

doi: 10.11720/wtyht.2023.1424

杨天春, 胡峰铭, 于熙, 等. 天然电场选频法的响应特性分析与应用[J]. 物探与化探, 2023, 47(4): 1010–1017. <http://doi.org/10.11720/wtyht.2023.1424>

Yang T C, Hu F M, Yu X, et al. Analysis and application of the responses of the frequency selection method of telluric electricity field[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2023, 47(4): 1010–1017. <http://doi.org/10.11720/wtyht.2023.1424>

天然电场选频法的响应特性分析与应用

杨天春¹, 胡峰铭¹, 于熙¹, 付国红¹, 李俊², 杨追³

(1. 湖南科技大学 地球科学与空间信息工程学院, 湖南 湘潭 411201; 2. 湖南省核地质调查所, 湖南 长沙 410007; 3. 湖南普奇地质勘探设备研究院, 湖南 长沙 410000)

摘要: 静态效应是频率域电磁法应用中不可避免的一种物理现象, 通常通过校正方法进行压制或消除。本文提出一种直接利用天然电磁法的静态效应进行浅部电性异常体勘探的新思路, 利用天然电场选频法(FSM)能够测量天然交变电磁场在地表所产生的几个不同频率的水平电场分量来研究地下介质的电性变化。首先采用二维有限单元法对 FSM 开展正演模拟, 模拟结果表明: 当近地表存在低阻异常体时, 地表沿测线方向的水平电场分量曲线与 FSM 实测曲线形态相同, 在低阻体的上方出现十分明显的低电位异常; 当计算的频率点增多时, 电场分量剖面曲线及其拟断面图会出现静态偏移现象, 发现 FSM 异常实质上主要是静态效应所致。FSM 实践应用成果及钻井验证结果表明, 当有地下水存在时, FSM 实测的剖面曲线及拟断面图会出现明显的静态效应现象, 且与 CSAMT 的勘探成果一致。通过理论与实践可知, 直接利用天然电磁场的电场分量开展浅部电性异常体的勘探具有可行性, 今后也可利用频率域电磁法的静态效应现象开展浅层地质勘探。

关键词: 地球物理勘探; 静态效应法; 可控源音频大地电磁测深; 有限单元法; 天然电场选频法; 地下水

中图分类号: P631.1; P641.7

文献标识码: A

文章编号: 1000-8918(2023)04-1010-08

0 引言

在频率域电磁测深中, 受浅层不均匀体和地形起伏的影响, 电流流过不均匀体表面时会形成“积累电荷”, 即地下电流密度分布出现畸变, 致使地表观测的电场分量出现突然增强或减弱, 测得的视电阻率曲线与正常曲线相比出现上下平移现象, 这就是电磁法的静态效应^[1]。特别是当电磁波的趋肤深度远大于不均匀体尺寸时, 其影响就不可忽略。对于视电阻率拟断面图而言, 静态效应一般表现为密集的直立等值线, 纵向延伸很大, 横向范围比较小, 如实际资料中出现的所谓“挂面条”现象, 大部分是静态位移效应所致。

静态效应是频率域电磁法应用中无法避免的一种物理现象, 它会引起资料解释成果出现偏差或错误, 因此一般将其作为干扰进行压制和消除, 以此提

高深部信号的信噪比。如: Zonge^[2]在希尔伯特变换的基础上, 导出振幅谱与相位谱之间的关系, 根据静态效应不影响相位数据的原理, 提出了相位校正法; Bostick 针对消除大地电磁法(MT)中静态干扰而提出电磁阵列剖面法^[3]; Kaufman^[4]提出了与 EMAP 原理相似的曲线拟合法; Zonge 等^[5]采用曲线平移法压制静态效应; Andrieux、Sternberg 等^[6-7]提出利用瞬变电磁法(TEM)消除静位移对 MT 曲线解释结果的影响。国内学者对静态偏移校正也开展了许多研究工作: 陈清礼等^[8]利用地表出露地层的电阻率来标定视电阻率曲线的首支, 以此确定静态偏移量, 并利用该偏移量去改正 MT 的视电阻率曲线; 杨生等^[9]提出了对阻抗张量或实测的电场分量实施静态校正的方法; 邱卫忠等^[10]对可控源音频大地电磁法(CSAMT)的单分量电场进行了研究; 于生宝等^[11]提出了基于小波变换模极大值法和阈值法的 CSAMT 静态校正。

收稿日期: 2022-08-29; 修回日期: 2023-02-27

基金项目: 国家自然科学基金项目(42074219)

第一作者: 杨天春(1968-), 男, 教授, 博士, 主要从事物探方面的教学与科研工作。Email: ytc6803@163.com

天然电场选频法(简称选频法,FSM)是以往中国学者在文献中提到的电脉冲自然电场法等众多方法的总称^[12],它是由中国学者于 20 世纪 80 年代提出来的,通过在地面上测量天然交变电磁场产生的一个或几个不同频率的电场水平分量的变化规律,来研究地下地电断面的电性变化。以往指针式仪器的工作频率一般为 15~1 500 Hz,目前智能化仪器大多为 10~5 000 Hz;在开展剖面法观测时,MN 的极距大小一般取 10 m 或 20 m。过去人们对 FSM 的研究主要集中在仪器研制和实践应用两方面,而对其理论研究甚少。杨杰、林君琴等^[13-14]曾分别以不同的场源观点对 FSM 开展过理论探讨;杨天春等^[12,15]推导并计算了简单二维地质地球物理模型的 FSM 异常,并对三维电磁场共同作用下球体的异常进行过正演模拟;近期,Yang T C 等^[16]又基于 MT 理论对 FSM 的剖面异常开展了理论分析。

随着电子技术的迅猛发展和研究的逐渐深入,目前选频仪大多实现了智能化,野外采集的频率增多,人们对其异常的成因也有了某些新的、更深入的认识。本文根据 FSM 野外工作的特点,基于 CSAMT 原理,从理论上模拟 FSM 的理论曲线;其次,结合 CSAMT 和 FSM 的实践应用实例,说明 FSM 剖面异常产生的主要原因,提出电磁法静态效应是可以用于浅部地质勘探的观点。

1 天然电场选频法二维正演理论

电磁法的正演方法主要有积分方程法、有限差分法和有限元法等,其中有限单元法在电磁法正演模拟方面有其自身的优势^[17],成熟的理论与方法已使其成为研究电磁法问题的重要手段之一。

根据以往的应用可知,相对于 MT 或 AMT 而言,选频法(FSM)的勘探深度一般比较浅,大多在 200 m 之内^[15,18],所以,其一次场场源除了与 MT 一样有地球之外的场源外,地表人文活动所产生的干扰信号也会成为主要场源。由此,可用 CSAMT 理论来近似模拟 FSM 的信号。

1.1 电磁场二维偏微分方程

任何电磁问题都满足 Maxwell 方程组。FSM 在实际应用中应尽量避免高压线等强烈的人文干扰。在 FSM 所满足的条件下,建立如图 1 所示的地质地

球物理模型,y 轴平行构造走向,电性参数仅随 x 和 z 方向发生变化。将场源放置在坐标原点 O,既可沿 x 轴也可以沿 y 轴。

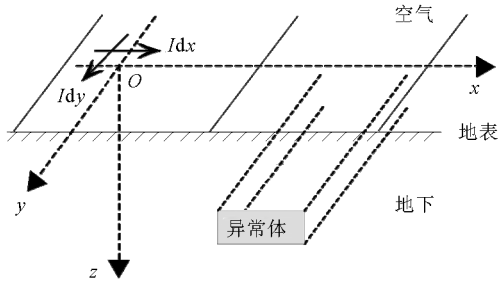


图 1 二维地电模型与坐标系

Fig. 1 2D geoelectrical model and coordinate system

假定圆频率为 ω 、谐变因子为 $e^{i\omega t}$,在导电介质中忽略位移电流时,则谐变电磁场的基本微分方程为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H}, \\ \nabla \times \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \mathbf{J}_e. \end{cases} \quad (1)$$

式中: \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场强度和磁场强度; \mathbf{J}_e 为源电流密度; μ 、 σ 分别为介质的磁导率和电导率; t 为时间变量; i 为虚数单位, $i^2=-1$ 。

将方程组(1)在直角坐标系中展开,并作傅立叶变换,则可得到波数域的 6 个偏微分方程^[19]:

$$\begin{cases} ik_y \hat{E}_z - \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} = -i\omega\mu \hat{H}_x, \\ \frac{\partial \hat{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \hat{E}_z}{\partial x} = -i\omega\mu \hat{H}_y, \\ \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} - ik_y \hat{E}_x = -i\omega\mu \hat{H}_z, \\ ik_y \hat{H}_z - \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} = \sigma_{xx} \hat{E}_x + \sigma_{xy} \hat{E}_y + \sigma_{xz} \hat{E}_z + \hat{J}_{ex}, \\ \frac{\partial \hat{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \hat{H}_z}{\partial x} = \sigma_{yx} \hat{E}_x + \sigma_{yy} \hat{E}_y + \sigma_{yz} \hat{E}_z + \hat{J}_{ey}, \\ \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} - ik_y \hat{H}_x = \sigma_{zx} \hat{E}_x + \sigma_{zy} \hat{E}_y + \sigma_{zz} \hat{E}_z + \hat{J}_{ez}. \end{cases} \quad (2)$$

式中: k_y 为波数; $\hat{}$ 代表波数域内的参数。

将式(2)的 6 个方程进行重组,形成只含有电场 \hat{E}_y 和磁场 \hat{H}_y 的 2 个对偶方程:

$$F\hat{E}_y + MG \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} + MH \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} - R \left[\left(\sigma_{xx} - i \frac{k_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial^2 \hat{E}_y}{\partial z^2} + \left(\sigma_{zz} - i \frac{k_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial^2 \hat{E}_y}{\partial x^2} \right] +$$

$$R \left[\sigma_{zx} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} \right) + \sigma_{xz} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{i\omega\mu} \left(\frac{\partial^2 \hat{E}_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \hat{E}_y}{\partial x^2} \right) - \frac{P}{B} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} - \frac{Q}{B} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} +$$

$$M \left(\sigma_{zx} \frac{\partial^2 \hat{H}_y}{\partial z^2} - \sigma_{xz} \frac{\partial^2 \hat{H}_y}{\partial x^2} \right) + M \left[\left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} \right) - \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} \right) \right] =$$

$$\hat{J}_{ey} + \frac{Q}{B} \hat{J}_{ex} - M \left(\sigma_{zx} \frac{\partial \hat{J}_{ex}}{\partial z} - \sigma_{xz} \frac{\partial \hat{J}_{ex}}{\partial x} + \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \frac{\partial \hat{J}_{ex}}{\partial x} \right), \quad (3)$$

$$- \frac{A}{B} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} - \frac{C}{B} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} + M \sigma_{zx} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} \right) - M \sigma_{xz} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} \right) - M \left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} \right) +$$

$$M \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} \right) + \frac{\sigma_{zx}}{B} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} \right) + \frac{\sigma_{xz}}{B} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} \right) + \frac{1}{B} \left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} \right) +$$

$$\frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} \right) + i\omega\mu \hat{H}_y = - \frac{\sigma_{zx}}{B} \frac{\partial \hat{J}_{ex}}{\partial x} - \frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial \hat{J}_{ex}}{\partial z}; \quad (4)$$

式中的中间变量计算式分别为

$$A = \sigma_{zy} \sigma_{xx} - \sigma_{xy} \sigma_{zx} - \sigma_{zy} \cdot \frac{ik_y^2}{\omega\mu},$$

$$B = \sigma_{xz} \sigma_{zx} - \sigma_{xx} \sigma_{zz} + (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \frac{ik_y^2}{\omega\mu} + \frac{k_y^4}{\omega^2 \mu^2},$$

$$C = \sigma_{zy} \sigma_{xz} + \sigma_{xy} \frac{ik_y^2}{\omega\mu} - \sigma_{xy} \sigma_{zz},$$

$$M = \frac{k_y}{\omega\mu B},$$

$$F = \frac{C}{B} \sigma_{yx} - \sigma_{yy} - \frac{A}{B} \sigma_{yz},$$

$$G = C - \sigma_{yx} \sigma_{zz} + \sigma_{zx} \sigma_{yz} + \frac{ik_y^2 \sigma_{yx}}{\omega\mu},$$

$$H = -A + \sigma_{xz} \sigma_{yx} - \sigma_{xx} \sigma_{yz} + \frac{ik_y^2 \sigma_{yz}}{\omega\mu},$$

$$P = \sigma_{yx} \sigma_{xz} - \sigma_{xx} \sigma_{yz} + \frac{ik_y^2 \sigma_{yz}}{\omega\mu},$$

$$Q = \sigma_{yx} \sigma_{zz} - \sigma_{zx} \sigma_{yz} - \frac{ik_y^2 \sigma_{yx}}{\omega\mu},$$

$$R = \frac{k_y^2}{\omega^2 \mu^2 B}.$$

式(3)和式(4)即为 CSAMT 正演问题所要求解的偏微分方程组,解该方程组能够得到电场 \hat{E}_y 以及磁场 \hat{H}_y 2 个分量的值,其他的 4 个分量 \hat{E}_x 、 \hat{E}_z 、 \hat{H}_x 和 \hat{H}_z 可以通过解波数域内的麦克斯韦方程组得到。例如,分量 \hat{E}_x 的具体求解形式为

$$\hat{E}_x = - \frac{C}{B} \hat{E}_y + \frac{k_y}{\omega\mu B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} - \frac{k_y \sigma_{xz}}{\omega\mu B} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} +$$

$$\frac{\sigma_{xz}}{B} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} + \frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} + \frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \hat{J}_{ex}.$$

(5)

其余 3 个分量 \hat{E}_z 、 \hat{H}_x 和 \hat{H}_z 的具体计算式可参考文献[19]。

1.2 波数域电磁场二维有限单元法^[19]

用有限单元法求解泛函极值问题时,要将研究的区域剖分为有限个数的单元,各单元内场的分布由各单元节点处的场值来近似表示,由此将求泛函极值问题转化为求多元函数的极值问题。

令二维有限单元法的研究区域为 Ω ,其外围边界为 $\partial\Omega$,有限单元法的残差 R^E 、 R^H 分别为式(3)、(4)的左右两边之差。根据 Galerkin 有限单元法,加权余量满足以下关系式

$$\sum_{e=i}^m \iint N_i R^E dx dz = 0, \quad (6)$$

式中: e 代表单元号; m 为单元总数; N_i 是第 i 个节点的插值函数。

由格林公式:

$$\iint \phi \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx dz = - \iint \frac{\partial \phi}{\partial x} \varphi dx dz + \oint \phi \varphi n_x dl, \quad (7)$$

可得单元内波数域场 \hat{E}_y 和 \hat{H}_y 函数:

$$\begin{cases} \hat{E}_{y\Omega} = \sum_k N_k \hat{E}_{yk}, \\ \hat{H}_{y\Omega} = \sum_k N_k \hat{H}_{yk}. \end{cases} \quad (8)$$

式中 N_k 是第 k 个节点的二次插值函数。

引入双线性插值,运用 Galerkin 法可得到正演最终所要求解的有限元方程组为

$$\begin{aligned} & \sum_{e=1}^m \iint_{\Omega} \left\{ -N_i^e N_j F \hat{E}_y + MG \frac{\partial N_i^e}{\partial x} N_j \hat{E}_y + MH \frac{\partial N_i^e}{\partial z} N_j \hat{E}_y - R \left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{E}_y - \right. \\ & R \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{E}_y + R \sigma_{zx} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{E}_y + R \sigma_{xz} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{E}_y + \frac{1}{i\omega\mu} \left(\frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{E}_y + \right. \\ & \left. \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{E}_y \right) - \frac{P}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} N_j \hat{H}_y - \frac{Q}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} N_j \hat{H}_y + M \left(\sigma_{zx} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{H}_y - \sigma_{xz} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{H}_y \right) + \\ & \left. M \left[\left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{H}_y - \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{H}_y \right] \right\} dx dz = \\ & \sum_{e=1}^m \iint_{\Omega} \left\{ N_i^e \hat{J}_{ey} + \frac{Q}{B} N_i^e \hat{J}_{ex} - M \sigma_{zx} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \hat{J}_{ex} + M \sigma_{zz} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \hat{J}_{ex} - \frac{ik_y^2 M}{\omega\mu} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \hat{J}_{ex} \right\} dx dz, \quad (9) \\ & \sum_{e=1}^m \iint_{\Omega} \left[-\frac{A}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} N_j \hat{E}_y - \frac{C}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} N_j \hat{E}_y + M \sigma_{zx} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{E}_y - M \sigma_{xz} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{E}_y - \right. \\ & M \left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{E}_y + M \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{E}_y + \frac{\sigma_{zx}}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{H}_y + \frac{\sigma_{xz}}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{H}_y + \\ & \left. \frac{1}{B} \left(\sigma_{xx} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \hat{H}_y + \frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \hat{H}_y - i\omega\mu N_i^e N_j \hat{H}_y \right] dx dz = \\ & \sum_{e=1}^m \iint_{\Omega} \left[-\frac{\sigma_{zx}}{B} \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \hat{J}_{ex} - \frac{1}{B} \left(\sigma_{zz} - \frac{ik_y^2}{\omega\mu} \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial z} \hat{J}_{ex} \right] dx dz. \quad (10) \end{aligned}$$

式中： N_e 表示剖分的总单元数； N_i^e 表示第 e 个单元中第 i 个节点的插值函数。

由式(9)、(10)可求得各个节点处波数域的电磁场 \hat{E}_y 、 \hat{H}_y ，再由式(5)求 \hat{E}_x ，式中各个节点处 \hat{E}_y 、 \hat{H}_y 的方向偏导数可由插值获得。采用 Galerkin 加权余量法建立有限单元方程，即可实现波数域有限单元法计算。

2 天然电场选频法的模拟计算与分析

利用上述二维有限单元法模拟理论，即可对 FSM 的二维地质地球物理模型开展模拟计算。由于 FSM 一般只观测沿测线方向的地表水平电场分量，即沿 x 方向的分量 E_x ，所以，下面仅对 TM 极化模式进行讨论。

设置 2 个模型进行模拟计算。模型的场源长度为 200 m，发射电流为 100 A，计算频率 f 为 10^1 、 $10^{1.25}$ 、 $10^{1.5}$ 、 $10^{1.75}$ 、 10^2 Hz，场源到测线的垂直距离为 6.6 km。采用矩形网格对模型进行剖分，剖分原则为：对异常体赋存区域以均匀网格剖分，对无异常体的网格外延区域，网格步长按大于 1 的倍数递增。这样，可在保证计算精度的情况下减少网格剖分数，节省计算时间。

2.1 模型 1

模型 1 如图 2 所示。假设一个三层水平介质模型，从地表往下的岩性分别为细粒松散沉积物、白云质灰岩和花岗岩，电阻率分别为 $\rho_1 = 350 \Omega \cdot m$ 、 $\rho_2 = 1\,500 \Omega \cdot m$ 、 $\rho_3 = 5\,500 \Omega \cdot m$ ，覆盖层厚度 $h_1 = 80$ m、 $h_2 = 1\,000$ m；在白云质灰岩中存在一个被地下水充填的低阻岩溶异常体，假定其电阻率 $\rho_0 = 40 \Omega \cdot m$ ，大小为 $160 \text{ m} \times 80 \text{ m}$ ，即 $d_m = 160 \text{ m}$ 、 $d_n = 80 \text{ m}$ ，其顶部埋深 $h_0 = 200 \text{ m}$ 。根据上述模拟参数可知，图 2 中的点 O' 距离图 1 中的坐标原点 O 的距离即为 6.6 km。

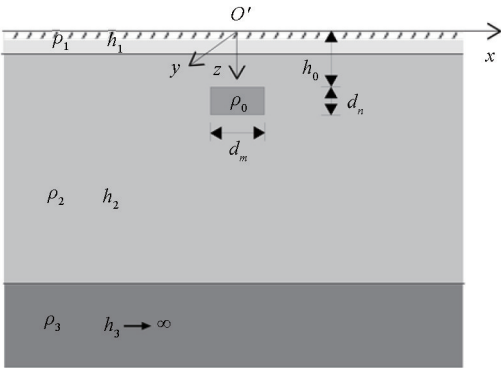


图 2 层状介质中的异常体模型 1
Fig. 2 A abnormal body in layered half space of model 1

图3为模型1的5个频率模拟结果。由水平电场分量 E_x 的剖面结果(图3a)可见, E_x 的剖面曲线在 $x=0$ 处出现极小值,且 E_x 曲线随着频率的升高而整体向上抬升,总体形态不变,相对异常大小变化不明显;其中, $10^{1.50}$ Hz与 $10^{1.75}$ Hz二者的剖面曲线差异较小,在图中几乎重合在一起。在 E_x 拟断面图中(图3b), E_x 值随频率的降低而减小,且等值线在

低阻体正上方($x=0$ m)附近出现向上拉伸现象,即“挂面条”现象,等值线在 $x=0$ m附近较密集,梯度变化较大。

图3的特征就是频率域电磁法静态效应的典型表现。同时,图3a的剖面曲线形态与FSM在地下水勘探中的实测曲线形态是基本相同的,FSM正是利用剖面曲线的低值点来确定成井位置^[12]。

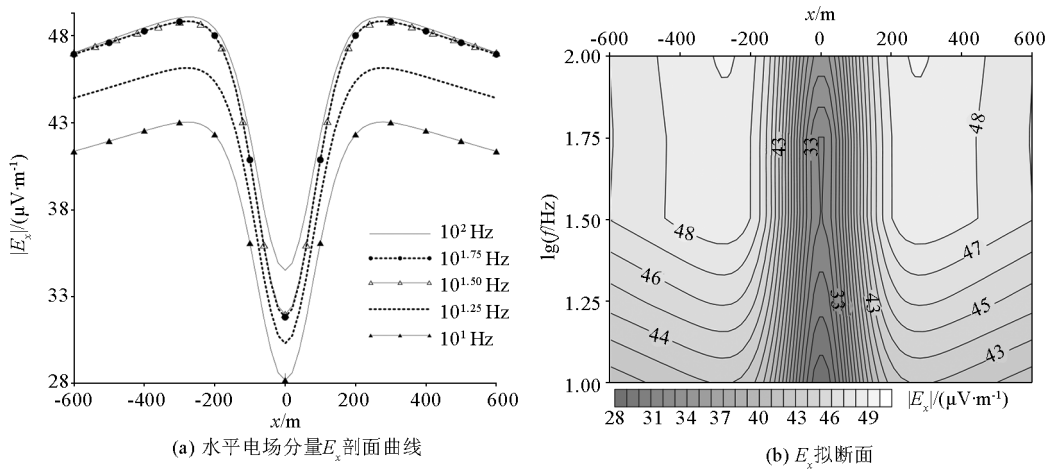


图3 模型1的模拟计算结果

Fig. 3 Simulation calculation results of model 1

2.2 模型2

如图4所示模型2,假设一个二层水平介质,岩性分别为第四系覆盖层和白云岩,电阻率分别为 $\rho_1=140\ \Omega\cdot\text{m}$ 、 $\rho_2=2\ 000\ \Omega\cdot\text{m}$,覆盖层的厚度 $h_1=20\ \text{m}$ 。基岩中有一矩形异常体,其顶部埋深 $h_0=h_1=20\ \text{m}$,即顶面与岩性分界面齐平,宽度 $d_m=10\ \text{m}$ 、高度 $d_n=20\ \text{m}$;假定异常体为泥质半充填状态,即充填高度为10 m,上部10 m为空气。令泥质的电阻率 $\rho_w=60\ \Omega\cdot\text{m}$,空气的电阻率为 $\rho_a=60\ 000\ \Omega\cdot\text{m}$ 。

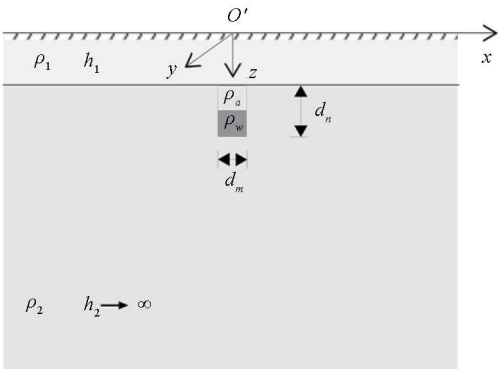


图4 层状介质中的异常体模型2

Fig. 4 A abnormal body in layered half space of model 2

图5为模型2的模拟计算结果。图5a中的水平电场分量 E_x 剖面曲线特征与图3a中的剖面曲线特征相似,曲线随着频率的升高而整体向上平移,相对异常大小变化也不明显,但 $10^{1.75}$ Hz与 10^2 Hz二者的剖面曲线差异较小。图5b中, E_x 拟断面图的总体特征也与图3b相同,在 $x=0$ m附近等值线总体向上拉伸,出现比图3b宽度窄一些的“挂面条”现象,这是由于模型2中异常体的宽度小于模型1的异常体宽度。

由上述两个模型的模拟计算可知,由于近地表附近低阻异常体的存在,正演获得的水平电场分量 E_x 的剖面曲线与野外FSM实测的电位差曲线形态特征相同,说明用上述正演理论模拟FSM的剖面曲线是可行的。同时,随着频率的变化, E_x 剖面曲线和拟断面图呈现明显的静态效应现象,正是由于电场分量的这种静态偏移导致了电磁法勘探中视电阻率曲线 ρ_s 出现静态效应。除静态偏移外, E_x 剖面曲线随频率的升高整体向上抬升,也可能是由于随着频率的增大,勘探深度减小,浅部介质的信号增强所致;反之,随着频率的减小,勘探深度增大,深部介质在地表感应出的电场减弱,致使 E_x 随着频率的减小而减小。

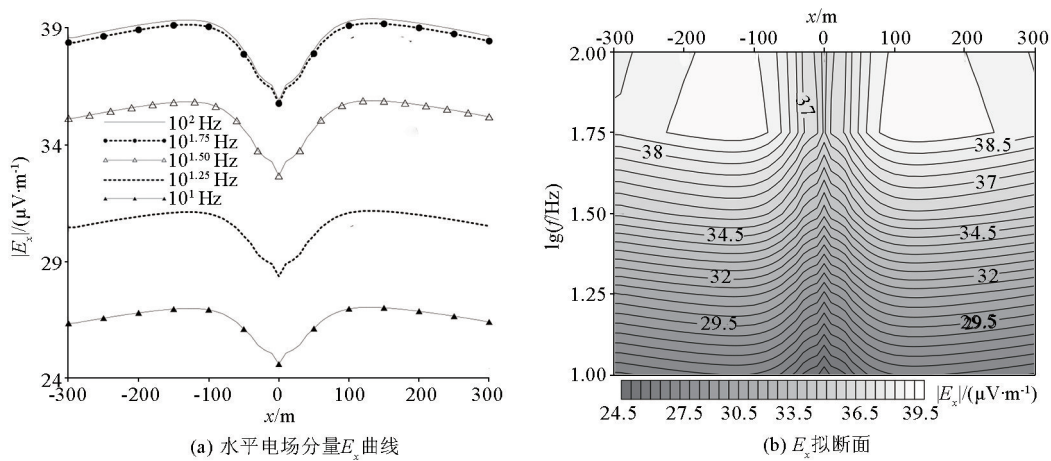


图 5 模型 2 的模拟计算结果
Fig. 5 Simulation calculation results of model 2

3 FSM 实践应用

由以上正演分析可知:FSM 实测剖面上的低电位曲线是由于近地表低阻体的存在所致,随着观测频率的增大,多条剖面曲线会呈现明显的静态效应现象;可见 FSM 是利用了频率域电磁法的静态效应现象来探测浅部地质体。下面进一步用实例来加以说明。

图 6 为 MFE 型选频仪在四川古叙煤田官文煤矿的勘探成果^[12],MN 电极距为 10 m,点距 5 m,图中曲线旁的频率值为探测频率。在该测线平距 50 m、埋深约 80 m 处存在充水岩溶。由图 6 可以看出,在低阻异常体的对应位置上出现了明显的低电位异常,曲线整体随着频率的增大出现向上抬升,这与前文的正演结果基本一致。

在 FSM 的应用初期,仅测量一个或几个频率的剖面曲线,这大大限制了人们对其异常成因的认识。

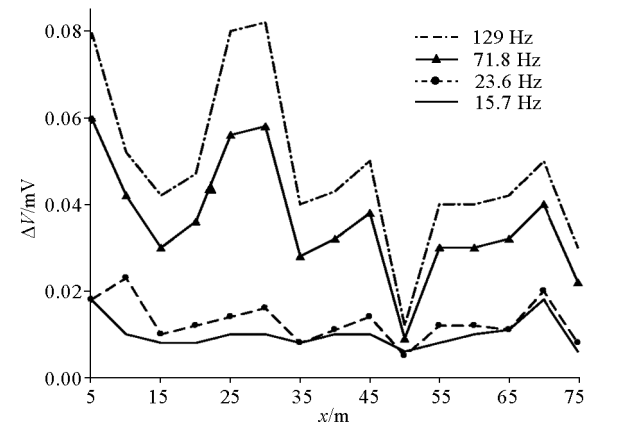


图 6 选频法在充水岩溶上的探测成果^[12]
Fig. 6 Exploration results of FSM in water filled karst^[12]

随着电子技术的发展和仪器智能化水平的提高,目前仪器的观测频率数已经达到几十,如 TC150 型智能化选频仪。

图 7 为鸳鸯草场地下水物探勘探成果。鸳鸯草场位于福建省柘荣县东源乡鸳鸯头村,距离县城 18 km,海拔高程 980~1 110 m,面积近万亩,为福建省最大的天然草场。该区域严重缺水,地表第四系以下为紫色、灰白色凝灰质砂砾岩、砂岩夹粉砂质泥岩。图 7a 为 CSAMT 的视电阻率拟断面,测量点距为 20 m,图中可见,在剖面 80 m 附近的近地表出现向下延伸的低阻异常带,即存在静态效应。在以往的频率域电磁法勘探中,大多关注的是深部地质体,这种浅部的静态效应常常会被当作干扰予以压制或消除。在此,根据前面的正演分析结果,推测该剖面 80 m 附近的近地表存在地下水等低阻异常体,因此,进一步采用选频法对该浅部低阻异常体开展综合探测。选用 TC150 型智能化选频仪,工作频率 33 个,范围在 100~5 000 Hz,点距为 2 m,MN 为 10 m。图 7b 为选频法的电位差 ΔV 拟断面,其纵坐标视深度 h 是由电磁波的趋肤深度和经验系数反演获得的。由图 7b 可见, ΔV 等值线在剖面 80 m 附近存在明显向下延伸的低电位异常带,即“挂面条”现象,这进一步验证了 CSAMT 静态效应异常的可靠性。在该剖面 80 m 处布置钻孔 ZK1,钻井深度 120 m,出水量为 115 t/d。

由上述应用实例可见,选频法(FSM)剖面曲线的低电位异常主要是由频率域电磁法的静态效应所致,其拟断面图中的“挂面条”现象也进一步验证了静态效应的存在;同时,FSM 的应用实例说明,电磁法的静态效应现象是可以利用的,可将其用于浅部地质体的勘探。

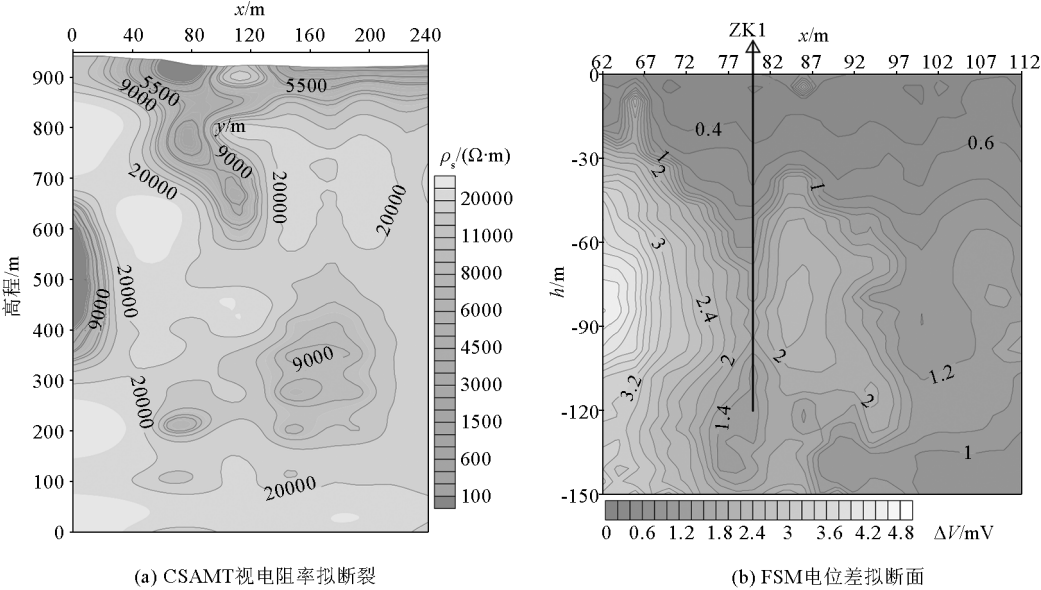


图 7 鸳鸯草场地下水勘探成果

Fig. 7 Map of groundwater exploration results in Yuanyang meadow

4 结论

1) 根据有限单元法的选频法 (FSM) 二维模拟研究可知, 当近地表存在导电性异常体时, 地表沿测线方向的水平电场分量 E_x 剖面曲线会在低阻体正上方出现明显的低电位异常, 这指明了近地表低阻体的存在及其水平投影位置。当观测频率增多时, E_x 的剖面曲线随频率的增大而整体向上偏移, 也就是频率域电磁法的静态偏移现象; 而 E_x 的拟断面图则出现“挂面条”现象, 其等值线拉伸方向向上, 这也正是静态效应在拟断面图中的典型表现。

2) FSM 的实践应用成果及其与 CSAMT 在鸳鸯草场的实践对比结果表明, FSM 的异常起因主要是由电磁法的静态效应所致; FSM 在地下水勘探中的成功实例也说明, 利用频率域电磁法的静态效应现象可以寻找浅部近地表导电性异常体。所以, 今后也可利用 MT、AMT 和 CSAMT 等方法的静态效应现象来探测近地表的电性异常体, 利用静态效应进行勘探则可称之为静态效应法。

尽管根据 CSAMT 的静态效应现象可较完美地解释 FSM 的剖面异常成因, 但根据笔者的进一步试算可知, 静态效应不能圆满解释 FSM 测深法的异常起因, 同时也无法对 FSM 的动态效应现象做出合理解释, 这些问题都有待今后进一步研究。

致谢: 衷心感谢薛国强教授在本文撰写过程中给予的耐心指导和宝贵建议! 感谢周印明博士在模拟计算方面提供的帮助!

参考文献 (References) :

[1] 底青云, 朱日祥, 薛国强, 等. 我国深地资源电磁探测新技术研究进展[J]. 地球物理学报, 2019, 62(6): 2128–2138.
Di Q Y, Zhu R X, Xue G Q, et al. New development of the electromagnetic (EM) methods for deep exploration[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2019, 62(6): 2128–2138.

[2] Zonge K L. Comparison of time, frequency and phase measurement in IP[J]. Geophysical Prospecting, 1972, 20: 626–648.

[3] Jones A G. Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment [J]. Geophysics, 1988, 53 (7) : 967–978.

[4] Kaufman A A. Reduction of the geological noise in magnetotelluric sounding[J]. Geoexploration, 1988, 25: 145–161.

[5] Zonge K L, Hughes L J. Controlled source audio-frequency magnetotellurics[M]// Nabighian M N. Electromagnetic Methods: Theory and Practice, Society of Exploration Geophysicists, 1988.

[6] Andrieux P, Wightman W E. The so-called static corrections in magnetotelluric measurements[C]//54th Ann. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 1984: 43–44.

[7] Sternberg B K, Washburne J C, Pellerin L. Correction for the static shift in magnetotellurics using transient electromagnetic soundings [J]. Geophysics, 1988, 53: 1459–1468.

[8] 陈清礼, 张翔, 胡文宝. 南方碳酸盐岩区大地电磁测深曲线静态偏移校正[J]. 江汉石油学院学报, 1999, 21(3): 30–32.
Chen Q L, Zhang X, Hu W B. Static migration correction of magnetotelluric sounding curve in carbonate area of South China[J]. Journal of Jiangnan Petroleum Institute, 1999, 21(3): 30–32.

[9] 杨生, 鲍光淑, 李爱勇. MT 法中静态效应及阻抗张量静态校正法[J]. 中南工业大学学报, 2002, 33(1): 8–13.
Yang S, Bao G S, Li A Y. The static migration to MT data and the impedance tensor static correction method[J]. Journal of Central-South University of Technology, 2002, 33(1): 8–13.

[10] 邱卫忠, 闫述, 薛国强, 等. CSAMT 的各分量在山地精细勘探中的作用[J]. 地球物理学进展, 2011, 26(2): 664–668.

Qiu W Z, Yan S, Xue G Q, et al. Action of CSAMT field components in mountainous fine prospecting[J]. Progress in Geophysics, 2011, 26(2): 664-668.

[11] 于生宝, 郑建波, 高明亮, 等. 基于小波变换模极大值法和阈值法的 CSAMT 静态校正[J]. 地球物理学报, 2017, 60(1): 360-368.

Yu S B, Zheng J B, Gao M L, et al. CSAMT static correction method based on wavelet transform modulus maxima and thresholds [J]. Chinese Journal of Geophysics, 2017, 60(1): 360-368.

[12] 杨天春, 夏代林, 王齐仁, 等. 天然电场选频法理论研究与应 [M]. 长沙: 中南大学出版社, 2017.

Yang T C, Xia D L, Wang Q R, et al. Theoretical research and application of frequency selection method for telluric electricity field [M]. Changsha: Central South University Press, 2017.

[13] 杨杰. 游散电流法在岩溶地区的试验成果及理论研究[J]. 物探与化探, 1982, 6(1): 41-54.

Yang J. Experimental results and theoretical study of the stray current method in karst area [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 1982, 6(1): 41-54.

[14] 林君琴, 雷长声, 董启山. 天然低频电场法[J]. 长春地质学院学报, 1983, 13(2): 114-126.

Lin J Q, Lei C S, Dong Q S. The natural low frequency electric field method [J]. Journal of Jilin University, 1983, 13(2): 114-126.

[15] 杨天春, 陈卓越, 梁竞, 等. 天然电场选频测深法在地下水勘探中的异常理论分析与实践应用[J]. 地学前缘, 2020, 27(4): 302-310.

Yang T C, Chen Z C, Liang J, et al. Theoretical analysis of sounding anomaly and field application of the natural electric field frequency selection sounding method in groundwater exploration [J]. Earth Science Frontiers, 2020, 27(4): 302-310.

[16] Yang T C, Gao Q S, Li H, et al. New insights into the anomaly genesis of the frequency selection method: Supported by numerical modeling and case studies [J]. Pure and Applied Geophysics, 2023. <http://doi.org/10.1007/s00024-022-03220-8>

[17] Ren Z, Kalscheuer T, Greenhalgh S, et al. A goal-oriented adaptive finite-element approach for plane wave 3-D electromagnetic modeling [J]. Geophysical Journal International, 2013, 194(2): 700-718.

[18] 杨天春, 张正发, 许德根, 等. 花岗岩地区浅部地下水井位的快速确定[J]. 水文地质工程地质, 2017, 44(5): 20-24, 32.

Yang T C, Zhang Z F, Xu D G, et al. Fast determination of shallow groundwater wells in a granite area [J]. Hydrogeology & Engineering Geology, 2017, 44(5): 20-24, 32.

[19] 王汪汪. 可控源音频大地电磁法二维各向异性正演研究[D]. 北京: 中国地质大学, 2017.

Wang W W. Controlled-source audio-frequency magnetotelluric two-dimensional modeling for arbitrary anisotropy structures [D]. Beijing: China University of Geosciences (Beijing), 2017.

Analysis and application of the responses of the frequency selection method of telluric electricity field

YANG Tian-Chun¹, HU Feng-Ming¹, YU Xi¹, FU Guo-Hong¹, LI Jun², YANG Zhui³

(1. School of Earth Sciences and Spatial Information Engineering, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China; 2. Nuclear Geological Survey of Hunan, Changsha 410007, China; 3. Hunan Puqi Geologic Exploration Equipment Institute, Changsha 410000, China)

Abstract: As an inevitable physical phenomenon in the application of frequency-domain electromagnetics, the static shift effect is generally suppressed or eliminated by correction. This study proposed a new approach of directly utilizing the static shift effect of natural electromagnetic methods to explore shallow electrical anomalies. The frequency selection method of telluric electricity field (FSM) is to study the variations in electrical properties of subsurface media by measuring several horizontal electric field components with different frequencies generated on the surface by the natural alternating electromagnetic field. In this study, the forward modeling of FSM data was conducted using the two-dimensional finite element method. The modeling results are shown as follows: (1) In the case of low-resistivity anomalies near the surface, the curves of horizontal electric field components along the survey line on the surface showed the same morphologies as the FSM-derived curves, with significant low-potential anomalies above the low-resistivity anomalies; (2) As the calculated frequencies increased, both the profile curves and the pseudosection map of electric field components exhibited a static shift effect, indicating that the FSM-derived anomalies were mainly caused by the static shift effect. Both the FSM application results and the drilling verification results showed that with the presence of groundwater, the FSM-derived profile curves and pseudosection map exhibited a significant static shift effect, which was consistent with the CSAMT exploration results. As indicated by theoretical and practical research, it is feasible to directly use the components of the telluric electricity field for the exploration of shallow electrical anomalies. Moreover, shallow geological exploration can be conducted by utilizing the static shift effect of the frequency domain electromagnetics.

Key words: geophysical exploration; static shift effect; CSAMT; finite element method; FSM; groundwater

(本文编辑: 沈效群)