第 3 章　磁化率和电阻率同为参数的 MT 二维正演

在二维的情况下，因为除了深度方向坐标的变化，又多了一个水平方向坐标的变化，因此要求解大地电磁场的解析解就变得很困难。除简单的构造体外，一般都不容易得到解析解，只有借助解偏微分方程或积分方程的数值计算方法求出近似解。在本论文中，我们要同时考虑电阻率和磁化率都为变量参数的情况，这无疑又加大了求解的难度。对于 MT 二维数值模拟的方法有有限差分法、基于传输面相似对比的有限差分法、有限单元法、和积分方程法等[27]。

本章首先对电阻率和磁化率同为参数时 MT 二维正演计算公式进行了数学推导，讨论其边界问题，并对一些数值方法进行简单的介绍。，经过对比，考虑到有限单元法（FEM）对构造形态的适应性强又可达到较高的计算精度，本文采用有限单元法进行电阻率和磁化率同为参数的正演数值计算。

3.1 MT 二维模型正演问题基本公式

电磁学中高斯制（CGS）和实用单位制（MKSA）都是被经常使用到的单位制，本论文中统一使用国际单位制（SI）中电磁学部分的实用单位制（MKSA 单位制）。

3.1.1 麦克斯韦方程组

电磁场必须遵循一定的规律，用微分方程表示即是麦克斯韦方程组，它的表达式为：

$$\begin{cases} \nabla \times E = -\dfrac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times H = j + \dfrac{\partial D}{\partial t} \\ \nabla \cdot B = 0 \\ \nabla \cdot D = \rho \end{cases} \qquad (3-1)$$

式中：　E 为电场强度；B 为磁感应强度；H 为磁场强度；D 为电通量密度或电位移矢量；j 为电流密度；ρ 是自由电荷密度。∇ 为哈密顿算子，它是矢量微分算符，在直角坐标系中为：

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k \qquad (3-2)$$

麦克斯韦方程组的物理意义是：电场可以是由电荷密度 ρ 引起的发散场，也

可以是由变化磁场$\frac{\partial B}{\partial t}$引起的涡旋场，磁场$H$是由传导电流和$j$位移电流激励产生的涡旋场，空间并无独立的磁荷存在[18]。由于大地电磁场的场源主要位于远离地面的电离层中，在相当大的范围内大地电磁场的振幅、频率都是相似的，因此在地球表面上的有限区域内这种电磁波可近似视为平面波。这种平面电磁波以铅直方向穿透地层向地下传播，在导电地层内激发出涡旋电流，其传播深度主要依赖于场的振动频率，在 MT 实际工作中将大地电磁场看作平面波场，对正、反演的计算也带来了便利（程志平，2007）。

在良导介质中，我们忽略位移电流的影响，将描述电磁场分布的麦克斯韦方程组写为：

$$\begin{cases}\nabla\times E=i\omega\mu H\\ \nabla\times H=j\end{cases} \qquad (3-3)$$

式中：　$j=\sigma E$，ω为圆频率，μ为介质的导磁率。采用以上单位制时，真空中导磁率的值为

$$\mu_0=4\pi\times10^{-7}\ \text{亨利/米}$$

3.1.2 二维 MT 基本公式

我们假设场源是垂直入射的平面电磁波，用 SI 单位制中的实用单位制（MKSA），取与时间有关的因子为$e^{-i\omega t}$ [27]。选取右旋直角坐标系的原点在地面上，z 轴正方向是垂直向下（图 3－1），y 轴的方向平行于走向方向，即介质的电性参数仅是 x，z 两个坐标的函数，电磁场的各分量沿 y 轴方向都没有变化，即它们对 y 的偏导数皆为零（$\frac{\partial E}{\partial y}=\frac{\partial H}{\partial y}=0$）。这时由麦克斯韦方程组所确定的电磁场分量有如下关系：

$$\nabla\times E=i\omega\mu H \qquad \nabla\times H=j$$

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z}=i\omega\mu H_x \qquad -\frac{\partial H_y}{\partial z}=\sigma E_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=i\omega\mu H_y \qquad \frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}=\sigma E_y$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}=i\omega\mu H_z \qquad \frac{\partial H_y}{\partial x}=\sigma E_z$$

对比一、二维介质中的电磁场可知，一维介质中电磁场只沿 z 方向变化，电

磁场的垂直分量等于零（$E_z=0$，$H_z=0$）。而二维介质中的电磁场是沿垂向 z 和倾向 x 都有变化（$\frac{\partial E_y}{\partial x}\neq 0$，$\frac{\partial E_y}{\partial z}\neq 0$），有垂直分量（$E_z\neq 0$，$H_z\neq 0$），将相应电磁场分量分为两组，其中一组包括场分量$E_y$，$H_x$，$H_z$；另外一组包括$H_y$，$E_x$，$E_z$，两组彼此独立，分别称之为$E$偏振波（$TE$极化模式）和$H$偏振波（$TM$极化模式）。两偏振波的电磁场结构和相应波动方程为：

TE极化模式（0，E_y，0）（H_x，0，H_z）

$$\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}=\sigma E_y$$

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z}=i\omega\mu H_x \qquad (3-4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}=i\omega\mu H_z$$

TM极化模式（0，H_y，0）（E_x，0，E_z）

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=i\omega\mu H_y$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z}=\sigma E_x \qquad (3-5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x}=\sigma E_z$$

式中$\sigma=\frac{1}{\rho}$，分别将两种极化模式的后两项代入第一项可得，

$$-\frac{\partial\left(\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)}{\partial z}-\frac{\partial\left(\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial_x}\right)}{\partial x}=\frac{1}{\rho}E_y \qquad (3-6)$$

$$-\frac{\partial\left(\rho\frac{\partial H_y}{\partial z}\right)}{\partial z}-\frac{\partial\left(\rho\frac{\partial H_y}{\partial_x}\right)}{\partial x}=i\omega\mu H_y \qquad (3-7)$$

对于电阻率和磁导率是均匀的区域来说，以上两式可简化为：

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}+k^2 E_y=0 \qquad (3-8)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}+k^2 H_y=0 \qquad (3-9)$$

以上两式称为亥姆霍兹方程式，其中 k 为传播常数，$k^2=i\frac{\omega\mu}{\rho}$（石应骏等，1984）。

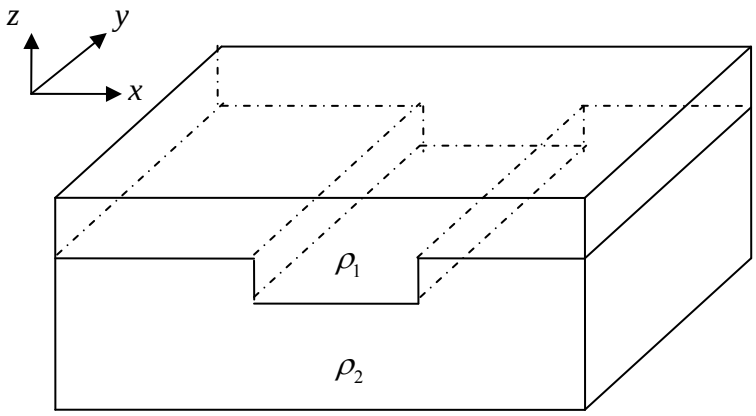


图 3-1 二维地堑模型电性结构和坐标系

通过定义的一维的波阻抗和视电阻率概念，我们可以知道，二维介质有两条 ρ_T-T 视电阻率曲线，在给定地电断面的情况下，视电阻率曲线可以通过下列方程组求解：

TE 极化

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}+k^2 E_y=0$$

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z}=i\omega\mu H_x$$

$$Z_{TE}=\frac{E_y}{H_x}$$

TM 极化

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}+k^2 H_y=0$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z}=\frac{1}{\rho}E_x$$

$$Z_{TM}=\frac{E_x}{H_y}$$

$$\rho_{TE}=\frac{i}{\omega\mu}\left|Z_{TE}\right|^2 \qquad \rho_{TM}=\frac{i}{\omega\mu}\left|Z_{TM}\right|^2$$

上两个方程组中 Z 和 ρ 分别为两种极化模式下的波阻抗和复视电阻率，可以看出，二维介质波动方程是含有两个坐标变量的偏微分方程，求解析解比较困难，通常要采用有限元或有限差分法，或者用物理模拟的方法求解。

3.2 二维 MT 的正演计算方法

正演计算包括有限元法、有限差分法、边界单元法和积分方程法，其中主要用到的是有限差分和有限元法。积分方程法对异常体分布在层状介质的模型很有效，但当模型复杂时实现起来就很困难。此时就需要用到有限元法和差分法，这两种方法要求对边界条件和近似应有所了解。计算响应的有效性取决于模型的离散化和几何形状，人们往往忽视网格设计的合理性，不适合的网格剖分就不能保证计算响应的有效性[33]。下面简要介绍一下有限差分和有限元方法。

3.2.1 有限差分法（Finite Difference Method－FDM）

有限差分法是一种经典的数值方法，它是计算机数值模拟最早采用的方法，有限差分法将求解域划分为差分网格，用有限个网格节点代替连续的求解域。它以 Taylor 级数展开等方法，把控制方程中的导数用网格节点上的函数值的差商代替进行离散，从而建立以网格节点上的值为未知数的代数方程组。该方法是一种直接将微分问题变为代数问题的近似数值解法，数学概念直观，表达简单，是发展较早且比较成熟的数值方法。

有限差分法的主要内容包括：如何根据问题的特点将定解区域作网格剖分；如何把原微分方程离散化为差分方程组以及如何解此代数方程组。此外为了保证计算过程的可行和计算结果的正确，还需从理论上分析差分方程组的性态，包括解的唯一性、存在性和差分格式的相容性、收敛性和稳定性。对于一个微分方程建立的各种差分格式，为了有实用意义，一个基本要求是它们能够任意逼近微分方程，这就是相容性要求。另外，一个差分格式是否有用，最终要看差分方程的精确解能否任意逼近微分方程的解，这就是收敛性的概念。此外，还有一个重要的概念必须考虑，即差分格式的稳定性。因为差分格式的计算过程是逐层推进的，在计算第 n＋1 层的近似值时要用到第 n 层的近似值 ，直到与初始值有关。前面各层若有舍入误差，必然影响到后面各层的值，如果误差的影响越来越大，以致差分格式的精确解的面貌完全被掩盖，这种格式是不稳定的，相反如果误差的传播是可以控制的，就认为格式是稳定的。只有在这种情形，差分格式在实际计算

中的近似解才可能任意逼近差分方程的精确解。关于差分格式的构造一般有以下 3 种方法。最常用的方法是数值微分法，比如用差商代替微商等。另一方法叫积分插值法，因为在实际问题中得出的微分方程常常反映物理上的某种守恒原理，一般可以通过积分形式来表示。此外还可以用待定系数法构造一些精度较高的差分格式。

3.2.2 有限单元法（Finite Element Method－FEM）

FEM 方法是 20 世纪 50 年代从弹性力学中发展起来的方法。它的基础是变分原理和加权余量法，其基本求解思想是把计算域划分为有限个互不重叠的单元，在每个单元内，选择一些合适的节点作为求解函数的插值点，将微分方程中的变量改写成由各变量或其导数的节点值与所选用的插值函数组成的线性表达式，借助于变分原理或加权余量法，将微分方程离散求解。采用不同的权函数和插值函数形式，便构成不同的有限元方法。有限元方法最早应用于结构力学，后来随着计算机的发展慢慢用于流体力学的数值模拟。在有限元方法中，把计算域离散剖分为有限个互不重叠且相互连接的单元，在每个单元内选择基函数，用单元基函数的线形组合来逼近单元中的真解，整个计算域上总体的基函数可以看为由每个单元基函数组成的，则整个计算域内的解可以看作是由所有单元上的近似解构成。有限元插值函数分为两大类，一类只要求插值多项式本身在插值点取已知值，称为拉格朗日(Lagrange)多项式插值；另一种不仅要求插值多项式本身，还要求它的导数值在插值点取已知值，称为哈密特(Hermite)多项式插值。

有限单元法的主要优点是，对于物性参数复杂的区域有很强的适应性，解题过程比较规范。这使它在地球物理中获得了广泛的应用。但是有限单元法是区域型方法，必须在全区域进行剖分。剖分后的单元和节点数目多，最后得到的线性代数方程组很大，特别是三维问题和地球物理中常遇到的无界区域问题，会使它的计算量非常庞大，这也是它的主要缺点[23]。

3.2.3 二维 FEM 中的边界条件

在均匀各向同性介质中，忽略位移电流（$i\omega\varepsilon$）的影响，有上节中推出的公式（3－6）和式（3－7）可统一表示成：

$$\nabla\cdot\left(\tau\nabla u\right)+\lambda u=0 \qquad (3-10)$$

其中∇是哈密顿算子：$\nabla=\dfrac{\partial}{\partial x}e_x+\dfrac{\partial}{\partial z}e_z$，对于*TE*极化模式

$$u=E_y,\quad \tau=\frac{1}{i\omega\mu},\quad \lambda=\frac{1}{\rho}$$

对于*TM* 极化模式：

$$u = H_y，\ \tau = \rho，\ \lambda = i\omega\mu$$

(1) 外边界条件

取（图 3－2）所示的研究区域（徐世浙，1994）

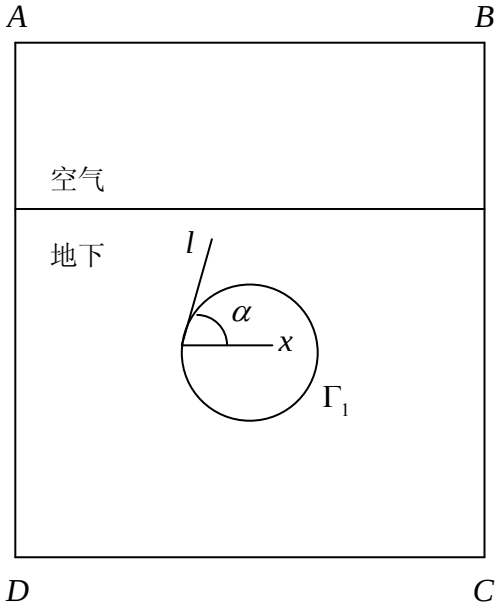


图 3-2 E 型波的研究区域

TE 模式

1） 上边界 AB 离地面足够远，使异常场在 AB 上为零，以该处的u 为 1 单位：

$$u\big|_{AB} = 1 \qquad （3－11）$$

2） 下边界 CD 以下为均质岩石，局部不均匀体的异常场在 CD 上为零，电磁波在 CD 以下的传播方程为

$$u = u_0 e^{kz} \qquad （3－12）$$

其中u_0 是常数，$k = \sqrt{-i\omega\mu\sigma}$，$\sigma$ 是 CD 以下岩石的电导率。对u 求导$\frac{\partial u}{\partial z} = ku$，因为 CD 处$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial n}$，所以 CD 处的边界条件：

$$\frac{\partial u}{\partial n} + ku = 0 \qquad （3－13）$$

3） 取左右边界 AD，BC 离局部不均匀体足够远，电磁场在 AD、BC 上左右对称，其上的边界条件是

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0 \qquad （3－14）$$

TM 模式

取（图 3－3）所示的研究区域。

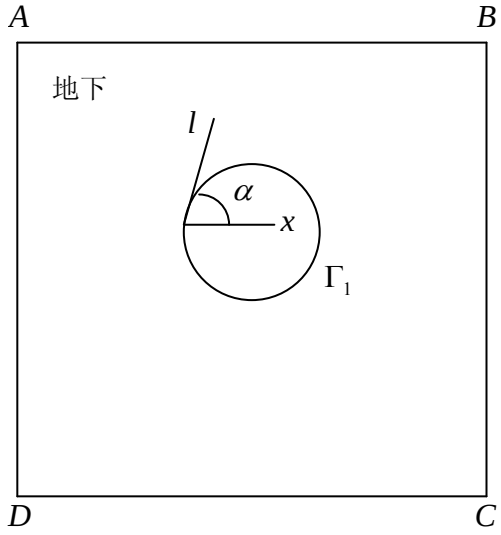


图 3-3 H 型波的研究区域

1） 上边界 AB 直接取在地面上，并以该处的u为 1 单位：

$$u\big|_{AB}=1 \qquad (3-15)$$

这是因为对大地电磁波来说，有$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}>>1$，从式（3－3）有

在岩石中，$\frac{\partial H_y}{\partial z}\sigma E_x$，$\frac{\partial H_y}{\partial x}=-\sigma E_z$，

在空气中，$\sigma=0$，$\frac{\partial H_y}{\partial z}=-i\omega\varepsilon E_x\approx 0$，$\frac{\partial H_y}{\partial x}=i\omega\varepsilon E_z\approx 0$。所以，不管地下介质电性如何分布，空气中的$H_y$近似为常量，这样，可取地面的$u=1$。

2） 下边界 CD 的边界条件，同 E 波。

3） 左右边界 AD 和 BC 的边界条件，同 E 波。

（1）　内边界条件

TE 模式

由于E_y沿着介质分界面，根据电场切向分量连续性可知，在两种介质的分界面Γ_1上，有　　$u_1=u_2$

由（图 3－2），磁场的切向分量

$$H_t=H_x\cos\alpha+H_z\sin\alpha=\frac{1}{i\omega\mu}\left(\frac{\partial E_y}{\partial z}\cos\alpha-\frac{\partial E_y}{\partial x}\sin\alpha\right)=\frac{-1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial n} \qquad (3-16)$$

根据介质分界面上磁场切向分量的连续性可知，介质两侧的$\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial n}$是连续的，

即

$$\tau_1 \frac{\partial u_1}{\partial n} = \tau_2 \frac{\partial u_2}{\partial n} \tag{3－17}$$

TM 模式

由于 H_x 沿着介质分界面，根据磁场切向分量连续性可知，在两种介质的分界面 Γ_1 上，有 $u_1 = u_2$

由（图 3－3），电场切向分量

$$\begin{aligned} E_t &= E_x \cos\alpha + E_z \sin\alpha \\ &= \frac{1}{\sigma - i\omega\varepsilon}\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\cos\alpha - \frac{\partial H_y}{\partial x}\sin\alpha\right) = \frac{-1}{\sigma - i\omega\varepsilon}\frac{\partial H_y}{\partial n} \end{aligned} \tag{3－18}$$

根据介质分界面上电场切向分量的连续性可知，介质两侧的 $\frac{1}{\sigma - i\omega\varepsilon}\frac{\partial H_y}{\partial n}$ 是连续的，即

$$\tau_1 \frac{\partial u_1}{\partial n} = \tau_2 \frac{\partial u_2}{\partial n} \tag{3－19}$$

综合以上讨论[7]，边值问题归纳为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \left(\tau \nabla u\right) + \lambda u = 0 \in \Omega \\ u = 1 \in AB \\ \dfrac{\partial u}{\partial n} = 0 \in AD, BC \\ \dfrac{\partial u}{\partial n} + ku = 0 \in CD \\ u_1 = u_2 \in \Gamma_1 \\ \tau_1 \dfrac{\partial u_1}{\partial n} = \tau_2 \dfrac{\partial u_2}{\partial n} \in \Gamma_1 \end{cases} \tag{3－20}$$

3.3 数值计算

对于所有观测点的每一种极化模式（TM 模式和 TE 模式）和每个频率点，如（图 3－4）用矩形单元对区域进行剖分，并给每个单元的电阻率和磁化率赋值。矩形单元的宽度为 a，高度为 b，单元的四个节点的编号如（图 3－5）所示。在单元内进行双线性插值，将离散化的有限元方程最终表示为线性方程组系统，

$Ku = 0$

在二维的情况下计算大地电磁的视电阻率，其计算公式如下：

TE 模式

$$\rho_{TE}=\frac{i}{\omega\mu}\left(\frac{E_y}{H_x}\right)^2\Bigg|_{z=0} \tag{3—21}$$

将方程（3—4）的第二式代入上式，得

$$\begin{aligned}\rho_{TE}&=\frac{i}{\omega\mu}\left[E_y\Big/\left(\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\right]^2\Bigg|_{z=0}\\&=-i\omega\mu\left[E_y\Big/\left(\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\right]^2\Bigg|_{z=0}\end{aligned} \tag{3—22}$$

令$u=E_y$，得

$$\rho_{TE}=-i\omega\mu\left[u\Big/\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]^2\Bigg|_{z=0} \tag{3—23}$$

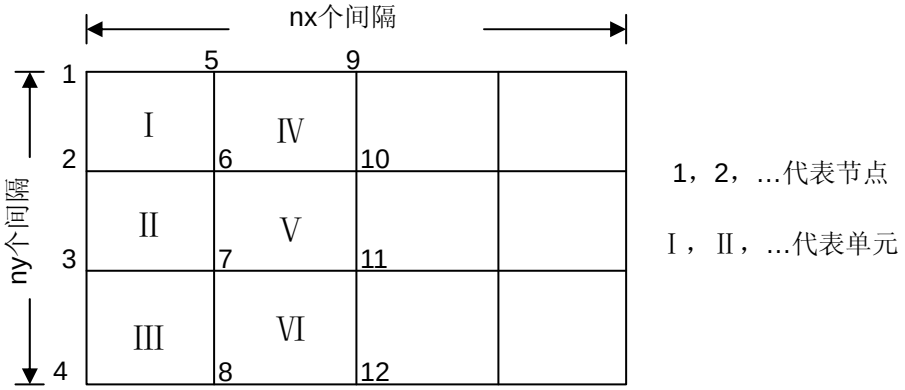


图 3-4 区域节点和单元的剖分

TM 模式

$$\rho_{TM}=\frac{i}{\omega\mu}\left(\frac{E_x}{H_y}\right)^2\Bigg|_{z=0} \tag{3—24}$$

将方程（3—5）的第二式代入上式，得

$$\rho_{TM}=\frac{i}{\omega\mu\sigma^2}\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\Big/H_y\right)^2\Bigg|_{z=0} \tag{3—25}$$

令$u=H_y$，得

$$\rho_{TM}=\frac{i}{\omega\mu\sigma^2}\left(\frac{\partial u}{\partial z}\Big/u\right)^2\Bigg|_{z=0} \tag{3—26}$$

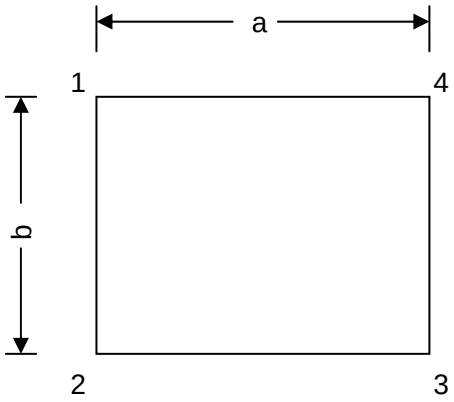


图 3-5 矩形单元

所以在求得地表各节点的u后，还要计算地表的$\frac{\partial u}{\partial z}$，才能计算视电阻率。为了提高视电阻率的计算精度，取近地表的 4 个等距节点（图 3-6）的u来计算导数。用$u_1,\cdots,u_4$代表它们的u，则有

$$\left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{z=0}=\frac{1}{2l}\left(-11u_1+18u_2-9u_3+2u_4\right) \qquad (3-27)$$

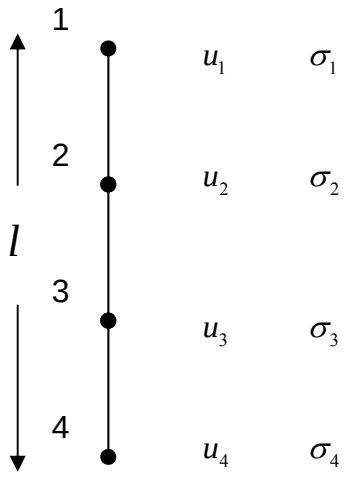


图 3-6 单元中的节点

其中l是节点 1 与节点 4 间的距离，在求得$\left.\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right|_{z=0}$后，代入式（3－23）和（3－26）式中即可计算视电阻率[23]。

为得到上述偏微分方程组的数值解，本文采用已有的 MTSoft2.0 软件程序中的正演部分程序，并对之进行改进，用改进后的程序进行了大量的数值实验，分别对地堑、地垒、嵌入体等二维构造进行理论模型计算，获得了一系列的视电阻率－频率断面图和阻抗相位－频率断面图及视电阻率曲线和相位曲线以等图件。改进程序的正演计算界面如图 3－7 所示：



图 3-7 磁化率为变量时的正演计算界面

本文以地堑和双长方体模型为例来阐述算法的正确性和程序的可靠性。在数值实验中，考虑了磁化率分别为常数和变量的两种情况，构造的模型如（图 3－8）所示：

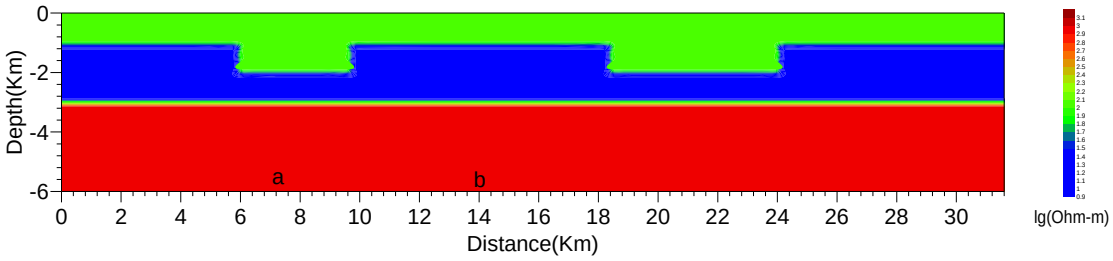


图 3-8（a）

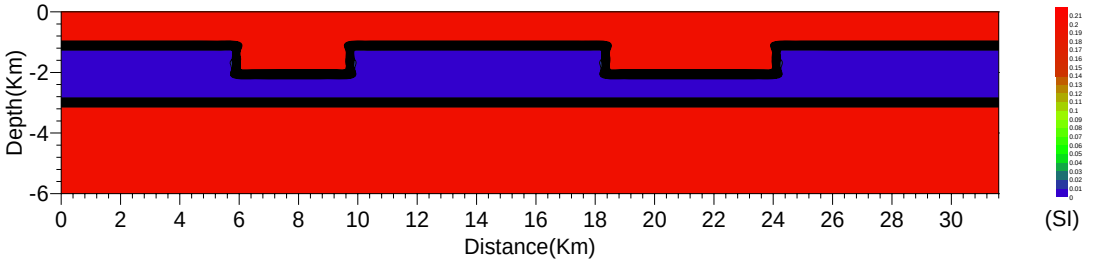


图 3-8（b）

图 3－8a 是一个三层的介质模型的电阻率分布，图 3－8b 是磁化率分布，所示的 a，b 两点是测线上任意选择的两个测点，横纵坐标分别为测线方向距离和

深度。经过正演程序对模型的计算后，得到如下图所示的磁化率分别为常数和变量的两种情况。

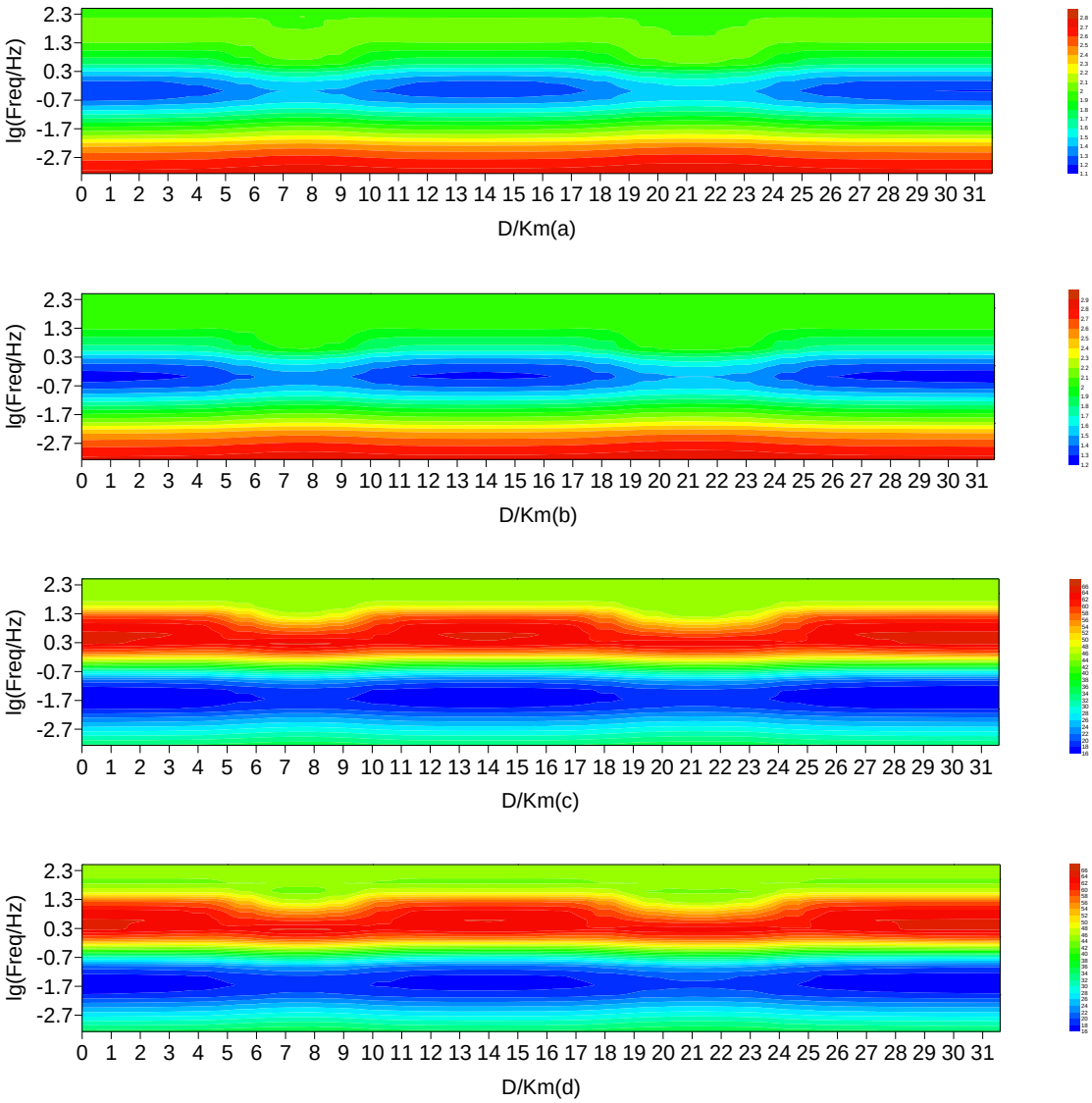


图 3-9 TE 模式视电阻率－频率断面图和相位－频率断面图

（a）磁化率为常数时视电阻率断面图

（b）磁化率为变量时视电阻率断面图

（c）磁化率为常数时相位断面图

（d）磁化率为变量时相位断面图

图 3－9 和图 3－10 是 TE 和 TM 模式关于频率的视电阻率断面图和阻抗相位断面图。在图中，横坐标为沿测线方向的距离，纵坐标取的是频率的对数，图中数值分别为通过计算获得的取对数的视电阻率值和相位值。

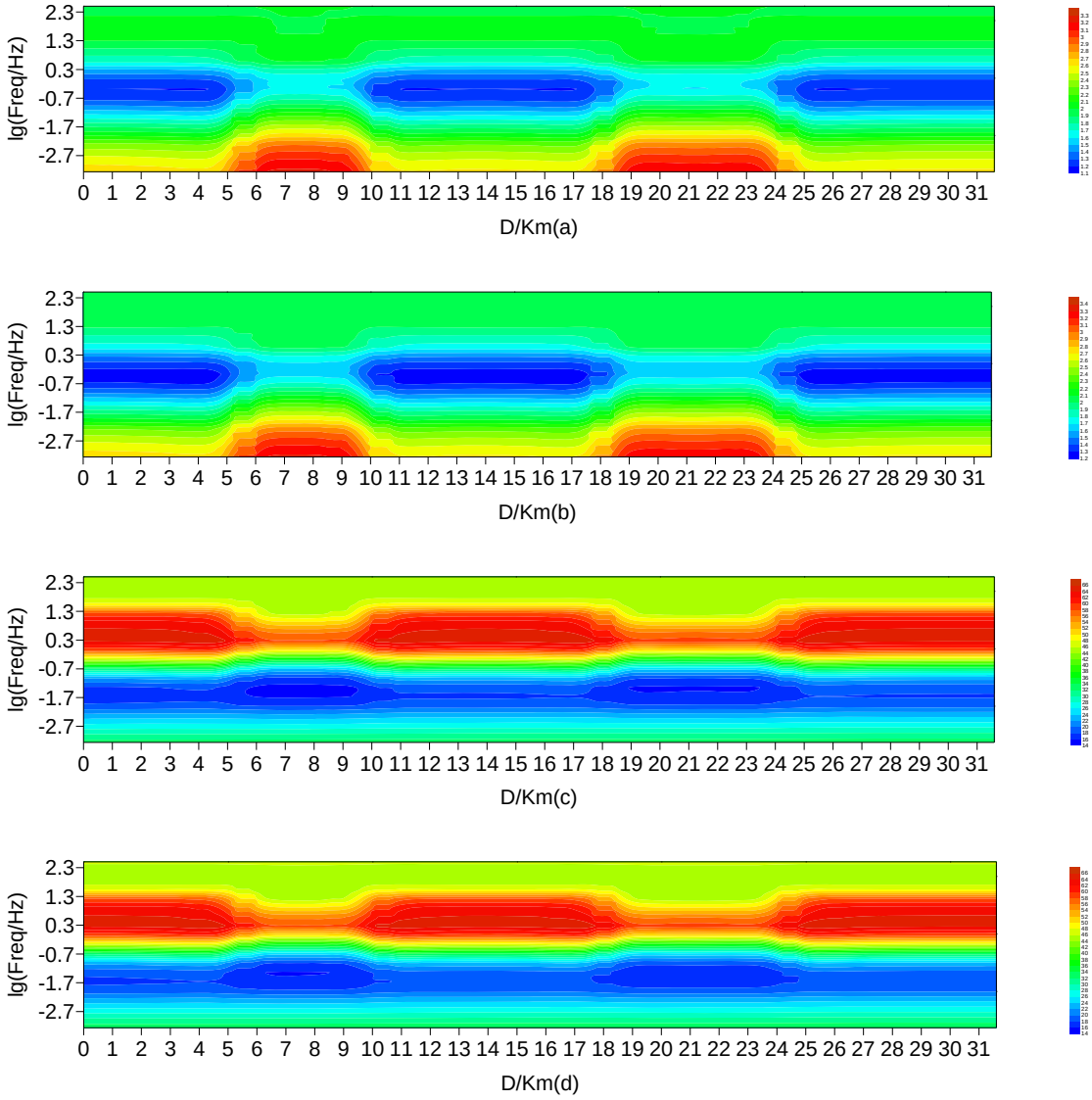


图 3-10　TM 模式下视电阻率－频率断面图和相位－频率断面图

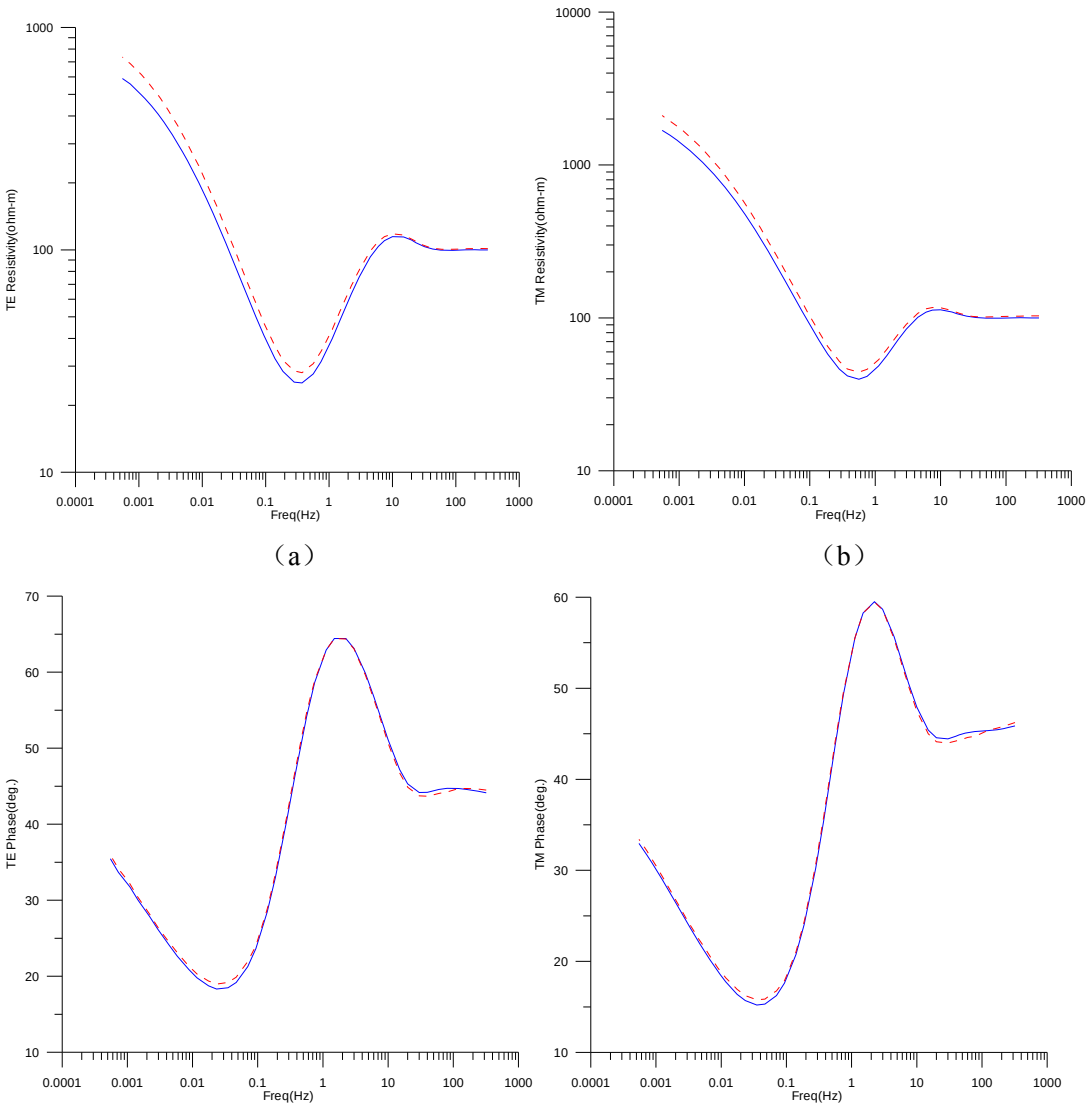
（a）磁化率为常数时视电阻率断面图

（b）磁化率为变量时视电阻率断面图

（c）磁化率为常数时相位断面图

（d）磁化率为变量时相位断面图

从图中的对比可以看出，磁化率分别为常数和变量时所处理的图件结果在大体的格局上没有什么出入，只是有一些细小的差别，但是在我们对这组数据的单一测点进行处理时，它的视电阻率和相位的曲线图则有明显的表现



（a）　（b）

（c）　（d）

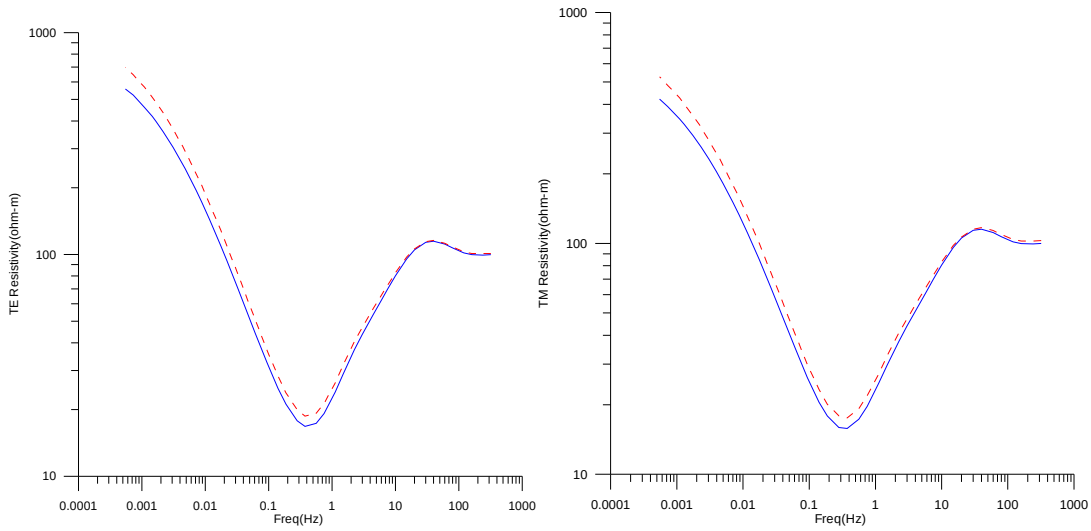
图 3-11 测点 a 处 TE、TM 模式视电阻率和相位曲线

（a）TE 视电阻率曲线

（b）TM 视电阻率曲线

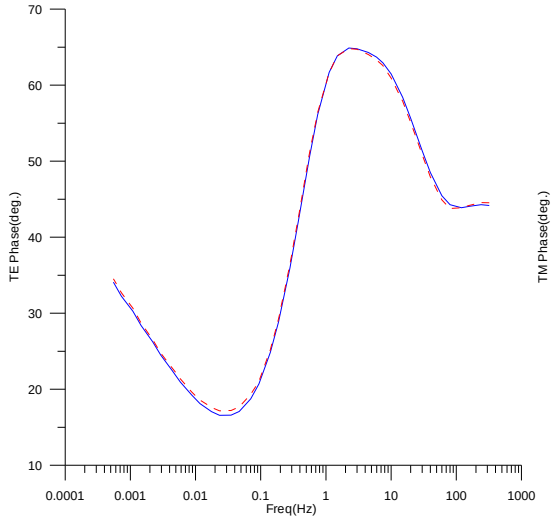
（c）TE 阻抗相位曲线

（d）TM 阻抗相位曲线

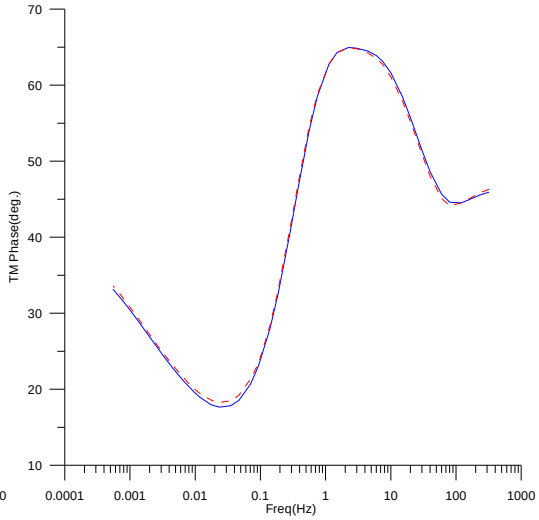


（a）

（b）



（c）



（d）

图 3-12 测点 b 处 TE、TM 模式视电阻率和相位曲线

（a）TE 视电阻率曲线

（b）TM 视电阻率曲线

（c）TE 阻抗相位曲线

（d）TM 阻抗相位曲线

图 3－11 和图 3－12 表示在图 3－8 模型中 a，b 两个测点处的 TE，TM 模式的视电阻率和阻抗相位曲线。在图 3－11 和图 3－12 中纵坐标为视电阻率值，在图 3－11 和图 3－12 中纵坐标为相位值，横坐标都为频率，其中蓝色实曲线是磁化率为常数时的情况，红色虚曲线是磁化率为变量时的情况。在图 3－11 和图 3－12 的低频段红色的视电阻率曲线明显高于蓝色曲线，而在高频段则几乎重合，在图 3－11 和图 3－12 中的相位曲线变化却不明显。我们可以从图 3－11 和图 3－12 看出，当介质的磁化率不再等于真空中的磁化率数值时，大地电磁的观测数据会受到明显的影响，并且这种影响主要集中在信号的低频部分，尤以视电

阻率曲线表现的更为突出。

对于存在两个双长方体的地质构造，我们构建如下图所示的模型：

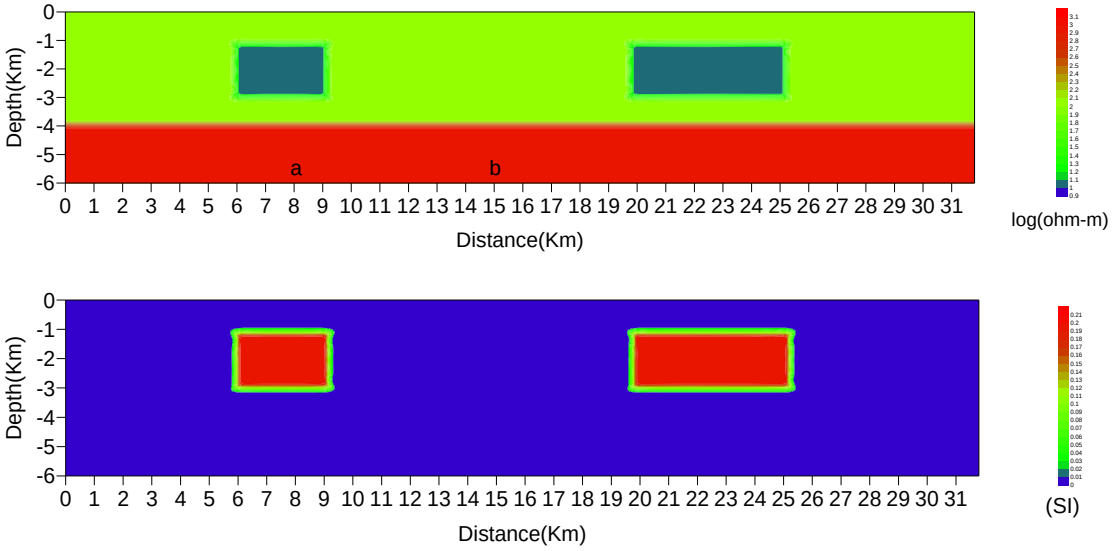
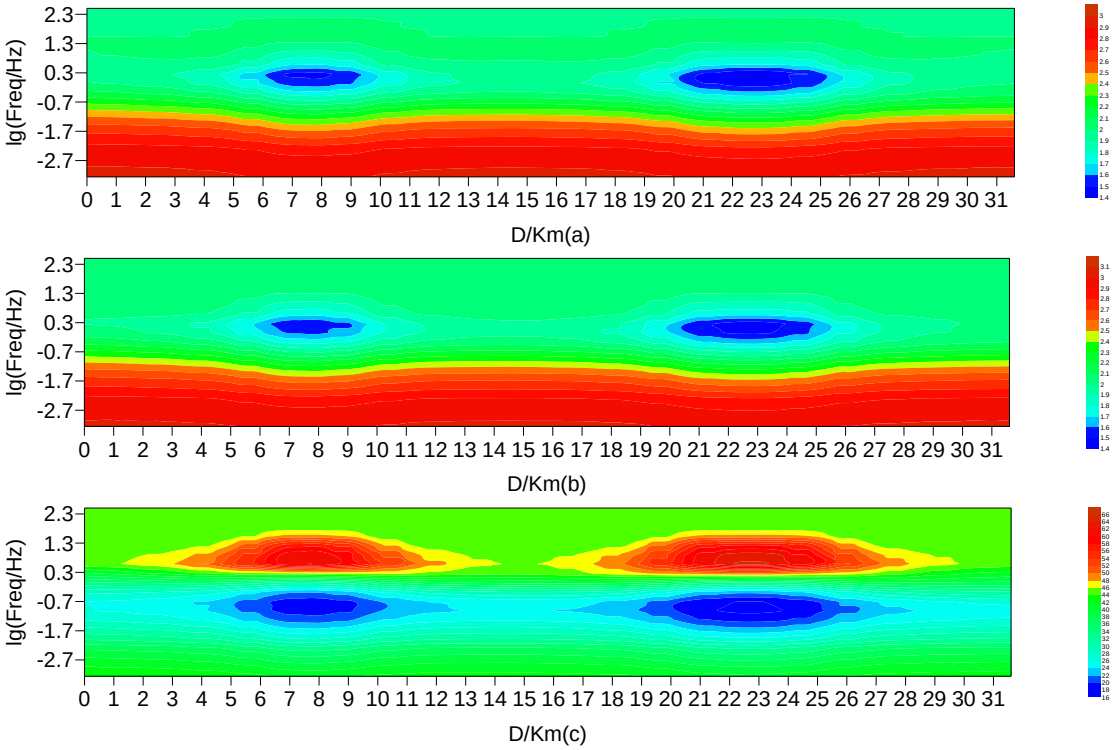


图 3-13 双长方体模型

用相同的方法进行计算后得到如下图件，可以得到与地堑模型相同的结论。



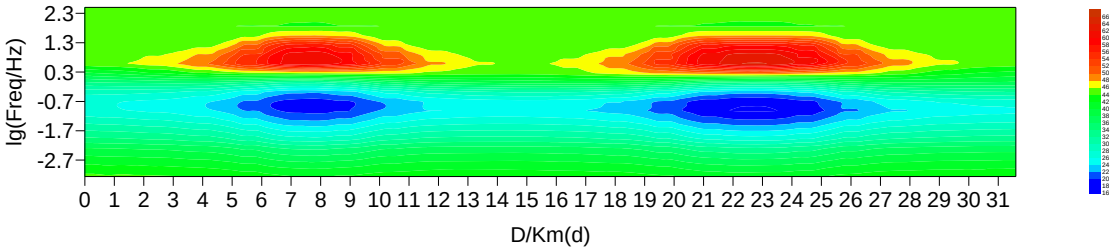


图 3-14 TE 模式视电阻率－频率断面图和相位－频率断面图

（a）磁化率为常数时视电阻率断面图

（b）磁化率为变量时视电阻率断面图

（c）磁化率为常数时相位断面图

（d）磁化率为变量时相位断面图

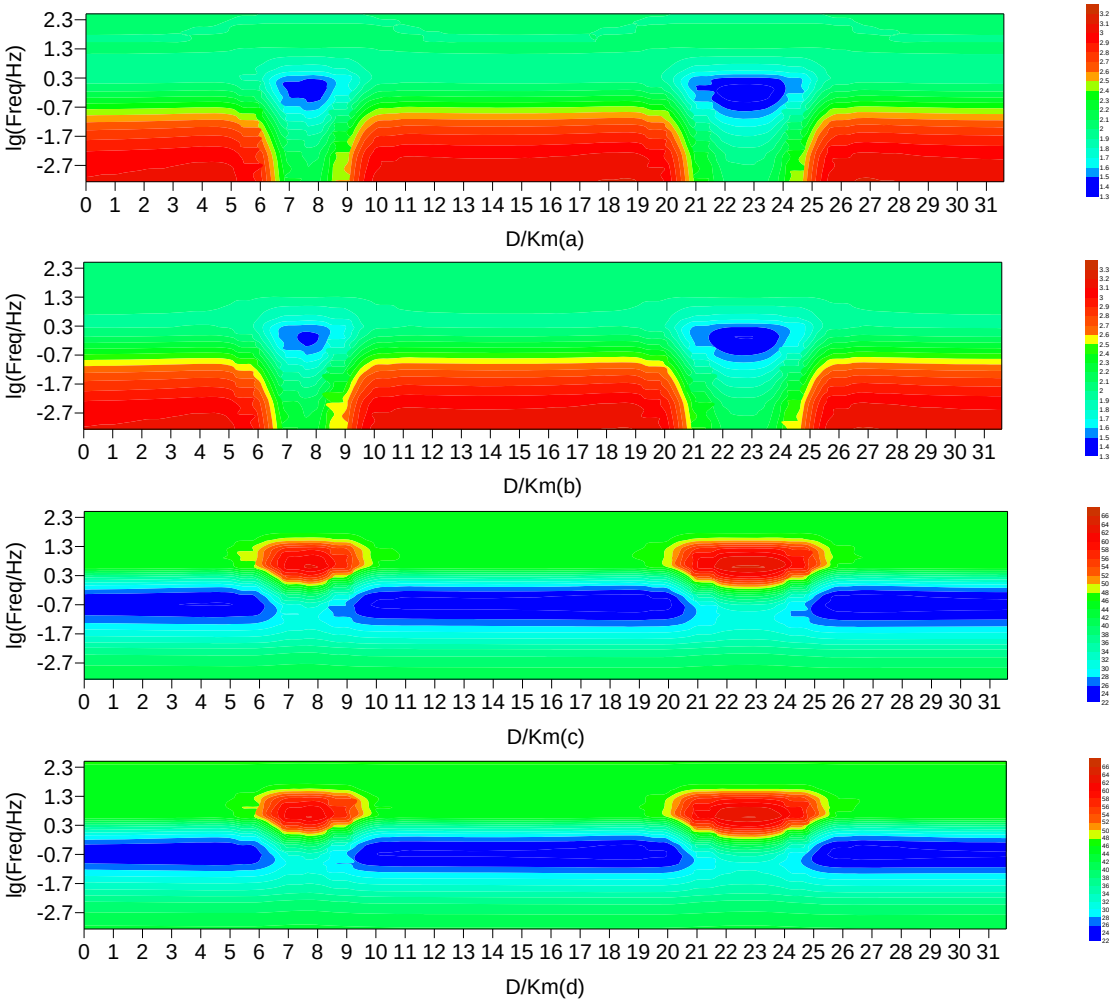


图 3-15 TM 模式下视电阻率－频率断面图和相位－频率断面图

（a）磁化率为常数时视电阻率断面图

（b）磁化率为变量时视电阻率断面图

（c）磁化率为常数时相位断面图

（d）磁化率为变量时相位断面图

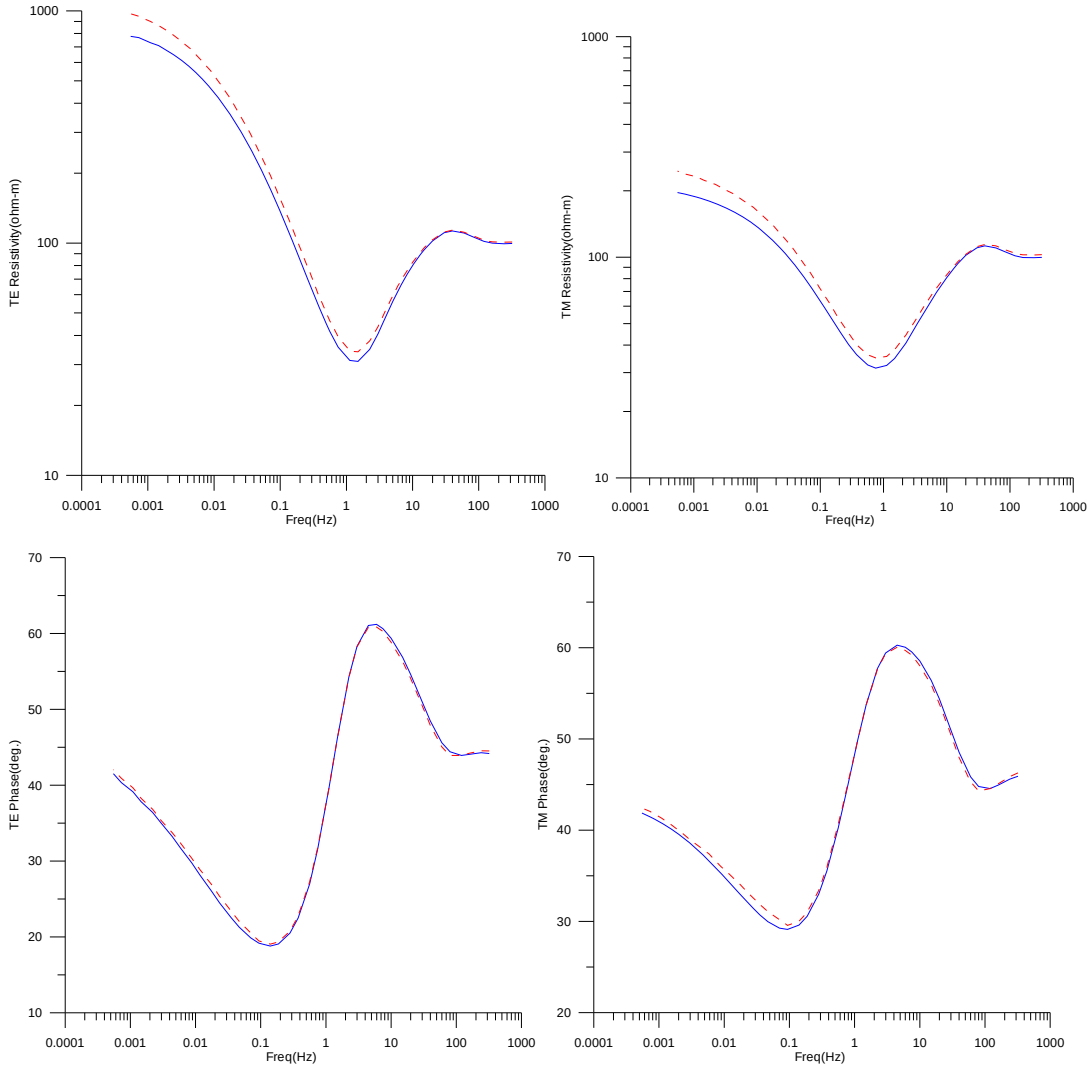


图 3-16 双长方体测点 a 处 TE、TM 模式视电阻率和相位曲线

（a）TE 视电阻率曲线

（b）TM 视电阻率曲线

（c）TE 阻抗相位曲线

（d）TM 阻抗相位曲线

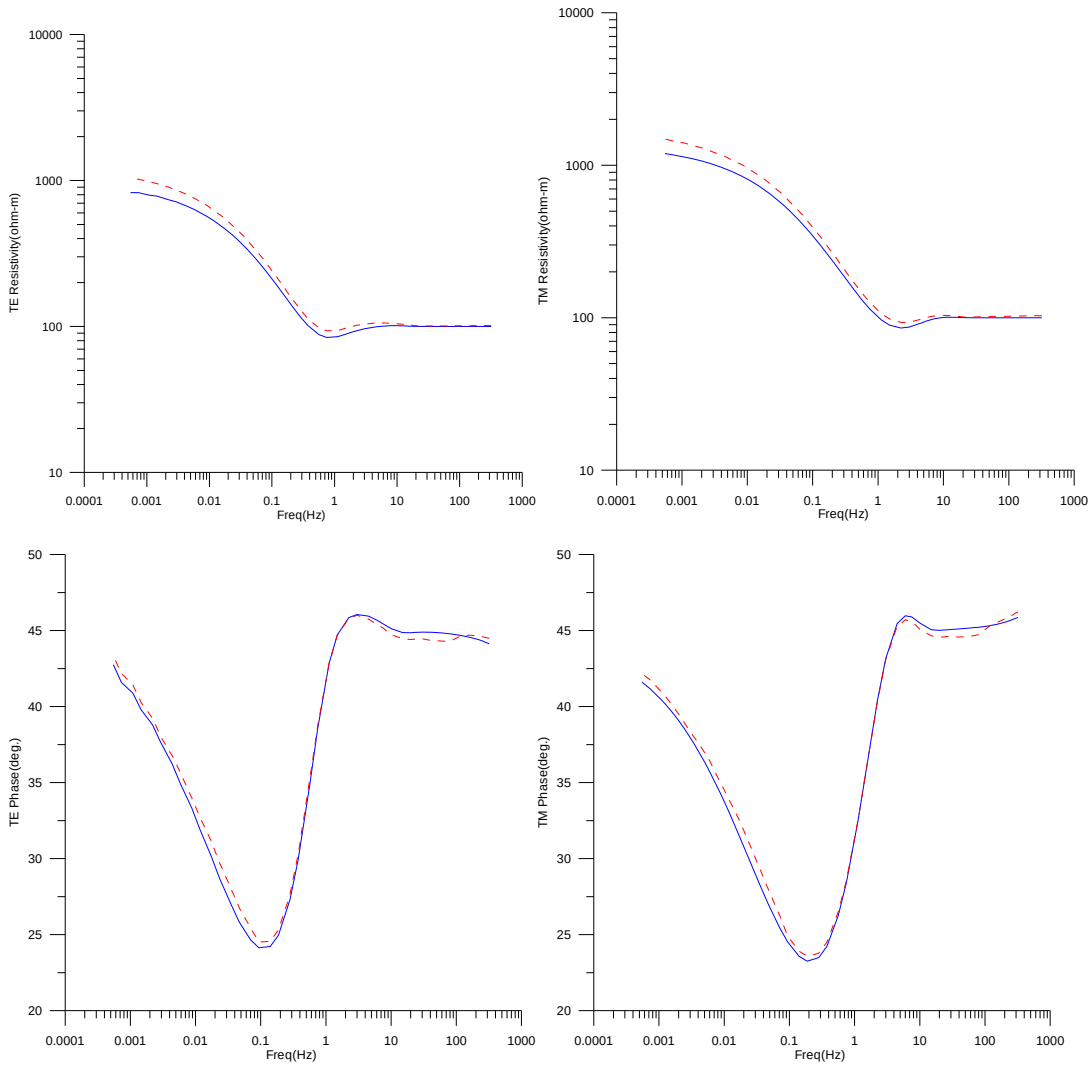


图 3-17 双长方体测点 b 处 TE、TM 模式视电阻率和相位曲线

（a）TE 视电阻率曲线

（b）TM 视电阻率曲线

（c）TE 阻抗相位曲线

（d）TM 阻抗相位曲线

3.4 小结

本章在基本电磁场理论的基础上，根据前人发展的正演理论，解决电阻率和磁化率同为参数时的正演问题，并在给定实验模型的条件下进行了大量的正演计算，并由此得出图件以进行分析研究。综合分析所得的实验结果，本文认为当磁化率不再等于真空中的磁化率数值时，它对大地电磁的数据将产生一定的影响，而这种影响主要集中在低频段的视电阻率上，对相位的影响则较小。这样对我们来说在实际工作中，如要进行长周期的大地电磁测量时，当处理实测数据时根据地质情况应适当考虑磁化率对低频段视电阻率的反映。