1)–(4) 式可变为:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\mathbf{E}}{\rho} \quad (1')$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H} \quad (2')$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (3')$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (4')$$

对于 E—极化即 y 方向的电矢量, 和 H—极化即 y 方向的磁矢量 (y 方向即走向方向), 可以得到表 1 中方程组。

合并方程 (1') 和 (2'), 得到:

$$\frac{1}{\mu_0 i \omega} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial Z^2} - \frac{1}{\mu_0 i \omega} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial X^2} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}_y \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial Z^2} \cdot \rho - \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial X^2} \cdot \rho = i\omega \mathbf{H}_y \mu_0 \quad (6)$$

同样可以得到下列左右对应的方程:

E—极化

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial X^2} = K^2 \mathbf{E}_y \quad (7)$$

H—极化

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial X^2} = K^2 \mathbf{H}_y \quad (8)$$

$$K^2 = -\lambda \omega \cdot \frac{\mu_0}{\rho} \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_x = -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial Z} \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_x = -\rho \cdot \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial Z} \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_z = \frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial X} \quad (12)$$

$$\mathbf{E}_z = \rho \cdot \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial X} \quad (13)$$

对于方程 (7)~(13) 而言, 在水平半空间中, \mathbf{E}_y 和 \mathbf{H}_y 的解不依赖于 x 和 y, 因而得到:

E—极化

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial Z^2} = K^2 \mathbf{E}_y \quad (14)$$

H—极化

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial Z^2} = K^2 \mathbf{H}_y \quad (15)$$

$$K^2 = -i\omega \frac{\mu_0}{\rho} \quad (16)$$

$$\mathbf{H}_x = -\frac{1}{\mu_0 i \omega} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial Z} \quad (17)$$

$$\mathbf{E}_x = -\rho \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial Z} \quad (18)$$

$$\mathbf{H}_z = 0 \quad (19) \quad \mathbf{E}_z = 0 \quad (20)$$

就均匀半空间而言, 波是在 x—y 平面上被极化的, 我们有:

$$\mathbf{E}_y = A e^{-kz} + B e^{+kz} \quad (21)$$

$$\mathbf{H}_x = \frac{K}{\mu_0 i \omega} (A e^{-kz} + B e^{+kz}) \quad (23)$$

$$\mathbf{E}_x = K \cdot \rho (A' e^{-kz} - B' e^{+kz}) \quad (22)$$

$$\mathbf{H}_y = A' e^{-kz} + B' e^{+kz} \quad (24)$$

在均匀同相半空间中, 场不能随深度而无限的增加, 所以 $B = 0$ 。因此得到:

$$\frac{\mathbf{E}_y}{\mathbf{H}_x} = \frac{\mu_0 i \omega}{K} \quad (25)$$

$$\frac{\mathbf{E}_x}{\mathbf{H}_y} = -\frac{\mu_0 i \omega}{K} \quad (26)$$

$$-\frac{\mathbf{E}_y}{\mathbf{H}_x} = \frac{\mathbf{E}_x}{\mathbf{H}_y} = Z \quad (27)$$

Z 称为“阻抗”，它是包含有关地下信息的复数量。因此，

$$\begin{aligned} Z &= |Z| e^{i\varphi} = \frac{|E_x|}{|H_y|} e^{i(\varphi_{E_x} - \varphi_{H_y})} = \\ &= \sqrt{\frac{2\pi\rho\mu_0}{T}} e^{i(-\frac{\pi}{4})} \\ &= \frac{|E_y|}{|H_x|} e^{i(\varphi_{E_y} - \varphi_{H_x})} = \\ &= \sqrt{\frac{2\pi\rho\mu_0}{T}} e^{i(-\frac{\pi}{4} + \pi)} \end{aligned}$$

均匀同相半空间的电阻率 ρ 可由下式计算：

$$\rho = \left(\frac{|E_x|}{|H_y|} \right)^2 \frac{T}{2\pi\mu_0} = \left(\frac{|E_y|}{|H_x|} \right)^2 \frac{T}{2\pi\mu_0} \quad (28)$$

$$\varphi_{E_y} - \varphi_{E_x} = -\frac{\pi}{4} + \pi \quad (29)$$

$$\varphi_{E_x} - \varphi_{E_y} = -\frac{\pi}{4} \quad (30)$$

最后我们得到水平均匀层状介质的公式：

$$\rho_s = \frac{T}{2\pi\mu_0} \left(\frac{|E_x|}{|H_y|} \right)^2 \quad (31)$$

ρ_s 为视电阻率，是地电剖面参数及观测周期 T 的函数。它是在一定周期下，为整个地电剖面的反映。

上述公式是采用 **MSKA** 单位制推导的。如果电场单位用毫伏/公里，磁场用伽玛，则 (31) 式变为：

$$\rho_s = 0.2 T \left(\frac{|E_x|}{|H_y|} \right)^2 \quad (32)$$

公式 (32) 是大地电磁法的视电阻率计算公式。目前国内外已经计算了两层和部分三层理论量板曲线，利用理论量板曲线和实测曲线进行对比，求出有关参数。图 1 为两层理论量板曲线。

在地电参数为极限的情况下，利用实测曲线的上升枝和下降枝的渐近线，或一些极值点，解出纵向电导 S_L 以及低阻层的顶面深度。同时还可采用计算机计算，进行自动拟合。

在实践中，根据公式 (32) 所获得的视电阻率值，往往在同一频段上也很分散，这是由于各向异性引起的，其阻抗不是标量。为了考虑各向异性影响，提出了张量阻抗概念。由于篇幅所限，有关张量阻抗分析法，就不在这里叙述了。

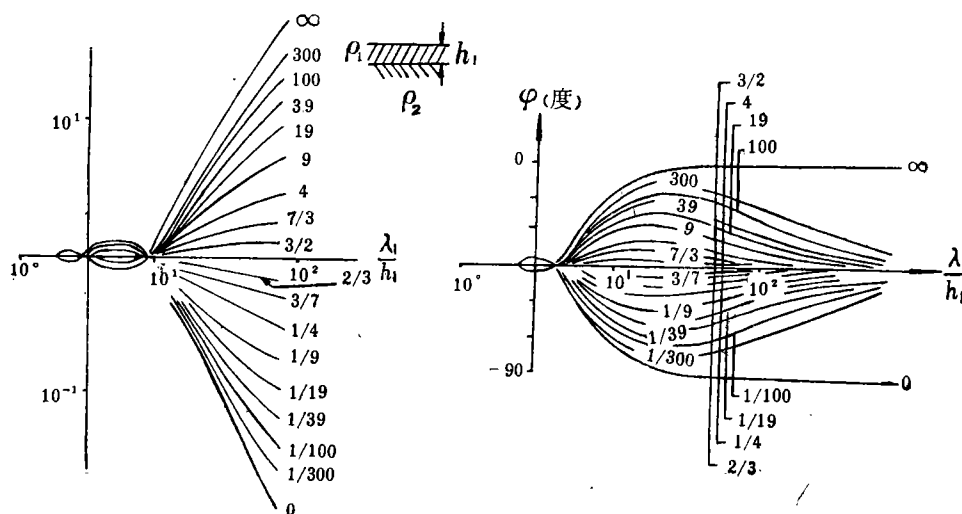


图 1

(三) 仪器和野外工作方法

大地电磁法要求记录微弱的电场和磁场信息（记录的电场信息为： 10^{-8} — $10^{-4} \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 或 10^{-2} — $10^2 \text{mV} \cdot \text{Km}^{-1}$ ；磁场为： 10^{-5} — $10^{-1} \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ）。

记录磁场信息有三种不同类型的检测器：1. 高导磁感应线圈；2. 光电反馈微变传感器；3. 电子旋进磁力

仪（如铯蒸气磁力仪）。应用较多的是高导磁感应线圈。感应线圈的铁芯是采用铁氧体软性材料。整个线圈装入直径比铁芯直径稍大的管子里。由于 1 米—2 米长的线圈灵敏度一般仅为 0.125 — $0.625 \text{V} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m} \cdot \text{S}$ ，在记录前必须使用一高阻抗放大器。如果电压直接反馈到一高灵敏度低电阻检流器上，则频率特性曲线的形状复杂。为了避免机械力的振动，在野外工作中应将线圈埋入地下。

测量电场的电极通常采用不极化电极。一般用铜棒浸入盛有硫酸铜的胶状溶液的瓷罐内，或金属镉浸入镉的氯化物 (CdCl_2) 溶液中。后者与前者相比，其优点是：渗漏慢，填加一次溶液可用 6—8 个月。近来日本的实验表明，纯炭电极温度系数小，极化电位稳定，被广泛采用。目前也有应用铜板下面放一橡胶与地面隔离，构成平行板电容器，这就是所谓不接地的电容电极。一般要求温度对电位的影响应小于 $5 \times 10^{-5} \text{V}/^\circ\text{C}$ ，所以电极应埋入地下较深处。

电极距的选择主要取决于测区内的大地电流强度和仪器的灵敏度。在沉积岩覆盖区，常采用 0.5—1.5 公里的极距，在结晶岩出露地区，极距小到数米。

目前国外主要采用五道数字大地电磁仪器。其方框图如下图所示。一般包括三个 H 道和两个 E 道（记录 H_x 、 H_y 、 H_z 和 E_x 、 E_y 分量）。磁场前置放大器是屏蔽的差动输入斩波载频放大器，具有很低的噪声和散热防震部件。在应用时，要对高感应系数的线圈所提供的信号保持宽的频带、低的噪声以及必要高的增益。

在野外记录五分量电磁场信号时，采用排列成直角的两组电极和三个互相垂直的感应线圈。要求电极与地的联系保持低电阻率和低噪声，输入到每个电信号道的是一组电极之间的电位差。由于近地表横向电阻率的剧烈变化，常导致地表电场的方向和大小在很短的距离内发生变化。同时，两个电极组采取四个臂尽量相等的正交形式。地形起伏可以引起类似于电阻率不均匀所引起的畸变。当地形起伏大于电极距的 10% 时，应尽量避免。同时，选择测点时应尽量避开电厂、电力线、阴极防护回路、无防护的管道、公路以及铁路等。

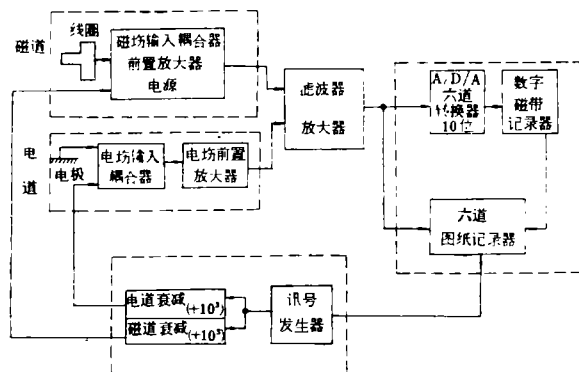


图 2

(四) 方法的应用

目前，欧美一些国家应用大地电磁法研究地壳和上地幔的地电特性，进行沉积盆地构造及结晶基底起伏的研究，取得了良好效果。同时在矿产勘探、地热调查、工程地质以及地震机制的研究和预报方面都取得了一定的效果。

大地电磁法在苏联发展较快，大致有如下分支：

1) 全球磁变测深，能反映深度达 1000 公里的地电剖面特性；2) 月球磁变测深，制定了月球的视电阻率综合曲线，认为月球的岩石圈厚度不小于 700—800 公里；3) 海洋电磁测深，利用海底装置，详细研究了海洋大地电磁测深理论，在浮冰上完成了一系列测深工作；4) 深部大地电磁测深，已完成了 1000 多个测深点，经过工作，认为在地壳和上地幔中存在有良导层；5) 勘探测深，每年大约有 100 个队进行工作，利用测深资料编制了雅库特、萨哈林、勘察加、伊尔库茨克冰成围场、东乌拉尔等地的构造特征图，在莫斯科陆向斜研究了结晶基底起伏。

大地电磁法突出的效果就是用于对地球电性结构

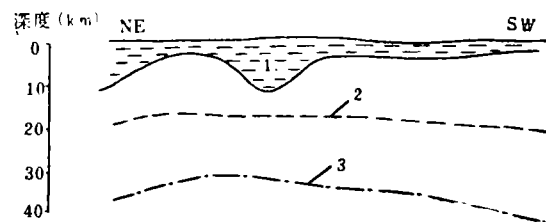


图 3

1—沉积剖面；2—第一导电带；3—第二导电带

的研究。方法成功地划分了地壳和上地幔的电性剖面，在地壳和上地幔中均发现了良导层。

在地壳内部这一低阻夹层的电阻率仅为几欧姆·米。如苏联西伯利亚东部，在 15—19 公里深处，有一纵向电导为 700—1300 欧姆的低阻带（如图 3 所示）。同样在美国得克萨斯北部卢博克附近（深度 22—24 公里，电阻率为 3.5—20 欧姆·米）、美国西部的科罗拉多（深度 15—30 公里，电阻率 80—500 欧姆·米）、加拿大阿尔伯塔坎德蒙附近（深度 14—14.5 公里，电阻率为 2—20 欧姆·米）和其它地区均发现了低阻层。这一低阻夹层正好和地震低速层相对应。

对于形成这一低阻层的原因，尚无统一的说法。有的认为是花岗岩化过程中脱水的结果，或者是角闪岩相脱水相变为麻粒岩的结果；有的认

为是地壳内部分熔融的结果；有的认为是裂隙水充填的结果，或者含水的古老风化面等。

通过不少地区工作结果，均发现上地幔中存在有良导层。如卢博克地区，于65公里深处发现电阻率为50欧姆·米的导电层；美国西部于50—150到600公里深处，电阻率为10—20欧姆·米，大于600公里则电阻率为1欧姆·米；在苏联咸海北部地区，上地幔中电阻率小于6欧姆·米；在澳大利亚西南，大于200公里深处，电阻率为10欧姆·米；在苏联中部俄罗斯盆地，深度大于200公里，电导一般大于1000姆欧。从上述实际资料可以看出，在数十公里下的上地幔中，导电层深度差异很大，人们认为这是与大范围的构造特征、区域火山活动和其它地球物理因素有关。如苏联的南里海低地导电层深度为40—60公里，匈牙利喀尔巴什盆地为80公里，它们均位于构造活动的阿尔卑斯褶皱带内，区域性地热增加，主要在上新世—第四纪沉积中发育的火山建造的强烈差异带。在构造稳定区，上地幔导电层的埋藏深度就大为增加。如非洲的塞内加尔，为100—140公里，中部俄罗斯地台，导电层达200公里以下。这种明显差异说明了上地幔不均匀性对地壳构造活动的巨大影响。对于深部构造电性结构的研究，为研究大地构造提供了更多的地球物理数据。

大地电磁法在石油和天然气的普查方面也取得了很好的效果，苏联把该方法列为油、气普查电法中不可缺少的一种方法。在表层为火成岩、厚层砂岩、砾岩、灰岩等覆盖区域，开展地震勘探工作是困难的，而应用大地电磁法却能取得较好效果。在沉积盆地勘探中，大地电磁法能成功地圈定基底的起伏，进行构造编图，划分沉积层内的电性分层，而国外也积极开展大地电磁法圈定高阻带，直接找油。苏联在西北伯利亚发现了含有大型天然气矿床的构造。

图4—5是德国北部霍夫盐丘上的大地电磁法测量结果。用统计频率分析记录信息，得到一电阻率分

布，其确定的盐丘边界与地震和重力测量的资料很一致。

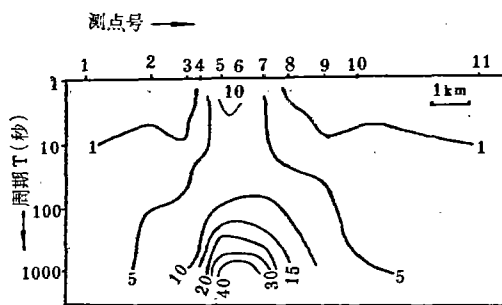


图 4

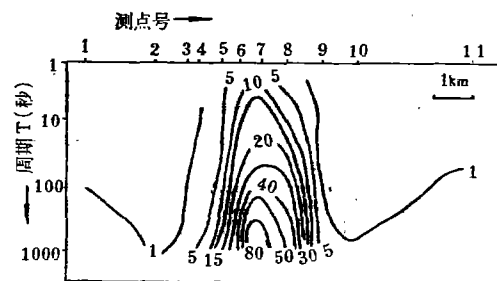


图 5

图6是米苏拉地区的视电阻率剖面图。区内地质情况比较简单，为由寒武纪、奥陶纪的白云岩、灰岩和砂岩组成。区内横向电阻率差异不大。低阻层厚度大部分为100—200英尺，电阻率为40—100欧姆·米；低阻层下面的电阻率近数千欧姆·米，向下延深的这个带是典型的高阻白云岩、灰岩和砂岩，厚度约为1200英尺。

图7表示在高阻覆盖区（火山岩）音频大地电磁法的应用效果。音频大地电磁法和偶极—偶极电阻率法具有相似的形状。

图8是音频大地电磁法在一般电磁法难以解决的

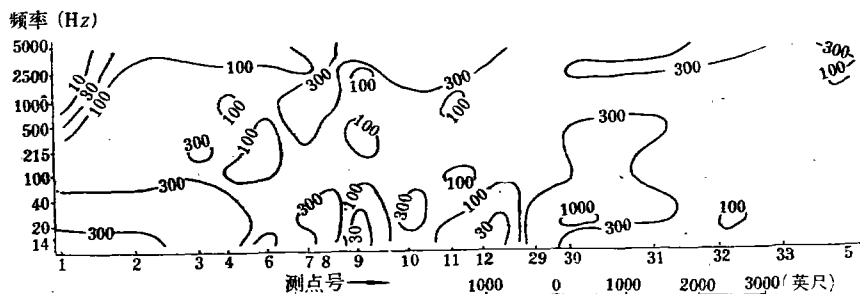


图 6

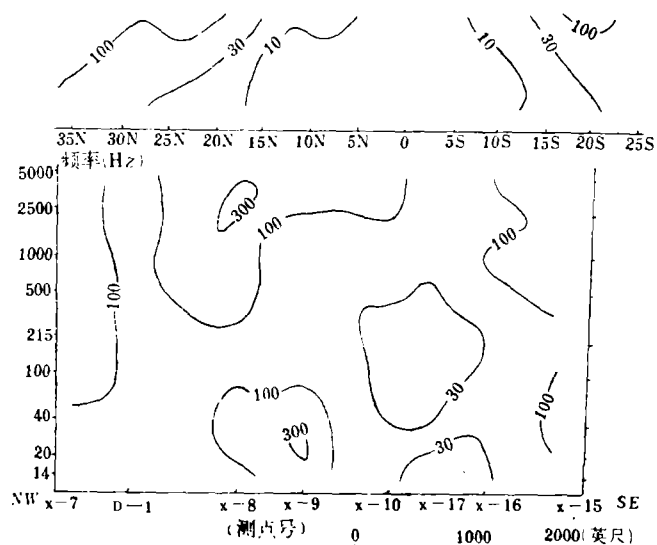


图 7

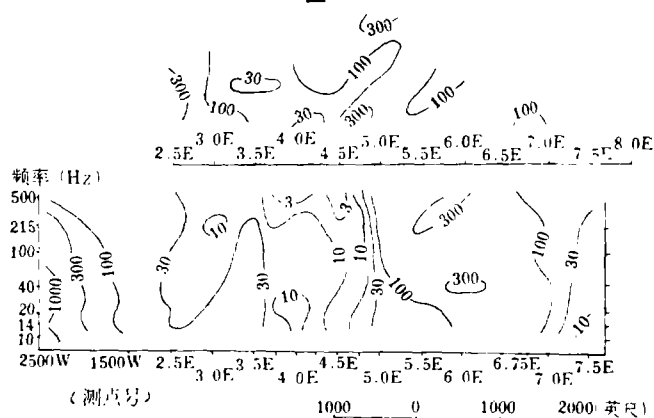
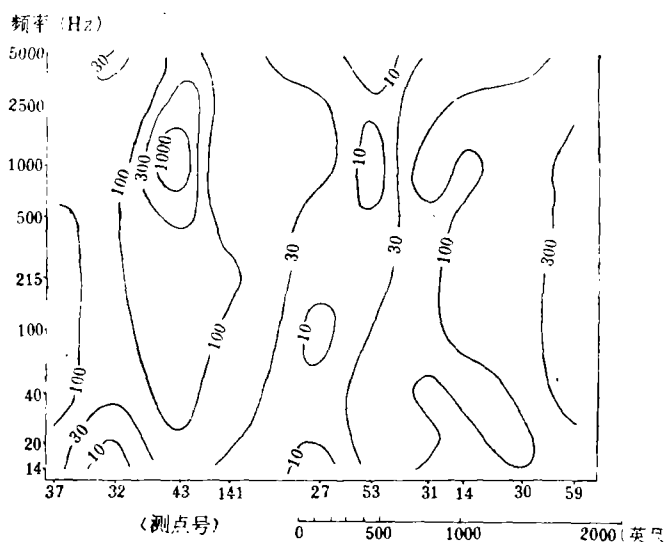


图 8



水平块状矿床上的结果。其与同一地区所使用的 500 英尺的偶极-偶极法对比 (包括电阻率值和总的形状特征), 两组关系是明显的, 据钻井资料, 块状硫化物厚度大约为 1000 英尺。

图 9 为音频大地电磁法在一高阻覆盖下的低阻硫化矿带的结果。说明了大地电磁法对周围环境为高阻的块状硫化物的普查特别有利。

国外也利用大地电磁法监视地壳深部的电阻率变化, 以期达到地震预报的目的。从理论和实验结果表明, 大震前震源区的电阻率会出现较大幅度的变化。

综上所述, 大地电磁法是一种较为成熟的、有广泛用途的地球物理方法。方法除具有本身独特的优点外, 也和其它地球物理方法一样, 也有其局限性。如场源本身的随机性带来的场的方向和大小事前无法控制。近年来, 人们试图利用所谓“接地偶极控制源法”, 用一人工发射源, 控制场的大小和方向。人们为了解决由于横向往电性差异给资料解释所带来的困难, 采用了阻抗张量分析方法。在数字处理技术上也成功的应用了地震勘探的一整套数字处理技术, 诸如时间域滤波、富里叶分析、统计频率分析等方法。为了改进和提高观测速度, 人们也采用了“大地电流—大地电磁法”的综合方法, 在基站测量电场和磁场分量, 在野外测站上仅测量电场分量, 这样既提高了工作效率也减少了仪器设备。总之, 本方法无论从理论研究、仪器改进、解释技术和工作方法的提高方面, 均有大量工作可做。但仅就目前方法已具有的特点及应用效果来看, 将这种方法逐步推广到区域物探中, 作为区域物探手段之一, 是值得重视的。

(参考文献从略)

图 9