中国科学: 地球科学 2024 年 第 54 卷 第 1 期: 172 ~ 185
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

高精度潮汐三维感应电磁场模拟及地磁卫星轨道需求分析

任政勇[1,2,3], 杨聪[1,3], 姚鸿波[1,3*], 唐旭[1,3], 汤井田[1,2,3], 张可可[4]

1. 中南大学有色金属成矿预测与地质环境监测教育部重点实验室, 长沙 410083;
2. 有色资源与地质灾害探查湖南省重点实验室, 长沙 410083;
3. 中南大学地球科学与信息物理学院, 长沙 410083;
4. 澳门科技大学月球与行星科学国家重点实验室, 澳门 999078
* 通讯作者, E-mail: hongbo.yao@outlook.com

收稿日期: 2022-12-02; 收修改稿日期: 2023-07-15; 接受日期: 2023-08-28; 网络版发表日期: 2023-12-15
国家自然科学基金项目(批准号: 42250102、41830107、42142034、42130810、72088101)、中南大学中央高校基本科研业务费专项项目(编号: 2023ZZTS0730)、湖南省科技创新计划项目(编号: 2021RC4055)、澳门科学技术发展基金项目(编号: 0001/2019/A1)以及澳门基金会和中国国家航天局民用航空航天技术先期研究项目(编号: D020303)资助

摘要 地磁台站和地磁卫星能观测到饱含钠、氯离子运动海水切割地球主磁场产生的感应磁场数据. 计算潮汐感应电磁场的三维高精度空间分布是从潮汐电磁数据中获得海洋底部电导率结构的关键, 更是设计与优化地磁台站、电磁卫星轨道的重要依据. 现有的潮汐(或运动海水)感应电磁场正演计算方法普遍存在难以精确模拟真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、复杂地球深部结构影响的问题, 从而降低潮汐感应电磁数据的解释水平. 为解决此问题, 本文开发了一种基于四面体单元的潮汐感应电磁场矢量有限元计算方法, 具备精确模拟真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、复杂地球深部结构影响的能力. 首先, 推导了运动海水感应电磁场满足的边值问题, 结合四面体单元, 利用矢量有限元计算方法求解了运动海水感应电磁场. 然后, 利用最新的海洋深度与海底沉积层模型, 建立了包含真实海岸线、不均匀陆地与海水电导率分布的地球三维电导率模型, 以M_2潮汐激励源为例计算潮汐感应电磁场, 通过与球谐有限元和积分方程结果的对比, 来验证本文方法的正确性. 最后, 利用计算的高精度M_2、N_2和O_1潮汐感应电磁场信号, 筛选出能观测到强M_2、N_2和O_1潮汐磁场信号的全球标准地磁台站, 并预测了适用于潮汐信号观测的台站分布. 另外, 还计算了澳科一号及后续卫星450与200km轨道高度的潮汐感应磁场分布特性, 计算结果表明: 200km高度潮汐磁场幅度约为450km高度的2倍, M_2、N_2和O_1潮汐在200km高度的感应磁场最大幅值分别为磁传感载荷测量精度(0.5nT)的8倍、2倍和3倍, 近地200km低轨道具有探测新西兰、冰岛南部、印度洋南部、南极洲罗斯海域和鄂霍茨克海海底岩石圈和软流圈高分辨电性结构的巨大潜力, 还具有研究大尺度海洋动力学过程与性质的潜力.

关键词 运动海水, 感应电磁场, 潮汐, 地磁卫星, 澳科一号

中文引用格式: 任政勇, 杨聪, 姚鸿波, 唐旭, 汤井田, 张可可. 2024. 高精度潮汐三维感应电磁场模拟及地磁卫星轨道需求分析. 中国科学: 地球科学, 54(1): 172–185, doi: 10.1360/SSTe-2022-0396
英文引用格式: Ren Z, Yang C, Yao H, Tang X, Tang J, Zhang K. 2024. High-precision modeling of tide-induced 3-D magnetic field and analysis of geomagnetic satellite orbit requirements. Science China Earth Sciences, 67(1): 165–178, https://doi.org/10.1007/s11430-022-1178-6

© 2023 《中国科学》杂志社

1　引言

运动海水中含有大量以游离形式存在的钠离子、氯离子. 带电的钠、氯等离子随运动海水切割地球主磁场产生电流激励. 该电流激励在海底下方的岩石中激发出感应电流, 从而产生感应电磁场(Tyler等, 1997, 2003). 反演运动海水感应电磁数据, 可以获得海洋岩石圈和软流圈的电导率信息. 由于电导率与地球深部水含量、熔体之间有紧密的关系(Zhang等, 2021; Zhang等, 2022; Yao等, 2022), 因此其能为理解海洋岩石圈和软流圈物质组成提供独立、宝贵的信息(Schnepf等, 2015; Grayver等, 2016, 2017).

运动海水类型主要包含潮汐、洋流、海啸. 洋流具有较长的周期(例如1600多年), 洋流产生的感应磁场与地球主磁场具有类似的特征, 分离洋流感应磁场(Manoj等, 2006; Šachl等, 2019)和地球主磁场具有一定的困难. 但是在已知大尺度洋流动力学过程(如洋流速度)情况下, 计算高精度的洋流感应磁场能为从观测数据中分离洋流感应地磁场与地球主磁场提供手段, 能服务于建立更准确的地球主磁场模型. 海啸具有发生时间随机、规模小的特征, 产生的感应电磁场幅度值较低(Manoj等, 2010; Minami等, 2017), 计算高精度的海啸感应磁场能为海啸预警提供技术手段. 潮汐由月球、太阳对地表海水的引力作用产生, 具有特定的周期, 能从地磁台站或地磁卫星数据中提取出潮汐磁场信号(Schnepf等, 2014; Sabaka等, 2016; Zhang等, 2019). 相比起源于磁层和电离层电流的感应电磁数据(Banks, 1969; Olsen, 1998; Kelbert等, 2009; Tarits和Mandéa, 2010; Semenov和Kuvshinov, 2012; Koyama等, 2014; 徐光晶等, 2015; 翁爱华等, 2017; 李世文等, 2019; Zhang等, 2020; 姚鸿波等, 2021), 潮汐感应电磁数据对海洋岩石圈和软流圈电导率结构更敏感, 反演潮汐感应电磁数据能获得高分辨率的海洋岩石圈和软流圈电导率结构(Schnepf等, 2015; Velímský等, 2018). 潮汐、洋流、海啸电磁感应模拟使用的边值问题具有类似的结构, 区别在于场源模型. 海啸的运动速度具有局部性和较大幅值, 洋流的运动速度具有全局性和较小幅值, 潮汐的运动速度具有明显的周期特征. 虽然, 本文只聚焦于潮汐感应电磁场, 但是研发的正演计算方法也具有模拟洋流和海啸感应电磁场的能力.

解释和反演运动海水感应磁场数据的关键步骤之一为研发能够快速高精度地模拟真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、地球深部结构影响的正演计算方法, 其还是反演大尺度海洋运动速度和研究海洋动力学过程的必备工具(Zhang, 2023). 已有的正演计算方法主要基于积分方程(IE)(Kuvshinov和Olsen, 2005)、有限差分(FD)(Tyler等, 2004; Zhang等, 2019)和球谐有限元(SHFE)(Velímský等, 2018). 积分方程法能够快速地处理简单模型, 但随着模型复杂度的增加, 计算消耗将迅速增加, 且在处理真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、地球深部复杂结构方面存在困难. 有限差分法计算效率高, 但在南北极区域需要使用数值奇异的经纬度网格, 导致模拟结果具有较大的偏差. 球谐有限元在经纬度方向采用了球谐函数展开技术, 导致在电导率对比度大的区域存在数值误差大的问题且需要使用很高的球谐展开阶数. 随着计算机图形学领域中的并行加速、复杂模型无奇异网格自动剖分技术的发展, 有限元方法逐渐受到重视. Grayver和Olsen (2019)使用六面体矢量有限元方法模拟了潮汐磁场信号, 但是六面体网格在模拟真实海岸线方面存在难度, 且在利用网格加密来提高电磁响应精度的过程中会引入悬点问题. 不同于六面体网格, 四面体网格不仅能够模拟真实海岸线分布, 而且在网格局部加密过程中不会产生悬点, 从而显著地降低了实现难度.

为了能快速高精度地模拟真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、地球深部结构的影响, 本文开发了一种基于四面体矢量有限元法的运动海水感应电磁场正演计算方法. 首先, 推导了运动海水感应电磁场满足的边值问题, 利用四面体网格, 建立了运动海水感应电磁场的矢量有限元计算方法. 然后, 利用建立的包含真实海岸线、不均匀陆地与海水表层电导率分布的地球三维电导率模型, 计算了M_2潮汐激励源产生的潮汐感应电磁场, 通过与球谐有限元和积分方程法计算结果的对比来验证本文算法的正确性. 最后, 利用三种潮汐磁场信号空间分布特征, 挑选并预测了适合于解释潮汐磁场信号的地磁台站, 论证了低轨道地磁卫星解释潮汐磁场数据的优势.

2　理论与方法

2.1　运动海水感应电磁场边值问题

随海水一起运动的带电粒子(如Na^+、Cl^-)切割周

围磁场会产生洛伦兹力. 在洛伦兹力作用下, 正负带电粒子发生偏移并向相反的方向运动, 在导电的海水中产生电流激励源(Chave和Jones, 2012):

$$\mathbf{J}_c = \sigma_{ocean}\mathbf{v}\times\mathbf{B}_b, \tag{1}$$

式中, $\mathbf{v}$为海水运动速度, σ_{ocean}为海水电导率, $\mathbf{B}_b$为背景磁场.

由于海水运动速度较小, 带电粒子受到的洛伦兹力不足以改变海水的流动方向, 因此, 海水运动速度$\mathbf{v}$不依赖于背景磁场$\mathbf{B}_b$. 背景磁场$\mathbf{B}_b$包含两个部分: 一为起源于地核的地球主磁场$\mathbf{B}_m$, 二为起源于运动海水激励电流的感应磁场$\mathbf{B}$. 地球主磁场$\mathbf{B}_m$幅值在几万nT, 感应磁场$\mathbf{B}$幅值在几nT与几十nT之间, 地球主磁场$\mathbf{B}_m$远大于感应磁场$\mathbf{B}$, 因此公式(1)中的激励电流源可简化为

$$\begin{aligned}&\mathbf{J}_c = \sigma_{ocean}\mathbf{v}\times(\mathbf{B}_m+\mathbf{B}) \approx \sigma_{ocean}\mathbf{v}\times\mathbf{B}_m,\\&|\mathbf{B}_m| \gg |\mathbf{B}|.\end{aligned} \tag{2}$$

激励电流源在海水上方、海水中、海底产生感应电磁场(Tyler等, 1997, 2003). 由于激励电流源的周期较长, 位移电流很小, 可以忽略位移电流. 假设时变因子为$e^{i\omega t}$, 运动海水感应电磁场满足如下频率域麦克斯韦方程:

$$\begin{aligned}&\nabla\times\mathbf{E} = -i\omega\mathbf{B},\\&\nabla\times\mathbf{B} = \sigma\mu\mathbf{E}+\mu\mathbf{J}_e,\end{aligned} \tag{3}$$

其中, $\mathbf{E}$为感应电场, $\mathbf{B}$为感应磁场, σ为空气层、海水中、海底的电导率分布, $\omega = 2\pi/T$为角频率, T为周期, $\mu = 4\pi\times10^{-7}$H/m为真空磁导率, $i=\sqrt{-1}$为虚数单位.

消去公式(3)中的感应磁场$\mathbf{B}$, 得到感应电场$\mathbf{E}$满足的控制方程:

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{E}+i\omega\mu\sigma\mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{J}_e. \tag{4}$$

计算区域包含大气、地壳、地幔三个部分(见图1), 由大气外边界和核幔边界包裹. 在大气遥远外边界上, 运动海水激励电流源产生的感应电磁场逐渐衰减为0. 穿过导电的地幔, 在核幔边界上, 感应电磁场也衰减为0. 因此, 在这两个边界上使用如下符合电磁场传播规律的边界条件:

$$\mathbf{n}\times\mathbf{E} = 0, \tag{5}$$

式中, $\mathbf{n}$为边界上的外法向单位向量.

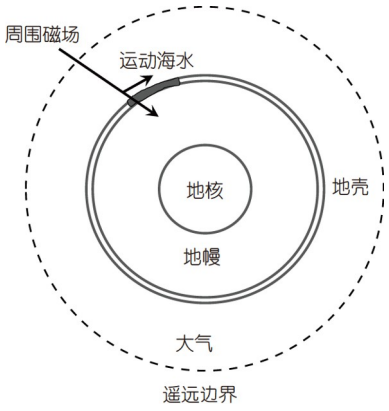


图 1　运动海水电磁感应模型示意图

计算区域包含大气、地壳、地幔, 不包含地核. 边界为大气遥远外边界和核幔边界

2.2　潮汐激励电流源

由太阳、地球、月球之间的引力关系可以精确地计算出潮汐激励电流源的周期. 三类主要潮汐为太阴半日分潮(M_2潮汐)、太阴椭率半日分潮(N_2潮汐)、太阴全日分潮(O_1潮汐). M_2潮汐的周期为12.42h, N_2潮汐的周期为12.66h, O_1潮汐的周期为25.82h. 潮汐速度一般由平均速度表示(Grayver等, 2016), 潮汐电流源为

$$\begin{aligned}\mathbf{J}_c &= \sigma_{ocean}\frac{1}{h}\int_{a-h}^{a}\mathbf{v}dr\times\mathbf{B}_m\\&= \frac{1}{h}\sigma_{ocean}\mathbf{U}(\vartheta,\phi,\omega)\times\mathbf{B}_m,\end{aligned} \tag{6}$$

式中, a=6371km表示地球平均半径, h为最大海水深度(取h=10km), $\mathbf{U}(\vartheta,\phi,\omega)$为潮汐速度沿深度的积分, ϑ和ϕ分别为纬度和经度, $\mathbf{U}(\vartheta,\phi,\omega)$随纬度、经度、角频率变化. 上式利用了地球主磁场$\mathbf{B}_m$在地表10km范围内几乎不沿深度变化的事实.

(1) 深度积分速度. M_2、N_2和O_1潮汐速度取自HAMTIDE模型(Taguchi等,2014). 图2展示了沿深度积分的M_2潮汐速度. 图2a和2b分别为深度积分速度在余纬度方向(θ=90°−ϑ)的实部和虚部. 图2c和2d分别为其在经度方向的实部和虚部. M_2潮汐深度积分速度具有空间分布不均匀的特征, 异常主要位于印度洋、太平洋和大西洋, 异常幅值可达±100m^2/s.

(2) 地球主磁场. 由于海水深度一般不超过10km, 地球主磁场在地表10km范围内几乎不沿深度变化, 可以用地表的地球主磁场表示海水中的地球主磁场

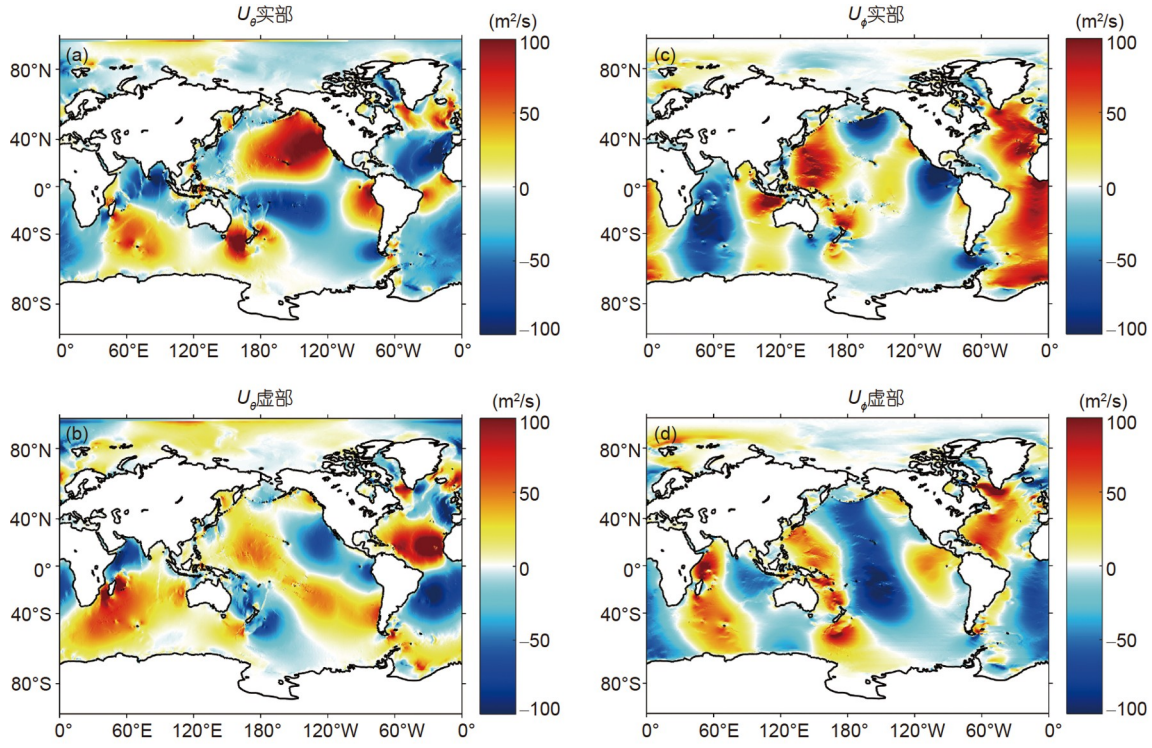


图 2　M_2潮汐深度积分速度

(a)、(b) 水平余纬度分量的实部和虚部; (c)、(d) 水平经度分量的实部和虚部

(Grayver等, 2016). 图3展示了基于IGRF-12国际地磁参考模型(Thébault等, 2015)的地表地球主磁场(2015年1月1日).

(3) 潮汐电流源. 海水电导率取σ_{ocean}=3.2S/m (Grayver等, 2016). 图4展示了利用公式(6)计算的M_2潮汐电流源空间分布. 潮汐电流源在空间上分布不均匀, 印度洋西部和白令海峡地区的电流源幅值强, 最大幅值可达2μA/m^2.

2.3　四面体矢量有限元

将计算区域Ω(如图1所示)离散为四面体网格. 利用四面体矢量有限元形状函数, 未知感应电场可表示为

$$\mathbf{E}=\sum_{j=1}^{N_{\text{edges}}}\mathbf{N}_j\cdot E_j, \tag{7}$$

其中, $\mathbf{N}_j$为四面体网格中第j个棱边上的有限元矢量基函数, N_{edges}表示棱边总数, E_j为第j个棱边上的未知电场标量. 利用Galerkin有限元法(Jin, 2014), 得到如下的线性方程组:

$$\mathbf{KU}=\mathbf{F}, \tag{8}$$

式中, $\mathbf{U}$为所有棱边上未知电场集合向量. 系统矩阵$\mathbf{K}$和右端源项$\mathbf{F}$中的元素具体表达式为

$$K_{ij}=\iiint_\Omega(\nabla\times\mathbf{N}_i)\cdot(\nabla\times\mathbf{N}_j)+\mathrm{i}\omega\mu\sigma\mathbf{N}_i\cdot\mathbf{N}_j\mathrm{d}\Omega, \tag{9}$$

$$F_i=-\iiint_\Omega\mathrm{i}\omega\mu\mathbf{N}_i\cdot\mathbf{J}_c\mathrm{d}\Omega. \tag{10}$$

求解式(8)后, 感应磁场通过下式进行计算:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r},\omega)=-\frac{1}{\mathrm{i}\omega}\nabla\times\mathbf{E}. \tag{11}$$

利用有限元方法得到的感应磁场数值解位于笛卡儿坐标系, 为便于进一步分析感应磁场特征, 需要将感应磁场数值解(B_x, B_y, B_z)转换到球坐标系(B_r, B_θ, B_ϕ):

$$\begin{pmatrix}B_r\\B_\theta\\B_\phi\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\sin\theta\cos\phi & \sin\theta\sin\phi & \cos\theta\\ \cos\theta\cos\phi & \cos\theta\sin\phi & -\sin\theta\\ -\sin\phi & \cos\phi & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}B_x\\B_y\\B_z\end{pmatrix}. \tag{12}$$

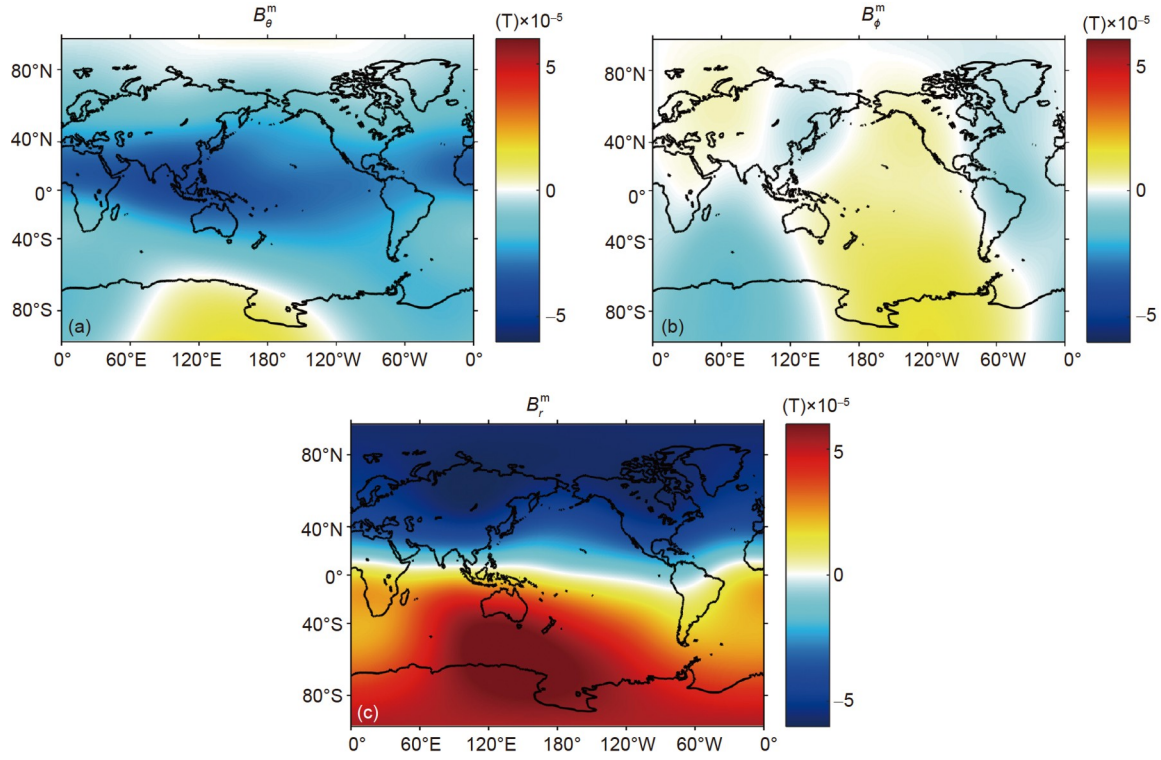


图 3　基于IGRF-12国际地磁参考模型的2015年1月1日的地表地球主磁场

3　方法正确性验证

在前期开发的全球电磁感应正演框架下(Yao等, 2022), 基于上述方法, 编制了潮汐感应电磁场三维正演模拟软件, 并借助于消息传递技术在超级计算机平台上实现了并行计算. 计算平台为中南大学高性能计算机(Intel Xeon Gold 6248R 3.0GHz CPUs, 48个核, 192GB内存).

3.1　建立包含真实海岸线的地球电导率模型

需要建立包含真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、深部地幔的地球电导率模型. 该模型由厚度为10km的不均匀陆地与海水表层和厚度为2880km的深部层构成, 海水及海陆交互部分位于该表层之内.

表层的电导率结构不沿深度(或者径向)变化, 只沿着横向(经度和纬度方向)变化. 利用最新的海洋深度与沉积层模型, 建立沿10km深度积分的电导率分布(见图5a), 将电导率除以10000得到10km厚度表层的不均匀电导率. 地表层中, 海水电导率为σ_{ocean}=3.2S/m, 陆地电导率为σ_{land}=0.001S/m(Velímský等, 2018; Šachl等, 2019). 图5b展示了深部层(10km深度界面到核幔边界)的一维电导率剖面(Grayver等, 2017). 大气电导率设为10^{-8}S/m. 地表网格分辨率为1°×1°, 利用球面三角形剖分软件(Zhang等, 2018), 生成包含真实海岸线的表面三角网格(见图5c), 再使用Gmsh四面体离散化软件(Geuzaine和Remacle, 2009)将计算区域剖分为四面体网格. 为了处理不同周期的潮汐磁场信号, 设计了一套密实的计算网格, 包括2640585个棱边、372503个节点、2264581个四面体单元(见图5e). 除了特别说明之外, 都用这套网格进行计算.

3.2　结果对比验证

本文计算了M_2潮汐感应磁场的水平余纬度分量B_θ、水平经度分量B_ϕ和径向分量B_r. 图6~8展示了本文方法、球谐有限元(SHFE)(Velímský等, 2018)和积分方程(IE)(Kuvshinov, 2008)的计算结果. 对比表明, 本文结果与已有结果具有很好的吻合性, 球谐有限元结果存在“波纹”振荡现象, 这是由于采用的球谐函数阶数不足, 而本文的有限元计算结果没有振荡现象.

为了测试程序的计算效率, 分别使用1核、2核、4

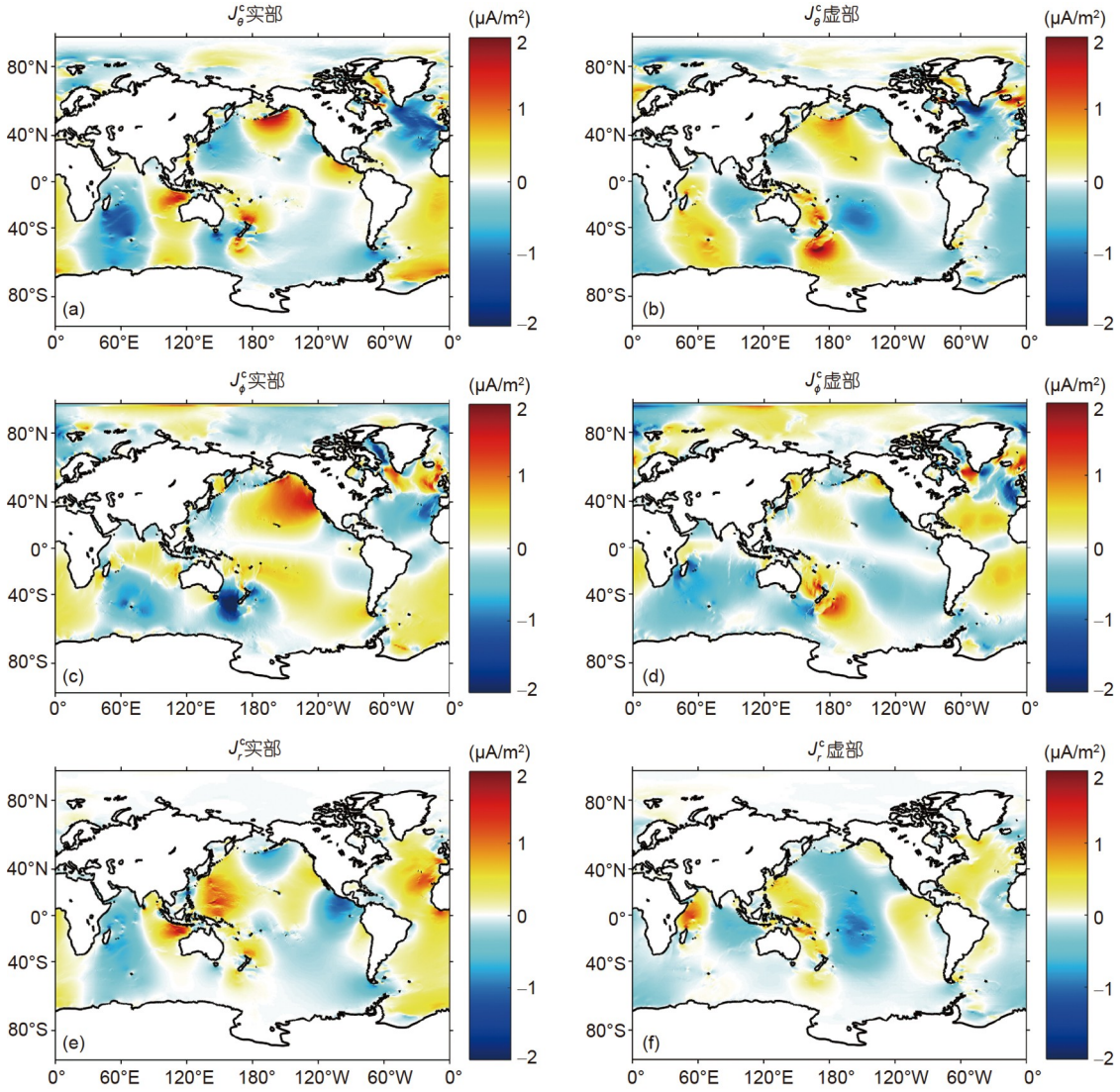


图 4　M_2潮汐电流源分布示意图

(a)、(b) 水平余纬度分量实部和虚部; (c)、(d) 水平经度分量实部和虚部; (e)、(f) 径向分量实部和虚部

核、8核、16核、32核和48核进行并行计算, 求解线性方程组的消耗时间见图9a. 消耗时间随MPI进程数增加成比例地减少, 使用48核, 未知数为5281170的线性方程组求解耗时为46s.

单元越小, 有限元计算结果越准确(Zienkiewicz等, 2005), 通过计算网格逐步加密来验证本文算法收敛性. 在地表设定分辨率为4°×4°、2°×2°、1°×1°、0.5°×0.5°和0.25°×0.25°的网格, 进行全局剖分获得未知数为661556、1656548、5281170、19184910和68177756的计算网格. 以地表0.25°×0.25°分辨率网格作为参考来测算其他网格计算结果的均方根误差(RMS):

$$\mathrm{RMS}=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}\left|\mathbf{B}_i-\mathbf{B}_i^{\mathrm{ref}}\right|^2}{N}}, \tag{13}$$

式中, N为观测点总数, $\mathbf{B}_i$和$\mathbf{B}_i^{\mathrm{ref}}$分别表示第$i$个测点处计算的感应磁场与参考感应磁场.

图9b展示了逐步加密网格计算结果的RMS收敛曲线, 随着网格加密, RMS逐步减小, 表明结果满足有

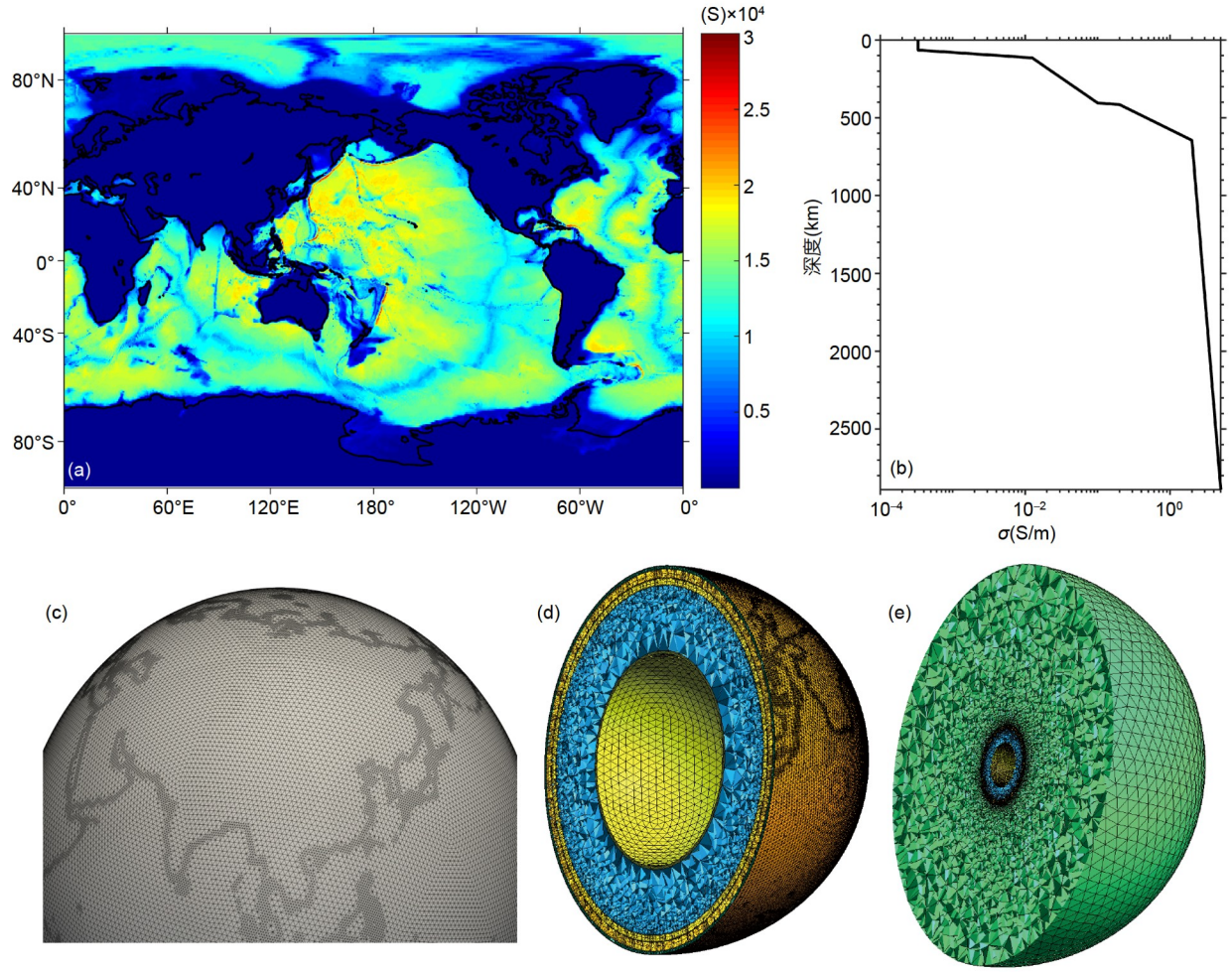


图 5　包含真实海岸线、不均匀陆地与海水表层、深部地幔的地球电导率模型示意图

(a) 表层电导分布; (b) 深部层电导率剖面; (c) 包含真实海岸线的计算网格示意; (d) 四面体计算网格(不含地核); (e) 四面体计算网格(含大气)

限元的固有收敛特性. 地表网格分辨率为1°×1°的感应磁场RMS约为0.07nT, 小于台站地磁观测仪分辨率0.1nT(St-Loui等, 2020), 说明可以采用1°×1°地表网格分辨率来计算感应磁场.

4　地磁台站挑选及地磁卫星轨道设计

4.1　挑选或重新布设地磁台站

潮汐感应磁场具有辨识海底岩石圈和软流圈电导率结构的能力. 目前全世界在地表布设了187个国际标准地磁台站, 不同位置的潮汐感应信号具有不同的强度, 内陆台站能探测到的潮汐磁场信号强度普遍小于沿海及海岛台站. 因此, 利用模拟结果, 可以识别和预测能够观测到潮汐信号的地磁台站. 以台站地磁观测仪分辨率0.1nT(St-Loui等, 2020)为筛选标准, 定义潮汐磁场幅度大于或等于0.1nT的台站为可用台站, 其余为不可用台站.

利用计算的总磁场强度分布($|B|_i^{\text{surface}}=\sqrt{|B_\theta|^2+|B_\phi|^2+|B_r|^2}$, i=M$_2$, N$_2$, O$_1$), 从全球187个地磁台站中, 筛选出161个可以解释M$_2$潮汐信号的台站(图10a, 黑色实心圆), 占总数的86.1%. 筛选出87个可以解释N$_2$潮汐信号的台站(图10b, 黑色实心圆), 占总数的46.5%. 这是由于N$_2$潮汐感应磁场幅度大约是M$_2$潮汐的1/4, 能够解释N$_2$潮汐的台站数量少于M$_2$潮汐. 筛选出74个可以解释O$_1$潮汐信号的台站(图10c, 黑色实

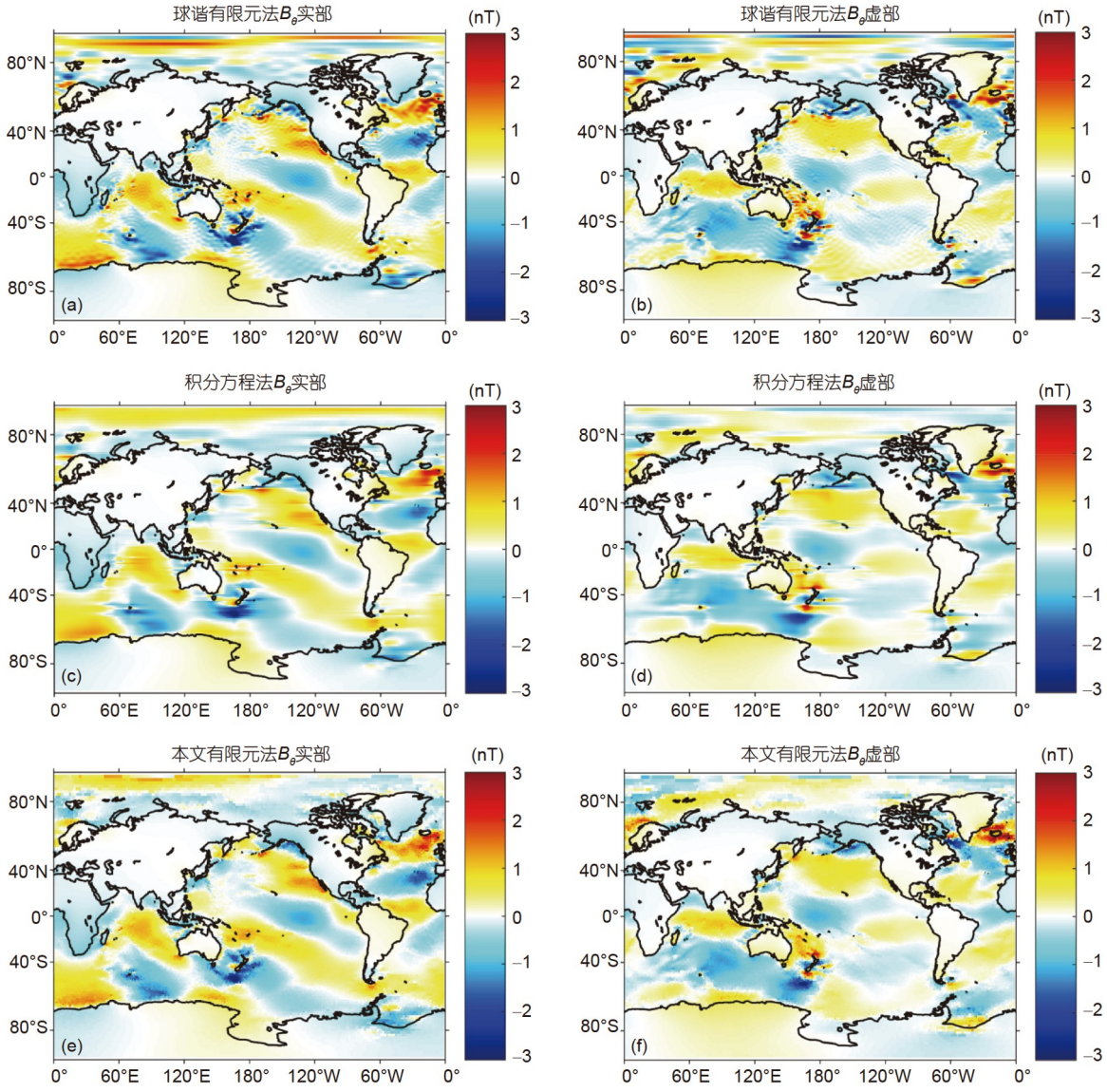


图 6　M_2潮汐磁场信号的水平余纬度分量B_θ

(a)、(b) 球谐有限元结果; (c)、(d) 积分方程结果; (e)、(f) 本文结果

心圆), 占台站总数的39.6%. 这些可利用台站大都分布在沿海及海岛上.

除了筛选合适的地磁台站之外, 还可以指导布设新的地磁台站. 本文假设新地磁台站需要满足三个条件: (1) 台站能观测到不小于1nT的潮汐信号(台站地磁观测仪分辨率的10倍); (2) 台站必须位于陆地或海岛上, 利用全球水深地形模型ETOPO1(Amante和Eakins, 2009)来确定是否位于陆地或海岛上; (3) 台站及原有台站间隔大于1°(地表测点的分辨率). 按照上述选址条件, 对全球1°×1°的测点进行了判断与分析, 来确定新台站地址. 分析表明: 可用于M_2潮汐信号观测的新台站有123个(图10a, 蓝色实心圆), 主要分布在澳大利亚、北美洲等沿海地区; 可用于N_2潮汐信号观测的新台站有5个(图10b, 蓝色实心圆), 分布在新西兰(4个)和澳大利亚的塔斯马尼亚州(1个); 可用于O_1潮汐信号观测的新台站有15个(图10c, 蓝色实心圆), 分布在澳大利亚的塔斯马尼亚州(5个)和南极洲(4个)等地区.

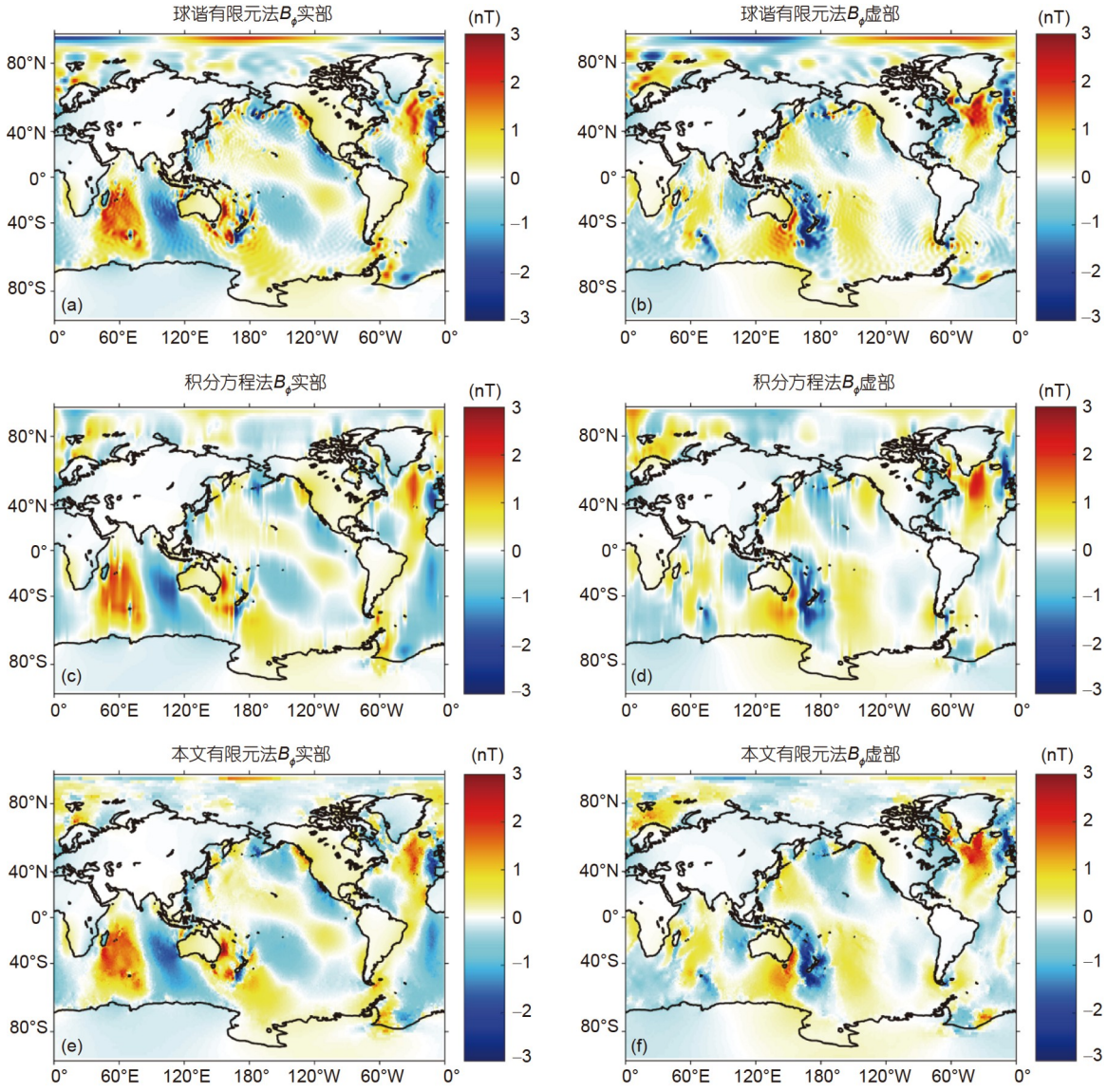


图 7　M_2潮汐磁场信号的水平经度分量B_ϕ

(a)、(b) 球谐有限元结果; (c)、(d) 积分方程结果; (e)、(f) 本文结果

4.2　地磁卫星低轨道优势分析

2023年5月21日, 中国澳门特别行政区政府与国家航天局联合发射了澳科一号地球磁场探测卫星, 运行轨道高度为450km. 后续卫星拟采用近地高度为200km的大椭圆轨道, 比以往任何地磁探测卫星的飞行高度都低, 具备采集到强潮汐感应磁场信号的能力.

从对潮汐信号的探测能力这个角度, 通过模拟计算来论证后续卫星大椭圆轨道的重要性. 在200km和450km高度计算了潮汐产生的感应磁场水平余纬度分量B_θ、水平经度分量B_ϕ和径向分量B_r. 计算观测数据相对于卫星磁测仪器精度的倍数关系:

$$\chi_i^{\,j}=\frac{|\mathbf{B}|_i^j}{|\mathbf{B}|^{\mathrm{ref}}},\ (i=\mathrm{M}_2,\mathrm{N}_2,\mathrm{O}_1;j=200\,\mathrm{km},450\,\mathrm{km}) \tag{14}$$

式中, $|\mathbf{B}|^{\mathrm{ref}}$=0.5nT为地磁卫星磁强计观测精度, χ代表不同轨道高度的潮汐信号探测能力, 称为探测度.

图11分别展示了200和450km飞行轨道对M_2、N_2、O_1潮汐信号的探测能力. 潮汐信号的不均匀分布

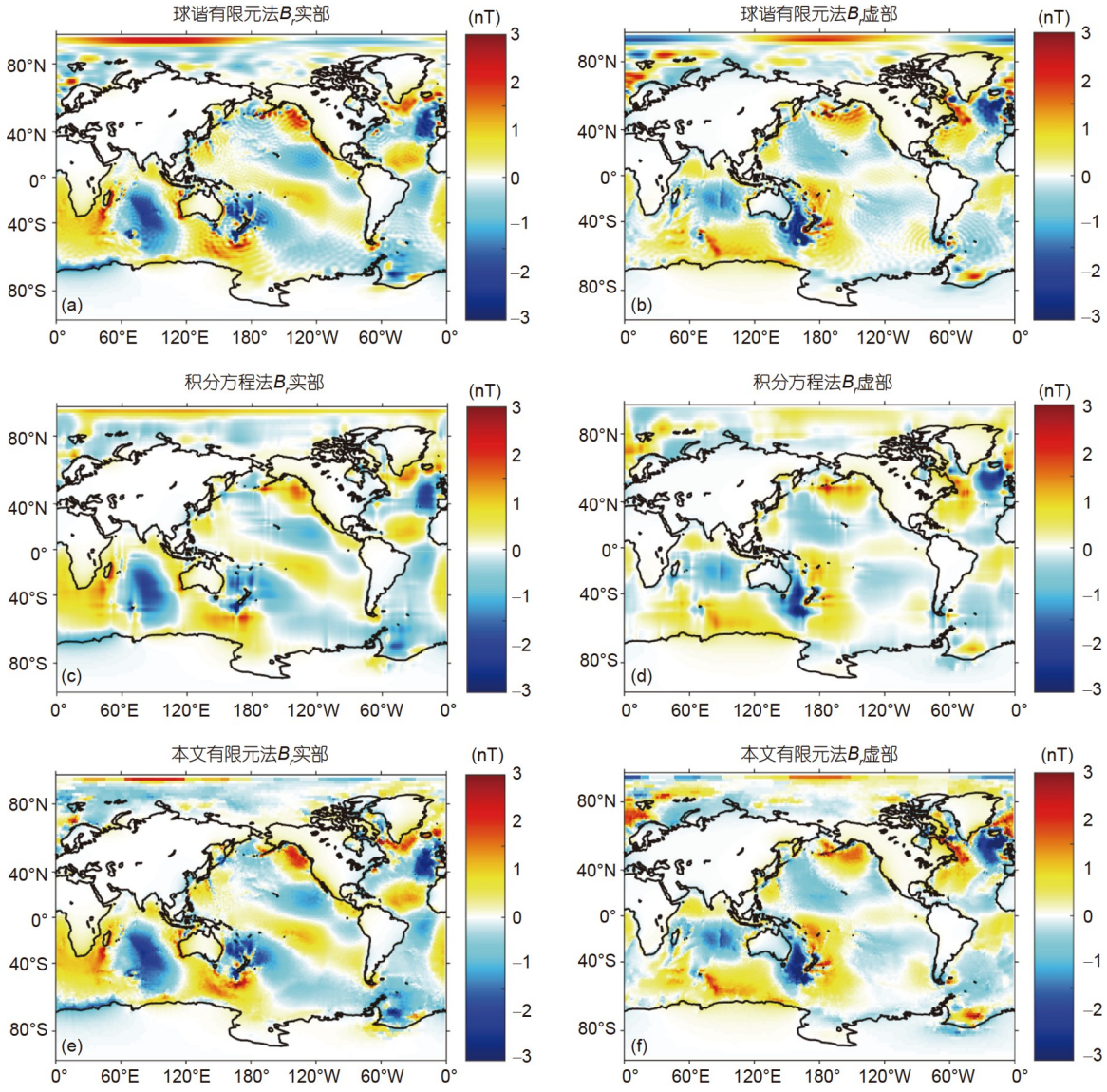


图 8　**M_2潮汐磁场信号的径向分量B_r**

(a)、(b) 球谐有限元结果; (c)、(d) 积分方程结果; (e)、(f) 本文结果

特征由潮汐电流源(图4)与地球内部电性结构(图5)之间的相互作用决定. 在新西兰西部和冰岛南部上方, 200km轨道的M_2潮汐信号探测度为8, 感应磁场最大振幅为4nT, 大于卫星磁强计观测精度. N_2与M_2潮汐磁场信号具有类似的空间分布, 前者幅值大约是后者的1/4. 在南极洲的罗斯海域和鄂霍茨克海附近, 200km轨道的O_1潮汐信号探测度为3, 感应磁场最大振幅为1.5nT. 200km轨道的探测度约为450km轨道的2倍, 能够观测到更强的潮汐感应信号. 该潮汐信号能够用于新西兰、冰岛南部、印度洋南部、南极洲罗斯海域和鄂霍茨克海的海底岩石圈和软流圈的高分辨电性结构成像. 上述分析为后续卫星大椭圆轨道设计方案提供了支撑.

5　结论

本文建立了一种基于四面体矢量有限元的运动海水感应电磁场三维并行正演模拟方法, 具有模拟真实海岸线与地球深部影响、数值结果无奇异、网格加密无悬点、计算速度快的优点. 通过与球谐有限元和积

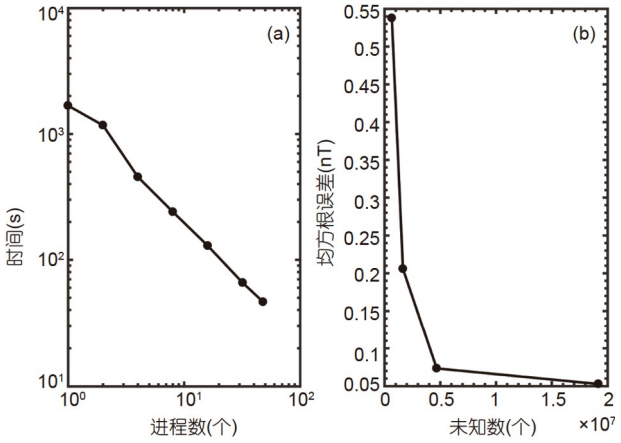


图 9　求解线性方程组的耗时及RMS收敛曲线

(a) 不同MPI进程数的计算耗时; (b) 不同网格的感应磁场均方根误差

分方程结果的对比，验证了本文方法的正确性和高效性.

利用地表M_2、N_2和O_1潮汐感应磁场空间分布特征，以地磁台站磁力仪测量精度0.1nT为阈值，筛选了具备观测潮汐感应磁场信号的地面台站，可以解释M_2、N_2和O_1潮汐磁场信号的可利用台站分别为161个、87个和74个.

在满足可观测潮汐信号强度不小于1nT、位于陆地或海岛上以及与原有台站间隔不小于1°范围的条件下，预测了新台站的位置. 观测M_2潮汐信号的新台站有123个，主要分布在澳大利亚、北美洲等沿海地区. 观测N_2和O_1潮汐信号的新台站分别有5和15个，主要分布在新西兰、澳大利亚的塔斯马尼亚州等地.

从潮汐信号探测能力的角度，论证了大椭圆轨道

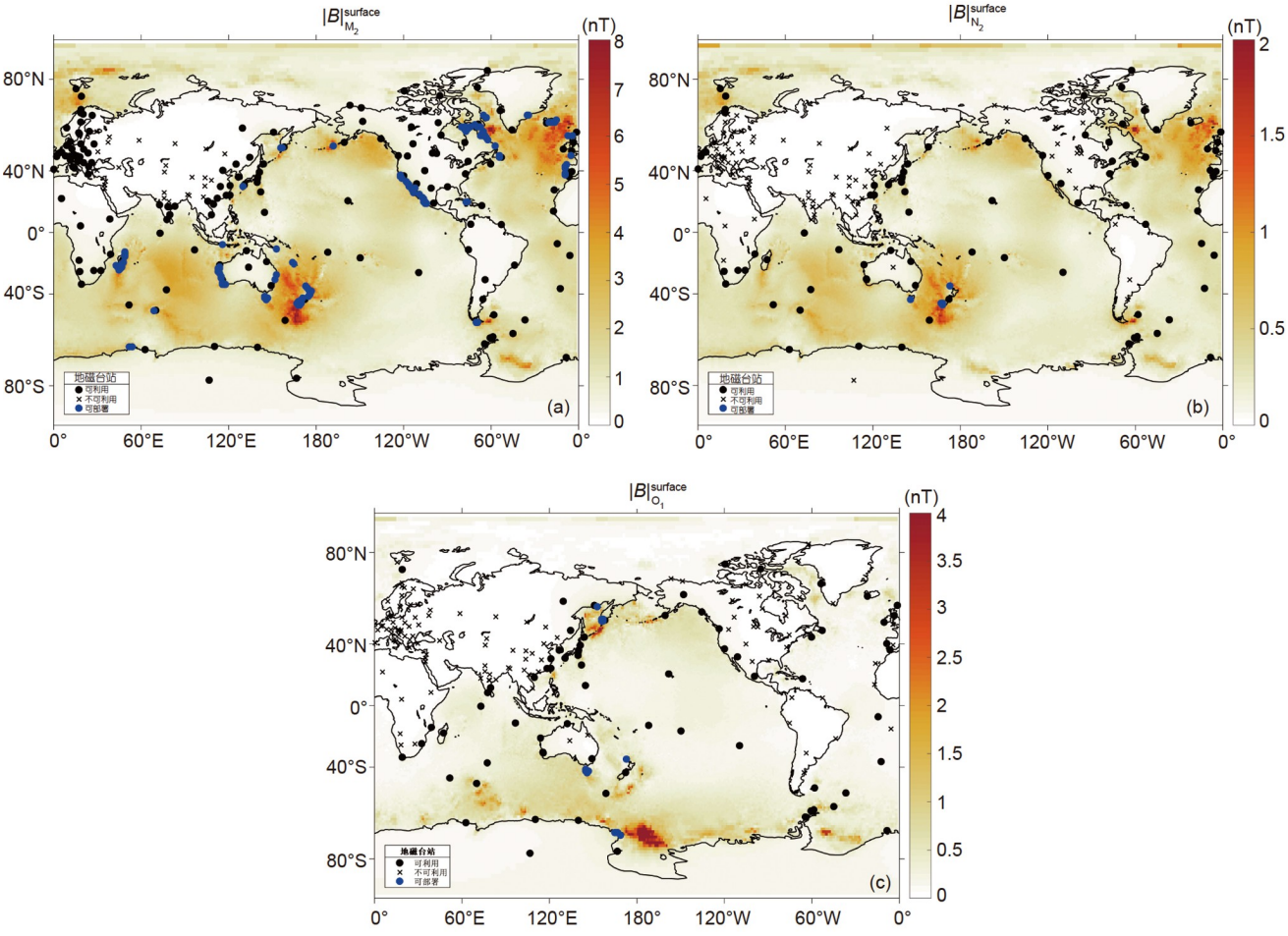


图 10　地表M_2 (a)、N_2 (b)和O_1 (c)潮汐源总磁场强度及地磁台站分布

黑色实心圆表示可用台站, 蓝色实心圆表示新台站布设地址

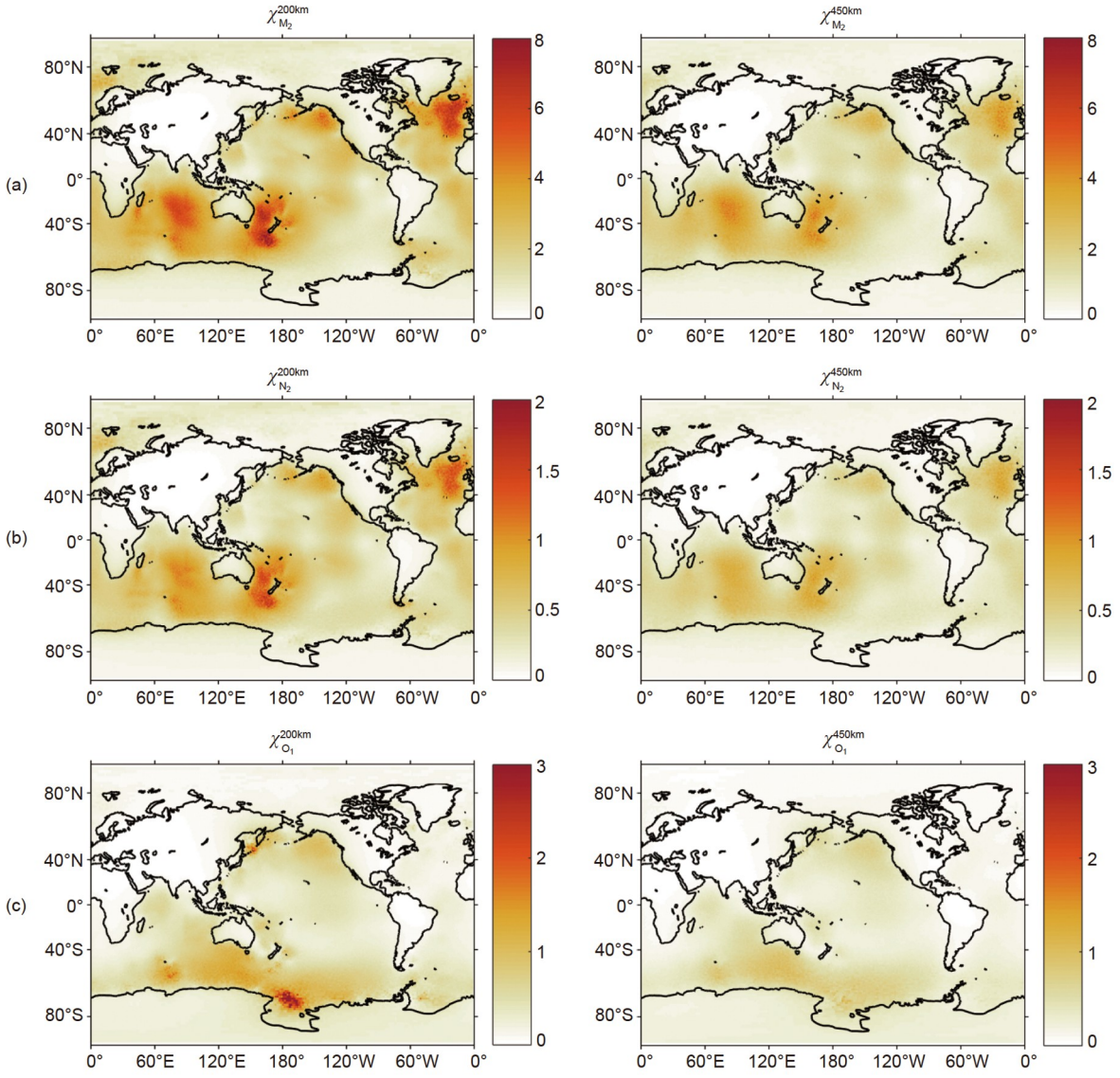


图 11　**200km(左列)和450km(右列)高度的M_2 (a)、N_2 (b)和O_1 (c)潮汐感应磁场信号探测度**

的重要性. 200km高度潮汐磁场信号幅值约是450km高度的2倍. 在新西兰西部和冰岛南部上方, 200km高度M_2潮汐感应磁场信号最大振幅为4nT, 为卫星磁强计精度(0.5nT)的8倍. N_2与M_2潮汐感应磁场信号具有类似的空间分布, 前者幅值大约是后者的1/4. 在南极洲的罗斯海域和鄂霍茨克海附近, 200km高度O_1潮汐感应磁场信号最大振幅为1.5nT, 为卫星磁强计精度的3倍. 200km轨道强潮汐感应信号能够用于新西兰、冰岛南部、印度洋南部、南极洲罗斯海域和鄂霍茨克海的海底岩石圈和软流圈的高分辨电性结构成像. 上述分析表明澳科一号后续地磁卫星大椭圆轨道方案具有强的潮汐感应磁场探测能力.

本文开发的潮汐感应磁场三维正演算法为后续的海洋岩石圈和软流圈电导率反演成像提供了必要的引擎, 也为开展大尺度海水运动速度反演奠定了基础.

致谢　感谢捷克查理斯大学Jakub VELÍMSKÝ教授提供的球谐有限元和积分方程数值结果. HAMTIDE潮汐速度模型来源于https://icdc.cen.uni-hamburg.de/thredds/catalog/ftpthredds/hamtide/catalog.html. 地球主磁场IGRF-12

程序来源于https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html. 全球水深地形模型ETOPO1数据来源于https://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html. 全球187个地磁台站及新台站布设的经纬度坐标来源于https://github.com/OnionYangCong/The-global-observatories-information. 感谢中南大学高性能计算平台提供计算资源.

参考文献

李世文, 翁爱华, 张艳辉, 李建平, 杨悦, 唐裕, 邹宗霖, 李春成. 2019. 全球地磁感应测深数据三维反演. 地球物理学报, 62: 1908–1920

翁爱华, 李世文, 李建平, 张艳辉, 唐裕, 刘佳音. 2017. 深部电磁感应研究进展. 地球物理学进展, 32: 1679–1692

徐光晶, 汤吉, 黄清华, 上嶋诚. 2015. 华北地区上地幔及过渡带电性结构研究. 地球物理学报, 58: 566–575

姚鸿波, 任政勇, 汤井田, 林玉峰, 殷长春, 胡祥云, 黄清华, 张可可. 2021. 高精度感应地磁场正演模拟计算及其潜在应用分析. 中国科学: 地球科学, 51: 1796–1812

Amante C, Eakins B W. 2009. ETOPO1 1 arc-minute global relief model: Procedures, data sources and analysis. NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24, National Geophysical Data Center, NOAA, Boulder, Colorado. http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html. Accessed 14 May 2019

Banks R J. 1969. Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle. Geophys J Int, 17: 457–487

St-Loui B, Douglas F T, Coles R L. 2020. INTERMATNET Technical Reference Manual. Version 5. Potsdam: GFZ Data Services

Chave A D, Jones A G. 2012. The Magnetotelluric Method: Theory and Practice. Cambridge: Cambridge University Press

Geuzaine C, Remacle J F. 2009. Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. Int J Numer Meth Engng, 79: 1309–1331

Grayver A V, Schnepf N R, Kuvshinov A V, Sabaka T J, Manoj C, Olsen N. 2016. Satellite tidal magnetic signals constrain oceanic lithosphere-asthenosphere boundary. Sci Adv, 2: e1600798

Grayver A V, Munch F D, Kuvshinov A V, Khan A, Sabaka T J, Tøffner-Clausen L. 2017. Joint inversion of satellite-detected tidal and magnetospheric signals constrains electrical conductivity and water content of the upper mantle and transition zone. Geophys Res Lett, 44: 6074–6081

Grayver A V, Olsen N. 2019. The magnetic signatures of the M_2, N_2, and O_1 oceanic tides observed in swarm and CHAMP satellite magnetic data. Geophys Res Lett, 46: 4230–4238

Jin J M. 2014. The Finite Element Method in Electromagnetics. 3rd ed. Hoboken: Wiley-IEEE Press

Kelbert A, Schultz A, Egbert G. 2009. Global electromagnetic induction constraints on transition-zone water content variations. Nature, 460: 1003–1006

Koyama T, Khan A, Kuvshinov A. 2014. Three-dimensional electrical conductivity structure beneath Australia from inversion of geomagnetic observatory data: Evidence for lateral variations in transition-zone temperature, water content and melt. Geophys J Int, 196: 1330–1350

Kuvshinov A, Olsen N. 2005. 3-D modelling of the magnetic fields due to ocean tidal flow. In: Reigber C, Lühr H, Schwintzer P, Wickert J, eds. Earth Observation with CHAMP: Results from Three Years in Orbit. Berlin, Heidelberg: Springer. 359–365

Kuvshinov A V. 2008. 3-D global induction in the oceans and solid earth: Recent progress in modeling magnetic and electric fields from sources of magnetospheric, ionospheric and oceanic origin. Surv Geophys, 29: 139–186

Manoj C, Kuvshinov A, Maus S, Lühr H. 2006. Ocean circulation generated magnetic signals. Earth Planet Space, 58: 429–437

Manoj C, Kuvshinov A, Neetu S, Harinarayana T. 2010. Can undersea voltage measurements detect tsunamis? Earth Planet Space, 62: 353–358

Minami T, Toh H, Ichihara H, Kawashima I. 2017. Three-dimensional time domain simulation of tsunami-generated electromagnetic fields: Application to the 2011 Tohoku Earthquake Tsunami. J Geophys Res-Solid Earth, 122: 9559–9579

Olsen N. 1998. The electrical conductivity of the mantle beneath Europe derived from *C*-responses from 3 to 720 hr. Geophys J Int, 133: 298–308

Sabaka T J, Tyler R H, Olsen N. 2016. Extracting ocean-generated tidal magnetic signals from *Swarm* data through satellite gradiometry. Geophys Res Lett, 43: 3237–3245

Šachl L, Martinec Z, Velímský J, Irrgang C, Petereit J, Saynisch J, Einšpigel D, Schnepf N R. 2019. Modelling of electromagnetic signatures of global ocean circulation: Physical approximations and numerical issues. Earth Planet Space, 71: 58

Schnepf N R, Manoj C, Kuvshinov A, Toh H, Maus S. 2014. Tidal signals in ocean-bottom magnetic measurements of the North-western Pacific: Observation versus prediction. Geophys J Int, 198: 1096–1110

Schnepf N R, Kuvshinov A, Sabaka T. 2015. Can we probe the conductivity of the lithosphere and upper mantle using satellite tidal magnetic signals? Geophys Res Lett, 42: 3233–3239

Semenov A, Kuvshinov A. 2012. Global 3-D imaging of mantle conductivity based on inversion of observatory *C*-responses-II. Data analysis and results. Geophys J Int, 191: 965–992

Taguchi E, Stammer D, Zahel W. 2014. Inferring deep ocean tidal

energy dissipation from the global high-resolution data-assimilative HAMTIDE model. J Geophys Res-Oceans, 119: 4573–4592

Tarits P, Mandéa M. 2010. The heterogeneous electrical conductivity structure of the lower mantle. Phys Earth Planet Inter, 183: 115–125

Thébault E, Finlay C C, Beggan C D, Alken P, Aubert J, Barrois O, Bertrand F, Bondar T, Boness A, Brocco L, Canet E, Chambodut A, Chulliat A, Coïsson P, Civet F, Du A, Fournier A, Fratter I, Gillet N, Hamilton B, Hamoudi M, Hulot G, Jager T, Korte M, Kuang W, Lalanne X, Langlais B, Léger J M, Lesur V, Lowes F J, Macmillan S, Mandea M, Manoj C, Maus S, Olsen N, Petrov V, Ridley V, Rother M, Sabaka T J, Saturnino D, Schachtschneider R, Sirol O, Tangborn A, Thomson A, Tøffner-Clausen L, Vigneron P, Wardinski I, Zvereva T. 2015. International geomagnetic reference field: The 12th generation. Earth Planet Space, 67: 79

Tyler R H, Mysak L A, Oberhuber J M. 1997. Electromagnetic fields generated by a three dimensional global ocean circulation. J Geophys Res, 102: 5531–5551

Tyler R H, Maus S, Luhr H. 2003. Satellite observations of magnetic fields due to ocean tidal flow. Science, 299: 239–241

Tyler R H, Vivier F, Li S. 2004. Three-dimensional modelling of ocean electrodynamics using gauged potentials. Geophys J Int, 158: 874–887

Velímský J, Grayver A, Kuvshinov A, Šachl L. 2018. On the modelling of M_2 tidal magnetic signatures: Effects of physical approximations and numerical resolution. Earth Planet Space, 70: 192

Yao H, Ren Z, Tang J, Zhang K. 2022. A multi-resolution finite-element approach for global electromagnetic induction modeling with application to Southeast China coastal geomagnetic observatory studies. J Geophys Res-Solid Earth, 127: e2022JB024659

Zhang B H, Guo X, Yoshino T, Xia Q K. 2021. Electrical conductivity of melts: Implications for conductivity anomalies in the Earth's mantle. Natl Sci Rev, 8: nwab064

Zhang K. 2023. A novel geomagnetic satellite constellation: Science and applications. Earth Planet Phys, 7: 4–21

Zhang H, Egbert G D, Chave A D, Huang Q, Kelbert A, Erofeeva S Y. 2019. Constraints on the resistivity of the oceanic lithosphere and asthenosphere from seafloor ocean tidal electromagnetic measurements. Geophys J Int, 219: 464–478

Zhang H, Egbert G D, Huang Q. 2022. A relatively dry mantle transition zone revealed by geomagnetic diurnal variations. Sci Adv, 8: eabo3293

Zhang Y, Mooney W D, Chen C. 2018. Forward calculation of gravitational fields with variable resolution 3D density models using spherical triangular tessellation: Theory and applications. Geophys J Int, 215: 363–374

Zhang Y, Weng A, Li S, Yang Y, Tang Y, Liu Y. 2020. Electrical conductivity in the mantle transition zone beneath Eastern China derived from L_1-Norm C-responses. Geophys J Int, 221: 1110–1124

Zienkiewicz O C, Taylor R L, Zhu J Z. 2005. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals. Amsterdam: Elsevier

(责任编委: 殷长春)