中国加拿大高等教育项目资助 材料科学翻译丛书

铁磁性物理

[日]近角聪信 著

葛世慧 译
张寿恭 校

兰州大学出版社

需要全本请访问 www.ertongbook.com

图书在版编目(CIP)数据

铁磁性物理/(日)近角聪信著;葛世慧译.—兰州:兰州大学出版社,2002
ISBN 7-311-02030-1

Ⅰ.铁… Ⅱ.①近…②葛… Ⅲ.固体—铁磁性—物理性质—研究 Ⅳ.0482.52
中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 049223 号

铁磁性物理

[日]近角聪信 著

葛世慧 译

张寿恭 校

兰州大学出版社出版发行

兰州市天水路 308 号 电话:8617156 邮编:730000

E-mail:press@onbook.com.cn

http://www.onbook.com.cn

兰州大学出版社激光照排中心照排

兰州残联福利印刷厂印刷

开本:787×1092 1/16 印张:35.5

2002 年 7 月第 1 版 2002 年 7 月第 1 次印刷

字数:899 千字 印数:1~1000 册

ISBN7-311-02030-1/O·163 定价:52.50 元

译者前言

本书是从日本近角聪信（SOSHIN CHIKAZUMI）教授编写的于 1997 年由英国牛津大学出版社出版的“Physics of Ferromagnetism”（英文版）翻译而成。全书包括磁性物理的基本概念、基础理论和基础实验；各种磁性体的磁性特征和起源；磁性材料的磁性和结构；磁性体的各向异性、磁致伸缩、磁畴结构和磁化过程；各种与磁化有关的现象和工程应用等，共八部分 22 章。内容丰富、系统全面，涵盖了该领域的重要历史成就和最新进展。该书物理概念阐述清楚，没有复杂的数学推导，通俗易懂；每章后附有习题和参考文献，因而适合作为大学本科磁学专业的教材，也可供从事磁学和磁性材料工作的科技人员参考。这就是我翻译此书的目的。另外，书后还附有重要的物理常数、磁学量的单位制和相关换算，材料索引和主题索引等，对使用和查找非常方便。

磁学与磁性材料是凝聚态物理和材料科学的重要组成部分。随科学技术的发展，它在国民经济中发挥愈来愈大的作用。我国的磁学教学研究和磁性材料的科研与生产已有相当大的规模，在世界上享有相当的地位。现在还有愈来愈多的人加入这一行列，此书对于那些需要用到磁学知识而又没有机会进入大学磁学专业学习的人，无疑是有益和需要的。

该书的翻译出版是加拿大国际开发署（CIDA）资助的由兰州大学和加拿大马尼托巴大学共同执行的中加高教合作项目——“21 世纪的高教战略”的内容之一。CIDA 给予该书的出版以部分经费资助，在此深致谢意。

衷心感谢中科院物理所张寿恭教授对本书译稿的仔细认真的校对及很多宝贵的建议。我所在教研室的李成贤老师及我的学生刘亚丕、张宗芝、席力、池俊红、刘春明、侯多源等对本书的出版做了大量工作，在此一并表示感谢。

由于水平有限，译文中难免会出现错误和不妥之处，请读者批评指正。

葛世慧

2002 年 4 月

序　言

本书是一本写给对铁磁性物理特性感兴趣的学生或研究人员的教科书。内容的深度适合于仅有电磁理论和原子物理基本知识和一般通晓初等数学的读者。全书着重于物理概念的解释而不是严格的理论处理，后者需要量子力学和高等数学基础知识。

广义上讲，铁磁性系指吸引铁块的强磁性，它长期以来被用在电动机、发电机、变压器、永磁体、磁带和磁盘上。另一方面，铁磁性物理又与材料的量子力学特征如交换相互作用和金属的能带结构有深刻的联系。在这二个极端之间存在着一个中间领域，它研究磁各向异性，磁致伸缩，畴结构和技术磁化。此外，为了理解材料的磁性行为，我们还需要一些化学知识和结晶学知识。

本书的目的是概观这些磁性现象，把主要兴趣集中在这个宽阔领域的中心。全书共分八个部分。第 I 部分讲述磁性现象和磁性测量。而原子的磁性，包括核的磁性及关于磁性的微观实验如中子衍射和核磁共振（NMR），则放在第 II 部分中讲述。第 III 部分论述顺磁性、铁磁性和亚铁磁性的起源和机理。第 IV 部分致力于各种材料的磁性特征，如金属、氧化物、化合物和非晶材料的磁性。在第 V 部分中，讨论了磁各向异性和磁致伸缩。这是我大半生所研究的领域。第 VI 部分描述磁畴结构，磁畴的观察技术和磁畴理论。第 VII 部分是在磁畴理论基础上进行磁化过程的分析。第 VIII 部分研究与磁化强度有关的现象，如磁热、磁电和磁光效应，以及磁性在工程上的应用。

全书使用 SI 或 MKSA 单位制，该体系利用了 E - H 间的类比性。众所周知，该体系可以很方便地描述所有的电磁现象而不会引入麻烦的系数。这个体系也使用电学的实用单位如安培、伏特、欧姆、库仑和法拉。当我们处理一些电与磁相关的现象如涡流和电磁感应时，这个系统尤其方便。然而，熟悉旧的 CGS 磁性单位如高斯、奥斯特等的老一辈人，必须改变他们的思维，从这些旧的单位改用到新的单位如特斯拉、每米安培等。一旦他们熟悉了新的磁性单位制，他们就会欣赏新单位制的方便。为了便于单位间的转换，在附录 5 中，给出了 MKSA 和 CGS 单位之间的转换表。

在本书的第一版，我力求引用尽可能多的文献。到写修订版的时候，已有太多文章可以引用，以致我不得不只选用其中的一小部分，以保持行文的简洁。因此毫无疑问地我也省掉了许多重要的文章，在此我向这些文章的作者致歉并请求他们的宽容和原谅。很多作者善意地允许我采用他们精美的照片和未曾出版的资料，我对此表示诚挚的感谢。

本书最早于 1959 年由东京的 Shyokabo 出版公司用日文出版。其相应的英文版于 1964 年由纽约 John wiley & Sons 公司出版。英文版的内容相对于日文版增加了大约 55%。在当时我的英语得到 Dr. Stanley H.Charp 的润色。一个日文两卷的修订版分别于 1978 和 1984 年出版。其内容比原来的英文版多 30%。该修订的英文版工作始于 1985 年，并花了大约 10 年的时间才完成。在此期间，我的英语通过电子邮件得到 C.D.Graham, Jr 教授的帮助。这版内容相对于日文版没有大的增加，但是增添了最近的发展同时删掉了一些老的和使用较少的内容。

感谢牛津大学出版社的职工在我翻译的整个过程中给予我的帮助和鼓励。

S.C

东京

1996 年 3 月

目　录

第Ⅰ部分　经典磁性

1. 静磁现象 2
1.1 磁矩 2
1.2 磁性材料和磁化强度 6
1.3 铁磁材料的磁化强度和退磁场 9
1.4 磁路 14
1.5 静磁能 19
1.6 磁滞 24
习题 28
参考文献 29
2. 磁性测量 30
2.1 磁场的产生 30
2.2 磁场的测量 35
2.3 磁化强度的测量 37
习题 43
参考文献 43

第Ⅱ部分　原子的磁性

3. 原子的磁矩 45
3.1 原子结构 45
3.2 矢量模型 50
3.3 回转磁效应和铁磁共振 58
3.4 晶场和轨道角动量的淬灭 63
习题 70
参考文献 70
4. 微观实验技术 71
4.1 核磁矩以及相关的实验技术 71
4.2 中子衍射 78
4.3 μ介子的自旋转动（μSR） 83
习题 86
参考文献 86

第Ⅲ部分　磁有序

5. 磁无序 88
5.1 抗磁性 88
5.2 顺磁性 91
习题 96
参考文献 96
6. 铁磁性 97
6.1 铁磁性的外斯（weiss）理论 97
6.2 各种统计理论 102
6.3 交换相互作用 107
习题 110
参考文献 110
7. 反铁磁性和亚铁磁性 111
7.1 反铁磁性 111
7.2 亚铁磁性 117
7.3 螺旋磁性 124
7.4 寄生铁磁性 125
7.5 混磁性及自旋玻璃 127
习题 131
参考文献 131

需要全本请访问 www.ertongbook.com

第Ⅳ部分 材料的磁性特征和结构

8. 金属和合金的磁性 134
8.1 金属的能带结构及磁性 134
8.2 3d 过渡金属和合金的磁性 141
8.3 稀土金属的磁性 148
8.4 金属间化合物的磁性 154
习题 158
参考文献 158
9. 亚铁磁氧化物的磁性 162
9.1 氧化物的晶体结构和磁结构 162
9.2 尖晶石型氧化物的磁性 164
9.3 稀土铁石榴石的磁性 171
9.4 六角晶系磁铅石型氧化物的磁性 173
9.5 其它磁性氧化物的磁性 178
习题 182
参考文献 182
10. 化合物的磁性 184
10.1 3d 过渡族元素与Ⅲb 族元素组成的磁性化合物 185
10.2 3d－Ⅳb 族磁性化合物 187
10.3 3d－Ⅴb 族磁性化合物 189
10.4 3d－Ⅵb 族磁性化合物 192
10.5 3d－Ⅶb（卤）族磁性化合物 194
10.6 3 稀土化合物 194
习题 196
参考文献 196
11. 非晶材料的磁性 199
11.1 3d 过渡族金属－基非晶材料的磁性 199
11.2 3d 过渡族金属与稀土金属形成的非晶合金的磁性 202
习题 203
参考文献 203

第Ⅴ部分 磁各向异性与磁致伸缩

12. 磁晶各向异性 205
12.1 磁晶各向异性唯象论 205
12.2 测量磁各向异性的方法 211
12.3 磁各向异性的机理 220
12.4 实验数据 226
习题 244
参考文献 244
13. 感生磁各向异性 247
13.1 磁退火效应 247
13.2 轧制磁各向异性 256
13.3 与晶体相变联系的感生磁各向异性 63
13.4 其它感生磁各向异性 271
习题 279
参考文献 279
14. 磁致伸缩 283
14.1 磁致伸缩唯象论 283
14.2 磁致伸缩的机理 288
14.3 测量技术 95
14.4 实验数据 297
14.5 体积磁致伸缩和反常热膨胀 301
14.6 磁致伸缩引起的磁各向异性 312
14.7 弹性反常和磁致伸缩 314
习题 316
参考文献 316

第Ⅵ部分 磁畴结构

15. 磁畴结构的观察 320
15.1 磁畴观察的历史和粉纹法 320
15.2 磁光方法 325
15.3 洛仑兹（Lorentz）电子显微术 326
15.4 扫描电子显微术 328
15.5 X 射线形貌学 33

1
15.6 电子全息照相术 332
参考文献 334
16. 自旋分布和畴壁 336
16.1 微磁学 336
16.2 畴壁 340
16.3 180 壁 345
16.4 90 壁 350
16.5 特殊类型的畴壁 354
习题 358
参考文献 358
17. 磁畴结构 359
17.1 磁畴结构的静磁能 359
17 2 磁畴的大小 365
17 3 磁泡畴 370
17 4 条形畴 370
17 5 微粒的畴结构 377
17.6 非完整的铁磁体中的磁畴结构 380
习题 385
参考文献 385

第Ⅶ部分 磁化过程

18. 技术磁化 388
18.1 磁化曲线和磁畴的分布 388
18.2 畴壁位移 399
18.3 磁化强度转动 408
18.4 瑞利（Rayleigh）回线 415
18.5 趋近饱和定律 420
18.6 磁滞回线的形状 424
习题 430
参考文献 431
19. 自旋相变 432
19.1 变磁性磁化过程 432
19.2 亚铁磁性中的自旋陡转 434
19.3 高场磁化过程 441
19.4 自旋重取向 445
习题 447
参考文献 447
20. 动态磁化过程 449
20 1 磁后效 449
20 2 涡流损耗 461
20.3 磁化强度的高频特性 466
20.4 自旋动力学 470
20.5 铁磁、亚铁磁和反铁磁共振 75
20 6 畴壁的运动方程 81
习题 487
参考文献 487

第Ⅷ部分 与磁化相关的现象和工程应用

21. 与磁化有关的各种现象 490
21.1 磁热效应 490
21.2 磁电效应 94
21.3 磁光现象 499
参考文献 501
22. 磁性材料的在工程上的应用 503
22.1 软磁材料 503
22.2 硬磁材料 507
22.3 磁记录和记录材料 509
参考文献 512

习题答案 514
材料索引 526
主题索引 535

附录 1 本书中使用的符号 544
附录 2 各种能量单位的换算 547
附录 3 重要的物理常数 548
附录 4 元素周期表和磁性元素 549
附录 5 磁学量的换算—MKSA 和 CGS 制 554
附录 6 各种磁场单位的换算 555

第I部分

经典磁性

磁性是自然科学史上最老的现象之一。据传说，磁性首先是被一个牧羊人发现的，他注意到他的木棍的铁端，被一块石头所吸引。这种石块在小亚细亚(Asia Minor)、马其顿的 Magnesia 地区以及爱奥尼亚的 Magnesia 城都被发现过。人们相信“Magnetism”一字就是来源于这些地名。以后人们又发现：如果将这些天然磁铁用一条线从中间适当地吊起或放置在一个浮于水面上的软木塞上，它们总是指向北极星的方向。人们从此称之为‘lode stones’或‘loadstones’。这些词来源于一个表示“方向”的字。

在第I部分，我们首先介绍 17 世纪早期 William Gilbert 所详细研究过，后来经过整个 18 世纪和 19 世纪的研究，而形成的静磁学现象。

1. 静磁现象

1.1 磁矩

磁性最直观的表现是两个磁体之间的吸引力或排斥力。假定每个磁体的两端都各有自由磁极，就可把该现象描述为两个磁体的自由磁极之间的相互作用力。由于它和两个带静电荷的物体之间的库仑力相类似，所以这些力被称为“库仑力”。现在考虑强度分别为m_1 (Wb(韦伯))和m_2 (Wb)，其间距离为r (m)的两个磁极。一个作用在另一个上的力F (N(牛顿))是：

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

这里μ_0称为真空磁导率(permeability of vacuum)，其值为

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \qquad \text{亨利每米(H m}^{-1}\text{)} \tag{1.2}$$

人们还发现电流对磁极也有作用力。人们一般将磁极受到作用力的空间称为磁场(magnetic field)。磁场可由磁极也可由电流产生。一个长的通电流的细螺线管，当有电流i (A)流过每米n圈绕线时，在螺线管中心处的磁场强度H为：

$$H = ni \tag{1.3}$$

这样定义的磁场单位是安培每米或 A m^{-1}。(1 A m^{-1} = 4π×10^{-3} Oe = 0.0126 Oe；1 Oe = 79.6 A m^{-1}，见附录 6.)

当一个强度为m (Wb)的磁极被放在一个强度为H (A/m)的磁场中时，作用在这个磁极上的力F (N)是：

$$F = mH \tag{1.4}$$

(μ_0的上述定义使得式(1.4)不会出现系数。)如果将一个长度为l (m)，两端的磁极为m和$-m$的磁棒置于一个均匀磁场H中，每个磁极都受到一个如图 1.1 中箭头所示的作用力，其结果等于一个力偶或转矩，力矩大小为：

$$L = -mlH\sin\theta \tag{1.5}$$

θ是磁场H的方向与磁体磁化强度($-m \rightarrow +m$)方向之间的夹角。这样，均匀磁场将对磁体产生一个转矩而不是平移力。只有当有磁场梯度$\partial H_x / \partial x$时，才有平移力作用在磁体上。图(1.2)中，$x$方向的平动力为：

$$F_x = ml\frac{\partial H}{\partial x} \tag{1.6}$$

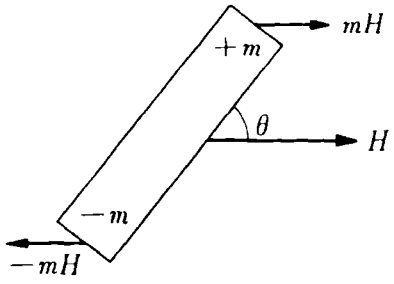


图 1.1 磁体在均匀磁场中所受力矩的作用

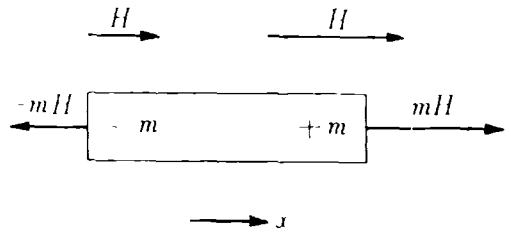


图 1.2 磁体在梯度磁场中受到的平移力的作用

从(1.5)和(1.6)式可以看出，作用在磁体上的任何种类的作用力都包括 m 和 l，它们以乘积 ml 形式出现，我们称这个乘积

$$M = ml \tag{1.7}$$

为磁矩(magnetic moment)，其单位为韦伯米(Wb m)

$$(1\ \text{Wb m} = (1/4\pi) \times\ 10^{10}\ \text{gauss cm}^3)$$

按照 M 的定义，不管磁体的形状如何，在均匀磁场 H 中作用在磁体上的转矩为：

$$L = -MH\sin\theta \tag{1.8}$$

如果没有摩擦力作用在磁体上，转矩(1.8)所作的功是可逆的。它产生势能：

$$U = -MH\cos\theta \tag{1.9}$$

将负磁极到正磁极的方向定义为磁矩的方向，则式(1.8)和(1.9)可用磁矩矢量 $\boldsymbol{M}$ 表示为：

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H} \tag{1.10}$$

及

$$U = -\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H} \tag{1.11}$$

虽然这里磁矩定义为(磁极)×(磁极之间的距离)，但在实际上却很难精确地确定磁极的位

需要全本请访问 www.ertongbook.com

置*。然而，力矩或转矩 L 则是一个可测量的量，这样我们可以利用等式(1.8)作为磁矩的定义。

磁矩也可由闭合电流回路产生。沿一个包围面积为 S (m^2)的闭合回路流动的电流 i (A)产生的磁矩定义为：

$$M = \mu_0 iS \tag{1.12}$$

磁矩的方向定义为顺闭合回路电流方向旋转的右手螺旋的运动方向(图 1.3)。

现在考虑在原点 O 的一个磁体或一个环形电流的磁矩 M_1 怎样在空间产生磁场(图 1.4)。考虑在极坐标系中 $P(r,\theta)$ 点的磁场。为了简化，我们假定磁体 l 或闭合电流环 $\sqrt{S}$ 的大小与 r 相比很小以致可以忽略。满足这个条件的磁场源，被称为磁偶极子(magnetic dipole)。在 P 点磁场的分量由下式给出：

$$H_r = \frac{M_1}{4\pi\mu_0}\frac{2\cos\theta_1}{r^3}$$

$$H_\theta = \frac{M_1}{4\pi\mu_0}\frac{\sin\theta_1}{r^3} \tag{1.13}$$

磁场在空间的分布，可用力线(lines of force)表示。这些力线的方向平行于空间各点的磁场 $\boldsymbol{H}$ 的方向。图 1.4 表示按公式(1.13)计算而由计算机画出的力线图。

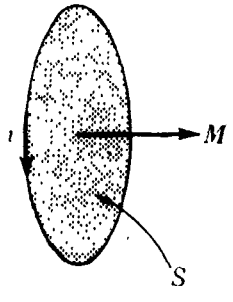


图 1.3 由闭合电流产生的磁矩

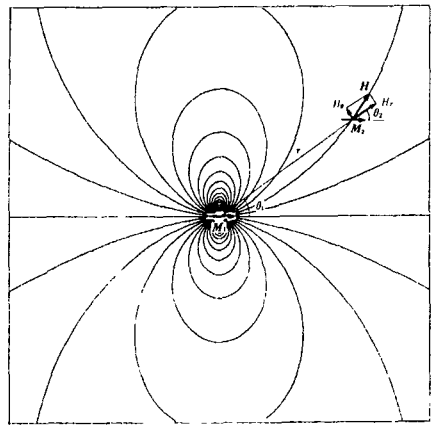


图 1.4 由计算机画出的一个磁偶极子的磁力线分布图

现在，除在原点的磁矩 M_1 外，我们在 P 点放置另一个磁偶极子 M_2，它与 r 成 θ_2 角(为简单起见，我们假定两个偶极子位于同一平面)。利用式(1.9)，此系统的势能由下式给出：

* 因为获得“点”磁极有困难，有些作者以不实际为由而不同意“磁极”的概念。然而，对于在描述电流产生的磁场的毕奥－萨瓦(Biot –Savart)定律中使用的电流“基元”，也会产生同样的异议。但磁极和电流基元两个概念,对计算磁场都很有用。

$$U = -M_2 H_r \cos\theta_2 - M_2 H_\theta \sin\theta_2$$
$$= -\frac{M_1 M_2}{4\pi\mu_0 r^3}(2\cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2) \tag{1.14}$$

如果两个磁偶极子大小相等而且相互平行，即$M_1 = M_2 = M$，$\theta_1 = \theta_2 = \theta$，这相当于铁磁材料中相同原子间偶极子的情况。则(1.14)变为

$$U = -\frac{3M^2}{4\pi\mu_0 r_{12}^3}(\cos^2\theta - \frac{1}{3}) \tag{1.15}$$

此势能在$\theta = 0$处为最小值，因而图 1.5(a)表示的排列是稳定的。该能量的最大值出现



(a) (b)

图 1.5 平行的磁偶极子的两种排列：(a)稳定的，(b)不稳定的。

在$\theta = \frac{\pi}{2}$，故图 1.5(b)描述的排列是不稳定的。偶极子之间的这种相互作用被称为偶极相互作用(dipole interaction)。

在图 1.5(a)中，如果将M_1旋转一个小角度θ_1而保持M_2的方向不变，从式(1.14)得

$$U = -\frac{M_1 M_2}{2\pi\mu_0 r^3}\cos\theta_1 \tag{1.16}$$

取$M_1 = M_2 = M = 1.2\times10^{-29}$(单电子自旋矩，见(3.7))和 $r = 1$ Å，则(1.16)式的系数为：

$$\frac{M_1 M_2}{2\pi\mu_0 r^3} = \frac{1.2^2\times(10^{-29})^2}{8\times3.14^2\times10^{-7}\times10^{-30}} = 1.8\times10^{-23}\,\mathrm{J}$$
$$= 0.9\mathrm{cm}^{-1} = 1.3\,\mathrm{K} \tag{1.17}$$

(见附录 2 中的能量换算关系)。如果M_2与M_1反平行，这与反铁磁材料中的原子偶极子(见第 7 章)的情况相同，则式(1.16)中的系数将变符号。

在(1.14)中，我们假定M_1和M_2都位于$x-y$平面。在普遍情况下，偶极子相互作用的势能由下式给出

$$U = \frac{1}{4\pi\mu_0 r^3}\left\{M_1\cdot M_2 - \frac{3}{r^2}(M_1\cdot r)(M_2\cdot r)\right\} \tag{1.18}$$

1.2 磁性材料和磁化强度

磁性材料是受磁场作用时显示某种程度磁性的材料。磁性材料可分为强磁性材料和弱磁性材料。前者能被永磁体吸引，后者的磁性只有用灵敏的仪器才能检测出来。

当磁性材料被均匀磁化时，每单位体积的磁矩被称为磁极化强度或磁化强度(intensity of magnetization)，通常用 $\boldsymbol{I}$ 表示。如果在磁性材料的单位体积内有磁矩 $\boldsymbol{M}_1, \boldsymbol{M}_2, \cdots, \boldsymbol{M}_n$，则磁化强度由

$$\boldsymbol{I} = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{M}_i \tag{1.19}$$

表示。如果这些磁矩的 M 大小相同且相互平行排列(见图 1.6)，则(1.19)式简化为：

$$I = NM \tag{1.20}$$

这里 N 是单位体积内磁矩 M 的总数。因为 N 的单位是 m^{-3}，从式(1.20)可见 I 的单位是 Wb m^{-2}。它有另一个简单的名字叫特斯拉(T)(1 T=$10^4/4\pi$ gauss=7.9×10^2 gauss)。如果采用式(1.7)对磁偶极子的定义，从(1.20)式我们得到：

$$I = Nml \tag{1.21}$$

在这个表达式中，Nm 表示存在于单位体积材料中磁偶极子的总量，或磁极密度 ρ (Wb/m^3)。这样得

$$I = \rho l \tag{1.22}$$

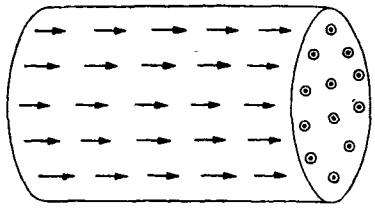


图 1.6 将磁化强度看作是磁偶极子集合的概念

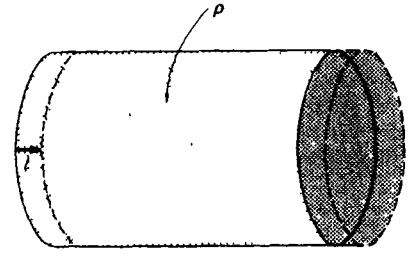


图 1.7 将磁化强度看成是磁荷密度位移的概念

从该式也可将磁化强度的概念解释为磁极密度 ρ 和 $-\rho$ 相对位移一个距离 l(见图 1.7)。因而在样品的两端将出现未被补偿的磁极，其表面密度为：

$$\omega = \rho l \tag{1.23}$$

比较(1.22)和(1.23)得：

$$I = \omega \tag{1.24}$$

这样我们又可以定义磁化强度为通过单位横截面位移的磁极数。

怎样才能将闭合电流环构成的基本磁矩的概念与磁化强度的概念联系起来呢？假定磁性材料内部由很多基本的闭合电流环充满，如图 1.8 所示。因为相邻的电流方向相反而互

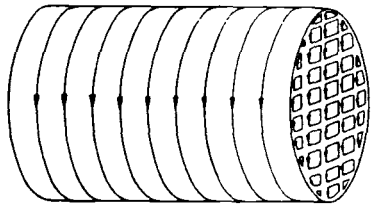


图 1.8 将磁化强度看作是小的闭合电流环集合的概念

相抵消，只有在表面一层上的电流未被抵消。如设想沿磁化强度方向上每单位长度上有 n 个电流层，而基本的闭合电流环的横截面积是 S (m^2)，则单位横截面上的基本电流环的数目为 $1/S$，相应地，每单位体积的磁性材料中的基本电流环数为 n/S。利用方程(1.12)，从式(1.20)得：

$$I = \frac{n}{S}(\mu_0 iS) = \mu_0 ni \tag{1.25}$$

比较式(1.25)与(1.3)，我们看到，磁化强度是由 μ_0 乘内部电流产生的磁场 H' 给出的，即

$$I = \mu_0 H' \tag{1.26}$$

这样，我们就有多种“磁化强度”的概念：基本磁矩的集合、磁极的位移和内部电流。当我们计算磁性材料外部的磁场时，不管用哪一个概念都得到同样的结果。在 1.3 节我们再讨论磁性材料内部的磁场。

可以通过测量磁化样品在外部产生的磁场来确定磁化强度的大小，也可用基于电磁感应的另一种方法来决定。假定我们有一个横截面积为 S (m^2)匝数为 N 的探测线圈，如图 1.9(a)所示。如果我们在垂直于线圈横截面的方向加一磁场 H，根据电磁感应定律，在线圈两端将产生电压

$$V = -NS\mu_0 \frac{dH}{dt} \tag{1.27}$$

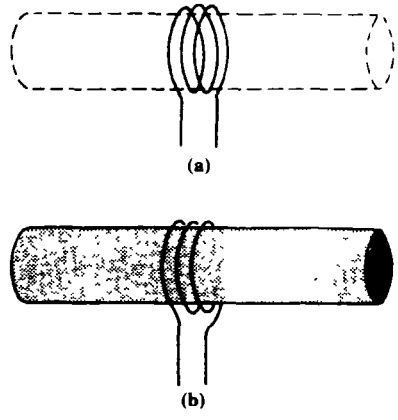


图 1.9 (a)一个空心的探测线圈,(b)一个绕在磁棒上的探测线圈。

如果我们将磁性材料插入线圈(图 1.9(b))内，则线圈两端的电压增加到

$$V = -NS\frac{dB}{dt}^{*} \tag{1.28}$$

这里，B 是磁通密度(magnetic flux density)或磁感应强度。量 B 由下列关系定义：

$$B = I + \mu_0 H \tag{1.29}$$

B 的单位也是 T(1 T=10^4 高斯)。

如果将式(1.26)代入(1.29)得：

$$B=\mu_0(H'+H) \tag{1.30}$$

这个关系告诉我们：插入磁性材料后电磁感应电压的增加，是因为材料内禀电流所产生的磁场叠加到了外磁场上。从一个不同的观点来看，(1.30)式也意味着 B 可被看作是磁性材料的磁化强度与真空磁化强度之和[+]。

B 与横截面积 S 的乘积称为磁通量(magnetic flux)：

$$\Phi = BS \tag{1.31}$$

磁通量的单位是韦伯。利用这个量，(1.28)式可改写为：

$$V = -n\frac{d\Phi}{dt} \tag{1.32}$$

如果磁化强度 I 与磁场 H 成正比，则

$$I = \chi H \tag{1.33}$$

这里的比例因子 χ 称为磁化率(magnetic susceptibility)。在这种情况下，(1.29)式变为：

$$\begin{aligned} B &= (\chi + \mu_0)H \\ &= \mu H \end{aligned} \tag{1.34}$$

其中 μ 称为磁导率(magnetic permeability)。

χ 和 μ 的单位都是亨利·米$^{-1}$ (H m^{-1})，与 μ_0 的单位相同(见(1.2)式)。因此我们也可以用

---

*在这种情况下，我们假定磁性材料的横截面积与探测线圈的完全相同。我们还忽略了退磁场效应。对于实际情况的更加详细的讨论，请参看第二章中的公式(2.25)。

+有些科学家感到真空磁化强度是一个不好的术语，因为真空不是物质。但是我们必须记住，物质本身是一种电磁现象，因而我们不能基于对物质的朴实的概念去规定真空的特性。比较等式(1.27)和(1 28)，我们必须相信真空是能被磁化的 ！

μ_0为单位来表示χ和μ。这时我们称这些量为相对磁化率(relative susceptibility)和相对磁导率(magnetic permeability)，并用$\bar{\chi}$和$\bar{\mu}$来表示。从关系式(1.34)可得：

$$\bar{\mu} = \bar{\chi} + 1 \tag{1.35}$$

对于弱磁性材料，$\bar{\chi}$和$\bar{\mu}$通常与磁场无关，而对于强磁性材料，I是H的复杂函数(见1.3节)，因而(1.34)式只在有限的磁场范围内近似地成立。

1.3 铁磁材料的磁化强度和退磁场

因为铁磁材料可以磁化到很强，它们有比较大的磁导率$\bar{\mu}$，其范围从$10^2 \sim 10^6$。铁磁材料的磁化强度随磁场变化的方式很复杂，可用图1.10所示的磁化曲线来描述。

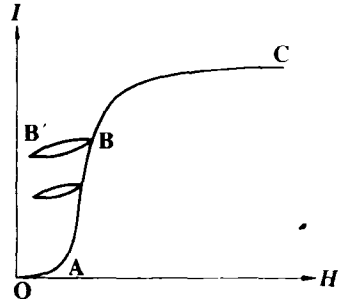


图1.10 起始磁化曲线和小回线

从退磁状态($I = H = 0$)开始，磁化强度随磁场的增加沿曲线OABC增加，并最终达到饱和磁化强度(saturation magnetization)，后者通常用I_s表示。在OA段，磁化过程几乎是可逆的；即当去掉磁场后磁化强度回到0。曲线OA的斜率被称作起始磁化率(initial susceptibility)χ_a。超过这一段，磁化过程不再是可逆的。如果将磁场从B点的值减小，磁化强度不是沿BAO而是沿一个小回线BB′下降，BB′的斜率被称为可逆磁化率(reversible susceptibility)χ_{rev}或增量磁化率(incremental susceptibility)。在起始磁化曲线OABC上任意一点的斜率，被称为微分磁化率(differential susceptibility)χ_{diff}，而连接原点O与起始磁化曲线上任一点的直线的斜率被称为总磁化率(total susceptibility)χ_{tot}。总磁化率的最大值，即从原点O画直线与起始磁化曲线相切的直线的斜率，称为最大磁化率(maximum susceptibility)χ_{max}，它是起始磁化曲线的平均斜率的一个很好的量度。图1.11给出χ_{rev}、χ_{diff}和χ_{tot}沿起始磁化曲线的变化。从χ_a开始，χ_{rev}单调减小，而χ_{diff}有一个尖锐的最大值，χ_{tot}先增加到它的最大值χ_{max}而后下降在$I = I_s$处降至0。χ_{diff}与χ_{rev}之间的差别，代表由不可逆磁化而引起的磁化率，被称为不可逆磁化率(irreversible susceptibility)χ_{irr}；即

$$\chi_{diff} = \chi_{rev} + \chi_{irr} \tag{1.36}$$

如果磁场从饱和状态C减小(见图1.12)，磁化强度I逐渐沿CD而不是沿CBAO减小，并且在$H = 0$时达到非零值I_r(= OD)。后者被称为剩余磁化强度(residual magnetization)或剩

需要全本请访问 www.ertongbook.com