

高等学校试用教材

磁 测 量

华中理工大学 王德芳 叶妙元 编

GAO DENG XUE
XIAO JIAO CAI

936

机械工业出版社

前 言

本书是根据全国高等学校电磁测量技术及仪表专业指导委员会讨论通过的教学大纲编写而成的。

磁测量是电磁测量及仪表专业的专业技术课，它建立在物理学、电工理论、电子技术等课程的基础之上，是理论与实际紧密联系的实验性较强的一门课。磁测量的研究范围主要包括磁场、磁性材料的磁特性、物质的磁结构参数及其在磁场中的各种效应的测量。本书重点研究磁场测量和磁性材料的磁特性测量，并系统阐明磁测量的基本概念、基本原理、基本测量方法，还介绍一些现代的磁测量方法和仪器。例如核磁共振磁强计、超导量子干涉仪、光纤磁强计以及微机在磁测量中的应用等，力求使读者不仅能正确选择磁测量方法和仪器，而且为读者根据实际要求设计新的磁测量装置和系统提供必要的基础。

全书共分五章：第一、二、三章由王德芳编写，第四、五章由叶妙元编写，由中国计量学院李文锐副教授主审。在审稿过程中，西安交大余伦元教授、林超副教授，中国计量学院陈竹年副教授，上海工业大学许继衡副教授，哈尔滨电工学院袁禄明教授以及重庆大学、哈尔滨科技大学的老师都提出了很多宝贵意见，在此一并致以深切的谢意。由于水平有限，错误和不妥之处，请予批评指正。

目 录

绪论	1
第一章 磁测量基础	2
§ 1-1 基本磁学量和磁单位	2
§ 1-2 磁场的基本定律和磁介质的磁性能方程	8
§ 1-3 物质的磁性	10
§ 1-4 铁磁物质的静态磁特性	13
习题	18
第二章 磁场的产生	19
§ 2-1 载流线圈产生的磁场	19
§ 2-2 永久磁铁	30
§ 2-3 电磁铁	36
§ 2-4 大功率直流螺线管	40
§ 2-5 超导磁体	42
§ 2-6 脉冲强磁场	45
习题	47
第三章 磁场测量	49
§ 3-1 电磁感应法	49
§ 3-2 霍尔效应法	59
§ 3-3 磁阻效应法	68
§ 3-4 磁共振法	73
§ 3-5 弱连接超导效应法	86
§ 3-6 磁通门法	91
§ 3-7 磁光法	98
习题	101
第四章 静态磁特性测量	102
§ 4-1 磁性材料在直流磁场中的静态磁特性	102
§ 4-2 静态磁特性测量的有关问题	105
§ 4-3 用冲击法测量静态磁特性	110
§ 4-4 静态磁特性的自动测量	117
习题	121
第五章 动态磁特性测量	122
§ 5-1 磁性材料在交变磁场中的动态磁特性	122
§ 5-2 动态磁化曲线和动态磁滞回线的测量	127
§ 5-3 铁损的测量	132
§ 5-4 动态磁特性的自动测量系统	138
习题	144
附录1	144
附录2	145
参考文献	145

绪 论

磁性是物质的普遍属性之一。小自基本粒子，大至宇宙空间；从人们日常生活到工农业生产；从基础科学的研究到现代尖端技术的应用，都与物质的磁性有密切关系。磁测量是研究物质磁性的主要手段，通过测量可以观察到磁的基本现象，获得物质磁性量的概念和发现事物的规律。可以说，磁测量是用来打开自然科学中“未知”宝库的一把钥匙。

磁测量是一门历史悠久的技术科学，远在2000多年前，我们的祖先就已发现磁石能指示方向，并用磁石制成像汤匙样的一种指示南北方向的工具，叫做“司南”，这就是世界上最早的磁测量仪器——指南针。到11、12世纪我国去南洋的商船上就用了磁罗盘，后来经波斯人、阿拉伯人把指南针传到欧洲。指南针的发明是磁学发展史上的第一个里程碑，它不仅促进了航海贸易的发展，而且激起了人们研究物质磁性的探索热情。1785年，法国物理学家库仑用实验分别测定了电荷之间以及磁极之间的相互作用力，并归纳出电磁的库仑定律，这是电磁学中最早的两个定量计算公式。1820年丹麦的物理学家奥斯特，发现了电流的磁效应，提出了电流能产生磁场的观点。1831年伟大的英国科学家法拉第发现电磁感应现象，并提出电磁感应定律，它表明，电流产生磁场，而且磁会感生电流，电与磁是密切相关、相互转化、不可分割的统一整体。1864年世界著名的理论物理学家麦克斯韦在前人已发现的各种电磁定律和现象的基础上，系统地从理论上总结出电磁相互作用和相互转化的普遍规律——麦克斯韦电磁场理论。从而为磁测量奠定了理论基础。

磁测量是被测磁量与作为单位的标准磁量进行比较的过程。它根据与磁场有关的物理现象和效应，在物理学、电工理论、电子技术等学科的基础上，采用各种测量技术和测量仪表、装置对磁量和物理磁性进行测量，其主要任务是：测量磁场，包括自然界存在的和人工产生的各种磁场；测量物质的磁性和研究物质的磁结构，主要是测量各种磁性材料的静态和动态磁特性以及非磁量的磁测量等。

随着生产的发展和科学技术的进步，磁测量技术也不断向前发展。新的科学理论、新的磁性材料和磁器件的出现，促使新的测量技术和新的测量仪器的出现，并被广泛用于工业、电子、仪器、通讯、冶金、医学、国防等部门。特别近几十年来，由于现代尖端技术的发展，如宇宙航行、高能加速器、可控热核聚变工程、计算机、自动控制以及磁流体发电等，使磁测量技术获得了前所未有的发展和提高。不仅如此，磁测量技术还与不同学科相结合，形成一些边缘学科，如地质中的磁法勘探、地球物理中的地磁学、生物中的生物磁学、医学中的磁法医疗以及强磁场中的物理学等。

30多年来，我国磁测量仪器从无到有，从简单到复杂，有了很大的发展，初步满足了国内的基本需要，但与四化建设的要求、与国际水平相比仍有很大差距。因此，今后必须进一步开展磁测量理论的研究；探讨各种新型的磁传感器和新的测量方法；提高磁测量的精度、灵敏度、分辨率和扩展测量范围；产品要系列化、多样化，既要生产通用的磁测量仪器，又要发展特殊的专用的磁测量设备；采用新技术，向自动化、智能化方向发展，使我国磁测量发展到一个新的水平。

第一章 磁测量基础

磁测量是建立在电磁理论和电工技术基础之上的一门技术性学科。在研究磁测量技术之前,我们必须掌握磁学的基本知识、基本规律及物质的磁性等内容,为学习后面的章节打下必要的基础。

§ 1-1 基本磁学量和磁单位

一、基本磁学量

(一) 磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$

在电学中已经学过,静止电荷之间的相互作用力是通过电场来传递的,而电场的基本特征之一,是它能对任何置于其中的电荷施加作用力。同样,磁极与磁极,磁极与电流,电流与电流之间也有力的相互作用。为表征这些相互作用,我们引用物质存在的另一种形态—磁场。也就是说,磁极和电流周围空间存在磁场,磁场的基本特征之一,是它对于任何置于其中的磁极或电流能施加作用力。

为了定量地描述磁场,我们引入一个基本磁学量——磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 。根据安培分子环流假说:组成磁铁的最小单元(磁分子)是环形电流。这些分子环流定向地排列起来,在宏观上就显示出N、S极。这样看来,无论是导线中的电流还是磁铁,它们的本源都是电荷的运动。一切磁力现象都归结为运动着的电荷(即电流)之间的相互作用,其相互关系由安培定律表示为

$$\mathbf{F} = id\mathbf{l} \times \mathbf{B}$$

式中, $id\mathbf{l}$ 为电流元; $\mathbf{B}$ 是除 $id\mathbf{l}$ 以外其它电流元在 $d\mathbf{l}$ 处所产生的总磁感应强度矢量。由上式可见,置于磁场中某处的电流元或运动电荷所受的力,与电流元的取向有关。当 $id\mathbf{l}$ 与 $\mathbf{B}$ 平行时,受力为零;当 $id\mathbf{l}$ 与 $\mathbf{B}$ 正交时,受力最大。我们定义某处垂直于磁场的电流元所受的力为该处磁感应强度的大小,即

$$B = \frac{F}{idl}$$

在国际单位制中 B 的单位为 T (特斯拉), 即

$$[B] = \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} = \frac{\text{W}_b}{\text{m}^2} = \text{T}$$

在电磁单位制中, B 的单位为高斯, 其间的关系为

$$1 \text{ T} = 10^4 \text{ Gs}$$

磁场与电流是不可分割的,它们之间的相互关系由毕奥-沙伐定律所确定:在无限大真空中,电流元 $id\mathbf{l}$ 在某点 P 所产生的磁感应强度 $d\mathbf{B}$, 与电流元成正比,与电流元到该点的距离 r 的平方成反比,还与 $d\mathbf{l}$ 与 $\mathbf{r}^0$ 间的夹角的正弦成比例,即

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 i d\mathbf{l} \times \mathbf{r}^0}{4\pi r^2} \quad (1-1)$$

式中, $\mathbf{r}^0$ 为电流元指向 P 点的单位矢量; μ_0 表征真空磁特性的常数, 称为真空磁导率。在国际单位制中, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 。由式 (1-1) 还可导出安培环路定律

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \sum i \quad (1-2)$$

它说明真空中, 磁感应强度 $\mathbf{B}$ 沿任何闭合轮廓的线积分, 等于该轮廓所交链的电流的代数和。所谓交链, 就是电流穿过轮廓的界定面。当电流参考方向与轮廓的绕行方向符合右手螺旋定则时, 该电流为正, 反之为负。

(二) 磁场强度矢量 $\mathbf{H}$

人类最早发现磁现象是从天然磁铁开始的, 磁铁有 N 、 S 两极, 同号磁极相斥, 异号磁极相吸。这一点与正负电荷有很大的相似性。因此, 人们仿照电学, 认为磁极上有一种叫“磁荷”的东西, N 极上的磁荷叫正磁荷, S 极上的磁荷叫负磁荷, 当磁极本身的几何尺寸比它们之间的距离小得多时, 就把磁荷看成为点磁荷。例如, 一根细长磁针两端的磁荷就可看作为点磁荷。

正像电荷之间相互作用的基本规律是库仑定律一样, 磁荷之间相互作用的基本规律是磁的库仑定律。在得到点电荷之间相互作用的规律之前, 库仑就通过实验的方法, 得到了两个点磁荷之间的相互作用规律, 即两个点磁荷 q_{m1} 及 q_{m2} 之间的相互作用力的大小和 q_{m1} 与 q_{m2} 的乘积成正比, 和它们之间的距离 r 的平方成反比; 作用力的方向沿着它们的连线。这个规律叫磁的库仑定律。其表达式与电的库仑定律相似, 为

$$\mathbf{F} = \frac{q_{m1} q_{m2}}{4\pi\mu_0 r^2} \mathbf{r}^0$$

式中, μ_0 为真空磁导率; $\mathbf{r}^0$ 代表由点磁荷引出的单位矢量。当两磁荷同号时 $F > 0$, 表示斥力; 当两磁荷异号时 $F < 0$, 表示引力。

把上式改写为

$$\mathbf{F} = q_{m2} \mathbf{H}$$

式中引入了一个新的矢量 $\mathbf{H}$

$$\mathbf{H} = \frac{q_{m1}}{4\pi\mu_0 r^2} \mathbf{r}^0$$

$\mathbf{H}$ 与点电荷产生的电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 相仿, 因此, $\mathbf{H}$ 称为磁极 1 在磁极 2 处产生的磁场强度矢量。

按磁荷观点, 描述磁场性质的基本磁学量是磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 。仿照电场强度矢量, 规定磁场强度是这样一个矢量, 其大小等于单位点磁荷在该处所受磁场力的大小, 其方向与正磁荷在该处所受磁场力的方向一致。假设试探点磁极的磁荷为 q_m , 它在磁场中某处受的力为 F , 由上述定义, 该处磁场强度矢量为

$$\mathbf{H} = \mathbf{F} / q_m$$

在国际单位制中, H 的单位为 A/m (安每米)。在电磁单位制中, H 的单位为 Oe (奥斯特)。其关系为

$$1 \text{ A/m} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ Oe}$$

磁的库仑定律和电的库仑定律形式相似, 磁场强度矢量的定义式也和电场强度矢量的定

义式相仿。按照类比的方法，电场和磁场的理论可以一直平行地发展下去，只要作如下代替：电荷 $q \rightarrow$ 磁荷 q_m ，电场强度矢量 $E \rightarrow$ 磁场强度矢量 H ，介电常数 $\epsilon \rightarrow$ 磁导率 μ ，则所有电场的公式，可以全部移植到磁场中。

(三) 磁通 Φ

电场的分布是用电力线来描述的。同样，磁场的分布也可借助磁力线来描述。磁力线是一些有方向的曲线，线条的密度表示磁感应强度的大小，线上任一点的切线方向表示该点磁感应强度的方向。因此，磁力线又称为磁感应线。磁感应线与电力线不同，它是一些连续的互不相交的闭合曲线。

仿照引入电通量的方法，我们规定穿过某一闭合轮廓界定面 S 的磁感应线的数目为与该面（或闭合轮廓）相交链的磁通量。其表达式为

$$\Phi = \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S}$$

式中， $d\mathbf{S}$ 为面积元矢量。显然， Φ 的正方向与闭合轮廓的绕行方向符合右手螺旋定则，也即与界定面的正法线方向一致。在国际单位制中，磁通的单位为 $T \cdot m^2$ （特斯拉·米²），或叫Wb（韦伯）。在电磁单位制中，磁通的单位为Mx（麦克斯韦），其关系为

$$1 \text{ Wb} = 10^8 \text{ Mx}$$

由磁通的定义，反过来我们也可以把磁感应强度看成是通过与它垂直的单位面积的磁通量。因而磁感应强度又可称为磁通密度。即

$$B = \Phi / S$$

(四) 磁化强度矢量 M

前面讨论载流线圈产生磁场时，都假定是处于真空中，或者说是处于没有铁磁物质的空间。然而，在实际中，大多数情况下电感器件的线圈中都有铁芯。铁芯起什么作用呢？实验证明，铁芯可以使线圈中的磁通量大大增加。这可用分子电流的观点加以说明。假设有一根铁棒，按照安培分子环流的观点，棒内的每一个磁分子（指磁介质内的微观基本单元，相当于一个环形电流，称为分子电流。每个分子环流都具有磁性，我们用分子磁矩 m 表示。在没有外磁场作用下，各分子环流取向是杂乱无章的。如图1-1a所示，它们的磁矩相互抵消。宏观看起来，铁棒不显磁性。若将铁棒置于恒定磁场 B_0 中，铁棒被磁化，假设分子磁矩所在处的磁感应强度为 B ，则铁棒内各分子磁矩所受到的力矩为

$$\mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}$$

在力矩 T 的作用下，各分子环流的磁矩在一定程度上转向磁场方向，如图1-1b所示。图的右方是磁化了的铁棒的横截面图，由图可以看出，分子环流的环绕方向一致，在铁棒内部任何两个分子环流相邻的电流元的方向总是彼此相反的，它们的效果相互抵消，只有在横截面边缘上的各段电流未被抵消。宏观看起来，每个截面内分子环流的总和与沿截面边缘的大环形电流（宏观上称为束缚电流）等效，如图1-1c所示。从整体上看，磁化了的铁棒就像一个由分子电流组成的“螺线管”，这分子电流螺线管产生的磁感应强度用 B_a 表示，其分布如图1-2所示，是一些连续的互不相交的闭合曲线，在铁芯内部 B_a 的方向与磁化场 B_0 的方向一致，因而有铁芯时，铁芯内的总磁感应强度应该是两者之和，即 $B = B_0 + B_a$ ，比没有铁芯时增加了 B_a 。这就是为什么引进铁芯后磁通量增加的原因。

为了描述磁介质的磁化状态，通常引出磁化强度矢量 M 的概念。磁化强度矢量定义为单位体积内分子磁矩的矢量和。即

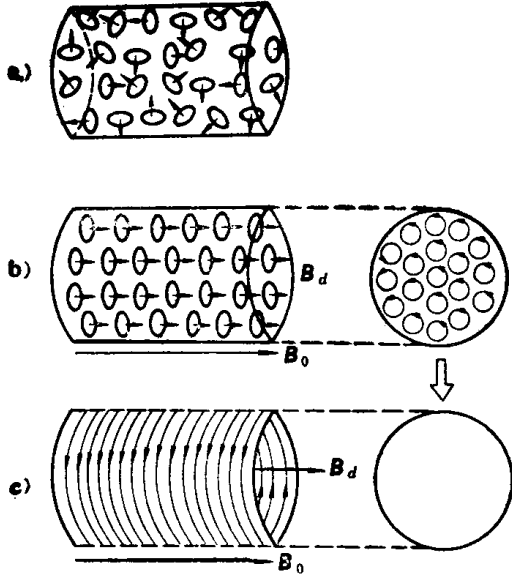


图 1-1 磁介质磁化的微观机制与宏观效果

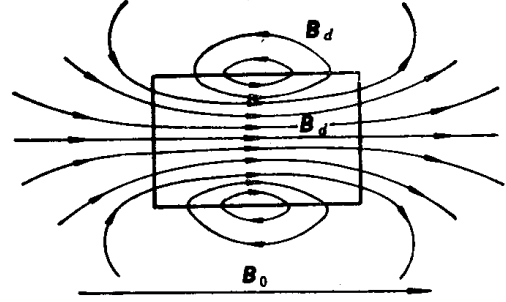


图 1-2 磁化物质的磁感应线

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \mathbf{m}_i}{\Delta V}$$

式中, $\sum \mathbf{m}_i$ 为体积 ΔV 内所有分子磁矩的矢量和。在国际单位制中, M 的单位为 A/m (安每米)。与电磁单位制的关系为

$$1 \text{ A/m} = 10^3 \text{ CGSM}$$

对于铁棒来说, 当它处于未磁化状态时, 各分子磁矩的取向杂乱无章, 它们的矢量和 $\sum \mathbf{m}_i = 0$, 从而棒内磁化强度矢量 $\mathbf{M} = 0$ 。在恒定磁场 $\mathbf{B}_0$ 的作用下, 棒内各分子磁矩在一定程度上沿着 $\mathbf{B}_0$ 的方向排列起来, 它们的矢量和将不等于零, 而且合成矢量具有 $\mathbf{B}_0$ 的方向。分子磁矩定向排列程度越高, 它们的矢量和越大, 从而磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 就越大。由此可见, 磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 是一个反映磁介质磁化状态的物理量。

如前所述, 当磁介质处于磁化状态时, 一方面在磁介质表面出现未被抵消的束缚电流; 另一方面磁介质具有合成磁矩, 它可用磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 描述。根据证明 (推导过繁, 从略) 束缚电流与磁化强度矢量之间有如下关系

$$\oint_l \mathbf{M} d\mathbf{l} = \sum i_\mu \quad (1-3)$$

该式表明, 磁化强度矢量沿任意闭合回路 l 的积分, 等于穿过此闭合回路的所有束缚电流的代数和。这是一个反映磁介质束缚电流的分布与磁化强度矢量之间联系的普遍公式。

关于磁介质的磁化, 在工程中常用磁荷的观点进行分析。磁荷是从电荷类比而来, 在此特别提出, 电学中孤立的电荷是最简单的电结构。磁学中是否有孤立的磁极呢? 这是人们一直为之探讨的问题。但迄今为止, 实验中无论怎样分割一个小的永久磁体, 从未发现单个的磁极, 磁极总是成对出现的。图1-3所示为一对等量异号的点磁荷 $\pm q_m$ 组成的带磁体系, 它们之间的距离 l 远比场中某一点 P 到它们的距离 r 小得多, 这种带磁体系称为磁偶极子。显然, 在磁介质中最小磁单元是磁偶极子, 它的强度用磁偶极矩 $\mathbf{j}_m$ ($\mathbf{j}_m = q_m \mathbf{l}$) 表示。假设磁偶极矩所在处的磁场为 $\mathbf{H}$, 则它所受的力矩为

$$\mathbf{T} = \mathbf{j}_m \times \mathbf{H}$$

力矩 T 力图使磁偶极矩转向磁场 H 的方向,这样介质就被磁化了。为了描述介质的磁化状态,我们引入了磁极化强度矢量 J_m ,它定义为单位体积内所有磁偶极矩的矢量和。即

$$J_m = \frac{\sum j_m}{\Delta V}$$

式中 $\sum j_m$ 为体积 ΔV 内所有磁偶极矩的矢量和; J_m 为磁极化强度矢量,在国际单位制中, J_m 的单位为 Wb/m^2 (韦伯每平方米)或 T (特斯拉)。

磁极化强度矢量 J_m 也是反映介质磁化强弱的物理量,磁偶极矩 j_m 定向排列程度越高,它们的矢量和越大,从而磁极化强度矢量 J_m 越大。

我们再以铁棒为例,在恒定磁场 H_0 的作用下,棒内所有磁偶极子在一定程度上转向磁化场方向,由于磁偶极子的定向排列,在铁棒内部,正负磁荷首尾相接,相互抵消,宏观效果,在棒的两端面上分别出现正负磁荷,或者说形成N、S磁极,如图1-4所示,磁化了的铁棒会形成附加的磁场 H_d ,因而空间各处的总磁场强度 H 应是磁化场 H_0 和附加场 H_d 的矢量和。磁荷的磁场强度分布与电荷的电场强度分布相似,总是从正磁荷指向负磁荷,因此,铁棒内部 H_d 的方向与 H_0 的方向相反,总的磁场强度应是两者相减,即

$$H = H_0 - H_d$$

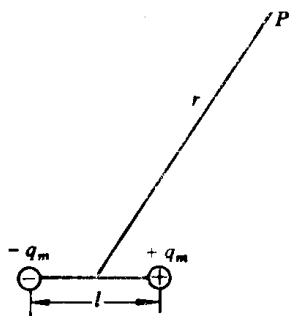


图 1-3 磁偶极子

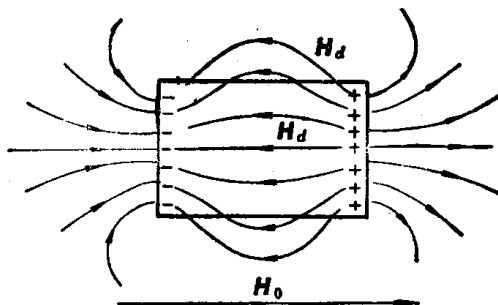


图 1-4 磁荷产生的附加磁场

故此,决定磁介质磁化强度的不是原来的磁化场 H_0 ,而是合成的总磁场强度 H 。磁场强度减弱了,磁极化强度 J_m 也将减弱,所以磁荷在铁棒内部的附加磁场强度 H_d 起着减弱磁极化的作用,故叫退磁场。退磁场是不利于磁介质磁化的,它使磁介质内部的总磁场强度小于磁化场的强度,即 $H < H_0$ 。

由于铁磁物质的磁导率远大于空气的磁导率($\mu \gg \mu_0$),所以在铁棒内部总的磁感应强度仍大于磁化场的磁感应强度,即 $B > B_0$ 。这说明磁荷观点的结论与分子电流观点的结论完全一致。

综上所述,两种观点假设的微观模型不同,所使用的基本物理量不同,在分子电流观点中 B 为基本物理量,其物理意义比较清楚, H 是引入量。而在磁荷观点中基本物理量是 H , B 是引入矢量。两种观点中都有 B 和 H ,但所赋予它们的物理意义不同。然而最后得到的表达式完全相同,计算结果也一样,在这种意义上,两种观点是等效的。它们之间的错综复杂的关系会给初学者带来相当多困难,读者在学习本节引入的概念时,要特别注意,采用某种观点分析磁介质问题时,要把这种观点贯彻始终,而不要把两种观点混淆起来。总的来说,分子电流观点更符合磁介质的微观本质。但从计算上看,磁荷观点简便、直观,而且可以直

接引用静电场的规律。

二、磁单位

按国家法定计量单位规定,本书采用国际单位制(简称SI)。SI单位制中有关电磁量的单位与MKSA单位制完全一样,大家比较熟悉,不必详细介绍。但考虑以往磁学中使用高斯制较为普遍,为了便于查阅各种书刊和文献,附录1中列出了SI单位制和高斯单位制中常用的磁学量单位及其换算比。附录2中给出了两种单位制中磁测量常用公式对照表。在此仅对磁学中使用SI单位制应注意的问题作如下说明。

(一) SI单位制中 $\mu_0 \approx 1$

在高斯制中,介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都是无量纲的纯数,而且真空中的 ϵ_0 和 μ_0 都等于1。这样,磁感应强度和磁场强度的量纲(根据量之间的关系式,由基本量导出导出量,导出量中具有相应幂指数的诸基本量的乘积称为量纲)相同。在真空(或空气)中, B 和 H 不仅量纲相同,而且大小相等。所以在高斯制中, B 和 H 这两个不同的物理量经常混淆,若不注意,可能会造成概念上的错觉。

在SI单位制中, B 和 H 不仅单位不同,大小不等,而且量纲也不相同,它们是完全不同的两个物理量。真空中的磁导率 μ_0 是由基本单位1A的定义而来的,处于真空中两根相距1m的无限长相互平行的细导线,通以相等的电流,若导线间单位长度上的相互作用力为 $2 \times 10^{-7} \text{N}$,则通过之电流定义为1A。由电流之间作用力

$$F = \frac{\mu_0 l I^2}{2\pi r} \quad (1-4)$$

得出真空中的磁导率为

$$\mu_0 = \frac{2\pi r F}{l I^2} = 4\pi \times 10^{-7} \quad \text{H/m}$$

式中, I 为导线中的电流(1A), r 为两根平行导线之间的距离(1m),长度 $l = 1\text{m}$,导线间的相互作用力为 $2 \times 10^{-7} \text{N}$ 。

SI单位制中,有意识地在 μ_0 中引进 4π 的因子,是为了使那些常用的电磁公式中不出现 4π 的因子。 μ_0 中还引入了 10^{-7} 因子,是为了使电流的单位接近于实际使用值的大小。因此,从总体上看,SI单位制构成严格、合理,使用方便。

(二) SI单位制与高斯单位制间公式的转换

从附录2所示两种单位制的公式对照中可以看出,对同一物理定律的物理公式,在不同单位制中其系数不同,这是同一物理量用不同单位计量的必然结果。因此,在计算时,应该注意物理公式所采用的单位制。当物理量的计量单位与公式所采用的单位制不符合时,最好是把全部数据的单位换算成公式所要求的单位再代入公式计算。对于不同单位制之间公式的校验和推导,需要进行公式转换。

在进行两种单位制的公式转换时,应该注意要对物理量的量值进行换算。例如,在SI单位制中,细长螺线管中心的磁感应强度公式为

$$B_0 = \mu_0 N I$$

式中, B_0 为磁感应强度,单位是T; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 为真空磁导率; N 为单位长度上线圈的匝数,单位为匝/m; I 为电流,单位是A。

若将上述SI单位制中磁感应强度的公式,转换为高斯单位制的公式,需要对多个物理量

进行换算。应该注意,量值的换算同单位的换算是不相同的。对于同一物理量,用大单位所得的数值小,用小单位所得的数值大,当从SI单位制换算为高斯制时,公式中每个物理量的单位都变小了,因此必须除以附录1中相应的换算比 K 。量值的换算同单位的换算刚好相反,只有这样,才能还原为原单位制中的公式。按此,上述公式应作如下转换

$$B_0/10^4 = 4\pi \times 10^{-7} \mu_0 (N/10^{-2})(I \cdot 10/c) = 4\pi NI/c$$

式中, B_0 的单位为Gs, $\mu_0 = 1$, N 的单位为匝/cm, I 为CGSE, $C = 3 \times 10^{10}$ 纯数。显然,在SI单位制中细长螺线管中心轴向磁场公式的系数为1,比高斯制中相应公式简单。

从高斯制公式推导SI单位制公式与上法相仿,每个物理量应乘以附录1中相应的换算比。

§ 1-2 磁场的基本定律和磁介质的磁性能方程

一、全电流定律

由上节讨论可知,有磁介质存在时的磁场,实际上就是磁化电流与磁介质内的分子电流在真空中共同产生的磁场。根据安培定律,式(1-2)可写为

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 (\sum \mathbf{i} + \sum \mathbf{i}_m)$$

式中, $\sum \mathbf{i}$ 是穿过闭合积分路径 l 所界定面的各宏观电流的代数和; $\sum \mathbf{i}_m$ 是穿过闭合积分路径 l 所界定面的各分子电流的代数和。将式(1-3)代入上式,得

$$\oint_l \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) \cdot d\mathbf{l} = \sum \mathbf{i}$$

若令

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{M} \quad (1-5)$$

则上式简化为

$$\oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum \mathbf{i} \quad (1-6)$$

式中, $\mathbf{H}$ 也是一个可用以描述磁场的矢量,并称之为磁场强度矢量。由式(1-6)可以看出,不论在均匀或不均匀媒质中, $\mathbf{H}$ 沿任意闭合路径的积分,恒等于该闭合路径界定面所交链的宏观电流的代数和,而与微观的分子电流无关,分子电流的效应已计入矢量 $\mathbf{H}$ 之中。显然, $\mathbf{H}$ 的引入对研究具有磁介质的磁场带来方便。式(1-6)为磁场的基本方程之一,称为全电流定律。

由全电流定律可以证明,在两种不同介质的分界面上,磁场强度的切线分量相等。即

$$H_{1t} = H_{2t}$$

按此,如果测出样品表面切线方向磁场强度 H_{0t} ,则即为样品内切线方向磁场强度。

二、磁介质的性能方程

在磁场强度 $\mathbf{H}$ 的定义式(1-5)中,矢量 $\mathbf{M}$ 和 $\mathbf{H}$ 的关系随物质的不同而不同,因此矢量 $\mathbf{B}$ 与 $\mathbf{M}$ 的关系也随物质而异,所以式(1-5)称为物质的磁性能方程,该式可写为

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

式中 $\mathbf{M}$ 是反映介质磁化程度的物理量,当磁场强度 $\mathbf{H} = 0$ 时, $\sum \mathbf{m}_i = 0$,表示介质未被磁化。当 $\mathbf{H} \neq 0$ 时, $\sum \mathbf{m}_i \neq 0$,则 $\mathbf{M} \neq 0$,表示介质已被磁化。在各向同性的磁介质中,某一点的磁化强度矢量与磁场强度矢量之间的关系可写为

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (1-7)$$

式中, M 和 H 的单位都是 A/m, 故 χ 是纯数, 称为磁化率, 它代表介质的磁化能力。物质结构不同, 磁化能力差别很大, 因而对不同的物质, χ 的差别很大。

将式 (1-7) 代入磁性能方程得

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} = \mu\mathbf{H} \quad (1-8)$$

式中 μ 与 χ 一样是反映介质磁化能力的参数, 称为介质的磁导率。 $\mu_r = \mu/\mu_0$ 称为介质的相对磁导率。实际中, 除铁磁物质外, 其余介质的磁导率与真空的磁导率 μ_0 相差很小, 因此, 在一般介质中, $\mu \approx \mu_0$, 或 $\mu_r = 1$ 。

在国际单位制中, μ 与 μ_0 的单位都为 H/m, μ_r 为没有单位的纯数。

三、磁通连续性原理

根据毕奥-沙伐定律可以证明, 穿过任意封闭面的磁通的代数和恒等于零, 即

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1-9)$$

这就是磁通连续性原理。这个原理指出了磁感应线是处处连续的, 也就是说磁感应线是无头无尾的闭合曲线。

式 (1-9) 是磁场的基本方程之一, 一切场合下都无例外。例如, 在均匀介质中, 载流长直导线周围的磁力线是一些以导线为圆心的圆周。载流螺线管的磁力线是一些环绕螺线管的连续的闭合曲线, 其方向由右手螺旋定则决定。对于永久磁铁, 用分子电流的观点可以证明, 磁铁的磁力线是一些环绕它的连续的闭合曲线, 磁力线的方向与分子环流符合右手螺旋定则, 所以磁铁内部的磁力线的方向是从 S 极到 N 极。

由磁通连续性原理可以证明, 两种介质的分界面上, 磁感应线的法线分量相等, 即

$$B_{1n} = B_{2n}$$

因此, 如果测出样品表面法线磁场强度 H_{0n} , 则样品内磁感应强度的法线分量就可由 $B_{0n} = \mu_0 H_{0n}$ 得出。

四、电磁感应定律

实验证明, 当任一导体回路所交链的磁通链发生变化时, 回路中就产生感应电动势 e , e 的大小与穿过回路界定面的磁通链的变化率 $d\psi/dt$ 成正比。这就是法拉弟电磁感应定律。在选取 e 的参考方向与回路绕行方向一致的情况下, 电磁感应定律表示为

$$e = - \frac{d\psi}{dt}$$

式中负号表明, 感应电动势的方向总是企图引起感生电流, 以阻止回路磁通链 ($\psi = N\Phi$) 的变化, 这一规律又称为楞次定则。

电磁感应是磁场的基本现象之一, 它表明了电与磁的统一。电磁感应定律在磁测量中有着广泛的应用。

五、磁路定律

由于磁场基本规律 $\oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \Sigma i$ 和 $\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$, 与电场基本规律 $\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -d\Phi/dt$ 和 $\oint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = 0$ 形式上相似, 故对应于电路定律有相应的磁路定律。仿照电路中把电流通过的路径叫做电路, 因而把磁感应线通过的路径叫做磁路。式 (1-9) 可写为

$$\Sigma \Phi = \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

这就是磁路中的基尔霍夫第一定律。它表明, 穿过任何封闭曲面的磁通的代数和为零。

螺绕环是一种最简单的磁路, 如图1-5所示。环的匝数为 N , 通过的电流为 I , 环内介质

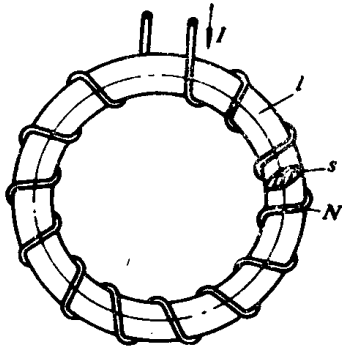


图 1-5 螺绕环

的磁导率为 μ 。由于对称性, 根据全电流定律, 可求出与环共轴的圆周 l 上的磁场强度为

$$H = NI/l$$

若圆环的平均半径远大于环的宽度, 则可以认为环内的磁场分布是均匀的, 故环截面 S 中的磁通量为

$$\Phi = BS = \mu HS = \frac{NI}{l/(\mu S)} = \frac{F_m}{R_m}$$

式中, $F_m = NI$ 为磁动势; $R_m = l/(\mu S)$ 为磁阻, 上式与电路的欧姆定律对应, 称之为磁路欧姆定律。

对于较复杂的磁路, 根据全电流定律可推出

$$\sum H_k l_k = \sum Ni$$

$$\text{或} \quad \sum R_{mk} \Phi_k = \sum F_{mi}$$

这便是磁路的基尔霍夫第二定律。它表明在任一闭合回路中, 各段磁路上磁位降的总和等于该回路中的所有磁动势的总和。

磁路定律与电路定律在形式上虽一一对应, 但磁路与电路有本质的区别。磁路概念的建立是基于铁磁物质的磁导率大大超过了非铁磁物质的磁导率, 然而与电路相比, 其比值远远小于导电体的电导率与空气电导率之比, 因此磁路中的漏磁现象比电路中的漏电现象大为显著。铁磁物质的磁导率不是常数, 其值与磁化状态有关, 因此, 由铁磁物质构成的磁路具有非线性磁阻, 需要借助材料的磁化曲线及磁路的几何尺寸进行计算。只有在铁磁物质未饱和的情况, 或者只需要粗略估算时, 才可认为铁磁物质的磁导率为常数。磁路与电路的最大差别是磁通不像电流一样代表某种质点的运动, 恒定磁通通过磁阻不像恒定电流通过电阻一样会使电阻发热, 磁通的维持不需要能量, 因此与电路中的楞次焦耳定律相似的磁路定律是不存在的。

§ 1-3 物质的磁性

磁性是物质的基本属性之一。但是, 由于各种物质的原子结构不同, 使物质中原子或分子磁矩的大小及相互作用的结果也有不同。根据物质在外磁场作用下磁性的表现, 可以把物质分为如下几类。

一、抗磁性物质

所谓抗磁性, 就是物质在外磁场作用下, 原子系统获得和外磁场方向相反的微弱磁性的现象。其特征是磁化率为负值 (即 $\chi < 0$), 抗磁性物质的磁化率与磁化场的强弱及温度的高低无关, 图1-6给出了抗磁性物质的磁化曲线和磁化率随温度变化的曲线。

抗磁性物质的电子壳层已经填满原子, 它的自旋磁矩和轨道磁矩都为零, 因此不显磁性。若把它放在外磁场中, 会感生磁矩。而感生磁矩可看作绕轨道运行的电子受外磁场作用感应电流所致。根据楞次定则, 在原子里的电子轨道中, 只要外加磁场存在, 感应电流就会永久持续下去。感应电流的磁场与外加磁场方向相反, 由感应电流产生的磁矩是抗磁性磁矩。从这种意义上说, 抗磁性是普遍存在于所有物质中。不过, 由于磁矩很小, 一般 χ 为 10^{-5} 数量级, 因而只有在自旋磁矩和轨道磁矩均为零的抗磁性物质中才能观察出来。抗磁性物质

在自然界中是很多的,许多有机化合物及若干金属、非金属,例如 Zn、Cu、Ag、Si、P、S 等都是抗磁性物质。除此之外,有些抗磁性物质的 χ 特别大,如 Bi 和石墨,属于反常抗磁性物质,它们的 χ 还可能随磁化场和温度变化。超导体在超导状态下,具有保持体内磁场为零及 $\chi = -1$ 的特征,因此超导体可以看作理想的抗磁体。

二、顺磁性物质

所谓顺磁性,就是在外磁场作用下,原子系统获得与外磁场方向相同的微弱磁性的现象。其特征是 $\chi > 0$, 但数值很小,一般为 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ 数量级。顺磁性物质的原子或离子具有未被抵消的磁矩,称为元磁矩。由于元磁矩的方向是混乱的,如图 1-7 所示,因而不表现出宏观磁性。在外磁场作用下,元磁矩转向外磁场方向,因而产生了与外磁场同方向的磁化强度,这种磁性称为朗之万顺磁性。图 1-8 给出了顺磁性物质的 $M-H$ 曲线和 $\chi^{-1}-T$ 曲线,除少数顺磁性物质的磁化率与温度无关外,大多数顺磁性物质的 χ 随 T 的上升而下降,这是由于温度上升,原子热运动加剧,原子热运动的能量增大,要使原子磁矩转向外磁场方向就困难,因而磁化率下降。属于顺磁性的物质很多,许多稀有金属和铁族元素的盐类、碱金属,如 Na、K 等都是顺磁性物质。

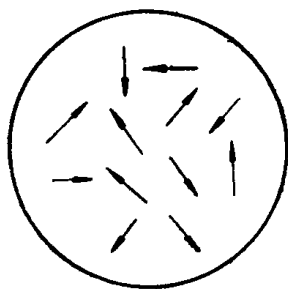


图 1-7 方向混乱的元磁矩

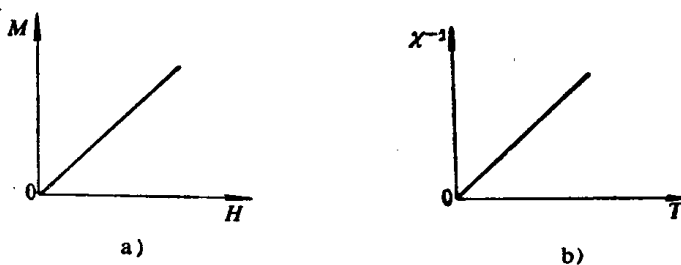


图 1-8 顺磁性物质的特性曲线

a) $M-H$ 曲线 b) $\chi^{-1}-T$ 曲线

三、铁磁性物质

铁磁物质具有非常强的磁性,其磁化率 χ 很大,一般为 $10 \sim 10^6$ 数量级。在没有外磁场作用的情况下,元磁矩平行有序排列,形成强的磁化,如图 1-9 所示。由于这种磁化不是由外磁场产生的,而是自发磁化的结果,因此称为自发磁化。相应的磁化强度称为自发磁化强度,用 M_s 表示。

铁磁性物质有一个磁性转变温度 T_c ,称为居里温度。在 $T < T_c$ 时,物质为铁磁性。随着温度升高,自发磁化强度 M_s 逐渐降低,当到达 T_c 时,原子磁矩的有序排列被破坏,自发磁化强度变为零,物质的磁性消失。当温度升高到 $T > T_c$ 时,物质的铁磁性转变为顺磁性,并服从居里外斯定律。即

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}$$

式中, C 是居里常数; T_p 是铁磁物质的顺磁性居里温度。图 1-10 给出了铁磁物质的 M_s - T 曲线和 χ^{-1} - T 曲线。

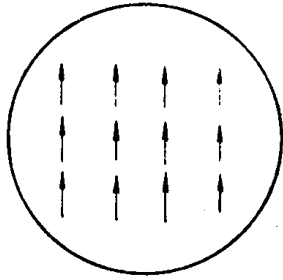


图 1-9 铁磁性物质的元磁矩

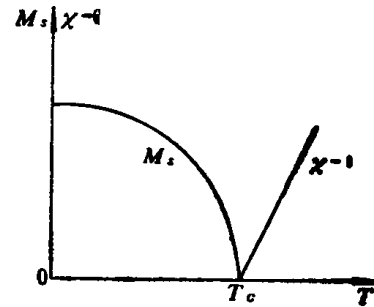


图 1-10 铁磁物质的特性曲线

常用的铁磁物质有铁、钴、镍及它们的合金, 例如, 硅钢片、铁钴合金、坡莫合金等。铁磁物质的具体磁特性, 将在下节详细论述。

四、亚铁磁物质

亚铁磁物质的元磁矩反向平行排列, 如图 1-11 所示, 但由于两个方向的数目或大小不等, 因而自发磁化产生差额, 故具有较强的磁性。为区别于铁磁物质, 称它为亚铁磁物质。

亚铁磁物质的自发磁化强度随温度变化有各种各样的形状, 如图 1-12 所示, 有 P 型、R 型、N 型等。 $T = 0$ 时, 亚铁物质的有序排列是完善的, 随着温度升高而逐渐破坏, 到 $T = T_c$ 时变成混乱排列, T_c 叫做居里点或居里温度。在 $T < T_c$ 时, R 型的 M_s 随 T 上升而单调下降, P 型有峰值, 而 N 型在低于 T_c 的补偿温度 T_{COM} 点过零。当 $T > T_c$ 时, 表现为顺磁性, χ^{-1} 与 T 成曲线关系, 而在高温下, 则接近于直线, 其渐近线的延长线与温度轴线的截点 T_0 叫做渐近居里点, 在许多情况下它是负值。

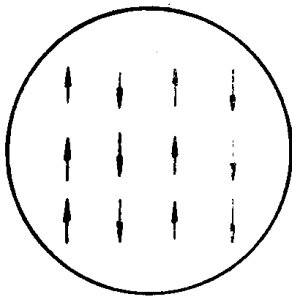


图 1-11 亚铁磁性物质的元磁矩

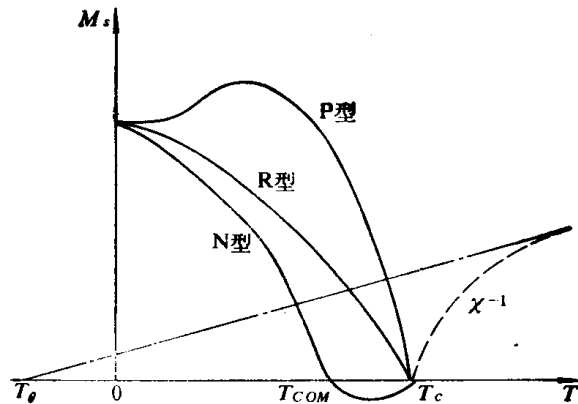


图 1-12 亚铁磁性物质的 M_s - T 和 χ^{-1} - T 曲线

具有代表性的亚铁磁物质是铁氧体, 还有石榴石等化合物。

五、反铁磁物质

反铁磁物质的磁化率 $\chi > 0$, 但数值很小, 在这方面与顺磁性类似, 属于弱磁性物质。但反铁磁物质的原子之间有强的相互作用, 形成元磁矩有序排列, 如图 1-13 所示。由于两个

方向的元磁矩彼此对等反平行，所以宏观磁性为零。只有在很强的外磁场作用下，元磁矩才勉强地转向外磁场方向，表现出微弱的磁性。

反铁磁物质的磁性与温度有关，在 $T = 0\text{K}$ 时，元磁矩整齐有序反平行排列。随着温度的升高，有序排列由于热振动而逐渐变得紊乱起来，到 $T = T_N$ 时，变得完全混乱。 T_N 是有序排列的转变点，称为奈尔温度。当 $T > T_N$ 时，表现出居里外斯型顺磁性。

图1-14绘出了反铁磁物质的 $\chi^{-1}-T$ 曲线。在 $T < T_N$ 时， χ 显出各向异性，垂直于元磁矩轴向磁化时，其磁化率 $\chi_{\perp}$ 不随温度变化；而平行于元磁矩轴向磁化时，其磁化率 $\chi_{\parallel}$ 随 T 上升而线性上升。对于多晶的磁化率 $\bar{\chi}$ 的变化取这两者之间。到 $T = T_N$ 点， χ 趋于定值，当 $T > T_N$ 时， χ 随 T 的变化与顺磁性相似，若将其延长与温度轴线交于 T_{θ} 点，称 T_{θ} 为渐近居里点，在许多情况下它为负值。

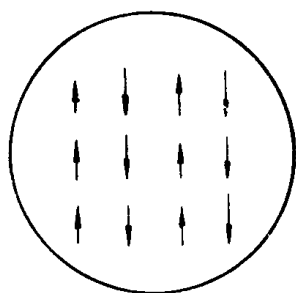


图 1-13 反铁磁性物质的元磁矩

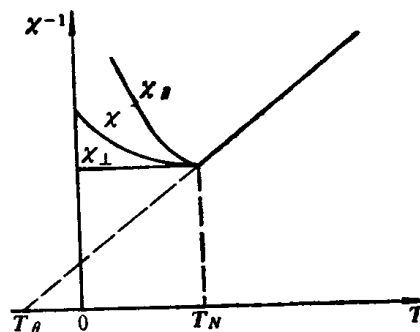


图 1-14 反铁磁性的 $\chi^{-1}-T$ 曲线

典型的反铁磁物质有 MnO 、 NiO 和 FeS 等。

§ 1-4 铁磁物质的静态磁特性

众所周知，铁磁物质可以在弱磁场中获得很强的磁性，而且外磁场除去后，还有剩余的磁化强度，必须经过去磁才能对外不显磁性。铁磁物质为什么具有这种特性呢？与顺磁物质比较起来，关键不在于组成物质的原子本身所具有的磁矩的大小，而在于形成宏观物体后，原子之间的相互作用，使原子或离子磁矩以某种方式整齐地排列起来，也就是说已经达到一定程度的磁化，因为这种磁化不是外磁场作用的结果，所以称为自发磁化。

既然铁磁物质内部存在着自发磁化，那么为什么没有外磁场作用的铁磁物质不显出宏观磁性呢？进一步研究表明，铁磁物质的自发磁化是分为小区域的，在每个小区域中，元磁矩都是按同一方向平行排列，这些小区域叫做磁畴。在未磁化的铁磁物质内，各磁畴磁矩的取向是杂乱的，如图1-15所示，它们的作用相互抵消，因此，未磁化的铁磁物体对外不显磁性。

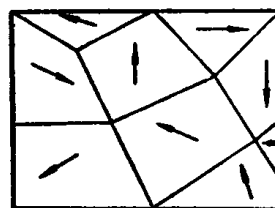


图 1-15 磁畴结构示意图

铁磁体自发磁化为什么不能使元磁矩大片平行地排列，而要分成许多磁化方向不同的磁畴呢？众所周知，自然界中的一切物质，当其所具有的能量最低时结构最稳定。在铁磁体内

部如果只存在一个磁畴，那么，铁磁体便在四周形成磁场，具有很高的能量，如图1-16 a 所示。如果铁磁体内有两个磁畴，一个磁矩向上，另一个磁矩向下，如图1-16 b 所示，则铁磁体在空间形成的磁场能量就会减小。为了进一步降低磁场能量，磁畴结构组成封闭型，如图1-16 c、d 所示，其对外磁场趋近于零。

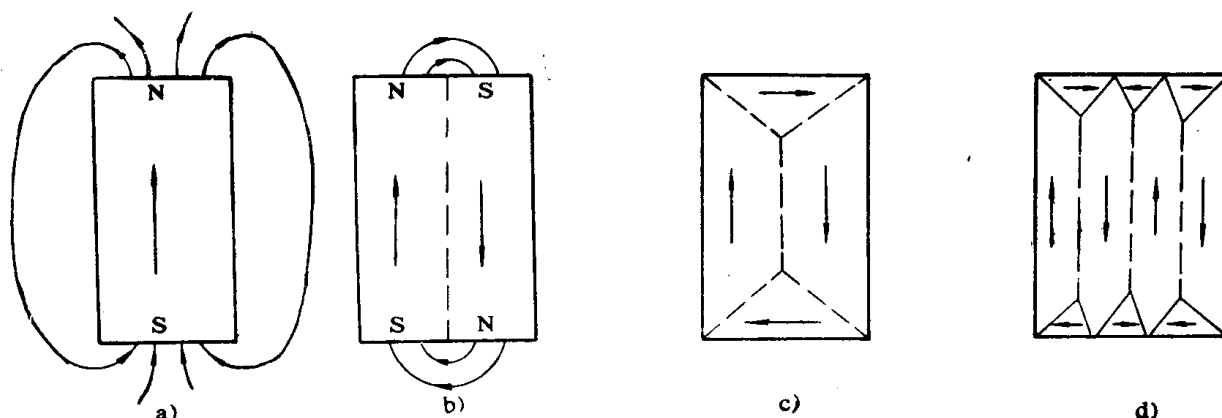


图 1-16 单轴晶体内磁畴的形式

按上述分析，磁畴划分得愈细，形成的磁场能量愈低，铁磁物质的结构最稳定。但是实际并不如此，任何相邻的两个磁畴，各具有不同的自发磁化强度取向。由于磁矩取向不能突然改变，因此相邻磁畴之间必有一过渡层，称为畴壁。在畴壁里元磁矩的方向是逐步改变的，所以畴壁也存在畴壁能。若畴壁分得愈细，畴壁总面积愈大，总的畴壁能也愈大，因而也会影响物质结构的稳定性。所以磁畴的形状和大小由铁磁物质的磁场能与畴壁能之总和为最低的条件所决定。

从上述分析可知，铁磁物质在很弱的磁场下磁化能获得很强的磁性，不仅仅是由于外磁场的作用，而很重要的原因是铁磁物质中有磁畴存在。外磁场的作用，只是把已经高度自发磁化的磁矩，从各个不同方向转向外磁场方向，所以铁磁物质只要有一个不太强的外磁场就可获得很强的磁性。由此可见，自发磁化形成磁畴是强磁性物体磁化的内因，而外加磁场是磁化的外因。

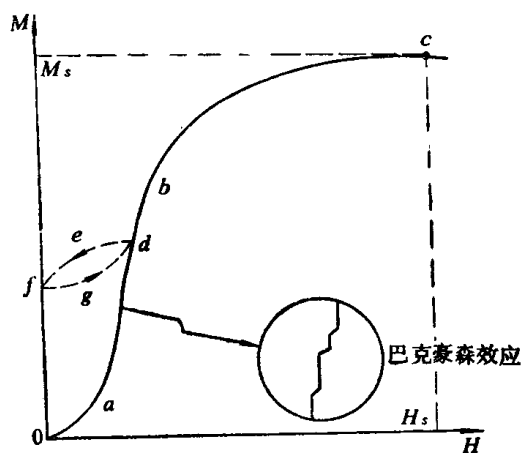


图 1-17 原始磁化曲线

铁磁物质在外磁场作用下，各磁畴的磁矩从不同方向转到外磁场方向，或接近外磁场方向，因而对外显示磁性，这一过程称为技术磁化。下面具体分析铁磁物质在外磁场作用下，其磁化强度 M 或磁感应强度 B 的变化规律。

一、原始磁化曲线

如果取一块铁磁材料，使其在 $H=0$ 时， M 也等于零，则这块材料处于磁中性状态。从这种状态开始，在某一方向上单调地加大磁场，直到铁磁材料饱和，所得出的 $M-H$ 曲线称原始磁化曲线，如图1-17所示。由曲线可以看出，在磁场较弱的起始部分 $0a$ 段， M 与 H 成