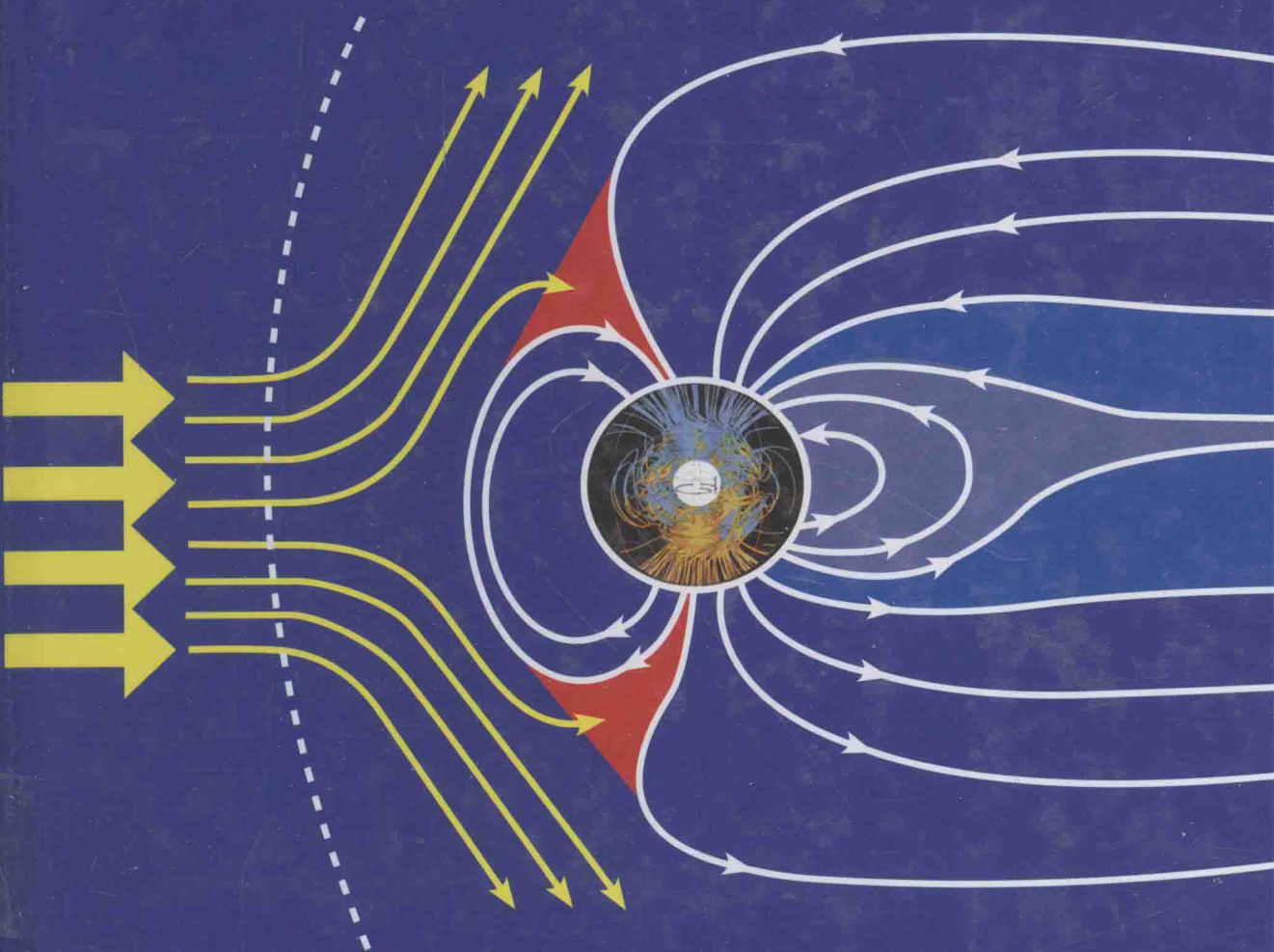


Introduction to
Geomagnetic Activity

地磁活动性概论

徐文耀 著



科学出版社

地磁活动性概论

徐文耀 著

科学出版社

北京

内 容 简 介

地球磁场包括地核主磁场、地壳磁场、外源变化磁场和内源感应磁场四种组分:主磁场起源于地核磁流体发电机过程,地壳磁场来自岩石的剩余磁化和感应磁化,外源磁场由磁层-电离层电流所产生,内源感应场是外源变化磁场在导电的地球介质中电磁感应的结果。这些磁场组分处于持续不断的变化之中:主磁场经历着西向漂移、强度涨落、磁极移动、极性倒转等缓慢的长期变化,地壳磁场伴随着岩石生成、地质构造运动以及主磁场变化而变化,外源磁场发生着频谱宽广而形态复杂的快速变化,内源场跟随外源场变化而变化。这些磁场组分及其变化揭示了地球内部和空间环境的结构、物质组成和物理过程,从电磁学角度反映了整个地球系统的演化和变迁——从地核深部到地球表面,直到辽阔的太空,从地球形成伊始到现今,直到遥远的未来。广义而言,这些变化都属于地磁活动性研究的范畴。本书主要讲述外源磁场的活动性:各种变化磁场的形态特征及其分类,它们的形成机理及地球物理意义,地磁活动性预报及其在空间天气中的作用。

本书可供地球物理和空间物理专业的人员使用,也可供有关应用领域的工作人员参考,还可供相关专业的大学生和研究生阅读。

图书在版编目(CIP)数据

地磁活动性概论/徐文耀著. —北京:科学出版社,2014. 11

ISBN 978-7-03-040932-4

I. ①地… II. ①徐… III. ①地磁活动-研究 IV. ①P318. 2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 120583 号

责任编辑:张井飞 彭胜潮 / 责任校对:韩 杨

责任印制:肖 兴 / 封面设计:耕者设计工作室

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2014 年 11 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2014 年 11 月第一次印刷 印张:43 3/4

字数:1 038 000

定价:368.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前言

认识地磁场及其活动性最简捷的途径是从两张地磁能谱图入手,一张是地磁场的空间谱(图1),另一张是地磁场变化的频率谱(图2)。空间谱以清晰的“分段式”图像描绘出地核主磁场和地壳磁异常之间的结构差异,暗示它们有不同的物理起源;频率谱在单调下降的趋势背景上叠加着若干谱线,表现出磁场变化的能量分配规律,显示了地磁活动的多样性和复杂性。

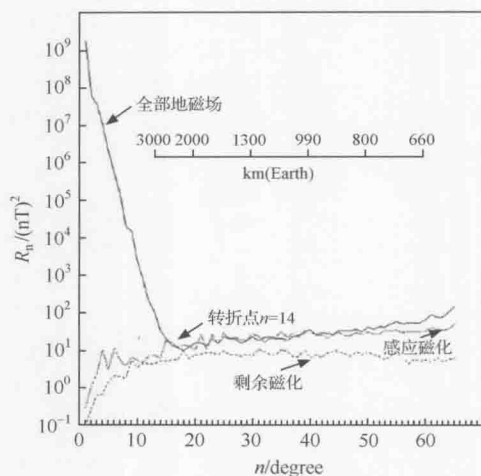


图1 地磁场的空间谱

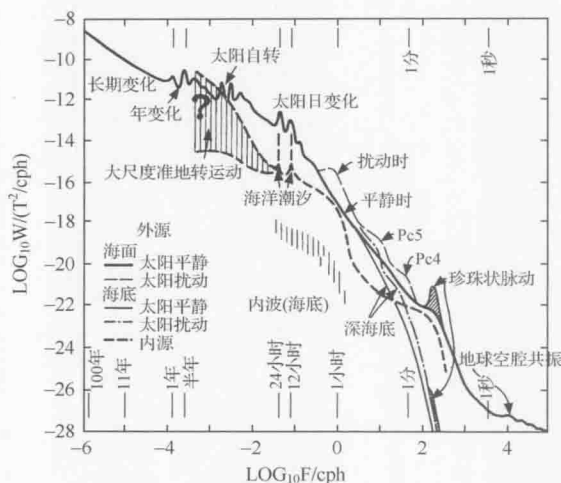


图2 地磁场变化的频率谱

地磁活动性像一首乐曲,它是大自然的妙手在地磁场线的琴弦上弹拨出来的天籁之音。强磁暴的高亢激昂,微脉动的低吟浅唱,规则变化的背景基音,磁极倒转的调式变换,在磁层这个巨大的混频器和共振腔中回响激荡,汇成一支雄浑的交响乐。它时而万马奔腾,棹速帆快,如急雨嘈嘈,时而行云流水,箫和笛清,如私语切切。它从几十亿年前混沌初开延续至今,永无休止符。也许,正是这种宇宙之声启发了 Bartels 设计出 Kp 指数“琴谱图”。研究地磁活动性犹如欣赏音乐,开始时难懂费解,不免苦闷失望,进而似懂非懂,又充满困扰和诱惑。在熬过“衣带渐宽”的艰难之后,终于登堂入室,心领神会,此时,恍然彻悟的快感令人陶醉。

地磁活动性像一幅画卷,彰显着“道法自然”的规律,地球、太阳系乃至整个宇宙的信息深藏玄冥。探究其机理有助于揭开地球的奥秘,有助于认识自然之神韵和生命之嬗变,有助于探索宇宙的形成和天体的演化。研究地磁活动性好像欣赏画卷,又像破解密码,在云遮雾罩中,奇峰秀水似隐似现,它的神奇诡秘和扑朔迷离充满诱惑和刺激,它需要有志者的聪明睿智和坚持不懈。

地磁场像一颗爱心树(希尔弗斯坦笔下的 giving tree),它敞开胸怀,无私奉献出绿荫和清凉,果实和枝干,回报着探索者的艰辛;卫星用它来探测星体和宇宙,航海家用它来导航和定向,地球物理学家用它来监视太阳活动和空间天气,地质学家用它来探测深部构造和地下矿藏,生物学家用它来研究有机体的磁效应,古地磁学家用它来在岩石中残留的痕迹来描绘板块移动的轨迹……研究地磁场及其变化就像是挖掘一座永不枯竭的知识宝库,它丰富着人类的智慧,哺育着社会的文明^①。

^① 作者感谢国家自然科学基金的支持,本书是重点基金项目“电离层天气指数化及其物理机制研究”(No. 40931056)工作成果的一部分。

目 录

前言

第一章 地磁活动性的含义	1
第一节 地磁场的构成	2
第二节 地磁活动性的一般特点	32
第三节 地磁活动性的原始含义	49
第四节 地磁活动性含义的纵向延伸	50
第五节 地磁活动性含义的横向扩展	59
第二章 地磁活动性的指数表述	63
第一节 地磁活动的复杂性	64
第二节 地磁活动指数的发展历史	66
第三节 地磁活动指数的研究现状	89
第四节 地磁活动指数存在的问题	101
第五节 地磁活动指数的未来展望	110
第三章 地磁活动性与太阳-行星际环境	113
第一节 太阳对地磁活动的控制作用	114
第二节 行星际太阳风对地磁活动性的影响	125
第三节 行星际磁场对地磁活动性的影响	136
第四节 地球轨道处太阳风和行星际磁场的状态	146
第五节 日冕物质抛射	154
第六节 太阳风共转相互作用区	161
第四章 地磁活动性与磁层-电离层过程	164
第一节 日地空间分区与磁层结构	166
第二节 磁层中的带电粒子运动	179
第三节 磁层中的等离子体流动	193
第四节 磁层中的波动	208
第五节 磁层亚暴	218
第六节 磁暴	247
第五章 地磁活动性与空间电流体系	268
第一节 空间电流体系的电磁学基础	268
第二节 空间电流体系的等离子体物理学基础	275
第三节 空间电流体系的地磁诊断	294
第四节 空间大尺度电流体系	304

第五节	磁层电流体系·····	307
第六节	电离层电流体系·····	322
第七节	耦合电流体系·····	363
第六章	地磁活动性的能量学问题·····	382
第一节	地磁活动的能量来源·····	382
第二节	太阳风向 MI 系统的能量输入·····	393
第三节	MI 系统对太阳风能量输入的响应·····	423
第四节	环电流的能量消耗·····	433
第五节	极区电离层焦耳加热消耗·····	437
第六节	极光粒子沉降的能量消耗·····	437
第七节	磁尾能量的储存与消耗·····	438
第八节	平静期间能量的积累与释放·····	439
第九节	各个能汇中的能量分配·····	440
第十节	评价能量函数的准则·····	442
第七章	地磁活动性与资料组织·····	445
第一节	合理组织资料的重要性·····	445
第二节	组织资料常用的正交曲线坐标系·····	451
第三节	地磁和空间物理坐标系的设计·····	465
第四节	地心坐标系·····	470
第五节	日心坐标系·····	500
第六节	局地坐标系·····	501
第七节	坐标系变换·····	503
第八节	由正交坐标系向正交函数系的扩展·····	510
第八章	地磁活动性与地磁场建模·····	515
第一节	地磁场建模理论的发展·····	516
第二节	地磁场建模的一般思路·····	520
第三节	全球地磁场建模——球谐分析·····	527
第四节	局域磁场建模 1——矩谐分析·····	530
第五节	局域磁场建模 2——传统冠谐分析·····	532
第六节	局域磁场建模 3——修正冠谐分析·····	539
第七节	局域建模与全球建模的关系·····	545
第八节	地磁模型误差分析基础·····	549
第九节	全球磁场的最小二乘建模·····	554
第十节	全球磁场线性最小二乘建模的误差分析·····	556
第十一节	全球磁场非线性最小二乘建模的误差分析·····	568
第十二节	区域磁场模型的误差估计·····	570
第十三节	磁层磁场建模·····	585

第九章 地磁活动性与空间天气.....	612
第一节 空间天气的一般概念.....	612
第二节 空间天气事件引起的地球物理效应.....	616
第三节 空间天气事件造成的技术系统故障.....	626
第四节 空间天气事件对人体的伤害.....	630
第五节 空间天气的监测与预报.....	631
第十章 与地磁活动性有关的其他过程.....	639
第一节 海洋电磁感应引起的地磁场变化.....	639
第二节 海啸产生的磁场变化.....	645
第三节 与地震有关的磁场变化.....	646
第四节 火山引起的地磁场变化.....	652
第五节 彗星过境引起的磁场变化.....	653
第六节 日食的地磁效应.....	658
第七节 雷电的地磁效应.....	662
第八节 高空核爆炸的空间电磁效应.....	663
参考文献.....	667

第一章 地磁活动性的含义

地磁活动性(geomagnetic activity)研究地球磁场和地球空间电磁环境的动态特征,探寻其变化规律,揭示控制这些变化的物理过程。

地球空间(geospace)是整个地球系统的一个组成部分。就能量而言,延伸到地表之外的磁场蕴含 $8.4 \times 10^{17} \text{ J}$ 的能量,只占地磁场总能量很小的一部分;就质量而言,100km 以上的大气质量不到大气总质量的百万分之一。然而,这些能量和质量扩展到比地球本体大一百万倍的地球空间之中。在那里,相当微弱的地磁场(1nT 量级)控制着极其稀薄(1cm^{-3} 量级)的磁层等离子体行为,影响甚至决定着那里的动力学和电动力学过程。

地球空间的电磁环境主要决定于地磁场、地球大气、太阳辐射和太阳风四个因素——地磁场构成电离层和磁层的背景结构和拓扑构架;其间充溢着电离或部分电离的地球大气以及来自太阳风的粒子,成为对流和电流的载体;太阳辐射提供了大气电离和运动的主要能量;磁层之外直到太阳大气是行星际空间,流动着高速太阳风等离子体。太阳风的一部分能量、动量和质量经由磁层边界进入磁层-电离层系统,驱动对流和电流,激发各种等离子体波,引起地磁场扰动和磁层-电离层的变化。这就是地磁活动性的一般物理图像,也是地磁活动性研究的基本内容。

地磁活动性是地磁学和空间物理学研究的重要内容之一,也是诸多科学技术领域关心的问题。研究空间环境的物理学家需要知道地磁场的结构和变化,特别是地磁场的快速变化,因为地球空间有着任何实验室不可能达到的条件。空间探测和空间应用等领域关注这些变化,因为这些变化直接影响着航天器的工作状态和宇航员的人身安全。地面技术系统,特别是无所不在的电波通信系统关注这些变化,因为剧烈的地磁活动会破坏这些系统的正常运行。太阳物理学家关注这些变化,因为它们与太阳风状态密切相关,地磁的长期记录可以用来推测近代卫星观测之前太阳风参数的长期变化,而这些变化是太阳发电机、宇宙线调制等诸多太阳物理问题的研究基础。就连生物学家也在关注地磁活动性,因为大到恐龙,小到细菌都可能受到地磁场的影响。对地磁活动性的关注甚至扩展到医疗卫生等领域,人们担心地磁场扰动会影响人类健康。

地磁活动性研究所涉及的内容非常广泛,其涵盖范围一直在扩展,早已远远超出最初定义的变化磁场范畴。这种扩展包括地磁学科之内的“纵向扩展”和地磁学科之外的“横向延伸”。在地磁学科之内,地磁活动性研究由地磁扰动变化扩展到地磁平静变化,由变化磁场扩展到主磁场。地磁活动性研究也向着地磁学科之外延伸和渗透,它与太阳物理、行星际物理、磁层物理、电离层物理、大气物理等相邻学科互相交叉融合,从不同侧面描述空间环境这一复杂系统。而推动这种扩展和延伸的强大动力是空间科技与应用的发展以及与之相关的空间天气预报。

地磁活动性研究经历了漫长的发展历史,从地磁学发展的早期直到现代,留下了人类智慧的辉煌纪录:指南针的发明揭示了地磁场的存在(公元前 250 年以前,中国人),地磁

场偶极特性的发现引发了探索地磁场结构的兴趣(1600年,英国吉尔伯特),地磁场起源于地球内部的推测启发人们深入到地核去寻找地磁场成因(1839年,德国高斯;1939年,美国埃尔萨塞尔),变化磁场的发现萌生出空间电流的猜想(1882年,英国斯图尔特),磁场扰动与极光相伴发生的观测激发了探索地磁场、空间电磁变化与太阳联系的热情,孕育出最初的空间物理学(1741年,瑞典塞尔西斯和希奥尔特),而人造卫星上天标志着地磁学进入了现代研究的新阶段(1957年,前苏联)。空间探测、空间研究和空间利用的飞速发展,不断更新和丰富着地磁活动性的研究内容,极大地推动了现代地磁学的发展。

本章第一节首先介绍地磁场的构成,这是认识地磁活动性的基础,接下来概括论述地磁活动性的一般特点(第二节)。在随后的三节,我们从地磁活动性的原始含义出发(第三节),讲述它如何通过纵向延伸(第四节)和横向扩展(第五节)发展到现今的状态。

第一节 地磁场的构成

地球由地核、地幔、地壳和地球空间四大部分构成,每一部分的物质组成和变化过程都会产生磁场,有的是一次磁场,有的是一次场诱导而生的二次感应磁场。与此相对应,地磁场也可分为四大部分:地核主磁场(main field 或 core field)、地壳异常磁场(crustal anomaly field,也称岩石圈磁场 lithospheric field)、外源变化磁场(external variation field)和地球内部感应磁场(induced field)(Chapman and Bartels, 1940; 扬诺夫斯基, 1959, 1963, 1982; Rikitake, 1966; Matsushita and Campbell, 1967; Akasofu and Chapman, 1972; Parker, 1979; Parkinson, 1983; Jacobs, 1987, 1987, 1989, 1991; 庄洪春, 1995; Campbell, 1997; 徐文耀, 2003, 2009)。

这些磁场组分的物理起源、时空展布和表现特征各不相同,构成了地磁学不同分支学科的研究内容:地核高电导磁流体的对流(典型速度为每秒1毫米)会产生发电机电流和主磁场;地壳岩石的剩余磁化强度和感应磁化强度会产生与古代地磁场和现今地磁场有关的磁场;地球空间的电离层和磁层充满等离子体,可以支持各种电流体系,其总电流高达几千万安培,生成外源变化磁场;地幔岩石磁化强度甚微(比地壳岩石小6个量级),不能像地壳岩石一样产生显著的磁场,地幔物质的运动速度极慢(比外核流体小5个量级),也不能产生像地核一样的发电机电流和相应的磁场,但是它的电导率很高,在外源变化磁场激励下,足以产生强大的感应电流和二次感应磁场。

不同磁场成分成因不同,因而面对的关键问题也不相同:地核主磁场的关键问题是磁流体运动,地壳场的关键问题是岩石磁化,外源变化场的关键问题是电流体系,而内部感应场的关键问题是地壳地幔电导率。对于不同问题的研究需要不同的观测手段,不同的实验方法以及不同的理论描述。

图1.1.1表示地磁场各种组分在400km高度处的空间分布特征(Mandea and Purucker, 2005)。这是根据丹麦Oersted卫星和德国CHAMP卫星磁测资料,采用综合建模技术而得到的磁场模型CM4的结果(Sabaka et al., 2002)。磁层电流与电离层电流同为变化磁场的主要贡献者,它们产生的磁场各具特点,在图1.1.1中分开画出(左边上面二图)。对于地面观测而言,磁层电流与电离层电流同为外源场,而对于磁测卫星来说,

磁层场是外源场,电离层场则是内源场。这两个图的画法与一般地磁图不同,它表示固定在地方时 13:30 的观测者,看到地球转动依次通过该地方时的磁层和电离层电流在卫星高度产生的磁场。地球内部二次感应磁场没有画出,因为它们的空间分布与磁层和电离层一次磁场非常类似。左边下面二图是地壳磁场与主磁场。各图右边标出的磁场强度表示各种组分在 400km 高度的典型值,分别为 $-28 \sim 26 \text{ nT}$, $-79 \sim 21 \text{ nT}$, $-18 \sim 21 \text{ nT}$, $-19000 \sim 55000 \text{ nT}$ 。可以看出,在卫星高度上,地核主磁场依然比其他磁场大 1000 倍以上。

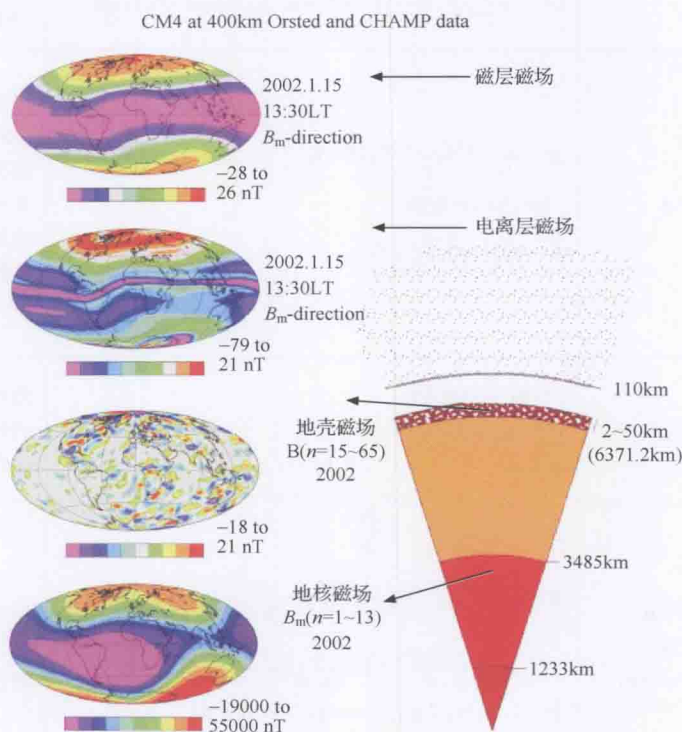


图 1.1.1 在 400km 卫星高度上地磁场各组分的空间分布图(单位:nT)

(Mandea and Purucker, 2005)

左列由上到下依次为磁层电流所产生的沿主磁场方向 B_m 的磁场(2002. 1. 15, LT=13:30)、电离层电流的磁场(时间与表达形式同磁层磁场)、地壳磁异常场(CM4 模型, $n=15 \sim 65$)、主磁场总强度 B_m (CM4 模型, $n=1 \sim 13$)。

资料来自磁测卫星 Oersted 和 CHAMP。地球内部二次感应磁场与磁层和电离层一次磁场有类似的空间分布,没有单独画出

描述不同的磁场成分,需要采用相应的数学方法:地核以外既无电流又无磁性物质的空间磁场用标量位函数描述,它的解通常写成球谐级数的形式;空间电流的磁场用矢量位函数表达,其解可以写成矢量球谐级数;空间磁场还可以用 Euler 磁位函数表达(因 Euler 首先在流体力学中应用而得名),以便得到磁场线形状的简明表述;地核发电机过程以及空间等离子体过程伴随的磁场常常用环型场(toroidal field)和极型场(poloidal field)这两种正交矢量场之和来表述;对于局地磁场而言,一种简单的描述方法是将磁场表达成在某

固定点附近展开的级数形式(Stern,1976)。表 1.1.1 总结了这 5 种表达方法的基本方程和解的形式,公式的细节将在下面相关章节中介绍。

表 1.1.1 地磁场的 5 种主要数学表述

描述方法	基本公式	形式解	适用场合
标量磁位函数	$B = -\nabla U$ $\nabla^2 U = 0$	$U^i = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta)$ $U^e = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{a} \right)^n (k_n^m \cos m\lambda + l_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta)$	用于既无电流又无磁性物质的空间(地核以外的主磁场、无电流磁层模型)
矢量磁位函数	$B = \nabla \times A$	$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j(r') \times (r - r')}{ r - r' ^3} dV'$ (Biot-Savart 定律) $A = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j(r')}{ r - r' } dV'$	用于电流的磁场。在空间问题中,只有环电流等少数情况,由粒子分布可知电流密度 j ,进而可求磁场 B 。大多数情况下 j 是导出量,精度有限
Euler 磁位函数	$B = \nabla \alpha \times \nabla \beta$	例:轴向偶极磁场 $\alpha = ag_0^1(a/r)\sin^2\theta$ $\beta = \omega\lambda$	能够直接描绘磁场线的形状;等 α 面和等 β 面的交线即磁场线
正交矢量函数	$B = B_T + B_P$ $= \nabla \times (Tr)$ $+ \nabla \times \nabla \times (Pr)$	$B_T = \hat{\theta} \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} - \hat{\lambda} \frac{\partial T}{\partial \theta}$ $B_P = -\frac{\hat{r}}{r \sin\theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} \right) + \frac{\hat{\theta}}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial(rP)}{\partial r} \right) \right) + \frac{\hat{\lambda}}{r \sin\theta} \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial(rP)}{\partial r} \right) \right)$ $P = -D^{-2}(r \cdot B), T = -D^{-2}(r \cdot \nabla \times B)$ $D^2 = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2}$	用于地核发电机理论以及空间等离子体过程伴随的磁场
级数展开	$B = B_0 + r \cdot \nabla B_0$ $+ \frac{1}{2} r r : \nabla \nabla B_0$ $+ \dots\dots$	例:Taylor 展开 $B_0 = \nabla \times \nabla \times P^{(1)}r$ $r \cdot \nabla B_0 = \nabla \times \nabla \times P^{(2)}r + \nabla \times T^{(1)}r$ $(1/2) r r : \nabla \nabla B_0 = \nabla \times \nabla \times P^{(3)}r + \nabla \times T^{(2)}r$	描述局部磁场,如地壳磁异常、引导中心附近和中性点附近的磁场

1. 地核主磁场

现今地核主磁场占地面观测磁场的 97%。主磁场类似于一个地心磁偶极子所产生的磁场。赤道磁场近似水平,强度约为 30000nT,磁极处的磁场近似垂直,强度约为 60000nT,全球地表磁场矢量均方根值约为 45000nT。主磁场经历着复杂的长期变化,其全球均方根值为 80nT/a。在地磁极性倒转期间,主磁场的偶极子成分会减小到正常值的几分之一;即使如此,它仍然是地磁场的主要成分。

1) 主磁场的物理起源——地球发电机

主磁场起源于外地核磁流体发电机过程,这里的物质状态、电磁学性质和运动特征能够满足发电机过程的三条基本要求:磁场、导体、运动。

外地核温度高达 $4000 \sim 6000^\circ\text{C}$, 压力为 $100 \sim 300\text{GPa}$ ($1\text{GPa} = 10000$ 大气压) (Anzellini et al., 2013)。在此高温高压条件之下,地核物质呈等离子体状态,导电性能良好,平均电导率为 $\sigma \sim 6 \times 10^5 \text{S/m}$ (接近于汞的电导率),对于空间尺度较大而时间变化较快的过程而言,可视为理想导体而采用磁冻结假设。其次,外地核物质呈液态,流动性极好,黏性系数(剪切应力/剪切变形率) $\eta \sim 0.006 \text{N} \cdot \text{s/m}^2$ (或 $\text{Pa} \cdot \text{s}$, 帕秒),是水的 6 倍,接近于铁水的黏性,运动黏性系数(等于黏性系数除以流体密度,量纲只包含运动学量) $\nu \equiv \eta/\rho \approx 5 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ 。地核流体的典型流动速度为 10^{-3}m/s ,即每年 10km 的量级。这些性质为地磁发电机过程提供了必要条件。

控制地核发电机过程和主磁场变化的基本物理方程是磁感应方程 (Gubbins and Roberts, 1987; Roberts and Gubbins, 1987; Roberts, 1987),可由欧姆定律、安培定律和法拉第电磁感应定律导出

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta_m \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.1.1)$$

式中, $\eta_m = 1/(\sigma\mu)$ 是磁扩散率(或磁黏滞系数),类似于流体力学中的运动黏滞系数 ν 。由地核流体的磁导率 $\mu \approx \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 和电导率 $\sigma \sim 6 \times 10^5 \text{S/m}$,可以估计地核流体磁扩散率 $\eta_m \sim 1.5 \text{m}^2/\text{s}$ 。

磁感应方程(1.1.1)表明,磁场变化率 $\partial \mathbf{B}/\partial t$ 决定于两个过程:一个是方程右端第二项所表示的磁扩散过程;另一个是方程右端第一项所表示的对流过程。磁扩散过程会使磁场趋于均匀分布,磁场能最终消耗于焦耳加热,因而这一项总是使磁场趋于衰减。如果地核流体不运动($v=0$),磁场将“自由衰减”,其时间尺度(即磁场减小到初始值的 $1/e$ 所需的时间)为 $\tau \sim L^2/\pi^2 \eta_m \sim (3000\text{a}) \cdot (L/1000\text{km})^2 \cdot (1\text{m}^2\text{s}^{-1}/\eta_m)$,这里, L 表示磁场的特征长度,可以取为外核的厚度($\sim 2000\text{km}$)。对于地磁场来说,自由衰减的时间为 1 万年量级,远远短于 46 亿年的地球年龄。所以,现今的地磁场不可能单单依靠原始磁场自由衰减而来,它必须依赖于某种能够产生或增强磁场的机制。

这种机制就是方程(1.1.1)右端第一项所表示的对流过程。然而,对流过程究竟能否增强磁场,还决定于对流是否足够强烈和流动图案是否合适。对流强度和图案不同,对流过程的贡献可能大于,可能等于,也可能小于扩散过程。对流过程造成的磁场增强能否抵偿并超过扩散过程造成的磁场衰减,决定于方程右端两项的比值 $[\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]/[\eta_m \nabla^2 \mathbf{B}] \sim vL/\eta_m$,这里的 v 、 L 和 η_m 分别是流动速度、空间长度和磁扩散率的典型值,这个无量纲数就是磁雷诺数 R_m (magnetic Reynolds number)。当 $R_m > 10 \sim 100$ 时,只要流动图案合适,即使经过很长时间,磁场也不会衰减到零 (Stevenson, 2009)。

“合适的流动图案”是指能够增强和维持磁场的流动。这决定于流体运动的具体形式及其与磁场结构的关系 (Rikitake, 1966)。Cowling 反发电机定理告诉我们,并非任何流

动都可以维持磁场(Cowling, 1957)。流动图案不合适,即使流动速度很大,也不能使磁场增强。理论分析和数值模拟表明,不管流体浮力源于何处,只要科里奥利力对流动的影响足够大,所希望的合适流动图案就会在对流运动中自然产生。这一条件用无量纲数表示,就是要求罗斯比数(Rossby number,表示惯性力与科里奥利力的比值)足够小: $Ro \equiv v/2\Omega L < 1$,式中 Ω 是行星自转角速度。即使是自转最慢的金星,这一条件也很容易满足。

地球发电机过程不仅取决于外地核介质的物理性质和运动状态,同时也直接受外地核的上边界(核幔界面)和下边界(内核边界)的约束(Jacobs, 1987; Buffett, 2009; Aubert et al., 2013)。地幔的运动状态和热力学状态通过核幔界面从上而下施加影响于外核,而内核的过程则从下而上影响外核。

空间探测已经确认,大多数太阳行星都有磁场。尽管各行星的重要细节各异,但是行星磁场的起因基本相同,即在行星演化的某个阶段一定有自持发电机过程发生,在此过程中,行星内部导电流体的运动持续不断地产生着电流和磁场。在整个太阳系中,自持发电机作用并不稀奇,金星可能是唯一的例外。只要行星具有体积足够大的导电流体,行星在旋转,并有搅动流体的能源,发电机过程即可发生。在行星形成过程中,这三个条件一般都具备。所以,发电机作用不仅仅存在于行星内部,也普遍存在于太阳、月球、伽利略卫星甚至陨石母体之中。

然而,令人不解的是,为什么其他固体行星和卫星磁场短命,而唯独地球磁场长寿?火星和月球的地壳剩磁记录表明,发电机过程在其形成后几亿年即告停止,而地球发电机却能常葆青春,甚至更加旺盛。火星和金星与地球一样,也在旋转,也有很大的金属核,但磁场迥异。太阳系行星各方面很相似,而发电机历史却有天壤之别。看来,从行星的这些特征找不到答案。答案似乎在于能量:地球有大得多的能量库,足以维持发电机几十亿年,直到现在没有完结迹象,而其他固体行星发电机能量严重不足。

有关太阳系形成的现代模型强调大冲撞对行星原始结构和初始状态的重要影响,强调它在行星核形成过程中的作用,而行星核形成之日,也正是发电机作用开始之时。巨大冲撞也许是固体行星之间差异的根源。冲撞产生大量溶解,使超热岩浆海中的造核金属(主要是铁和镍)与造幔硅酸岩快速而有效地分离。引起地月分离的大冲撞使新生地核很热而完全熔融,并充满氧、硫、硅、镁、碳等轻元素。此后地核冷却,成分随之改变。组成地核主体的铁镍混合物达到饱和,而少量溶解的轻元素则聚集在地核顶部,融入上覆地幔底层的残余岩浆海。排出轻元素之后的稠密金属流体沉入地核,从而引起早期发电机产生电流所需的运动。

发电机演化的这个早期阶段(第一阶段)持续了多久尚不可知,很可能是几十亿年。随后地核冷却,地核中的流体金属终于到达其凝固温度,富铁合金的凝固温度随压力增长很快,所以,凝固从地心开始。从此,地核演化进入第二阶段。固体内核逐渐向外增大,直到现在的大小。所以,固体内核形成较晚而年轻。估计现在的地核热损失率约 $10 \sim 16 \text{ TW}$,而整个地球内部(包括地壳、地幔和地核)的热损失率约 46 TW 。内核凝固速率约为 6000 Mg/s ,每年地核半径增大 1 mm 。由此反推,内核年龄当为 10 亿年。在凝固过程中,液态铁中的潜热释放,杂质析出,在外核中引起浮力流动,它们搅动着外核流体,产生

了地磁场。据估计,产生磁场所需的能量有一半以上来自内核增长。虽然地核中放射性物质(主要是钾 40)的热会延缓地核冷却,但是,能够使发电机过程长久维持的主要原因是地核势能的减小,在地核演化的两个阶段中,势能不断释放,转变为地核流体的动能,最后,动能通过发电机作用转变成电磁能。

综上所述,在地核演化的第一阶段,地核密度增大是由于溶解于其中的轻元素进入地幔而来的热收缩;在第二阶段,热收缩仍在继续,但更为重要的是轻元素从不断增大的固体内核排出而集中于流体外核,使外核密度减小而内核密度增大。在两个阶段中,轻元素的配置导致了不稳定分层,不稳定分层产生对流,对流使轻元素重新分布,这种分布使整个地核的势能降低而动能增加,电磁感应使部分动能转换成了电磁能,这就是发电机过程。

如此看来,凡是能加速地核冷却和加速内核增长的因素(如驱动板块运动的地幔对流和地幔柱不断从核幔界面带走热量)都会加剧发电机过程;相反,凡是抑制地核冷却的因素(如钾 40 等地核放射性物质的放热)都会减缓发电机过程而延长发电机寿命。两方面因素同时存在,使地球发电机过程在活跃与长寿之间取得均衡。现今的地磁场处于强盛期,每世纪衰减 6%,超过磁场的自由衰减。现在,整个地核只有 4%凝为固体,所以,地球发电机过程至少还可维持若干亿年。

由地面磁场的长期变化和卫星磁测资料可以推测现今和过去核幔界面的流动图案(Doeil and Cox, 1971)。以此作为边界条件,借助磁流体力学定理,可以进一步得到外核的三维流动状态以及磁场分布的变化。图 1.1.2(a)是外核流动示意图,强调指出热对流和科里奥利力的重要性。虚线标出内核外切圆柱面,它与核幔界面相交于 20.4° 的余纬圈。在圆柱内,极区的上升流在核幔界面之下形成反气旋型涡旋(北半球顺时针,南半球逆时针)。图 1.1.2(b)是在绝缘地幔的假设下,由地面磁场长期变化反演出来的核幔界面流动图案,大西洋地区的快速西向流动和太平洋地区的缓慢回旋流动形成明显的对照。图 1.1.2(c)是磁流体模拟得到的外核磁场线位形,两极地区螺旋缠绕的磁场线表明,极区存在着强大的对流旋涡。图 1.1.2(d)是由卫星磁测推断的 1990 年核幔界面地磁场径向分量等值线图,北极附近磁场弱而其四周磁场强的分布暗示,核幔界面之下存在上升流,上升流到达核幔界面附近后,带着磁场线向外辐散,使中心区磁场减小,而外围磁场增大。图 1.1.2(e)是外核极区的反气旋型涡旋流动,它是根据 1870 年以来地磁场长期变化的观测值,在磁冻结假设下,求解径向分量的磁感应方程而得到的。图 1.1.2(f)是地磁场造成内核介质弹性各向异性的示意图。环型磁场 $\mathbf{B}$ 的 Maxwell 应力 $\sigma_{ij} = [B_i B_j - (1/2)\delta_{ij} B^2]/\mu_0$ [Lorentz 力 $\mathbf{F} = (1/\mu_0) \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}$] 向内挤压,在内核边界附近引起流动,形成轴对称结构,使内核介质的弹性呈各向异性,地震波的观测证实了这种推断。由此可见,内核介质的各向异性反映内核边界处磁场的几何特性,这为地核发电机提供了约束,制约着外核中的对流。

2) 主磁场的数学表述——球谐分析

在地核之内,磁场需借助于矢量磁位表达,而在地核以外无磁场源(电流和磁性物质)的空间,主磁场标量磁位 $U^i(r, \theta, \lambda, t)$ (上标 i 表示内源场)满足拉普拉斯方程

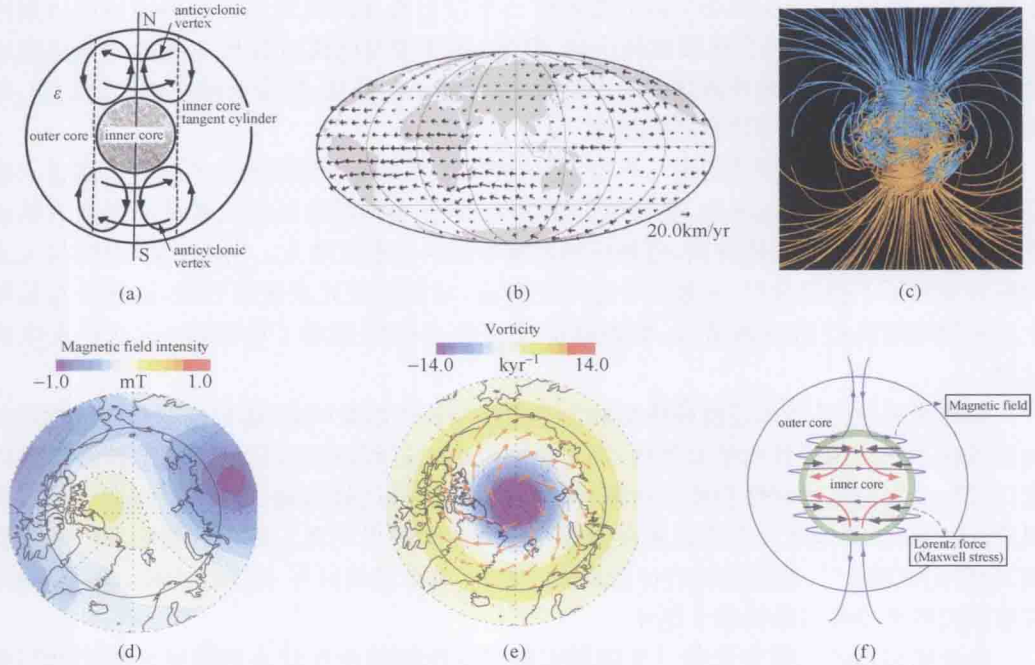


图 1.1.2 地核内的流动和磁场

(a) 外核流动示意图, 虚线标出内核外切圆柱面(Glatzmaier and Roberts, 1997); (b) 在绝缘地幔的假设下由地面磁场长期变化反演得到的核幔界面流动图案(Bloxham and Jackson, 1991); (c) 磁流体模拟得到的外核磁场(Glatzmaier and Roberts, 1995); (d) 由卫星磁测推断的 1990 年核幔界面地磁场径向分量等值线图, 中间反极性斑区表明核幔界面之下存在上升流(Olson and Aurnou, 1999); (e) 根据 1870 年以来地磁场观测值推测出来的外核极区反气旋型涡旋流动(Olson and Aurnou, 1999); (f) 地磁场对内核各向异性的影响(Karato, 1999)

$$\nabla^2 U^i = 0 \quad (1.1.2)$$

它的解可以写成球谐级数的形式

$$U^i = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta) \quad (1.1.3)$$

式中, g_n^m 和 h_n^m 是球谐系数, 或称高斯系数。 $P_n^m(\cos\theta)$ 是 n 阶 m 次缔合勒让德函数(associated Legendre function)。地磁学中习惯采用施密特准归一化(Schmidt quasi-normalization)形式的勒让德函数, 因为在这种体制中, 高斯系数大体表示该项对磁场的贡献。除此之外, 还有 17 种归一化形式(Kaula, 1967), 其中, 计算公式简单而严格的数学归一化和高斯归一化在早期地磁学文献中时有使用。

磁感应矢量等于磁位的负梯度

$$\mathbf{B} = -\nabla U \quad (1.1.4)$$

在地磁学中, $\mathbf{B}$ 习惯上称作磁场强度, 在球坐标系中, 它的三个分量是

$$X^i = -B_{\theta}^i = \frac{\partial U^i}{r \partial \theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial \theta} \quad (1.1.5)$$

$$Y^i = B_\lambda^i = -\frac{\partial U^i}{r \sin \theta \partial \lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} (g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \quad (1.1.6)$$

$$Z^i = -B_r^i = \frac{\partial U^i}{\partial r} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) \left(\frac{a}{r}\right)^{n+2} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \quad (1.1.7)$$

由地面和/或卫星的矢量磁测资料可以计算球谐系数 g_n^m 和 h_n^m 。用标量总强度资料也可进行类似的计算,但是,这样得到的解不是唯一的(Stern et al., 1980)。

在所有高斯系数中, g_1^0 远大于其他系数(例如,2010 年最大的两个高斯系数是 $g_1^0 = -29512.8 \text{ nT}$, $h_1^1 = 4973.5 \text{ nT}$),这表明,偶极轴沿地球自转轴方向的偶极子磁场占绝对优势,偶极轴与地球自转轴夹角很小,只有 10° 左右。一般情况下,主磁场可以用地心磁偶极子的磁场来近似表达,其偶极矩为

$$M = \frac{4\pi}{\mu_0} a^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2} \quad (1.1.8)$$

在过去 110 年当中,地磁偶极矩由 1900 年的 $8.32 \text{ A} \cdot \text{m}^2$ 减小到 2010 年的 $7.73 \text{ A} \cdot \text{m}^2$,衰减了 7%,这比地核磁扩散引起的自然衰减大一个量级,反映了核幔界面反极性斑区快速增长的贡献。

过地心的偶极磁轴与地面的交点确定了地磁极(geomagnetic poles)的地理余纬度和经度 (θ_0, λ_0) ,可由 $n=1$ 的三个球谐系数确定

$$\begin{aligned} \tan \lambda_0 &= \frac{h_1^1}{g_1^1}, \quad \sin \lambda_0 = \frac{h_1^1}{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}}, \quad \cos \lambda_0 = \frac{g_1^1}{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}} \\ \tan \theta_0 &= \frac{g_1^1 \cos \lambda_0 + h_1^1 \sin \lambda_0}{g_1^0} = \frac{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}}{g_1^0} \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

2010 年,北地磁极的位置是 $\lambda_0 = 72.0^\circ \text{ W}$, $\theta_0 = 10.0^\circ$,与实测磁极(magnetic poles)偏离甚远。

一个点在地磁坐标系中的余纬和经度 (Θ, Λ) 可以由它的地理坐标 (θ, λ) 求出

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\lambda - \lambda_0) \\ \sin \Lambda &= \sin \theta \sin(\lambda - \lambda_0) / \sin \Theta \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

地磁极和磁极并非固定不动,它们经历着缓慢的长期变化。北磁极移动的速度在 2001 年为 40 km/a ,达到两个世纪以来的最大值。如果照此速度和方向继续移动,2050 年北磁极将会到达西伯利亚海岸(Chulliat et al., 2011)。

3) 主磁场的空间分布和长期变化

图 1.1.3 是美国地球物理数据中心(NGDC, Boulder, USA)和英国地质调查局(BGS, Edinburgh, Scotland)合编的最新版世界地磁场模型 WMM2010(The World Magnetic Model-2010),适用于 2010~2015 年。图中左列是在墨卡托投影下地磁场 7 个要素的空间分布,右列是各要素的长期变化(Maus et al., 2010)。