

极低频电磁波技术电磁响应建模及电离层影响分析

李勇, 林品荣, 郑采君, 石福升, 徐宝利, 郭鹏

(中国地质科学院地球物理地球化学勘查研究所, 河北廊坊 065000)

摘要: 对极低频电磁波技术的理论进行讨论, 首先根据研究对象和问题建立地质模型和相应的数学模型, 然后根据电磁场理论选择了相适宜的计算方法, 推导出水平长直导线接地源电离层、空气层和层状大地相互耦合频域电磁场响应的一般表达式。这些表达式将电磁响应和电离层的电导率等参数有机联系在一起, 为极低频电磁波技术的正演计算以及极低频电磁波技术在资源探测应用中的可行性分析奠定基础。对理论地电模型的计算表明, 由于电离层的存在使得电磁波在地面与电离层之间来回多次反射, 从而改变了电磁响应曲线的形态。

关键词: 极低频电磁波; 人工源电磁探测; 电离层; 电磁响应; 有限长导线

中图分类号: P631

文献标识码: A

文章编号: 1000-8918(2010)03-0332-08

电磁法是地学、地球物理中研发潜力大、应用领域广阔的一种高新技术方法, 它已衍生了许多新的分支技术。美国和俄罗斯的科学家新提出把军事通信中大功率极低频(0.1~300 Hz)电磁波技术应用于地球物理领域^[1-2]。他们利用各自国家的人工源大功率极低频军用发射台发射的电磁波信号, 在距发射台数千、上万公里的范围内获得了高精度、高稳定性的电磁波信号, 以达到大深度地电探测的目的。中国地震局地质研究所在这方面做过一些试验工作^[3-5]。总的来说, 有关极低频电磁波技术的电磁场特征的研究在国内几乎是空白^[6-7]。

极低频(extremely low frequency, ELF)电磁波技术是地球物理和无线电物理相结合的产物, 具有信号源强度大、观测信号精度高、覆盖范围广、可人为控制等独特优点。若将其应用于资源探测, 不仅能继承现有 MT 法、CSAMT 法的优点, 还能发挥其特长, 能弥补现有 MT 法接收信号弱、探测精度低的缺点, 补充 CSAMT 法设备笨重、探测深度浅(仅 1~2 km)、范围覆盖小的缺点。实现将极低频电磁波技术应用于资源探测中的一个重要基础, 是求取地质模型的电磁响应理论表达式, 然后根据理论响应确定该方法探测资源的可行性, 并对观测数据进行反演解释。

笔者首先对极低频电磁波技术地质结构模型进行分析, 然后根据电磁场理论给出边值问题, 推导了电离层、空气层和水平层状大地相互耦合情况下极

低频电磁波技术电磁场响应表达式, 并通过对理论地电模型计算研究电离层对电磁响应的影响。

1 边值问题

1.1 地质模型分析

人工源大功率极低频电磁波技术最初是为解决陆地指挥中心与深水潜艇之间的通信问题而发展起来的一种军事通讯手段, 其发射装置如图 1a 所示。首先在陆地上选择有一定面积且岩石在一定深度范围内表现为高电阻率的地区, 在地面架设一条或多条长数十千米的发射天线(或电缆), 将每一条天线的两端分别用大尺度的接地体(或接地电极)与大地连接, 用大功率无线电发射机通过电缆和接地体发送正弦波大电流(一般大于 100 A)。根据电磁波趋肤深度原理, 天线下方的交变电流在地下一定深度范围内, 由天线、接地体、大地和发射机构成了一个交变电流等效“环路”。根据电磁感应原理, 在环路内变化的电流感应生成交变电磁场, 电磁场分布在地球及其周围空间, 同时, 由于地面与电离层对电磁波都有良好的反射特性, 电磁波将在地面与电离层之间被来回多次反射, 被两个反射壁引导向前传播很远, 直到上万千米之外, 如图 1b 所示。从地球物理学知道, 只要配几十部甚至上百部接收机大面积组网, 就能实现大范围多次覆盖信息同步观测电场和磁场, 估算出的大地阻抗反映了地壳结构的信息, 能达到资源探测的目的^[3-7]。

收稿日期: 2009-03-23

基金项目: 国家 863 重点项目(2007AA060601); 中国地质调查局项目(1212010660301)

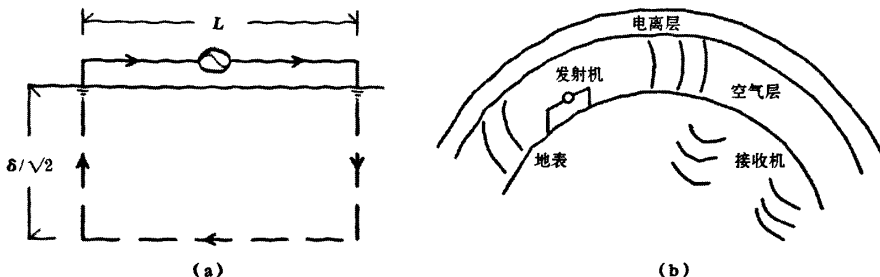


图1 极低频电磁波技术发射装置(a)与电磁波传播(b)示意

我们知道,地球物理学中关于传统电磁波勘探通常都是研究电磁波在地面以下包括地表的传播特征,此时,由于发射源和接收器之间的距离以及发射源自身的尺度都比较小,不需要考虑电离层的影响。但是,对于极低频电磁波技术而言,发射源的长度和电离层高度数量级相同或近似,以及许多观测点上收发距接近于或大于电离层高度,因此必须要考虑电离层的影响。也就是说,实现极低频电磁波技术资源探测,需要研究清楚电离层、大气层、固体地球层大尺度耦合情况下的电磁波传播特征。

然而,这种大尺度电磁波传播特征的研究,常规的有限元、有限差分数值模拟手段很难用巨额的模拟单元来涵盖数千公里的研究区域,而传统的积分方程方法只适用于模拟为数不多的局部异常体,因此常规的有限元、有限差分、积分方程方法的应用在极低频电磁波技术数值模拟上受到很大限制。另外,极低频发射天线的长度一般在几十千米到几百千米,当场点(接收点)距离源点足够远时,极低频发射天线可以看作水平电偶极子,但由于极低频电磁波只有一个固定的源,电磁场覆盖全国,用它来做资源探测时,必然遇到电磁场的近场,如果用水平电偶极子方法去求解天线辐射场场强值,必然会带来很大的误差。因此,可以将发射源理想化为水平长直导线接地源,并将地面和电离层的反射壁、层状大地的分界面理想化为平行平面,研究极低频电磁波技术电磁波的传播特征^[6-7]。

1.2 边值问题

对于线性、均匀、各向同性导电媒质,取时间谐波因子为 $e^{-i\omega t}$, 则时谐形式的 Maxwell 方程可写为

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (4)$$

其中, $\mathbf{H}$ 为磁场强度, $\mathbf{E}$ 为电场强度, ω 为角频率, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率, σ 为电导率。

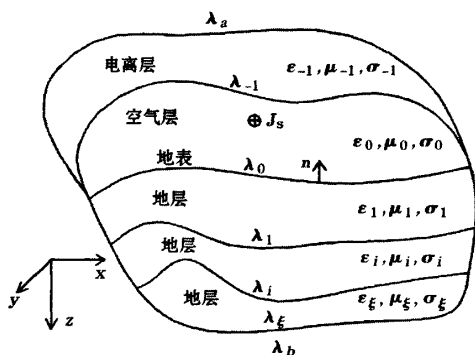


图2 全空间地电磁场边值问题模型示意

极低频电磁波技术在资源探测中应用的地电磁场模型如图2所示。 λ_i 为不同媒质的分界面, λ_i 以上为地上半空间, 包括电离层和空气层, λ_a 为地上半空间的外边界; 而 $(\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1)$ 、 $(\epsilon_i, \mu_i, \sigma_i)$ 等为地下半空间, λ_b 为地下半空间的外边界。设 $\mathbf{n}$ 为边界上的单位外法向矢量, 采用直角坐标系。

图2中外电性源 $\mathbf{J}_s$ 指的是这样的电流: 它参与激发我们所研究的电磁场, 然而它并不受这个电磁场的影响, 它是给定时间的时空函数。当含有外电性源时, 式(1)转化为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \begin{cases} (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E}, & \text{无源区,} \\ (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E} + \mathbf{J}_s, & \text{有源区.} \end{cases} \quad (5)$$

在区域内物性突变面 λ_{-1} 、 λ_0 、 λ_1 、 λ_2 、 λ_i 上, 电场强度 $\mathbf{E}$ 与磁场强度 $\mathbf{H}$ 满足如下衔接条件:

$$\mathbf{n}_{12} \cdot (\epsilon_2 \mathbf{E}_2 - \epsilon_1 \mathbf{E}_1) = q, \quad (6)$$

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad (7)$$

$$\mathbf{n}_{12} \cdot (\mu_2 \mathbf{H}_2 - \mu_1 \mathbf{H}_1) = 0, \quad (8)$$

$$\mathbf{n}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0, \quad (9)$$

其中, q 为自由电荷密度, $\mathbf{n}_{12}$ 为物性突变面上任一点的单位法向矢量。

另外, 求解区域存在开放边界(外边值问题), 需要规定外边界上的条件, 才能保证场的唯一性。外边界 λ_a 、 λ_b 上满足

$$\mathbf{n} \cdot \mu \mathbf{H} = 0, \mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0, \lambda_a \cup \lambda_b. \quad (10)$$

式(5)~式(10)构成了极低频电磁波技术电磁场的—般边值问题。

引入磁矢量位 $\mathbf{A}$, 经矢量运算^[8], 式(5)~式(10)可化简为

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = \begin{cases} 0, & \text{无源区,} \\ -\mathbf{J}_i, & \text{有源区,} \end{cases} \quad (11)$$

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (12)$$

$$\mathbf{E} = i\omega\mu[\mathbf{A} + (1/k^2)\nabla^2 \cdot \mathbf{A}], \quad (13)$$

$$A_{i1} = A_{i2}, \quad (14)$$

$$(1/\mu_1)(\partial A_{i1}/\partial n) = (1/\mu_2)(\partial A_{i2}/\partial n), \quad (15)$$

$$(1/\mu_1)A_{n1} = (1/\mu_2)A_{n2}, \quad (16)$$

$$(1/k_1^2)\nabla \cdot \mathbf{A}_1 = (1/k_2^2)\nabla \cdot \mathbf{A}_2, \quad (17)$$

其中, $k^2 = \omega^2\mu\varepsilon + i\omega\mu\sigma$, t 表示分界面的单位切向矢量。

2 水平层状“地—电离层”模式的电磁响应

针对地面和电离层的反射壁以及层状大地的分界面为平行平面的情况, 推导人工源大功率极低频电磁波技术地表电磁场响应式。如图3所示, 采用直角坐标系, 以坐标面 $z_{-1}, z_0, z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$ 为边界面。取 $z < z_{-1}$ 时为电离层, $z_{-1} < z < z_0$ 时为空气层, $z_0 < z < z_1$ 为层状大地的第一层, $z > z_{n-1}$ 为层状大地的最底层。假定电离层开始往下各层的厚度分别为 $h_{-1}, h_0, h_1, \dots, h_n$, 并认为电离层及大地最底层的厚度均为无穷($h_{-1} \rightarrow -\infty, h_n \rightarrow +\infty$), 任意层内均分别充满了线性、均匀、各向同性媒质, 且假定各层磁导率相同。在地表($h \rightarrow 0$)放置一谐振长接地导线 $\mathbf{J}_i = I\mathbf{L}\mathbf{e}_x = I_0 e^{-i\omega t} \mathbf{L}\mathbf{e}_x$, 其中, I 为电流强度, L 为导线长度, $\mathbf{e}_x$ 为 x 方向的单位矢量。

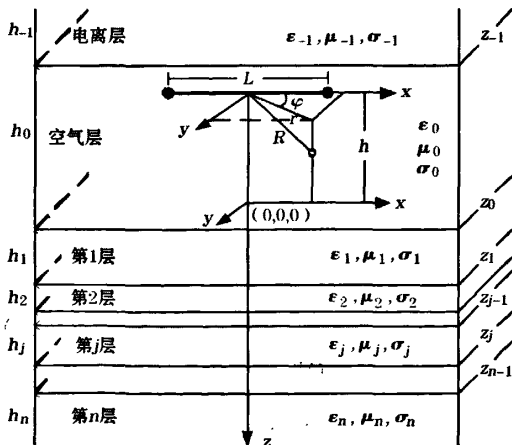


图3 全空间模型示意

2.1 取微元时各分层媒质中磁矢量位的计算

在长导线 L 上取一微元 dx 。由式(11)可知, 电离层、空气层和层状大地所在各分区的磁矢量 $\mathbf{A}$ 分别满足

$$\nabla^2 \mathbf{A}_{-1} + k_{-1}^2 \mathbf{A}_{-1} = 0, \quad (18)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A}_0 + k_0^2 \mathbf{A}_0 = -\mathbf{J}_i, \quad (19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A}_1 + k_1^2 \mathbf{A}_1 = 0, \quad (20)$$

.....

$$\nabla^2 \mathbf{A}_n + k_n^2 \mathbf{A}_n = 0, \quad (21)$$

其中, $k_n^2 = \omega^2\mu\varepsilon_j + i\omega\mu\sigma_j$ ($j = -1, 0, 1, 2, \dots, n$), 下标表示所在的层数。

对于式(19), 其解可分为两个部分, 一部分是由电离层、空气层和层状大地的影响而产生的磁矢量位 $\mathbf{A}_0^1$, 另一部分是由微元 dx 的影响而产生的磁矢量位 $\mathbf{A}_0^2$, 即 $\mathbf{A}_0 = \mathbf{A}_0^1 + \mathbf{A}_0^2$ 。而 $\mathbf{A}_0^2$ 是全空间中的基本解, 即

$$\mathbf{A}_0^2 = \frac{\mu I dx}{4\pi R} \mathbf{e}_x = G_0 \frac{e^{ikR}}{R} \mathbf{e}_x, \quad (22)$$

其中, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 。 $\mathbf{A}_0^1$ 满足下列齐次方程

$$\nabla^2 \mathbf{A}_0^1 + k_0^2 \mathbf{A}_0^1 = 0, \quad (23)$$

只要根据式(18)、(20)~(21)和(23), 求得 $\mathbf{A}_{-1}, \mathbf{A}_1, \dots, \mathbf{A}_n, \mathbf{A}_0^1$, 联合式(22)即可求得整个空间中的矢量磁位 $\mathbf{A}$, 然后根据式(12)、(13)即可求得整个空间中的电磁场分布。从式(18)、(20)、(21)和(23)显见, 它们具有相同的形式, 将其统一写成

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k_0^2 \mathbf{A} = 0。$$

由边界条件式(14)~式(17)以及图3可知, 微元 dx 不仅产生与其同方向的磁位 A_x , 而且还产生与边界面相垂直的磁位 A_z 。考虑到对称性和介质的影响, 我们知道 A_x 仅与距离有关, A_z 与方向和距离均有关。采用 x 轴为极轴 A_z 的柱坐标系, 记 $\mathbf{A} = A_x(r, z)\mathbf{e}_x + A_z(r, \phi, z)\mathbf{e}_z$, 则 A_x, A_z 满足

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + k^2 A_x = 0, \quad (24)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z = 0. \quad (25)$$

现在着手先求解式(24)。令 $A_x = R(r)Z(z)$, 代入式(24), 得

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 = 0, \quad (26)$$

令上式左边第1项为 $-m^2$, 则第2项 $= m^2 - k^2 = n^2$, 即

$$R'' + R'/r + m^2 R = 0, \quad (27)$$

$$Z'' - n^2 Z = 0, \quad (28)$$

式(27)的正则解为零阶贝塞尔函数 $J_0(mr)$, 式(28)的解为 $ce^{-nz} + de^{nz}$ 。所以方程(24)的解为

$$A_x = G_0 \int_0^{\infty} (ce^{-nz} + de^{nz}) J_0(mr) dm. \quad (29)$$

利用 Sommer-field 积分公式,再根据式(22)、式(29),可得到空气层中 A_x 的表达式

$$A_{0x} = G_0 \int_0^{\infty} (a_0 e^{-n_0 z} + b_0 e^{n_0 z}) J_0(mr) dm + G_0 \int_0^{\infty} (m/n_0) e^{-n_0 |z|} J_0(mr) dm. \quad (30)$$

根据式(29),以及 $z \rightarrow \pm \infty$ 时, $A_x \rightarrow 0$ 可将电离层和地壳当中的 A_x 分量分别写为

$$A_{-1x} = G_0 \int_0^{\infty} b_{-1} e^{n_{-1} z} J_0(mr) dm, \quad (31)$$

$$A_{1x} = G_0 \int_0^{\infty} (a_1 e^{-n_{1z}} + b_1 e^{n_{1z}}) J_0(mr) dm, \quad (32)$$

.....

$$A_{nx} = G_0 \int_0^{\infty} a_n e^{-n_n z} J_0(mr) dm. \quad (33)$$

对式(30)~(33)应用边界条件式(14)、(15),有

$$\begin{cases} b_{-1} e^{n_{-1} z-1} - (m/n_0) e^{n_0 z-1} = a_0 e^{-n_0 z-1} + b_0 e^{n_0 z-1}, \\ [-b_{-1} e^{n_{-1} z-1} + (m/n_{-1}) e^{n_0 z-1}] n_{-1} = \\ (a_0 e^{-n_0 z-1} - b_0 e^{n_0 z-1}) n_0; \end{cases} \quad (34)$$

$$\begin{cases} a_0 e^{-n_0 z_0} + b_0 e^{n_0 z_0} + (m/n_0) e^{-n_0 z_0} = a_1 e^{-n_{1z_0}} + b_1 e^{n_{1z_0}}, \\ [a_0 e^{-n_0 z_0} - b_0 e^{n_0 z_0} + (m/n_0) e^{-n_0 z_0}] n_0 = \\ (a_1 e^{-n_{1z_0}} - b_1 e^{n_{1z_0}}) n_1; \end{cases} \quad (35)$$

$$\begin{cases} a_1 e^{-n_{1z_1}} + b_1 e^{n_{1z_1}} = a_2 e^{-n_{2z_1}} + b_2 e^{n_{2z_1}}, \\ (a_1 e^{-n_{1z_1}} - b_1 e^{n_{1z_1}}) n_1 = (a_2 e^{-n_{2z_1}} - b_2 e^{n_{2z_1}}) n_2; \end{cases} \quad (36)$$

.....

$$\begin{cases} a_{n-1} e^{-n_{n-1} z_{n-1}} + b_{n-1} e^{n_{n-1} z_{n-1}} = a_n e^{-n_n z_{n-1}}, \\ (a_{n-1} e^{-n_{n-1} z_{n-1}} - b_{n-1} e^{n_{n-1} z_{n-1}}) n_{n-1} = a_n e^{-n_n z_{n-1}} n_n. \end{cases} \quad (37)$$

由式(34)可得

$$(n_{-1} + n_0) e^{-n_0 z-1} a_0 + (n_{-1} - n_0) e^{n_0 z-1} b_0 = (1 - n_{-1}/n_0) m e^{n_0 z-1}, \quad (38)$$

由式(35)~(37),可得

$$\frac{a_0 e^{-n_0 z_0} + b_0 e^{n_0 z_0} + (m/n_0) e^{-n_0 z_0}}{a_0 e^{-n_0 z_0} - b_0 e^{n_0 z_0} + (m/n_0) e^{-n_0 z_0}} = \frac{n_0}{n_1} \cdot \coth \left\{ n_1 h_1 + \operatorname{arccoth} \frac{n_1}{n_2} \coth [n_2 h_2 + \dots + \operatorname{arccoth} \frac{n_{n-1}}{n_n}] \right\}. \quad (39)$$

现在来求解矢量位垂直分量 A_z 。由边界条件式(17),有

$$\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{\partial A_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{0z}}{\partial z} \right) = \frac{1}{k_1^2} \left(\frac{\partial A_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial A_{1z}}{\partial z} \right), \quad (40)$$

上述边界条件使我们能找到一个更简洁的积分形式来表示分量 A_z 。该恒等式包含项 $\partial A_x / \partial x$, 由式(30)~(33)知,该项具有下列形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial x} &= G_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} F(m) J_0(mr) dm = \\ G_0 \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} \cdot \int_0^{\infty} F(m) J_0(mr) dm &= \\ -G_0 \cos \phi \int_0^{\infty} m F(m) J_1(mr) dm, \end{aligned} \quad (41)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} J_0(mr) = -m J_1(mr),$$

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{x^2 + y^2} = \cos \phi,$$

式中, $J_1(mr)$ 为一阶贝塞尔函数, ϕ 为图3中 x 轴与径向矢量 r 间的夹角。

由式(41)可知, $\partial A_z / \partial z$ 也应该为 $J_1(mr)$ 的积分形式,令 $A_z = \partial W / \partial z$, 设

$$W = G_0 \int_0^{\infty} (P e^{-nz} + Q e^{nz}) \cdot J_0(mr) dm,$$

故

$$A_z = G_0 \cos \phi \int_0^{\infty} (P e^{-nz} + Q e^{nz}) J_1(mr) m dm. \quad (42)$$

同样, $z \rightarrow \pm \infty$ 时, $A_z \rightarrow 0$, 则电离层、空气层和层状大地中的 A_z 分量写为

$$A_{-1z} = G_0 \cos \phi \int_0^{\infty} Q_{-1} e^{n_{-1} z} J_1(mr) m dm, \quad (43)$$

$$A_{0z} = G_0 \cos \phi \int_0^{\infty} (P_0 e^{-n_0 z} + Q_0 e^{n_0 z}) J_1(mr) m dm, \quad (44)$$

.....

$$A_{nz} = G_0 \cos \phi \int_0^{\infty} P_n e^{-n_n z} J_1(mr) m dm. \quad (45)$$

对式(43)~(45)应用边界条件式(14)~(15),并结合式(34)~(37),有

$$\begin{cases} d_{-1} e^{n_{-1} z-1} + (1/m) e^{n_0 z-1} = c_0 e^{-n_0 z-1} + d_0 e^{n_0 z-1}, \\ \gamma_{-1} \left(-d_{-1} e^{n_{-1} z-1} - \frac{\gamma_0}{\gamma_{-1}} \frac{1}{m} e^{n_0 z-1} \right) = \\ \gamma_0 (c_0 e^{-n_0 z-1} - d_0 e^{n_0 z-1}); \end{cases} \quad (46)$$

$$\begin{cases} c_0 e^{-n_0 z_0} + d_0 e^{n_0 z_0} + (1/m) e^{-n_0 z_0} = c_1 e^{-n_{1z_0}} + d_1 e^{n_{1z_0}}, \\ \gamma_0 (c_0 e^{-n_0 z_0} - d_0 e^{n_0 z_0}) + \gamma_0 \frac{1}{m} e^{-n_0 z_0} = \\ \gamma_1 (c_1 e^{-n_{1z_0}} - d_1 e^{n_{1z_0}}); \end{cases} \quad (47)$$

$$\begin{cases} c_1 e^{-n_1 z_1} + d_1 e^{n_1 z_1} = c_2 e^{-n_2 z_1} + d_2 e^{n_2 z_1}, \\ \gamma_1 (c_1 e^{-n_1 z_1} - d_1 e^{n_1 z_1}) = \gamma_2 (c_2 e^{-n_2 z_1} - d_2 e^{n_2 z_1}); \\ \dots\dots \end{cases} \quad (48)$$

$$\begin{cases} c_{n-1} e^{-n_{n-1} z_{n-1}} + d_{n-1} e^{n_{n-1} z_{n-1}} = c_n e^{-n_n z_{n-1}}, \\ \gamma_{n-1} (c_{n-1} e^{-n_{n-1} z_{n-1}} - d_{n-1} e^{n_{n-1} z_{n-1}}) = \gamma_n c_n e^{-n_n z_{n-1}}. \end{cases} \quad (49)$$

其中, $\gamma_j = n_j/k_j^2$ ($j = -1, 0, 1, \dots, n$), $P_j = c_j - (n_j/m^2) \cdot a_j$ ($j = 0, 1, 2, \dots, n$), $Q_j = d_j + (n_j/m^2) \cdot b_j$ ($j = -1, 0, 1, 2, \dots, n-1$)。

由式(46)可得

$$(\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{-n_0 z_0} + (\gamma_{-1} - \gamma_0) e^{n_0 z_0} = (\gamma_{-1} - \gamma_0) (1/m) e^{n_0 z_0}, \quad (50)$$

由式(47)~(49)可得

$$\frac{c_0 e^{-n_0 z_0} + d_0 e^{n_0 z_0} + (1/m) e^{-n_0 z_0}}{c_0 e^{-n_0 z_0} - d_0 e^{n_0 z_0} + (1/m) e^{-n_0 z_0}} = \gamma_0/\gamma_1 \cdot \coth[n_1 h_1 + \operatorname{arccoth} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \coth(n_2 h_2 + \dots + \operatorname{arccoth} \frac{\gamma_{n-1}}{\gamma_n})] \quad (51)$$

2.2 地表任意一点的电磁场表达式

由式(30)、(38)、(39)、(44)、(50)和(51),并经矢量运算,求得微元在空气层中的矢量磁位 A_0 ;然后,根据式(12)、式(13),并视 $h \rightarrow 0$,求取柱坐标系下微元在地表任意一点的电磁场表达式;最后,经过坐标系转换并利用简化积分思想,得到直角坐标系下(图3)长导线接地源地表任意一点的电磁场5个分量表达式:

$$E_x = \int_{-L/2}^{L/2} (E_r \cos \phi - E_\phi \sin \phi) dx,$$

$$E_y = \int_{-L/2}^{L/2} (E_r \sin \phi + E_\phi \cos \phi) dx,$$

$$H_x = \int_{-L/2}^{L/2} (H_r \cos \phi - H_\phi \sin \phi) dx,$$

$$H_y = \int_{-L/2}^{L/2} (H_r \sin \phi + H_\phi \cos \phi) dx, \quad H_z = \int_{-L/2}^{L/2} H' dx,$$

其中,

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{i\omega\mu I}{2\pi} \cos \phi \left\{ \frac{1}{r} \int_0^\infty \left[\frac{R^* (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - R^* (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} \right] J_1(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \int_0^\infty \left[-\frac{n_1}{k_1^2} \frac{\gamma_0(\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0(\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} \right] m J_0(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \left[\frac{n_1}{k_1^2} \frac{\gamma_0(\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0(\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} \right] J_1(mr) dm \right\}, \\ E_\phi &= \frac{i\omega\mu I}{2\pi} \sin \phi \left[- \int_0^\infty \frac{R^* (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - R^* (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} m J_0(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{R^* (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - R^* (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} J_1(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{n_1}{k_1^2} \frac{\gamma_0(\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0(\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} J_1(mr) dm \right], \\ H_r &= \frac{I \sin \phi}{2\pi} \left[\int_0^\infty \frac{n_1 (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - n_1 (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} m J_0(mr) dm - \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{\gamma_0 R (\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0 R (\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} J_1(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{n_1 (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - n_1 (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} J_1(mr) dm \right], \\ H_\phi &= \frac{I \cos \phi}{2\pi} \left[\int_0^\infty \frac{\gamma_0 R (\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0 R (\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} m J_0(mr) dm + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{\gamma_0 R (\gamma_{-1} - \gamma_0) + \gamma_0 R (\gamma_{-1} + \gamma_0) e^{2n_0 h_0}}{(\gamma_{-1} - \gamma_0)(\gamma_0 R - \gamma_1) + (\gamma_{-1} + \gamma_0)(\gamma_0 R + \gamma_1) e^{2n_0 h_0}} J_1(mr) dm - \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{n_1 (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - n_1 (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} J_1(mr) dm \right], \end{aligned}$$

$$H' = \frac{I \sin \phi}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{R^* (n_{-1} + n_0) e^{2n_0 h_0} - R^* (n_{-1} - n_0)}{(n_{-1} + n_0)(n_0 R^* + n_1) e^{2n_0 h_0} + (n_{-1} - n_0)(n_0 R^* - n_1)} m^2 J_1(mr) dm,$$

$$R^* = \coth \left[n_1 h_1 + \coth^{-1} \frac{n_1}{n_2} \coth \left(n_2 h_2 + \cdots + \coth^{-1} \frac{n_{n-1}}{n_n} \right) \right],$$

$$R = \coth \left[n_1 h_1 + \coth^{-1} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \coth \left(n_2 h_2 + \cdots + \coth^{-1} \frac{\gamma_{n-1}}{\gamma_n} \right) \right],$$

$$\gamma_j = \frac{n_j}{k_j^2}, \quad k_j^2 = \omega^2 \mu \varepsilon_j + i \omega \mu \sigma_j, \quad m^2 - k_j^2 = n_j^2, \quad j = -1, 0, 1, \cdots, n.$$

3 电离层对电磁响应的影响

根据以上电磁响应计算式,将电离层和地壳均看作半无限空间,可以计算图4模型的大功率长直导线接地源地表任意一点的电磁场。模型的坐标原点位于长直导线中点,且导线与 x 轴重合,长直导

线的长度为45 km,发射电流为250 A。空气层的电导率为零,厚度为100 km,介电常数与地壳的介电参数一样(8.85×10^{-12} F/m),磁导率与电离层、地壳的一致($4\pi \times 10^{-7}$ H/m),地壳的电阻率为5 000 $\Omega \cdot m$,电离层的电阻率为100 000 $\Omega \cdot m$,介电常数是空气层的5倍。

图5和图6给出了频率为0.1、10、200 Hz的天线中垂线(接收点在长直导线中垂线上, $\phi = 90^\circ$,简称“旁侧区”)和天线轴线(接收点在长直导线或其延长线上, $\phi = 0^\circ$,简称“轴向区”)上 $|E_x|$ 、 $|H_y|$ 随距离的变化曲线,图中下半空间场忽略电离层影响,即取 $1/\rho_{-1} = 0, \varepsilon_{-1} = \varepsilon_0$ 。结果清楚地表明,当距离场源较近时,在不考虑电离层影响的情况下,计算所得的曲线(虚线)与考虑电离层影响的全空间曲线(实线)是吻合的。当收发距与电离层的高度相当时,电离层对天线产生的电磁场在远距离处有明显的影响,它们的曲线不再吻合,随着频率的增加,这种差异在更近的距离处表现出来。另外,更重要的是,其

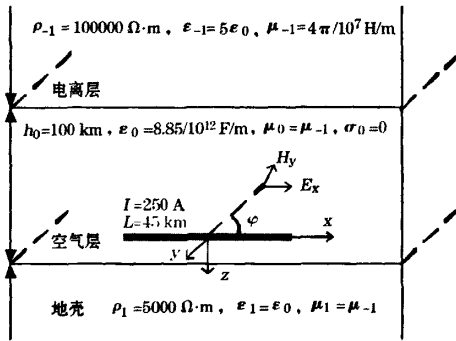
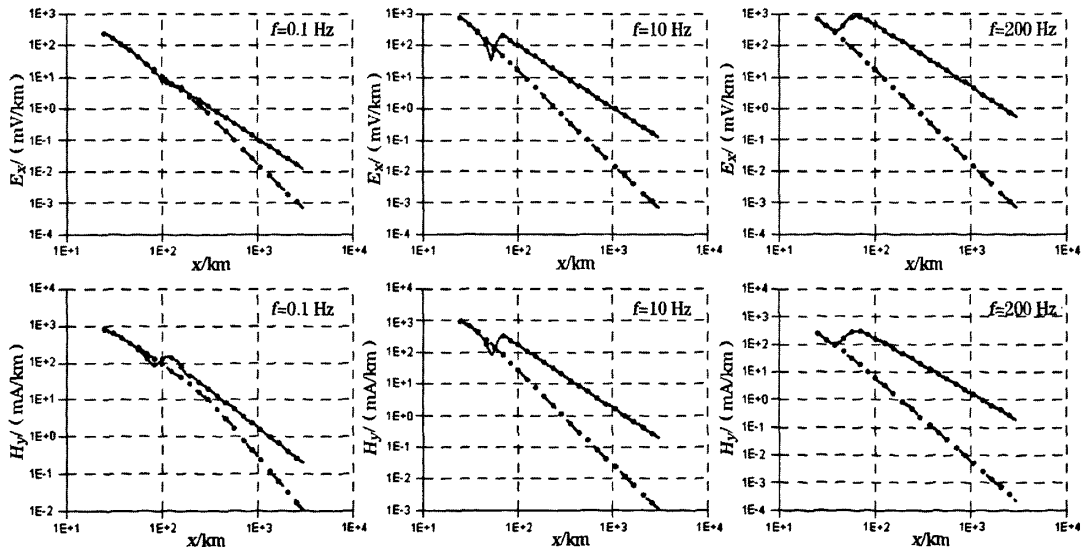


图4 含电离层的全空间模型



虚线—计算所得的曲线;实线—考虑电离层影响的全空间曲线。图6同

图5 给定频率旁侧区 $|E_x|$ 、 $|H_y|$ 随距离的变化曲线

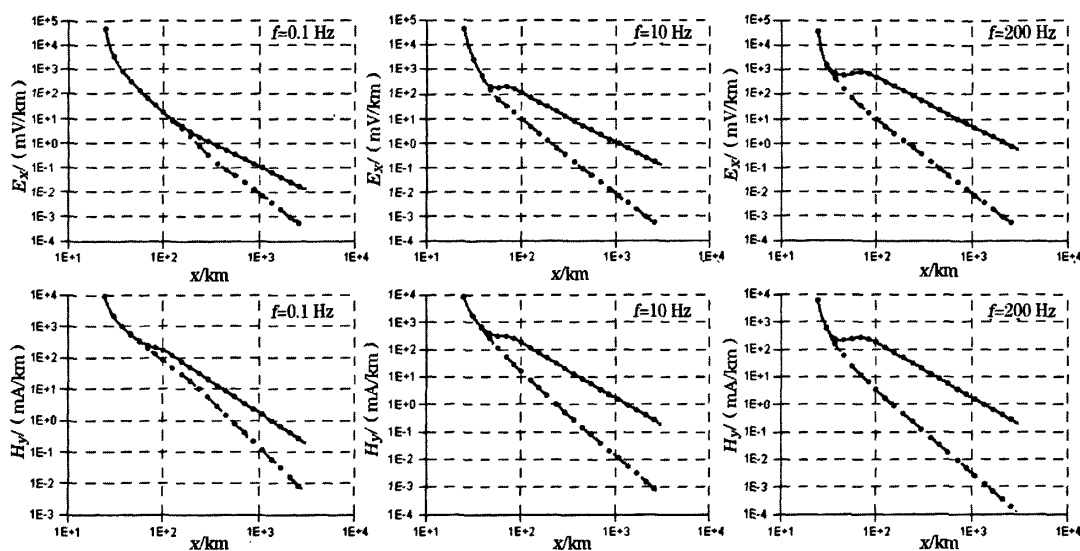


图6 给定频率轴向区 $|E_x|$ 、 $|H_y|$ 随距离的变化曲线

电磁场分量的振幅值随距离的减小更慢,其幅度变化减小超过一个数量级。

4 结论

通过对极低频电磁波技术数学模型的建立,根据电磁场理论,推导出了电离层影响、地壳为层状介质时,置于地表长直导线接地源产生的电磁响应。这些复杂的响应式将电场和磁场与电离层、空气层和层状大地的电导率、介电常数、磁导率和发射频率等参数有机地联系在一起,为极低频电磁波技术应用于资源探测的理论研究奠定了基础。

从大功率极低频电磁波发射技术看,极低频电磁波传播是一个数百甚至数千公里的大尺度问题,地面与电离层对电磁波都有良好的反射特性,电磁波将在地面与电离层之间被来回多次反射,被两个反射壁引导向前传播很远,直到上万千米之外。电磁波在传播过程中携带了大气层、电离层和地壳等各种信息,比起 CSAMT 来,问题变得更为复杂。将极低频率电磁波技术应用于资源探测时,用什么参数对地下电性结构进行解释推断是今后研究的重点。

参考文献:

- [1] Bannister P R. Summary of connectient 76 Hz vertical electric, transverse magnetic, radial magnetic field-strength comparisons [J]. Radio Science, 1986, 21(3):159.
- [2] Janis G. ELF propagation in an inhomogeneous waveguide[J]. Radio Science, 1971, 25(6):727.
- [3] 赵国泽,汤吉,邓前辉,等. 人工源超低频率电磁波技术及在首都圈地区的测量研究[J]. 地学前缘, 2003, 10(特刊):248.
- [4] 赵国泽,陆建勋. 利用人工源超低频率电磁波监测地震的试验与分析[J]. 中国工程科学, 2003, 5(10):27.
- [5] 卓贤军, 赵国泽, 底青云, 等. 无线电法(WEM)在地球物理勘探中的初步应用[J]. 地球物理学进展, 2007, 22(6):1921.
- [6] 底青云, 王妙月, 王若, 等. 长偶极大功率可控源电磁波响应特征研究[J]. 地球物理学报, 2008, 51(6):1917.
- [7] 底青云, 王光杰, 王妙月, 等. 长偶极大功率可控源激励下目标体电性参数的频率响应[J]. 地球物理学报, 2009, 52(1):275.
- [8] 李勇, 林品荣, 王妙月, 等. 电离层影响下均匀半空间水平谐变电偶极子的电磁响应计算[J]. 物探化探计算技术, 2008, 30(6):500.
- [9] 李勇, 林品荣, 王妙月, 等. 电离层影响层状介质长导线源的电磁场[J]. 物探化探计算技术, 2009(3).
- [10] Zhdanov M S, Lee S K. Integral equation method for 3D modeling of electromagnetic fields in complex structures with inhomogeneous background conductivity[J]. Geophysics, 2006, 71(6):G333.
- [11] 底青云, 王若. CSAMT 数据正反演及方法应用[M]. 北京:科学出版社, 2008.
- [12] 汤井田, 何继善. 可控源音频大地电磁法及其应用[M]. 长沙:中南大学出版社, 2005.
- [13] Spies B R, Eggers D E. The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods[J]. Geophysics, 1986, 51(7):1462.
- [14] Sheard S N, Ritchie T J. Mining, environmental, petroleum, and engineering industry applications of electromagnetic techniques in geophysics[J]. Surveys in Geophysics, 2005, 26(4):653.
- [15] 考夫曼 A A, 凯勒 G V. 频率域和时间域电磁测深[J]. 王建谋, 译. 北京:地质出版社, 1987.

THE ELECTROMAGNETIC RESPONSE MODELING OF THE ELF METHOD AND THE INFLUENCE OF THE IONOSPHERE

LI Yong, LIN Pin-Rong, ZHENG Cai-Jun, SHI Fu-Shen, XU Bao-Li, GUO Peng

(*Institute of Geophysical and Geochemical Exploration, Chinese Academy of Geological Science, Langfang 065000, China*)

Abstract: The Extremely Low Frequency (ELF) method is a new artificial source electromagnetic detecting technique, which should be improved through forward modeling and data checking for the processing of the measured geophysical data. In this paper, the theory of the ELF method is systematically analyzed. First, in accordance with the studied objects and the problems, the geological structure model and its corresponding mathematical model are built. Then, on the basis of the electromagnetic theory and the selection of a suitable calculation method, the time-harmonic horizontal finitely long grounded wire is set on the crust surface, the mutual coupling of the ionosphere, the air layer and the layered earth are considered, and the general expressions for frequency-domain electromagnetic responses are deduced. These expressions connect electromagnetic response with all parameters such as the conductivity of the ionosphere, and provide theoretical foundation for forward modeling and the feasibility of the ELF method for resource exploration. The modeling indicates that the shape of the electromagnetic response curve is variable, and the electromagnetic waves are reflected back and forth between the ground and the ionosphere due to the existence of the ionosphere.

Key words: Extremely Low Frequency (ELF); ionosphere; electromagnetic response; electromagnetic waves; finitely long grounded wire

作者简介: 李勇(1980-),男,硕士,主要从事地球物理电磁方法和应用技术研究。

上接 331 页

THE APPLICATION OF GEOCHEMICAL ANOMALY DISTRIBUTION CHARACTERISTICS TO THE STUDY OF GEOLOGICAL STRUCTURES IN ZHAMINAOBAO-YINGEN AREA, INNER MONGOLIA

LIAO Lei^{1,2}, YAN Hong³, ZHANG Qing², CAO Jin-hu²

(1. *Institute of Earth Sciences and Resources, China University of Geosciences, Beijing 100083, China*; 2. *Institute of Inner Mongolia Geological Survey, Hohhot 010020, China*; 3. *Institute of Foreign Languages, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China*)

Abstract: Geochemical anomalies in desert are controlled by certain geological structures, and different distribution features of radioactive elements (or anomalies) reflect characteristics of different rocks, strata, volcanic activities and fault actions. Fundamental geological researches on the basis of data obtained from 1: 200 000 regional geochemical survey are of great guiding significance in geological ore-prospecting work.

Key words: 1: 200 000 regional geochemical data; geochemical anomaly; distribution features of radioactive elements; inferred fault

作者简介: 廖蕾(1968-),女,高级工程师。中国地质大学(北京)地球化学专业在读博士。