

 新世纪高等院校精品教材

CIXUE JICHU YU CIXING CAILIAO

磁学基础与磁性材料

严 密 彭晓领 编著



ZHEJIANG UNIVERSITY PRESS

浙江大學出版社

新世纪高等院校精品教材

磁学基础与磁性材料

严密 彭晓领 编著



浙江大学出版社

内容简介

本书从电子结构及晶体结构两个层次探讨磁学基础理论和磁性材料的制备、性能和检测,分为两个主要部分。第一部分阐述磁学和材料磁性的基础理论和主要概念,包括原子磁矩和各种磁性、磁性材料中的基本现象、磁畴结构、技术磁化和动态磁化理论等。这一部分阐述重要的物理概念,对主要理论予以简明叙述,同时避免复杂的数学推导和过深的理论描述,使之能够较容易地被材料专业的学生和研究人员理解和接受。第二部分阐述主要门类的磁性材料,包括软磁材料、永磁材料、磁记录材料、磁电阻材料、磁致伸缩材料和磁性液体等,既有已广泛应用的材料,也有已成为科学研究的热点、有望在将来获得重要应用的磁性材料。编著本书的目的,是使读者能够在较少的篇幅中对磁学原理及磁性材料有全面的认识。第二部分中涉及到的磁学概念和原理,在第一部分都有介绍。

本书内容丰富,系统全面,论述收入浅出,图文并茂,每章后面附有习题,适宜作为材料专业本科生和研究生教学用书,也可作为磁学和磁性材料领域研究人员和工程技术人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

磁学基础与磁性材料 / 严密, 彭晓领编著. —杭州:
浙江大学出版社, 2006.4
ISBN 7-308-04642-7

I. 磁... II. ①严... ②彭... III. ①磁学②磁性材料 IV. ①O441.2②TM271

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 013384 号

责任编辑: 杜希武

封面设计: 宋纪浔

出版发行: 浙江大学出版社

(杭州天目山路 148 号 邮政编码 310028)

(Email: zupress@mail.hz.zj.cn)

(网址: <http://www.zjupress.com>)

排 版: 浙江大学出版社电脑排版中心

印 刷: 德清县第二印刷厂

印 张: 16.5

开 本: 787mm × 1092mm

字 数: 422 千

版 印 次: 2006 年 4 月第 1 版 2006 年 4 月第 1 次印刷

印 数: 0001-2500

书 号: ISBN 7-308-04642-7/O · 341

定 价: 25.00 元

前 言

随着磁学理论的发展和生产技术的进步，磁性材料已成为国民经济和人类社会重要的基础材料，成为材料科学领域相对独立的材料体系。传统磁性材料性能不断提高，新型磁性材料不断出现，对信息、能源、交通等产业的发展产生了巨大的促进作用，也对磁性材料的教学和研究提出了新的要求。

磁性材料的教学和科研，既需要掌握磁学的基本理论，也需要掌握材料科学与工程的基础知识。现有的磁学书籍，大多属物理学范畴，对磁学理论的讲解较系统深入，但缺少对各种类型磁性材料的阐述。另外，对于材料专业背景学生和工程技术人员，对磁学理论的叙述以满足磁性材料的学习和研究为目的，对物理学和数学的阐述不宜过深。

本书从电子结构及晶体结构两个层次探讨磁学基础理论和磁性材料的制备、性能和检测，分为两个主要部分。第一部分阐述磁学和材料磁性的基础理论和主要概念，包括原子磁矩和各种磁性、磁性材料中的基本现象、磁畴结构、技术磁化和动态磁化理论等。这一部分阐述重要的物理概念，对主要理论予以简明叙述，同时避免复杂的数学推导和过深的理论描述，使之能够较容易地被材料专业的学生和研究人員理解和接受。第二部分阐述主要门类的磁性材料，包括软磁材料、永磁材料、磁记录材料、磁电阻材料、磁致伸缩材料和磁性液体等，既有已广泛应用的材料，也有已成为科学研究的热点、有望在将来获得重要应用的磁性材料。编著本书的目的，是使读者能够在较少的篇幅中对磁学原理及磁性材料有全面的认识。第二部分中涉及到的磁学概念和原理，在第一部分都有介绍。

本书内容丰富，系统全面，论述收入浅出，图文并茂，每章后面附有习题，适宜作为材料专业本科生和研究生教学用书，也可作为磁学和磁性材料领域研究人员和工程技术人员参考书。书中采用国际通用的米、千克、秒、安培（SI）单位制。为方便对CGS电磁单位制熟悉的读者，在本书最后附有两种单位制磁学量单位换算表和常用物理常数表，以便查对。

在本书的编著过程中，参考了大量文献，由于篇幅限制不能一一列出，在此一并表示感谢和歉意。

由于编著者水平有限，加上时间关系，本书难免会有错误和不妥之处，敬请读者批评指正。

编 者

2006年2月于杭州求是园

目 录

- 第1章 磁学基础知识 /1
- 1.1 静磁现象 /1
 - 1.1.1 磁矩 /1
 - 1.1.2 磁化强度 M /2
 - 1.1.3 磁场强度 H 和磁感应强度 B /3
 - 1.1.4 磁化率和磁导率 /5
 - 1.1.5 退磁场 /7
 - 1.1.6 静磁能 /8
 - 1.2 材料的磁化 /10
 - 1.2.1 磁化曲线 /10
 - 1.2.2 磁滞回线 /10
 - 1.3 磁性和磁性材料的分类 /12
 - 1.3.1 物质的磁性分类 /12
 - 1.3.2 磁性材料分类 /14
- 习题1 /17
- 第2章 物质的磁性 /19
- 2.1 原子磁矩 /19
 - 2.1.1 原子核外电子排布规律 /19
 - 2.1.2 电子轨道磁矩 /21
 - 2.1.3 电子自旋磁矩 /23
 - 2.1.4 原子磁矩 /24
 - 2.2 抗磁性 /26
 - 2.3 顺磁性 /28
 - 2.4 铁磁性 /31
 - 2.4.1 铁磁性简介 /31
 - 2.4.2 外斯分子场理论 /33
 - 2.4.3 海森堡交换相互作用模型 /35
 - 2.5 反铁磁性 /37
 - 2.5.1 反铁磁性简介 /37

- 2.5.2 定域分子场理论 /38
- 2.5.3 超交换作用模型 /41
- 2.6 亚铁磁性 /42
 - 2.6.1 亚铁磁性简介 /42
 - 2.6.2 几种常见的铁氧体 /43
 - 2.6.3 亚铁磁性的奈尔分子场理论 /50
- 习题2 /54

第3章 技术磁化 /56

- 3.1 磁性材料中的基本现象 /56
 - 3.1.1 磁晶各向异性 /56
 - 3.1.2 磁致伸缩 /65
- 3.2 磁畴结构 /68
 - 3.2.1 磁畴的成因 /68
 - 3.2.2 畴壁结构 /70
 - 3.2.3 磁畴结构 /74
- 3.3 技术磁化 /83
 - 3.3.1 磁化机制 /83
 - 3.3.2 可逆畴壁位移磁化过程 /85
 - 3.3.3 不可逆畴壁位移磁化过程 /93
 - 3.3.4 可逆磁畴转动磁化过程 /96
 - 3.3.5 不可逆磁畴转动磁化过程 /99
- 3.4 动态磁化 /102
 - 3.4.1 动态磁化过程 /102
 - 3.4.2 动态磁性参数 /104
 - 3.4.3 磁损耗 /110
- 习题3 /112

第4章 软磁材料 /113

- 4.1 衡量软磁材料的重要指标 /114
- 4.2 提高起始磁导率的途径 /115
- 4.3 金属软磁材料 /116
 - 4.3.1 电工纯铁 /116
 - 4.3.2 硅钢 /118
 - 4.3.3 坡莫合金 /120
 - 4.3.4 其他软磁合金 /122
- 4.4 铁氧体软磁材料 /123
- 4.5 纳米晶软磁材料 /126
 - 4.5.1 非晶态软磁材料 /126

4.5.2 纳米晶软磁材料 /128

习题 4 /131

第 5 章 永磁材料 /132

5.1 衡量永磁材料的重要指标 /132

5.2 提高永磁体性能的途径 /135

5.2.1 如何提高材料的剩磁 B /1355.2.2 如何提高材料的矫顽力 H_c /136

5.3 金属永磁材料 /137

5.4 铁氧体永磁材料 /140

5.5 稀土永磁材料 /141

5.5.1 稀土永磁材料概述 /141

5.5.2 钴基稀土永磁材料 /142

5.5.3 Nd-Fe-B 磁体的制备 /146

5.5.4 Nd-Fe-B 磁体的磁性能 /148

5.5.5 影响 Nd-Fe-B 永磁体性能的因素 /150

5.5.6 双相纳米晶复合永磁材料 /154

5.5.7 Sm-Fe-N 系永磁材料 /157

习题 5 /160

第 6 章 磁记录材料 /161

6.1 磁记录概述 /162

6.1.1 磁记录的基本过程 /163

6.1.2 模拟式磁记录 /164

6.1.3 数字式磁记录 /167

6.2 磁头及磁头材料 /170

6.2.1 磁头的种类 /171

6.2.2 磁头材料 /172

6.3 磁记录介质及介质材料 /174

6.3.1 磁记录介质应具备的特性 /174

6.3.2 颗粒状涂布介质 /175

6.3.3 薄膜介质 /179

6.4 磁光记录材料 /182

6.4.1 磁光效应 /182

6.4.2 磁光记录和读出原理 /184

6.4.3 磁光记录介质材料 /186

6.5 磁泡及磁泡材料 /193

6.5.1 磁泡材料应具备的条件 /193

6.5.2 磁泡材料 /193

6.5.3 磁泡器件的制作 /195

习题6 /197

第7章 其他功能磁性材料 /198

7.1 磁性液体 /198

7.1.1 磁性液体的基本概念 /199

7.1.2 磁性液体的基本特性 /201

7.1.3 磁性液体的稳定性 /203

7.1.4 磁性液体的分类 /206

7.1.5 磁性液体的制备方法 /207

7.1.6 磁性液体的应用 /208

7.2 磁致伸缩材料 /211

7.2.1 磁致伸缩材料概述 /211

7.2.2 超磁致伸缩材料 /212

7.2.3 超磁致伸缩的产生机理 /215

7.2.4 超磁致伸缩合金的制备 /217

7.2.5 磁致伸缩材料的应用 /218

7.3 磁电阻材料 /221

7.3.1 磁电阻效应 /221

7.3.2 金属超晶格的GMR效应 /222

7.3.3 自旋阀的GMR效应 /227

7.3.4 颗粒膜GMR效应 /230

7.3.5 隧道型TMR效应 /232

7.3.6 掺杂稀土锰氧化物CMR效应 /233

7.3.7 磁电阻效应的应用 /236

7.4 磁制冷材料 /238

7.4.1 磁制冷原理 /238

7.4.2 磁制冷技术 /241

7.4.3 磁制冷材料 /245

7.4.4 磁制冷应用与面临的问题 /251

习题7 /253

附录 /254

磁学基础知识

1.1 静磁现象

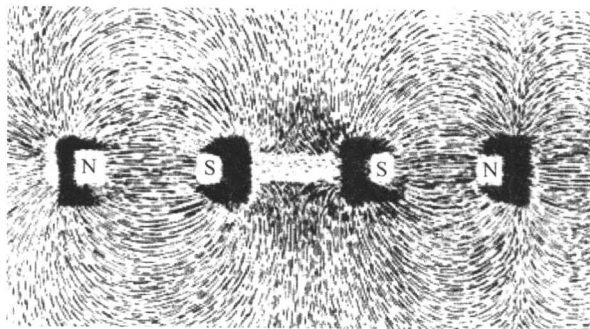
1.1.1 磁矩

物质磁性最直观的表现是两个磁体之间的吸引力或排斥力。磁体中受引力或排斥力最大的区域称为磁体的极，简称磁极。这样，上述现象就可以用磁极之间的相互作用来描述，这种相互作用与静电荷之间的作用相类似。迄今为止，所发现的磁体上都有两个自由磁极的存在。考虑强度为 m_1 (Wb) 和 m_2 (Wb), 距离为 r (m) 的两个磁极，相互之间的作用力 F (N) 为：

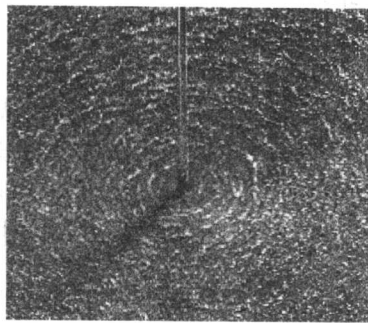
$$F = \frac{m_1 m_2}{4\pi\mu_0 r^2} \quad 1.1$$

这里 μ_0 称为真空磁导率，其值为 $4\pi \times 10^{-7} \text{H}\cdot\text{m}^{-1}$ 。

磁极之间能发生相互作用，是由于在磁极的周围存在着磁场。磁体周围磁场的分布可由磁力线表示，通常用磁体吸引铁屑的情况来表征磁力线的疏密，如图 1.1 (a) 所示。从图 1.1 (a) 中看到，磁极吸引的铁屑最多，说明磁极在空间散发的磁力线最密，磁场最强。磁力线具有以下特点：



(a) 由铁屑反映出的条形磁体的外部磁力线



(b) 通电直导线周围的磁力线

图 1.1

磁力线总是从N极出发，进入与其最邻近的S极，并形成闭合回路；

磁力线总是走磁导率最大的路径，因此磁力线通常呈直线或曲线，不存在呈直角拐弯的磁力线；

任意两条同向磁力线之间相互排斥，因此不存在相交的磁力线。

通电直导线的周围也会产生磁场，如图 1.1 (b) 所示。实际上，对于微小磁体所产生的磁场，可以由平面电流回路来产生。这种可以用无限小电流回路所表示的小磁体，定义为磁偶极子。设磁偶极子的磁极强度为 m ，磁极间距离为 l ，则用 $j_m = ml$ 来表示磁偶极子所具有的磁偶极矩。 j_m 的方向为由S极指向N极，如图 1.2 (a) 所示，单位是 $\text{Wb}\cdot\text{m}$ 。

虽然磁偶极子磁性的强弱可以由磁偶极矩来表示，但在实际上往往很难精确地确定磁极的位置，从而确定磁偶极矩的大小。

磁偶极子磁性的大小和方向可以用磁矩来表示。磁矩定义为磁偶极子等效的平面回路的电流和回路面积的乘积，即

$$\mu_m = iS \quad 1.2$$

μ_m 的方向由右手螺旋定则确定，如图 1.2 (b)。 μ_m 的单位是 $\text{A}\cdot\text{m}^2$ 。

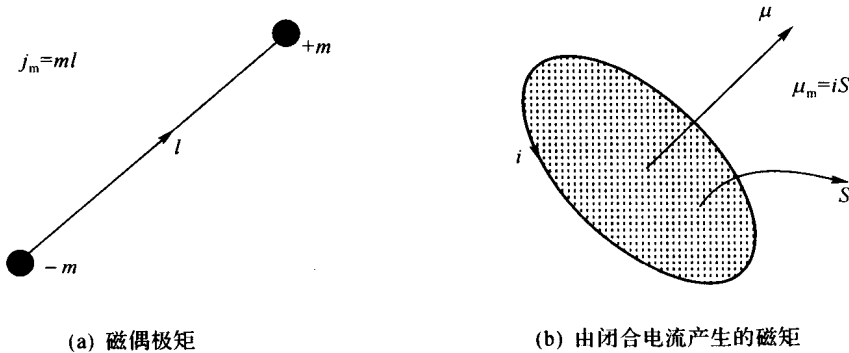


图 1.2

j_m 和 μ_m 虽然有自己的单位和数值，却都是表征磁偶极子磁性强弱和方向的物理量，两者之间存在关系：

$$j_m = \mu_0 \mu_m \quad 1.3$$

上式表明，磁偶极矩等于真空磁导率与磁矩的乘积。

在原子中，电子绕原子核作轨道运动。电子在原子壳层中的轨道运动是稳定的，因而，这种运动与通常的电流闭合回路比较，在磁性上是等效的。因此，原子中电子的轨道运动，同无限小尺寸的电流闭合回路一样，可以视为磁偶极子，其磁矩的大小由 (1.2) 式确定。

1.1.2 磁化强度 M

磁化强度是描述宏观磁体磁性强弱程度的物理量。在磁体内取一个体积元 ΔV ，则在这个体积元内部包含了大量的磁偶极子。这些磁偶极子具有磁偶极矩 $j_{m_1}, j_{m_2}, \dots, j_{m_i}, \dots, j_{m_n}$

或磁矩 $\mu_{m_1}, \mu_{m_2}, \dots, \mu_{m_i}, \dots, \mu_{m_n}$ 。

定义单位体积磁体内磁偶极矩矢量和为磁极化强度，用 J_m 表示：

$$J_m = \frac{\sum_{i=1}^n j_{m_i}}{\Delta V} \quad (\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}) \quad 1.4$$

定义单位体积内磁偶极子具有的磁矩矢量和称为磁化强度，用 M 表示：

$$M = \frac{\sum_{i=1}^n \mu_{m_i}}{\Delta V} \quad (\text{A} \cdot \text{m}^{-1}) \quad 1.5$$

J_m 和 M 虽然有各自的单位和数值，却都是用来描述磁体磁化的方向和强度。同样，它们存在关系：

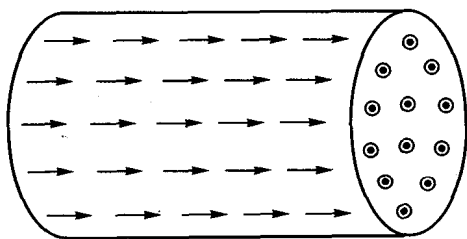
$$J_m = \mu_0 M \quad 1.6$$

如果这些磁偶极子磁矩的大小相等且相互平行排列，如图 1.3 (a) 所示。则磁化强度简化为：

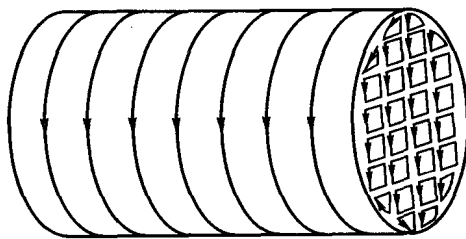
$$M = N \mu_m$$

这里 N 是单位体积内磁矩 μ_m 的总数。

磁偶极子又可以用微小电流回路来表示，这样磁体内部就由很多基本的闭合电流环充满，如图 1.3 (b) 所示。磁体内部相邻电流因方向相反而互相抵消，只有在表面一层上的电流未被抵消。



(a) 将磁化强度看成是磁偶极子的集合



(b) 将磁化强度看成是闭合电流环的集合

图 1.3 从两个角度理解磁化强度

1.1.3 磁场强度 H 和磁感应强度 B

人们一般将磁极受到作用力的空间称为磁场，导体中的电流或永磁体都会产生磁场。空间中的磁场可以用 H 或 B 两个参量来描述。 H 称为磁场强度， B 称为磁感应强度，也称磁通密度。

磁场对置于其中的磁极产生力的作用，该力与磁极强度和磁场强度的乘积成正比。设磁极强度为 m ，场强为 H ，磁极受到力的大小为 F ，有

$$F = mH \quad 1.7$$

比较式 (1.1) 和式 (1.7)，相距为 r 的两个磁极 m_1, m_2 ，其中每一个磁极均置于另外一个磁极所产生的磁场中，磁极 m_1, m_2 处磁场大小分别为：

$$H_{m_1} = \frac{m_2}{4\pi\mu_0 r^2}, \quad H_{m_2} = \frac{m_1}{4\pi\mu_0 r^2}$$

由式 (1.7) 给出磁场强度 H 的定义：单位强度的磁极对应于 1Wb 强度的磁极受到 1 牛顿的力。磁场强度的单位是 $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ 。

虽然永磁体和电流都能产生磁场，但在实际应用中，常常用电流来产生磁场，并用稳定电流在空间产生的磁场的强度来规定磁场强度的单位。在 SI 制中，用电流 $I=1\text{A}$ 通过直导线，在距导线为 $r=(1/2\pi)\text{m}$ 处得到的磁场强度，规定为 1 个磁场强度单位，即 $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ 。电流产生磁场常见的有三种形式。

(1) 无限长载流直导线的磁场强度表示为

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad 1.8$$

式中， I 为通过直导线的电流， r 为计算点至导线的距离。 H 的方向是切于与导线垂直的且以导线为轴的圆周，如图所示 1.4 (a)。

(2) 载流环形线圈圆心上的磁场强度表示为

$$H = \frac{I}{2r} \quad 1.9$$

式中， I 为通过环形线圈的电流， r 为环形线圈的半径。 H 的方向按右手螺旋法则确定，如图 1.4 (b)。

(3) 无限长载流螺线管的磁场强度为

$$H = nI \quad 1.10$$

式中， I 为流经环形线圈的电流， n 为螺线管上单位长度的线圈匝数。 H 的方向为螺线管的轴线方向，如图 1.4 (c)。

如上所示，随导体形状、尺寸不同，磁场的性质、形态、场强分布都会发生变化。正是基于此，实际应用中多采用各种各样导体形式的电磁铁，根据用途不同还可以设计各种各样的磁场分布。

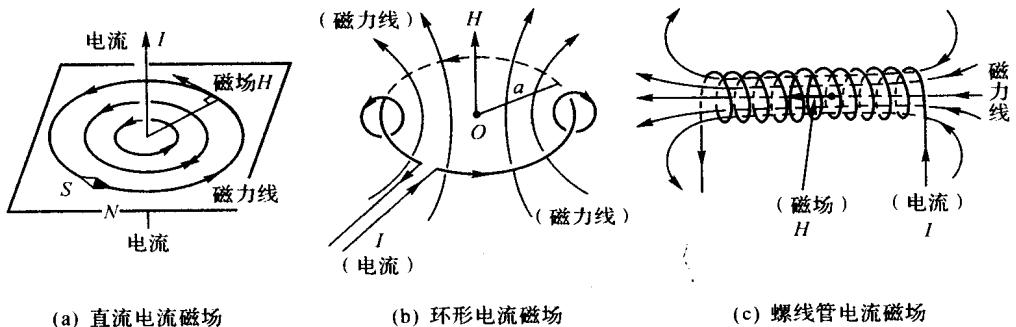


图 1.4 电流形成磁场的基本类型

在一些场合，确定磁场效应的量是磁感应强度 B ，而不是磁场强度 H 。在 SI 单位制中，磁感应强度的定义公式是：

$$B = \mu_0(H + M) \quad 1.11$$

B 的单位是 [T] 或 [Wb·m⁻²]。

在真空中， $M=0$ ，则 $B=\mu_0H$ ， B 和 H 始终是平行的，数值上也呈比例，两者的关系只由真空磁导率 μ_0 来联系。但在磁体内部，两者的关系就复杂得多，必须由式 (1.11) 来表示，方向也不一定平行。

在磁学量中，除了国际单位制 (SI) 以外，还有在物理学中广泛采用的高斯单位制 (CGS)。在不同的书籍和文献中往往碰到这两种不同的单位制，为避免混淆，掌握这两种单位制之间的换算方法很有必要。两种单位制中相应磁学量之间的转换关系可参照附录二或查阅相关文献。

在高斯单位制中，磁感应强度表示为：

$$B = \mu_0 H + 4\pi M$$

在这里， B 的单位是高斯 (Gauss)，磁场强度的单位是奥斯特 (Oe)，真空磁导率 $\mu_0=1$ ，单位是 G·Oe⁻¹。

1.1.4 磁化率和磁导率

对于置于外磁场中的磁体，其磁化强度 M 和外磁场强度 H 存在以下关系：

$$M = \chi H \text{ 或 } \chi = M / H \quad 1.12$$

χ 称为磁体的磁化率，它是表征磁体磁性强弱的一个参量。

将 (1.12) 式代入 (1.11) 式，可得：

$$B = \mu_0(H + \chi H) = \mu_0(1 + \chi)H \quad 1.13$$

定义

$$\mu = 1 + \chi \quad 1.14$$

为相对磁导率，即

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} \quad 1.15$$

从式中看出，磁导率是表征磁体的磁性、导磁性及磁化难易程度的一个磁学量。在 SI 单位制中，将 B 与 H 的比值定义为绝对磁导率： $\mu_{\text{绝对}} = B/H$ 。材料科学中一般不用 $\mu_{\text{绝对}}$ 值，而是采用 $\mu = \mu_{\text{绝对}} / \mu_0$ 。一般所说的磁导率均指相对磁导率。

在不同的磁化条件下，磁导率有不同的表达形式：

(1) 起始磁导率 μ_i

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad 1.16$$

起始磁导率是磁中性状态下磁导率的极限值。弱磁场下使用的磁体，如后面介绍到的软磁体，起始磁导率 μ_i 是一个重要参数。

(2) 最大磁导率 μ_{\max}

$$\mu_{\max} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{B}{H} \right)_{\max} \quad 1.17$$

在起始磁化曲线上，磁导率随磁场强度的不同而不同，其最大值称为最大磁导率 μ_{\max} 。

(3) 复数磁导率 $\tilde{\mu}$

$$\tilde{\mu} = \mu' - i\mu'' \quad 1.18$$

磁体在变化磁场中磁化时，其磁感应强度和磁场强度之间存在相位差，只能用复数表示。它们在复数表示法中的商也同样是一个复数。 $\tilde{\mu}$ 的形式通常如式 (1.18) 所示，其中 μ' 和 μ'' 分别是复数形式的实部和虚部。

(4) 增量磁导率 μ_{Δ}

$$\mu_{\Delta} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad 1.19$$

磁体在稳恒磁场 H_0 作用下，叠一个较小的交变磁场，表现出来的磁导率为增量磁导率。式中， ΔB 、 ΔH 分别为交变磁感应强度和交变磁场强度的峰值。

(5) 可逆磁导率 μ_{rev}

$$\mu_{\text{rev}} = \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \mu_{\Delta} \quad 1.20$$

当交变磁场强度趋于零时，增量磁导率的极限值定义为可逆磁导率。

(6) 微分磁导率 μ_{diff}

$$\mu_{\text{diff}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad 1.21$$

起始磁化曲线上任一点的斜率被称为微分磁化率。

(7) 不可逆磁导率 μ_{irr}

$$\mu_{\text{irr}} = \mu_{\text{diff}} - \mu_{\text{rev}}$$

1.22

不可逆磁导率是由不可逆磁化而引起的。

另外，连接原点 O 与起始磁化曲线上任一点的直线的斜率被称为总磁导率 μ_{tot} 。不管哪种磁导率，其值都不是常数，而是磁场强度的函数，如图 1.5 所示。

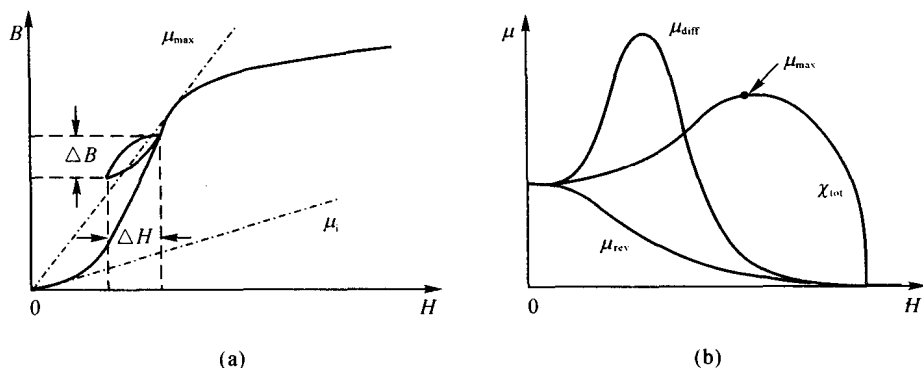


图 1.5 μ - H 曲线示例

1.1.5 退磁场

材料的磁化状态，不仅依赖于它的磁化率，也依赖于样品的形状。当一个有限大小的样品被外磁场磁化时，在它两端出现的自由磁极将产生一个与磁化强度方向相反的磁场。如图 1.6 所示，该磁场被称为退磁场。退磁场 H_d 的强度与磁体的形状及磁极的强度有关，存在关系：

$$H_d = -NM \tag{1.23}$$

这里 N 称为退磁因子，它仅仅和材料的形状有关。例如，对一个沿长轴磁化的细长样品， N 接近于 0，而对于一个粗而短的样品， N 就很大。

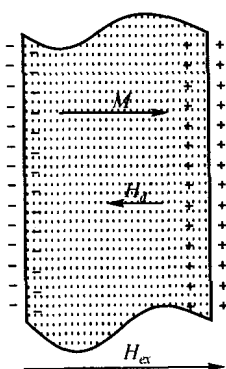


图 1.6 退磁场

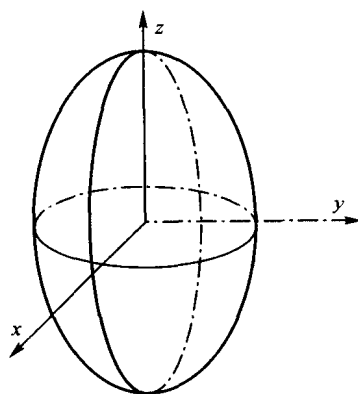


图 1.7 椭球体

对于一般形状的磁体，很难求出 N 的大小。能严格计算其退磁因子的样品的形状只有椭球体，如图 1.7 所示。可以证明椭球体的三个主轴方向退磁因子间存在如下简单关系：

$$N_x + N_y + N_z = 1 \tag{1.24}$$

利用这个关系，我们能够很容易地得到具有高对称性的简单椭球体的退磁因子。

对于球形， $N_x = N_y = N_z$ ，由(1.18)式可得：

$$N = \frac{1}{3} \quad 1.25$$

对于沿长轴方向磁化的细长圆柱体， $N_z = 0$ ，且 $N_x = N_y$ ，可得：

$$N_x = N_y = \frac{1}{2} \quad 1.26$$

对于沿垂直表面方向磁化的无限大平板， $N_x = N_y = 0$ ，因此得：

$$N_z = 1 \quad 1.27$$

对于普通形状的椭球体，沿长轴方向磁化的退磁因子如表 1.1 所示。

一般来说，我们不能忽略退磁场效应。为了磁化一个具有很大退磁因子的样品，需要更高的外加磁场，即使样品的磁导率很大。假定磁化一个 $H_C = 2\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ 的坡莫合金球体到磁饱和状态，因为坡莫合金的饱和磁化强度为 $9.24 \times 10^5 \text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ ，退磁场将达到：

$$H_d = NM_s = \frac{1}{3} \times 9.24 \times 10^5 = 3.08 \times 10^5 \text{A}\cdot\text{m}^{-1} \quad 1.28$$

因此，为了使这个球达到饱和磁化，必须施加一个比上述磁场更大的外磁场，这个外磁场是矫顽力 H_C 的 10^5 倍。

表 1.1 沿长轴磁化的椭球体的退磁因子

| 纵横比 | 圆柱体 | 长椭球体 | 扁椭球体 |
|------|-----------|-----------|----------|
| 0 | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 |
| 1 | 0.2700 | 0.3333 | 0.3333 |
| 2 | 0.1400 | 0.1735 | 0.2364 |
| 5 | 0.0400 | 0.0558 | 0.1248 |
| 10 | 0.0172 | 0.0203 | 0.0696 |
| 20 | 0.00617 | 0.00675 | 0.0369 |
| 50 | 0.00129 | 0.00144 | 0.01472 |
| 100 | 0.00036 | 0.000430 | 0.00776 |
| 200 | 0.00009 | 0.000125 | 0.00390 |
| 500 | 0.000014 | 0.0000236 | 0.001567 |
| 1000 | 0.0000036 | 0.0000066 | 0.000784 |
| 2000 | 0.0000009 | 0.0000019 | 0.000392 |

1.1.6 静磁能

置于磁场中的磁体在磁场的作用下将处于磁化状态。处于磁化状态的磁体具有静磁能。首先考虑磁体在外磁场中的静磁能。如图 1.8 所示，处于磁场中的磁体由于其本身的磁偶

极矩和磁场之间的相互作用，所受的力矩为：

$$L = Fl \sin \theta = mlH \sin \theta \quad 1.29$$

其中 θ 为磁偶极矩与磁场强度之间的夹角。从式 (1.29) 中可以看出，当 $\theta \neq 0^\circ$ 时，磁体在力矩的作用下转动到和磁场一致的方向，如图 1.8 (a) 所示；当 $\theta = 0^\circ$ 时，磁体所受的力矩最小，处于稳定状态，如图 1.8 (b) 所示。设磁体在 L 的作用下的转角为 $d\theta$ ，所做的功为：

$$W = \int L d\theta \quad 1.30$$

由能量守恒原理，磁体在磁场中的位能为：

$$U = -\int L d\theta + U_0 = -mlH \cos \theta + C = -\sum j_m \cdot H + C \quad 1.31$$

选取适当的 C 值，可以将上式化成最简单的形式。

引进磁化强度 M 时，式 (1.31) 转变成：

$$F_H = -\mu_0 M \cdot H = -\mu_0 MH \cos \theta \quad 1.32$$

F_H 为磁体受外场作用所具有的磁场能量密度。

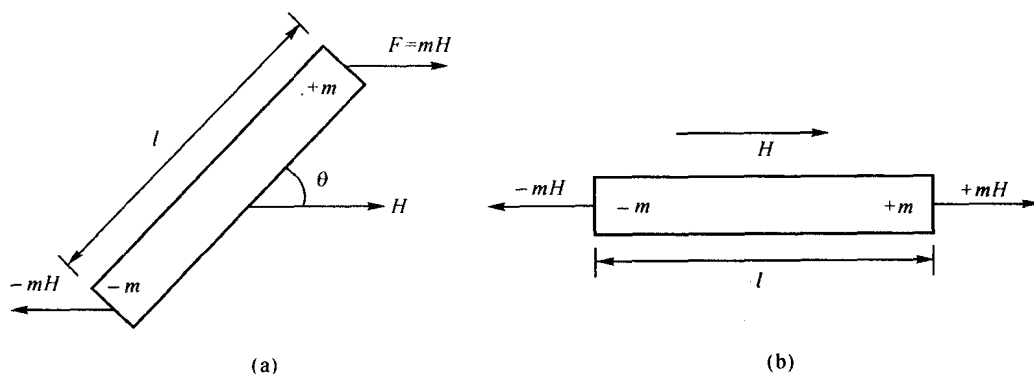


图 1.8 磁体在均匀磁场中受到力的作用

以上 θ 的变动范围是 $0^\circ \sim 180^\circ$ 。当 $\theta = 0^\circ$ 时，磁矩和外磁场方向一致，磁场能量密度为 $-\mu_0 MH$ ，处于能量最低的稳定状态。当 θ 逐渐增大时，外力克服磁场做功，磁体在磁场中的能量增加。当 θ 增大到 180° 时，磁体的能量密度达到最大值 $+\mu_0 MH$ 。

磁体在磁场中具有能量，同样磁体在其自身产生的退磁场中也具有一定的位能，即为退磁场能。退磁场能量的计算可以采用式 (1.32)，但稍有不同的是，退磁场强度 $H_d = -NM$ 是 M 的函数，随 M 的大小而变化。当磁体的磁化强度由零变到 M 时，对于内部均匀磁化的磁体，其退磁场能可以用积分的方法来计算，即：

$$F_d = -\int_0^M \mu_0 H_d dM = \frac{1}{2} \mu_0 NM^2 \quad 1.33$$

说明，均匀磁化的磁体的退磁场能量只与退磁因子有关，即与磁体的几何形状有关。形状不同的磁体，沿其不同方向磁化时，相应的退磁场能量是不同的，因此退磁场能是一种形状各