

磁电勘探法 原理

傅良魁 著

地质出版社

磁电勘探法原理

傅良魁 著

地质出版社

内 容 提 要

磁电勘探法是近年来新发展起来的一类物探方法的总称,其中包括磁电阻率法、磁激发极化法、磁充电法、磁自然电场法等。本书较全面、系统地阐明了磁电勘探法的探矿理论和室内模型实验研究结果以及部分野外实际观测资料。全书共分十章:第一、二章为磁电勘探法的物理、化学基础;第三、四、五章分别详细地阐明了球状、水平圆柱状、薄板状等三种典型形状矿体的磁电勘探法异常场的空间分布规律;第六、七、八章分别对磁电勘探法中几个专门问题进行了较细致的讨论;第九章系统地介绍了模型实验结果。三至九章主要讨论磁电阻率法和磁激发极化法的探矿理论及有关问题。在第十章中阐明了其他磁电勘探方法(磁充电法和磁自然电场法)的找矿原理。

本书内容较丰富,可供各类(金属与非金属、石油与天然气、煤田、水文与工程等)地质院校师生和物探队的广大技术人员以及科研单位有关人员参考,也可作为对物探专业高年级大学生和低年级研究生讲授电法勘探专门问题课程的教学用书或参考性教材。

磁电勘探法原理

傅良魁 著

*

地质矿产部书刊编辑室编辑
责任编辑:唐光后 袁方 张怀素

地质出版社出版

(北京西四)

地质出版社印刷厂印刷

(北京海淀区学院路29号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本: 787×1092 $1/16$ 印张: 15 $5/8$ 字数: 360,000

1984年10月北京第一版·1984年 1984年10月北京第一次印刷

印数: 1—3,880册 定价: 4.10元

统一书号: 15038·新 1056

前 言

磁电勘探法自六十年代中期起，在加拿大和美国等国家首先进行了试验研究，到七十年代初期已取得了相当进展。在我国，近年来按地质矿产部的科研规划，组织了对磁电勘探法的研究，也取得了可喜成果^{①②}。此外，我国一些能源部门（石油工业部和核工业部等）为寻找能源均应用了磁电勘探法^③。为使我国广大物探工作者尽早了解和掌握这类新的物探方法，特以作者的研究成果为主写成此书，期望它在我国发展和推广应用磁电勘探法中能起到一定的促进作用。

本书的主要内容是，系统介绍磁电勘探法的理论，阐明方法的物理实质，弄清几种常见产状矿体的磁电勘探法异常场的空间分布规律；并从勘探地球物理学观点出发，对磁电勘探法的找矿效能给予客观的评价，以对实际找矿工作起到理论上的指导作用。

为了适应地质院校学生及野外物探队广大技术人员参考，以便较容易地对磁电勘探法的找矿理论建立起较全面、正确的认识，本书在写法上采取由浅入深、深入浅出的形式。此外，为便于读者自学，书中注意了对一些基本公式的推导。为了简明扼要，书中许多数理公式直接给出，略去了繁琐的推演过程。

本书在编写过程中，袁方同志仔细阅读了手稿，提了不少宝贵建议，对书中大部分公式进行了检查性推导；另外，还得到孟玉梅同志的很大支持与协助。在此应特加说明，并一并表示谢意。

由于作者水平有限，书中缺点、不足之处，在所难免，希望读者批评指正。

-
- 磁激发极化法磁电阻率法探矿理论的研究，傅良魁，1977年，武汉地质学院北京研究生部印。
 - 磁激发极化法在我国的初步试验结果，《北京地质》，1979年第2期，北京地质研究所印。
 - 磁电勘探法直接找油找气（译文集）。S. J. 皮尔森(Pirson)著，陆邦干、孙忠勤译，1980年，石油工业部物探局研究院情报室印。

目 录

绪 论	(1)
第一章 电流磁场的数理基础	(3)
第一节 线电流的磁场	(3)
一、线元电流的磁场	(3)
二、线段电流的磁场	(3)
三、无限长电流线的磁场	(4)
第二节 体电流的磁场	(5)
一、点源在地面上供电时地中电流的磁场	(5)
二、点源在地下供电时地中电流的磁场	(12)
三、点源在水平层地面上供电时地中电流的磁场	(16)
四、点源在均匀非各向同性介质中的磁场	(17)
五、水平偶极电流源的磁场	(23)
六、垂直偶极电流源的磁场	(25)
第三节 线电流与体电流的组合磁场	(26)
一、沿Y轴 ($x = 0$) 的磁场分布	(27)
二、沿X轴 ($y = 0$) 的磁场分布	(28)
第二章 大地的磁激电场	(31)
第一节 大地由A型极化颗粒组成时的磁激电场	(31)
第二节 大地由B型极化颗粒组成时的磁激电场	(34)
第三章 球体的磁激电场	(36)
第一节 均匀电流场中导电球体的磁异常	(36)
一、全空间中球体一次电流的异常	(36)
二、全空间中球体一次异常电流的磁场	(39)
三、半空间中球体一次异常电流的磁场	(41)
第二节 均匀电流场中极化球体的磁异常	(54)
一、面极化球体的二次异常磁场	(54)
二、面极化球体的总异常磁场	(60)
三、体极化球体的二次异常磁场	(62)
四、体极化球体的总异常磁场	(66)
五、面极化球体磁场与体极化球体磁场的关系	(67)
第四章 水平圆柱体的磁激电场	(69)
第一节 均匀电流场中导电水平圆柱体的磁异常	(69)
一、全空间中水平圆柱体一次电流场的异常	(69)
二、全空间中水平圆柱体一次异常电流的磁场	(75)
三、半空间中水平圆柱体一次异常电流的磁场	(79)
第二节 均匀电流场中极化水平圆柱体的磁异常	(84)

一、	走向与均匀电流场平行时的磁激电 场	(84)
(一)	沿Y轴主剖面上二次极化异常电流的 磁 场	(84)
(二)	沿X轴主剖面上二次极化异常电流的 磁 场	(87)
二、	走向与均匀电流场垂直时的磁激电 场	(87)
(一)	水平椭圆柱体异常电流场的表达 式	(87)
(二)	沿Y轴主剖面上异常电流的 磁 场	(90)
(三)	沿X轴主剖面上异常电流的 磁 场	(93)
第三节	在均匀电流场中两种走向互相垂直的水平圆柱体磁激电场和电激电场随柱体走向长度变化特性的对比	(93)
第五章	薄脉状体的磁激电 场	(97)
第一节	走向与均匀电流场平行时的磁激电 场	(97)
一、	直立薄脉的磁激电场	(97)
二、	水平薄脉的磁激电场	(99)
三、	倾斜薄脉的磁激电 场	(101)
第二节	走向与均匀电流场垂直时的 磁激电场	(104)
第六章	磁电阻率法中矿体磁性的作用和利用 问题	(106)
第一节	磁电阻率法的一般 概念	(106)
第二节	磁电阻率法的资料 整理	(107)
第三节	矿体的磁性对磁电阻率法及磁激电法的作用	(109)
一、	磁性导电球体在磁电阻率法中磁异常场的分布 特征	(109)
二、	磁性导电脉状体在磁电阻率法中磁异常场的分布 特征	(112)
第四节	磁电阻率法评价磁异常的理论基础与 方法	(116)
一、	用磁电阻率法评价磁异常问题的 提出	(116)
二、	用磁电阻率法评价磁异常的理论基础与具体 方法	(117)
第七章	磁激发极化法克服复盖层影响的能力	(122)
第一节	高、低阻复盖层对磁激电法异常强度的 影响	(122)
第二节	高、低阻中间屏蔽层对磁激电法异常强度的影响	(128)
一、	无限宽广的高、低阻水平中间屏蔽层对磁激电异常的影响	(128)
二、	有限宽的高、低阻水平中间屏蔽层对磁激电异常的影响	(130)
第三节	磁激电法和电激电法克服低阻复盖层影响能力的 比较	(137)
一、	复盖层对矿体电激电异常强度的影响	(137)
二、	低阻复盖层对矿体电激电异常强度与磁激电异常强度影响大小的 比较	(139)
第八章	磁激电法的资料整理及参 数利用	(143)
第一节	直接观测磁场时磁激电异常的资料 整理	(143)
一、	直流磁激电法的资料 整理	(143)
二、	交流磁激电法的资料 整理	(147)
第二节	磁激电异常与装置大小的关系	(154)
一、	H_z 与 $AB/2h$ 的关系	(156)
二、	r_{sc} 或 P_{sc} 与 $AB/2h$ 的关系	(157)
第三节	磁激电异常与一般激电异常的比较	(159)
一、	一般激电异常 E_z 或 (ΔU_z) 与 $AB/2h$ 的关系	(159)

二、	一般激电异常 η_s 与 $AB/2h$ 的关系	(160)
三、	η_s 和 η_{sc} 随 AB 改变时大小关系的比较	(161)
四、	关于整理纯激电异常资料的作用问题	(162)
第九章	磁激电法和磁电阻率法的实验结果和野外实例	(170)
第一节	水槽中铜球上磁激电法和磁电阻率法的实验结果	(170)
一、	铜球上磁电阻率法和磁激电法的水槽实验结果	(170)
二、	铜球上相对相位法的实验结果	(171)
三、	铜球上一般激电法的实验结果	(171)
第二节	水槽中石墨水平圆柱体上磁激电法和磁电阻率法的实验结果	(172)
一、	水平圆柱体上磁激电法与一般激电法的实验结果	(172)
二、	水平圆柱体上磁电阻率法与一般电阻率法的实验结果	(172)
三、	水平圆柱体上改变观测高度的实验结果	(173)
四、	水平圆柱体上改变走向长度的实验结果	(173)
五、	水平圆柱体上磁电阻率法和磁激电法相对相位的实验结果	(175)
第三节	水槽中导电板上磁激电法和磁电阻率法的实验结果	(177)
一、	一个水平铜板上的实验结果	(177)
二、	两个水平铜板上的实验结果	(182)
三、	三个水平铜板上的实验结果	(184)
四、	一个直立铜板的实验结果	(184)
五、	一个倾斜铜板上的实验结果	(186)
第四节	水槽中磁性导电板上磁电阻率法及其评价磁异常的实验结果	(191)
一、	导电性起主要作用的直立铁板上磁电阻率法实验结果	(191)
二、	导磁性起明显作用的直立铁板上磁电阻率法实验结果	(192)
三、	导磁性起主要作用的水平铁板上磁电阻率法实验结果	(193)
四、	导磁性作用占绝对优势的直立铁板上磁电阻率法的实验结果	(195)
五、	水平铁板上对称电测深装置的磁电阻率法实验结果	(196)
第五节	超低频人工磁化法评价磁异常的实验结果	(197)
一、	砖状直立铁块上的实验结果	(198)
二、	薄脉状直立铁板上的实验结果	(199)
三、	磁铁矿标本上的实验结果	(202)
第六节	水槽和土槽中有高阻屏蔽层和低阻复盖层条件下磁激电法和磁电阻率法的实验结果	(203)
一、	高阻屏蔽层对磁激电法和磁电阻率法异常影响的实验结果	(203)
二、	低阻复盖层对磁激电法和磁电阻率法异常影响的实验结果	(206)
第七节	改变“矿体”埋藏深度时磁激电法和磁电阻率法的实验结果	(208)
一、	磁激电法异常与一般激电法异常随矿体深度改变的对比性观测实验结果	(208)
二、	磁电阻率法异常与一般电阻率法异常随矿体深度改变时对比性观测的实验结果	(209)
第八节	磁激电法和磁电阻率法野外实例	(210)
一、	湖北一个矽卡岩型含铜磁铁矿上的实验结果	(210)
二、	黑龙江一个浸染型斑岩铜矿上的实测结果	(212)
三、	北京地区一个钒钛磁铁矿上的实测结果	(215)

第十章 其他磁电勘探法	(216)
第一节 磁充电法	(216)
一、 柱内电流的磁场.....	(217)
二、 柱外电流的磁场.....	(218)
三、 柱体充电电流的总磁场.....	(219)
第二节 磁自然电场法	(222)
一、 极化球体的磁自然电场.....	(223)
二、 极化柱体的磁自然电场.....	(227)
结束语	(238)
参考文献	(241)

绪 论

磁电勘探法是属于测磁场的传导类电法勘探,是在一般电法中将测量地面上两点(M, N)间电位差($\Delta U, \Delta U_2$)改成逐点观测磁场(H, H_2)的一类找矿方法。这种磁场(总磁场 H 和一次磁场 H_1 以及二次极化电流引起的磁异常场 H_2)或电场(总场电位差 ΔU 和一次电流场的电位差 ΔU_1 以及二次极化电流引起的电位差 ΔU_2)的异常值,均是由地中传导电流引起的。它们主要决定于地质目标的导电性作用及电化作用。

磁电勘探法包含主动源和被动源两类方法。在主动源类磁电勘探法中,又包含磁电阻率法和磁激发极化法以及磁充电法等;在被动源磁电勘探法中,包含磁自然电场法和磁游散电流法等。因此,磁电勘探法是一组分支方法的总称,它是电法勘探随着理论研究和电子技术取得重大进展而诞生的一组新方法。

在磁电勘探法中,主要研究地中稳定(或似稳定)的人工传导电流和电化作用引起的极化(人工的和天然的)电流在空间各点产生的磁场之变化规律,并依此种磁场的异常变化规律,达到找矿(金属与非金属矿;石油、天然气和地热资源等)和解决其它地质问题(在水文勘查中确定地下水流速、流向;在石油开发中确定套管外压液的流向等)的地质目的。

应当说明,一次电位差及总电位差主要与岩矿的导电性和电化性的差异有关;然而,一次磁场及总磁场除此之外还与岩矿的导磁性有关。所以,一般电法与磁电勘探法的物质基础是不尽相同的。前者与两个物理参数有关,而后者却与三个物理参数相关。对此,从好的方面说,磁电勘探法的应用范围较一般电法扩大了。在矿体不具有导电性和电化性差异(相对围岩)的条件下,只要有相当的导磁性差异,则磁电勘探法中的多数变种方法通过观测磁场的异常仍可找到这种矿体,而一般电法则不能。当然,从另一方面说,在矿体与围岩间各种参数均有差异的条件下,磁电勘探法异常的资料解释比一般电法要复杂些,即前者的唯一性较差些。

从测电场改变成观测磁场后,不能照搬一般电法中已知的电场空间分布规律,必须重新研究,建立一套全新的、关于一次电流磁场和二次极化电流磁场的空间分布理论,以及相应的解决正、反演问题的新方法。因此,为了发展磁电勘探法,应从方法理论到地质效能进行深入研究,作出全面评价,使它更合理地在地质勘探中发挥应有的作用。

在磁电勘探法的理论研究中,具体目标是弄清地中电流在地面上引起的磁场分布规律。在本书中,仅以球体和水平圆柱体以及薄板状体为主要研究对象。作者认为,搞清这几种基本形体的异常电流磁场(或称磁电异常场)的分布理论,对在实际找矿中应用磁电勘探法,基本上够用了。

在研究电流磁场的分布理论中,必然涉及到极化电流的分布状态问题。然而,对于矿体产生二次极化电流的电化学机理问题,在认识方面目前尚未统一,存在多种假说。本书以多数研究者公认的偶电层电位跃变(电子导体)及偶电层形变(离子导体)的电化学模型,作为形成磁激电场的基本的电化学基础。

要特别注意，在通常的电法中，往往只着重研究矿体外部围岩中异常电流的分布规律，不重视矿体内部电流的分布规律及其量值大小。但在磁电勘探法中，在观测的磁场值里包含空间所有电流的总和作用。因此，矿体内部和外部的异常电流作用均应计算在内。这样一来，磁电勘探法的理论内容较一般电法更丰富些，也更复杂些，甚至对某些问题作严格计算相当繁琐。因此，为简化计算手续，又使理论研究结果具有足够的实用价值，本书中对有些问题将作近似处理。

象一般电法那样，在磁电勘探中也是既可用直流电工作，也可用交流电工作，即可再分为直流磁激电法和交流磁激电法。在直流磁激电法中，供电期间观测磁场(H)或一次磁场(H_1)，以此研究地质目标的导电性能和导磁性能，实现找矿目的；断电后，测量二次极化电流引起的磁场 H_2 ，依此研究地质目标的电化性质。在交流磁激电法中，为了增加勘探深度及避免电磁耦合影响，多采用超低频电源进行供电，在供电期间（分别用高、低两种频率 f_2 和 f_1 供电）测量总电流的磁场振幅 H_{f_2} 和 H_{f_1} ，并取两者之差，使得磁激电异常值 H_2 或 $H_f(=H_{f_1}-H_{f_2})$ ，依此研究地质目标的电化性质及产状要素。这时利用 H_{f_2} 或 H_{f_1} 的变化特征，研究地质目标的导电性质和导磁性质。此外，在交流磁激电法中还可观测总磁场的相位及虚、实分量和它们的频谱，以便更全面地研究异常源性质，以期对它提出评价性意见。

近年来，磁电勘探法能获得发展，是因为人们认识到它具有某些明显的优点，这里可略举如下：

首先，由于在磁电勘探法中观测磁场，不需要接地装置，因而减除了打电极的手续，同时也避免了接地干扰，故从生产技术角度看，有较明显的优点；

其次，在观测磁场时，可获得磁场的空间矢量值。而且，从测量这一磁场分量（如 H_x ）改变成测量另外的磁场分量（如 H_z 或 H_y ）时，操作比较简单。然而在测电场时，只能得到平面矢量，而且观测技术较复杂，这也是磁电勘探法的一个优越之处；

最后，由于电流产生的磁场可以穿越空间介质，即从地下电流源到地面（或地表面以上空间）测点之间，无论有高阻绝缘层或低阻导电层，均对地中的异常电流磁场不起屏蔽作用，而测电场或电位差时则不然；故在某些条件下，这也是一个优点。

最后说明，虽然在实验室中可以获得伽马级的磁激电异常，但理论计算和野外试验表明，在磁电勘探法中，由矿体二次极化电流产生的磁异常值是相当小的，一般只有几~几十伽马或更小。而整理或观测的参数值 η_{sc} （磁极化率）或 P_{sc} （磁频散率）一般也很小，当采用较大装置时，可能仅有百分之几，甚至为千分之几。因此，对仪器技术性能的要求是相当高的，这在应用磁电勘探法进行找矿工作时应予以注意。

第一章 电流磁场的数理基础

在磁电勘探法中,为了研究异常场的空间分布规律,必须计算地中电流引起的磁场。为此,有必要首先讨论在计算线电流和体电流磁场时所需要的一些有关数学物理方面的基础知识。这些内容有的在电法勘探教科书中有详细讲述,这里只引出某些结果,供以后各章推演磁激电法理论时采用。

第一节 线电流的磁场

一、线元电流的磁场^[1,10]

如图1.1.1所示,当导线 ab 段中有电流 I 通过时,空间任意点 P 处便有磁场产生。仅就线单元 Δl 而言,根据实验结果,在CGSM单位制中,它在 P 点产生的磁场 ΔH 有以下的数量关系:

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \beta}{R^2} \quad (1.1.1)$$

式中 R ——线单元 Δl 到观察点 P 间之距离;

β —— Δl 与 R 间之夹角。

ΔH 的方向与 Δl 和矢径 $\vec{R}$ 组成的平面相垂直,并按右手螺旋确定。 ΔH 的矢量表达式如下

$$\vec{\Delta H} = \frac{I \vec{\Delta l} \times \vec{R}}{R^3} \quad (1.1.2)$$

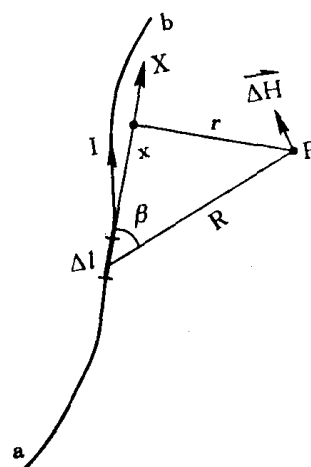


图 1.1.1 线段电流磁场示意图

我们以 Δl 的中点为原点,如图1.1.1所示,以引长 Δl 线元为 X 轴,则 ΔH 值的大小可以下式表示:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \frac{I \Delta l}{R^2} \sin \beta \\ &= \frac{I \Delta l r}{(r^2 + x^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (1.1.2)'$$

式中 r —— P 点到 X 轴的距离;

x —— P 点在 X 轴上的投影坐标。

分析公式(1.1.2)'可见,当 $X=0$ 时(P 点在 Δl 的垂线上时)

$$\Delta H = \frac{I \Delta l}{r^2} \quad (1.1.2)''$$

可见这时 ΔH 随 r 的平方成反比地减小,而与 I 和 Δl 的乘积成正比。

二、线段电流的磁场

就整段电流线 ab 在 P 点产生的磁场而言,应将线段上各线单元的磁场 ΔH 取矢量和,

即

$$\vec{H} = \sum \vec{\Delta H} \quad (1.1.3)$$

在简单情况下, 当电流线段 ab 为直线时 (如图1.1.2所示), 线段磁场值可由简单的积分而得①:

$$\begin{aligned} H &= I \int_a^b \frac{\sin \beta}{R^2} dl \\ &= \frac{I}{r} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2) \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

式中 r —直线段 ab 或电流与观察点间之垂直距离;

α_1 和 α_2 — r 与由 P 点到线段 ab 两端点连线的夹角。

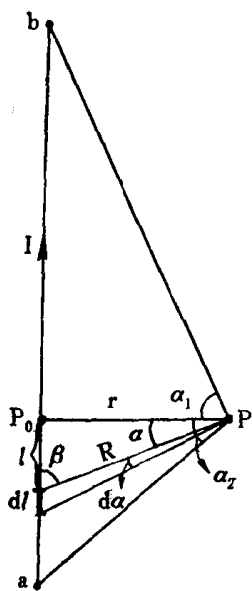


图 1.1.2 直线段电流
磁场示意图

在图1.1.2所示的情况中, P 点 $\vec{H}$ 的方向垂直于纸面, 且指向下。

当 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ 时, 图 1.1.2 中的 P_0 点位于 ab 线段的中点。如令 $ab = 2L$, 则公式 (1.1.4) 简化为:

$$\begin{aligned} H &= \frac{2I}{r} \sin \alpha \\ &= \frac{2I}{r} \cdot \frac{L}{\sqrt{r^2 + L^2}} \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

在线段长度 L 相对 r 很小的短线电流的条件下, 如令 $ab = \Delta l$, 则 P 点的磁场表达式 (1.1.5) 便简化成公式 (1.1.2)'', 即短线电流在较远地方的磁场与 Δl 的一次方成正比, 而与 r^2 成反比地衰减。

三、无限长电流线的磁场

在图1.1.2中, 可以引伸出以下三种极限情况:

1. 在电流线两端点均位于无限远的无限长导线情况下, 有 $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$, 这时的磁场表达式简化为:

$$H = \frac{2I}{r} \quad (1.1.6)$$

2. 当 b 端位于无限远 ($\alpha_2 = 90^\circ$), 而 a 端位于有限位置时, 有表达式为:

$$H = \frac{I}{r} (1 + \cos \theta) \quad (1.1.7)$$

3. 如果 b 端位于无限远, 而 a 端位于 P_0 点 (由 P 点向电流线所作垂线的交点或垂足) 时, $\theta = 90^\circ$ ($\alpha_2 = 0$)。此种情况下的 H 表达式为:

$$H = \frac{I}{r} \quad (1.1.8)$$

① 按本书的符号规定, 在无电磁感应成分的均匀大地条件下, 由地中的供电电流和地面上电缆中的电流产生的磁场, 均称为初次磁场或外加磁场, 并在以后的章节中皆用 H_0 表示。但在本节中, 为了简单, 均略去下脚号“0”, 暂以 H 表示。

与公式 (1.1.6) 比较可见, 公式 (1.1.8) 相当于半无限长电流线产生的磁场。

应当指出, 在电法勘探中有时需要计算电流磁场的具体数值, 并在实用中常将电流 I 用安培作单位, r 用厘米作单位。这时按 (1.1.6) 式算得的 H 值便以高斯为单位, 其算式为:

$$H = \frac{2I}{10r} \text{ (高斯)} \quad (1.1.6)'$$

当取伽伐作 H 的单位, 而以米作 r 的单位时, 则有形式:

$$H = \frac{2I}{r} \times 10^2 \text{ (伽伐)} \quad (1.1.6)''$$

在国际单位制中, 将公式 (1.1.1)~(1.1.8) 中 H 或 ΔH 的分母均乘以 4π , 磁场强度的量纲为安培/米 (即电流强度单位为安培, 长度单位为米)。这时公式 (1.1.6) 写成:

$$H = \frac{2I}{4\pi r} \text{ (安/米)} \quad (1.1.6)'''$$

单位磁场 (伽伐) 与国际单位 (安/米) 的换算关系为:

$$1 \text{ 安/米} = 4\pi \times 10^2 \text{ 伽伐}$$

本书为了简单, 在磁场表达式中均取CGSM单位制形式, 而在实际工作中, 只要按以上关系作简单换算就可以了。

例如, 当在一条直的无限长导线中通有 1 安培电流时, 则在距导线 100 米处产生的磁场:

$$H = \frac{2}{100} \times 10^2 = 2 \text{ (伽伐)}$$

或

$$H = \frac{10^{-2}}{2\pi} \text{ (安/米)} = 1.6 \times 10^{-3} \text{ (安/米)}$$

而在距导线 500 米处的磁场值为:

$$H = \frac{2}{500} \times 10^2 = 0.4 \text{ (伽伐)}$$

或

$$H = \frac{10^{-2}}{\pi} \text{ (安/米)} = 3.2 \times 10^{-3} \text{ (伽伐)}$$

第二节 体电流的磁场

一、点源在地面上供电时地中电流的磁场

(一) 测点在地表的情况

如图 1.2.1a 所示, 当地下为均匀各向同性介质时, 地中电流呈辐射状的体分布。就体积元 ΔV 中的电流而言, 它在地表 P 点产生的磁场为:

$$\Delta \vec{H} = \frac{\vec{j} \times \vec{R}}{R^3} \Delta V \quad (1.2.1)$$

式中 $\vec{j}$ — 体积元处的电流密度。

地下整个半空间的体电流在 P 点产生的磁场, 用以下积分式表达:

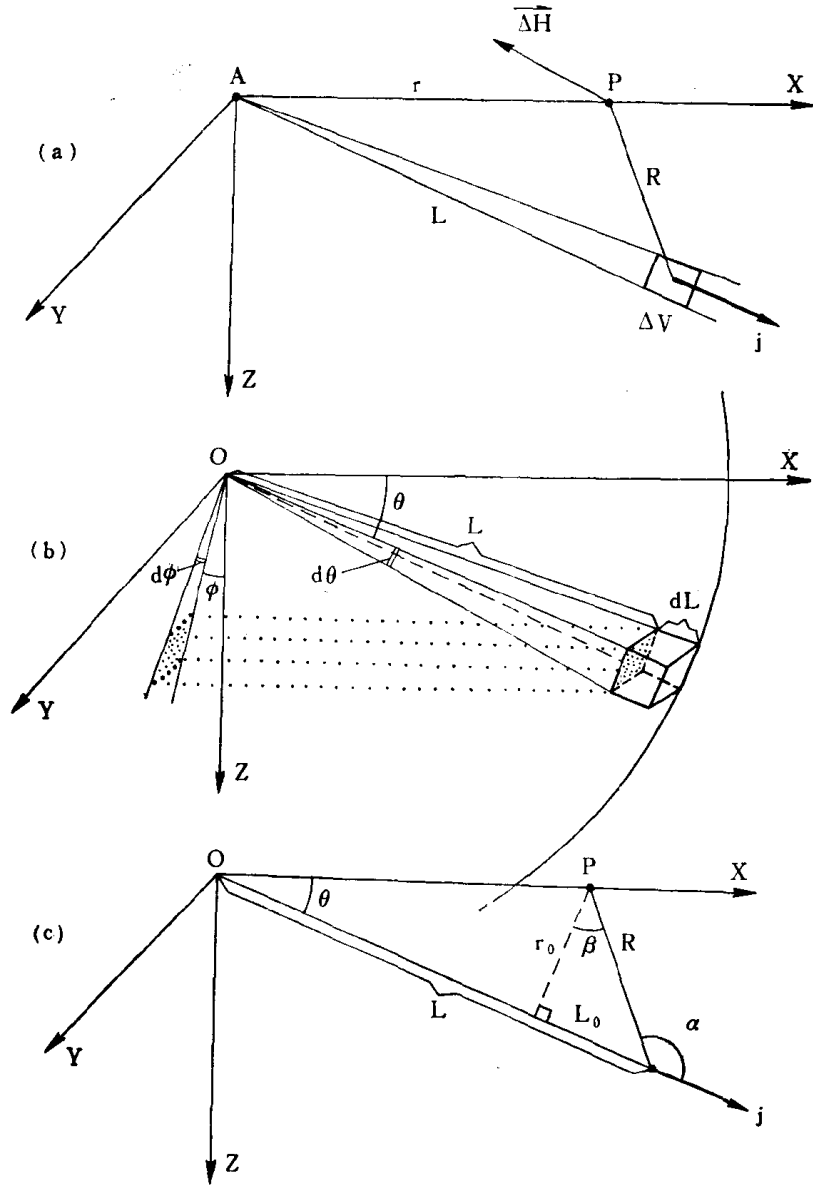


图 1.2.1 地中电流体分布示意图

$$H = \iiint \frac{\vec{j} \times \vec{R}}{R^3} dV \quad (1.2.2)$$

根据地下电流分布的对称性（以A为中心的辐射状），不难分析位于X轴上的P点。其磁场无垂直分量，也无沿X轴方向的水平分量，只有沿Y轴的分量（与地面平行并垂直于X轴）。因此由积分（1.2.2）式得到：地面上的点电流源A向地下供电，电流强度为I时，P点的磁场值为：

$$H = \frac{I}{r} \quad (1.2.3)$$

为了证明上式，取A为球坐标系的原点，X轴通过P点，Z轴垂直地面向下（图1.2.1b），则体积元dV处的电流密度为：

$$j = \frac{I}{2\pi L^2}$$

而体积元 dV 在球座标中可表示为:

$$\begin{aligned} dV &= dS \cdot dL = L \sin \theta d\phi \cdot L d\theta dL \\ &= L^2 \cdot \sin \theta d\theta d\phi dL \end{aligned}$$

式中 L —— A 极与体积元 dV 之距离;

θ —— L 与 X 轴之夹角;

ϕ —— Z 轴与 L 在 YZ 面上投影线之夹角;

dS ——体积元 dV 在垂直电流密度 j 方向的面积元。

由图1.2.1c不难看出:

$$\begin{aligned} R^2 &= L^2 + r^2 - 2Lr \cos \theta \\ \sin(j \cdot R) &= \sin \alpha = \cos \beta \end{aligned}$$

这里 β 为 R 与通过 P 点所作 L 之垂线的夹角, P 点的总磁场 $\vec{H}_p$ 可用其三个分量的矢量表示:

$$\vec{H}_p = \vec{i} H_{px} + \vec{j} H_{py} + \vec{k} H_{pz}$$

根据电流磁场的右手定则知道, 体积元 dV 在 P 点产生之磁场 $d\vec{H}_p$ 与平面 $APdV$ 垂直, 因此 $d\vec{H}_p$ 与 X 轴垂直, 故有:

$$dH_{px} = 0$$

另外, 考虑到地下电流分布在 XY 面两边的对称性, 故在任意对称位置上的两个电流体积元 dV_1 和 dV_2 在 P 点产生的磁场 dH_{px_1} 与 dH_{px_2} 方向相反, 大小相等, 即其总和等于零:

$$\sum dH_{px} = 0$$

因此, 整个地下半空间的电流在地面上 P 点产生的磁场只有沿 Y 轴方向的一个分量 H_{py} , 我们将它用 H 表示, 而且由于:

$$dH_{py} = dH_d \cos \phi$$

故将以上各关系式代入公式(1.2.2) 便得:

$$\begin{aligned} H &= \iiint \frac{1}{R^2} \cdot \frac{I}{2\pi L^2} \cdot \cos \phi \cdot \cos \beta \cdot L^2 \sin \theta d\theta d\phi dL \\ &= \frac{I}{2\pi} \iiint \frac{1}{R^2} \cos \beta \sin \theta \cos \phi dL d\theta d\phi \end{aligned}$$

此外, 由图(1.2.1c) 可见:

$$R = r_0 \sec \beta, \quad r_0 = r \sin \theta;$$

$$L_0 = r_0 \tan \beta; \text{ 因而 } dL = dL_0 = r_0 \sec^2 \beta d\beta$$

将这些关系代入上面的 H 式, 并注意到各积分变量的变化范围进行积分乃得:

$$H = \frac{I}{2\pi r} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \phi d\phi \cdot \int_0^\pi \left[\int_{-(\frac{\pi}{2}-\theta)}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \beta d\beta \right] d\theta$$

$$= \frac{I}{2\pi r} \cdot 2 \left[\int_0^\pi (1 + \cos\theta) d\theta \right] = \frac{I}{r}$$

故公式 (1.2.3) 得证。

对比 (1.1.8) 式可见, H 值与由 A 极向地下沿 Z 轴流向无限深的线电流 (强度为 I) 所引起的磁场相等。或者说, 两种情况是等效的。 H 值均与供电电流强度 I 成正比, 而与距离 r 成反比。

另外, 若将公式 (1.2.3) 与熟知的电场表达式相比:

$$E = \frac{I\rho}{2\pi r^2} \quad (1.2.4)$$

由比较可见, 磁场 H 随 r 的衰减速度比电场 E 低一个级次。而且 H 与大地电阻率 ρ 值的大小无关。因此, 通过测量 H 的办法是不能获得电阻率资料的。这些性质对磁激电法 (包括电阻率法在内) 的方法理论和找矿效能有实际意义。

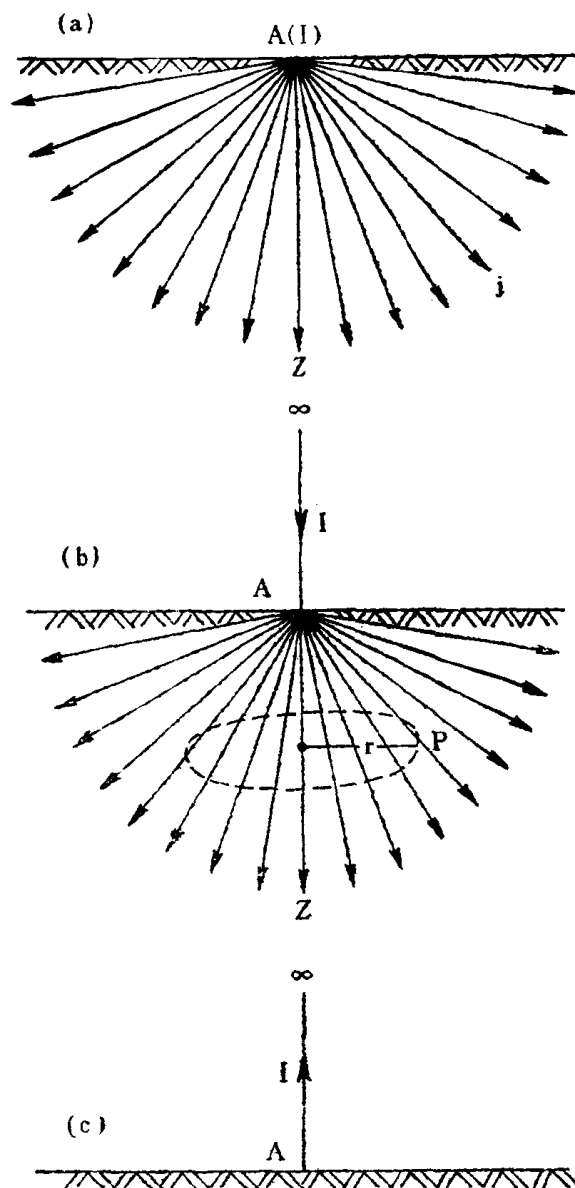


图 1.2.2 在地面以上过 A 点附加两条垂直电流线时计算电流磁场的示意图

应当指出,在计算电流磁场时,利用体积分的方法往往是复杂的,有时甚至是困难的。如上面对点电流源 $A(I)$ 在地面上供电而且测点也在地表面上的很简单的情况,由体积分公式 (1.2.2) 出发计算出公式 (1.2.3) 的磁场表达式,已经是比较复杂了。因此,在某些情况下,计算电流磁场时尽可能不用体积分的方法而采用面积分或更简单的方法。现在,我们仍以图1.2.1所示的情况为例,采用以下一种附加虚电流的简单方法。

如图1.2.2a所示,在 A 点的地面以上附加两条虚电流线。这两条线位置重合,均与地面垂直,其中通有方向相反的电流强度 I 。一条是自无穷远处沿着 Z 轴方向流到 A 点,并与供电电极 $A(I)$ 向地下供入的电流相连通(电流强度相等),形成一个以 Z 轴为对称轴的从无穷远处流来又流向无穷远处去的大回路(图1.2.2b);另一条线电流(电流强度也为 I)从 A 点出发,沿着 Z 轴的反方向垂直地面流向无穷远处去(图1.2.2c)。

由于两条附加的虚电流线位置重合,且其中的电流强度大小相等,方向相反,因此它们在空间中任意点产生的磁场的代数和为零(或不产生磁场)。对图1.2.2b和1.2.2c中电流磁场进行分别计算然后求两者的总和值时(考虑磁场的方向),其中虚电流的作用成份自然消失,所剩者即为由 $A(I)$ 点向地下半空间供电时所产生的磁场,这就是利用附加虚电流方法计算磁场的原理。

为了计算图1.2.2b情况下 P 点的磁场,我们由电流磁场的旋度公式

$$\text{rot} \vec{H} = 4\pi \vec{j} \quad (1.2.5)$$

出发。由于在当前情况下地中电流分布呈辐射状的对称性,因此在以 Z 轴为中心、以 r 为半径的圆周(圆平面与 Z 轴垂直,圆周长为 $2\pi r$)上各点的磁场均是相等的;于是公式 (1.2.5) 的积分形式变为

$$\oint H dl = 4\pi \iint j_n dS \quad (1.2.6)$$

或积分前项得:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi \iint j_n dS$$

于是

$$H = \frac{2}{r} \iint j_n dS = \frac{2I_n}{r} \quad (1.2.7)$$

这里

$$I_n = \iint j_n dS \quad (1.2.8)$$

式中 j_n ——在积分圆平面上电流密度的法向分量;

I_n ——通过积分圆平面的垂向电流强度。

由于在图1.2.2b中观测点 P 在地表面上,因此除 A 点外,在各观测点处均有:

$$j_n = 0 \quad (1.2.9)$$

所以在通过以 A 为圆心、以 r 为半径的圆平面上只有经过 A 极通入地下的电流强度 I , 即

$$I_n = I \quad (1.2.10)$$

将这个关系代入公式 (1.2.7), 便得图1.2.2b情况的电流磁场:

$$H_b = \frac{2I}{r} \quad (1.2.11)$$