中国科学: 地球科学 2023 年 第 53 卷 第 4 期: 751 ~ 766
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

海洋三维大地电磁的两步反演法: 模型测试

梁朋飞[1,2,3], 底青云[1,2,3*], 付长民[1,2,3], 王若[1,2,3], 真齐辉[1,2,3], 云喆[1,2,3], 张加刚[4]

1. 中国科学院地质与地球物理研究所深地资源装备技术工程实验室, 北京 100029;
2. 中国科学院地球科学研究院, 北京 100029;
3. 中国科学院大学地球与行星学院, 北京 100029;
4. 包钢勘察测绘研究院, 包头 014010
* 通讯作者, E-mail: qydi@mail.iggcas.ac.cn

收稿日期: 2021-11-11; 收修改稿日期: 2022-10-30; 接受日期: 2022-11-28; 网络版发表日期: 2023-03-22
中国科学院科学仪器研制项目(编号: ZDZBGCH2018006)、国家自然科学基金项目(批准号: 41874088)和中国科学院战略性先导科技专项项目(编号: XDA14050100)资助

摘要 大地电磁(MT)响应的反演已被广泛用于探索地球内部的电导率分布. 因为大多数三维反演方法的反演结果都会受到初始模型的影响, 因此在三维大地电磁反演中, 使用好的初始模型非常重要. 尽管均匀初始模型广泛用于三维反演, 但一维的初始模型也是个不错的选择, 因为一维模型较均匀模型可以更恰当地描绘地球内部的实际电导率变化. 本研究提出了一种分两步进行的三维反演方法, 该反演方法尤其适用于海洋大地电磁研究. 该方法首先反演得到一维初始模型, 进而依此反演三维电导率结构, 并且这两次反演中均考虑了表层三维地形变化. 该方法测试了含有不同地形变化(凹陷、平滑变化、槽形和方形高原地形)和不同三维棋盘类型异常(尖锐或平滑横向电导率变化)的三维电导率模型. 文章比较了基于所提出方法获得初始模型和基于地形校正方法得到的初始模型, 还对基于本研究方法得到的三维反演结果与基于不同的均匀初始模型得到的反演结果进行了比较. 利用新引入的模型矢量参数的方向信息讨论了这些反演的结果, 验证了该方法的性能和有效性. 文章还揭示了新引入的模型向量参数可用于显示反演的收敛性, 将有助于选择合适的反演模型.

关键词 大地电磁, 积分方程, 地形, 反演, 收敛

1 前言

高温高压实验表明, 地幔物质的电导率对温度、物质成分、含水量、熔融体的存在和数量很敏感(Constable等, 1992; Wang等, 2006; Gaillard等, 2008; Yoshino, 2010; Ni等, 2011), 因此地球内部的电导率分布可用于推断其物性状态(Dong等, 2016; Matsuno等, 2017; Hata等, 2018; Ye等, 2018; Zhang等, 2019; Gresse等, 2021; Kong等, 2021; Yang等, 2021). 通过电磁法(EM)观测结合适当的处理解释可估计地球内部电导率结构.

大地电磁(MT)方法基于观察到的水平电场和磁场变化来探测地球内部电导率结构, 最早是在20世纪50年代左右发展起来的(Rikitake, 1948; Tikhonov,

中文引用格式: 梁朋飞, 底青云, 付长民, 王若, 真齐辉, 云喆, 张加刚. 2023. 海洋三维大地电磁的两步反演法: 模型测试. 中国科学: 地球科学, 53(4): 751–766, doi: 10.1360/N072021-0309
英文引用格式: Liang P, Di Q, Fu C, Wang R, Zhen Q, Yun Z, Zhang J. 2023. A two-step three dimensional marine magnetotelluric inversion method with considering rugged seafloor topography: Synthetic studies. Science China Earth Sciences, 66(4): 765–780, https://doi.org/10.1007/s11430-021-1037-3

© 2023 《中国科学》杂志社

1950; Cagniard, 1953). 大地电磁方法采用阻抗张量$\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \omega)$来表示频域中水平电场和磁场变化之间的关系. 阻抗张量在频域中将水平电场$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}, \omega)$和磁场$\mathbf{H}_h(\mathbf{r}, \omega)$关联起来:

$$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{Z}(\mathbf{r}, \omega)\mathbf{H}_h(\mathbf{r}, \omega), \tag{1}$$

其中

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \omega) = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\mathbf{r}, \omega) & Z_{xy}(\mathbf{r}, \omega) \\ Z_{yx}(\mathbf{r}, \omega) & Z_{yy}(\mathbf{r}, \omega) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

$$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}, \omega) = \begin{pmatrix} E_x(\mathbf{r}, \omega) \\ E_y(\mathbf{r}, \omega) \end{pmatrix}, \tag{3}$$

$$\mathbf{H}_h(\mathbf{r}, \omega) = \begin{pmatrix} H_x(\mathbf{r}, \omega) \\ H_y(\mathbf{r}, \omega) \end{pmatrix}, \tag{4}$$

$\mathbf{r}$是观测点的位置, ω是角频率, x和y代表相互垂直的两个水平方向(Simpson和Bahr, 2005). 本研究中假设x轴正方向朝北, y轴正方向朝东. 阻抗进一步用来表示视电阻率ρ_{ij}和相位ϕ_{ij}(Simpson和Bahr, 2005):

$$\rho_{ij}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\omega\mu_0}\left|Z_{ij}(\mathbf{r}, \omega)\right|^2, \tag{5}$$

$$\phi_{ij}(\mathbf{r}, \omega) = \tan^{-1}\left\{\frac{\Im\left[Z_{ij}(\mathbf{r}, \omega)\right]}{\Re\left[Z_{ij}(\mathbf{r}, \omega)\right]}\right\}, \tag{6}$$

其中, $\Re[\bullet]$和$\Im[\bullet]$分别表示实部和虚部, μ_0是自由空间的磁导率, 下标i和j分别对应x和y.

大地电磁的反演可用于探测地球内部的电导率分布, 早期发展的是一维和二维的反演方法(Hermance和Grillot, 1974; Constable等, 1987, 2019; deGroot-Hedlin和Constable, 1990; Tarits等, 1994; Siripunvaraporn和Egbert, 2000). 尽管越来越多的三维大地电磁反演方法被用于地下结构探测(Zhdanov等, 2011; Patro等, 2012; Siripunvaraporn, 2012; Zhang等, 2012, 2020; Baba等, 2013; Miensopust等, 2013; Tada等, 2014; Usui, 2015; Avdeeva等, 2015; Kruglyakov等, 2016; Kruglyakov和Bloshanskaya, 2017; Yang等, 2021), 三维反演方法还有很大的改进空间.

在三维大地电磁反演中, 由于初始模型会对收敛性和反演结果产生很大影响, 因此初始模型的选择是反演的一个关键问题. 均匀半空间电导率模型被广泛用作三维反演的初始模型(例如, Siripunvaraporn等, 2005), 因为它不仅简单而且被认为是客观的. 然而, 选择平均一维电导率模型作为初始模型是另一种选择. 这里的平均一维模型是电导率随深度变化的一维剖面, 可以解释观测阵列中的所有观测点(由多个有序排列的观测站组成)的平均观测响应(Tada等, 2014; Rung-Arunwan等, 2016). 平均一维模型能更贴切地近似地球内部的实际电导率变化, 因为地球内部的电导率随深度变化, 其与地球内部的沉积层、温度、含水量等物理条件的变化有关.

本研究主要关注海洋三维大地电磁的反演. 海洋大地电磁法具有不同于陆地大地电磁法的特殊环境. 陆地大地电磁法观测通常在部分导电的地球和绝缘空气之间的界面进行, 而海洋大地电磁观测则在高电导率海水和低电导率海底之间的界面进行. 对于陆地数据, 地质噪声的影响比地形影响更重要(Bahr, 1991), 而对于海洋数据, 地形影响更为显著(Nolasco等, 1998; Baba和Chave, 2005; Cai等, 2018; Wang等, 2019). 因此, 在建模时对海底界面的处理需要特别关注. 前人的研究着重估计菲律宾海和西太平洋下方上地幔的电导率结构, 地形的影响则由每个站点和每个频率的二阶张量表示(Baba等, 2013, 2010; Tada等, 2014). 该张量是从有地形变化和无地形变化的模型模拟中获得的(Baba等, 2013, 2010; Tada等, 2014). Tada等(2014)分别采用一维电导率模型和校正后的海洋大地电磁响应(Baba等, 2013)作为其三维反演中的初始模型和阻抗响应. 值得注意的是, Baba等(2010)获得的每个站点的地形校正张量考虑了海底电导率对地形的影响. 虽然这种地形校正张量可以处理海底地形效应, 但仍然值得开发一种方法, 并不依赖于张量表示的地形校正, 而是直接在三维反演中考虑地形的影响.

本研究试图开发一种方法, 在三维海洋大地电磁反演中直接考虑初始模型问题和地形影响. 该方法采用两步反演: 在第一步中获得能解释所有海底观测数据的最佳一维模型, 然后在第二步中从观测到的大地电磁响应中反演三维模型结构. 第一步的输出用作第二步的初始模型. 每一步都采用相同的反演算法, 但要反演的电导率结构不同; 它们分别是一维模型和三维模型. 然而, 第一步中一维模型的反演问题在建模时本质上也是一个三维问题, 因为其中考虑了海底的三维地形分布. 下面我们将第一步反演得到的一维电导率结构的反演称为"1DwT"(1-D with Topography),

将第二步中求三维电导率结构的反演称为“3DwT”(3-D with Topography).

反演中的模型及其修正量在迭代中获得, 它们都是向量, 均包含幅度和相位信息. 通常使用模型向量的幅度来评估反演的收敛性: (1) 迭代收敛到某个模型, (2) 模型收敛到测试模型的实际电导率结构(例如, Zhang等, 2012). 本研究中, 我们将考虑模型向量的方向信息, 并努力阐明其在评估反演收敛性方面的作用.

2 方法

电场$\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)$和磁场$\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega)$满足麦克斯韦方程(假设频域中时间因子$e^{-i\omega t}$)(Simpson和Bahr, 2005):

$$\begin{aligned}\nabla\times\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)&=\mathrm{i}\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega),\\ \nabla\times\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega)&=\sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)+\mathbf{J}^{\mathrm{ext}}(\mathbf{r},\omega),\end{aligned}\tag{7}$$

其中, $\sigma(\mathbf{r})$是电导率, $\mathbf{J}^{\mathrm{ext}}(\mathbf{r},\omega)$是源的电流密度, 以及$i=(-1)^{1/2}$.

我们用积分方程法来计算电磁场, 三维的电导率$\sigma(\mathbf{r})$分布被分解成一维的背景电导率模型$\sigma_p(z)$和异常电导率模型$\sigma_s(\mathbf{r})$(Pankratov等, 1995; Singer, 1995; Zhang等, 2012):

$$\sigma(\mathbf{r})=\sigma_p(z)+\sigma_s(\mathbf{r}),\tag{8}$$

其中, z是垂向上的深度, 电磁场也被相应地分为一次场和二次场. 一次场来自于一维电导率模型, 二次场来自于电导率异常(Pankratov等, 1995; Singer, 1995).

2.1 模型参数化

我们基于背景电导率模型$\sigma_p(z)$和异常电导率模型$\sigma_s(\mathbf{r})$模拟了一次电磁场和二次电磁场. 本研究中, 三维电导率模型由表层区域和内部区域两个部分组成: 表层区域包括具有深度变化的海洋地形和海水下的沉积层(图1), 表层区域模型在整个反演过程中是固定的, 因为水深和沉积物电导率是已知的; 内部区域主要为电导率异常层, 是反演的主要目标层.

对数域中的电导率被用来定义模型参数, 并且1DwT和3DwT中的模型参数也有不同的定义. 1DwT中的模型参数$\mathbf{m}_1$:

$$\mathbf{m}_1=\left[\log(\sigma(z_k))\right],\tag{9}$$

其中, $\sigma(z_k)$是第k层的电导率, z_k是第k层中间位置处的深度; 3DwT中的模型参数$\mathbf{m}_3$定义为

$$\mathbf{m}_3=\left[\log\left(\frac{\sigma(\mathbf{r})}{\sigma_p(z_k)}\right)\right],\tag{10}$$

其中, $\sigma(\mathbf{r})=\sigma(x_i, y_j, z_k)$是每个网格的电导率, $\mathbf{r}$是网格中心点的位置, σ_{p}是背景电导率的值, 来自1DwT, 并且其值在3DwT反演中是固定的.

2.2 反演方法

在本研究中, 1DwT和3DwT使用相同的算法. 正则化方法用来反演解决非线性逆问题, 即目标泛函被最小化问题. 目标泛函$\varphi(\mathbf{m})$由数据目标泛函$\varphi_{\mathrm{d}}(\mathbf{m})$和模型目标泛函$\varphi_{\mathrm{m}}(\mathbf{m})$组成:

$$\varphi(\mathbf{m})=\varphi_{\mathrm{d}}(\mathbf{m})+\lambda\varphi_{\mathrm{m}}(\mathbf{m}),\tag{11}$$

其中, λ是正则化参数(Constable等, 1987; Newman和Alumbaugh, 2000), $\mathbf{m}$是模型参数向量, 如式(9)~(10)中定义. 数据目标函数是观测值和模拟数据的差:

$$\begin{aligned}\varphi_{\mathrm{d}}(\mathbf{m})&=\left\|\mathbf{W}^{-1}(\mathbf{d}^{\mathrm{obs}}-A(\mathbf{m}))\right\|^2\\ &=\sum_{s=1}^{N_s}\sum_{f=1}^{N_f}\sum_{i=1}^{2}\sum_{j=1}^{2}\Big[\Big(\log\big(Z_{ij}^{\mathrm{obs}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)\big)\\ &\quad-\log\big(Z_{ij}(\mathbf{r}_s,\omega_f)\big)\Big)/\mathrm{err}_{ij}(\mathbf{r}_s,\omega_f)\Big]^2,\end{aligned}\tag{12}$$

其中, $\mathbf{W}^{-1}$是权重矩阵(通常由观测误差来确定), $\mathbf{d}^{\mathrm{obs}}$是观测的大地电磁数据, $A(\mathbf{m})$是通过正演计算得到的大地电磁数据, $\mathrm{err}_{ij}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是下标为$ij$的阻抗元素$Z_{ij}^{\mathrm{obs}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$的误差. $Z_{ij}^{\mathrm{obs}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是观测值计算得到的阻抗, $Z_{ij}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是模拟值得到的阻抗, $\mathbf{r}_s$是第s个源的位置, ω_f是角频率, N_s和N_f分别是观测点的个数和频率的个数. 模型目标泛函的定义为

$$\varphi_m(\mathbf{m})=\left\|\nabla\mathbf{m}\right\|^2,\tag{13}$$

反演时搜索最光滑的电导率模型(Constable等, 1987).

本研究中, 目标泛函$\varphi(\mathbf{m})$由拟牛顿法来不断迭代优化, 第l次迭代的泰勒展开式有如下形式(Zhang等, 2012):

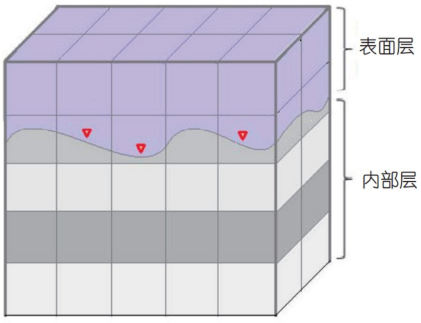

图 1　三维电导率模型示意图

划分为表层区域和内部区域，并对电导率模型进行离散化以实现1DwT和3DwT. 假定的海底测深用曲线表示，红色三角形代表假定的观察点. 表层区域包括海洋和其下方的沉积物，以考虑地形对电磁感应的影响. 表层区域被离散化为长方体块，并且该区域的相同离散化用于1DwT和3DwT. 内部区域在执行1DwT 时每层被离散为一块, 在执行3DwT时被离散为长方体块

$$\varphi(\mathbf{m}^{(l+1)}) = \varphi(\mathbf{m}^{(l)}) + \delta\mathbf{m}^{(l)T}\frac{\partial\varphi(\mathbf{m}^{(l)})}{\partial\mathbf{m}} + \frac{1}{2}\delta\mathbf{m}^{(l)T}\frac{\partial^2\varphi(\mathbf{m}^{(l)})}{\partial\mathbf{m}^2}\delta\mathbf{m}^{(l)}, \tag{14}$$

其中

$$\mathbf{m}^{(l+1)} = \mathbf{m}^{(l)} + \delta\mathbf{m}^{(l)}, \tag{15}$$

$\mathbf{m}^{(l)}$是第l次迭代的模型参数，$\delta\mathbf{m}^{(l)}$是第l次迭代的模型修正; $\partial\varphi(\mathbf{m}^{(l)})/\partial\mathbf{m}$和$\partial^2\varphi(\mathbf{m}^{(l)})/\partial\mathbf{m}^2$是第$l$次迭代时模型泛函的一阶和二阶偏导数, 一阶偏导数表示为

$$\frac{\partial}{\partial\mathbf{m}}\varphi(\mathbf{m}) = \frac{\partial}{\partial\mathbf{m}}\varphi_d(\mathbf{m}) + \lambda\frac{\partial}{\partial\mathbf{m}}\varphi_m(\mathbf{m}). \tag{16}$$

详细的推导过程见Zhang等(2012).

为了最小化目标泛函，需要令目标泛函对模型参数的偏导数等于0，进而获得模型的修正(Newman和Alumbaugh, 2000):

$$\delta\mathbf{m}^{(l)} = -\alpha\left(\frac{\partial^2\varphi(\mathbf{m}^{(l)})}{\partial\mathbf{m}^2}\right)^{-1}\left(\frac{\partial\varphi(\mathbf{m}^{(l)})}{\partial\mathbf{m}}\right), \tag{17}$$

其中, α是线性搜索的系数, $\left(\frac{\partial^2\varphi(\mathbf{m}^{(l)})}{\partial\mathbf{m}^2}\right)^{-1}$是Hessian矩阵的逆. 由于难以获得其精确值, 因此近似估算 Hessian矩阵逆的近似值(Broyden等, 1973; Newman和Alumbaugh, 2000). 本研究中使用顺序二次规划(SQP)方法来近似Hessian矩阵逆的值(Nocedal和Wright, 2000). SQP方法是在拟牛顿法的基础上改进的非线性优化迭代方法.

目标泛函的最小化过程通常由观测数据和模拟数据间的RMS误差来评估:

$$Q_{\mathrm{d}} = \sqrt{\varphi_{\mathrm{d}}(\mathbf{m})/\left(4N_fN_s\right)}. \tag{18}$$

当迭代过程中目标泛函最小值时，我们选择该电导率模型作为反演结果. 当迭代次数达到指定值$L_{\max}$时，终止迭代，本研究中$L_{\max}$的值设置为50. 我们在反演过程中使用了多个λ值，并根据L曲线选择其最优值(例如, Zhdanov, 2002).

3　模型向量的方向信息来评估反演的收敛性

模型参数(式(9)和(10))和模型修正量(式(17))都是向量, 均包含了方向信息. 找到正确的模型修正量的方向对于反演稳定收敛很重要(Newman和Alumbaugh, 2000). 因此，方向信息有望用于评估反演是否收敛到适当的电导率模型. 为了评估反演结果，我们将在第l次迭代中获得的模型与真实模型之间的角度定义为

$$\theta_{\mathrm{syn}}^{l} = \cos^{-1}\left(\frac{\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}\cdot\mathbf{m}^{(l)}}{\left\|\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}\right\|\left\|\mathbf{m}^{(l)}\right\|}\right), \tag{19}$$

其中，$\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}$是假设的真实模型，如图2所示. $\theta_{\mathrm{syn}}^{l}$的值随着迭代的进行将不断减小，当反演结果与真实模型接近时，其值则接近0. 定义反演过程中的模型修正量$\delta\mathbf{m}^{(l)}$与真实模型之间的模型修正量 $\delta\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}^{(l)}$:

$$\delta\theta_{\mathrm{syn}}^{l} = \cos^{-1}\left(\frac{\delta\mathbf{m}^{(l)}\cdot\delta\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}^{(l)}}{\left\|\delta\mathbf{m}^{(l)}\right\|\left\|\delta\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}^{(l)}\right\|}\right), \tag{20}$$

其中

$$\delta\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}^{(l)} = \mathbf{m}_{\mathrm{syn}} - \mathbf{m}^{(l)}. \tag{21}$$

图2解释了$\delta\theta_{\mathrm{syn}}^{l}$的变化. 显然, $\theta_{\mathrm{syn}}^{l}$和$\delta\theta_{\mathrm{syn}}^{l}$仅能在模型测试中使用.

为了评估实际数据的反演结果，我们用两个相邻迭代的反演结果$\mathbf{m}^{(l+1)}$和$\mathbf{m}^{(l)}$来表示方向信息:

$$\theta_{\mathrm{inv}}^{l} = \cos^{-1}\left(\frac{\mathbf{m}^{(l+1)}\cdot\mathbf{m}^{(l)}}{\left\|\mathbf{m}^{(l+1)}\right\|\left\|\mathbf{m}^{(l)}\right\|}\right), \tag{22}$$

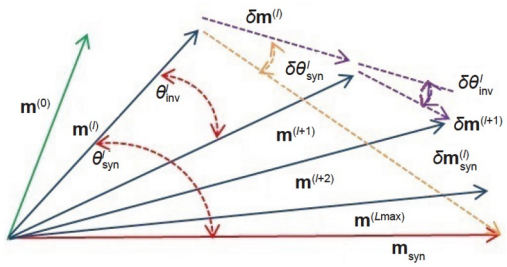

图 2　本研究中使用的模型向量及其模型修正向量

初始模型向量用绿色箭头表示, 在反演的第l、l+1和$L_{\max}$次迭代中获得的模型向量分别用$\mathbf{m}^{(l)}$、$\mathbf{m}^{(l+1)}$和$\mathbf{m}^{(L\max)}$(蓝色箭头)表示, 模型$\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}$用红色箭头所示. $\delta\mathbf{m}^{(l)}$是$\mathbf{m}^{(l)}$和$\mathbf{m}^{(l+1)}$(紫色虚线箭头)之间的模型差异, $\delta\mathbf{m}^{(l)}_{\mathrm{syn}}$是模型向量$\mathbf{m}^{(l)}$和$\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}$(黄色虚线箭头)之间的差异. $\delta\theta^{l}_{\mathrm{syn}}$是两个模型校正向量$\delta\mathbf{m}^{(l)}$和$\delta\mathbf{m}^{(l)}_{\mathrm{syn}}$之间的角度, $\delta\theta^{l}_{\mathrm{inv}}$是两个相邻模型校正向量$\delta\mathbf{m}^{(l)}$和$\delta\mathbf{m}^{(l+1)}$之间的角度, $\theta^{l}_{\mathrm{syn}}$是$\mathbf{m}_{\mathrm{syn}}$和$\mathbf{m}^{(l)}$之间的角度, $\theta^{l}_{\mathrm{inv}}$是模型$\mathbf{m}^{(l+1)}$和$\mathbf{m}^{(l)}$之间的角度

其中, 当反演逐渐收敛到真实模型时, $\theta^{l}_{\mathrm{inv}}$将会接近0. 此外, 我们还基于相邻迭代中获得的模型修正量$\delta\mathbf{m}^{(l+1)}$和$\delta\mathbf{m}^{(l)}$来定义:

$$\delta\theta^{l}_{\mathrm{inv}}=\cos^{-1}\left(\frac{\delta\mathbf{m}^{(l+1)}\cdot\delta\mathbf{m}^{(l)}}{\left\|\delta\mathbf{m}^{(l+1)}\right\|\left\|\delta\mathbf{m}^{(l)}\right\|}\right). \tag{23}$$

向量参数$\theta^{l}_{\mathrm{inv}}$和$\delta\theta^{l}_{\mathrm{inv}}$可用于讨论评估实际数据和模型数据反演.

4　测试模型的反演

4.1　模型电导率分布

为了检验海洋大地电磁三维反演方法, 使用的模型包海底地形变化分布和内部区域的三维电导率异常. 假设有四种不同的地形变化和两种棋盘式三维异常, 总共组合成了5个模型, 旨在模拟实际遇到的各种地形和内部电导率异常. 此外, 设置了一个随深度变化的一维背景模型, 它比均匀背景模型更好地描述上地幔电导率变化.

模型尺寸在水平方向为960km×960km, 在垂直方向为330km. 表层区域垂直方向上的覆盖范围为0~30km, 内部区域向下延伸至330km. 三维电导率异常的深度范围为90~270km. 这些模型有几个共同的参数, 例如模型空间的大小、表层区域的厚度和内部区域的范围.

I. 表层区域

表层区域, 如果一个网格充满海水, 其电导率为3.2S/m; 如果一个网格只包含沉积物, 则网格内的电导率假定为0.1S/m. 如果这些层中的一个网格中同时包含海水和沉积物, 则其电导率通过由其中海水和沉积物的体积加权平均值获得(Tada等, 2012).

表层区域地形分布有四种形式: 尖锐的方形凹陷(图3a)、光滑的方形凹陷(图3b)、槽形凹陷(图3c)和尖锐的方形高原(图3d).

(1) 如图3a所示, 尖锐的方形凹陷在5km深度处包含平坦海底地形, 在区域中心部分水平范围为480km×480km, 凹陷深度为6km.

(2) 光滑的方形地形的垂直分布范围为5~6km, 地形的面积和位置与尖锐的方形地形相同, 地形变化区以外的区域深度为5km, 如图3b所示. 光滑的方形凹陷地形(km)表示为

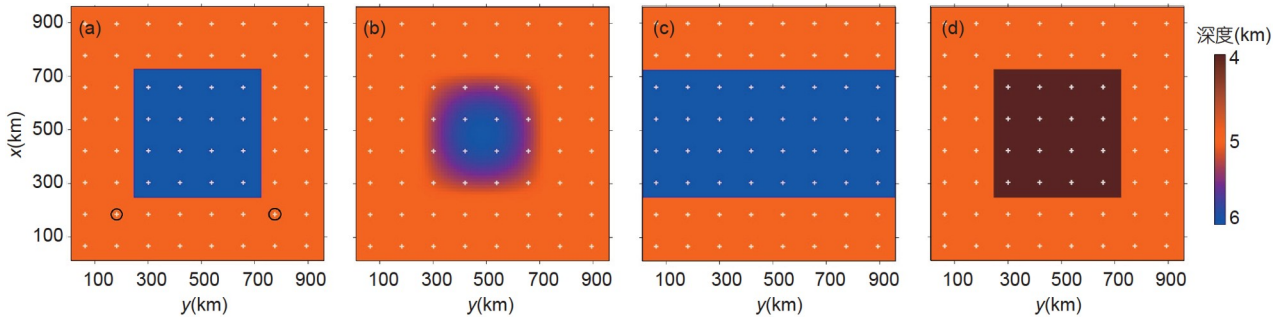

图 3　海底地形模型和观测点分布

(a) 尖锐的方形凹陷, 模型A和B中使用的地形; (b) 光滑的方形凹陷, 模型C中使用的地形; (c) 槽形凹陷, 模型D中使用的地形; (d) 尖锐的方形高原, 模型E中使用的地形. 海底均匀分布着64个观测点, 如图白色十字所示. 黑色圆圈表示两个站点, (174, 174)和(174, 774), 用于展示反演的表现

$$h_1(x_i,y_j)=5+\sin\left(2\pi\times\frac{x_i-240}{480}\right)\times\sin\left(2\pi\times\frac{y_j-240}{480}\right),\tag{24}$$

其中, x_i和y_j是每个网格的中心点位置(单位km):

$$\begin{cases}x_i=12i+6, & i=20,\cdots 59,\\ y_j=12j+6, & j=20,\cdots 59.\end{cases}\tag{25}$$

(3) 槽行地形在5~6km深度范围内变化, 并且仅在x方向变化, y方向保持不变, $h_2(x_i,y_j)$(km)表示为

$$h_2(x_i,y_j)=\begin{cases}6, & x_i\in[240,720],\\ 5, & \text{其他}.\end{cases}\tag{26}$$

(4) 尖锐的方形高原的中间区域为480km×480km, 中间的深度为4km, 之外区域为5km如图3d所示.

II. 内部区域

模型内部区域, 三维电导率在背景电导率附近变化. 因此, 在本研究中, 内部区域的三维电导率分布由一维背景模型和三维异常模型的总和表示:

$$\log_{10}\left[\sigma(x_i,y_j,z)\right]=\log_{10}\left[\sigma_p(z)\right]+\log_{10}\left[\delta\sigma(x_i,y_j,z)\right],\tag{27}$$

其中$\sigma(x_i,y_j,z)$是水平方向上的电导率变化, $\log_{10}\left[\delta\sigma(x_i,y_j,z)\right]$表示对数域内每个网格的电导率异常.

依据前人研究中关于西太平洋的上地幔的电导率结构建立一个随深度变化的一维背景电导率模型, 如图4所示. 在一维背景模型中, 电导率从海水层的3.2S/m下降到海面以下30km深度的0.00032S/m, 然后逐渐增加到330km深度的0.01S/m. 330km以下半空间的电导率设定为0.01S/m. 深度范围90~150、150~210和210~270km的地层背景电导率值分别假设为0.0032、0.006和0.01S/m.

三个尖锐或光滑的电导率层来模拟内部区域的三维电导率不均匀性, 以棋盘式电导率不均匀性方式呈现. 假设这些水平电导率异常层的深度范围为90~150、150~210和210~270km, 每一层的水平电导率变化一个数量级. 在包含具有尖锐边界的棋盘式电导率分布的层中, 电导率三维非均性与背景电导率在对数域中的偏差: 在高电导率区域为0.5, 在低电导率区域为−0.5, 分别如图5a~5c所示. 因此, 非均匀电导率层

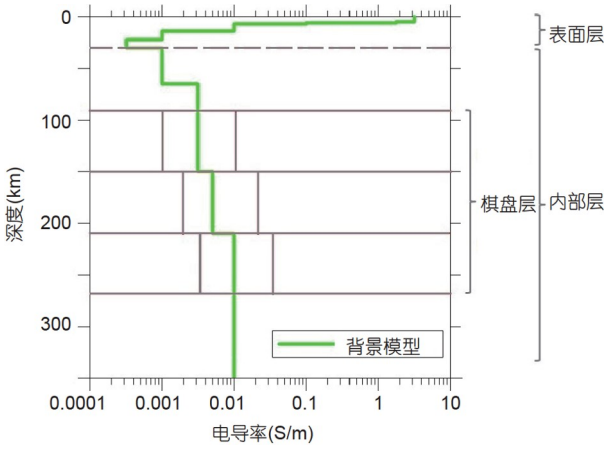

图 4　一维背景电导率模型(绿线)

30km深度的水平灰色虚线表示模型表层区域和内部区域的边界. 模型在90~150、150~210和210~270km的深度范围内有三个水平电导率异常层, 用实心水平灰线表示. 这些层中的垂直灰线显示每个棋盘层中电导率异常的最高和最低值

的最高和最低电导率在90~150km深度范围内为0.01和0.001S/m, 在150~210km深度范围内为0.019和0.0019S/m, 在210~270km深度范围内为0.032和0.0032S/m. 在平滑电导率边界的电导率异常层中, 电导率的最高和最低值与电导率边界尖锐的异质层相同, 但电导率在水平方向上在对数域中平滑变化, 定义为(图5d~5f)

$$\log_{10}\left[\delta\sigma(x_i,y_j)\right]=0.5\sin\left(\frac{\pi}{80}\left(\frac{x_i}{12}\right)\right)\sin\left(\frac{\pi}{80}\left(\frac{y_j}{12}\right)\right),\tag{28}$$

其中

$$\begin{cases}x_i=12i+6, & i=0,\ 1\cdots 79,\\ y_j=12j+6, & j=0,\ 1\cdots 79.\end{cases}\tag{29}$$

为了检验两步法在不同地形分时恢复内部区域中电导率结构的表现, 如前所述假设了五个电导率模型. 模型A在表层区域包含尖锐的方形凹陷, 在内部区域包含呈棋盘式电导率分布且边界尖锐的非均匀层, 模型B在表层区域包含尖锐的方形凹陷, 和非均匀层与模型A相同, 其内部区域电导率由式(28)表示. 模型C、D和E的内部区域与模型A相同, 但表层模型不同, 模型C、D和E分别在表层区域包含光滑的方形地形(式(24))、槽形地形(式(26))和尖锐的方形高原.

对于水平方向的离散化, 模型表层区域和内部区域被均匀地离散为80×80单元格. 在垂直方向上, 表层

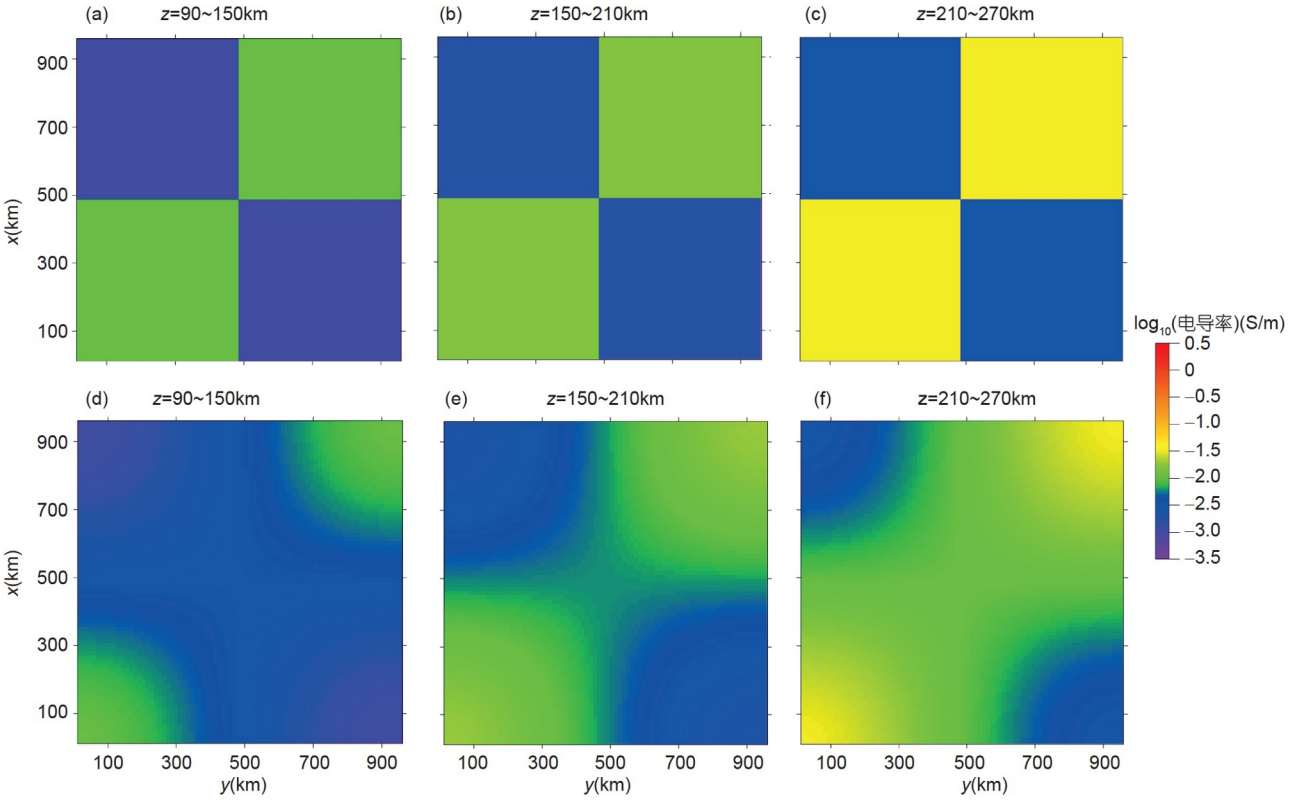

图 5　尖锐边界((a)~(c))和光滑边界((d)~(f))的异常体层的电导率异常

(a)和(d)显示了90~150km深度范围内的电导率分布, (b)和(e)是150~210km的电导率分布, (c)和(f)是210~270km的电导率分布

区域的离散化取决于模型中的地形分布. 表层区域有三种离散化方式, 如表1所示. 内部区域, 所有模型在垂直方向的深度 30、45、60、90、150、210、270和330km处进行离散化, 此处描述的离散化是在正演建模中实现的.

表 1　模型A、B、C、D和E中表层区域的网格化

模型	边界深度(km)
A、B、D	0、5、6、7、14、22、30
C	0、5、5.146、5.319、5.386、5.852、6、7、14、22、30
E	0、4、5、6、7、14、22、30

4.2　反演

模型中海底布有64个均匀分布的观测点, 如图3所示. 每个观测点的大地电磁响应在500~35,000s的20个周期内计算, 并将高斯噪声添加到响应中以获得用于反演的响应:

$$Z_{ij}^{\mathrm{obs}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)=Z_{ij}^{\mathrm{syn}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)+Z_{ij}^{\mathrm{noise}}(\mathbf{r}_s,\omega_f), \tag{30}$$

其中 $Z_{ij}^{\mathrm{syn}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是来自于模型的正演响应, $Z_{ij}^{\mathrm{noise}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是高斯噪声. $Z_{ij}^{\mathrm{noise}}(\mathbf{r}_s,\omega_f)$是复数, 其实部表示成$\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{noise}}\right]$, 虚部表示成$\Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{noise}}\right]$, 均满足高斯分布 $N(\bullet,\bullet)$

$$\begin{cases}\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{noise}}\right]\sim N\left(\left|\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|,\left(0.03\times\left|\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|\right)^2\right),\\ \Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{noise}}\right]\sim N\left(\left|\Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|,\left(0.03\times\left|\Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|\right)^2\right),\end{cases} \tag{31}$$

其中为了简便省略了$\mathbf{r}_s$和ω_f, $\left|\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|$是数据的期望的实部, $0.03\times\left|\Re\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|$是标准差的实部, $\left|\Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|$和$0.03\times\left|\Im\left[Z_{ij}^{\mathrm{syn}}\right]\right|$它们的虚部. 模型A中两个点(图3中黑圈)正好位于高电导率和高电阻率异常上方, 其视电阻率和相位如图6所示, 从中可以看出两者的差异, 尤其

是对角线量.

反演中使用了四个阻抗元素，包括由于现有三维结构而产生的对角元素(Kiyan等，2013；Newman等，2015). 非对角元素err_{yx}的误差为0.03.

$$\begin{cases} \mathrm{err}_{xx} = \left|\dfrac{Z_{xy}}{Z_{xx}}\right| \mathrm{err}_{xy}, \\ \mathrm{err}_{yy} = \left|\dfrac{Z_{yx}}{Z_{yy}}\right| \mathrm{err}_{yx}. \end{cases} \tag{32}$$

在1DwT中, 未知参数数量为8个, 其中包括330km以下的层. 在3DwT中，三维反演的块横向尺寸是正演计算的120km的10倍，旨在减少计算开销. 3DwT未知参数个数为8×8×7, 反演中330km以下的电导率是固定的. 正演模型中的平均电导率模型用以计算模型向量相关量, 如式19所示.

5 模型测试

第 2 节介绍的两步反演方法是通过假设模型A~D来检验其反演效果, 反演结果在本节中显示. 我们首先展示了模型A, 在1DwT和3DwT反演中获得的结果, 电导率结构和相关量，如RMS数据误差Q_{d}等，然后总结了B-E模型的反演结果.

5.1 模型A的反演

模型A的电导率分布如图7所示. 首先, 1DwT反演内部区域的一维电导率结构. 研究发现通过反演平均响应(即未校正)得到的一维模型作为初始模型能得到更好的三维结果. 有关1DwT合初始模型选择的更多讨论, 请参见第6.1节.

平均响应的计算方式如下(Simpson和Bahr, 2005):

$$\tilde{Z}_{\mathrm{det}}(\omega) = \frac{1}{N_s}\sum_{s=1}^{N_s} Z_{\mathrm{det}}(\mathbf{r}_s, \omega), \tag{33}$$

其中

$$Z_{\mathrm{det}}(\mathbf{r}_s, \omega) = \sqrt{Z_{xx}(\mathbf{r}_s, \omega)Z_{yy}(\mathbf{r}_s, \omega) - Z_{xy}(\mathbf{r}_s, \omega)Z_{yx}(\mathbf{r}_s, \omega)}\,. \tag{34}$$

对平均响应进行Ocaam反演(Constable等, 1987)得到一维模型. 将获得的一维模型作为初始模型进行1DwT. 根据φ_{d}-φ_{m}图中的L曲线选择最佳正则化参数. 图8a表明这种情况下的最佳正则化参数是5000. 在图8b中显示为红色实线是通过1DwT获得的一维模型.

基于1DwT获得的一维模型作为初始模型进行

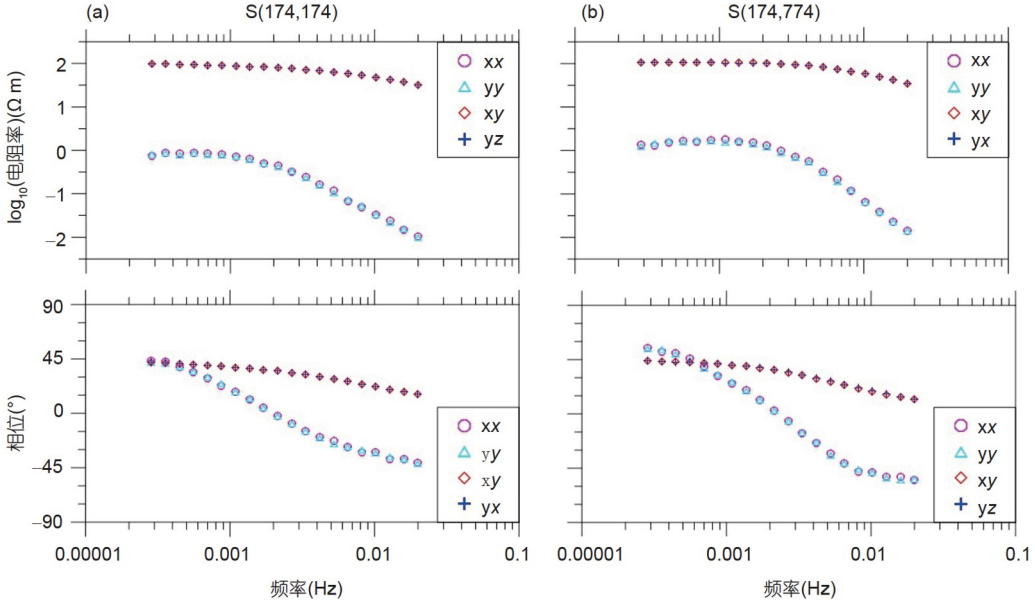

图 6　模型A的2个站点的大地电磁响应计算的视电阻率和相位曲线

左列显示观测站点(174km、174km)的视电阻率(上图)和相位(下图), 右列分别为站点(174km、774km)处的量. 站点位置请参见图3. 圆圈、菱形、十字和三角形分别代表视电阻率和相位的*xx*、*xy*、*yx*和*yy*分量

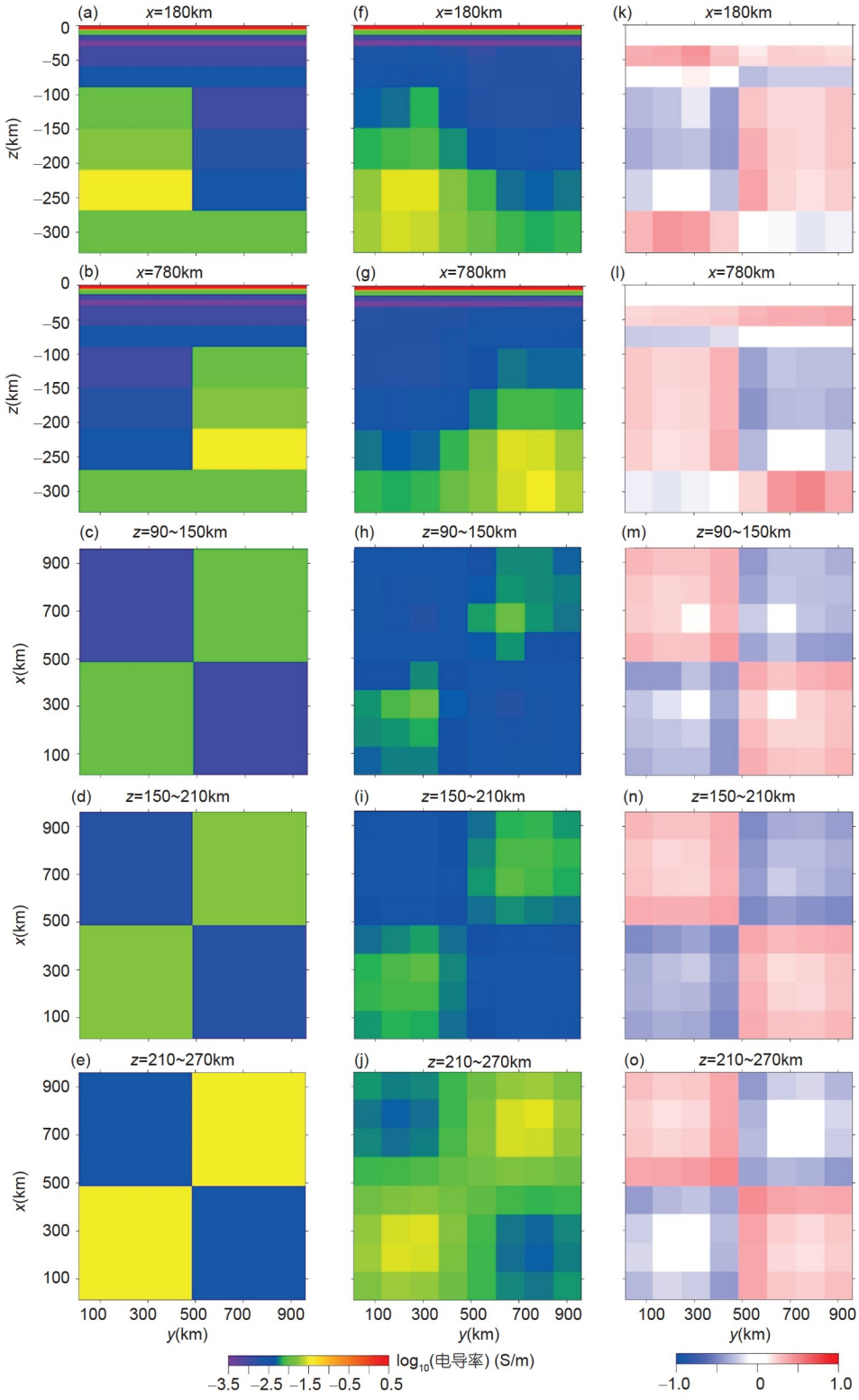

图 7　模型A的电导率结构(左)、3DwT反演所得电导率模型(中)及其模型差异(右)

左列为模型A的电导率结构, 中列是通过3DwT反演获得电导率模型, 右列显示第一列和第二列之间的模型差异分布. 第一行和第二行分别显示沿x=180km和x=780km的横截面, 第三、第四和第五行分别显示深度范围为90~150、150~210和210~270km的模型的平面图

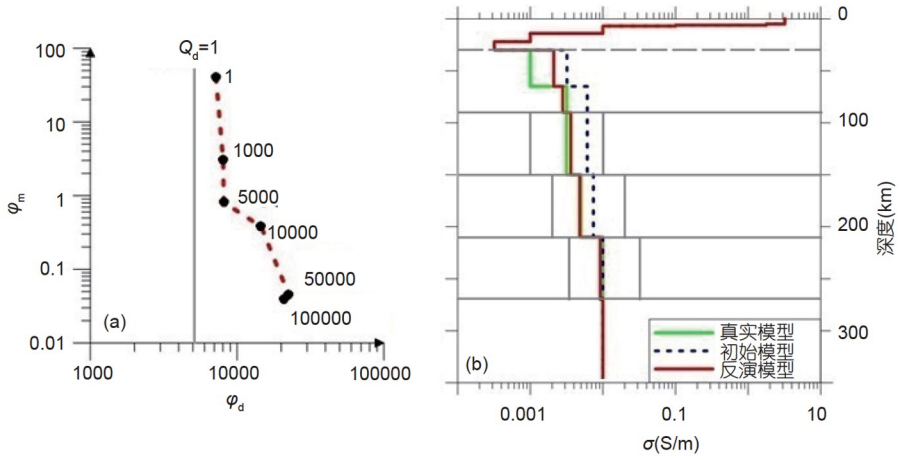

图 8　模型A的1DwT结果

(a) φ_d-φ_m曲线, 灰线表示当Q_d为1时φ_d的值. (b) 设置的一维电导率模型(绿色)和反演得到的(红色)一维电导率模型. λ=5000的情况是根据(a)中φ_d-φ_m曲线选择的. 1DwT中使用的初始模型来自平均响应的Occam反演, 由(b)中的蓝色虚线表示. 灰色虚线和实线的含义同图4

3DwT反演. 通过改变正则化参数获得的φ_d-φ_m图如图9a所示, 这里选择λ=200作为最佳正则化参数, 使用该参数的反演发现在RMS误差Q_d小于1的情况下最平滑的模型. 图9b显示了当λ=200时Q_d(左垂直轴)和φ_d(右垂直轴)相对于迭代次数的变化. φ_m和φ关于迭代次数的变化趋势分别如图9c和9d所示. 将第5次迭代的模型作为最优模型, 检查φ、φ_m和Q_d的变化表明, 第5次迭代后φ的增加是由φ_m的增加引起的, 并且Q_d的值在第5次迭代后保持在同一水平. 这意味着选择的结果是第5次迭代后最平滑的模型. 所选模型的Q_d、λ和迭代次数信息如表2所示.

3DwT反演得到的电导率分布如图7f~7j所示, 得到了90~150、150~210、210~270km深度范围内的电导率(黄色)和电阻率(蓝色)异常. 反演结果与正演模型的差异如图7k~7o所示. 我们可以在图10反映两个代表性观测点(174km, 174km)和(174km, 774km), 通过反演获得模型的响应与正演响应相一致.

5.2　模型B~E的反演

模型B、C、D和E的反演按照与模型A相同的程序进行, 所得的电导率模型显示在网络版附录中(附图S1~S4), 表2总结了最终模型的Q_d, λ和迭代次数等参数.

表2中, 我们看到模型D的迭代次数大于其他模型. 这是由于模型目标函数在第26次迭代时急剧下降, 而数据目标函数保持在同一水平, 此后反演在第30次迭代时达到收敛. 模型D的目标泛函的表现与其他几个模型不同.

6　讨论

介绍几个新的模型向量参数, R_{inv}^{l}和δR_{inv}用来评估反演的结果:

$$R_{\mathrm{inv}}^{l}=\|\delta\mathbf{m}^{(l)}\|, \tag{35}$$

其中, 当反演模型收敛到真实模型时, R_{inv}^{l}的值将趋近于0. 还引入了两个相邻迭代时的模型修正量$\delta\mathbf{m}^{(l+1)}$和$\delta\mathbf{m}^{(l)}$的信息, 定义,

$$\delta R_{\mathrm{inv}}^{l}=\|\delta\mathbf{m}^{(l+1)}-\delta\mathbf{m}^{(l)}\|. \tag{36}$$

此外, 基于模型恢复度Q_{m}^{l}来表示反演模型和真实模型间的差异(Zhang等, 2012),

$$Q_{\mathrm{m}}^{l}=\frac{1}{\sqrt{N_t}}\delta R_{\mathrm{syn}}^{l-1}, \tag{37}$$

其中N_t是模型参数的个数, Q_{m}^{l}仅能在模拟测试中使用.

6.1　一维和三维反演的初始模型

初始模型的选择对于1DwT反演很重要. 在这里, 我们展示了初始模型对一维反演1DwT的影响. 我们分别使用均匀半空间(0.001、0.005和0.01S/m)的初始模型和5.1节Occam反演得到的一维模型作为初始模

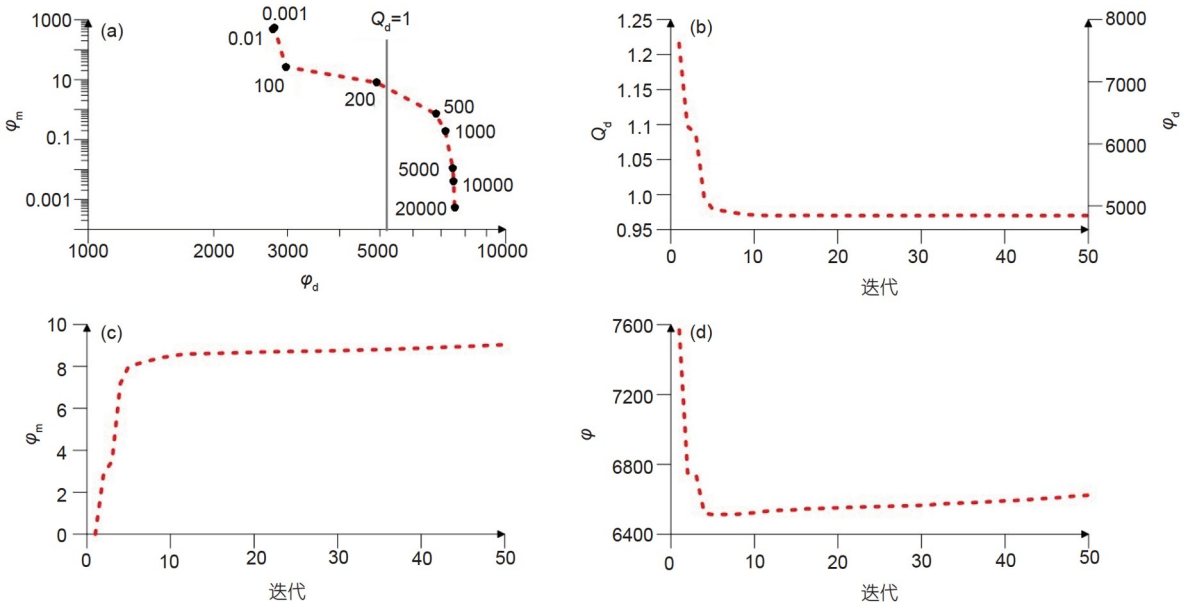

图 9　模型A的3DwT结果

(a) φ_d-φ_m曲线, 灰线表示当Q_d为1时φ_d的值. (b) 在λ=200的情况下Q_d(左垂直轴)相对于迭代的变化, φ_d的对应值显示在右侧垂直轴中. (c)和(d) 分别显示了在λ=200的情况下φ_m和φ相对于迭代次数的变化

表 2　模型 A、B、C、D和E反演中的各种参数值

模型	Q_d	λ	迭代次数
A	0.98	200	5
B	0.98	50	5
C	0.90	200	5
D	1.04	50	30
E	1.10	10	5

型, 比较了模型A观测数据的反演结果. 如表3所示, 我们可以看到, 使用Occam反演的初始模型的情况获得的Q_d和Q_m^l值小于的均匀半空间初始模型的情况. Occam反演得到的一维反演结果有助于1DwT找到合适的一维电导率模型.

如引言中所述, Baba等(2010)通过在迭代中对大地电磁响应张量进行了地形校正, 同时进行一维反演得到地下结构. 这里我们比较了1DwT和Baba等人方法对模型A的反演结果. 1DwT得到的最终模型的值为0.12, 而Baba等人的方法得到的值为0.16, 推断这两个结果都接近正演模型. 这也被同样小的Q_d值证实: 1DwT为1.21, Baba等(2010)的方法为1.32. 两种方法得到的模型均可为三维反演的初始模型反演. 为了保持本研究中介绍的方法的一致性, 我们在3DwT反演中使用1DwT的结果作为初始模型.

我们现在检查初始模型对3DwT反演的影响, 这里的讨论也适用于其他三维电磁方法反演. 不同初始模型的最终反演结果的Q_m^l、θ_{syn}^l和Q_d的值如表4所示. 表4表明, 均匀半空间电导率模型和一维模型作初始模型得到的反演结果相似. 请注意, 这是唯一可以实现Q_d约等于1的情况(另请参见图11a). 可以从图11b $\delta\theta_{syn}^l$可获取更多信息(式(20)), 在一维初始模型的情况下, 图11b显示通过迭代逐渐接近90度的值, 这意味着迭代后期的修正向量与模型向量垂直, 即迭代不再能找到更合适的方向来改进模型向量. 对于半空间初始模型的其他情况, 在前5次迭代中, $\delta\theta_{syn}^l$值往往会迅速增加并达到大于90度的值(图11b), 这些表明反演模型与真实模型不接近, 反演可能收敛到局部最小值, 这是由于模型修正向量在大于90度时没有指向正确的方向来改进模型向量, 无法收敛到真实模型. $\delta\theta_{syn}^l$的变化意味着其可以用于讨论反演收敛到正确的模型或局部最小值.

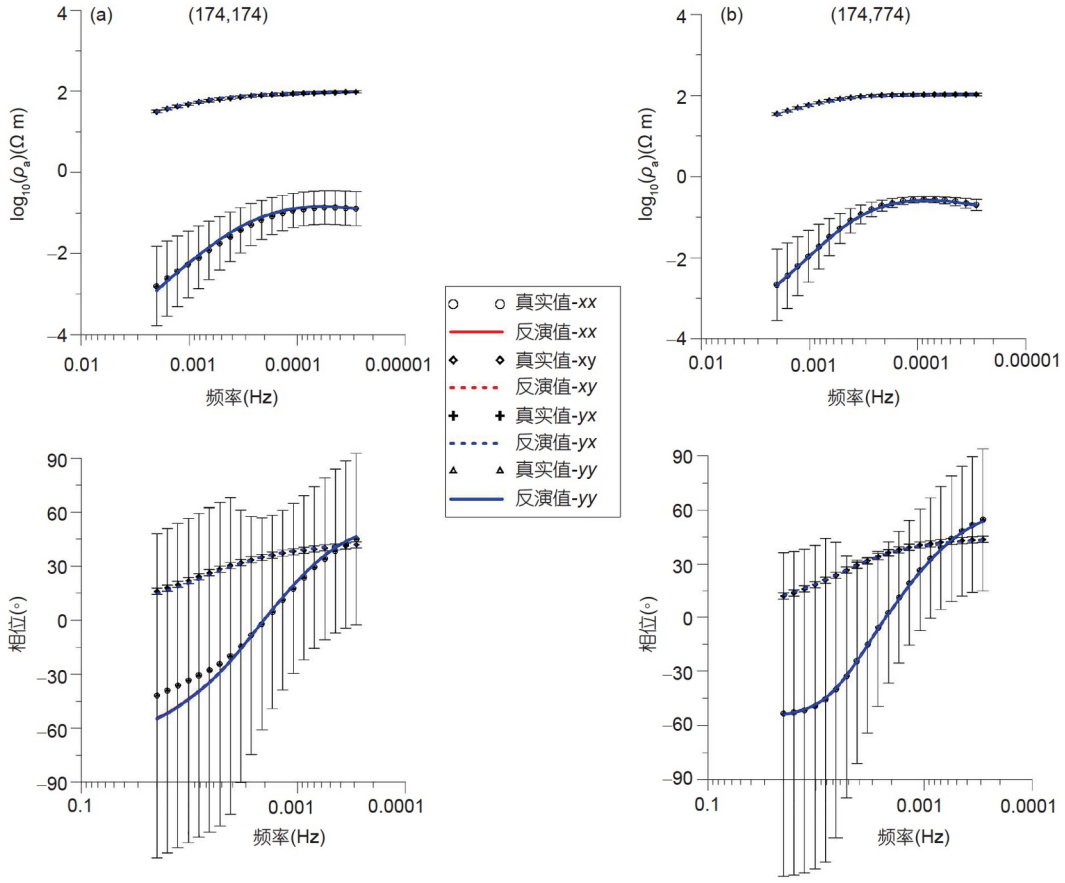

图 10　模型A中两个观测点的正演(数据)和反演(模型)响应

左列显示(174km, 174km)观测点的视电阻率(上图)和相位(下图), 右列分别为观测点(174km、774km)处的响应. 观测点位置请参见图3. 模型中视电阻率和相位的*xx*、*xy*、*yx*和*yy*元素分别用圆圈、菱形、十字和三角形表示, 而3DwT结果则分别用红色实线、红色虚线、蓝色虚线和蓝色实线表示, 其中, *xx*元素与*yy*元素重合, *xy*元素与*yx*元素重合

表 3　初始模型对模型A的1DwT反演的影响

1DwT的初始模型	Q_m	Q_d	λ	迭代次数
均匀半空间模型(0.001S/m)	0.25	3.3	5000	15
均匀半空间模型(0.005S/m)	0.22	2.8	10000	6
均匀半空间模型(0.01S/m)	0.31	3.5	5000	12
Occam反演得到的一维模型	0.12	1.2	5000	13

表 4　不同初始模型对模型A的3DwT反演影响

3DwT的初始模型	θ_{syn}(°)	Q_m	Q_d	λ	迭代次数
0.001S/m	89	0.85	13.2	5	5
0.005S/m	78	0.31	3.8	5	17
0.01S/m	77	0.30	2.6	5	11
1DwT	44	0.20	0.97	200	5

6.2　评估实际反演向量参数

尽管$\delta\theta^l_{syn}$对于反映反演的收敛性是一个有用的量, 但在野外观测响应反演时, 它不能对反演效果进行评估, 原因是在实际野外观测时不知道真实模型$\mathbf{m}_{syn}$. 现在, 我们考虑$\delta\theta^l_{inv}$(式(23))和δR^l_{inv}(式(36)), 它们均是反映模型向量在迭代中方向和大小的变化. 图12a显示在所有初始条件情况下, $\delta\theta^l_{inv}$随迭代呈波动特征.

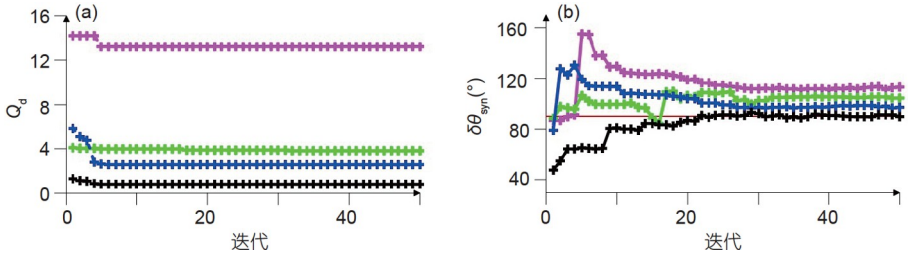

图 11　初始模型对模型A 3DwT反演的影响

Q_d(a)和$\delta\theta_{syn}$(b)随着迭代次数的变化. 粉红色、绿色和蓝色线条分别表示具有0.001、0.005和0.01S/m的均匀半空间初始模型的情况. 黑线表示使用1DwT获得的初始模型的情况

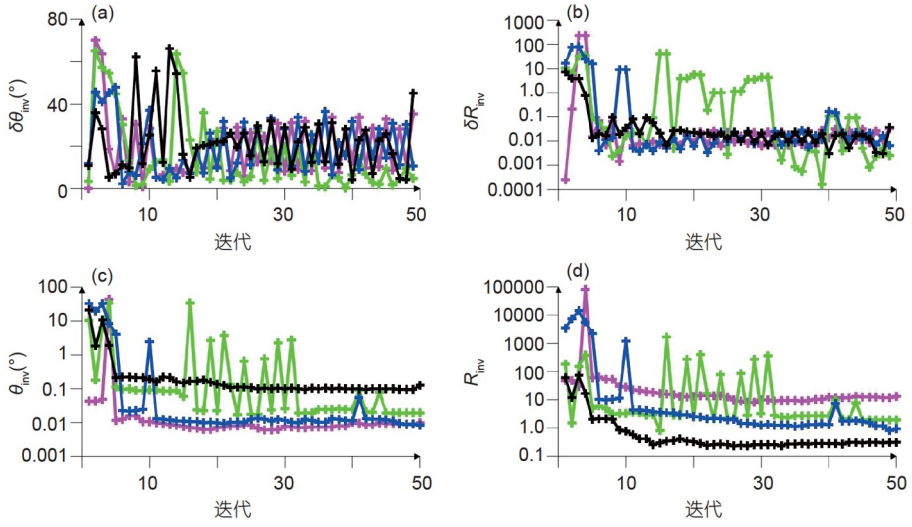

图 12　模型A中初始模型对3DwT反演的影响

(a) $\delta\theta_{inv}$, (b) δR_{inv}, (c) θ_{inv}, (d) R_{inv}在迭代中的变化, 粉红色、绿色和蓝色线条分别表示具有0.001、0.005和0.01S/m的均匀半空间初始模型的情况, 黑线表示使用1DwT获得的初始模型的情况

$\delta\theta^l_{inv}$振荡是收敛到某个模型的标志，无论是收敛到正确的电导率模型还是具有局部最小值的模型. 另一方面, 一维模型初始条件下, δR^l_{inv}(图12b)显示出随迭代次数呈减少的趋势，但其他均匀半空间初始模型情况中并没有清楚地显示出这种趋势. 因此，$\delta\theta^l_{inv}$的振荡和δR^l_{inv}减少可以被认为是反演收敛到适当模型的信号.

模型修正向量本身的信息θ^l_{inv}(式(22))和R^l_{inv}(式(35))也可用于评估反演的行为. 如图12c和12d所示, 当初始模型是0.005S/m的均匀半空间模型(绿线)时, 它们包含尖峰，但其他初始模型的反演不显示此类尖峰. θ^l_{inv}中的尖峰意味着校正向量在连续迭代次数中发生显著变化，显示在这种情况下的反演不稳定. 另一方面，这里应该注意的是，当使用一维模型作为初始模型时，R^l_{inv}变小并保持在相当水平时(图12d, 黑线), 这可能意味着R^l_{inv}可用于从具有不同初始条件的反演获得的收敛模型中选择模型. 收敛意味着模型向量围绕一个向量振荡，R^l_{inv}较小的值表明模型向量的改变量很小，这可能表明目标函数相对于收敛向量周围的模型向量的梯度比其他情况更陡，即最小值比其他情况更深. 如果是这种情况, 则可通过R^l_{inv}从几个可能的初始模型的反演中来挑选反演的最终反演结果.

6.3　阻抗对角线元素的误差对反演影响

如第4节所述, 反演中使用的阻抗张量的对角元素的误差可能会对反演结果产生影响((Kiyan等，2013; Newman等，2015). 我们测试了两种情况下误差的影响，一种使用与式(32)中定义相同的对角阻抗元件的

误差(“常规误差”), 另一种使用式(32)中定义的十分之一. 这两种情况中, 用于非对角线阻抗元件的误差均为3%. 反演中的Q_d和$\delta\theta^l_{syn}$分别如图13a和13b所示. 较小误差的情况, 我们可以在图13a中看到随着迭代的进行Q_d呈下降趋势. 在图13b中, 我们发现$\delta\theta^l_{syn}$在第一次迭代中急剧增加至约120°, 然后逐渐下降, 最终到约100°的稳定值. 这意味着这种情况的反演找不到正确的方向来反演真实模型. 因此, 得出结论在这种情况下, 反演收敛到局部最小值. 我们还可以看到如图14a所示的$\delta\theta^l_{inv}$随迭代振荡, 而δR^l_{inv}在图14b中没有明显的下降趋势, 这也是收敛到局部最小值的典型特征. 除此之外, θ^l_{inv}还显示了几个尖峰(图14c), 并且R^l_{inv}在第27次迭代后转为增加趋势(图14d). 这些都表明具有较小误差的反演不像基于常规误差的反演那样稳定, 也显示了反演中使用的对角阻抗元件的误差对反演的影响. 式(32)中定义的误差似乎是避免收敛到不利的局部最小值的合理选择.

此外, 本研究中使用的对角线元素误差在整个反演过程中保持不变, 其他研究也有使用随迭代变化的对角线元素误差进行反演(例如, Tada等, 2014).

7 结论

我们提出了通过直接考虑海底地形影响的一维和三维海洋大地电磁反演方法. 这种方法(1DwT和3DwT)可以在不同地形和内部结构的模型中反演得到可靠的电导率模型. 反演时需要为1DwT和3DwT提供合适的初始模型. 一维模型在一定程度上更好地解释了平均阻抗, 有利于进行1DwT反演, 获得的反演结果更适合作为3DwT的初始模型.

引入了从模型向量推导出的几个新的参数来表征反演的收敛过程. $\delta\theta^l_{syn}$随迭代次数变化表明反演收敛

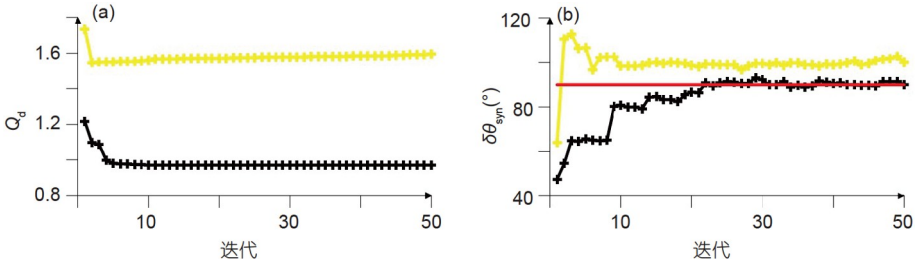

图 13 模型A的情况下阻抗张量的对角元素的误差值对3DwT的影响

(a) Q_d; (b) $\delta\theta_{syn}$. 黑线对应式(32)定义的对角阻抗元素的误差的反演, 而黄线表示误差为黑线的十分之一时的反演

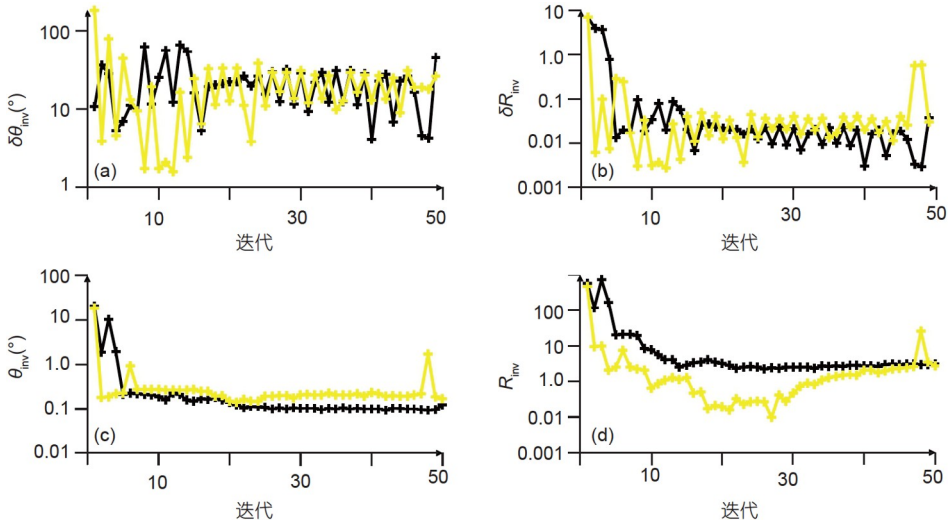

图 14 模型A的情况下, 阻抗张量的对角元素的误差值对3DwT的影响

(a) $\delta\theta_{inv}$, (b) δR_{inv}, (c) θ_{inv}, (d) R_{inv}. 黑线表示式(32)中定义的对角阻抗元素误差的反演, 而黄线表示对角线元素为黑线定义的十分之一时的反演

到局部最小值或数值测试中的模型. $\delta\theta_{\mathrm{inv}}^{l}$的振荡和$\delta R_{\mathrm{inv}}^{l}$减少表明获得了适当的电导率模型, R_{inv}^{l}可用于从不同初始模型的反演中选择最优反演解.

阻抗对角元素的误差会影响反演的结果. 给对角元素赋非常小的误差, 可能会导致收敛到错误的电导率结构. 同时也证实式(32)定义的角元素有误差是合适的, 有利于得到合理的反演结果. 总体而言, 本研究提出的两步海洋大地电磁反演方法, 能够考虑海水和海底地形的影响, 更加准确地获取海洋内部的电导性结构.

参考文献

Avdeeva A, Moorkamp M, Avdeev D, Jegen M, Miensopust M. 2015. Three-dimensional inversion of magnetotelluric impedance tensor data and full distortion matrix. Geophys J Int, 202: 464–481

Baba K, Chave A D. 2005. Correction of seafloor magnetotelluric data for topographic effects during inversion. J Geophys Res, 110: B12105

Baba K, Tada N, Utada H, Siripunvaraporn W. 2013. Practical incorporation of local and regional topography in three-dimensional inversion of deep ocean magnetotelluric data. Geophys J Int, 194: 348–361

Baba K, Utada H, Goto T, Kasaya T, Shimizu H, Tada N. 2010. Electrical conductivity imaging of the Philippine Sea upper mantle using seafloor magnetotelluric data. Phys Earth Planet Inter, 183: 44–62

Bahr K. 1991. Geological noise in magnetotelluric data: A classification of distortion types. Phys Earth Planet Inter, 66: 24–38

Broyden C G, Dennis Jr. J E, Moré J J. 1973. On the local and superlinear convergence of quasi-Newton methods. Ima J Appl Math, 12: 223–245

Cagniard L. 1953. Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. Geophysics, 18: 605–635

Cai J, Tezkan B, Li Y. 2018. Effects of the sea floor topography on the 1D inversion of time-domain marine controlled source electromagnetic data. Geophys Prospect, 66: 1602–1624

Constable S, Orange A, Myer D. 2019. Marine controlled-source electromagnetic of the Scarborough gas field—Part 3: Multicomponent 2D magnetotelluric/controlled-source electromagnetic inversions. Geophysics, 84: B387–B401

Constable S, Shankland T J, Duba A. 1992. The electrical conductivity of an isotropic olivine mantle. J Geophys Res, 97: 3397–3404

Constable S C, Parker R L, Constable C G. 1987. Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data. Geophysics, 52: 289–300

deGroot-Hedlin C, Constable S. 1990. Occam's inversion to generate smooth, two-dimensional models from magnetotelluric data. Geophysics, 55: 1613–1624

Dong H, Wei W, Jin S, Ye G, Zhang L, Jing J, Yin Y, Xie C, Jones A G. 2016. Extensional extrusion: Insights into south-eastward expansion of Tibetan Plateau from magnetotelluric array data. Earth Planet Sci Lett, 454: 78–85

Gaillard F, Malki M, Iacono-Marziano G, Pichavant M, Scaillet B. 2008. Carbonatite melts and electrical conductivity in the asthenosphere. Science, 322: 1363–1365

Gresse M, Uyeshima M, Koyama T, Hase H, Aizawa K, Yamaya Y, Morita Y, Weller D, Rung-Arunwan T, Kaneko T. 2021. Hydrothermal and magmatic system of a volcanic island inferred from magnetotellurics, seismicity, self-potential, and thermal image: An example of Miyakejima (Japan). J Geophys Res-Solid Earth, 126: e2021JB022034

Hata M, Uyeshima M, Tanaka Y, Hashimoto T, Oshiman N, Yoshimura R. 2018. Three-dimensional electrical resistivity distribution beneath the Beppu-Shimabara graben with a focus on Aso caldera, Southwest Japan subduction zone. J Geophys Res-Solid Earth, 123: 6397–6410

Hermance J F, Grillot L R. 1974. Constraints on temperatures beneath Iceland from magnetotelluric data. Phys Earth Planet Inter, 8: 1–12

Kiyan D, Jones A G, Vozar J. 2013. The inability of magnetotelluric off-diagonal impedance tensor elements to sense oblique conductors in three-dimensional inversion. Geophys J Int, 196: 1351–1364

Kong W, Tan H, Lin C, Unsworth M, Lee B, Peng M, Wang M, Tong T. 2021. Three-dimensional inversion of magnetotelluric data for a resistivity model with arbitrary anisotropy. J Geophys Res-Solid Earth, 126: e2020JB020562

Kruglyakov M, Bloshanskaya L. 2017. High-performance parallel solver for integral equations of electromagnetics based on Galerkin Method. Math Geosci, 49: 751–776

Kruglyakov M, Geraskin A, Kuvshinov A. 2016. Novel accurate and scalable 3-D MT forward solver based on a contracting integral equation method. Comput Geoscis, 96: 208–217

Matsuno T, Suetsugu D, Baba K, Tada N, Shimizu H, Shiobara H, Isse T, Sugioka H, Ito A, Obayashi M, Utada H. 2017. Mantle transition zone beneath a normal seafloor in the northwestern Pacific: Electrical conductivity, seismic thickness, and water content. Earth Planet Sci Lett, 462: 189–198

Miensopust M P, Queralt P, Jones A G. 2013. Magnetotelluric 3-D inversion—A review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison. Geophys J Int, 193: 1216–1238

Newman G, Lindsey N, Gasperikova E, Bertrand E, Caldwell T. 2015. The importance of full impedance tensor analysis for 3D magnetotelluric imaging the roots of high temperature geothermal systems: Application to the Taupo Volcanic Zone, New Zealand. Melbourne: Proceedings World Geothermal Congress

Newman G A, Alumbaugh D L. 2000. Three-dimensional magnetotelluric inversion using non-linear conjugate gradients. Geophys J Int, 140: 410–424

Ni H, Keppler H, Behrens H. 2011. Electrical conductivity of hydrous basaltic melts: Implications for partial melting in the upper mantle. Contrib Mineral Petrol, 162: 637–650

Nocedal J, Wright S J. 2000. Numerical Optimization. Berlin: Springer Science & Business Media

Nolasco R, Tarits P, Filloux J H, Chave A D. 1998. Magnetotelluric imaging of the Society Islands hotspot. J Geophys Res, 103: 30287–30309

Pankratov O, Avdeyev D, Kuvshinov A. 1995. Electromagnetic field scattering in a heterogeneous earth: A solution to the forward problem. Izvestila Physics Solid Earth, 31: 201–209

Patro P K, Uyeshima M, Siripunvaraporn W. 2012. Three-dimensional inversion of magnetotelluric phase tensor data. Geophys J Int, 192: 58–66

Rikitake T. 1948. 1. Notes on the Electromagnetic Induction within the Earth. Bulletin of the Earthquake Research Institute, 24: 1–9

Rung-Arunwan T, Siripunvaraporn W, Utada H. 2016. On the Berdichevsky average. Phys Earth Planet Inter, 253: 1–4

Simpson F, Bahr K. 2005. Practical Magnetotellurics. Cambridg: Cambridge University Press

Singer B S. 1995. Method for solution of Maxwell's equations in non-uniform media. Geophys J Int, 120: 590–598

Siripunvaraporn W. 2012. Three-dimensional magnetotelluric inversion: an introductory guide for developers and users. Surv Geophys, 33: 5–27

Siripunvaraporn W, Egbert G. 2000. An efficient data-subspace inversion method for 2-D magnetotelluric data. Geophysics, 65: 791–803

Siripunvaraporn W, Egbert G, Lenbury Y, Uyeshima M. 2005. Three-dimensional magnetotelluric inversion: Data-space method. Phys Earth Planet Inter, 150: 3–14

Tada N, Baba K, Siripunvaraporn W, Uyeshima M, Utada H. 2012. Approximate treatment of seafloor topographic effects in three-dimensional marine magnetotelluric inversion. Earth Planet Sp, 64: 1005–1021

Tada N, Baba K, Utada H. 2014. Three-dimensional inversion of seafloor magnetotelluric data collected in the Philippine Sea and the western margin of the northwest Pacific Ocean. Geochem Geophys Geosyst, 15: 2895–2917

Tarits P, Jouanne V, Menvielle M, Roussignol M. 1994. Bayesian statistics of non-linear inverse problems: Example of the magnetotelluric 1-D inverse problem. Geophys J Int, 119: 353–368

Tikhonov A. 1950. On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust. Sov Math Dokl, 73: 295–297

Usui Y. 2015. 3-D inversion of magnetotelluric data using unstructured tetrahedral elements: Applicability to data affected by topography. Geophys J Int, 202: 828–849

Wang D, Mookherjee M, Xu Y, Karato S I. 2006. The effect of water on the electrical conductivity of olivine. Nature, 443: 977–980

Wang S, Constable S, Reyes-Ortega V, Rychert C A. 2019. A newly distinguished marine magnetotelluric coast effect sensitive to the lithosphere-asthenosphere boundary. Geophys J Int, 218: 978–987

Yang B, Egbert G D, Zhang H, Meqbel N, Hu X. 2021. Electrical resistivity imaging of continental United States from three-dimensional inversion of EarthScope USArray magnetotelluric data. Earth Planet Sci Lett, 576: 117244

Ye T, Huang Q, Chen X, Zhang H, Chen Y J, Zhao L, Zhang Y. 2018. Magma chamber and crustal channel flow structures in the Tengchong volcano area from 3-D MT inversion at the intracontinental block boundary southeast of the Tibetan Plateau. J Geophys Res-Solid Earth, 123: 11,112–11,126

Yoshino T. 2010. Laboratory electrical conductivity measurement of mantle minerals. Surv Geophys, 31: 163–206

Zhang A, Afonso J C, Xu Y, Wu S, Yang Y, Yang B. 2019. The deep lithospheric structure of the Junggar terrane, NW China: Implications for its origin和tectonic evolution. J Geophys Res-Solid Earth, 124: 11615–11638

Zhang L, Koyama T, Utada H, Yu P, Wang J. 2012. A regularized three-dimensional magnetotelluric inversion with a minimum gradient support constraint. Geophys J Int, 189: 296–316

Zhang L, Zhao C, Yu P, Xiang Y, Peng X, Koyama T, Yang W. 2020. The electrical conductivity structure of the Tarim basin in NW China as revealed by three-dimensional magnetotelluric inversion. J Asian Earth Sci, 187: 104093

Zhdanov M S. 2002. Geophysical Inverse Theory and Regularization Problems. Amsterdam: Elsevier

Zhdanov M S, Wan L, Gribenko A, Čuma M, Key K, Constable S. 2011. Large-scale 3D inversion of marine magnetotelluric data: Case study from the Gemini prospect, Gulf of Mexico. Geophysics, 76: F77–F87

(责任编委: 郑勇)