

中国加拿大高等教育项目资助

材料科学翻译丛书

[美] DAVID JILES 著

肖春涛 译

磁学及磁性材料导论 and Magnetic Materials

兰州大学出版社

Introduction to Magnetism and Magnetic Materials

责任编辑/杨正 陈红升 封面设计/张友乾

ISBN 7-311-02230-4



9 787311 022303 >

ISBN7-311-02230-4 定价:36.00元

中国加拿大高等教育项目资助材料科学翻译丛书

磁学及磁性材料导论

(第二版)

[美国] DAVID JILES 著

肖春涛 译

图书在版编目(CIP)数据

磁学及磁性材料导论/(美)吉利斯(Jiles,D.)著;
肖春涛译. —兰州:兰州大学出版社,2003
(中国加拿大高等教育项目资助材料科学翻译丛书)
ISBN 7-311-02230-4

I. 磁... II. ①吉... ②肖... III. ①磁学 ②磁性材料
IV. TM271

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2003)第 069943 号

磁学及磁性材料导论

[美]DAVID JILES 著

肖春涛 译

兰州大学出版社出版发行

兰州市天水路 308 号 电话:8912613 邮编:730000

E-mail:press@onbook.com.cn

http://www.onbook.com.cn

兰州残联福利印刷厂印刷

开本:787×1092 1/16 印张:24.25

2003 年 8 月第 1 版 2003 年 8 月第 1 次印刷

字数:563 千字 印数:1~1000 册

ISBN7-311-02230-4 定价:36.00 元

《磁学及磁性材料导论》

(第二版)

原作者: [美] David Jiles

原出版社: Chapman & Hall

原书号: ISBN 0-412-79860-3

翻译: 肖春涛

内容简介

本书在第二版中进行了详细的修订,以完全适应在过去的六年里学科的发展。前半部分的章节概括了磁学基础知识的论述,希望对磁学有所了解的科学工作者和工程技术人员可以将她作为一本初级教程。这些章节还附有六十多个磁学中的典型问题。后半部分的章节,回顾了磁学的四个重要技术领域——硬磁材料、软磁材料、磁记录和材料的磁检测,近年来最引人注目的进展。后面的这些章节还为业内的专业研究人员提供了磁性材料中最重要领域的述评。这样一来,本书应该对学生和专业人士都有所助益。

本书所涵盖的范围包括:磁场,磁化强度,磁测量,磁性材料,磁特性,磁畴,畴壁,磁畴运动过程,磁有序,电子磁矩,磁性量子理论,软磁材料,硬磁材料,磁记录和材料的磁检测。每一章的末尾给出了发表在主要磁学刊物上的内容广泛的最新参考文献。这就使读者能够迅速接触到磁学中更加专业化的文献资料。

原作者简介

David Jiles: 美国能源部艾姆斯实验室的资深物理学家。他还是爱荷华州立大学材料科学与工程系的教授以及电子与计算机工程系的教授。

自然科学中几乎没有比磁学
更难理解的学科。

——大不列颠百科全书

第一版序

多年来在磁学这一学科中出现了许多优秀的教科书。其中少不了 Bozorth 的《Ferromagnetism》(1950)、Chikazumi 的《Physics of Magnetism》(1964)和 Cullity 的《Introduction to Magnetic Materials》(1972)。可是,如今却没有一本最新的综合性磁学教科书。因此,我希望我这本书能满足这一需求。这是一本面向磁学入门者的书,我期望它能被采用,能够在磁学及磁性材料专业本科生毕业班上使用,或者用作研究生教材。我还希望这本书能够对于那些由于各种原因刚开始接触磁学,并需要一本初级综合读物的研究人员也能有所助益。为此,本书提供了内容广泛的磁学参考文献,我认为这个文献目录能够帮助读者迅速地接触到磁学这门学科里最重要的学术论文。当然,对磁学专业学者来说,现在已有不少上乘的专著,其中首推 Wohlfarth 的四卷本丛书《Ferromagnetic Materials》。

本书是作为一个整体来构思的,第一章到第十一章讲述了磁学的基本原理,第十二章到第十六章则介绍了主要的实际应用。我采取的方法是:首先在大多数读者熟悉的、普通的宏观尺度上研究磁现象,然后逐渐过渡到较小尺度上的磁现象,探索如何对在较大尺度上观察的结果进行解释。我希望这样能使不同类型的读者,不论是物理学工作者、材料科学工作者,还是电气工程师都感到兴趣。这种方法的一个长处是,有可能从唤醒读者的阅历出发而不是通过抽象的概念来介绍这一学科。这样也更易于维持读者的阅读兴趣,不至于使他或她翻开本书的第一章就遭遇艰深晦涩的概念。

物理学工作者或许主要关注第九、十和十一章中讨论的微观现象,材料科学工作者和冶金学工作者可能对第六、七和八章中描述的磁畴运动过程以及它们如何受微结构的影响更感兴趣。电气工程师一定更熟悉第一、二和五章中的磁场计算和磁特性模拟。可是,我希望不论是哪个群体的学者,都能对我们这门学科的应用感兴趣,因为正是这些应用,体现出我们这门学科的存在价值。当今社会迫切需要具有磁学技能的科学家和工程师,是因为磁学在磁记录、永磁体、电工硅钢、软磁材料以及材料检验和测量等方面有着广泛的应用;而不是由于磁学是一门引人入胜和艰难高深的学科。不过,话说回来,磁学正是这样一门非常引人入胜,而且也相当深奥的学科。

磁学单位制的选用,引起了一系列问题,不熟悉这门学科的人对此很难理解掌握。发表在学术期刊上的文章大多数是用 CGS (高斯)制撰写的。采用这种单位制的好处是自由空间的磁导率为 1,而且磁场的单位——奥斯特的大小对实际应用非常方便。可是,在电磁学中广泛采用的却是索来非惯用制。它的优点是 SI 单位制完全兼容,但苦于存在一个严重的缺陷,因为自由空间的磁导率会出现在许多方程中,还有一个累赘的数值—— 12.56×10^{-7} 亨利每米。其实,这个数值并没有什么实际意义,只不过是当我们定义各个单位,尤其是选择安培的单位时所产生的结果。但是在这本书中我还是选择了索来非惯用制,因为它是纯物理和应用物理国际联合会推荐的单位制,也因为它是将来会一统天下的单位制。然而,要把取自学术刊物和专著的每一幅图表都转换成这个单位制是不现实的。而且也没有必要,因为

从事磁学工作的人员必须学会在两种单位制中左右逢源，并得心应手。因此本书以后展示的许多图表都保持了其原始的单位。我在 1.2.6 节中也给出了转换因子，以便读者很快熟悉这些单位制。

最后，我想借此机会，对许多在我撰写本书的过程中，给予我建议和帮助的朋友和同事表示诚挚的谢意。尤其要感谢的是：D. L. Atherton，是他鼓励我动手写这本书的；感谢 S. B. Palmer、F. J. Friedlaender 和 C. D. Graham Jr，他们阅读了全部书稿；还有 D. K. Finnemore、R. D. Greenough、K. A. Gschneidner Jr、W. Lord、B. Lograsso、K. J. Overshott、J. Mallinson、R. W. McCallum、A. J. Moses 和 E. Williams，他们在一些章节中给我提供了宝贵的建议。

David Jiles
于爱荷华州艾姆斯市

第二版序

任何一个作者,都会怀着愉悦的期盼和勉为其难的复杂心情,面对翻新著作版本的需求。出第二版的想法是非常令人惬意的,但一想到要承担相当多的重写任务,就不免让人缩手缩脚。然而在过去的六年里,磁学和磁性材料的巨大进步使得确有必要出第二版,以跟上时代的步伐。特别是在磁记录领域,自第一版以来记录密度已提高了九倍,使我确信关于磁记录的绝大多数讨论都相当过时。不仅如此,还发现了全新的和改良型的永磁体,比如钐—铁—氮;以及不同形式的软磁材料,尤其是人工结构材料,如磁电阻多层膜;在模型化和计算机模拟方面也取得了显著的进步,所以复杂情形下的三维磁场计算现在已被看作是常规研究,而几年前只有专家才能胜任这样的工作。磁力显微术的发展,使人们在小到几十纳米的尺度上的磁性描述方面取得了迅速的进步。此外,所有这些进步都出现在如此短的时间之内,证明了当今磁学领域里的巨大活力。

在为第二版做准备的过程中,我时刻牵挂着两类截然不同的读者,试图给他们都能提供必需的信息。第一类读者是那些刚刚选修第一门磁学课程的学生。对这类读者,我特地增加了三十个带有完备答案和解释并精心编制的问题,还拓展了一些基础课程的素材。例如交变磁场和材料磁化强度的磁极模型、安培“束缚”电流模型如今也包括在内,再加上其它一些素材,就给学生提供了范围更广的磁学基本概念。第二类读者,包括了磁学和磁性材料领域的专业研究人员,他们可能要用本书作为参考资料。对这类读者来说,最新的信息以及关键文献的索引是必不可少的。因此我全面修订和更新了关于硬磁材料和软磁材料、磁记录以及用于材料评估的磁测量等方面的章节。为了容纳所有这些新增加的素材,不得不删掉了第一版中关于超导的一章。

我衷心感谢帮助我修改书稿的许多朋友和同事。我知道,要能一一查找出所有的错误,确实是一件非常费时费力的事,所以我十分感激花费宝贵的时间帮我修改这本书的专家学者。我也盼望新版书的读者对书中表达不情、甚至有不该有的谬误之处提出批评或改正意见。在为新版书提出宝贵设想和意见的学者当中,我要特别铭记感谢的有: A. Aharoni、D. L. Atherton、P. Bissell、G. Booth、R. Chantrell、B. R. Coles、W. D. Corner、S. Foner、F. Friedlaender、H. Gill、R. D. Greenough、A. Hernando、J. Jakubovics、G. A. Jones、A. Morrish、M. Munschau、K. O'Grady、L. G. Rubin、M. J. Sablik、F. Salas、B. K. Tanner 和 C. A. Wert, 他们提供了极为卓越的见解。磁学是一门博大精深的学科,任何个人很难跟得上她的发展步伐,因此,在为第二版精选最新颖和最重要素材的过程当中,上列诸位学者敏锐的判断力就是我的指路明灯。

最后,每当我回想起为撰写这本书而忘我工作的那段日子,我就对我的妻子 Helen 和我们的四个孩子 Sarah、Elizabeth、Andrew 和 Richard,在我从事这项事业的过程中所表现的宽容忍耐充满了感激之情。

David Jiles

一九九七年一月于爱荷华州艾姆斯市

前 言

当你研究本书中错综复杂的磁学问题的时候,你会发现学习的旅程是从你最熟悉的电流通过导线、指南针在磁场中转动、以及磁棒互相吸引或排斥这样的起跑线上开始的。随着学习进程的深入,为了理解实验观察的结果,我们必须迅速揭开表层、钻入材料内部,不断增加放大倍数,研究越来越精微的细节,来解释发生的物理过程。正是用了这样的学习方法,使我们从块状磁体($10^{23}\sim 10^{26}$ 个原子)深入到磁畴范围($10^{12}\sim 10^{18}$ 个原子),然后再进一步探索畴壁尺度($10^2\sim 10^3$ 个原子)的物理过程。在临界现象中,还会经常涉及原子数甚至更小(10个原子或更少)的局域化排列的行为。于是就出现了单个原子的磁矩是如何产生的问题。于是,我们就必须研究一个电子绕一个原子核作轨道运动的行为特征,从而深入到原子内部去寻求答案。接下来遇到的一个问题是,为什么相邻原子的磁矩会规则排列?要回答这个问题,我们就得再向前迈进一步,考虑相邻原子上两个电子之间的量子力学交换作用。至此,我们就走到了磁学基础知识学习阶段的终点。随后我们就要问一问自己,这些知识究竟如何才能为我们所利用?从第十二章到第十五章的几章里,我们考察了磁学的最重要的用途。不必惊讶这些用途都涉及铁磁性。因为铁磁学很可能是磁学这门学科的一个最重要的分支,大多数科学研究、甚至其它形式的磁性研究,最终都是用来帮助我们进一步理解铁磁性的,使我们既能研制出具有改良性能的新型磁性材料,也能使我们更好地利用现有的材料。

我在本书中采用了一种不同寻常的格式,在每一节里,我都用一个问题作先导,并在随后的讨论中加以解答。很多朋友说这种方法很好,可以使读者把注意力集中到将要讨论的主题上来,每一节的目的就很清楚明确。于是我决定保留原稿中的这种格式,我也知道在教科书中这种方法是不合常规的,但我希望它对读者有益。

鸣 谢

非常感谢作者和出版商允许我在本书中复制下列图表。

1.3

P. Ruth (1969) *Introduction to Field and Particle*, Butterworths, London.

1.9

G. V. Brown 和 L. Flax (1964) *Journal of Applied Physics*, **35**, 1764.

2.5

J. A. Osborne (1945) *Physical Review*, **67**, 351.

3.1

D. O. Smith (1956) *Review of Scientific Instruments*, **27**, 261.

3.2, 3.5, 3.6

T. R. McGuire 和 P. J. Flanders (1969) *Magnetism and Metallurgy* (A. E. Berkowitz 和 E. Kneller 主编), Academic Press, New York.

3.4

S. Chikazumi (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York.

3.9

B. I. Bleaney 和 B. Bleaney (1976) *Electricity and Magnetism*, Oxford University Press, Oxford.

4.1

F. W. Sears (1951) *Electricity and Magnetism*, Addison-Wesley, Reading, Mass.

4.5

J. Fidler, J. Bernardi 和 P. Skalichy (1987) *High Performance Permanent Magnet Materials* (S. G. Sankar, J. F. Herbst 和 N. C. Koon 主编), Materials Research Society.

4.6

C. Kittel (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York. R. J. Elliott 和 A. F. Gibson (1974), *An Introduction to Solid State Physics and its Applications*, MacMillan, London.

4.8, 5.2

A. E. E. McKenzie (1971) *A Second Course of Electricity*, 第二版, Cambridge University Press.

5.7

E. W. Lee (1955) *Rep. Prog. Phys.*, **18**, 184. A. E. Clark 和 H. T. Savage (1983) *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **31**, 849.

- 6.4
H. J. Williams, R. J. Bozorth 和 W. Shockley (1940) *Physical Review*, **75**, 155。
- 6.6
C. Kittel (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York。
- 6.7
R. M. Bozorth (1951) *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York。
- 6.8
C. Kittel 和 J. K. Galt (1956) *Solid State Physics*, **3**, 437。
- 7.1
C. Kittel (1949) *Reviews of Modern Physics*, **21**, 541。
- 7.4
R. W. Deblois 和 C. D. Graham (1958) *Journal of Applied Physics*, **29**, 931。
- 7.6
S. Chikazumi (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York。
- 8.2
M. Kersten (1938) *Probleme der Technische Magnetisierungs Kurve*, Springer-Verlag, Berlin。
- 8.5
K. Hoselitz (1951) *Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys*, Oxford University Press, Oxford。
- 8.8, 8.9
J. Degaugue, B. Astie, J. L. Porteseil 和 R. Vergne (1982) *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **26**, 261。
- 8.10
A. Globus, P. Duplex 和 M. Guyot (1971) *IEEE Transactions on Magnetics*, **7**, 617。 A. Globus 和 P. Duplex (1966) *IEEE Transactions on Magnetics*, **2**, 441。
- 8.12
S. Chikazumi (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York。
- 9.2, 9.3
C. Kittel (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York。
- 9.5
P. Weiss 和 R. Forrer (1929) *Annalen der Physik*, **12**, 279。
- 9.6
D. H. Martin (1967) *Magnetism in Solids*, Illife Books, London。
- 9.7, 9.9, 9.10
G. E. Bacon (1975) *Neutron Diffraction*, 第三版, Clarendon Press, Oxford。
- 9.8
J. Crangle (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London。
- 9.11

- G. L. Squires (1954) *Proceedings of the Physical Society of London*, **A67**, 248。
- 9.12
D. Cribier, B. Jacrot 和 G. Parette (1962) *Journal of the Physical Society of Japan*, **17-BIII**, 67。
- 9.14
B. D. Cullity (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass。
- 9.17
C. Kittel (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York。
- 9.19
J. A. Hofman, A. Pashkin, K. J. Tauer 和 R. J. Weiss (1956) *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **1**, 45。
- 9.20
D. H. Martin (1967) *Magnetism in Solids*, Illife Books, London。
- 9.21
S. B. Palmer 和 C. Isci (1978) *Journal of Physics F. Metal Physics*, **8**, 247。 D. C. Jiles 和 S. B. Palmer (1980) *Journal of Physics F. Metal Physics*, **10**, 2857。
- 9.22
R. D. Greenough 和 C Isci (1978) *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **8**, 43。
- 10.6, 10.7
H. Semat (1972) *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*, 第五版, Holt, Rinehart and Winston, New York。
- 11.1
D. H. Martin (1967) *Magnetism in Solids*, Illife Books, London。
- 11.5
J. Crangle (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London。
- 11.6
W. E. Henry (1952) *Physical Review*, **88**, 559。
- 11.10
B. D. Cullity (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass。
- 11.11, 12.1
R. M. Bozorth (1951) *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York。
- 11.12
A. Fert, P. Grunberg 和 A. Barthelmy (1995) *J. M. M. M.*, **140**, 1。
- 12.2, 12.3, 12.13, 12.21
G. Y. Chin 和 J. H. Wernick (1980) *Ferromagnetic Materials*, Vol. 2, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam。
- 12.4
M. F. Litmann (1971) *IEEE Transactions on Magnetism*, **7**, 48。
- 12.5, 12.6

- M. F. Litmann (1967) *Journal of Applied Physics*, **38**, 1104。
- 12.7
- E. Adams (1962) *Journal of Applied Physics*, **33**, 1214。
- 12.8, 12.9, 12.10, 12.11
- C. Heck (1972) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane, Russak and Company, New York。
- 12.14, 12.16, 12.18
- F. E. Luborsky (1980) *Ferromagnetic Materials, Vol. 1*, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam。
- 12.15, 12.17
- 获准复制于 Allied Signal Company, Morristown, New York。
- 12.22, 12.23
- J. H. Swisher 和 E. O. Fuchs (1970) *Journal of the Iron and Steel Institute*, August。
- 12.26
- G. W. Elman (1935) *Electrical Engineering*, **54**, 1292。
- 13.9
- 获准于 H. A. Davies。
- 13.4, 13.5, 13.6, 13.7, 13.8, 13.9
- D. J. Craik (1971) *Structure and Properties of Magnetic Materials*, Pion, London。
- 13.10, 13.11
- R. J. Parker 和 R. J. Studders (1962) *Permanent Magnets and their Applications*, Wiley, New York。
- 13.12, 13.13, 13.14
- R. A. McCurrie (1982) *Ferromagnetic Materials, Vol. 3*, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam。
- 13.16, 13.17
- M. McCaig 和 A. G. Clegg (1987) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, 第二版, Pentech Press, London。
- 13.19
- 获准于 H. A. Davies。
- 14.2, 14.5
- E. Grochowshi 和 D. A. Thompson (1994) *IEEE Trans. Mag.*, **30**, 3797。
- 14.6, 14.7
- R. M. White (1985) *Introduction to Magnetic Recording*, IEEE Press, New York。
- 15.2
- R. S. Tebble, I. C. Skidmore 和 W. D. Corner (1950) *Proceedings of the Physical Society*, **A63**, 739。
- 15.3
- G. A. Matzkanin, R. E. Beissner 和 C. M. Teller, Southwest Research Institute, Report No.

NTIAC-79-2。

15.6

R. A. Langman (1981) *NDT International*, **14**, 255。

15.12

R. E. Beissner, G. A. Matzkanin 和 C. M. Teller, Southwest Research Institute, Report No. NTIAC-80-1。

15.15

W. E. Lord 和 J. H. Hwang (1975) *Journal of Testing and Evaluation*, **3**, 21。

符号术语表

A	磁矢量势
A	面积
	亥姆霍兹能量
	交换硬度系数 ($= E_{\text{ex}}/az$)
a	距离
	晶格间距
	线圈或螺线管的半径
α	平均场常数
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	磁矢量相对于外加磁场的方向余弦
B	磁感应强度
B_g	气隙中的磁感应强度
$B_j(x)$	x 的布里渊函数
B_R	剩余磁感应强度
B_s	饱和磁感应强度
$\beta_1, \beta_2, \beta_3$	测量方向相对于外加磁场的方向余弦
C	电容
	居里常数
c	光速
χ	磁化率
D	电位移矢量
D	螺线管直径
d	直径
δ	畴壁厚度

E	电场强度
E	能量
e	电子电荷
	磁畴内的自发应变
E_a	各向异性能
E_{ex}	原子的交换能
$E_{\text{ex,vol}}$	单位体积的交换能 ($= NE_{\text{ex}}$)
$E_{\text{ex,m}}$	每个最近邻自旋的交换能 ($= E_{\text{ex}}/Z$)
E_f	费密能
E_H	磁场能 (塞曼能)
E_{Hall}	霍尔电场
E_{loss}	能量损耗
E_p	势能
E_{σ}	应力能
ϵ	电容率、介电系数
ϵ_0	自由空间电容率
ϵ_{pin}	畴壁钉扎能
η	磁动势
F	磁场因子
F	力
f	频率
	电流因子
G	吉布斯自由能
g	光谱劈裂因子
	朗德劈裂因子
γ	旋磁比
	单位面积的畴壁能

H	磁场强度
h	普朗克常数
H_c	矫顽力
	临界场
H_{ct}	剩磁矫顽力
H_d	退磁场
H_e	外斯平均场
H_{eff}	有效磁场
H_g	气隙中的磁场
I	磁极化强度
	磁化强度
i	电流
J	电流密度
	总的原子角动量量子数
J	交换常数
j	总的电子角动量量子数
\mathcal{J}	最近邻磁矩之间的耦合作用
J_{atom}	一个原子中的一个电子与几个最近邻原子中的电子的交换积分
J_{ex}	交换积分：两个电子间的交换作用
K	各向异性常数
	孔脱 (Kundt) 常数
	磁滞方程中的钉扎系数或损耗系数
k_B	玻耳兹曼常数
K_{u1}	单轴晶系的第一各向异性常数
K_{u2}	单轴晶系的第二各向异性常数
K_1	立方晶系的第一各向异性常数
K_2	立方晶系的第二各向异性常数

L	电感
	长度
	螺线管长度
	原子轨道角动量
	电子轨道长度
l	长度
	轨道角动量量子数
$\mathcal{L}(x)$	x 的朗之万函数
λ	波长
	磁致伸缩
	螺线管的填充系数
λ_t	横向磁致伸缩
λ_s	饱和磁致伸缩
λ_0	块体自发磁致伸缩
M	磁化强度
m	磁矩
m	质量
	动量
M_{an}	无磁滞磁化强度
m_e	电子质量
m_l	轨道磁量子数
m_0	电子的轨道磁矩
M_R	剩余磁化强度
M_0	饱和磁化强度 (0 K 时的自发磁化强度)
M_s	磁畴内的自发磁化强度
m_s	电子的自旋磁矩
m_s	自旋磁量子数
m_{tot}	原子的总磁矩
μ	磁导率
μ, ν	瑞利系数

μ_B	玻尔磁子
μ_0	自由空间磁导率
N	螺线管的匝数 单位体积的原子数
n	螺线管单位长度上的匝数 主量子数
N_d	退磁因子
N_0	阿伏伽德罗常数
n_s	电子对的数密度
ν	频率
ω	角频率
P	压强
p	磁极强度 角动量算符
P_0	轨道角动量
P_s	电子的自旋角动量
P_{tot}	电子的总角动量
Φ	磁通量
ϕ	角度 自旋波函数
Ψ	总波函数
ψ	电子波函数
Q	电荷
R	电阻
r	矢径 半径

	电子轨道半径
R_m	磁阻
ρ	密度
	电阻率
S	原子自旋角动量
S	熵
s	电子自旋角动量量子数
σ	电导率
	应力
T	温度
t	时间
	厚度
T_c	居里温度
	临界温度
t_0	电子的轨道运动周期
θ	角度
τ	转矩
	轨道周期
τ_{\max}	最大转矩
U	内能
u	单位矢量
V	电势差
	体积
	费尔德常数
v	速度
W	功率

W_a	原子重量
W_H	磁滞损耗
x	沿 x 轴的距离
y	沿 y 轴的距离
Z	阻抗
	原子数
z	沿 z 轴的距离
	最近邻原子数

晶体学方向和晶体学平面的规定：

[100] 表示特定的方向；

$\langle 100 \rangle$ 表示等价的方向族；

(100) 表示特定晶面；

{100} 表示等价的晶面族。

SI 单位, 符号和量纲

物理量	单位		MKSA 基本单位	量纲
	符号	名称		
长度	m	米	m	L
质量	kg	千克	kg	M
时间	s	秒	s	T
频率	Hz	赫兹	s^{-1}	T^{-1}
力	N	牛顿	$kg\ m\ s^{-2}$	MLT^{-2}
压强	Pa	帕斯卡	$kg\ m^{-1}\ s^{-2}$	$ML^{-1}T^{-2}$
能量	J	焦耳	$kg\ m^2\ s^{-2}$	ML^2T^{-2}
功率	W	瓦特	$kg\ m^2\ s^{-3}$	ML^2T^{-3}
电荷	C	库仑	A s	CT
电流	A	安培	A	C
电势	V	伏特	$kg\ m^2\ A^{-1}\ s^{-3}$	$ML^2C^{-1}T^{-3}$
电阻	Ω	欧姆	$kg\ m^2\ A^{-2}\ s^{-3}$	$ML^2C^{-2}T^{-3}$
电阻率	$\Omega\ m$	欧姆米	$kg\ m^3\ A^{-2}\ s^{-3}$	$ML^3C^{-2}T^{-3}$
电导	S	西门子	$A^2\ s^3\ kg^{-1}\ m^{-2}$	$M^{-1}L^{-2}C^2T^3$
电导率	$S\ m^{-1}$	西门子/米	$A^2\ s^3\ kg^{-1}\ m^{-3}$	$M^{-1}L^{-3}C^2T^3$
电容	F	法拉	$A^2\ s^4\ kg^{-1}\ m^{-2}$	$M^{-1}L^{-2}C^2T^4$
电位移 (电通量密度)	$C\ m^{-2}$	库仑/平方米	$A\ s\ m^{-2}$	$CL^{-2}T$
电场强度	$V\ m^{-1}$	伏特/米	$kg\ m\ A^{-1}\ s^{-3}$	$MLC^{-1}T^{-3}$
电极化强度	$C\ m^{-2}$	库仑/平方米	$A\ s\ m^{-2}$	$CL^{-2}T$
电容率	$F\ m^{-1}$	法拉/米	$A^2\ s^4\ kg^{-1}\ m^{-3}$	$M^{-1}L^{-3}C^2T^4$
电感	H	亨利	$kg\ m^2\ A^{-2}\ s^{-2}$	$ML^2C^{-2}T^{-2}$
磁通量	Wb	韦伯	$kg\ m^2\ A^{-1}\ s^{-2}$	$ML^2C^{-1}T^{-2}$
磁感应强度 (磁通量密度)	T	特斯拉	$kg\ A^{-1}\ s^{-2}$	$MC^{-1}T^{-2}$
磁场强度	$A\ m^{-1}$	安培/米	$A\ m^{-1}$	CL^{-1}
磁化强度	$A\ m^{-1}$	安培/米	$A\ m^{-1}$	CL^{-1}
磁导率	$H\ m^{-1}$	亨利/米	$kg\ m\ A^{-2}\ s^{-2}$	$MLC^{-2}T^{-2}$

部分物理常数值

阿伏伽德罗常数	$N_0 = 6.022 \times 10^{26}$ 原子/摩尔
玻耳兹曼常数	$k_B = 1.381 \times 10^{-23}$ 焦耳/开尔文
普适气体常数	$R = 8.314$ 焦耳/摩尔 开尔文
普朗克常数	$h = 6.626 \times 10^{-34}$ 焦耳 秒
	$h/2\pi = 1.054 \times 10^{-34}$ 焦耳 秒
真空中的光速	$c = 2.998 \times 10^8$ 米/秒
真空电容率	$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ 法拉/米
真空磁导率	$\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6}$ 亨利/米
原子质量单位	a.m.u. $\approx 1.661 \times 10^{-27}$ 千克
电子的特性	
电子电荷	$e = -1.602 \times 10^{-19}$ 库仑
电子静质量	$m_e = 9.109 \times 10^{-31}$ 千克
荷质比	$e/m_e = 1.759 \times 10^{11}$ 库仑/千克
电子伏特	$eV = 1.602 \times 10^{-19}$ 焦耳
质子的特性	
质子电荷	$e_p = 1.602 \times 10^{-19}$ 库仑
静质量	$m_p = 1.673 \times 10^{-27}$ 千克
质子的旋磁比	$\gamma_p = 2.675 \times 10^8$ 赫兹/特斯拉
磁性常数	
玻尔磁子	$\mu_B = 9.274 \times 10^{-24}$ 安培 平方米 (= 焦耳/特斯拉)
	$= 1.165 \times 10^{-29}$ 焦耳 米/安培
核磁子	$\mu_N = 5.051 \times 10^{-27}$ 安培 平方米 (= 焦耳/特斯拉)
磁通量子	$\Phi_0 = 2.067 \times 10^{-15}$ 韦伯 (= 伏特 秒)

目 录

第一版序	1	符号术语表	6
第二版序	1	SI 单位, 符号和量纲	13
前言	1	部分物理常数值	14
鸣谢	1		

第一篇 电磁学——宏观尺度上的磁现象

第一章 磁场

1.1 磁场	3	参考文献	25
1.2 磁感应	8	进一步阅读	26
1.3 磁场计算	14	练习	27

第二章 磁化强度和磁矩

2.1 磁矩	28	2.5 交变磁场对材料的渗透	45
2.2 磁极和安培束缚电流	31	参考文献	48
2.3 磁化强度	35	进一步阅读	49
2.4 磁路与退磁场	38	练习	49

第三章 磁性测量

3.1 感应法	51	参考文献	67
3.2 测量力的方法	56	进一步阅读	68
3.3 依赖于材料特性变化的方法	60	练习	68
3.4 SQUID	65		

第四章 磁性材料

4.1 磁性材料的分类	70	参考文献	84
4.2 铁磁体的磁性能	72	进一步阅读	85
4.3 不同类型的实用铁磁性材料	75	练习	85
4.4 顺磁性和抗磁性	80		

第五章 磁特性

5.1 磁滞回线及相关特性	87	参考文献	100
5.2 巴克好森效应及相关现象	93	进一步阅读	101
5.3 磁致伸缩	94	练习	101
5.4 磁致电阻	99		

第二第 材料磁性——微观尺度上的磁现象

第六章 磁畴

6.1 磁畴理论的发展	107	进一步阅读	121
6.2 能量依据和磁畴图形	114	练习	121
参考文献	120		

第七章 畴壁

7.1 磁畴边界的特性	123	进一步阅读	138
7.2 畴壁位移	132	练习	138
参考文献	137		

第八章 磁畴运动过程

8.1 可逆及不可逆磁畴运动过程	140	参考文献	165
8.2 由钉扎模型确定磁化曲线	147	进一步阅读	167
8.3 铁磁性滞后现象的理论	154	练习	167
8.4 磁畴磁化过程动力学	159		

第九章 磁有序及临界现象

9.1 顺磁性理论和抗磁性理论	169	参考文献	200
9.2 磁有序理论	177	进一步阅读	202
9.3 磁结构	186	练习	202

第十章 电子磁矩

10.1 电子磁矩的经典模型	204	参考文献	222
10.2 电子磁矩的量子力学模型	206	进一步阅读	223
10.3 自由原子的磁性能	216	练习	223

第十一章 磁性量子理论

11.1 电子—电子相互作用	225	参考文献	245
11.2 局域电子理论	232	进一步阅读	246
11.3 巡游电子理论	238	练习	246

第三篇 磁学——技术应用

第十二章 软磁材料

12.1 特性及应用	251	12.4 磁屏蔽材料	275
12.2 交流应用的材料	254	参考文献	277
12.3 直流应用的材料	269	进一步阅读	278

第十三章 硬磁材料

13.1 特性及应用	279	参考文献	299
13.2 永磁材料	288	进一步阅读	301

第十四章 磁记录

14.1 磁记录介质	302	参考文献	320
14.2 记录磁头及记录过程	312	进一步阅读	321
14.3 磁记录过程的模拟	320		

第十五章 材料的磁检测

15.1 内禀特性的评定方法	322	15.4 总结	344
15.2 缺陷和其它不均匀性的探测方法	329	参考文献	344
15.3 磁成像方法	339	进一步阅读	347
附录 1: 作为电场的相对论性修正的磁场			348
附录 2: 从相对论性洛伦兹变换推导麦克斯韦方程组			352

第一篇 电磁学

——宏观尺度上的磁现象

第一章 磁 场

在这一章里，我们将阐述对“磁场”意味着什么这一问题的看法，并且向大家表明磁场始终是电荷运动的结果。随后将讨论磁感应或“磁通密度”的概念及其与磁场的关系。我们将会看到目前磁学中采用的各种单位制之间的转换，并在最后讨论磁场的计算方法。

1.1 磁场

“磁场”的含义是什么？

磁学中最基本的概念之一就是磁场的概念。当一个空间体积中产生磁场时，就意味着该体积的能量有一个变化，除此之外还会有一个能量梯度，于是产生一个力，这个力可以通过磁场中电荷的加速运动来体现，也可以通过作用在载流导体上的力，作用在磁偶极矩比如磁棒上的转矩、甚至可以通过某些种类的原子中电子自旋的再取向来体现。指南针是磁偶极矩的一个范例，作用在它上面的转矩可能是我们最熟悉的磁场特性。

1.1.1 磁场的产生

磁场是如何产生的？

只要有运动电荷就会产生磁场。这一点可与 Oersted 于 1819 年首先发现的导体中电流的磁效应^[1]相当。永磁体也可以产生磁场。这种情况下没有传导电流，但是在永磁材料中有电子的轨道运动和自旋（所谓的“安培电流”），这导致了材料的内部磁化并在外部产生磁场。磁场对载流导体和永磁体都有作用力。

为了解释为什么运动电荷会产生磁场，我们需要自问：两个电荷静止时和运动时它们之间存在什么样的作用力？相对于谁或以什么方式来测量它们之间的作用力？在前一种情况下，电荷静止，电荷之间唯一的力就是静电库仑力。然而，当电荷处于运动中时，就有一个附加力作用在电荷上，我们通常称之为磁力或磁场。此磁场的存在可以通过对电荷间的库仑力进行相对论性洛伦兹变换而体现出来。这一点在附录 1 中有详细解释。因此磁场是作为静电库仑力的延伸或修正而出现的。

1.1.2 毕奥—萨伐尔定律 (Biot-Savart Law)

有什么办法可以计算一个电流产生的磁场强度？

毕奥—萨伐尔定律是电磁学的基本定律之一，它使我们能够计算电流产生的磁场强度 H 。它是一个实验观察结果的总结，而不是一个理论的预言。该定律的常用形式给出流过导体中一个长度单元的电流产生的磁场分布：

$$\delta H = \frac{1}{4\pi r^2} i \delta l \times u, \quad (1.1)$$

其中 i 是流过导体中长度单元 δl 的电流, r 是径向距离, u 是径向的单位矢量, δH 是电流元 $i\delta l$ 对 r 处磁场强度的贡献。

上式称为毕奥—萨伐尔定律 (1820 年), 尽管 Ampere 也在同一年以不同的形式独立地发现了这一规律。对稳恒电流而言, 该定律与安培环路定律是等价的。它不能真正地被直接证明, 但被实验测量确认是正确的。尤其值得注意的是它是一个反平方律。

1.1.3 圆线圈产生的磁场

单匝圆线圈产生的磁场强度是多少?

用毕奥—萨伐尔定律可以确定单匝圆线圈中心处的磁场 H , 线圈半径 a 米, 通电流 i 安培, 如图 1.1 所示。我们把线圈分割成弧长 δl 的线元, 每一个线元对中心处磁场的贡献为 δH 。由毕奥—萨伐尔定律 $\delta H = (1/4\pi r^2) i\delta l \times u$,

$$H = \sum \frac{1}{4\pi r^2} i\delta l \sin \theta \quad (1.2)$$

而且 $\sum \delta l = 2\pi a$, 而 dl 垂直于 u , 因此 $\theta = 90^\circ$, 且 $\sin \theta = 1$, $r = a$,

$$H = \frac{i}{2a} \text{ 安培/米} \quad (1.3)$$

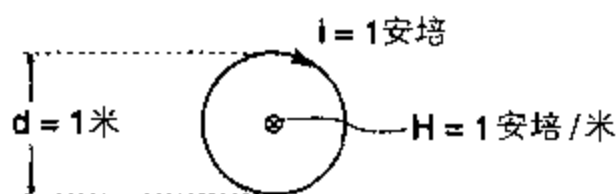


图 1.1 直径 1 米, 通电流 1 安培的单匝圆线圈中心处的磁场 H 。

1.1.4 磁场强度 H 的定义

磁场强度的单位是什么?

有许多种方法可以定义磁场强度 H 。按照本书的设想我们希望强调磁场 H 与产生它的电流之间的关系。因此我们将依据产生磁场的电流来定义磁场强度的单位—安培/米。最简单的定义如下所述。

安培/米

1 安培/米的磁场强度就是直径 1 米的单匝圆线圈通以 1 安培电流时在中心处产生的磁场强度。

目前我们将暂时采用如下观点: 磁场 H 是由产生它的电流大小和分布唯一决定的, 与材料介质无关。这样将使我们能在磁场和磁感应之间画出一条明确的分界线。但是在 2.4.3 节中我们将会看到, 在某些情况下这一假设需要修正, 尤其是当磁性材料中出现退磁场的时候。

1.1.5 长导体的磁场

一个载流长导体在某个固定距离处产生的磁场强度是多少?

我们要确定与载电流 i 安培的无限长导体相距 a 米的某点 P 处的磁场 H , 并计算当导体中载电流 0.1 A 时, 距离导体 0.1 m 处的磁场。

如图 1.2 所示, 电流元 $i\delta l$ 以角度 α 在 P 点产生的磁场 δH 用毕奥—萨伐尔定律给出如下:

$$\delta H = \frac{1}{4\pi r^2} i \delta l \sin(90 - \alpha). \quad (1.4)$$

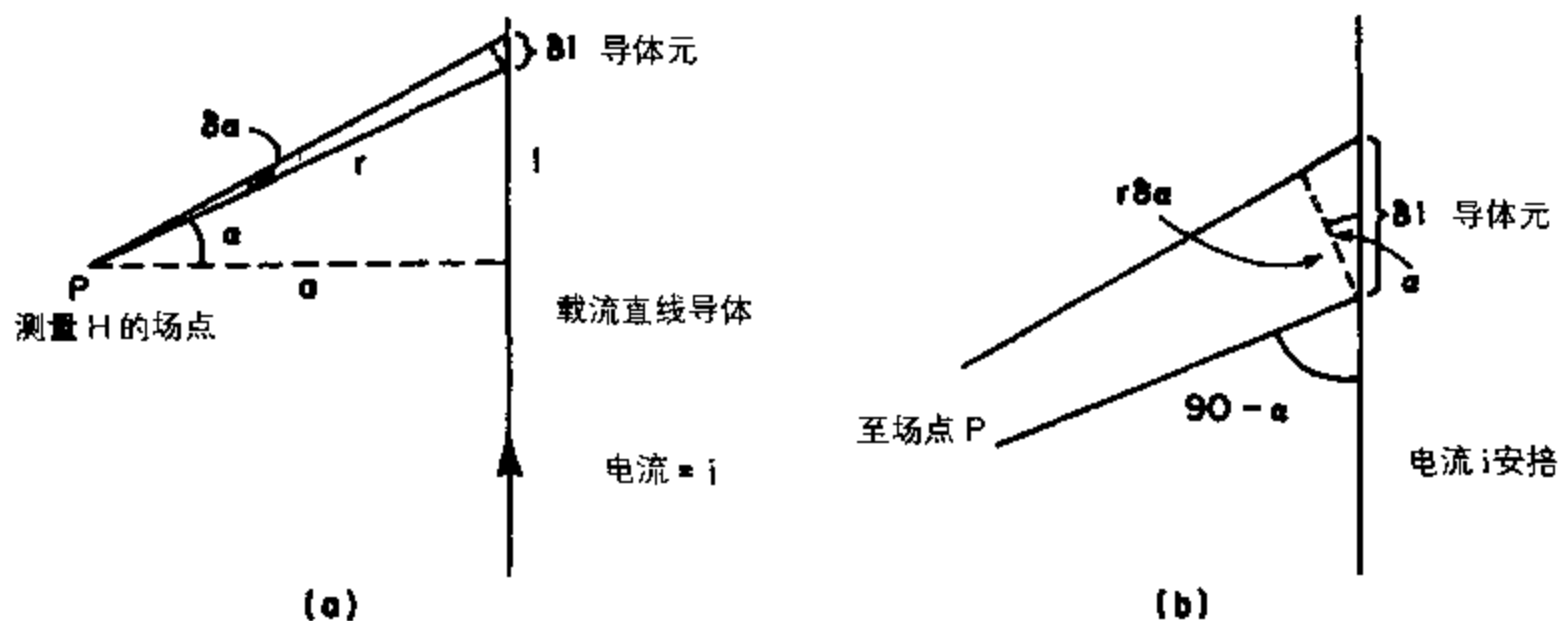


图 1.2 载流长导体产生的磁场

我们可以写出 $\delta l = r \delta \alpha / \cos \alpha = a \delta \alpha / \cos^2 \alpha$

$$\delta H = \frac{i \cos \alpha \delta \alpha}{4\pi a} \quad (1.5)$$

现在对上式从 $\alpha = -\pi/2$ 到 $\alpha = \pi/2$ 积分得到总的 H

$$H = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{i}{4\pi a} \cos \alpha d\alpha \quad (1.6)$$

$$H = \frac{i}{2\pi a} \text{ A m}^{-1} \quad (1.7)$$

由此如果 $a = 0.1 \text{ cm}$ 且 $i = 0.1 \text{ A}$, 则磁场就是 $1/2\pi \text{ A m}^{-1}$, 或

$$H = 0.159 \text{ A m}^{-1}.$$

此磁场的方向是环绕导体的, 并服从右手螺旋法则。也就是说, 如果我们顺着导体中传导电流的方向看去, 磁场将沿反时针方向环绕。

1.1.6 围绕各种载流导体的磁场图形

“磁场”看起来象什么?

图 1.3 (a~e) 给出了用磁粉显现的, 围绕在磁棒 (磁偶极子)、长直导体、单匝线圈和螺线管周围的磁场图形。磁场沿着右手螺旋法则给定的方向环绕在单一载流导体周围。而

单匝线圈和螺线管附近的磁场与磁棒附近的磁场很相象。

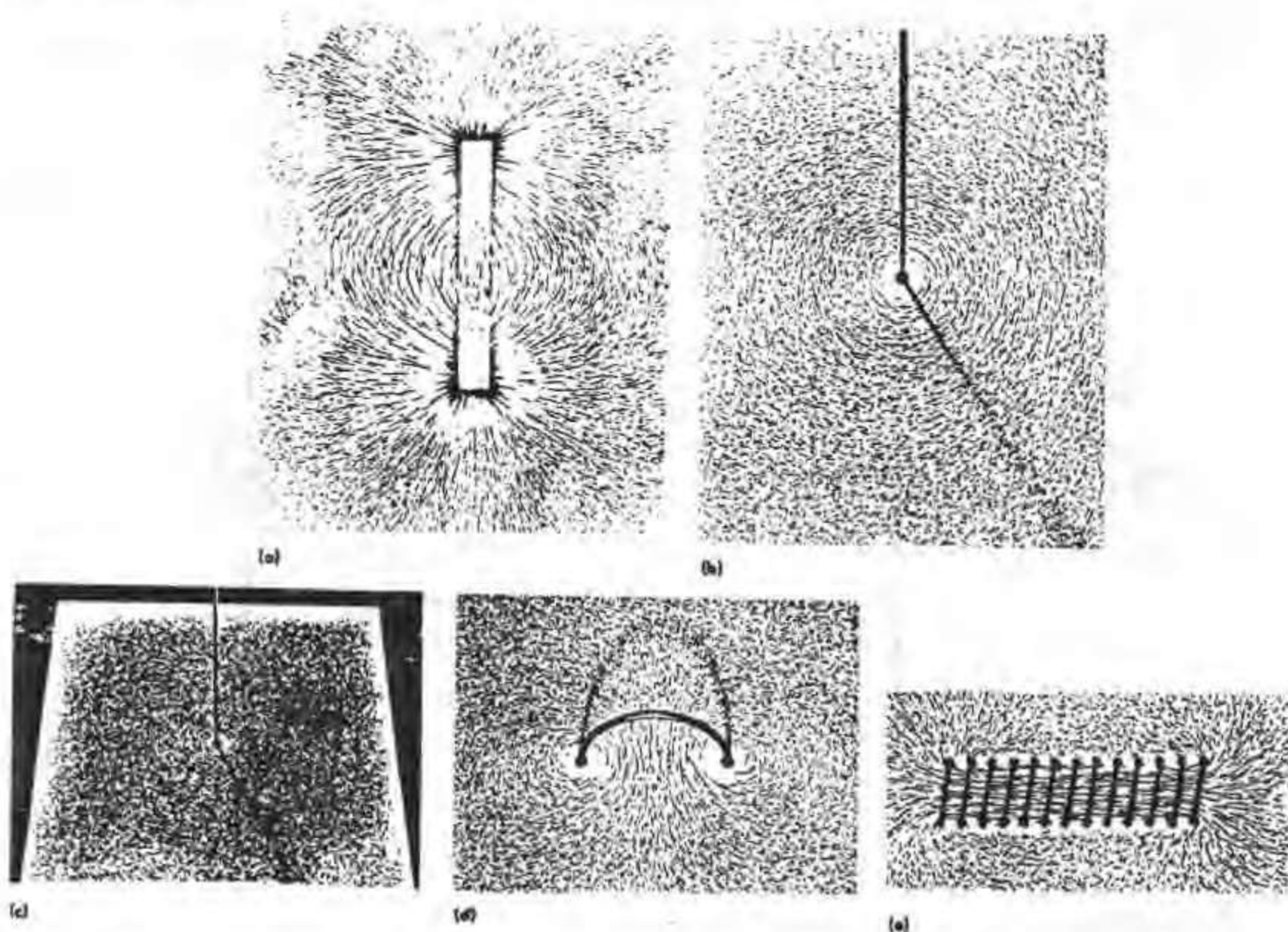


图 1.3 用铁屑得到的不同情况下的磁场图形：(a)磁棒；(b)载流直导线；(c)图(b)的透视图；(d)单匝载流线圈；(e)空心螺线管。

在磁棒中，磁场从磁体的一端（就是我们通常所称的“北极”）发出，穿过空气回到磁体的另一端（就是我们常说的“南极”）。我们可以把磁体的“北极”当作磁场 H 的发源地，把“南极”看成磁场的回收站。这些所谓磁极是否真正存在还有探讨的余地。尽管磁极这一概念对磁性材料工作者来说是非常有用的，但现在通常认为磁极是虚构的。这一点在 2.1.2 节中还要讨论。

值得注意的是，磁棒产生的磁场与螺线管的磁场并不是完全一样的。尤其是磁棒内部磁场线的方向与螺线管内部磁场线的方向是相反的。我们在 2.3.1 节和 2.3.2 节中还会看到这一点。这种情况可以解释为：由于磁棒有一个磁化强度 M 而螺线管没有，该磁化强度导致了作为磁场的发源地和回收站的磁偶极子的产生。

1.1.7 安培环路定律

我们如何计算电流产生的磁场大小？

当安培读到奥斯特发现电流对指南针有影响的报告时，他就推断出磁场是由运动电荷产生的。在那之前人们一直认为磁场只是由永磁体和地球产生的，而永磁体和地球中都没有明显的电荷运动，鉴于这种情况，安培的上述推断是相当了不起的。

按照安培的推断，由电流产生的磁场依赖于电路的形状（即导体路径）和所载电流。

假定每段电路都是由无穷多个电流元组成的，每个电流元对磁场都有贡献，在某一点上的对这些贡献进行求和或积分来确定磁场，安培最后得到^[2]：

$$Ni = \int_{\text{闭合路径}} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} , \quad (1.8)$$

其中 N 是载流导体的数目，每个导体载流 i 安培。这就是磁场 \mathbf{H} 的来源。 \mathbf{l} 只是一个线矢量而已。总电流 Ni 等于 \mathbf{H} 沿包围该电流的一个闭合路径的线积分。需要指出的是：上式只对稳恒电流成立。

可以证明安培定律(1.8)和毕奥—萨伐尔定律是等效的。考虑由长载流导体中的稳恒电流产生的磁场。根据毕奥—萨伐尔定律，与导体径向距离 r 处的磁场为：

$$\mathbf{H} = \frac{i}{2\pi r} , \quad (1.9)$$

而根据安培环路定律：

$$\int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = i \quad (1.10)$$

对上式沿围绕导体且径向距离为 r 的闭合路径积分得到：

$$\int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 2\pi r \mathbf{H} = i \quad (1.11)$$

$$\mathbf{H} = \frac{i}{2\pi r} . \quad (1.12)$$

(以上使用了安培定律来定义 \mathbf{H} ，除此之外，我们还可以证明安培定律与麦克斯威电磁方程组中的一个方程 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f$ 是等价的，这里的 \mathbf{J}_f 是传导电流密度。)

1.1.8 不同情况下磁场的数量级

在不同情况下磁场有多大？

各种情况下磁场强度的大小列于表 1.1 中。

表 1.1 各种情况下的磁场强度 (Am^{-1})，给出了 19 个数量级的范围

10^{14}	中子星的表面
10^8	爆聚磁体 (持续微秒)
$2 \sim 5 \times 10^7$	脉冲电磁铁 (持续微秒)
$1 \sim 3 \times 10^7$	高场电磁铁
$1 \sim 1.5 \times 10^7$	超导磁体
$1 \sim 2 \times 10^6$	实验电磁铁
1×10^6	最强的永磁体
10^2	地球表面磁场
10	电子机械的杂散磁场
1	都市磁噪声

5×10^{-2}	地磁异常图的轮廓值
10^{-4}	磁性心电图
10^{-5}	胎儿心跳
10^{-6}	人脑的磁场
10^{-8}	SQUIDS 可探测的极限

上述值乘以 $4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$ 就可得到以特斯拉 (tesla) 为单位的自由空间的等效磁感应强度 B 。

1.2 磁感应

介质如何对磁场产生响应?

当电流在介质中产生磁场 H 时, 根据安培定律, 介质的响应是其磁感应强度 B , 有时也称为磁通量密度。所有介质都有一定的磁感应, 而且正如我们将要看到的那样, 磁感应强度和磁场强度之间的联系是一个被称之为介质磁导率的特性参数。为了便于讨论, 当磁感应强度由存在于自由空间的磁场产生时, 我们也把自由空间看成是一种介质。

1.2.1 磁通量

如果一个截面积为 A 的导体回路通有电流 i , 与之相联系的能量是多少?

当电流通过一个导体回路时, 就存在与此电流回路相关联的一定的能量, 而且正如我们已经看到的那样, 还要产生一个磁场。电流回路的磁能为

$$E = \frac{1}{2} i \Phi \quad (1.13)$$

其中 i 是通过回路的电流, Φ 是电流产生的磁通量。此结果在以下两个方面都很重要。其一, 它把磁性参量——磁通量与能量联系在一起。其二, 我们以后将要看到, 在用参量 Φ 描述磁偶极子比如电流回路和棒状磁体的“强度”时上式将是很有用的, 磁通量是磁偶极子产生的总的磁效应, 于是可以将它直接与磁偶极子中储存的能量联系起来。

只要自由空间中有磁场, 就会有磁通量 Φ 。此磁通量以韦伯 (weber) 为单位来度量, 当其发生变化时会在该磁通量所穿过的闭合导体回路中产生一个电动势, 由此可以测量磁通量的变化率。磁性微粒如铁屑会沿着磁通量的方向自动排列起来, 如图 1.3 所示。我们可以认为磁通量是由存在于介质中的磁场引起的。在下一章中我们将会看到, 一个给定的磁场强度所产生的磁通量的大小依赖于介质的性质并随介质不同而改变。

韦伯

当一个磁通量在 1 秒钟内均匀地减小到零, 在其所穿过的单匝环形导体中产生了 1 伏特的电动势, 那么该磁通量就是 1 韦伯。

1.2.2 磁感应强度 B 的定义

磁感应强度的单位是什么?

以韦伯/米²度量的磁通量密度也称之为磁感应强度 B ，因此 1 韦伯/米²的磁通密度与 1 特斯拉 (Tesla) 的磁感应强度是完全一致的。通过作用在运动电荷或电流上的力来描述磁感应强度是最有效的。如果磁感应强度是常数，我们可定义特斯拉如下：

特斯拉

1 特斯拉的磁感应强度将在载有 1 安培电流的导体的每 1 米长度上产生一个大小为 1 牛顿且垂直于磁感应方向的作用力。

可以证明此定义与较早的特斯拉定义是等效的。较早的定义是：作用在轴线垂直于磁场的一个小电流环上以 每米牛顿 为单位的力矩，除以环电流和表面积的乘积。在下一章中我们将要看到，磁感应由两个部分贡献，一个来自于磁场 H ，另一个来自于介质的磁化强度 M 。

人们常常会在一定程度上混淆磁场 H 和磁感应 B 的概念，既然对这两个概念的重要差异有一个清楚的认识是了解这里提出的主题的演变所必不可少的，就需要对这一差异进行讨论。在许多介质中， B 是 H 的线性函数。尤其是在自由空间可以写成：

$$B = \mu_0 H \quad (1.14)$$

其中 μ_0 是自由空间的磁导率，这是一个普适常数。在本书采用的单位制中 H 是以 安培/米 为单位， B 是以 特斯拉 ($= \text{Vs}/\text{m}^2$) 为单位的，因此 μ_0 的单位就是 (伏特秒)/(安培米)，也称为 (亨利/米)，其值为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 。如果知道自由空间的 B 值，那么从这一关系可以立即得出自由空间的 H 值。

但是在其它介质，尤其是铁磁体和亚铁磁体中， B 不再是 H 的线性函数，甚至不是 H 的单值函数。在这类材料中， B 和 H 的区别一下子变得很明显和很重要。只要简单测量一下铁磁体的 BH 回线就可以完全证明这一点。 B 和 H 最终仍然由介质磁导率 μ 通过下式联系起来，

$$B = \mu H \quad (1.15)$$

值是，现在的 μ 当然不一定是常数了。很快我们就会看到，在顺磁体和抗磁体中， H 值在很大范围内变化时 μ 都是常数。但是在铁磁体中， μ 随 H 的变化而剧烈变化。

上述讨论表明，以 安培/米 为单位的磁场 H 在磁导率为 μ 亨利/米 的介质中产生了以 特斯拉 为单位的磁感应强度或磁通密度 B 。

1.2.3 磁场中每单位长度载流导体上的作用力

磁感应强度的存在如何影响电流的流动？

磁感应强度的单拉是由作用在载流导体上的力来定义的。这一点将被推广，以获知在磁感应强度 B 中的载流导体上的作用力 F 。由磁感应强度 B 产生的，作用在沿单位矢量 l 方向载有电流 i 的每米长度的导体上的作用力为：

$$F = i l \times B \quad (1.16)$$

于是在自由空间中

$$F = \mu_0 i l \times H \quad (1.17)$$

因此, 如果两条长导线平行排列, 相距 a 米, 分别载有电流 i_1 和 i_2 安培, 其中一条导线作用在另一条导线每米长度上的力为:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi a} i_1 i_2 \quad (1.18)$$

1.2.4 磁感应线

我们如何使磁感应强度直观化?

磁感应线是一个几何抽象模型, 可以帮助我们直观了解磁场的方向和大小。磁感应的方向用一个小指南针(磁偶极子)或细磁粉比如铁屑就可以检测出来。结果表明, 围绕一条载流直导线的磁感应强度与导线同轴并遵循右手螺旋法则。而在螺线管情形下, 磁感应线在螺线管内部是均匀的, 但是在螺线管外部却形成闭合路径。由于磁棒和螺线管都起磁偶极子的作用, 因此围绕磁棒的磁感应线与围绕螺线管的磁感应线非常相似。

既然我们没有存在磁单极的证据, 那么磁感应线就总是形成闭合路径的。这意味着穿入任意闭合面的磁通量等于穿出的磁通量。也就是说, B 的散度总是零。这就是高斯定理。

$$\oint_{\text{闭合面}} B \cdot dA = 0 \quad (1.19)$$

我们有时说 B 是“无散度”的, 这与说 B 线形成闭合路径是一个意思。(上式等效于麦克斯威电磁方程组中的另一个方程, $\nabla \cdot B = 0$ 。)

1.2.5 电磁感应

磁场能够反过来产生电流或电压吗?

当与一个电路相关联的磁通量变化时, 会产生一个电动势, 此现象称为电磁感应。早期研究这一效应的是 Faraday 和 Lenz, 从他们的工作成果中我们得到两条电磁感应定律:

法拉第定律

一个电路中的感应电压正比于通过该电路的磁通量的变化率。

楞次定律

感应电压与产生它的磁通量变化的方向相反。

电磁感应现象可用于确定磁通量 Φ 。磁通量的单位是 韦伯, 这样选择使通过一个回路的磁通量的变化率就等于以 伏特 为单位的感应电动势,

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.20)$$

其中 Φ 是通过一个 N 匝线圈的磁通量而 $d\Phi/dt$ 是磁通变化率。

既然磁感应强度就是磁通密度,

$$B = \frac{\Phi}{A} \quad (1.21)$$

我们可以把电磁感应定律重新写成,

$$V = -NA \frac{dB}{dt} \quad (1.22)$$

这是一个重要的结论, 它告诉我们: 随时间变化的磁感应强度可以产生电流。

例如, 有一个面积 1cm^2 的 50 匝线圈, 当与它关联的磁感应强度在 0.01 秒钟内均匀地从 3 特斯拉变到零时, 线圈中的感应电压是多少?

$$\begin{aligned} V &= -NA \frac{dB}{dt} \\ &= -\frac{(50)(1 \times 10^{-4})(3)}{0.01} \\ &= 1.5 \text{ V} \end{aligned} \quad (1.23)$$

1.2.6 磁偶极子

最基本的磁性单元是什么?

正如前面安培定理指出的那样, 电路中的电流产生磁场。环形载流导体回路是能够产生磁场的最简单的回路。

等效电流模型和磁极模型的最基本单元是电流环和偶极子, 如图 1.4 所示。

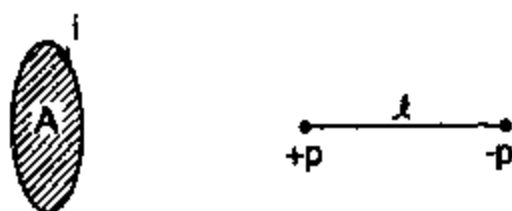


图 1.4 最基本数学单元的构造: 电流环和线性偶极子

在每一种情况下都有一个与磁性基本单元相联系的磁矩 m 。对电流环来说, 磁矩等于电流 i 与环面积 A 的乘积。对磁偶极子而言, 磁矩是磁极强度 p 与磁极间距 l 的乘积。

磁矩为 m 的磁偶极子在磁感应强度 B 中的转矩就简单地等于:

$$\tau = m \times B \quad (1.24)$$

从面在自由空间中

$$\tau = \mu_0 m \times H \quad (1.25)$$

这意味着磁感应强度 B 力图转动偶极子的方向, 使其磁矩 m 平行于磁感应强度。或者我们可以认为 B 力图转动电流回路的方向, 使电流回路产生的磁场与 B 平行。

如果没有摩擦力作用, 转动力所做的功将是保守性的。这样就可给出磁感应强度 B 中的磁偶极矩 m 的能量为:

$$E = -m \cdot B \quad (1.26)$$

从而在自由空间中

$$E = -\mu_0 m \cdot H \quad (1.27)$$

由于历史的原因, 电流环被称为磁偶极子, 这是由于在远离电流环的地方, 这样的电流回路产生的磁场在形式上与根据距离 l , 磁极强度 p 的两个假想磁极计算得到的磁场是完全一样的, 这样一种磁极排列的磁矩为

$$m = pl \quad (1.28)$$

下一章我们将会看到, 在研究磁性材料时磁矩的概念有多么重要。因为那种情况下电“流”是由固体内部的电子运动尤其是未成对电子的自旋引起的, 这样即使在没有传导电流的情况下也能产生磁矩。

1.2.7 磁学中的单位制

目前普遍采用哪些单位制来度量磁性参量?

磁学中目前广泛采用三种单位制以及它们派生出的几种其它单位制。这三种单位制是: 高斯制 (Gaussian) 或 CGS 制, 两种 MKS 单位制, 即索末菲 (Sommerfeld) 惯用制和肯涅利 (Kennelly) 惯用制 (表 1.2)。每一种单位制都各有千秋。磁性单位的 CGS 制和 SI 制有不同的基本定律。CGS 采取的是基于静磁学和“磁极”概念的处理方法, 而 SI 制采取了以电流为基础的电动力学的方法来处理磁学问题。SI 单位制在第十一届度量衡全会 (1960) 上被采用。索末菲惯用制随后被纯物理和应用物理国际联合会 (IUPAP) 接受为磁测量的单位制, 于是该单位制慢慢地被磁学界所接纳。本书所用的就是这一单位制。

表 1.2 磁学中常用的基本单位制

物理量		SI (Sommerfeld)	SI (Kennelly)	EMU (Gaussian)
磁场强度	H	Am^{-1}	Am^{-1}	oersted
磁感应强度	B	tesla	tesla	gauss
磁化强度	M	Am^{-1}	—	emu cc^{-1}
磁极化强度	I	—	tesla	—
磁通量	Φ	weber	weber	maxwell
磁矩	m	Am^2	weber meter	emu
磁极强度	p	Am	weber	emu cm^{-1}
磁场方程		$B = \mu_0 (H + M)$	$B = \mu_0 H + I$	$B = H + 4\pi M$
磁矩能量(自由空间)		$E = -\mu_0 m \cdot H$	$E = -m \cdot H$	$E = -m \cdot H$
磁转矩(自由空间)		$\tau = \mu_0 m \times H$	$\tau = m \times H$	$\tau = m \times H$

注: 肯涅利(Kennelly)惯用制中所用的磁极化强度 I 仅仅是磁化强度 M 的另一种度量, 所用的单位是 tesla 而不是 A/m。因此在任意情况下均有 $I = \mu_0 M$ 。

转换因子

$$1 \text{ oersted} = (1000/4\pi) \text{ A m}^{-1} = 79.58 \text{ A m}^{-1} \quad (1.29)$$

$$1 \text{ gauss} = 10^{-4} \text{ T} \quad (1.30)$$

$$1 \text{ emu cm}^{-3} = 1000 \text{ A/m} \quad (1.31)$$

为了使大家对这些单位的大小有一定的了解, 我们在此给出一些数据: 地球磁场的典型值 $H = 56 \text{ A m}^{-1}$ (0.7 Oe), $B = 0.7 \times 10^{-4} \text{ T}$ 。铁的饱和磁化强度值 $M_0 = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。铁的剩磁的典型值为 $0.8 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。一个很大的实验电磁铁所产生的磁场为 $H = 1.6 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, $B = 2 \text{ T}$ 。

1.2.8 电磁场的麦克斯韦方程组

有没有更普遍的, 可能相互关联的方程组可以用来描述电磁场?

在前一章里我们间接提到了安培/毕奥—萨伐尔定律和高斯定理的更普遍的形式。事实上在经典的宏观尺度上可以用 Maxwell 总结的四个微分方程来描述电磁场。它们是:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{安培定律}) \quad (1.32)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (1.33)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{高斯定理}) \quad (1.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{高斯定理}) \quad (1.35)$$

其中 \mathbf{E} 是电场, \mathbf{D} 是电通量密度, \mathbf{J} 是电流密度而 ρ 是电荷密度。这些方程的推导在附录 2 中给出。在我们所讨论的情形中, 既然每个方程都是从实验观察的结果得到的, 我们就可以把它们看成简单的实验事实。在磁学中我们只关心前三个方程。从这些方程中我们注意到, 磁场强度 \mathbf{H} 与电场强度 \mathbf{E} 之间, 以及磁通量密度 \mathbf{B} 与电通量密度 \mathbf{D} 之间看起来有某种对应关系, 而且对 \mathbf{H} , \mathbf{B} , \mathbf{E} 和 \mathbf{D} 中的每一个物理量都有一个方程。

1.2.9 交变的或随时间变化的磁场

如果产生磁场的电流不是稳恒的, 会出现什么情况?

麦克斯韦方程组是我们描述电磁场的基础。不管场是稳定的还是随时间变化的, 麦克斯韦方程组都是成立的, 因此上述方程组的解就给我们提供了一个普通的结论。但是出现了两个特殊情况。其一, 如果频率足够低 (通常低于 10^{14} Hz) 则位移电流项 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 就很小, 那么第一个麦克斯韦方程就简化成静态的安培定律。这就意味着在大多数实际情况下 $\nabla \times \mathbf{H}$ 是由自由电流密度 \mathbf{J} 决定的。其二, 如果存在磁性材料, 材料的性质可以显著地改变磁场在材料中的渗透情况。关于这一点我们最熟悉的例子就是随时间变化的磁场穿入导电材料中。根据第二个麦克斯韦方程 (电磁感应的法拉第定律), 在这种情况下材料中会感生出涡流, 而且这样会使磁场大小随进入材料的深度而改变。当激发场的频率增加时, 衰减率也增加, 从

而出现一个随频率增加而减小的“穿透深度”或“趋肤深度”。要讨论这些情况要用到本书中还没有涉及到的资料，因此对此效应的进一步讨论将推迟到以后再进行。

继续学习之前我们要从麦克斯韦方程组出发推导随时间变化的磁场方程。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.36)$$

对上式取旋度

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{J} + \nabla \times \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.37)$$

现在电流密度 \mathbf{J} 通过电导率 σ 与电场 \mathbf{E} 联系在一起, $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, 而电通量密度 \mathbf{D} 通过电容率 ϵ 与电场相关联。因此代入上述参量并假设 \mathbf{E} 是一个性能良好的(正则)函数, 于是 $\partial/\partial t$ 和 ∇ 算符可以互易, 我们就可得到

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \sigma \nabla \times \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) \quad (1.38)$$

而且根据麦克斯韦方程我们可以用 $-\partial \mathbf{B}/\partial t$ 代替 $\nabla \times \mathbf{E}$ 。除此之外, 对任意矢量都有 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{H} - \nabla^2 \mathbf{H}$ 。

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{H} = \sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (1.39)$$

现在考虑自由空间中场的特殊情况, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 意味着自由空间中 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ 。因此自由空间中 $\nabla \nabla \cdot \mathbf{H}$ 一项必须等于零

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \sigma \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.40)$$

这是一个磁场 \mathbf{H} 的波动方程, 当 $\sigma = 0$ 时它是无阻尼的, 但是在任何导电介质中都是衰减的。

1.3 磁场计算

一般情况下如何产生已知强度的磁场?

通常用螺线管或电磁铁来产生磁场。在称为“骨架”的绝缘管上螺旋形地绕上很多匝绝缘铜线或者类似的导线就做成一个螺线管。螺线管通常是圆柱形的。制作电磁铁的方法与螺线管类似, 区别在于电磁铁的导线是绕在软磁性材料比如软铁上的。在同样的磁场 \mathbf{B} 下, 电磁铁的铁磁性内芯产生比螺线管更高的磁感应 \mathbf{B} 。

由于广泛采用了各种各样的螺线管来产生磁场, 我们将花些时间来研究不同结构的各种螺线管所产生的磁场强度。

1.3.1 薄壁长螺线管中心处的磁场

产生均匀磁场的最简单的方法是什么?

产生均匀磁场的最简单的方法就是使用薄壁长螺线管。如果螺线管有 N 匝线圈，骨架长度 L 并通有电流 i 安培，其内部的磁场就是：

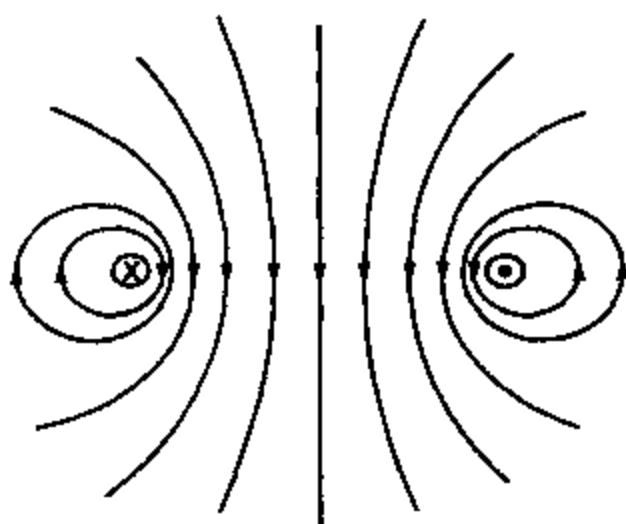
$$H = \frac{Ni}{L} = ni \quad (1.41)$$

这里 n 定义为单位长度的匝数。

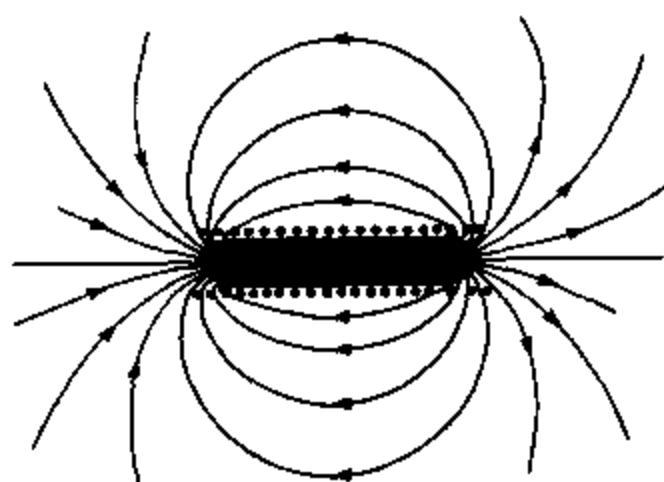
螺线管内部和周围的磁场线如图 1.5 所示。制作“无限长”螺线管的一个切实可行的办法是把螺线管做成环形的，这样可以确保在整个螺线管长度内磁场都是均匀的。于是磁场为：

$$H = \frac{N}{2\pi r} i \quad (1.42)$$

其中 N 是总匝数， r 是螺绕环的半径， i 是绕线中通过的电流安培数。



单匝载流导体周围的磁场线



螺线管周围的磁场线



确定一个螺线管哪一端为北极
(磁场发散处) 和哪一端为南极
(磁场汇聚处) 的惯用定则

图 1.5 一个螺线管周围的磁场线

1.3.2 环形线圈轴线上的磁场

通有电流 i 安培的单匝线圈轴线上的磁场强度是多少?

前述对圆线圈中心处磁场的计算可以推广来得到圆线圈轴线磁场的严格表达式。对图 1.4 中所描述的情形, 用毕奥—萨伐尔定律可得到任意点 P 处的磁场为:

$$dH = \frac{1}{4\pi r^2} i dl \times u \quad (1.43)$$

其中 u 是沿 r 方向的单位矢量。我们代入

$$r = \frac{a}{\sin \alpha}, \quad (1.44)$$

得到

$$dH = \frac{1}{4\pi a^2} (\sin^2 \alpha) i dl \times u. \quad (1.45)$$

由对称性可以知道, 磁场沿轴线的分量将是合成后的唯一分量, 它等于 $dH_{\text{axial}} = dH \sin \alpha$

$$dH_{\text{axial}} = \frac{1}{4\pi a^2} (\sin^3 \alpha) i dl \times u. \quad (1.46)$$

沿线圈积分, $\int dl = 2\pi a$ 并且要记住 dl 是与 u 垂直的, 就得到

$$H = \frac{i}{2a} \sin^3 \alpha \quad (1.47)$$

或者等价地写成

$$H = \frac{ia^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1.48)$$

其中 x 是沿着轴线与线圈中心的距离。

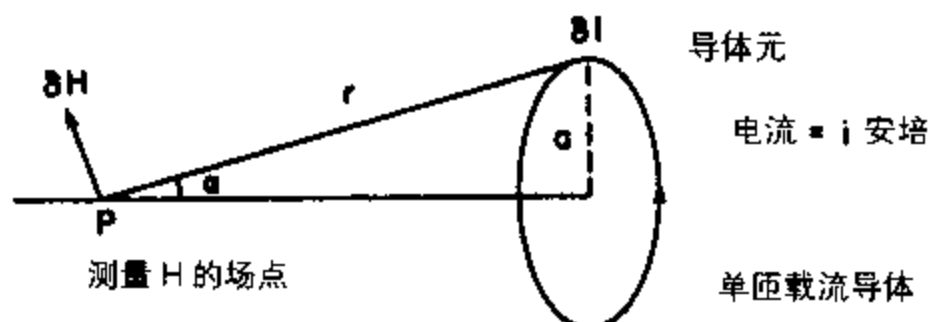


图 1.6 单匝载流环形线圈产生的磁场。

上式可以表示成 x 的级数形式, 而且根据对称性, 所有奇次项的系数都肯定是零, 于是偶极于磁场的表达式变为

$$H = H_0 (1 + c_2 x^2 + c_4 x^4 + c_6 x^6 + \dots),$$

其中, $H_0 = i/2a$ 是线圈中心处的磁场, 各项的系数分别为 $c_2 = -3/2a^2$, $c_4 = 15/8a^4$, $c_6 = -105/48a^6$ 。

例如, 我们考虑一个匝数 100, 直径 10 cm, 通有电流 0.1 A 的线圈, 并计算沿着线圈轴线且距离线圈 50cm 处的磁场。

当 $i = 0.1$ A, $a = 5$ cm, $x = 50$ cm 且线圈匝数为 100 时

$$H = \frac{(100)(0.05)^2(0.1)}{2[(0.05)^2 + (0.5)^2]^{3/2}} = 0.098 \text{ A m}^{-1} \quad (1.49)$$

环形线圈轴线外的磁场

从上面的推导可以看到, 用毕奥—萨伐尔定律可以得到单匝载流导体圈环轴线上磁场的简单解析表达式。但是在绝大多数情况下, 对载流导体产生的磁场得不到收敛的解析解。只有在极其简单的情形下才能得到收敛的解析解。

比如, 载有稳恒电流的单匝环形线圈轴线外的磁场就没有收敛的解析表达式, 例外的情形是偶极子在远处的磁场随 $1/r^3$ 变化。所给出的情形是如此简单, 一开始有点让人吃惊。然而这一例子确实表明了能够产生解析解的情形是多么的有限。

在单匝环形线圈轴线外磁场的情形下, 经过分析得到一个没有严格解的椭圆积分。根据毕奥—萨伐尔定律, 电流元 idl 在任意点产生的磁场 dH 为

$$dH = \frac{idl \times u}{4\pi r^2}, \quad (1.50)$$

其中 r 是与线圈的距离。

$$dH = \frac{idl \sin \theta}{4\pi(x^2 + a^2)}, \quad (1.51)$$

现在此处的 a 也是 θ 的函数而不是常数。在轴外磁场的情形下, 可以从上式出发采用数值计算方法通过计算机来算出磁场强度。

1.3.3 两个同轴线圈产生的磁场

什么样的简单线圈结构可以产生: (i) 均匀磁场, 或者(ii) 均匀的磁场梯度?

磁场相加时

当需要在一个较大的空间范围内产生均匀磁场时, 通常采用的是一对亥姆霍兹线圈。它由两个平面同轴线圈组成, 每个线圈有 N 匝面且其中电流的流动方向与图 1.7 所示相同。在一对亥姆霍兹线圈中, 两线圈的距离 d 等于它们共同的半径 a 。

可以根据毕奥—萨伐尔定律计算出两线圈轴线上沿着轴线方向的分量。匝数为 N , 半径 a , 通有电流 i 的单个线圈在距离线圈平面 x 处的轴线上产生的磁场为

$$H = \left(\frac{Ni}{2a} \right) \left(1 + \frac{x^2}{a^2} \right)^{-1.5} \quad (1.52)$$

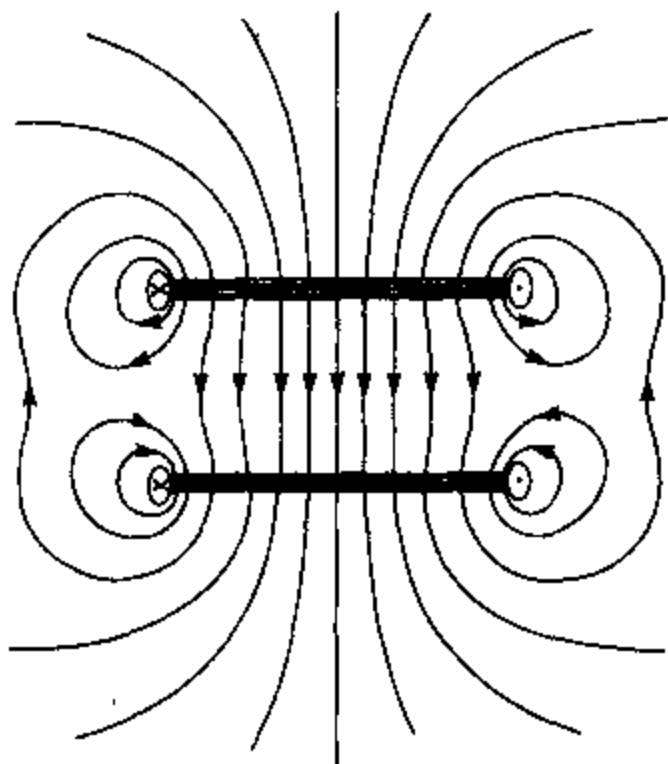


图 1.7 两个同轴线圈构成一个亥姆霍兹线圈对，线圈距离等于它们共同的半径。

如果我们定义一个线圈在 $x=0$ 位置而另一个在 $x=a$ 位置，那么在以磁场相加的方式绕起来的两个线圈中心处的磁场就是

$$H = \left(\frac{Ni}{2a} \right) \left[\left(1 + \frac{x^2}{a^2} \right)^{-1.5} + \left(1 + \frac{(a-x)^2}{a^2} \right)^{-1.5} \right] \quad (1.53)$$

另外，既然对亥姆霍兹线圈来说， $x = a/2$ 就是两线圈之间轴线上的中点，这样就可给出中点处磁场的轴向分量为

$$\begin{aligned} H &= \left(\frac{Ni}{2a} \right) \left[(1.25)^{-1.5} + (1.25)^{-1.5} \right] \\ &= \frac{0.7155 Ni}{a}, \end{aligned} \quad (1.54)$$

而且从对称性可知轴线上的径向分量肯定为零。

事实上，如果将 H 的轴向分量对沿着轴线与线圈中心的距离 x 作级数展开，就象 1.3.2 节中对单线圈给出的那样，就会发现当线圈距离 d 等于线圈半径 a 时 x^2 项消失了，于是四次修正项变得最为显著。磁场对 x 的级数展开就变成

$$H = H_0 (1 + c_4 x^4 + c_6 x^6 + \dots)。$$

这样就使得线圈中心处的 dH/dx 使很小，于是当 x 在零附近变化时，沿着轴线有一个非常均

匀的磁场, 图 1.8 中给出了在三种不同线圈半径 a 值下的磁场分布。另外, 亥姆霍兹线圈对中心附近磁场的轴向分量只是很轻微地依赖于与轴线的径向距离 z 。这意味着在亥姆霍兹线圈之间的较大空间范围内磁场 H 是相当均匀的。

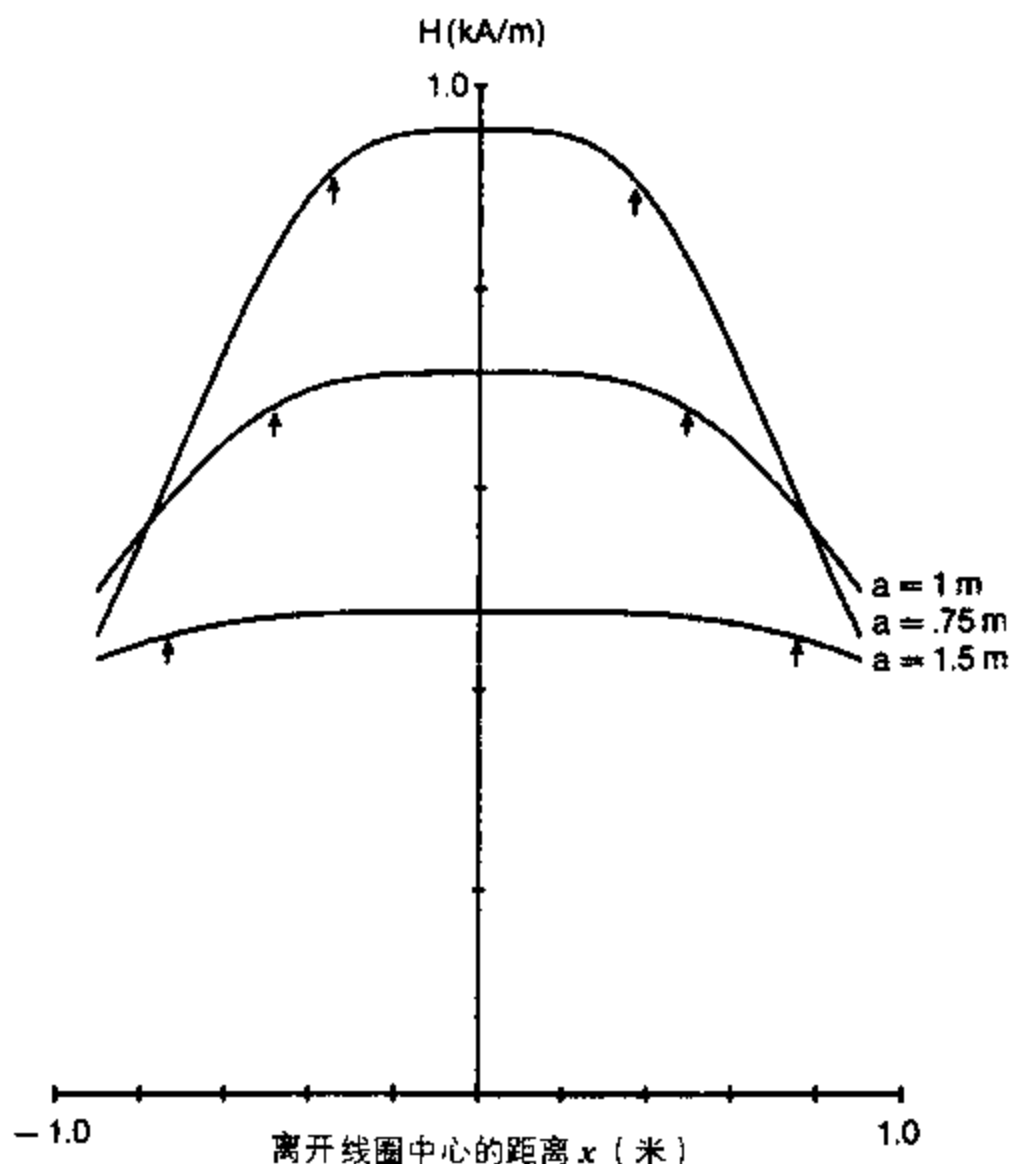


图 1.8 不同半径亥姆霍兹线圈对的磁场 H 的轴向分量随轴向距离的变化。计算条件是 $N = 100$ 匝, 通电流 $i = 10$ A, 线圈半径 $a = 0.75, 1$ 和 1.5 m。箭头所示为每种情况下线圈的位置。

使线圈间距稍大于 $a/2$ 可以增大亥姆霍兹线圈对之间有用的均匀磁场区域, 尽管这样微会稍稍减小该区域的磁场强度。

磁场抵消时

如果上述两个同轴线圈之一的电流反向, 那么两个线圈产生的磁场将是互相抵消的。这是四极场的一个特例, 之所以这样说是因为其磁场分布与从两个同轴反向排列的磁偶极子得到的磁场分布很相似。

在这种情况下, 沿着线圈对轴线的磁场为

$$H = \left(\frac{Ni}{2a} \right) \left[\left(1 + \frac{x^2}{a^2} \right)^{-1.5} - \left(1 + \frac{(a-x)^2}{a^2} \right)^{-1.5} \right] \quad (1.55)$$

这样一种结构产生一个均匀的磁场梯度，可用于对样品施加一个恒定的作用力。例如 3.3.2 节所述。

1.3.4 有限长薄壁螺线管产生的磁场

在更实际的有限长螺线管情形下所产生的磁场强度是多少？

到目前为止已考虑了无限长螺线管的磁场。现在考虑有限长的螺线管。薄壁螺线管的意思是线圈绕组的内外直径是相等的。因此，比如由一层绕组构成的螺线管就可以认为是薄壁螺线管。

薄壁长螺线管的磁场已经在 1.3.1 节中计算过了。有限长度的薄壁螺线管轴线上的磁场有解析解。如果 L 是螺线管长度， D 是直径， i 是绕组电流并且 x 是离开线圈中心的距离，那么 x 处的磁场就是

$$H = \left(\frac{Ni}{L} \right) \left[\frac{(L+2x)}{2[D^2 + (L+2x)^2]^{1/2}} + \frac{(L-2x)}{2[D^2 + (L-2x)^2]^{1/2}} \right] \quad (1.56)$$

在螺线管中心处 $x = 0$ ，因此

$$H = \left(\frac{Ni}{L} \right) \left[\frac{L}{(L^2 + D^2)^{1/2}} \right] \quad (1.57)$$

最后，对长螺线管来说， $L \gg D$ 而且 $(L^2 + D^2)^{1/2} = L$ ，因此 1.3.1 节的结果反映的是一种极限情形：

$$H = \frac{Ni}{L} = ni \quad (1.58)$$

当然，螺线管产生的磁场是偶极场。

对薄壁螺线管（即 $L \gg D$ 的螺线管）的磁场计算至少沿着轴线是相当简单明了的，并得到了上述的解析解。需要记住的一个有用的结果是螺线管两端的磁场是中心处磁场值的一半。我们还应该知道，螺线管中心附近一半长度内的磁场是非常均匀的。

1.3.5 有限长厚壁螺线管产生的磁场

什么样的线圈结构可以用来产生更高的磁场强度？

为了用螺线管产生更高的磁场强度，采取增加单位长度的绕线数目 N/L 的办法最终会比增加线圈电流更为有效。这是由于焦耳热正比于 i^2 而磁场却正比于 i 。因此如果一个固定电阻的线圈中电流翻一番的话，那么焦耳热将翻两番；但是如果绕线数目翻一番的话，焦耳热也仅仅翻一番。两种方法都将使磁场 H 翻一番。因此螺线管通常要绕好几层绕线，于是就不再是“薄壁”的了。也就是说，内外层绕线的半径不再相等，甚至差别较大。在这种厚壁螺线管的情况下，磁场的计算比薄壁螺线管更为复杂。

设 L 为螺线管的长度， a_1 为内层绕线的半径， a_2 为外层绕线的半径，并且定义两个描述螺线管的几何特性的参数 α 和 β 如下，

$$\alpha = \frac{a_2}{a_1} \quad (1.59)$$

和

$$\beta = \frac{L}{2a_1} \quad (1.60)$$

于是这样一个螺线管产生的磁场就是 α 、 β 和线圈电流 i 的函数。如果 H_0 是此螺线管中心处的磁场, Montgomery 给出^[3]:

$$H_0 = F(\alpha, \beta) f(i, a_1, a_2) \quad (1.61)$$

这里的 $F(\alpha, \beta)$ 称为磁场因子, 等于

$$F(\alpha, \beta) = \beta [\operatorname{arcsinh}(\alpha/\beta) - \operatorname{arcsinh}(1/\beta)] \quad (1.62)$$

电流因子 $f(i, a_1, a_2)$ 等于

$$f(i, a_1, a_2) = \frac{Ni}{L} \frac{a_1}{(a_2 - a_1)} \quad (1.63)$$

可以将磁场的表达式写成稍稍不同, 但是完全等效的形式:

$$H_0 = \frac{Ni}{a_1} \frac{F(\alpha, \beta)}{2\beta(\alpha - 1)} \quad (1.64)$$

厚壁螺线管中心处磁场的上述表达式纯粹是一般性的, 在 $a_1 = a_2$ 的限制下可以简化成更简单的、我们更熟悉的形式

$$H_0 = Ni \frac{1}{(4a^2 + L^2)^{1/2}} \quad (1.65)$$

所以当 $L \rightarrow 0$ 时, $H_0 \rightarrow Ni/2a$ 且当 $L \rightarrow \infty$ 时, $H_0 \rightarrow Ni/L$ 。

1.3.6 在功率定额给定的情况下螺线管的最佳几何形状

给定功率消耗情况下如何产生最大磁场?

当我们设计一个能产生最大磁场的螺线管线圈时经常需要考虑到所用电源的限制。显然, 螺线管的阻抗或电阻应该选为尽可能接近电源的电流和电压限额。也就是说, 最佳电阻 R_{opt} 应该为

$$R_{\text{opt}} = \frac{V_{\text{lim}}}{i_{\text{lim}}} \quad (1.66)$$

Fabry^[4]和 Cockcroft^[5]先后给出一个公式, 描述在功率定额给定的情况下由一个螺线管可以得到的最大磁场。在此螺线管中心的磁场表达式为

$$H = G(\alpha, \beta) (W\lambda/\rho a_1)^{0.5} \quad (1.67)$$

这里再次将所有的几何项归纳在一个表达式 $G(\alpha, \beta)$ 中, 称为“几何因子”。上式描述了在给定电源功率 W 情况下得到最大磁场所需的绕组的几何形状。这里的 λ 是填充因子, 定义为:

$$\lambda = \frac{V_a}{V_{\text{tot}}} \quad (1.68)$$

其中 V_a 是绕组的工作体积而 V_{tot} 是绕组的总体积, ρ 是以 欧姆·米 为单位的绕线材料的电阻率, a_1 是内层绕线的半径。

$G(\alpha, \beta)$ 的值从 0 到 0.179 之间变化。既然 $G(\alpha, \beta)$ 值仅仅与几何形状有关, 就可以定义一个与电源情况无关的螺线管最佳形状。当 $\alpha=3$, $\beta=2$ 时 $G(\alpha, \beta)$ 值最大, 表明这种形状的螺线管在给定功率消耗情况下能产生最大的磁场。 $G(\alpha, \beta)$ 的严格表达式为:

$$G(\alpha, \beta) = [\beta/2\pi(\alpha^2-1)]^{0.5} [\operatorname{arcsinh}(\alpha/\beta) - \operatorname{arcsinh}(1/\beta)] \quad (1.69)$$

从上式可以清楚地看到, 几何因子和磁场因子的关系为:

$$\begin{aligned} F(\alpha, \beta) &= G(\alpha, \beta) [2\pi(\alpha^2-1)\beta]^{0.5} \\ F(\alpha, \beta) &= G(\alpha, \beta) [\pi L(a_2^2 - a_1^2/a_1^3)]^{0.5} \end{aligned} \quad (1.70)$$

假设填充因子 λ , 线圈电阻率 ρ 以及内层半径 a_1 保持不变, 可以根据可用电源功率 $W = Vi$ 将上述螺线管磁场的一般表达式重新写成:

$$H_0 = G(\alpha, \beta) (W\lambda/\rho a_1)^{0.5} \quad (1.71)$$

当 $W = i^2 R = V^2 R$ 时

$$\begin{aligned} H_0 &= G(\alpha, \beta) i (R\lambda/\rho a_1)^{0.5} \\ H_0 &= G(\alpha, \beta) V (\lambda/R\rho a_1)^{0.5} \end{aligned} \quad (1.72)$$

1.3.7 螺线管磁场的一般公式

在更普遍的情况下如何确定螺线管产生的磁场强度?

没有一个普遍的解析式可以描述螺线管在空间中任意点所产生的磁场, 对此不必大惊小怪。然而我们还有几种计算方法可用。般明显的方法就是直接用安培定律或毕奥—萨伐尔定律, 如同 1.1.3 节中所述。这样得到一个含有椭圆积分的解, 该椭圆积分可用数值法求解。

可是, 还有几种更快捷的方法可用, 比如由 Brown 和 Flax^[6], 以及 Hart^[7] 发展起来的方法。在前一种方法中, 一个有限尺寸的螺线管可以看成是由四个半无限长螺线管迭加而成的, 如图 1.9 所示。任意点的磁场是这四个螺线管的贡献的矢量和。

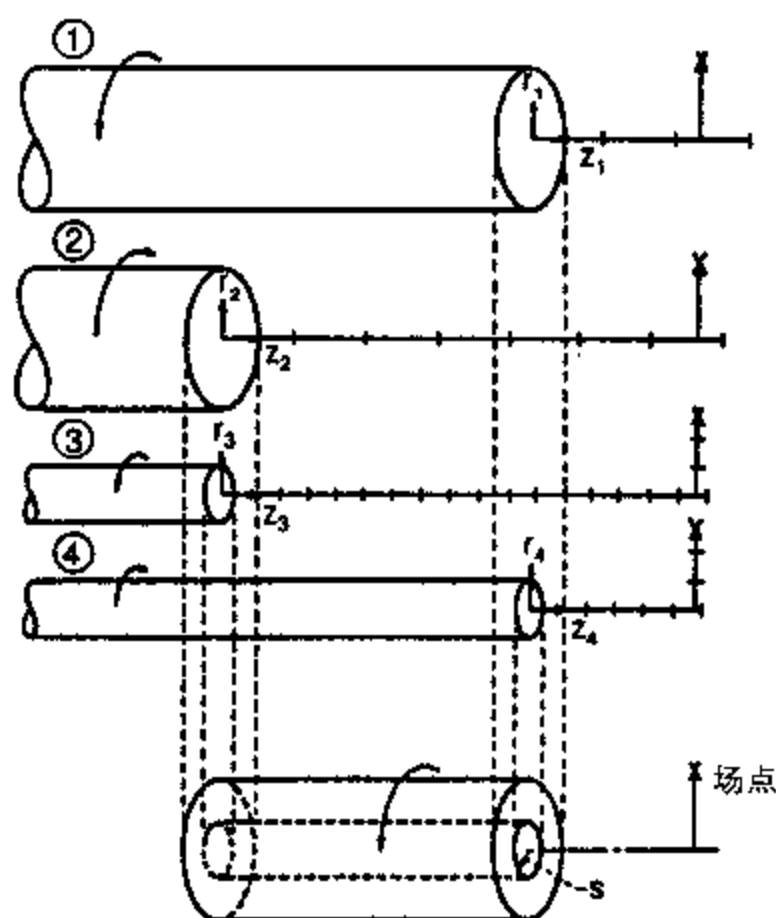


图 1.9 Brown 和 Flax [6] 给出的将四个半无限长螺线管迭加起来等效一个有限长螺线管的方法。

弯曲箭头表示电流的方向， z_1, \dots, z_4 表示轴向的距离， r_1, \dots, r_4 表示螺线管的半径。

研究这样四个没有圆柱形空洞的半无限长螺线管的好处是这样的螺线管的磁场分布仅仅用两个变量就可以表示：与螺线管端点的轴向距离和与共同轴线的径向距离。于是可以对所有半无限长螺线管在这两个约化坐标下的磁场列出一个表。用四个分量的矢量迭加就可计算出所求的磁场。

这个方法可以对任意有限长螺线管的磁场进行快速简单的计算。运用此方法的更进一步的详情可从原始文献 [6] 中查到。

1.3.8 用数值方法进行磁场计算

在更复杂的情况下，比如在整个空间范围内，如何计算磁场强度？

尽管上面已经给出在各种简单情况下如何用毕奥—萨伐尔定律确定磁场强度 H ，但是也表明并不总是有解析解的（比如一个单匝载流圆线圈的轴外磁场）。因此在更一般的情况下有必要求助于数值计算技术以获得所需的解。

在大多数情况下，问题都归结为在一个有限的空间范围（称为空间域）内求解麦克斯韦方程组，该空间域可能是三维的，也可能是二维的。即使已知整个空间域的电流密度 J ，如果没有一系列合适的边界条件就不能求解麦克斯韦方程组。

计算磁场的这种数值方法常常用来确定一个电机的气隙中的磁场。在这种情况下，气隙中没有磁场源，因此

$$\begin{aligned}\nabla \times H &= 0 \\ \nabla \cdot B &= 0\end{aligned}\quad (1.73)$$

在所研究的区域存在磁场源的情况下，必须知值磁场源的分布并在计算中考虑到这一点。于

是问题变成求解有适当边界条件的麦克斯韦方程组。

$$\begin{aligned}\nabla \times H &= J \\ \nabla \cdot B &= 0\end{aligned}\tag{1.74}$$

这种情况和前一种情况的唯一区别是磁场源以电流密度 J 的形式存在。

有很多种普通的数值计算方法可以用来求解磁场 H 的方程。这里我们将介绍有限差分法、有限元法和边界元法。尽管应用了二十五年多的有限元法已经相当完备而且有许多软件包可用,但现在却有大量的研究力量投入到边界元法之中。有限差分法从 1940 年起就开始应用(实际上其发明人是高斯),是最古老的方法,但是自 1970 年前后开始就广泛地被有限元法所取代。

我们应该知道,对于磁场的计算已经发展了很多种解析的方法。譬如级数解法、保角变换法和变分公式。问题在于这些方法的缺点是缺乏普遍性,这样就限定它们只能处理最简单的情形。通常它们局限于稳恒状态情形,大多数时候只能用于二维空间。

Trowbridge^[8]回顾了 1962 年到 1988 年期间电磁场计算的进展。在他的综述中讨论了上述三种主要方法并选出了那个时期最重要的参考文献。从 1940 年数字计算机的初期阶段直到 1970 年左右,计算磁场的有限差分法一直是主要的数值计算工具。此方法是由 Adey 和 Brebbia^[9]以及 Chari 和 Silvester^[10]阐述的。它是一个求解微分方程的方法,在该微分方程中出现的每一个导数都替换成所研究区域中纯周期间隔上的有限差分近似。这意味着连续的空间区域必须被离散点的规则网格所代替,在离散点上计算磁场值。这个过程称为离散化。

虽然原则上可以采用曲线网格进行离散化,但为了简化计算而采用一个纯周期直角坐标或极坐标网格。然而由于网格的实际限制,在几何形状很复杂的情况下运用有限差分遇到了困难。除此之外,在磁场梯度很大的情况下,为了得到足够的准确度,需要在整个空间范围(而不仅仅是在高磁场梯度范围)增加节点数以保持网格的规则性,这样做的结果是导致计算时间和内存需求迅速增加。尽管有这样一些困难,有限差分法仍然成功地用于了磁场计算并且有一些极佳的范例见诸极道^[11]。

在有限元方法中,空间域被划分成三角形单元并且在每个单元的三个节点上计算磁场值。在感兴趣区域里单元的大小可以改变(不象有限差分计算中的网格),于是在磁场梯度大的区域里可以包含有更多的单元。此外,用于离散空间域的单元不必是三角形的,它们可以是任意的多边形,不过三角形用得最为普遍。

Owen 和 Hinton^[12]对非专业人员做了关于有限元方法的介绍性述评,而 Silvester 和 Ferrari^[13]给出了精彩的和更详尽的回顾。这种方法是由于 Winslow^[14]1965 年的工作而开始引起人们注意的,并且大约从 1968 年起开始普通用于磁场计算。从此它就逐渐排挤掉较早的有限差分方法。

在有漏磁场的情形下, Hwang 和 Lord^[15]证明在计算磁场时数值计算方法如有限元法的优势要超过解析法。这是用磁场数值计算方法在材料中的缺陷附近确定磁场的第一个成功的尝试。Demerdash 和 Nehl^[16]在二维非线性磁性问题上同时使用了有限差分法和有限元法并进行了比较。他们的结论是在要求计算时间较短和占用内存较少的情况下有限元法更优越。然而尽管有限元法似乎更可取这一结论大体上是真实的,但不同数值计算方法的相对性能在很大程度上取决于所考虑的特定问题的性质。

用于磁场计算的边界元方法是最晚发展起来的。Brebbia 和 Walker^[17] 讨论了一般的方法, 而 Lean 和 Wexler^[18] 特别讨论了它在磁场计算问题上的应用。Simkin^[19] 做了积分法和微分方程法的比较。Hoole^[20] 在其著作中给出了这些方法的一个全面的综述, 它对磁场计算的数值方法的整个主题提供了最近的指南。

1.3.9 磁场计算方面的最新进展

“艺术级”的磁场计算是什么样的?

最近几年计算磁学领域有了突飞猛进的发展。以致于现在有一个国际会议是专门讨论这一主题的。或许对这一课题的最好的介绍是由 Lowther 和 Silvester^[21] 作出的, 而 Hoole^[20] 则全面介绍了可以用于磁场计算的数值计算技术, 包括有限元法。Binns 和 Trowbridge^[22] 所著的类似的详尽参考书也给出了对此课题的很好的综述。考虑到目前这一领域的迅速发展, 在本书这一类书籍中很难切实覆盖这个领域的方方面面。因此建议读者参阅上述三本教科书。

有限元算法是目前磁场数值计算中所用的最普通的方法, Hole^[23] 和 Brauer^[24] 讨论了特别针对这种模型的晚近发展。Chari 等人^[25] 的回顾介绍了有限元法现在所应用的领域。

Trowbridge^[26] 最近所作的一个述评简要总结了计算磁学方面主要的技术进展。这些进展包括: 用有限元模型给出问题的三维解; 将计算机算法拓宽到动态(随时间变化的)问题; 用边界元法得到二维和三维解; 对复杂问题自动生成网格; 误差分析; 用实验结果对模型计算结果进行验证, 鉴定模型计算的最终结论是否真实。

然而, 磁场计算机模拟的一个滞后的领域是结合这些先进的算法来模拟材料的磁性能。即使现在材料的性能经常合并入一个表示材料磁化曲线的数据文件, 但是这种方法有很严格的限制。本书后面将给出这种模拟可以很好加以改进的范围。

参考文献

1. Oersted, H. C. (1820) Experiment on the effects of a current on the magnetic needle, *Annals of Philosophy*, 16.
2. Ampère, A. M. (1872) *Theorie Mathematique des Phenomenes Electrodynamiques Uniquement Deduite de l'Experience*, reprinted by Blanchard, Paris, 1958.
3. Montgomery, D. B. (1980) *Solenoid Magnet Design*, Robert Krieger, New York.
4. Fabry, M. P. A (1898) *Eclairage Electrique*, 17, 133.
5. Cockcroft, J. D. (1928) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 227, 317.
6. Brown, G. V. and Flax, L. (1964) *J. Appl. Phys.*, 35, 1764.
7. Hart, P. J. (1967) *Universal Tables for Magnetic Fields of Filamentary and Distributed Circular Currents*, Elsevier, New York.
8. Trowbridge, C. W. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, 24, 13.
9. Adey, R. A. and Brebbia, C. A. (1988) *Basic Computational Techniques for Engineers*, Pentech Press, London.
10. Chari, M. V. K. and Silvester, P. P. (1980) *Finite Elements in Electrical and Magnetic Field Problems*, Wiley, New York.

11. Fuchs, E. F. and Erdelyi, E. A. (1973) *IEEE Trans. PAS*, **92**, 583.
12. Owen, D. R. J. and Hinton, E. (1980) *A Simple Guide to Finite Elements*, Pineridge Press.
13. Silvester, P. P. and Ferrari, R. L. (1983) *Finite Elements for Electrical Engineers*, Cambridge University Press, Cambridge.
14. Winslow, A. M. (1965) *Magnetic Field Calculation in an Irregular Mesh*, Lawrence Radiation Laboratory, Report UCRL-7748-T.
15. Hwang, J. H. and Lord, W. (1975) *J. Test and Eval.*, **3**, 21.
16. Demerdash, N. A. and Nehl, T. W. (1976) *IEEE Trans. Mag.*, **12**, 1036.
17. Brebbia, C. A. and Walker, S. (1980) *Boundary Element Techniques in Engineering*, Newnes-Butterworths, London.
18. Lean, M. H. and Wexler, A. (1982) *IEEE Trans. Mag.*, **18**, 331.
19. Simkin, J. (1982) *IEEE Trans. Mag.*, **18**, 401.
20. Hoole, S. R. H. (1989) *Computer Aided Analysis and Design of Electromagnetic Devices*, Elsevier, New York.
21. Lowther, D. A. and Silvester, P. P. (1986) *Computer Aided Design in Magnetics*, Springer-Verlag, New York.
22. Binns, K. J. and Trowbridge, C. W. (1992) *The Analytical and Numerical Solution of Electric and Magnetic Fields*, Wiley, New York.
23. Hoole, S. R. H. (1989 年版) *Finite Elements, Electromagnetics and Design*, Elsevier, New York.
24. Brauer, J. (1993) *Finite Element Analysis*, Marcel Dekker, New York.
25. Chari, M. V. K., Bedrosian, G., d'Angelo, J. and Konrad, A. (1993) *IEEE Trans. Mag.*, **29**, 1306.
26. Trowbridge, C. W. (1996) *IEEE Trans. Mag.*, **32**, 627.

进一步阅读:

- Bennet, G. A. (1968) *Electricity and Modern Physics*, Arnold, Cambridge, London, Ch.5.
- Cendes, Z. (1986 年版) *Computational Electromagnetics*, North Holland Publishing, Amsterdam.
- Chari, M. V. K. and Silvester, P. P. (1980 年版) *Finite Elements in Electrical and Magnetic Field Problems*, Wiley, New York.
- Grover, F. W. (1946) *Inductance Calculations*, Dover, New York.
- Hoole, S. R. H. (1989) *Computer Aided Analysis and Design of Electromagnetic Devices*, Elsevier, New York.
- Lorrain, P. and Corson, D. R. (1978) *Electromagnetism*, W. H. Freeman, San Francisco.
- McKenzie, A. E. E. (1961) *A Second Course of Electricity*, 第二版, Cambridge University Press, Ch. 3 and 4, Cambridge.
- Reitz, J. R. and Milford, F. J. (1980) *Foundations of Electromagnetic Theory*, 第三版, Addison-Wesley, Ch. 8, Reading, Mass.

练习:

练习 1.1 安培的定义。 定义安培并证明该定义使自由空间的磁导率 μ_0 值为 $4\pi \times 10^{-7} \text{H m}^{-1}$ 。 μ_0 的物理意义是什么?

练习 1.2 H 和 B 的区别。 论述磁场强度 H 和磁感应强度 B 的区别, 包括支配这些参量的电磁学基本定律以及两者单位的定义。

练习 1.3 单位的问题。 讨论磁学中单位制和物理量的定义中存在的问题。为什么会出现这些问题? 为什么科学家和工程师不愿意接受一个特定的单位制? 不解决这一问题的长期后果是什么? 你建议怎样解决这一问题。

练习 1.4 长螺线管中心处的磁场。 证明“长”螺线管中心处的磁场为 $H = ni$, 这里 n 是每米的匝数, i 是线圈中流过电流的安培数。

练习 1.5 载流导线上的作用力

- a) 计算两条相距 1 m, 通电流 1 A 的平行载流导线之间每米长度上的作用力。
- b) 载流直导线长 3.5 cm, 通电流 5 A, 与 160 kA/m 的磁场垂直, 求作用在该导线上的作用力。

练习 1.6 作用在电流环偶极子上的转矩。 一个线圈面积为 4 cm^2 , 有 100 匝, 位于磁感应强度 0.2 T 的磁场中, 求当线圈中通以 1 mA 电流时作用在它上面的转矩。

第二章 磁化强度和磁矩

我们现在考虑当磁性材料位于磁场中时它对磁感应强度 B 的影响。这一影响表现为磁化强度。材料可以改变磁感应强度，要么使它增大，比如在顺磁体和铁磁体的情况下；要么使它减小，比如在抗磁体中。材料的相对磁导率反映了该材料如何使磁感应强度不同于自由空间所观察到的磁感应强度。

2.1 磁矩

我们如何衡量材料对磁场的响应？

当我们进一步讨论磁性材料时，首先就有必要定义一些能反映材料对磁场的响应的物理量。这些物理量就是磁矩和磁化强度。定义完成后，我们就可以考虑另一个与磁导率密切相关的特性，即磁化率。

2.1.1 磁体上的作用力

我们是否可以用位于已知强度磁场中的样品上的转矩来定义其磁特性？

在前一章里我们定义了电流环偶极子的磁矩 m 并给出自由空间存在磁场时偶极子上的转矩为 $\tau = m \times B$ 。因此磁矩可以表示为磁偶极子上的最大转矩 τ_{\max} 除以 B 。

$$m = \frac{\tau_{\max}}{B} \quad (2.1)$$

于是在自由空间中

$$m = \frac{\tau_{\max}}{\mu_0 H} \quad (2.2)$$

按惯例这里磁矩 m 的单位是 安培 平方米。上式对载流环和磁棒同样适用。

磁矩的单位

当 1 安培平方米 的磁矩垂直于 1 特斯拉 的磁场取向时会受到 1 牛顿 米 的最大转矩。

在电流环情形下，如图 2.1 所示， $m = iA$ ，其中 i 是通过的电流， A 是环的截面积。在磁棒情形下，如图 2.2 所示， $m = pl$ ，其中 p 是以 安培 米 为单位的磁极强度， l 是以 米 为单位的偶极子长度。“磁极强度”是源于磁学中更传统的 CGS 单位制的一个术语。

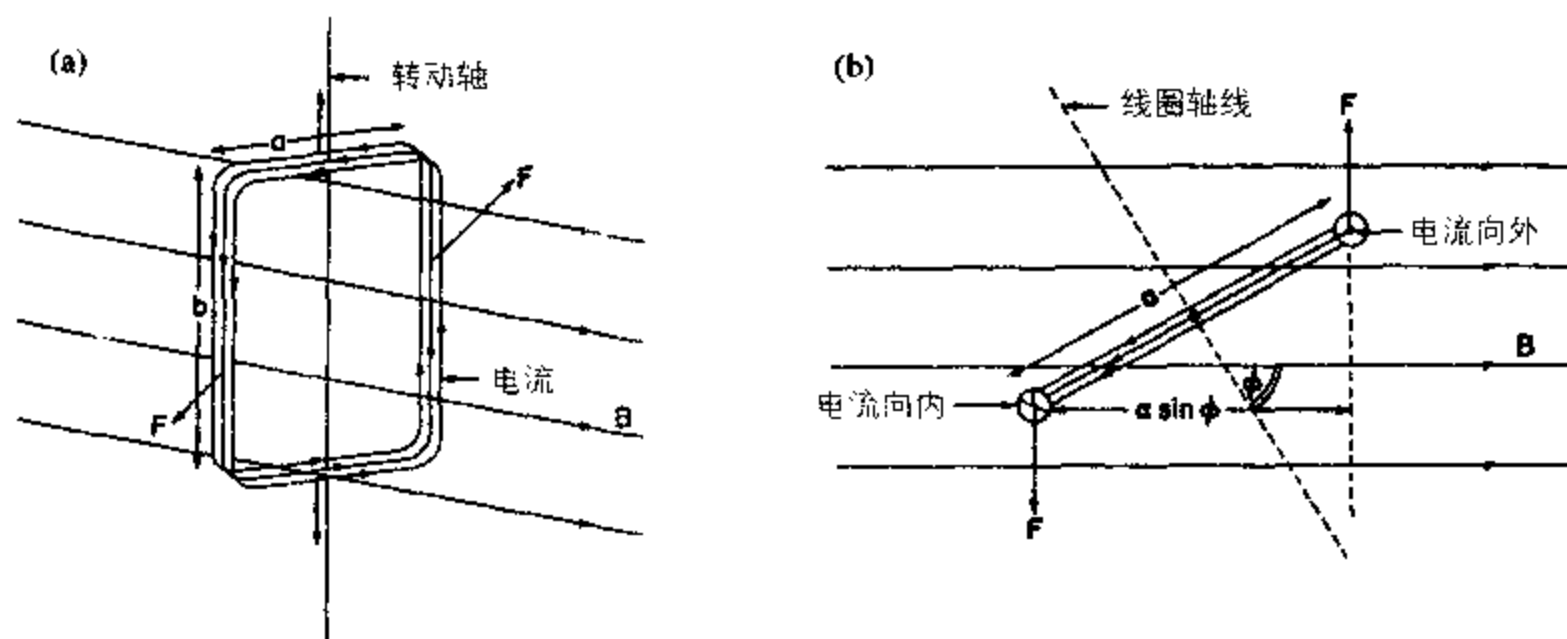


图 2.1 位于外磁场中的电流环上的转矩：(a)侧视图；(b)顶视图。如果电流环能自由转动，转矩将使环一直转动到环平面与磁场垂直的方向。

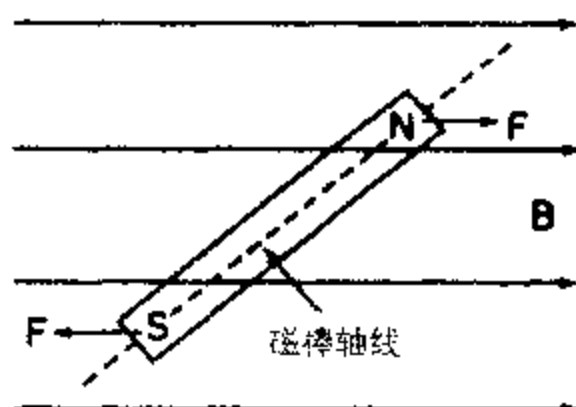


图 2.2 位于外磁场中的磁棒上的转矩。如果磁棒能自由转动，转矩将使磁棒一直转动到与磁场平行的方向上。

在转矩的作用下，磁棒中的磁矩矢量 m 倾向于使自已与 B 平行，如图 2.2 所示。为此，位于另一个磁棒产生的磁场中的磁棒会受到一个使它与局部 B 方向平行的转矩作用。正是这个力引起了磁学中得到最广泛公认的现象，即异性磁极互相吸引，而同性磁极互相排斥。但是在解释磁“极”的确切含义时我们仍然有困难。

就象在 1.2.6 节中讨论过的那样，磁性的基本单元是磁偶极子。电的基本单元是电荷。人们一直在寻找磁单极，按照一些作者的观点^[1]其理论值为 $p = 3.29 \times 10^{-9} \text{ A m}$ ($\mu_0 p = 4.136 \times 10^{-15} \text{ Wb}$)，如果磁单极存在，它就是电荷的磁性对应物。磁单极的发现将有重要的价值，但是对磁单极的寻找时至今日仍未见分晓^[2,3]。

然而，如果发现磁单极的话，就会使我们对磁性的认识产生根本性的改变。尤其是磁极这个颇有争议的概念将变得更加容易让人接受，磁极的概念对从事磁性材料工作的人来说是一个非常有用的概念。电磁学的麦克斯韦方程组也需要改变以使 B 的散度可以不为零。Carrigan 和 Trower^[4]总结了关于这方面的工作。

2.1.2 偶极子的磁极强度 p

用什么方法来区分偶极子的“强度”？

在第一章里我们已经给出，与一个通有电流的单匝导体环相联系的能量取决于电流和磁

通量 Φ 的乘积。因此看起来有理由用永磁体产生的磁通量来区分永磁体的“强度”。从磁通量出发，我们可以定义一个以 安培米 为单位的磁极强度如下

$$p = \frac{\Phi}{\mu_0} \quad (2.3)$$

其中 μ_0 仍然是自由空间的磁导率。

2.1.3 偶极子的磁矩 m

如何用偶极子的磁极强度来表示其磁矩？

在由强度 p ，距离 l 的两个相反的磁极组成的偶极子中，偶极子磁矩为

$$m = pl \quad (2.4)$$

其中 m 以 安培 平方米 为单位，从而

$$m = \frac{\Phi l}{\mu_0} \quad (2.5)$$

将上式与前述电流环磁矩的表达式相比较我们得到 $m = iA$ ，于是我们可以开始把偶极子的一些磁特性与电流环的一些磁特性等同起来

$$\frac{\Phi l}{\mu_0} = iA \quad (2.6)$$

这将使我们很快认识到仅用电流环或偶极子来描述磁性材料的局限性。电流环没有有效的长度，而偶极子缺乏有效的横截面积。这些模型肯定简单地表示了真实情况的数学抽象，那么我们选择这些模型只是因为描述它们很简单。真实情况大概是材料中的磁矩同时具有两种数学抽象的极端情形的某些特性。

2.1.4 悬描在磁场中的偶极子上的作用力

如何确定偶极子上的作用力？

考虑如图 2.2 所示的偶极子，磁极 p_N 和 p_S 相隔距离 l 。如果外加磁场是均匀的，那么作用在第一个磁极上的力就是

$$F_N = \mu_0 p_N H \quad (2.7)$$

作用在第二个磁极上的力为

$$F_S = \mu_0 p_S H \quad (2.8)$$

如果 p_N 和 p_S 大小相等，符号相反，那么就没有净余的平动力，只有净余的力矩 τ

$$\tau = (\mu_0 p_S H + \mu_0 p_N H) \frac{1}{2} \sin \theta \hat{r} \quad (2.9)$$

其中 $\hat{\tau}$ 是 $l \times H$ 方向的单位矢量。如果两个“极”的强度一样, 那么 $p_S = -p_N = p$,

$$\tau = \mu_0 p l \times H \quad (2.10)$$

其中 pl 一定是磁矩 m , 现在该磁矩给出转矩方程为

$$\tau = \mu_0 m \times H \quad (2.11)$$

于是我们看到, 磁矩就是磁极强度 p 和偶极子长度 l 的乘积, 并指向偶极子长度的方向。

2.1.5 悬挂在磁场中的电流环上的作用力

如何确定电流环上的作用力?

也许最简单的情形是矩形电流环, 其边长为 a 米和 b 米, 通电流 i , 法线与磁场夹角 θ , 如图 2.1 所示。

根据安培定律, 每一边上的作用力将是,

$$F = il \times B \quad (2.12)$$

$$F = ib \times B \quad (2.13)$$

转动力将是上述力和离轴间距的乘积

$$\tau = \frac{1}{2} a \times F = \frac{1}{2} ia \times b \times B \quad (2.14)$$

既然两条边上的力矩相等, 将它们相加就得到

$$\tau = iabB \sin \theta \quad (2.15)$$

其中 θ 是 B 和垂直于电流环 m 平面的单位矢量之间的夹角。用 m 代替 iab 得到

$$\tau = m \times B \quad (2.16)$$

于是我们知道, 电流环的磁矩就是电流与其截面积的乘积, 并且方向垂直于环平面。

2.2 磁极和安培束缚电流

我们有什么办法可以描述材料磁矩的来源?

在前一章里已经表明了电流如何产生一个磁场, 那是电荷运动的结果。然而, 众所周知一个永磁体也能产生磁场, 而且不据要真正的电流。在这种情况下磁场的产生是与材料的磁特性紧密相连的。于是问题就变为如何描述这个产生过程。

有两种方法可以描述永磁体如何产生磁场。其一, 用一套等效电流替代磁性材料, 该等效电流产生的外磁场与永磁体完全一样。这就是“安培”电流或“束缚”电流方法, 有了第

一章提供的电流产生磁场的表述方式可以很容易地理解这一方法。其二，用磁极的集合来描述磁性材料，这些磁极是假想的磁场源，产生完全一样的外磁场。

2.2.1 磁极和束缚电流的存在

磁极或束缚电流是真实的吗？

到目前为止，我们所知道的是：从物理意义上讲，磁极和束缚电流都不是真实的。它们只不过是人造数学模型或近似，使人们能够在各种各样的情况下计算磁场和磁矩。

2.2.2 磁极模型和束缚电流模型的有效性

如果两种模型都不对，我们为什么还要为这些概念而费心？

最终人们认为磁极模型和安培电流模型都不是很正确，因此我们要问：它们能够起什么作用呢？其实答案很明显。磁极和安培电流的数学概念给我们提供了计算磁性材料产生的磁化强度和磁场的模架。当然这些计算是在经典的宏观基础上展开的。此磁极/束缚电流模型在材料磁性的经典描述和量子描述之间划了一道限制性的分界线，因此在经典基础上我们不能解答哪一个模型更为“正确”这一问题！经典水平上的计算仅仅给出：在与磁偶极子或电流环相隔足够远的距离上，这两种数学模型产生的磁场是等效的。因此，我们很惊奇地发现，作为经典理论限制下磁性材料的磁性能的描述手段，磁极模型或束缚电流模型中的一个有时会变得较为流行。在这里建议读者要把两个概念都考虑到并从中选择何者最适合于解决某个特定的计算问题。

2.2.3 磁极模型和束缚电流模型的相对优势

磁极模型较好，还是束缚电流模型更佳？

可以证明，只要在距离磁极或安培电流足够远的场点上计算磁场，那么由磁极或安培电流产生的磁场的表达式在数学上就是等效的。因此一般而言，没有哪种模型比另一种模型更好或更差，尽管象可能预料到的那样，在不同情况下用某一种模型也许比用另一种模型更容易进行一个特定的计算。不过，最后的结果是一样的，如后面的 2.2.6 节所述，在远离场源的场点上两种体系在数学上是等效的。

2.2.4 磁极产生的磁场

将磁体看成磁极的集合，如何计算它产生的磁场？

虽然库仑定律委员会的报告^[5]已经声明，对磁极而言库仑定律确实不是完全正确的，但它仍然给了我们一个有用的近似表达式。这样考虑的根据是，在最终的分析中无论是磁极还是安培电流都不足以描述材料中的磁性；它们仅仅使我们能够在经典的宏观尺度上进行计算，而不必提出或考虑材料磁矩的基本起源。

一个偶极子 dp 在 r 点处对磁场的贡献 $dH(r)$ 为

$$dH(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{dp}{r^2} \hat{r} \quad (2.17)$$

其中 \hat{r} 是沿着 r 的单位矢量。如果将上式对所有磁极积分，

$$\begin{aligned}
 H(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{\text{所有磁极}} \frac{dp}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (\text{磁极是分立的}) \\
 &= \frac{1}{4\pi} \int_{\text{所有磁极}} \frac{dp}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (\text{磁极是连续的})
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

2.2.5 等效电流或安培电流产生的磁场

如何从等效电流分布出发计算磁场?

如果用等效电流的方法,那么我们就可以简单地援引第一章中对真实电流所用的毕奥—萨伐尔定律。在这种情况下单元 $d\mathbf{l}$ 中的电流 i 对磁场的贡献 $d\mathbf{H}$ 为

$$d\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{i d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (2.19)$$

然后将上式对所有电流元求和或积分就得到总磁场

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\text{所有电流}} \frac{i d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (\text{电流元分立}) \tag{2.20}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{所有电流}} \frac{i d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (\text{电流元连续}) \tag{2.21}$$

2.2.6 由磁极和电流分布所产生的磁场的等效性

一个磁极和一个电流分布产生的磁场有什么不同?

考虑到我们只对远离偶极子的磁场值感兴趣,那么从上述方程的比较中可以清楚地看到,这些描述是完全等效的。当然在 $r \rightarrow 0$ 的极限情形下不能评价它们,事实上几何形状就意味着在这样的距离上结果很可能是不一样的。如果我们考虑一个简单的偶极子,就可以看到小距离上最终结果差异的明显例子。在磁极模型中,这是由强度为 $+p$ 和 $-p$, 相距 l 的两个磁极组成的线性结构。在电流模型中,这是限制在面积 A 的表面上的循环电流 i 的平面结构。因此在 r 变得可以与偶极子或电流环的线度相比较的极限情况下,两种模型给出不同的结果。

2.2.7 电流环磁场和磁极磁场的计算

一个电流环和一个磁偶极子所产生磁场的最简单的直接对比是什么样的?

可能进行的是简单对比是将电流环轴上磁场与沿着偶极子连线的磁场进行比较。实际上在 1.3.2 节中已经给出了电流环轴上磁场的计算,因此我们这里将只是引用其结果:

$$H = \frac{ia^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}} \quad (2.22)$$

其中 i 是电流, a 是圆环半径而 x 是与电流环平面的距离。

对偶极子的计算非常简单。对一个偶极子场运用上式, 我们只需要考虑两个磁极, $+p$ 和 $-p$, 如图 2.3 所示。它们相隔距离 l 。现在考虑与偶极子中心的距离为 x 的场点。对 x 处磁场的两个贡献为

$$H_+ = \frac{1}{4\pi} \frac{p}{(x - l/2)^2} \quad (2.23)$$

$$H_- = \frac{1}{4\pi} \frac{-p}{(x + l/2)^2} \quad (2.24)$$

因此

$$H = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{p}{(x - l/2)^2} - \frac{p}{(x + l/2)^2} \right) \quad (2.25)$$

$$= \frac{pl}{2\pi} \left(\frac{x}{(x + l/2)^2 (x - l/2)^2} \right) \quad (2.26)$$

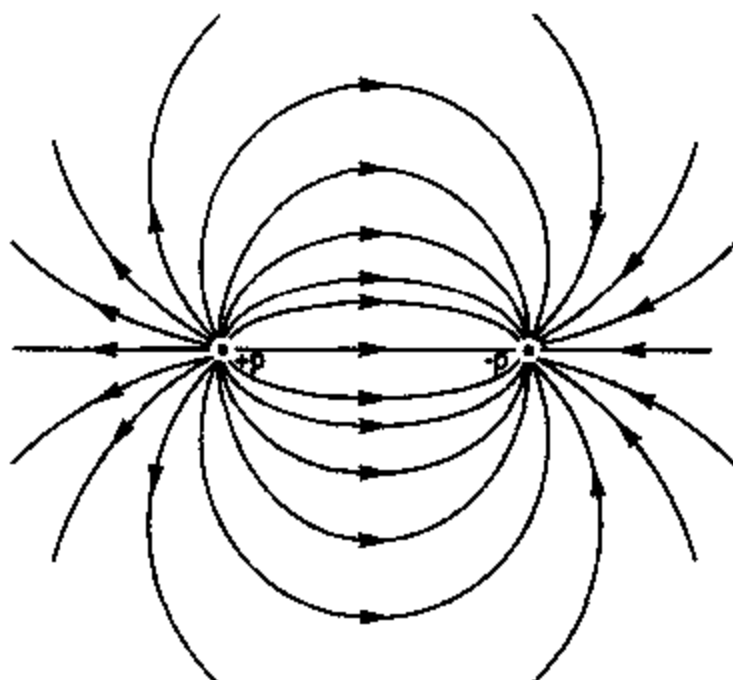


图 2.3 由线性偶极子——一种有用的数学抽象所产生的磁场。

我们马上就注意到, 一般说来由偶极子或电流环产生磁场的表达式是不同的。除此之外, 我们可以相对容易地得到一个偶极子轴外磁场的解析表达式, 而一个电流环的轴外磁场却没有解析表达式。后者必须用数值方法求解。但是此时我们考虑的是远离电流环或偶极子的地方的磁场。对电流环来说远场表达式为

$$\lim_{x \rightarrow \infty} H = \frac{ia^2}{2x^3} \quad (2.27)$$

而偶极子的远场表达式是

$$\lim_{x \rightarrow \infty} H = \frac{pl}{2\pi x^3} \quad (2.28)$$

上述表达式是一致的, 此外 $pl = \pi a^2 i$ 当然就是偶极子或电流环磁矩的表达式。

对上述分析进行总结, 我们注意到磁极模型与等效电流模型从根本上讲是不同的, 但是在远距离上 (即在经典的宏观尺度上) 它们给出相同的结果。既然目前还没有存在束缚电流或磁极的证据, 说某个模型比另一个更正确就没有任何物理意义。然而这两个模型对于在经典尺度上进行磁场计算非常有用。但是如果过于注重字面意思就会产生矛盾 (比如后面将要看到的那样, 给旋转的电子强加上安培电流模型可以简单地证明, 这样描述是不恰当的)。因此我们仅仅把这些模型看成磁性的经典描述和量子描述之间一道有用的分水岭。

2.3 磁化强度

材料的磁性能与磁感应强度 B 是如何关联的?

我们可以将固体中每单位体积的磁矩定义为一个新的物理量 M , 即磁化强度。

$$M = \frac{m}{V} \quad (2.29)$$

从 2.1.3 节给出的磁矩 m 与磁通量的关系可以发现 M 和 B 有一个简单的关系。一个中心处磁通密度为 Φ , 偶极子长度 l , 截面积 A 的磁棒其磁矩为 $m = \Phi l / \mu_0$ 。于是磁化强度为 $M = m / Al$ 。因此,

$$\begin{aligned} M &= \frac{\Phi}{\mu_0 A} \\ &= \frac{B}{\mu_0} \end{aligned} \quad (2.30)$$

在这种情况下, 没有通常的外加电流来产生外加磁场, 因此 $B = \mu_0 M$ 。因此我们看到, 磁化强度 M 和磁场 H 对磁感应的贡献方式是相似的。如果磁化强度和磁场两者都存在, 那么它们的贡献可以相加。

2.3.1 H , M 和 B 的关系

可否定义一个普遍的方程式, 使磁场、磁感应和磁化强度这三个磁性参量联系起来?

我们可以得到, 磁感应 B 是由两部分贡献组成的: 一部分来自于磁场, 另一部分来自于

磁化强度。自由空间的磁感应是 $\mu_0 H$ ，而按惯例我们取材料的磁化强度对磁感应的贡献为 $\mu_0 M$ 。于是磁感应强度就是它们的矢量和，

$$B = \mu_0 (H + M), \quad (2.31)$$

其中 B 的单位是 特斯拉， H 和 M 的单位是 安培每米。上式联系了三个基本磁性参量，在任何情况下都是成立的。

磁场是由材料外部的螺线管或电磁铁的电流产生的，或者是由永磁体产生的。磁化强度是由固体内部电子（未配对）的自旋和轨道角动量的合成产生的。在解释电子净余角动量的起源之前需要了解更多的概念。因此对这方面的讨论要推迟到第九到十一章。

在肯涅利惯用制中用到一个相关的物理量，即磁极化强度或励磁强度 I 。它定义为

$$I = \mu_0 M. \quad (2.32)$$

虽然索末菲单位制中不常用，但它仍是一个有用的单位。测量材料的以 特斯拉 为单位的磁极化强度 I 常常比测量以 安培每米 为单位的磁化强度 M 更为方便。Crangle^[6] 曾经表示，既然索末菲单位制和肯涅利单位制并不互相排斥，那么这一单位可以很容易地并入 IUPAP 单位制中而不会引起任何矛盾。

在 SI 单位制中^[7, 8]， M 通常是用 安培每米 来度量的（我们所用的是索末菲惯用制），但是有的时候你会发现，就象上面所说的那样， M 是以 特斯拉 来度量的（肯涅利惯用制）。这意味着自由空间的转矩方程在两种惯用制中相差一个因子 μ_0 ，在肯涅利惯用制中为 $\tau = m \times H$ 而在索末菲惯用制中为 $\tau = m \times B = \mu_0 m \times H$ 。相似地，磁矩在索末菲惯用制中是以 安培平方米 来度量的而在肯涅利惯用制中以 韦伯·米 来度量。人们详细地讨论了两种惯用制的相对特点^[9-11]，发现它们各有其长处和不足。在索末菲惯用制中磁化率的定义是有用的，而在肯涅利单位制中磁化率是一个很笨拙的物理量。但是，在肯涅利单位制中磁极化强度的单位比索末菲惯用制中磁化强度的单位更为方便。而且由于肯涅利单位制方程中不含 μ_0 ，磁矩在磁场中的能量以及作用在磁矩上的转矩的表达式也更加简单。

2.3.2 饱和磁化强度

一种材料可以达到的磁化强度有没有限制？

如果一种材料每单位体积内有 n 个基本的原子磁偶极子，每个偶极子磁矩为 m ，那么当所有这些磁矩平行排列时，材料中每单位体积的磁矩就是饱和磁化强度 M_0 。它等于 n 和 m 的乘积。

技术饱和 M_s 与完全饱和 M_0 之间是有区别的。为了完全理解这一差别，必须先要进行磁畴磁化过程的讨论。在这一章里我们只需注意到，当材料变成单磁畴时就达到技术饱和磁化强度，但是在更高的磁场下磁化强度会超过技术饱和磁化强度而非常缓慢增加。正如 6.2.5 节中讨论的那样，高场下的这一缓慢增加是由于单畴内自发磁化强度的增加，称为平行磁化。

2.3.3 磁导率和磁化率

我们如何表示磁性材料对磁场的响应？

现在我们可以对磁导率 μ 和磁化率 χ 作一个一般性陈述。磁导率定义为

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2.33)$$

磁化率定义为

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.34)$$

微分磁导率和微分磁化率定义为

$$\mu' = \frac{dB}{dH} \quad (2.35)$$

$$\chi' = \frac{dM}{dH} \quad (2.36)$$

既然 B 和 M 也许是、也许不是 H 的线性函数，视材料或介质的种类而定，在此就要注意到磁导率和磁化率可能是、也可能不是常数。

有时候你会发现我们用到了“相对磁导率”这一术语，尤其是在 SI 单位制中。介质的相对磁导率（用 μ_r 表示）等于

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.37)$$

其中 μ_0 当然就是自由空间的磁导率， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$ 。自由空间的相对磁导率为 1。相对磁导率与微化率关系密切而且下式始终成立

$$\mu_r = \chi + 1 \quad (2.38)$$

其他常见的特性参量是起始磁导率 μ_{in} 和起始磁化率 χ_{in} 。它们分别是磁导率和磁化率在起始磁化曲线起点处的值

$$\mu_{in} = \left(\frac{dB}{dH} \right)_{B=0, H=0} = \left(\frac{B}{H} \right)_{B \rightarrow 0, H \rightarrow 0} \quad (2.39)$$

$$\chi_{in} = \left(\frac{dM}{dH} \right)_{M=0, H=0} = \left(\frac{M}{H} \right)_{M \rightarrow 0, H \rightarrow 0} \quad (2.40)$$

一般说来，物理学和材料科学工作者对磁化强度和磁化率比较感兴趣，而与铁磁体打交道的工程师通常更关心磁感应强度和磁导率。

例题 2.1 铁的磁导率和磁感应强度。

在 400 A m^{-1} 的磁场中，一块软铁的相对磁导率为 3000。计算在此磁场强度下铁中的磁感应强度。

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 (H + M) \\ &= \mu_0 \mu_r H \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= (4\pi \times 10^{-7})(3000)400 \\
 &= 0.48\pi \text{ T} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

例题 2.2 气隙与铁芯的磁通量差异。

螺绕环平均周长 50 cm, 截面积 200 mm^2 , 绕线 800 匝并通电流 1.0 A, 计算下面两种情况下螺绕环中心的磁感应强度 B 和磁通量 Φ , (a)螺绕环是空心的; (b)螺绕环有一个相对磁导率为 1000 的软铁芯。

磁场强度 H 等于

$$\begin{aligned}
 H &= ni \\
 &= 1600 \text{ A m}^{-1} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.42}$$

(a)在空气中 $B = \mu_0 H$

$$\begin{aligned}
 B &= (4\pi \times 10^{-7})1600 \\
 &= 2.0 \times 10^{-3} \text{ T}
 \end{aligned}
 \tag{2.43}$$

$\Phi = BA$

$$\begin{aligned}
 \Phi &= (2.0 \times 10^{-3})(2.0 \times 10^{-4}) \\
 &= 4.0 \times 10^{-7} \text{ Wb} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.44}$$

(b)在 $\mu_r=1000$ 的铁中

$$\begin{aligned}
 B &= \mu_0 \mu_r H \\
 &= (1000)(2.0 \times 10^{-3}) \text{ T} \\
 &= 2.0 \text{ T} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.45}$$

$\Phi = BA$

$$\begin{aligned}
 \Phi &= (2.0)(2.0 \times 10^{-4}) \\
 &= 4.0 \times 10^{-4} \text{ Wb} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.46}$$

2.4 磁路与退磁场

磁性材料如何改变它周围的磁场和磁通密度?

正如前一章中指出的那样, 在给定的磁场 H 中磁性材料的存在会由于其磁导率 μ 而影响磁感应强度 B 。要确定磁路中的磁通量, 磁阻 R 是一个有用的概念, 它是电阻的磁对应。另外, 如果磁性材料的尺寸有限, 在其端点附近生成的“磁极”会产生一个与外加磁场方向相反的磁场。这个反向磁场称为退磁场, 其大小取决于材料的几何形状和磁化强度 M 。

2.4.1 磁棒周围的磁通线

磁性材料的存在怎样改变其附近的磁通线?

磁棒附近的磁通线可以用小偶极子比如指南针或铁屑显现出来。磁通线在整个材料中都是连续的, 形状如图 2.4 所示。该磁通线与电流环(比如单匝载流导线或短螺线管)内部和

周围的磁通线有类似的形状。

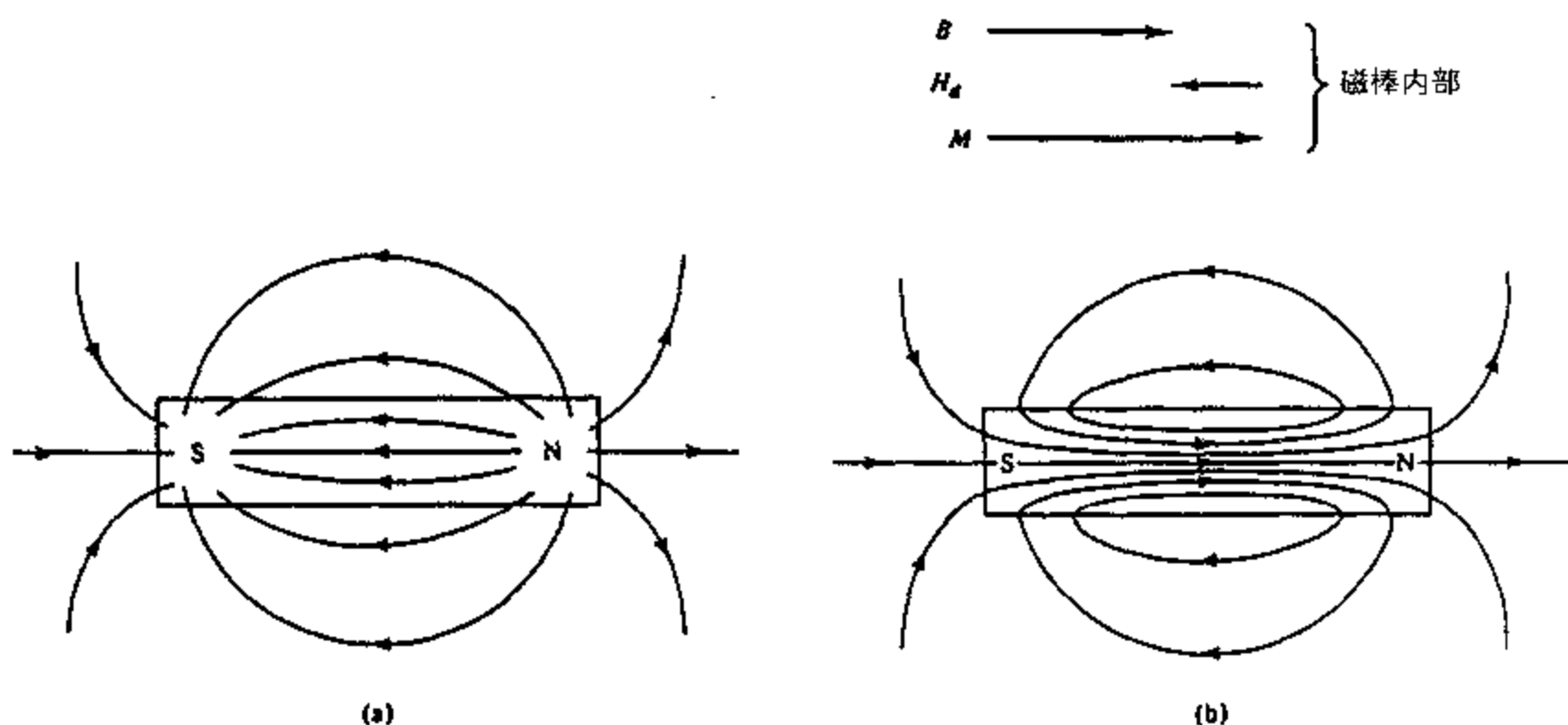


图 2.4 (a)一个磁棒内部和外部的磁场 H , (b)一个磁棒内外的磁感应 B 。尤其要注意的是材料外部磁场线和磁感应线是一样的,但是在内部它们有显著的差别(甚至指向相反的方向)。

2.4.2 磁棒周围的磁场线

磁场线与磁通线相同吗?

既然自由空间中 $B = \mu_0 H$, 磁棒周围的磁场线和该材料外部的磁通线就是一样的, 如图 2.4 所示。但是在材料内部它们是不同的, 由于材料有磁化强度 M , 实际上 B 和 H 指向不同的方向。这一点可以用安培环路定律加以证明。我们可以把磁化强度看成是材料内部磁偶极子整齐排列的结果, 这样就在有限大小样品的端点附近产生了磁“极”。

一个被磁化的铁磁体内部的磁化强度矢量 M 从“南极”指向“北极”, 这是对磁偶极子定义磁矩时采用的约定。而磁场 H 总是从“北极”指向“南极”。

2.4.3 退磁场

样品形状对 H 场有影响吗?

由于磁偶极矩的存在, 实际上在一个有限大小的被磁化的材料内部磁化强度 M 和磁场 H 是指向相反方向的, 那么就可以定义一个退磁场 H_d , 只要材料中产生了磁极就会呈现退磁场。这个退磁场可以在测量有限大小样品磁滞回线的过程中体现出来, 当外加磁场减小到零时, 由于剩磁的存在而使得测量到的磁场为负值。

退磁场只依赖于两个因素。它们是材料中的磁化强度(也就是磁极强度)和样品形状(也就是由样品几何形状决定的磁极间隔)。退磁场正比于磁化强度, 其表达式如下

$$H_d = N_d M, \quad (2.47)$$

其中 N_d 是退磁因子, 它只能从样品的几何形状计算而来。应该记着, N_d 的数使依赖于 M 和

H_d 的单位。在本书所惯用的单位制中, M 和 H_d 的单位都是 安培每米, 因此 N_d 就是一个无量纲的数。

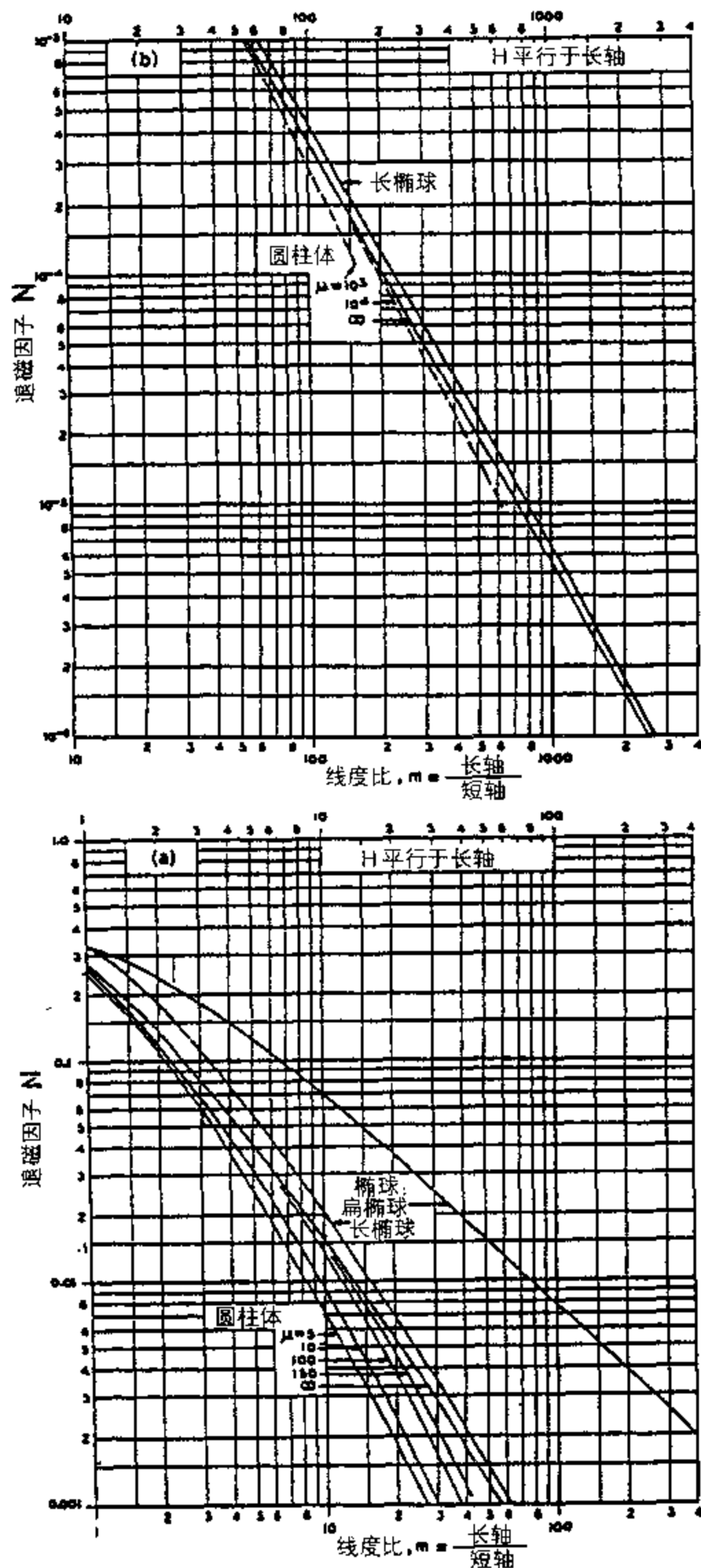


图 2.5 对椭球体和圆柱体计算的退磁因子。要注意到退磁因子的值既依赖于形状, 也依赖于磁导率。

2.4.4 退磁因子

在不同情况下退磁因子的值是多少？

只有在二次曲面形状（即球形和椭球形）的情况下才能得到 N_d 的严格解析解^[12]。但是对各种形状的固体有近似计算的退磁因子的图表，如图 2.5 及表 2.1 所示。

表 2.1 各种简单几何形状的退磁因子

几何形状	N_d
环形	0
长圆柱体	0
圆柱体 $l/d=20$	0.00617
圆柱体 $l/d=10$	0.0172
圆柱体 $l/d=8$	0.02
圆柱体 $l/d=5$	0.040
圆柱体 $l/d=1$	0.27
球体	0.333

2.4.5 退磁场对磁场的修正

如果样品尺寸有限我们如何修正磁场？

在前面我们已经描述了没有外磁场时一个磁化强度为 M 的给定形状样品中是如何产生退磁场的。当涉及到位于外加磁场 H_{app} 中的有限尺寸的样品时，就有必要进行一定的退磁场修正以判定固体中真正的内部磁场 H_{in} 。

$$H_{in} = H_{app} - N_d M \quad (2.48)$$

2.4.6 退磁场对测量的影响

退磁场对测量的材料特性有什么实际影响？

在磁性材料中，磁化强度 M 和磁场 H 之间的关系是该材料的特征。此关系对结构敏感，但是仍然是材料的特性，而且利用连续的闭合路径材料比如环形材料，测量其磁化强度随磁场的变化，可以得到这一关系。

然而，只要使用有限长度的样品，就会发现磁化强度随磁场的变化是不一样的，尤其是所测得的磁化率 χ 会降低。对一个一定长度的样品，如果不停地切短样品，就会发现测得的磁化率随样品长度的减小而减小（总是假定截面面积和形状保持不变）。

这就意味着在有限长度样品上确定材料内禀磁特性的任何企图都是不正确的，而且样品长度减小时误差会增大。随之而来的影响通常描述为磁化曲线或磁滞回线的“切变”，它只是意味着，在我们通常描绘磁特性的 M, H 平面上，样品缩短会使磁化曲线或磁滞回线看起来沿着 H 轴伸长，这样一来磁化率就降低了。Cullity^[13] 给出了这种磁化曲线“切变”的一个很好的范例。

退磁因子的提出是想给人们提供一个从这类有限长样品的测量结果出发去计算材料的内禀磁特性的手段。既然在整个样品上对磁场进行一个均匀的修正这一想法本身就是过于简单化的,那么这种手段就必然是近似的。不过在许多情况下这种手段可以给出很好的实际结果。

用上一式进行退磁场修正时,很容易证明,用磁感应 B 表示的内场为

$$H_i = \frac{H_a - N_d B / \mu_0}{1 - N_d} \quad (2.49)$$

2.4.7 磁化率和磁导率的修正

有退磁效应时我们怎样校正 χ 和 μ ?

再一次从退磁效应下校正磁场的方程出发,我们可以定义一个反映材料特性的真实磁化率 $\chi_{\text{true}} = M/H_i$, 以及一个依赖于几何形状的测量磁化率 $\chi_{\text{meas}} = M/H_a$ 。由此定义很快看出

$$\chi_{\text{true}} = \frac{\chi_{\text{meas}}}{1 - N_d \chi_{\text{meas}}} \quad (2.50)$$

磁导率的情况也类似,如果我们定义真实磁导率 $\mu_{\text{true}} = B/H_i$ 作为材料的一个特性参量,定义 $\mu_{\text{meas}} = B/H_a$ 为测量磁导率,它依赖于几何形状,那么

$$\mu_{\text{true}} = \frac{\mu_{\text{meas}} - N_d / \mu_0}{1 - N_d} \quad (2.51)$$

2.4.8 退磁场计算的最新进展

在确定不同形状的退磁因子方面有什么进展?

Chen^[14,15] 最近的报道全面总结了在确定退磁因子方面的进展情况。他的第一篇文章主要是关于圆柱体的,但是有大量的文献报道了对各种各样形状进行退磁场计算的重要进展。第二篇文章不太容易看到,不过它在处理退磁效应的整个问题上更为全面,还包括磁场随时间变化情况下的退磁效应。然而,上述文献都假设磁性材料是均匀的,但是在真实的材料中很少有这种情况。因此非均匀介质中有效退磁因子的确定将是下一个具有挑战性的课题。

2.4.9 磁路和磁阻

当我们遇到气隙或者有两种不同磁特性的材料时如何计算磁场或磁通量?

磁通路径被气隙隔断的情形具有很实际的重要性,因为这种情形在永磁体、电动马达和发电机的工程应用以及在材料检测中会经常遇到。这里涉及的问题比单一材料中的磁通量计算要复杂得多,但是有了退磁场的概念,再把联系磁通量和磁场的方程归纳起来,我们就能找到问题的答案。

磁体工程人员常常需要计算含有铁芯和气隙的磁路^[16,17] 中的磁通量。比如考虑这样的情况,一个铁环上绕了 N 匝圆形线圈,通电流 i , 如图 2.6(a)所示。此时的磁场就等于 Ni/L , 其中 L 是环的平均长度,由此可计算出磁导率、环中的磁通量或磁通量密度。

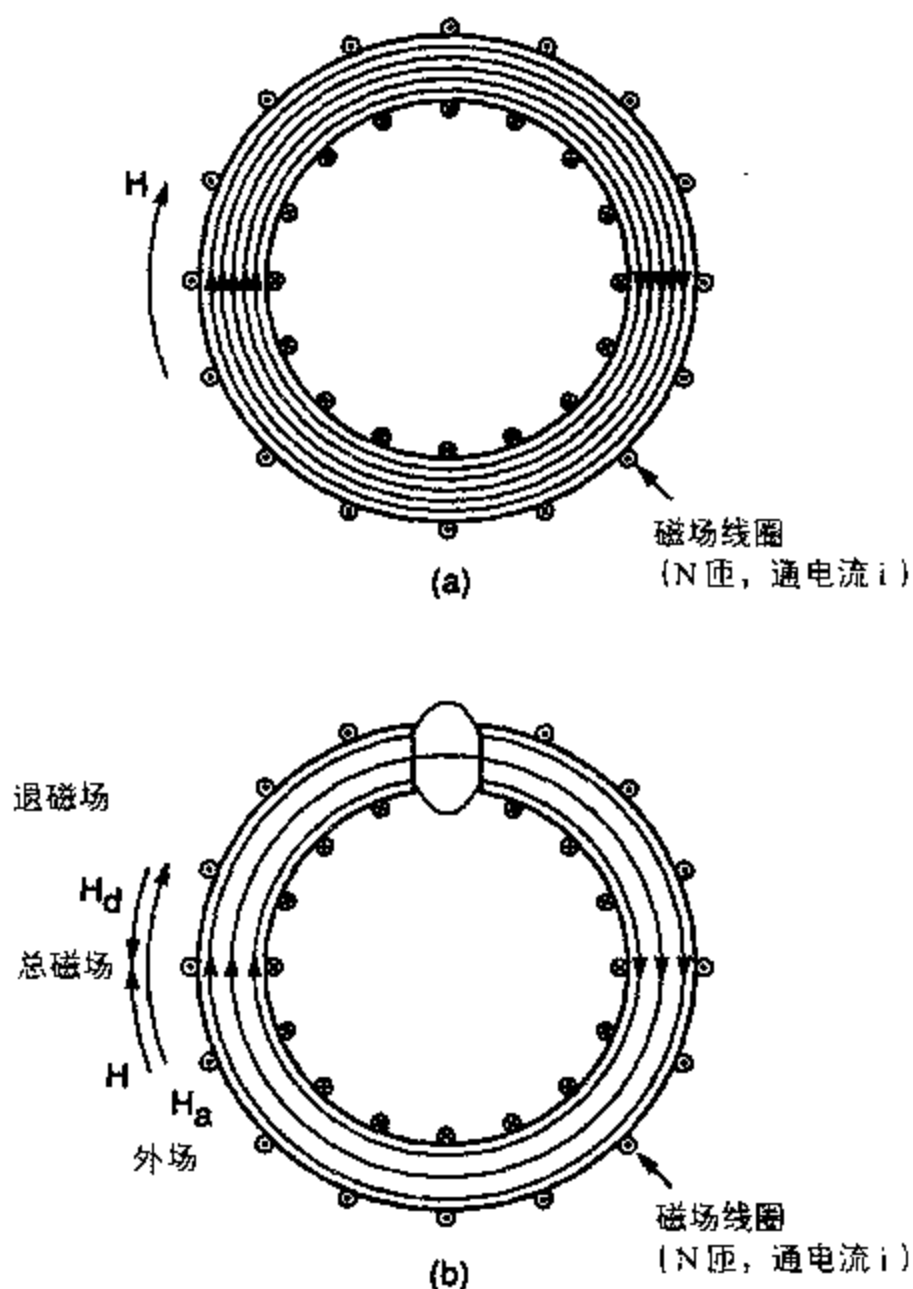


图 2.6 形成闭合磁路的铁环(a), 以及有气隙的铁环(b)中的磁通路径。铁环内部的同心线表示磁通线。气隙增加了磁路的磁阻, 减小了铁环内以及气隙中的磁通密度。

$$B = \mu_0 (H + M), \quad (2.52)$$

而且根据安培定律, 在这种简单情况下 $H = Ni/L$, 因此

$$B = \mu_0 \left(\frac{Ni}{L} + M \right) \quad (2.53)$$

从而得到

$$\begin{aligned} Ni &= \left(\frac{B}{\mu_0} - M \right) L \\ &= \frac{BL}{\mu}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

在此我们可以定义磁动势 η , 螺线管的磁动势为 Ni , 其中 N 是匝数, i 是螺线管中流

过的电流。由此我们可以用公式表示磁通量 Φ 、磁阻 R_m 和磁动势 η 的普遍关系如下，

$$\Phi = \frac{\eta}{R_m} \quad (2.55)$$

上式可以认为是欧姆定律的磁对应。如果铁环截面积为 A 平方米 且磁导率为 μ ，在长度 L 上绕有 N 匝螺线管，我们可以推导出磁阻的表达式。从磁通量、磁感应和磁场的关系入手，得到

$$\begin{aligned} \Phi &= B A = \mu H A \\ &= \mu \left(\frac{Ni}{L} \right) A \\ &= \frac{Ni}{(L/\mu A)} \end{aligned} \quad (2.56)$$

从我们上面的定义中可推知 $L/\mu A$ 项是路径的磁阻。它类似于电路中的电阻，这就表示磁路中串联的磁阻可以相加。

在铁环上锯开一道缝，如图 2.6(b)所示，造成一个气隙。如果气隙很小，其中就没有什么磁通泄漏，但既然空气的磁导率与铁环的磁导率相差很多，再用一个方程 $B = \mu H$ 就不行了。

现在的计算中忽略了漏磁场的影响，从安培环路定律出发，

$$Ni = \int_{\text{闭合路径}} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.57)$$

对于由一个铁环和一个气隙组成的两元磁路来说

$$Ni = H_i L_i + H_a L_a, \quad (2.58)$$

其中 L_i 是铁中的磁路长度， L_a 是空气中的磁路长度， H_i 和 H_a 分别是铁和空气中的磁场。

对于有气隙的环，气隙中的通量密度等于铁中的通量密度，但气隙中的磁化强度肯定等于零。因此我们可以对磁感应强度写出一个相似的方程。

$$\begin{aligned} Ni &= \left(\frac{B}{\mu_0} - M \right) L_i + \frac{BL_a}{\mu_a} \\ &= B \left(\frac{L_i}{\mu_i} + \frac{L_a}{\mu_a} \right) \end{aligned} \quad (2.59)$$

由此可以清楚地看到，在穿越气隙时 H 是不连续的而 B 是连续的。用磁通量 Φ 重写上式得到

$$Ni = \Phi \left(\frac{L_i}{A_i \mu_i} + \frac{L_a}{A_a \mu_a} \right) \quad (2.60)$$

那么根据我们前面定义的磁阻等于磁通量与磁动势的比值, 这样一个有气隙的磁路的磁阻就是

$$R_m = \frac{L_1}{\mu_1 A_1} + \frac{L_2}{\mu_2 A_2} \quad (2.61)$$

这样一来有气隙的环中穿过的磁通量的方程就是

$$\Phi = \frac{Ni}{\left(\frac{L_1}{\mu_1 A_1} + \frac{L_2}{\mu_2 A_2} \right)} \quad (2.62)$$

当引入气隙时环路中的磁通量减小, 这是由于空气的磁导率比铁低很多, 在驱使一定磁通量穿过气隙时所需要的能量, 要多于驱使同等磁通量穿过同样体积的铁时所需的能量。

2.4.10 磁性材料中的磁场计算

在更复杂的情况下, 比如既有磁性材料又有不同形状时的气隙, 如何计算磁场?

在第一章的最后, 我们描述了如何用各种各样的数值计算方法去求解自由空间的磁场。这很显然是一种简单情况。当存在磁性材料时, 由于需要考虑材料的磁化强度, 情况会变得更加困难。不过运用同样的常规计算方法, 比如有限元分析^[18], 也仍然能够获得成功。

磁滞效应的出现进一步增加了问题的复杂性, 这是因为此时材料的磁化强度 M 不仅值依赖于磁场 H , 而且也依赖于磁场的变化过程。即值在有磁滞的情况下, 人们也设计出了将磁滞考虑在内的磁场计算方法^[19]。

2.5 交变磁场对材料的渗透

随时间变化的磁场穿入材料的方式是否与静磁场相同?

我们已经看到, 当磁性材料被一个外部静磁场磁化时, 就会产生一个取决于磁化强度大小和这块材料形状的退磁场。此退磁场与外磁场反向, 并可用材料块两端附近产生的磁极来描述。

在交变的或随时间变化的磁场的情况下, 当磁场作用在导电材料上时会出现另外一种效应。在此之前, 电磁感应的法拉第一楞次定律已经证明, 随时间变化的磁通量将产生一个反向的电动势或电压。在导电材料中这就会产生通常称为“涡流”的感应电流, 它要抵制外磁场的渗透。于是材料中磁场的衰减就取决于外磁场的变化率(通常用其频率来表示)、材料的电导率和磁导率(既然是磁感应 B 的变化率产生了涡流, 而不是 H 的变化率)。因此, 材料中磁场的衰减就会随着材料电导率和磁导率以及外磁场的变化率的增加而增加。

要分析的最简单情形是频率为 ω 的正弦型平面电磁场入射到电导率 σ 、相对磁导率 μ_r 材料的半无限大平面上。于是磁场的波动方程为

$$\nabla^2 H - \epsilon \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \sigma \mu_0 \mu_r \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (2.63)$$

而且如果

$$H = H_0 e^{-i\omega t} \quad (2.64)$$

那么

$$\nabla^2 H + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mu_r H + i\omega \sigma \mu_0 \mu_r H = 0 \quad (2.65)$$

并且如果我们有一个平面波前入射在一个平面介质上

$$\nabla^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} \quad (2.66)$$

因此

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mu_r H + i\omega \sigma \mu_0 \mu_r H = 0 \quad (2.67)$$

这样一个方程的解是

$$H = H_0 e^{(\alpha + i\beta)z} \quad (2.68)$$

该解是在低于可见光的频率范围下给出的, 其中

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega \sigma \mu_0 \mu_r}{2}} \quad (2.69)$$

上式的倒数 $1/\beta$ 就是磁场衰减到其表面值的 $1/e$ 时的深度。我们通常把它称为“趋肤深度” δ 。它反映的是随时间变化的磁场进入导电透磁介质时该磁场的衰减率。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu_0 \mu_r}} \quad (2.70)$$

表 2.2 不同频率的平面交变电磁场穿入固定磁导率材料的经典趋肤深度值

材料	μ_r	σ ($\Omega \text{ m}$) ⁻¹	$\omega/2\pi$ (Hz)	δ (mm)
铁	1000	10×10^6	10	1.6
			100	0.5
			1000	0.16
坡莫合金 (Ni-Fe)	1000000	5×10^6	10	0.07
			100	0.02
			1000	0.007
铜	1	60×10^6	10	20
			100	6.5
			1000	2

要注意到趋肤深度 δ 的上述表达式只适用于平面正弦磁场入射到一个无限大平面上的情形。实际上，这些条件很难满足，那么趋肤深度或衰减率就是不一样的。然而，重要的一点是磁场进入材料时其幅度是衰减的，于是磁场就被限制在一个表面层里面，表面层的厚度随频率的增加而减小（表 2.2）。

2.5.1 导电磁性材料中的涡流

磁性材料中产生涡流要耗费多少能量？

当一个随时间变化的磁场入射到一个导电磁性介质上时，涡流的产生会导致能量的消耗。通过求解有固定磁导率的均匀磁性材料中的麦克斯韦方程组，就可以计算出经典的涡流损耗 W_{ec} 。根据电磁感应的法拉第定律，

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{A} \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \\ &= -\frac{dB}{dt}\end{aligned}\quad (2.71)$$

而且对一块宽度为 w ，厚度为 d ，并与磁场垂直的薄层来说，假设场是完全均匀的。

$$\frac{1}{A} \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \frac{2(w+d)}{wd} E \quad (2.72)$$

如果 $w \gg d$ ，那么 $2(w+d) \cong 2/d$ ，于是

$$E = -\frac{d}{2} \frac{dB}{dt} \quad (2.73)$$

我们还记得 $J = E/\rho$ ，其中 J 是电流密度而 ρ 是电阻率，

$$J = -\frac{d}{2\rho} \frac{dB}{dt} \quad (2.74)$$

由此，我们可以从电流密度 J 与电场强度 E 乘积的体积分计算出损耗功率，

$$\begin{aligned}W_{ec} &= \frac{1}{ld} \int_0^l \int_0^d J \cdot E \, dl \, dd \\ &= \frac{d^2}{12\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2\end{aligned}\quad (2.75)$$

对外磁场沿着轴线的圆柱形导体进行类似的分析，得到类似的结果，

$$\begin{aligned}W_{ec} &= \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} J \cdot E \, 2\pi r \, dr \\ &= \frac{d^2}{32\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2\end{aligned}\quad (2.76)$$

即每单位体积的损耗功率正比于 $(dB/dt)^2$ 和截面积 d^2 ，反比于 ρ 。

一般说来，经典的涡流损耗可以表示成

$$W_{ec} = \frac{d^2}{2\beta\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (2.77)$$

其中 β 是“形状因子”，薄层 $\beta = 6$ ，圆柱体 $\beta = 16$ ，球体 $\beta = 20$ 。

在第十二章中我们将会看到，在交变电流电磁能量转换装置比如变压器和电机中，上式成为确定功率耗散中最主要原因之一的根据。

参考文献：

1. Dirac, P. A. M. (1931) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A133**, 60.
2. Fleischer, R. L., Hart, H. R., Jacobs, I. S., et al. (1970) *J. Appl. Phys.*, **41**, 958.
3. Trower, W. P. (1983) *IEEE Trans. Mag.*, **19**, 2061.
4. Carrigan, R. A. and Trower, W. P. (1983) *Magnetic Monopoles*, Plenum, New York.
5. Brown, W. F., Frank, N. H., Kemble, E. C. et al. (1950) *Am. J. Phys.*, **18**, 1.
6. Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London, Ch. 1, pp. 13~15.
7. Vigoureux, P. (1971) *Units and Standards in Electromagnetism*, Wykeham Press, London.
8. Hopkins, R. A. (1975) *The International (SI) Metric System*. 第三版, AMJ Publishers, Tarzana, California.
9. Giaccolletto, L. J. (1974) *IEEE Trans. Mag.*, **10**, 1134.
10. Graham, C. D. (1976) *IEEE Trans. Mag.*, **12**, 822.
11. Brown, W. F. (1984) *IEEE Trans. Mag.*, **20**, 112.
12. Osborne, J. A. (1945) *Phys. Rev.*, **67**, 351.
13. Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., p. 62.
14. Chen, D. X., Brug, J. A. and Goldfarb, R. B. (1991) *IEEE Trans. Mag.*, **27**, 3601.
15. Chen, D. X. (1994) *Proceedings of the Advances in Measurement Techniques and Instrumentation for Magnetic Properties Determination*, May, Ames, Iowa.
16. *Proceedings of the IEEE Workshop on applied magnetism*, (1972) Washington DC. Published by IEEE, New York.
17. *Proceedings of the IEEE Workshop on applied magnetism*, (1975) Milwaukee, Wisconsin, Published by IEEE, New York.
18. Preis, K., Stogner, H. and Richter, K. R. (1981) *IEEE Trans. Mag.*, **17**, 3396.
19. Saito, Y. (1982) *IEEE Trans. Mag.*, **18**, 546.

进一步阅读:

Bennet, G. A. (1968) *Electricity and Modern Physics*, Arnold, London, Ch.6.

Bradley, F. N. (1971) *Materials for Magnetic Functions*, Hayden, New York.

Lorrain, P. and Corson, D. R. (1978) *Electromagnetism*, W. H. Freeman, San Francisco.

McKenzie, A. E. E. (1961) *A Second Course of Electricity*, 第二版, Cambridge University Press, Cambridge, Ch. 5 and 6.

Reitz, J. R. and Milford, F. J. (1980) *Foundations of Electromagnetic Theory*, 第三版, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch. 9.

Rieger, H. (1978) *The Magnetic Circuit*, Heyden and Son, London, Siemens Aktiengesellschaft, Berlin and Munich.

练习:

练习 2.1 电流与磁极。解释描述材料中的磁化强度的“等效电流”模型和“磁极”模型。用这些模型推导一个简单的线性磁偶极子, 比如一根磁棒, 所产生的磁场随相对于偶极子中心的位置而变化的表达式。

练习 2.2 退磁场。讨论磁性材料中“退磁场”的含义并解释为什么在任何情况下它都存在。什么因素影响退磁场的大小? 有两个即使磁化到饱和磁化强度 $M_s = 0.8 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 、其相对磁导率都恒定为 $\mu_r = 5$ 的 Terfenol 材料圆柱体, 它们的长度直径比为 5:1 和 2:1。计算沿着轴线方向磁化到饱和时每个圆柱体中的退磁场, 并计算在这两种情况下将圆柱体磁化到饱和和所需要的磁场大小。

练习 2.3 退磁场计算。将一个铁球磁化到其饱和磁化强度 ($M_s = 1.69 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$) 所需的磁场强度有多少? 假定克服退磁场所需要的磁场远远大于使环形材料饱和磁化所需的磁场。

练习 2.4 不同磁场强度下退磁场的影响。一个 Terfenol 样品的长度与直径的比值为 8:1。在 $H = 80 \text{ k A m}^{-1}$ 的磁场强度下磁感应强度是 0.9 T, 而在 $H = 160 \text{ k A m}^{-1}$ 的磁场强度下磁感应强度是 1.1 T。计算两种情况下的内磁场 H_m 并与外加磁场进行比较。

如果我们考虑对未修正磁场进行观测时的相对比例误差, 在更高的磁场下你对这一误差有什么看法? 当外加磁场增加时, 退磁场的影响是否或多或少地引起了麻烦?

练习 2.5 含有气隙和没有气隙的铁环中的磁通密度。一个铁环, 平均周长 0.5 m, 截面积 $2 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ 。环上线圈绕组的匝数为 $N = 800$, 通有电流 1 A。如果铁的相对磁导率是 1500, 估算铁环中的磁通量。然后在环上开一个 0.0005 m 长的气隙。估算这种情况下的磁通量。计算将磁通量恢复到未开口时的初始值所需的电流。

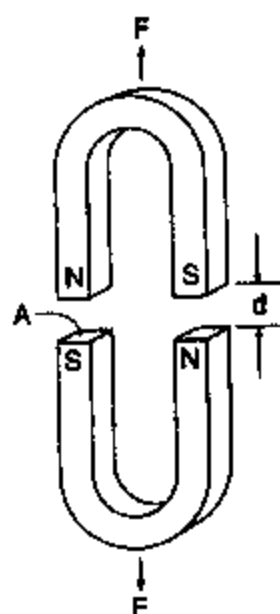


图 2.7 练习 2.6 的示意图

练习 2.6 在图 2.7 所描述的情况下，用磁体的特性参数表示出两个同样的永磁体之间的作用力 F 。你要考虑的因素也许包括下列因子中的一部分或全部：磁场 H ，磁通量 Φ ，磁感应强度 B ，磁体的工作表面积 A ，磁导率 μ ，端面间的距离 d ，和/或其它适用的参数。陈述你所作的任何假设。

第三章 磁性测量

本章讨论磁场、磁感应强度或磁化强度的各种测量方法。可供采用的方法有好多种，测量磁场的方法大体上分成三大类：一类是使用线圈的基于磁感应的方法，另一类是基于测量磁场引起的某种作用力的方法，还有基于测量因磁场的存在而使材料的各种特性发生变化的方法。最后，磁化强度的测量不外乎作用力测量的方法，比如转矩磁强计；或是梯度计测量的方法，它测量的是有无样品时磁感应强度的差别。

3.1 感应法

当穿过一个电路的磁通量发生变化而在该电路中产生感应电动势的时候，如何根据该电动势测量出外加磁场的强度？

测量磁通量的感应方法都以 1.2.2 节中讨论过的电磁感应的法拉第定律为基础。该定律表明，电路中的感应电动势等于穿过此电路的磁通量的变化率。

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.1)$$

如果 A 是线圈的截面积， N 是匝数，那么磁感应就是 $B = \Phi/A$

$$V = -NA \frac{dB}{dt} \quad (3.2)$$

值得注意的是，这些采用线圈的方法所测量的是穿过线圈的磁通量 Φ ，而且从截面积的数据可以求出磁感应 B 。如果我们在线圈中插入一个高磁导率铁芯， B 增大而 H 保持不变，感应电压会增加。当然，自由空间中 $B = \mu_0 H$ ，于是

$$V = -\mu_0 NA \frac{dH}{dt} \quad (3.3)$$

3.1.1 固定线圈法

如何用一个固定线圈中产生的感应电动势求出磁场的变化率？

定圈法只能通过检测感应电压来测量磁感应强度的变化率。这种装置确实有用武之地，但是如果要进行磁感应强度的测量，就必须加上某种形式的时间积分^[1]。现在市场上有很多种积分电压表/通量计。它们利用如下关系测得磁感应强度

$$B = -\frac{1}{NA} \int V dt \quad (3.4)$$

这些装置非常灵敏，广泛地用在测量软磁材料磁特性的磁滞回线仪上^[2]。这些装置运转良好但是在安装时必须注意漂移问题，漂移可用补偿电压控制来调节。如果没有进行漂移补偿，通量计将继续对很小的不平衡电压进行时间积分，产生一个线性变化的磁感应强度的假象。就目前的测量水平而言，当需要在精确度高于约 10^{-10} Wb (0.01 maxwell) 的条件下测量磁通量时，这会是高灵敏度测量的一只拦路虎。

3.1.2 运动线圈（抛移）法

当把一个探测线圈放在磁场中并快速移动时所测到的磁感应强度是多少？

正如我们从电磁感应的法拉第定律（1.2.2 节）中知道的那样，穿过线圈的磁通量变化在线圈中引起的感应电动势为

$$V = -NA \frac{dB}{dt} \quad (3.5)$$

对上式积分得到

$$\int V dt = -NA(B_f - B_i) \quad (3.6)$$

其中 B_i 是开始时的磁感应强度而 B_f 是结束时的磁感应强度。因此如果一个探测线圈从待测磁场位置（例如电磁铁磁极之间）移动到“零”磁场区域（例如电磁铁外面），则 $\int V dt$ 将正比于磁感应强度。

冲击（运动线圈）检流计可用于测量磁感应，只要使冲击极流计的振荡时间与探测线圈的电压脉冲相比足够长，偏转角 ϕ 就正比于 $\int V dt$ 。该装置需要定标以确定比例系数。

$$\begin{aligned} \phi &= \text{常数} \times \int V dt \\ &= \text{常数} \times NA(B_f - B_i) \end{aligned} \quad (3.7)$$

这样检流计的偏转角就与磁感应强度的变化成正比。经定标后此方法的准确度高于 1%。

3.1.3 转动线圈法

我们能否在静磁场中用一个转动线圈来产生所需的感应电动势？

为了测得磁感应强度，也有可能采用各种各样的运动线圈装置。其中最简单的就是以固定角速度 ω 旋转的转动线圈。在这种情况下穿过线圈的磁通量为

$$B(t) = B \cos \omega t \quad (3.8)$$

所产生的电压为

$$\begin{aligned}
 V &= -NA \frac{dB}{dt} \\
 &= -\mu_0 NA \frac{dH}{dt} \\
 &= -\mu_0 NA \omega H \sin \omega t \quad .
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

因此, 转动线圈产生的电压振幅正比于磁感应强度并且该振幅可用于测量 B 或者自由空间中的 H 。测量信号可以直接以交流电压形式读出, 也可以转换成正比于幅值的直流电压。这种装置可测的典型磁感应范围可以从 10 T 小到 10^{-7} T 。转动线圈的连接电路含有集流环, 在处理小电压时这是引起误差的一个根源。其精确度在万分之一量级。

3.1.4 振动线圈磁强计

线圈在磁场中的线性位移如何用于测量磁场的强度?

振动线圈磁强计^[3,4]现在已不再有大范围的应用, 所以它实际上只对研究磁测量历史的人有吸引力。它已经被振动样品磁强计所取代。此装置基于和前面的方法一样的原理, 但主要用于测量磁化强度 M 。装置结构如图 3.1 所示。线圈在样品和自由空间区域之间移动, 于是起到了梯度计的作用, 所测量的是两个位置的磁感应强度的差。线圈围绕样品时的磁感应强度为

$$B_m = \mu_0 (H + M) \quad , \tag{3.10}$$

而当线圈离开样品时它所在处的磁感应强度为

$$B_0 = \mu_0 H \quad , \tag{3.11}$$

那么磁感应强度的变化就是

$$\Delta B = \mu_0 M \quad . \tag{3.12}$$

因此本方法依赖于线圈远离样品时引起的磁通量变化

$$\int V dt = -NA\mu_0 M \tag{3.13}$$

从而振动线圈磁强计的输出与 H 无关, 而依赖于 M 。此装置受到磁场随时间变化引起的噪声干扰, 很少用在有可能振动样品而不是线圈的场合, 比如振动样品磁强计 (3.1.5 节)。

3.1.5 振动样品磁强计 (VSM)

如果是样品运动而不是线圈运动, 如何用感应电压确定样品的磁化强度?

振动样品磁强计 (VSM) 与振动线圈磁强计的原理是完全一样的, 不过这里运动的是样品而不是线圈。VSM 是由 Foner^[5] 首先提出的, 现在几乎完全取代了振动线圈装置。

VSM 实际上是一个梯度计, 它测量的是有样品的空间区域与没有样品的区域其磁感应强度的差。因此它直接给出磁化强度 M 的测量结果。

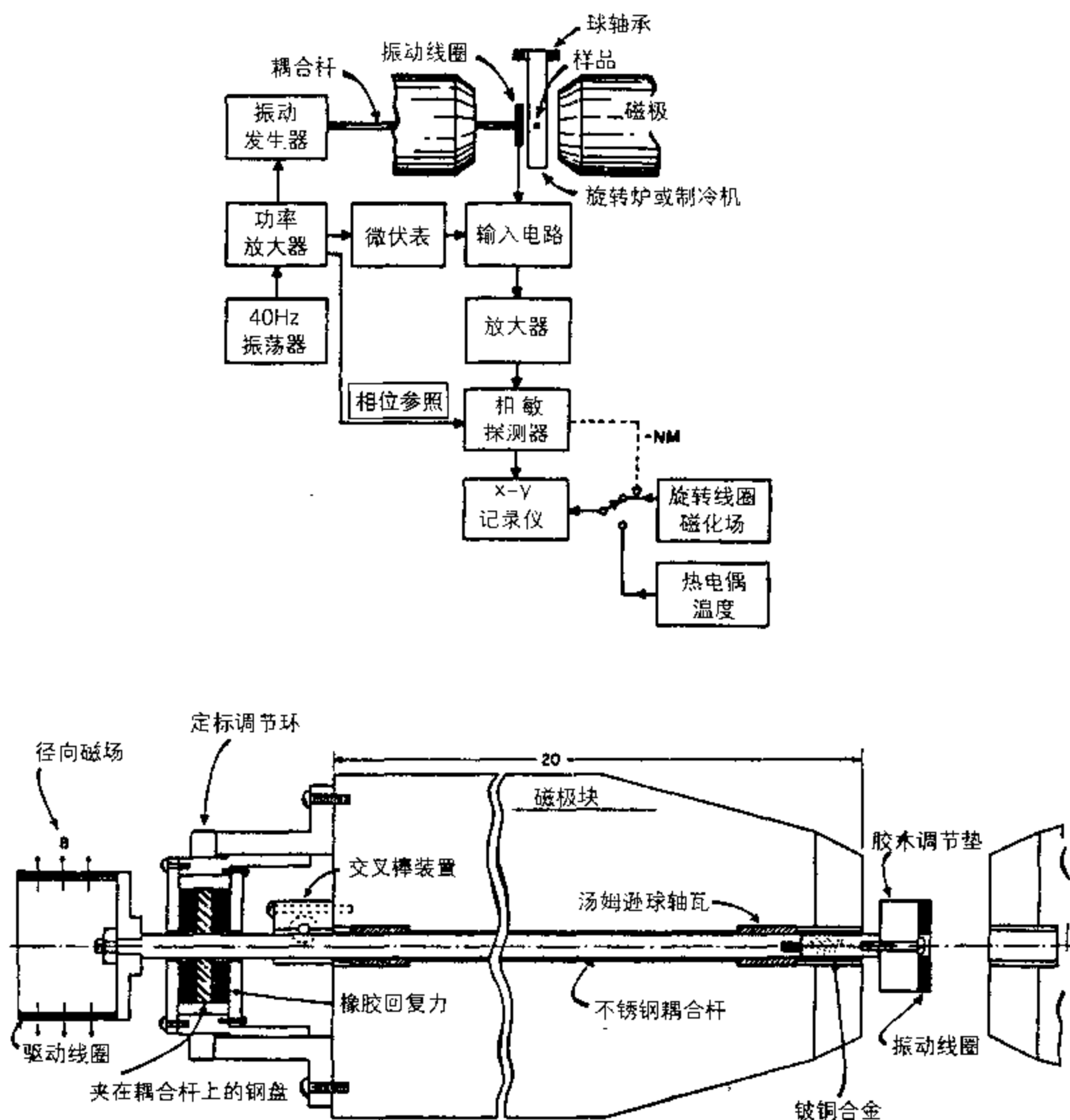


图 3.1 振动线圈磁强计的示意图。

图 3.2 是一个典型的 VSM 的示意图。一般说来, 样品要相当短以便放入电磁铁的磁极中间。因此在大多数情况下, 由于与短样品相关联的退磁数应的影响, 该方法不是特别适合于直接测量内禀磁化曲线或磁滞回线。但是它非常适合于测量饱和磁化强度 M_s 。

所探测到的信号是固定频率的交流信号, 用锁相放大器来测量。用一个永磁体和一个参考拾放线圈给锁相放大器提供参考信号, 如图 3.2 所示。用 VSM 能够测量小到 $5 \times 10^{-4} \text{ Am}^2$ ($5 \times 10^{-5} \text{ emu}$) 的磁矩。其准确度好于 2%。

Foner^[6] 给出了关于 VSM 的晚近回顾。

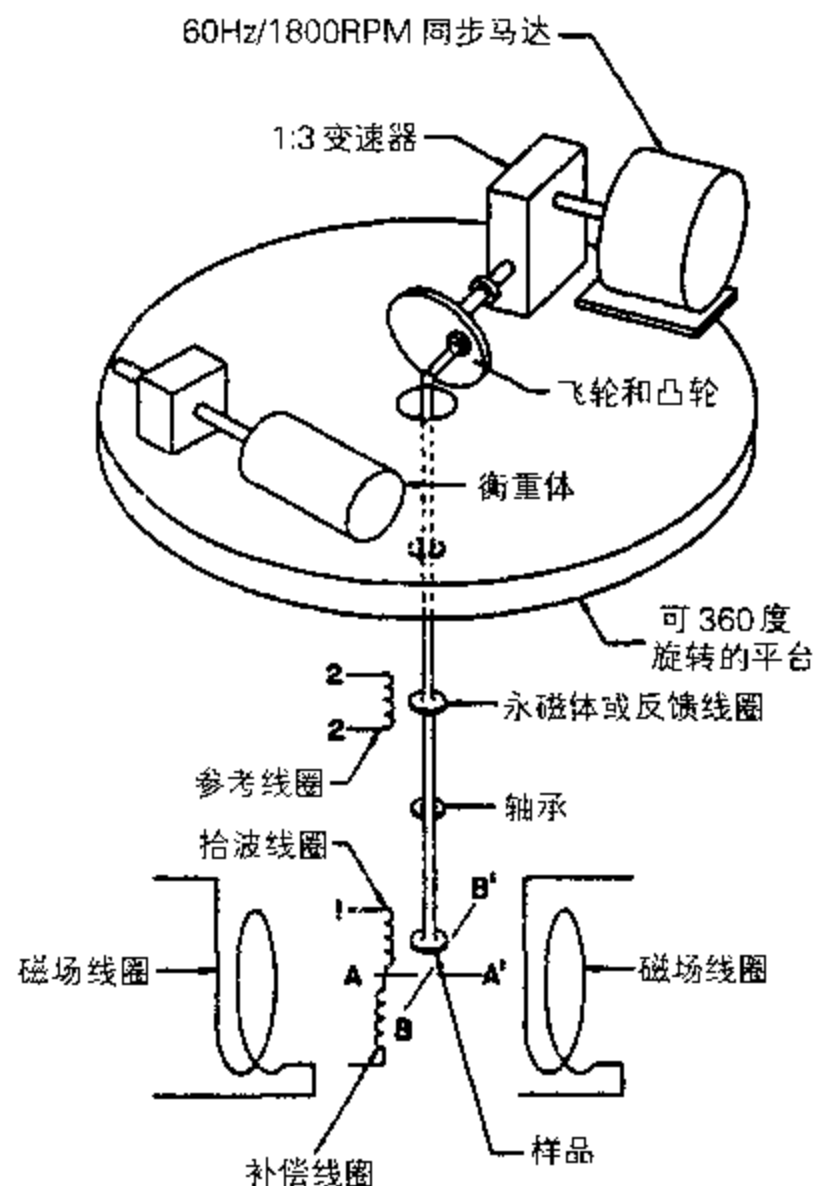


图 3.2 振动样品磁强计的示意图。

3.1.6 磁通门磁强计

如何用铁磁体的非线性磁化特性来测量外加磁场强度？

磁通门磁强计也称为可饱和铁芯磁强计，最初是在本世纪三十年代发展起来的，用于测量地磁场。磁通门有好几种不同的工作模式；在此我们只考虑最简单的一种。简单的磁通门由一个或两个高磁导率铁芯组成，周围环绕着驱动线圈和一、两个读出线圈，如图 3.3 所示。

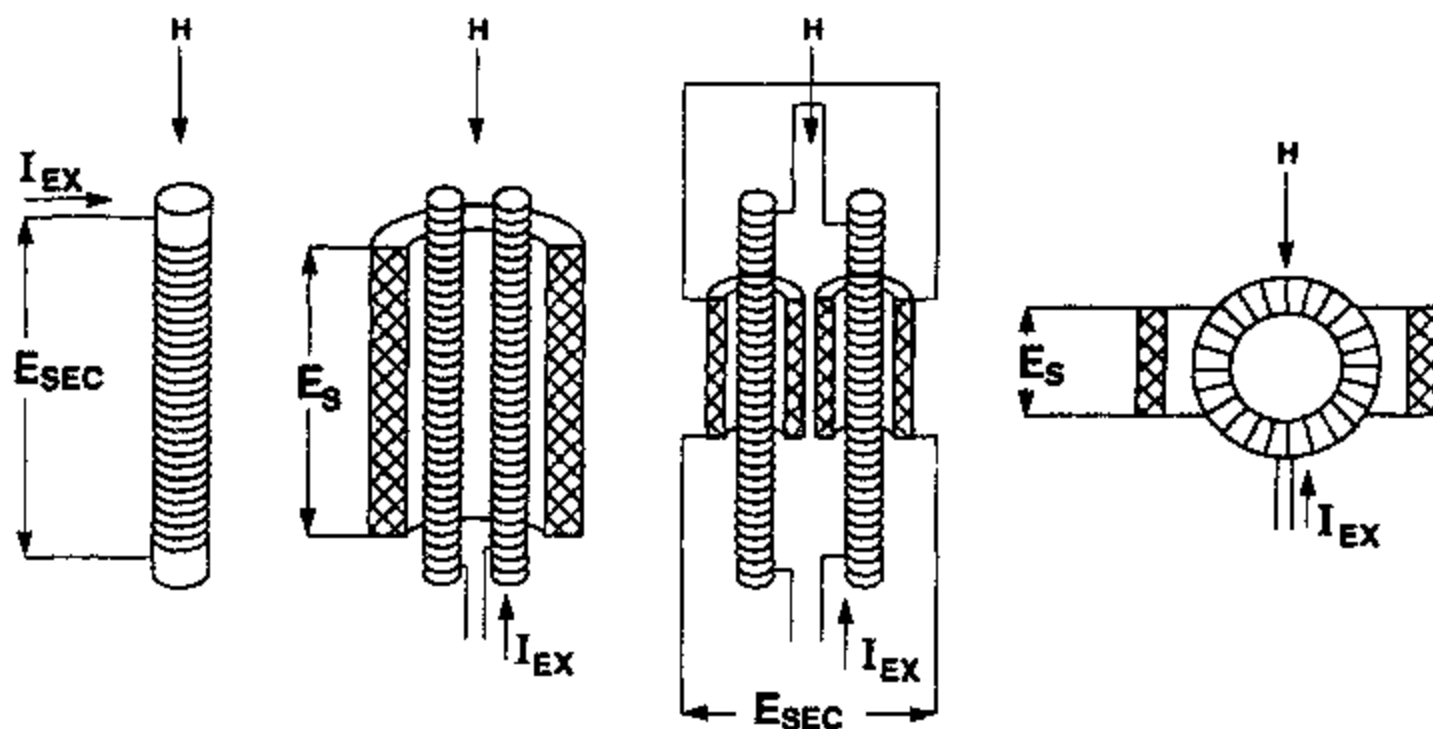


图 3.3 几种磁通门磁强计的示意图。它们是单铁芯结构、单个二级线圈的 Vacquier 梯度计结构、二级线圈分离的 Forster 梯度计结构以及采用环形铁芯的 Aschenbrenner 和 Goubau 结构。

Primdahl^[7], Gordon 和 Brown^[8] 回顾了磁通门测磁方法。磁通门能够测量的磁场强度范围可以小到 10^{-4} A m^{-1} (10^{-6} Oe)。它们主要用于测量 10^{-10} 到 10^{-7} T 范围的磁感应强度, 对应于自由空间 10^{-4} 到 10^{-1} A m^{-1} 的磁场强度。

用一个使磁化强度饱和的周期性波形来激发驱动线圈。相比之下待测磁场就是一个直流或准直流磁场。因此当待测磁场为零时拾波线圈中感应的电压就必然是对称的, 但是如果沿着铁芯的轴线方向有一个外磁场分量, 那么第二个线圈中的电压会变得不对称。此电压的不对称程度反映为感应信号的二次谐波分量, 可以用来测量外磁场的强度。

用于磁通门的最普通结构是由两个铁芯排列而成的, 两个铁芯的线圈反向绕线(梯度计结构)。在这种情况下, 当外磁场为零时, 对称性使得读出线圈中的电压等于零。当外磁场不为零时, 这将使两个铁芯的磁化曲线明显地不对称, 于是观察到频率是驱动频率两倍的净余电压。

既然任何垂直于线圈方向的磁场不影响对称性, 那么磁通门就只能测量平行于线圈的磁场强度分量。

3.2 测量力的方法

在这一节里我们讨论另外四种技术: 两种较老的方法——转矩磁强计和磁秤, 它们取决于作用在磁场中偶极子上的作用力; 两种基于类似原理的较新的方法——交变梯度力磁强计和原子力显微镜。

3.2.1 转矩磁强计

如何根据已知外磁场施加的转矩求出磁矩或磁化强度?

转矩磁强计主要用于短样品的各向异性测量。它是基于以下事实: 正如 1.2.3 节中描述的那样, 自由空间中磁偶极子 m 在外磁场 H 中会受到一个转矩 τ 的作用

$$\tau = \mu_0 m \times H. \quad (3.14)$$

转矩必须在均匀磁场中进行测量。按如下方式放置样品: 使样品的磁化强度位于磁场转动的平面内(如果磁场要转动的话), 或者样品在由磁场 H 和磁化强度 M 决定的平面内转动。

用一个恢复转矩使样品保持在适当位置。在某些装置中, 尤其是较早的装置中, 此恢复转矩是靠扭转一根扭力丝来提供的。扭力丝被扭转的角度 ϕ 取决于扭力丝的长度、切变模量和转矩。于是 ϕ 正比于样品受到的回转力。

$$\begin{aligned} \phi &= \text{常数} \times \tau \\ &= \text{常数} \times \mu_0 m \times H. \end{aligned} \quad (3.15)$$

如果 m 和 H 之间的夹角为 α , 那么

$$\phi = \text{常数} \times \mu_0 m H \sin \alpha. \quad (3.16)$$

该装置用一个已知各向异性的样品来定标, 那么既然 μ_0 、 H 和上式中的常数都知道了, 再测出角度 α , 就可以算出磁矩 m 。

图 3.4 给出了一个转矩磁强计的示意图。在此装置中, 恢复转矩是由位于永磁体磁场中

的转矩线圈提供的，该转矩正比于转矩线圈中的电流。

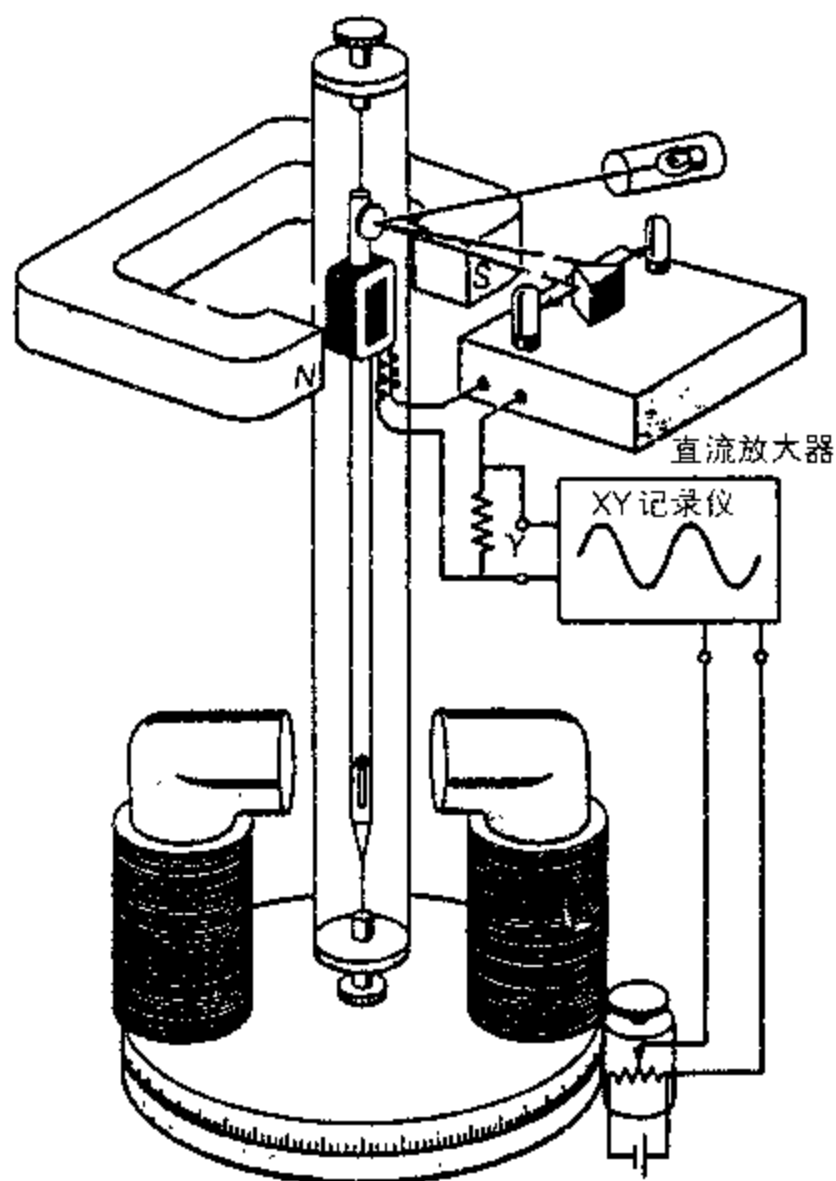


图 3.4 转矩磁强计示意图

3.2.2 磁秤

如何根据已知磁场作用在样品上的作用力求出磁化强度？

人们发明了两种类型的磁力天平方法来测定磁化强度 M 或者与其等价的磁化率 χ 。这就是分析天平法和扭力天平法。它们都是基于测量悬挂在磁场梯度中的样品所受的线性力。

用一根很长的弦线将样品悬挂在具有恒定磁场梯度的磁场中。作用在体积为 V 且磁化强度为 M 的样品上的作用力就是

$$\begin{aligned} F_x &= \mu_0 m \frac{dH}{dx} \\ &= -\mu_0 VM \frac{dH}{dx} \end{aligned} \quad (3.17)$$

上式是将 1.2.3 节中的能量方程微分得到的。既然我们可以把磁化率写成

$$\chi = M/H \quad (3.18)$$

那么就有

$$F_x = -\mu_0 \chi V H \frac{dH}{dx} \quad (3.19)$$

因此样品受到的作用力正比于其磁化率。

此方法通常只能用在短样品的场合，于是样品就可以放在电磁铁的磁极之间。另外，既然磁场必须有恒定的磁场梯度，那么样品在垂直于磁场方向的尺寸也必须是很小的。

在分析天平法中，为了测量样品受力，就用一根线把样品悬挂在分析天平的一个臂上（本方法正是因此而得名的）。在零场中调平衡样品的重量，那么接通磁场时就可以直接测量样品上的作用力。此方法的实验装置如图 3.5 所示。其发明人应该说是 Faraday。

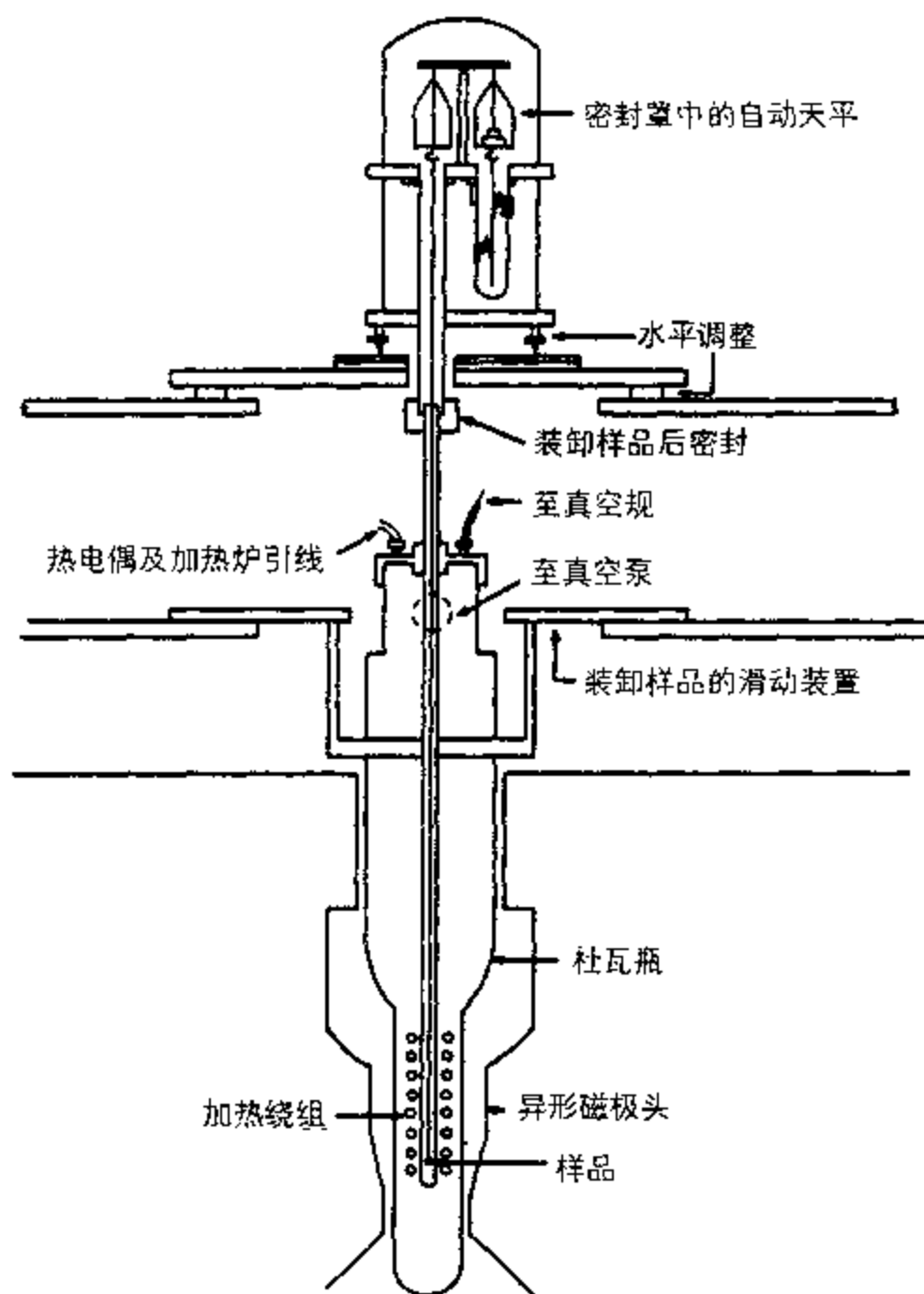


图 3.5 分析天平法的示意图

扭力天平法如图 3.6 所示，它是同一种线性力方法的一个变型。它的恢复转矩可以设计得非常小，因此有很高的灵敏度，但是它不能支持分析天平法所能支持的质量，所以样品质量要限制在几克的范围内。

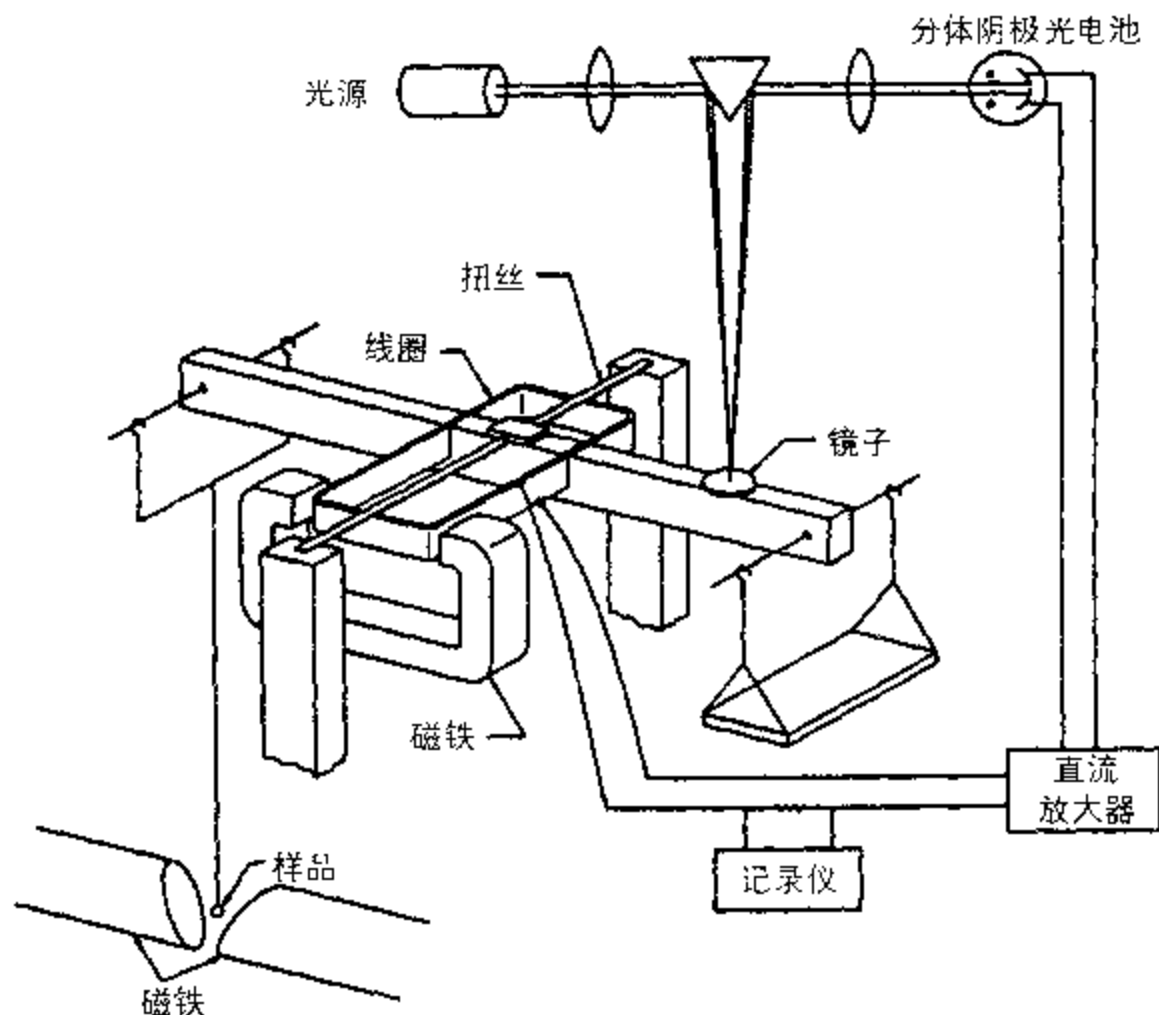


图 3.6 扭力天平法的示意图

3.2.3 交变梯度力磁强计

如果磁场梯度随时间周期性变化，又会是怎样的情况？

另外一个测量磁化强度的较新的方法是交变梯度力磁强计（AGFM）。此方法的设想利用了以下事实：作用在磁偶极子上的净余平动力取决于磁场的梯度，于是以受控方式，比如正弦方式，改变此梯度就可产生一个同样频率的随时间变化的力。然后采用噪音和漂移抑制技术测量此信号，该技术可以使我们只测量具有已知激发频率的信号。

正如 Flanders^[9]介绍的那样，AGFM 从很多方面看都是上述振动样品磁强计（VSM）的一个变种。但是测量磁矩时其灵敏度超过 10^{-11} A m^2 (10^{-8} emu)，因此它通常要比普通的 VSM 灵敏 1000 倍。AGFM 的输出是通过测量样品运动的振幅来得到的。此振幅取决于样品受到的作用力，而且如果知道磁场梯度的话就可以计算出磁矩。如 Mallinson^[10]所述，AGFM 线圈设计的最佳方案与 VSM 相同。

3.2.4 磁力显微镜

能否利用小磁偶极子上的作用力来扫描穿越材料表面的磁感应变化？

磁力显微镜是 1986 年开始显赫起来的原子力显微镜^[10]的一个派生物。这个磁变种是 Martin 和 Wickramasinghe^[12]首先报道的，在该装置中，一个小磁偶极子附着于一个可弯曲的悬臂梁上，而探针则以光栅方式在样品表面进行扫描并测量越过表面不同位置时的静磁力，由此形成图像。此方法的空间分辨率足以使储存在磁记录介质中的数据位和各种各样的磁性材料比如 NdFeB、CoCr、Fe 和 NiFe 中的畴壁成像^[13]。现有装置的典型空间分辨率为

50 nm。Proksch 和 Dahlberg^[14] 报道了磁力显微镜性能的理论分析, Gomez^[15, 16] 等人最近的综述指出了此项技术的现状。

3.3 依赖于材料特性变化的方法

如何根据材料特性的变化确定出磁场强度?

尽管前一节中磁场的测量是取决于穿过一个回路的磁通量变化, 或者取决于磁场作用在一个偶极子上的作用力, 在此之后的几节里, 测量将依赖于在磁场作用下材料特性的变化。

3.3.1 霍耳 (Hall) 效应磁强计

磁场的存在如何改变电荷载流子的运动?

霍耳效应磁强计可能是最多才多艺和应用最广泛的一种磁强计。这种装置可测量的典型的磁场范围可以从 0.4 A m^{-1} 直到 $4 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (相当于从 $5 \times 10^{-3} \text{ Oe}$ 到 $5 \times 10^4 \text{ Oe}$)。典型的准确度为 1%。

正如 1.2.3 节中讨论过的那样, 如果在通有电流的导电材料上施加一个磁场, 在电荷载流子上就有一个横向的洛伦兹力, 其表达式如下,

$$\mathbf{F} = \mu_0 e \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (3.20)$$

这个表达式给出的是以速度 \mathbf{v} 在磁场 \mathbf{H} 中运动的单个电荷 e 上的作用力。既然电荷 e 上的作用力可以表示为,

$$\mathbf{F} = e \mathbf{E} \quad (3.21)$$

其中 \mathbf{E} 是电场强度, 我们就可以认为上述作用力是由一个等效电场 \mathbf{E}_{Hall} 引起的, 称之为霍耳电场。

$$\mathbf{E}_{\text{Hall}} = \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (3.22)$$

而且由此可以认为该作用力是由一个霍耳电动势 V_{Hall} 引起的, 此霍耳电动势的方向垂直于包含 i 和 \mathbf{H} 的平面。因此如果电流保持不变, 霍耳电动势就与磁场呈线性关系, 这样就给我们提供了一个很方便的测量磁场的手段, 分析如下:

有一个线度为 l_x, l_y, l_z 的半导体板, 电流沿 x 方向, 而磁场沿 y 方向, 则霍耳电动势将沿着 z 轴方向, 如图 3.7 所示。

如果单位体积的电荷载流子数为 n , 那么电流密度就是

$$\mathbf{J} = nev \quad (3.23)$$

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{J}}{ne}, \quad (3.24)$$

于是霍耳电场为

$$\mathbf{E}_{\text{Hall}} = \mu_0 \mathbf{J} \times \frac{\mathbf{H}}{ne} \quad (3.25)$$

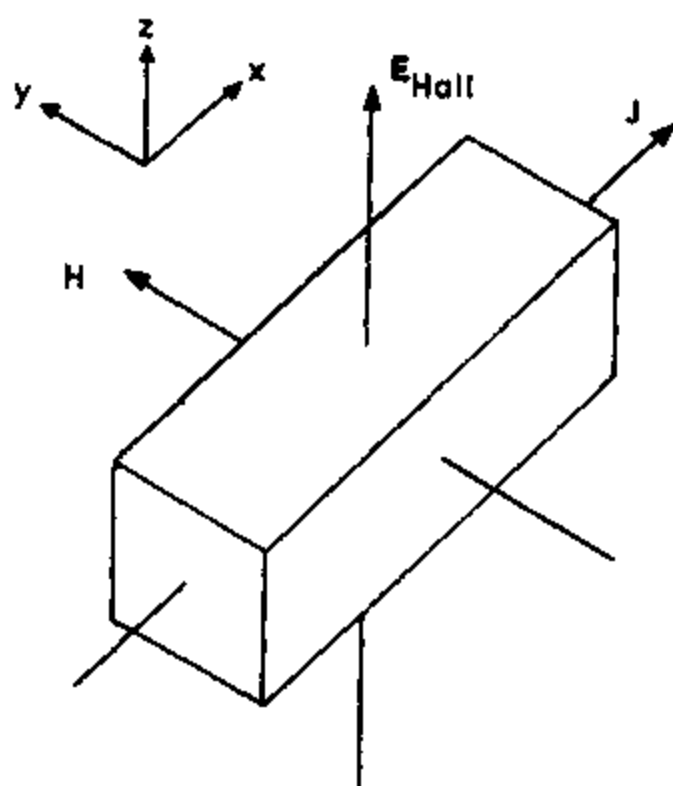


图 3.7 一块导电材料板中霍尔电动势的产生。电流密度 J 沿着 x 轴方向, 磁场 H 沿着 y 轴方向, 在 z 轴方向产生霍尔电场 E_{Hall} 。霍尔电动势的符号取决于电荷载流子的符号。

把 $1/ne$ 换成霍尔系数 R_H

$$E_{\text{Hall}} = \mu_0 R_H J \times H \quad (3.26)$$

而且既然以 伏特每米 为单位的电场 E 可以表示成 $E = V/l_z$ 的形式, 其中 V 是距离 l_z 处的电势差, 那么

$$V_{\text{Hall}} = \mu_0 R_H l_z J \times H \quad (3.27)$$

霍尔系数 R_H 的典型值为 $10^{-11} \text{ m}^3 \text{ C}^{-1}$ 。

霍尔效应磁强计的探头面积可以做得非常小, 甚至小到 10^{-6} m^2 , 因此可用于在较高的空间分辨率下测量磁场。霍尔磁强计的另一个重要特点是它直接测量磁场强度, 而不象线圈法那样测量漏磁通, 因此后者需要对线圈截面积进行适当的定标才能确定磁感应强度。

霍尔探头仅有的缺陷来自于响应信号对温度的依赖性。大多数商品霍尔探头都是用 InAs 或 InSb 作成的。

表 3.1 不同材料的霍尔系数值

材料	$R_H \text{ (m}^3 \text{ C}^{-1}\text{)}$
Li	-1.7×10^{-10}
In	$+1.59 \times 10^{-10}$
Sb	-1.98×10^{-9}
Bi	-5.4×10^{-7}

R_H 的符号对应载流子的符号。

3.3.2 磁致电阻

磁场的存在如何改变材料的电阻?

磁致电阻是施加磁场时材料电阻的变化。一旦我们知道电阻随磁场的变化规律,就可以通过测量电阻来确定磁场强度。一般说来加上磁场时电阻会增加,但不是线性的关系。这种方法的主要优点是可以做出很小的探头来测量一个点上的磁场强度。对于低温下的磁场测量,磁阻探头特别有用。

对所有材料来说,当磁场垂直于电流流动的方向时,磁场对电阻的影响比较大。铁磁材料中电阻的变化可以相当大,饱和情况下镍和铁的典型值分别为 $\Delta R/R = 2\%$ 及 0.3% 。

根据这一效应来测量磁场的最早期装置所用的材料是铋,在 $9.5 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ (1.2 T) 的磁场中铋磁电阻增加 150% 。在此以后发现了更加灵敏的材料,比如共晶化合物 InSb-NiSb ,它在 $2.3 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ (0.3 T) 的磁场中磁电阻变化 300% 。不幸的是,温度对这种材料的电阻也有很大的影响,从而限制了它的应用。

尽管有这样那样的缺点,但电阻的测量总是相当简单的,因此在温度可以被很好地控制的情况下(比如低温应用)和磁通密度限制在小于 16 T 但大于 2 T 的范围时,此方法仍有相当重要的价值。用此方法测量磁场的准确度约为 1% 。

已经有许多商品化的薄膜磁电阻器件,其分辨率为 10^{-5} A m^{-1} (10^{-7} Oe)。这些器件看起来非常象典型尺寸为 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 、两端有接线头的形变电阻片。

3.3.3 磁致伸缩器件

铁磁体在磁场中的长度变化可以用来测量该磁场吗?

当一个磁性材料样品受到磁场作用时,其形状会发生变化^[17]。此现象称为磁致伸缩,最常见的证明方法就是当样品被磁化时测量样品长度的相对变化 $\Delta l/l$ 。在大多数材料中这一效应相当小,但是在铁磁体中其典型值在 $\Delta l/l = 10^{-6}$ 量级,可以用形变电阻或光学方法测量出来。后来发现了磁致伸缩很高的新型材料^[18],其 $\Delta l/l$ 高达 2500×10^{-6} 。

磁致伸缩与磁电阻的关系非常密切,它们都是由自旋轨道耦合产生的。这种耦合使每个离子位的电子分布发生了旋转。电子分布的这一变化改变了传导电子受到的散射(磁电阻)。磁矩的转动还导致了离子间隙的变化(磁致伸缩)。

如果我们知道材料的磁致伸缩随磁场变化的函数关系,就可利用这一关系来测量磁场。现在我们可以用非晶磁致伸缩铁磁材料进行分辨率高达 $d l/l \approx 10^{-10}$ 的高分辨磁致伸缩测量^[19]。这种方法的缺点是:磁致伸缩是非线性的,而且还有磁滞。

3.3.4 磁光方法

如何利用外场作用下介质光学性质的变化来确定磁场强度或磁化强度?

有两种基本的磁光效应:其一是法拉第(Faraday)效应,它发生在光穿过透明介质而且此时存在一个沿着光传播方向的磁场的情况下;其二是克尔(Kerr)效应,它发生在光由铁磁介质反射的情况下。两种效应都涉及线偏振光偏振角的旋转^[20]。另一个现象是科顿-穆顿(Cotton-Mouton)效应,它与法拉第效应有关,发生在磁场垂直于透过介质的光传播方向的情况下。但是在科顿-穆顿效应中观察到的偏振角旋转要远远小于法拉第效应。

法拉第效应很适合于用作磁场强度的测量手段,这是因为穿过透明顺磁材料(比如

MgCe(PO₄)₂) 光线的偏振旋转反映了局部磁场强度的大小。偏振面的旋转角为

$$\theta = V H t, \quad (3.28)$$

其中 V 是费尔德 (Verdet) 常数 ($V = 0.001 \sim 0.1 \text{ min A}^{-1}$, 或者说相当于 $0.1 \sim 10 \text{ min Oe}^{-1} \text{ cm}^{-1}$), H 是磁场强度, t 是样品厚度或更准确地说是材料中光的路径长度。

在铁磁材料或亚铁磁材料中, 旋转角也可以通过下式与磁化强度 M 联系起来

$$\theta = K M t, \quad (3.29)$$

这里 K 是孔脱 (Kundt) 常数, M 是材料的磁化强度, t 是路径长度。 K 的典型值可达 $350 \times 10^6 \text{ degree T}^{-1} \text{ m}^{-1}$ (等于 $350 \text{ degree gauss}^{-1} \text{ cm}^{-1}$)。法拉第效应和科顿-穆顿效应都可用于观察磁畴。但是这些方法都限于铁磁材料中很薄的部分以便于透过足够的光线。

克尔效应也可用于观察铁磁材料的磁畴图形, 第六章中有详细的讨论。一束线偏振光投射在样品表面上。重要的是光束不能垂直于铁磁体或亚铁磁体的表面, 这是因为样品表面必须有一个平行于光传播方向的磁化强度分量, 而众所周知表面磁畴的磁化强度是平行于表面取向的。磁畴内的磁化强度使表面反射光束的偏振面转过一个角度 θ , 该转角与磁化强度 M 有如下关系,

$$\theta = K_r M. \quad (3.30)$$

饱和磁化的镍其典型偏转角为 9 arc min 而饱和磁化的铁和钴典型值为 20 arc min 。此方法只能在磁化强度与磁场直接相关的场合下用于测量磁场强度。

3.3.5 薄膜磁强计

可以利用磁各向异性来测量外加磁场强度吗?

用薄膜磁强计可测量磁场^[21]。此处所用的薄膜由无磁致伸缩的合金比如 Ni-20%Fe 制成, 厚度通常在 $200 \sim 5000 \text{ \AA}$ 范围。薄膜具有单轴各向异性, 其易轴平行于沉积时的外磁场方向。

传测外磁场加在易轴方向时, 沿着难轴方向进行磁化强度的测量。既然外加磁场有效地改变了各向异性, 就会使磁化特性发生变化。用薄膜作为振荡器频率控制电路中的一个感应器。于是输出频率就是外磁场的函数。薄膜装置适用的磁场范围通常从 10^{-7} 直到 10^{-3} T ^[22]。

3.3.6 磁共振方法

如何利用基本粒子的磁特性来确定磁场强度?

共振磁强计包括所有基于电子自旋共振、核磁共振和质子进动的磁场测量技术。Seiden^[23] 对这些方法进行了回顾。这些装置的灵敏度可以达到 10^{-14} T (10^{-10} gauss) 量级。这些方法的优点是能够测量一个空间范围内的总磁场。也就是说, 它们不依赖于被测磁场的方向, 而其它的大多数方法都只能测量沿某个给定方向的磁化分量。

磁场的存在改变了材料中电子的分立能级。Zeeman 首先发现了这一点^[24, 25]。在电子自旋共振 (ESR) 中, 电子可以被高频辐射从一个态激发到另一个态, 因此在那些特征频率上将呈现吸收或共振。

共振频率 ν_0 可用来测量磁场强度, 这是由于它和磁场有如下关系

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma B = \gamma\mu_0 H, \quad (3.31)$$

其中 γ 是一个称为旋磁比的常数。自由电子(电子顺磁共振)的 γ 值为 $1.76 \times 10^{11} \text{ rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$, 因此这种方法可以测量非常弱的磁场。[正如我们将要在第十章中讨论的那样, γ 的数值与电子的基本性质有关, 特别是 $\gamma = -\mu_B g(2\pi/h)$, 这里的 μ_B 是玻尔磁子(Bohr magneton), g 是电子的朗德劈裂因子(Lander splitting factor), h 是普朗克常数(Planck constant)。]

核磁共振(NMR)方法依赖于核磁矩以类似于ESR的方式在射频场中的共振。核子的能级是量子化的, 并且在磁场中会发生变化, 就象ESR那样。因此当射频能量等于这些量子化状态的能级差时就观察到共振吸收。于是共振频率就反映了磁场强度。

还有一点与BSR相似的是, 共振频率正比于磁场, 但是在公式中必须用特定核子的旋磁比 γ_n

$$\omega_0 = \gamma_n \mu_0 H. \quad (3.32)$$

此方法中用作介质的材料不必很特殊, 实际上经常采用的是水。在这种情况下核子是质子, 其旋磁比为 $\gamma_n = 2.68 \times 10^8 \text{ Hz T}^{-1}$ 。表3.2中给出了各种核子及自由电子的 γ 值。

表 3.2 各种核子和自由电子的旋磁比 γ 的数值

粒子	γ ($\text{rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$)	$\gamma/2\pi$ (Hz T^{-1})
^1H (质子)	2.6753×10^8	42.579×10^6
^2D (氘核)	4.1064×10^7	6.536×10^6
^7Li	1.0396×10^8	16.546×10^6
自由电子	1.762×10^{11}	28.043×10^6

用此方法测量磁场的实验装置涉及两个互相垂直的线圈对: 发射共振射频的射频线圈对和指示共振发生的接收线圈对。共振方法典型的精确度为百万分之一。这意味着在适当的条件下可以进行高精度磁场测量, 然而, 由于要求高精度, 就需要在整个样品上有非常均匀的磁场。

实际上, 当我们用这些方法进行磁场测量时, 与材料特性测量截然不同的是, 有两种值绎出磁场的方法。一种方法是已知 γ , 从共振频率算出磁场; 另一种方法是固定 ω , 已知 γ , 通过测量振幅来确定磁场。在共振场 H_0 附近用准直流(“静态”)场进行小振幅磁场调制 ΔH 的情况下, 拾波线圈的电压响应 ΔV 为

$$\Delta V = K \Delta H, \quad (3.33)$$

其中 K 是材料的常数, 这是必须要知道的。用这个方法可以很准确地测量 ΔH ^[26]。

地球物理学家广泛采用一种与质子进动密切相关的方法来精确测量局部的地磁场强度。质子进动磁强计用于磁通量密度在 10^{-9} 到 10^{-4} T 范围的场合。将装水的容器放在垂直于待测磁场的线圈中, 然后给线圈加脉冲使质子的磁矩平行取向。当脉冲关掉时质子的核磁矩就绕待测磁场进动。此进动在线圈中产生一个频率等于进动频率的电动势。测量该频率就可以计算出磁场强度。

3.4 SQUID

SQUID 是什么? 如何用它测量磁场?

现在, SQUID (superconducting quantum interference devices, 超导量子干涉器) 提供了磁场测量的最高分辨率。SQUID 由一个超导环组成, 该超导环有一个小绝缘层, 称为弱连结 (weak link), 如图 3.8 所示。此弱连结也称为约瑟夫森结 (Josephson junction)。此装置的分辨率可达 10^{-14} T (10^{-10} gauss)^[27]。只要超导环进入超导状态, 穿过环的磁通量就是量子化的, 但是弱连结使得捕获于环中的磁通量能够不连续地改变。当磁通量增加 $\Delta\Phi = 2.067 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ 时, 拾取电压就发生变化。因此本装置可用于测量磁通量的微弱变化。事实上可以用它来统计超导环中磁通量子的变化。

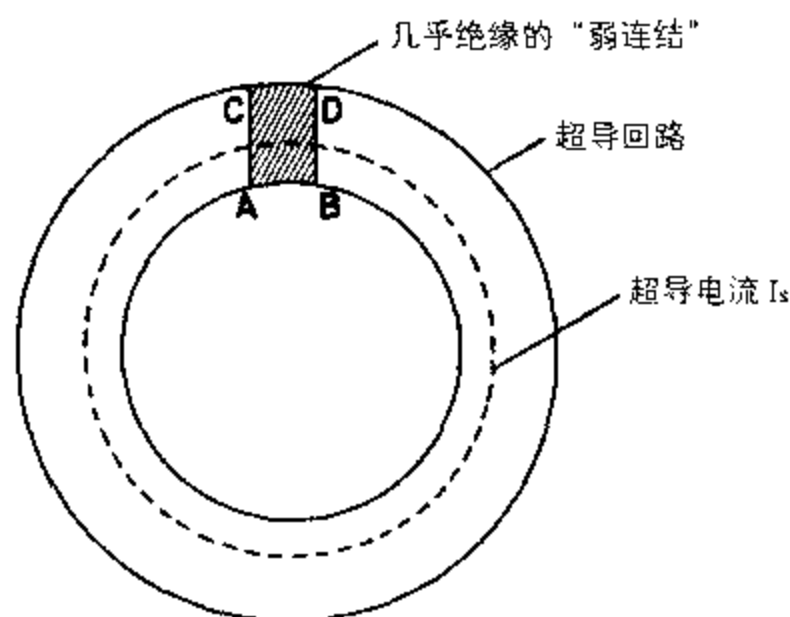


图 3.8 由含有弱导电性“弱连结”ABCD 的超导体构成的约瑟夫森结器件

如果没有弱连结, 从超导的特性可知磁通不能进入超导环, 于是磁场就保持在超导环成为超导状态时的数值上。如果弱连结很厚, 就没有超导电流可以流动, 那么环中的磁通量就完全来自于外磁场。弱超导连结的存在通常将环中流动的超导电流值限制在 10^{-5} A 以下。因此磁通量可以通过弱连结进入超导环。弱连结中的超导电流要阻止磁通量的进入, 但由于弱连结的限制, 在磁通量增加时不能完全将其拒之门外。于是超导电流成为穿过超导环的磁通量的周期性函数。

超导环中的磁通量密度与外场产生的磁通量密度的关系为

$$\Phi = \Phi_a + LI_s \quad (3.34)$$

其中 Φ 是环中的磁通量密度, Φ_a 是外场引起的磁通量, L 是环的电感, I_s 是产生磁通量 $\Phi_s = LI_s$ 的超导电流。在约瑟夫森结中, 环中的超导电流 I_s 与由弱连结特性决定的临界电流 I_c 有如下关系,

$$I_s = I_c \sin\theta, \quad (3.35)$$

其中 θ 是穿过弱连结的电子波函数的相差。因此

$$\Phi = \Phi_a + LI_c \sin \theta. \quad (3.36)$$

在一个完全超导的环中,磁通量等于磁通量子的整数倍。因此如果 Φ_0 是大小为 $2.067 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ 的磁通量子,那么

$$\Phi = N\Phi_0. \quad (3.37)$$

在有弱连结时穿过连结的相位角 θ 与磁通量有如下关系

$$\theta = 2\pi N - 2\pi(\Phi/\Phi_0). \quad (3.38)$$

既然 N 是一个整数,那么

$$\begin{aligned} \sin \theta &= \sin(-2\pi\Phi/\Phi_0) \\ &= -\sin(2\pi\Phi/\Phi_0) \end{aligned} \quad (3.39)$$

因此

$$\Phi = \Phi_a - LI_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0) \quad (3.40)$$

且 Φ 和 Φ_a 的关系如图 3.9 所示。从该图中我们可以看到, SQUID 以 $2.067 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ 为单位对外加磁场的磁通量子进行记数。每当 $\sin(2\pi\Phi/\Phi_0) = \theta$, 则 Φ/Φ_0 和 Φ_a/Φ 就变得相等,但是在一些中间数值上,磁通量不是 $2.067 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ 的整数倍时,它们就是不相等的。如果在超导环的周围放置一个导线环或线圈,那么每当有量子跃迁时线圈中就会感生一个电压脉冲,此脉冲可用于测量外加磁场。

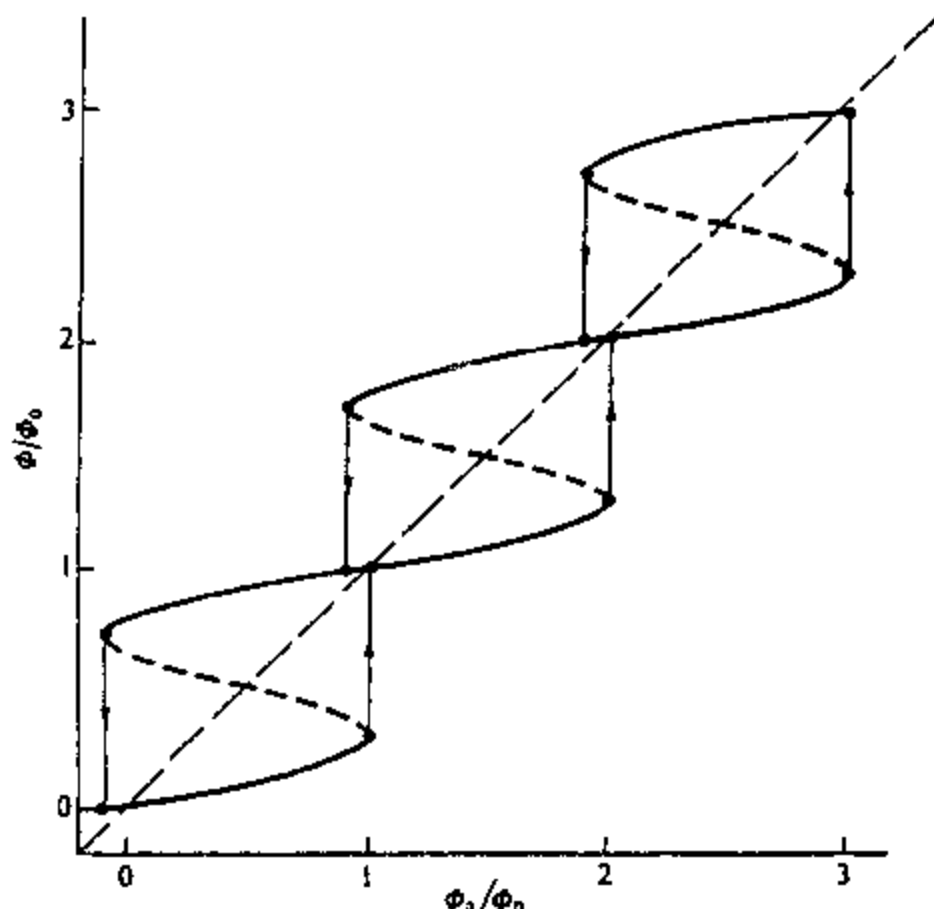


图 3.9 SQUID 磁强计中, 超导环中的磁通量 Φ 与外场引起的磁通量 Φ_a 之间的关系。

显然, SQUID 是一种极其灵敏的装置, 因此确实最适合于测量磁场的非常微小的变化。

参考文献:

1. DeMott, E. G. (1970) *IEEE Trans. Mag.*, **6**, 269.
2. Gordon, D. I., Brown, R. E. and Haben, J. F. (1972) *IEEE Trans. Mag.*, **8**, 48.
3. Smith, D. O. (1956) *Rev. Sci. Inst.*, **27**, 261.
4. Fert, C. and Gautier, P. (1951) *C. R. Acad. Sci., Paris*, **233**, 148.
5. Foner, S. (1959) *Rev. Sci. Inst.*, **30**, 548.
6. Foner, S. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 4740.
7. Primdahl, H. (1970) *IEEE Trans. Mag.*, **6**, 376.
8. Gordon, D. I. and Brown, R. E. (1972) *IEEE Trans. Mag.*, **8**, 76.
9. Flanders, P. J. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 3940.
10. Mallinson, J. C. (1991) *IEEE Trans. Mag.*, **27**, 4398.
11. Binnig, G., Quate, C. F. and Gerber, C. (1986) *Phys. Rev. Letts.*, **56**, 930.
12. Martin, Y. and Wickramasinghe, K. (1987) *Appl. Phys. Letts.*, **50**, 1455.
13. Hartmann, U. *et al.* (1990) *IEEE Trans. Mag.*, **26**, 1512.
14. Proksch, R. and Dahlberg, E. D. (1992) *J. Mag. Mag. Mater.*, **104**, 2123.
15. Gomez, R., Burke, E. R. and Mayergoyz, I. D. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 6441.
16. Gomez, R., Adly, A. A., Mayergoyz, I. D. and Burke, E. R. (1993) *IEEE Trans. Mag.*, **29**, 2494.
17. Cullity, B. D. (1971) *J. Metals*, **23**, 35.
18. Clark, A. E. and Abbundi, R. (1977) *IEEE Trans. Mag.*, **13**, 1519.
19. Wun Fogle, M., Savage, H. T. and Clark, A. E. (1987) *Sensors and actuators*, **12**, 323.
20. Craik, D. J. and Tebble, R. S. (1965) *Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains*, North Holland, Amsterdam.
21. Irons, H. R. and Schwee, L. J. (1972) *IEEE Trans. Mag.*, **8**, 61.
22. Bader, C. J. and Fussel, R. L. (1965) *Proceedings 1965 Intermag Conference*, New York.
23. Seiden, P. E. (1969) *Magnetism and Metallurgy*, Vol. 1 (A. E. Berkowitz 和 E. Kneller 主编); Academic Press, New York.
24. Zeeman, P. (1897) *Phil. Mag.*, **43**, 226.
25. Herzberg, G. (1944) *Atomic Spectra and Atomic Structure*, 第二版, Dover, New York, p. 96.
26. Hartman, F. (1972) *IEEE Trans. Mag.*, **8**, 66.
27. Webb, W. (1972) *IEEE Trans. Mag.*, **8**, 51.

进一步阅读:

Berkowitz, A. E. and Kneller, E. (1969) *Magnetism and Metallurgy*, Vol. 1, Academic Press, Ch. 4.

Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London.

Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass.

Janicke, J. (1975) Magnetic Measurements in *IEEE Workshop on Applied Magnetism*, Milwaukee, Wisconsin, IEEE, New York.

练习:

练习 3.1 试探线圈法。解释如何用试探线圈法测量一个空间范围内(例如电磁铁的磁极之间)的磁感应强度。阐述此方法所依据的物理规律。磁通量有 3 mWb 的变化时在 50 匝线圈中感应的电荷量是多少? 该线圈联接于总电阻 250Ω 的回路中。

练习 3.2 偶极子振动。定义一个偶极子的磁矩并陈述确定在磁场中自由转动的悬垂偶极子的摆动率的各种因素。一个长螺线管水平放置, 其轴线位于南北方向。在该螺线管中心有一个小偶极子, 当有电流通过螺线管时偶极子每分钟振动 20 次, 当只有地磁场作用时偶极子每分钟振动 6 次。如果该螺线管每米长度有 1500 匝, 计算其中通过的电流值。(你可以假设地磁场的水平分量是 14 A m^{-1} 。)

练习 3.3 转矩磁强计。解释如何用一个已知大小的磁偶极子来测量磁场 H 的大小。定义线圈和磁棒的磁矩, 证明 $m = \phi l / \mu_0$ 。将一个磁矩为 0.318 A m^2 的磁棒水平悬挂在 14 A m^{-1} 的磁场中。如果要使其保持与磁场方向夹角为 (a) 90° 或 (b) 30° , 那么需要多大的转矩?

练习 3.4 磁共振。描述电子自旋共振现象并简要解释其发生的原因。解释下列物理量的含义:

- (a) 玻尔磁子;
- (b) 旋磁比;
- (c) 朗德劈裂因子。

一种弱顺磁物质的基态为 $S = 1/2$ 。计算旋磁比 γ 并由此求出该物质在 $0.796 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ 的磁场中(相当于自由空间 0.1 T 的磁感应强度)的预期共振频率。

练习 3.5 感应线圈法。用冲击检流计测量长度为 20 cm , 直径为 0.5 cm 的铁样品的起始磁化曲线。检流计的灵敏度为 $0.17 \times 10^{-4} \text{ Wb/mm}$, 用于产生磁场的螺线管其每安培线圈电流产生 400 A m^{-1} 的 H 场。

在样品上绕一个 40 匝的感应线圈, 测量穿过它的磁通量。螺线管中的翻转电流 i 和极流计偏转 d 列于表 3.3 中。

- (a) 求出退磁因子 N_d 。
- (b) 画出 B 对 H_{applied} 和 B 对 H 的起始磁化曲线。
- (c) 求出 $B = 10 \text{ T}$ 时的真实磁导率和表观磁导率。

表 3.3

$i \text{ (A)}$	$d \text{ (mm)}$
1.5	24.0
3.1	49.2
4.9	77.6
8.5	103.7
11.0	107.5
12.7	109.1

练习 3.6 霍耳效应。解释霍耳效应并说明霍耳电场的方向能够用来确定材料中载流子的符号。铟 (In) 的霍耳系数为 $1.6 \times 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ C}^{-1}$ 。判定此材料中导电的是电子还是空穴？每个原子有多少电子或空穴参与导电？（假定原子量是 115 且密度为 7280 kg m^{-3} 。）

第四章 磁性材料

用几个磁性参量可以将磁性材料的宏观行为分门别类。这里我们要考虑其中最重要的参量, 给出一些定义, 并且说明最有意义的一类磁性材料——铁磁性材料是如何在此基础上进行分类的。然后我们分析铁磁体的主要用途, 简要说明材料的宏观性能如何决定其是否适宜于某种用途。

4.1 磁性材料的分类

4.1.1 抗磁体, 顺磁体和铁磁体

不同类型的磁性材料是如何分类的?

不同种类的磁性材料传统上是按照其块体磁化率来划分的。第一类材料的 χ 很小而且是负值, $\chi \approx -10^{-5}$ 。这类材料称为抗磁性材料, 其磁响应与外加磁场方向相反。抗磁体的例子有铜、银、金、铋和铍。超导体是另一类特殊的抗磁体, 其 $\chi \approx -1$ 。

第二类材料是顺磁体, 其 χ 很小且大于零, 典型值为 $\chi \approx 10^{-3} \sim 10^{-5}$ 。顺磁体的磁化强度很微弱但是与磁场的方向平行。顺磁体的例子有铝、铂和锰。

受到最普遍赏识的磁性材料是铁磁性固体, 其 χ 是正值, 远大于 1, 典型值 $\chi \approx 50 \sim 10000$ 。这类材料的例子有铁、钴、镍、几种稀土金属及其合金。

4.1.2 抗磁性材料和顺磁性材料的磁化率

抗磁体和顺磁体中 μ 和 χ 的典型值是多少?

在常温且磁场强度 H 值比较低的情况下, 抗磁体和顺磁体的磁化率是常数。在这种情况下我们说材料是“线性”的, 也就是说, M 正比于 H 。从而可以写成

$$M = \chi H \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 (1 + \chi) H \\ &= \mu_0 \mu_r H \\ &= \mu H \end{aligned} \quad (4.2)$$

因此很容易看出, 顺磁体中 μ_r 略大于 1 而抗磁体中 μ_r 略小于 1。同时顺磁体的 χ 略大于零而抗磁体的 χ 略小于零。

线性结果是很有用的, 它使我们在低场情况下可以对这类材料的 B 和 H 列出一个正比关系。然而后而我们将会看到, 在抗磁性和顺磁性的经典朗之万理论中, 线性近似在较高磁场下不再成立, 事实上, 在非常高的磁场下顺磁体的磁化强度呈现出饱和特性。

4.1.3 各种材料的 μ_r 和 χ 的数值

各种金属的磁导率和磁化率数值是多少？

在铁磁体中 χ 和 μ_r 都不是常数。铁磁体的磁导率和磁化率都受到材料中现有磁场 H 和磁化历史的强烈影响。例如，退火铁的磁导率沿着其起始磁化曲线的变化如图 4.1 所示。

表 4.1 各种元素的磁化率和磁导率

		χ	μ_r
抗磁体	Bi	-1.31×10^{-6}	0.99983
	Be	-1.85×10^{-6}	0.99998
	Ag	-2.02×10^{-6}	0.99997
	Au	-2.74×10^{-6}	0.99996
	Ge	-0.56×10^{-6}	0.99999
	Cu	-0.77×10^{-6}	0.99999
顺磁体	β -Sn	0.19×10^{-6}	1.00000
	W	6.18×10^{-6}	1.00008
	Al	1.65×10^{-6}	1.00002
	Pt	21.04×10^{-6}	1.00026
	Mn	66.10×10^{-6}	1.00083

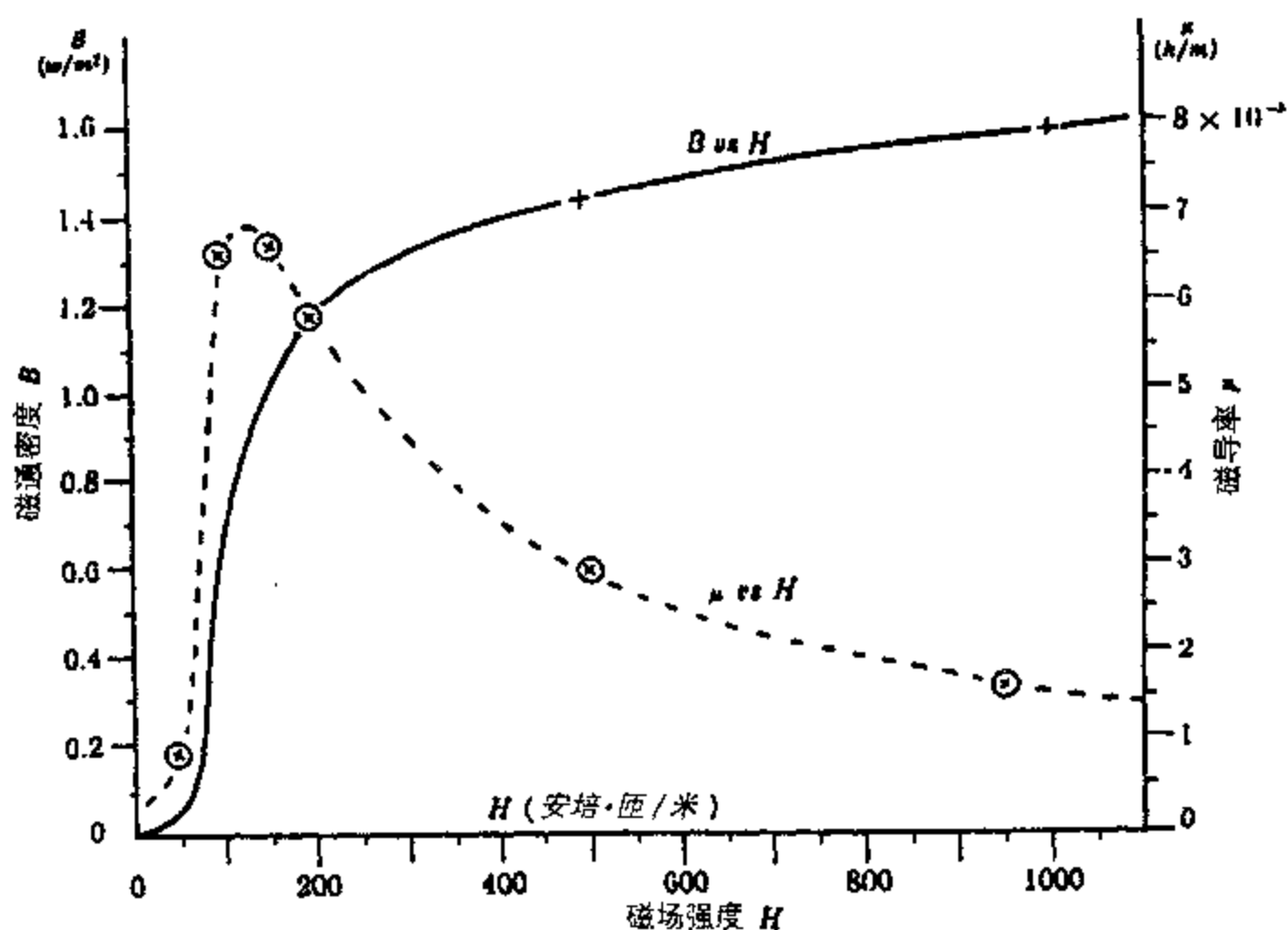


图 4.1 退火铁的起始磁化曲线以及同一曲线上的磁导率。

4.1.4 其它种类的磁性材料

有没有在上面的分类中没有确定的其它类型的磁性材料？

有一些其它类型的磁性材料不属于上面给出的抗磁体、顺磁体和铁磁体这三类。这些其它类型的材料与铁磁体都有非常紧密的关系，正如第六章中解释的那样，这是因为它们都是磁有序的。它们是亚铁磁体、反铁磁体、螺磁体和超顺磁体。对它们的认识在时间上要比上述三种经典磁性材料晚很多年。从块体磁性测量的结果不能分辨亚铁磁体和铁磁体，而反铁磁体和螺磁体很多年来一直被误认为顺磁体。这些类型的磁性材料将在第九章中讨论。

4.2 铁磁体的磁性能

哪种磁性材料最有实用价值？

迄今为止，最重要的一类磁性材料就是铁磁体，还包括亚铁磁体。无论从实用的还是理论的角度来看我们都可以毫不客气地这样说。这些材料的应用方式是多种多样的，Heck^[1] 和 Wohlfarth^[2] 在他们所著的两本最著名的铁磁材料参考书中已经对此进行了讨论。在工程应用方面，铁磁体之所以能大显身手是由于它们的高磁导率使我们用不大的磁场就能获得高磁感应；而且它们能保持其磁化强度，从而可以作为磁场源；当然，作用在磁场中的磁偶极子上的转矩还可以用于电动机。在周期表中很少有铁磁性元素，这一点也许有点让人吃惊，因此铁、钴、镍和几种镧系元素就极具科技价值。

现阶段我们仍然在宏观尺度上研究材料，因此到目前为止，我们实际进行的讨论只是阐明了铁磁体普遍具有很大的相对磁导率 μ_r 和磁化率 χ 。这是两个很重要的参量，在后面的章节中，我们将继续研究是什么特殊因素导致了如此高的磁导率。但是，目前我们暂时不考虑铁磁体的某些更典型的特征，而这些特征在日常生活和宏观尺度上是值得人们注意的。

4.2.1 磁导率

就应用而言，铁磁体最重要的一个特性是什么？

到现在为止，铁磁体最重要的一个性能就是其很高的相对磁导率。铁磁体的磁导率不象顺磁体的磁导率那样不随磁场改变。相反地，为了刻画某种铁磁性材料的特征，就必须在一个连续的 H 范围内测量磁感应 B 随 H 的变化，以此得到磁滞回线。

然而，我们仍然可以对磁导率进行一番评论。对铁磁体而言，起始相对磁导率通常在 $10 \sim 10^5$ 范围。最高值出现在一些特殊合金上，比如铁镧合金中的坡莫合金和超坡莫合金。这些材料作为磁通的聚集器是很有用的。永磁材料没有这么高的磁导率，但是它们的应用取决于其剩磁，这是我们下一个要讨论的重要性能。

4.2.2 磁铁保持

铁磁体最典型的特性是什么？

众所周知，铁磁体可以被磁化。这就是说一旦暴露在磁场中，它们即使在磁场去掉以后也能保持其磁化强度。既然我们都花时间玩过用一个永磁体磁化铁屑的把戏，可能这也就

是铁磁体最广为人知的性能。磁化强度的保持与否是我们区分铁磁体和顺磁体的标志,虽然顺磁体在外场 H 中也获得磁矩,但是外场去掉后它们不能维持其磁化强度。

4.2.3 磁滞

怎样才能最好地描述铁磁体的磁特性?

描述铁磁性材料的基本磁特性的最普通方法是绘制不同磁场强度 H 下磁感应 B 的变化关系图。要么就利用磁化强度 M 与 H 的关系图,不过既然 $B = \mu_0(M + H)$, 这两个图就包含着同样的信息。铁中的磁滞现象是 Warburg^[3] 首先观察到的。“磁滞”这一术语,意思是落在后面,是由第一个系统研究这一现象的 Ewing^[4] 引入的。一条典型的磁滞回线如图 4.2 所示。

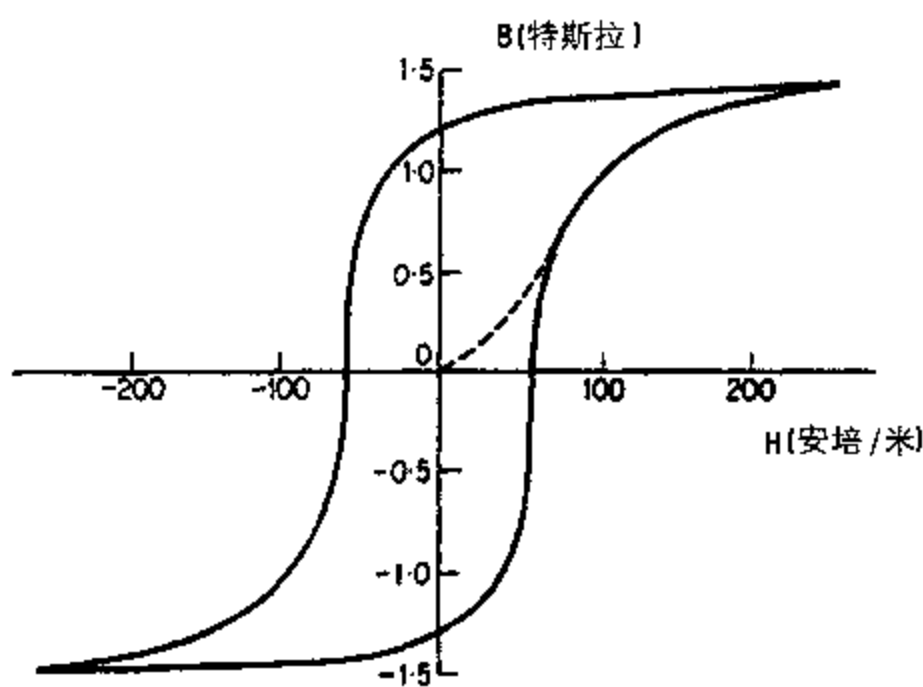


图 4.2 一种铁磁性材料的典型磁滞回线

铁磁体材料是否适用于某种应用基本上取决于其磁滞回线所表现出的特征。因此,用于变压器的材料由于需要有效地转换电能而要求具有高磁导率和低磁滞损耗。用于电磁铁的材料需要有低剩磁和低矫顽力以便于在必要时可以很容易地将磁化强度减小到零。永磁材料需要高剩磁和高矫顽力以便尽可能多地保持磁化强度。

4.2.4 饱和磁化强度

一种铁磁体的磁化强度有上限吗?

从磁滞回线上可以看到,起始状态下的铁磁体是没有被磁化的。磁场 H 的施加使磁场方向的磁感应增加。如果 H 无限制地增大,磁化强度最终会在一个值上达到饱和,我们标记为 M_0 。它代表了这样一种情况:材料中所有的磁偶极子都沿着磁场 H 的方向平行排列。饱和磁化强度仅仅取决于原子磁矩 m 的大小和每单位体积的原子数 n 。

$$M_0 = nm \quad (4.3)$$

因此 M_0 只依赖于制成样品的材料,它是结构不灵敏量。表 4.2 给出了各种材料的一些典型饱和磁化强度值。

表 4.2 不同铁磁体的饱和磁化强度

材料	$M_0 (10^6 \text{ A m}^{-1})$
铁	1.71
钴	1.42
镍	0.48
78 坡莫合金 (78%Ni, 22%Fe)	0.86
超坡莫合金 (80%Ni, 15%Fe, 5%Mo)	0.63
金属玻璃 2605 ($\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$)	1.27
金属玻璃 2615 ($\text{Fe}_{80}\text{P}_{16}\text{C}_{13}\text{B}_1$)	1.36
汝门杜尔铁钴合金 (50%Co, 50%Fe)	1.91

4.2.5 剩磁

磁场去掉时铁磁体的磁感应强度怎样变化?

磁场将一种材料磁化之后再减小到零的时候, 保存下来的磁感应强度称为剩余磁感应强度 B_R , 而保存的磁化强度称为剩余磁化强度 M_R 。

$$B_R = \mu_0 M_R \quad (4.3)$$

有一个不成文的约定将剩磁与剩余磁感应或剩余磁化强度明确区分开来。剩磁通常描述的是: 材料磁化到饱和后去掉磁场, 此时剩余的磁感应或磁化强度的值, 而剩余磁感应或磁化强度用来描述材料被磁化到任意水平后去掉磁场所剩余的磁感应或磁化强度。因此剩磁是所有剩余磁感应或剩余磁化强度的上限。

4.2.6 矫顽力

磁感应如何减小到零?

施加一个强度 H_c 的反向磁场可以将磁感应减小到零。该磁场强度称为矫顽力。它强烈依赖于样品的状况, 要受到诸如热处理或形变等因素的影响。

象剩磁一样, 有些作者在矫顽磁场 (coercive field) (成矫顽力 coercive force) 与矫顽磁力 (coercivity) 之间画了一条明确的分界线^[5], 前者是将磁化强度从任意水平减小到零所需的磁场, 后者是从饱和状态将磁化强度减到零所需的磁场。在这样的术语表里, 矫顽磁力就是所有矫顽力值的上限。

内禀矫顽力, 用 H_{ci} 来表示, 定义为磁化强度减小到零的磁场。在软磁材料中 H_c 和 H_{ci} 的数值是如此接近, 故通常不加以区分。但是在硬磁材料中两者有明显的不同, H_{ci} 总是大于 H_c 。

4.2.7 微分磁导率

研究铁磁体时磁导率有多大用处?

我们附带提一句, 磁导率 μ 对于描述铁磁体的特征而言不是一个特别精确的参数, 这是由于存在磁滞回线, 几乎任何 μ 值都可能出现, 包括剩磁点 $B = B_R, H = 0$ 的 $\mu = \infty$ 和

矫顽力点 $B = 0$, $H = H_c$ 的 $\mu = 0$

微分磁导率 $\mu' = dB/dH$ 是一个更有用的参量, 虽然我们知道它也是随磁场而变化的。最大微分磁导率 μ'_{\max} 通常出现在矫顽力点 $H = H_c$, $B = 0$, 而起始微分磁导率 μ'_{in} 表示起始磁化曲线在起点处的斜率, 这两种磁导率的用处相对广泛得多, 因为我们有可能将它们与其它材料特性比如钉扎位的数目和强度^[6]以及外加应力^[7]联系起来。

4.2.8 居里温度

铁磁体受热以后会怎样?

只要加热到足够高的温度, 所有铁磁体都会变成顺磁体。从铁磁性特征转变成顺磁性行为的转变温度称为居里温度。在此温度下材料的磁导率急剧下降, 矫顽力和剩磁都变为零。铁磁体的这一特性在 Curie 进行这方面工作的很多年以前就已经为人们所知。事实上是 Gilbert^[8] 首先报道了转变温度的存在, 他是第一篇磁学专题论文的作者。一些广泛应用的磁性材料的居里温度列于表 4.3 中。

表 4.3 各种材料的居里温度

材料	居里温度 (°C)
铁	770
镍	358
钴	1130
Gd	20
Tefermol	380~430
Nd ₂ Fe ₁₄ B	312
铝镍钴	850
SmCo ₅	720
Sm ₂ Co ₁₇	810
硬磁铁氧体	400~700
钡铁氧体	450

突然从铁磁性转变成顺磁性的原因将在下一章详细讨论。然而在现阶段, 我们对此感兴趣只是因为, 它是基于磁导率在某特征温度处急剧下降这一宏观磁特性的一个实验观察结果。

4.3 不同类型的实用磁性材料

铁磁性材料主要用在什么地方?

我们现在考虑铁磁体的不同应用, 比如永磁体、电动机、磁记录、发电机和电感器。这一节的目的是给出各种类型的磁性材料及其应用的简单概要, 在后而的章节中研究所观察到的这些材料的宏观磁特性后面的潜在机制, 然后在第十二到十四章才详细讨论这个题目。Enz^[9] 回顾了磁性材料的发展及其在科学技术中的作用。

4.3.1 硬磁材料和软磁材料

有没有一种简单方法可以将各种磁性材料分门别类？

以铁磁性材料的矫顽力为基础，我们可以进行一个简单的分类。矫顽力是一个结构灵敏的磁性参量，也就是说对样品进行不同的热处理和机械加工可以改变矫顽力，但同样的方法却不能改变饱和磁化强度。

以前人们就已经注意到，机械强度高的钢铁样品其矫顽力也高，而软样品的矫顽力较低。因此“硬”和“软”这两个词就被用来在矫顽力的基础上区分铁磁体。广而言之，“硬”磁性材料是指矫顽力在 10 K A m^{-1} (125 Oe) 以上的磁性材料，而“软”磁性材料的矫顽力在 1 K A m^{-1} (12.5 Oe) 以下。

图 4.3 给出了各种材料的相对磁导率和矫顽力。

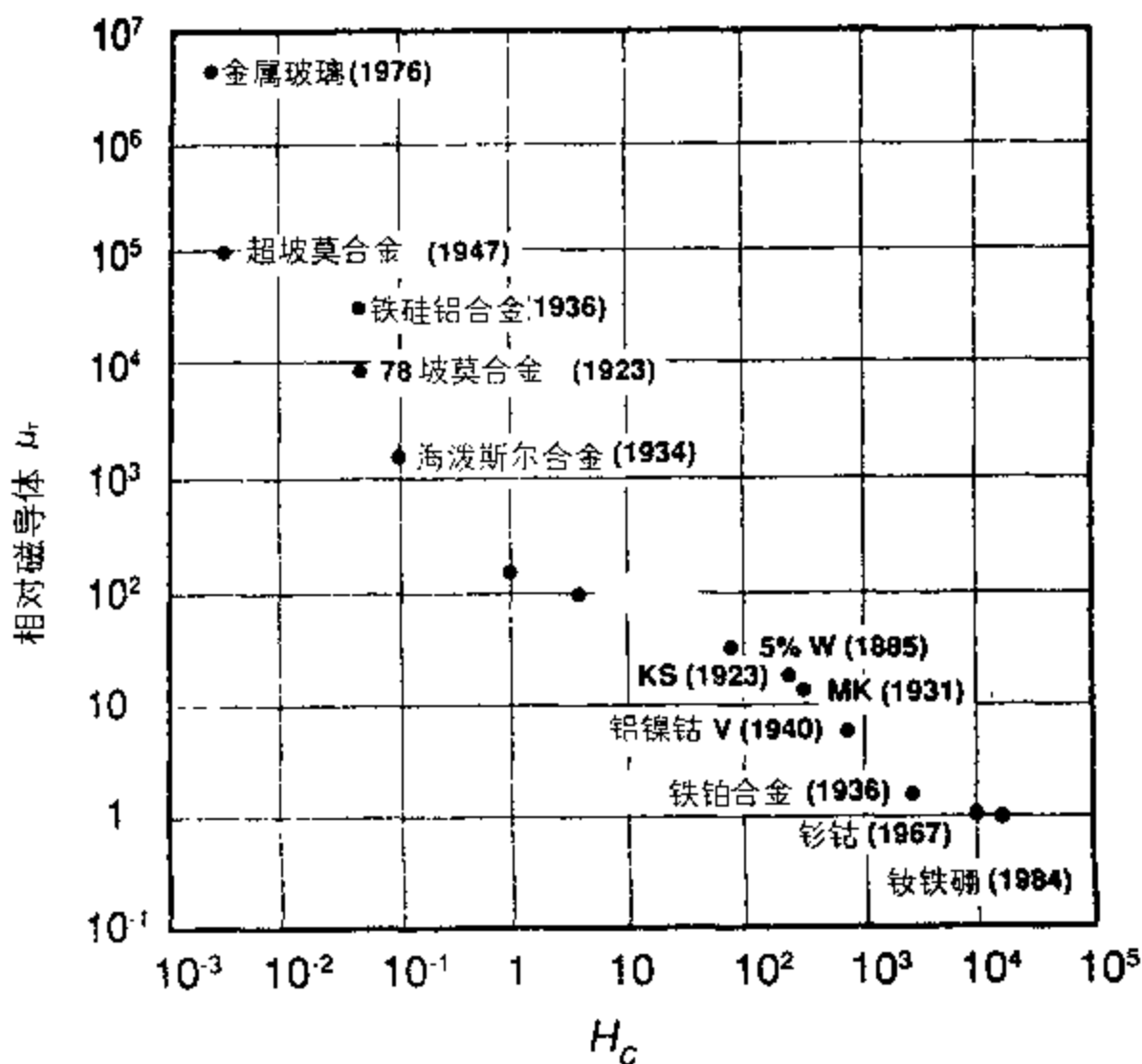


图 4.3 各种铁磁性材料的相对磁导率和矫顽力（以 Oe 为单位）。

4.3.3 电磁铁

软磁材料有什么用途？

软磁材料可以用在电磁铁、电动机、变压器和继电器上。Chin 和 Wernick^[10] 讨论了目前所用的各种软磁性材料的性能。判定电磁铁材料是否合格的标准是磁芯材料应该具有高磁导率，能够使我们获得高磁感应；简要求有低矫顽力则是为了使磁感应容易反转。

电磁铁中几乎都采用软铁。就如图 4.3 中可以看到的那样，软铁的典型矫顽力为 80 A m^{-1} (1 Oe)，这个特性与其 $1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 的高饱和磁化强度相结合，使它成为了理想的电磁

铁材料。

在实验室中电磁铁被用来产生强磁场。一个典型的实验电磁铁不用特殊配置就能产生高达 2.0 T 的磁场,若用小气隙则磁场可达 2.5 T。有时候电磁铁的极尖用钴铁合金做成,该合金有更高的饱和磁化强度,以便在气隙中获得稍高一些的磁场(35%Co、65%Fe 的合金 $M_0 = 1.95 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, 而铁的 $M_0 = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$)。最常用作极尖的材料是含 49%Fe、49%Co、2%V 的一种合金。对于 3 T 以上的磁感应来说,电磁铁就不是很有用的了,这是因为铁所能提供的磁场已经没有什么增加的余地。于是在需要更高磁场时,就只能用水冷无铁磁体(称为 Bitter 磁体),或者就用超导磁体。

4.3.4 变压器

电力生产需要的铁磁性材料有什么特点?

乍一看变压器对材料的要求与电磁铁是一样的。但是并非如此。变压器在交流条件下工作,因此虽然需要磁芯材料有高磁导率,但也需要采用电导率尽可能低的材料以减小涡流损耗。

变压器铁芯专用的材料是晶粒取向硅钢。这种材料含有约 3 ~ 4 % 重量比的硅以降低电导率。此材料通常先热轧后冷加工,再反复一次,然后回火,以此改进晶粒取向度,提高轧制方向的磁导率。

变压器钢材最重要的参数之一是 50 或 60 Hz 频率下的总铁芯损耗。工程师通常用 瓦特每千克 来衡量这个损耗。损耗随硅含量的增加而降低,但同时材料也变得更加易脆。

表 4.4 给出厚度 0.3 ~ 0.5 mm 的各种材料薄片在 60 Hz 频率下以 瓦特每千克 为单位的铁芯损耗。该厚度等于或小于材料中的趋肤深度 δ , 在 60 Hz 下的典型值为 $\delta = 0.3 \sim 0.7 \text{ mm}$ 。

近年来人们努力研制用于电磁器件的非晶金属^[11]。这些合金,比如 Metglas, 已经在某些较小的器件上得到了应用,但是除了燃料昂贵的地区需要配电变压器的情况之外,还没有在替代变压器硅钢方面获得成功。已经建成并售出了几千个这种 Metglas 变压器,但这只占变压器市场的很小一部分。考虑到日本人一直在不断努力改进硅钢的性能^[12], 看起来不太可能大规模采用这种材料作为变压器铁芯。

表 4.4 某些软磁材料的铁芯损耗

材料	1.5 T 和 60 Hz 下的 铁芯损耗 (W Kg^{-1})
低碳钢	2.8
无取向硅钢	0.9
晶粒取向硅钢	0.3
80-坡莫合金 (80%Ni, 20%Fe)	$\approx 2^*$
Metglas	0.2~0.3 [†]

[†] 在 1.4 T 下, 由于在此值以上损耗增加很快。

* 在 0.86 MA m^{-1} (1.1 T) 的饱和磁化强度下。

4.3.4 电磁继电器

在磁性开关和控制元件中什么样的磁特性是有用的？

一个继电器就是一种形式的电磁铁，它可以用来断开或闭合一个电子线路。断开和闭合开关的控制回路与工作电路之间是绝缘的。因此在控制回路中可以用非常弱的电流来控制工作电路中比它强得多的电流。

继电器的控制回路有一个线圈，它有一个可磁化的铁芯和一个称为衔铁的可动部件，该衔铁用来接通或断开电路。对继电器的磁轭和铁芯材料的要求在很多方面与电磁铁一样，即低矫顽力、低剩磁和高磁感应。除此之外，还要求低铁芯损耗和高磁导率。继电器材料几乎都是铁或铁基合金比如 Fe-Si, Fe-Ni。非合金化的铁是继电器最常用的材料。在铁中添加硅可以将矫顽力从通常的 100 A m^{-1} 减小到几个安培每米。在铁中添加镍可把矫顽力降低到 1 A m^{-1} 。

4.3.5 磁记录材料

记录介质所需的特性是什么？

磁记录材料有一些特性与永磁体相同，它们需要有相当高的剩磁和足够高的矫顽力以避免意外的退磁使我们损失存储在磁带或磁盘上的信息。磁记录可以是模拟式的，比如磁带录音；也可以是数字式的，比如计算机磁盘和磁带上数据信息的存储。Bate^[13] 对磁记录介质进行了综合评述。

应用最广泛的磁记录介质是 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ （伽玛三氧化二铁）和掺钴的 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 。伽玛三氧化二铁既有等轴形的也有针状的。磁记录用的等轴形伽玛三氧化二铁颗粒直径为 $0.05 \sim 0.3 \mu\text{m}$ 。磁带和软盘中含有 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 或掺钴 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的针状粒子。这些粒子镶嵌在柔软的粘合剂中，目前的取向方式是使这些针状粒子位于磁带或磁盘的平面内。

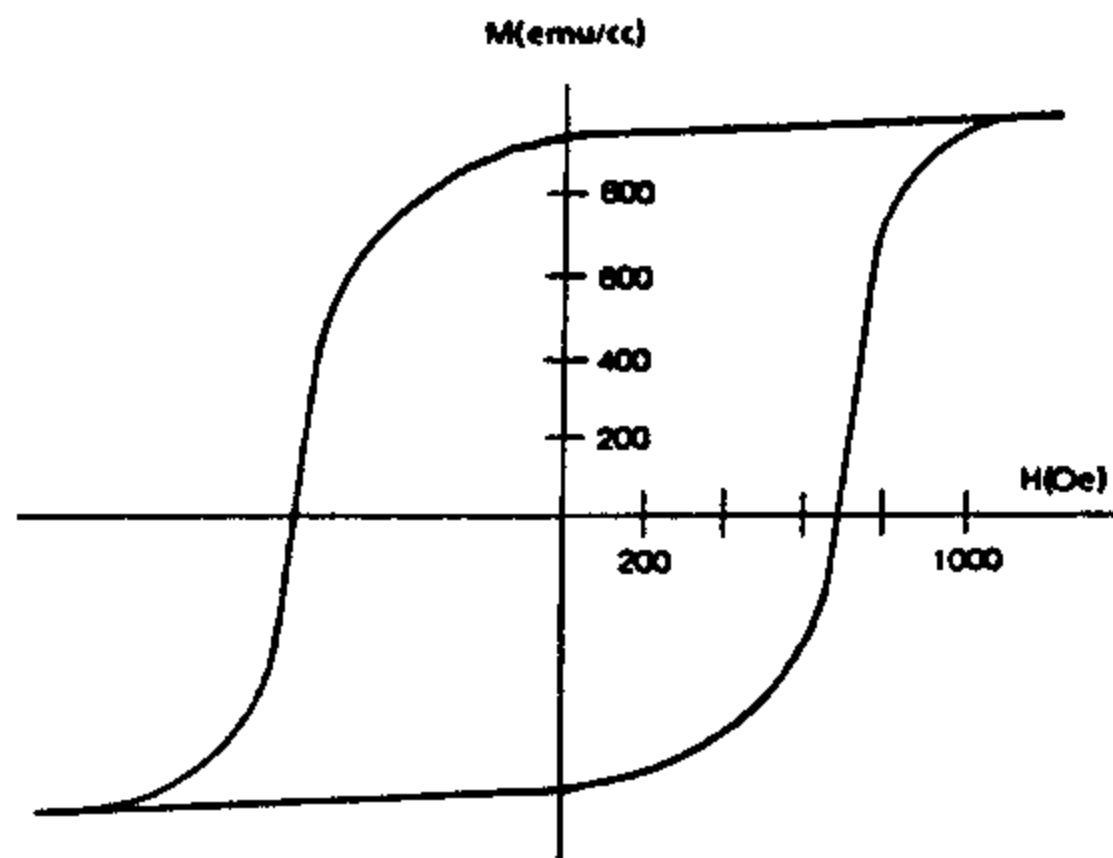


图 4.4 一种典型的金属磁记录材料的磁滞回线

在制造过程中用磁场使针状粒子平行排列。最后做成的 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 磁带其矫顽力通常为 $20 \sim 24 \text{ K A m}^{-1}$ ，针状粒子的长度范围为 $0.1 \sim 0.7 \mu\text{m}$ ^[13]，其长度-直径比在 3:1 到 10:1

之间。 CrO_2 做成的磁带其矫顽力为 $36 \sim 44 \text{ kA m}^{-1}$ 。二氧化铬粒子尺寸范围在 $0.5 \times 0.03 \mu\text{m}$ 到 $0.2 \times 0.02 \mu\text{m}$ 之间, 明显小于记录磁带用的伽玛三氧化二铁粒子的典型尺寸。在所有情况下, 磁记录用的铁磁性粒子都很小而不含有畴壁, 因此我们得到的是单畴粒子。

人们正在努力开发“垂直记录”介质, 其中的针状粒子与介质面垂直。这样做的好处是有可能增加信息存储密度。垂直记录介质的研究还在继续进行中^[14], 尤其倍受人们关注的是垂直记录用的各种 CoCr 膜。然而, 到目前为止这种介质的研制开发还有不少难题, 其中一个是由于边缘场低且机械稳定性差使得材料的实际表现不如期望的那样好。

磁记录材料所要求的磁滞回线通常是矩形的, 有高剩磁、适当高的矫顽力以及从一个状态到另一个状态的迅速转换, 如图 4.4 所示, 该图是一种金属磁记录介质的磁滞回线。在这种情况下, 56 kA m^{-1} 的矫顽力和 $0.9 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 的剩磁明显地高于 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 粒子。

4.3.6 永磁体

什么地方要用到永久保持磁化的铁磁性材料, 比如铝镍钴、钕铁硼或钐钴?

永磁体是三类最重要的磁性材料之一, 其它两类是电工硅钢和磁记录介质。永磁体在电动机、发电机、喇叭、电视机显象管、动圈式仪表、磁悬浮装置和夹具中都有应用^[15, 16]。

很显然, 是应用场合决定了如何根据其磁滞特性来选择材料。这一类材料的特性常常用“退磁曲线”来表示, 它是磁化强度从饱和状态开始减小时磁滞回线位于第二象限的那一部分。某些永磁材料的退磁曲线示于图 4.5 中。重要的是要认识到, 最终的磁性能不仅取决于材料的化学成分, 也同样依赖于材料的冶金工艺和加工过程。

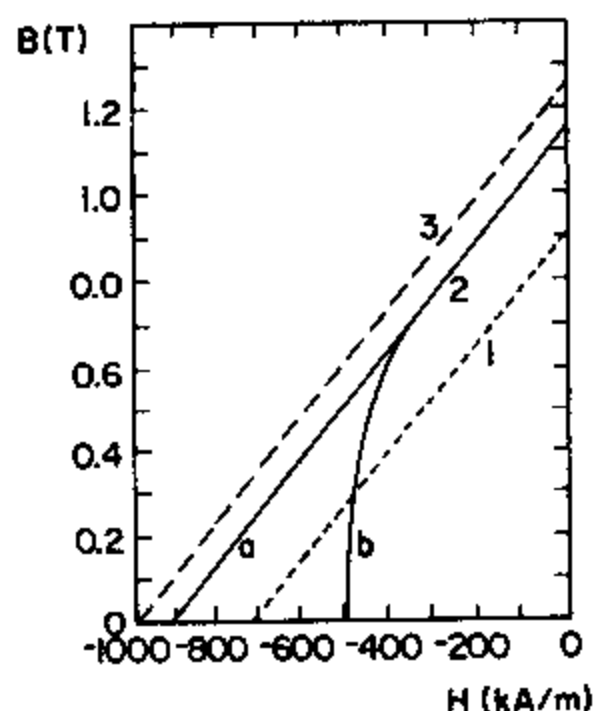


图 4.5 钐钴样品 (1 和 2) 及钕铁硼样品 (3) 的第二象限磁滞回线

以铁铁硼^[17]为基础的永磁材料在许多应用场合都表现出优于钐钴的磁性能^[18]。例如其矫顽力可高达 $1.12 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (14000 Oe), 而钐钴为 $0.72 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (9000 Oe)。

除了矫顽力之外, 另一个对永磁体用户来说非常重要的参数就是最大磁能积 BH_{max} 。这是通过判定第二象限磁滞回线或者说退磁曲线上乘积 $|BH|$ 的最大值得到的。它表示储存在永磁材料中的磁能。我们将在第十三章中详细讨论它的重要性。一般说来仅有磁能积还不能给永磁体用户以足够的信息去确定该材料是否适合于某种特定的用途, 但是磁能积是

比较不同永磁材料时广泛引用的一个参数。

许多年来可用材料的最大磁能积都在 $50 \times 10^3 \text{ J m}^{-3}$ (几个 MGs-Oe) 的范围。钐钴的开发将它提高到约 $160 \times 10^3 \text{ J m}^{-3}$ (20 MGs-Oe), 近年来钕铁硼磁体中通常已能获得 $400 \times 10^3 \text{ J m}^{-3}$ (50 MGs-Oe) 的磁能积。

对大多数应用而言, 永磁体的稳定性是需要考虑的一个重要因素, 由于大约在居里温度的 75% 以上时自发磁化强度随温度升高而急剧下降, 因此材料必须在距离其居里点足够远的温度下工作。这也是将钕铁硼磁体用于更高温度时所面临的问题之一。在这方面, 钐钴磁体、尤其是 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 的性能更佳。

4.3.7 电感磁芯: 软磁铁氧体

高频应用的铁磁体还需要什么额外的特性?

较磁材料也用作感应线圈的磁芯。它们增加了线圈内的磁通密度并因此面提高了感应系数。当感应器需要在高频下工作时, 由于存在趋肤深度, 就只能采用不导电的或薄片状的磁性材料。通常这就是指较磁铁氧体, 它是具有高电阻率和高磁导率的磁性材料, 曾经在很长一段时间里被认为是铁磁体。这是因为其基本磁特性与铁磁体非常相似。现在我们知道这类材料不同于铁磁体, 在第九章中将讨论它们的差别。含有铁氧体磁芯的感应器广泛用在选频式电路中, 于是电路的共振频率保证它只对给定频率的信号产生响应。

软磁铁氧体的另一个应用场合是无线电收音机的天线。这种收音机有一个内置的、由短螺线管线圈构成的铁氧体磁芯天线, 该线圈增强了一定磁场下电路中的电动势。用于此场合的 μ_r 典型值为 $\mu_r \approx 100 - 1000$ 。

软磁铁氧体进入商品化生产阶段是在 1948 年。它们由一种复合氧化物组成, 该氧化物含有氧化铁 (Fe_2O_3) 及其它氧化物, 比如氧化锰、氧化镍或氧化镁, 化学成分很复杂。例如镍铁氧体成分为 $\text{NiO-Fe}_2\text{O}_3$ 。它们的最终形态一般都是褐色陶瓷。其饱和磁化强度通常为 $M_0 = 0.2 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ ($B_s = 0.25 \text{ T}$), 矫顽力约 8 A m^{-1} (0.1 Oe) 而最大磁导率为 $\mu_r = 1500$ 。

4.3.8 陶瓷磁体: 硬磁铁氧体

退磁效应很大的场合应该使用哪种永磁材料?

硬磁铁氧体, 也称为陶瓷磁体, 广泛用在电动机、发电机及其它转动机械、喇叭和各种吸持或夹持装置中。它们通常由钡铁氧体或锶铁氧体做成。其生产成本很低, 并且可以碾成粉后掺入塑料粘合剂中形成所谓的“塑性磁体”, 从而可以轻易地做成任何所需要的形状。硬磁铁氧体有非常高的矫顽力, 典型值为 200 K A m^{-1} , 因此即使退磁效应很大, 用它们做成的磁体也有用武之地。

4.4 顺磁性和抗磁性

顺磁体和抗磁体有什么用?

顺磁体没有铁磁体那么多的用途, 因此我们这里的讨论会有些局限性。但是, 顺磁性的描述对磁性现象的理解有极其重要的意义。其原因是描述顺磁性要比描述铁磁性简单得多,

而且在非常简单的模型基础上发展起来的顺磁性理论相当合理, 这些简单理论与实验观察的结果符合得非常好。在极限情况下顺磁体的原子磁矩可以看成是没有相互作用的(即稀释的顺磁性), 这样的近似极大地简化了模型。

抗磁体一般说来没有多少实际用途, 这是由其磁特性决定的, 超导体是一个例外, 它是 $\chi = -1$ 的完全抗磁体。

4.4.1 顺磁体

顺磁体与铁磁体有什么本质的区别?

既然顺磁性与铁磁性不同, 它不是一个集体现象, 那么对顺磁性的研究就使我们能够考察几乎处于孤立状态的原子磁矩。因此固体物理学家对顺磁性的基础理论更为熟悉, 比如顺磁磁化率的温度依赖性, 和采用朗之万函数(见 9.1.5 节)的经典描述, 或者是采用布里渊函数(见 11.2.2 节)的量子力学模拟。呈现顺磁性的材料通常是由含有奇数个电子的原子和分子组成的, 于是就有一个未配对的电子自旋, 产生一个净余的磁矩。它们包括含有部分填充内壳层的原子和离子, 比如过渡族元素。某些含有偶数个电子的元素也是顺磁性的。

顺磁性材料的例子有铂、铝、氧, 过渡族金属的各种盐类, 比如锰、铬、铁和铜的氯化物、硫酸盐以及碳酸盐(其中顺磁磁矩分别存在于 Cr^{3+} 、 Mn^{2+} 、 Fe^{2+} 和 Cu^{2+} 离子之中), 除此之外还有水合盐, 比如钾铬矾 $\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$ 。这些盐类服从居里定律, 该定律说明了磁化率与温度是成反比的, 这是因为磁矩局域在金属离子上, 而水合盐中存在的水分子确保了相邻金属离子的电子之间的相互作用是微弱的。

稀土(镧系)元素的盐类和氧化物有很强的顺磁性。在这些固体中磁性能是由高度局域化的 4f 电子决定的。这些 4f 电子紧密地束缚在原子核上并受到外壳层电子的屏蔽, 从而免受晶体点阵中其它原子在该离子晶位产生的磁场(即晶体场)的作用。出于同样的原因, 稀土金属也是顺磁性的, 但是当温度降低时很多稀土金属呈现出有序状态比如铁磁态。

所有铁磁性金属比如钴、铁和镍在其居里点以上都会变成顺磁性。反铁磁金属铬和锰也分别在其 35°C 和 -173°C 的转变温度以上变成顺磁性。不呈现铁磁态的顺磁性金属包括所有碱金属(钠族)和除铍之外的碱土金属(钙族)。剩下的 3d、4d 和 5d 过渡族金属中铜、锌、铬、镉和汞是抗磁性的, 其余都是顺磁性的。

4.4.2 顺磁磁化率随温度的变化

磁化率怎样随环境因素比如温度而变化?

许多顺磁体的磁化率与温度成反比。此关系称为居里定律

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (4.5)$$

其中 T 是绝对温度而 C 是一个常数, 称为居里常数。而另外一些顺磁体的磁化率与温度无关。已经发展了两种理论来处理这两类顺磁性: 局域磁矩模型导出了居里定律, 而泡利提出的导带电子模型得到与温度无关且相当小的磁化率。图 4.6 给出了一些顺磁性固体的磁化率随温度的变化关系。

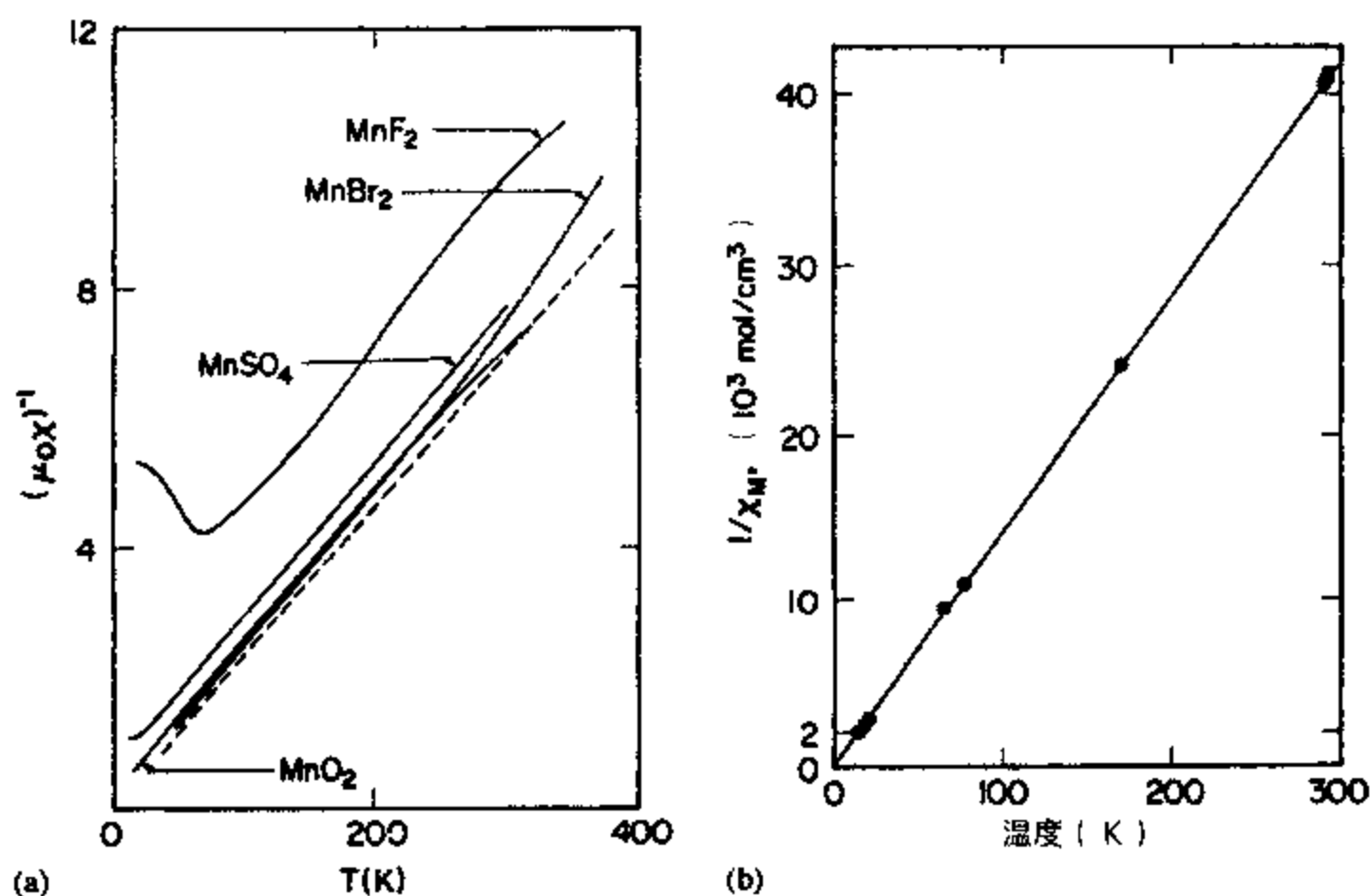


图 4.6 一些磁性材料的磁化率倒数随温度的变化: (a) 锰化合物, 取自 de Hass 等人的结果; (b) $\text{Gd}(\text{C}_2\text{H}_3\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, 取自 Jackson 和 Kamerlingh Onnes 的结果。

4.4.3 顺磁磁化率随磁场的变化

磁场对顺磁体的磁化率有什么影响?

只要磁场不是非常强, 受磁场作用的顺磁体的磁化强度 M 就与磁场 H 成正比。也就是说, 磁化率实际上是常数, 大小在 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ 的范围。在大多数情况下自旋间没有耦合或耦合很弱, 因此在良好的近似下可以认为它们是孤立的。这样做的理由是热运动能量足够高, 使得零场中的磁矩是随机取向的。当施加上磁场时, 磁矩开始平行取向, 但是对所有实际施加的磁场强度而言, 转到磁场方向的部分仍然很少。

一种典型顺磁体的磁化强度随温度 and 磁场的变化示于图 4.7 中。在中等程度的强场下磁化率仍然是常数, 只有在非常高的磁场强度下才出现饱和。此变化关系可以用朗之万函数以经典方式表示为

$$M/nm = \coth\left(\frac{\mu_0 m H}{k_B T}\right) - \left(\frac{k_B T}{\mu_0 m H}\right), \quad (4.6)$$

其中 n 是单位体积的原子数, m 是每个原子的磁矩, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度。由此导出磁化率的近似表达式如下

$$\chi = \frac{\mu_0 n m^2}{3k_B T} \quad (4.7)$$

其中 $\mu_0 n m^2 / 3k_B$ 就是居里常数, 正如第九章描述的那样, 上式在高温区给出很好的结果。如第十一章所述, 用布里渊函数会得到一个更为基础的表达式。

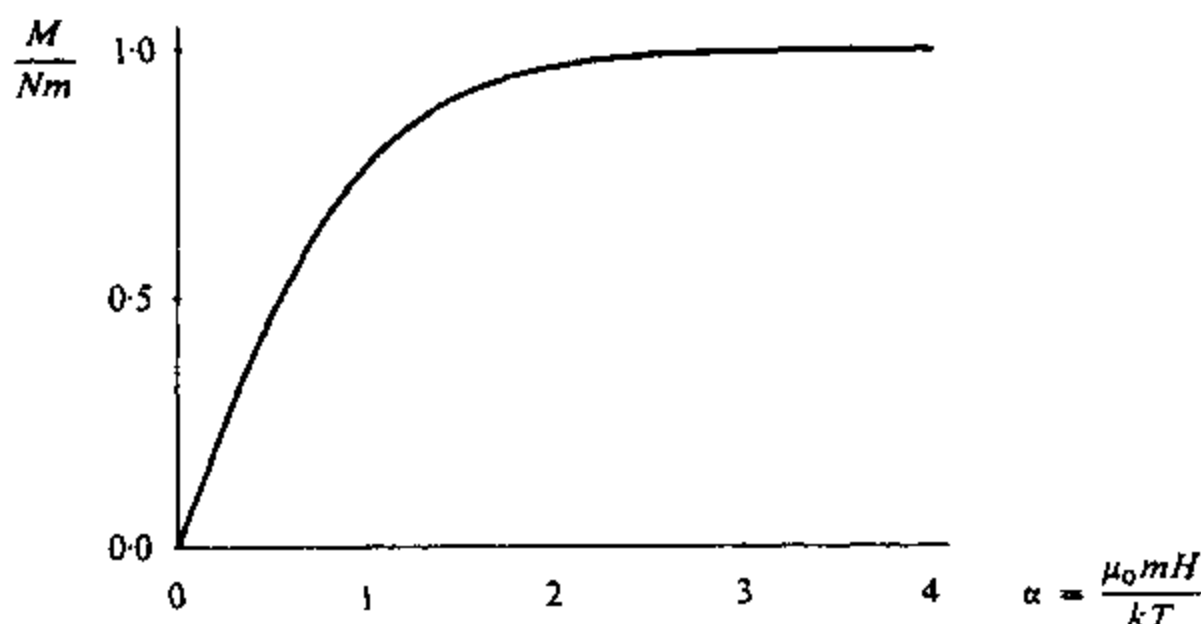


图 4.7 用经典朗之万函数给出的一种典型顺磁体的磁化强度随温度和磁场的变化。

4.4.4 顺磁体的应用

顺磁体用在何处？

顺磁性材料几乎没有以其磁性能为基础的应用。它的用途主要在于对磁性的科学研究方面，这是因为它可以使我们在没有强关联效应的情况下研究具有净余磁矩的材料的电子特性，从而有助于我们理解更为重要的铁磁性现象。

顺磁性材料的一个日渐广泛的用途是在电子自旋共振（ESR）中对磁场进行测量，此时位于该磁场中的材料的磁特性是已经熟知的（并非研究材料的共振以确定其电子能态）。

另一个应用是产生很低的温度。Debye^[19] 和 Giauque^[20] 首先提议利用顺磁性盐类来获得超低温。顺磁性盐被等温磁化，然后用常规制冷方法比如采用减压条件下的液氮将其冷却到尽可能低的温度。此后使顺磁盐隔热并绝热退磁，于是使温度进一步降低。用此方法可得到低达千分之一开耳芬的温度。

4.4.5 抗磁体

抗磁体与顺磁体和铁电子磁体有什么根本性的差别？

没有永久性原子电子磁矩的元素不能表现出顺磁性或铁磁性。这些原子的电子壳层是填满的，因而没有净余磁矩。当受到磁场作用时，其感生的磁化强度以楞次定律所述的方式反抗外加磁场，因此它们的磁化率是负值。

按照抗磁性的经典朗之万理论（9.1.2 节），抗磁体的磁化强度随外加磁场的变化关系，即磁化率为

$$\chi = -\frac{\mu_0 Z e^2 n \langle r^2 \rangle}{6m_e} \quad (4.8)$$

其中 n 是单位体积的原子数， Z 是每个原子的电子数， e 是电子电荷， m_e 是电子质量， $\langle r^2 \rangle$ 是均方根原子半径，通常为 10^{-21} m^2 。抗磁磁化率基本上与温度无关。

4.4.6 超导体

超导体在磁性材料中如何归类?

超导体是用途广泛的抗磁体:但是,它们又是唯一的一类抗磁体,其磁化率来自于材料中反抗外加磁场的宏观循环电流而不是来自于紧束缚电子的轨道运动变化。因此它们代表了一种非常特殊的情况。由于在其临界温度以上它们不再是完全抗磁体,所以其磁化率显然与温度有关。

参考文献:

1. Heck, C. (1974) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane and Russak & Co., New York.
2. Wohlfarth, E. P. (主编) (1980, 1982) *Ferromagnetic Materials*, 三卷本丛书, North Holland, Amsterdam.
3. Warburg, E. (1881) *Ann. Physik*, **13**, 141.
4. Ewing, J. A. (1900) *Magnetic Induction in Iron and other Metals*, 第三版, The Electrician Publishing Co., London, 1900, 和 (1881) *Proc. Roy. Soc.*, **33**, 21.
5. Chen, C. W. (1977) *Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials*, North Holland, Amsterdam.
6. Hilzinger, H. R. and Kronmuller, H. (1977) *Physica*, **86-88B**, 1365.
7. Jiles, D. C., Garikepati P. and Chang, T. T. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, **24**, 2922.
8. Gilbert, W. (1958) *De Magnete* (英译本 *On the Magnet*) (1600) 由 Dover 再版, New York.
9. Enz, U. (1982) Magnetism and magnetic materials: Historical developments and present role in industry and technology, in *Ferromagnetic Materials*, Vol. 3 (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
10. Chin, G. Y. and Wernick, J. H. (1980) Soft magnetic metallic materials, in *Ferromagnetic Materials*, Vol. 2, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
11. Luborsky, F. E. (1980) Amorphous ferromagnets, in *Ferromagnetic Materials*, Vol. 1, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
12. Shiozaki, M. (1987) Recent trends in non oriented and grain oriented electrical steel sheets in Japan. *Proceedings of the Sixth Annual Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials*, Illinois Institute of Technology, Chicago.
13. Bate, G. (1980) Recording Materials, in *Ferromagnetic Materials*, Vol. 2, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
14. Bernards, J. P. C., Schrauwen, C. P. G., Luitjens, S. B., Zieren, V. and de Bie, R. W. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 125.
15. McCaig, M. (1977) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, Wiley, New York.
16. Moskowitz, L. R. (1976) *Permanent Magnet Design and Application Handbook*, Cahner, Boston.

17. Croat, J. J., Herbst, J. F., Lee, R. W. and Pinkerton, F. E. (1984) *J. Appl. Phys.*, **55**, 2078.
18. Strnat, K., Hoffer, G., Olson, J., Ostertag, W. and Becker, J. J. (1967) *J. Appl. Phys.*, **38**, 1001.
19. Debye, P. (1926) *Ann. Physik*, **81**, 1154.
20. Giaque, W. F. (1927) *Am. Chem. Soc. J.*, **49**, 1864.

进一步阅读:

- Bozorth, R. M. (1951) *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York.
- Fidler, J., Bernard, J. and Skalic, P. (1987) *High Performance Permanent Magnet Materials* (S. G. Sankar, J. F. Herbst 和 N. C. Koon 主编), Materials Research Society, New York, p.181.
- Heck, C. (1974) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane Russak and Co., New York.
- Hummel, R. (1985) *Electronic Properties of Materials*, Springer-Verlag, Berlin, Ch.17.
- Jorgensen, F. (1988) *The Complete Handbook of Magnetic Recording*, 第三版, TAB Publishers, Pennsylvania.
- McCaig, M. (1977) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, Wiley, New York.
- Snelling, E. C. (1988) *Soft Ferrites, Properties and Applications*, 第二版, Butterworths, London.

练习:

练习 4.1 铁磁体的特性。以宏观测量为基础解释铁磁体和顺磁体的区别。饱和磁化强度是什么? 当材料受热超过其居里点时饱和磁化强度有什么不同?

用什么判据来区分硬磁材料和软磁材料? 在对一种用于(a)电磁铁(b)变压器的材料进行评价时, 你要考虑到哪些磁特性?

练习 4.2 利用起始磁化曲线求磁芯中的磁通量。解释磁滞损耗、矫顽力和剩磁的物理意义。这些物理量的大小如何决定着材料的用途? 解释起始磁化曲线的意义。

图 4.8 中给出了一个钢样品的起始磁化曲线, 此钢材做成的一个环其平均周长为 40 cm 且截面积为 4 cm^2 , 上面绕有 400 匝线圈。当电流为 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 和 0.5 A 时材料中的总磁通量将是多少?

练习 4.3 原子磁矩的计算。铁的饱和磁化强度为 $1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。如果铁的密度是 7970 kg m^{-3} 且每千克原子的阿伏伽德罗常数是 6.025×10^{26} , 试以安培平方米和玻尔磁子为单位计算每个铁原子的磁矩。(一个玻尔磁子为 $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$ 或 $1.16 \times 10^{-29} \text{ J m A}^{-1}$ 。铁的相对原子质量 = 56。)

练习 4.4 磁场梯度产生的作用力。在一个磁化到饱和、直径为 1 mm 的铁球上施加 1 N 的作用力需要多大的磁场梯度? ($M_0 = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$)。

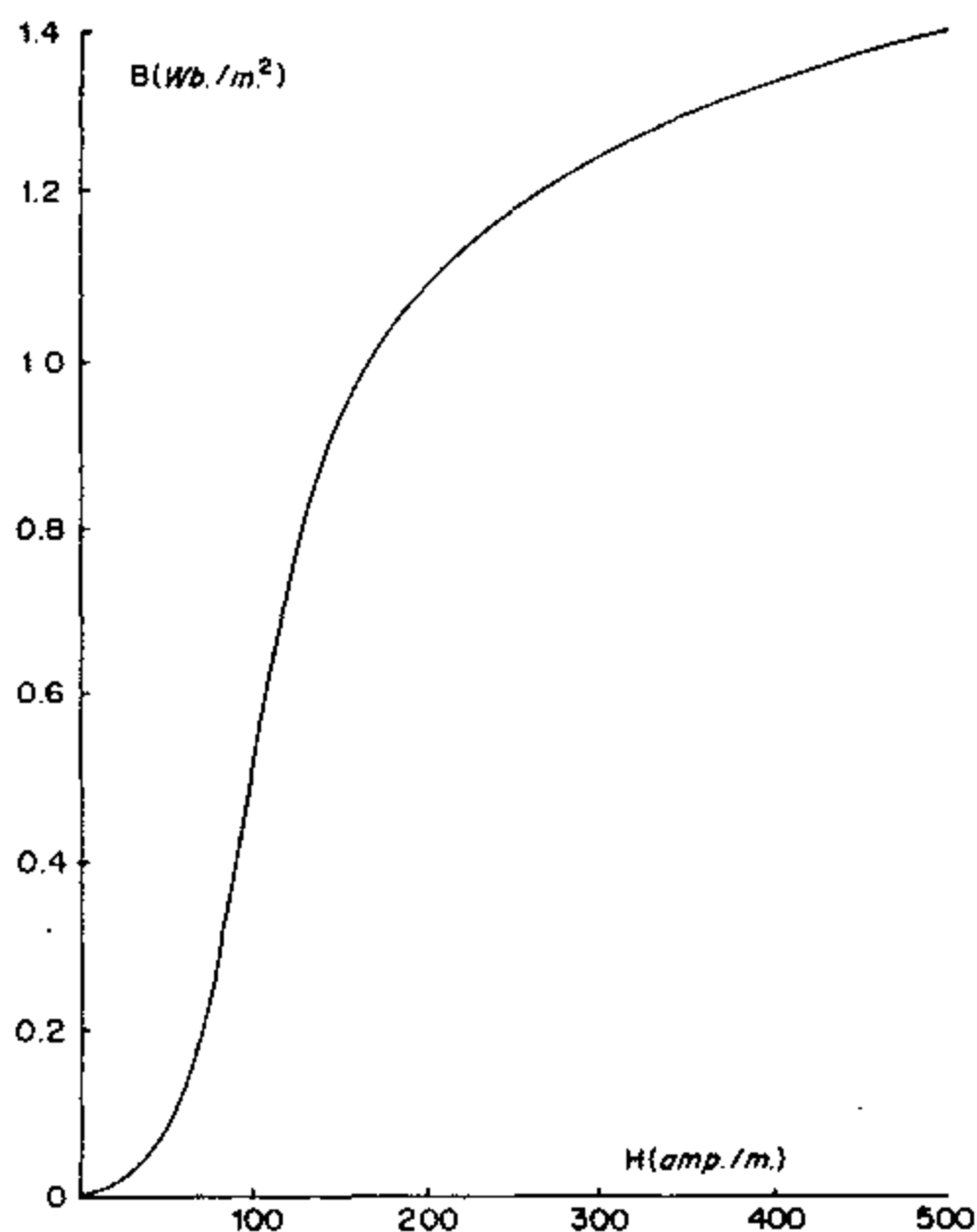


图 4.8 一种低碳钢的起始磁化曲线

练习 4.5 单元磁偶极矩。 解释固体中磁矩的起源。在你的说明中评论“单元”原子磁偶极矩是固有的还是磁场感生的，并解释铁磁体、顺磁体及抗磁体在几个原子尺度上的区别。

练习 4.6 居里定律。 陈述顺磁体的磁化强度随磁场和温度变化的朗之万方程并证实其用途。由此方程推导出高温磁化率的居里定律。

第五章 磁 特 性

现在我们将着眼于铁磁体中磁滞的起因,并考虑在某些限定的情况下,比如低场区和趋近饱和阶段,如何定量描述磁化强度随磁场的变化。 M 随 H 变化的高分辨测量表明存在不连续性。这些不连续性称为巴克好森效应。我们还要研究铁磁体被磁化时其长度的变化,即磁致伸缩,并讨论涉及磁致伸缩的各向异性。

铁磁体最重要的宏观磁特性是什么?

在前一章里我们已经表明,铁磁体的大多数重要的宏观磁特性可以表示在 B - H 图或磁滞回线中。由此可以用普适公式 $B = \mu_0(H + M)$ 在磁滞回线的每一点上计算出磁化强度。详细研究磁化曲线时发现磁化强度有不连续的、不可逆的变化,用其发现者的名字将此变化称为巴克好森效应。近年来,巴克好森效应已成为研究铁磁材料微结构特性的重要工具。

没有包含在磁滞曲线图中的一个引人注目的、重要的基本特性是磁致伸缩。它是磁有序引起的(自发磁致伸缩)、或者是磁场的作用所导致的(磁场感生磁致伸缩)材料长度的变化。这一点也要在本章内加以讨论。

5.1 磁滞回线及相关特性

5.1.1 从磁滞回线上可以得到什么信息?

根据如图 5.1 所示的磁滞回线,我们可以定义一系列可用来描述磁滞回线特征的材料磁特性。有人马上就会问:磁滞回线中有多少自由度?或者换一种提法:描述一条磁滞回线的特征需要多少参致?显然对这个问题没有通用的答案。但是对常见的 S 形磁滞回线,比如图 5.1 中的那样,我们可以先列举重要的特性,然后再作评价。

5.1.2 磁滞的参数表征

能够用来定义磁滞的参数是什么?

首先,饱和磁化强度 M_0 将给我们一个磁化强度可以达到的上限。在远远低于居里点的温度下可用技术饱和磁化强度 M_s 来代替它。回线越过 H 轴时的宽度是矫顽力 H_c 的两倍,也是一个重要参数,它可以通过热处理而加以改变,因此不依赖于 M_s 。回线沿 B 轴的高度即剩磁 B_R , 也是一个独立参数,它不完全依赖于 M_s 和 H_c 。整个磁滞曲线的倾斜度可以独立于其它参量变化,它可以表示为曲线在矫顽力点的斜率 μ'_{\max} 。

磁滞损耗 W_H 和起始磁导率 μ'_m 或许也是独立参数。最后,磁滞回线两侧的曲率虽然不能一眼看出是一个独立参数,但显然不依赖于矫顽力或最大微分磁导率这类因素。此参数在下面给出的无磁滞磁化的分析中表现得更加清楚,在那里除了 M_s 之外至少还需要两个

独立参数来描述其特征。

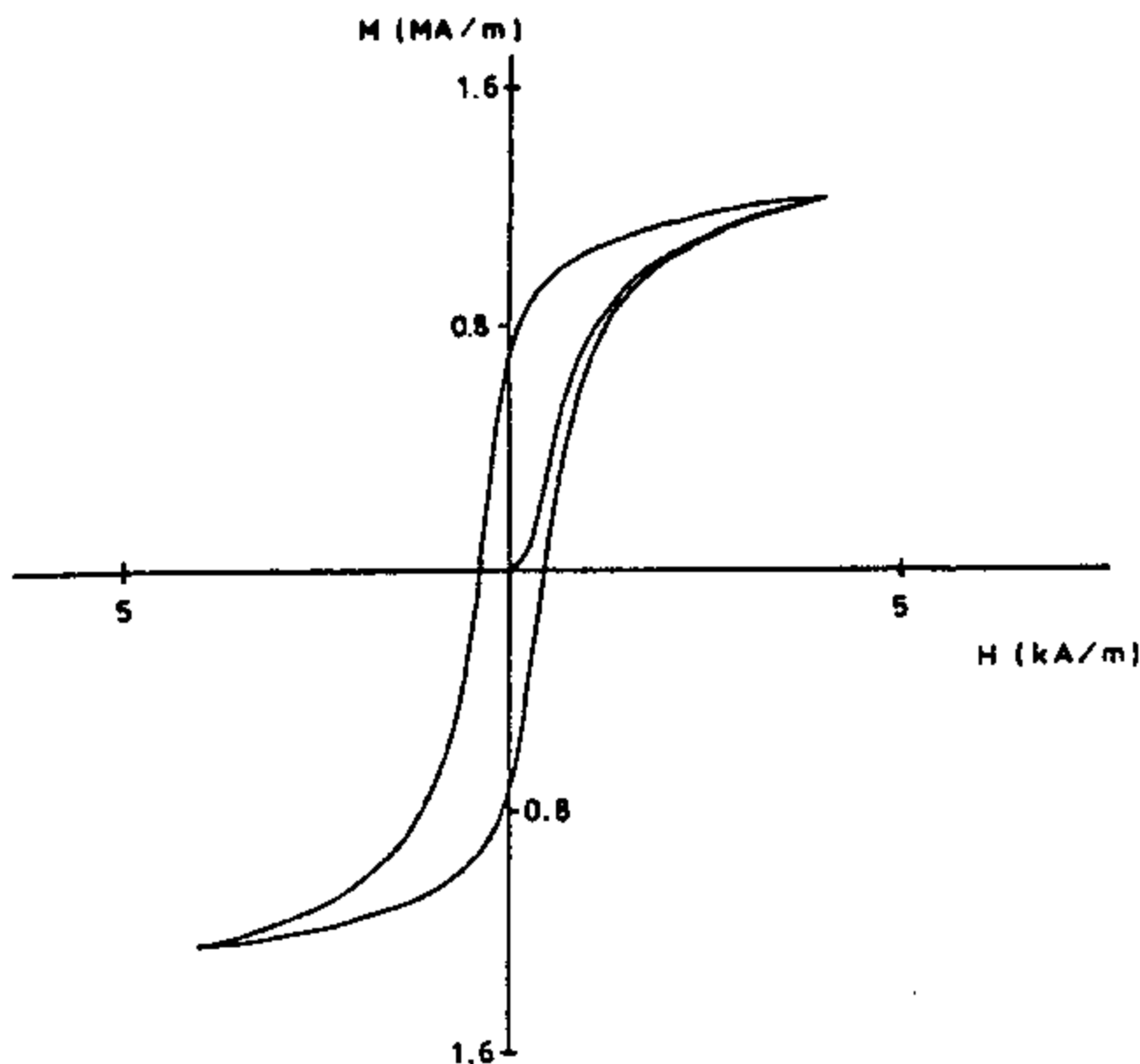


图 5.1 含碳 0.25%重量比的铁样品的典型 S 型磁滞曲线。

在上述极其简单的考虑之后，我们期望只用五、六个独立参数或许就能够描述材料基本磁特性的特征。实际上我们常常发现，当要用表格的形式陈列铁磁材料的磁特性时，用来描述特性的参数是矫顽力、剩磁、磁滞损耗、起始磁导率、最大磁导率以及饱和磁化强度或饱和磁感应强度，如表 5.1 所示。

5.1.3 磁滞的起因

磁滞所蕴涵的机制是什么？

众所周知，钢或者铁样品经过冷加工后其磁滞损耗和矫顽力会增加（图 5.2）。同样广为人知的是在铁中添加其它非磁性元素，比如炼钢时加入碳，也会使磁滞损耗和矫顽力增加。在磁滞理论提出之前许多年，人们就已经知道这些经验事实了。

从这些结果来看，无论是以金属中的位错或杂质元素的形式、还是以某种内摩擦的形式出现的“不完整性”都导致了磁化过程中能量损耗的增加。正是这些“不完整性”引起了磁滞。

产生磁滞的另一种机制是由磁晶各向异性引起的。铁磁材料的各向异性越大，其磁滞也就越大。对于跟永磁体打交道的人来说这一点已是耳熟能详的了。在各向异性固体中，某些晶轴受到磁矩的偏爱，磁矩趋向于沿着这些晶轴取向，由此可以导致较低的能量。施加磁场

能够将磁矩从其占据的晶轴方向移开,但此时磁矩会跳到更接近磁场的等效晶轴方向上,从而具有较低的能量。这样就导致了磁矩的不连续的、不可逆的转动,引起磁化强度的翻转。

表 5.1 各种高磁导率铁磁材料的磁特性。在 2 特斯拉 磁感应强度下的相对磁导率 μ_{2T} , 最大磁导率 μ_{\max} , 饱和磁感应强度 B_s , 直流磁滞损耗 W_H 和矫顽力 H_c 。

材料	μ_{2T}	μ_{\max}	B_s (T)	W_H (J m ⁻³)	H_c (A m ⁻¹)
纯铁	5000	180000	2.15	30	4
铁	200	5000	2.15	500	80
碳基铁	55	132	2.15	-	-
冷轧钢	180	2000	2.1	-	144
铁-4%硅	500	7000	1.97	350	40
45 坡莫合金	2500	25000	1.6	120	24
Hipernik 镍铁合金	4500	70000	1.6	22	4
Monimax 软磁合金	2000	35000	1.5	-	8
Sinimax 铁镍软磁合金	3000	35000	1.1	-	-
78 坡莫合金	800	100000	1.07	20	4
Mumetal 镍铁合金	20000	100000	0.65	-	4
超坡莫合金	100000	800000	0.8	-	0.16
Permendur 铁钴合金	800	5000	2.45	1200	160
2V Permendur 铁钴合金	800	4500	2.4	600	160
Hiperco 铁钴合金	650	10000	2.42	-	80
Ferroxcube 立方铁氧体	1000	1500	2.5	-	8

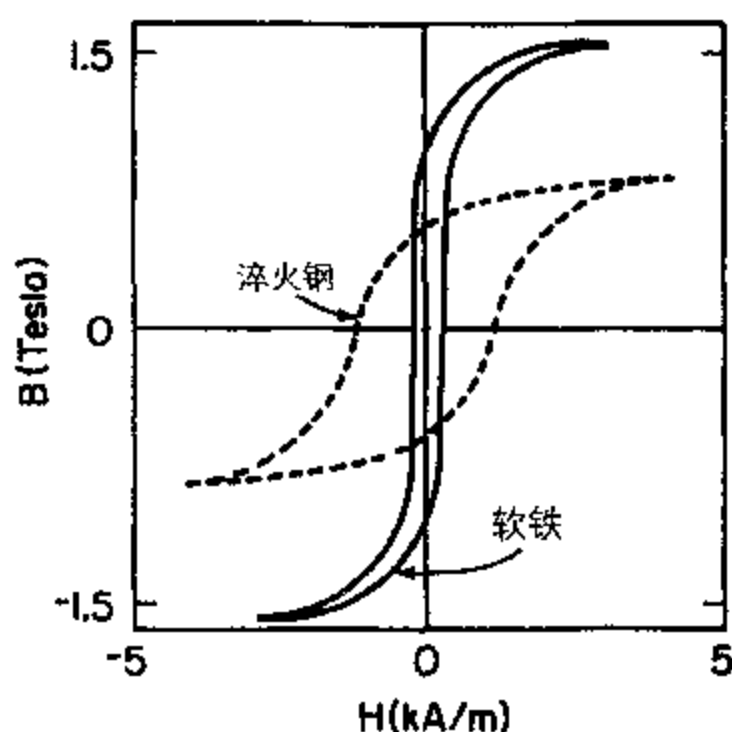


图 5.2 添加碳或其它非磁性元素或者冷加工引起的钢或者铁的磁滞回线随硬度的变化。

为了恰当地讨论第二种过程,我们还需要一些目前没有学到的磁畴运动的背景知识(第八章)。因此我们将把这部分讨论推迟到所需背景材料都已齐备的时候。

5.1.3 无滞后磁化或无磁滞磁化

材料中没有缺陷、比如位错或杂质元素，此时又会是什么样的情形？

如果我们采纳这样的假设：不完整性（不管其是什么性质）导致了磁滞；那么我们必须自问：如果材料没有任何不完整性的话其磁化曲线会是什么样子。答案是：忽略磁矩的各向异性效应，磁化曲线将是无磁滞的。即磁感应将是磁场 H 的单值函数。因此磁化曲线是可逆的。

在它提出一个简单模型之前，我们先简要考虑一下此曲线的形状。假设我们在此理想情形下考虑一个磁化强度随磁场的变化图。既然铁磁体的磁化强度会饱和，那么显然 H 增加的时候 M 会趋近 M_s 。此外，我们可以预料，一开始磁化强度随 H 的变化相当快，但是 H 继续增加时磁化强度的变化率会降低，这是由可饱和物理体系的性质决定的。因此我们将预料到 M 是 H 的单调增加的函数，而 dM/dH 是单调下降的。这样就给出图 5.3 的 S 形曲线。

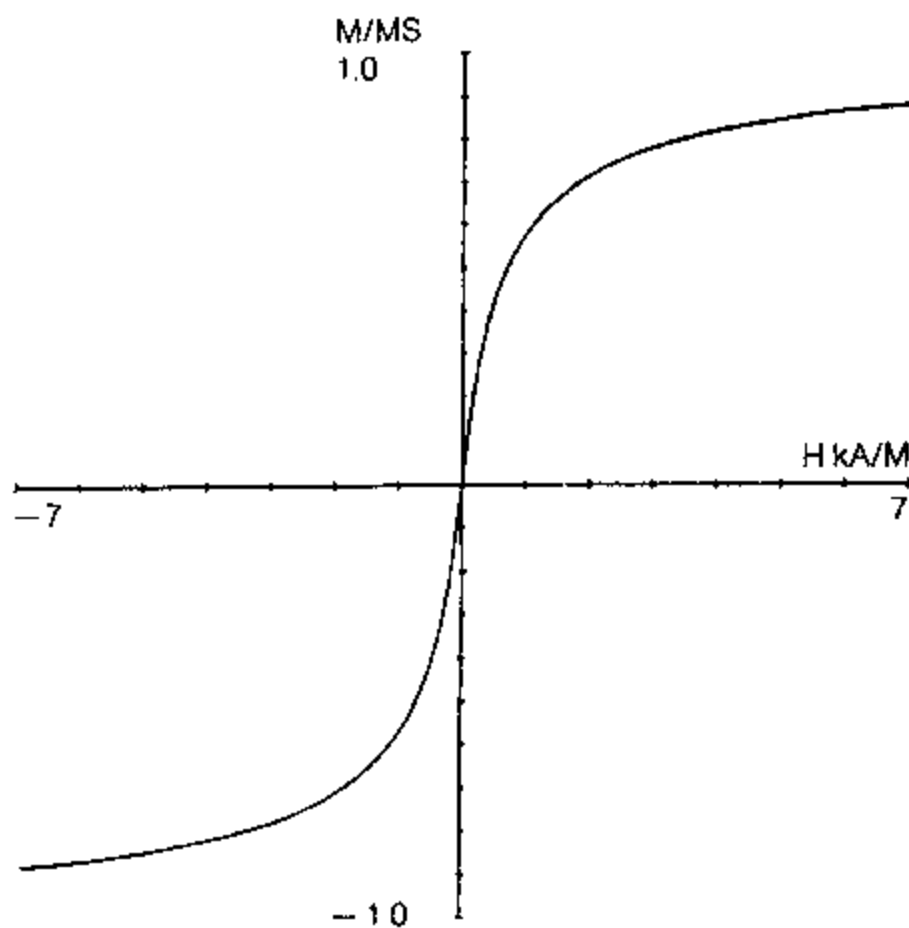


图 5.3 无磁滞磁化曲线。它相对于磁场是反对称的。微分磁化率在起始点处最大，然后随磁场增加而单调下降。此曲线没有磁滞，是完全可逆的。

5.1.4 弗罗里希—肯涅利 (Fröhlich-Kennelly) 关系式

对无磁滞的情形我们能找到一个简单表达式吗？

人们迫切需要知道磁化强度 M 和磁场 H 之间的定量关系，因为任何一个这样的关系式都提供了一种手段，告诉我们材料的磁化强度或磁感应强度将如何随磁场变化。Fröhlich^[1] 提出了沿着无磁滞磁化曲线上 M 和 H 之间的经验关系式，稍后 Kennelly^[2] 给出了形式不同但是与之等效的这一关系。

无磁滞磁化强度的 Fröhlich 方程为

$$M = \frac{\alpha H}{1 + \beta H}, \quad (5.1)$$

其中, 既然 $H \rightarrow \infty$ 时磁化强度必须趋于 M_s , 则 $\alpha/\beta = M_s$ 。

Kennelly 独立地得到了当磁化强度趋近饱和时的高场磁化率表达式。如果将 Kennelly 的表达式转换成 SI 单位制就是

$$\frac{1}{\mu - \mu_0} = a + bH, \quad (5.2)$$

很容易证明上式与 Fröhlich 方程是等效的, 其中 $\mu_0 a = 1/\alpha$, 且 $\mu_0 b = \beta/\alpha = 1/M_s$ 。

上式也可重新写成级数的形式

$$M = M_s \left[1 - cM_s/H + (cM_s/H)^2 \dots \right]. \quad (5.3)$$

上式是 Weiss^[3] 用来从磁化曲线外推 (仅用到 $1/H$ 项) 确定 M_s 的方程形式。在 5.1.8 节里, 当我们将它与许多年以后 Becker 和 Doring^[4] 提出的趋近饱和定律进行比较时, 发现上式仍然使人感兴趣。

5.1.6 无磁滞磁化强度的测量

既然无磁滞现象是如此的重要, 那么我们怎么测量它?

消除材料中所有的缺陷通常是不切实际的, 然而采用其它手段可以得到无磁滞磁化。这就是在所研究的直流磁场上叠加一个幅度逐渐减小的交变磁场, 使磁化强度循环变化。当交流磁场循环变化时, 磁滞逐渐消除, 磁化强度收敛到对应直流磁场的无磁滞磁化强度值。此过程可以看成是“摆动”磁化强度使其克服内摩擦力、各向异性的成翻转磁化的滞后效应, 达到其真正的平衡值。反复加压也能达到同样的效果, 尽管这样做通常更难达到目的。此外还可通过“热退磁”来实现无磁滞磁化。

在磁记录中 (第十四章), 使用交变磁场是一种获得无磁滞磁化的通用方法^[5]。起始点的无磁滞磁化率通常比该点的正常直流磁化率大一个数量级。无磁滞磁化强度在小范围内随磁场线性变化, 这是磁记录的主要研究内容之一。

5.1.7 低场特性: 瑞利定律

起始磁化曲线有没有简单的表达式?

我们现在继续考虑起始磁化曲线, 即首先在一个退磁的铁磁体上施加直流磁场时得到的磁化强度随磁场的变化关系。Rayleigh^[6] 注意到, 在起始磁化曲线的低场区磁导率可以表示为

$$\mu(H) = \mu(0) + \nu H, \quad (5.4)$$

它导致沿起始磁化曲线 B 随 H 变化呈下列抛物线关系

$$B(H) = \mu(0)H + \nu H^2. \quad (5.5)$$

根据 Rayleigh 的理论, $\mu(0)H$ 项代表了磁感应的可逆变化而 νH^2 项代表了磁感应的

不可逆变化。除此之外, Rayleigh 还指出, 低幅磁滞回线可以用抛物线来表示, 回线顶端的可逆微分磁导率等于 $\mu(0)$, 如图 5.4 所示。按照这个假设和瑞利定律, 在低场区可以将低幅磁滞回线表示为

$$B = [\mu(0) + v H_m] H \pm (v/2)(H_m^2 - H^2), \quad (5.6)$$

其中 H_m 是对应回线顶端的最大磁场。适用于此抛物线关系的低幅磁滞回线称为瑞利回线。

进一步由此导出两个使人感兴趣的结果: 磁滞损耗 W_H 和剩磁 B_R 的表达式。在 SI 单位制中分别为

$$\begin{aligned} W_H &= \int H \cdot dB \\ &= (4/3)v H_m^3 \end{aligned} \quad (5.7)$$

和

$$B_R = (v/2) H_m^2. \quad (5.8)$$

当然, 必须记住, 这些关系只在低场区才成立。 H_m 进一步增加时抛物线关系就被破坏了。为了模拟很宽的 H 范围内的磁滞特性, 就需要进一步洞悉发生在材料内部的微观机制。

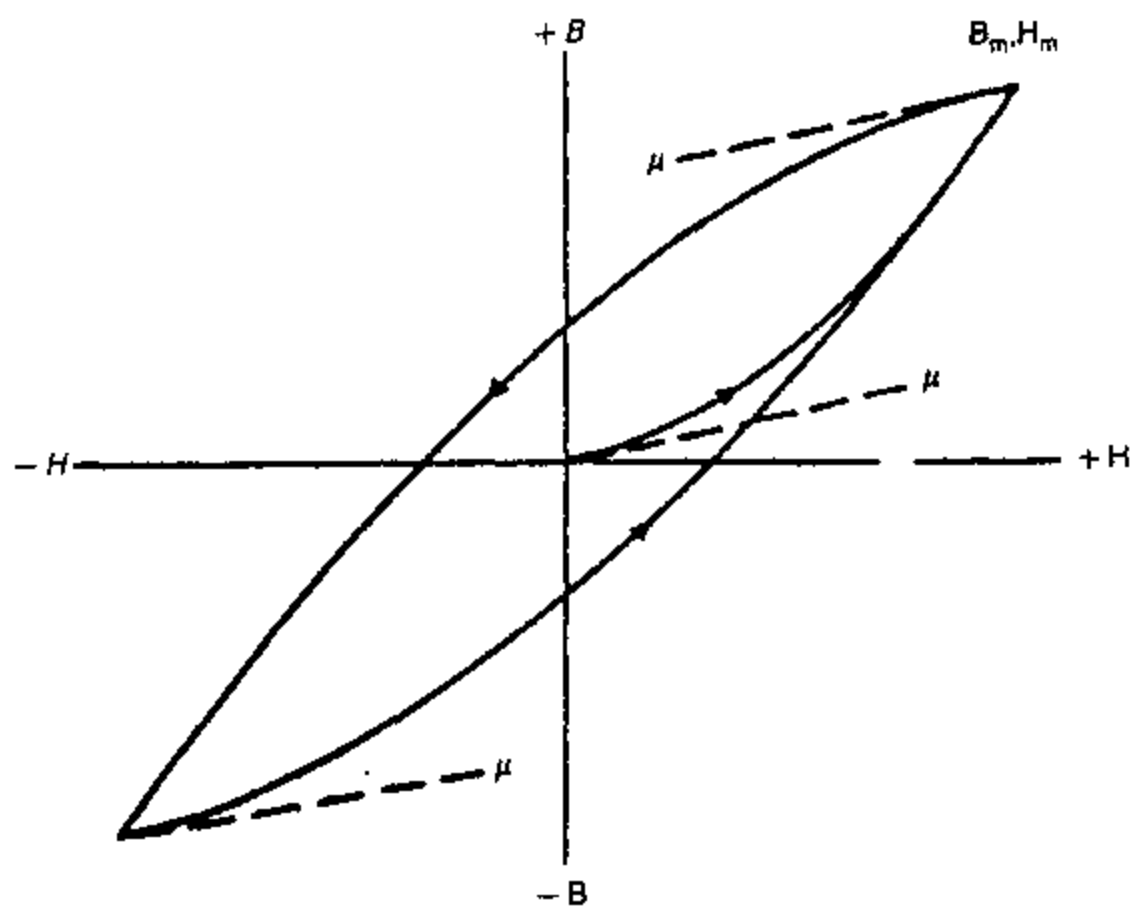


图 5.4 瑞利区内低场幅度情况下的磁滞回线。

5.1.8 高场特性: 趋近饱和定律

有没有高场下的磁化强度表达式?

高场区中磁化强度趋近饱和。第一个给出描述此区域特性的表达式的是拉蒙定律 (Lamont's Law) [7, p.484],

$$\chi' = \frac{dM}{dH} = \text{常数} \times (M_s - M), \quad (5.9)$$

该式只是表明, 在高磁场下微分磁化率正比于偏离饱和状态的程度。后来证明上式与 Fröhlich-Kennelly 关系式是等效的。使人感兴趣的是这一点与 8.2 节中磁滞模型的演变有关。

后期的工作表明, 高场特性可以用 Becker 和 Doring^[4]以及 Bozorth^[7, p.484]给出的趋近饱和定律来模拟。它表示成级数的形式,

$$M = M_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \dots \right) + kH \quad (5.10)$$

其中最后一项 kH 表示平行磁化强度, 即磁场引起的自发磁化强度的增加, 除非在很高的磁场下, 否则这一项的贡献非常小。通常 H 要达到 10^5 或 10^6 Oe 的数量级时最后一项才变得明显。

很有意思的是, 我们注意到此定律只不过是在高磁化强度下推得, 却也类似于 Fröhlich-Kennelly 关系式。其原因是在高场下起始磁化曲线、磁滞回线的上下分支以及无磁滞磁化强度逐渐互相接近。

5.2 巴克好森效应及相关现象

5.2.1 巴克好森效应

磁化强度会平稳地随磁场变化吗?

巴克好森效应是, 磁场 H 连续改变时, 铁磁体内磁通密度 B 不连续变化的现象。1919 年首次观察到这一现象^[8], 当时在一块铁上绕了一个次级线圈并连到放大器和扬声器上。当 H 场平稳地增加时, 由于次级线圈中感生的小电压脉冲而使扬声器中传来一系列咔嚓声。按照电磁感应定律, 这些感应电压是由穿过线圈的磁通量密度的微小变化引起的, 来自于磁化强度 M 的不连续变化因此也就来自于磁感应 B 的不连续变化。

正常情况下, 看起来在起始磁化曲线上 B 随 H 的变化是平滑的, 如果将它放大很多倍, 就可以直接观察到构成巴克好森效应的 B 不连续变化, 如图 5.5 所示。磁感应的这些不连续变化最初归因于磁畴内磁化强度方向的突然不连续转动——一种称为磁畴转动的机制, 但是现在认为不连续的磁畴边界运动对巴克好森发射^[9]的贡献最为显著。不过这两种机制都可能发生而且对巴克好森效应都有贡献。

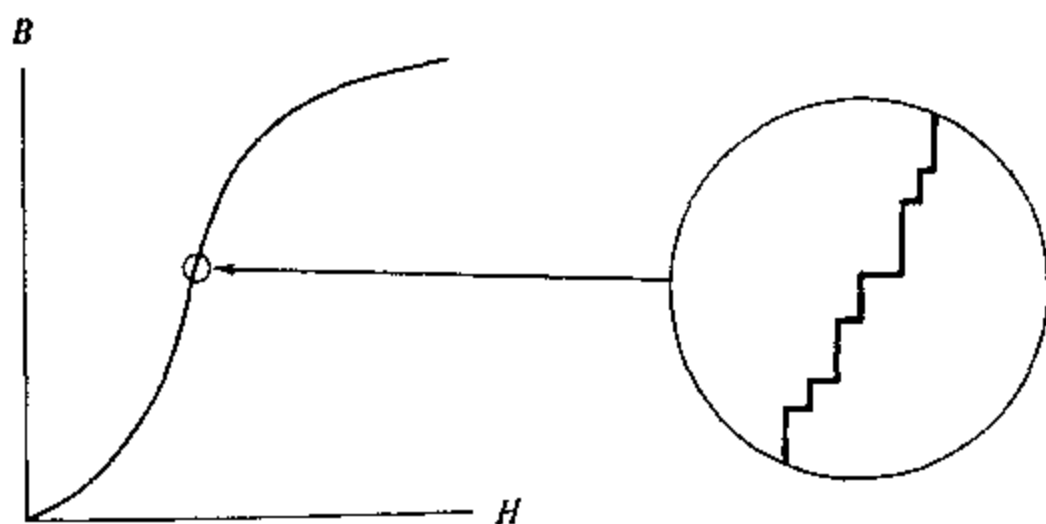


图 5.5 放大磁化强度标尺后观察到沿着起始磁化曲线的巴克好森不连续性。

巴克好森发射受到材料微结构变化以及应力的极大影响。因此正如 Matzkanin, Beissner 和 Teller^[10] 所讨论的那样, 巴克好森测量在材料检测中起着重要作用。

5.2.2 巴克好森效应的理论

我们如何描述磁化强度随磁场的的不连续变化?

对巴克好森效应进行定量描述是极其困难的, 至少用定义方程的办法难以胜任, 这主要是由于巴克好森效应的不规则特性所致。然而近年来有了一些进展, Bertotti 和他的同事们^[11] 的工作尤其值得关注, 他们现在发展了一种以随机过程为基础的关于此效应的全面的模型。在该模型中, 巴克好森活动取决于磁畴壁在材料中运动时所经历的“内部势”作用。此“内部势”具有不规则特征, 但起伏的幅度和周期可以通过取平均来加以描述。这两个参数控制着交变磁场作用下巴克好森发射的数量和强度。求解模型方程后我们发现, 对于以一定速率随时间变化的磁化强度来说, 在某一段时间间隔内的巴克好森活动与前一段时间间隔的活动有关, 但是有一定程度的不规则变化。随着该不规则部份的大小不同, 巴克好森活动的起伏可能增大或减小, 相应地与前一段时间间隔内的活动的关联就较少或较多。此模型计算的结果与实验观察的结果符合得很好, 因此看起来证实了该理论中的基本观点。此模型的新近发展表明^[12], 巴克好森效应可以用两个分量来描述: 一个可重复的、依赖于微分磁化率的确定性分量, 和一个随机的或不规则的分量。

5.2.3 磁声发射

突然的、不连续的畴壁运动还会引起什么其它的效应?

磁声发射有时也称为声学巴克好森效应, 它与上述磁性巴克好森效应密切相关。磁声发射由一系列小幅度声能脉冲构成, 这是由与局部应力和磁致伸缩(5.3节)有关的磁化强度的突然不连续变化产生的。这些脉冲可以用一个宽带超声换能器探测到。它们是畴壁运动时的微规磁致伸缩脉冲引起的, 在磁致伸缩为零的材料比如 Fe-80%Ni 中几乎不存在。所以此效应既依赖于突然的、不连续的磁畴运动, 也与磁致伸缩有关。

Lord^[13] 首先观察到磁声发射。随后 Ono 和 Shibata^[14] 以及其他^[15] 也进行了研究。由于此效应依赖于磁致伸缩, 所以它不能由 180° 畴壁位移或磁畴转动产生, 因为这两种运动不涉及磁致伸缩的变化。这些 180° 磁畴边界存在于磁化矢量严格指向相反方向的相邻磁畴之间。施加单轴应力会影响 180° 和非 180° 畴壁的相对密度。所以此方法给我们提供了一种探测铁磁材料应力的手段, Buttle 等人^[16] 已经证明该手段是切实可行的。

5.3 磁致伸缩

当一个样品被磁化时它的尺寸会发生变化吗?

几乎在所有情况下, 铁磁材料的磁化都伴随着尺寸的变化。所产生的应变称为磁致伸缩 λ 。从唯象的观点来看, 实际上只需要考虑两类主要的磁致伸缩: 磁畴中的磁矩在居里温度附近的有序化过程产生的自发磁致伸缩, 和场致磁致伸缩。它们的表现效果一样, 但是可以有效地加以区分。

在两种情况下磁致伸缩都简单地定义为长度的相对变化率 λ 。

$$\lambda = dl/l \quad (5.11)$$

Joule^[17, 18] 首先观察到磁致伸缩的存在。磁畴内的自发磁致伸缩来源于铁磁体的温度经过居里温度（或有序化温度）时磁畴的产生。而具有自发磁致伸缩的磁畴在磁场的作用下发生再取向时则出现场致磁致伸缩。用形变电阻或光学方法可以对磁致伸缩进行测量。

我们将首先考虑一个假想的各向同性固体的磁致伸缩，因为这样可以得到数学形式最简单的结果。

5.3.1 各向同性材料中的自发磁致伸缩

当一个样品变成铁磁性时其长度会发生变化吗？

当铁磁材料降温经过其居里点时，本来无序的磁矩在包含大量（通常为 $10^{12} \sim 10^{18}$ 个）原子的空间体积内变得有序，而这些磁矩在居里点以上则是完全随机取向的。所有内部磁矩都平行排列的这些空间体积称为磁畴，可以在显微镜下观察到。在整个材料范围内，一个磁畴和另一个磁畴的自发磁化强度 M_s 的方向是不一样的，以确保块体磁化强度为零。

人们普遍认为，是铁磁性相变导致了原子磁矩“长程有序”的产生。我们这里所说的长程当然是和原子尺度相比较的，因为这样的空间范围仍然是微观的，比材料磁化到饱和时呈现的磁有序范围要小三、四个数量级。

因此，让我们考虑一个在居里温度以上内部无应变，因而处于无序状态的球形固体，如图 5.6(a) 所示。当材料在居里点变成铁磁性时，在磁畴内出现自发磁化强度，随之产生沿着特定方向的相应的自发形变 e 或自发磁致伸缩 λ_0 ，如图 5.6(b) 所示。

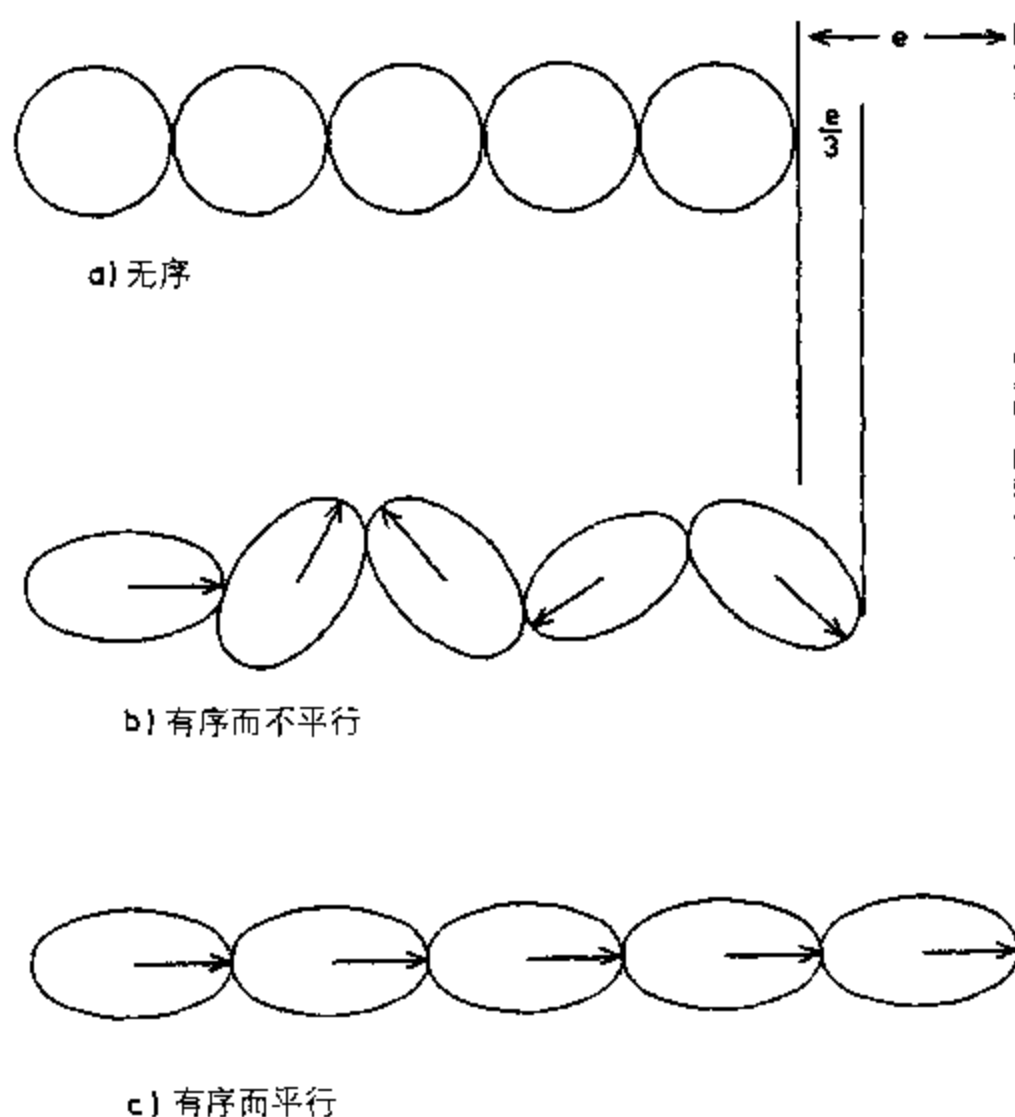


图 5.6 说明磁致伸缩的示意图：(a)无序（顺磁）状态；
(b)退磁的铁磁状态；(c)磁化到饱和的铁磁状态。

在此各向同性情况下, 这些自发磁致伸缩的大小与晶轴方向无关。在每个“各向同性”磁畴内, 与自发磁化强度夹角为 θ 的方向上的形变随 θ 角的变化关系如下

$$e(\theta) = e \cos^2 \theta \quad (5.12)$$

假设磁畴随机取向, 因此指向任意方向的几率都是相等的, 于是用积分的办法就可以得到由于出现自发磁致伸缩而在整个固体中产生的平均形变。

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \\ &= e/3. \end{aligned} \quad (5.13)$$

那么这就是随着铁磁性的产生, 由磁矩的有序化引起的自发磁致伸缩。我们应该注意到, 既然我们已经假定是各向同性材料, 磁畴排列在任意方向的几率都是相同的, 因此所有方向的应变也是相等的。于是, 在这种情况下尽管样品的尺寸发生了变化, 其形状却保持不变。

5.3.2 饱和磁致伸缩 λ_s

铁磁体被磁化时其最大的长度变化是多少?

下面我们考虑饱和磁致伸缩, 它是一个铁磁样品处于退磁状态和位于磁场中时长度的相对变化, 该磁场的强度足以使其沿磁场方向饱和磁化。在这种情况下, 由于外场产生了一个择优取向, 因此样品形状会有所致变。

运用上述非常简单的模型, 我们可以施加一个磁场来产生从退磁的有序态到饱和的有序态的转变。当然在饱和状态下各个磁畴中的磁矩都平行于磁场取向, 于是它们的应变也是平行的, 如图 5.6(c)所示。

$$\begin{aligned} \lambda_s &= e - \lambda_0 \\ &= \frac{2}{3}e. \end{aligned} \quad (5.14)$$

这就给我们提供了一种方法: 通过测量 λ_s 来测量由于沿着某个特定方向的磁有序而在材料中产生的自发形变 e 。

5.3.3 技术饱和与力致磁致伸缩

磁化强度达到技术饱和以后, 饱和值还能增加吗?

正如 2.3.2 节中讨论的那样, 当材料中所有磁畴在同一个方向平行排列起来形成一个单畴样品时就达到了磁化强度的技术饱和。但是如果磁场进一步增加, M 仍有非常缓慢的增加, 此过程称为平行磁化。

在磁致伸缩中也观察到类似的现象。当样品转变成单畴时就达到技术饱和磁致伸缩。然而当磁场进一步增加时, 就观察到磁致伸缩有非常缓慢的变化, 称为力致磁致伸缩。力致磁致伸缩是一种非常微弱的效应, 只有在 800 K A m^{-1} (10000 Oe) 大小的磁场下才能察觉到。

此现象是单畴内各个原子磁矩的有序度的增加引起的, 在第九章中有详细的讨论。其机理与导致磁畴内自发磁化强度增加的机理相同。磁畴内磁矩的统计有序度受温度影响很大

[19], 因此力致磁致伸缩的大小也如此。

5.3.4 与磁场方向夹角 θ 的磁致伸缩

饱和磁致伸缩怎样随角度变化?

既然我们仍然考虑完全各向同性的介质, 就可以写出与磁场方向夹角 θ 的方向上饱和磁致伸缩 $\lambda_s(\theta)$ 的表达式。

$$\lambda_s(\theta) = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right), \quad (5.15)$$

其中 λ_s 是沿着磁化方向的饱和磁致伸缩。

上述讨论可以说明一些磁致伸缩测量的结果, 在文献中常常看到, 使磁场平行于一个给定方向所测得的磁致伸缩 $\lambda_{s//}$ 与磁场垂直于该方向所测得的磁致伸缩 $\lambda_{s\perp}$ 是不同的。它们之间的差别就是一个单畴内的自发形变。

$$\lambda_{s//} - \lambda_{s\perp} = \lambda_s + \frac{\lambda_s}{2} = \frac{3}{2} \lambda_s = e \quad (5.16)$$

5.3.5 各向异性材料

一个单晶体中所有方向上的致性能都相同吗?

尽管单晶镍很象具有各向同性的特征, 比如各向同性的磁致伸缩, 但真实情况是所有固体在某种程度上都是各向异性的, 因此需要根据磁化强度所处的晶轴来定义饱和磁致伸缩。Lee^[20] 对各向异性材料中的磁致伸缩做了全面的回顾。

磁致伸缩或自发形变是沿着晶体的每一个主轴方向定义的。对立方晶系材料而言, 存在两个独立的磁致伸缩系数 λ_{100} 和 λ_{111} , 如表 5.2 所示。

表 5.2 立方晶系材料的磁致伸缩系数

材料	$\lambda_{100} (10^{-6})$	$\lambda_{111} (10^{-6})$
铁	21	-21
镍	-46	-24
Terfenol	90	1640

因此, 将各向同性材料的上述表达式推广就可以得到单畴、单晶立方晶系材料中的饱和磁致伸缩,

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (5.17)$$

其中 λ_{100} 是沿 $\langle 100 \rangle$ 方向测量的饱和磁致伸缩而 λ_{111} 是沿 $\langle 111 \rangle$ 方向的饱和磁致伸缩。当材料冷却, 越过其居里点时, 沿这些轴向的自发形变无疑就是 $e_{111} = (3/2) \lambda_{111}$ 和 $e_{100} =$

$(3/2) \lambda_{100}$ 。

上式中 $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ 是饱和磁致伸缩的测量方向相对于磁场方向的方向余弦, 而 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 是磁矩饱和磁化的轴线方向相对于磁场方向的方向余弦。当然, 这些关系式只对一个磁畴内的磁致伸缩成立。Lee^[21] 已经给出立方晶系和其他晶系的各向异性磁致伸缩表达式。

通常我们想要知道与磁场同方向的饱和磁致伸缩, 在这种情况下上式简化成

$$\lambda_s = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) \quad (5.18)$$

再回到各向同性材料的情形, 使磁致伸缩沿感兴趣的轴线方向及其垂直方向达到饱和就可以确定 λ_{100} 和 λ_{111} 两个常数。形变之差仍然为 $(3/2) \lambda_{100}$ 和 $(3/2) \lambda_{111}$, 视所选轴向而定。

磁畴集合体(例如多晶体)的磁致伸缩特性只能通过对其效应取平均的办法来计算。一般而言这样的方法不可能行得通, 因此假定材料由大量磁畴组成, 于是所有方向上的形变是一致的。在随机取向的多晶立方材料中(即其中没有择优晶粒取向), 公式进一步简化为

$$\lambda_s = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \quad (5.19)$$

5.3.6 场致块体磁致伸缩

铁磁体的长度怎样随磁场变化?

场致块体磁致伸缩是 λ 随 H 或 B 的变化, 通常是材料科学家最感兴趣的磁致伸缩性质。然而此变化关系 $\lambda(H)$ 或 $\lambda(B)$ 对结构非常敏感, 所以不可能给出磁致伸缩与磁场关系的普遍表达式。在我们已经能够写出饱和磁致伸缩的方程的情况下, 乍一看这样的说法很奇怪。

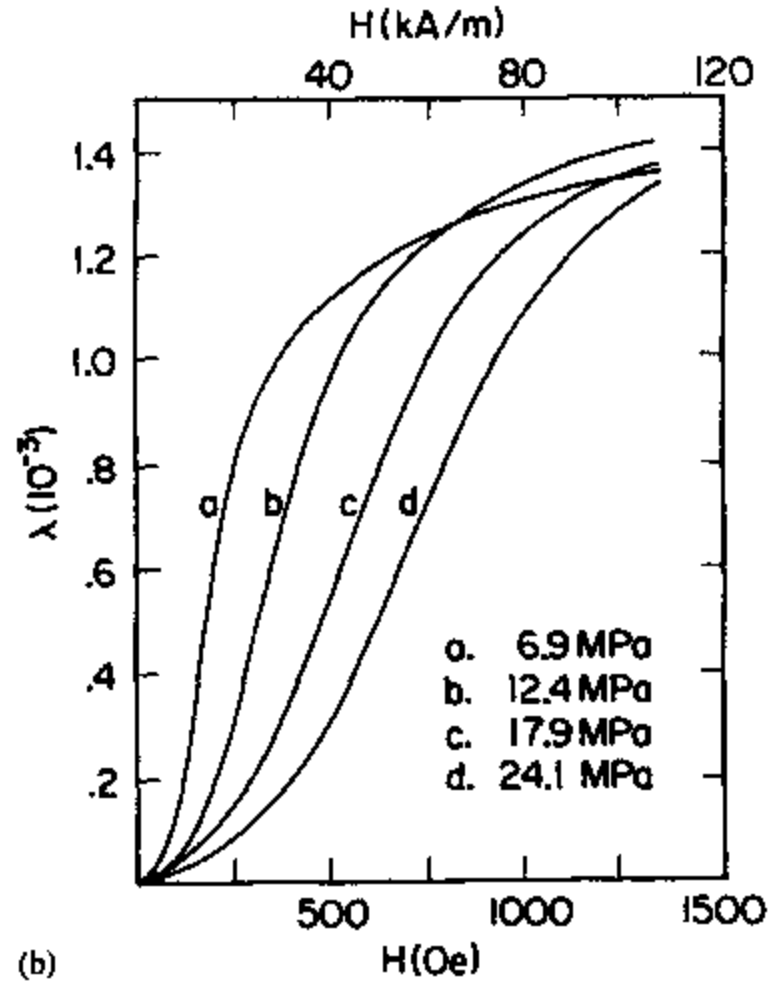
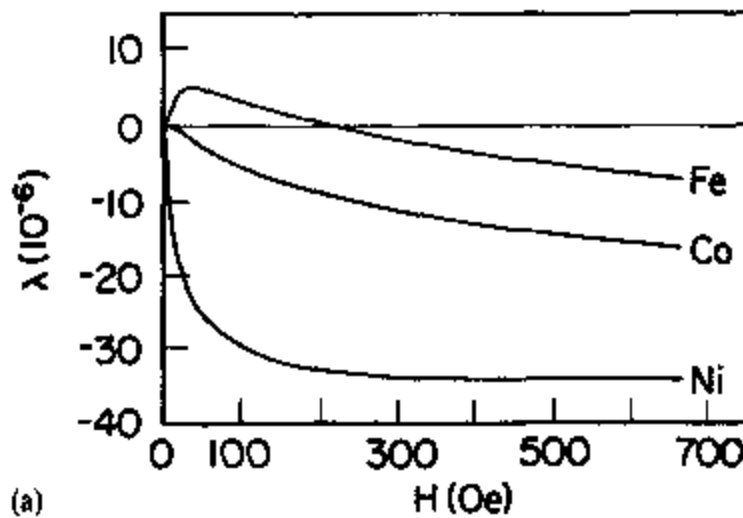


图 5.7 块体磁致伸缩随外加磁场的变化: (a)铁, 镍和钴; (b)超磁致伸缩稀土合金 $\text{Tb}_{0.27}\text{Dy}_{0.73}\text{Fe}_{1.95}$ 。

多晶铁、钴和镍的磁致伸缩如图 5.7 所示, 该图立即暴露出了存在的一些问题, 例如当 H 或 B 增加时铁的块体磁致伸缩实际上从正到负改变了符号。Lee^[21] 报道了多晶铁磁体的磁致伸缩曲线。

至少在一种情况下可以得到相当简单的解: 如果磁场加在垂直于单轴各向异性单晶体易轴的方向上, 或垂直于多晶材料中磁矩完全平行排列 (比如受极限张力的镍或受压的 Terfenol) 的轴线方向。

在此情况下的磁化纯粹是靠磁化强度的转动来实现的。于是我们可以代入

$$M = M_s \cos \theta, \quad (5.20)$$

它用磁畴内饱和磁化强度与磁场方向的夹角 θ 给出了沿磁场方向的磁化强度。沿磁场方向的磁致伸缩为

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \cos^2 \theta \quad (5.21)$$

替换掉 $\cos^2 \theta$, 得到

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\frac{M}{M_s} \right)^2 \quad (5.22)$$

上式给出了磁致伸缩观测值随磁化强度 M 的变化。

5.3.7 横向磁致伸缩

当样品长度变化时其横截面会怎样变化?

在退磁状态和饱和磁化状态之间, 铁磁体的体积基本保持不变 (尽管大多数材料中有非常小的体磁致伸缩)。因此就存在大小为纵向磁致伸缩的二分之一、符号与之相反的横向磁致伸缩。

$$\lambda_t = -\lambda / 2. \quad (5.23)$$

5.3.8 磁致伸缩材料及应用

这类材料用在何处?

大磁致伸缩材料, 即饱和磁致伸缩超过百万分之几百的材料, 总是一些相当奇妙的稀土金属与过渡族金属如铁、钴或镍的合金。稀土提供大磁致伸缩而过渡族金属提供高居里温度, 于是该材料就可以在各种各样的温度条件下使用。近来 Greenough 和 Schulze^[22] 对实用的磁致伸缩材料给出了全面的、最新的回顾。今天, 这类材料大都实际运用在各种执行元件 (例如换能器和定位装置) 和磁性传感器中。Greenough, Reed 和 Schulze^[23] 对这些应用进行了总结。

5.4 磁致电阻

电阻会随材料中的磁化强度而变化吗?

当磁性材料被磁化时其电阻会发生变化。在大多数情况下此变化表现为: 当电流与磁

化强度平行时块体磁性材料中的电阻是增加的,而当两者垂直时电阻降低。磁致电阻通常引述为电阻的相对变化 $\Delta R/R$, 尽管我们在第三章中提到过在某些材料中磁电阻可高达 300%, 而且在所谓的庞磁电阻 (CMR) 材料中还可能更高, 但通常情况下磁电阻都只有百分之几。

最近在磁性多层膜上开展了磁电阻研究, 并且使得呈现较大磁电阻 (即超过百分之几) 的材料种类迅速增加。Fert 等人^[24] 和 Grunberg 等人^[25] 首先在铁和铬组成的多层结构中观察到所谓的巨磁电阻 (GMR)。在这类多层膜中, 通过施加磁场将后续磁性层中磁化强度的相对取向从反平行变为平行, 从而可控制电阻。为了更全面地理解该现象, 需要拓展交换耦合和反铁磁有序的概念, 因此机理的讨论要推迟进行。然而, 其中心思想是: 传导电子的散射视后续磁性层是否平行排列而改变, 若平行则各磁性层对电子有相同的能态, 若反平行则来自某一层的传导电子在磁化强度指向反平行方向的磁性层中找不到相同的能态。在此方式中电阻的相对变化可达到约 50 ~ 80%, 要记住的是, 电阻是减小的, 最终的电阻可能仅有零场电阻的五分之一^[26]。这类材料现在正用于开发新一代磁性传感器, 其最大的应用领域之一是用作磁记录的读出磁头。Levy^[27] 最近给出了多层膜磁电阻研究进展的全面综述。

参考文献:

1. Fröhlich, O. (1988) *Electrotech Z.*, **2**, 134.
2. Kennelly, A. E. (1891) *Trans. Am. IEE.*, **8**, 485.
3. Weiss, P. (1910) *J. Phys.*, **9**, 373.
4. Becker, R. and Döring, W. (1938) *Ferromagnetismus*, Springer, Berlin.
5. Mee, C. D. (1964) *The Physics of Magnetic Recording*, North Holland, Amsterdam.
6. Rayleigh, Lord (1887) *Phil. Mag.*, **23**, 225.
7. Bozorth, R. M. (1951) *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York.
8. Barkhausen, H. (1919) *Phys. Z.*, **29**, 401.
9. Schroeder, K. and McClure, J. C. (1976) The Barkhausen effect, *CRC Critical Reviews of Solid State Science*, **6**, 45.
10. Matzkanin, G. A., Beissner, R. E. and Teller, C. M. (1979) The Barkhausen effect and its application to NDE, SWRI Report No. NTIAC-79-2, Southwest Research Institute, San Antonio, Texas.
11. Alessandro, B., Beatrice, C., Bertotti, G. and Montorsi, A. (1990) *J Appl. Phys.*, **68**, 2901.
12. Jiles, D. C., Sipahi, L. B. and Williams, G. (1993) *J Appl. Phys.*, **73**, 5830.
13. Lord, A. E. (1975) Acoustic emission, *Physical Acoustics*, Vol. XI (W. P. Mason 和 R. N. Thurston 主编), Academic Press, New York.
14. Ono, K. and Shibata, M. (1980) *Materials Evaluation*, **38**, 55.
15. Kusanagi, H., Kimura, H. and Sasaki, H. (1979) *J. Appl. Phys.*, **50**, 1989.
16. Buttle, D. J., Scruby, C. B., Briggs, G. A. D. and Jakubovics, J. P. (1987) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A414**, 469.
17. Joule, J. P. (1842) *Ann. Electr. Magn. Chem.*, **8**, 219.
18. Joule, J. P. (1847) *Phil. Mag.*, **30**, 76.

19. Kittel, C. (1987) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York, p.248.
20. Lee, E. W. (1955) Magnetostriction and magnetomechanical effects, *Reports on Prog. in Phys.*, **18**, 184.
21. Lee, E. W. (1958) Magnetostriction curves of polycrystalline ferromagnets, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 249.
22. Greenough, R. D. and Schulze, M. P. (1994) *Intermetallic Compounds* (J. H. Westbrook 和 R. L. Fleischer 主编), John Wiley, New York.
23. Greenough, R. D., Reed, I. M. and Schulze, M. P. (1995) Magnetostrictive actuators, *Advances in Actuators* (A. P. Dorey 和 J. H. Moor 主编), Institute of Physics, Bristol.
24. Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A. *et al.* (1988) *Phys. Rev. Letts.*, **61**, 2472.
25. Binash, G., Grunberg, P., Saurenbach, F. and Zinn, W. (1989) *Phys. Rev. B*, **39**, 4828.
26. Fert, A., Grunberg, P., Barthelmy, A. *et al* (1995) *J. Mag. Mater.*, **140**, 1.
27. Levy, P. M. (1994) *Solid State Physics*, **47**, 367.

进一步阅读:

- Cullity, B. D. (1971) *Foundamentals of Magnetostriction*, *Int. J. Magnetism*, **1**, 323.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass.
- Heck, C. (1974) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane Russak & Co., New York, Ch. 4.

练习:

练习 5.1 弗罗里希—肯涅利关系式。证明无磁滞磁化强度的 Fröhlich 方程,

$$M = \frac{\alpha H}{1 + \beta H} \quad , \quad (5.24)$$

与 Kennelly 表达式,

$$\frac{1}{\mu - \mu_0} = a + bH \quad , \quad (5.25)$$

是等价的。把它们作级数展开并将结果与趋近饱和定律进行比较。你注意到有什么相似之处吗? 对高场特性进行一番讨论。

练习 5.2 顺磁体的磁化强度。一个铝块的磁导率为 1.00002, 而一个铜块的磁化率为 -1×10^{-5} 。确定在它们中感生出与镍块同样大小的磁化强度所需的磁场强度。该磁场强度在实验室中是否可以实际获得?

练习 5.3 低场下瑞利系数的确定。用表 5.3 所示铁的起始磁化强度的结果, 画出起始磁化曲线。估计瑞利区的范围。计算瑞利系数并用它们确定: 如果磁场在达到 (a) 10 A m^{-1} 、

(b) 20 A m^{-1} 的最大值, 然后减小到零, 此时所观察到的剩磁。求出磁场以 20 A m^{-1} 的幅度变化一个完整的周期情况下的磁滞损耗。

表 5.3 退火铁的磁性能

$H (\text{A m}^{-1})$	$B (\text{T})$
0	0
5	0.0019
10	0.0042
15	0.0069
20	0.010
40	0.028
50	0.043
60	0.095
80	0.45
100	0.67
150	1.01
200	1.18
500	1.44
1000	1.58
10000	1.72

练习 5.4 无应力 Terfenol 的磁致伸缩。 在不受应力作用且没有择优取向的多晶 Terfenol 中, 磁畴随机取向。如果 $\lambda_{111} = 1600 \times 10^{-6}$ 且 $\lambda_{100} = 90 \times 10^{-6}$, 计算在磁畴的初始随机取向基础上沿磁场方向的饱和磁致伸缩。

对同一个 Terfenol 样品, 在某给定方向的垂直方向施加饱和场并设应变值为零, 然后将磁场转动到该给定方向, 计算由此得到的“饱和磁致伸缩” $\lambda_{//} - \lambda_{\perp}$ 。此磁致伸缩值与第一种方法得到的饱和磁致伸缩相比会是怎样的情形?

练习 5.5 受压应力负荷情况下 Terfenol 的磁致伸缩。 在 Terfenol 上施加一个单轴压应力, 也能使磁矩沿垂直于应力轴的方向排列起来。利用上一题对非取向 Terfenol 计算的饱和磁致伸缩, 确定有应力 Terfenol 的磁致伸缩如何随磁化强度变化 (假设应力足以使所有磁畴垂直于应力轴取向) 并求出 $M = M_s/2$ 和 $M = M_s$ 时的磁致伸缩。此磁致伸缩与练习 5.4 中计算的 $\lambda_{//} - \lambda_{\perp}$ 相比如何?

如果我们的样品不是非取向的而是(111)方向沿磁场方向有择优取向, 讨论沿磁场方向的磁致伸缩会如何变化?

练习 5.6 磁滞损耗。 图 5.8 所示的磁滞回线对应于矫顽力 50 A m^{-1} 的材料, 磁场幅值 250 A m^{-1} , 磁感应幅值 1.6 T 且剩磁为 1 T 。估算每周期的磁滞损耗, 以 J m^{-3} 为单位。

此材料将用作变压器磁芯, 截面积 $4 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ 且平均路径长度为 300 mm 。估算材

料沿此磁滞回线驱动时在 60 Hz 下的磁滞损耗功率。如果电阻率为 $0.57 \mu\Omega\text{m}$ ，变压器中叠片厚度为 0.002 m 且形状因子为 6，估算出涡流损耗。（你需要找到磁性材料中经典涡流损耗的表达式。）

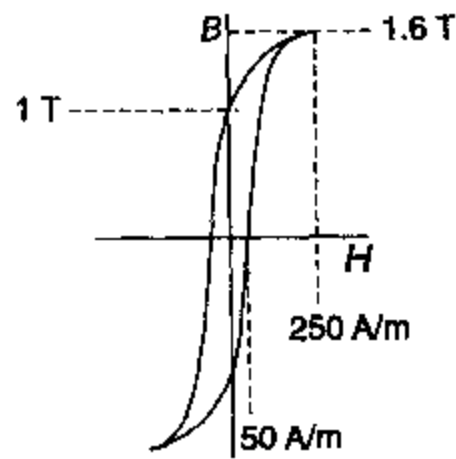


图 5.8 练习 5.6 示意图

第二篇 材料磁性

——微观尺度上的磁现象

第六章 磁畴

我们现在考虑铁磁体内磁矩的组织结构。这里有两个问题：磁矩是固有的还是磁场感生的？它们是随机取向的还是有序的？可以证明，磁矩是固有的而且在包含大量原子的空间体积内是平行排列的，但是在大多数情况下，这些“磁畴”仍然在宏观尺度范围内。

6.1 磁畴理论的发展

需要什么样的微观理论来分析所观察到的铁磁体的宏观特性？

在宏观尺度上，块体磁化强度 M 显然是磁场感生的。在微观尺度上，我们要探索铁磁体内磁化强度如何变化。例如在退磁状态下，各处磁化强度都是零？还是局部磁矩值很大但在宏观尺度上迭加为零？如果存在很大的局域磁矩，我们就需要研究它们如何排列以及受到磁场作用时如何变化。

6.1.1 原子磁矩

铁磁体的原子磁矩是固有的还是磁场感生的？

既然原子是组成固体的基本单元，那么就有理由假定：铁磁性固体被磁化时，每个原子都有一个净余磁矩。例如，在第四章里我们已计算过饱和磁化的铁中每个原子的净余磁矩。铁磁体中的原子磁矩有两个可能的来源。也许固体材料中已经存在一些小的原子磁矩，它们在退磁状态下是随机取向的（至少在整个固体材料范围内的矢量和为零），但在磁场的作用下会变得有序（或平行）。这个设想是 Weber^[1] 首先提出来的。另外一种可能是，退磁状态下或许根本就没有原子磁矩，但在磁场的作用下可以感生出来，这是 Poisson^[2] 提出的设想。

饱和磁化强度和剩磁的存在支持了前一种设想，而且事实上人们毫无疑问地确信：铁磁体中原子尺度上存在固有磁矩，而且与磁场的存在与否无关。Ampère^[3] 首先提出了原子磁矩的起源理论，他以不同寻常的洞察力指出，原子磁矩是由“原子内部持续循环的电流”产生的。这是在 J. J. Thomson 发现电子之前约 75 年，而且那时人们还不知道原子内是否存在电荷分离。

我们应该注意到，顺磁体和铁磁体都具有固有的原子磁矩。既然我们知道在宏观尺度上铁磁体的磁导率要高得多，接下来就有必要在微观尺度上将它们区分开来。

6.1.2 铁磁体的磁有序

施加磁场之前铁磁体就已经处于有序状态？还是由磁场感生出有序状态？

Ewing^[4] 继承了 Weber 的早期设想，将磁化的和退磁的铁磁体之间的差别理解为——由于原子磁矩（或他们当时所称的“分子磁体”）在退磁的铁中是随机取向的，而在磁化的材料中是平行排列的。Ewing 尤其对 Weber 设想的用这种原子偶极矩之间的相互作用来解释磁

滞的观点很感兴趣。正如我们将要看到的那样,这样做不可避免地要遭到失败,因为他没有认识到,退磁状态的铁实际上已经处于大量原子磁矩在局部范围内平行排列的有序状态。

6.1.3 铁磁体的磁导率

怎样才能最好地解释铁磁体的性能,是假设磁场将已经存在的有序空间磁矩重新排列,还是假设磁场将无序(随机取向)的原子磁矩平行排列?

磁学领域需要注意的问题之一是铁磁体的磁导率和磁化率非常大。初始状态下,铁磁体的块体磁化强度为零,但是在加上磁场后铁磁体成为“磁极化”的,也就是说它们得到一个磁化强度。然而,铁磁体的磁化强度通常要比产生它的磁场强度大几个数量级。

这里有两个可能的解释:一个是原子磁矩在原子间距尺度上是随机取向的,磁场逐渐使它们平行排列起来,就象顺磁体情形那样。另一个解释是磁矩可以在原子间距尺度上平行排列,但在更大的尺度范围内,完全平行排列区域的磁化强度在一个磁畴和另一个磁畴之间可以随机取向。

如果在固体中存在长程磁有序,但包含大量磁矩的空间体积(称为磁畴)在退磁状态下是随机取向的,这样就可以解释铁磁体的特性。于是磁化过程不过就是重新排列这些空间体积、使其磁化强度平行取向的过程。从而就可将同样具备固有原子磁矩的顺磁体与铁磁体区分开来,因为顺磁体不呈现长程有序,比如在铁磁畴中所发现的那样。实际上,没有磁场时由于热运动能或玻尔兹曼能的影响,顺磁体中的原子磁矩是混乱取向的。

6.1.4 外斯(Weiss)磁畴理论

如果原子磁矩是有序排列的,那么我们怎样解释退磁状态呢?

Ewing的工作发表几年之后,Weiss的两篇论文^[5,6]在理解铁磁性方面取得了最重要的进步。在这两篇论文中,Weiss以Ampère、Weber和Ewing的早期工作为基础,提出铁磁体中存在磁畴,磁畴内的原子磁矩是平行排列的,其在面体中的空间范围比以前所猜想的要大得多。在这些磁畴内大量原子磁矩(通常为 $10^{12} \sim 10^{18}$ 个)平行取向,因此磁畴内部的磁化强度基本上是饱和的。尽管沿某些结晶学方向磁矩优先取向,但是在没有磁场时磁矩将沿着这些等价的“易磁化轴”之一取向,而对各个磁畴而言其平行取向的方向或多或少是以随机的方式改变的。

此设想的直接结论是:(a)原子磁矩是永久存在的(Weber的假说), (b)即使在退磁状态下磁矩也是有序(平行)排列的, (c)退磁状态下只有磁畴是随机取向的, (d)磁化过程由磁畴的再取向构成,于是要么有更多的磁畴平行于磁场取向,要么平行磁场取向的磁畴体积大于反平行磁场的磁畴体积。

6.1.5 外斯平均场理论

原子磁矩平行取向的内在原因是什么?

如果原子磁矩在铁磁体的磁畴内部是平行取向的,就有必要解释此有序化的起因,而且有可能的话还要解释为什么铁磁体加热时最终会在居里温度上转变成顺磁体。

为了解释这些实验结果,Weiss进一步发展了Boltzmann和Langevin提出的、应用于磁性材料的统计热力学思想。在此之前的几年里,Langevin^[7]就已经在经典玻尔兹曼统计的基础上提出了顺磁性的理论。Weiss采用了顺磁性的郎之万模型并添加了一个附加项,即所谓

的外斯平均场,它其实是一个使近邻原子磁矩平行取向的原子间互作用,因为平行取向时能量较低。

在原始的外斯理论中,平均场(或“分子场”)是正比于块体磁化强度 M 的,于是

$$H_e = \alpha M, \quad (6.1)$$

其中 α 是平均场系数。可以证明上式等效于假定每个原子与固体中所有其它原子有相同的互作用。人们发现在顺磁相中这是一个可行的假设,因为由于磁矩方向的均匀分布,考虑到材料中包围某个原子磁矩的微观体积而得到的磁化强度局域值就等于块体磁化强度。

然而,铁磁相中由于磁畴间磁化强度方向的变化,在大于磁畴尺寸的范围内,磁化强度是局部非均匀的。因此后来的作者都倾向于在一个磁畴内部运用外斯平均场的概念,认为原子磁矩间的互作用随距离衰减,从而这样的互作用不大可能延续到磁畴之外。人们通常认为,外斯场是某个给定磁畴内真实情况的一个不错的近似,因为在磁畴内磁化强度是均匀的并且已知其假为 M_s 。于是导致磁畴内磁矩有序化的互作用场可以表示为

$$H_e = \alpha M_s, \quad (6.2)$$

其中 M_s 是磁畴内的自发磁化强度,已在 2.3.2 节中讨论过;它等于 0 K 下的饱和磁化强度,但随温度升高而减小,并在居里点变为零。

后续模型,比如用于铁磁体的 Ising 模型^[8],建立在仅有最近邻互作用场的基础之上。这样就导致磁畴内磁矩的有序化,如图 6.1 所示。当 $\alpha > 0$ 时是平行有序,产生铁磁性。当 $\alpha < 0$ 时是反平行有序,产生简单反铁磁性。此时我们应该注意到,随互作用参数 α 的性质不同,有可能存在许多种不同类型的磁有序。图 6.2 给出了其中的一些磁有序形式。

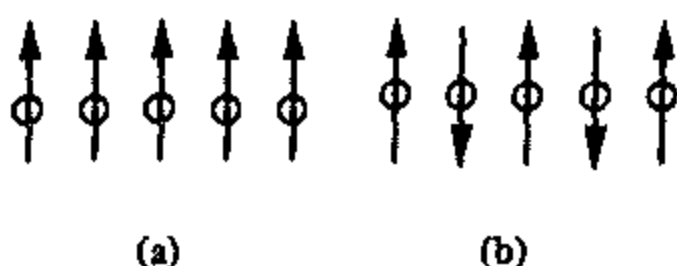


图 6.1 原子磁矩直链的有序排列, $\alpha > 0$ 时产生铁磁性,如(a)所示, $\alpha < 0$ 产生简单反铁磁性,如(b)所示。

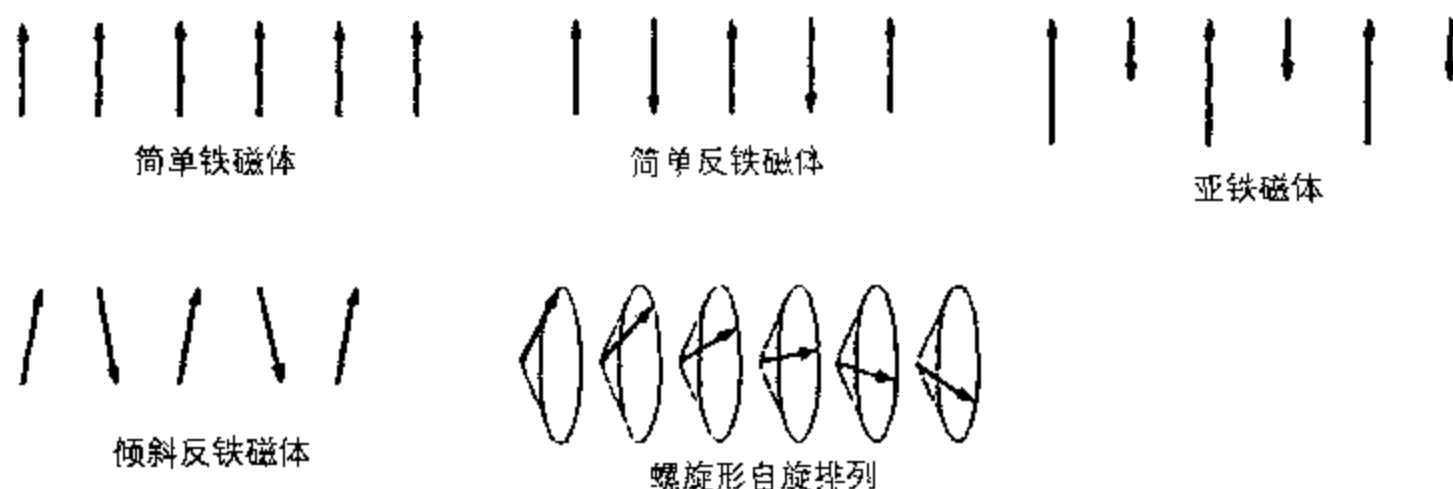


图 6.2 以局域磁矩直链为例说明的不同类型的磁有序。这些磁有序种类包括铁磁性、简单反铁磁性、亚铁磁性和螺旋反铁磁性。

在第九章里我们会详细讨论郎之万理论和外斯理论, 给出方程的推导并证明居里温度是如何取决于平均场的。我们也推迟给出对外斯平均场的解释, 只是要附带提醒读者: 它不能用经典的方法加以解释, 是完全建立在量子力学思想的基础之上的。在量子力学中称其为交换作用, 我们有时也会这样提到它。

例如, 我们可以计算外斯平均场的等效磁场强度。假设磁畴内任意一个磁矩 m_i 由于与另一个磁矩 m_j 的相互作用而感受到的磁场为 $H_e = \alpha_{ij} m_j$ 。(a) 求出该磁矩与所有其它磁矩相互作用而感受到的磁场。(b) 求出该磁矩的相互作用能量。(c) 如果磁畴内每个磁矩与所有其它磁矩的相互作用都是等同的, 证明该相互作用等效于一个平均场。(d) 如果铁中平均场参数在 SI 单位制中为 $\alpha = 400$ (在 CGS 单位制中 $\alpha = 400 \times 4\pi$), 计算其磁场强度。

如果与一个磁矩的相互作用为

$$H_e = \alpha_{ij} m_j \quad (6.3)$$

那么与所有磁矩的相互作用就简单地等于对磁畴内的磁矩求和,

$$H_e = \sum \alpha_{ij} m_j \quad (6.4)$$

磁矩的能量就是

$$\begin{aligned} E &= -\mu_0 m_i \cdot H_e \\ &= -\mu_0 m_i \cdot \sum \alpha_{ij} m_j \end{aligned} \quad (6.5)$$

如果与所有磁矩的相互作用都是等同的, 那么所有 α_{ij} 都相等。令其都等于 α 则

$$H_e = \alpha \sum m_j \quad (6.6)$$

磁畴内单位体积中所有磁矩的矢量和就是自发磁化强度 M_s ,

$$H_e = \alpha M_s \quad (6.7)$$

这就等效于一个平均场。

我们知道 $M_0 = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, 就铁的居里温度而言, 室温下可以认为其自发磁化强度 M_s 几乎就等于饱和磁化强度 M_0 。如果铁中 $\alpha = 400$, 由此可得出平均场为

$$\begin{aligned} H_e &= \alpha M_s \\ &= (400)(1.7 \times 10^6) \text{ A m}^{-1} \\ &= 6.8 \times 10^8 \text{ A m}^{-1} \end{aligned} \quad (6.8)$$

它等效于 855 T 的磁感应强度。

尤其要注意的是该磁场的大小。我们还记得一个标准实验电磁铁通常可产生 2T 的磁感应强度。以固体中磁矩之间的简单经典偶极相互作用为基础的预期磁场大小在 $8 \times 10^4 \text{ A m}^{-1}$ 量级或等效于 0.1 T。因此该交换磁场比经典模型预期的磁场要大几个数量级。

6.1.6 不同磁矩排列的能量状态

如果一个直链中的磁棒倾向于反平行取向, 为什么原子磁矩要平行取向?

考虑图 6.3 中的两种磁矩排列。很容易证明, $\alpha > 0$ 时, 与有一个磁矩反平行取向的排列方式相比, 所有磁矩平行取向的排列方式是能量较低的状态。

如果我们考虑图 6.3 所示六磁矩体系的交换能, 任意磁矩 m_i 的能量显然就是

$$E_i = -\mu_0 m_i \cdot \sum \alpha_{ij} m_j \quad (6.9)$$

采用平均场近似

$$E_i = -\mu_0 \alpha m_i \cdot \sum m_j \quad (6.10)$$

因此总能量为

$$E = -\mu_0 \alpha \sum m_i \cdot \sum m_j \quad (6.11)$$

所有磁矩平行时

$$\begin{aligned} E &= -\mu_0 \alpha (6m)(5m) \\ &= -30m^2 \mu_0 \alpha \end{aligned} \quad (6.12)$$

有一个磁矩反平行时

$$\begin{aligned} E &= -\mu_0 \alpha (5m3m - m5m) \\ &= -10m^2 \mu_0 \alpha \end{aligned} \quad (6.13)$$

因此, 正交换相互作用的结果是, 磁畴内所有磁矩平行取向时能量较低, 于是磁矩趋于平行排列。



图 6.3 磁矩直线排列的两种可能组态。当 $\alpha > 0$ 时平行取向是基态。

6.1.7 磁畴的早期观测证据

如果这些磁畴确实存在, 我们怎样才能看到它们?

Weiss 的研究成果发表之后的几年里, 人们采用了两种重要的实验观测技术来证实 Weiss 理论的内在正确性。在此之后出现了数不清的铁磁畴观察技术, 既有直接的, 也有间接的。第一个证明方法是利用巴克好森效应所做的磁畴间接探测^[9], 在该方法中磁畴的再取向引起了铁磁体内磁感应强度的不连续变化, 适当放大绕在样品上的探测线圈中的信号就可以检测出该磁感应变化。如果测量得足够准确, 我们还可以看到, 巴克好森效应会引起其它块体特性的不连续性。例如, 最近就报道了磁阻的不连续性^[10], 当然, 就如 5.2.3 节中讨论过的, 巴克好森效应还可以产生声发射。

第二个证明手段是 Bitter 在文献[11]中所做的铁磁材料表面磁畴图形的直接观察。他采用了悬浮在载液中的非常细微的磁性微粉, 将其涂敷于材料表面。在显微镜下观察时即可通过磁粉的聚集看到粉纹图形。磁粉通常聚集在磁场梯度最大的地方。而这种情况往往出现在

畴壁与表面相交之处。这样做的设计思想很可能来自于 Hoke 和 DeForest 在此之前几年就已开发出的磁性颗粒探测技术^[12]。

在那以后,人们采用了将铁磁颗粒悬浮于载液中制成的胶体溶液(“铁磁流体”)。铁磁颗粒通常都是 Fe_3O_4 且市售铁磁流体一般都需要稀释才能更好地观察磁畴。为了产生最有利于磁畴观察的表面形态,材料表面需电解抛光以消除应力,否则应力会使磁畴尺寸减小。图 6.4 来自于 Williams、Bozorth 和 Shockley 的研究成果^[13],它给出了将磁性胶体比如铁磁流体涂敷在铁的表面得到的毕特粉纹图。

尽管粉纹图法是一项成熟的技术,而且现在也没有多少新发展见诸报道,但最近此方法却演变出了一个新变种^[14]。在该项技术中,传统的毕特粉纹图是在偏振光下观察的,以研究磁性材料表面杂散磁场感生的双折射。报道了对石榴石的研究结果。

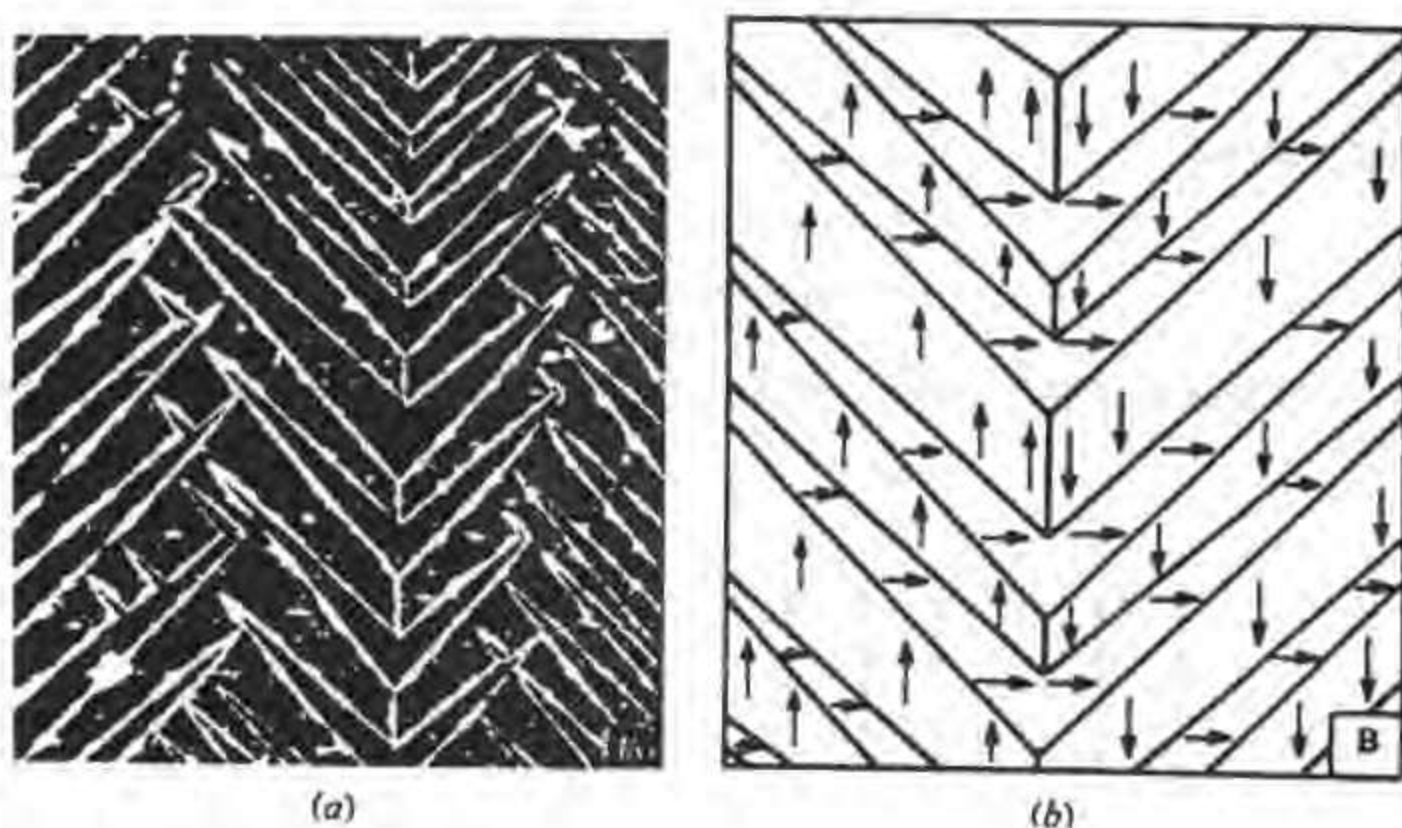


图 6.4 (a) 用粉纹图法观察到的铁表面的磁畴(放大 120 倍),引自 Williams、Bozorth 和 Shockley^[13] 的结果。(b) 对(a)中磁畴图形的解释,标出了磁畴内自发磁化强度的方向。

6.1.8 磁畴观测技术

还有什么其它方法可用来观察磁畴?

另外还有几种技术常常用于磁畴观测,其中两种是与光学有关的方法,即法拉第(Faraday)效应和克尔(Kerr)效应,在这两个效应中磁场的作用使得线偏振光束的偏振轴产生了旋转。

从磁性材料表面反射的偏振光束,其偏振方向的旋转称为克尔效应^[15]。偏振轴旋转的角度取决于材料表面磁化强度 M 的大小和方向。而表面磁化强度是由表面的磁畴形态决定的,因此可以形成一幅表面磁畴结构的图像。用克尔效应观察磁畴的难点之一是旋转角一般非常小,所以不同磁畴之间的对比度很小。

根据磁化强度相对于光束入射平面和样品表面的不同取向,可以观察到三种类型的克尔效应。它们分别称为极向克尔效应,纵向克尔效应和横向克尔效应^[16],如图 6.5 所示。在极向克尔效应中,即图 6.5(a),磁畴磁化强度 M 有一个垂直于样品表面的分量。在这种情况下旋转角最大,可达到 20 弧分。但是退磁能强烈要求磁化强度平行于表面,因此除非有

足够的各向异性来维持垂直于表面的 M 分量, 否则不能采用这一方法。在纵向克尔效应中, 即图 6.5(b), 磁畴磁化强度位于入射面内, 且同时处在表平面内。在这种情况下偏振方向的旋转要小得多, 通常只到 4 弧分。纵向克尔效应在 60° 入射角下得到其最大旋转。在横向克尔效应中, 即图 6.5(c), M 平行于表面但垂直于入射面。就象 Ingersoll^[17] 最初描述的那样, 这样使偏振方向产生有效的旋转。其大小与纵向克尔效应中观察到的旋转相比较不相上下。

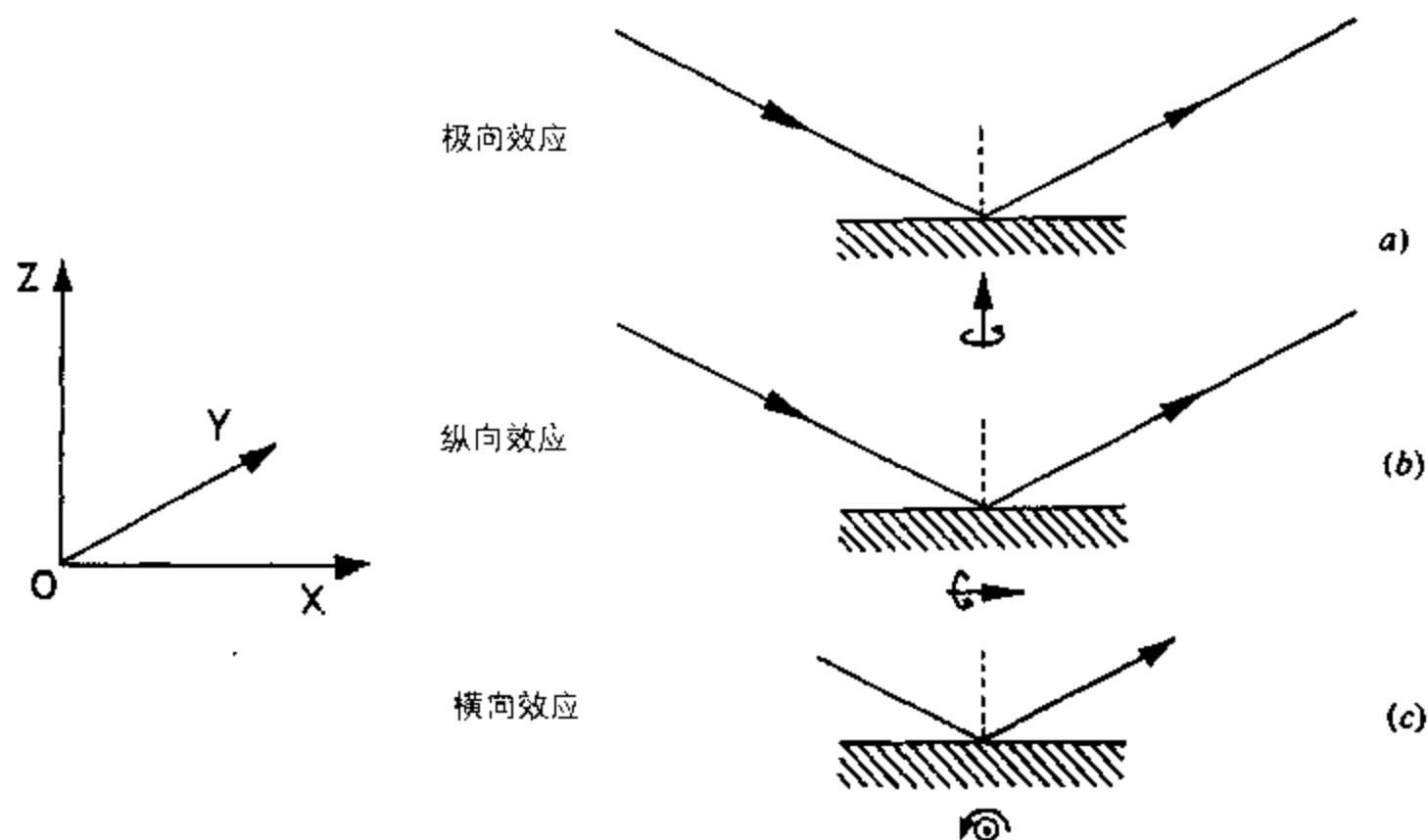


图 6.5 通过极向、纵向和横向克尔效应观察表面磁畴结构的配置, 给出了磁化强度 M 相对于入射的线偏振光束的取向。入射面是 $X-Z$ 平面而表面是 $X-Y$ 平面。

Hubert 及其合作者^[18]开发了一种基于克尔效应的新技术, 该技术采用了将纵向克尔效应和横向克尔效应的测量结合起来的数字图像处理办法。使我们能够定量测定软磁材料磁畴图形中的磁化强度及其方向。

法拉第效应^[19]在磁畴观测方面不如克尔效应有用, 它与克尔效应相似, 不同之处是偏振轴的旋转是在偏振光束穿透铁磁固体时产生的。因此它只能用于观察铁磁材料的透明薄样品, 从而局限于铁磁氧化物薄片或金属薄膜。在这两种情况下, 用二级偏振滤光镜分析透射光束, 则偏振图像的明暗区域就揭示了不同磁畴的位置。

Hartmann^[20]报道了将磁光法拉第效应和克尔效应与毕特粉纹图技术结合起来的方法。此方法给出了表面磁畴图形的高对比度图像, 对透明和不透明的磁性材料都能用。它称为干涉对比度胶体技术。

最近在用于磁畴观察的普通磁光方法领域的进展是 Argyle 和 Herman^[21]的激光磁光显微术 (LAMOM)。这是克尔效应的尖端技术应用, 已用于磁记录装置读写磁头中的磁畴研究^[22]。

另一个观测磁畴的技术是透射电子显微镜 (TEM)^[23], 也称为洛伦兹显微镜, 所用的样品通常是薄膜。透射电子受到材料中局域磁场梯度的作用而发生偏转, 此现象可用于产生磁畴结构的图形^[24, 25]。铁磁材料比如铁中电子的偏转角一般为 0.01° 。为了获得图像, 不

能用普通的明场成像条件。而是必须使图像欠焦或过焦,这是由于焦距改变时不同方向磁畴的图像有不同的变化趋势。于是畴壁显示为暗线或亮线。在这样条件下得到的 TEM 图像只显示畴壁。

电子穿过材料时受到的作用力为

$$F = -\mu_0 e v \times M, \quad (6.14)$$

其中 M 是局域磁化强度而 v 是速度。对 100 keV 的电子而言,能够有效观察的铁磁材料的最大厚度约为 200 nm。此方法具有 5 nm 的空间分辨率;但是有一个问题,电子束是采用强磁场来聚焦的,因此如果没有某种磁屏蔽措施就不能把样品放在显微镜中的常规位置上,否则磁畴结构将会受到干扰。一种选择是将样品从位于物镜内部的正常位置上移开。

扫描电子显微镜 (SEM) 也可用于磁畴成像^[26]。它相对于 TEM 的额外优点是它用来观测厚样品的磁畴。在 SEM 中采用了两种技术:一种技术依赖于电子束进入材料之后的偏转,因此在一个给定角度的背散射电子数目取决于磁畴内磁化强度的方向^[27];第二种技术则依赖于样品表面附近杂散磁场引起的二次电子偏转^[28]。

另一个磁畴成像技术是 X 射线表面形貌测量^[29]。众所周知 X 射线受固体的衍射依赖于晶格间距。在铁磁体中,由于自发磁致伸缩的存在,晶格参数要取决于磁畴内磁化强度的方向。这意味着磁矩相对取向夹角不是 180° 的磁畴可以在 X 射线布拉格衍射的基础上分辨开来。此方法可以用在厚样品上,但 X 射线的衍射受到位错和晶粒边界的影响,因此它最适合用于基本没有位错或其它缺陷的相当纯的单晶材料。

近几年报道的另一种方法是中子衍射表面形貌测量^[30]。中子有磁矩但不带电,因此会受到磁场或磁畴内磁化强度的作用。在此方法中用一束极化中子穿透样品并测量极化旋转角度。其结果可用于重现材料中的磁畴图形。

磁畴也可用称为磁力显微镜^[31, 32]的方法来成像。此技术是原子力显微镜的一个衍生物,它用一个很小(半径约 10~100 nm)的磁化探针尖端在材料表面进行扫描。这样能测量出吸引或排斥的磁力,运用库仑定律的磁对应就可以推导表面的磁化强度。尖锐的探针头产生很高的磁场梯度,对软磁材料测量而言球形探针头效果更好。然后利用磁化强度随位置的变化可以产生分辨率高达 50 nm 的表面磁化的分布图。此方法现在已得到广泛应用。

用磁力显微镜在磁性非常软的磁性材料表面扫描磁化图象时会有点问题,这是因为探针尖端的磁化强度会扰乱材料表面的磁化强度。Matteucci、Muccini 和 Hartmann^[33]对这一影响进行了研究。Gomez 等人^[34]全面细致地纵览了最近的发展。

6.2 能量依据和磁畴图形

6.2.1 磁畴的存在是能量最小化的结果

磁畴究竟为什么存在?在整个固体内磁矩肯定是完全整齐排列的吗?

既然 Weiss 已经表明铁磁体内的原子磁矩之间存在一个使磁矩整齐排列的互作用场,那么我们仍然要问:为什么铁磁体没有自然地磁化?或者你愿意换一种问法:为什么磁畴本身不在整个固体体积中整齐排列?

显然, 在假设存在磁畴的时候, Weiss 就已经在寻求从经验上解释为什么平均场没有导致材料的自然磁化。这个问题留给了 Landau 和 Lifschitz^[35], 他们在 1935 年证明磁畴的存在是能量最小化的结果。单畴样品具有很大的静磁能, 但磁化分裂成一些局部区域(磁畴)使磁通量在样品端点处闭合, 从而降低了静磁能。倘若静磁能的降低大于形成磁畴壁所需能量, 就会出现多畴样品。

6.2.2 单畴样品的静磁能

单畴粒子的自能是多少?

磁化强度为 M 的偶极子位于磁场 H 中, 就如前面 1.2.4 节中给出的那样, 单位体积的能量为

$$E = -\mu_0 \int H \cdot dM, \quad (6.15)$$

当它仅仅受其自身退磁场 H_d 的作用时(当然, 不管怎释退磁场总归是 M 产生的), 我们可以在积分中取 $H_d = -N_d M$, 其中 N_d 是退磁因子, 于是能量变为

$$E = -\mu_0 N_d \int M \cdot dM \quad (6.16)$$

$$E = \frac{\mu_0}{2} N_d M^2. \quad (6.17)$$

多畴样品能量的计算更为复杂, 我们以后再考虑, 但是我们马上就能注意到, 如果 M 可以因磁畴的出现而减小, 则静磁自能也会减小。磁畴的大小取决于我们还没有考虑到的另一个因素: 畴壁能。

6.2.3 磁畴图形和结构

当磁场减小时单畴样品中怎样出现磁畴?

通过毕特粉纹图技术或其它方法比如磁光克尔效应和法拉第效应, 人们直接观察了许多磁畴图形。图 6.6 给出一个最初处于饱和状态的样品在退磁过程中出现磁畴的示意图。最下面的图形显示了单晶铁端点处的封闭畴。由于封闭畴给固体中的磁通量提供了返回通路, 因此在退磁过程中它们出现得相当早。它们是由包括材料边界在内的缺陷成核长大而成的。在高场下通常也是最后消失的。

6.2.4 用磁畴理论分析磁化过程

当加上磁场并逐渐增强时各磁畴内会发生什么变化?

根据磁畴理论, 既然铁磁体内的磁矩即使在退磁状态下也是有序排列的, 那么退磁状态和磁化状态的差别就肯定来自于磁畴的构造。

当我们给一个退磁的铁磁材料加上磁场时, 在 BH 平面上核绘磁感应 B 的变化就给出了起始磁化曲线。低场下产生第一种磁畴变化过程, 即根据磁场能 $E = -\mu_0 M_s \cdot H$ 的最小化要求, 顺着磁场方向取向的磁畴长大, 随后是取向与磁场方向相反的磁畴尺寸缩小, 如图 6.7 所示。

在中等磁场强度下第二种机制变得显著; 这就是磁畴转动, 此时逆向磁畴中的原子磁矩克服了各向异性, 突然从其原磁化方向转到最接近磁场方向的某一个“易磁化”晶轴上。

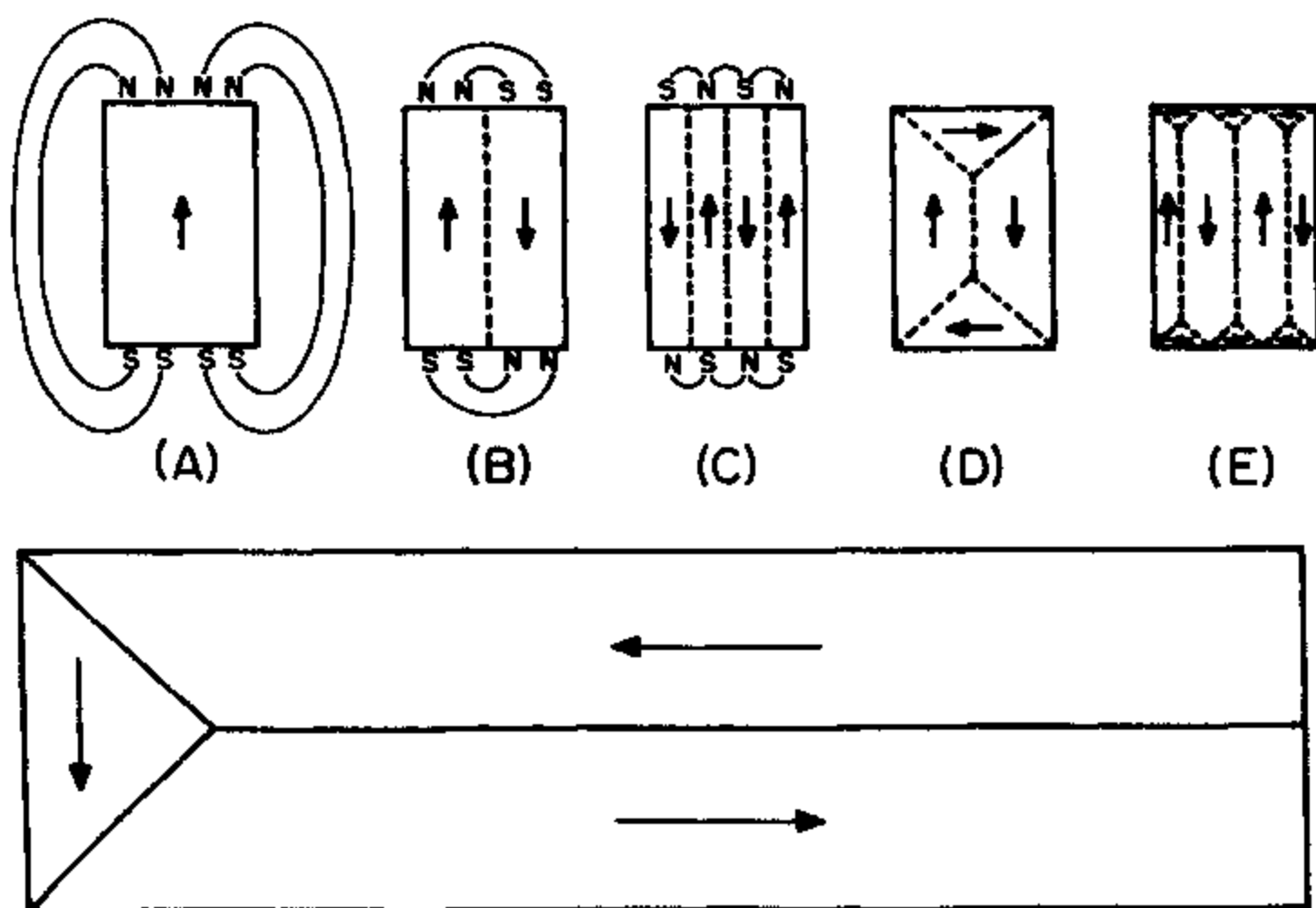


图 6.6 退磁过程中单晶铁样品磁畴图形的变化 (引自 Coleman, Scott 和 Isin 的结果)。

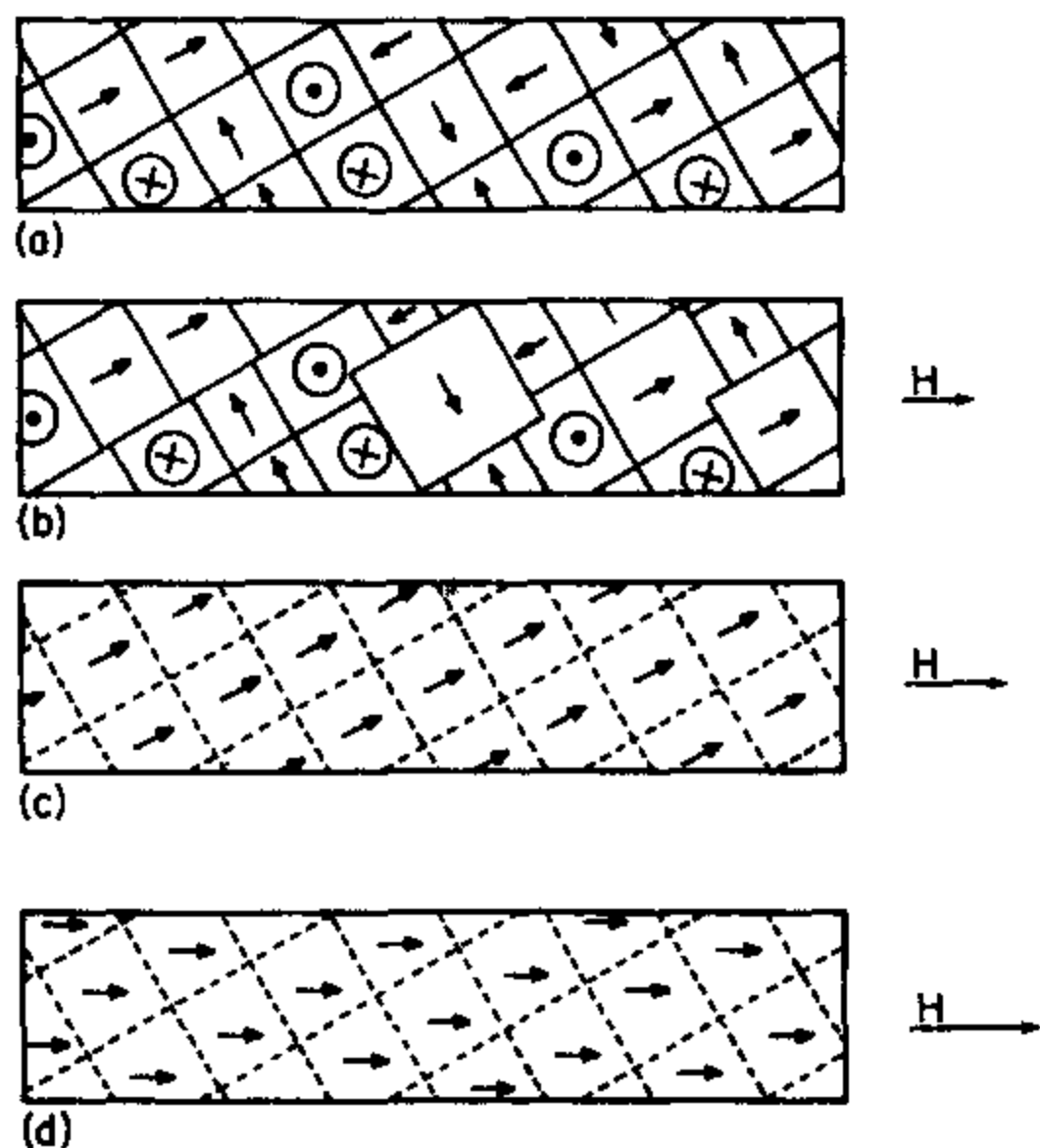


图 6.7 材料磁化到饱和时发生的磁畴变化过程：经畴壁位移从退磁状态(a)到部分磁化状态(b)；经磁畴磁化强度的不可逆转动从部分磁化到磁化曲线的拐点(c)，经可逆转动从磁化曲线拐点到技术饱和状态。

发生在高场下的最后一个磁畴变化的过程是一致转动。在此过程中,所有沿接近磁场方向的易磁化晶轴取向的磁矩在磁场强度增加的时候会逐渐转到磁场方向上。这样就产生了单畴样品。

6.2.5 技术饱和磁化

为什么磁畴内磁化强度的大小不等于饱和磁化强度?

当所有磁畴的自发磁化强度矢量都平行于磁场方向时,材料由单个磁畴构成,称为达到了技术磁化饱和状态。然而,如果磁场进一步增加,要注意到磁化强度会非常缓慢地继续增加。这是由于磁畴内自发磁化强度 M_s 的增加引起的,其起因是单个磁畴内由于热激发的影响而没有完全平行于磁场的磁矩此时完全平行排列了。

在此之前我们就已注意到自发磁化强度是随温度变化的。在 0 K 它等于饱和磁化强度,但在居里点减小到零。温度高于 0 K 时,每个磁矩都有热运动能量,使它们绕磁场方向进动,如图 6.8 所示。温度升高时进动幅度增大。正是进动使得自发磁化强度小于饱和磁化强度。最后,当磁畴内所有磁矩在非常强的磁场下完全平行排列起来时,磁化强度就达到 M_0 。

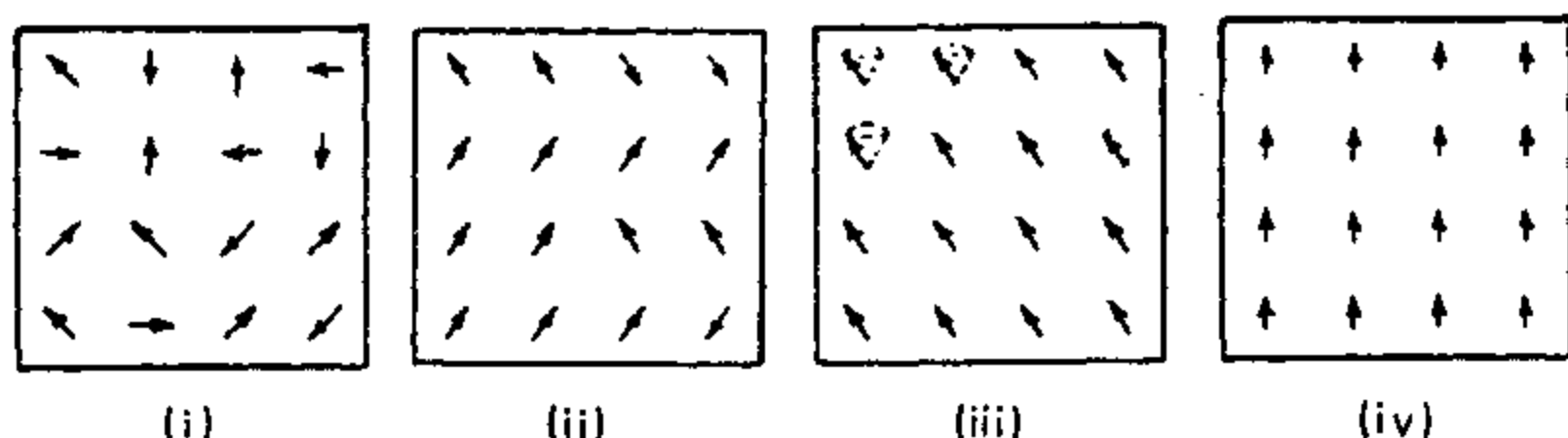


图 6.8 不同温度下磁畴内各个磁矩的排列状况: (a)居里点以上呈现随机取向; (b)低于居里点; (c)低温下位于低能激发态的磁矩绕磁场方向进动; (d) 0 K 时没有用于进动的热运动能,磁矩完全平行排列。

6.2.6 磁畴转动与各向异性

各向异性如何影响磁畴改变其磁化强度方向的能力?

虽然磁畴生长过程不怎么受各向异性影响,但是非一致(不可逆)转动和一致(可逆)转动主要取决于磁晶各向异性。磁畴的转动可以认为是各向异性能 $E_a(\theta, \phi)$ 和磁场能 E_H 互相制约的结果,它们给出总能量 E_{tot} 为

$$E_{\text{tot}} = E_a(\theta, \phi) + E_H \quad (6.18)$$

其中

$$E_H = -\mu_0 M_s \cdot H \quad (6.19)$$

M_s 是磁畴内的磁化强度,为计算方便经常用材料的饱和磁化强度 M_0 来代替。

6.2.7 六角各向异性

六角(即单轴)各向异性最简单的表达式是什么?

在这种情况下,各向异性可以用一个单常数近似表示为

$$E_a = K_{u1} \sin^2 \phi, \quad (6.20)$$

这里 ϕ 是磁化强度相对于某特定轴的夹角, 该特定轴在 $K > 0$ 时是易轴, 而 $K < 0$ 时是难轴。对属于六角晶体的单晶钴而言, $K_{u1} = 4.1 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ 。

我们可以计算, 其磁化强度靠近六角晶轴的钴晶体的各向异性场。利用 $M_s = M_0 = 1.42 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 和 $K_{u1} = 4.1 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ 。假设对小角度可以取 $E_a = K_{u1} \phi^2$ 以及 $E_H = \text{常数} + (1/2) \mu_0 H \phi^2$ 。

对单轴材料, 比如钴, 给出其各向异性能为

$$E_a = K_{u1} \sin^2 \phi \quad (6.21)$$

对小角度 ϕ 我们可以取 $\sin^2 \phi \approx \phi^2$,

$$E_a = K_{u1} \phi^2. \quad (6.22)$$

如果磁场加在该单轴方向, 那么磁场能就是

$$E_H = -\mu_0 M_s H \cos \phi \quad (6.23)$$

对小角度 ϕ , $\cos \phi = 1 - \phi^2/2$

$$E_H = -\mu_0 M_s H (1 - \phi^2/2). \quad (6.24)$$

去掉对平衡条件没有意义的常数项,

$$E_H = \frac{\mu_0 M_s H \phi^2}{2}. \quad (6.25)$$

令上述两项能量相等就给出与各向异性等效的沿该单轴的磁场

$$K_{u1} = \frac{\mu_0 M_s H}{2} \quad (6.26)$$

于是

$$H = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_s} \quad (6.27)$$

代入钴的数据

$$\begin{aligned} H &= \frac{(8.2 \times 10^5)}{(4\pi \times 10^{-7})(1.42 \times 10^6)} \\ &= 4.6 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}. \end{aligned} \quad (6.28)$$

表 6.1 各种铁磁材料的各向异性常数

材料		K_1	K_{u1}	K_2	K_{u2}
		(10^5 J m^{-3})			
铁	立方	0.480	-	0.050	-
镍	立方	-0.045	-	0.023	-
钴	六角	-	4.1	-	1.0
SmCo ₅	六角	-	110	-	-
NdFeB	四方	-	94	-	-
钕铁氧体	六角	-	3.2	-	-

6.2.8 立方各向异性

立方各向异性最简单的表达式是什么？

在立方各向异性的情况下，也可用单常数各向异性方程作为一级近似

$$E_a = K_1 (\cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2 \cos^2 \theta_3 + \cos^2 \theta_3 \cos^2 \theta_1), \quad (6.29)$$

这里 θ_1 、 θ_2 、 θ_3 是磁化强度相对于三个晶轴的夹角。

因此，举例来说，如果我们仅仅考虑 (001) 面内的各向异性，就有 $\theta_2 = \pi/2$ ，于是 $\cos \theta_2 = 0$

$$E_{(001)} = K_1 (\cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2). \quad (6.30)$$

一旦我们设定只考虑该面内的磁矩，则 $\theta_1 = 90^\circ - \theta_2$

$$E_{(001)} = (K_1 / 4) \sin^2 2\theta, \quad (6.31)$$

此时 $\theta = 0$ 是 $K_1 > 0$ 情况下 (001) 面内易磁化轴的方向，即 $\langle 100 \rangle$ 方向，比如铁的情形就是如此，其 $K_1 = 4.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-3}$ 。当 $K_1 < 0$ 时易磁化轴为 $\langle 111 \rangle$ ，比如镍的 $K_1 = -4.5 \times 10^3 \text{ J m}^{-3}$ 。

6.2.9 孤立单畴中的磁畴磁化反转

当受到磁场作用时，一个单畴内的磁化强度如何改变方向？

考虑磁畴磁化强度的变化时，所能描述的最简单情形就是一个孤立的单畴粒子。在这种情况下，若要确定磁化强度如何随磁场强度而变化，只需考虑各向异性能和磁矩相对外加磁场处于不同方向时的能量。这种特殊情况初看之下是高度理想化的，但事实上它在微粉磁记录介质上有实际的应用，微粉磁记录介质通常由分散在粘合剂或衬底中的细长孤立单畴粒子组成。因此，比方说，如果考虑一个具有单轴各向异性的孤立粒子，并在与磁化强度反平行的方向上施加磁场，就可以用本章讨论过的原理计算出磁化强度的平衡取向随外加磁场强度的变化。

对单轴各向异性而言，如 6.2.7 节所述， $E_a = K_u \sin^2 \phi$ ，且如果磁场沿着 $\phi = 180^\circ$ 的方向，我们得到 $E_H = -\mu_0 M_s H \cos(180 - \phi)$ 其中 ϕ 是磁矩相对于其最初的零场方向的夹角。

那么总能量就简单地等于这两项能量的和,

$$E_{\text{tot}} = K_{\text{ul}} \sin^2 \phi + \mu_0 M_s H \cos \phi \quad (6.32)$$

当 $dE_{\text{tot}}/d\phi = 0$ 且 $d^2E_{\text{tot}}/d\phi^2 < 0$ 时就找到了磁矩的平衡位置。

$$\frac{dE_{\text{tot}}}{d\phi} = (2K_{\text{ul}} \cos \phi - \mu_0 M_s H) \sin \phi \quad (6.33)$$

这里 $\phi = 0$ 显然不是一个稳定的平衡态, 而 $\phi = 180^\circ$ 是沿磁场方向取向的无足轻重的情形。

一旦 $H > 2K_{\text{ul}}/\mu_0 M_s$, 磁化强度就不连续地沿易轴的“反平行”方向转到磁场方向。

单畴磁化反转的概念是磁化机理的一些最简单描述的基础, 比如 Stoner-Wohlfarth 模型, 在第十三章中有更详细的描述。

参考文献:

1. Weber, W. (1852) *Pogg. Ann.*, **LXXXVII**, 167.
2. Poisson, S. D. (1893) *Magnetic Induction in Iron and Other Methods* (J. A. Ewing 主编), Electrician Publishing Company, London, p.282.
3. Ampère, A. M. (1827) *Theorie Mathematique des Phenomenes Electrodynamiques Uniquement Diduite de l'Experience*, Reprinted by Blanchard, Paris (1958)。
4. Ewing, J. A. (1893) *Magnetic Induction in Iron and Other Metals*, The Electrician Publishing Company, London.
5. Weiss, P. (1906) *Compt. Rend.*, **143**, 1136.
6. Weiss, P. (1907) *J. Phys.*, **6**, 661.
7. Langevin, P. (1905) *Ann. Chem. et Phys.*, **5**, 70.
8. Ising, E. (1925) *Z. Phys.*, **31**, 253.
9. Barkhausen, H. (1919) *Physik Z.*, **29**, 401.
10. Tsang, C. and Decker, S. K. (1981) *J. Appl. Phys.*, **52**, 2465.
11. Bitter, F. (1931) *Phys. Rev.*, **38**, 1903.
12. Betz, C. E. (1967) *Principles of Magnetic Particle Testing*, Magnaflux Corporation, Chicago, p.48.
13. Williams, H. J., Bozorth, R. M. and Shockley, W. (1949) *Phys. Rev.*, **75**, 155.
14. Jones, G. A. and Puchalska, I. (1979) *Phys. Stat. Sol.*, **A51**, 549.
15. Kerr, J. (1876) *Rep. Brit. Assoc.*, **5**.
16. Carey, R. and Isaac, E. D. (1966) *Magnetic Domains and Techniques for their Observation*, Academic Press, Ch.5, London.
17. Ingersoll, L. P. (1912) *Phys. Rev.*, **35**, 315.
18. Rave, W., Schafer, R. and Hubert, A. (1987) *J. Mag. Mag. Mater.*, **65**, 7.
19. Faraday, M. (1846) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **136**, 1.
20. Hartmann, U. (1987) *Appl. Phys. Letts.*, **51**, 374.

21. Argyle, B. and Herman, D. (1986) *IEEE Trans. Mag.*, **MAG-22**, 772.
22. Herman, D. and Argyle, B. (1987) *J. Appl. Phys.*, **61**, 4200.
23. Hale, M. E., Fuller, H. W. and Rubinstein, H. (1959) *J. Appl. Phys.*, **30**, 789, 以及 (1960) *J. Appl. Phys.*, **31**, 238.
24. Hwang, C., Laughlin, D. E., Mitchell, P. V., Layadi, A., Mountfield, K., Snyder, J. E. and Artman, J. O. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **54-7**, 1676.
25. Lodder, J. C. (1983) *Thin Solid Films*, **101**, 61.
26. Mayer, L. (1957) *J. Appl. Phys.*, **28**, 975.
27. Koike, K., Matsuyama, H., Todokoro, H. and Hayakawa, K. (1985) *Jap. J. Appl. Phys.*, **24**, 1078.
28. Unguris, J., Hembree, G., Celotta, R. J. and Pierce, D. T. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **54-7**, 1629.
29. Polcarova, M. and Lang, A. R. (1962) *Appl. Phys. Letts.*, **1**, 13.
30. Baruchel, J., Palmer, S. B. and Schlenker, M. (1981) *J. de Phys.*, **42**, 1279.
31. Saenz, J. J. and Garcia, N. (1987) *J. Appl. Phys.*, **63**, 4293.
32. Wickramasinghe, H. K. and Martin, Y. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 2948.
33. Matteucci, G., Muccini, M. and Hartman, U. (1994) *JMMM*, **133**, 422.
34. Gomez, R., Adly, A. A., Mayergoyz, I. D. and Burke, E. R. (1993) *IEEE Trans. Mag.*, **29**, 2494.
35. Landau, I. D. and Lifschitz, E. M. (1935) *Physik Z. Sowjetunion*, **8**, 153.

进一步阅读:

- Argyle, B. and Herman, D. (1986) *IEEE Trans. Mag.*, **MAG-22**, 772.
- Carey, R. and Isaac, E. D. (1966) *Magnetic Domains and Techniques for their Observation*, Academic Press, London.
- Craik, D. J. and Tebble, R. S. (1965) *Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains*, North Holland, Amsterdam.
- Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Arnold, London, Ch.6.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch.7.
- Kittel, C. and Galt, J. K. (1956) Ferromagnetic domains, *Solid State Physics*, **3**, 437.
- Jakubovics, J. P. (1994) *Magnetism and Magnetic Materials*, Institute of Metals, London.

练习:

练习 6.1 磁畴。写一篇短文评述磁畴。讨论为什么在磁性材料比如铁磁体中会出现磁有序、以及为什么磁性材料没有在其整个空间体积内自发地被磁化的原因。有什么证据可以说明局域在一种磁性材料比如铁的原子晶位上的磁矩之间存在内在的耦合作用？我们有什么证据可以证明磁畴的存在而且现在广泛用于观察磁畴的技术有哪些？如果我们在铁的表面

观察磁畴，就可得到关于材料内部磁化过程的一些信息吗？

练习 6.2 磁晶各向异性。 解释磁晶各向异性的意义。用只有一个常数 K 的立方各向异性模型证明，当 K 为正值时，磁矩将指向 $\langle 100 \rangle$ 方向，并找到 K 为负值时磁矩的方向。

练习 6.3 各向异性对磁化强度转动的影响。 推导立方各向异性样品的磁化强度表达式，磁场加在 (110) 方向，易轴在 (100) 方向。你可以假设材料是理想的单晶体，于是在微不足道的小磁场下也会发生畴壁运动，值磁畴内的磁化强度沿着最接近磁场方向的一个 (100) 方向取向。你也可以采用各向异性的单常数近似。

练习 6.4 各向异性确定的临界场。 磁场加在钴的基准平面上。易磁化方向即单轴方向。用各向异性的单常数模型且 $K_{11} = 4.1 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ 和 $M_s = 1.42 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ ，计算将磁场转到 (a) 基准平面内（即垂直于单轴）和 (b) 与六角轴夹角 45° 的方向所需的磁场。

练习 6.5 应力感生各向异性。 如采随机取向的多晶 Terfenol 杆的饱和磁致伸缩为 $\lambda_s = 1067 \times 10^{-6}$ 并假定各向异性常数为 $K_1 = -2 \times 10^4 \text{ J m}^{-3}$ ，确定使磁矩沿垂直于应力的易磁化面全部取向所需的应力。

你可以利用立方各向异性的单常数近似，且既然在块体范围内材料没有择优取向，你也可以采用应力感生各向异性的表达式 $E_\sigma = -(3/2) \lambda_s \sigma \cos^2 \theta$ ，其中 σ 是应力而 θ 是与应力轴的夹角。

练习 6.6 简单伊辛点阵。 考虑局域在点阵原子上的九个原子的方阵列。如采它们之间的相互作用随距离衰减得如此之快以至于只需考虑最近邻相互作用，证明当相互作用系数 α 小于零时得到的最低能量状态是近邻磁矩反平行排列，而当相互作用系数为正使时最低能态是近邻磁矩平行排列。对此 3×3 阵列推导居里温度 T_c （或奈耳温度 T_n ）与 α 的关系。

* 此合金的各向异性常数随温度和合金成分有显著变化。因此该值尽管在正确的范围内，但不能假设对 Terfenol 普遍有效。

第七章 畴 壁

在这一章里我们要考察磁畴边界附近的局域磁特性。这些区域称为畴壁而且其特性明显不同于磁畴的其余部分。在弱场和中等强度磁场作用下的大多数磁性变化都发生在畴壁处，因此理解畴壁的行为是描述磁化过程所必不可少的。

7.1 磁畴边界的特性

磁畴边界上的磁矩如何变化？

一旦我们接受了铁磁体内存在磁畴的概念，就会提出这样的问题：磁畴边界附近磁矩是如何改变方向的？这有两种可能性，一种是磁畴边界宽度无穷小，最近邻磁矩要么属于这一个磁畴、要么属于那一个磁畴。另一个可能是有一个过渡区，其中的磁矩在磁畴之间重新取向，因此不属于任何一个磁畴，例如图 7.1^[1] 所示。

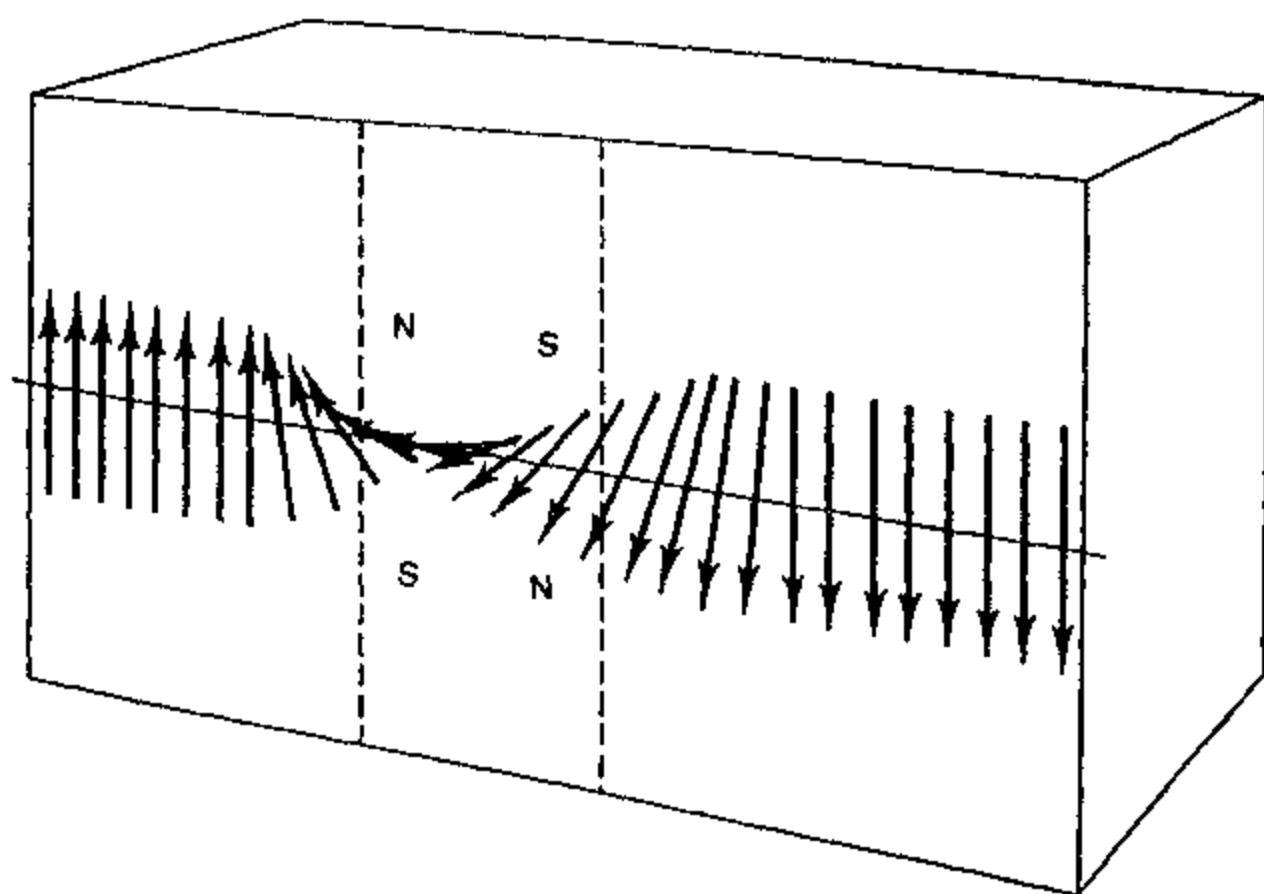


图 7.1 180° 畴壁内单个磁矩的排列，取自 Kittel^[1]。

7.1.1 布洛赫壁

畴壁有多厚？

Bloch^[2] 首先提出，磁畴之间存在这样一些过渡层，其中的磁矩产生了重新取向。该过渡层通常称为畴壁或布洛赫壁，虽然我们马上就会注意到并非所有畴壁都必然是布洛赫壁。越过一个畴壁的总角位移常常是 180° 或 90° ，尤其是在立方材料中由于各向异性的影响

更是如此，而且就如我们会看到的那样，磁矩方向的变化是在许多原子平面上逐渐发生的。

7.1.2 畴壁能

有没有与畴壁相关联的附加能量？

我们可以将畴壁能定义为，当磁矩是畴壁的一部分时、以及磁矩位于磁畴主体内的时候磁矩的能量差，这是最方便的。它通常表示为每单位面积畴壁的能量。

经思考发现，畴壁中磁矩能量的变化是由原子磁矩之间的外斯型互作用耦合（或者因其量子力学起源目前已称之为交换互作用能）以及各向异性引起的。各向异性要使畴壁变薄，因为所有磁矩沿等价晶轴取向时各向异性能最低。交换能要使畴壁变厚，这是由于相邻磁矩平行取向时铁磁体中的交换能最小。

交换能

如果我们只考虑磁矩间的互作用，就产生如下互作用或交换能

$$E_{\text{ex}} = -\mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_e \quad (7.1)$$

其中 \mathbf{H}_e 是互作用场。在外斯平均场模型中我们说过 \mathbf{H}_e 是正比于磁畴内的磁化强度的，该磁化强度就是 \mathbf{M}_s ，它在温度远低于居里温度时几乎等于 \mathbf{M}_0 ，于是

$$\mathbf{H}_e = \alpha \mathbf{M}_s \quad (7.2)$$

这里 α 是平均场系数。如果我们用单个磁矩 \mathbf{m} 之间的相互作用来表示它，既然 $\mathbf{M}_s = N \mathbf{m}$ ，其中 N 是每单位体积的原子数，那么

$$\mathbf{H}_e = \alpha N \mathbf{m} \quad (7.3)$$

为了研究畴壁，我们希望沿着这个思路继续进行下去，讨论只有最近邻互作用的情形。我们需要这样做是因为畴壁内磁矩的方向随位置变化，因此平均场近似不再有效。我们考虑最近邻相互作用是想比较容易地求解出畴壁能。

于是，由于此相互作用而使每个磁矩具有的能量为

$$E_{\text{ex}} = -\mu_0 \alpha N \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j \quad (7.4)$$

其中 \mathbf{m}_i 和 \mathbf{m}_j 是相邻磁矩。每个磁矩上的能最是一项附加能量，称为交换能，它使磁畴内的磁矩平行排列。当温度升高到每个磁矩的热运动能等于此交换能的时候，磁排列或有序就被破坏了。当然，这个温度就是居里温度 T_c ，因此它可以与交换能和平均场耦合系数 α 直接联系起来。根据三维经典理论， T_c 下每个磁矩的热能是 $3k_B T_c$ ，因此

$$E_{\text{ex}} = 3k_B T_c \quad (7.5)$$

且

$$T_c = \frac{\mu_0 \alpha N m^2}{3k_B} = \frac{\mu_0 z \mathcal{J} m^2}{3k_B} \quad (7.6)$$

其中 \mathcal{J} 是最近邻相互作用而 z 是最近邻数（见 7.7 式）。

根据这些方程,可以相当容易地估计出,已知居里温度的材料中每个磁矩的交换能。对铁来说, $T_c = 1043 \text{ K}$, 因此 $E_{\text{ex}} = 4.3 \times 10^{-20} \text{ J}$; 对于钴, $T_c = 1404 \text{ K}$, 所以 $E_{\text{ex}} = 5.8 \times 10^{-20} \text{ J}$; 对于镍, $T_c = 631 \text{ K}$, 因此 $E_{\text{ex}} = 2.6 \times 10^{-20} \text{ J}$ 。从这些数据出发,假设只有最近邻原子对之间的交换才是重要的,既然铁、钴、镍分别有 $z = 8, 12, 12$ 个最近邻,则铁中每个原子对的交换能为 $5 \times 10^{-21} \text{ J}$, 钴原子对为 $5 \times 10^{-21} \text{ J}$ 且镍原子对为 $2 \times 10^{-21} \text{ J}$ 。

一旦我们允许磁矩在畴壁内有不同的取向,以前定义的平均场相互作用就没有意义了。因此我们将用一个类似、仅用于最近邻间的相互作用 \mathcal{J} 来替代它。该相互作用的定义将使每个磁矩的相互作用能变为

$$E_{\text{ex}} = -\mu_0 z \mathcal{J} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j \quad (7.7)$$

其中 z 是最近邻数,磁矩 \mathbf{m}_i 和 \mathbf{m}_j 的单位是 A m^2 。(这里所用的根据磁矩来定义交换相互作用的方法,在 7.1.4 节中引入用电子自旋表示的量子力学交换作用的时候是非常有用的。)假设除最近邻交换相互作用之外的所有相互作用都是可忽略的,那么 $-\mu_0 \mathcal{J} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j$ 很显然就是每一对最近邻原子之间的交换能。

在这种情况下,每个磁矩的相互作用能就要依赖于相邻磁矩间转过的角度。如果相邻磁矩 \mathbf{m}_i 和 \mathbf{m}_j 的夹角为 ϕ , 每个磁矩的相互作用能就是

$$E_{\text{ex}} = -\mu_0 z \mathcal{J} m^2 \cos \phi \quad (7.8)$$

如果我们考虑一条直链,每个磁矩都有两个最近邻。对小角度 ϕ 代入 $\cos \phi = 1 - \phi^2/2$, 每个磁矩的交换能就变成

$$E_{\text{ex}} = \mu_0 \mathcal{J} m^2 (\phi^2 - 2) \quad (7.9)$$

因此由于畴壁内磁矩夹角的变化而产生的附加相互作用能量就是畴壁内所有磁矩的交换能之和,

$$E_{\text{ex}} = \mu_0 \mathcal{J} m^2 \phi^2 n \quad (7.10)$$

其中 n 是畴壁中的磁矩数。

对于厚度为 n 倍点阵参数、每边长度为 a 、 $\phi = \pi/n$ 的 180° 畴壁来说,交换作用在每单位面积上产生的附加能量就等于

$$\frac{E_{\text{ex}}}{a^2} = \frac{\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2}{n a^2} \quad (7.11)$$

从此结果^[1]清楚地看到,当 ϕ 非常小时相互作用能最小,对应于非常厚的畴壁。因此交换相互作用能会促使形成厚畴壁。

上式中的 $\mu_0 \mathcal{J} m^2/a$ 项经常用一个符号 A 来代替,称为交换劲度。重要的是要注意到它具有能量每单位长度的量纲,或看说焦耳每米。正如我们在下一节中将要看到的那样,畴壁表面能和畴壁厚度可以很容易地用此交换劲度 A 和各向异性常数 K 表示出来。 A 的使可以从 $3k_B T_c / az$ 估计出来,这里是 a 点阵参数而 z 是最近邻原子数。于是对铁而言通常 $A = 1.75 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$, 对于镍 $A = 0.6 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$, 对于钴 $A = 1.5 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$ 。

各向异性能

用单常数近似表示的立方晶体各向异性, 给出畴壁中第 p 个磁矩的能量为

$$E_a = (K_1/4) \sin^2 2p\phi \quad (7.12)$$

然后在整个畴壁厚度内求和就得到^[4] 每单位面积的能量为

$$E_a = K_1 n a, \quad (7.13)$$

其中 a 是点阵间距而 n 是畴壁中的原子层数。如果 δ 是畴壁厚度, 则 $\delta = na$ 。

$$E_a = K_1 \delta, \quad (7.14)$$

因此对非常薄的畴壁来说其各向异性能最小。

单位面积畴壁的能量

如果将各向异性能和交换能加起来就得到单位面积的畴壁能 γ

$$\gamma = \frac{\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2}{\delta a} + K_1 \delta. \quad (7.15)$$

如果各向异性是主要的, 那么 δ 小的时候能量最小, 然而若交换作用占主导地位, 则 δ 大的时候能量最小。畴壁厚度就由这两种因素的影响互相竞争而定。

这里给出的畴壁表面能通常用符号 γ 来表示, 其单位当然是焦耳每平方米。

7.1.3 畴壁厚度

畴壁有多厚? 决定厚度的因素是什么?

铁磁体中畴壁的厚度是由畴壁厚度变化时畴壁能取极小的条件决定的。因此将能量对 δ 微分就确定出平衡态, 要记着 $\phi = \pi/n$ 且 $\delta = na$

$$\frac{d\gamma}{d\delta} = \frac{-\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2}{\delta^2 a} + K_1 = 0 \quad (7.16)$$

由此得出

$$\delta = \sqrt{\frac{\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2}{K_1 a}} \quad (7.17)$$

这就是畴壁厚度, 它随交换能增加而增大, 但随各向异性增加而减小。各向异性要促使磁矩仅仅沿着易磁化晶轴取向, 比如铁的 (100) 轴或镍的 (111) 轴。

现在, 将畴壁厚度 δ 的方程中的 $\mu_0 \mathcal{J} m^2/a$ 项用 A 来代替, 就可以给出特别简单的关系式

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (7.18)$$

由此立即看出, 交换劲度和各向异性对畴壁厚度有相反的影响。

我们可以确定铁中 180° 畴壁的畴壁厚度, 假设对铁而言 $K_1 = 4.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-3}$, $a = 2.5 \text{ \AA}$, $m = 2.14$ 玻尔磁子 ($= 1.98 \times 10^{-23} \text{ A m}^2$) 且 $E_{\text{ex}}/z = 1.9 \times 10^{-21} \text{ J}$ ($\mathcal{J} = 386 \times 10^{28}$)。

如果 δ 是畴壁厚度, 那么由上述关系,

$$\delta^2 = (\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2 / K_1 a) \quad (7.19)$$

代入各个数值

$$\begin{aligned} \delta^2 &= \frac{(4\pi \times 10^{-7}) (386 \times 10^{28}) (1.98 \times 10^{-23})^2 \pi^2}{(4.8 \times 10^4) (2.5 \times 10^{-10})} \\ &= 15.59 \times 10^{-16} \text{ m}^2 \end{aligned} \quad (7.20)$$

因此

$$\begin{aligned} \delta &= 3.95 \times 10^{-8} \text{ m} = 395 \text{ \AA} \\ &= 160 \text{ 点阵参数 (或原子层数)} \end{aligned} \quad (7.21)$$

这是铁中畴壁厚度的近似值。实际上, 厚度与畴壁类型有关。Lilley^[5] 给出了铁、镍、钴沿不同晶轴方向畴壁厚度的典型值。

将畴壁厚度 δ 的表达式代入畴壁能方程中得到

$$\gamma = 2K\delta \quad (7.22)$$

于是

$$\gamma = 2\pi\sqrt{AK} \quad (7.23)$$

这仍然是形式上特别简单的、用交换系数 A 和各向异性常数 K 表示的畴壁能。

7.1.4 用电子自旋和量子力学交换能表示的相互作用能

可以用相邻原子位上两个电子之间的交换相互作用来表示相互作用能吗?

还有另外一种更常见的表述畴壁能和畴壁厚度的方法。这就是用量子力学交换常数 J 表述的方法^[1], 该常数其实是我们的最近邻相互作用 \mathcal{J} 的另外一种表示, 当平均场近似有效时它还决定着外斯平均场耦合系数 α 。于是畴壁能就可用交换常数和原子中电子自旋 S 来表示。一个电子的自旋 s 总是 $1/2$, 它对应于一个玻尔磁子或 $9.27 \times 10^{-24} \text{ A m}^2$ 的磁矩。在铁中每个原子有 $S = 1$ 的净余自旋, 就相当于每个原子产生两个玻尔磁子^[6]。

事实上原子磁矩并不总是玻尔磁子的整数倍, 因为电子轨道运动对磁矩有贡献, 而且铁、钴、镍一类固体中, 磁性电子可能确实没有局域在原子晶位上, 正如第十章中讨论的那样, 这也会导致磁矩的非整数值。铁中磁矩基本上对应 $S = 1$ 的自旋。但镍中误差相当严重, 如果我们取 $S = 1/2$, 表明每原子磁矩为 $0.93 \mu_B$, 而真实值是 $0.6 \mu_B$ 。因此, 除了对非常简单的体系进行一级原则计算之外, 量子力学交换作用 J 的用途是很有限的。可以通过居里温度、低温饱和磁化强度或比热^[7,8] 来实际估计 J 的数值。

经典的最近邻相互作用 \mathcal{J} 与量子力学交换能 J 的关系是

$$\mu_0 \mathcal{J} m^2 = JS^2 \quad (7.24)$$

从而

$$\mathcal{J} = \frac{J}{43.5 \times 10^{-53}} \quad (7.25)$$

而且在适当场合, 应用平均场模型可得

$$\mu_0 N \alpha m^2 = z J S^2, \quad (7.26)$$

这里 z 是最近邻原子数, S 是每个原子的总电子自旋且 J 是交换常数(也称为交换积分)。

对铁而言, 假设 $S = 1$, 每对最近邻原子之间的交换常数通常为 $J = 11.9 \times 10^{-3}$ 电子伏特、或 1.9×10^{-21} 焦耳, 既然铁在 b.c.c. 晶体结构中 $z = 8$ 个最近邻产生相互作用, 这样就使每个原子产生了 $J_{\text{atom}} = 8J$ 的交换能。

$$\begin{aligned} J_{\text{atom}} &= 95.2 \times 10^{-3} \text{ eV} \\ &= 15.2 \times 10^{-21} \text{ 焦耳/原子} \end{aligned} \quad (7.27)$$

以及一份体积能 NJ_{atom} , 这里的 N 是每单位体积中的原子数。(铁中 $N = 8.58 \times 10^{28}$ 原子/米³。)

$$J_v = 1.30 \times 10^9 \text{ J m}^{-3}. \quad (7.28)$$

既然在磁畴内部我们可以运用平均场近似, 那么就可以将平均场系数 α 与交换耦合联系起来

$$\mu_0 N \alpha m^2 = z J S^2, \quad (7.29)$$

而且在铁的情形下我们有 $S = 1$ 。

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{(8)(1.9 \times 10^{-21})}{\mu_0 N (1.98 \times 10^{-23})^2} \\ &= \frac{(15.2 \times 10^{-21})}{3.92 \times 10^{-46} \mu_0 N} \\ &= \frac{3.88 \times 10^{25}}{(8.58 \times 10^{28})(4\pi \times 10^{-7})} \\ &= \frac{3.88 \times 10^{25}}{108 \times 10^{21}} \\ &= 360. \end{aligned} \quad (7.30)$$

互作用参数 \mathcal{J} 为

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathcal{J} m^2 &= J S^2 \\ \mathcal{J} &= \frac{1.9 \times 10^{-21}}{(4\pi \times 10^{-7})(3.92 \times 10^{-46})}. \\ &= 3.86 \times 10^{30} \text{ (无量纲)} \end{aligned} \quad (7.31)$$

这是一个处理起来相当麻烦的数值。在大多数情况下, 当考虑这类相互作用时就采用量子力学交换能。正如已经提到的那样, 这样做的不足之处是, 每个原子的磁矩无论是局域在原子晶位上还是巡游, 都很少是电子自旋的整数倍。

我们可以估算铁中 180° 畴壁的畴壁能。对铁而言 $K_1 = 4.8 \times 10^4 \text{ J m}^{-3}$, $a = 2.5 \text{ \AA}$, $m = 2.14$ 玻尔磁子 , $J = 1.9 \times 10^{-21}$ 焦耳 ($\mathcal{J} = 3.86 \times 10^{30}$)。

利用下面的方程,

$$\gamma = \frac{\mu_0 \mathcal{J} m^2 \pi^2}{\delta a} + K\delta = 2K\delta \quad (7.32)$$

表 7.1 铁、钴、镍的磁特性

	Fe	Co	Ni
0 K 时每原子的磁矩 ^[6] (以玻尔磁子为单位)	2.22	1.72	0.62
饱和磁化强度 (10^6 A m^{-1})			
0 K	1.74	1.43	0.52
300 K	1.71	1.40	0.48
交换能 J ^[3, 7] (J)	2.5×10^{-21}	4.5×10^{-21}	2×10^{-21}
(MeV)	0.015	0.03	0.020
居里温度 ^[6] ($^\circ\text{C}$)	770	1131	358
(K)	1043	1404	631
各向异性能 K_1 ^[8, 9, 10, 11] (J m^{-3})			
300 K	4.8×10^4	45×10^4	-0.5×10^4
0 K	5.7×10^4	68×10^4	-5.7×10^4
点阵间距 ^[12] (nm)			
a	0.29	0.25	0.35
c		0.41	
畴壁厚度 ^[3, 4] (nm)	40	15	100
(用点阵参数表示)	138	36	285
畴壁能 ^[6, 11] (J m^{-2})	3×10^{-3}	8×10^{-3}	1×10^{-3}

注: 畴壁厚度和畴壁能只是近似值, 因为它们要依赖于畴壁两边磁畴磁矩的结晶学方向。欲知进一步详情的读者请查阅 Lilley 的文章 ^[5]。

其中畴壁厚度为 $4 \times 10^{-8} \text{ m}$

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{(4\pi \times 10^{-7})(386 \times 10^{23})(1.98 \times 10^{-23})^2 \pi^2}{(4 \times 10^{-8})(2.5 \times 10^{-10})} + (4.8 \times 10^4)(4 \times 10^{-8}) \\ &= 1.87 \times 10^{-3} + 1.92 \times 10^{-3} \\ &= 3.8 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2} \quad (7.33)\end{aligned}$$

7.1.5 180° 和非 180° 畴壁

存在什么样不同类型的畴壁？我们如何将其分类？

一般说来畴壁可以分为 180° 壁和非 180° 壁。事实上 180° 壁存在于所有材料之中，而且明显不同于所有其它非 180° 壁的一点是，它们不受应力影响^[13]。在 180° 壁的情形中，相邻磁畴的磁化强度方向是反平行的，因此这两个磁畴中磁矩总是位于等效的晶轴方向。

在 $K > 0$ 的立方材料中非 180° 壁都是 90° 的，于是相邻磁畴中的磁矩方向呈直角。因此在铁中易磁化方向就是所有的 $\langle 100 \rangle$ 方向，而且 $[100]$ 和 $[\bar{1}00]$ 方向之间的畴壁是 180° 壁， $[100]$ 和 $[010]$ 之间的是 90° 壁。镍中 $K < 0$ ，易磁化方向是所有的 $\langle 111 \rangle$ 方向。因此非 180° 壁将不是 71° 壁就是 109° 壁。

为了区分应力敏感畴壁和应力不敏感畴壁，人们常常不正确地将所有非 180° 壁都集体划入“ 90° 壁”一类。

7.1.6 应力对 180° 畴壁和非 180° 畴壁的影响

为什么 90° 壁是应力敏感型的而 180° 壁则不是？

例如，假设一个单轴应力加在铁的 $[100]$ 方向上。如果这是一个张应力，它将使该特殊的 $[100]$ 方向的能量低于 $[010]$ 和 $[001]$ 方向，而这些方向的能量在无应力状态是简并的。然而， $[\bar{1}00]$ 方向的能量降低的程度与 $[100]$ 方向是一样的。这样一来，隔开沿这两个方向取向磁畴的 180° 壁将不受应力影响。

现在考虑铁中沿 $[100]$ 和 $[010]$ 方向取向的相等能量磁畴之间的 90° 壁。沿 $[100]$ 方向施加一个张应力会使 $[100]$ 方向能量较低，于是在这样一个应力的作用下 90° 畴壁的位移将使 $[100]$ 磁畴体积增加而 $[010]$ 磁畴缩小。因此可以看出， 90° 壁是应力敏感型的。

7.1.7 封闭畴

这些不同类型的畴壁出现在何处？

立方晶系材料比六角晶系材料更容易产生封闭畴，这是由于立方各向异性确保了与某磁畴的磁化强度垂直的方向也是易磁化轴。因此能量条件有利于出现 90° 以及 180° 畴壁。在例如钴这类易磁化方向是单轴的材料中，就很难形成 90° 壁，因为这样一来，其中一个磁畴的磁矩就必须位于能量较高的六角基面内。

出现 90° 畴壁的一个例子是晶粒取向硅钢的封闭畴，见图 7.2。当然， 90° 壁还有许多其它的例子，而且它们确实不依赖于高各向异性；实际上，高各向异性妨碍了封闭畴的形成，就象六角材料比如钴的情形那样。相邻纵向磁畴之间的畴边界是 180° 畴壁，而材料两端的封闭畴与纵向主畴之间的是 90° 壁。

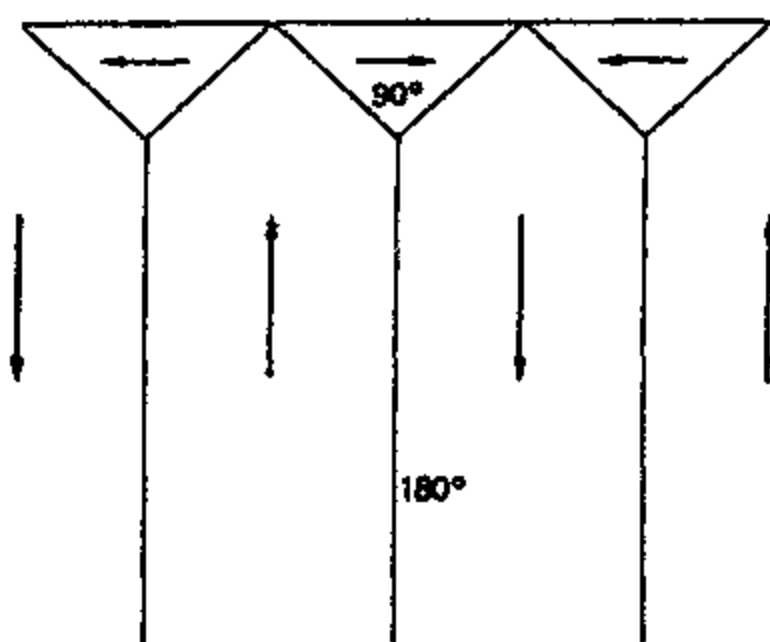


图 7.2 立方晶体结构材料表面的封闭畴，此例为晶粒取向硅钢。

7.1.8 奈耳壁

除了布洛赫壁之外还有其它类型的畴壁吗？

如果样品的形态是薄膜，铁磁畴可以延伸到样品的整个厚度范围内。在这种情况下，布洛赫壁的磁化强度垂直于材料平面，如图 7.3 所示，产生了较大的退磁能，而奈耳壁^[14]的磁矩在样品平面内转动，导致较低的能量。

奈耳壁不会出现在块体样品中，因为它在畴壁体积内产生相当高的退磁能。只有在薄膜中此项能量才低于布洛赫壁的退磁能，于是导致了奈耳壁的出现。

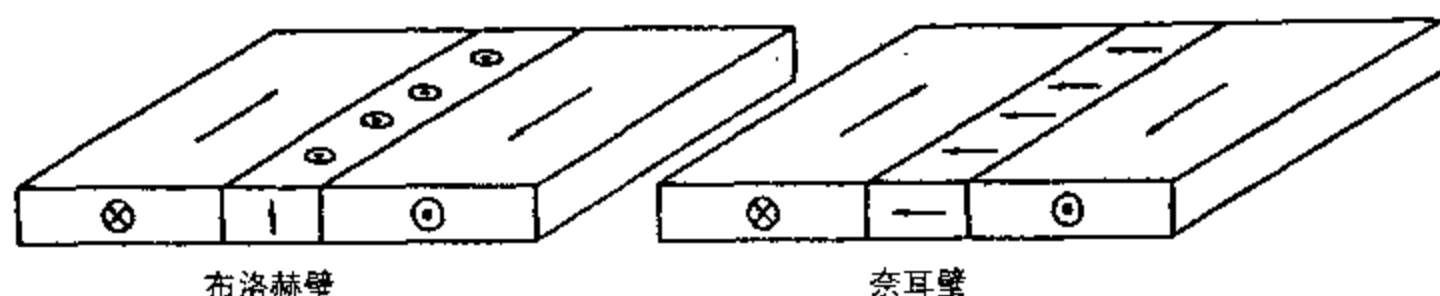


图 7.3 铁磁材料薄膜中的常规布洛赫壁和奈耳壁。布洛赫壁要求一部分磁矩垂直于薄膜平面取向。这样就产生了一份与布洛赫壁相联系的退磁能。在奈耳壁中所有磁矩沿膜面取向。一旦膜厚降低到某个临界值以下，奈耳壁的能量就比较低。

7.1.9 反铁磁畴壁

其它磁有序材料中的畴壁是什么样的？

在任何形式的磁有序材料中都存在磁畴壁，因此，也相应地存在许多不同类型的畴壁。简单反铁磁体和亚铁磁体中的畴壁与铁磁体类似。然而，以镝 (Dy) 和铽 (Tb) 为代表的螺旋式反铁磁体却呈现出非常有趣的特性。此类材料中的磁畴是 Palmer^[15] 首先提出的，他认为磁畴是由不同空间螺旋特性的螺旋线组成的。这些螺旋线后来在实验中都观察到了^[16]。畴壁是螺旋形磁畴的过渡区，也是相邻磁矩取向接近平行的区域、或者至少是相邻磁矩间的转动角 ϕ 与磁畴内的转角相比非常小的区域。

一般说来,螺旋线的两个指向在能量上是等价的,因此任何一种指向都有可能出现。在垂直于螺旋线轴线的方向上施加磁场可以使取向有利的磁畴长大。于是螺旋形向铁磁性转变是由这类磁体中畴壁的生长引起的,该转变可以通过施加垂直于螺旋轴线的磁场来激发。

7.2 畴壁位移

磁场增加的时候畴壁有什么变化?

在讨论磁化过程时,我们提到了磁畴内磁矩的转动是各向异性性能和磁场能相互制约的结果。我们还非常粗略地接触到取向有利的磁畴会逐渐长大的概念,但并没有真正解释它的含义。

实际上,在施加外场时,最容易被转动的就是畴壁内的磁矩。这是因为畴壁内磁矩的最终方向取决于交换能和各向异性性能的精密平衡。因此磁场能 $E = -\mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}$ 的变化可以改变这个平衡,导致磁矩转动。在磁畴主体内磁矩被交换作用锁定在一个特定方向,因此外场不能立即改变能量的平衡,使其转到另一个方向。

7.2.1 磁场对畴壁能量平衡的影响

为什么在弱场和中等磁场作用下,磁性的变化发生在磁畴边界上?

以图 7.1 为例。如果一个弱场加在“向上”的方向上,在“向下”磁畴内的磁矩特不会改变方向,因为它们位于因它们的相互作用而通过交换场产生的一个深能量井的底部。但是在畴壁里,磁场引入的衡量正好可以使平衡向“向上”方向稍稍倾斜。

最终的结果是畴壁内的磁矩在磁场增加时稍稍转到磁场方向。于是对一个观察者来说就象是畴壁向右运动。此过程称为畴壁位移,虽然根本就没有真正的平移运动。此运动更象波动,事实上, Kittel^[17] 和其他人认为布洛赫壁的运动是孤立子运动的一例,即孤波。

在讨论畴壁运动的时候,习惯上把畴壁本身当成一个实体来处理,并用类似于讨论界面比如弹性膜时所用的方法来讨论其在材料中的运动。

7.2.2 畴壁类似弹性膜

有没有一个简单模型可以用来设想畴壁的特性?

既然畴壁有一份与之相联系的、正比于面积的能量,所以畴壁的行为总是力图使其面积最小。于是,我们或许可以把畴壁看成类似于液体的表面,而畴壁能就等效于液体的表面张力。这一类比在试图理解畴壁特性时起到了很好的作用,尤其是在磁场作用下畴壁的可逆的弓形弯曲^[18, 19], 以及它们倾向于附着在固体内的非磁性粒子、杂质或第二相材料^[20], 以及不均匀微应力的区域上。^[21, 22]

7.2.3 畴壁上的作用力

磁场作用在畴壁上的作用力有多大?

如果磁场加在铁磁性材料上,首先将导致畴壁的位移,使顺着磁场方向取向的磁畴长大而使逆着磁场的磁畴缩小。当受磁场 H 作用时,这样一个磁畴每单位体积的能量为

$$E_H = -\mu_0 \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{H} \quad (7.34)$$

因此, 一片 180° 畴壁位移距离 x 所引起的能量变化就是

$$E_H = -2\mu_0 AM_s \cdot H x, \quad (7.35)$$

其中 A 是畴壁面积。因此作用在此畴壁单位面积上的力为

$$\begin{aligned} F &= -(1/A) \left(\frac{dE}{dx} \right) \\ &= 2\mu_0 M_s \cdot H \end{aligned} \quad (7.36)$$

7.2.4 刚性高能畴壁的平面位移: 势能近似

与钉扎能相比表面能较高的畴壁有什么样的特性?

高表面能畴壁倾向于保持为平面状。Kersten 研究了平面畴壁的位移^[23, 24]。在磁场作用下, 高纯铁样品中平面畴壁的运动如图 7.4 所示。磁场 H 给铁磁体提供的能量为

$$\Delta E = -\mu_0 \int H \cdot dM, \quad (7.37)$$

而且, 如果一块单位截面积的 180° 畴壁移动距离 dx , 磁化强度的变化为

$$dM = 2M_s dx. \quad (7.38)$$

于是磁场能的变化为

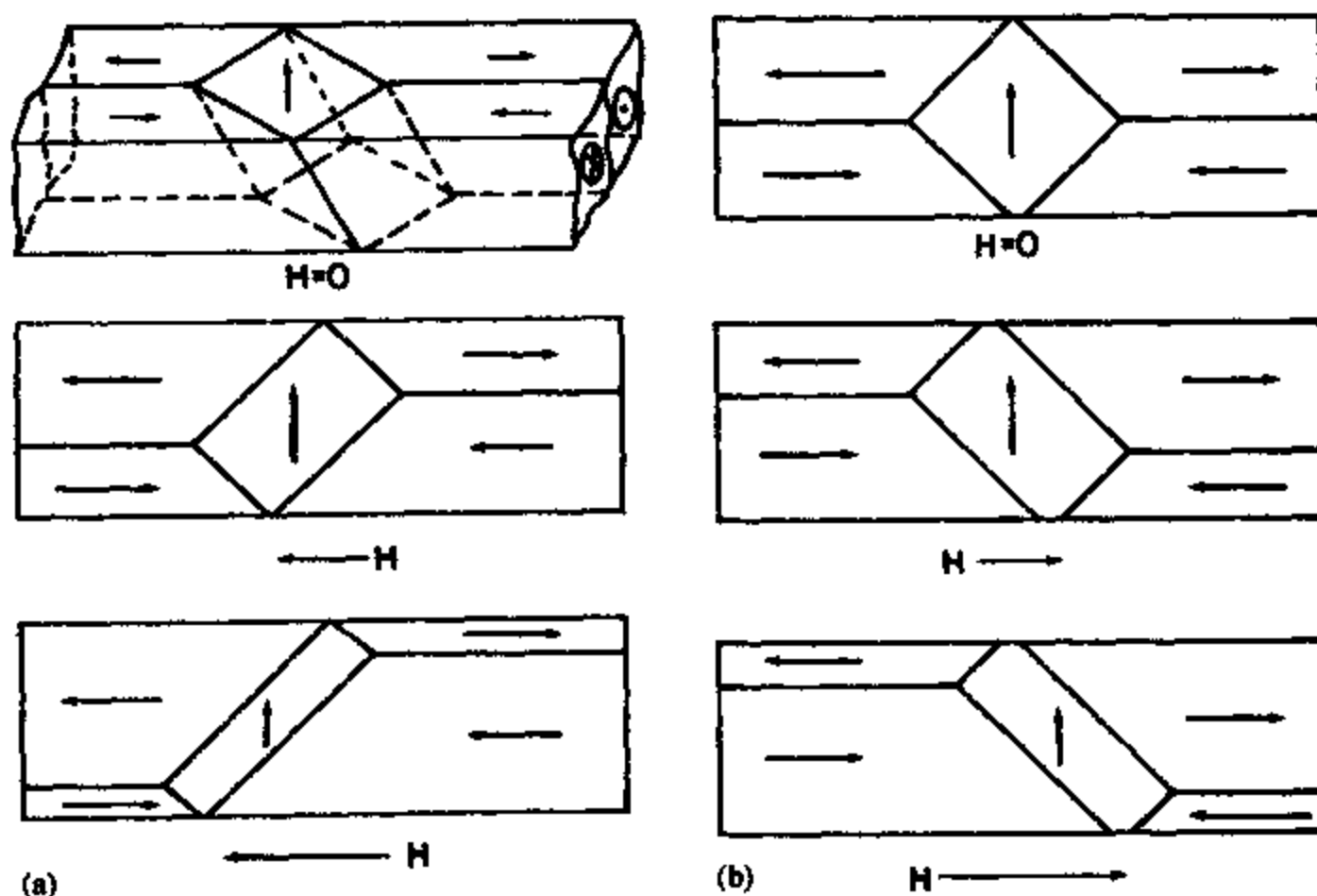


图 7.4 高纯铁中平面畴壁的平移运动

$$\begin{aligned}\Delta E &= -2\mu_0 M_s \cdot H \int dx \\ &= -2\mu_0 M_s \cdot H x\end{aligned}\quad (7.39)$$

其中 x 是畴壁的位移。在此分析中我们假设磁场 H 与一个磁畴的磁化强度方向平行而与另一个磁畴反平行。

如果畴壁在材料中具有势能 E_p 则总能量为

$$E_{\text{tot}} = E_p - 2\mu_0 M_s \cdot H x \quad (7.40)$$

既然固体中的缺陷产生 E_p 的极小值, 而与位错相联系的不均匀微应力区域既可能产生能量极大也可能产生能量极小, 视应力和磁致伸缩系数的符号而定, 那么势能 E_p 在整个固体中就是变化的。一般说来此势能的形式是不规则的, 如图 7.5 所示, 该图表示了能量随畴壁位移的变化。

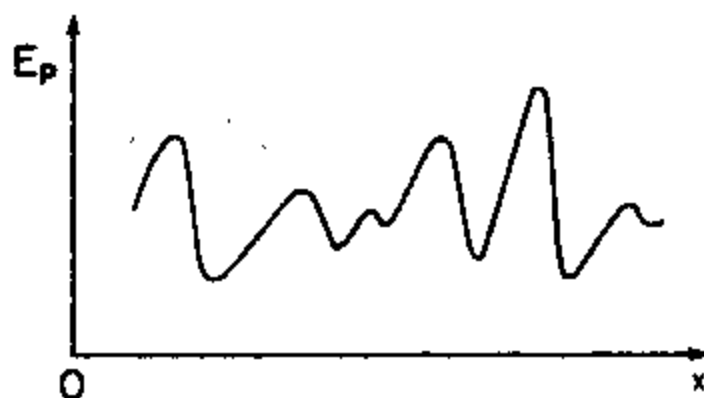


图 7.5 畴壁所感受到的势能随位置的变化。能量随位移的这一变化被用在以刚性畴壁近似为基础的模型中。

这样一来就可从下列条件计算出 180° 壁的位移

$$\begin{aligned}\frac{dE_{\text{tot}}}{dx} &= 0 \\ &= \frac{dE_p}{dx} - 2\mu_0 M_s \cdot H\end{aligned}\quad (7.41)$$

如果已知或者能近似给出 E_p 的表达式, 就可以尝试求出一些特殊解。例如, 考虑最简单的势能形式

$$E_p = \frac{1}{2}ax^2 \quad (7.42)$$

在这种情况下 x 的解为

$$x = \frac{2\mu_0 M_s \cdot H}{a} \quad (7.43)$$

这是对小位移而言的, 如果去掉磁场的话 x 会回到零, 因此对应于完全可逆过程。正如预期的那样, 当势阱变浅时畴壁位移增加, 势阱加深时位移减小。

7.2.5 刚性畴壁近似下的磁化强度和起始磁化率

在刚性畴壁模型基础上预测的可逆起始磁化率是多少?

刚性畴壁近似使我们能够计算磁化强度最初的可逆变化。假设 $x = 0$ 对应退磁状态 $M = 0$ ，那么对 180° 壁来说磁化强度就是

$$M = 2M_s A \cos \theta x, \quad (7.44)$$

其中 A 是畴壁的截面积， θ 是磁畴中的磁化强度矢量与位移方向的夹角。代入 x 的表达式得

$$M = \frac{4\mu_0 A H M_s^2 \cos^2 \theta}{a} \quad (7.45)$$

于是可逆起始磁化率为

$$\begin{aligned} \chi_{in} &= \frac{dM}{dH} \\ &= \frac{4\mu_0 A M_s^2 \cos^2 \theta}{a} \end{aligned} \quad (7.46)$$

在立方材料比如铁中 $\cos^2 \theta$ 对三个易轴的平均为 $1/3$ ，对多畴样品而言

$$\chi_{in} = \frac{4\mu_0 A M_s^2}{3a} \quad (7.47)$$

而对 90° 壁的结果则为

$$\chi_{in} = \frac{2\mu_0 A M_s^2}{3a} \quad (7.48)$$

因此，在刚性畴壁近似基础上计算的可逆起始磁化率，要取决于饱和磁化强度和在此简单情况下用参数 a 表示的畴壁势能。当势阱变深对起始磁化率减小。

7.2.6 柔铁低能畴壁的弯曲：畴壁弓形弯曲近似

与钉扎能相比表面能较低的畴壁有什么样的特性？

低表面能的畴壁呈现弯曲的趋势。实际上，在磁场的作用下畴壁既有可逆弯曲也有可逆平移。畴壁弯曲如图 7.6 所示。当然畴壁弯曲的程度要取决于许多因素、包括磁场强度，但最主要的是畴壁能^[27-31]。高能量畴壁不易弯曲，而低能畴壁则更加柔软。

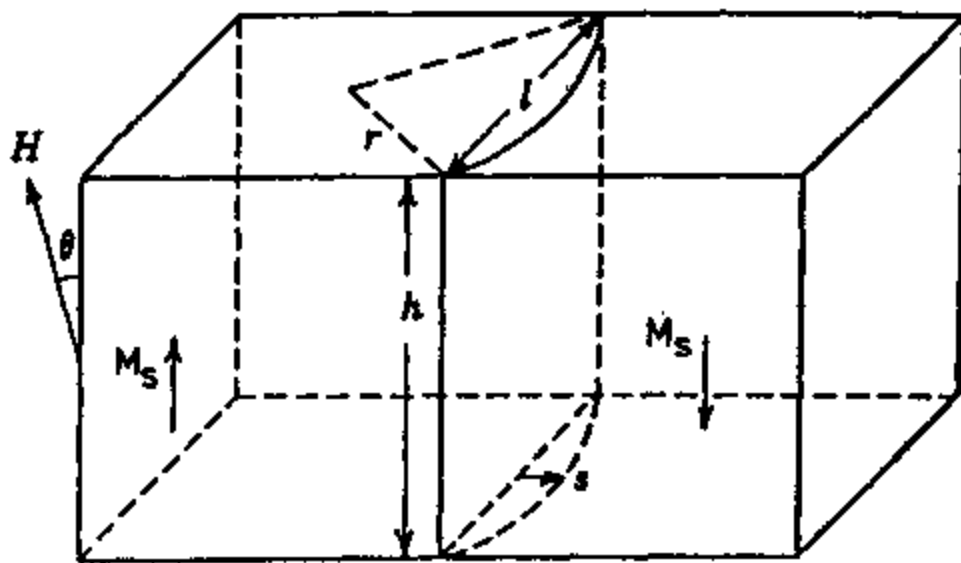


图 7.6 在磁场作用下畴壁的弯曲。正如 Kersten 和 Néel^[27, 29] 描述的那样，畴壁钉扎在边界上并以弹性膜的方式膨胀。

为明确起见, 这里给出在单常数各向异性模型计算的基础上得到的铁中 180° 畴壁的畴壁能约为 $2.9 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$, 镍为 $0.7 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$, 钴为 $7.6 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$ 。显然钴中的畴壁比镍中的畴壁更加坚硬。然而, 如果一个样品非常纯并且没有缺陷的话, 畴壁仍然可以以平面方式位移。

现在, 让我们假设一片 180° 畴壁在一个相当纯样品的单个晶粒内扩展。于是晶粒边界就是畴壁运动的首要障碍物。畴壁将附着在晶粒边界上, 就如同它附着在材料中的其它缺陷上一样。如果沿其中一个磁畴的方向加上磁场, 该磁畴将通过畴壁位移而长大。然而, 由于畴壁附着在晶粒边界上, 它将首先以弯曲的方式位移。

跟以前一样, 畴壁上单位面积的作用力为

$$F = 2\mu_0 M_s \cdot H \quad (7.49)$$

弯曲引起的畴壁能的变化将是

$$E = \gamma[A(H) - A(0)] \quad (7.50)$$

其中 γ 是畴壁能, $A(0)$ 是零磁场时的面积, 即变形之前的面积, 而 $A(H)$ 是在磁场 H 作用下的面积。

为简单起见假设是柱形形变, 这样就给出用其曲率半径表示的畴壁上单位面积的作用力的表达式

$$F = \frac{\gamma}{r} \quad (7.51)$$

上式就象一块弹性膜上 (比如液体分界面) 过压情况下的表达式, 其中 γ 是表面张力。

7.2.7 柔性近似下的磁化强度和起始磁化率

在畴壁弯曲模型基础上预测的可逆起始磁化率是多少?

我们还是可以计算出可逆起始磁化率。畴壁弯曲引起的磁矩的变化为

$$m = 2M_s dV \quad (7.52)$$

其中 $dV = (2/3) l h x$, x 是畴壁中心处的位移, 而 h 和 l 是未变形畴壁的空间范围。

$$m = \frac{4}{3} M_s l h x \quad (7.53)$$

既然对小 x 有, $x \cong l^2/8r$

$$m = \frac{1}{6} \frac{M_s l^3 h}{r} \quad (7.54)$$

平衡态下磁场产生的力必须等于畴壁表面张力产生的力。令两压力相等,

$$\frac{\gamma}{r} = 2\mu_0 M_s H \quad (7.55)$$

既然现在 $r = \gamma/(2\mu_0 M_s H)$, 我们就可以代入 r 得到

$$m = \frac{\mu_0 M_s^2 H l^3 h}{3\gamma} \quad (7.56)$$

且如果典型的磁畴体积是 l^3 ，那么

$$M = \frac{\mu_0 M_s^2 H h}{3\gamma} \quad (7.57)$$

于是起始磁化率为

$$\chi_{in} = \frac{\mu_0 M_s^2 h}{3\gamma} \quad (7.58)$$

这是可逆磁化率，它依赖于饱和磁化强度以及畴壁表面能 γ 。当畴壁表面能增加时，畴壁变得越来越硬且起始磁化率减小。

因此我们看到，可能发生两种类型的畴壁运动：畴壁位移和畴壁弯曲。畴壁钉扎能和畴壁表面能的大小决定着在一种特殊情况下产生哪种运动。

参考文献：

1. Kittel, C. (1949) *Revs. Mod. Phys.*, **21**, 541.
2. Bloch, F. (1932) *Z. Physik*, **74**, 295.
3. Kittel, C. and Galt, J. K. (1956) Ferromagnetic domain theory, *Solid State Physics*, **3**, 437.
4. Chen, C. W. (1977) *Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials*, North Holland, Amsterdam, p.84.
5. Lilley, B. A. (1950) *Phil. Mag.*, **41**, 792.
6. Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., p.617.
7. Hoffmann, J. A., Paskin, A., Tauer, K. J. and Weiss, R. J. (1956) *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 45.
8. Graham, C. D. (1958) *Phys. Rev.*, **112**, 1117.
9. Sato, H. and Chandrasekar, B. S. (1957) *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 228.
10. Pauthenet, R., Barnier, Y. and Rimet, G. (1962) Proceedings of the International Conference on Magnetism and Crystallography, Kyoto, 1961, *J. Phys. Soc. Japan*, **17** (Sup.B-1), 309.
11. Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, p.130.
12. Kittel, C. (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第6版, Wiley, New York, p.23.
13. Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, p.192.
14. Neel, L. (1955) *Comptes Rendus*, **241**, 533.
15. Palmer, S. B. (1975) *J. Phys. F.*, **5**, 2370.
16. Palmer, S. B., Baruchel, J., Drillat, A., Patterson, C. and Fort, D. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **53-7**, 1626.
17. Kittel, C. (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第6版, Wiley, New York.
18. Kersten, M. (1956) *Z. Angewandte Phys.*, **8**, 496.

19. Néel, L. (1944) *Cahiers de Phys.*, **25**, 21.
20. Kersten, M. (1943) *Grundlagen einer Theorie der Ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft*, Hirzel, Leipzig.
21. Becker, R. (1932) *Phys. Zeits.*, **33**, 905.
22. Kondorsky, E. (1937) *Phys. Z. Sowjetunion*, **11**, 597.
23. Kersten, M. (1938) *Phys. Zeits.*, **39**, 860.
24. Kersten, M. (1938) *Probleme der Technischen Magnetisierungs Kurve*, (R. Becker 主编) Springer, Berlin, p.42.
25. Hoselitz, K. (1952) *Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys*, Oxford University Press, Oxford, Ch.2, p.79.
26. Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, p.267.
27. Néel, L. (1946) *Annales Univ. Grenoble*, **22**, 299.
28. Néel, L. (1944) *Cahiers de Phys.*, **25**, 21.
29. Kersten, M. (1956) *Z. Angewandte Phys.*, **7**, 313.
30. Kersten, M. (1956) *Z. Angewandte Phys.*, **8**, 382.
31. Kersten, M. (1956) *Z. Angewandte Phys.*, **8**, 496.

进一步阅读:

- Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, John Wiley, New York, Ch.9.
 Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Arnold, London, Ch.6.
 Cullity, B. D. (1972) *Introduction of Magnetic Materials*, Addition-Wesley, Reading, Mass., Ch.9.
 Kittel, C. (1949) Physical Theory of ferromagnetic domains, *Revs. Mod. Phys.*, **21**, 541.
 Kittel, C. and Galt, J. K. (1956) Ferromagnetic domain theory, *Solid State Physics*, **3**, 437.

练习:

练习 7.1 静磁学。一个磁性材料样品是边长为 L 的立方体, 并由宽度为 d 、被 180° 畴壁分隔开的片状反平行磁畴排列而成。磁化物体每单位体积的静磁能为

$$E = (1/2) \mu_0 N M_s^2 (d/L) \quad (7.59)$$

其中, N 是退磁因子而 M_s 是磁畴内的饱和磁化强度。如果 $N=0.5$, $M_s=1 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 且 $L=10 \text{ mm}$, 计算给出磁畴间隔 $d=5 \times 10^{-6} \text{ m}$ 所必需的畴壁表面能。

练习 7.2 静磁学。如果在前一个例子中材料具有原子间距 0.3 nm 的立方点阵, 且各向异性常数为 $1 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, 计算得到上述结果所需的局域在原子晶位上每对磁矩之间的交换能。

练习 7.3 镍中单畴粒子的临界尺寸。计算一个半径为 r 并磁化到饱和 $M_s=5.1 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$ 的小球形镍颗粒的静磁能。(你可以假设一个磁化强度 M 且体积 V 的球体的静磁能为 $E_{\text{ms}} = \mu_0 M^2 V/6$ 且当粒子分成两个磁畴时该能量减半。)镍中形成布洛赫壁所需的能量为 γ

$= 0.7 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$ 。由此求出单畴粒子的临界半径,在此半径下因分成两个磁畴而降低的静磁能要小于形成畴壁所需的能量。

练习 7.4 由各向异性性能、饱和磁化强度和交换能计算畴壁能和畴壁厚度。对各向异性性能 $K = 33 \times 10^4 \text{ J m}^{-3}$, 饱和磁化强度 $M_s = 0.38 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, 点阵间距 $3 \times 10^{-10} \text{ m}$ 且交换能 $J = 3 \times 10^{-21} \text{ J}$ 的材料, 求出其畴壁能 γ 、畴壁厚度 l 以及单畴粒子的临界尺寸 r_c 。你可以假设此材料具有自旋 $S = 1/2$, 成每个原子的磁矩为一个玻尔磁子。

练习 7.5 钴中磁畴间隔的估算。估算单晶钴样品中的磁畴间隔 d , 样品形状为两个方向无限大、高度为 l 并假设每单位面积的静磁能为 $0.135 \mu_0 M_s^2 d$ 。钴的畴壁能为 $7.6 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$ 且 $M_s = 1.42 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。

计算 $l = 0.01 \text{ m}$ 时的磁畴间隔。

练习 7.6 交换能。钴的各向异性常数为 $4.5 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ 而钕铁硼为 $4.0 \times 10^6 \text{ J m}^{-3}$ 。两种材料都具有单轴各向异性, 因此只存在 180° 畴壁。居里温度分别为 1400 和 585 K , 并且, 为了进行计算, 你可以假定平均点阵参数分别为 $a = 0.3$ 和 0.1 nm 。估算与此居里温度相应的交换能。然后计算两种材料中磁畴边界宽度和磁畴边界每单位面积的能量。

第八章 磁畴运动过程

在这一章里我们将考察变化磁场作用下的磁畴特性。我们主要对磁畴结构发生的变化以及产生这些变化的机理感兴趣。我们将研究磁化强度的可逆和不可逆变化,并用两种主要的机制——畴壁位移和转动来描述它们。我们还要用其中一些概念来系统地表述磁滞模型,最后,我们将考察随时间变化的磁化过程。

8.1 可逆及不可逆磁畴运动过程

磁化强度的变化是可逆的还是不可逆的?或者是两者兼而有之?

在铁磁体上施加磁场所引起的磁化强度变化既可以是可逆的,也可以是不可逆的,视所涉及的磁畴运动过程而定。一个可逆的磁化强度变化是在施加和去掉磁场后磁化强度能回到其初始值。在铁磁材料中,这种变化只能发生在小磁场增量的情形下。

更常见的情况是可逆变化和不可逆变化同时发生,于是去掉磁场以后磁化强度不回到其初始值。如果在此情况下磁场循环变化一周,就观察到 M 的滞后现象。我们的下一个任务就是用磁畴运动机理来解释磁化强度的这种变化,从而可逆变化和不可逆变化都能得到阐明。

8.1.1 磁畴转动和畴壁位移

什么机制可以用来解释和描述磁化强度随磁场的变化?

到目前为止,我们讨论过的磁畴运动机理是转动和壁移。这两种运动过程都可以说明可逆的和不可逆的机理,而且在这两种情况下,从可逆到不可逆的转变都依赖于磁场的大小。

畴壁位移综合了两个截然不同的效应:畴壁弯曲和平移。在低场下畴壁弯曲是可逆过程。在磁场的作用下畴壁象弹性膜那样膨胀。当磁场去掉后畴壁回到其起始位置。一旦畴壁充分变形,即使磁场没有进一步增加它也会继续膨胀,畴壁弯曲就变成不可逆的了。以可逆方式开始的畴壁弯曲,如果在其弯曲的过程中遇到较远处的钉扎位(它阻止畴壁在去掉磁场后回复原位),也可能变成不可逆的。

畴壁的平移通常是不可逆的,除非材料足够纯净,畴壁能够存在于材料中一个没有缺陷的区域。用一个随位置起伏的势能可以将平面畴壁的位移模型化,如图 8.1 所示。畴壁势能的短程起伏有两个可能的起源。即与材料中的位错有关的短程应变差异和微结构不均匀性、比如存在于母体材料中的第二相粒子。由于这种起伏的随机特性,所以没有处理这种能量起伏的一般方法,然而我们可以考虑一种势能呈正弦变化的简单情况,它具有真实固体的许多基本特征。

在第六章中已经讨论过一个磁畴中磁矩的转动。在低场下,磁矩平行排列的方向对应于最小的能量,从结晶学易轴上稍稍移开而靠向磁场方向。这就产生了磁畴内磁矩的可逆转动。

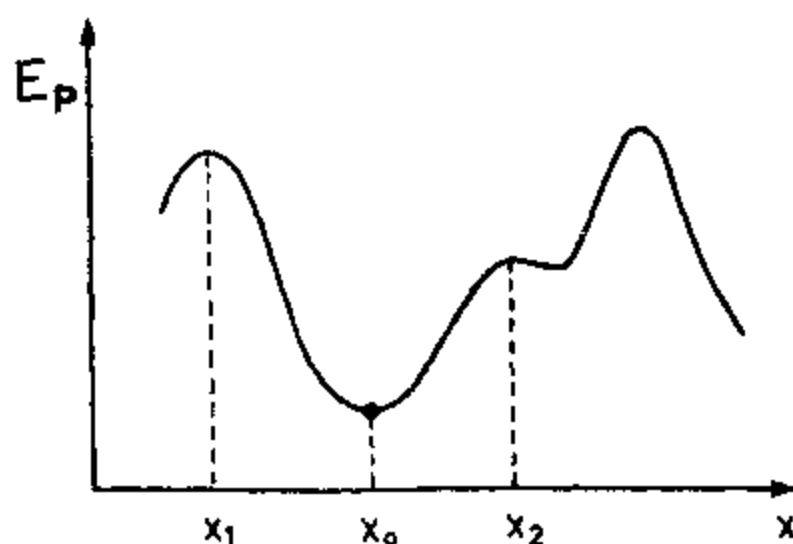


图 8.1 磁畴壁所经历的磁性势能随位置的变化。

在中等磁场到高场的范围内,当磁矩从其最初的易轴转到最接近磁场方向的易轴时,磁畴内存在着一种不可逆机制。当磁场能超越各向异性能时这种机制就会启动。在这种情况下,一旦磁畴内的磁矩转向不同的易轴,如果磁场减小,磁矩就会留在围绕此易轴的势井里。

在高场下,最接近磁场的易轴所具有的能量极小值受到磁场能的扰动,直到该极小值就在磁场方向。这样就使磁矩以可逆方式转向磁场方向,从而产生高场下磁化强度的可逆变化。最后,在非常高的磁场下还有一个可逆变化,此时已经是单畴的样品内的磁矩会进一步靠近磁场方向排列。产生这种情况的原因是,由于热运动能的影响,各个磁矩要绕磁场方向进动。此进动在其它方向不产生任何净余磁矩,但是却减小了磁化强度沿磁场方向的分量。当磁场强度增加时进动的角度减小。相似地,如果温度降低,由于热运动能减小,进动角会减小。

8.1.2 应力理论: 畴壁被应力钉扎

什么原因使得畴壁位移成为不可逆的?

甚至在 Bloch 从理论上预言磁畴间存在有限的、他称之为畴壁的过渡区之前,人们就已经认识到,低场下发生的主要的磁畴运动过程是由磁畴边界位移引起的。Sixtus 和 Tonks^[1]报道了关于磁畴边界位移的早期实验结果。从磁滞的角度来看,既然大多数磁滞损耗都发生在低场下,就有必要用畴壁位移来解释损耗机理。

最早的设想之一是 Becker^[2]提出的,他认为畴壁在其运动过程中受到不均匀应变区的阻碍,该区域通过磁致伸缩与磁矩发生相互作用,产生了畴壁移动时需要克服的局部势垒。Hoselitz^[3]对这一早期工作进行了卓越的评述。Becker 和 Kersten^[4]以及 Kondorsky^[5]首先进行了计算。Becker 和 Kersten 确定了起始磁化率和矫顽力随内应力的变化关系。Kersten 的研究结果示于图 8.2 中。

Becker 和 Doring^[6]以及 Kersten^[7]详细研究了矫顽力的应力理论。在人们研究应力对磁化强度的影响的时候,Orowan、Polanyi 和 Taylor^[8,10]首先提出晶体存在位错。位错具有相应的局部应力场,在固体内产生很不均匀的微应变^[11]。

位错通过磁弹性耦合使畴壁钉扎,因此铁磁体内位错密度越高,对畴壁移动的阻碍就越大。这就解释了为什么冷加工样品相对于经过充分退火的同样材料而言其矫顽力较高且起始磁化率较低的原因,这个事实可以开发成为用磁测量方法对铁磁材料的力学状态进行非破坏检测的一种手段。

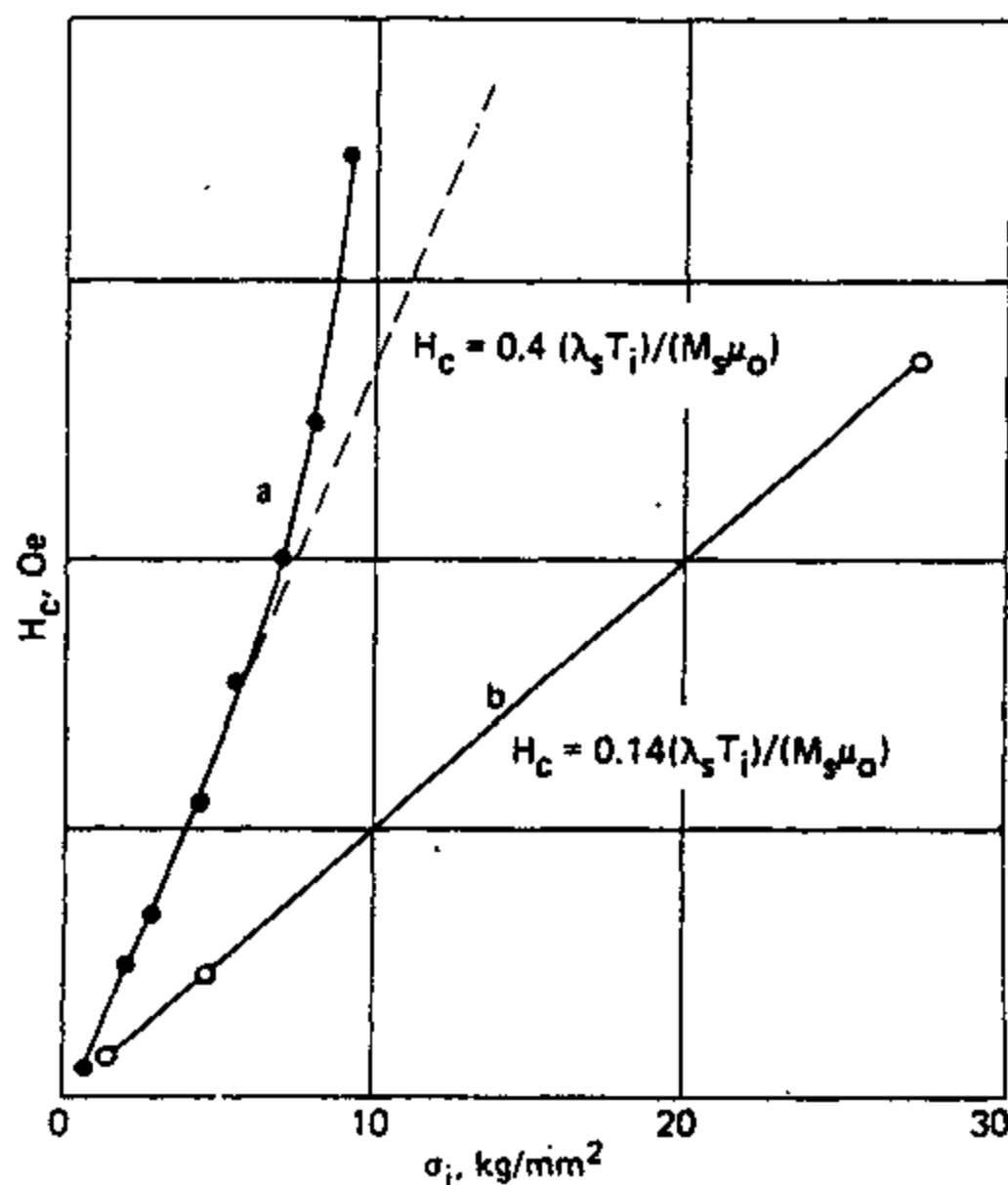


图 8.2 Kersten 计算的镍矫顽力随内应力的变化：(a)再结晶镍；(b)冷拉镍。
此结果证实了矫顽力的应力理论。

我们可以对正弦型势场中的平面畴壁位移计算磁化率。假设材料中的应力 σ 可以用下式表示成距离的函数，如图 8.3 所示，

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \right] \quad (8.1)$$

其中是 l 应力变化的周期， σ_0 是变化的最大幅度。

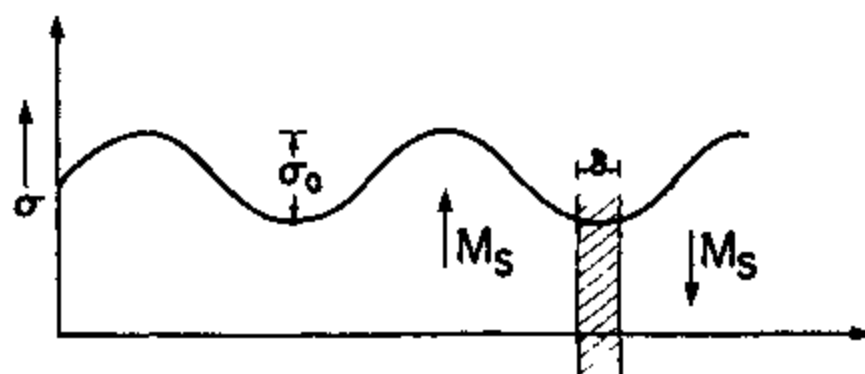


图 8.3 内部微应力随位移的理想化改变，近似为正弦函数。

单位体积的应力能 E_σ 为

$$E_\sigma = \left(\frac{3}{2}\right) \lambda_s \sigma, \quad (8.2)$$

其中 λ_s 是磁致伸缩系数。将 σ 代入上式并求导，对单位面积畴壁而言

$$\frac{dE_\sigma}{dx} = \left(\frac{3\pi}{l}\right) \lambda_s \sigma_0 \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right). \quad (8.3)$$

在磁场 H 的作用下一个磁畴每单位体积的能量为

$$E_H = -\mu_0 M_s \cdot H. \quad (8.4)$$

因此单位面积 180° 畴壁移动距离 x 所导致的磁场能变化为

$$E_H = -2\mu_0 M_s \cdot H x$$

$$\frac{dE_H}{dx} = -2\mu_0 M_s \cdot H. \quad (8.5)$$

总能量将是磁场能与应力能的和

$$E_{\text{tot}} = E_H + E_\sigma \quad (8.6)$$

而且总能量对 x 求导就可确定平衡态

$$\frac{dE_{\text{tot}}}{dx} = \left(\frac{3\pi}{l}\right) \lambda_s \sigma_0 \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) - 2\mu_0 M_s H \cos\theta = 0. \quad (8.7)$$

平衡时

$$2\mu_0 M_s H \cos\theta = \left(\frac{3\pi}{l}\right) \lambda_s \sigma_0 \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right), \quad (8.8)$$

上式可以解出位移 x 。对小 x 我们可以取近似 $\sin 2\pi x/l \approx 2\pi x/l$

$$2\mu_0 M_s H \cos\theta = \frac{6\lambda_s \sigma_0 \pi^2 x}{l^2}$$

$$x = \frac{l^2 \mu_0 M_s H \cos\theta}{3\pi^2 \lambda_s \sigma_0} \quad (8.9)$$

注意到对 180° 畴壁来说，磁化强度的变化有下列关系，就可得到起始磁化率

$$M = 2AM_s x \cos\theta$$

$$\frac{dM}{dH} = \left(\frac{dM}{dx}\right) \left(\frac{dx}{dH}\right)$$

$$= \frac{2Al^2 \mu_0 M_s^2 \cos^2\theta}{3\pi^2 \lambda_s \sigma_0}$$

$$= \text{常数} \times \frac{M_s^2 l^2}{\lambda_s \sigma_0} \quad (8.10)$$

因此起始磁化率随 $\lambda_s \sigma_0$ 的增加而降低, 而且随应力最大区的间隔 l 的增大而升高。

8.1.3 掺杂理论: 畴壁被杂质钉扎

还有什么其它因素会导致畴壁位移的不可逆性?

磁性能不同于母体材料的第二相材料所在的孤立区域称为磁性掺杂物。当畴壁与这些掺杂物相交时, 畴壁的能量会减小, 因而畴壁就被吸引到这些掺杂物上, 所以说这样的掺杂物能够有效地阻碍畴壁运动。

畴壁钉扎的掺杂理论是由 Kersten^[12, 13] 提出的。他假设磁畴壁以平面方式在固体内运动并且当畴壁与掺杂物相交时畴壁的能量较小。掺杂物本身有多种形式, 比如超过溶解度极限时出现的不可溶第二相材料; 它们可以是氧化物或碳化物, 或者可能是气孔、空洞、裂纹或其它机械不均匀性。人们熟知的磁性掺杂物例子就是钢铁中的渗碳体 (Fe_3C) 粒子。

Néel^[14] 对平面畴壁运动的假说提出了责难, 并进一步指出, Kersten 的解释忽略了这样一个事实, 就是与一个缺陷 (比如空洞或裂纹) 相联系的自由磁极会是更大的能量来源。于是完全封闭在磁畴体内的单个掺杂物上就附着有自由磁极, 如图 8.4(a) 所示, 并附带有静磁能 $2\pi\mu_0 M_s^2 r^3 / 9$, 但是当畴壁与缺陷相交时缺陷上自由磁极的分布会发生变化, 如图 8.4(c) 所示, 该变化使静磁能减小为 $\pi\mu_0 M_s^2 r^3 / 9$ 。Néel 模型被称为弥散场理论 (或可变场理论)。

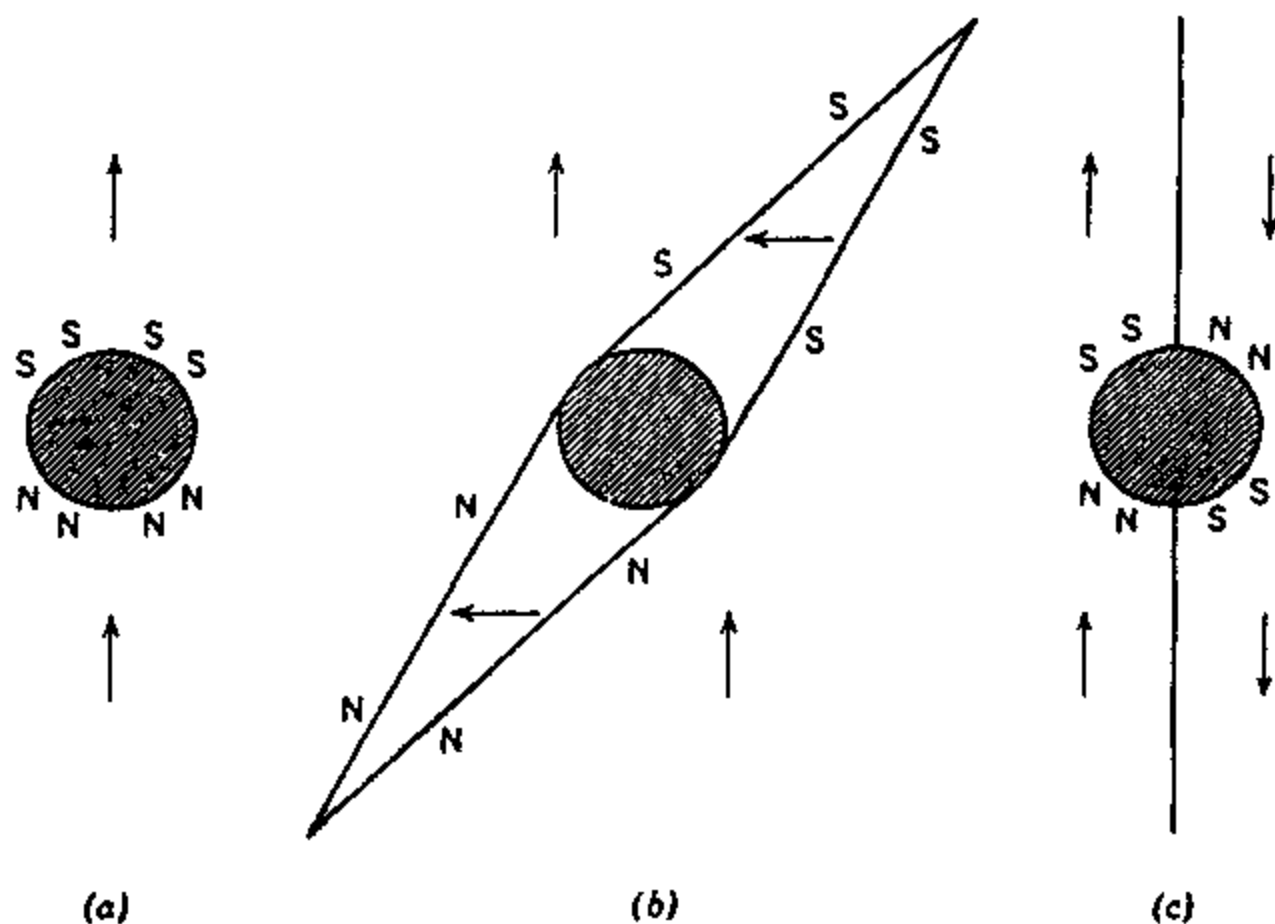


图 8.4 (a) 一个裸露掺杂物上的自由磁极分布; (b) 附着在掺杂物上的楔形畴; (c) 当掺杂物与畴壁相交时与之相联系的静磁能减小。

从弹性膜模型的角度来看, 畴壁的能量减小就是每单位面积的畴壁能乘上畴壁面积的减小。该减小量可以算出为 $\pi r^2 \gamma$, 其中 γ 是畴壁能。对 $\gamma = 3 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$ 的铁中、直径

为 $1\ \mu\text{m}$ 的非磁性掺杂物来说, 因自由磁极而引起的能量减小是畴壁面积引起的能量减小的 70 倍。图 8.5 给出了 Néel^[15] 对计算的和观测的钢矫顽力进行比较的结果。

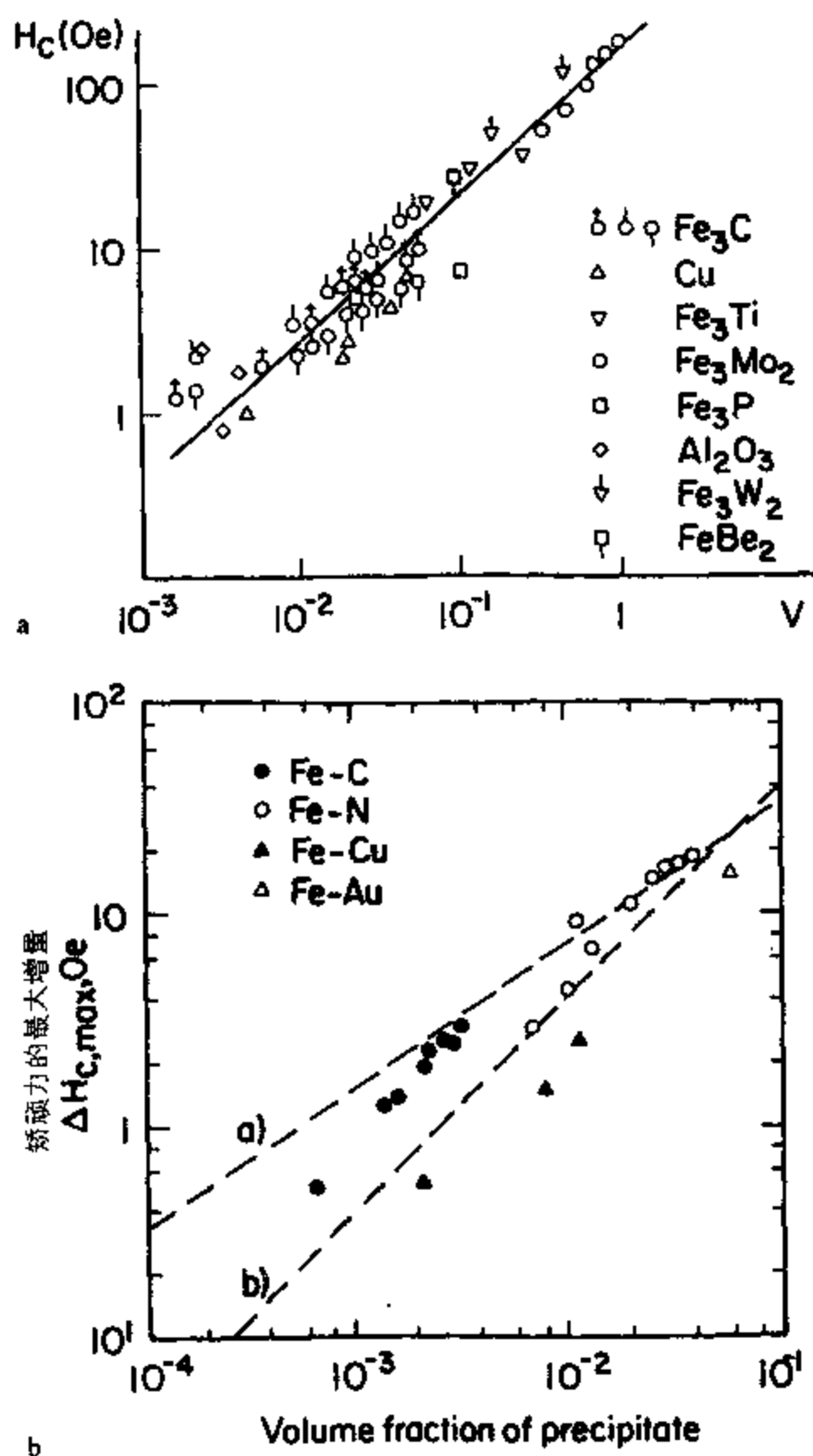


图 8.5 (a)各种钢材的矫顽力随掺杂物总体积比的变化。这是 Kersten 的实验结果和 Néel^[15] 的计算结果。
(b)填隙式或替代式溶解物的沉淀引起的铁矫顽力增加。理论计算的结果用两条短划线表示: (a)的根据是 Kersten 的理论而(b)是按照 Néel 模型划出的。

Dijkstra 和 Wert^[16] 尝试了描述碳化物杂质对铁矫顽力的影响。在他们的模型中畴壁被认为是一块有弹性的表面, 于是畴壁与缺陷相交时和自由时的能量差别就可以很简单地从畴壁面积的差确定出来。其实, 一个位于磁畴内的掺杂物上面不会完全没有楔形畴, 如图 8.4(b) 所示。这些楔形畴本身就降低了掺杂物的静磁能。尽管如此, 当掺杂物与畴壁相交时掺杂物和楔形畴的能量仍然会减小, 而且能量减小的程度仍然明显高于畴壁面积减少所引起的能量

降低。

8.1.4 畴壁被强钉扎时的临界场

在畴壁弯曲的情况下使其脱离钉扎位所需的磁场强度是多少？

Kersten^[17]改进了他以前提出的模型中的假设条件, 计算了具有可弯曲畴壁的固体的起始磁化率。例如考虑缺陷位的钉扎强度相当高而且畴壁能相当低的情形。在这种情况下, 畴壁将在磁场的作用下发生弯曲。此过程将是可逆的, 直到曲率半径达到一个临界值, 此后畴壁开始不连续、不可逆地膨胀。

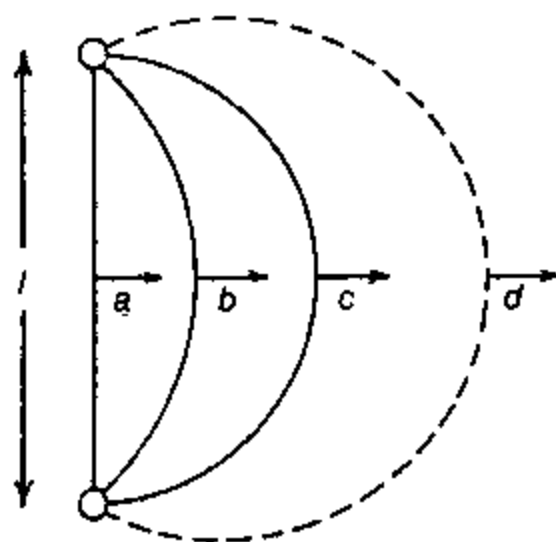


图 8.6 Kersten 理论的畴壁可逆和不可逆膨胀。

考虑图 8.6 所示的情形。在外磁场 H 的影响下畴壁发生弯曲, 其曲率半径 r 的大小值得畴壁上的超压 γ/r 刚好抵消磁场产生的每单位面积的作用力。对 180° 壁而言

$$\frac{\gamma}{r} = 2\mu_0 M_s H \cos \theta, \quad (8.11)$$

其中 θ 是 H 场方向与某一个磁畴磁化强度的夹角。当畴壁曲率半径达到 $l/2$ 时产生临界条件, 其中 l 是钉扎位之间的距离。

$$H_{c180} = \frac{\gamma}{\mu_0 M_s l \cos \theta} \quad (8.12)$$

且对 90° 壁类似地有

$$H_{c90} = \frac{\gamma\sqrt{2}}{\mu_0 M_s l \cos \theta} \quad (8.13)$$

Kersten 用这些方程求出了镍铁合金的矫顽力。这就告诉我们, 对强钉扎情形来说, 临界场以及矫顽力要依赖于通过系数 l 表现出来的钉扎位的数密度和畴壁能 γ 。

8.1.5 畴壁被弱钉扎时的临界场

在畴壁发生弯曲之前使其脱离钉扎位所需的磁场强度是多少？

在此情况下畴壁以平面方式运动, 这是因为它们在有机会弯曲之前就脱离了钉扎位。

由于存在缺陷和位错的分布,畴壁会受到某种势场的作用。磁场 H 作用在单位面积 180° 畴壁上的作用力为

$$F = 2\mu_0 M_s H \cos \theta, \quad (8.14)$$

其中 θ 是磁化强度和磁场的夹角。

如果势能为

$$E_p = E_p(x) \quad (8.15)$$

而且其最大斜率为 $[dE_p(x)/dx]_{\max}$, 那么在临界场下我们必须在单位面积畴壁上有最大的作用力。

$$F_{\max} = \left[\frac{dE_p(x)}{dx} \right]_{\max} \quad (8.16)$$

于是临界场为 (磁场超过此临界场就使畴壁脱离其钉扎位)

$$\begin{aligned} H_{\text{crit}} &= \frac{F_{\max}}{2\mu_0 M_s \cos \theta} \\ &= \frac{1}{2\mu_0 M_s \cos \theta} \left[\frac{dE_p(x)}{dx} \right]_{\max} \end{aligned} \quad (8.17)$$

在势能呈正弦型变化的情况下

$$E_p(x) = E_{\max} \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \quad (8.18)$$

因此

$$\left[\frac{dE_p(x)}{dx} \right]_{\max} = \frac{2\pi E_{\max}}{l} \quad (8.19)$$

由此得出

$$\begin{aligned} H_{\text{crit}} &= \frac{E_{\max} (2\pi/l)}{2\mu_0 M_s \cos \theta} \\ &= \frac{E_{\max} \pi}{l\mu_0 M_s \cos \theta}. \end{aligned} \quad (8.20)$$

于是在这种情况下临界场及矫顽力要依赖于最大钉扎能 E_{\max} 和通过间距 l 体现出来的钉扎位数密度。

8.2 由钉扎模型确定磁化曲线

能否从畴壁钉扎的概念推出磁化过程的切实可行的模型?

磁学领域最困难的问题之一就是材料的特性来描述铁磁体的磁化曲线。畴壁与分布式结构特征的相互作用已经很复杂了, 还要加上磁畴转动也有可能引起磁化强度变化, 情况会更加错综复杂。所以推导下面理论的尝试都只涉及最简单的情形。

8.2.1 微结构特征对磁化的影响

位错及其它缺陷对矫顽力和起始磁化率的影响?

Becker、Kersten 和 Néel 的研究结果有助于了解畴壁与缺陷产生相互作用对畴壁面上发生的变化过程。这样的理论要有用处就必须与观测的块体特性联系起来。我们已经讲过, Kersten 对起始磁化率的计算是以单个布洛赫壁模型为基础的。理解磁化过程的下一步是将早期的模型加以推广, 把畴壁与缺陷比如位错的相互作用包括进来。位错有其相关的应力场, 它阻碍磁畴壁的运动。Vicena^[18] 首先提出位错对矫顽力有影响。随后 Kronmuller 与合作者就此课题发表了数篇论文。

Seeger 等人^[19] 考虑了晶格缺陷对磁化曲线的影响。他们注意到 Becker 早期工作中的内应力来源不明并且用一个平均应力振幅来表征应力。他们的理论计算以刚性畴壁近似为基础, 表明矫顽力与起始磁化率的乘积应该是一个常数。

$$\chi_{in} H_c = \text{常数} \quad (8.21)$$

此外还表明在刚性畴壁近似下矫顽力与位错密度 ρ 的平方根有关, 在面心立方材料中位错密度正比于外应力。

$$\frac{H_c}{\sqrt{\rho}} = \text{常数} \quad (8.22)$$

Kronmuller^[20] 以畴壁运动的刚性畴壁近似模型为基础, 推导出了低场磁化区瑞利定律的统计理论。瑞利定律 (5.1.6 节) 给出磁化强度 M 和磁场 H 之间的关系为

$$M = \chi_{in} H + \nu H^2 \quad (8.23)$$

其中 ν 是瑞利常数, χ_{in} 是起始磁化率。这两个系数被证明是由畴壁势能确定的, 并且发现它们与位错密度 ρ 有如下关系:

$$\chi_{in} \sqrt{\rho} = \text{常数} \quad (8.24)$$

$$\nu \rho = \text{常数} \quad (8.25)$$

Hilzinger 和 Kronmuller^[21] 也从理论上考察了硬磁材料的矫顽力。尤其是他们发现了硬磁材料中畴壁与缺陷的相互作用导致了实验上观测到的 SmCo_5 矫顽力随温度的变化关系。他们指出获得高矫顽力的方法是: (a) 用缺陷钉扎畴壁; (b) 制作单畴粒子以消除畴壁。对多畴材料来说第一种机制是最重要的, 而且在大多数材料中最有影响的钉扎机理就是位错与畴壁的相互作用。然而, 他们认为在 SmCo_5 中点缺陷是最重要的钉扎位, 因为此材料中畴壁很薄, 通常厚度只有 30 \AA 。

对稀土钴合金^[22] 中布洛赫壁钉扎的进一步研究表明, 反相界面是决定这类材料矫顽力的主要机理。(当一个有序的超点阵中的 A 亚点阵和 B 亚点阵变成不同相位时就出现反相界

面, 此时亚点阵 A 上的原子类型转变成亚点阵 B, 反之亦然。于是超点阵的最近邻配位受到局部破坏。)

Hilzinger 和 Kronmuller^[22] 进一步发展和推广了刚性(平面)畴壁运动的这些理论, 研究了随机分布缺陷对畴壁的钉扎。正如他们所指出的那样, 畴壁钉扎的理论基本上仍然分成两类: 刚性畴壁的势能理论和柔性畴壁的畴壁弯曲理论。以前对位错、点缺陷和反相界面讨论了畴壁缺陷相互作用的问题。他们证明矫顽力与缺陷密度、相互作用(或钉扎力)以及畴壁的面积和弹性有关。Jiles 和 Atherton^[24] 也研究了这些概念。

在采用势能理论的情况下, Hilzinger 和 Kronmuller 进一步证明矫顽力 H_c 依赖于畴壁总面积 A_B 以及缺陷密度 ρ 的平方根

$$H_c \sim \frac{\sqrt{\rho}}{\sqrt{A_B}} \quad (8.26)$$

在采用畴壁弯曲模型的情况下, Labusch^[25] 发现矫顽力依赖于 $\rho^{2/3}$ 。

$$H_c \sim \rho^{2/3} \quad (8.27)$$

在发生了多少畴壁弯曲这一问题上仍然有所争议。在瑞利定律的统计理论中 Kronmuller 假设畴壁是保持平面状的, 但 Kersten^[17] 和 Dietze^[26] 的论文却假设畴壁发生了弯曲。看起来发生畴壁弯曲的概率要取决于钉扎位的强度和畴壁表面能。Chikazumi^[27, p.193] 认为, 畴壁沿磁畴内部磁化强度的轴线方向保持平面状, 比如铁的 [100] 方向, 这样就可避免在畴壁的弯曲部分出现自由磁极, 但畴壁在其它方向可以自由弯曲。例如在一块畴壁两边沿着 [100] 方向和 $[\bar{1}00]$ 方向的磁化强度他得畴壁从 (001) 或 (010) 面看起来是平面型的。但从 (100) 面看畴壁是可以弯曲的, 如图 8.7 所示。

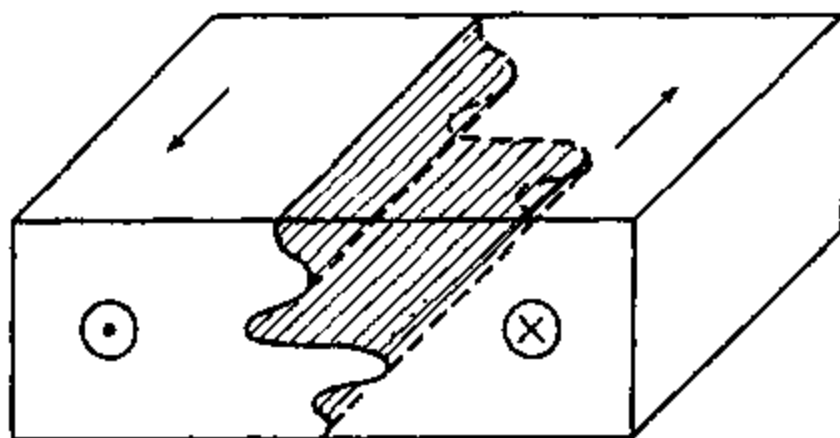


图 8.7 铁中的畴壁在不同的结晶学平面内分别表现为平面型和弯曲型形态。

最后, 在早期论文中仅仅考虑了平面型畴壁之后, Hilzinger 和 Kronmuller^[28] 认为弯曲畴壁的钉扎是由随机分布缺陷产生的。上述两种理论, 即平面畴壁的势能理论和弹性畴壁的弯曲理论, 被证明只不过是一种更普遍的理论的极限情况。在该普遍理论中, 发现矫顽力在缺陷畴壁相互作用较弱时依赖于 $\rho^{1/2}$ 而在缺陷畴壁相互作用较强时依赖于 $\rho^{2/3}$ 。因此这两种模型给出了一条曲线的两个极限。此结果很重要, 因为它把两个基本的畴壁运动机制集合在一个统一的畴壁运动理论中。

8.2.2 金属中的畴壁缺陷互作用

畴壁缺陷相互作用的实验观察结果如何?

Porteseil、Astie 以及合作者已经在一系列文章中讨论了用布洛赫壁的运动来描述磁化过程的问题。在这些论文中,对畴壁的运动进行了大量的观察研究,并用理论模型对结果进行了诠释。Porteseil 和 Vergne^[29] 在一篇理论性文章中用单个的孤立布洛赫壁模型计算了多晶体的磁化曲线。他们研究了单个不可逆事件保持独立的条件,并考察了单个事件何时导致雪崩效应,随之产生许多不可述的畴壁跳跃或巴克好森不连续性。

Astie 等人^[30] 研究了位错结构对高纯铁的磁性和磁机械特性的影响。位错结构是由多晶铁的应变硬化形成的。他们对畴壁缺陷相互作用的早期工作提出了责难,因为早期的工作没有对点阵缺陷作出准确的观测。他们的研究涉及起始磁化率 χ_m 、瑞利系数 ν 和矫顽力 H_c 。随应变硬化 $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ 的变化关系,其中 σ_0 是屈服强度而 σ 是最大外加应力。作者的结论是:在应变硬化曲线上 $\Delta\sigma = 0$ 和 $\Delta\sigma = 100$ Mpa 之间有三个截然不同的区域,这一点可以通过透射电镜 (TEM) 和磁性参致进行鉴别。

有趣的是,在低应力区域 (< 30 MPa),矫顽力和起始磁导率几乎与应力无关。然而,在更高的应力下 H_c 迅速增加而 χ_m 较少受影响,此时应力导致了以位错结形式出现的较高位错密度,该位错结铁位错密度较低的区域隔开了相当大的距离。Degauque 和 Astie^[31] 报道了对高纯铁中磁畴壁与缺陷相互作用的进一步研究。用高压电镜 (HVEM) 研究了在外加磁场下畴结构的模变。

Degauque 等人^[32] 报道了晶粒尺寸对高纯铁磁性能的影响。将矫顽力 H_c 、起始磁化率 χ_m 和瑞利系数 ν 与剩余磁感应 B_R 结合在一起进行研究。研究结果表明,起始磁化率与晶粒尺寸无关但瑞利系数正比于晶粒直径 d ,

$$\nu/d = \text{常数}, \quad (8.28)$$

如图 8.8 所示。他们还发现矫顽力随 $1/d$ 线性变化,如图 8.9 所示。

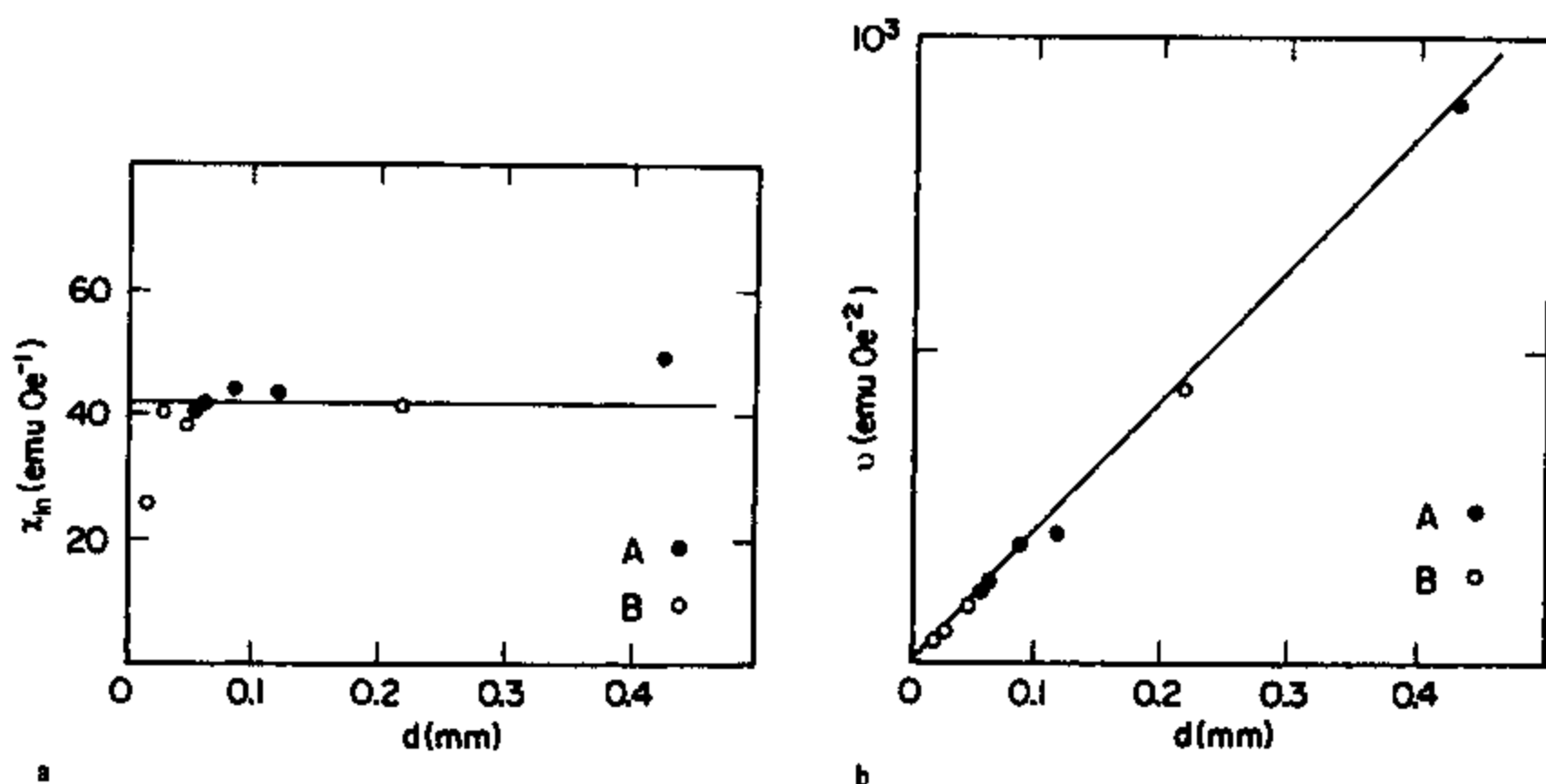


图 8.8 高纯铁中瑞利系数随晶粒直径 d 的变化关系, 取自 Degauque 等人的结果^[32] (参见 8.23 式)。

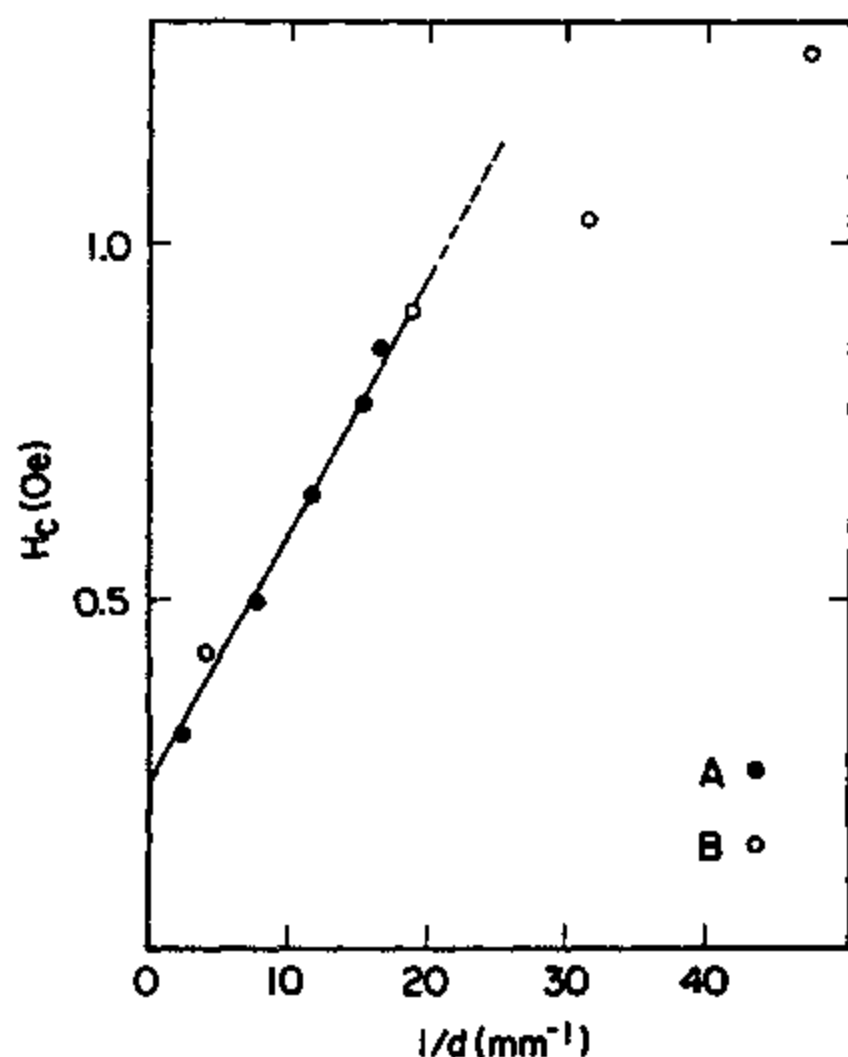


图 8.9 高纯铁中矫顽力随晶粒直径 d 的变化关系, 取自 Degauque 等人的结果^[32]。

$$H_c d = \text{常数} \quad (8.29)$$

Astie 等人^[33] 采用了畴壁运动的势能模型来解释在多晶铁上得到的结果。根据前面介绍过的 Hilzinger 和 Kronmuller 的工作, 我们知道, 理论已经预言了

$$H_c \chi_{in} = \text{常数} \quad (8.30)$$

和

$$\nu H_c^2 = \text{常数} \quad (8.31)$$

然而, 从缺陷密度发生改变的多晶铁的实验测量结果中发现, 上述值确实发生了变化, 与 Hilzinger 和 Kronmuller 的势能模型预言相矛盾。他们发现起始磁化率 χ_{in} 与铁的晶粒尺寸无关。这是因为 χ_{in} 是由低场中畴壁的短程可逆运动决定的。在这样的情况下位错是对 χ_{in} 起作用的决定性因素。但是发现瑞利系数 ν 与晶粒尺寸 d 有关并随晶粒尺寸而增加, 而矫顽力则随晶粒尺寸增加而减小。

简单地说, 如果假设势能曲线 $V(x)$ 仅仅在有效地缩放 V 和 x 使势函数保持相似形状的情况下才发生改变, 那么, 只有在这一假设成立的前提下势能模型才会预言 $H_c \chi_{in}$ 和 νH_c^2 的恒定性。但是, Astie 等人指出, 在很多情况下这种假设不大可能成立, 就象在他们自己的结果以及 Jiles 等人^[34] 的结果中观察到的那样, 上述乘积并不保持恒定。

8.2.3 缺陷少的材料中的磁化过程

什么因素影响着缺陷少的材料的磁化曲线?

Globus 等人在一系列文章中研究了与铁、钴和镍相比缺陷相当少的一类材料（比如铁氧体、石榴石和尖晶石）中的畴壁运动。证明了晶粒边界对这类材料块体磁化曲线的影响是最重要的微结构因素，而且事实上由于情况的简单化，只用相当少的参数就可对这类材料中的畴壁运动进行模型分析。

在系列研究中最先提出的 Globus 模型^[35]中，假设畴壁是钉扎在晶粒边界上的。该模型还假设磁畴壁被晶粒边界上的钉扎位所固定，并且假设畴壁在磁场的作用下象弹性膜那样弯曲变形，如同 Kersten 首先提出的那样。因此在实验研究中 Globus 和 Duplex^[36]制备的样品只有一个可变参数——晶粒尺寸。他们研究了铁氧体（如镍铁氧体 $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ），尖晶石（如镍锌铁氧体 $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ）和钇铁石榴石 $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{Y}_2\text{O}_3$ 。采取了预防措施，以避免在晶粒中出现其它结构特征，比如非磁性掺杂物、气孔和位错，因为作者已认识到它们对畴壁运动、以及进而对块体磁化曲线有强烈的影响。

根据该模型有可能计算出相应于起始磁化率的畴壁曲率。人们发现 χ_{in} 与晶粒直径 d 呈线性关系，如图 8.10 所示。他们也推断这些材料的起始磁化率几乎完全来自于畴壁运动。因此有可能根据这些结果把畴壁运动（正比于 d ）和磁畴转动（与 d 无关）对起始磁化率的影响分隔开来。我们可以从图 8.10(b)中找到这些贡献，其中直线的斜率是来自于畴壁钉扎，而 $d=0$ 处的截点是磁矩的转动造成的。按照 Globus 和 Duplex^[37]的理论，转动对 χ_{in} 的贡献依赖于备向异性而与结构无关，但畴壁运动的贡献对结构非常敏感。随后，Globus 和 Duplex^[38]用同样的模型分析了尖晶石和石榴石。

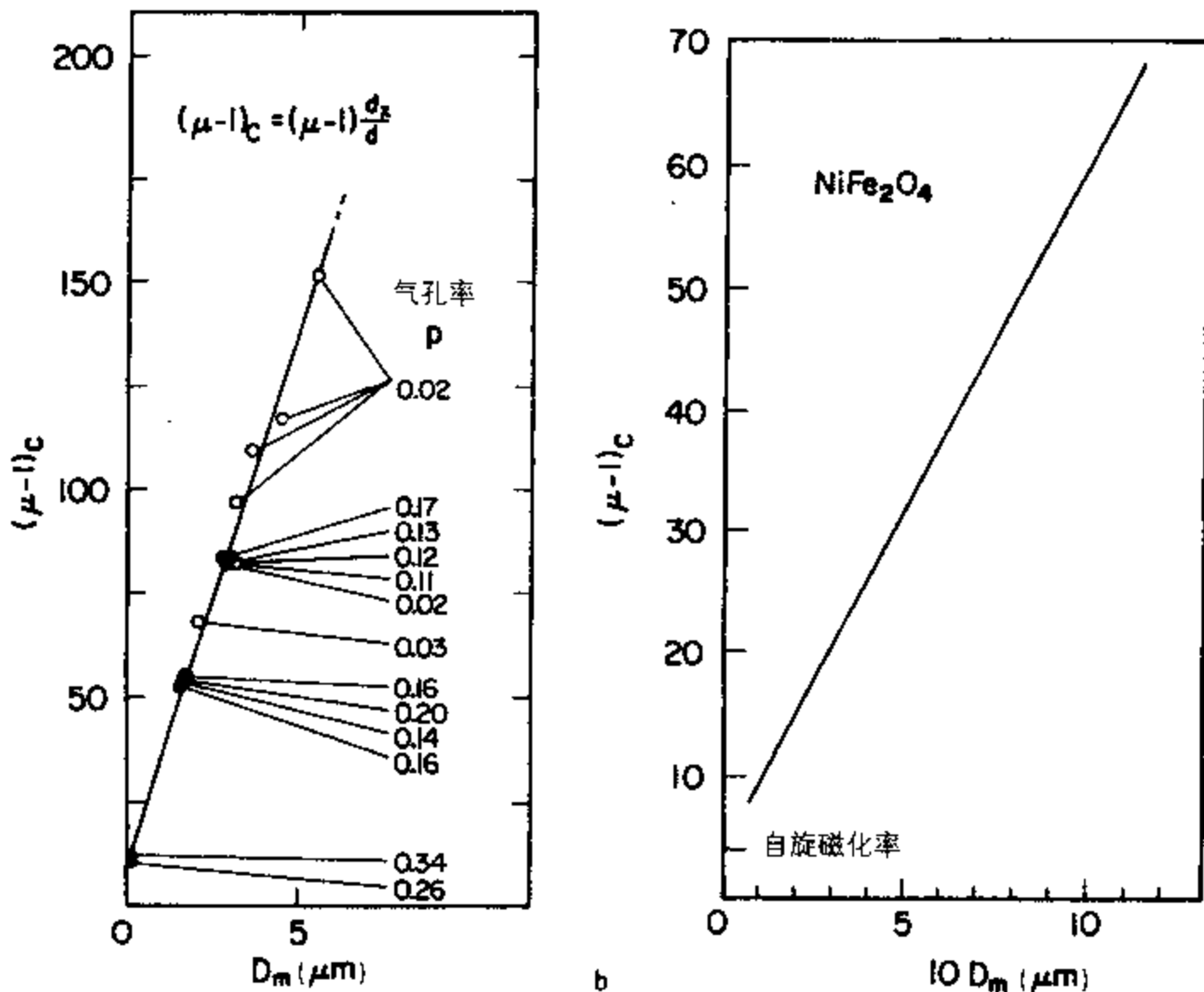


图 8.10 钇铁石榴石和镍铁氧体中起始磁化率 χ_{in} 随晶粒直径 d 的变化关系，取自 Globus 和 Duplex^[36, 39] 的结果。©(1996)IEEE。

Globus、Duplex 和 Guyot^[39] 在分析畴壁变化过程的基础上研究了钇铁石榴石的磁化过程。在他们的工作中, 由于所用的磁场远远低于磁畴转动所需的磁场, 因此认为磁化强度的可逆分量是畴壁膨胀引起的, 而磁化强度的不可逆分量则来自于畴壁位移。在该论文中给出了用畴壁弯曲表示的磁化率的显式公式。

扩展的 Globus-Guyot 模型^[40] 同时包括了畴壁膨胀和畴壁位移。由此他们给出了矫顽力和剩磁的模型。在扩展模型中作者确定了一个临界场, 超过该磁场则畴壁开始平移, 从而进入不可逆过程。

Guyot 和 Globus^[41, 42] 的进一步工作是: 试图将磁滞损耗与畴壁表面的产生和消除、磁畴壁的连续钉扎和去钉扎引起的能量损失联系起来。他们的结论是这类材料中的模耗不能仅仅用钉扎损失来解释。损耗的第一项当然实实在在是畴壁的钉扎和去钉扎引起的摩擦项。第二项则来自于磁畴表面积的变化。这两者都会引起磁滞损耗。

根据这一工作, 作者推断这类材料的磁化曲线都有同样的普遍形式, 依赖于晶粒尺寸 d 、饱和磁化强度 M_s 和磁各向异性场 H_{eff} 。通常, 畴壁运动的临界场远远小于各向异性场 ($H_{\text{cr}}/H_{\text{eff}} = 0.003$), 所以磁畴转动机制所起的作用不明显。

最后, Globus^[43] 总结了早期的工作成果, 给出了尖晶石、铁氧体和石榴石的起始磁化强度和磁滞损耗的通用曲线。此通用曲线与 M_s 、各向异性 K 和晶粒尺寸 d 有关。该模型看起来非常适合于这类材料, 因为这类材料的晶粒内部很少有缺陷, 从而影响磁化曲线的因素相当少, 而且这些因素在磁化曲线的表达中能够以解析的形式反映出来。在金属比如铁和镍中, 其它缺陷比如非磁性掺杂物和位错的存在有很明显的影响, 因此总的机制更加复杂。

8.2.4 巴克好森效应与畴壁运动

如何用畴壁运动解释其它磁现象?

巴克好森效应的相关现象和磁声发射都是由磁化强度的不连续、不可逆变化引起的。这些不可逆变化可以是不可逆畴壁运动的结果, 也可以来自于平面型或非平面型畴壁从其钉扎位去钉扎, 或者来自于畴壁曲率一旦超过临界值而发生的畴壁不连续膨胀。巴克好森发射也可以产生于磁畴内的磁矩从某个易轴方向不连续地转入最靠近磁场方向的另一个易轴方向。

180° 壁或非 180° 壁的运动均可引起巴克好森效应。然而, 只有非 180° 壁的不连续运动或非 180° 的磁畴转动才能产生磁声发射。其原因是: 要产生声脉冲, 就必须要有应力产生。 180° 畴壁运动或 180° 转动不会产生应力, 这是因为, 如果磁矩沿着某个特定轴向, 则沿该轴的应变就与磁矩的方向无关。

由于巴克好森效应的随机性质, 已经证明很难对其进行理论描述。然而 Alessandro、Bertotti 及合作者发展了巴克好森效应的一种随机过程模型, 在该模型中磁畴壁在随机起伏的内部势场中运动^[44]。在不同位置上, 畴壁被外加磁场驱使而越过钉扎位, 这就导致了不连续运动或巴克好森事件。用实验检验理论的预言^[45] 得到了较好的结果。此后 Pust^[46] 等人进一步发展了这一理论思想, 并且证明: 一块畴壁的局域矫顽力、或钉扎场, 与它在材料中运动时所经历的内部势场梯度有关。内场的变化再次表示为畴壁位置的随机函数。近来, 此方法似乎已成为处理软磁材料中畴壁运动的最有前途的方法。

8.2.5 磁致伸缩与畴壁运动

不同类型畴壁对磁致伸缩有不同的贡献吗?

180° 畴壁位移或转动不会引起块体磁致伸缩的变化。因此在 Terfenol 及其它高磁致伸缩材料的情形下重要的是要造就尽可能多的非 180° 畴壁运动以使材料性能达到最佳状态, 也就是说, 使块体磁致伸缩达到最大。通过外加压应力感生应力各向异性, 使磁畴的磁化垂直于磁场方向, 就可达到这一目的。

8.3 铁磁性滞后现象的现论

如何用最少的参数来描述铁磁体的块体磁性能?

为了对铁磁材料的磁性能进行模拟, 能够从数学上描述磁滞显然是非常有用的。因此我们现在要考虑就是如何把目前所有的想法结合在一起, 给出一个铁磁体磁滞的理论模型。现在采用的模型有好几个; 包括广泛用在磁记录行业中描述记录磁带磁化特性的普瑞萨赫 (Preisach) 模型^[47], 以及转动磁滞的 Stoner-Wohlfarth 模型^[48]、其实它只适用于单畴粒子, 但一直被用来模拟硬磁材料的特性。我们将考虑一个较新的磁滞模型^[24], 该模型原本以畴壁运动为基础, 正如我们前面提到的那样, 畴壁运动是多畴样品磁滞的主要原因。此模型同样也可考虑磁畴转动的影响, 因为其重要的步骤都是建立能量耗散与磁化强度变化之间的联系。

8.3.1 畴壁钉扎造成的能量损失

我们能够描述畴壁钉扎的能量损失吗?

考虑与磁场 H 平行和反平行的两个磁畴之间的一块面积为 A 的 180° 畴壁。如果在磁场作用下畴壁移动距离 dx , 由此运动引起的能量变化为

$$dE = -2\mu_0 M_s \cdot H A dx \quad (8.32)$$

假设某个钉扎位对 180° 畴壁的钉扎能是 $\mu_0 \epsilon_\pi$, 并假定钉扎能正比于移动畴壁引起的单位体积的能量变化,

$$\epsilon_{pin} = \frac{1}{2} \epsilon_\pi (1 - \cos \phi) \quad (8.33)$$

其中 ϕ 是相邻磁畴磁矩间的夹角。这就结出了某个位置的钉扎能随 ϕ 变化的表达式。显然在 $\phi = 0$ 的地方由于畴壁不再存在所以钉扎能必须为零。在 180° 壁的情况下 $\epsilon_{pin} = \epsilon_\pi$ 。如采单位体积中有 n 个钉扎位, 移动畴壁引起的能量损失就是

$$dE_{loss} = \mu_0 n \epsilon_\pi A dx \quad (8.34)$$

其中 A 是畴壁的截面积。磁化强度的改变为

$$dM = 2M_s A dx \quad (8.35)$$

因此

$$dE_{\text{loss}} = \frac{\mu_0 n \epsilon_n dM}{2M_s} \quad (8.36)$$

用常数 k 代替 $(n\epsilon_n/2M_s)$ 得到

$$dE_{\text{loss}} = \mu_0 k dM \quad (8.37)$$

8.3.2 不可逆的磁化强度变化

如果我们知道能量损失，能否写出磁化过程的能量方程？

假设铁磁体能量的变化要么表现为磁化强度的变化、要么表现为磁滞损耗。于是我们可以写出能量方程如下：

$$(\text{供给材料的能量}) = (\text{静磁能的变化}) + (\text{磁滞损耗}) \quad (8.38)$$

在没有磁滞损耗的情况下，静磁能的变化必须等于供给的总能量。当没有磁滞时磁化强度沿无磁滞磁化曲线 $M_{\text{an}}(H)$ 变化

$$\mu_0 \int M_{\text{an}}(H) dH = \mu_0 \int M(H) dH + \mu_0 \int \left(\frac{n\epsilon_n}{2M_s} \right) \left(\frac{dM}{dH} \right) dH \quad (8.39)$$

于是

$$M_{\text{an}}(H) = M(H) + k \left(\frac{dM}{dH} \right)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_{\text{an}}(H) - M(H)}{k} \quad (8.40)$$

此简单结果说明，磁化强度 M 随磁场 H 的变化率正比于磁化强度对无磁滞磁化强度的假移。即块体磁化强度受到一个关于 $M_{\text{an}}(H)$ 的简谐静场作用。

事实上，由于具有 Weiss 所设想形式的磁畴之间的耦合作用，实际情况要稍稍复杂一些，因此有效场就是 $H_e = H + \alpha M$ ，从而得到下式，

$$\frac{dM_{\text{ir}}}{dH} = \frac{M_{\text{an}}(H) - M_{\text{ir}}(H)}{k - \alpha [M_{\text{an}}(H) - M_{\text{ir}}(H)]} \quad (8.41)$$

我们应该注意到上式只体现了磁化强度的不可逆分量。

8.2.3 可逆磁化强度变化

我们可以将磁化强度的可逆变化并入磁滞的微分方程中吗？

当然，磁化强度还有一个由可逆畴壁弯曲、可逆平移和可逆转动引起的可逆分量。在理论模型中该分量有如下形式

$$M_{\text{rev}} = c(M_{\text{an}} - M_{\text{ir}}) \quad (8.42)$$

既然磁化强度的变化不是可逆的就是不可逆的，那么总的磁化强度 M_{tot} 就是

$$M_{\text{tot}} = M_{\text{rev}} + M_{\text{irr}} \quad (8.43)$$

其实，上式并不是真的非常有用，因为以可逆方式开始的磁化强度变化会锁定在不可逆方式上直到结束。一个有用得多的表达式是磁化强度随磁场的变化。在这种情况下我们能更加确信地分辨磁化率的可逆分量和不可逆分量

$$\frac{dM_{\text{tot}}}{dH} = \frac{dM_{\text{irr}}}{dH} + \frac{dM_{\text{rev}}}{dH} \quad (8.44)$$

去掉下标并假设只要我们提到磁化强度变化而没有附加任何限制，所指的就是总磁化强度，那么

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(M_{\text{an}} - M_{\text{irr}})}{k - \alpha(M_{\text{an}} - M_{\text{irr}})} + c \left(\frac{dM_{\text{an}}}{dH} - \frac{dM_{\text{irr}}}{dH} \right) \quad (8.45)$$

由该模型可以清楚地看到，如果 $k \rightarrow 0$ 则 $M \rightarrow M_{\text{an}}(H)$ ，与前面的注释相一致，即如果没有钉扎位则磁化强度就沿无磁滞磁化曲线变化。此微分方程对不同参数值的解如图 8.11 所示。

8.3.4 磁滞系数与实测磁特性的关系

如何根据常规磁化曲线来计算上述理论参数？

从应用的角度来看，能够从实测的磁化曲线计算出支配磁滞的各个参数的数值显然是很重要的^[49]。根据上述方程很容易证明，正常磁化曲线的起始磁化率为

$$\chi_{\text{in}} = c\chi_{\text{an}} \quad (8.46)$$

其中 χ_{an} 是无磁滞磁化曲线在起点处的微分磁化率。此关系与 Rayleigh 的想法相一致，即 χ_{in} 表示起始磁化曲线起点处磁化强度的可逆分量。

在 k 是常数，且可逆分量可以忽略的情况下，即 $c = 0$ ，我们得到下列用矫顽力 H_c 和磁滞回线在 H_c 处的斜率 χ'_{H_c} 表示的非常简单的 k 表达式

$$k = M_{\text{an}}(H_c) \left(\alpha + \frac{1}{\chi'_{H_c}} \right) \quad (8.47)$$

当 $c \neq 0$ 时上式变为

$$k = M_{\text{an}}(H_c) \left\{ \frac{\alpha}{(1-c)} + \left(\frac{1}{(1-c)\chi'_{H_c} - c \frac{dM_{\text{an}}(H_c)}{dH}} \right) \right\} \quad (8.48)$$

在低矫顽力的软磁材料情形下我们可以作某些近似，得到 k 和 H_c 的一个耐人寻味的关系。对低矫顽力材料而言，磁滞回线在矫顽力点的斜率近似等于无磁滞磁化曲线在起点处的斜率。设它们相等，

$$\chi'_{\text{an}} = \chi'_{H_c} \quad (8.49)$$

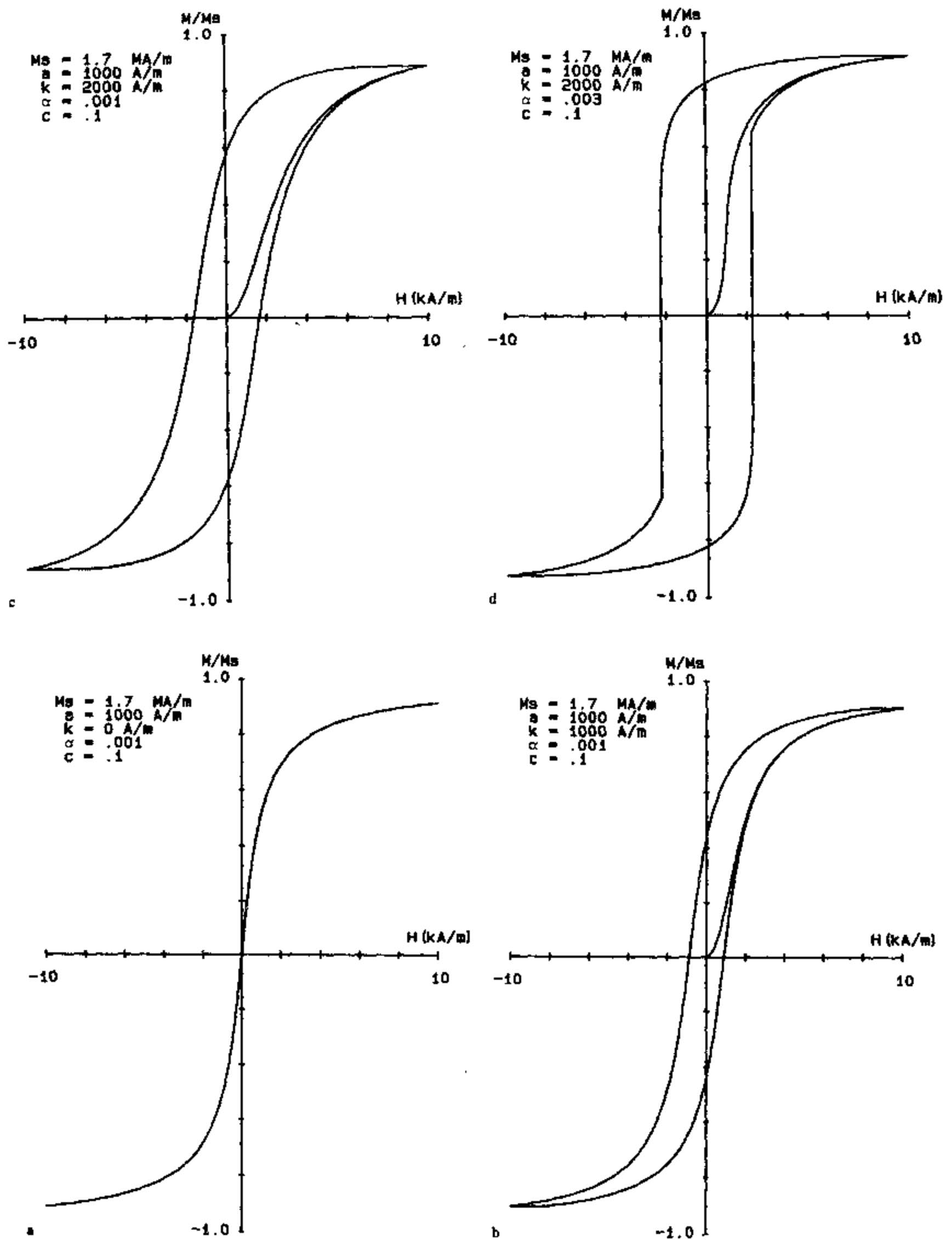


图 8.11 用 Jiles 和 Atherton 的磁滞理论推导的方程进行计算得到的理论磁滞回线。

$$\frac{M_s}{3a - \alpha M_s} = \frac{M_{an}(H_c)}{k - \alpha M_{an}(H_c)} \quad (8.50)$$

由此给出 k 的下列表达式,

$$k = \frac{3a}{M_s} M_{an}(H_c) \quad (8.51)$$

其次, 无磁滞磁化曲线在起点处的斜率是相当线性的, 因此对小 H_c 我们可以写出

$$M_{an}(H_c) = \chi'_{an} H_c = \left(\frac{M_s}{3a - \alpha M_s} \right) H_c \quad (8.52)$$

将此结果代入 k 的表达式就得到

$$k = \frac{H_c}{1 - \left(\frac{\alpha M_s}{3a} \right)} \quad (8.53)$$

由此我们得到一个重要的结论: 软磁材料的矫顽力主要是由畴壁运动的钉扎决定的。实际上, 对软磁材料来说, $k \cong H_c$ 。

8.3.5 微结构和畸变对磁滞的影响

材料微结构的细节如何影响磁滞?

以附加的磁性掺杂物 (比如磁性能不同于基体材料的第二相粒子) 的形式出现的微结构变化通过引入更多的钉扎位而导致磁滞特性的改变, 这些钉扎位阻碍畴壁运动, 从而使矫顽力升高、磁滞损耗增大^[50-52]。当位错致密度因塑性形变 (不是拉伸就是压缩) 而增加时, 位错也会产生同样的影响^[53]。因此, 举例来说, 添加碳化铁粒子软会增加矫顽力和磁滞损耗。材料的冷加工也有类似的效果。

在铁磁性滞后理论中, 这些钉扎位的影响是通过系数 k 来表现的。很显然, 当钉扎位数目增加时 k 将会成比例地增加, 这样就导致矫顽力 H_c 的增加, 就象上面的方程给出的那样。

在低场极限情况下, 矫顽力为 $H_c = k$, 因此矫顽力正比于微密度与每个钉扎位平均钉扎能的乘积。

8.3.6 应力对块体磁化强度的影响

外加应力怎样改变磁滞特性?

根据可逆体系的经典热力学, 吉布斯 (Gibbs) 自由能为

$$G = U - TS + \frac{3}{2} \sigma \lambda \quad (8.54)$$

其中 λ 是块体磁致伸缩, σ 是应力, U 是内能, T 是热力学温度而 S 是熵。亥姆霍兹 (Helmholtz) 自由能为

$$A = G + \mu_0 H M \quad (8.55)$$

其中 H 是磁场而 M 是磁化强度。磁化导致的内能为

$$U = \frac{1}{2} \alpha \mu_0 M^2. \quad (8.56)$$

总有效场为^[54]

$$H_{\text{eff}} = \left(\frac{1}{\mu_0} \right) \left(\frac{dA}{dM} \right)_T \quad (8.57)$$

假设材料受一个恒定应力 σ 的作用，我们可以把有效场写成

$$H_{\text{eff}} = H + \alpha M + \frac{3\sigma}{2\mu_0} \left(\frac{d\lambda}{dM} \right)_T, \quad (8.58)$$

其中 H 是磁场， αM 是与磁化强度耦合的平均场，而 H_σ 是一个等效应力场^[54]。

$$H_\sigma = \frac{3\sigma}{2\mu_0} \left(\frac{d\lambda}{dM} \right)_T. \quad (8.59)$$

此方程可用于确定应力作用下的可逆磁化强度。因此，例如给真实场 H 与磁矩间耦合产生的内场 αM 之和加上应力等效场 H_σ ，就可确定无磁滞磁化曲线，它也就是可逆磁化曲线。在 $\alpha = 0$ 的情况下运用弗罗里希—肯涅利关系式（Fröhlich-Kennelly 方程不含任何与磁化强度的耦合），应力 σ 作用下无磁滞磁化强度就为

$$M_{\text{an}}(H) = \frac{\alpha \left[H + \frac{3\sigma}{2\mu_0} \left(\frac{d\lambda}{dM} \right)_T \right]}{\left\{ 1 + \beta \left[H + \frac{3\sigma}{2\mu_0} \left(\frac{d\lambda}{dM} \right)_T \right] \right\}}. \quad (8.60)$$

上式告诉我们，磁致伸缩为 λ 的材料在恒定应力 σ 的作用下其无磁滞磁化曲线是如何改变的。应该注意到，此分析只对可逆过程适用。在不可逆过程的情况下热力学关系会变得更加复杂。

8.4 磁畴磁化过程动力学

从加上磁场到最终的平衡指向之间的这段时间里，磁矩是怎样变化的？

到目前为止，我们只在平衡条件下讨论了磁化过程，平衡时磁畴磁化强度和畴壁都达到其最终状态。然而，当磁性材料受到一个变化的外场作用时，就要考虑磁矩重取向和畴壁运动的时间相关效应。Chikazumi^[55] 和 Chen^[56] 详细讨论了这些时间相关效应，而且，我们对这些现象的理解基本上与他们相同，所以这里只列出主要结果的概要。

8.4.1 磁畴转确过程

当受到一个外场作用时，磁畴中的各个磁矩如何变化？

从前面的讨论中我们知道, 置于外场中的磁矩会受到一个转矩的作用, 使它与磁场方向平行。在强阻尼运动的情况下磁矩将简单地转到磁场方向, 因而可能在毫秒到微秒范围的时间段内磁矩将到达其平衡方向。另一方面, 如果运动是完全无阻尼的, 那么磁矩将会发生进动, 其方向与磁场方向呈一定夹角而摆动, 该夹角依赖于其初始方向。因此在没有阻尼的情况下, 我们期望磁化强度的变化率正比于转矩 τ ,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \tau \quad (8.61)$$

其中转矩当然就是 $\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}$ 。比例系数 γ 是旋磁比, 我们在 3.3.6 节中已经见过。求解上述方程就产生一个沿着磁场方向的常数分量和一个位于垂直磁场方向的平面内的具有固定频率 ω_0 的正弦分量:

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 H \quad (8.62)$$

这就表明在无阻尼情况下存在一个频率随外加磁场强度线性增加的自旋共振。当有阻尼时必须修改运动方程。Landau 和 Lifschitz 探讨处理了这一问题^[57]并给出了下面的运动方程, 称为 Landau-Lifschitz 方程:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \tau - \frac{4\pi\lambda_d}{M^2} (\mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (8.63)$$

其中方程右端的第二项是阻尼项。其量纲是 秒^{-1} , 并且它本身就是阻尼系数、或弛豫频率。

随后, Gilbert^[58]推出了上述方程的一个改进形式, 在此他认为运动的阻尼应该取决于合成运动 $\partial \mathbf{M} / \partial t$ 。因此他提出了另一个方程

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{4\pi\lambda_d}{\gamma \mu_0 M^2} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) \quad (8.64)$$

此方程现在广泛用于描述自旋动力学, 其实它是 Landau-Lifschitz 方程的推广, 因为后者可以从此方程中忽略 $\partial \mathbf{M} / \partial t$ 表达式右端的高次项而导出。

当 $\lambda_d = \gamma \mu_0 M / 4\pi$ 时就产生磁矩运动的临界阻尼。对于 $\lambda_d \ll \gamma \mu_0 M / 4\pi$ 的情况, 自旋在最终到达磁场方向之前要经历一系列进动, 然而, 若 $\lambda_d \gg \gamma \mu_0 M / 4\pi$, 则自旋将缓慢地、但是直接地转向磁场方向。对镍锌铁氧体和锰锌铁氧体这一类材料来说, 此弛豫频率 λ_d 的值通常为 $10^7 \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$, 而其它材料中则一般在 $10^6 \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ 范围内。此弛豫频率不足以达到临界阻尼, 从上述不等式可以知道, 对 $M = 0.8 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 情形, 临界阻尼通常为 $\lambda_d \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 。

8.4.2 畴壁位移过程

如何描述磁畴壁在达到其最终平衡位置之前的实际运动?

Williams 及合作者^[59, 60]研究了精密控制条件下的畴壁运动。他们的结果证实了 Sixtus 和 Tonks 较早的预言, 即任意时刻畴壁的速度为

$$v = \xi (H - H_i) \quad (8.65)$$

其中 H 是作用在畴壁上的磁场, H_i 是将畴壁从其现在位置产生位移所需的局域“阈”场, ξ 是畴壁的迁移率。一般说来, 磁畴壁的运动受多种阻尼机制支配, 包括涡流效应和自旋弛豫阻尼, 就象 8.4.1 节中讨论的那样。实际上畴壁的运动服从下列形式的阻尼简谐振子方程

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = F(t) \quad (8.66)$$

其中 $F(t)$ 是主要由磁场和畴壁性质 (比方说 90° 壁、 180° 壁等等) 决定的作用在畴壁上的力, m 是畴壁的惯量, 它只是将畴壁的加速度和产生加速度的力联系起来 (典型值为 $10^{-9} \text{ kg m}^{-2}$), β 是由所有能量耗散机制的组合效应决定的阻尼系数, α 是劲度或恢复力系数。作用力项 $F(t)$ 通常表示为 $F(t) = b\mu_0 M_s H(t)$, 其中, 对 180° 壁有 $b = 2$ 而对 90° 壁取 $b = \sqrt{2}$ 。

在某些情况下, 当畴壁运动阻尼较轻时, $\beta^2 < 4m\alpha$, 畴壁的运动可以产生共振。而阻尼较重时, $\beta^2 > 4m\alpha$, 畴壁将仅仅呈现弛豫。当 $\beta^2 = 4m\alpha$ 时达到临界阻尼, 此时趋近平衡态的速度最快。

如果外场是正弦型的

$$H = H_0 \exp(i\omega t) \quad (8.67)$$

而且如果畴壁是没有加速度的, 即 $d^2 x / dt^2 = 0$, 那么

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{1}{\beta} (bM_s \mu_0 H - \alpha x) \\ &= \frac{bM_s \mu_0}{\beta} \left(H - \frac{\alpha x}{bM_s \mu_0} \right) \end{aligned} \quad (8.68)$$

其中 $\alpha x / bM_s \mu_0$ 一项具有磁场的量纲。因此代入 $H_c = \alpha x / bM_s \mu_0$ 我们得到速度

$$v = \frac{bM_s \mu_0}{\beta} (H - H_c) \quad (8.69)$$

上式与 Williams 等人得到的方程形式一样, 此时迁移率 ξ 为 $bM_s \mu_0 / \beta$ 。如果畴壁受到一个形式为 $E_p(x) = \alpha x^2 / 2$ 的内部势场的作用, 那么畴壁单位面积上的力 F 就等于

$$\begin{aligned} F &= \frac{dE_p}{dx} = -\alpha x \\ &= b\mu_0 M_s H \end{aligned} \quad (8.70)$$

因此由于此内部势场的作用使畴壁经受的有效磁场为

$$H_c = \frac{\alpha x}{b\mu_0 M_s} \quad (8.71)$$

现在, 这样就解释了产生畴壁位移所需的局部钉扎场、或阈场 H_c 的来源, 它就是用 $b\mu_0 M_s$ 归一化了的内部势的导数。

畴壁也有一个自然频率 ω_0 和一个共振频率 ω_r ，它们可以通过包含在运动方程的系数 m 、 β 和 α 中的结构因子而确定出来。

8.4.3 铁磁共振

铁磁体受到随时间变化的磁场作用时，是什么因素引起了共振？

当一个铁磁体受到随时间变化的磁场作用时，可能出现两种类型的共振。它们是以自旋动力学的 Landau-Lifschitz-Gilbert 方程为基础的自旋共振和以畴壁运动方程为基础的畴壁共振。从 Landau-Lifschitz-Gilbert 方程出发，假设阻尼项 λ_0 与 $\gamma\mu_0 M/4\pi$ 相比很小，那么显然共振频率 ω_0 就是

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 H \quad (8.72)$$

实际上，方程中的 H 值受到退磁效应以及内场比如交换作用和各向异性的强烈影响。对畴壁运动来说，我们可以从阻尼简谐运动 (SHM) 方程出发，并且注意到在没有阻尼的情况下畴壁将以如下的自然频率 ω_0 振荡

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \quad (8.73)$$

许多人观察到了铁磁自旋共振，包括 Snoek^[61] 在内，他是这一现象的早期研究者之一。Snoek 对观察到的磁化矢量转动共振是这样解释的：它受各向异性场 H_a 的控制，因此

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 (H + H_a) \quad (8.74)$$

并且如果 $H = 0$ ，这就使我们能够把各向异性场 H_a 与共振频率 ω_0 联系起来。对于镍锌铁氧体一类材料来说，典型的共振频率 $f_0 = \omega_0/2\pi = 100$ MHz 给出， $H_a = 2.8 \times 10^3$ A m⁻¹。其它材料中，在更高的磁场下仍然可以发生共振，比如频率 10^9 Hz，给出各向异性场的值在 3×10^4 A m⁻¹ 范围。

根据上述各向异性场与铁磁共振频率的关系，Snoek 就能够将共振频率与各向异性常数和起始磁化率联系起来。假定 $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_a$ ，那么对单常数近似下的立方各向异性来说，各向异性场是由各向异性常数 K_1 和磁畴内的自发磁化强度 M_s 决定的

$$H_a = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \quad (8.75)$$

在此情况下起始磁化率 χ_{in} 通过下式与各向异性联系起来

$$\chi_{in} = \frac{\mu_0 M_s^2}{3K_1} \quad (8.76)$$

于是

$$\omega_0 = \frac{2\gamma K_1}{M_s}$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\gamma \mu_0 M_s}{\chi_{in}} \quad (8.77)$$

上式导致了一个有趣的结论, 即共振频率反比于起始磁化率 χ_{in} 。对各向异性常数为 K_{u1} 的单轴各向异性材料而言, 也存在类似的结果, 因为各向异性场仍然可以写成 $H_a = 2K_{u1}/\mu_0 M_s$, 并且起始磁化率 $\chi_{in} = \mu_0 M_s^2 / 3K_{u1}$ 。

有阻尼时共振频率 ω_r 将有所不同, 与 ω_0 的关系如下

$$\begin{aligned} \omega_r &= \omega_0 \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\beta}{\beta_{crit}} \right)^2} \\ &= \omega_0 \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{2m\alpha}} \end{aligned} \quad (8.78)$$

畴壁共振发生在低得多的频率下, 通常在 50 MHz 范围。Rado^[62]首先在锰铁氧体中观察到畴壁共振。让我们回到畴壁运动方程并假设阻尼是可以忽略的, 在前面我们已经证明共振频率依赖于恢复系数 α 。此恢复系数可以象 7.2.4 节中讨论的那样与畴壁经受的内部势场 $E_p(x)$ 联系起来。该势场是任意位置 x 处以焦耳每平方米为单位的畴壁表面能。单位面积畴壁上的力为 $dE_p/dx = b\mu_0 M_s dH_c/dx$ (对 180° 壁 $b=2$, 对 90° 壁 $b=\sqrt{2}$), 其中 H_c 是 8.4.2 节中讨论过的移动畴壁所要克服的等数内部磁场。现在可以使它们等于畴壁上的恢复压力

$$\frac{dE_p}{dx} = b\mu_0 M_s \frac{dH_c}{dx} = \alpha x \quad (8.79)$$

因此把恢复系数 α 看作仅仅描述了畴壁在其现有位置所感受到的内部势, $E_p(x) = \alpha x^2/2$ 。如 7.2.5 节所述, 这是与起始磁化率直接相关的 $\chi_{in} = \Gamma\mu_0 M_s^2 A/a$ (对 180° 壁 $\Gamma=4/3$, 对 90° 壁为 $2/3$)。因此畴壁共振频率可以直接与起始磁化率联系起来,

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\Gamma\mu_0 M_s^2 A}{m\chi_{in}}} \quad (8.80)$$

尽管用畴壁能和厚度表示的单位面积畴壁质量显式表达式的导数有点冗长, 但 Chen^[56, p.159]和 Chikazumi^[55, p.353]仍然进行了讨论。

Slichter^[63], Wigen^[64]以及后来的 Heinrich^[65]详细讨论了铁磁共振这一课题。在此我们没有涉及到的其它磁共振形式包括核磁共振 (NMR) 和电子自旋共振 (ESR, 也称为电子顺磁共振 EPR)。Slichter^[63]和其他作者^[66]详细讨论了这些磁共振。

8.4.4 阻尼效应及弛豫效应

加上磁场以后, 磁化强度要隔多久才会发生变化?

当磁性材料经受了外加磁场的一个阶跃变化时, 所产生的磁化强度变化当然会滞后, 视自旋再取向、畴壁位移和涡流效应这些因素的影响而定。在最简单的形式下, 磁场的阶跃变化导致磁化强度以随时间指数衰减的速率接近其新数使

$$M(t) = M_{\infty} - (M_{\infty} - M_0) \exp^{-t/\tau} \quad (8.81)$$

或

$$M(t) - M_{\infty} = (M_0 - M_{\infty}) \exp^{-t/\tau} \quad (8.82)$$

这里 M_0 是加磁场前的初始磁化强度, M_{∞} 是最终的磁化强度 (当 $t \rightarrow \infty$ 时) 而 $M(t)$ 是任意时刻 t 的磁化强度。 τ 是描述磁化强度接近其最终值有多快的弛豫系数。当然, 弛豫系数与温度有关。

事实上, 磁化强度有好几种不同的变化机制, 因此, 实际运用时通常并非必须用此函数来描述其特性, 但它给出了这些时间相关效应的一级近似。尤其是在一定钉扎强度范围内, 当弛豫过程被热激发的时候, 磁化强度变化与时间是对数关系, 所以

$$M(t) = S \log_e t + \text{常数} \quad (8.83)$$

关于此时间相关数应的经典工作之一是由 Street 和 Woolley^[67] 做出的, 近几年人们又对这些现象感兴趣, 是由于材料磁化强度的动态特性开始影响到磁性材料在随时间变化磁场作用比如驱动器和传感器等应用场合中的性能。最近的一些工作考察了磁光材料^[68] 和永磁材料^[69] 中磁化强度的动态特性。

8.4.5 微磁学模型的建立

磁畴内各个磁矩的排列是如何确定的?

近几年计算机技术的迅速发展, 再加上设备非常普及, 提高了人们对磁畴内磁结构进行数值模拟的兴趣。我们这里把这一课题称为做磁学模拟, 以区别于在多畴尺度上进行的磁性模拟比如普瑞萨赫模拟, 或区别于宏观尺度上的磁性模拟比如工程元件的有限元模拟。

此领域的创始性原著是 Brown 的杰作^[70]。常规方法是假设大小固定的局域磁矩的一种排列方式, 它们可以指向任意方向。由于进行这样的计算需要花费时间, 所以求解的排列方式大多数仍然是二维的, 因此可用于近似模拟二维结构比如薄膜的特性。

采用的研究方法是计算磁矩排列的自由能局部最小值。值设一种交换耦合, 它可以看成是在整个排列中局部变化的有效内部磁场。然后通过运动方程来确定排列的平衡态。通常选择的运动方程是 8.4.1 节中介绍的 Landau-Lifschitz-Gilbert 方程。由于磁矩指向的变化会使作为主导磁场的有效交换场的有效变化产生局部改变, 所以计算是整合性的。这样一来能量极小值问题就很复杂, 但是给出足够大的阻尼项 (Landau-Lifschitz 方程中的进动项常常省去或忽略), 于是最终可以达到一个平衡排列。

Brown^[71] 和 Aharoni^[72] 拓展了许多早期的构思。Berkov、Ramstock 和 Hubert^[73] 所作的全面述评总结了直到 1993 年的进展情况, 并列出了一些交出的问题, 而 Muller-Pfeiffer、Schneider 和 Zinn^[74] 用做磁学模拟的方法解释了磁力显微镜成像的结果。由于最后这一项研究是随着磁力显微技术才刚刚开展起来的, 因此特别引人注目, 它显示了在适当的尺度上采用实验方法来验证微磁学计算的结果。Aharoni 和 Jakubovics^[75] 也用微磁学方法计算了坡莫合金薄膜中运动畴壁的结构。

Aharoni^[76] 在他最近所著的一本书中全面总结了微磁学模型方面的进展, 书中既有微磁学的解析方程也有数值的或计算的结果。

最后, 在 Antropov、Harmon 和 Stocks^[77] 新近所作的一些工作中, 采用了经过修改的传统 Landau-Lifschitz 方法确定出磁矩三维排列的非共线平衡指向, 包括局域磁矩的大小相对于电子能带结构计算结果的偏离。

参考文献:

1. Sixtus, K. J. and Tonks, L. (1931) *Phys. Rev.*, **37**, 930.
2. Becker, R. (1932) *Phys. Zeits.*, **33**, 905.
3. Hoselitz, K. (1952) *Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys*, Oxford University Press, Oxford.
4. Becker, R. and Kersten, M. (1930) *Z. Phys.*, **64**, 660.
5. Kondorsky, E. (1937) *Phys. Z. Sowjetunion*, **11**, 597.
6. Becker, R. and Doring, W. (1938) *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag, Berlin.
7. Kersten, M. (1938) *Problems of the Technical Magnetisation Curve*, (R. Becker 主编) Springer, Berlin.
8. Orowan, E. (1934) *Z. Phys.*, **89**, 605.
9. Taylor, G. I. (1934) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **145A**, 362.
10. Polanyi, M. (1934) *Z. Phys.*, **89**, 660.
11. Hull, D. and Bacon, D. J. (1964) *Introduction to Dislocations*, 第三版, Pergamon, Oxford.
12. Kersten, M. (1943) *Underlying Theory of Ferromagnetic Hysteresis and Coercivity*, Hirzel, Leipzig.
13. Kersten, M. (1943) *Phys. Z.*, **44**, 63.
14. Néel, L. (1944) *Cahiers de Phys.*, **25**, 21.
15. Néel, L. (1946) Basis of a new general theory of the coercive field, *Ann. Univ. Grenoble*, **22**, 299.
16. Dijkstra, L. J. and Wert, C. (1950) *Phys. Rev.*, **79**, 979.
17. Kersten, M. (1956) *Z. Angew. Phys.*, **7**, 313; **8**, 382; **8**, 496.
18. Vicena, F. (1955) *Czech. J. Phys.*, **5**, 480.
19. Seeger, A., Kronmüller, H., Rieger, H. and Trauble, H. (1964) *J. Appl. Phys.*, **35**, 740.
20. Kronmüller, H. (1970) *Z. Angew. Phys.*, **30**, 9.
21. Kronmüller, H. and Hilzinger, H. R. (1973) *Int. J. Magnetism*, **5**, 27.
22. Hilzinger, H. R. and Kronmüller, H. (1975) *Phys. Letts.*, **51A**, 59.
23. Hilzinger, H. R. and Kronmüller, H. (1976) *J. Mag. Mag. Mater.*, **2**, 11.
24. Jiles, D. C. and Atherton, D. L. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **61**, 48.
25. Labusch, R. (1969) *Cryst. Latt. Def.*, **1**, 1.
26. Dietze, H. D. (1957) *Z. Phys.*, **149**, 276.
27. Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York.
28. Hilzinger, H. R. and Kronmüller, H. (1977) *Physica*, **86-8B**, 1365.
29. Porteseil, J. L. and Vergne, R. (1979) *J. de Phys.*, (1981)**40**, 871.
30. Astie, B., Degauque, J., Porteseil, J. L. and Vergne, R. (1981) *IEEE Trans. Mag.*, **17**, 2929.

31. Degauque, J., and Astie, B. (1982) *Phys. Stat. Sol.*, **A74**, 201.
32. Degauque, J., Astie, B., Porteseil, J. L. and Vergne, R. (1982) *J. Mag. Mag. Mater.*, **26**, 261.
33. Astie, B., Degauque, J., Porteseil, J. L. and Vergne, R. (1982) *J. Mag. Mag. Mater.*, **28**, 149.
34. Jiles, D. C., Chang, T. T., Hougen, D. R. and Ranjan, R. (1988) *J Appl. Phys*, **64**, 3620.
35. Globus, A. (1962) *Comptes Rendus Acad. Seances*, **255**, 1709.
36. Globus, A. and Duplex, P. (1966) *IEEE Trans. Mag.*, **2**, 441.
37. Globus, A. and Duplex, P. (1969) *Phys. Stat. Sol.*, **31**, 765.
38. Globus, A. and Duplex, P. (1970) *Phys. Stat. Sol.*, **A3**, 53.
39. Globus, A., Duplex, P. and Guyot, M. (1971) *IEEE Trans. Mag.*, **7**, 617.
40. Globus, A. and Guyot, M. (1972) *Phys. Stat. Sol.*, **B52**, 427.
41. Guyot, M. and Globus, A. (1973) *Phys. Stat. Sol.*, **B59**, 447.
42. Guyot, M. and Globus, A. (1977) *J. de Phys.*, **38**, C1-157.
43. Globus, A. (1977) *Physica*, **86-8B**, 943.
44. Alessandro, B., Beatrice, C., Bertotti, G. and Montorsi, A. (1990) *J Appl. Phys.*, **68**, 2901.
45. Alessandro, B., Beatrice, C., Bertotti, G. and Montorsi, A. (1990) *J Appl. Phys.*, **68**, 2908.
46. Pust, L., Bertotti, G., Tomas, I. and Vertesy, G. (1996) *Phys. Rev. B*, **54**, 12262.
47. Preisach, F. (1935) *Z. Phys.*, **94**, 277.
48. Stoner, E. C. and Wohlfarth, B. P. (1948) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A240**, 599.
49. Jiles, D. C. and Thoele, J. B. (1989) Proceedings of the 1989 Intermag Conference, *IEEE Trans. Mag.*, **25**, 3928, 1989.
50. Leslie, W. C. and Stevens, D. W. (1964) *Trans. ASM*, **57**, 261.
51. English, A. T. (1967) *Acta. Metall.*, **15**, 1573.
52. Jiles, D. C. (1988) *J. Phys. D. (Appl. Phys.)*, **21**, 1186.
53. Jiles, D. C. (1988) *J. Phys. D. (Appl. Phys.)*, **21**, 1196.
54. Sablik, M. J., Kwun, H., Burkhard, G. L. and Jiles, D. C. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 3930.
55. Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, Ch.16.
56. Chen, C. W. (1977) *Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials*, North Holland, Amsterdam, p.151.
57. Landau, L. D. and Lifschitz, E. M. (1935) *Phys. Z. Sovietunion*, **8**, 153.
58. Gilbert, T. L. (1955) *Phys. Rev.*, **100**, 1243.
59. Williams, H. J. and Shockley, W. (1949) *Phys. Rev.*, **75**, 178.
60. Williams, H. J., Shockley, W. and Kittel, C. (1950) *Phys. Rev.*, **80**, 1090.
61. Snoek, J. (1948) *Physica*, **14**, 207.
62. Rado, G. T. (1950) *Phys. Rev.*, **80**, 273.
63. Slichter, C. (1990) *Principles of Magnetic Resonance*, 第三版, Springer-Verlag, Berlin, Ch.10.
64. Wigen, P. E. (1984) *Thin Solid Films*, **114**, 135.
65. Heinrich, B. (1994) *Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer-Verlag, Berlin, Ch.3.
66. Oxford Instruments (1960) *NMR and EPR Spectroscopy*, Pergamon.

67. Street, R. and Woolley, J. C. (1949) *Proc. Phys. Soc. Lond. A*, **62**, 562.
68. Street, R. and Brown, S. D. (1994) *J. Appl. Phys.*, **76**, 6386.
69. Folks, L. and Street, R. (1994) *J. Appl. Phys.*, **76**, 6391.
70. Brown, W. F. (1978) *Micromagnetics*, Robert Krieger, Malabar, Florida.
71. Brown, W. F. and LaBonte, A. E. (1965) *J. Appl. Phys.*, **36**, 1380.
72. Aharoni, A. (1966) *Phys. Stat. Sol. A*, **16**, 1.
73. Berkov, D. V., Ramstock, K. and Hubert, A. (1993) *Phys. Stat. Sol. A*, **137**, 207.
74. Muller-Pfeiffer, S., Schneider, M. and Zinn, W. (1994) *Phys. Rev. B*, **49**, 15745.
75. Aharoni, A. and Jakubovics, J. P. (1995) *JMMM*, **140**, 1893.
76. Aharoni, A. (1996) *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Clarendon Press, Oxford.
77. Antropov, V., Harmon, B. N. and Stocks, G. M. (1996) *Phys. Rev. B*, **54**, 1019.

进一步阅读:

- Aharoni, A. (1996) *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Oxford Science Publications, Oxford.
- Becker, R. and Doring, W. (1939) *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag, Berlin.
- Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, Ch.11,13,14.
- Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Arnold, London, Ch.6.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch.9.
- Hoselitz, K. (1952) *Ferromagnetic Properties of Metals and Alloys*, Oxford University Press, Oxford, Ch.2.
- Stoner, E. C. (1948) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A240**, 599.

练习:

练习 8.1 磁化机理。写一篇短文,描述磁性材料的磁化强度在一个外加磁场作用下发生变化的主要机理。要求描述所有过程并指出它们如何受下列一类因素的影响:各向异性,畴壁表面能和材料中钉扎位的存在及其强度。磁性材料的起始磁导率和矫顽力有没有联系?

练习 8.2 与气孔相联系的静磁能。证明完全包含在磁畴内的一个球形气孔(如图 8.4 所示)的静磁能为 $2\mu_0 M_s^2 \pi r^3 / 9$, 其中 M_s 是材料的饱和磁化强度而 r 是气孔半径。

假设当一块 180° 畴壁与这样一个气孔相交时能量的减少是 $\mu_0 M_s^2 \pi r^3 / 9$, 试计算,当铁的一块畴壁与 $r = 5 \times 10^{-8} \text{ m}$ 和 $r = 10^{-6} \text{ m}$ 的气孔相交时,能量的减少。将结果与气孔相交引起的畴壁能改变进行比较,设铁的畴壁能是 $2 \times 10^{-3} \text{ Jm}^{-2}$ 且 $M_s = 1.7 \times 10^6 \text{ Am}^{-1}$ 。

练习 8.3 气孔引起的畴壁能减少。如果当畴壁与气孔相交时能量减少为 $\mu_0 M_s^2 \pi r^3 / 9$, 估算每单位体积中有 N 个半径为 r 的气孔的材料中每单位体积的能量减少。(假设在一个单位体积立方体内所有畴壁形成间隔为 d 的平行平面,如图 8.12 所示。)

如果畴壁能可以完全被与气孔相关的能量减少所补偿,估计能够在晶体中产生畴壁的

半径为 r 的气孔的数密度。

对 $M_s = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, $r = 0.01 \text{ mm}$ 且畴壁能为 $2 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$ 的铁计算出此数目。

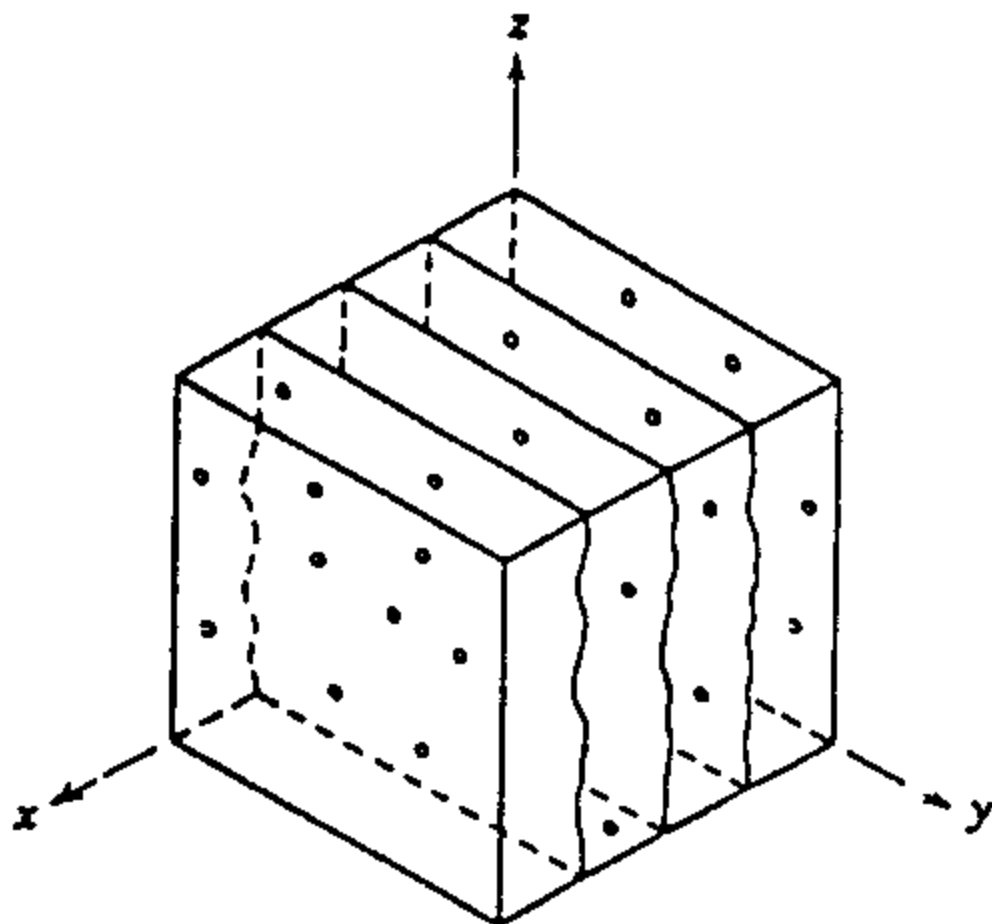


图 8.12 一种铁磁材料内的畴壁，被分布在材料内部的掺杂物所稳定。此时的掺杂物是气孔。

练习 8.4 应力对无磁滞磁化率的影响。推导在线性应力场 $\sigma = ax^2$ 中运动的 180° 畴壁磁化率的表达式，其中 a 是一个常数。假设当畴壁在此应力场中运动时畴壁能没有变化。

确定磁性材料在 -20 MPa 压应力作用下起始点的无磁滞磁化率 $\chi'_{\text{an}}(\sigma)$ ，设 $\chi'_{\text{an}}(0)$ 零应力值为 1000，低场磁数伸缩随磁化强度增加的关系为 $\lambda = b(\sigma)M^2$ ，其中 $\sigma = -20 \text{ MPa}$ 时 $b(\sigma) = 2.3 \times 10^{-18} (\text{A m}^{-1})^{-2}$ 。此材料的饱和磁化强度为 $M_s = 0.9 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。

练习 8.5 来自畴壁运动的磁化率。推导用相关材料特性表示的铁磁体起始磁化率的表达式，假设是只有一个易轴的轴向各向异性，因此只存在 180° 畴壁，并假设低畴壁能为 γ ，而且间隔为 L 的强钉扎位其密度均匀。讨论在得到表达式时你所作的任何额外的假设。

练习 8.6 反抗各向异性的转动。如果将铁薄膜看成仅有“面内”二维各向异性的材料，各向异性常数 $K = 0.5 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ ，计算沿着 $[010]$ 方向的磁场将磁矩从 $[100]$ 方向转到磁场方向所需的磁场强度。

第九章 磁有序及临界现象

在这一章里我们讨论关于材料的磁性特征、尤其是材料内部磁矩排列的理论。这些理论能提供非常有用的唯象模型,可以解释包括有序—无序转变(比如发生在居里温度处的转变)在内的磁特性。这些模型设想顺磁体或铁磁体内的每一个原子都有一个固定的磁矩,但是对原子的电子结构或原子磁矩的来源没有作任何假设。

9.1 顺磁性理论和抗磁性理论

我们有什么样的原子尺度上的理论可以说明抗磁体和顺磁体的特性?

抗磁体是没有属于每个原子的、永久的净余磁矩的一类固体。抗磁磁化率来源于电子轨道在磁场作用下的重新排列。因此,尽管并不是所有材料都可归入抗磁体一类,但所有材料都具有抗磁磁化率。某些材料中每个原子有净余磁矩,是因为每个原子中有未成对电子,它导致了顺磁性或者甚至引起了有序磁状态比如铁磁性。任意一种情况下,顺磁磁化率或铁磁磁化率都远大于抗磁磁化率,因此是主导效应。

在所有具备净余磁矩的材料中,顺磁性都出现在较高的温度下。原子磁矩是随机取向的,但磁场可使其平行排列。

9.1.1 抗磁性

什么原因导致了某些材料中观察到的负磁化率?

磁性材料中与原子相联系的磁矩有三个来源。它们是电子自旋,电子轨道运动以及外加磁场引起的电子轨道运动的变化。只有轨道运动的变化才产生抗磁磁化率。抗磁性导致了一个与外场反向的非常微弱的磁化强度。因此抗磁磁化率是负的且大小为 10^{-5} 或 10^{-6} 量级。此外还发现它与温度无关。周期表里的大多数元素都是抗磁性的,例如我们可以指出铜、金、银和铋。

9.1.2 抗磁铁的朗之万 (Langevin) 理论

怎样用电子的运动来解释抗磁体的负磁化率?

抗磁体磁化率的解释是 Langevin^[1] 第一个提出来的。在该论文中,他把 Ampère、Weber 和 Lenz 关于磁场对载流导体的影响的一些早期设想运用到原子内电子的运动中。位于围绕原子核的轨道上的一个电子可以与流经一个导体环的电流相比拟,既然我们已经从第一章中知道在一个闭合回路中运动的电荷会产生一个磁矩,那么该电子就有一个轨道磁矩 m_0 。

在电流环情形下,磁矩为

$$m_0 = iA, \quad (9.1)$$

其中 i 是电流而 A 是环面积。对轨道运动电子而言

$$m_0 = \frac{eA}{\tau}, \quad (9.2)$$

其中 e 是电子电荷而 τ 是轨道周期。如果是圆轨道且 $A = \pi r^2$ 和 $\tau = 2\pi r/v$ ，其中 v 是电子的瞬时切线速度而 r 是轨道半径

$$m_0 = \frac{evr}{2}。$$

这就是一个电子的轨道运动产生的磁矩。在没有磁场的情况下，原子内成对电子的轨道磁矩将互相抵消。一个外加磁场将使电子的轨道运动加速或减速，从而对轨道磁矩的变化有贡献。一旦加上了外磁场，就可以确定对电子速度的微扰。穿过由绕核运动电子描述的电流环的磁通量变化会在该电流环中产生一个感应电动势 V_e 。这样就引起一个电场 E 如下

$$\begin{aligned} E &= \frac{V_e}{L} \\ &= -\left(\frac{1}{L}\right) \frac{d\phi}{dt}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

其中 L 是轨道长度 ($= 2\pi r$)， V_e 是感应电压。

$$\begin{aligned} E &= \left(\frac{-1}{L}\right) \frac{d(BA)}{dt} \\ &= \left(\frac{-A}{L}\right) \frac{dB}{dt}。 \end{aligned} \quad (9.4)$$

电子加速度为

$$\begin{aligned} a &= \frac{dv}{dt} \\ &= \frac{eE}{m_e}, \end{aligned} \quad (9.5)$$

其中 $F = eE$ 是电场 E 作用在电子上的作用力， m_e 是电子质量。

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{eE}{m_e} \\ &= -\left(\frac{eA}{m_e L}\right) \frac{dB}{dt} \\ &= -\left(\frac{er}{2m_e}\right) \frac{dB}{dt} \\ &= -\left(\frac{\mu_0 er}{2m_e}\right) \frac{dH}{dt}。 \end{aligned} \quad (9.6)$$

现在从零磁场强度到任意磁场强度 H 积分得到

$$\int_{v_1}^{v_2} dv = - \left(\frac{\mu_0 e r}{2m_e} \right) \int_0^H dH \quad (9.7)$$

$$v_2 - v_1 = - \left(\frac{\mu_0 e r}{2m_e} \right) H \quad (9.8)$$

由此引起的磁矩变化为

$$\begin{aligned} \Delta m_0 &= \left(\frac{er}{2} \right) (v_2 - v_1) \\ &= - \frac{\mu_0 e^2 r^2 H}{4m_e} \end{aligned} \quad (9.9)$$

此结果仅适用于磁场垂直于电子运动平面的场合。在磁场 H 位于运动平面内的情形下，净余变化为零。因此在一般情况下，我们有轨道半径 r 在垂直磁场的平面内的投影 R 为

$$R = r \sin \theta \quad (9.10)$$

这里 $\theta = 0$ 对应磁场在轨道平面内而 $\theta = \pi/2$ 对应磁场垂直于轨道平面。

$$\Delta m_0 = - \left(\frac{\mu_0 e^2}{4m_e} \right) \int \left(\frac{R^2}{A} \right) \sin^2 \theta dA \quad (9.11)$$

其中 A 是半球面积且 $dA = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$ ，如图 9.1 所示。 R^2 的平均值为

$$\langle R^2 \rangle = \left(\frac{2}{3} \right) r^2 \quad (9.12)$$

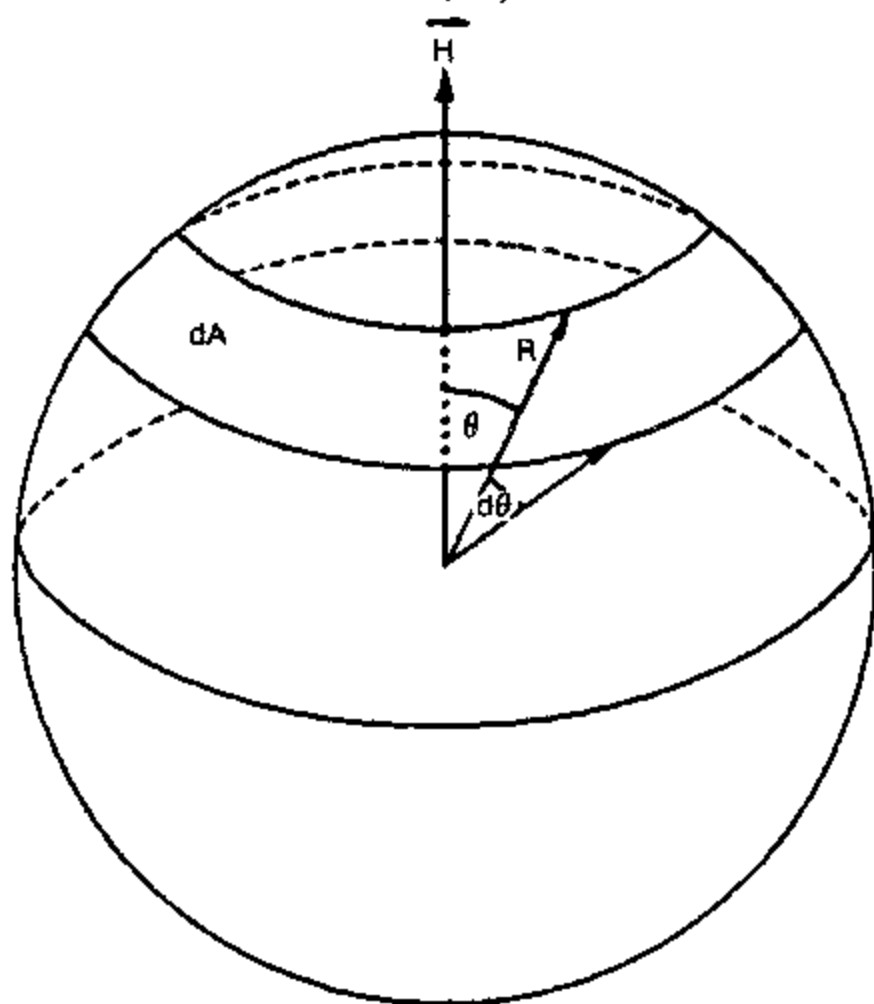


图 9.1 定义参数 R 、 θ 和 A 的单位球面，这些参数用于描述一个电子的绕核轨道运动。

从而

$$\Delta m_0 = -\frac{\mu_0 e^2 r^2 H}{6m_e}, \quad (9.13)$$

其中半径 r 可以任意取向。如果我们考虑原子中有 Z 个外层电子, 那么每个原子的磁矩变化就是

$$\Delta m_0 = -\frac{\mu_0 Z e^2 r^2 H}{6m_e} \quad (9.14)$$

当然, 如果我们希望将它转变成块体磁化强度的话就得到

$$\Delta M = -\left(\frac{N_0 \rho}{W_a}\right) \left(\frac{\mu_0 Z e^2 r^2 H}{6m_e}\right) \quad (9.15)$$

其中 N_0 = 阿伏伽德罗数, ρ 是密度而 W_a 是相对原子质量。

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{M}{H} \\ &= -\left(\frac{N_0 \rho}{W_a}\right) \left(\frac{\mu_0 Z e^2 r^2}{6m_e}\right). \end{aligned} \quad (9.16)$$

此推导告诉我们, 在抗磁体的情况下, 只要没有磁场就没有净余原子磁矩, 磁场的作用改变了原子中电子的速度, 使感生的磁矩与产生它的磁场反向。同样清楚的是, 抗磁磁化率的上述表达式与温度无关, 这一点与实验观察结果相符。

有时被作为抗磁性朗之万模型的证明而加以引用的结果是碳的磁化率, 对碳而言

$$\begin{aligned} N_0 &= 6.02 \times 10^{23} \\ \rho &= 2220 \text{ kg m}^{-3} \\ e &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \\ Z &= 6 \\ \langle R^2 \rangle &= (0.7 \times 10^{-10})^2 \text{ m}^2. \end{aligned} \quad (9.17)$$

在朗之万模型的基础上, 磁化率的期望值为

$$\chi = -18.85 \times 10^{-6}. \quad (9.18)$$

而真实值为

$$\chi = -13.82 \times 10^{-6}. \quad (9.19)$$

9.1.3 顺磁性

我们如何解释每个原子具有永久磁矩的固体的顺磁磁化率?

电子自旋角动量和轨道角动量都对产生正磁化率的磁化强度有贡献。顺磁体的磁化率通常在 $\chi \approx 10^{-3}$ 到 10^{-5} 量级, 并且在低场下 M 正比于 H , 虽然在磁化强度开始趋于饱和

的、非常高的磁场下会偏离此比例关系。顺磁体的例子有铝、铂以及在 100 K 奈耳温度以上的锰。

对固体中的顺磁特性有许多种可能的解释方法。有的方法涉及到朗之万局域磁矩模型^[1]，该模型中位于原子位上的无相互作用的电子磁矩由于其具有的热运动能量而随机取向，有的方法则涉及局域磁矩顺磁性的范扶累克 (Van Vleck) 模型^[2]，此模型在某些情况下导出与温度无关的磁化率。最后，还有泡利 (Pauli) 顺磁性模型^[3]，它取决于金属中导带电子的弱自旋顺磁性。这个模型实质上认为传导电子是自由的并且因而是非局域化的。泡利模型也导出了与温度无关的顺磁磁化率。

9.1.4 居里定律

顺磁体的磁化率与温度有什么样的关系？

Curie^[4] 在很宽的温度范围内测量了许多顺磁性固体的磁化率。他发现磁化率随温度呈反比变化，如图 9.2 所示。

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (9.20)$$

其中 C 是一个常数，称为居里常数。

服从此定律的材料中，磁矩是局域在原子位或离子位上的。这些材料可以认为是“稀释”磁性材料，在这类材料中，磁矩周围有许多非磁性原子。过渡族金属的水合盐比如 $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ 和 $\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$ 就服从居里定律。

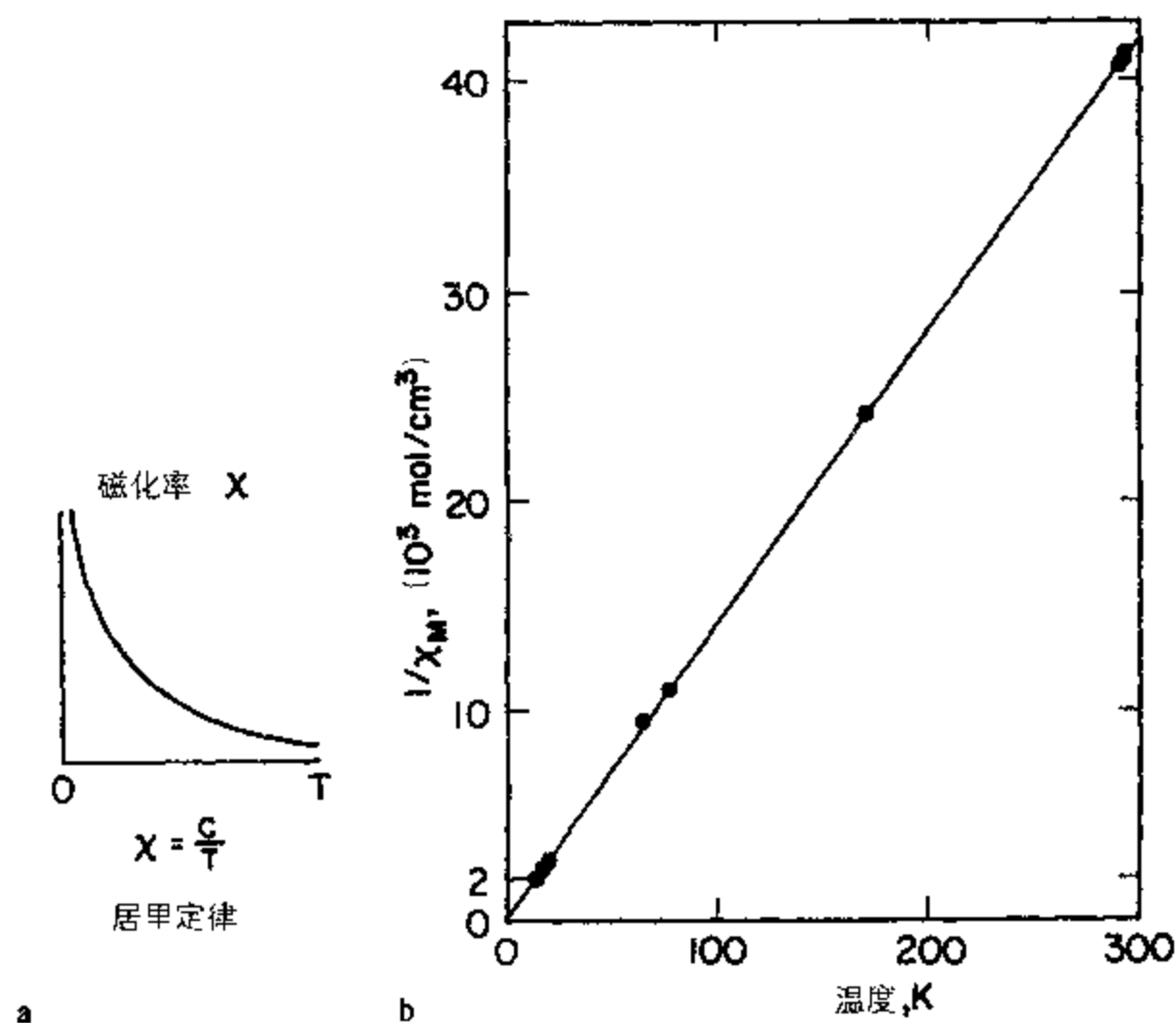


图 9.2 顺磁磁化率随温度的变化关系。左图是 χ 随 T 变化的示意图。右图给出顺磁盐 $\text{Gd}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ 的 $1/\chi$ 随温度的变化。图中的圆点是实验数据；直线是居里定律预期的结果

9.1.5 顺磁性的朗之万理论

如果电子磁矩局域在原子上, 磁化率如何随磁场和温度变化?

在含有未成对电子、从而其中的轨道磁矩没有抵消的材料中, 每个原子存在净余的永久磁矩。如果此净余原子磁矩为 m , 它将是自旋分量 m_s 和轨道分量 m_0 的矢量和, 那么该磁矩在磁场 H 中的能量就是

$$E = -\mu_0 m \cdot H \quad (9.21)$$

热能倾向于使磁矩排列随机化。Langevin^[1] 假设磁矩是无相互作用的, 在这种情况下我们可以用经典玻耳兹曼统计来表示任意一个电子占据能态 E 的几率。如果 $k_B T$ 是热能, 那么

$$p(E) = \exp(-E/k_B T) \quad (9.22)$$

我们讨论各向同性材料情形下的几率函数。位于角度 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间的磁矩数为 dn , 它将正比于表面积 dA

$$dA = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta \quad (9.23)$$

$$dn = C 2\pi r^2 \sin \theta d\theta, \quad (9.24)$$

这里 C 是一个归一化常数, 它给出的是每单位面积的磁矩总数。现在合并占据某个任意状态的几率

$$dn = C 2\pi \sin \theta d\theta \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos \theta}{k_B T}\right) \quad (9.25)$$

在整个可能的方向范围内对上式积分就得到最终的单位体积磁矩总数 N

$$N = 2\pi C \int_0^\pi \sin \theta \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos \theta}{k_B T}\right) d\theta \quad (9.26)$$

$$C = \frac{N}{2\pi \int_0^\pi \sin \theta \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos \theta}{k_B T}\right) d\theta} \quad (9.27)$$

于是磁化强度就等于

$$\begin{aligned} M &= \int_0^N m \cos \theta dn \\ &= \frac{Nm \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos \theta}{k_B T}\right) d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta \exp\left(\frac{\mu_0 m H \cos \theta}{k_B T}\right) d\theta} \end{aligned} \quad (9.28)$$

如果我们取 $x = \cos \theta$, $dx = -\sin \theta d\theta$ 并积分就得到

$$\begin{aligned}
 M &= Nm \left[\coth \left(\frac{\mu_0 m H}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_0 m H} \right] \\
 &= Nm \mathcal{L} \left(\frac{\mu_0 m H}{k_B T} \right).
 \end{aligned} \quad (9.29)$$

这就是顺磁体磁化强度 的朗之万方程。 $\mathcal{L}(x)$ 称为朗之万函数，而且它的数值总是在 $-1 < \mathcal{L}(x) < 1$ 的范围内。朗之万函数可以表示成 $\mu_0 m H / k_B T$ 的无穷幂级数。在大多数情况下 $\mu_0 m H / k_B T \ll 1$ ，所以 M 的表达式变成与级数的第一项相等

$$M = \frac{N \mu_0 m^2 H}{3 k_B T} \quad (9.30)$$

由此可立即导出居里定律，因为

$$\begin{aligned}
 \chi &= \frac{M}{H} \\
 &= \frac{N \mu_0 m^2}{3 k_B T} \\
 &= \frac{C}{T}
 \end{aligned} \quad (9.31)$$

这就是居里定律。这表明朗之万模型得出了随温度呈反比变化的顺磁磁化率。

9.1.6 居里—外斯定律

关于顺磁磁化率随温度的变化关系有没有更普遍的定律？

人们发现，许多顺磁金属的磁化率服从一个改进的或广义的规律，称为居里—外斯定律^[5]。在镍和镧系元素一类金属中，发现磁化率如图 9.3 所示的那样变化，至少在顺磁区域可以表示为如下形式

$$\chi = \frac{C}{(T - T_c)} \quad (9.32)$$

这里 C 仍然是居里常数而 T_c 是具有温度量纲的另一个常数。

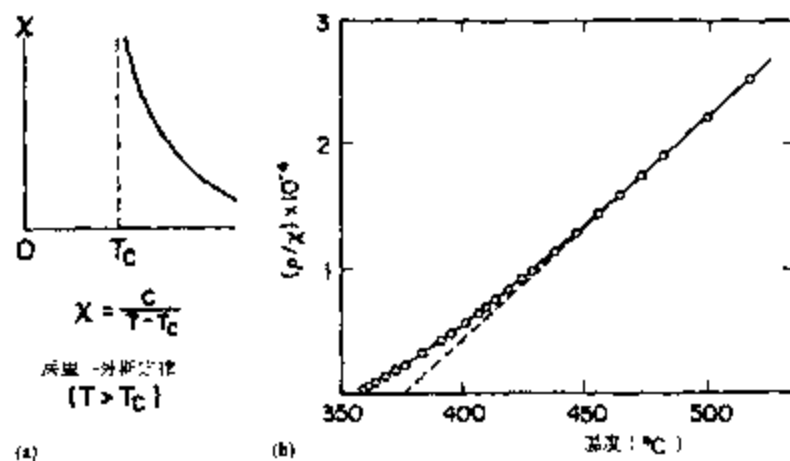


图 9.3 在居里温度 T_c 经历向铁磁性转变的顺磁性材料的 χ 随温度的变化。

左图(a)是 χ 随 T 变化的示意图。右图给出镍的 $1/\chi$ 随温度的变化。

T_c 可以是正值，也可以是负值或零。当然， $T_c = 0$ 就对应着前面的居里定律。对经历从

顺磁到铁磁转变的材料来说, $T_c > 0$ 。对经历从顺磁到反铁磁转变的材料而言, T_c 小于零, 尽管实际上顺磁相和反铁磁相之间的转变发生在正的温度值 T_N 处, 称为奈耳温度。

应该记住, 磁化率只在顺磁区才服从居里—外斯定律。一旦材料变成磁有序的, 磁化率特性就变得非常复杂而且对一个给定的磁场强度不再有唯一的数值。

9.1.7 顺磁性的外斯理论

关于单个电子磁矩之间的相互作用, 居里—外斯定律告诉我们什么信息?

外斯^[6]证明, 如果单个原子磁矩通过一个相互作用场 H_e (外斯称之为“分子场”, 但更准确地说应该称为原子场) 发生相互作用的话, 那么服从居里—外斯定律的材料其顺磁磁化率随温度的变化关系就可以得到解释。

既然顺磁体中磁化强度是局部均匀的, 那么各个地方每单位体积的磁矩就会等于块体磁化强度 M (这一点与铁磁体不同, 由于磁畴的存在, 铁磁体中每单位体积的局域磁矩, 即“自发磁化强度”, 是与块体磁化强度无关的)。因此在一个局部体积内任意磁矩与其它磁矩之间的相互作用可以表示为给定磁矩与块体磁化强度 M 之间的相互作用。

该相互作用表示为一个相互作用场 H_e , 它可以写为

$$H_e = \alpha M, \quad (9.33)$$

到目前为止我们还没有对 α 的性质作任何假设。磁矩受到的总磁场就变为

$$H_{\text{tot}} = H + H_e \quad (9.34)$$

因此

$$H_{\text{tot}} = H + \alpha M \quad (9.35)$$

现在考虑内部存在这样一个磁场的材料的顺磁磁化率。这是朗之万模型的一种微扰, 所以仍然应该遵守与居里定律类似的规律, 给出处于热平衡的磁矩取向, 并服从玻耳兹曼统计。

$$\frac{M}{H_{\text{tot}}} = \frac{C}{T} \quad (9.36)$$

磁化率仍然为

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (9.37)$$

代入 $H = H_{\text{tot}} - \alpha M$ 得到

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{C}{T - \alpha C} \\ &= \frac{C}{T - T_c} \end{aligned} \quad (9.38)$$

这就是居里—外斯定律。上述推导表明, 含局域的并有相互作用的原子磁矩的顺磁性固体其磁化率将服从居里—外斯定律。临界温度 T_c 称为居里温度, 它标志着材料的顺磁状态和铁磁状态之间的分界线。

9.1.8 外斯理论的结果

有外斯相互作用场的材料中, 磁化强度方程是什么样的?

建立了原子间耦合的概念以后, 就有可能用朗之万函数的微扰给出顺磁磁化强度作为外加磁场函数的一个关系式。在这种情况下磁矩在磁场中的能量需要稍稍加以修正为

$$E = -\mu_0 m \cdot (H + \alpha M) \quad (9.39)$$

从而磁化强度随磁场的变化关系就是

$$M = M_s \left\{ \coth \left[\frac{\mu_0 m (H + \alpha M)}{k_B T} \right] - \frac{k_B T}{\mu_0 m (H + \alpha M)} \right\} \quad (9.40)$$

这意味着在互作用磁矩体系的情况下顺磁磁化率较大。然而同样明显的是, 在临界温度 T_c 处, 方程右端的函数出现突变, 因此低于 T_c 时的特性与此相比有很大的差别。

9.1.9 对朗之万—外斯理论的评论

顺磁性的经典朗之万—外斯理论在什么情况下失效?

朗之万模型要求磁矩局域在原子晶位上。该模型对磁矩非局域化的材料不适用, 而且这类材料不会服从居里定律或居里—外斯定律。尽管很多顺磁性材料都服从居里定律, 但大多数过渡族金属却并不遵循居里定律。而且大多数上述物质的磁化率与温度无关。

由于过渡族金属的微性电子一般都是原子的外层电子, 它们并不局域在各自的原子实上, 因此朗之万理论对大多数过渡族金属都是不适宜的。未成对电子肯定存在于未满壳层中, 对许多元素来说这就意味着微性电子是与原子实仅有松弛结合的外层电子。它们不太可能始终局域在原子晶位上。

尽管如此, 居里—外斯定律仍然能很好地描述某些金属比如镍, 对这些金属而言其磁性电子未必束缚在离子晶位上。一个可能的解释是, 电子确实有迁移, 但要花很长时间才能接近某个离子晶位, 该晶位所产生的特性与一个局域模型所预言的特性相类似。在稀土金属及其合金和化合物中, 确定磁性能的 4f 电子被紧密地束缚在原子实周围。因此这类材料确实呈现居里—外斯型特性。

9.2 磁有序理论

存在什么类型的磁有序结构? 它们有什么差别?

固体中有许多种不同类型的磁有序, 包括铁磁性、反铁磁性、亚铁磁性和螺旋磁性。某些材料, 例如重稀土, 呈现出不止一种磁有序状态。这些磁有序状态在临界温度下会发生相变, 因此呈现某种磁有序状态的每一种固体都将在更高温度下变成顺微性。例如在铁磁体中居里温度是相变温度, 在该温度以上材料变成顺磁体而在该温度以下则存在有序的铁磁性状态。奈耳温度是在其以下存在有序的反铁磁性状态的温度。有些固体, 比如铽、镱、和钆, 既有居里温度又有奈耳温度。

9.2.1 铁磁性

是什么因素导致顺磁性转变为铁磁性?

在远低于居里温度的铁磁性固体中,磁畴内的磁矩是平行排列的。这可以用外斯相互作用场模型唯象地加以解释,最初提出该相互作用场模型是要解释某些材料的顺磁磁化率随温度的变化关系。

铁磁性元素的例子有我们所熟悉的三个过渡族金属铁磁体:铁, $T_c = 770^\circ\text{C}$, 镍, $T_c = 358^\circ\text{C}$, 和钴, $T_c = 1131^\circ\text{C}$ 。有几种稀土金属也呈现铁磁性,包括钆, $T_c = 293\text{ K}$, 铈, $T_c = 85\text{ K}$, 铽, $T_c = 219\text{ K}$, 钕, $T_c = 19\text{ K}$, 钐, $T_c = 19.5\text{ K}$, 和镱, $T_c = 32\text{ K}$ 。

各种有序的铁磁性固体中的磁矩排列示于图 9.4 中。当铁磁体的温度升高时热能增加而相互作用能不受影响。在某个临界温度下,热能的随机效应克服了相互作用能的平行效应,那么在该温度以上磁状态就变成无序的了。

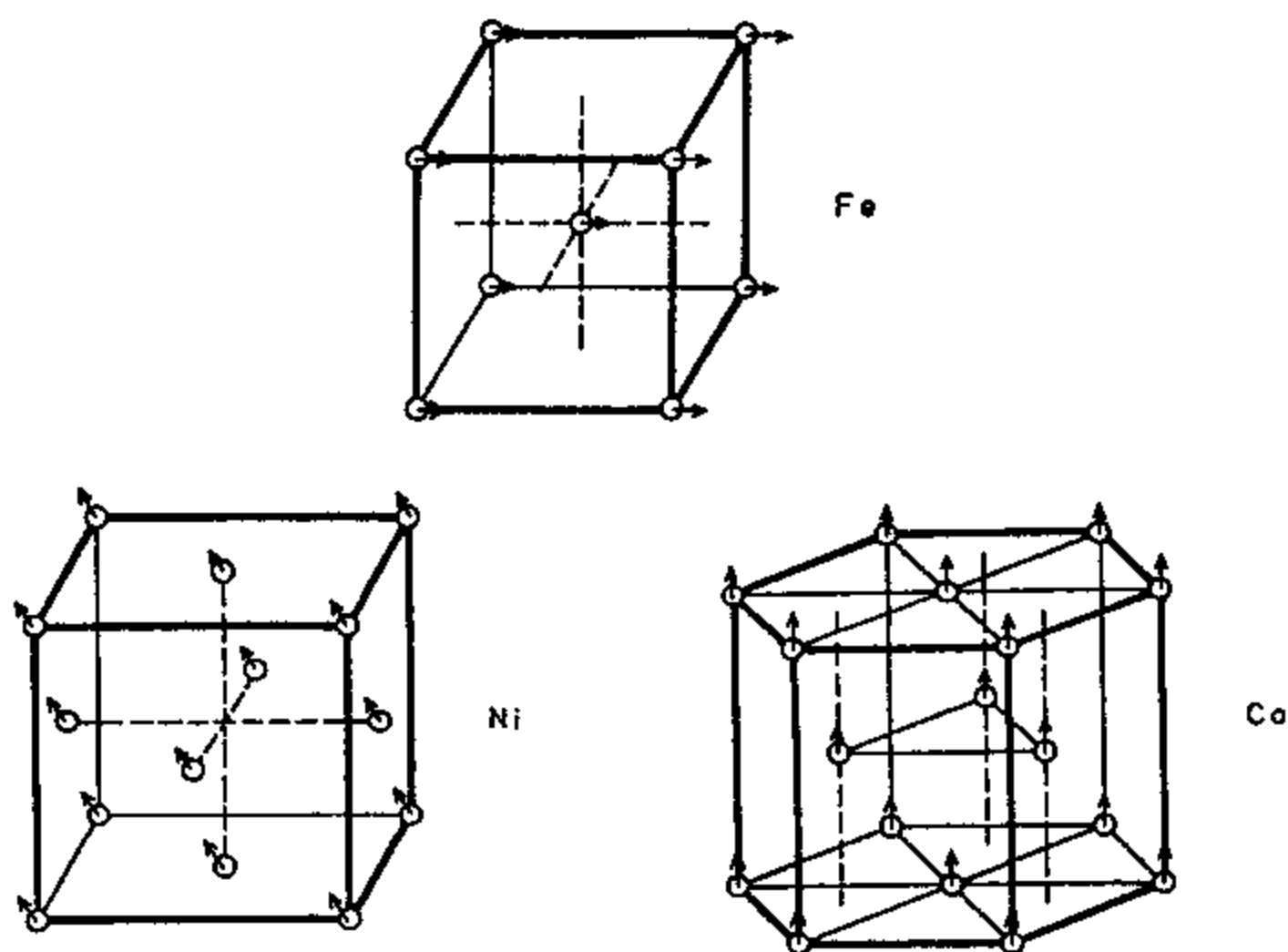


图 9.4 各种铁磁性固体中磁矩的结晶学排列。

9.2.2 铁磁性的外斯理论

如何用外斯相互作用来解释铁磁体中的磁有序?

如果产生磁特性的未成对电子磁矩局域在原子晶位上,那么我们可以认为未成对磁矩之间的相互作用具有 9.1.7 节中讨论过的形式。Weiss 引入来解释某些材料顺磁磁化率的这种相互作用导致存在一个临界温度,在该温度以下电子磁矩的热能不足以产生随机的顺磁性排列。这意味着可以用有效场 H_e 来解释在低于 T_c 的温度范围内磁畴中磁矩的排列。

关于原子间相互作用或交换场这个主题可能有许多种变形。我们要讨论其中的两种:已经成功地用于顺磁性材料的平均场近似,以及更适合于铁磁性材料的纯最近邻耦合。我们一开

始只考虑两个磁矩之间的相互作用。

假定任意磁矩 m_i 由于另一个磁矩 m_j 的存在而受到一个有效场 H_{eij} 的作用。如果我们设该磁场也在 m_j 的方向上, 就可以写成

$$H_{eij} = \mathcal{J}_{ij} m_j \quad (9.41)$$

那么作用在磁矩 m_i 上总的交换相互作用场就简单地等于跟其它磁矩的所有相互作用的矢量和

$$H_{ei} = \sum_{\text{所有的 } j} \mathcal{J}_{ij} m_j \quad (9.42)$$

9.2.3 平均场近似

对外斯相互作用有没有一个简单的解释?

到目前为止我们对 \mathcal{J}_{ij} 的形式还没有作任何假设。我们可以证明, 如果所有磁矩之间的相互作用都是一样的, 从而与磁矩的置换无关, 那么所有 \mathcal{J}_{ij} 都是相等的。就象前面我们在 6.1.5 节中对平均场相互作用所采用过的那样, 令其为 α/v 。于是

$$H_e = \frac{\alpha}{v} \sum_{\text{所有的 } j} m_j \quad (9.43)$$

因此在一个磁畴内

$$H_e \approx \alpha M_s \quad (9.44)$$

在此条件下磁矩的相互作用能为

$$\begin{aligned} E_e &= -\mu_0 m_i \cdot H_e \\ &= -\mu_0 \alpha m_i \cdot M_s \end{aligned} \quad (9.45)$$

这是外斯理论的原始公式。实质上, 平均场近似不是很切合实际, 因为磁畴中每个磁矩并不是同等地与所有其它磁矩发生相互作用。然而, 对磁畴内部的磁矩来说, 该理论其实运用得相当好, 只是因为每个磁矩会受到与其近邻相同的交换场作用, 而且在磁畴内部其方向就在自发磁化强度 M_s 的方向上。因此, 如果平均场参数是完全从实验上来处理的, 那么它就能对磁矩的行为给出一个合理的模型。

如果我们考虑零外场的情况, 那么一个磁畴内唯一起作用的场将是外斯场

$$H_{\text{tot}} = H_e \quad (9.46)$$

当考虑一个磁畴内部的磁矩时, 如果我们采用平均场模型, 则相互作用场将正比于磁畴内的自发磁化强度 M_s 。按照 Langevin 对顺磁性给出的类似论证, 那么如果对 m 的可能取向没有约束, 最终就可得到

$$\frac{M_s}{M_0} = \coth\left(\frac{\mu_0 m \alpha M_s}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu_0 m \alpha M_s} \quad (9.47)$$

上式的解在温度接近绝对零度时导致磁畴内的磁矩完全平行排列。当 T 升高时, 磁畴

内的自发磁化强度会降低,如图 9.5 所示。在对应居里点的一个有限温度处,自发磁化强度迅速趋近于零,表示从铁磁性到顺磁性的转变。上式可以推广到将磁场 H 的影响包括在内,于是磁畴内磁矩的能量就变为

$$E = -\mu_0 m \cdot (H + \alpha M_s) \quad (9.48)$$

由此可立即得出下面的磁畴磁化强度

$$\frac{M_s}{M_0} = \coth \left[\frac{\mu_0 m (H + \alpha M_s)}{k_B T} \right] - \frac{k_B T}{[\mu_0 m (H + \alpha M_s)]} \quad (9.49)$$

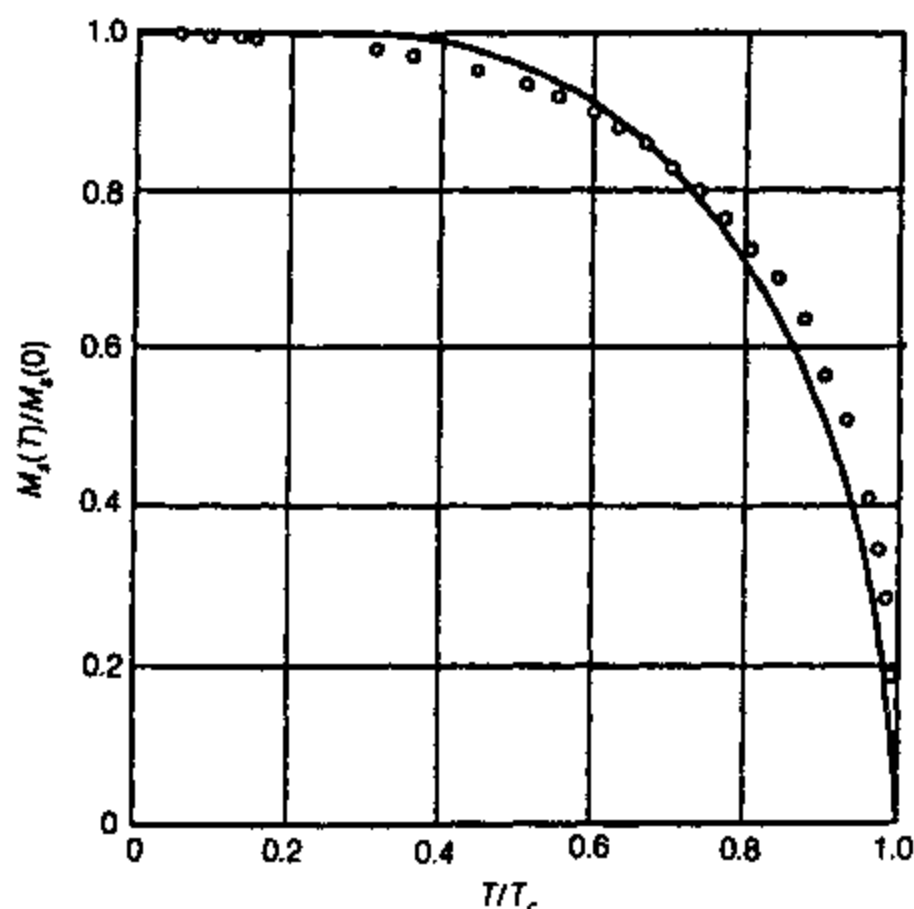


图 9.5 根据外斯平均场模型给出的、磁畴内镍的自发磁化强度 M_s 随温度的变化, (引自 Weiss 和 Forrer^[7])。

然而上式用得并不多,因为铁磁体中 $\alpha M_s \gg H$ (举例来说,铁中 $M_s = 1.7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, 于是 αM_s 可高达 $6.8 \times 10^8 \text{ A m}^{-1}$, 而 H 仅仅超过 $2 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$)。因此在磁畴内 H 场的作用与相互作用场相比就不是很显著了。

但是,众所周知中等强度的磁场 ($H \approx 8 \times 10^3 \text{ A m}^{-1}$) 就可以使铁磁体的块体磁化强度 M 发生显著的变化。因此,这些显著变化主要发生在磁畴边界上,在那里交换相互作用和各向异性互相制约以达到能量平衡。在这样的情况下,附加的磁场能刚好可以打破平衡,并使畴壁中磁矩的方向发生变化。此机制本身表现为畴壁运动,如第八章所述。

虽然最近邻之间的外斯型耦合仍然很强,但畴壁中的磁矩位于磁畴的外围,不与磁畴的自发磁化强度相结合。在这种情况下,每个磁矩的净余相互作用场是不同的,因为畴壁两边磁畴是沿不同方向排列的。因此畴壁中的能量平衡非常微妙,外加磁场引起的轻微扰动就可以使磁矩排列的方向发生变化,而这种变化在磁畴内是不可能发生的。

9.2.4 最近邻相互作用

只能在局域互作用的基础上解释外斯模型吗?

数学上容易求解的外斯模型的另一个变种是最近邻近似^[8], 其中电子磁矩只与其 z 个最近邻的磁矩发生相互作用。那么, 简单立方点阵 $z=6$, 体心立方点阵 $z=8$, 面心立方点阵 $z=12$ 以及六角点阵 $z=12$ 。在考虑畴壁中的磁矩时最近邻方法尤其有用, 因为在这种情况下, 磁矩不与畴体内的磁化强度相耦合只是由于它们位于不同磁化方向的畴壁之间, 而且畴壁内磁化方向是变化的。

在此近似下我们可以把交换相互作用场写成

$$H_e = \sum_{\text{最近邻}} \mathcal{J}_{ij} m_j \quad (9.50)$$

我们假设每个最近邻互作用都是相同的并等于 \mathcal{J} , 其中 $\mathcal{J}=0$ 仍然对应于郎之万理论描述的无相互作用的极端情形。当 \mathcal{J} 不为零时, 通常可以方便地认为每个磁矩等同地与它的每一个最近邻发生相互作用。(为了最终得到与平均场近似相同量级的交换场, 我们需要有 $N\alpha \approx z\mathcal{J}$ 。)

$$\begin{aligned} H_e &= \sum_{\text{最近邻}} \mathcal{J} m_j \\ &= \mathcal{J} \sum_{\text{最近邻}} m_j \end{aligned} \quad (9.51)$$

在此最近邻互作用的基础上, 我们发现, $\mathcal{J} > 0$ 对应铁磁性排列而 $\mathcal{J} < 0$ 对应反铁磁性排列。只要考虑产生最小互作用能的磁矩组态就很容易看出这一点。

$$E_e = -\mu_0 m \mathcal{J} \sum_{\text{最近邻}} m_j \quad (9.52)$$

对 z 个最近邻求和

$$E_e = -\mu_0 z \mathcal{J} m^2 \quad (9.523)$$

在确立了外斯互作用的存在之后, 就有可能对铁磁体给出一个类似于郎之万顺磁性模型的描述。这样一个模型, 严格地讲, 只对磁矩局域在原子实上的铁磁体才能成立。从面适用于镧系元素, 因为决定磁性能的 $4f$ 电子紧密地束缚在原子核上。此模型对遵守居里—外斯定律的镍也相当适合。

9.2.5 以平均场模型为基础的居里温度

用外斯互作用如何解释临界温度的存在?

Weiss 在其原始论文^[5, 6]中证明, 正比于磁化强度 M 的内部场或原子场的存在导出了居里定律的一个改进形式, 称为居里—外斯定律

$$\chi = \frac{C}{(T - T_c)} \quad (9.54)$$

由居里—外斯定律给出居里常数为

$$C = \frac{N\mu_0 m^2}{3k_B} \quad (9.55)$$

因此居里温度 $T = \alpha C$ 就等于

$$T_c = \frac{\mu_0 N \alpha m^2}{3k_B} \quad (9.56)$$

由此我们可以看到, 只要给出每个原子的磁矩, 就有可能从居里温度确定出平均场耦合或外斯常数 α 。

类似地, 对最近邻耦合, 可以通过下式由居里温度求出互作用参数

$$T_c = \frac{\mu_0 z J m^2}{3k_B} \quad (9.57)$$

9.2.6 反铁磁性

是否也有可能用外斯互作用来解释反铁磁有序?

在外斯模型的基础上, 也可以解释最近邻磁矩反平行排列的简单反铁磁性^[9]。可以采用的方法有两种。一种方法是将材料划分成 A 和 B 两个次晶格, 一个次晶格上的磁矩以负耦合系数与另一个次晶格上的磁矩发生相互作用, 但以正耦合系数与其同次晶格上的磁矩产生相互作用。这就确保了两个次晶格上的磁矩指向不同方向。处理该问题的另一个方法是以最近邻相互作用为基础的。最近邻之间有负互作用, 这就导致简单反铁磁性。

因此, 如果我们回到图 6.3 中描述的电子自旋直链的简化情形, 并要求只有最近邻之间的交换互作用才值得考虑, 而且最近邻间具有负系数 $-\alpha$, 那么与自旋的平行排列相联系的能量就是

$$E_{\text{par}} = 10m^2\mu_0\alpha \quad (9.58)$$

而对反平行最近邻

$$E_{\text{anti}} = -10m^2\mu_0\alpha \quad (9.59)$$

这样马上就显示出, 在负最近邻互作用系数情形下, 磁矩的反平行排列从能量角度看是有利的。

居里—外斯定律对处于其有序温度以上的反铁磁体也适用。但是分母中常数项 T_c 的符号是正的, 因此该定律变成

$$\chi = \frac{C}{T + T_c} \quad (9.60)$$

所以粗略看来在此情况下好象临界温度低于 0 K 。实际上, 这类反铁磁体的 $1/\chi$ 随温度的变化曲线确实是一条与温度轴相截于 $-T_c$ 的直线, 但是在一个高于 0 K 、称为奈耳温度的温度处材料要经历一个有序—无序转变, 在该温度以下它们不再遵循居里—外斯定律, 如图 9.6 所示。

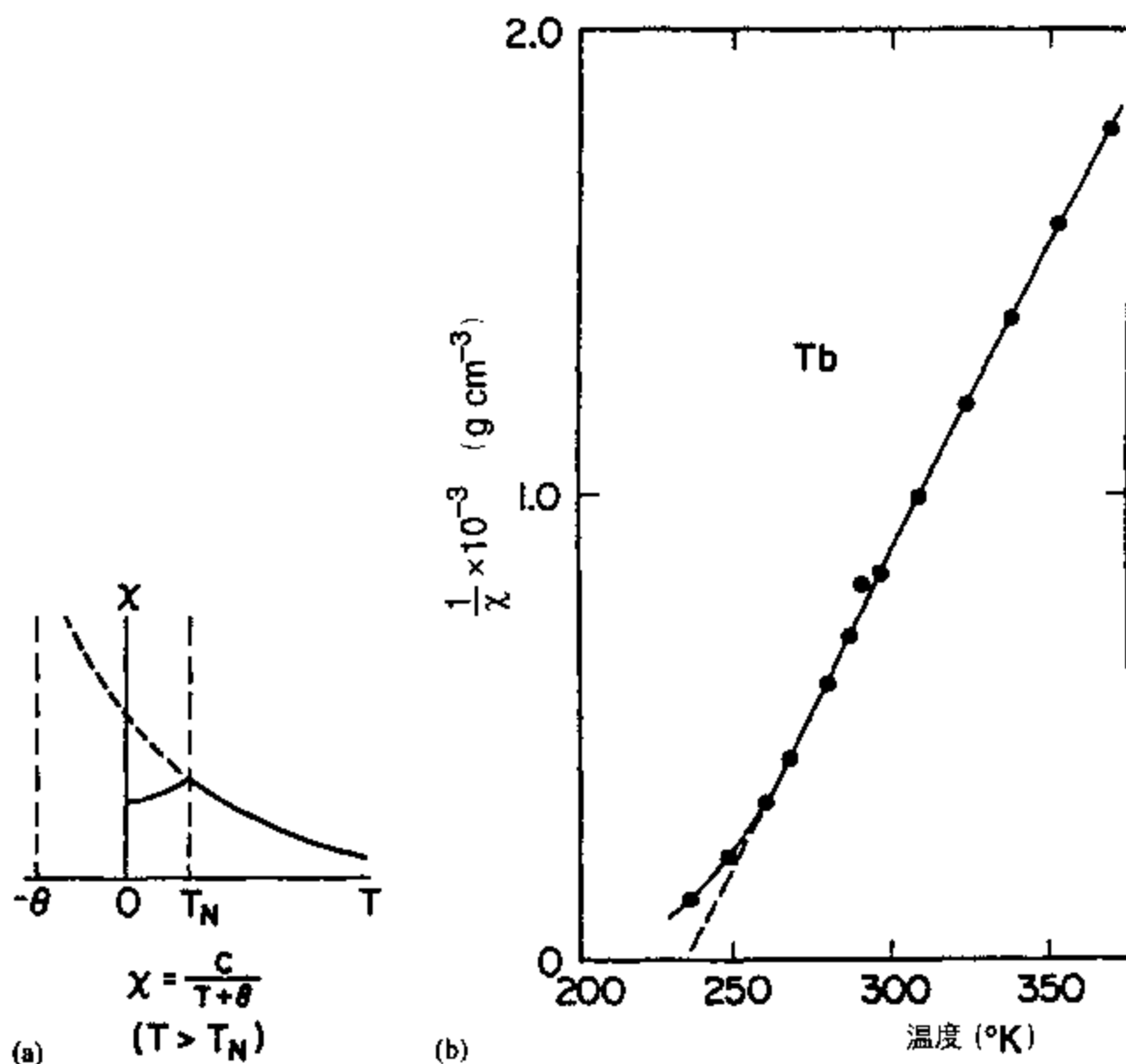


图 9.6 左图(a)是经历顺磁—反铁磁转变材料的顺磁性状态中 χ 随温度的变化示意图。
右图(b)是铽的 $1/\chi$ 数据随 T 的变化。

反铁磁体的奈耳温度在许多方面都类似于铁磁体的居里温度。它们都是临界温度，在该温度以上材料是无序的，在其以下是有序的。两种情况下转变温度处每个自旋的热能都等于每个自旋的耦合能。然而，应该记住，这两个温度 T_N 和 T_c 的定义是不太一样的。例如，镨和铽既有标志铁磁状态温度上限的居里温度（分别为 85 和 219 K）又有指示无序顺磁状态温度下限的奈耳温度（分别为 180 和 230 K）。在这一点上，人们可以说一个简单的铁磁体，比如铁、镍、钴或钆，它们的奈耳温度和居里温度是重合的。

反铁磁性材料的例子有在其 37°C 奈耳温度以下的铬，以及在其 100 K 奈耳温度以下的镁。在这类材料中相邻原子位上的磁矩是反平行的，因此在没有外加磁场时磁畴内的净余磁化强度为 $M_s = 0$ 。这类磁结构在过渡金属氧化物中很常见，例如 MnO 、 FeO 、 CoO 和 NiO 就是其中的几种，它们的奈耳温度分别为 122、198、291 和 523 K。

尽管考虑到这类简单线性反铁磁体中磁畴内自发磁化强度为零这个事实，仍然有可能用 Feldmann 等人^[10]描绘的核磁共振法确定次晶格上的自发磁化强度。

至今我们还没有真正讨论到导致外斯平均场的电子自旋间耦合的起源，这一点必须留到第十一章中去处理。因此目前还不清楚这类大多数是绝缘体的材料中交换相互作用的性质与金属铁磁体中的交换相互作用有什么不同。在金属中，交换相互作用发生在形成能带的传导电子之间，而在大多数反铁磁体中，交换产生于局域电子之间。这类反铁磁体中的相互作用机制称为超交换作用，该机制中电子从氧离子传输到相邻的金属离子上，使得“磁性”阳离

子(比如 Mn^{2+})之间可以间接地通过中介阴离子(比如 O^{2-})而产生相互作用。

由于反铁磁体磁畴内自发磁化强度为零以及由此而产生的低磁导率和磁化率,所以它们没有多少技术应用价值。然而,理解了这类材料中的磁有序就掌握了一把研究铁磁体磁有序的钥匙,而铁磁体确实是有重要技术应用价值的一类材料。最近的一项反铁磁体应用是在磁阻自旋阀中,在那里用一层反铁磁材料来钉扎某一层铁磁材料中磁化方向。11.3.9节中对此进行了讨论。

9.2.7 亚铁磁性

怎样解释铁氧体的特性?

亚铁磁性是反铁磁性的一个特例,在这里A次晶格和B次晶格上的磁矩仍反向排列,但具有不同的大小。亚铁磁有序是Néel在1948年^[11]首先提出,用于解释铁氧体的特性。亚铁磁体的行为在宏观尺度上与铁磁体非常相似,因此在许多年里人们没有意识到它们的差异。亚铁磁体在居里温度以下具有自发磁化强度,同时也形成磁畴结构。其磁化曲线中也显示出磁滞和饱和。

最为人们熟知的亚铁磁体是 Fe_3O_4 ,尽管广泛应用的是具有通式 $M\text{O}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ 的其它磁性铁氧体,其中M是一种过渡族金属比如锰、镍、钴、锌或镁。这些铁氧体属于立方晶系且具有“尖晶石”型晶体结构,参见第八章。两个 Fe^{3+} 离子的磁矩反平行排列,因此磁性能是由 M^{2+} 离子的磁矩决定的。

另一类铁氧体是六角铁氧体,例如钡铁氧体 $\text{BaO}\cdot 6(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ 和镍铁氧体 $\text{SrO}\cdot 6(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ 。它们是硬磁性的,大量用作永磁体材料。它们具有大各向异性,磁矩沿c轴择优取向。它们的临界温度通常在 $T_c = 500\text{--}800^\circ\text{C}$ 的范围。

第三类亚铁磁体是化学式为 $5\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot 3\text{R}_2\text{O}_3$ 的石榴石,其中R是某种稀土离子。它们中最著名的就是钇铁石榴石, $5\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot 3\text{Y}_2\text{O}_3$ 。这类材料具有很复杂的立方晶体结构。其有序一无序转变温度约 550°C 。

还有一种亚铁磁性材料是广泛用作磁记录介质的伽玛氧化铁 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 。它是通过将磁铁矿 Fe_3O_4 氧化得到的。在 400°C 以上它会转变成菱面体阿尔法氧化铁,或赤铁矿,那是一种倾斜的反铁磁体。

软磁铁氧体之所以能应用在高频率磁性器件上是因为它们既有高磁导率又有低电导率,这样在某些情况下,比如镍锌铁氧体在高这兆赫兹的倾率下以及锰锌铁氧体在高达 0.5 MHz 倾率下仍有很高的能量转接效率。在第十二章中还要更详细地讨论这类材料。

对这类材料的一般模型是:在各个次晶格晶位上有不同的磁性原子,它们有不同的磁矩并通过间接超交换机制产生反铁磁性耦合。

晶格间的交换作用 J_{AB} 通常要比晶格内的交换作用 J_{AA} 或 J_{BB} 强得多。由此可以导出一个磁化率随温度变化的表达式,它比我们熟知的居里-外斯定律复杂,但仍然相似

$$\chi = \frac{(C_A + C_B)T - 2\alpha C_A C_B}{T^2 - \alpha^2 C_A C_B} \quad (9.61)$$

这里 T 是温度, α 是晶格间的耦合系数, C_A 和 C_B 是各个次晶格的居里常数。在此表达式中居里温度为

$$T_c = \alpha \sqrt{C_A C_B} \quad (9.62)$$

从上述方程式可以看到, 亚铁磁体的磁化率的倒数与铁磁体的不同, 当从高温方向接近 T_c 时它的温度变化曲线呈现相当显著的弯曲。

如果把亚铁磁体的两个次晶格看成独立的, 那么就有这样的可能性: 即两个次晶格上的自发磁化强度随温度的变化是不一样的。这是因为, 即使两个次晶格之间的主要交换机制对两看肯定是一样的, 但次晶格原子的磁矩却是不一样的, 其能量也就是不同的。因此, 如果磁矩较大的次晶格在温度升高时其磁化强度衰减较快的话, 就有可能发现两个自发磁化强度等于零的温度。 M_s 达到零的较低一个温度称为“补偿温度”, 在该温度下两个次晶格上的磁矩大小相等并且材料呈现反铁磁有序 (虽然只在一个温度下)。当温度进一步升高时, 磁畴内的自发磁化强度改变符号, 原来磁矩较小的次晶格现在变成磁矩较大的次晶格了。最后当温度继续升高时, 在居里温度处磁矩终于变成无序排列, 自发磁化强度再一次变为零。

9.2.8 螺旋磁铁

还有其它类型的磁有序材料吗?

到目前为止, 我们讨论了最近邻相互作用为正 (铁磁性) 以及为负 (反铁磁性) 的情形。还有一种更普遍的情形, 在此我们要考虑最近邻相互作用和次近邻相互作用。

举例来说, 我们考察镍的情形, 这是 Enz^[12] 讨论过的, 后来 Nicklow^[13] 也对此进行了探讨。在基准平面上磁矩全部是铁磁性排列的, 最后续基准平面的磁矩要向下一个基准平面磁矩倾斜 θ 角。这就产生了螺旋形磁结构。

如果 \mathcal{J}_{11} 是最近邻平面之间的相互作用而 \mathcal{J}_{12} 是次近邻平面之间相互作用, 总的交换能 E_{ex} 就是

$$E_{ex} = - \sum_i \sum_j \mathcal{J}_{ij} \cos(\theta_{i+j} - \theta_i) m^2 \quad (9.63)$$

如果后续基准平面内磁矩的转动角为 θ , 那么

$$j\theta_i = \theta_{i+j} - \theta_i \quad (9.64)$$

而且若对所有 i 都有 $\mathcal{J}_{11} = \mathcal{J}_1$ 和 $\mathcal{J}_{12} = \mathcal{J}_2$, 则

$$E_{ex} = -N \sum_j \mathcal{J}_j \cos(j\theta_i) m^2 \quad (9.65)$$

如果我们假设, 间隔在两个平面以上的相互作用与最近邻间相互作用和次近邻间相互作用相比可以忽略,

$$E_{ex} = -Nm^2 (\mathcal{J}_0 + 2\mathcal{J}_1 \cos\theta_i + 2\mathcal{J}_2 \cos 2\theta_i) \quad (9.66)$$

平衡时

$$\begin{aligned} \frac{dE_{ex}}{d\theta_i} &= 0 \\ &= Nm^2 (2\mathcal{J}_1 \sin\theta_i + 4\mathcal{J}_2 \sin 2\theta_i) \end{aligned} \quad (9.67)$$

$$\cos\theta_1 = -\frac{\mathcal{J}_1}{4\mathcal{J}_2} \quad (9.68)$$

这就给出了产生最小交换能的后续基准平面间的转角 θ_1 的值。对铁磁性排列，我们需要有 $\cos\theta_1 = 1$ ，或 $\mathcal{J}_1 = -4\mathcal{J}_2$ ，而对简单反铁磁排列我们要求 $\cos\theta_1 = -1$ ，或 $\mathcal{J}_1 = 4\mathcal{J}_2$ 。在铽、镨和钆中发现了这种螺旋形磁有序的例子。

根据上述讨论，在这类螺旋磁结构中，交换相互作用的正弦性质是相当明显的，但这种交换作用无疑比铁磁体中的简单直接交换机制要复杂得多，甚至比反铁磁体中的间接超交换作用还要复杂。对这种耦合的性质的一种解释是由 Ruderman 和 Kittel^[14] 以及 Kasuya^[15] 和 Yosida^[16] 提出的，他们认为，主宰着这些金属磁性能的 4f 电子紧密地束缚在原子核上，不能通过直接耦合面发生相互作用。耦合是通过一种间接机制进行的，4f 电子自旋由此与传导电子的自旋耦合起来。此耦合很强并因此而使传导电子的自旋产生极化，既然传导电子是在整个材料中迁移的，那么这种极化就是一种长程效应。除此之外，传导电子遵循费密分布，这就使传导电子自旋的极化产生振荡。最终的结果是局域的 4f 电子自旋磁矩间产生一个有效的振荡间接耦合，并且有可能由此产生出螺旋形磁结构。

9.3 磁结构

怎样测定磁畴中的磁结构？

材料的磁结构通常是从中子衍射和磁化强度 / 磁化率测量结果中推算出来的。Bacon^[17] 以及后来的 Lovesey^[18] 论述了如何利用中子衍射来考察磁性材料的结构。1949 年用这种方式研究的第一种材料是 MnO，然后是其它反铁磁氧化物。从 1951 年开始，Koehler 及合作者在橡树岭国家实验室首先用中子衍射测定了 3d 系列金属铁、镍和钴的磁结构。五、六个年代，他们这个研究小组还在更大规模的一个研究项目中用中子衍射研究了 4f 系列金属—镧系元素的磁结构。Koehler^[19] 在关于稀土磁性能的一篇述评中总结了测量的结果。

9.3.1 中子衍射

中子如何与磁性材料产生相互作用？

虽然从磁各向异性和磁化率的测量结果中可以推断出 9.1 节和 9.2 节中推述的各种不同类型的磁有序，但只有中子衍射才能直接证实这些磁有序的存在。在较为古老、而且也许是我们更为熟悉的 X 射线衍射技术中，一束 X 射线受到固体中周期性点阵位置上电荷分布的衍射。这个现象称为布喇格反射。然而，中子既要受到点阵位置上的原子核分布的衍射，也要受与每个原子上电子分布相联系的磁矩的衍射。这样就在合成的中子衍射谱中既产生布喇格峰，也包含有磁峰。

中子有 5.4×10^{-4} 玻尔磁子 ($= 5.0 \times 10^{-27} \text{ A m}^{-2}$) 的净余磁矩但没有电荷。没有电荷而有磁矩这一点本身就很反常，但是在这里我们不讨论这个问题。不过这种复合特性意味着中子可以相当容易地穿过固体，因为它们不受局域电荷分布的影响。中子确实与原子核有相互作用，而且该相互作用或多或少与表 9.1 所示的原子核类型有关。这样就在总的中子衍射谱中产生了核散射分量。对中子衍射所用的波长而言，原子核起着点散射体的作用，因此核

散射谱是各向同性的。

表 9.1 各种原子的核散射和磁散射振幅的比较 (引自 Bacon^[17])

原子或离子	核散射振幅 (10^{-12} cm)	有效自旋量子数 S	磁散射振幅 P (10^{-12} cm)	
			$\theta = 0$	$\sin\theta/\lambda = 0.25 \text{ \AA}^{-1}$
Cr^{2+}	0.35	2	1.08	0.45
Mn^{2+}	-0.37	5/2	1.35	0.57
Fe	0.96	1.11	0.60	0.35
Fe^{2+}	0.96	2	1.08	0.45
Fe^{3+}	0.96	5/2	1.35	0.57
Co	0.28	0.87	0.47	0.27
Co^{2+}	0.28	2.2	1.21	0.51
Ni	1.03	0.3	0.16	0.10
Ni^{2+}	1.03	1.0	0.54	0.23

进行中子衍射研究所需的中子必须具有可以与原子尺度相比拟的波长,通常为 0.1 nm。德布罗意波长在此量级内的中子是核反应堆在约 300 K 温度下产生的热中子,从而其能量为 4×10^{-21} J (25 meV) 且相应的波长为 0.18 nm。

磁性材料的中子衍射谱至少包含三个不同的贡献,可用来检验材料的不同特性。其中有弹性中子散射,它包括两个分量:第一个是由点阵周期性以及原子核的中子散射截面决定的核散射峰(或布喇格型散射峰);第二个是由固体中磁有序和磁散射截面决定的磁散射。最后一个贡献来自非弹性中子散射,它导致磁量子(自旋波激励)的产生或湮灭,有可能通过此测量来研究固体的自旋波谱。

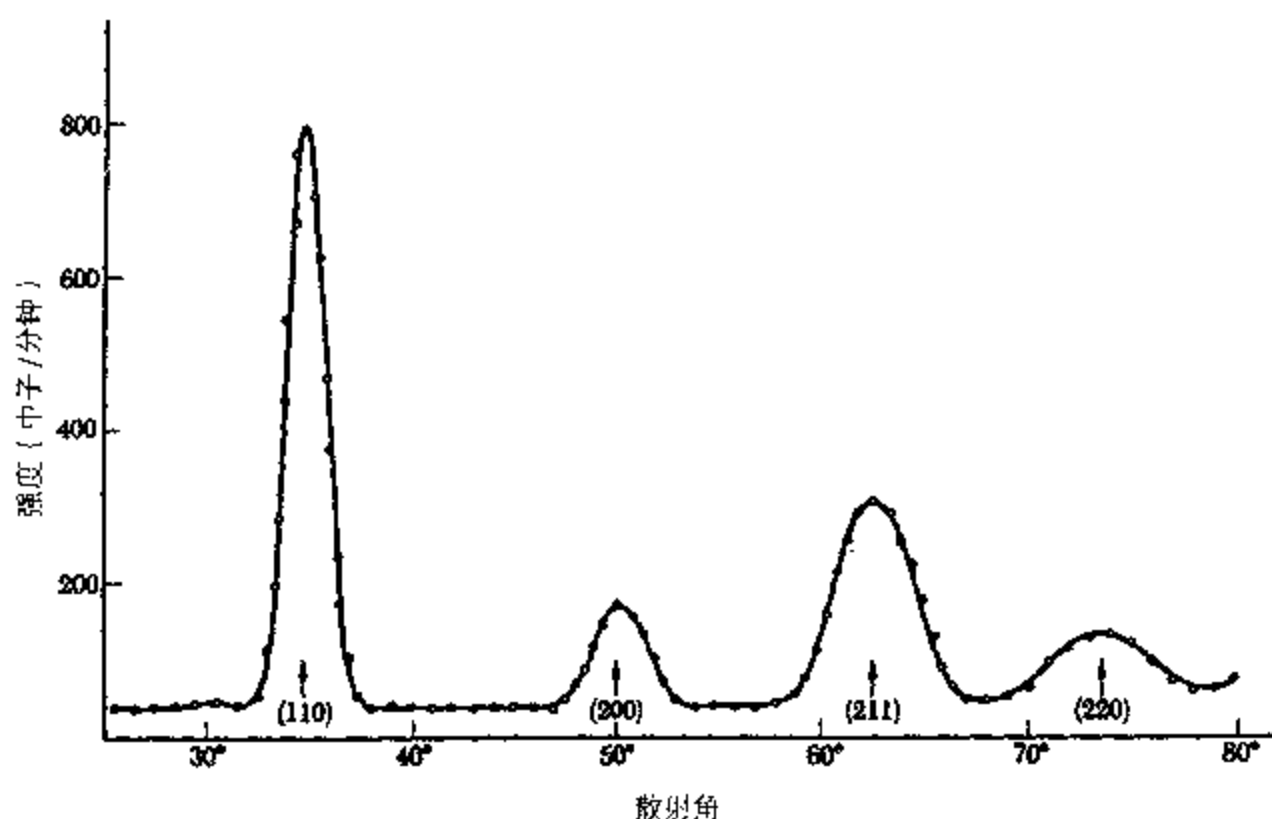


图 9.7 铁的中子衍射谱,显示的是衍射峰强度随散射角的变化。

衍射峰用相应的结晶学方向加以标识(引自 Shull 等人^[20])。

中子衍射研究的实验配置与 X 射线衍射相类似。将一束平行的、单色的(即单能的)、

有时还是极化的中子投射到样品上。中子探测器能够以任意角度在样品周围移动,以测量衍射束的强度随角度的变化。核散射谱的评定标准与 X 射线相同,所以布喇格角 θ 可以定义为 $\sin\theta = \lambda/2|G|$, 这里 λ 是中子的德布罗意波长, $|G|$ 是点阵矢量倒数的大小。磁反射谱叠加在布喇格反射谱上。通常这两个谱都以结晶学单位晶胞为参考,就象图 9.7 所指示的那样,该图引自 Shull 等人^[20]的工作。

9.3.2 弹性中子散射

关于材料的磁结构,弹性中子散射能够告诉我们什么?

用中子直接考察材料的磁结构这个想法是 Bloch^[21] 首先提出的,随后 Halpern 和 Johnson^[22] 更详细地描述了这一设想。弹性中子散射产生两种类型的衍射峰。一类是由核散射引起的,这类峰是各向同性的,也就是说它们与散射角无关,而且它们在磁有序温度以上也继续存在,如图 9.8 所示。第二类衍射峰,即磁散射谱,是由存在于固体中的局域磁矩产生的。该谱是各向异性的而且也与温度有关,峰强度随温度升高而减小,直到磁有序温度上该谱消失,变成由顺磁性散射引起的极射背景。

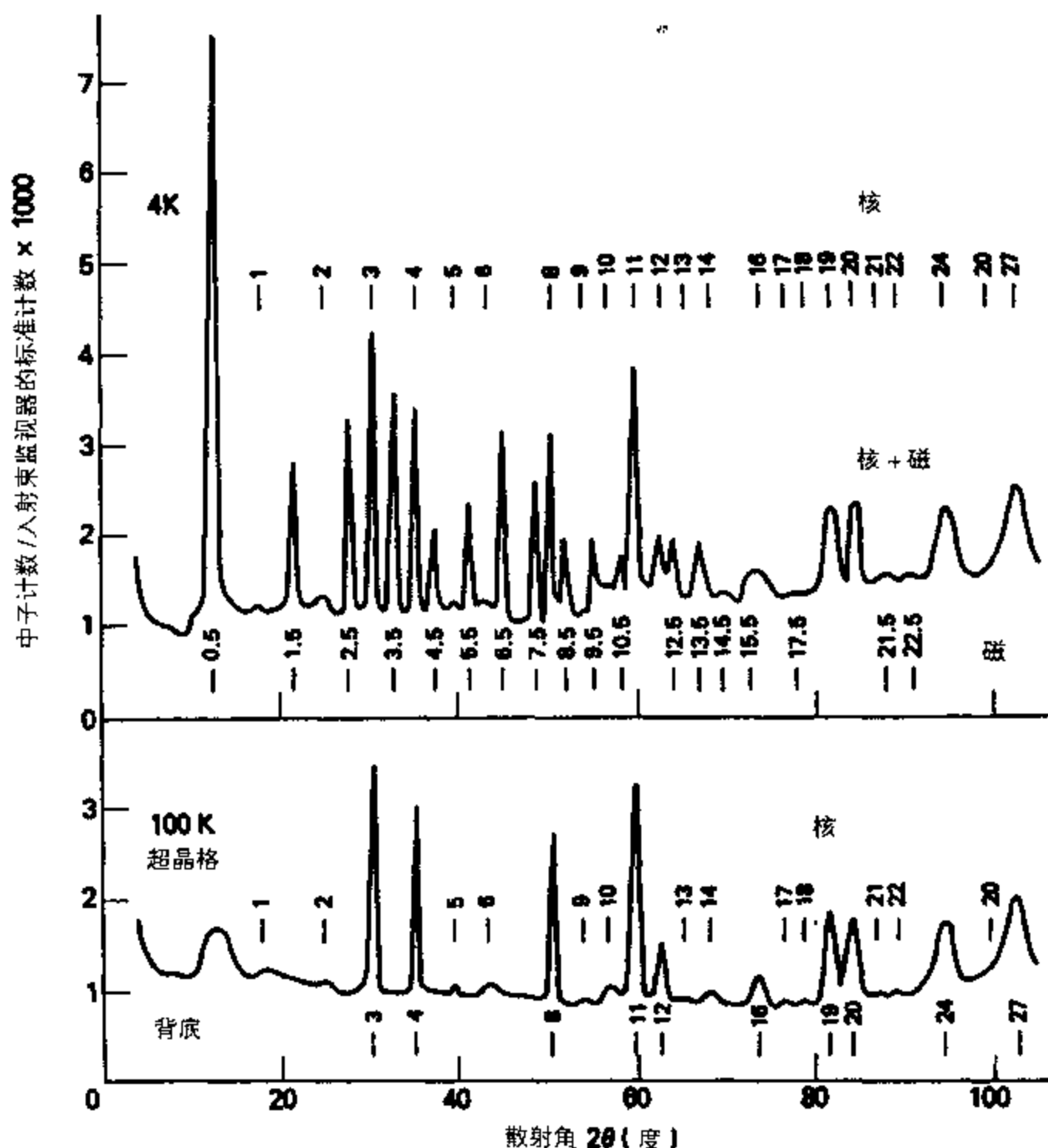


图 9.8 TbIn_3 在磁有序温度以上和以下的中子散射谱 (引自 Crangle^[23])。

中子—电子散射和中子—核散射的散射截面大小通常差不多，至于何者更大要视具体情况而定。这就意味着布喇格衍射和磁散射的谱峰大小通常差不多。但两种贡献是可以分辨的，例如通过加外磁场（因为核散射分量保持各向同性）或通过升温到磁有序温度以上（于是磁分量因顺磁性散射而变得弥散）。一旦从谱中分离出磁散射的贡献，就可以确定固体中磁矩的分布、方向及有序状况。

顺磁性散射

在顺磁体的情况下，磁散射是弥散的并表现为对整个背景的贡献，该背景强度随散射角 θ 的增加而降低。顺磁性散射是在扣除了谱中所有其它贡献后发现的，要求磁贡献与其它贡献相比足够大，这样才使得此计算足够准确。

铁磁性散射

当中子被铁磁体散射时布喇格散射谱和磁散射谱的峰出现在同样的位置上。因此谱的两个分量将完全叠加在一起，如图 9.9(a)所示。然而磁贡献随温度减小，因此在居里点之上和之下进行测量就可以分辨这两种贡献。

简单反铁磁性散射

在简单反铁磁性的情况下，相邻原子上的磁矩指向相反方向。这样就使磁矩的结晶学重复距离增加了一倍，于是倒易点阵中的重复距离减半。因此附加的磁性峰就出现在谱中核散射峰中间，如图 9.9(b)所示。磁性峰出现在 $\sin\theta$ 值处，是预期核散射峰正弦值的一半。Bacon [17, p.208] 详细讨论了反铁磁体对中子的散射。

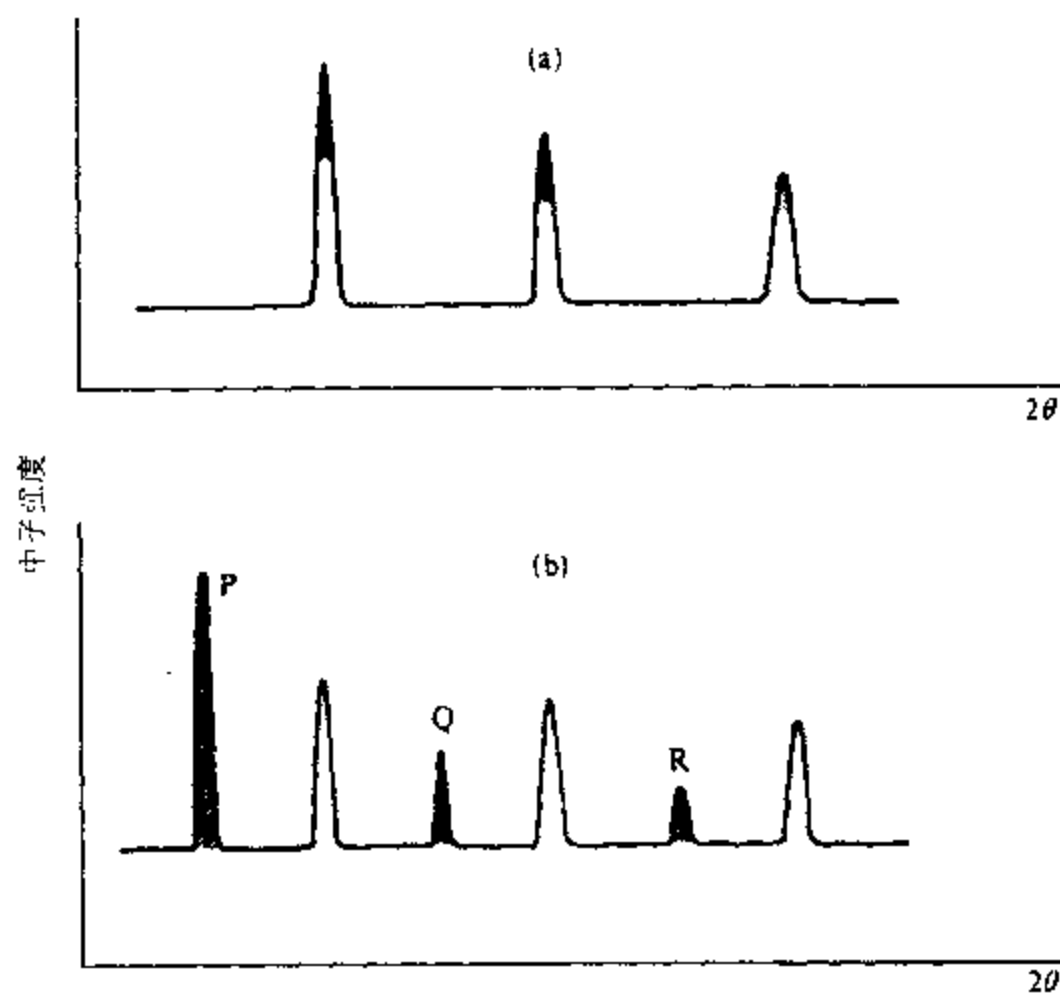


图 9.9 中子衍射谱：(a)显示核峰和磁峰叠加在一起的铁磁性固体；
(b)核峰与磁峰出现在不同位置的简单反铁磁性固体（引自 Bacon^[17]）。

螺旋形反铁磁性散射

在螺旋磁性材料中, 衍射峰包括中间的核散射峰以及由磁散射在每个峰两边产生的一对伴峰, 如图 9.10 所示。伴峰与核峰的距离可用于确定螺旋轴的方向和后续螺旋面之间转动角的大小。

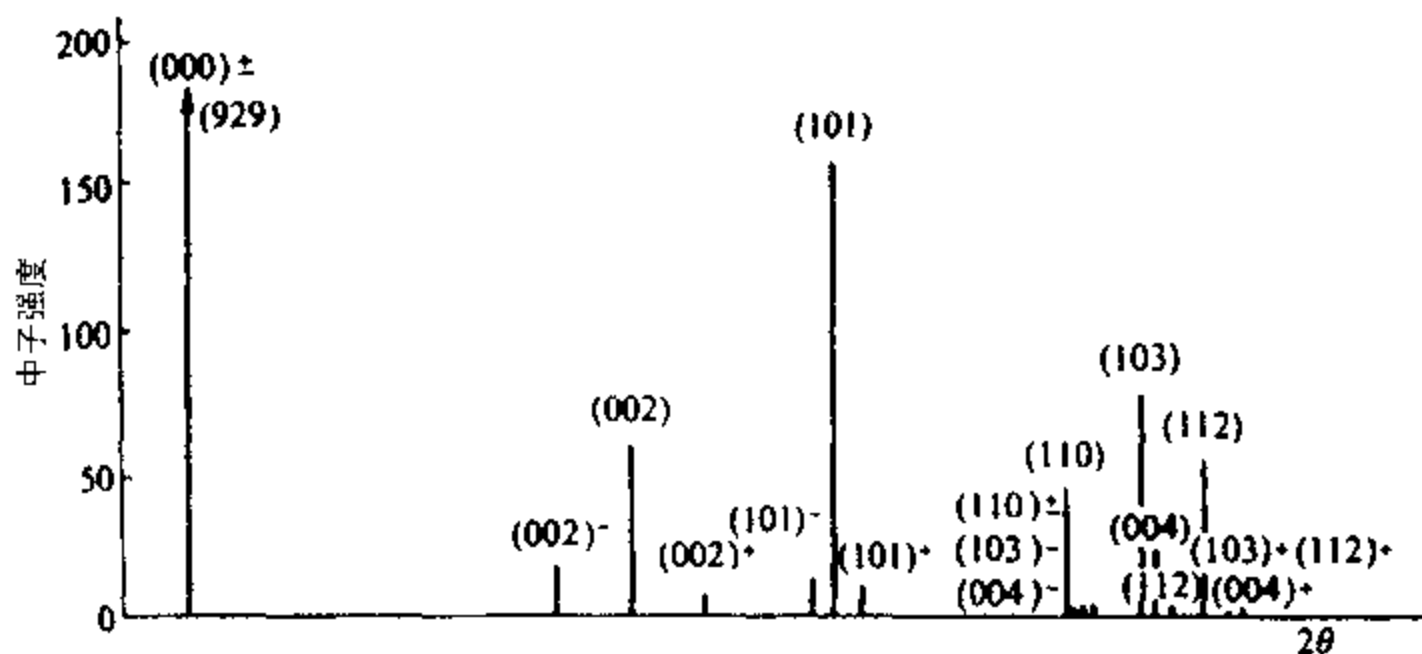


图 9.10 一种螺旋形反铁磁性结构的中子衍射谱 (引自 Bacon^[17])。

中子衍射技术最重要的用途是研究反铁磁性结构 (包括螺旋反铁磁性) 和亚铁磁性结构。比较而言, 铁磁性材料的情形完全没有研究价值, 因为磁畴内所有磁矩都平行排列, 而结晶学易轴可以从各向异性磁化率测量中得到, 所以得不到更进一步的信息。然而, 从铁磁体接近居里点时的非弹性中子散射数据中, 可以获得自旋波谱的信息。

9.3.3 非弹性中子散射

怎样研究磁结构中的更高能量状态 (磁激发) ?

当接近磁有序温度时, 磁有序固体中各个原子磁矩的热涨落变得尤其显著。这些自旋波可以用非弹性中子散射加以研究。例如, Squires^[24] 观察到铁的磁散射截面在居里点有一个峰值, 如图 9.11 所示, 它是由自旋团对中子的非弹性散射引起的。当温度向居里温度升高时此散射变得更大, 此时自旋涨落更厉害。另一个关于镍的例子^[25] 见图 9.12。

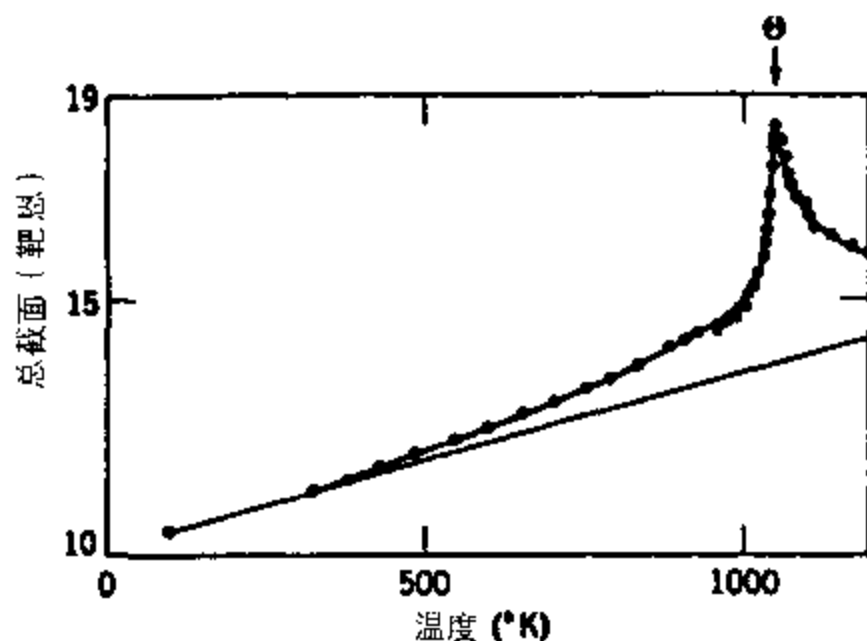


图 9.11 铁对中子非弹性散射的总散射截面随温度的变化 (引自 Squires^[24])。

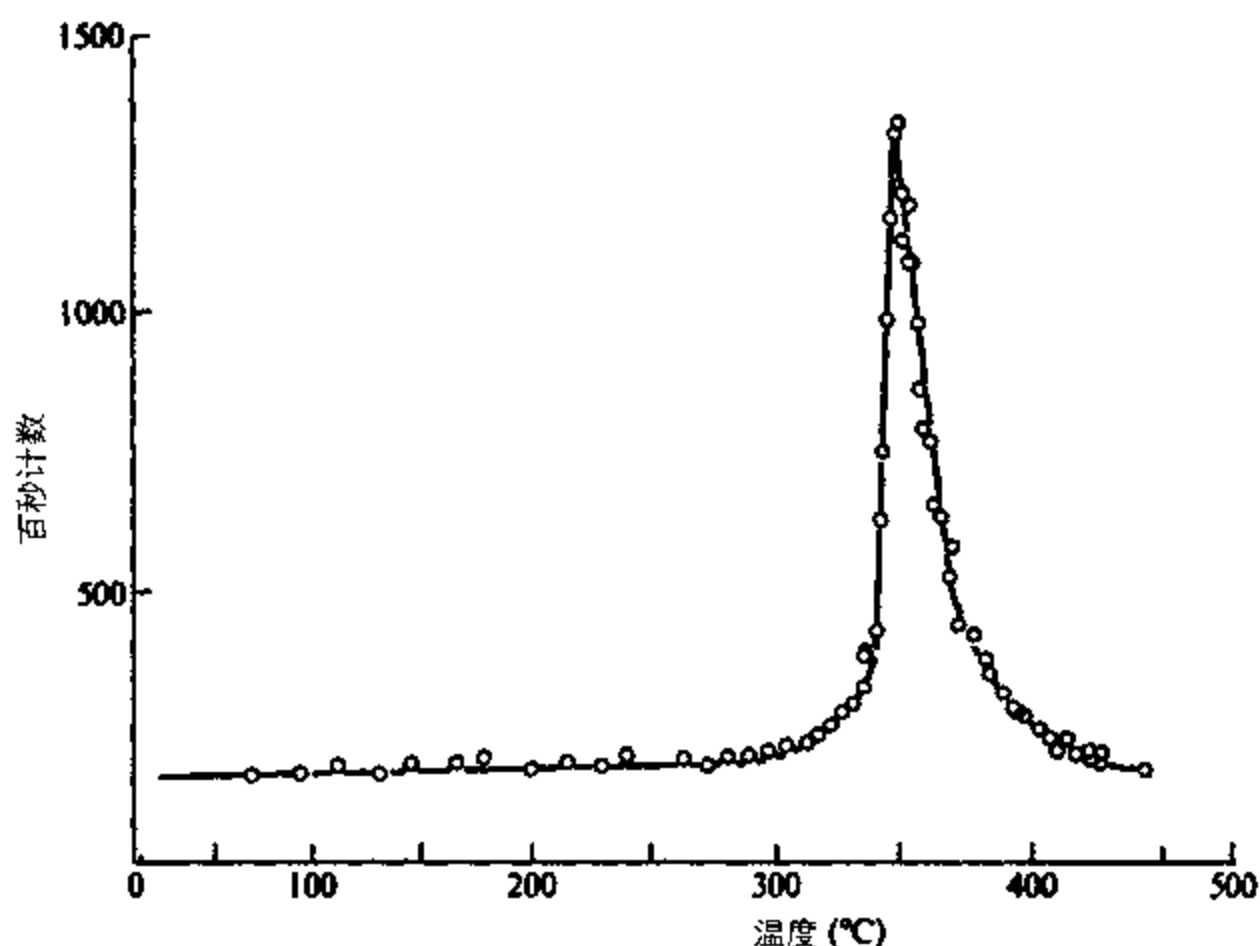


图 9.12 镍对 neutron 非弹性散射的总散射截面随温度的变化 (引自 Cribier 等人^[25])。

关于中子被磁性固体散射的更详细的讨论已超出本书的计划范围。但是对磁学的这一领域感兴趣的读者可以参阅 Lovesey 所著^[18]的非常好的两卷本,在那里有此主题的全面总结。

9.3.4 各种固体中的磁有序

关于这些不同类型的磁有序,我们有什么实例没有?

各种稀土金属中磁畴内磁矩的有序化如图 9.13 所示。对于立方 3d 过渡族金属比如铁和镍来说,磁矩分别沿 $\langle 100 \rangle$ 轴和 $\langle 111 \rangle$ 轴择优取向排列^[26, 27]。沿铁的不同晶轴方向的磁化曲线如图 9.14 所示,图 9.15 是镍各个晶轴方向的磁化曲线。由此可以清楚地看到,铁的起始磁化率和低场磁化率沿 $\langle 100 \rangle$ 轴最高而镍则沿 $\langle 111 \rangle$ 轴最高。反之,沿 $\langle 111 \rangle$ 轴磁化铁和沿 $\langle 100 \rangle$ 轴磁化镍则更为困难。钴具有六角晶体点阵。在这种情况下磁矩沿单轴 $[0001]$ 排列,这是它的易磁化方向^[28],而基准面内的 $[10\bar{1}0]$ 轴是难磁化轴。沿上述方向的磁化曲线如图 9.16 所示。

简单反平行的反铁磁性出现在铬和锰中,这些有序结构示于图 9.17 中^[29, 30]。实际上反铁磁性远比铁磁性更为常见,但到目前为止固体中的这类磁有序除了用于磁阻自旋阀外还没有发现更广泛的用途。

稀土金属中的磁有序要复杂得多。在稀土中呈现最简单磁结构的是钆^[31~34],当温度在 293 K 的居里点和 240 K 的自旋重取向温度之间时它的磁矩沿 c 轴排列。在 240 K 以下磁矩偏离 (001) 轴面且当温度降低时偏离角连续增大。在此温度范围内,我们把钆称为“倾斜的”铁磁体。

在周期表上紧邻于钆之后的两种元素铽^[35]和镝^[36~38],其特性与钆差别甚大。在奈耳温度处(这是反铁磁体的有序温度)它们都形成基准面螺旋形反铁磁体,对铽 $T_N = 230$ K 而对镝 $T_N = 180$ K。铽中易轴是 $[10\bar{1}0]$ 方向(b 轴)而镝中是 $[1000]$ 方向(或 a 轴)。在对

钕为 219 K 或对镝为 85 K 的更低温度下（这是它们的居里温度），它们形成基准面铁磁体。钕中磁畴的轴是沿着 b 轴的而镝的磁矩沿 a 轴排列。

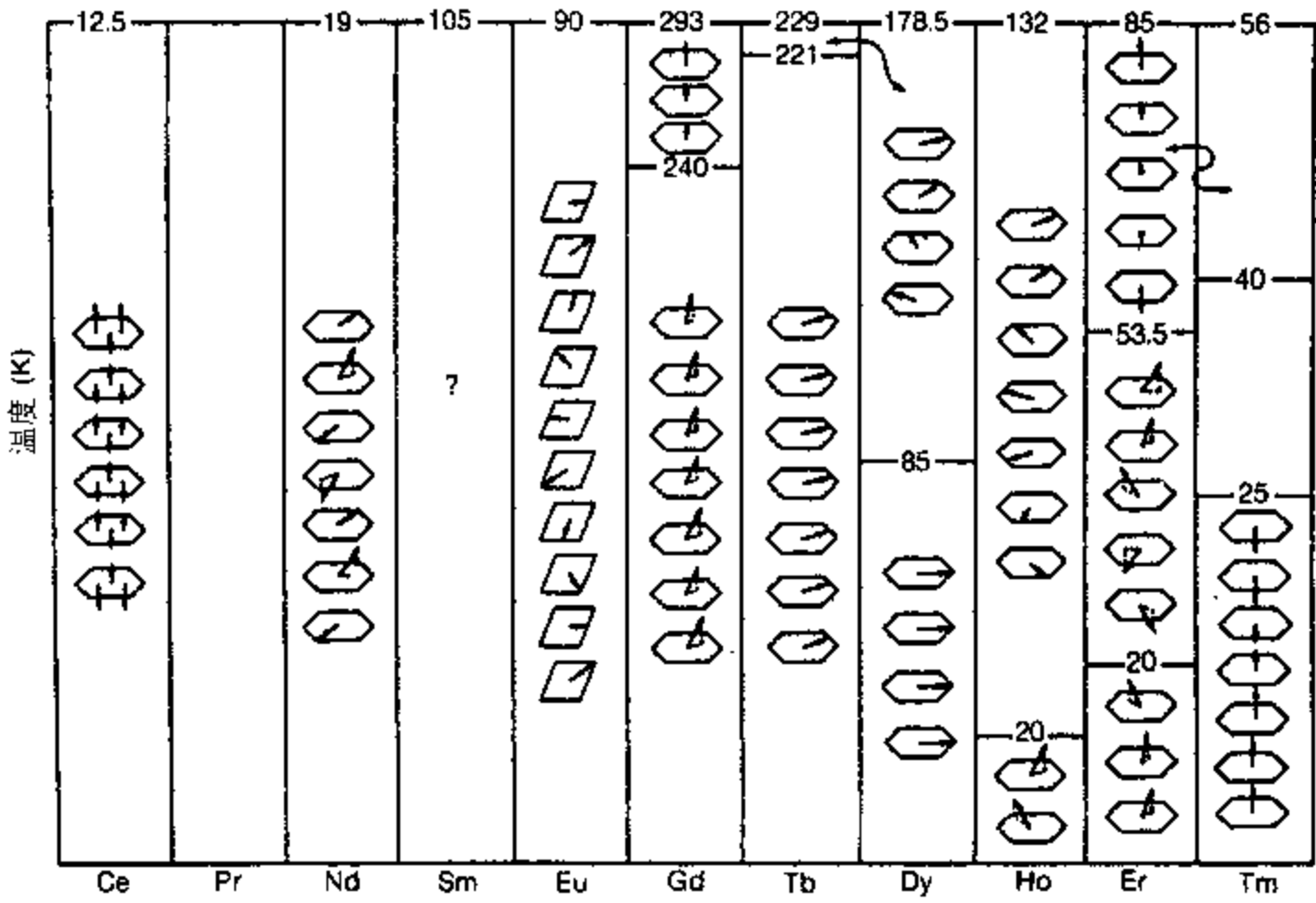


图 9.13 在零外加磁场下各种稀土金属的磁畴内磁矩的磁有序。

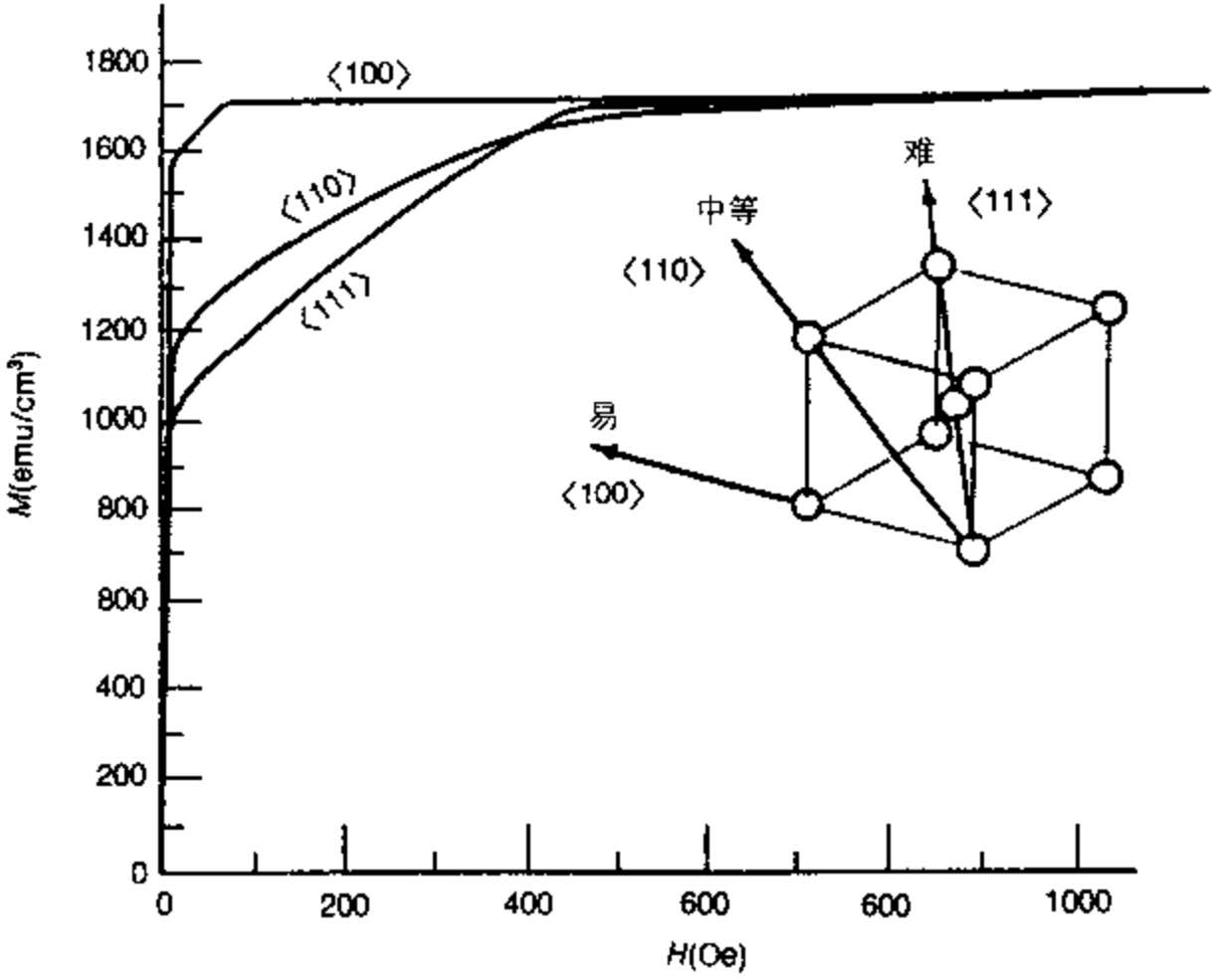


图 9.14 铁沿<100>、<110>和<111>三个晶轴方向的磁化曲线。

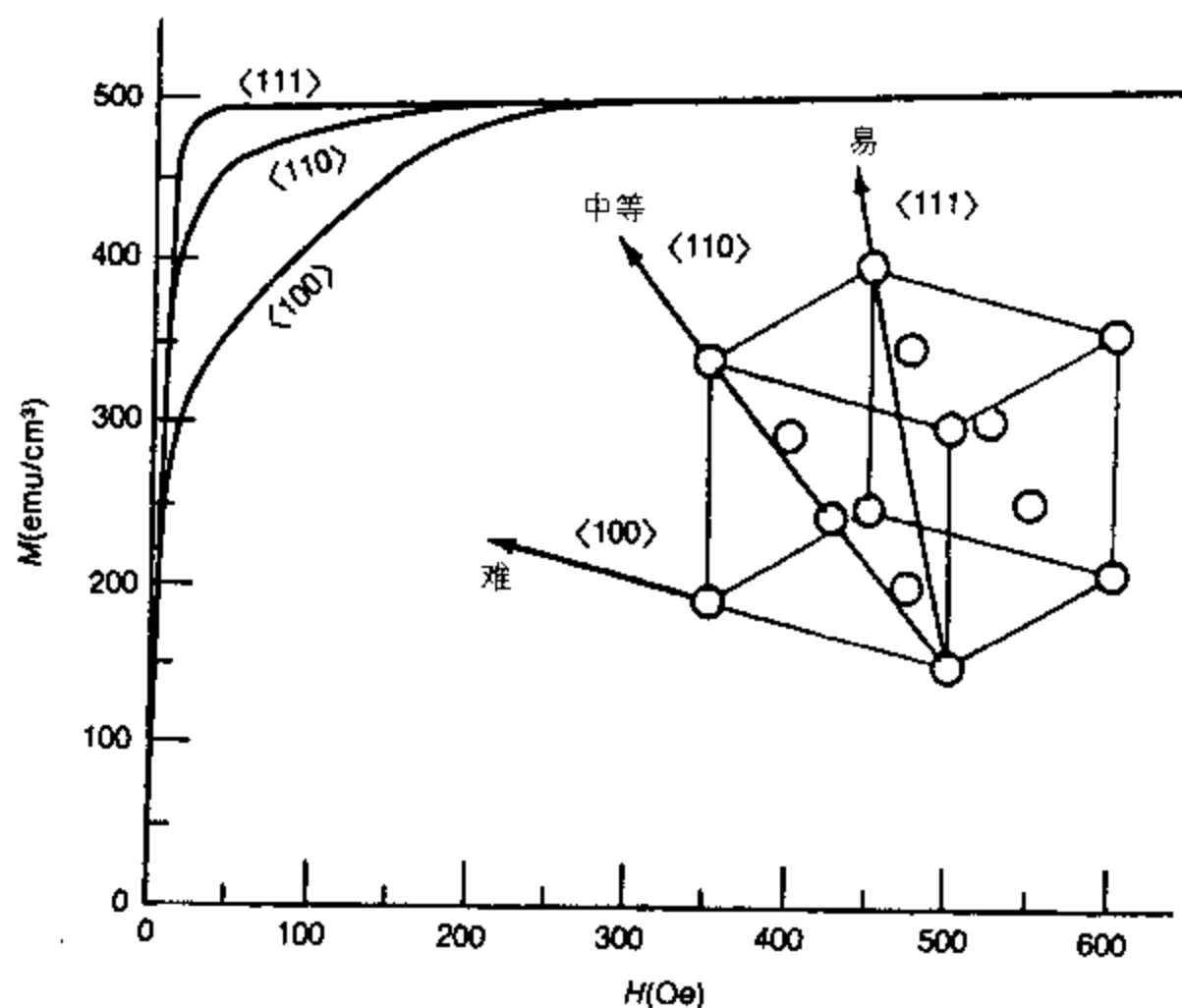


图 9.15 镍沿 $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 三个晶轴方向的磁化曲线。

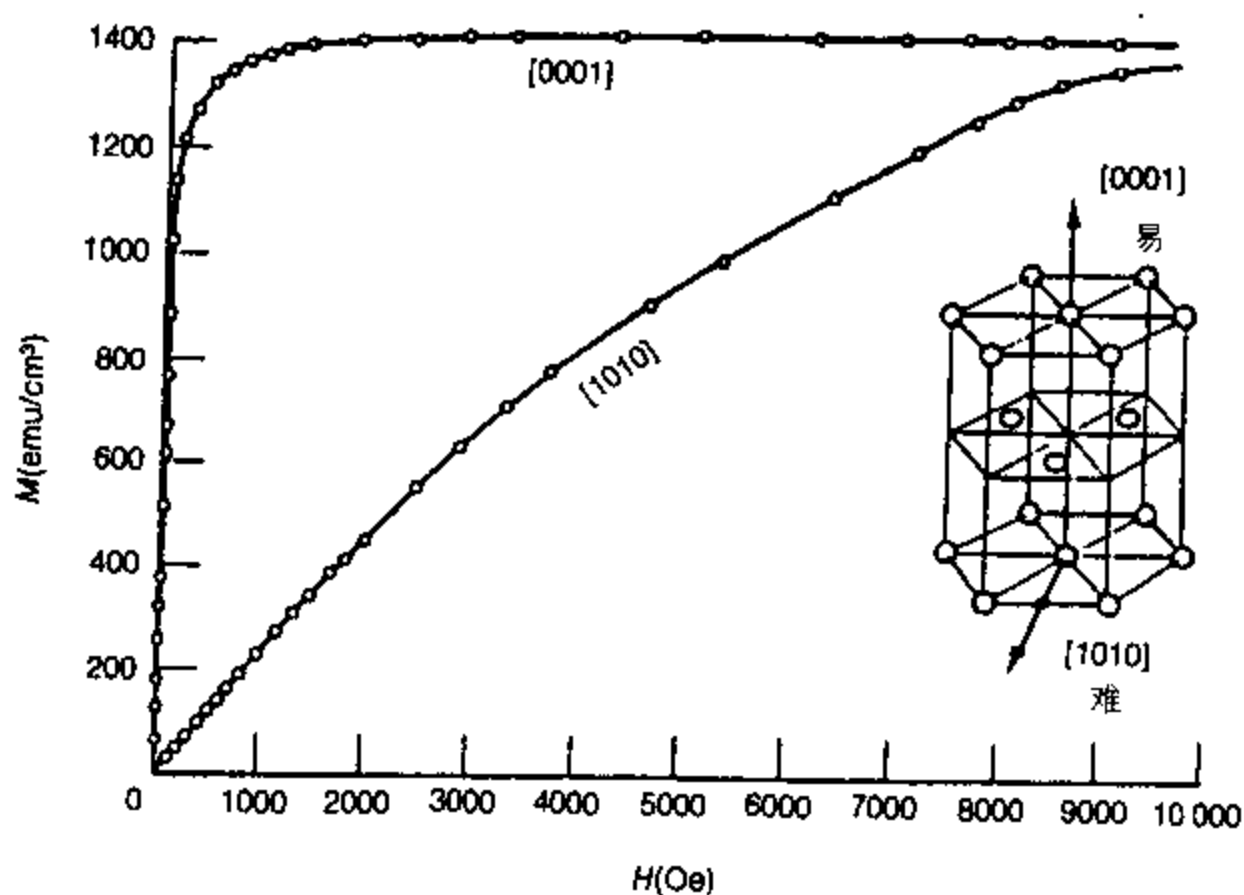


图 9.16 钴沿单轴 $[0001]$ 和基准面 $[10\bar{1}0]$ 的磁化曲线。

钽的有序温度为 132 K，在此温度以下它形成与镓类似的基准面反铁磁体^[39]，其易轴沿着 $[1000]$ 方向。此螺旋形结构可以一直保持到居里点 20 K，在居里温度之下会出现铁磁性 c 轴分量，而基准面仍然呈现反铁磁性有序。

铈的奈耳点为 85 K，在该温度以下磁化强度沿 c 轴有正弦型调制^[39-41]。当基准面在 53 K 成为螺旋型有序时就发生进一步转变，此时 c 轴结构开始变成四个磁矩向上然后四个

磁矩向下的一种方波调制。然而,此方波调制从未完成过。在 20 K 的居里点上 c 轴分量变成了铁磁性的,而基准面仍然保持其螺旋型有序。这就产生了一种在钛中也观察到的“圆锥形”铁磁性结构。

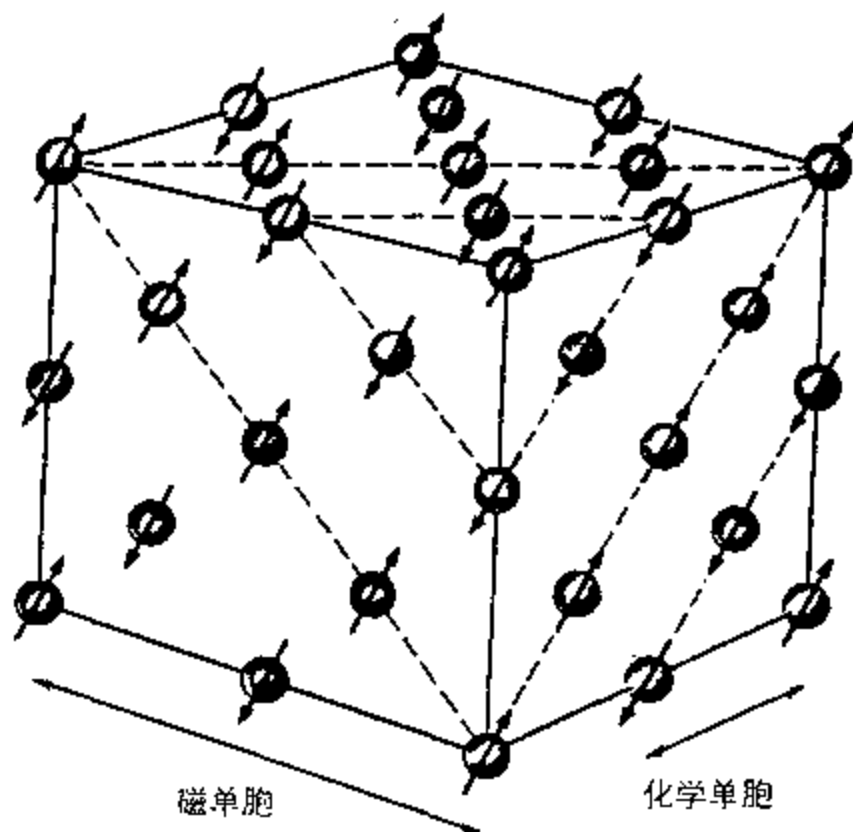


图 9.17 氧化锰中锰原子的简单反铁磁性。

许多被称之为铁氧体的过渡金属氧化物呈现亚铁磁性。它们分成三类:一类是立方铁氧体,也称为尖晶石,比如 $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, 除了钴铁氧体是硬磁外这类铁氧体都是软磁性材料;另一类是六角铁氧体,比如 $\text{BaO} \cdot 6(\text{Fe}_2\text{O}_3)$, 它们是由于制作陶瓷磁体的硬磁性材料;还有一类是石榴石,比如钇铁石榴石 $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{Y}_2\text{O}_3$ 。

9.3.5 激发态与自旋波

温度怎样影响磁畴内磁矩的排列?

在前面的 6.2.5 节中我们说过,一个磁畴的自发磁化强度 M_s 只有在绝对温度为零 (0 K) 时才等于饱和磁化强度 $M_0 = Nm$ 。其原因是,在高于 0 K 的温度下热运动能量使磁畴内的磁矩方向发生了某种不平行的排列。我们现在就要解释这种不平行的排列是如何发生的。

考虑六磁矩线性铁磁体的基态,如图 9.18(a)所示。当所有六个磁矩都平行排列时显然就是基态。在只有最近邻互作用的基础上,这种排列的基态能 E_0 为

$$E_0 = -10\mu_0 J m^2 \quad (9.69)$$

我们可以选择好几种可能的最低能级激发态。其中一种可能的配置是一个磁矩指向与其它磁矩反平行的方向,如图 9.18(b)所示。此状态的能量为

$$\begin{aligned} E_1 &= -2\mu_0 J m^2 \\ &= E_0 + 8\mu_0 J m^2 \end{aligned} \quad (9.70)$$

其实对磁矩数目大于 2 的任意直链来说,一个磁矩反平行时的系统能量总是比基态高 $8\mu_0 J m^2$ 。

另一种可能的激发态是其中的每一个磁矩都指向与前一个磁矩方向夹角为 θ 的方向, 如图 9.18(c) 所示。在这种情况下系统的能量为

$$\begin{aligned} E(\theta) &= -10\mu_0 \mathcal{J} m^2 \cos \theta \\ &= E_0 + 10\mu_0 \mathcal{J} m^2 (1 - \cos \theta) \end{aligned} \quad (9.71)$$

这样就允许存在许多较低能量的激发态, 在经典近似下它们形成高于基态的容许能态的一个连续能谱, 每个前态的 θ 值是逐渐增加的。

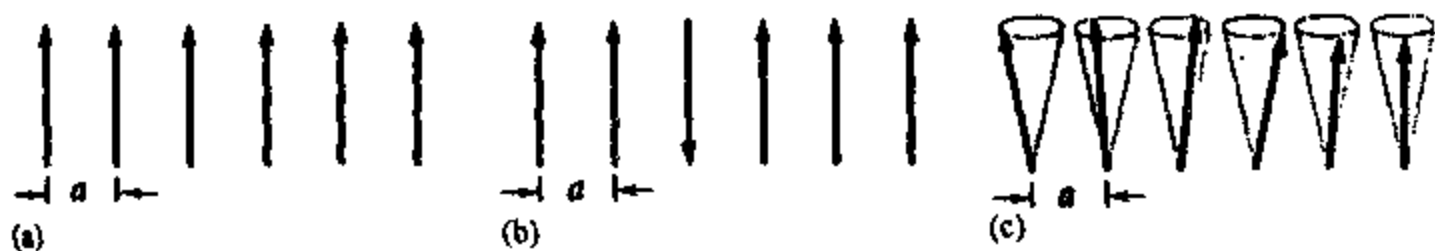


图 9.18 一条六磁矩铁磁性直链: (a)基态; (b)一个磁矩反平行的状态;
(c)每个相邻磁矩间的夹角为 θ 的状态。

因此当温度大于 0 K 时, 随温度的升高, 磁畴内的自发磁化强度会减小。由自旋波结构的分析^[42]可以证明

$$\begin{aligned} M_s &= M_0 (1 - aT^{3/2}) \\ &= M_0 \left[1 - c \left(\frac{k_B T}{\mu_0 \mathcal{J} m^2} \right)^{3/2} \right] \end{aligned} \quad (9.72)$$

其中 $\mu_0 \mathcal{J} m^2$ 是以焦耳为单位的最近邻交换常数, c 是一个常数。对简单立方点阵 $c = 0.118$, 对体心立方点阵 $c = 0.059$, 对面心立方点阵 $c = 0.029$ 。

9.3.6 有序温度处的临界特性

在居里温度处铁磁体的其它块体性能有什么变化?

在转变温度附近, 比如居里点和奈耳点附近, 磁性材料的块体性能呈现异常变化。此异常行为是由特定的块体性能与磁结构的耦合产生的。这样的效应称为临界现象。例如, 我们已经提到过块体磁化率在接近 T_c 时有异常变化。其它性能如比热、弹性模量、磁致伸缩、磁电阻和热膨胀等都在磁转变温度处显示出异常变化。

9.3.7 磁化率异常

有序温度处磁化率如何变化?

我们已经表明, 铁磁体、亚铁磁体和反铁磁体的磁化率在温度从顺磁区向临界温度 T_c 降低时有异常变化。在许多情况下, 这些材料服从居里—外斯定律, 从而在顺磁区导致磁化率随温度变化的形式为 $\chi = C/(T - T_c)$ 。于是当从高温端接近 T_c 时磁化率开始变得非常大。

Legvold、Spedding 及合作者在一系列论文^[43-47]中对服从居里—外斯定律的许多稀土金属的磁化曲线和磁化率进行了研究。

9.3.8 比热异常

有序温度处比热怎样变化?

经历有序—无序转变的材料其比热在临界温度处呈现人字形异常变化。从 Hofmann 等人^[48]的工作得到的一些例子示于图 9.19 中。Spedding 等人^[49-53]测量了几种重稀土元素的热容量。

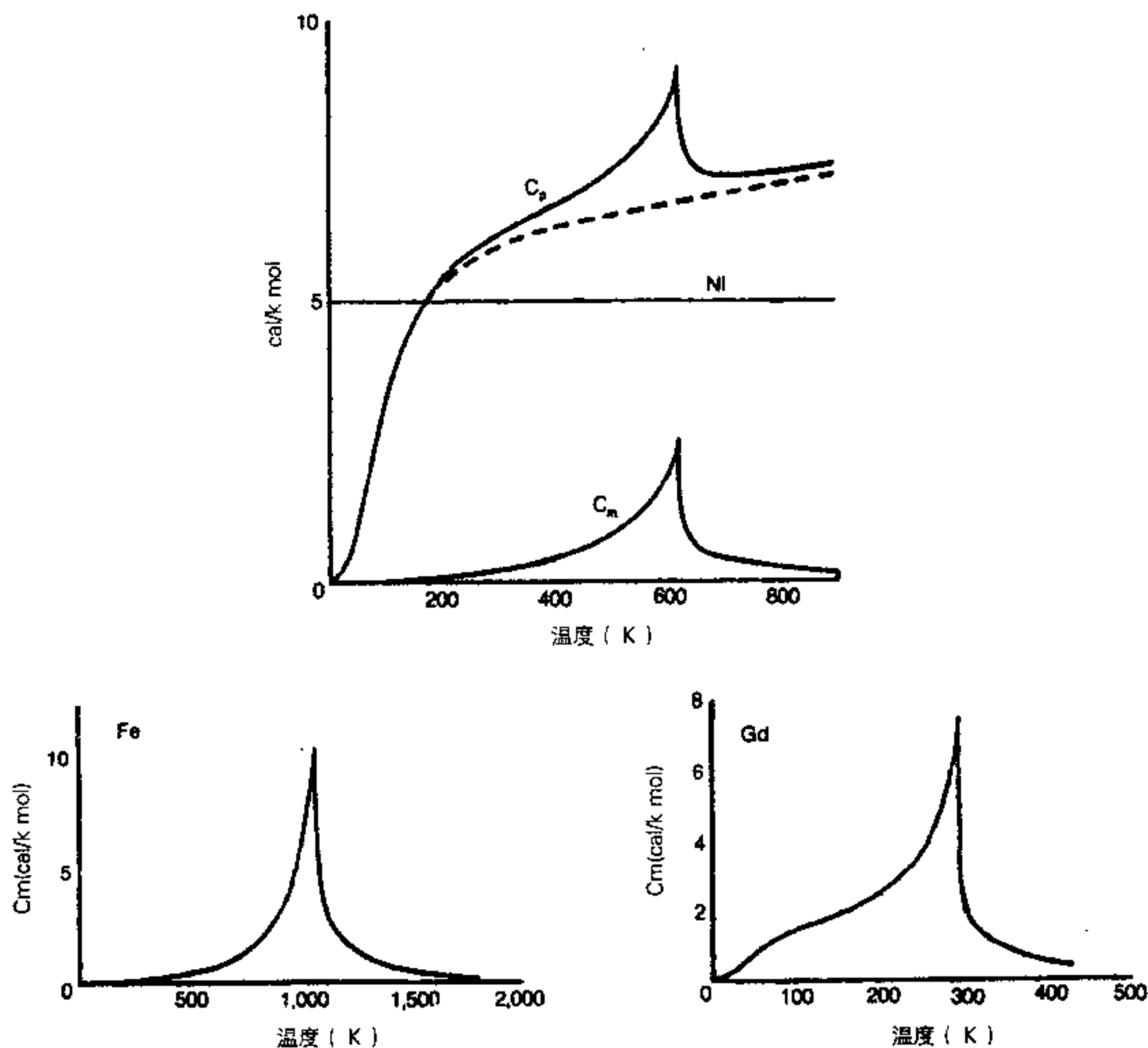


图 9.19 镍、铁和钆在接近其有序温度时比热异常的例子 (引自 Hofmann 等人^[48])。

磁性材料的比热有一个磁性分量 C_m 为

$$C_m = \left(\frac{dE_{ex}}{dT} \right) \quad (9.73)$$

其中 E_{ex} 是每单位体积材料的总交换自能。

$$E_{ex} = -\mu_0 \alpha M_s^2 \quad (9.74)$$

$$C_m = -2\mu_0\alpha M_s \frac{dM_s}{dT} \quad (9.75)$$

M_s 随温度的变化关系已经从 9.2.3 节给出的方程中知道了,

$$\frac{dM_s}{dT} = M_0 \frac{d}{dT} \left[\coth \left(\frac{\mu_0 m \alpha M_s}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_0 m \alpha M_s} \right]. \quad (9.76)$$

在图 9.20 中画出了镍的 C_m 随温度的变化。就这样一个简单模型而言, 该行为给出了对实验数据的一个非常出色的拟合。实验结果表明顺磁区人字形异常有一定的宽化。

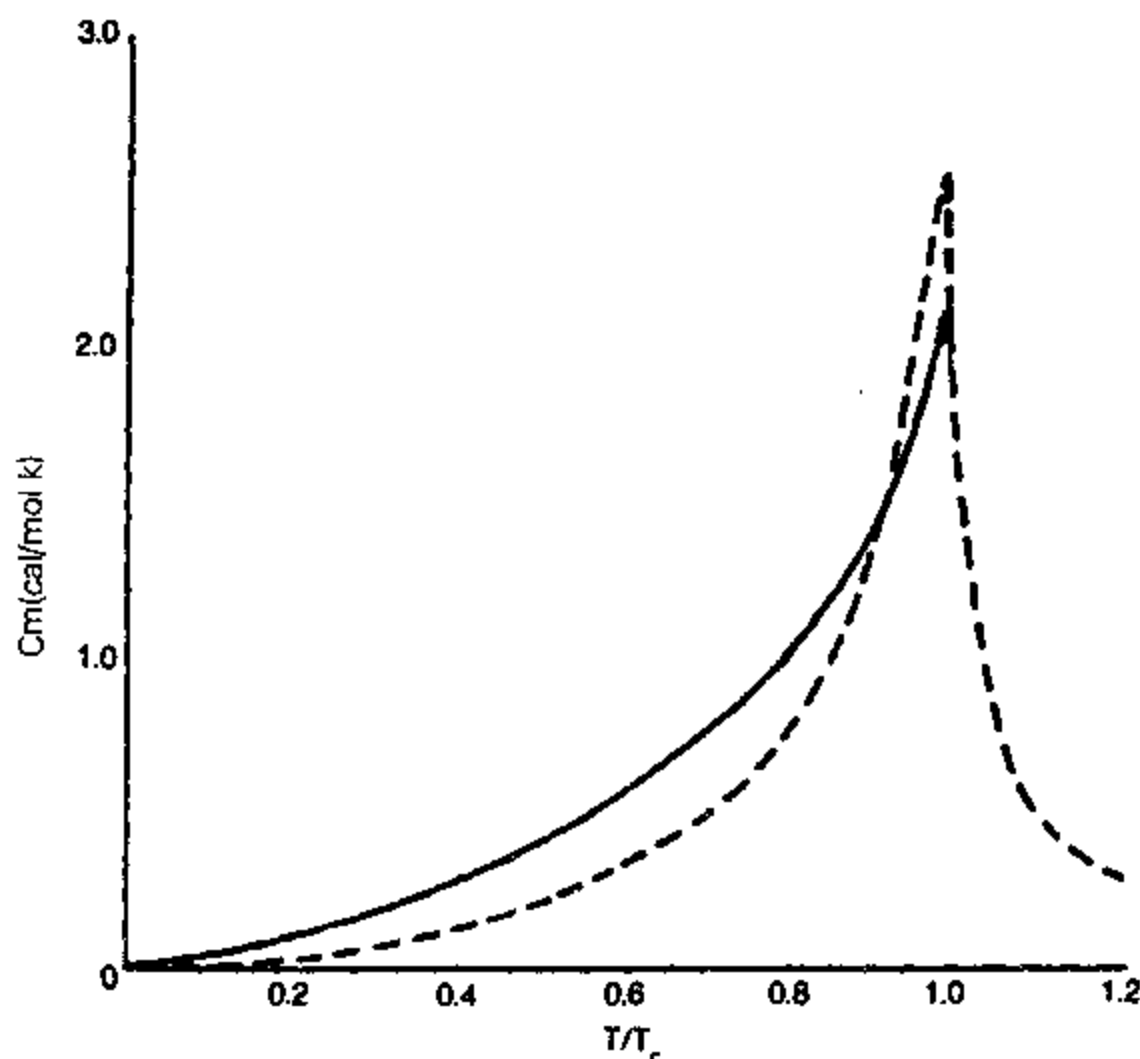


图 9.20 镍在其居里点处的比热异常并与理论预言相比较。

9.3.9 弹性常数异常

有序温度处弹性性能如何变化?

材料的弹性常数在接近磁相变点比如居里点时呈现出临界行为, 如图 9.21 所示。我们知道, 稀土金属中出现磁弹性异常是由于有很强的磁弹性耦合。Palmer 与合作者的一系列论文^[54-60] 以及 Moran 和 Luthi^[61, 62] 对此进行了全面的研究。理论方面的一些研究是 Tachiki 和 Maekawa^[63] 开展的。

铁的弹性模量随磁化强度的变化, 即所谓的 ΔE 效应, 是众所周知的, Bozorth^[64] 对此进行了报道。

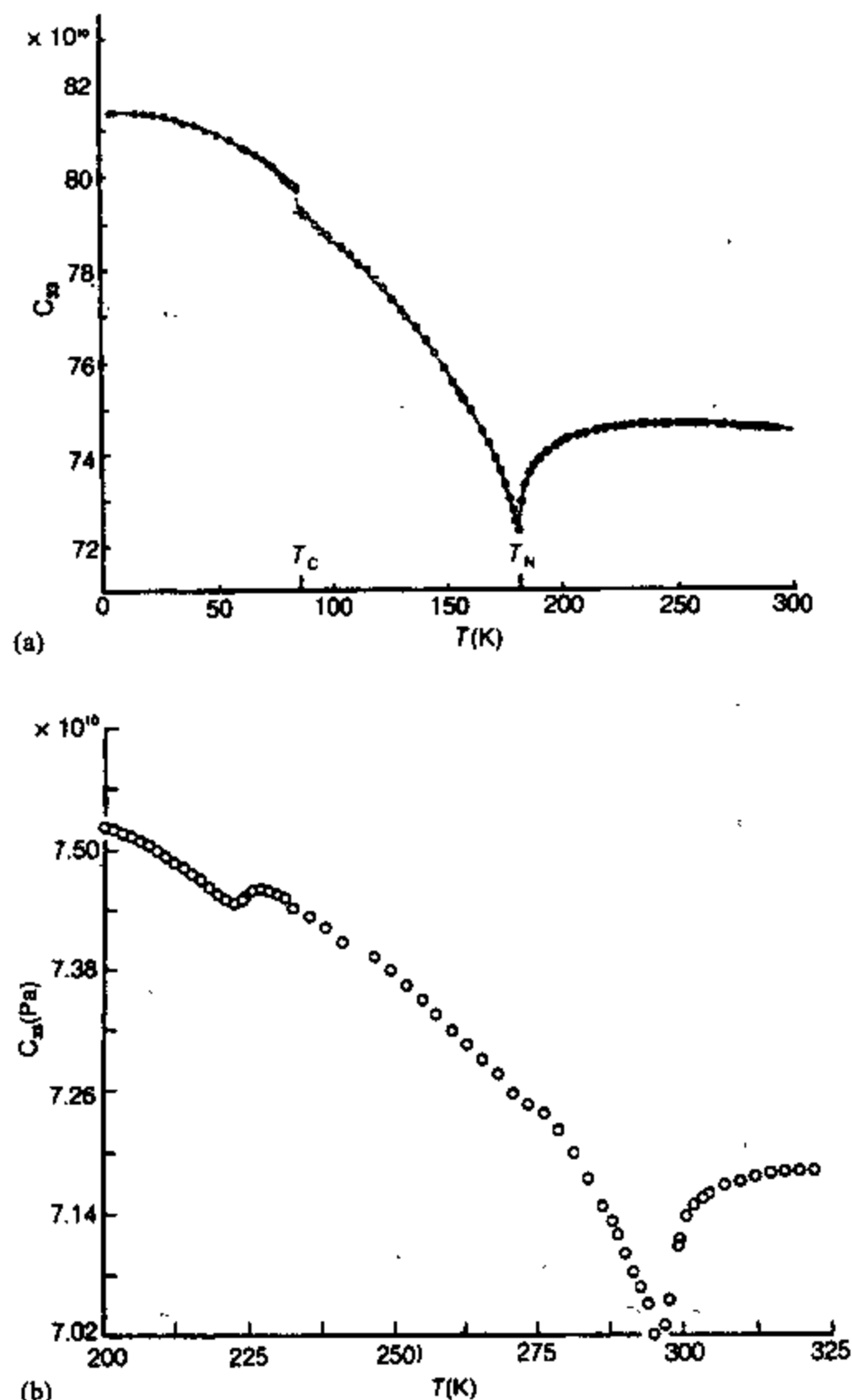


图 9.21 镍(a)和钨(b)的弹性常数的临界行为。

9.3.10 热膨胀异常

有序温度处弹性性能如何变化？

热膨胀和磁致伸缩在相变点比如居里点和奈耳点处也有反常的表现，如图 9.22 所示。这是因为，在有序—无序转变温度处突然出现了自发磁致伸缩。Bozorth 和 Wakiyama^[65] 以及 Greenough 与合作者在多篇论文^[66-68] 中研究了异常热膨胀和磁致伸缩。

9.3.11 伊辛模型

有没有一种热力学模型可以用来描述磁性材料的特性随温度和磁场的变化关系？

电子磁矩间存在外斯型耦合的思想可以引入到一种描述温度和磁场对磁化强度影响的简单经典模型中。伊辛模型^[69] 给我们提供了对临界现象的一种很有用的致学描述，而且它

与磁性材料的关系特别密切。它独享了目前能给出数学解的唯一一个二级相变模型这一荣誉。

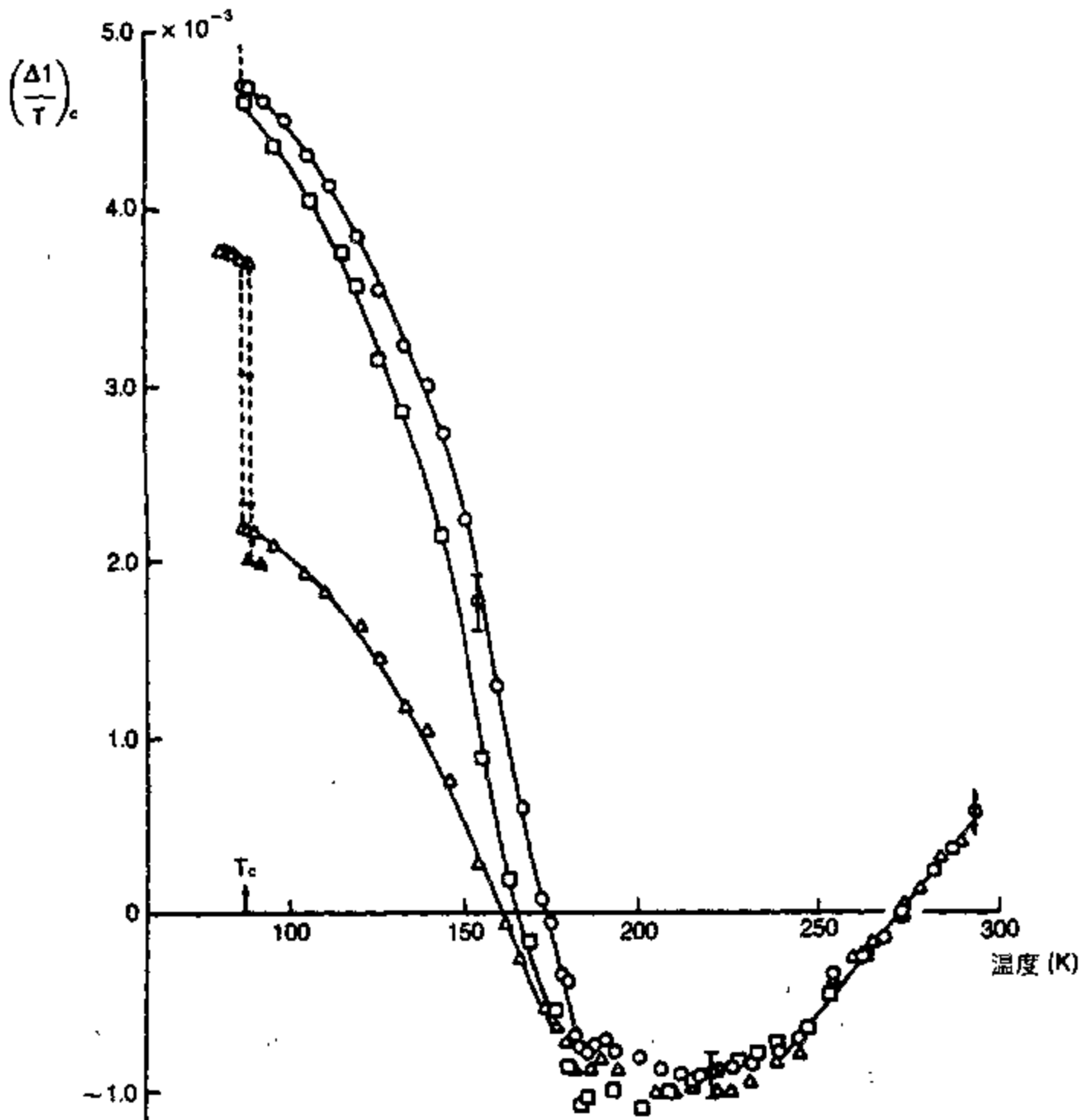


图 9.22 铁在其 180 K 的奈耳温度和 85 K 的居里温度处 c 轴热膨胀的异常行为。

在用于磁性材料的伊辛模型^[70, 71]中，固体被划分成许多包含了一个磁矩或自旋的“单元”。每个单元允许存在有限数目的可能状态，而且在最简单的模型中只容许有两个状态，对应于“自旋向上”和“自旋向下”。乍一看此限制似乎是不现实的，因为从经典的角度来看自旋可以指向任何方向。但是在量子力学中自旋被限制在某些方向上，尤其是涉及到量子力学中自旋方向被限制在与外加磁场 H 平行和反平行的方向上。

伊辛模型有两个强加的限制，它们是：(a)自旋有两个状态和 (b)自旋之间存在与取向有关的相互作用，但此相互作用局限在最近邻之间、或最近邻和次近邻之间、或所有磁矩等同地产生相互作用（等效于平均场近似）。

然而，这里所述的简单伊辛模型有一个缺陷，就是对自旋取向的限制不容许自旋波的存在。因此可以产生的最低能量激发态是当一个自旋与其它自旋反平行时的状态，从而在基态和第一激发态之间存在一个 $8\mu_0 \mathcal{J} m^2$ 的能隙。

象以前一样，磁相互作用的形式为

$$E_{\text{ex}} = -\mu_0 \sum \mathcal{J} m_i \cdot m_j \quad (9.77)$$

对伊辛模型我们可以定义一个有序参数 η 为

$$\eta = \frac{(p_+ - p_-)}{(p_+ + p_-)} \quad (9.78)$$

这样的话, 在零外场中当 $\eta = 0$ 时体系是顺磁性的, 而 $\eta \neq 0$ 时体系是铁磁性的。因此当 η 达到零时就发生相变。

对二维伊辛模型中原子位上磁矩的可能排列的数学处理表明, 在如下居里温度处出现一个有序—无序转变

$$\begin{aligned} T_c &= \frac{0.88 E_{\text{ex}}}{k_B} \\ &= \frac{0.88 J s^2}{k_B} \\ &= \frac{0.88 \mu_0 \mathcal{J} m^2}{k_B}, \end{aligned} \quad (9.79)$$

其中是 E_{ex} 自旋间最近邻耦合能。相似地, 就象前面对平均场模型所给出的那样, 比热有一个异常尖峰。

参考文献:

1. Langevin, P. (1905) *Annales de Chem. et Phys.*, **5**, 70.
2. Van Vleck, J. H. (1932) *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford.
3. Pauli, W. (1926) *Z. Phys.*, **41**, 81.
4. Curie, P. (1895) *Ann. Chem. Phys.*, **5**, 289.
5. Weiss, P. (1906) *Compt. Rend.*, **143**, 1136.
6. Weiss, P. (1907) *J. de Phys.*, **6**, 661.
7. Weiss, P. and Forrer, R. (1929) *Annalen der Physik*, **12**, 279.
8. Weiss, P. (1948) *Phys. Rev.*, **74**, 1493.
9. Néel, L. (1932) *Annales de Phys.*, **18**, 5.
10. Feldmann, D., Kirchmayr, H. R., Schmolz, A. and Velicescu, M. (1971) *IEEE Trans. Mag.*, **7**, 61.
11. Néel, L. (1948) *Annales de Phys.*, **3**, 137.
12. Enz, U. (1960) *Physica*, **26**, 698.
13. Nicklow, R. M., Wakabayashi, N., Wilkinson, M. K. and Read, R. E. (1971) *Phys. Rev. Letts.*, **26**, 140.
14. Ruderman, M. A. and Kittel, C. (1954) *Phys. Rev.*, **96**, 99.
15. Kasuya, T. (1956) *Prog. Theor. Phys.*, **16**, 45.
16. Yosida, K. (1957) *Phys. Rev.*, **106**, 893.

17. Bacon, G. E. (1975) *Neutron Diffraction*, 第三版, Clarendon Press, Oxford.
18. Lovesey, S. W. (1984) *Theory of Neutron Scattering from Condensed Matter*, Vol.2: *Polarization Effects and Magnetic Scattering*, Clarendon Press, Oxford.
19. Koehler, W. C. (1965) *J. Appl. Phys.*, **36**, 1078.
20. Shull, C. G., Wollan, E. O. and Koehler, W. C. (1951) *Phys. Rev.*, **84**, 912.
21. Bloch, F. (1936) *Phys. Rev.*, **50**, 259.
22. Halpern, O. and Johnson, M. H. (1939) *Phys. Rev.*, **55**, 898.
23. Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London.
24. Squires, G. L. (1954) *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **A67**, 248.
25. Cribier, D., Jacrot, B. and Parette, G. (1962) *J. Phys. Soc. Jap.*, **17**(Suppl.BIII, *Proceedings of the International Conference on Magnetism and Crystallography*, Kyoto), 67.
26. Honda, K. and Kaya, S. (1926) *Sci. Reps. Tohoku Univ.*, **15**, 721.
27. Kaya, S. (1928) *Sci. Reps. Tohoku Univ.*, **17**, 639.
28. Kaya, S. (1928) *Sci. Reps. Tohoku Univ.*, **17**, 1157.
29. Corliss, L. M., Hastings, J. M. and Weiss, R. J. (1959) *Phys. Rev. Letts.*, **3**, 211.
30. Shull, C. G. and Wilkinson, M. K. (1953) *Revs. Mod. Phys.*, **25**, 100.
31. Cable, J. W. and Wollan, E. O. (1968) *Phys. Rev.*, **165**, 733.
32. Graham, C. D. (1963) *J. Appl. Phys.*, **34**, 1341.
33. Corner, W. D., Roe, W. C. and Taylor, K. N. R. (1962) *Proc. Phys. Soc.*, **80**, 927.
34. Corner, W. D. and Tanner, B. K. (1976) *J. Phys. C.*, **9**, 627.
35. Koehler, W. C., Child, H. R., Wollan, E. O. and Cable, J. W. (1963) *J. Appl. Phys.*, **34**, 1335.
36. Bly, P. H., Corner, W. D. and Taylor, K. N. R. (1969) *J. Appl. Phys.*, **40**, 4787.
37. Landry, P. C. (1967) *Phys. Rev.*, **156**, 578.
38. Wilkinson, M. K., Koehler, W. C., Wollan, E. O. and Cable, J. W. (1961) *J. Appl. Phys.*, **32**, 48S.
39. Koehler, W. C., Cable, J. W., Wollan, E. O. and Wilkinson, M. K. (1962) *J. Phys. Soc. Jap.*, **17**(Suppl. BIII *Proceedings of the International Conference on Magnetism and Crystallography*, Kyoto), 32.
40. Rhyne, J. J., Foner, S., McNiff, E. J. and Doclo, R. (1968) *J. Appl. Phys.*, **39**, 892.
41. Cable, J. W., Wollan, E. O., Koehler, W. C. and Wilkinson, M. K. (1961) *J. Appl. Phys.*, **32**, 49S.
42. Bloch, F. (1930) *Z. Phys.*, **61**, 206.
43. Nigh, H. E., Legvold, S. and Spedding, F. H. (1963) *Phys. Rev.*, **132**, 1092.
44. Hegland, D. E., Legvold, S. and Spedding, F. H. (1963) *Phys. Rev.*, **131**, 158.
45. Behrendt, D. R., Legvold, S. and Spedding, F. H. (1958) *Phys. Rev.*, **109**, 1544.
46. Strandburg, D. L., Legvold, S. and Spedding, F. H. (1962) *Phys. Rev.*, **127**.
47. Green, R. W., Legvold, S. and Spedding, F. H. (1961) *Phys. Rev.*, **122**, 827.
48. Hoffmann, J. A., Paskin, A., Tauer, K. J. and Weiss, R. J. (1956) *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 45.
49. Jennings, L. D., Stanton, R. M. and Spedding, F. H. (1957) *J. Chem. Phys.*, **27**, 909.

50. Skochdopole, R. E., Griffel, M. and Spedding, F. H. (1955) *J. Chem. Phys.*, **23**, 2258.
51. Griffel, M., Skochdopole, R. E. and Spedding, F. H. (1954) *Phys. Rev.*, **93**, 657.
52. Griffel, M., Skochdopole, R. E. and Spedding, F. H. (1956) *J. Chem. Phys.*, **25**, 75.
53. Gerstein, B. C., Griffel, M., Jennings, L. D., Miller, R. E., Skochdopole, R. E. and Spedding, F. H. (1957) *J. Chem. Phys.*, **27**, 394.
54. Palmer, S. B. and Lee, E. W. (1972) *Proc. Roy. Soc.*, **A327**, 519.
55. Palmer, S. B., Lee, E. W. and Islam, M. N. (1974) *Proc. Roy. Soc.*, **A338**, 341.
56. Isci, C. and Palmer, S. B. (1977) *J. Phys. Chem. Sol.*, **38**, 1253.
57. Isci, C. and Palmer, S. B. (1978) *J. Phys. F.*, **8**, 247.
58. Jiles, D. C., Blackie, G. N. and Palmer, S. B. (1981) *J. Mag. Mag. Mater.*, **24**, 75.
59. Jiles, D. C. and Palmer, S. B. (1980) *J. Phys. F.*, **10**, 2857.
60. Jiles, D. C. and Palmer, S. B. (1981) *J. Phys. F.*, **11**, 45.
61. Luthi, B., Moran, T. J. and Pollina, R. J. (1970) *J. Phys. Chem. Soc.*, **31**, 1741.
62. Moran, T. J. and Luthi, B. (1970) *J. Phys. Chem. Soc.*, **31**, 1735.
63. Tachiki, M. and Maekawa, S. (1974) *Prog. Theor. Phys. Jap.*, **51**, 1.
64. Bozorth, R. M. (1951) *Ferromagnetism*, Van Nostrand, New York.
65. Bozorth, R. M. and Wakiyama, T. (1963) *J. Phys. Soc. Jap.*, **18**, 97.
66. Greenough, R. D., Isci, C. and Palmer, S. B. (1977) *Physica*, **86-88B**, 61.
67. Greenough, R. D. and Isci, C. (1978) *J. Mag. Mag. Mater.*, **8**, 43.
68. Greenough, R. D. (1979) *J. Phys. C.*, **12**, 1113.
69. Ising, E. (1925) *Z. Phys.*, **31**, 253.
70. Stanley, H. E. (1971) *Introduction to Phase Transition and Critical Phenomena*, Clarendon Press, Oxford.
71. Green, H. S. and Hurst, C. A. (1964) *Order-Disorder Phenomena*, Wiley Interscience, London.

进一步阅读:

- Bacon, G. E. (1975) *Neutron Diffraction*, 第三版, Clarendon Press, Oxford.
- Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, Ch.4 and 5.
- Coqblin, B. (1977) *The Electronic Structure of Rare Earth Solids*, Wiley, New York.
- Craik, D. J. (1995) *Magnetism: Principles and Applications*, Wiley, Chichester.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch.3, 4 and 5.
- Elliott, R. J. (1972) *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, Plenum, London.
- Lovesey, S. W. (1984) *Theory of Neutron Scattering from Condensed Matter*, Clarendon Press, Oxford.
- Mackintosh, A. R. (1977) *The Magnetism of Rare Earth Metals*, *Physics Today*, June, 23.

练习:

练习9.1 氧的顺磁磁化率。计算一种分子质量为 32 ,每个分子的磁矩为 3 玻尔磁子($S = 3/2$)

的顺磁性气体在 0°C 的磁化率。

练习 9.2 铁的平均相互作用磁场。推导铁磁体的外斯“分子场”与居里温度之间的关系。计算：在居里温度为 770°C 且每个原子的有效磁矩为 2.2 玻尔磁子的铁中，这个分子场的值。

练习 9.3 自发磁化强度的临界特性。在具有两个可能微观态的体系的平均场近似中（例如，磁矩要么与单轴平行、要么就与之反平行），磁畴内部的自发磁化强度为 $M_s = M_0 \tanh[\mu_0 m \alpha M_s / k_B T]$ 。证明，温度稍稍低于居里点时，自发磁化强度与 $\sqrt{(T_c - T)}$ 成比例变化。

练习 9.4 自发磁化强度。估计一块镍的磁畴内的自发磁化强度以及相应的技术饱和磁化强度降到其绝对零度值的 (i) 90% 和 (ii) 10% 时的温度。计算原子热能严格等于外斯平均场（或交换）耦合能时的温度。

练习 9.5 磁热容量。推导铁磁体特殊热容量的磁性贡献 C_m 随温度变化的表达式。你可以采用平均场近似，并假设磁矩只有一维排列，于是磁畴内部的磁化强度就等于 $M_s = Nm \tanh(\mu_0 m \alpha M_s / k_B T)$ 。证明 C_m 在居里温度处有异常表现并描述 C_m 随温度的变化关系。

练习 9.6 一块铁磁体的居里温度为 631 K ，每个原子的磁矩为 0.6 玻尔磁子，并且在 505 K 处有 $dm/dT = 1.0 \times 10^{-26} \text{ A m}^2 \text{ K}^{-1}$ （或 $dM_s/dT = 908 \text{ A m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ）。计算在此温度处以 $\text{J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ 为单位的特殊热容量的磁性贡献。

第十章 电子磁矩

在这一章里我们讨论单个原子内磁矩的基本起因。我们将考察电子的特性，它对磁学有极其重要的意义，尤其要研究的是电子磁矩的起源，它产生于电子的角动量。我们还要考察存在磁场时电子的磁特性如何导致了有效能态之间的差异，最后我们介绍如何将电子磁矩结合起来以给出原子的磁矩。

10.1 电子磁矩的经典模型

电子为什么有磁矩？

在经典模型中，通过援引运动电荷的概念，可以利用电子角动量来确定电子的磁矩。例如，从第一章中我们已经知道，一个电流环的特性类似于一个磁偶极子并有一个伴随的磁矩。对电子磁矩的贡献有两个：一个是由轨道角动量产生的轨道磁矩，另一个是由电子自旋产生的自旋磁矩。

10.1.1 电子轨道磁矩

电子的角动量怎样产生一个净余磁矩？

我们可以想象一个电子在一条轨道上绕原子核运动，如图 10.1 所示，其轨道面积为 A 而周期为 τ 。那么这就等效于如下的电流 i

$$i = \frac{e}{\tau} \quad (10.1)$$

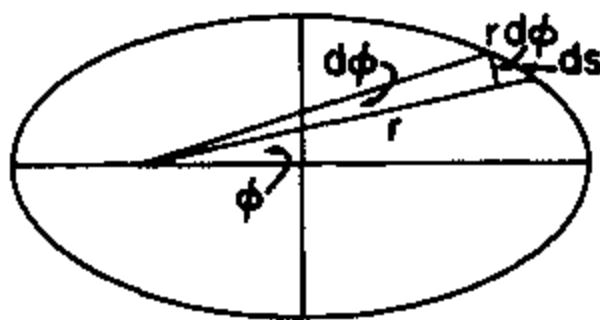


图 10.1 电子位于围绕原子核的一条椭圆轨道上的经典模型。

按照前面的 1.2.6 节和 9.1.2 节中的定义，这样就会产生一个轨道磁矩 m_o

$$\begin{aligned} m_o &= iA \\ &= -\frac{eA}{\tau} \end{aligned} \quad (10.2)$$

这样一条轨道的角动量 p_o 将是 $p_o = I\omega$ ，其中 I 是质量为 m_e 的粒子绕原子核的转动惯量，而 ω 是角速度。 $I = m_e r^2$ ，所以 $p_o = m_e r^2 \omega$ 并且得到

$$p_o = m_e r^2 \frac{d\phi}{dt}, \quad (10.3)$$

这里 m_e 是电子质量而 r 是半径。那么轨道面积就是

$$A = \left(\frac{1}{2}\right) p_o \frac{\tau}{m_e}. \quad (10.4)$$

因此我们可以用轨道角动量 p_o 写出电子的轨道磁矩 m_o 为

$$m_o = -\left(\frac{e}{2m_e}\right) p_o. \quad (10.5)$$

要记着，由于电子带负电，所以磁矩矢量指向角动量的相反方向。

10.1.2 电子自旋磁矩

电子自旋怎样对磁矩产生贡献？

电子自旋角动量 p_s 也产生一个自旋磁矩 m_s 。在这种情况下它们的关系为

$$m_s = -\frac{ep_s}{m_e}. \quad (10.6)$$

要注意到，对于一定的角动量而言，自旋产生的磁矩是轨道磁矩的两倍。由电荷分布在其圆周上且质量为 m_e 的旋转圆盘这样一个经典模型就可以推出上述结果。于是自旋角动量就是 $p_s = I\omega$ ，而且 $I = (1/2)m_e r^2$ ，所以 $p_s = (1/2)m_e r^2 \omega$ 且磁矩为

$$m = iA = -\frac{e\omega r^2}{2}. \quad (10.7)$$

没有理由要求自旋部分和轨道部分的磁矩与角动量之间的关系一定要相同。事实上，每种情况下该关系要取决于电荷的分布。

10.1.3 电子的总磁矩

怎样将自旋角动量和轨道角动量的贡献结合起来得到电子的总磁矩？

如果我们认为每个电子的总磁矩就是轨道磁矩和自旋磁矩的矢量和

$$\begin{aligned} m_{\text{tot}} &= m_s + m_o \\ &= -\left(\frac{e}{2m_e}\right) 2p_s - \left(\frac{e}{2m_e}\right) p_o. \end{aligned} \quad (10.8)$$

可以将等式右端的两项合并起来得到

$$m_{\text{tot}} = -g \left(\frac{e}{2m_e} \right) p_{\text{tot}}, \quad (10.9)$$

现在, 这里的 p_{tot} 就是电子的总角动量。参数 g 称为朗德劈裂因子, 仅有磁矩的自旋部分时其值为 $g = 2$, 而只有轨道部分时其值为 $g = 1$ 。因此劈裂因子的值必须取决于自旋和轨道对总角动量的贡献的相对大小。

虽然将角动量与磁矩联系起来的关系式给出的结果相当不错, 而且还考虑到了劈裂因子是可变的, 但用旋转电荷的概念从经典角度来解释电子磁矩将会导致一个不合理的切向速度。取一个玻尔磁子的自旋磁矩、 $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ 的电子电荷和 $2.8 \times 10^{-15} \text{ m}$ 的经典电子半径, 进行一个简单的计算就可以证明这一点。因此, 必须放弃用等效电流或“安培”电流进行解释的经典方法而要采用量子力学的处理方法。这就意味着对电子自旋磁矩的描述标志着磁矩的经典描述和量子描述的分界线, 在此界限以外若采用经典描述就必然会产生某种矛盾。

10.2 电子磁矩的量子力学模型

量子力学中如何修正上述定义?

在前而我们描述了电子角动量如何产生净余磁矩。但是到目前为止, 在讨论中我们允许 p_o 和 p_s 可以取所有值。实际上这是不切实际的, 电子角动量的可能取值受到量子力学的限制, 于是磁矩也是量子化的。我们首先定义全面描述原子中的电子所需的量子数, 然后考察对磁矩的限制, 最后讨论证实磁矩量子化的实验证据, 特别是塞曼效应和斯特恩—革拉赫实验。

为了唯一地定义一个原子中的每一个电子, 我们需要采用四个量子数。它们是 Bohr 定义的主量子数 n 、Sommerfeld 定义的角动量量子数 l 、轨道磁量子数 m_l 和自旋磁量子数 m_s 。

10.2.1 主量子数 n

原子内的电子可以具有什么能量值?

这个 n 是 Bohr 在他的原子理论^[1]中引入的量子数。它确定着电子的壳层, 所以也确定着电子的能量。在 Bohr 的原始公式中也定义了轨道角动量, 但是在后来的模型中发现对一定的 n 存在几个具有不同角动量但能量简并的不同轨道, 如图 10.2 所示。

于是主量子数为 n 的一个电子的能量 E_n 就是,

$$E_n = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8n^2 h^2 \epsilon_0^2}, \quad (10.10)$$

其中

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (10.11)$$

Z 是原子序数, m_e 是电子质量, e 是电子电荷, ϵ_0 是自由空间电容率。第 n 壳层所能容纳的最大电子数为 $2n^2$ 。

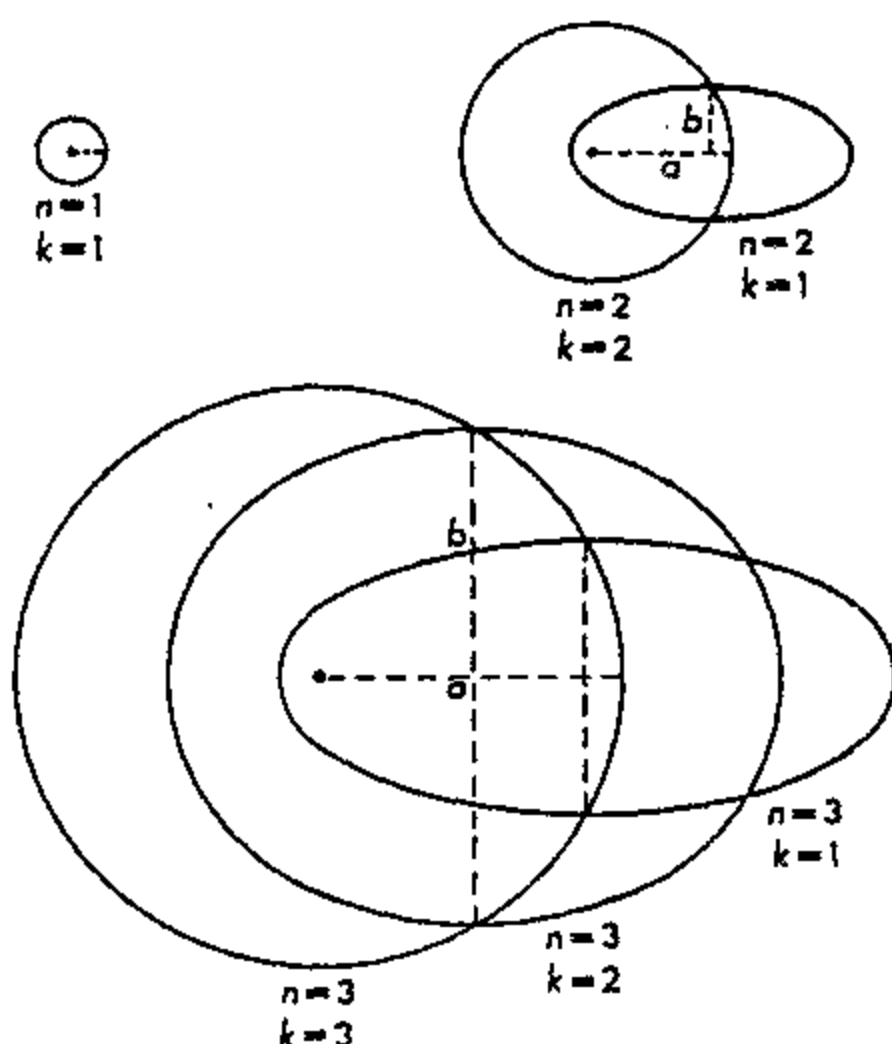


图 10.2 玻尔—索末菲理论中描述的具有相同能量但不同角动量的电子轨道。

10.2.2 轨道角动量量子数 l

原子内的电子可能有什么样的轨道角动量值？

这个 l 与索末菲原子理论中引入的量子数 k 是同义的，唯一不同的是 $l = k-1$ 。一旦我们认识到一个能级可能有不只一个容许的角动量值，就有必要定义电子的轨道角动量 p_o 。该量子数乘以 $(h/2\pi)$ 就是电子轨道角动量的大小。它也给出了电子轨道偏心率的大小。

$$p_o = l \left(\frac{h}{2\pi} \right) \quad (10.12)$$

它可能的取值为 $l = 0, 1, 2, 3 \dots (n-1)$ ，其中 n 是主量子数。

10.2.3 自旋量子数 s

原子内的电子可以有什么样的自旋角动量值？

电子具有可以用自旋量子数 s 表示的自旋角动量。对一个电子来说 s 值总是 $1/2$ 。因此自旋产生的角动量 $sh/2\pi$ 总是 $h/4\pi$ 的倍数

$$p_s = s \left(\frac{h}{2\pi} \right) \quad (10.13)$$

一个电子的总角动量量子数 j 不是一个独立的量子数，因为它是由 l 和 s 确定的。但是定义这个参量是有用的，因为它反映了电子总磁矩的大小。它是自旋角动量与轨道角动量

的矢量和，必然也是量子化的

$$\begin{aligned} p_j &= j \left(\frac{h}{2\pi} \right) \\ &= (l + s) \left(\frac{h}{2\pi} \right). \end{aligned} \quad (10.14)$$

10.2.4 磁量子数 m_l 和 m_s

当受到磁场作用时，一个电子的自旋和轨道角动量矢量可以取什么方向？

角动量矢量绕外场方向进动，如图 10.3 所示。这是拉莫尔定理^[3]所预言的，该定理表明磁场对一条轨道上的运动电子的影响是迫使电子以经典理论确定的角速度 $\omega = \mu_0(e/2m_e)H$ 绕磁场方向进动。角动量沿磁场轴向的分量为 $m_l \cos \theta$ ，其中 θ 是进动角。垂直于此方向的分量对时间的平均为零。

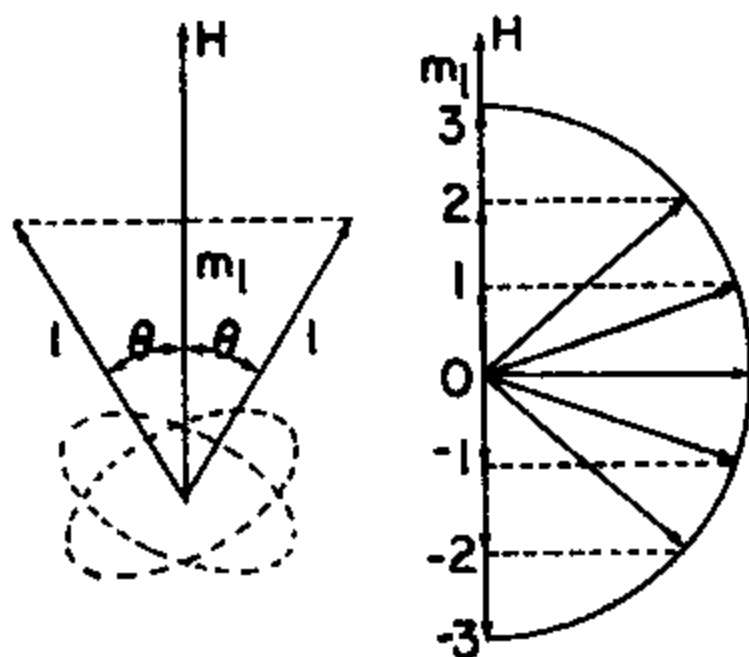


图 10.3 (a)轨道角动量矢量 l 绕磁场轴的进动；
(b)轨道角动量矢量 l 沿磁场方向的容许投影的量子化。

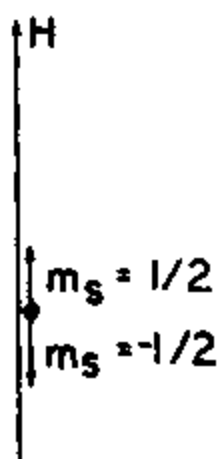
量子力学将轨道角动量沿磁场轴向的分量限制为一些分立值。表征这些分立值的磁量子数 m_l 来自于单电子原子的薛定谔方程的解。它给出了轨道角动量 l 沿坐标系 z 轴的分量 l_z ，或者如果你愿意，也可以说它给出了椭圆轨道的取向。

$$l_z = m_l \left(\frac{h}{2\pi} \right), \quad (10.15)$$

这里的 z 轴定义为垂直于电子轨道平面的方向。

m_l 的值限制为 $m_l = -l, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, +l$ 。这个量子数的物理意义是当磁场加到原子上时，电子的轨道角动量 l 在平行于磁场方向的分量只能有一些确定值，而且这些值是由磁量子数 m_l 表示的。

电子自旋局限子要么与轨道角动量的方向平行、要么与之反平行。电子自旋的指向可以用自旋磁量子数 m_s 来表示，它总是局限子两个取值 $m_s = +1/2$ 或 $-1/2$ ，如图 10.4 所示。这两个指向被称为“自旋向上”状态和“自旋向下”状态。

图 10.4 自旋 s 沿磁场方向的容许投影的量子化。

10.2.5 量子化的角动量和磁矩

量子理论对电子磁矩的容许取值有什么限制？

如果我们以 $h/2\pi$ 为单位表示轨道角动量，那么 10.1.1 节中的(10.5)式就变成

$$\begin{aligned} m_o &= -\left(\frac{eh}{4\pi m_e}\right)\left(\frac{2\pi p_o}{h}\right) \\ &= -\left(\frac{eh}{4\pi m_e}\right)l, \end{aligned} \quad (10.16)$$

其中 l 是轨道角动量量子数，根据量子理论我们期望一个电子的角动量会是 $h/2\pi$ 的整数倍。

这就意味着在此基础上我们可以预期轨道运动对磁矩 s 的贡献是 $eh/4\pi m_e$ 的整数倍。该参量称为玻尔磁子，用 μ_B 表示，其值为 $9.27 \times 10^{-24} \text{ A m}^2$ 。

$$m_o = -\mu_B l, \quad (10.17)$$

这里的 l 必须是整数。

电子的自旋是 $1/2$ ，因此如果我们假设 p_s 是 $(h/2\pi)$ 的整数倍，那么 $p_s = sh/2\pi$ ，其中 s 是自旋量子数。于是自旋产生的磁矩 m_s 就是

$$m_o = -\frac{eh}{2\pi m_e}\left(\frac{2\pi p_s}{h}\right). \quad (10.18)$$

用自旋量子数 s 替换 $2\pi p_s/h$ 。

$$m_s = -2\left(\frac{eh}{4\pi m_e}\right)s. \quad (10.19)$$

就象 10.1.2 节中那样，我们在此发现，对于一定的角动量，自旋产生两倍于轨道的磁矩。如上所述，没有根本性的理由要求自旋和轨道的贡献是等同的，但对此现象的精确研究超出了本书的范围。Born^[4] 讨论了这一情况并将自旋磁矩和轨道磁矩各自与其角动量的关系的差别归因于相对论性效应。

再次用玻尔磁子 μ_B 替换 $(eh/4\pi m_e)$

$$m_s = -2\mu_B s, \quad (10.20)$$

在此由于角动量的量子化 $2s = 4\pi p_s/h$ 。既然 s 必须取 $+1/2$ 或 $-1/2$ ，这就表明电子的自旋磁矩是一个玻尔磁子。

电子总磁矩可以表示为电子总角动量 $(h/2\pi)j$ 的整数倍。

$$\begin{aligned} m_{\text{tot}} &= -g \left(\frac{eh}{4\pi m_e} \right) \left(\frac{2\pi p_{\text{tot}}}{h} \right) \\ &= -g\mu_B \left(\frac{2\pi p_{\text{tot}}}{h} \right) \\ &= -g\mu_B j, \end{aligned} \quad (10.21)$$

其中 j 是总角动量量子数，并且对一个特定的电子

$$\begin{aligned} m_{\text{tot}} &= m_o + m_s \\ &= -(\mu_B l + 2\mu_B s). \end{aligned} \quad (10.22)$$

总角动量沿磁场方向的投影 m_j 也是量子化的，如图 10.5 所示。

我们要简单地论述一下，“角动量是轨道量子数 l 和自旋量子数 s 的整数倍”这一假设并不是很有效的。根据波动力学，更精确的假是 $p_o^2 = (h/2\pi)^2 l(l+1)$ 和 $p_s^2 = (h/2\pi)^2 s(s+1)$ 。各自的磁矩就变成 $m_o = \mu_B \sqrt{[l(l+1)]}$ 和 $m_s = \mu_B \sqrt{[s(s+1)]}$ 。类似地，由于 $p_{\text{tot}} \neq (h/2\pi)j$ ，需要按照波动力学对总角动量进行修正，事实上它应该等于 $p_{\text{tot}} = (h/2\pi) \sqrt{[j(j+1)]}$ 。Sherwin^[5] 已经以此为例进行了证明。

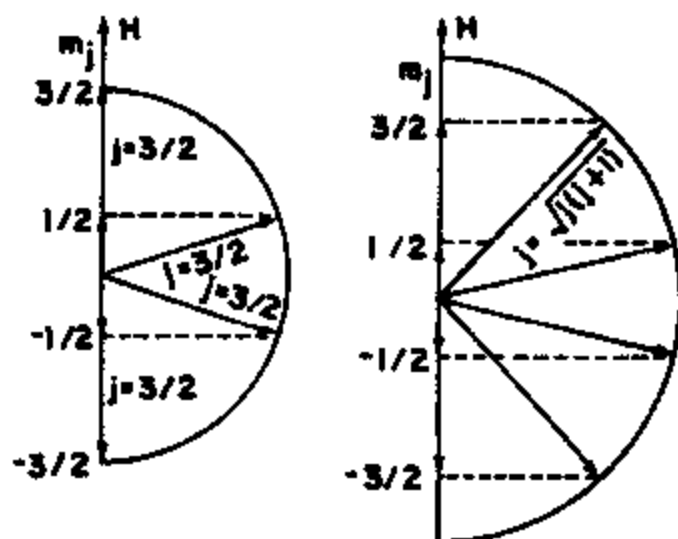


图 10.5 总角动量 j 沿磁场方向的投影。

10.2.6 对电子角动量的波动力学修正

为什么电子的角动量不是简单地等于量子数乘以 $(h/2\pi)$ ，就象“旧量子论”所预期的那样？

我们现在非常简略地了解一下角动量的量子理论。以后讨论铁磁性和顺磁性的量子理论时，需要它提供角动量的预期假 $p_o = h/2\pi \sqrt{[l(l+1)]}$ 。这里给出的方法必然是简略的而且只是推导过程的一个指南。

考虑单个电子绕原子实运动这样一种简单情形。我们只对这一个电子的角动量感兴趣。我们可以用氢原子中的单电子波函数来近似描述这种情况。此时波函数可以表示为

$$\Psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad (10.23)$$

我们总是假设每部分随 r 、 θ 和 ϕ 的变化是相互独立的，因此是可以分离的。在此情况下薛定谔方程的解如图 10.6 和 10.7 所示。它们给出了可能的电子状态。

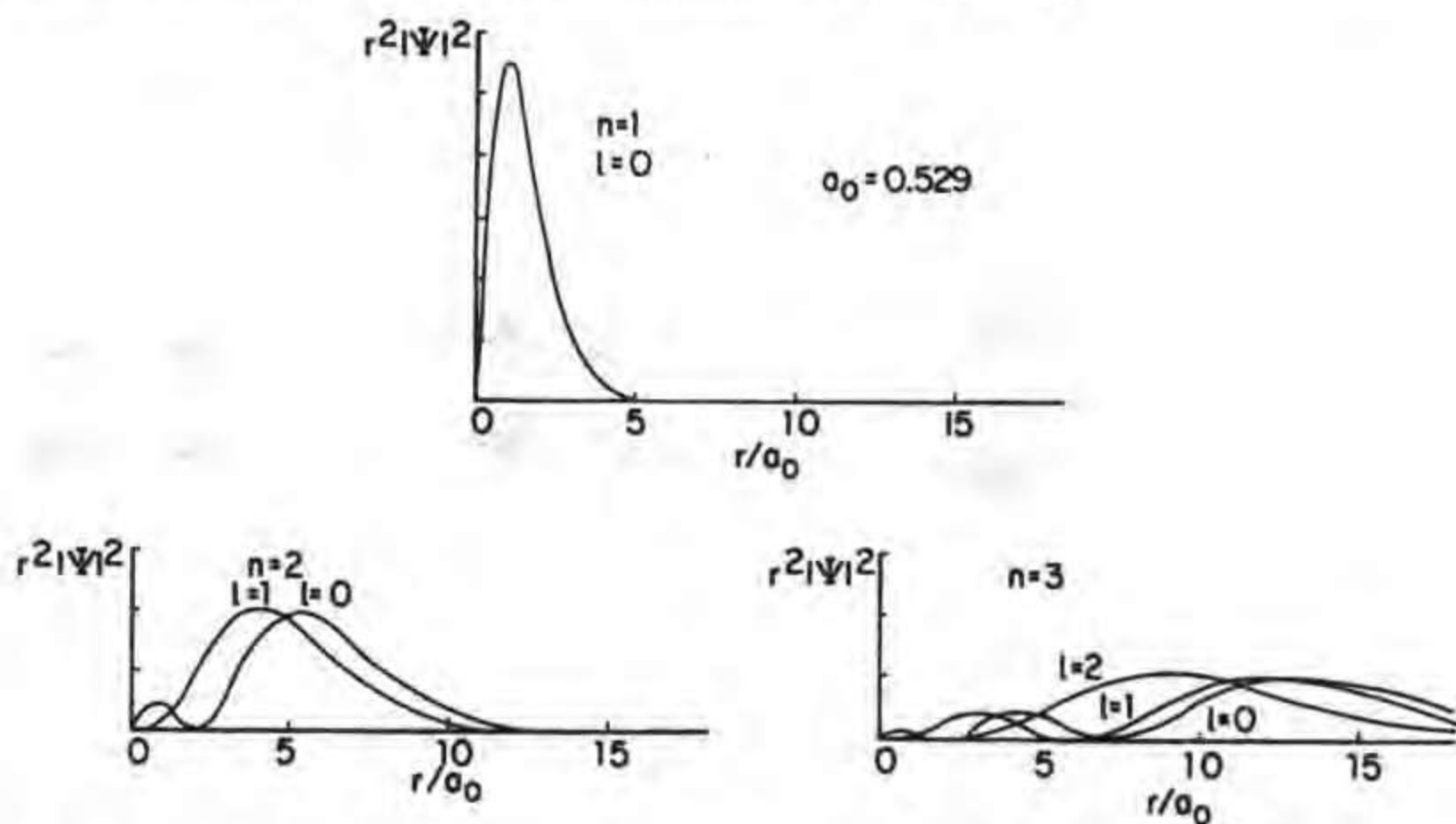
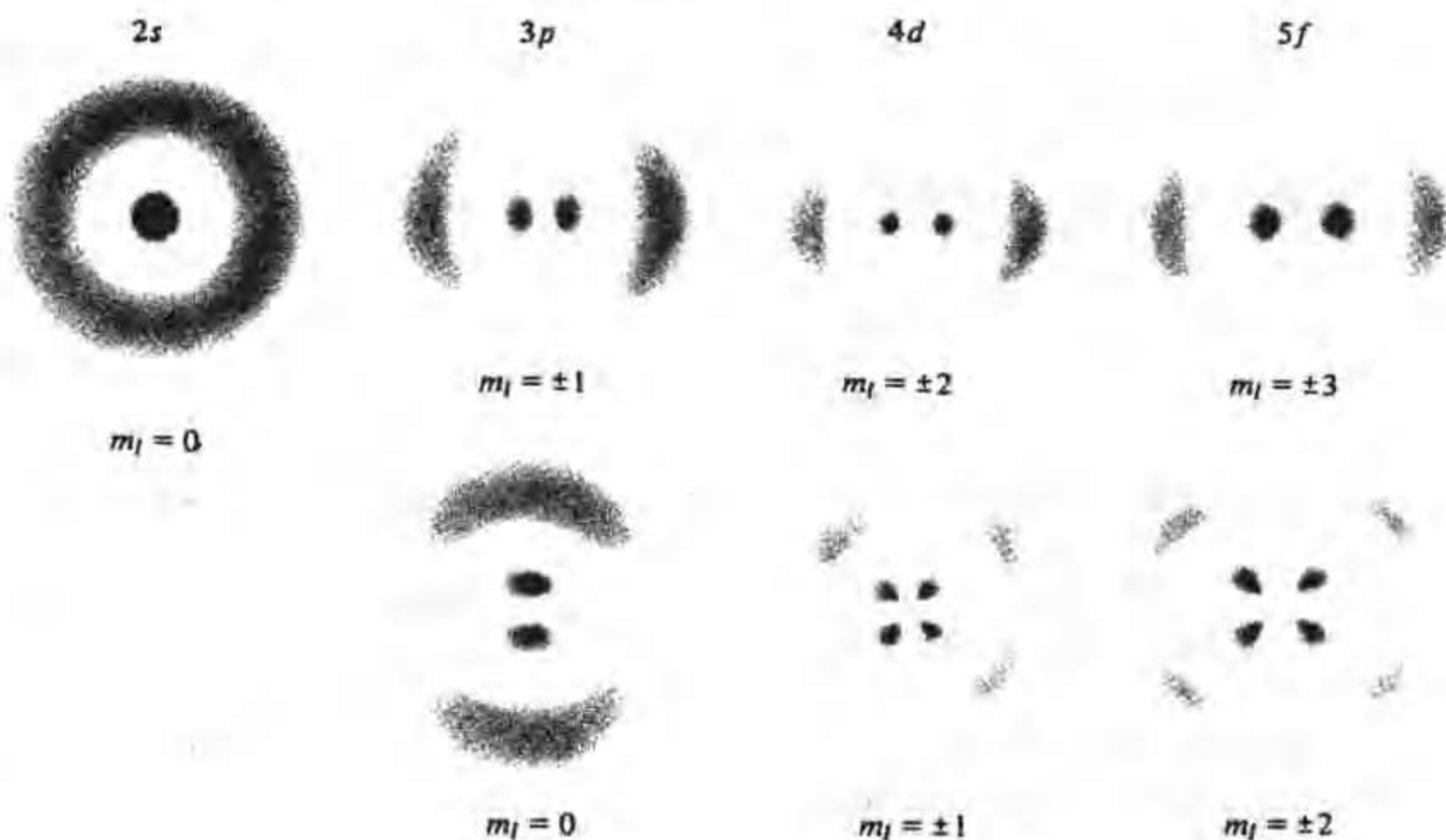


图 10.6 简单原子比如氢原子中电子的几率函数 $\psi^*\psi$ 随与原子核的径向距离的变化。



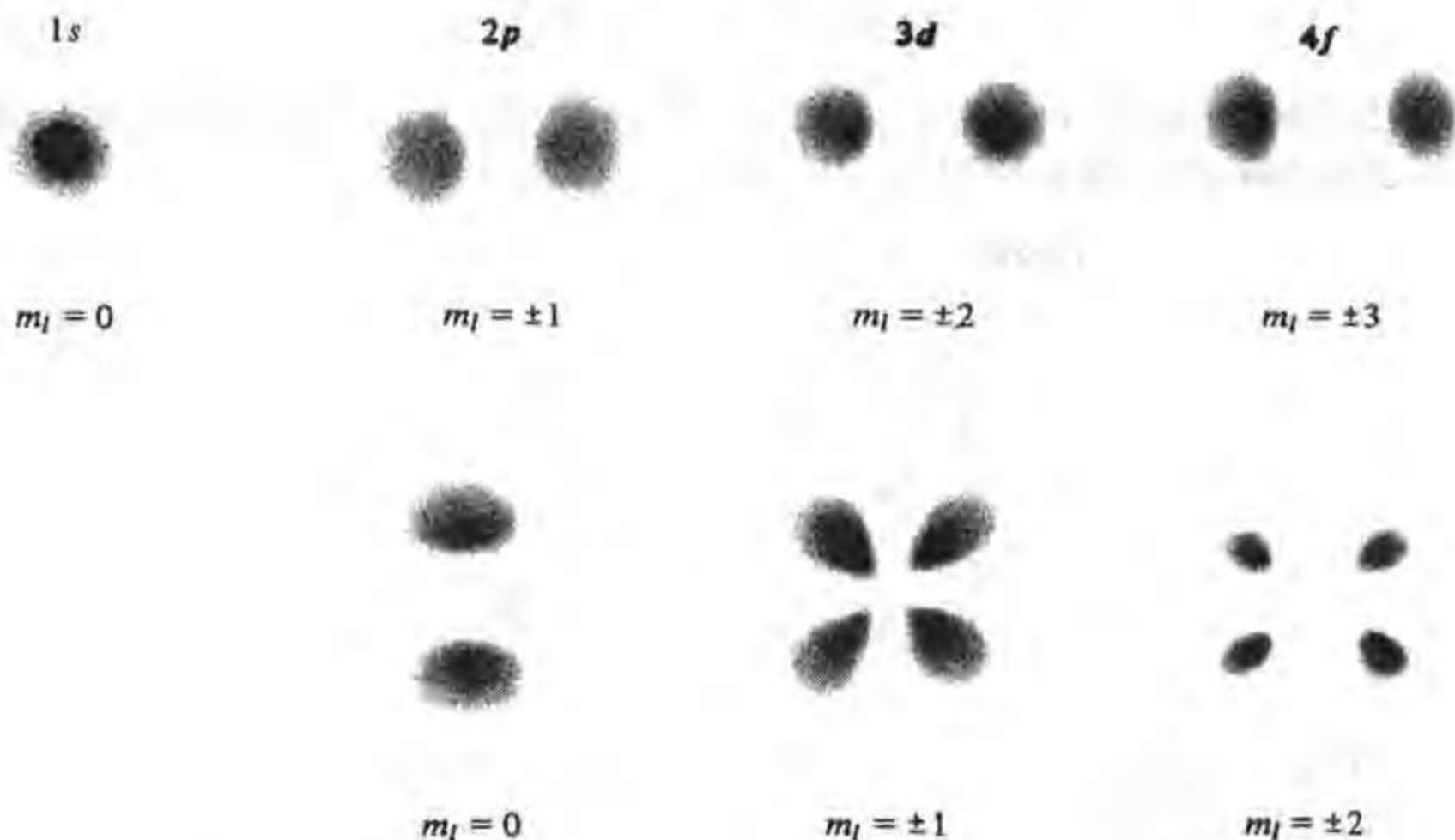


图 10.7 氢的各个电子能级在真实空间中的几率密度函数。

如果 $\langle p_\phi^2 \rangle$ 是轨道角动量平方算符, $\overline{p_\phi^2}$ 是同一个参量的预期值, 那么 $\langle p_\phi^2 \rangle \Psi(r, \theta, \phi) = \overline{p_\phi^2} \Psi(r, \theta, \phi)$ 。用 $(h/2\pi)^2 \langle l^2 \rangle$ 替换 $\langle p_\phi^2 \rangle$ 并且用 $(h/2\pi)^2 \bar{l}^2$ 替换 $\overline{p_\phi^2}$ 就得到

$$-\left[\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{d^2}{d\phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \right) \right] \Psi(r, \theta, \phi) = \bar{l}^2 \Psi(r, \theta, \phi) \quad (10.24)$$

其中左端的第一项是 $\langle l^2 \rangle$ 的表达式。如果我们假设

$$\Phi(\phi) = \exp(im\phi) \quad (10.25)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} = -m^2 \exp(im\phi) \quad (10.26)$$

这里 m 是一个整数, 修正了 $\langle l^2 \rangle$ 算符, 并分离了波函数中的变量, 前一个方程就变成

$$\left[\frac{-m^2}{\sin^2 \theta} \frac{d^2}{d\phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d}{d\theta} \right) \right] \Theta(\theta) = \bar{l}^2 \Theta(\theta) \quad (10.27)$$

通过一个相当冗长的验证可以证明, 只有在 $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ 的情况下当 $\bar{l}^2 = l(l+1)$ 时上式才有性能良好的解。因此角动量的预期值就是

$$\overline{p_\phi} = \left(\frac{h}{2\pi} \right) \bar{l} = \left(\frac{h}{2\pi} \right) \sqrt{l(l+1)} \quad (10.28)$$

上式的结果是, 轨道角动量量子数 l 的电子将具有 $(h/2\pi)\sqrt{l(l+1)}$ 的角动量, 而不是在旧量子论基础上所预期的 $(h/2\pi)l$ 。

同样的论点对自旋角动量 $(h/2\pi)\sqrt{s(s+1)}$ 和总角动量 $(h/2\pi)\sqrt{j(j+1)}$ 也有效。这些物理量的矢量相加稍后示于图 10.11(b)中。

10.2.7 正常塞曼效应

磁场对原子内的电子能级有什么影响?

存在磁场时原子内电子的能级会有所改变。例如, 光谱就可以证明这一点, 此时原子发射光量子是电子向低能级跃迁的结果。存在磁场时这些光谱会发生变化, 如同塞曼效应^[6, 7]所示。

正常塞曼效应是净余自旋角动量为零的原子所呈现的。零场中频率为 ν_0 的谱线分裂为两条线, 对称地出现在原零场线两边, 频率为 $\nu_0 + \Delta\nu$ 和 $\nu_0 - \Delta\nu$ 。频率的偏移 $\Delta\nu$ 正比于磁场强度。当我们从垂直于磁场的方向观察时可以看到所有的谱线, 但沿着磁场方向观察时只能看见两条偏移的谱线。

举例来说, 钙(单重谱线出现在 $\lambda = 422.7 \text{ nm}$ 处)、镁和镉(单线出现于 $\lambda = 643.8 \text{ nm}$) 中出现正常塞曼效应。在 1 T 的磁感应强度下能量的偏移为 $0.93 \times 10^{-23} \text{ J}$ 或 $0.58 \times 10^{-4} \text{ eV}$, 在光谱中通常对应于 0.01 nm 的波长偏移。

在磁场在作用下, 容许的电子能级变化 $\Delta E_H = E_0 + E_H$ 是量子化的, 变化关系为

$$\Delta E_H = -\mu_0 \Delta m \cdot H, \quad (10.29)$$

其中 Δm 是磁矩沿磁场方向的分量差。它的取值只能是 $m_l(eh/4\pi m_e)$, 这里 $m_l = -l, -l+1, -l+2, \dots, 0, \dots, l-2, l-1, l$

$$\Delta E_H = m_l \left(\frac{eh}{4\pi m_e} \right) \mu_0 H. \quad (10.30)$$

因此 $l=1$ 的 P 态劈裂为三个能级, $m_l = -1, 0, +1$, 而 $l=2$ 的 D 态劈裂为五个能级, $m_l = -2, -1, 0, 1, 2$ 。

还有一个选择定则, 它支配着不同 m_l 值的状态之间的容许跃迁^[8]。从经验事实中发现的这个定则规定, 在不同能级间跃迁的电子其磁量子数的改变不能超过 1。该定则确保在正常塞曼效应中可取的跃迁能量不会超过三个。

$$\Delta m_l = 0 \text{ 或 } \pm 1. \quad (10.31)$$

谱线的能量偏移为

$$h\nu - h\nu_0 = \left(\frac{eh}{4\pi m_e} \right) \mu_0 H. \quad (10.32)$$

通过测量频率的变化可以从下式中求出电子的荷质比

$$\nu - \nu_0 = \left(\frac{e}{4\pi m_e} \right) \mu_0 H. \quad (10.33)$$

实际测量频率变化得到下述值

$$e/m_e = 1.7587 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1} \quad (10.34)$$

要注意到谱线频率变化的表达式与普朗克常数无关。事实上，对正常塞曼效应的一种解释可以用经典物理^[9]得到。

镉的 D 态 ($l=2$) 和 P 态 ($l=1$) 电子能级劈裂的一个例子示于图 10.8 中。没有净余自旋时 P 能级有三个在零场情况下简并的状态，对应于 $m_l = 1, 0, -1$ 。D 能级有五个状态。一旦加上磁场，简并就被解除，运用选择定则就得到三个容许跃迁能量。图 10.8 中也给出了谱线的漂移。

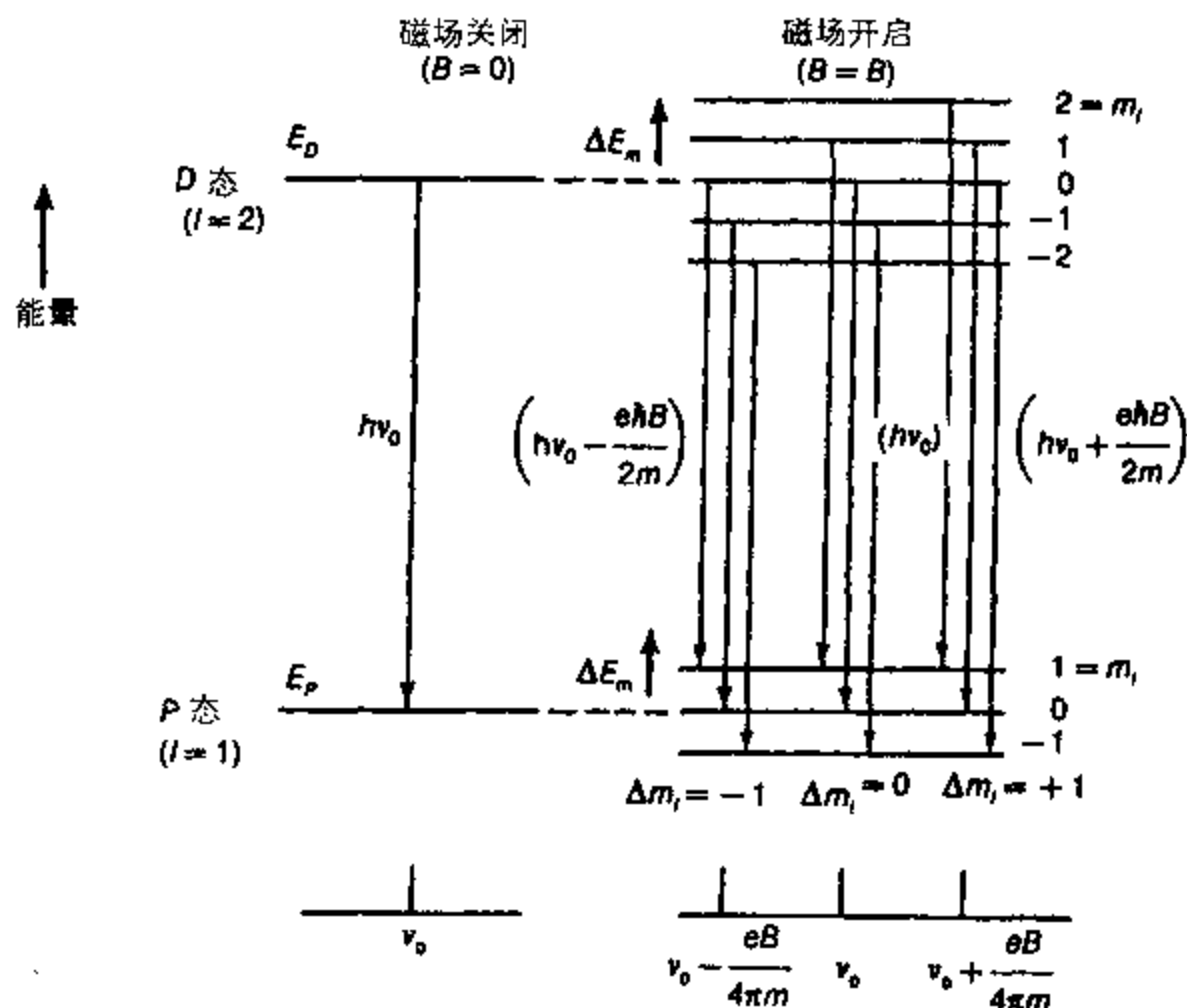


图 10.8 正常塞曼效应中电子 D 态和 P 态的劈裂。

我们应该注意到，即使去掉磁场以后， $m_l = -l, \dots, 0, \dots, l$ 的不同状态的量子化也仍然保留着（也就是说，不是磁场导致了量子化），但在零场中各个状态是简并的（即具有相同的能量），因此它们对同一条谱线都有贡献。 $\Delta l = \pm 1$ 的所有电子跃迁产生同样的塞曼效应，这就是一条谱线分裂为三条的原因。

10.2.8 反常塞曼效应

为什么大多数原子不呈现简单的“正常”塞曼效应？

大多数原子的光谱并不显示简单的正常塞曼效应。在这些情况下谱线的劈裂要多于上述的三条。因此而表现出来的特性被称为反常塞曼效应，即使这种现象比“正常”塞曼效应更为常见。

仅仅以磁场作用下轨道角动量的量子化为基础还不能说明这些光谱，因此有必要寻求进一步的解释。为了阐明反常塞曼效应，Goudsmit 和 Uhlenbeck^[10] 提出电子有一个自旋角动量，

图 10.9 仍然相当简单是因为 P 态 ($l=1$) 在正常塞曼效应下仅仅劈裂为两个能级, 这两个能级在自旋作用下又各自分裂为两个。比如, 如果我们考察一下 D 态 ($l=2$), 情况就会更加复杂, 此时在外加磁场中总共有十个能级, 五个是正常塞曼劈裂 ($m_l=2, 1, 0, -1, -2$) 的结果, 这五个能级又在自旋劈裂 ($m_s=+1/2$ 或 $-1/2$) 中进一步分裂为两个能级。

10.2.9 斯特恩—革拉赫实验

我们如何知道电子角动量是量子化的?

在零场中虽然量子化仍然存在, 但所有 m_l 值当然都表示简并的能级。当存在磁场的时候, 角动量沿着磁场方向的分量是由角动量的拉莫尔进动确定的, 如图 10.3 所示。每个电子的总轨道角动量保持不变, 但由于以一定的角度绕磁场方向进动, 垂直于磁场方向的分量对时间的平均为零。用磁量子数表示的、沿着磁场方向的角动量或磁矩分量的量子化是首先由 Stern 和 Gerlach^[11] 的实验证实的。

Stern 和 Gerlach 用 $J=S=1/2$ 的银原子测验了角动量的空间量子化。对磁矩的唯一贡献来自于自旋, 而根据理论自旋沿磁场方向应该量子化为 $+1/2$ 和 $-1/2$ 两个值。实验的配置如图 10.10 所示。从恒温炉中高速出射的银原子经狭缝准直, 然后穿过由图示极尖产生的非均匀磁场区。这些银原子最后停留在记录它们最终位置的照相底版上。他们发现到达照相底版的原子位置不是连续的, 而是位于两条线上, 相应于银的两个容许自旋态 $m_s=+1/2$ 和 $-1/2$ 。

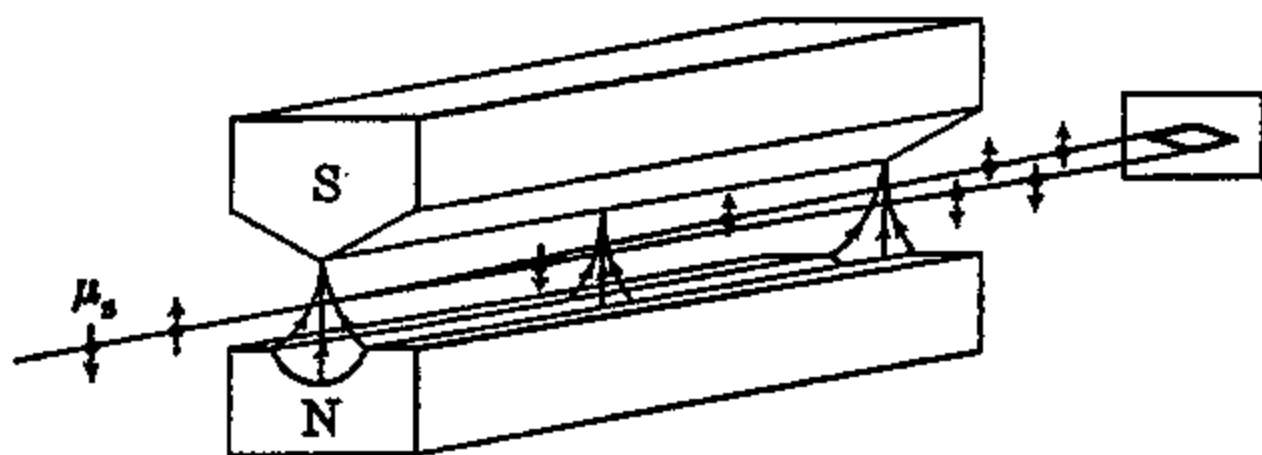


图 10.10 斯特恩—革拉赫实验的实验配置。

10.3 自由原子的磁性能

什么因素决定着原子的磁矩?

一个原子的磁性能基本上是由其电子的磁矩决定的。在上一章里我们已经表明, 这些电子的磁矩可以通过计算轨道角动量和自旋角动量的和来得到。一个填满电子的壳层其净余磁矩为零, 所以只需要考虑未满壳层。这样就极大地简化了计算。

对原子中电子的自旋角动量和轨道角动量进行矢量求和就可以得到该原子的角动量。有两种方式可以进行这种求和, 一种是求出每个电子的 j 值, 然后计算它们的矢量和来得到 J 。另一种是通过矢量和求出所有电子的轨道角动量 L 并求出所有电子的自旋角动量 S 。然后将 L 和 S 矢量相加就得到原子的 J 。当自旋磁矩和轨道磁矩存在耦合时这两种方式得到的结果是不一样的。

10.3.1 电子闭合壳层的磁矩

电子闭合壳层有净余磁矩吗？

一个电子闭合壳层的总角动量 J 、轨道角动量 L 和自旋角动量 S 总是为零。此结果使我们能够简化原子净余磁矩的计算，我们只需考虑部分填充壳层的贡献就足够了。

为了证明电子闭合壳层的角动量为零，考虑在其 3d 壳层中有十个电子的 Zn^{2+} 离子。对 3d 系列来说 $l = 2$ ，电子组态为

m_l	2	1	0	-1	-2	2	1	0	-1	-2
m_s	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	-1/2	-1/2	-1/2	-1/2	-1/2
s	↑	↑	↑	↑	↑	↓	↓	↓	↓	↓

于是 $L = \sum m_l = 0$ 且 $S = \sum m_s = 0$ 。

10.3.2 原子磁矩

根据对原子电子结构的了解，我们如何计算一个原子的磁矩？

我们可以从一个原子的总角动量求出其磁矩。原子的矢量模型是一个半经典模型，它使我们能够根据属于该原子的电子轨道角动量和自旋角动量计算出总角动量。此模型之所以是半经典的，是因为虽然求和 $J = L + S$ 是用经典矢量相加方式进行的，但 L 和 S 的数值却是从量子力学计算得来的。

我们知道一个电子具有来自其自旋角动量 s 和其轨道角动量 l 的一个总角动量 j 。在原子的矢量模型中，一个电子的总角动量简单地就是其自旋和轨道角动量的矢量和。

$$j = l + s \quad (10.38)$$

其说明示于图 10.11 中。当然矢量和肯定始终是半整数。对任意一个给定的 l 值，总角动量 j 只能有两个可能的值， $l \pm s$ ，取决于 s 与 l 平行还是反平行。有一个例外是 $l = 0$ 的情形，此时 j 必须等于 $1/2$ 。

对于在未满外壳层中只有一个电子、而且其他壳层都填满的原子来说，电子的上述角动量值就是原子的角动量值。对多电子原子、也就是未满壳层中有不只一个电子的原子而言，我们分别用符号 J 、 L 和 S 来表示原子的总角动量、轨道角动量和自旋角动量，其中 L 是所有轨道分量 m_l 的矢量和， S 是所有自旋分量 m_s 的矢量和，而 J 是可以用至少两种方式计算出的电子总角动量的矢量和。对具有全满壳层的原子来说，有 $J = 0$ 、 $L = 0$ 和 $S = 0$ 。

根据量子力学对原有理论模型进行了修正，以值求出用量子数 L 、 S 和 J 表示的矢量大小 $|L|$ 、 $|S|$ 和 $|J|$ 。幸运的是此修正非常简单，而且与上一章里讨论的对单个电子所需的修正是一样的。

我们应该承认，由于核自旋的存在使得原子核对原子的总角动量有一个非常小的贡献。此贡献约是电子自旋的千分之一。核磁矩的度量单位是核磁子，用 μ_N 表示。 μ_N 的值为 $5.05 \times 10^{-27} \text{ A m}^2$ ，与玻尔磁子的 $9.27 \times 10^{-24} \text{ A m}^2$ 相比要小得多。

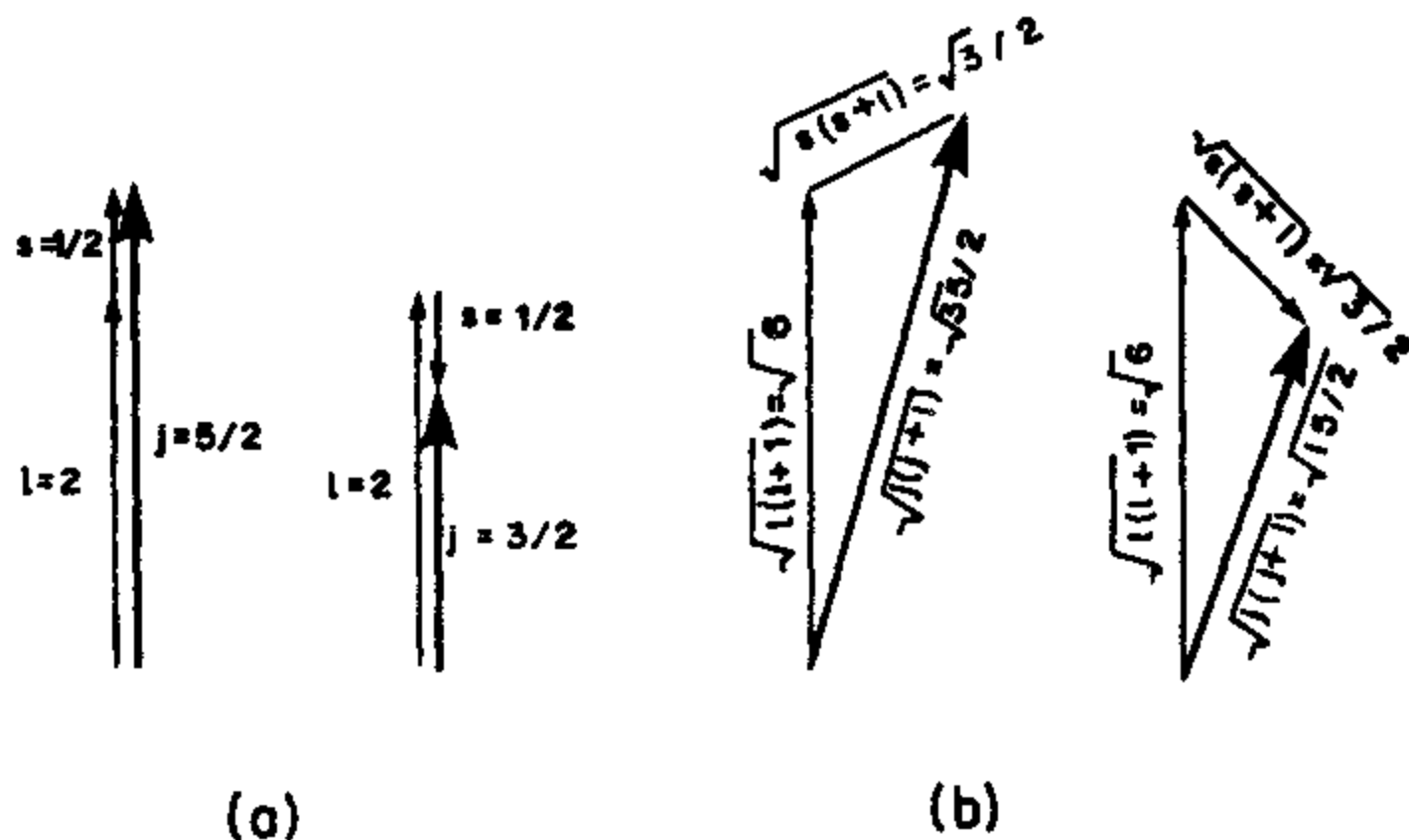


图 10.11 (a)根据原子的半经典矢量模型对角动量的分量 l 和 s 进行矢量相加, 从而求出总角动量 j ;
(b)用量子力学修正对角动量的分量 l 和 s 进行矢量求和, 由此得到总角动量 j 。两种情形都是对单电子而言的。

10.3.3 原子轨道角动量 L

原子轨道角动量怎样依赖于电子的轨道角动量?

用量子数 L 表示的原子轨道角动量是该原子内电子轨道角动量的矢量和。

$$L = \sum l_i \quad (10.39)$$

对其未充满壳层上有量子数 $l = 1$ 和 $l = 2$ 这样两个电子的原子进行矢量叠加的例子见图 10.12。

用轨道角动量子数 L 表示的轨道角动量大小 $|L|$ 为

$$|L| = \sqrt{L(L+1)} \quad (10.40)$$

其形式与单电子的 $|l|$ 与轨道角动量子数 l 的关系完全相同。

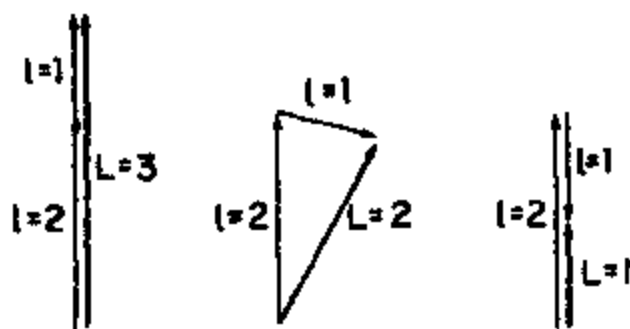


图 10.12 两电子系统中轨道角动量的矢量叠加。

10.3.4 原子自旋角动量 S

原子自旋怎样依赖于电子自旋?

可用类似的方法根据矢量模型求出原子的自旋角动量 S 。它是电子自旋角动量的矢量和。

$$S = \sum s_i \quad (10.41)$$

图 10.13(a)和(b)分别说明了未满壳层有三个和四个电子的原子的矢量叠加过程。

根据量子力学, 用自旋量子数 S 表示的自旋角动量矢量的大小 $|S|$ 为,

$$|S| = \sqrt{S(S+1)} \quad (10.42)$$

它仍然与单电子的关系式一样。

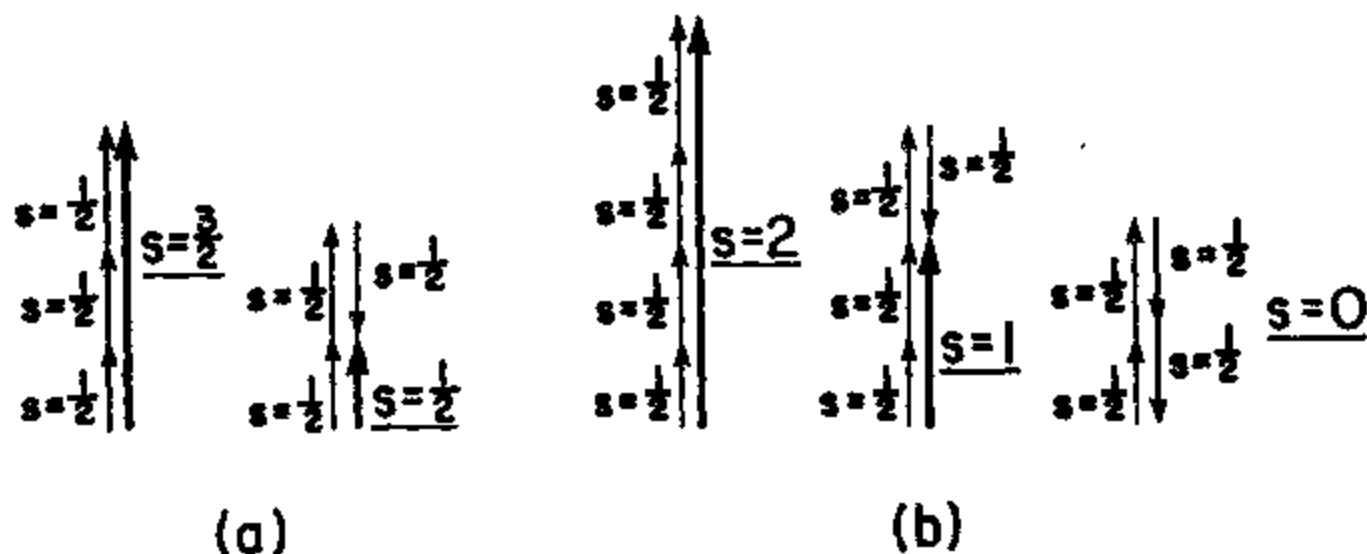


图 10.13 电子自旋的矢量叠加: (a)三电子系统; (b)四电子系统。

10.3.5 洪德定则: 存在的电子态的填充

电子怎样决定取哪个 s 值和 l 值?

有一套经验法则可以确定原子内存在的电子态的填充。这些法则规定了如何填充可能的电子态, 因此可以用来从原子未满壳层的电子组态出发计算 L 、 S 和 J 。

可以将洪德定则^[12]用于某个特定壳层的电子, 由此确定原子的基态。这三条定则分别用于确定原子自旋 S 、原子轨道角动量 L 和原子角动量 J 。电子以如下方式填充可能的状态:

1. 在不违反泡利不相容原理的前提下, 原子自旋 $S = \sum m_s$ 取最大;
2. 在与 S 值的选择保持一致的情况下, 总的原子轨道角动量 $L = \sum m_l$ 取最大;
3. 当壳层少于半满时, 总的原子角动量 J 等于 $|L-S|$, 当壳层超过半满时则总角动量等于 $|L+S|$ 。当壳层刚好半满时 $L=0$, 所以 $J=S$ 。

这就意味着, 电子将以一个壳层内的所有自旋尽可能平行排列的方式填充电子态。它们也将从轨道角动量最大的电子态开始填充, 然后填充下一个轨道角动量最大的态, 依次类推。

下面的两个例子说明了在特殊情况下如何用洪德定则计算 L 、 S 和 J 。

在 $4f$ 壳层 ($n=4, l=3$) 上有五个电子的 Sm^{3+} 离子必须以如下组态排列电子。

m_l	3	2	1	0	-1	-2	-3
m_s	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
填充	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow		

由此得到 $S = \sum m_s = \frac{5}{2}$ 和 $L = \sum m_l = 5$ 。此壳层少于半满, 所以 $J = L - S = \frac{5}{2}$ 。

10.3.6 原子的总角动量 J

原子的总角动量与自旋和轨道分量有什么关系?

原子的轨道角动量 L 与自旋角动量 S 的耦合就给出了原子的总角动量 J 。有两种方法可以用于求和, 一种是将不成对电子的轨道磁矩和自旋磁矩分别独立求和

$$J = \sum l_i + \sum s_i \quad (10.43)$$

这种耦合形式称为罗素—桑德斯耦合^[13]。在这种情况下各个电子的 l 矢量耦合在一起 ($l-l$) 而且 s 矢量耦合在一起 ($s-s$)。此耦合要强于合成后的 L 矢量和 S 矢量之间的耦合。

得到 J 的另一种方法是对电子的总角动量求和, 它是首先对每个电子的 l 和 s 分别求和而得到的

$$J = \sum j_i = \sum (l_i + s_i) \quad (10.44)$$

这就是所谓的 $j-j$ 耦合。如果每个电子都有很强的自旋轨道耦合 ($l-s$) 就会发生这种耦合。这种情况下某个特定电子的 l 和 s 之间的耦合就强于不同电子的 l 和 l 之间的耦合。

在这些计算中, 总是对耦合作用较强的矢量首先求和。实际上最普通的耦合形式是第一种。即罗素—桑德斯耦合 (或者叫 $l-s$ 耦合), 它是磁学研究中最适当的耦合形式。

10.3.7 罗素—桑德斯耦合

自旋角动量和轨道角动量如何结合成原子的总角动量?

自旋—自旋耦合和轨道—轨道耦合最强的罗素—桑德斯耦合对大多数情况都适用。它发生在所有的轻元素中, 以及多重态劈裂小于电子结构相同但 L 值不同的能级间距的情形。

在这种耦合方式中, 假设当未满壳层中有几个电子时, 轨道角动量之间的耦合作用是如此之强, 以致于总 L 值不同的状态具有不同的能量。与此类似, 假设总 S 值不同的状态其能量也有明显差别。合成矢量 L 和 S 彼此之间的耦合作用较弱。

在罗素—桑德斯耦合中, 轨道角动量矢量结合起来形成一个总的轨道角动量 L , 同时自旋角动量矢量也独立地结合起来形成一个总的自旋角动量矢量 S 。这意味着计算的 S 值不受 L 值的影响。

由此得到一个原子的总角动量 J , 它不过是两个没有互相响应的角动量 L 和 S 的矢量和。

$$J = L + S \quad (10.45)$$

如图 10.14 所示。但是对此有一定限制。如果 S 是一个整数, J 就必须是一个整数, 如果 S 是半整数, J 就必须是半整数。罗素—桑德斯耦合适用于铁和稀土原子。

10.3.8 $j-j$ 耦合

有没有其它耦合方式可以形成原子的总角动量?

另一种耦合形式, 即其中轨道角动量和自旋角动量互相依赖的自旋—轨道耦合, 称为 $j-j$ 耦合。这种耦合更适用于非常重的原子。它假设每个电子都有很强的自旋—轨道 ($l-s$) 耦合而且此耦合要比电子之间的 $l-l$ 耦合和 $s-s$ 耦合强。既然强耦合的矢量是首先叠加的, 这样

就对每个电子产生一个合成的 j 。然后将这些 j 矢量相加就得到整个原子的 J 。

10.3.9 轨道角动量的冻结

为什么 3d 族元素的磁矩意味着所有情况下都有 $L = 0$?

在 3d 族元素中实验发现其 $J = S$ ，如表 10.1 所示。这就意味着在整个 3d 族中 $L = 0$ ，如果我们仅仅考虑孤立原子中的电子特性的话这就是一个让人吃惊的结果。在这种情况下我们说轨道角动量被“冻结”了。Morrish^[14] 和 Kittel^[15] 讨论过这一现象。这里我们只特别提到在某些环境中轨道平面可以来回摇动，这样就可以在整个原子范围内平均为零。于是就导致净余 L 值为零。从表 10.2 中我们注意到在另一类主要的磁性材料——4f 族中没有出现这种现象。

表 10.1 3d 过渡族金属的孤立离子磁矩

离子	组态	磁矩的计算值		磁矩的测量值
		$g\sqrt{J(J+1)}$	$g\sqrt{S(S+1)}$	
Ti ³⁺ , V ⁴⁺	3d ¹	1.55	1.73	1.8
V ³⁺	3d ²	1.63	2.83	2.8
Cr ³⁺ , V ³⁺	3d ³	0.77	3.87	3.8
Mn ³⁺ , Cr ³⁺	3d ⁴	0	4.90	4.9
Fe ³⁺ , Mn ²⁺	3d ⁵	5.92	5.92	5.9
Fe ²⁺	3d ⁶	6.70	4.90	5.4
Co ²⁺	3d ⁷	6.63	3.87	4.8
Ni ²⁺	3d ⁸	5.59	2.83	3.2
Cu ²⁺	3d ⁹	3.55	1.73	1.9

表 10.2 4f 过渡族金属的孤立离子磁矩

离子	组态	磁矩的计算值 $g\sqrt{J(J+1)}$	磁矩的测量值
Ce ³⁺	4f ¹ 5s ² p ⁶	2.54	2.4
Pr ³⁺	4f ² 5s ² p ⁶	3.58	3.5
Nd ³⁺	4f ³ 5s ² p ⁶	3.62	3.5
Pm ³⁺	4f ⁴ 5s ² p ⁶	2.68	-
Sm ³⁺	4f ⁵ 5s ² p ⁶	0.84	1.5
Eu ³⁺	4f ⁶ 5s ² p ⁶	0	3.4
Gd ³⁺	4f ⁷ 5s ² p ⁶	7.94	8.0
Tb ³⁺	4f ⁸ 5s ² p ⁶	9.72	9.5
Dy ³⁺	4f ⁹ 5s ² p ⁶	10.63	10.6
Ho ³⁺	4f ¹⁰ 5s ² p ⁶	10.60	10.4
Er ³⁺	4f ¹¹ 5s ² p ⁶	9.59	9.5
Tm ³⁺	4f ¹² 5s ² p ⁶	7.57	7.3
Yb ³⁺	4f ¹³ 5s ² p ⁶	4.54	4.5

Fe^{2+} 离子在其 3d 壳层上有六个电子。既然对此族元素有 $l = 2$ ，那么电子组态就是

m_l	2	1	0	-1	-2	2	1	0	-1	-2
m_s	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	-1/2	-1/2	-1/2	-1/2	-1/2
填充 s	↑	↑	↑	↑	↑	↓				

由此得到 $S = 2$ 和 $L = 2$ 。既然在这些元素中轨道角动量被冻结而 $J = S$ ，那么总磁矩就是

$$m = 2\mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (10.46)$$

对孤立的 Fe^{2+} 原子而言上式就对应着 4.9 玻尔磁子。此结果与 5.36 玻尔磁子的观测值符合得相当好。轨道角动量没有冻结的预期值是 6.7 玻尔磁子，显然有严重的错误。

我们应该注意到，这些计算仅仅适用于孤立的顺磁性（即非互相响应）原子或离子。当固体中大量原子聚集在一起时，电子能级剧烈变化，在大多数情况下每个原子的磁矩要明显不同于上述对孤立原子计算出来的数值。

10.3.10 强磁场中的电子行为

在强磁场中自旋角动量和轨道角动量之间的耦合有什么不同吗？

当磁场增加并且磁场劈裂变得大于多重劈裂时，反常塞曼效应就变成正常塞曼效应。其原因在于 J 绕磁场的进动速度变得大于 S 和 L 矢量绕 J 的进动速度。因此我们最好将其描述为 S 和 L 独立地绕磁场方向进动，也就是说 L - S 耦合被破坏了。我们称之为 S 和 L 被磁场解耦。这样的转变称为帕邢—巴克效应^[16]，它只出现在强磁场的情况下。

参考文献：

1. Bohr, N. (1913) *Phil. Mag.*, **26**, 1.
2. Sommerfeld, A. (1916) *Annaln. Physik.*, **51**(1), 125.
3. Larmour, J. (1897) *Phil. Mag.*, **44**, 503.
4. Born, M. (1969) *Atomic Physics*, Blackie, Glasgoow.
5. Sherwin, C. W. (1959) *Introductin to Quantum Mechanics*, Holt, Rinehart and Winston, New York.
6. Zeeman, P. (1897) *Phil. Mag.*, **43**, 226.
7. Herzberg, G. (1937) *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Prentice-hall, New York.
8. Weidner, R. and Sells, R. L. (1968) *Elementary Modern Physics*, 第二版, Allyn and Bacon, Boston.
9. Lorentz, H. A. (1897) *Kon. Ak. van Wetenscheppen*, **6**, 193; (1898) *Ecl. Electr.*, **14**, 311.
10. Goudsmit, S. and Uhlenbeck, G. E. (1926) *Nature*, **117**, 264.
11. Gerlach, W. and Stern, O. (1924) *Ann. Physik.*, **74**, 673.
12. Hund, F. (1927) *Linienpektren und Peridische System der Elemente*, Springer, Berlin. (英译本 *Line spectra and Periodicty of the Elements*.)
13. Russel, H. N. and Saunders, F. A. (1925) *Astrophys. J.*, **61**, 38.

14. Morrish, A. H. (1965) *The Physical Principles of Magnetism*, Wiley, New York.
15. Kittel, C. (1986) *Introduction to Solid State Physics*, 第六版, Wiley, New York.
16. Paschen, F. and Back, E. (1913) *Ann. Physik*, **40**, 960.

进一步阅读:

- Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, Ch.3.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch.3.
- Herzberg, G. (1937) *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Prentice-hall, New York.
- Semat, H. (1972) *Introduction to Atomic and Nuclear Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, Ch.8 and 9.
- Sherwin, C. W. (1959) *Introduction to Quantum Mechanics*, Holt, Rinehart and Winston, New York.
- Weidner, R. and Sells, R. L. (1968) *Elementary Modern Physics*, 第二版, Allyn and Bacon, Boston.

练习:

练习 10.1 抗磁性磁矩。在所有材料中都会出现磁场对原子的抗磁性效应,虽然在顺磁体和铁磁体中这个效应与其他效应相比非常小。证明,在垂直于环形电子轨道平面的方向加上磁感应强度 B 的时候,所引起的角速度变化为 $eB/2m$ (这里 e 是电子电荷而 m 是电子质量)。假设角速度的变化与零场时的角速度相比很小。

练习 10.2 磁矩与角动量的关系。用经典方法推导一个电子的轨道角动量与轨道磁矩的关系表达式。然后用相似的方法导出联系自旋角动量及其磁矩的表达式。对结果进行讨论。解释怎样才有可能推导出角动量和磁矩的正确关系。

练习 10.3 电子的切向速度。求出由半径为 a 、载有均匀表面电荷密度 ρ 并绕某条直径以角速度 ω 旋转的非磁性球所产生的磁感应 B 与半径也是 a 并具有均匀磁化强度 M 的磁性球所产生的磁感应相等的条件。然后计算出描绘我们已知的、电子的 1 玻尔磁子磁矩所需的电子角速度和切向速度。你可以采用经典电子半径。最后对结果进行讨论。

练习 10.4 电子的轨道角动量和自旋角动量。(a)解释四个量子数 n 、 l 、 s 和 m_l 的意义。描述如何用原子的“经典”矢量模型根据电子的量子数计算其轨道角动量、自旋角动量和总角动量。为什么用量子力学计算的时假 l 、 s 和 j 的值与经典预期假不同?

(b)用矢量图确定 $l_1 = 3$ 和 $l_2 = 2$ 的两电子体系(即原子)总轨道角动量的不同值。原子的 L 、 S 和 J 的可能假是多少?

(c)求出 Co^{2+} 离子的 L 、 S 和 J 假。

练习 10.5 塞曼效应。计算镉在 1.6×10^6 , 0.4×10^6 和 $0.064 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 的磁场强度下(等效于自由空间 2.0, 0.5 和 0.1 T 的磁感应强度)其正常塞曼效应的能级间隔。 6^1D_2

— 5^1P_1 主跃迁的波长为 $\lambda = 643.8 \text{ nm}$ ，这是可见光谱红端的光谱线。计算波长的漂移。

画出加磁场前后 6^1D_2 态和 5^1P_1 态的能级图并解释为什么初始的单线仅仅分裂成三重线而不是很多条谱线。

练习 10.6 原子角动量的确定。用矢量图确定下列情况下原子的可能 J 值

- (a) $L = 2$, $S = 3$
- (b) $L = 3$, $S = 2$
- (c) $L = 3$, $S = 5/2$
- (d) $L = 2$, $S = 5/2$

顺磁性碳原子基态的 L 、 S 和 J 值是多少？

第十一章 磁性量子理论

上一章里我们讨论了原子磁矩的起源。在这一章中我们要考察在固体中有大量原子聚集在一起的情况下这些磁矩如何通过相互作用而产生集体磁现象譬如铁磁性和顺磁性。然后我们考虑以两个互不相容的模型为基础的磁性理论：局域磁矩模型和能带或巡游电子模型。局域模型对稀土金属很适用，而巡游电子模型更适合于解释 3d 过渡金属及其合金的磁特性。

11.1 电子—电子相互作用

交换相互作用对我们理解有序磁状态显然是至关重要的，但是它的起因是什么？

我们已经看到，许多铁磁体的磁化率特性在其居里温度以上都服从居里—外斯定律，而且这个特性还意味着，存在一个一直被称为外斯分子场、或更准确地应该称为原子场的内部磁场。该磁场起源于电子间的量子力学互作用。Martin^[1] 对此进行了详细的讨论并给出了考虑到电子波函数的重叠而推导的交换相互作用。

11.1.1 两电子体系的波函数

我们如何构成包含两个电子的一个体系的波函数？

位于两个原子上的两个电子的波函数可以表示为 $\Psi(r_1, r_2)$ ，其中 r_1 是第一个电子的坐标而 r_2 是第二个电子的坐标。然后，我们就可以考虑用单个电子的独立波函数 $\psi(r_1)$ 和 $\psi(r_2)$ 的线性组合来给出该波函数的可能的表达式。

共有四种可能性：

$$\begin{aligned}\Psi(r_1, r_2) &= \psi_a(r_1)\psi_b(r_2) \\ \Psi(r_1, r_2) &= \psi_a(r_2)\psi_b(r_1) \\ \Psi(r_1, r_2) &= \psi_a(r_1)\psi_b(r_2) + \psi_a(r_2)\psi_b(r_1) \\ \Psi(r_1, r_2) &= \psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\end{aligned}\quad (11.1)$$

这里 $\psi_a(r_1)$ 表示位于原子 a 上的电子 1 的波函数， $\psi_b(r_2)$ 表示位于原子 b 上的电子 2 的波函数，依次类推。我们需要这样的解：当交换电子时“观测”的特性 $\Psi^*\Psi$ 不会波变，而电子仍然是可分辨的，也就是说， $\Psi(r_1, r_2)$ 必须是反对称的。这一点很重要：如果由于电子交换而使得波函数是对称的并且 $\Psi^*\Psi$ 是完全相同的，那么两个电子的波函数就是一样的，于是它们就有相同的四个量子数，这是不允许的。

在上述 1 和 2 两种情形下，电子的交换，即 r_1 和 r_2 互相替换，会改变 $\Psi^*\Psi$ 的值，

因此也就改变了所有点上的电子分布。所以那两种情形不是波函数的解。另一种可能性是

$$\Psi(r_1, r_2) = \psi_a(r_1)\psi_b(r_2) + \psi_a(r_2)\psi_b(r_1) \quad (11.2)$$

在这种情况下, 交换电子后函数仍然保持对称, 而且 $\Psi^*\Psi$ 也不改变。但是根据泡利不相容原理, 在同样状态 (即有相同的一套量子数) 发现两个电子的几率为零。

另外, 如果独立电子的波函数是相同的, 那么上述一组可选波函数中只有一种能满足泡利不相容原理, 即

$$\Psi(r_1, r_2) = \psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_a(r_2)\psi_b(r_1), \quad (11.3)$$

例如参见图 11.1。

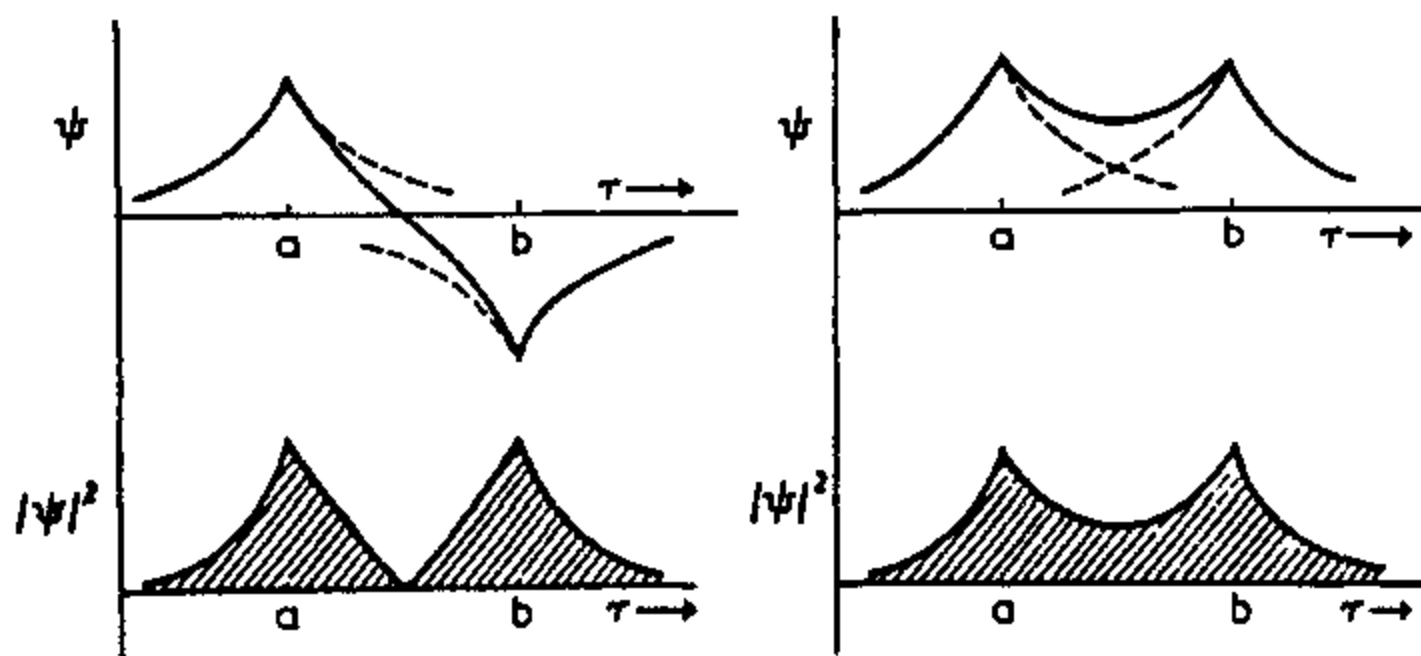


图 11.1 象海特勒—伦敦近似法^[2]那样, 用原子轨道波函数的线性组合构成的两电子体系的波函数, Ψ 是反对称的, 而 $\Psi^*\Psi$ 是对称的。这意味着左边所示的那一类波函数是我们所需要的。

11.1.2 海特勒—伦敦近似法 (Heitler-London approximation)

按照量子理论, 相邻原子上两个相互作用电子的总能量是多少? 我们得到的结果仅仅是经典理论的一种修正? 还是与之有根本性的区别?

海特勒—伦敦近似法不过是得到两电子轨道波函数的一种方法, 它假设体系波函数可以近似为局域在两个原子位上的两个电子的原子轨道波函数的线性组合。这与氢分子相似。

考虑轨道波函数, 尤其是两个原子各有一个电子的体系的能量。Heitler 和 London 通过求下列积分计算了此体系的能量

$$E = \iint \Psi(r_1, r_2) \langle H \rangle \Psi^*(r_1, r_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (11.4)$$

而且哈密顿量 $\langle H \rangle$ 必须包括每个电子各自的哈密顿量 $\langle H_1 \rangle$ 和 $\langle H_2 \rangle$ 以及一个相互作用哈密顿量 $\langle H_{12} \rangle$

$$\langle H \rangle = \langle H_1 \rangle + \langle H_2 \rangle + \langle H_{12} \rangle \quad (11.5)$$

当然, $\langle H_1 \rangle$ 只含有坐标 r_1 而 $\langle H_2 \rangle$ 只含有坐标 r_2 。

$$\langle H_1 \rangle \Psi_a(r_1) = E_a \Psi(r_1) \quad (11.6)$$

$$\langle H_2 \rangle \Psi_b(r_2) = E_b \Psi(r_2) \quad (11.7)$$

求解总能量方程就得到

$$\begin{aligned} E = & E_a \iint \Psi^*(r_1) \Psi(r_1) d\tau_1 + E_b \iint \Psi^*(r_2) \Psi(r_2) d\tau_2 \\ & + \frac{1}{(1 \pm \alpha^2)} \iint \Psi_a^*(r_1) \Psi_b^*(r_2) \langle H_{12} \rangle \Psi_a(r_1) \Psi_b(r_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (11.8) \\ & + \frac{1}{(1 \pm \alpha^2)} \iint \Psi_a^*(r_1) \Psi_b^*(r_2) \langle H_{12} \rangle \Psi_b(r_1) \Psi_a(r_2) d\tau_1 d\tau_2 \end{aligned}$$

最后一项能量是在原子 a 和 b 之间交换电子 1 和 2 得到的, 所以称为“交换能”。

11.1.3 交换相互作用

额外能量项的来源是什么?

求出上述积分我们就可以得到如下形式的能量表达式

$$E = E_a + E_b + \left[\frac{1}{(1 \pm \alpha^2)} \right] (Q \pm J), \quad (11.9)$$

这里 $[1/(1 \pm \alpha^2)]$ 是一个归一化常数。上式的右端是电子分属于各自的原子时的能量 E_a 和 E_b 加上某项来自于它们的相互作用的附加能量。 Q 是库仑静电能。 J 是源于电子交换的一项能量, 正如从波函数的形式中可以看出的那样。我们在 6.1.5 节中已经接触过这个交换常数。在此它是用斜体字排版的, 以便与原子角动量 J 相区别。我们马上就清楚地看到, J 的存在取决于上述反对称波函数这一必要条件, 因为如果 $\Psi(r_1, r_2)$ 是对称的, 那么 J 会自动变成零。然而, 上述描绘只考虑了总的轨道波函数, 所以对自旋有序化没有明确的陈述。

11.1.4 包括电子自旋的波函数

如果我们计入电子自旋, 两电子波函数的形式会是什么样子?

从上述反其简单的量子力学处理中我们已经表明, 存在一项没有经典对应的交换能。现在就有必要证明, 电子自旋的有序化就是来源于这项能量。假设我们将自旋波函数写成 $\varphi_1(s)$ 和 $\varphi_2(s)$ 。那么就可以用与前面相同的近似方法将两个电子的自旋状态表示为独立自旋波函数的线性组合。

$$\begin{aligned} \varphi(s_1, s_2) &= \varphi_a(s_1) \varphi_b(s_2) - \varphi_a(s_2) \varphi_b(s_1) \\ \varphi(s_1, s_2) &= \varphi_a(s_1) \varphi_b(s_2) + \varphi_a(s_2) \varphi_b(s_1) \\ \varphi(s_1, s_2) &= \varphi_a(s_1) \varphi_b(s_2) \\ \varphi(s_1, s_2) &= \varphi_a(s_2) \varphi_b(s_1) \end{aligned} \quad (11.10)$$

于是此两电子体系的包括自旋在内的总波函数可以表示为

$$\Psi_{\text{tot}} = \Psi(r_1, r_2) \varphi(s_1, s_2) \quad (11.11)$$

我们已经知道上式对于电子交换必须是反对称的。因此如果 $\Psi(r_1, r_2)$ 是反对称的, 那么 $\varphi(s_1, s_2)$ 就必须是对称的, 反之亦然, 这是为了保证总的电子波函数 Ψ_{tot} 的反对称性质。

对称的和反对称的 φ 分别对应于平行和反平行的自旋。于是上面推导的交换能可以认为确实是自旋间的交换作用, 因为正是自旋使总波函数 Ψ_{tot} 保持了反对称。换句话说, 自旋可用于区分其它方面完全一样的两个电子, 因为当两个电子的其它三个量子数相同时, 自旋可用来满足泡利原理。于是对平行的自旋, 交换能就是 $[1/(1 \pm \alpha^2)](-J)$ 。这意味着正 J 对应着平行的自旋排列, 因此也就对应铁磁性有序。负 J 导致反平行排列。

在上述 11.1.2 至 11.2.4 节中推述的、有点过于简化的情况下, 很显然对电子自旋的限制将保证使它们反平行, 但是原则上我们可以设想在其它情况下有平行排列。

11.1.5 用电子自旋表示的交换能

我们能否分离出交换能, 使其只与自旋有关?

Heisenberg 采用了海特勒—伦敦近似法并将它用于电子自旋。按照上述讨论, 交换能指定了能量较低的状态, 因此当 $J > 0$ 时是铁磁有序, 而 $J < 0$ 时是反铁磁排列。此模型只讨论了相邻原子上的两个局域电子, 所以当我们想将它用于固体时显然会有一定的局限性。然而, 现在仅用两个电子的自旋就可以写出交换哈密顿

$$\langle H \rangle = -2J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \quad (11.12)$$

上式给出了铁磁性的海森伯模型^[3], Dirac^[4]也提出了这样的模型。

在海特勒—伦敦方法中以“氢分子”为基础描述交换作用的一个难点是它在两个电子间只能产生负的交换能, 因为需要使处于同一轨道的两个电子产生反平行的自旋排列。一个可供选择的方法是首先由 Coles (B.R. Coles, 私人通讯) 提出并经 Myers^[5]加以讨论的, 它是以氧分子为基础的。这样就给我们提供了一种描述方法, 能容许与每个原子相联系的不成对外层电子的自旋有平行的排列, 于是也容许两个原子的磁矩间有净余的正交换作用。尽管氧气中相邻分子的电子之间不存在有效的相互作用, 所以氧是顺磁性的, 但此方法作为理解相邻原子的电子之间存在正交换能、从而氧分子有净余磁矩的概念基础有一定的优势。

氧原子中电子组态为 $1s^2 2s^2 2p^4$, 自旋排列如图 11.2 所示。2p 态中有三个“自旋向上”电子和一个“自旋向下”电子的电子组态符合洪德定则, 之所以这样是因为如果有尽可能多的电子占据不同的轨道并通过自旋平行排列以保持间隔, 那么此时电子间的库仑相互作用能就最小。既然所有 2p 轨道都是能量简并的, 在此情况下总能量也就最小。这就在每个原子上产生 $S = 1$ 、或等效为 2 玻尔磁子的自旋磁矩。于是 2p 电子间就有一个原子内部的交换耦合, 它使原子内的磁矩平行排列。

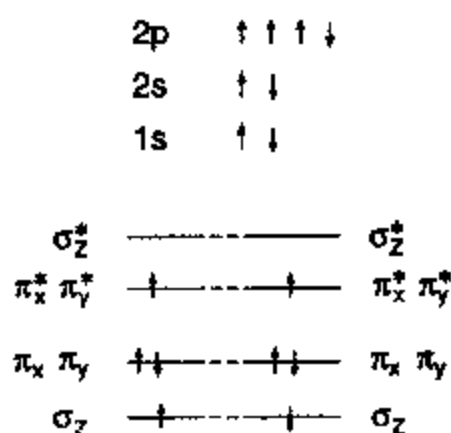


图 11.2 一个氧原子中电子自旋的排列。

此方法可以进一步扩展到氧分子 O_2 中的分子轨道上。每个原子都与其它原子共用其 2p 电子。这八个电子占据能量不同子孤立原子 2p 轨道的分子轨道。这些状态的能量示于图 11.3 中。假设 z 轴就是原子结合的轴，而 xy 平面则垂直于该轴。所以，根据轴对称性，沿着 x 和 y 方向的轨道就是能量简并的。习惯上将它们表示为 π_x 和 π_y ，各自可以包含两个电子，一个“自旋向上”而另一个“自旋向下”。沿着 z 轴的轨道按照惯例表示为 σ_z 并且也可以包含两个电子。能量较高的是“反键”能级 π_x^* 、 π_y^* 和 σ_z^* ，其相对能量关系如图 11.3 所示。电子从最低能量开始填充这些可能的状态。因此 π_x 、 π_y 和 σ_z 分子轨道是由六个电子完全填满了的，其净余自旋磁矩和轨道磁矩为零。剩余的两个电子必须占据剩余的能量最低状态，就是 π^* 轨道。既然这两个轨道是能量简并的，那么电子就要以使库仑能最小的方式来占据这两个轨道，就象前面描述的氧原子情形那样。这就意味着电子将占据 π_x^* 和 π_y^* 轨道而且其自旋平行排列。于是氧分子的基态就有一个 2 玻尔磁子的净余磁矩。实际上，由于每个分子具有这样的固有磁矩，所以氧是顺磁性的。

在 3d 过渡金属比如铁、钴和镍中，费密能位于高密度的这类“反键”轨道状态之中。因此按照前述讨论，我们就明白了为什么这些电子的自旋磁矩可能会平行排列起来。另一方面，如果产生此平行排列所需增加的能量大于交换耦合能量的减少，这是出现在大多数金属中的情形，那么自旋的平行排列在能量方面就不是有利的，因此也就不会产生铁磁性。

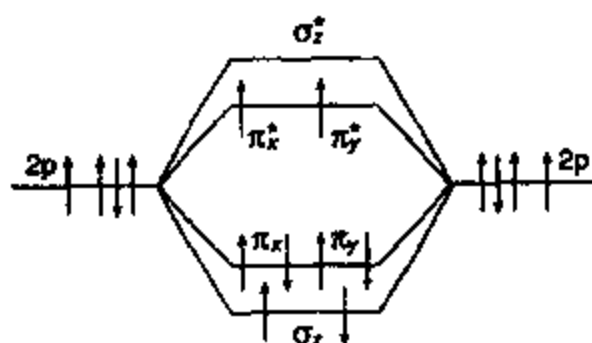


图 11.3 O_2 中可能的分子轨道能态示意图。每个原子贡献四个电子和六个状态。
由于垂直于原子轴线的平面内的对称性， π 态是简并的。

11.1.6 铁磁性的海森伯 (Heisenberg) 模型

相邻电子之间的直接交换能如何能够说明铁磁体和反铁磁体中的长程磁有序？

就象经典外斯模型^[6]一样，铁磁性的海森伯模型是另一个局域磁矩理论，它考虑的是有重叠波函数的两个相邻电子之间的量子力学交换相互作用。相邻原子的电子之间直接交换这一思想最初出现在电子轨道的海特勒—伦敦近似法中。Heisenberg 首先在波函数中包括了电子自旋并且用同样的海特勒—伦敦近似法得到了两电子体系的总波函数。计算了能量积分但此时计入了自旋，结果表明只有以改变电荷的空间分布为代价才能改变两个相互作用电子自旋的相对取向。

如果两个电子的波函数重叠，那么泡利不相容原理^[7]就要在重叠区域起作用。既然没有两个电子可以有同样的一套量子数，所以当轨道波函数对称的时候，自旋就必须是反对称的，反之亦然。这样马上就引出了两个电子自旋之间的相互关系，导致磁有序状态所需的条件全在于此。此相互关系可以表示为一个磁场（虽然严格地讲它没有磁性的起源，更准确地说是静电性的）或表示为一项能量。相互作用能正比于自旋的点积。

$$E_{\text{Heis}} = -2J \mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2 \quad (11.13)$$

这里 $J > 0$ 产生铁磁性而 $J < 0$ 给出反铁磁性。

研究固体时就有必要将交换作用对所有能够对此能量作出贡献的电子进行求和, 因此

$$\langle H \rangle = -2 \sum_i \sum_j J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \quad (11.14)$$

在许多情况下我们只对最近邻相互作用感兴趣, 这样就大大简化了海森伯哈密顿。

$$\langle H \rangle = -2J \sum_i \sum_{\text{最近邻}} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \quad (11.15)$$

在此假设交换积分 J 对所有最近邻对都是相同的。交换积分 J 没有经典对应, 所以从经典的观点很难理解它。但是对泡利原理的一个简洁的分析告诉我们, 有同样自旋的两个电子不能互相靠近。由此产生了一项影响磁矩排列的有效能量。

根据比热测量和自旋波分析计算了各种铁磁金属的交换积分 J 的经验值。Hofmann 等人^[8]报道了部分金属的结果, 表明铁和镍的 $J \approx 0.01 \sim 0.02 \text{ eV}$ 而钨的 $J \approx 0.0002 \text{ eV}$ 。

Wohlfarth^[9]在 J 的第一原则计算上遇到了麻烦, 他用球面波函数得到了错误的符号, 后来 Stuart 和 Marshall^[10]对铁中的直接海森伯交换进行了详细的计算。他们对相邻局域电子相互作用得到的值为 $6.8 \times 10^{-3} \text{ eV}$, 并且在此计算的基础上对钴和镍也会得到相似的结果。这个值大约是实验测量结果的三分之一。Watson 和 Freeman^[11, 12]精炼了 Stuart 和 Marshall 的计算方法, 计入了前人工作中被忽略掉的附加项并改进了轨道波函数。他们确认 J 的大小有严重的错误, 比解释这些 3d 金属中的磁有序所需的数量级要小得多, 但此外他们还发现 J 应该是负的。

最后, 在稀土金属中, 决定磁特性的磁性 4f 电子是高度局域的, 所以没有明显的重叠, 于是就不会产生海森伯型的直接交换机制, 尽管这些金属显示出多种不同类型的磁有序。因此我们需要提出一种涉及间接交换的附加交换机制。

所以, 尽管海森伯模型看起来是一个有用的概念, 但真实固体中电子之间的相互作用可能并不是简单的直接海森伯交换。

11.1.7 满壳层中电子间的交换相互作用

为了确定磁有序的类型, 是否有必要求出一个原子中的每个电子与相邻原子中的每个电子之间的交换能?

在海森伯模型的基础上很容易证明, 一个原子满壳层中的电子与一个相邻原子的满壳层中的电子之间的交换能等于零。

$$\begin{aligned} E_{\text{ex}} &= -2J \sum_i \sum_j \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \\ &= -2J \sum_i \mathbf{s}_i \cdot \sum_j \mathbf{s}_j \end{aligned} \quad (11.16)$$

在一个满壳层中 $\sum \mathbf{s}_i = 0$ 。从而交换能为零。这是一个很有用的结果, 在此我们只需要考虑部分填充壳层中电子的相互作用, 这样一来就显著地简化了分析过程。

11.1.8 贝蒂—斯莱特 (Bethe-Slater) 曲线

在交换相互作用的量子理论基础上, 我们能否对材料中的磁有序作出简单的和能够证实的预言?

3d 元素铬、锰、铁、钴和镍的磁特性对磁性量子理论的早期研究者很有吸引力。Slater^[13]

¹⁴⁾ 发表了某些过渡元素的原子间距 r_{ab} 和不完全填充的 d 子壳层半径 r_d 的数值。发现 r_{ab}/r_d 的值似乎与交换相互作用符号有关联。 r_{ab}/r_d 值很大时交换作用是正的而 r_{ab}/r_d 值较小时交换作用是负的。

为了得到 J 随原子间距和轨道半径的变化关系, Bethe^[15] 对交换积分进行了一些计算。他发现两个单电子原子的电子之间的交换积分为

$$J = \iint \psi_a^*(r_1) \psi_b^*(r_2) \left[\frac{1}{r_{ab}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} + \frac{1}{r_{21}} \right] \psi_b(r_1) \psi_a(r_2) d\tau, \quad (11.17)$$

其中 r_{ab} 是原子实间的距离, r_{21} 是两个电子间的距离, r_{a2} 和 r_{b1} 是电子与各自原子核的距离。用 Slater 的结果估算了此积分, 发现对小 r_{21} 和小 r_{ab} 情形, 交换积分 J 变成正值。对大 r_{a2} 和大 r_{b1} 情形, 它也变成正值。因此, 交换积分可以描绘为随比值 r_{ab}/r_d 变化的一条曲线, 其中 r_d 是 3d 轨道的半径。由此给出贝蒂—斯莱特曲线如图 11.4 所示, 它正确地将铁磁性的 3d 元素比如铁、钴和镍与反铁磁性 3d 元素铬和锰区分开来。

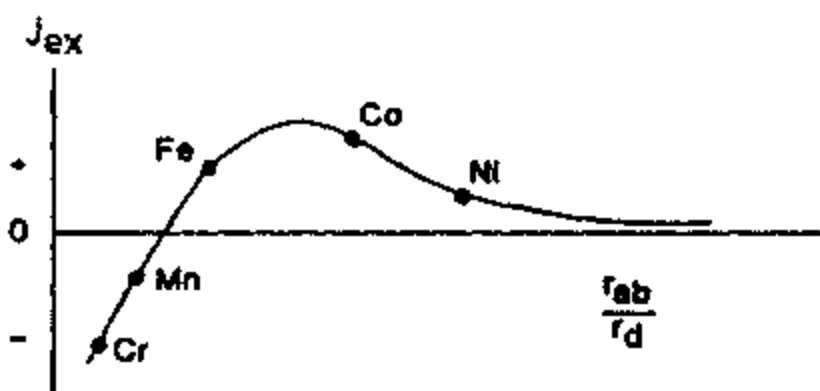


图 11.4 表示交换积分 J 随原子间距 r_{ab} 和未满 d 壳层的半径 r_d 发生变化的贝蒂—斯莱特曲线。

标出了各种磁性元素在此曲线上的位置。稀土元素在曲线上位于镍的右边。

这意味着如果两个同类原子互相接近而不改变其 3d 壳层的半径, 那么 r_{ab}/r_d 将会减小。当 r_{ab}/r_d 较大时 J 值就小而且是正的。当比值减小时, J 首先增加, 然后在达到一个极大值后减小并最终变成负值, 表明在小 r_{ab} 值情形出现反铁磁有序。所以交换相互作用的确切性质要取决于原子间距和电子间距。

后来, Slater^[16]、Wohlfarth 和 Stuart 以及 Marshall^[10] 在 J 的符号和量级出现困境后对贝蒂—斯莱特模型提出了质疑。最后, Herring^[17] 证明, 计算自旋耦合的海特勒—伦敦方法从根本上讲是不可靠的。

所以尽管 Heitler-London、Heisenberg 和 Bethe 的整个研究方法仍然对讨论电子的磁性相互作用提供了一个有用的初步框架, 但此方法看起来终究是不合适的, 我们期待着更好的描述, 它能根据第一原理给出更准确的 J 值。

11.1.9 赫斯勒合金

铁磁性合金能否由本身不是铁磁性的元素组成?

材料的磁性能取决于其电子结构而不是原子本身的特性, 关于这一点最令人吃惊的例子也许就是赫斯勒合金。这类合金由本身不是铁磁性的元素组成, 比如锰、铜和铝。然而当这些元素熔合在一起时, 由于导带的电子排布就可以形成铁磁性材料。

赫斯勒合金有个通用成分 A_2MnB ，其中 A 可以是铜或钯，而 B 可以是铝、镓、砷、铟、锡、锑或锡之中的任意一种元素。到目前为止生产了大量的这类合金，但研究得最广泛的是前两种合金， Cu_2MnAl 和 Cu_2MnSn 。这两种合金具有可与镓相比拟的饱和磁化强度。

人们认为赫斯勒合金具有磁性要归因于锰，它通常是反铁磁性的。然而，在赫斯勒合金中锰原子的间隔要比纯金属中大 60% 左右。在较大的原子间距下观察到铁磁性这一现象常常被引用来作为支持铁磁性的贝蒂—斯莱特判定法的证据。特别是此经验法则表明，当原子间距超过 3d 轨道直径的一倍半时，交换积分变成正值，导致了铁磁有序。

11.2 局域电子理论

能够用局域在原子位上的电子特性来描述固体的磁特性吗？

我们现在继续考察固体而不是孤立原子的磁特性。上述关于原子磁性讨论的最自然的延伸就是，认为固体中原子的磁矩是由局域在离子位上的电子产生的。这意味着我们可以把固体的磁特性仅仅当成对单个原子磁特性的微扰来处理。我们将会看到，在两类主要的磁性元素、即 3d 和 4f 族元素中这种观念在多大范围内是正确的。

11.2.1 局域电子产生的原子磁矩

原子磁矩如何取决于原子的角动量？

如果我们假设贡献磁矩的未满壳层中的电子都是局域在离子位上的，就可以用上述思想来计算一个原子的磁矩。在此基础上一个原子的磁矩取决于孤立原子的总角动量 $(h/2\pi)J$ ，它是来满壳层中电子的轨道角动量与自旋角动量的矢量和。

$$m = -g\mu_B J, \quad (11.18)$$

这里 μ_B 是玻尔磁子而 g 是朗德劈裂因子，它等于

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (11.19)$$

正如第三章中所讨论的，磁矩可以同样恰当地表示为

$$m = \gamma \left(\frac{h}{2\pi} \right) J \quad (11.20)$$

其中 γ 是旋磁比而 h 是普朗克常数。

然而，我们应该注意到，固体中总角动量 J 的值并不总是与前面讨论的自由原子的值一样。在 3d 族金属中即值容许存在轨这角动量的猝灭也有显著的差别，但是在 4f 成镧系元素中固体中的磁矩与孤立原子的磁矩吻合得很好。

11.2.2 顺磁铁的量子理论

怎样将这些思想结合起来解释顺磁性？这个理论与经典模型有多大区别？

单电子原子

我们提到单电子原子时是指只有一个对磁性有贡献的不成对电子的原子。镍是一个很好的例子。如果我们考虑在磁场 H 作用下单个磁矩 m 的能量的话, 这份能量就是

$$E = -\mu_0 m \cdot H \quad (11.21)$$

现在我们对孤立的、从而就是顺磁性的原子磁矩有一个表达式

$$m = g\mu_B J \quad (11.22)$$

$$E = -\mu_0 g\mu_B J \cdot H \quad (11.23)$$

如果我们只考虑电子自旋并忽略轨道的贡献, 那么对单电子自旋就有 $g = 2$ 和 $J = S = s = 1/2$ 。由于自旋只有两个值 $m_s = \pm 1/2$, 这就意味着在单电子情况下, 因为有量子化, 电子磁矩的取向只能与磁场方向平行 ($m_s = 1/2$) 或反平行 ($m_s = -1/2$)。

因此只有一个不成对电子的原子在磁场中有两个可能的能态。用玻耳兹曼统计估算磁化强度得到

$$\begin{aligned} M &= Nm \tanh(\mu_0 m H / k_B T) \\ &= NgJ\mu_B \tanh(\mu_0 gJ\mu_B H / k_B T), \end{aligned} \quad (11.24)$$

其中 M 是块体磁化强度或每单位体积的磁矩, N 是单位体积的原子数而 m 是每个原子的磁矩。此方程的解随 H/T 的变化关系作为布里渊函数在 $J = 1/2$ 时的一个特殊情况示于图 11.5 中。

在 $\mu_0 m H / k_B T \ll 1$ 的情况下得到如下近似

$$M = Nm^2 \mu_0 H / k_B T \quad (11.25)$$

$$\chi = \frac{Nm^2 \mu_0}{k_B T} \quad (11.26)$$

当然, 这就是居里定律。

多电子原子

我们所说的多电子原子只是具有不只一个对磁性有贡献的电子。按照这个定义, 镍是单电子原子, 而铁是多电子原子。

在这类更为复杂的情况下, 有 $2J+1$ 个能级, 因此磁化强度的表达式为

$$M = NgJ\mu_B B_J \left(\frac{gJ\mu_B \mu_0 H}{k_B T} \right), \quad (11.27)$$

其中 $B_J(x)$ 是布里渊函数^[18], 它定义为

$$B_J(x) = \left(\frac{2J+1}{2J} \right) \coth \left(\frac{(2J+1)x}{2J} \right) - \left(\frac{1}{2J} \right) \coth \left(\frac{x}{2J} \right). \quad (11.28)$$

于是我们就可以看到, 单电子的上述方程只是这种一般函数的特殊或限定的情形。

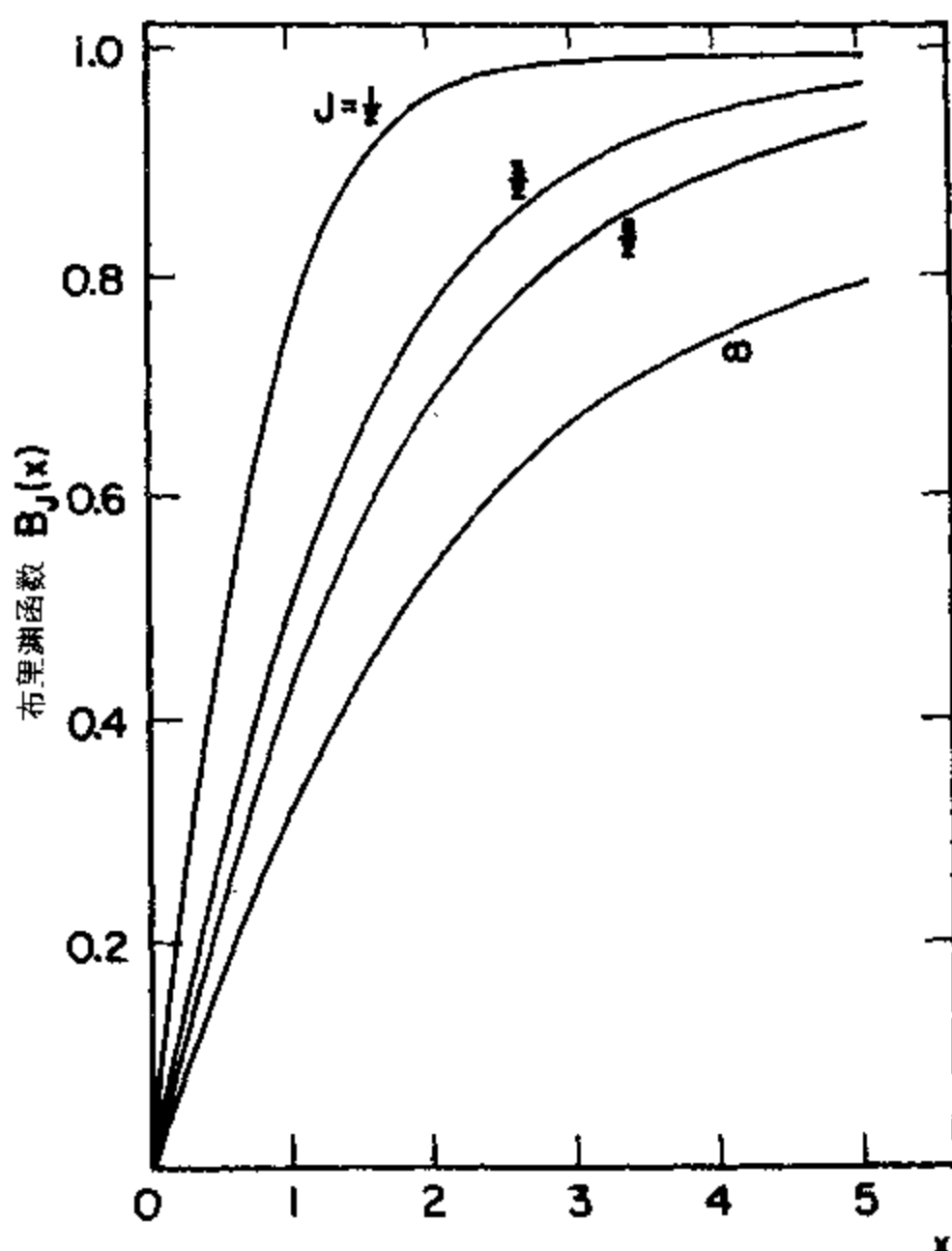


图 11.5 对于不同 J 值 ($1/2$, $3/2$, $5/2$ 和无穷大) 布里渊函数的取值及其随 x 的变化。

例如在顺磁性的量子理论中 $x = \mu_0 g J \mu_B H / k_B T$ [18]。

多电子原子的磁化强度方程是第九章中给出的郎之万函数 [19] 的量子对应。在 $J \rightarrow \infty$ 的极限情况下, 即对原子磁矩的容许方向和数值没有量子力学限制时, 我们就可得到磁化强度的经典郎之万表达式。

图 11.6 中给出了顺磁性磁化强度方程对不同的 S 值的解以及 Henry [20] 测定的三种顺磁盐的实验值。

居里定律

从顺磁性的量子理论可以推导出顺磁磁化率的居里定律。在 $\mu_0 m H / k_B T \ll 1$ 的情况下, 布里渊函数变成 $B_J(\mu_0 m H / k_B T) = \mu_0 m H / 3 k_B T$

$$M = \frac{N \mu_0 m^2 H}{3 k_B T} \quad (11.29)$$

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{M}{H} = \frac{N \mu_0 m^2}{3 k_B T} \\ &= \frac{N \mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3 k_B T} \end{aligned} \quad (11.30)$$

$$= \frac{C}{T}, \quad (11.31)$$

仍然得到了居里定律, 此时

$$C = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} \quad (11.32)$$

从上述讨论我们看到, 顺磁性的量子理论给出的结果在性质上与经典理论的结果相似, 但是经典的郎之万函数需要替换成其量子力学对应——布里渊函数, 于是产生了数值不同的结果。

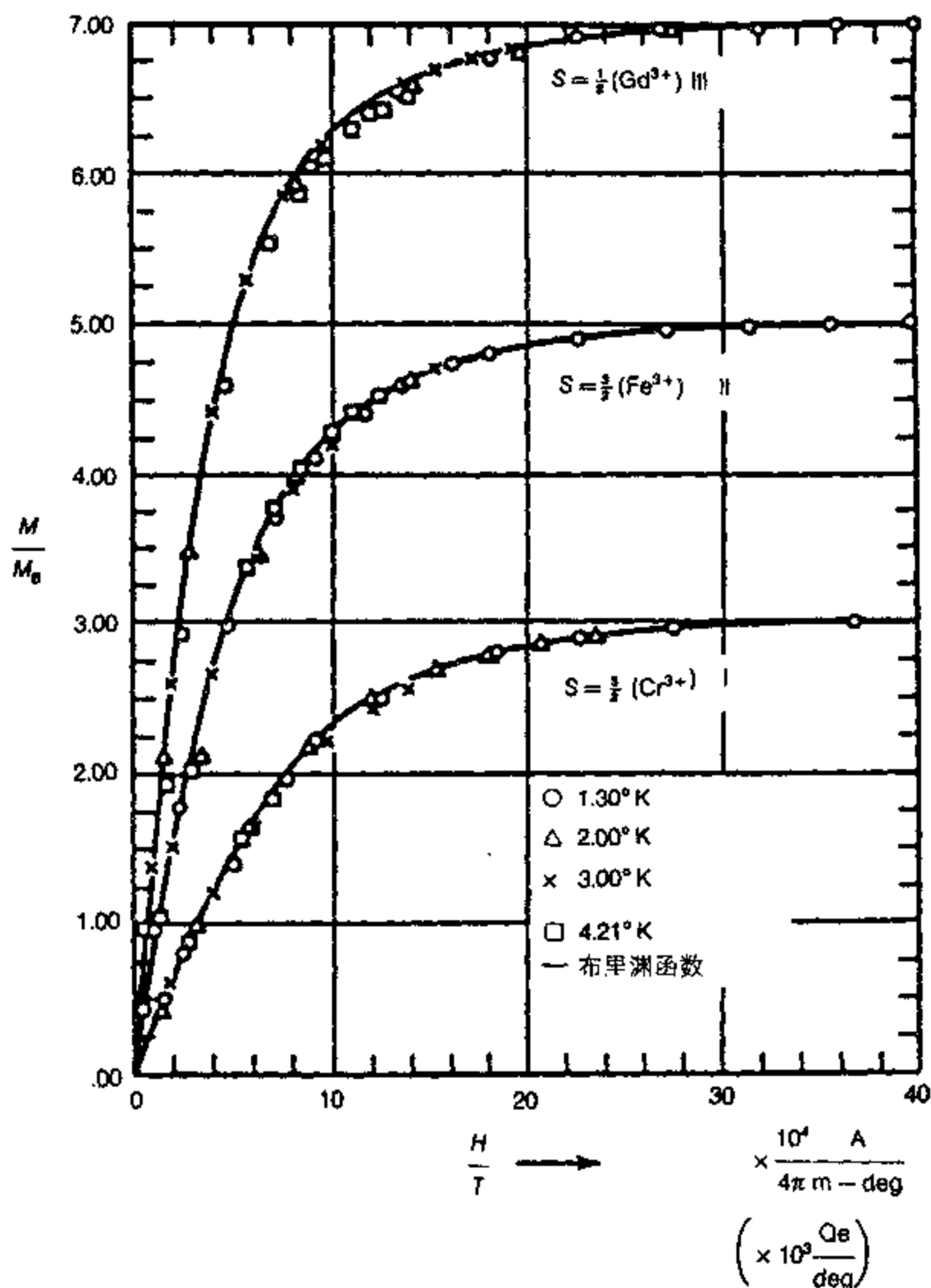


图 11.6 根据 Henry^[20] 的研究结果, 分别对含 Gd^{3+} 、 Fe^{3+} 和 Cr^{3+} 离子的三种顺磁盐的理论和实验磁化曲线进行的比较。这三种顺磁盐是钾铬矾、硫酸铁铵和八水合硫酸钆。

11.2.3 铁磁性的量子理论

我们怎样将上述理论拓展成铁磁性的量子理论？它与经典模型有什么不同？

铁磁性的量子理论是从顺磁性的量子理论推导而来的，其推导方法在很大程度上与从顺磁性的郎之万理论出发推导出铁磁性的经典外斯理论的方法相同。在顺磁性的量子理论中引入一项相互作用、或交换耦合形式的微扰，于是相邻原子的电子彼此之间就有相互作用。因此，象以前一样，电子在磁场中的能量就变成

$$E = -\mu_0 m \cdot (H + \alpha M), \quad (11.33)$$

其中 αM 表示电子磁矩与附近的其它电子磁矩的相互作用。

磁化强度

在一个原子只有一个电子的情况下，通过统计热力学得到

$$M = NgJ\mu_B \tanh \left[\frac{\mu_0 g J \mu_B (H + \alpha M)}{k_B T} \right] \quad (11.34)$$

而对于多电子原子，则是

$$M = NgJ\mu_B B_J \left[\frac{g J \mu_B \mu_0 (H + \alpha M)}{k_B T} \right] \quad (11.35)$$

其中 $B_J(x)$ 是布里渊函数。

居里—外斯定律

在较高温度下，系统将是顺磁性的，因此 M 在整个材料内都是均匀的，于是有

$$M = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)(H + \alpha M)}{3k_B T} \quad (11.36)$$

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)/3k_B T}{1 - \alpha N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)/3k_B T} \quad (11.37)$$

$$= \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B T - \alpha N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}, \quad (11.38)$$

这就是居里—外斯定律，其中

$$C = N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1) \quad (11.39)$$

$$T_c = \alpha N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)/3k_B T. \quad (11.40)$$

于是我们看到，铁磁性的量子理论也给出与经典理论性质类似的结果。

在铁磁状态下，整个固体内的磁化强度 M 将不是均匀的。既然任何一个磁矩都可能更容易受到近邻的其它磁矩而不是远处磁矩的影响，那么，当处于铁磁状态的时候，磁矩将与磁畴内的磁化强度 M_s ，而不是块体磁化强度 M 发生耦合。因此一个最近邻模型，并且还有

可能扩展到次近邻和更高阶近邻, 对铁磁体系更为合适。

11.2.4 磁畴内的自发磁化强度随温度的变化关系

按照铁磁性的量子理论, 一个磁畴内的磁化强度怎样随温度变化?

一个磁畴内的自发磁化强度 M_s 是通过求解没有磁场时的铁磁性布里渊函数来确定的

$$M_s = NgJ\mu_B B_J \left(\frac{\mu_0 g J \mu_B \alpha M_s}{k_B T} \right). \quad (11.41)$$

在镍的情形下我们可以用 $S = 1/2$ 的解, 于是

$$M_s = NgJ\mu_B \tanh \left(\frac{\mu_0 g J \mu_B \alpha M_s}{k_B T} \right). \quad (11.42)$$

上式的解如图 11.7 所示。由此看出, 自发磁化强度只是微弱地依赖于温度直至达到 $0.75T_c$ 。在该温度以上, 自发磁化强度迅速减小, 在居里温度处降低到零。

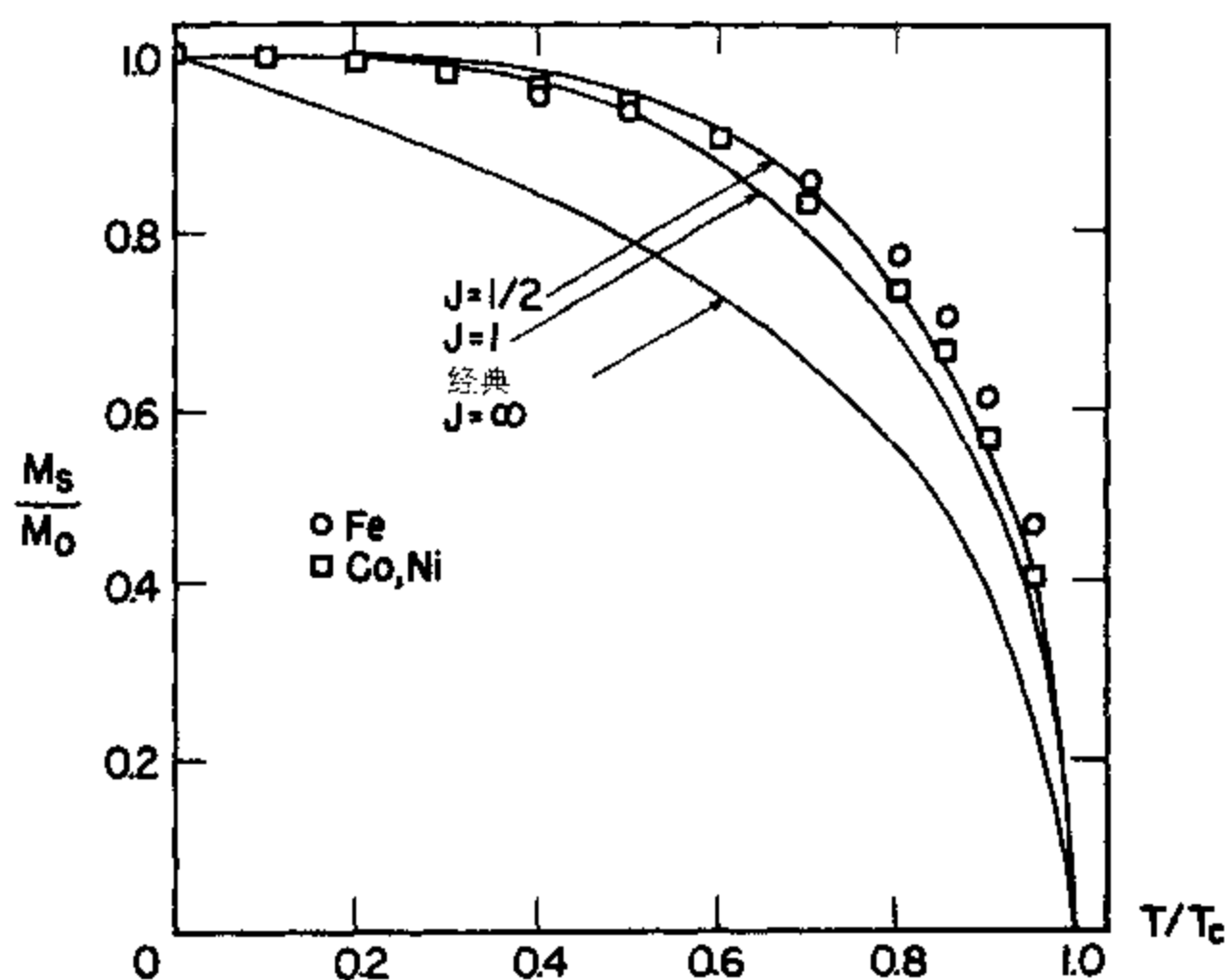


图 11.7 铁、钴以及镍的一个磁畴内自发磁化强度随温度的变化, 并与以铁磁性布里渊函数为基础的计算结果进行比较。

11.2.5 磁性绝缘体中的交换耦合

局域在金属原子位上的“磁性”电子的波函数不重叠的磁性绝缘体中, 磁矩怎样耦合?

当然并不是所有的磁性材料都是金属性的, 于是就会提出这样的问题: 当相关电子的波函数不重叠时如何维持交换机制。在这样的情况下, 上述的简单直接交换机制显然不是电子磁矩有序化的起因。当材料中的金属离子被非金属离子隔开的时候, 金属离子上的电子就有

可能通过它们与非金属离子上电子的相互作用而耦合起来。这种形式的交换耦合称为“超交换”。

11.2.6 局域磁矩模型的评论

此模型的应用效果怎样？是否切合实际？

局域磁矩模型给出了不错的结果，它确实对磁化强度随磁场和温度的变化关系提供了相当简单的数学函数形式。它对具有紧束缚 4f 电子的镧系元素来说非常切合实际，决定固体磁性能的正是这些 4f 电子。在其它的大多数情况下，顺磁体和另一类主要的铁磁体的磁性能都取决于 3d 电子，该“磁性”电子是外层电子，可以相当自由地在固体中移动。在这种情况下，决定材料磁特性的电子现在是巡游的，不满足局域磁矩理论的基本假设。此外，固体形式的铁、钴和镍中每个原子的磁矩不是电子自旋、即玻尔磁子的整数倍，就象海特勒—伦敦—海森伯局域磁矩理论所要求的那样。因此，尽管局域模型很成功，但它对上述这些情形并不是一个实用的模型。

11.3 巡游电子理论

如果“磁性”电子不局域在原子位上会发生什么情况？

如果磁性电子位于未满壳层中，那么在许多金属中这些磁性电子不大可能象上面描述的那样局域化。在大多数情况下，未满壳层距离原子核最远并且这些电子也最容易移动。这就意味着，对这些金属必须寻求另一种模型，以便给我们提供一种切合实际的理论。

11.3.1 能带电子的磁性

能带中的电子其磁特性是什么样的？

到目前为止，我们仅仅从局域磁矩出发考虑了固体的磁特性，而局域磁矩的行为特征就好象它们附着在材料的原子实上一样。因此我们讨论了原子磁矩。然而，我们最终认识到，这些磁矩其实是由未满壳层中不成对电子的角动量产生的。除了镧系元素之外，不成对的“磁性”电子通常都是外层电子，因此不大可能紧密地束缚在原子上。对 3d 元素铁、钴和镍来说这是实际情况。因此，我们需要为这些情况下巡游电子产生的磁性找到一种理论描述。

举例来说，金属比如碱金属镍、钴、钾、铷和铯都显示出与温度无关的顺磁性，这是局域磁矩模型所不能解释的。在这种情况下，顺磁性是由特性类似于自由电子气的外层电子产生的。

11.3.2 “自由”电子的泡利顺磁性

仅仅以能带中近自由电子的数目变化为基础就能描述顺磁性吗？

顺磁性的郎之万理论及其量子力学对应能适用于稀释顺磁体，比如过渡金属离子的水合盐。然而，众所周知，大多数金属的顺磁磁化率是与温度无关的，从而不遵循经典的郎之万理论。另外，大多数金属的顺磁性明显地弱于局域模型的预期值。

顺磁磁化率很低的原因是，一般说来电子不能象郎之万模型要求的那样自由地转向磁场方向。这是因为泡利不相容原理^[7]在起作用，重取向所需的电子状态已经被其它电子占据了。

只有在费密能级附近 $k_B T$ 能量范围的电子才能改变取向。因此我们需要考虑另一个由 Pauli^[21] 提出的能带电子产生顺磁性的模型。

于是, 我们考察如图 11.8 所示的近自由电子的抛物线分布。如果热力学温度为 T 并定义费密温度 T_f 使得 $E_f = k_B T_f$, 那么只有电子总数的 T/T_f 部分才能对磁化强度有贡献。因此

$$M = \left(\frac{N\mu_0 m^2 H}{3k_B T} \right) \left(\frac{T}{T_f} \right) = \frac{N\mu_0 m^2 H}{3k_B T_f} \quad (11.43)$$

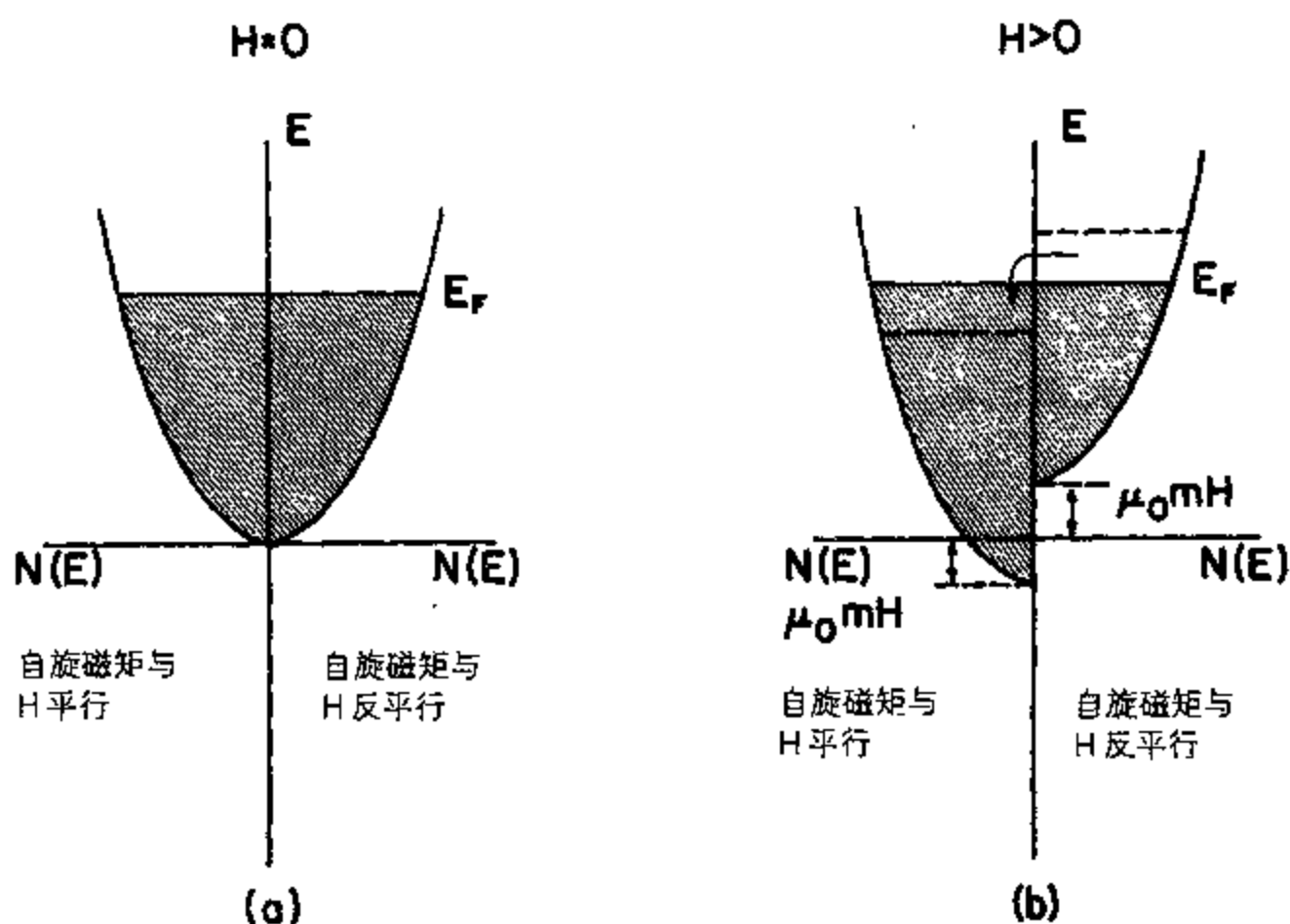


图 11.8 磁场 H 中近自由电子的泡利顺磁性。图(a)中磁场为零, 所以自旋向上和向下两个子能带有同样的能量。图(b)中磁场使自旋与磁场平行和反平行的两个子能带产生一个能量差。

与磁场平行的电子的数密度为

$$\begin{aligned} N_+ &= \frac{1}{2} \int f(\epsilon) D(\epsilon + \mu_0 H) d\epsilon \\ &\approx \frac{1}{2} \int f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon + \frac{1}{2} \mu_0 m H D(\epsilon_f) \end{aligned} \quad (11.44)$$

而与磁场反平行的电子的数密度为

$$N_- = \frac{1}{2} \int f(\epsilon) D(\epsilon - \mu_0 H) d\epsilon$$

$$\approx \frac{1}{2} \int f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon - \frac{1}{2} \mu_0 m H D(\epsilon_f) \quad (11.45)$$

那么磁化强度就是

$$\begin{aligned} M &= m(N_+ - N_-) \\ &= m^2 \mu_0 H D(\epsilon_f) \\ &= \frac{3Nm^2 \mu_0 H}{2k_B T_f} \end{aligned} \quad (11.46)$$

此方程给出了顺磁性导带电子的泡利自旋磁化强度。因此磁化率就是

$$\chi = \frac{3Nm^2 \mu_0}{2k_B T_f} \quad (11.47)$$

既然 T_f 是一个常数, 那么磁化率就与温度无关。

11.3.3 铁磁性的能带理论

当存在使自旋平行排列的交换相互作用时, 能带电子的特性如何?

在金属铁磁体比如铁、钴和镍中, 磁特性主要是由导带电子决定的, 此时可以提出一种赞同这些电子间存在“巡游交换”的论点。Herring^[22] 非常仔细地研究过的这种交换相互作用, 它在概念上不同于对局域磁矩发展起来的直接交换或超交换理论。

铁磁性的能带理论是顺磁性能带理论的一个简单延伸, 只是引入了一项电子间的交换耦合。最简单的情形是认为电子是完全自由的, 即有抛物线能量分布。这种简化假设不改变此理论的主要结论。铁磁性能带理论是 Stoner^[23] 首先提出的, 随后 Slater^[24] 也独立地提出了这一理论。

既然磁矩只能来自子不成对电子, 那么马上就可以清楚地看到, 完全填满的能带不能贡献磁矩, 因为在这样的能带里所有的电子自旋都是成对的, 这样就使得 $L=0$ 且 $S=0$ 。在一个部分填充的能带里有可能出现自旋不平衡, 导致每个原子有一个净余磁矩。之所以会这样是因为交换能解除了自旋向上和自旋向下两个子能带的简并, 如图 11.9 所示。交换能越大, 这两个子能带的能量差也越大。电子填充能带时首先占据能量最低的能级。如果子能带劈裂为如图 11.9(a) 的情形, 电子就可以在自旋向上子能带填满之前就开始填充自旋向下的子能带。这样通常就会导致每个原子的磁矩为非整致。一个很大的交换劈裂可以使两个子能带分离, 如图 11.9(b) 所示。在这种情况下, 电子进入自旋向下能带之前必须先填满自旋向上能带。这样就使每个原子的磁矩为整数。

例如, 考虑图 11.10 的情形, 此时在电子能带附近有 10 个电子态, 由 10 个原子提供, 每个原子贡献一个电子。将其中一个自旋翻转到相反方向可以产生 2 个自旋不平衡。那么这就导致每个原子有 $0.2 \mu_B$ 的磁矩。我们现在知道原子磁矩有可能是玻尔磁子的非整数倍。

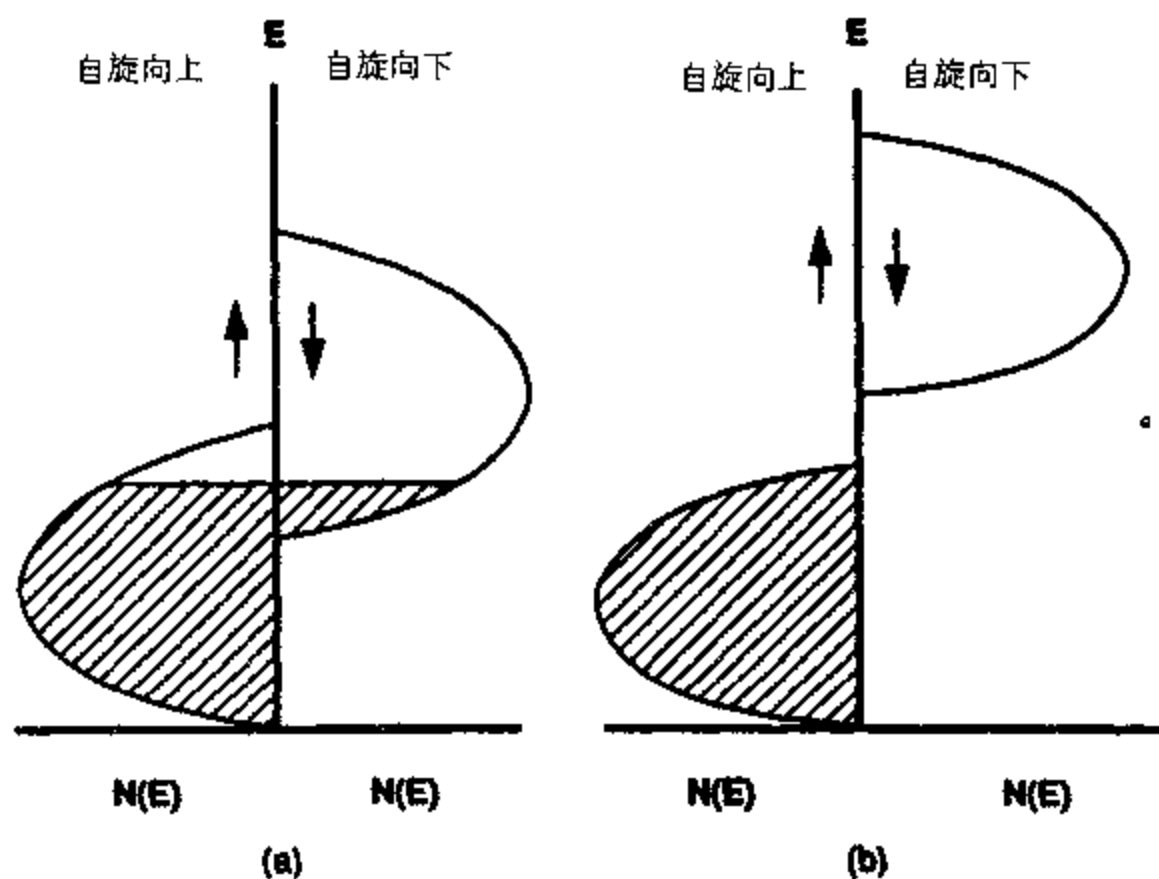


图 11.9 (a)能带结构态密度示意图,显示了自旋向上和自旋向下两个子能带的交换劈裂,两个子能带仍然保持交叠导致每个原子的磁矩是玻尔磁子的非整数倍;(b)态密度示意图,较大的交换劈裂使两个子能带完全分离,导致每个原子的磁矩是玻尔磁子的整数倍。

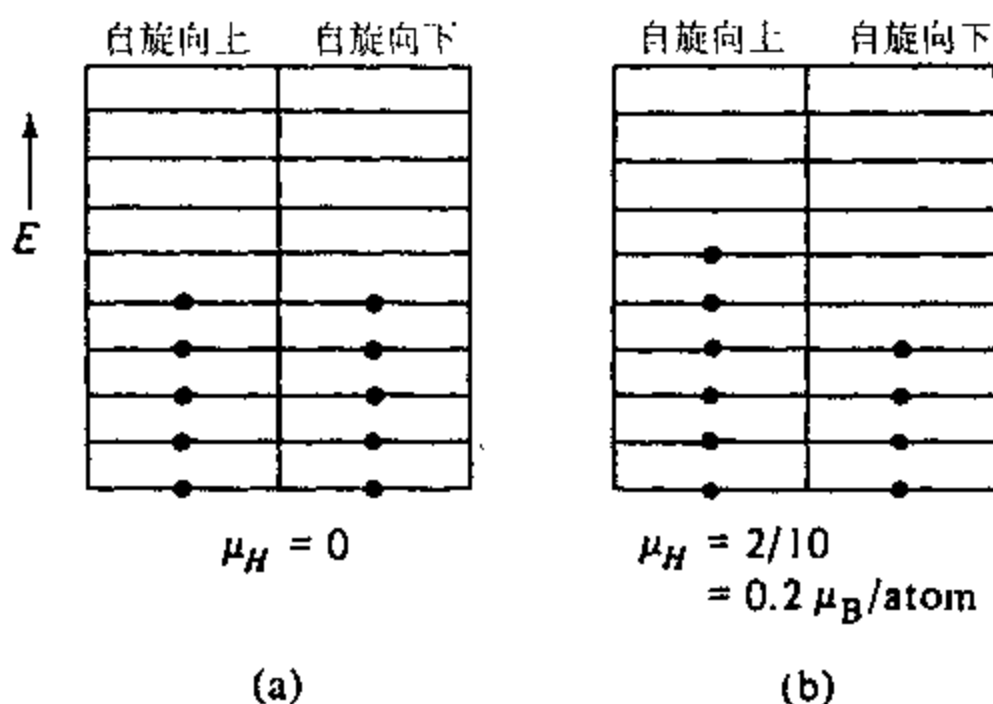


图 11.10 表示一个电子能带中容许电子态的占据情况图:(a)自旋向上和自旋向下电子的数目平衡;(b)由于交换相互作用使自旋向上和自旋向下电子的数目不平衡,导致每个原子有净余磁矩。

11.3.4 3d 能带电子的磁特性

能带理论能否对 3d 金属的磁特性提供一个令人满意的描述?

在过渡金属铁、钴和镍中(这是三种具有能带理论应该适用的电子结构的铁磁性元素),磁特性是由 3d 能带电子产生的。当然也有一个 4s 能带,但它含有两个成对电子,所以不影响磁特性。

3d 能带可以包含多达 10 个电子(5 个向上,5 个向下),在此我们必须集中注意力以解释所观察到的特性。交换相互作用引起了自旋向上和自旋向下状态的不平衡。在没有交换能

的情况下, 自旋不平衡会是一个激发态但在 3d 能带中由于态密度很高而并不需要很多能量, 所以一个正的交换相互作用就足以引起自旋不平衡的排列并且使每个原子产生净余磁矩。

如果我们假设, 在这些金属中交换相互作用使五个 3d 电子“向上”取向而且其余的“向下”取向, 我们就得到一个接近这些金属中观测的磁矩值的一个方程。设每个原子的 3d 和 4s 电子总数为 n , 每个原子的 4s 电子数为 x , 3d 电子数为 $n - x$

$$\begin{aligned} m &= [5 - (n - x - 5)]\mu_B \\ &= [10 - (n - x)]\mu_B \end{aligned} \quad (11.48)$$

我们可以假设 $x = 0.6$ 以接近观测到的磁特性。

$$m = (10.6 - n)\mu_B \quad (11.49)$$

上式对镍取 $n = 10$ 、钴取 $n = 9$ 且铁取 $n = 8$ 就得到下列结果:

$$\text{Ni: } m = 0.6\mu_B \quad (11.50)$$

$$\text{Co: } m = 1.6\mu_B \quad (11.51)$$

$$\text{Fe: } m = 2.6\mu_B \quad (11.52)$$

这些结果非常接近已知数值。

能带理论可以用这种方式说明这类金属中原子磁矩的非整数性, 这一结果在局域磁矩模型基础上更加难以证实。

11.3.5 斯莱特—泡令 (Slater-Pauling) 曲线

巡游电子模型对 3d 合金磁特性的描述有多好?

上述论点可用于解释几种 3d 过渡金属 (从镁到铜) 每个原子的磁矩。斯莱特—泡令曲线^[25, 26]在巡游电子理论的前提下给出了这些 3d 金属及其合金的磁矩。结果示于图 11.11 中。大多数合金都落到由两条直线组成的轨迹上, 它从零玻尔磁子的铬开始, 在铁和钴之间升高到 2.5 玻尔磁子, 然后在镍和铜之间再度下降到零玻尔磁子。在此范围内的金属, 铬、镁、铁、钴、镍和铜, 电子总数在 24 到 29 的范围, 而 3d 电子数的范围是从铬的 5 个到铜的 10 个。

对图 11.11 中结果的解释是根据严格的能带理论作出的。认为这些合金化的余属共享一个两种元素都对其贡献电子的公用 3d 能带。最大磁矩出现在铁和钴之间的一点上。由此模型看来, 就象预期的那样, 这些金属和合金的磁特性是来源于 3d 和 4s 电子的, 而且这些电子是相当自由的。因此有理由假设它们是在公用 3d 能带中的离子间共享的。

有人提出^[26], 3d 能带分裂为两部分: 上能带能包含 4.8 个电子 (2.4 个向上, 2.4 个向下) 而下能带能包含 5.2 个电子 (2.6 个向上, 2.6 个向下)。这意味着当从比如锌开始取掉电子时, 由于能带上半部分中自旋向下电子的减少而使磁矩增加, 直至铁和钴之间磁矩这到 2.4 玻尔磁子。然后, 因为继续取掉电子使 3d 能带上半部分中自旋向上电子减少, 磁矩在向钴变化时开始再度减小。

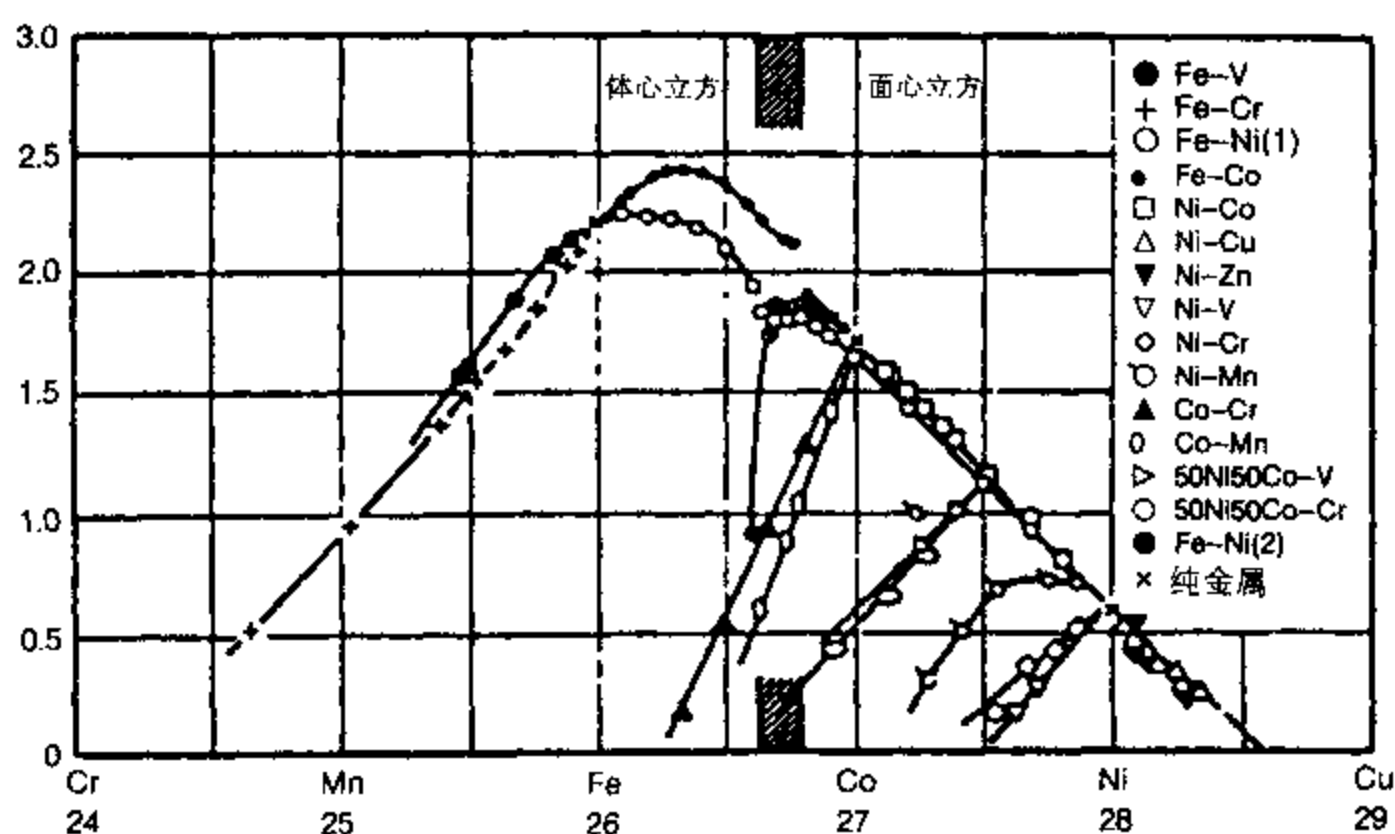


图 11.11 显示每个原子的净余磁矩随 3d 电子数变化的斯莱特—泡令曲线。各个 3d 元素示于 x 轴的相应点上，但曲线更为全面，主要是在解释各种 3d 元素间合金的磁矩方面引人注目。

11.3.6 巡游电子模型的评论

巡游电子模型的长处和缺陷是什么？

巡游电子模型已经获得了成功，包括能够解释原子磁矩的非整数值和预言了 3d 族金属和合金某些方面的磁特性。此外，另一个主要的理论模型——局域电子模型确实有这样的缺陷：只要大多数原子的磁性电子在外壳层相当自由，局域模型就不切合实际，例外的情况是镧系元素。

巡游电子模型的缺陷是很难以它为基础进行基本计算。不象局域磁矩理论本身就很容易演化为简单模型比如铁磁性的外斯模型^[27]和海森伯模型^[28]，巡游电子理论不能提供可以进行第一原理计算的任何简单模型。因此，虽然现行的观点是在大多数情况下巡游理论本质上更接近实际，但人们更常以局域磁矩模型为基础解释磁特性。

11.3.7 传导电子中的关联效应

3d 磁性金属似乎同时具有巡游和局域磁矩模型的特征，对此如何解释？

如上所述，局域磁矩模型和巡游电子模型无疑都有一定的局限性。然而，铁磁性金属、尤其是 3d 过渡金属具有两类模型的特征。我们已经知道这两种模型的假设似乎是互相排斥的，乍一看很难理解这些特征是如何协调的。例如，我们可以考虑这些材料中自旋波现象的存在以及磁化率对温度的强烈依赖关系。这些都是局域磁矩模型的标志或特征。但是，每个原子存在非整数倍玻尔磁子的磁矩却又是巡游电子模型的特点。

Hubbard 提出的模型^[29]解决了这些外在的矛盾。在此处理方法中，认为 3d 电子能带足够窄，使电子电荷密度集中在原子位附近，在描述一个局域在某个特定原子上或至少与某个原子相关联的电子时，这样处理就变得意味深长。那么，我们就可以理解电子自旋与原子位的关联，因为尽管与每个原子位相联系的实际的传导电子将是连续变化的，但是由于洪德定

则的作用, 原子将倾向于吸引有同样自旋的电子并排斥有相反自旋的电子。这意味着某个特定原子的磁矩将趋于恒定, 即使产生该磁矩的传导电子由于其巡游性或能带性的特性而始终处于变化之中。这样我们就明白了为什么这些金属中的磁矩似乎具有某些通常属于局域电子磁矩的特征。

真实材料中的情形本身常常有点介于局域模型和巡游模型之间。可以适当放松 Hubbard 模型的条件以在适当限制下表示局域性或能带性的特征。于是电子自旋在某个特定原子上的强关联(但与其它导带电子的关联很弱)倾向于产生局域磁矩模型的行为特征。电子自旋与一个特定原子的弱关联加上与其它传导电子的巡游交换耦合就倾向于产生铁磁性旋带模型的行为特征。

总之, 此模型本身有点过于简化, 但它至少包含了能够处理从巡游行为到局域磁矩行为的电子特性所需的最少的特征。然而, 即使有这些简化, 此模型仍然难以提供严格的一般解, 尽管在特殊情况下得到的解给出了对这些机制的某种有趣的理解。不过, 我们仍然应用 Hubbard 模型是因为它给出了在铁磁性的巡游电子理论中处理电子关联的一个简单方法, 请参见 Edwards 和 von der Linden^[30] 以及 Samson^[31] 近几年的工作。

11.3.8 间接交换

如果波函数不重叠, 局域原子位上电子自旋如何耦合?

在镧系金属中, 4f “磁性”电子是高度局域的, 所以一开始很难理解交换相互作用是如何传递的。局域在相邻原子上的不成对电子之间通过传导电子进行间接交换的思想是 Vonsovski^[32] 和 Zener^[33] 首先对 3d 元素引入的。在这种形式的交换作用下, 由于传导电子与不成对束缚电子的交换造成的传导电子自旋极化可以容许相邻原子位上的自旋有序化, 也可以说明已知的出现在这类材料中的原子磁矩是玻尔磁子的非整数倍(即每个原子的净余电子自旋的非整数性)。

后来, Ruderman 和 Kittel^[34]、Kasuya^[35]、以及 Yosida^[36] 仔细研究了这一间接交换的概念, 用来作为解释稀土金属中交换耦合的一种方法, 在这类稀土金属中不成对的、高度局域的 4f 电子是有序的, 可是它们如此紧密地束缚在原子位上以致于它们的波函数没有重叠。后来提出的这种间接交换理论被称为“RKKY”理论, 它也要靠极化的传导电子来传递交换耦合, 可以在不同条件下导出局域磁矩的铁磁性、反铁磁性、正弦型及螺旋型排列。因此, 这个模型在对这类材料中的磁有序提出解释的时候考虑到了传导和局域电子磁矩的同时存在。

11.3.9 多层膜中的巨磁电阻

如何解释磁性多层膜的阻抗随外加磁场的大幅度变化?

在 5.4 节里我们讲述了磁致电阻, 包括多层膜中的巨磁电阻这一特殊情况。当磁矩的相对取向如图 11.12 那样变化时, 在某些多层膜中就出现这种巨磁电阻。如果相邻层中的磁矩是平行的, 材料就会有很高的电导率, 但磁矩反平行时材料的电阻率就相当高。

正如 Fert 等人^[37]所描述的那样, 铁磁性的上述旋带理论对此现象提供了一种解释。随着相邻磁性层中磁化强度方向的相对取向变化而产生的电阻变化, 可以归因于这类巡游电子铁磁体中电子的自旋关联传导。多数电子(例如自旋向上的电子)和少数电子(例如自旋向

下)在任意一个由能带的交换劈裂而引起的能量状态下具有不同的态密度和迁移率。从而这两类电子的电导率可以差别很大。因此,当具有特定的能量和自旋取向的电子经过多数电子指向右方(如图 11.12 所示)的一层磁性层,到达多数电子指向左方的磁性层,则电子将经历一个剧烈的电导率变化。

在电子的平均自由程大于层厚时,越过层边界的电子在图 11.12(a)所示的反平行排列的每两层膜中都会受到强烈的散射,但是在图 11.12(b)所示的平行排列中,一类电子只在两种磁性层上受到弱散射,而另一类电子将在两种磁性层上都受到强散射。这样就产生了所谓的“自旋阀”,因为在平行排列情况下各处都是受到弱散射的那一类电子, Fert 将这种现象称为“短路效应”,于是平行排列的电阻率要远远低于反平行排列的电阻率。White^[38]所著关于多层膜中巨磁电阻的主要思想的一篇述评对这个课题提供了很好的介绍。

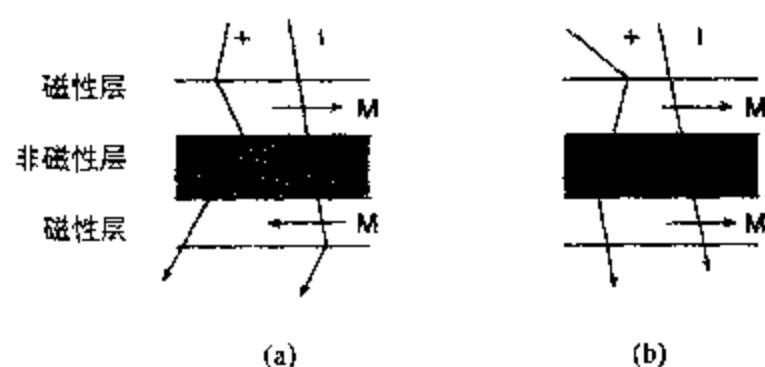


图 11.12 巨磁电阻机理示意图: (a)反平行排列; (b)平行排列。两次散射之间的电子轨迹用直线来表示,散射用突然的方向变化来表示(为简单起见图中只画出了界面散射)。符号 + 和 - 分别表示电子自旋 $s_z = +1/2$ 和 $-1/2$ 。箭头表示磁性层中多数电子自旋的方向。在右边的铁磁性(F)排列中,自旋+电子不散射,它产生短路效应并导致低电阻率。在左边的反铁磁性排列中,每个自旋方向都会在每两层膜中受到散射,没有短路效应,电阻率较高。示意图是针对平均自由程远大于层厚的情形,(引自 Fert 等人^[37])。

参考文献:

1. Martin, D. H. (1967) *Magnetism in Solids*, Illife, London, Ch.5.
2. Heitler, W. and London, F. (1927) *Z. Phys.*, **44**, 455.
3. Heisenberg, W. (1928) *Z. Phys.*, **49**, 619.
4. Dirac, P. A. M. (1929) *Proc. Roy. Soc.*, **A123**, 714.
5. Myers, H. P. (1990) *Introductory Solid States Physics*, Taylor and Francis, London.
6. Weiss, P. (1907) *J. de Phys.*, **6**, 661.
7. Pauli, W. (1925) *Z. Phys.*, **31**, 765.
8. Hoffmann, J., Paskin, A., Tauer, K. J. and Weiss, R. J. (1956) *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 45.
9. Wohlfarth, E. P. (1949) *Nature*, **163**, 57.
10. Stuart, R. and Marshall, W. (1960) *Phys. Rev.*, **120**, 353.
11. Watson, R. E. and Freeman, A. J. (1961) *Phys. Rev.*, **123**, 2027.
12. Watson, R. E. and Freeman, A. J. (1962) *J. Phys. Soc. Jap.*, **17**, B-1, 40.
13. Slater, J. C. (1930) *Phys. Rev.*, **35**, 509.
14. Slater, J. C. (1930) *Phys. Rev.*, **36**, 57.

15. Bethe, H. (1933) *Handb. d. Phys.*, **24**, 595.
16. Slater, J. C. (1936) *Phys. Rev.*, **49**, 537; **49**, 931.
17. Herring, C. (1962) *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 631.
18. Brillouin, L. (1927) *J. de Phys. Radium*, **8**, 74.
19. Langevin, P. (1905) *Ann. de Chem. et Phys.*, **5**, 70.
20. Henry, W. E. (1952) *Phys. Rev.*, **88**, 559.
21. Pauli, W. (1926) *Z. Phys.*, **41**, 81.
22. Herring, C. (1966) *Magnetism*, Vol.2B (G. T. Rado 和 H. Suhl 主编), Academic Press, New York.
23. Stoner, E. C. (1933) *Phil. Mag.*, **15**, 1080.
24. Slater, J. C. (1936) *Phys. Rev.*, **49**, 537.
25. Slater, J. C. (1937) *J. Appl. Phys.*, **8**, 385.
26. Pauling, L. (1938) *Phys. Rev.*, **54**, 899.
27. Weiss, P. (1907) *J. de Phys.*, **6**, 661.
28. Heisenberg, W. (1928) *Z. Phys.*, **49**, 619.
29. Hubbard, J. (1963) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A276**, 238.
30. Edwards, D. M. and von der Linden, W. (1992) *JMMM*, **104**, 739.
31. Samson, J. H. (1995) *JMMM*, **140**, 205.
32. Vonsovskii, S. V. (1953) *JETP*, **24**, 419.
33. Zener, C. (1951) *Phys. Rev.*, **81**, 440.
34. Ruderman, M. A. and Kittel, C. (1954) *Phys. Rev.*, **96**, 99.
35. Kasuya, T. (1956) *Prog. Theor. Phys.*, **16**, 45.
36. Yosids, K. (1957) *Phys. Rev.*, **106**, 893.
37. Fert, A., Grunberg, P., Barthelmy, A. *et al* (1995) *J. MMM*, **140**, 1.
38. White, R. L. (1992) *IEEE Trans. Mag.*, **28**, 2842.

进一步阅读:

- Chikazumi, S. (1964) *Physics of Magnetism*, Ch.3, Wiley, New York.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Ch.3, Addison-Wesley, Reading, Mass.
- Herring, C. (1966) *Magnetism*, Vol.2B (G. T. Rado 和 H. Suhl 主编), Academic Press, New York.
- Morrish, A. H. (1965) *The Physical Principles of Magnetism*, Wiley, New York.

练习:

练习 II.1 交换相互作用。解释交换相互作用 J 的起源。它有经典对应吗? 既然交换相互作用的产生只是为了阻止有同一套量子数的电子占据同样的能级, 那么看起来交换相互作用应该只产生反铁磁性, 以便确保“交换”的电子有反平行的自旋。解释为什么交换相互作用产生的不仅仅是反铁磁性。

练习 11.2 镝离子的磁矩。Dy³⁺ 在其 4f 壳层上有九个电子。L, S 和 J 值是多少? 计算含 1 g mol Dy³⁺ 的一种盐在 4 K 时的磁化率。

练习 11.3 S = 1 体系的顺磁性。求出 S = 1、磁矩为 m 且浓度为每单位体积 N 个原子的体系其磁化强度随磁场和温度的变化关系。证明在 $\mu_0 m H \gg k_B T$ 的极限情况下 $M \approx (2\mu_0 N m^2 H) / 3 k_B T$ 。

练习 11.4 各种离子的磁矩。利用电子组态计算下列离子的磁矩: Nb⁴⁺, Gd³⁺, Pt²⁺, Fe²⁺, Fe³⁺。

练习 11.5 铁氧体的饱和磁化强度。铁氧体 Fe₃O₄ 的化学式可以表示为 [Fe²⁺·O]·[Fe³⁺₂·O₃]，于是有两倍于 Fe²⁺ 离子的 Fe³⁺ 离子。计算 Fe₃O₄ 的饱和磁化强度，已知密度为 $5.18 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ 。

要求你重新设计一个电感磁芯，在铁氧体中用 Mn²⁺ 替换 Fe²⁺，[MnO][Fe₂O₃]。如果单位晶胞的尺寸相同，计算新的电感磁芯材料的饱和磁化强度。

练习 11.6 从晶体数据求原子磁矩。利用下列信息，以 A m² 和玻尔磁子为单位计算铁、钴和镍中每个原子的磁矩。

元素	晶体类型	点阵参数 (nm)	饱和磁化强度 (A m ⁻¹)	最近邻数 (z)
铁	体心立方	0.29	1.7×10^6	6
钴	六角密堆积	$a = 0.26$ $c = 0.41$	1.4×10^6	12
镍	面心立方	0.35	0.5×10^6	12

这些金属的居里温度分别为 1040、1400 和 630 K。对每种金属计算平均场常数并由此求出内部平均（或交换）磁场的强度。根据上述计算对每种金属求出以焦耳每立方米为单位的交换能 $E_{\text{ex, vol}}$ 、以焦耳为单位的每个原子的交换能 E_{ex} 以及两个最近邻原子间的交换能 $E_{\text{ex, nn}}$ 。

第三篇 磁学——技术应用

第十二章 软磁材料

软磁材料的应用几乎都与电路有关,在这些电路中用磁性材料来放大电流所产生的磁通量。在这一章里我们要研究软磁材料的交流应用和直流应用。尽管通常在所有情况下都需要高磁导率和低矫顽力,但各种应用所要求的磁特性多少仍有些不同。

12.1 特性及应用

软磁性材料由于能增强电流产生的通量而得到广泛的应用。因此软磁材料的用途与电的应用密切相关,比如发电和输电、无线电信号的接收、微波、电感器、继电器和电磁铁。材料磁特性的有效范围是不断扩大的,这里我们将给出目前情况下的指标。

12.1.1 磁导率

磁导率是软磁材料最重要的参量,因为它表明了在一个给定的磁场中该材料能产生多大的磁感应。一般说来磁导率越高,材料就越好。起始磁导率的范围可以从坡莫合金这些材料中的 $\mu_r = 100000$ ^[1],一直降低到某些钴铂永磁合金中的 $\mu_r = 1.1$ 。众所周知,起始磁导率和矫顽力广义上讲有一个倒数关系,因此具有高矫顽力的材料必然有一个低起始磁导率,反之亦然。

12.1.2 矫顽力

矫顽力是用于区分硬磁性材料和软磁性材料的参量。传统上认为矫顽力小于 1000 A m^{-1} 的材料其磁性是“软”的。矫顽力大于 10000 A m^{-1} 的材料磁性是“硬”的。在镍合金比如坡莫合金中得到的低矫顽力可以小到 0.4 A m^{-1} ^[2]。在某些新近的永磁体材料中所观察到的内禀矫顽力通常在 $1.2 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 左右。

12.1.3 饱和磁化强度

在块体磁性材料中可以达到的最高饱和磁化强度为 2.43 T ,这是在含钴 35% 的铁钴合金中实现的。然而饱和磁化强度的可能值可以连续地降低到零。

12.1.4 磁滞损耗

正如 5.1 节中讨论过的那样,磁滞损耗是直流磁滞回线所包围的面积。它表示在磁滞回线的一个循环内所消耗的能量。循环中达到的最大磁场增加时磁滞损耗也增加。对交流应用而言能量耗散应该最小,显然磁滞损耗应该尽可能低。这种损耗与矫顽力密切相关,因此对材料进行处理以降低矫顽力也能减小磁滞损耗。然而在交流应用中,磁滞损耗不是唯一的耗

散或损耗机制。

12.1.5 电导率和交流电损耗

对一种用于交流场合的磁性材料来说,最重要的参量之一就是其电损耗。表 12.1 给出了各种材料在 50 Hz 和 1 T 的励磁场下的电损耗^[3]。

表 12.1 各种软磁材料的总电损耗, 板材厚度 t 在 0.2 和 0.5mm 之间,
频率为 50Hz 且磁感应大小为 1T^[3, p.46]

材料	总损耗 W_{tot} (W kg ⁻¹)
工业用铁	5~10
Si-Fe 热轧	1~3
Si-Fe 冷轧, 晶粒取向	0.3~0.6
50%Ni-Fe	0.2
65%Ni-Fe	0.06

电损耗取决于励磁场的频率 ν 、磁感应 B_{max} 的大小、磁滞损耗 W_H 、板材厚度 t (由于交流磁场的穿透深度) 以及涡流损耗 W_{ec} 。另外,在实测的损耗与根据磁滞损耗与涡流损耗的和而推测的损耗之间有点差异,此差异一般归结为反常损耗 W_a 。总的电力损耗可以表示成这些分量的和

$$W_{\text{tot}} = W_H + W_{\text{ec}} + W_a, \quad (12.1)$$

其中磁滞损耗和涡流损耗是与频率有关的。磁滞损耗随频率线性增加,而涡流损耗随频率以平方律增加。

正如 2.3.1 节中讨论过的那样,以瓦特每立方米为单位的经典涡流损耗依赖于 $(dB/dt)^2$ 和截面积 d^2 。在磁感应变化 dB/dt 为正弦型的特殊情况下,经典涡流损耗取一种特别简单的形式,而且由于正弦型电磁感应在输变电中的广泛运用,这种形式的损耗在实际应用中也是经常遇到的。根据 2.5.1 节

$$W_{\text{ec}} = \frac{d^2}{2\rho\beta} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (12.2)$$

其中 β 是形状因子,而且

$$B = B_{\text{max}} e^{j\omega t} \quad (12.3)$$

$$\frac{dB}{dt} = j\omega B_{\text{max}} e^{j\omega t} = j\omega B \quad (12.4)$$

其平均值为 $\omega B_{\text{max}} / \sqrt{2}$, 所以

$$W_{\text{ec}} = \frac{B_{\text{max}}^2 d^2 \omega^2}{4\rho\beta} \quad (12.5)$$

或

$$W_{ec} = \frac{\pi^2 B_{\max}^2 d^2 v^2}{\rho \beta} \quad (12.6)$$

其中 d 是截面尺寸, ρ 是以 $\Omega \cdot m$ 为单位的块体电阻率而 β 是一个对不同几何形状有不同数值的系数。例如对薄片而言 $\beta = 6$, 此时 d 表示厚度 t 。而圆柱体 $\beta = 16$, d 表示直径。球体 $\beta = 20$ 而 d 表示直径。Stephenson^[4] 证明, 对低合金、无取向电工硅钢片而言, 上式简化为

$$W_{ec} = \frac{1.644 B_{\max}^2 t^2 v^2}{\rho D} \quad (12.7)$$

其中 D 是以千克每立方米为单位的密度, 此式给出了以瓦特每千克为单位的涡流损耗。人们发现在 60 Hz 和磁感应大小为 1.5~1.7 T 时反常损耗依赖于 t^2/ρ , 所以

$$W_a = W_{a0} + \frac{kt^2}{\rho}, \quad (12.8)$$

其中 W_{a0} 和 k 是经验常数。在外场作用下畴结构发生变化时反常损耗主要来自于畴壁运动。Bertotti 已经对此进行了详细的研究^[5], 他给这些磁化过程提供了一种数学理论。由此我们可以推断出, 反常损耗依赖于磁感应的变化率, 关系为

$$W_a = \left(\frac{G w d H_0}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^{3/2} \quad (12.9)$$

其中 G 是一个无量纲常数, 它取决于我们对单位制的选择 (对 SI 单位制 $G = 0.1356$), w 是薄片宽度而 d 是厚度, H_0 是一个“磁场”, 它表示畴壁在材料中运动时所受到的内部势场的强度和分布。如果材料是完全均匀的, 那么内部势场就没有起伏, 而且 $H_0 = 0$, 导致 $W_a = 0$, 于是电损耗就只是磁滞损耗与经典涡流损耗的和。所有这些电损耗机制最近被合并到一个频率相关磁滞的综合理论之中^[6]。

根据斯坦麦兹经验定律^[7], 我们知道直流磁滞损耗依赖于磁感应幅度 B_{\max} 和频率 ν , 其关系为

$$W_H = \eta B_{\max}^n \nu \quad (12.10)$$

其中 η 是一个材料常数而 n 是在 1.6~2.0 范围内的一个指数。

如果材料的电导率减小, 则总损耗可以降低。在变压器材料比如硅铁中就利用了这一点, 此时添加硅主要就是为了减小电导率, 虽然它对磁导率有不利影响, 但确能降低矫顽力。Ni-Fe 合金中的损耗低于硅铁, 这种合金也用于交流场合、比如电感线圈和变压器, 但硅铁有较高的饱和磁化强度。

12.1.6 电磁铁和继电器

软磁材料最重要的直流用途就是电磁铁和继电器。电磁铁是这样一种装置: 磁场 H 是由一个电流产生的, 采用高磁导率磁芯可以增加所产生磁通量密度 B 。最简单的例子是绕

在铁磁磁芯上通有直流电流的螺线管。在电磁铁中，软铁仍然是用得最广泛的材料，因为它相当便宜而且能产生高磁通密度。它常常与少量碳 ($< 0.2 \text{ wt}\%$) 形成合金而不会明显地损害这种用途所需的磁性能。在电磁铁极尖中也采用 Fe-35%Co 合金以增加饱和磁化强度。

继电器是一种特殊形式的直流电磁铁，它有一个控制开关的活动衔铁。这样就能用于比如开、关电路，因此是一种重要的控制器件。

12.1.7 变压器、电动机和发电机

变压器是一种可以将电能从一个电路传递到另一个电路的装置，尽管这两个电路并没有相联。这是由磁通量来实现的，该磁通量借助每个电路中的一个电感线圈使这两个电路连接起来的。这两个线圈是用一个高磁导率磁芯连接起来的。本章中要考虑的主要事项就是给变压器的磁芯选择适当的材料。在 4.3.3 节中已经介绍过变压器。虽然有些小磁芯仍然采用无取向硅钢，但用于变压器磁芯的材料几乎都是晶粒取向的硅钢。高频变压器则采用钴铁合金，尽管这只占整个变压器市场的很小份额。

发电机是将机械能转变成电能的装置。电动机是把电能转变为机械能的装置。它们都是由高磁感应强度、高磁导率的磁性材料构造而成的。这类应用中最普通的材料是无取向硅钢，但许多较小的电动机采用无硅的低碳钢。

12.2 交流应用的材料

我们首先考察软磁材料在发电和输电中的用途，因为这显然是使用软磁材料的最重要的领域。就象大多数软磁材料的应用那样，这里所需要的特性是：高磁导率、高饱和磁化强度、低矫顽力和低损耗。另外，适当的机械性能也是一个要考虑的因素，因为硅钢在硅含量很高时变得非常脆。一般说来，一种材料不可能同时具有上述所有的性能，所以有必要确定在某个特定的情况下最关键的特性是什么。在高功率应用场合，硅钢得到广泛运用。无取向硅钢是电动机和发电机可以选用的材料，而晶粒取向硅钢则用于变压器。

12.2.1 铁硅合金

在电力的产生和输运过程中，最大的需求是变压器磁芯。在这个领域里通常只用硅铁合金。它也称为“电工钢”或硅钢。

在电力工业中，电压几乎都是 50 或 60 Hz 的低频交流电压。这样就在电磁器件的磁芯中产生一个交变磁通量，如果材料是导电体的话就会产生“涡流”。涡流会降低变压器的效率，因为一部分能量通过涡流耗散而损失掉了。

有几种方法可以改进纯铁的性能，使其更适合用作低频变压器磁芯，Littman^[8] 在一篇综述文章中对此进行过讨论。首先可以提高电阻率，从而涡流损耗会减小。这一点可以通过使硅与铁形成合金来实现。硅铁合金的电阻率随硅含量的变化如图 12.1 所示。含硅 3% 的铁其电阻率是纯铁的四倍^[9]。多年来在硅铁合金的磁芯损耗方面已经有了很大的改善。厚度 0.35mm 硅钢片的改进情况如图 12.2 所示。

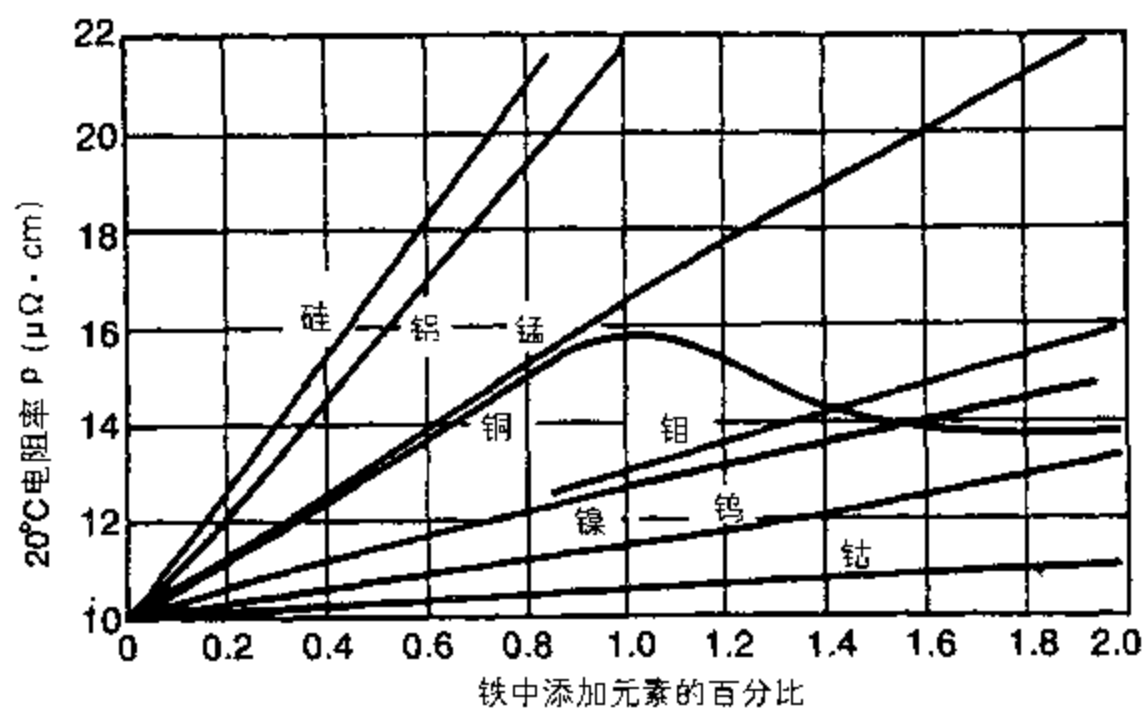


图 12.1 添加不同合金元素时，铁的电阻率变化。

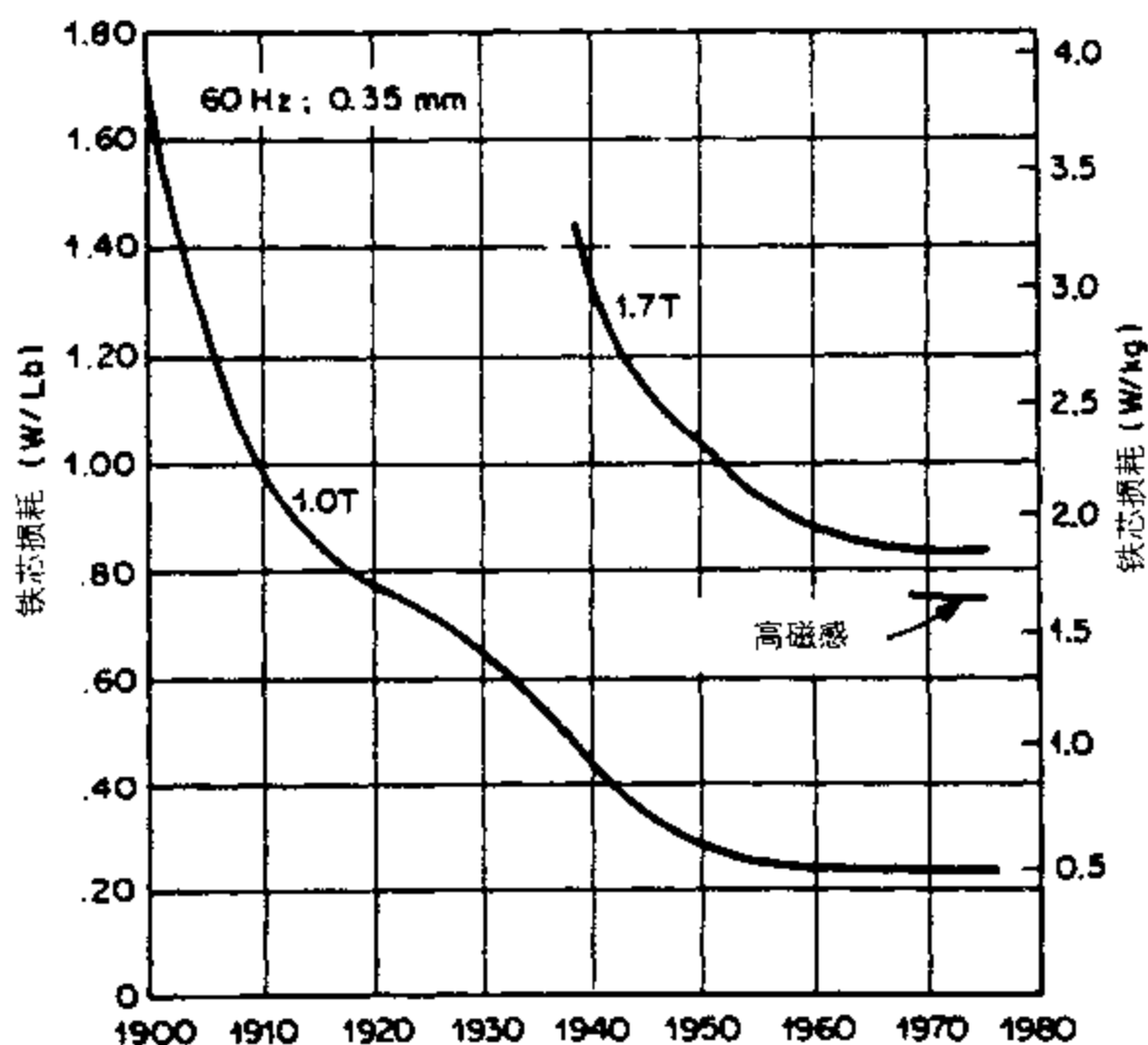


图 12.2 从 1900 年到 1975 年，0.35 mm 厚的硅钢在 60Hz 下的铁芯损耗的减小。

当然，硅是一种非常便宜的材料，在我们对变压器铁芯的需求是如此之大的时候考虑到这一点是很重要的。它对合金的特性主要有两个有益的影响。硅加入时电导率下降且磁致伸缩减小，如图 12.3 所示。对交流应用而言，磁致伸缩的这一减小是一个额外的优点，因为在 50 或 60 Hz 下，磁致伸缩应变产生的周期性应力会产生声噪声。因此磁致伸缩无论减小多少都是有益的，尤其是如果为了适应其它不相干的需求而调整材料导致磁致伸缩增加的时候。添加硅的第三个好处是它会减小合金的各向异性(图 12.4)，从而使无取向硅钢的磁导率增大。

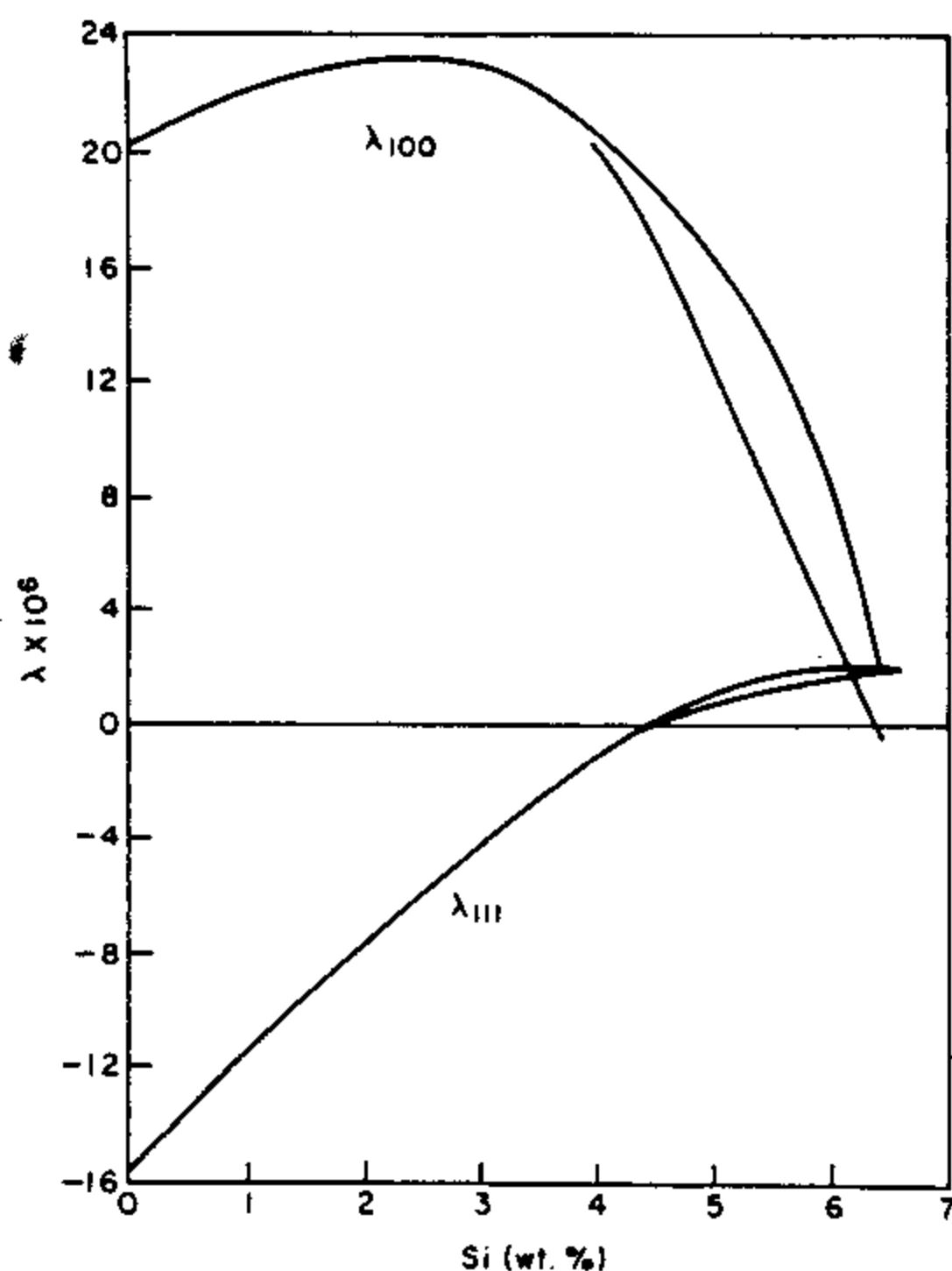


图 12.3 硅钢的磁致伸缩系数 λ_{100} 和 λ_{111} 随硅含量的变化。

在 4~7%Si 范围内较低的曲线来自于缓慢冷却的样品。

将铁芯分成薄层使迭片与磁场方向平行也是很有助益的。这样不会干扰磁通量的通道但确实可以降低涡流损耗，它只允许涡流存在于材料的某个薄层之中。60 Hz 下铁芯损耗随迭片厚度的变化示于图 12.5 中。除此之外，在迭片上涂敷一层绝缘材料可以阻止电流从一层流到另一层，也能减小涡流损耗。要获得最佳性能则迭片厚度要与 50 或 60 Hz 时的趋肤深度相当，通常为 0.3 ~ 0.7 mm^[10]。既然在这种应用场合中磁通仅仅沿着与迭片平行的方向通过，那么确保磁导率沿该方向最高就是很有利的。因此人们发明了一系列技术来制作晶粒取向硅钢，通过热轧、冷轧和退火使 [001] 方向位于迭片的长度方向。〈001〉方向是易磁化轴。在铁中添加硅会增加晶粒尺寸，于是 3% 硅铁合金的晶粒直径可以达到 10 mm。3.15% 硅铁合金的铁芯损耗随晶粒尺寸的变化如图 12.6 所示，此时铁芯损耗的最小值出现在 0.5 到之间的某个晶粒直径处。

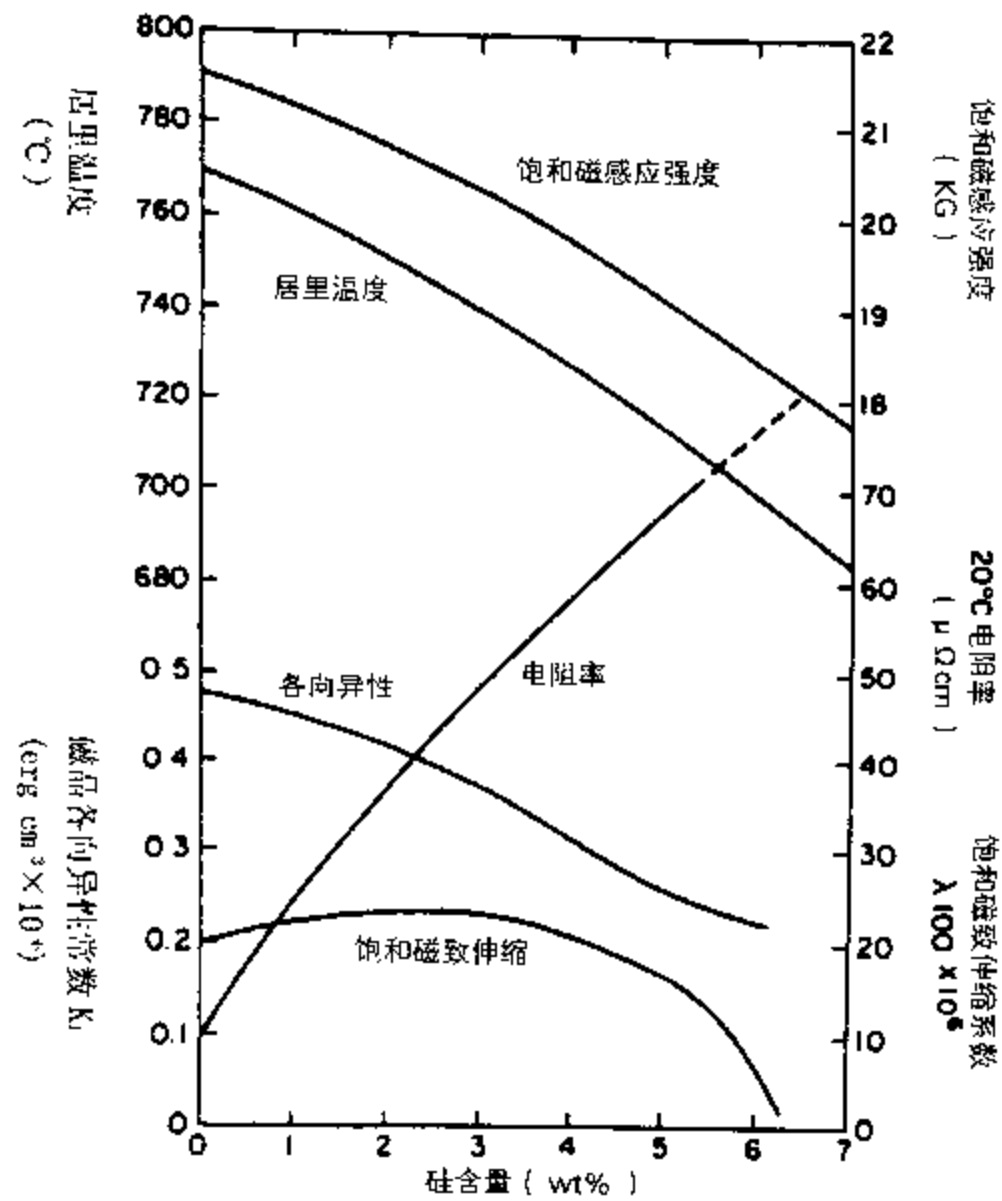


图 12.4 硅钢的各种电磁特性随硅含量的变化。©1971 IEEE。

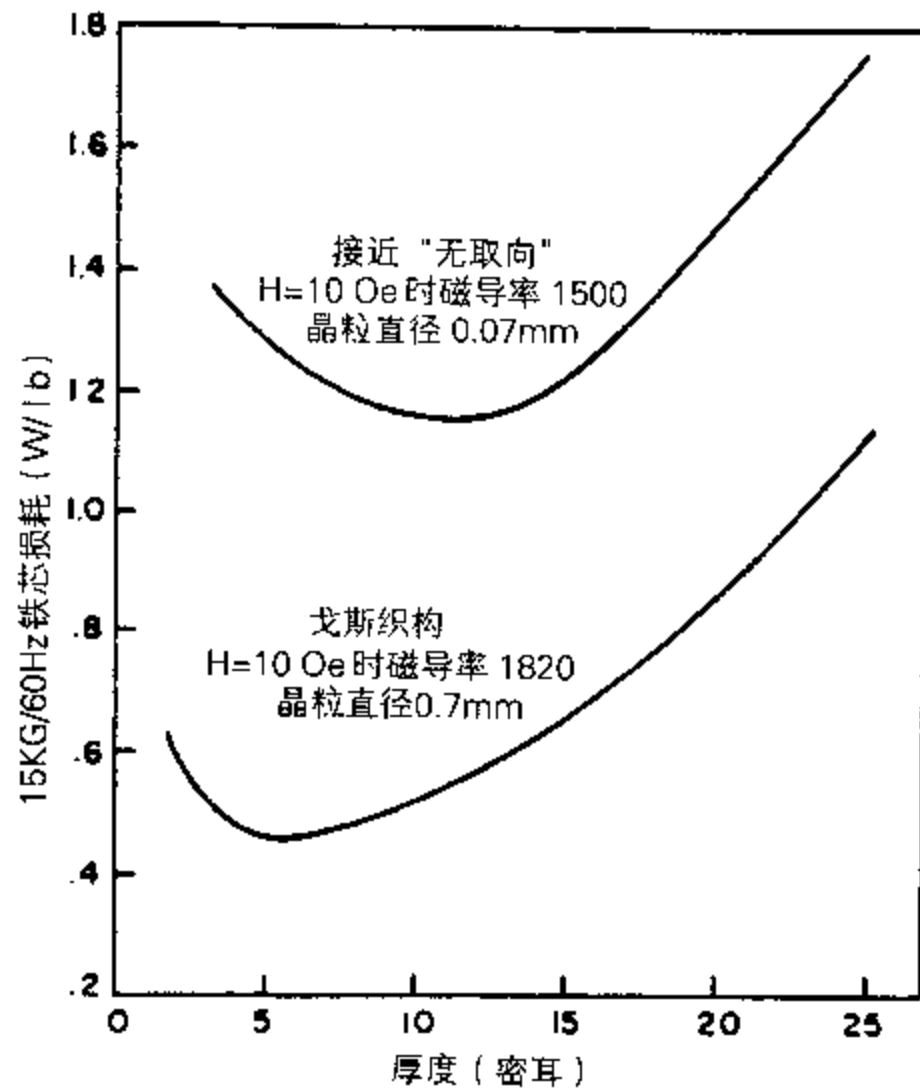


图 12.5 3.15 % 硅铁中铁芯损耗随迭片厚度的变化。

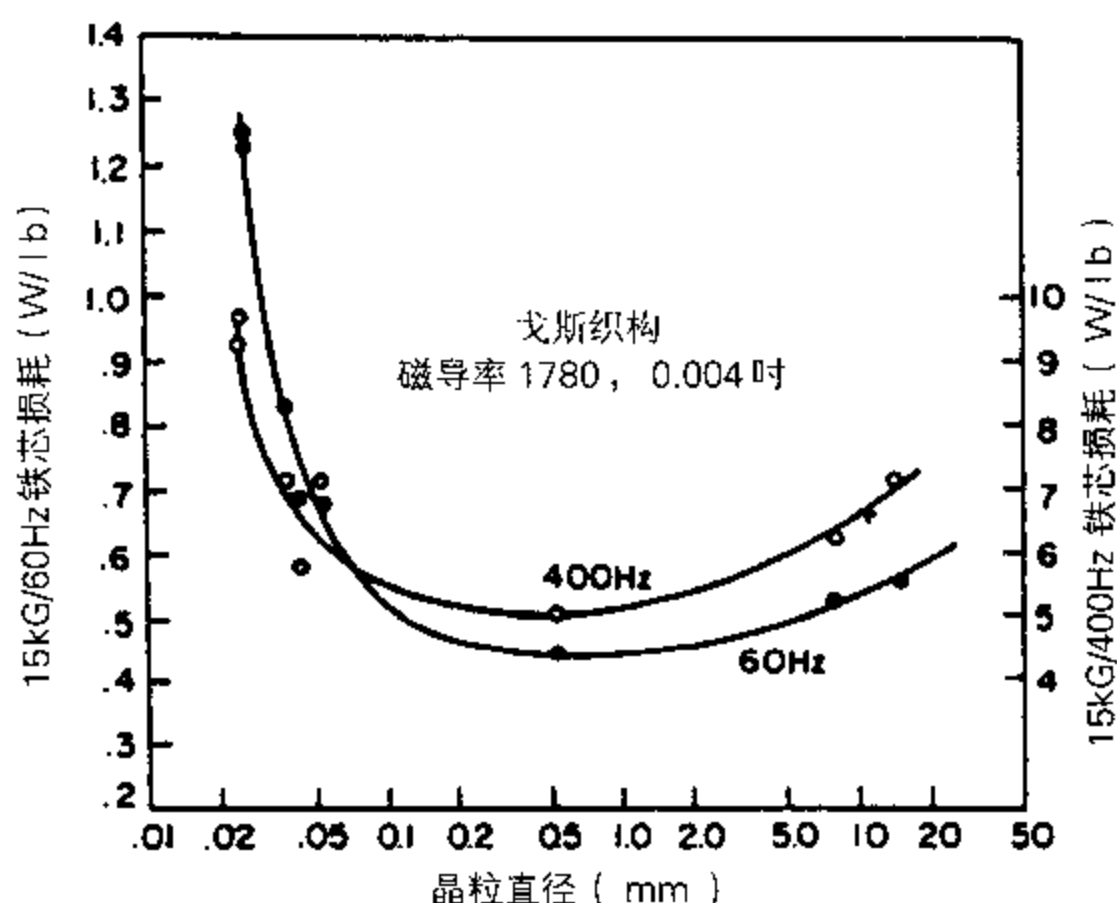


图 12.6 3.15 % 硅铁迭片中铁芯损耗随晶粒尺寸的变化。

然而，在铁中添加硅也有一些缺点。硅含量较高时合金变得很脆，这样就对硅含量有一个实际的限制，即硅的添加不可以使材料变得太脆而不能用。此限制约为 4%，尽管最近研制出了硅含量为 6% 并有足够机械特性的变压器材料，但大多数硅铁变压器材料的成份都是含硅 3~4% 的。在铁中添加硅的另一个缺点是降低了饱和磁感应强度。

Fiorillo^[11] 对硅铁材料最近的进展、包括新近的 6.5 wt% Si 合金所做的总结表明，减小这类材料中能量损耗的需求仍然在促使人们改善磁性能，这主要是受到这种改善带来的巨大经济利益所驱使。实现这样的改善需要将人们对磁化过程中能量损耗机理的深入理解与能够方便地控制畴结构的材料加工方法结合起来。

12.2.2 铁铝合金

铝铁的性能非常类似于硅铁，既然铝要比硅昂贵得多，因此在它们互相抗衡的应用场合铝铁不大可能取代硅铁。此外，在铁铝合金中存在 Al_2O_3 粒子会使冲孔模迅速磨损，这是不利的。因此，到目前为止二元铝铁合金还没有多少商用价值。

某些铝铁合金的磁特性示于图 12.7 和 12.8 中。铝含量直到 17% 的合金都是铁磁性的，但在更高的铝含量下合金变成顺磁性。在硅铁合金中通常用铝作为添加剂，因为它能促进晶粒生长，这样可降低损耗。另外，添加铝可产生高电阻率而不会使材料变脆。因此，对一些特殊应用场合，在电工钢中采用了铁、硅和铝的三元合金。

12.2.3 镍铁合金（坡莫合金）

对电磁应用来说，这类合金是所有软磁材料中最多才多艺的。只有镍含量在 30% 以上的合金才有广泛应用，因为镍含量较低时随温度变化会出现晶格畸变。此畸变呈现温度滞后现象，从而没有严格定义的居里温度。由于这一伴生因素的存在，此范围的合金没有得到广泛运用。

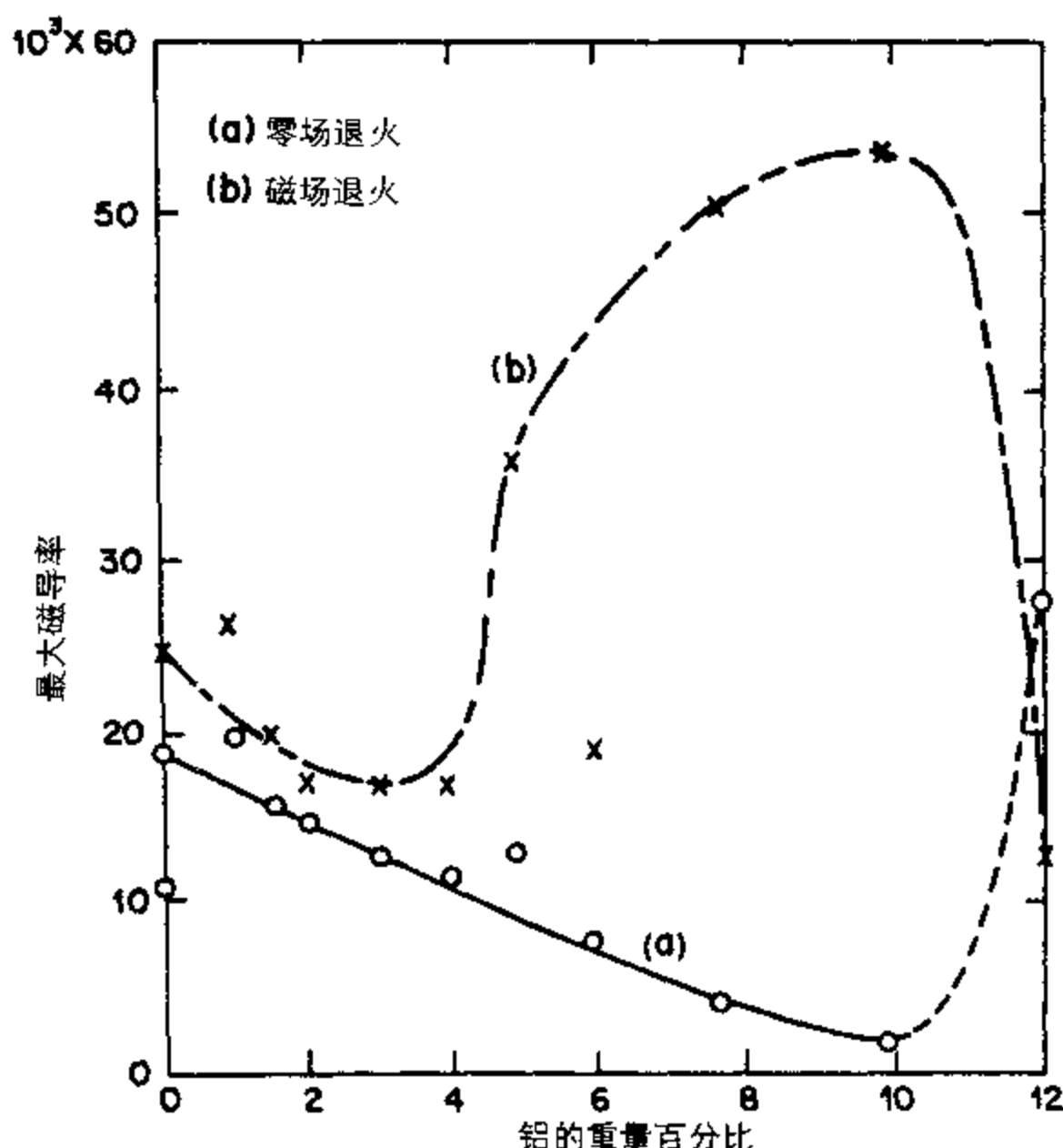


图 12.7 经过两种不同的退火过程后铁铝合金的最大磁导率随铝含量的变化。

磁场退火是在 136 A m^{-1} 的磁场中进行的。样品是 0.35 mm 厚的迭片。

我们常常遇到的这种合金有三类^[12]。它们的镍含量接近 80%、50% 或在 30 ~ 40% 范围内。接近 80%Ni 的合金磁导率最高，如图 12.9 所示。饱和磁化强度在 50%Ni 附近最高（见图 12.10）。电阻率在 30%Ni 处最高（见图 12.11）。这些是软磁材料应用中最让人感兴趣的三个磁特性，因此我们所用的合金通常都接近上述成份之一，视具体的应用场合而定。

这类合金的主要用在电感线圈和变压器、尤其是电源变压器中。它们在音频范围用作变压器磁芯，也用在频率高得多的场合。它们的磁致伸缩可以做得很小、甚至为零（图 12.12）。某些高磁导率合金、Mumetal 和超坡莫合金的磁导率高达 3×10^5 ，而矫顽力可低到 0.4 A m^{-1} 。它们的各向异性也很小，这样促成了它们在多晶形态下的高磁导率。

坡莫合金和 Mumetal 都是镍含量接近 80% 的 Ni-Fe 合金，它们的磁导率都非常高，从而可以用于磁屏蔽。在 12.4 节中会讨论这一类应用。其中的某些合金在低达 1.6 A m^{-1} 的磁场中其磁感应强度就可达到 0.6 T ，相当于相对磁导率为 $\mu_r = 3 \times 10^5$ 。

对基本铁镍合金进行合金添加和加工可以使这类合金的磁性能在很大范围内变化。冷轧导致垂直于磁场的高磁导率，比如恒导磁铁镍合金（Isoperm），是一种 50%—50% Fe-Ni 合金。因瓦合金是热膨胀为零的含 64%Fe 和 36%Ni 的合金。

高质量的变压器通常都是用这种材料做成的。可以得到高达 100000 的相对磁导率而矫顽力在 $0.16 \sim 800 \text{ A m}^{-1}$ ($0.002 \sim 10 \text{ Oe}$) 范围，通过对材料进行适当的加工可以准确地调节

磁特性。两种商品化 Ni-Fe 合金的铁芯损耗示于图 12.13 中。

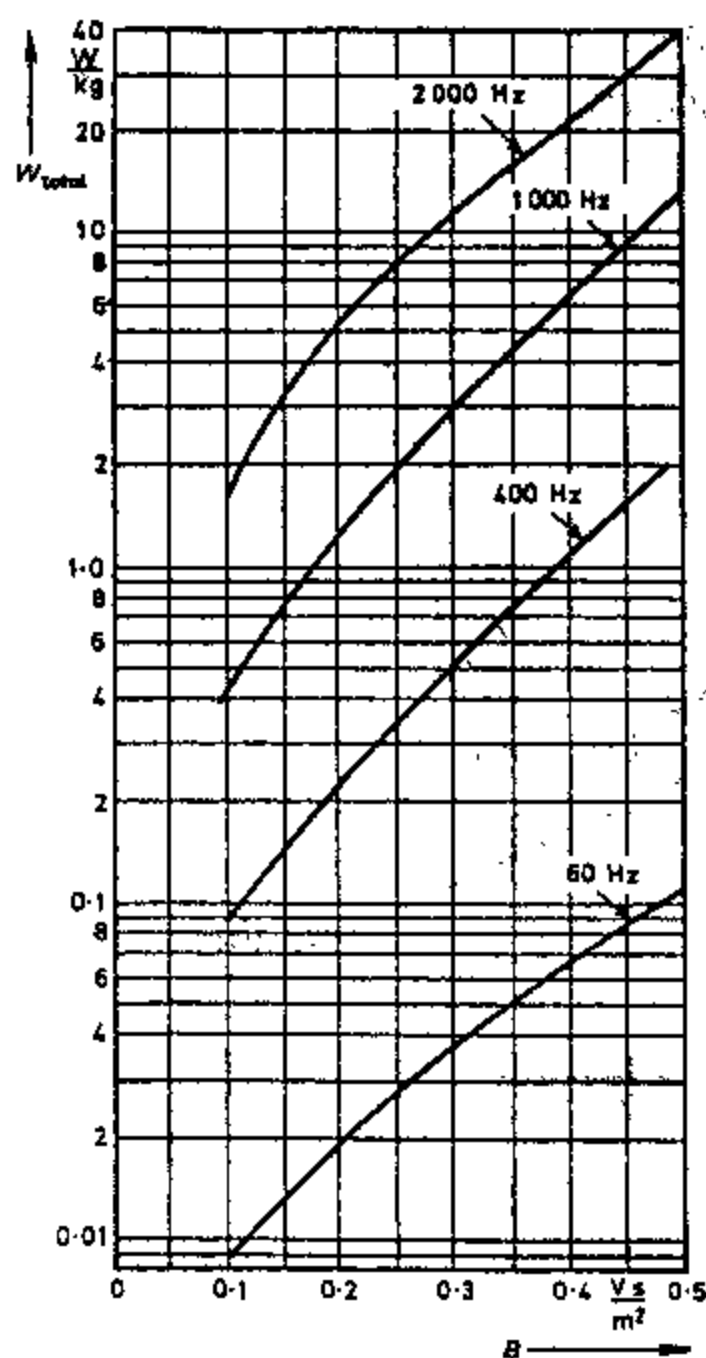


图 12.8 0.35mm 厚的铁—16%铝迭片的总铁芯损耗随峰值磁感应强度的变化。

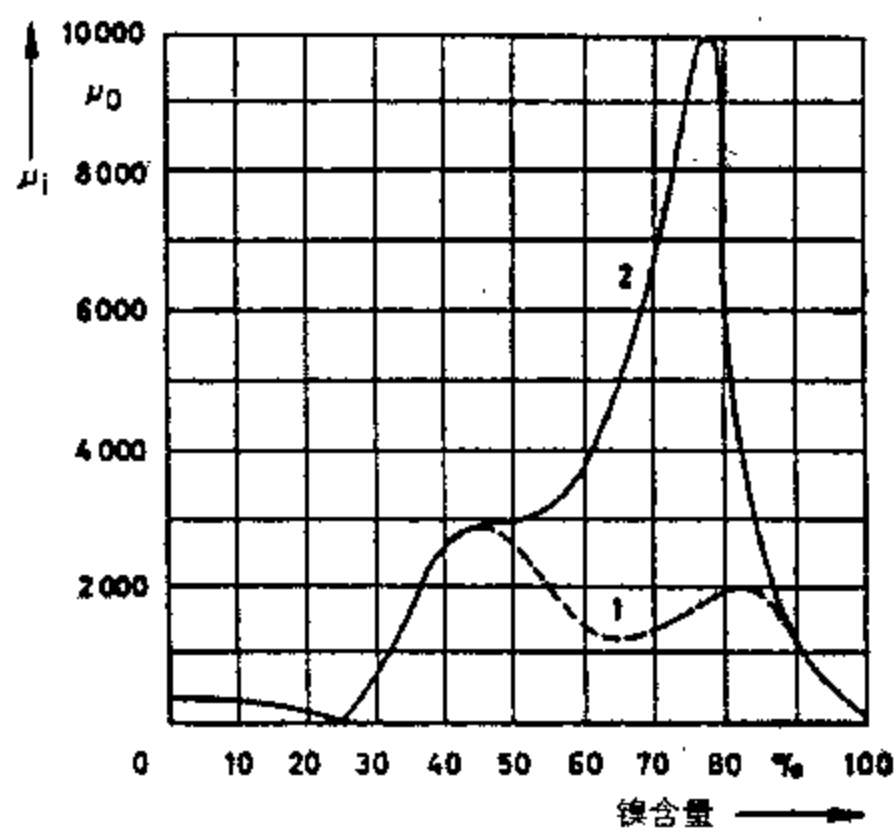


图 12.9 镍铁合金的起始磁导率：1—缓慢冷却；2—正常的坡莫合金处理条件。

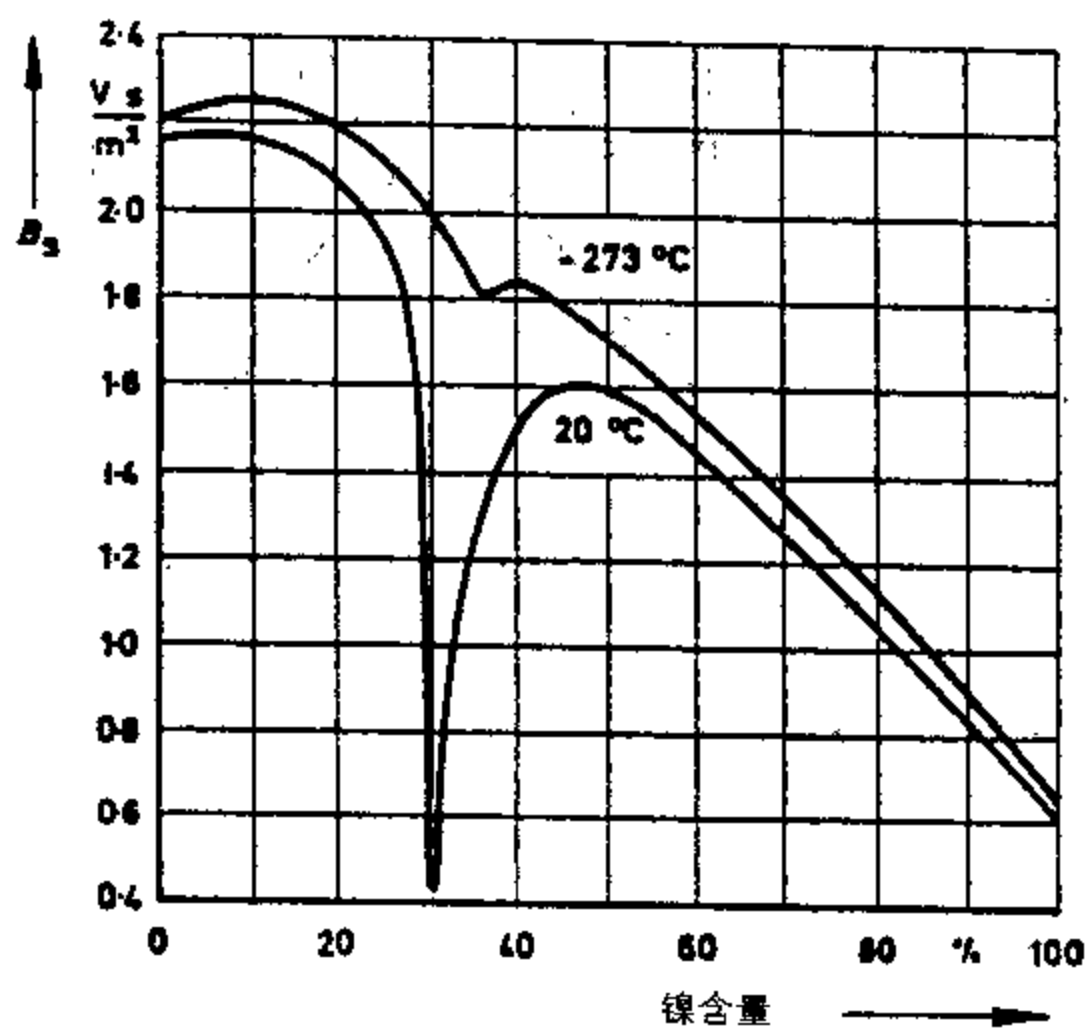


图 12.10 铁镍合金的饱和磁感应强度。

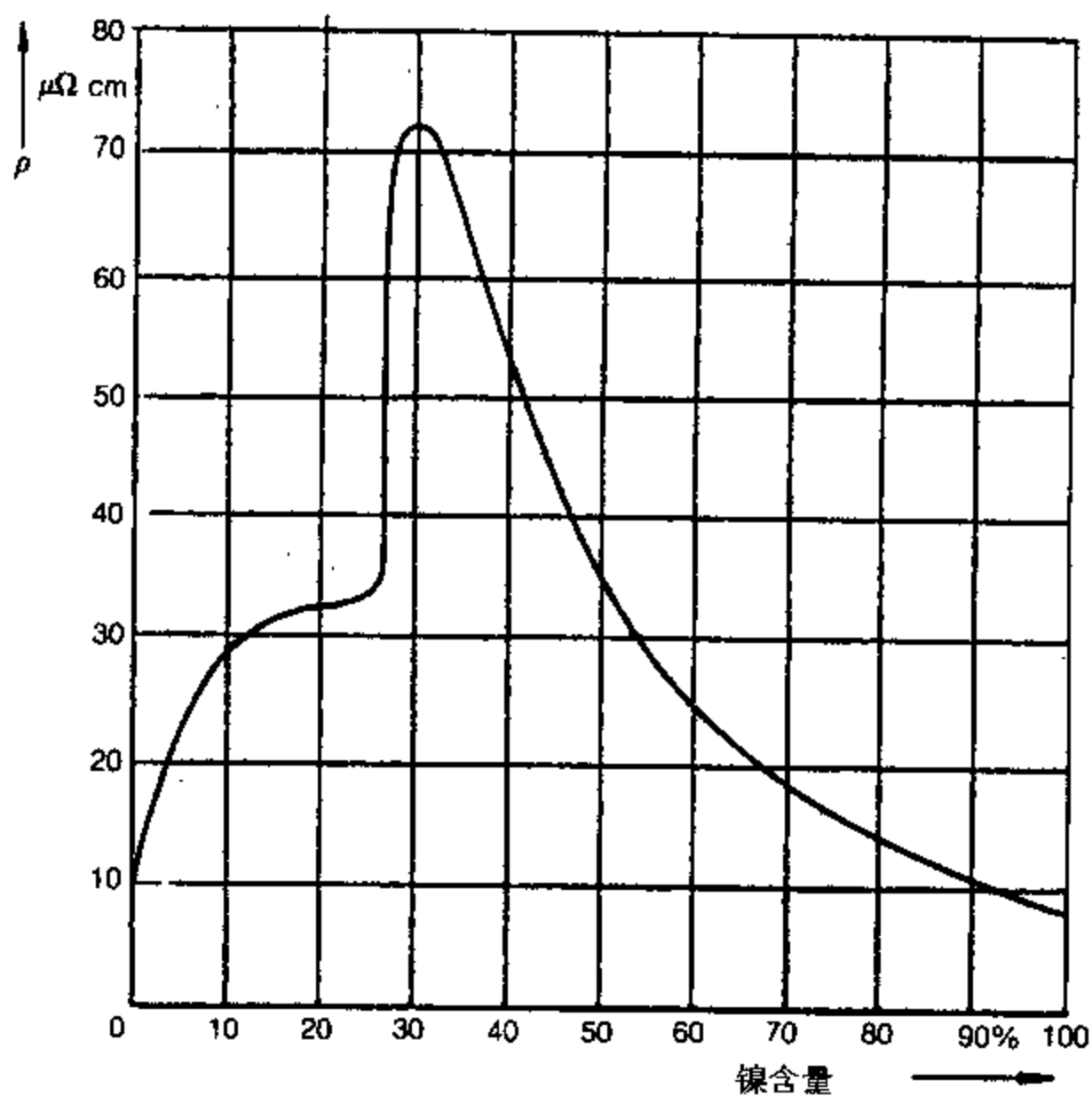


图 12.11 铁镍合金的电阻。

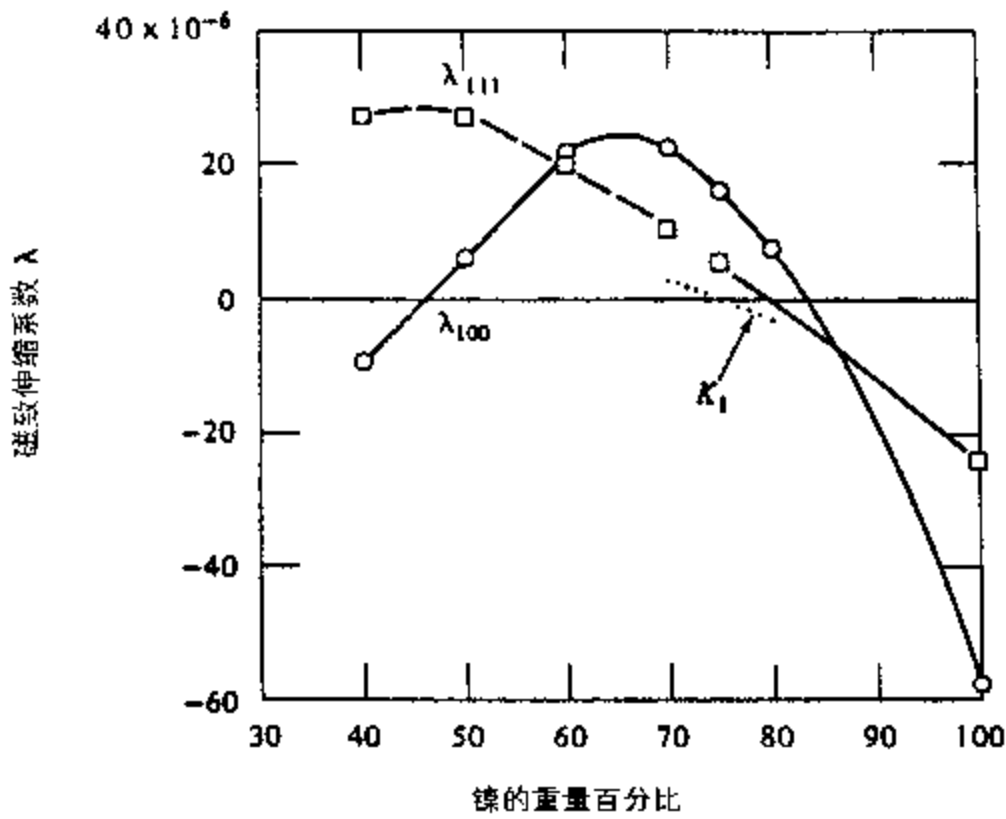


图 12.12 铁镍合金中磁致伸缩系数 λ_{100} 和 λ_{111} 随镍含量的变化。

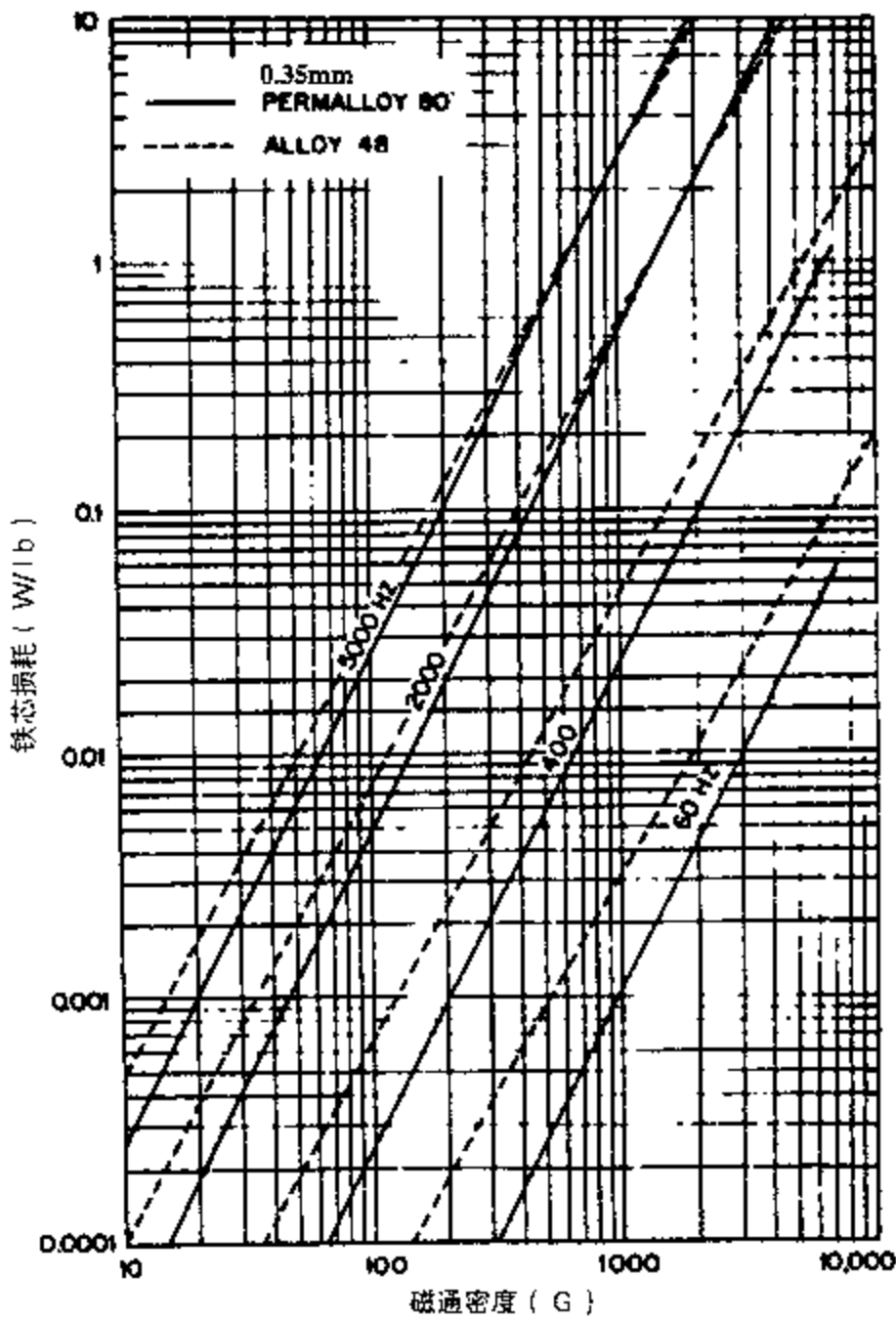


图 12.13 两种商品铁镍合金：Permalloy 80 和 Alloy 48 的 0.35 mm 厚迭片样品的铁芯损耗随峰值磁感应强度和频率的变化。

该合金系列也用在某些磁存储装置和放大器中。对直到 100 KHz 的高频应用而言, 这种合金可以采用粉末铁芯的形式, 此时由于每个颗粒基于其自身特性都不与其它颗粒有电接触, 因此材料的块体电导率很低。

12.2.4 非晶磁性薄带 (金属玻璃)

这类材料只是在最近的三十年里才研制出来的。它们是通过将磁性合金快速冷却 (淬火) 而产生的, 磁性合金含有铁、镍和/或钴以及下列元素中的一种或多种: 磷、硅、硼, 有时还有碳^[13]。这些合金即使在铸造态下就已经有很软的磁性能, 但对于软磁材料应用而言, 快淬材料的磁性能甚至更好。熔融金属在高压下连续喷射到一个快速运动的冷表面上, 比如一个转动的金属轮的表面。由此做出薄带形式的材料。

由于冷却速度快, 材料不形成结晶态而是产生只有短程有序并具有其它随机微结构特性的面体。这些材料可以看成是随机堆积的球。由于这种随机结构的存在, 这些材料也称为“金属玻璃”。这样做成的材料有很大的内应力, 我们已经知道这样会导致高矫顽力和低磁导率。在中间温度下将材料退火可以改变这一点, 而选择中间温度是为了消除应力而不引起再结晶。

大约二十年前人们对非晶合金寄予厚望并投入了大量的人力物力去进一步研究它们。人们主要感兴趣的是低矫顽力, 如图 12.14 所示, 它比硅钢小一个数量级而磁导率大约要大一个量级。 $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ 材料 (Metglas 2605CO) 在不同频率下的磁滞回线示于图 12.15 中。这种材料的铁芯损耗也非常低, 正如图 12.16 和 12.17 所指示的那样。这样的特性被认为是一个显著的优点, 但是有些缺点却更加显著。

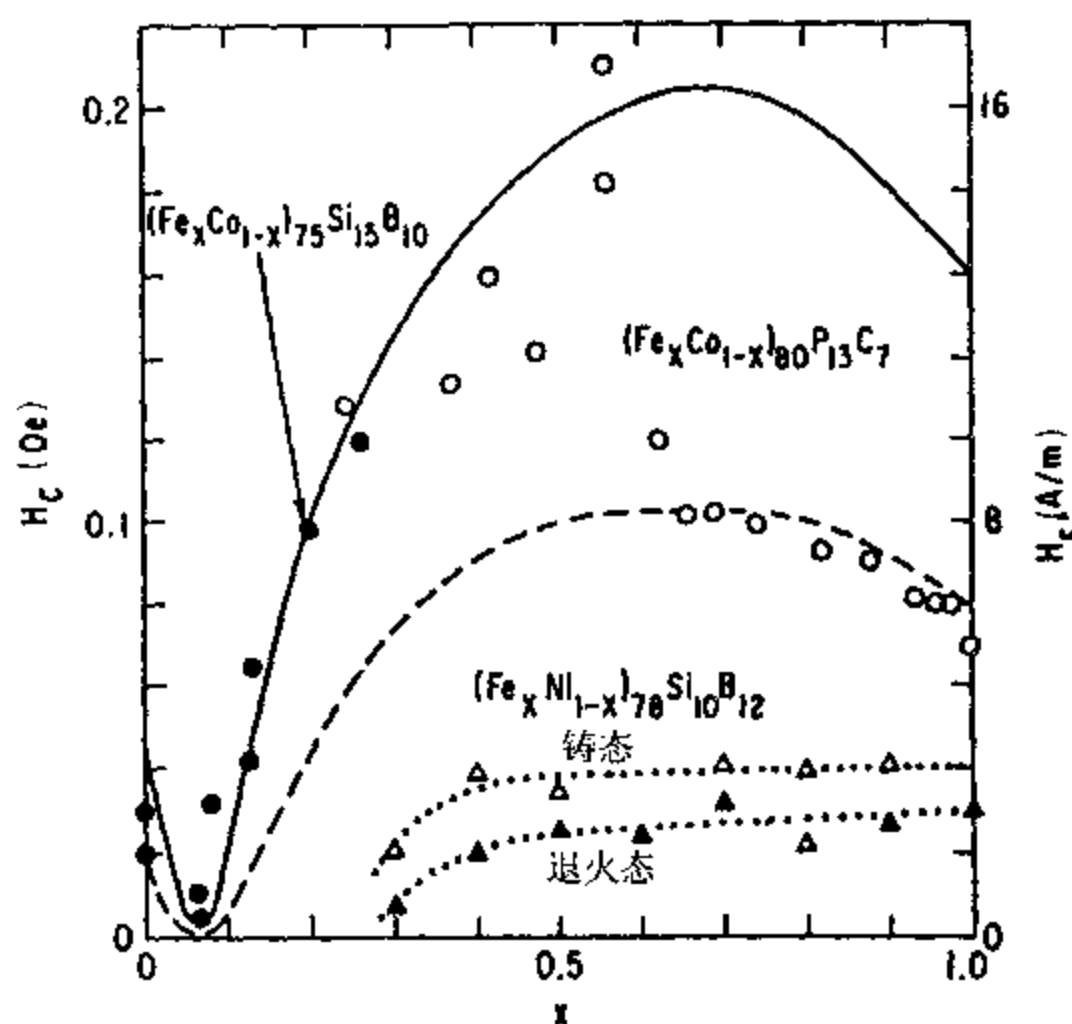


图 12.14 许多种非晶合金的矫顽力随化学成份的变化。

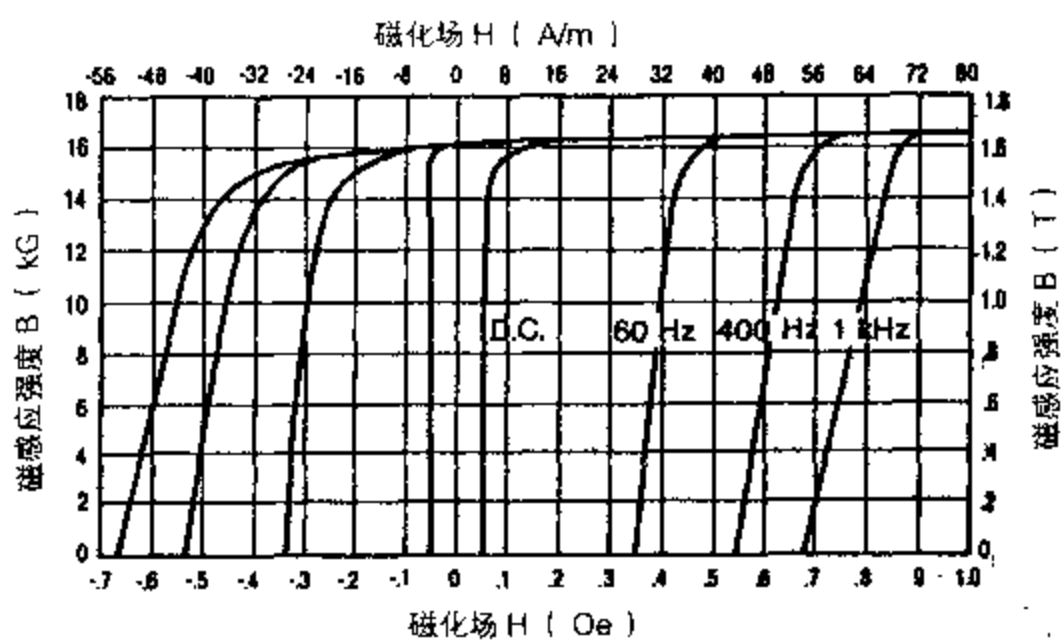


图 12.15 Metglas 2605CO 在不同频率下磁滞回线的一、二象限。

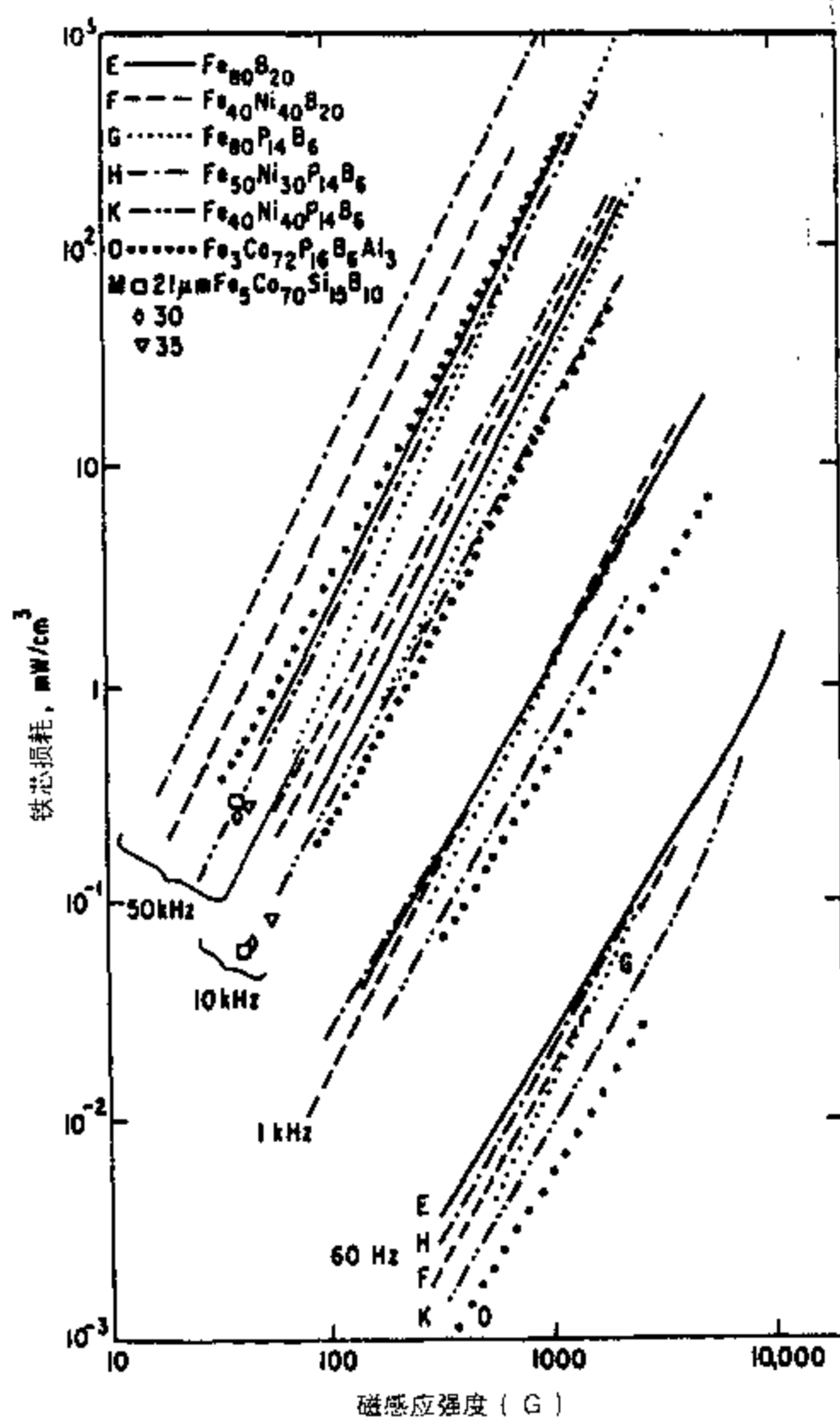


图 12.16 各种非晶合金的铁芯损耗随磁感应强度和频率的变化。所有样品厚度都在 $25 \sim 50 \mu\text{m}$ 范围。

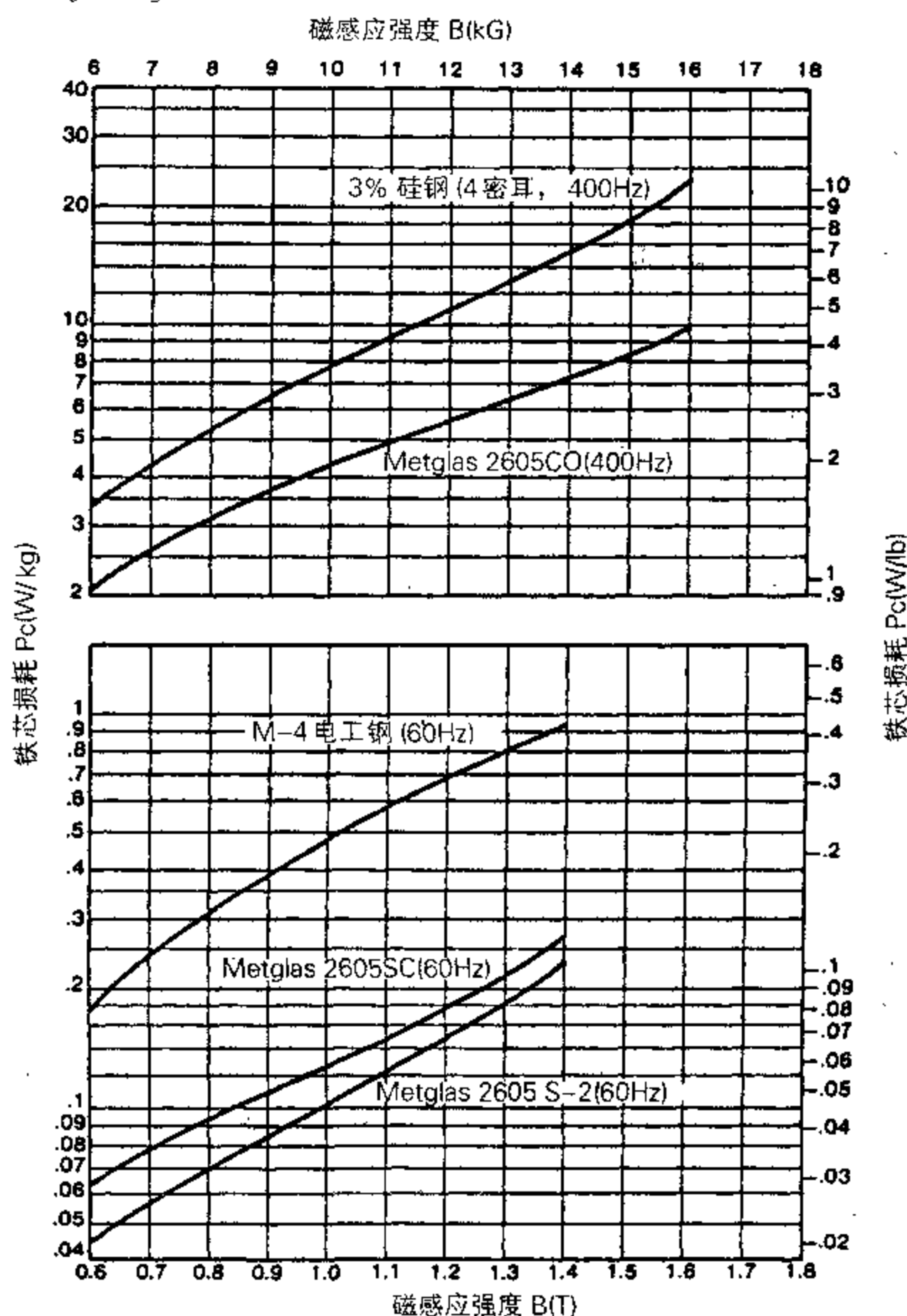


图 12.17 不同软磁材料的铁芯损耗随峰值磁感应强度变化的比较。

缺点之一就是合金的低饱和磁化强度，如图 12.18 所示，例如当与硅钢相比时它限制了这类合金在强电流工程中的应用。其次，在更高的磁通密度下它们的铁芯损耗开始迅速增大。因此它们的综合实用性比人们所期望的要差得多。

在电流比较低的应用场合以及特殊的小器件中，这类合金的市场前景更好，此时只需要具有适中磁通密度的变压器，在这里非晶合金可以对镍铁合金比如坡莫合金展开有力的挑战。这类合金正在大批量生产并在脉冲电源变压器、磁性传感器和磁致伸缩换能器中有其特殊用途。另外，由于其独一无二的冶金特性，这类合金仍继续受到磁学科科研人员的关注。

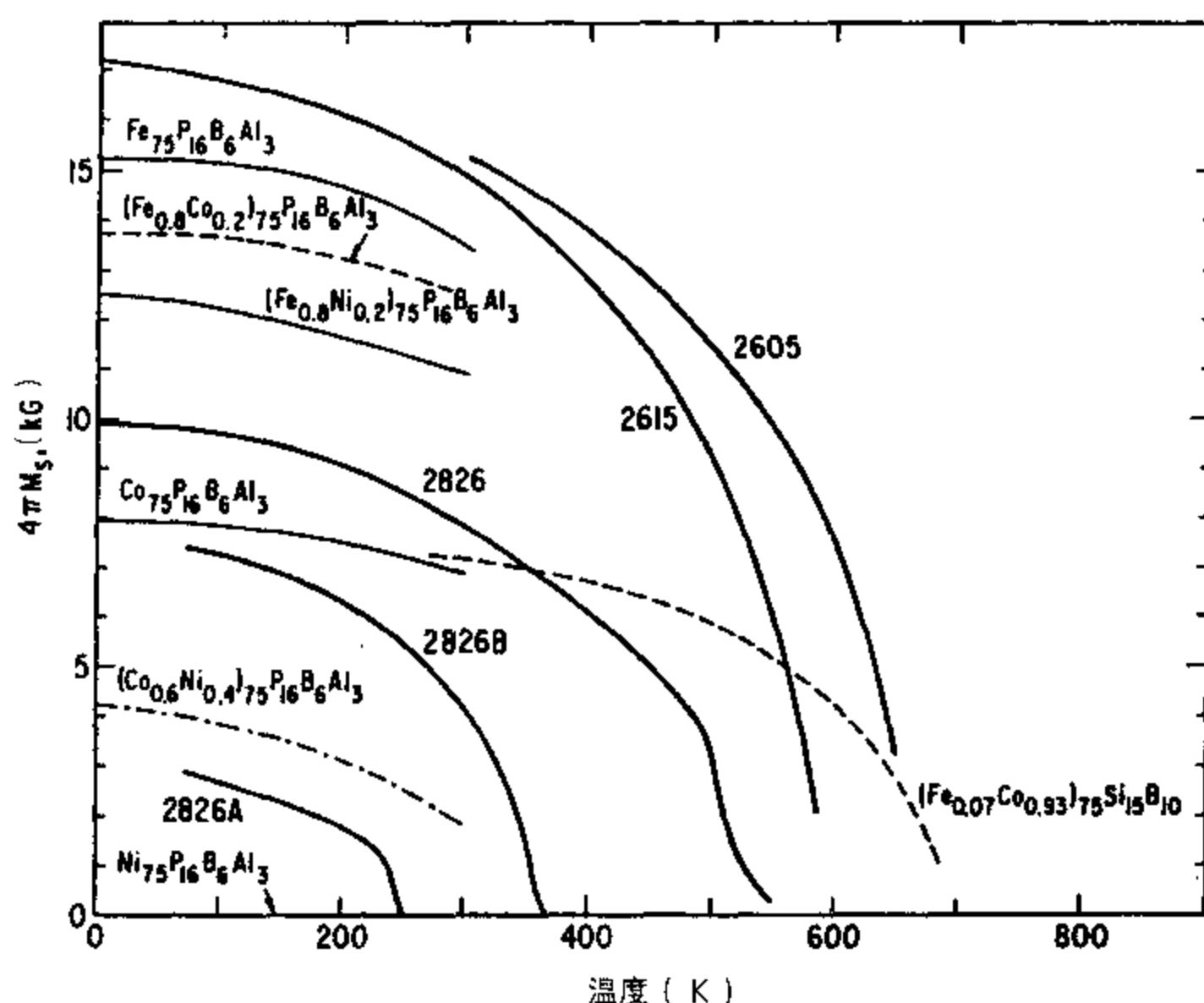


图 12.18 不同非晶合金的饱和磁感应强度随温度的变化关系。联合化学公司生产的 Metglas 合金的化学组成如下：2605 是 $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ ；2615 是 $\text{Fe}_{80}\text{P}_{16}\text{C}_3\text{B}$ ；2826 是 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ ；2826A 是 $\text{Fe}_{32}\text{Ni}_{36}\text{Cr}_{14}\text{P}_{12}\text{B}_6$ ；2826B 是 $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_{12}$ 。

在磁场中退火可以产生磁滞特性差别很大的非晶合金。它们可以用在例如通讯设备所需的低功率变压器上。表 12.2 给出了一系列非晶合金的磁性能。

表 12.2 直流条件下非晶合金的磁性能

合金	形状	铸造态			退火态		
		H_c (A m^{-1})	M_r/M_s	μ_{\max} (10^3)	H_c (A m^{-1})	M_r/M_s	μ_{\max} (10^3)
Metglas 2605	环形	6.4	0.51	100	3.2	0.77	300
$\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$							
Metglas 2826	环形	4.8	0.45	58	1.6	0.71	275
$\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$							
Metglas 2826	环形	4.6	0.54	46	0.88	0.70	310
$\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{44}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_2$							
$\text{Fe}_{4.7}\text{Co}_{70.3}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$	条形	1.04	0.36	190	0.48	0.63	700
$(\text{Fe}_{0.8}\text{Ni}_{0.2})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$	条形	1.44	0.41	300	0.48	0.95	2000
Metglas 2615	环形	4.96	0.4	96	4.0	0.42	130
$\text{Fe}_{80}\text{P}_{16}\text{C}_3\text{B}$							

12.2.5 非晶磁性纤维

磁性材料的另一个最近的进展是非晶磁性纤维。就象非晶磁性薄带那样,这类材料也是通过从熔融状态迅速固化而成的,但此时材料从一个喷嘴中喷射而出并在一股液流中淬火,该液流通常是水,但有时对某些活性很大的金属也可采用油来淬火。最终的产物是纤维或细线,直径一般为 $50\text{ }\mu\text{m}$, 没有晶态结构。

人们研究得最广泛的非晶磁性纤维的组成是 $TM_xSi_yB_z$, 其中 TM 是过渡金属 Fe、Co 或 Ni 中的一种。通常 $x=0.7\sim 0.8$, 而 y 和 z 都在 $0.1\sim 0.2$ 范围内。在某些情况下添加其它过渡金属比如 Cr 可以改善耐腐蚀性。可以做出以 Fe 为基的正磁致伸缩纤维,也可制备以 Co 为基的负磁致伸缩纤维。含有 Co:Fe 比例为 16:1 的合金其磁致伸缩接近于零。在这类非晶磁性纤维方面的原始工作是由 Ohnaka 等人^[14] 和 Mohri 等人^[15] 开展的。Mohri 所确认的这类材料的第一个应用是用于“无抖动”脉冲振荡器元件,此时的理想情况是,在很宽频率范围的外加磁场下这类材料中都能出现急剧的磁化强度变化。这种快速的磁化强度改变是由于材料内部很大的巴克好森跳变引起的,即使磁场强度低至 10 A m^{-1} (0.12 Oe) 仍可导致这种跳变。

在大多数情况下,人们制备和研究的非晶纤维都是铁基材料,比如 $Fe_{81}Si_{14}B_{4}C_1$ 化合物。Mohri 等人报道的^[16] 以 FeSiB 成玻璃合金为基础的其它化合物包括 FeCoSiB、FeCrSiB 和 FeNiSiB, 他们也对铸造态纤维提出了一个磁畴模型,它可以解释这类材料中不同寻常的大巴克好森跳变。由于这种大巴克好森跳变有可能用在开关元件中,因而继续受到研究人员的关注和重视。

因此,基本模型包括了一个沿纤维纵向运动的轴向“中心”磁畴,以及周围的外层或“壳层”磁畴。大巴克好森跳跃是由中心磁畴突然的再取向造成的。“壳层”磁畴的取向关键取决于材料的磁致伸缩 λ_s , 因为淬火过程产生了很大的径向应力,于是径向上存在应力感生各向异性。对具有正 λ_s 的材料而言,这样会导致“壳层”磁畴中的磁化强度沿径向分布,如图 12.19(a)所示,而对负 λ_s 的材料而言,“壳层”磁畴是环形取向的,如图 12.19(b)所示。

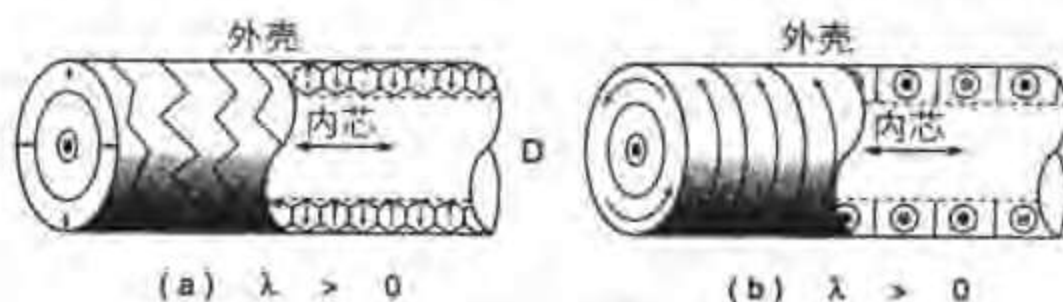


图 12.19 两类主要的非晶纤维中的磁畴排布: (a) 磁致伸缩 λ_s 为正时的中心磁畴及指向半径方向的外层磁畴; (b) 磁致伸缩 λ_s 为负时的中心磁畴及指向切线方向的外层磁畴 (引自 Mohri 等人^[16])。

这类非晶磁性纤维的磁性能受到制后热处理的极大影响,就象 Atkinson 等人^[17] 所阐明的那样,当时研究的是 FeSiB 合金纤维。425℃下的退火释放了纤维中的铸造应力,引起了中心磁畴和壳层磁畴体积比的变化。这样就对矫顽力、剩磁和磁场感生磁致伸缩有显著的影响。例如,仅仅将纤维在 425℃退火 600 秒就可以使磁场感生磁致伸缩减小 50%,从 30×10^{-6} 到 15×10^{-6} 。矫顽力也从 7.0 减小到 2.9 A m^{-1} 并且剩磁比 M_r/M_s 从 0.46 增加到 0.77。

Squire 等人对这类非晶纤维的特性及其应用所作的评论^[18]系统地考察了这一课题并全面地总结了前人所做的工作。

12.2.6 纳米晶磁性材料

近年来, 由于 Yoshizawa 等人^[19]发现了纳米晶磁性材料, 从而大大拓宽了可供选用的软磁材料的范围。这类材料一般以铁合金为基础, 晶粒直径通常为 $10 \sim 15 \text{ nm}$ 。人们研究得最广泛的合金是 $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, 它是用快速固化法制备的, 然后在其晶化温度以上的温度下退火, 从而产生纳米晶结构。这类材料有不同寻常的性能, 其矫顽力在 1 A m^{-1} (0.0125 Oe) 以下, 有很高的相对磁导率 (通常为 10^5), 再加上 $1.05 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (13 KGauss) 的相当高的饱和磁化强度和高达 $1.15 \times 10^6 \Omega \text{ m}$ 的电阻率, 这样就使得它们很适合于应用在接地故障电路断续器、高频变压器和共模扼流圈的磁芯中。Herzer^[20]描述了这种纳米晶材料的最新进展。

12.2.7 人工结构磁性材料

软磁材料方面最近的发展包括了或许可以用“人工结构材料”这一术语来描述的一类材料, 其中多相材料的结构受到仔细的控制以产生出所需要的磁性能。在 12.2.6 节中描述的纳米晶或纳米结构材料也应该归于这一类, 11.3.9 节所述受到磁场作用时会呈现巨磁电阻的磁性多层膜也如此。

多相磁性材料由镶嵌在非晶磁性基体相中的纳米晶粒子组成, 其中微粒和基体相的磁性能在本质上是不相同的, 借助于退火引起的结构变化, 可以在相当大的范围内控制其磁性能。Hernando 等人^[21]描述了这样的一个例子, 此时 Fe-Si-B 纳米晶体镶嵌在同样材料的非晶基体中, 如图 12.20 所示。由于非晶相的存在, 这样就在材料中产生了我们需要的很低的磁各向异性, 从而损耗也很小。然而, 尽管非晶合金的居里温度通常较低, 这类材料的居里温度可以通过纳米晶粒子及其尺寸来调节。用不同温度下以及不同时间的退火工艺^[22]可以得到位于 $200 \sim 350 \text{ }^\circ\text{C}$ 范围内的居里温度。于是这样得到的材料就是由不同磁相和结构相的微粒和基体材料组成的多相材料, 此时整个材料的最终性能可以通过结构变化来控制, 从而产生出具有所需各向异性和居里温度的材料。

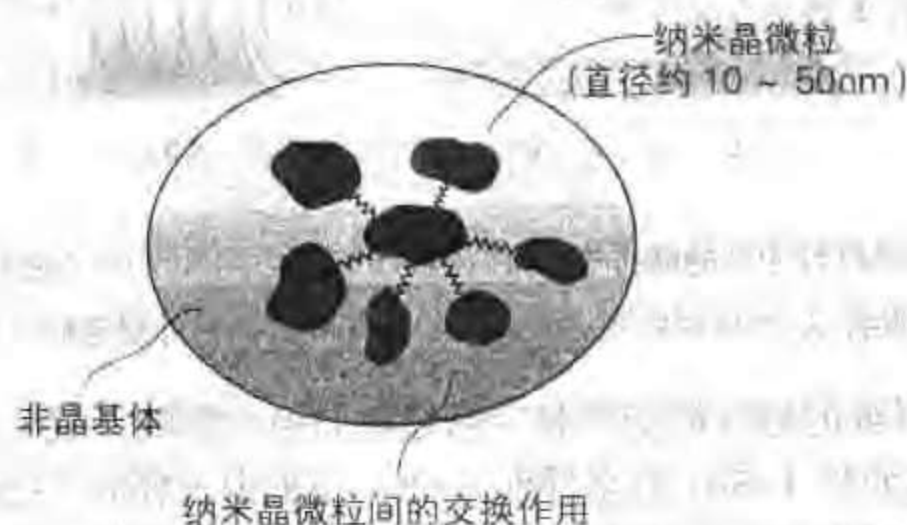


图 12.20 由镶嵌在非晶基体中的纳米晶粒子组成的人工结构磁性材料

(此图由 Hernando、Navarro 和 Gorria^[21]描述)。

12.2.8 高频应用：软磁铁氧体

对高频应用场合而言，金属的导电性限制了它们的使用价值，因此我们必须求助于磁性绝缘体。当然，这类材料必须呈现与软磁性相关的常规特性：高磁导率、低矫顽力和高饱和磁化强度。在这类应用场合中广泛采用的是软磁铁氧体。铁氧体是陶瓷磁性固体，最初用作商品是在 1945 年。它们是亚铁磁性的，但在块体尺度上其特性与铁磁体非常相似。所有立方或软磁铁氧体都有通用化学式 $MO \cdot Fe_2O_3$ ，其中 M 是一种过渡金属，比如镍、铁、锰、镁或锌。这类材料中我们最熟悉的的就是 Fe_3O_4 。铁氧体 $CoO \cdot Fe_2O_3$ 尽管具有相同类型的通式，但却是一种硬磁铁氧体而不是软磁铁氧体。Bertraut 和 Forret^[23] 发现了磁性石榴石。其中最著名的例子就是钇铁石榴石。

软磁铁氧体可以进一步划分为，用于从音频到 500 MHz 频率范围的“非微波铁氧体”^[24]和用于从 100 MHz 到 500 GHz 频率范围的“微波铁氧体”^[25]。微波铁氧体，比如钇铁石榴石，可以用作电磁辐射的波导管并且用在诸如移相器一类器件中。

软磁铁氧体也用在电子设备的选频电路中，例如用于电话机的信号发送器和接收器。锰锌铁氧体广泛用在频率直到 10 MHz 的应用场合，其市场销售的商品名为立方结构铁氧体（Ferroxcube），在该频率范围之外采用镍锌铁氧体的效果更好，因为镍锌铁氧体电导率较低。广泛应用铁氧体的另一个领域是无线电接收机的天线。几乎所有采用信号振幅调制的无线电接收机现在都装有铁氧体棒状天线。其它应用包括例如脉冲压缩系统中的波导和波形整形。

这类材料的磁导率在达到一个临界频率之前随频率的变化不大，但此后会随频率增加而快速衰减。这类材料的临界频率在 10 MHz 到 100 MHz 之间变化。铁氧体的饱和磁化强度通常为 0.5 T，这个值与铁合金和钴合金相比是很低的。

对于超过 100 MHz 的频率非常高的应用场合而言，其它一些材料比如六角铁氧体具有特殊的性能，使得它们适合于用在这样高的频率下。这些材料是单轴各向异性的，其磁矩束缚在六角基准面内。对铁氧体的性能及应用的最全面综述是由 Snelling^[26] 作出的，他讨论了铁氧体的制备技术、特性、基本的交流磁性理论以及采用铁氧体时的磁路设计。

12.3 直流应用的材料

在直流应用中不要求有低电导率，因此对适宜于某种应用的材料类型的限制较少。这类应用通常要求低矫顽力和高磁导率。最好通过高饱和磁化强度来获得高磁导率，这就意味着普遍采用的是铁和钴的合金。Chin 和 Wernick^[27] 给出了直流应用的软磁材料回顾。

12.3.1 铁和低碳钢（软铁）

曾经有一些用于变压器、电动机和发电机的原始材料，但早已被两种形式的硅钢所取代：取向硅钢用于变压器而无取向硅钢用于电动机和发电机。

软铁被用作直流电磁铁比如实验室电磁铁的磁芯材料，就此用途而言它仍然是最好的材料。人们的主要兴趣只是在于获得强磁场和或非常均匀的磁场。含有少量杂质比如碳（0.05%）和氮的铁，其矫顽力约 80 A m^{-1} （1 Oe）且最大相对磁导率在 10000 量级。在氢气中退火可以除掉杂质，这样可以使矫顽力减小到 4 A m^{-1} （0.05 Oe）且最大相对磁导率增加到约

100000，如表 12.3 所示。纯铁的最高相对磁导率为 1.5×10^6 ，然而从商品化的角度来看，问题在于对许多应用场合来说它过于昂贵。

表 12.3 各种形式的高纯铁的磁性能

	饱和磁感应 强度 B_s (T)	矫顽力 H_c ($A \cdot m^{-1}$)	如下两个磁场值下的 相对磁导率		最大相对 磁导率 μ_{max}
			80 $A \cdot m^{-1}$	800 $A \cdot m^{-1}$	
铸造磁铁锭	2.15	68	3500	1500	-
磁铁锭 (2 mm 板)	2.15	89	1800	1575	-
电磁铁用铁 (2 mm 板)	2.15	81.6	2750	1575	-
铁锭 (真空熔融)	-	24.8	-	-	21000
电解铁 (退火)	-	18.4	-	-	41500
电解铁 (真空熔融和退火)	-	7.2	-	-	61000
高纯铁 (经 H_2 处理)	2.16	4.0	-	-	100000

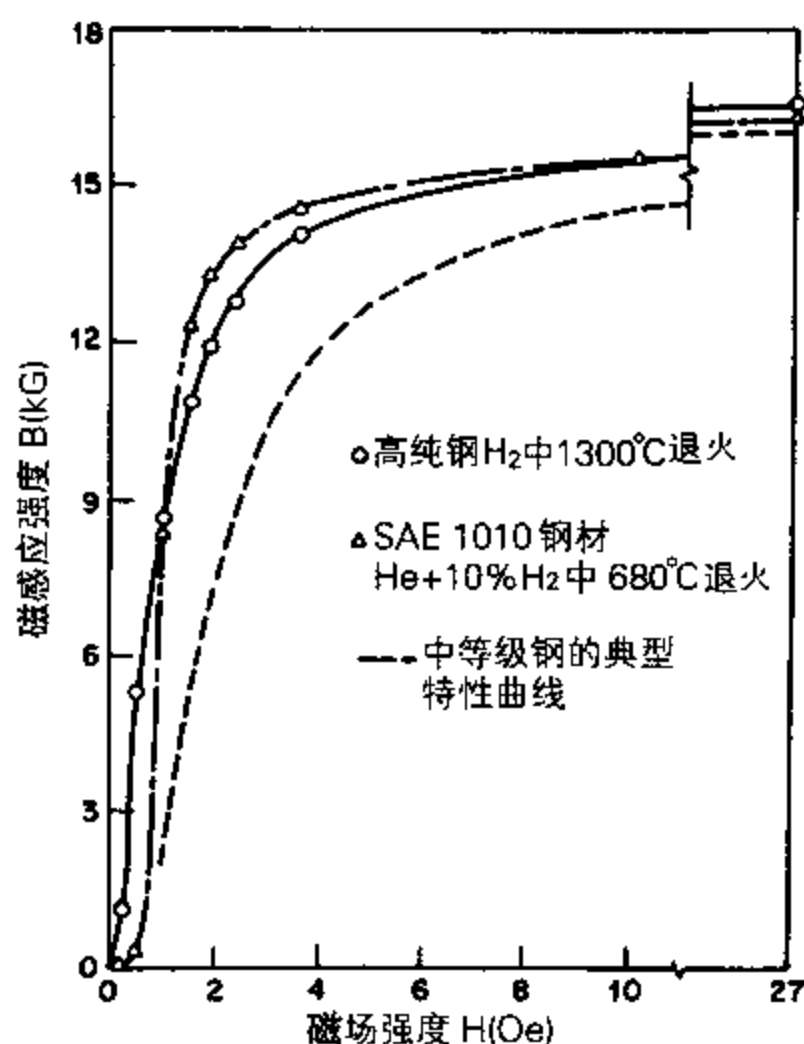


图 12.21 两种高纯度钢材经过氢气还原性气氛退火后的起始磁化曲线，以及一种典型的中等级钢的起始磁化曲线（引自 Swisher、English 和 Stoffers^[28]，以及 Swisher 和 Fuchs^[29]）。

在大多数应用场合没有必要采用超高纯度的铁。因此用于电磁铁的典型商品软铁会含有大约 0.02% C、0.035% Mn、0.025% S、0.015% P 和 0.002% Si 的杂质。高纯铁和在氢气中退火以去除杂质的商品软铁的磁化曲线示于图 12.21 中。

对于电磁铁来说, 最重要的问题是需要多大的磁场来产生 1.0 或 1.5 T 的磁感应强度。就上述商品软铁而言, 所需磁场通常分别是 200 和 700 A m⁻¹。

在电磁铁应用中, 任何形式的机械形变都会导致软铁的磁特性恶化。某种冷加工产生的内应力可以通过退火来消除, 退火温度在 725 和 900 °C 之间能使材料避免在退火过程中被氧化, 而氧化也会损害磁性能。现在通常采用的工艺是在氢气气氛中退火, 这样做的额外的好处是能除掉某些杂质。矫顽力随杂质氢和碳含量的变化示于图 12.22 和 12.23 中。

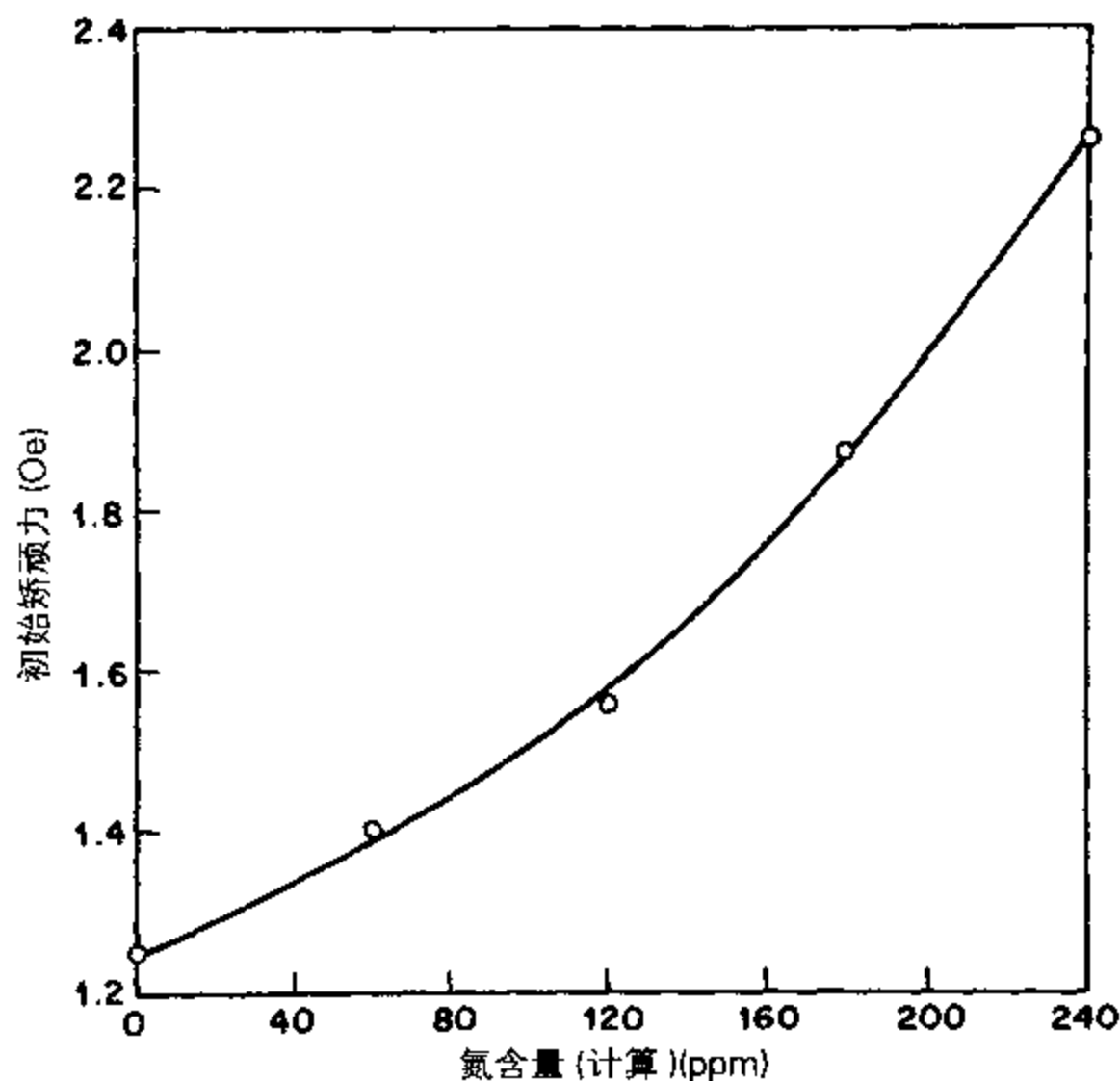


图 12.22 高纯铁的矫顽力随氮含量的变化 (引自 Swisher、English 和 Stoffers^[28], 以及 Swisher 和 Fuchs^[29])。

12.3.2 铁镍合金 (坡莫合金)

铁和镍形成了许多在工业上非常重要的合金, 其中大部分位于镍含量超过 35% 的“坡莫合金”范围内。对直数应用而言, 铁镍合金的用途非常广泛, 因为经过适当的合金化处理后得到的合金性能可以在很大范围内加以调节。例如我们可以从中制造出具有零磁致伸缩的合金 (19%Fe—81%Ni)。

从表 12.4 中我们可以看到这类合金的矫顽力很低, 这使它们非常适合于制作具有短释放时间的继电器。30%Fe—50%Ni 和 Mumetal 都用作这类磁芯。然而, 这类合金的低饱和磁化强度意味着它们通常并不广泛用于继电器。

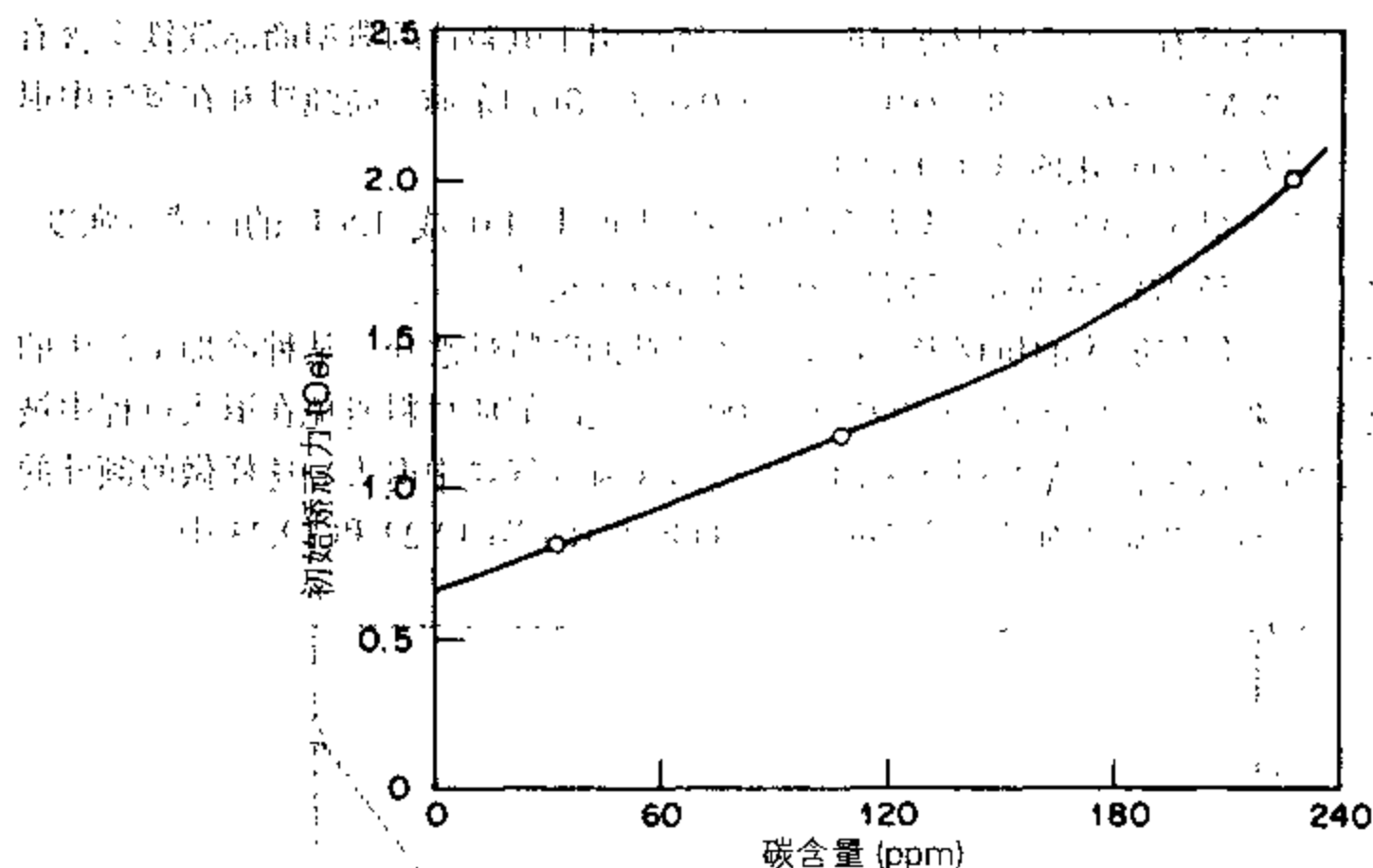


图 12.23 高纯铁的矫顽力随其中碳含量的变化 (引自 Swisher、English 和 Stoffers^[28], 以及 Swisher 和 Fuchs^[29])。

表 12.4 继电器材料的某些磁性能

	相对磁导率 μ_{\max}	饱和磁感应强度 B_s (T)	矫顽力 H_c (A m ⁻¹)	剩磁 B_r (T)
非合金铁				
自加工铁	4300~8000	2.05	60~140	0.8
开炉熔炼铁	2200~7500	2.15	24~120	0.9
真空熔炼铁	-	2.15	16~40	-
羰基铁	30000	2.15	8~24	0.8
羰基铁 (临界拉伸)	40000	2.15	6~10	0.8
硅钢				
Fe-1%Si	4000~15000	2.1	30~120	0.9~1.45
Fe-2.5%Si	4000~12000	2.0	12~120	0.8~1.2
Fe-4%Si	5000~20000	2.0	5~90	0.8~1.2
镍钢				
Fe-36%Ni	6000~14000	1.3	8~24	0.8
Fe-50%Ni	15000~60000	1.55	5~14	0.8~1.2
Fe-78%Ni	5000~300000	0.7	1~8	0.5~0.75

一般而言镍铁合金有很高的磁导率, 如表 12.4 和 12.5 所示。当各向异性和磁致伸缩很小时, 预计多晶合金的磁导率会达到最大。镍含量为 78% 时各向异性常数 K_1 的值为零。在坡莫合金中添加 5% 的铜就得到称为 Mumetal 的合金, 尽管目前工业生产的 Mumetal 也含有 2% 的 Cr。其磁性能不比坡莫合金更好, 但它的延展性比坡莫合金好得多, 因此可以做

成薄带的形式用于磁屏蔽,使易受外界影响的敏感部件免受杂散磁场的干扰。

在铁镍中添加钴,就做成所谓的坡明伐(Perminvar)三元合金,它在 200 A m^{-1} 以内的低场范围内具有恒定磁导率和零磁滞损耗。

表 12.5 不同软磁材料的选定磁性能

	成份	相对磁导率		矫顽力	饱和磁感应强度
		μ	μ_{\max}	$H_c (\text{A m}^{-1})$	$B_s (\text{T})$
铁	100% Fe	150	5000	80	2.15
硅钢	96% Fe	500	7000	40	1.97
(无取向)	4% Si				
硅钢	97% Fe	1500	40000	8	2.0
(晶粒取向)	3% Si				
78 坡莫合金	78% Ni	8000	100000	4	1.08
	22% Fe				
高磁导率镍钢	50% Ni	4000	70000	4	1.60
(Hipernik)	50% Fe				
超坡莫合金	79% Ni	100000	1000000	0.16	0.79
	16% Fe, 5% Mo				
Mumetal	77% Ni, 16% Fe	20000	100000	4	0.65
	5% Cu, 2% Cr				
波门杜尔合金	50% Fe	800	5000	160	2.45
(Permendur)	50% Co				
高磁导率铁钴合金	64% Fe	650	10000	80	2.42
(Hiperco)	35% Co, 0.5% Cr				
超波门杜尔合金	49% Fe		60000	16	2.40
(Supermendur)	49% Co, 2% V				

12.3.3 铁钴合金(波门杜尔合金)

钴是唯一的一种与铁形成合金时能使饱和磁化强度(图 12.24)和居里温度增加的元素,因此铁钴合金相当令人感兴趣。这类合金具有小各向异性(图 12.25)和高磁导率(图 12.26)。它们在直流和交流装置中都有一定的用途,但钴的昂贵价格一直是一个限制因素。现在铁钴合金中也用镍和钒作为合金组元。

最高的饱和磁化强度出现在成分为 65% 铁—35% 钴的合金中,此时它达到 1.95 MA m^{-1} 。该二元合金很脆,但与钒合金化后其机械性能会改善。成份为 49%Fe、49%Co、2%V 的波门杜尔合金称为钒波门杜尔合金,其饱和磁化强度接近最大值 1.95 MA m^{-1} ,而磁导率在很大的磁场 H 范围内也能保持恒定。

钴的相当高昂的价格也妨碍了这类合金在继电器衔铁方面的应用,否则的话这类合金将是非常理想的材料,因为其高饱和磁化强度可以产生一个很大的操纵继电器活动部件的吸引力。

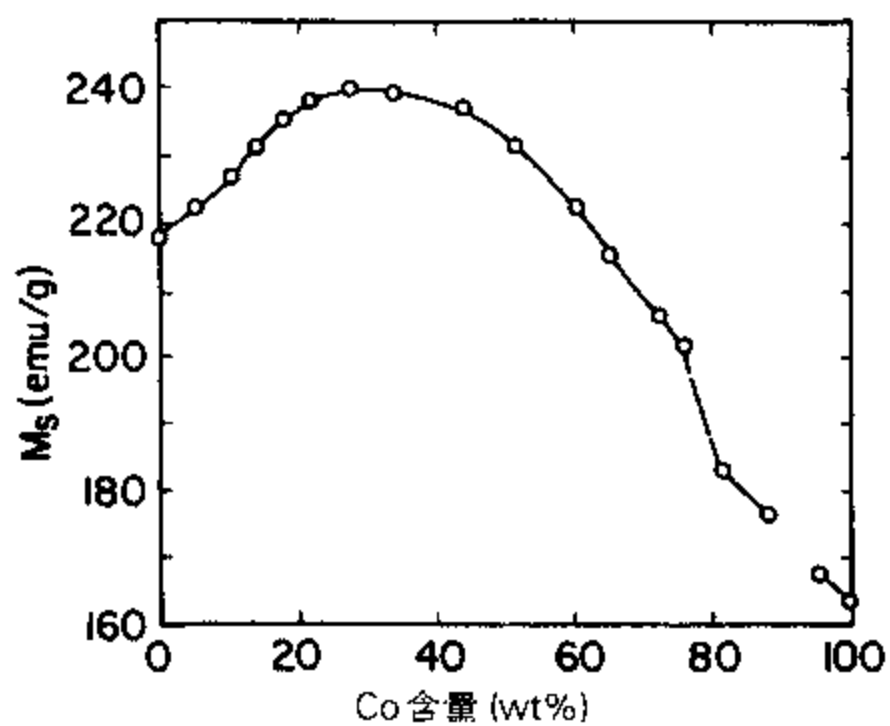


图 12.24 铁钴合金的饱和磁化强度随成份的变化 (引自 Weiss 和 Forrer^[30])。

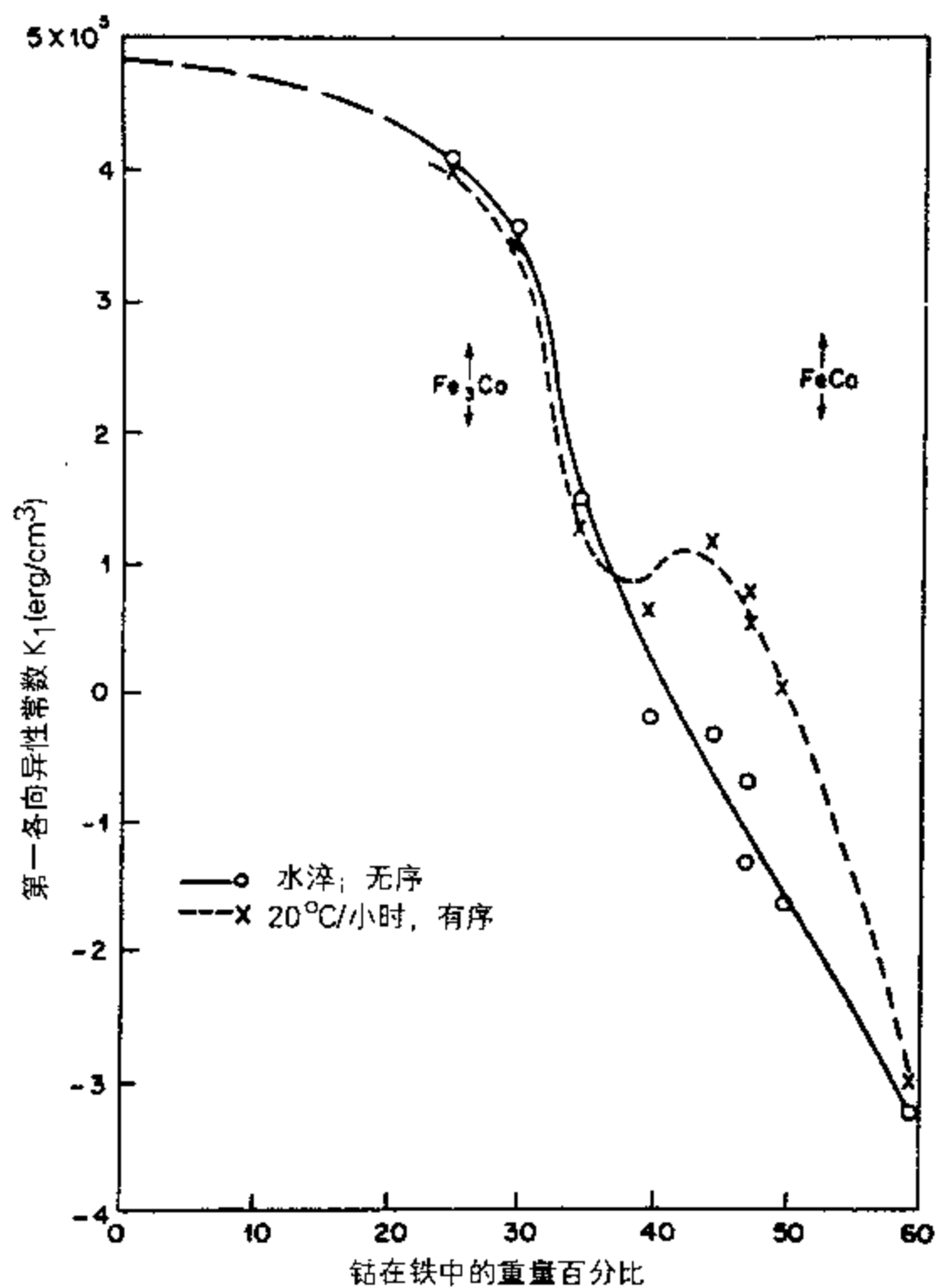


图 12.25 铁钴合金的第一各向异性常数随成份的变化 (引自 Hall^[31])。

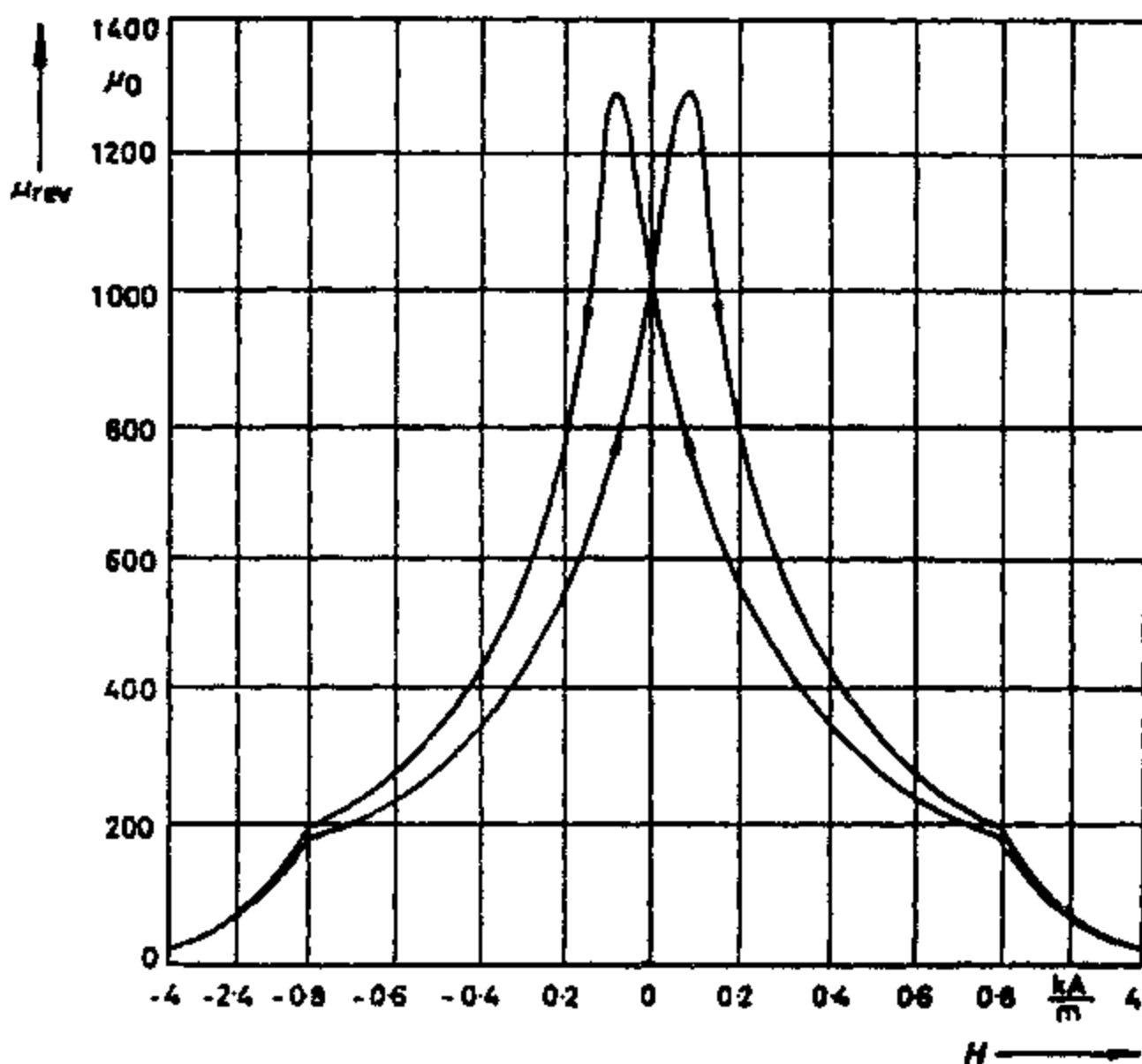


图 12.26 用叠加一个频率 200 Hz、振幅 0.34 A m^{-1} 的小周期场的办法测得的波门杜尔合金的可逆磁导率随磁场强度的变化。

三元合金用在磁放大器以及某些开关磁芯和记忆磁芯中。它们用于高级受话器的隔膜中，此时重要的是在高磁通密度下要有很高的可逆磁导率值；在飞机制造业中它们也用作伺服电机的极靴，这里的决定性因素是高磁通密度。这些合金也曾经在较小范围内被用作磁致伸缩换能器，但是现在有了比它们更优良的磁致伸缩换能器材料。

12.4 磁屏蔽材料

在某些应用场合中需要提供一个尽可能不受磁场影响的空间。这是通过将该空间包围在一个磁屏中来实现的，而磁屏只不过是由高磁导率材料做成的一个封闭罩。要求具备的条件或许就是阻止静态的或随时间变化的磁场进入该空间。

实际上，有时候需要磁屏蔽是为了保护非常灵敏的仪器，尤其是测量仪器、或者开关元件，使它们免受杂散磁场的影响。常规措施是将灵敏的仪器或元件用一层或多层高磁导率磁性材料包围起来。用于屏蔽的最常用材料是 Mumetal，它是一种含有 73%Ni、20%Fe、5%Cu 和 2%Cr 的合金。对于更高磁场强度的情形，采用的是成份区域为 35%Ni—65%Fe 的其它合金，因为它们的饱和磁化强度更高。

厂商提供的磁屏蔽材料通常都是厚度范围从 0.2 到 1.0 mm^[32] 的薄片，尽管在特殊情况下所用的厚度达到了 2mm。薄片因为柔软从而可用来包裹灵敏元件，也得到广泛应用。这种

薄箔通常厚 $0.05 \sim 0.1 \text{ mm}$ ，因此就屏蔽而言它们不如同样材料的厚片有效，这仅仅是由于在一定的磁通密度下它们转移的总磁通较少。因此，这样的薄箔只用在屏蔽要求不是很严格的场合。

现在磁屏蔽的最普通的用途可能就在磁记录系统的重放磁头中，这里需要将重放头与杂散磁场屏蔽开来，该杂散磁场是记录介质上正在“重放”的区域之外的其它区域发出的。关于记录磁头和重放磁头的讨论见第 14 章。磁屏蔽也用于计算机显示屏的阴极射线管、电视机屏幕和示波器中。大型磁屏蔽用在医学诊断系统、比如磁共振中，此时必须精确地控制磁场，以免受到邻近仪器产生的预料不到的、随时间变化的杂散磁场的干扰。

12.4.1 屏蔽因子

屏蔽的效果是用屏蔽因子 S 来衡量的。它是屏蔽物内部一点处的磁场 H_i 与没有屏蔽物时同一位置处磁场强度 H_a 的比值^[33]：

$$S = \frac{H_a}{H_i} \quad (12.11)$$

屏蔽因子 S 的值越大，屏蔽就越好，在一定外磁场下屏蔽物内部磁场就越小。只有在最简单的几何情况下才能给出屏蔽因子的方程式。在稳恒磁场的屏蔽中，显然屏蔽因子应该随屏蔽材料磁导率 μ_r 的增加而增加，也会随薄片厚度 d 而增加。对空心球而言，其屏蔽因子近似为

$$S = \frac{4 \mu_r d}{3 D} \quad (12.12)$$

其中 D 是球的直径。对一个很长的垂直于外场的空心圆筒来说，

$$S = \frac{\mu_r d}{D} \quad (12.13)$$

这里的 D 仍然是直径。最后，一个边长为 a 的立方盒的屏蔽因子为

$$S = \frac{4 \mu_r d}{5 a} \quad (12.14)$$

Boll^[32, p.288] 讨论了这些屏蔽因子，以及当屏蔽物的磁导率随外加磁场而改变时屏蔽因子随上述参数的变化。

12.4.2 多重屏蔽

多重屏蔽意味着有多层屏蔽材料在起作用，在这种情况下总的屏蔽因子一般说来是所有各个屏蔽因子的和与乘积的组合。Freake 和 Thorp^[34] 对此进行了讨论，他们指出，只要将屏蔽物进行适当的几何排列，就可以使总的屏蔽因子接近各个屏蔽因子的乘积，从而他总屏蔽因子增加。

12.4.3 交变磁场的屏蔽

在大多效情况下采用屏蔽物是为了减小或消除交变的或随时间变化的电磁场，这些电磁场可以在传感元件电路中产生不需要的电压，从而引起噪音或其它可探测信号。类似的屏蔽原理对稳恒磁场和随时间变化的磁场都适用；但是，当外加磁场的频率增加时，一个给定屏

蔽物的屏蔽因子会增大。

屏蔽因子随频率的这一增大的主要原因是由于 2.5 节中讨论过的趋肤深度随频率增加而减小,使得电磁场在导体中的穿透深度也随频率增加而减小。穿透深度 δ 与相对磁导率、电导率和外磁场频率乘积的平方根成反比。根据下式可以由对稳恒磁场的屏蔽因子近似地算出对交变磁场的屏蔽因子。

$$S(\omega) = S(0)K \quad (12.15)$$

这里的校正因子 K 依赖于屏蔽层厚度 d 与穿透深度 δ 的比值。 d/δ 越大,校正因子 K 就越大,而屏蔽因子也越大。

磁性材料在屏蔽方面的应用有很多种形式,有各种各样不同厚度的屏蔽材料来应付各种需求。近来有两个关于磁屏蔽的综合论述给出了这种应用的最新讨论:一个是 Hemming^[35] 作出的,他讨论的是大尺度的结构屏蔽,另一个是 Tsaliovich^[36] 所论述的电子设备的屏蔽。

参考文献:

1. Elmen, G. W. (1935; 1936) Magnetic alloys of iron, nickel and cobalt, *Elect. Engng*, **54**, 1292; **54**, 887.
2. Jakubovics, J. (1987) *Magnetism and Magnetic Materials*, Institute of Metals, London, p.97.
3. Boll, R. (1978) *Vacuumschmelze Handbook of Soft Magnetic Materials*, Heyden, London.
4. Stephenson, E. T. (1985) *J. Appl. Phys.*, **57**, 4226.
5. Bertotti, G. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, **24**, 621.
6. Jiles, D. C. (1994) *J Appl. Phys.*, **76**, 5849.
7. Steinmetz, C. (1891) *Electrician*, **26**, 261.
8. Littmann, M. F. (1971) *IEEE Trans. Mag.*, **7**, 48.
9. Chen, C. W. (1977) *Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, p.276.
10. Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., p.494.
11. Fiorillo, F. (1996) *JMMM*, **157**, 428.
12. Heck, C. (1974) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane and Russak, New York, p.392.
13. Luborsky, F. E. (1980) Amorphous ferromagnets, *Ferromagnetic Materials*, Vol. 1, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
14. Ohnaka, I., Fukusako, T., Ohmichi, T. et al (1982) *Proceedings of the Fourth Conference on Rapidly Quenched Metals*, p.31.
15. Mohri, K., Humphrey, F. B., Yamosaki, J. and Okamura, K. (1984) *IEEE Trans. Mag.*, **20**, 1409.
16. Mohri, K., Humphrey, F. B., Kawashima, K. et al (1990) *IEEE Trans. Mag.*, **26**, 1789.
17. Atkinson, D., Squire, P. T., Gibbs, M. R. J. and Hogsdon, S. N. (1994) *J. Phys. D. (Appl. Phys.)*, **27**, 1354.
18. Squire, P. T., Atkinson, D., Gibbs, M. R. J. and Atalay, S. (1994) *JMMM*, **132**, 10.

19. Yoshizawa, Y., Oguma, S. and Yamauchi, K. (1988) *J. Appl. Phys.*, **64**, 6044.
20. Herzer, G. (1996) *JMMM*, **157**, 133.
21. Hernando, A., Navarro, I. and Gorria, P. (1995) *Phys. Rev.*, **B51**, 3281.
22. Hernando, A. and Kulik, T. (1994) *Phys. Rev.*, **B49**, 7064.
23. Bertraut, F. and Forret, F. (1956) *Comptes Rend. Hebd. Seance. Acad. Sci.*, **242**, 382.
24. Slick, P. I. (1980) Ferrites for non-microwave applications, *Ferromagnetic Materials*, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
25. Nicolas, J. (1980) Microwave ferrites, *Ferromagnetic Materials*, Vol.2 (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
26. Snelling, E. C. (1988) *Soft Ferrites, Properties and Applications*, 第二版, Butterworths, London.
27. Chin, G. Y. and Wernick, J. H. (1980) Soft magnetic materials, *Ferromagnetic Materials*, Vol.2, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
28. Swisher, J. H., English, A. T. and Stoffers, R. C. (1969) *Trans. A. S. M.*, **62**, 257.
29. Swisher, J. H. and Fuchs, E. O. (1970) *J. Iron. Steel. Inst.*, August, 777.
30. Weiss, P. and Forrer, R. (1929) *Annalen der Physik*, **12**, 279.
31. Hall, R. C. (1960) *Trans. Met. Soc. AIME*, **218**, 268.
32. Boll, R. (1979) *Soft Magnetic Materials*, Heyden, London, p.170.
33. Mager, A. J. (1971) *IEEE Trans. Mag.*, **6**, 67.
34. Freake, S. M. and Thorp, T. L. (1971) *Rev. Sci. Inst.*, **42**, 1411.
35. Hemming, L. H. (1992) *Architectural Electromagnetic Shielding Handbook*, IEEE Press, Piscataway.
36. Tsaliovich, A. B. (1995) *Cable Shielding for Electromagnetic Compatibility*, Van Nostrand Reinhold, New York.

进一步阅读:

- Boll, R. (主编) (1978) *Vacuumschmelze Handbook of Soft Magnetic Materials*, Heyden, London.
- Chin, G. Y. and Wernick, J. H. (1980) Soft magnetic materials, *Ferromagnetic Materials*, Vol.2, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam, Ch.2.
- Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass., Ch.3.
- Heck, C. (1974) *Magnetic Materials and their Applications*, Crane Russak & Co., New York, Chs 10~13.
- Hummel, R. (1985) *Electronic Properties of Materials*, Springer-Verlag, Ch.17, Berlin.
- Luborsky, F. E. (1980) Amorphous ferromagnets, *Ferromagnetic Materials*, Vol. 1, (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam, Ch.6.
- Siemens Akgt (1987) *Siemens Ferrites: Soft Magnetic Materials Data Book*, Munich.
- Snelling, E. C. (1988) *Soft Ferrites, Properties and Applications*, 第二版, Butterworths, London.
- Valvo Inc. (1987) *Ferroxcube Datenbuch*, Huthig Verlag GmbH, Heidelberg.

第十三章 硬磁材料

在这一章里,我们研究使铁磁体能够用作永久磁体的那些特性。现在有很多种不同材料可供选用,而且诸如矫顽力和最大磁能积等性能还在不断改善之中,比如发现了钕铁硼永磁体以及进一步开发出了两相“交换弹簧”磁体。永磁体的应用范围很广,从强电工程比如电动机和发电机、直到很小尺度的应用比如电子束和动圈式仪表的控制机构,还有中等功率范围的应用比如麦克风和喇叭。

13.1 特性及应用

永磁体是用来产生磁场的一个无源装置。也就是说,它不需要在一个线圈或螺线管中通电流来维持这个磁场。维持磁场所需的能量在给永磁体“充磁”(即首先在很高的磁场强度下磁化,然后去掉外场达到剩磁状态)的时候就已经事先储存在永磁体中了。在难以提供电源的许多情形下都用永磁体来产生磁场,比如在便携式设备中、或几何条件有限的地方,比如空间大小的限制使我们只能用它而不能采用电磁铁。

当铁磁性材料用作永磁体的时候,它们的工作条件应该是最好只受到它们自身退磁场的作用,而在最坏的情况下它们还要受到其附近的其它磁性材料或磁场的各种退磁效应的作用。因此它们必须是很不容易退磁的。

另外,从外磁场中移开后仍有相当高的磁化强度的永磁体才能有用。因此需要高剩磁,而且这样就必然意味着要有高饱和磁化强度。然而,在软磁材料中所需的大多数其它特性、比如高磁导率和低电导率,在硬磁材料中却是无关紧要的。

到1995年,全世界永磁体市场的年产值据估计为35亿美元。永磁体材料的主要种类为铁氧体、钕铁硼、钐钴和铝镍钴,如表13.1所示。这些永磁体材料用于小电动机(60%)、喇叭(15%)、通信(8%)、电子管(7%)、机械元件(4%)和种类繁多的各种元件(1%)之中^[1]。

永磁体最大的应用场合是电动机,它包括计算机硬盘驱动器的电机,这是目前永磁体应用的最大市场。

在最近的一篇关于稀土永磁应用的评论中^[2],对烧结钕铁硼全球市场的充分估计表明,1995年其市场产值为 500×10^6 美元/年,而粘结钕铁硼市场为 100×10^6 美元/年,与Parker^[1]所预计的非常吻合。据估计,到2005年上述市场将分别增长到 2000×10^6 和 1500×10^6 美元/年。

现在生产的所有烧结钕铁硼中的约60%都用在“音圈”电动机上,该电动机的作用是操纵硬盘驱动器的支架以确定读写磁头在磁盘上的位置。采用钕铁硼的主要优点是,跟基于其它类型永磁材料的设计相比,这种器件的重量和体积都能减小。

表 13.1 按材料种类划分的永磁体市场 (%)

烧结铁氧体	40
粘结铁氧体	20
烧结钕铁硼	14
粘结钕铁硼	4
烧结钐钴	10
粘结钐钴	1
铝镍钴	9
其它	2
总计	100% = 3.5×10^9 美元 / 年
典型增长	12% / 年

粘结钕铁硼其它的主要用途包括将激光斑点聚焦在盘面上的激光唱片(CD)镜头调节器, 硬盘驱动器的主轴电动机。其实, 主轴电动机才是粘结铁铁硼磁体发挥特长的最好场合。因为这类电动机的可用空间极小, 所以体积小、重量轻的钕铁硼磁体用于这类情形就非常理想。高性能铁铁硼磁体的其它应用还有医学磁共振成像(MRI)所用的具有高均匀磁场的磁体、汽车的调速控制器和摄像机的自动光圈控制装置。

13.1.1 矫顽力

既然永磁体要在没有外加磁场的条件下工作, 那么它们抵御退磁的能力就是一个很重要的性能, 因此需要具有高矫顽力。许多年来, 人们不断发现具有更高矫顽力的新型永磁材料^[3]。矫顽力被用于区分硬磁材料和软磁材料。人们相当随意地将具有 10 K A m^{-1} (125 Oe) 以上矫顽力的材料归类为硬磁材料。最近的永磁材料其矫顽力比这个值要大两个数量级。例如, 钕铁硼的内禀矫顽力通常为 1.1 M A m^{-1} (14000 Oe), 钐钴为 0.69 M A m^{-1} (8700 Oe) 而铝镍钴为 56 K A m^{-1} (700 Oe)^[4]。

不象软磁材料中 B 近似等于 $\mu_0 M$, 对永磁材料而言, 磁化强度不能简单地近似为磁通密度的线性函数, 因为永磁材料所用的磁场 H 的值通常要比软磁材料的磁场值大得多。其结果是: 矫顽力可以定义为磁化强度等于零的磁场, 即内禀矫顽力 mH_c , 或者也可定义为材料中的磁通密度等于零的磁场 BH_c 。硬磁材料中这两个量的值有相当大的差别, 对永磁体来说, 该差别越大材料就越好。应该注意到 mH_c 总是大于 BH_c 。

13.1.2 剩磁

无论永磁体的矫顽力是多少, 如果剩余磁化强度很低的话它就没有什么用。因此与高矫顽力相结合的高剩磁就是必不可少的。剩磁 M_R 是最大的剩余磁化强度, 只有在没有退磁场的封闭环结构中才能得到。既然所有永磁体要想派上用场的话就必须工作在“开路”条件下, 那么工作在开路中的永磁体其剩余磁化强度将始终低于剩磁 M_R 。例如钕铁硼的剩磁通常为 $M_R = 1.05 \text{ M A m}^{-1}$ (1050 emu cc^{-1}), $B_R = 1.3 \text{ T}$ (13 KG)。

13.1.3 饱和磁化强度

剩磁当然要依赖于饱和磁化强度, 所以一个永磁体的饱和磁化强度应该很大。但仅仅具备这个条件还不够, 因为矩形比 M_R/M_S 也必须要达到接近于 1 才能确保高剩磁。钕铁硼的饱和磁化强度为 1.27 MA m^{-1} [5], 钕钴为 0.768 MA m^{-1} [6, p.80], 铝镍钴合金通常为 $0.87 \sim 0.95 \text{ MA m}^{-1}$ [7, p.574]。

13.1.4 磁能积

经常引起永磁体制造商和用户关注的一个参数是最大磁能积, 它是在第二象限得到的 BH 的最大值, 如图 13.1 所示。很显然它与总的磁滞损耗或磁滞回线包围的面积密切相关。

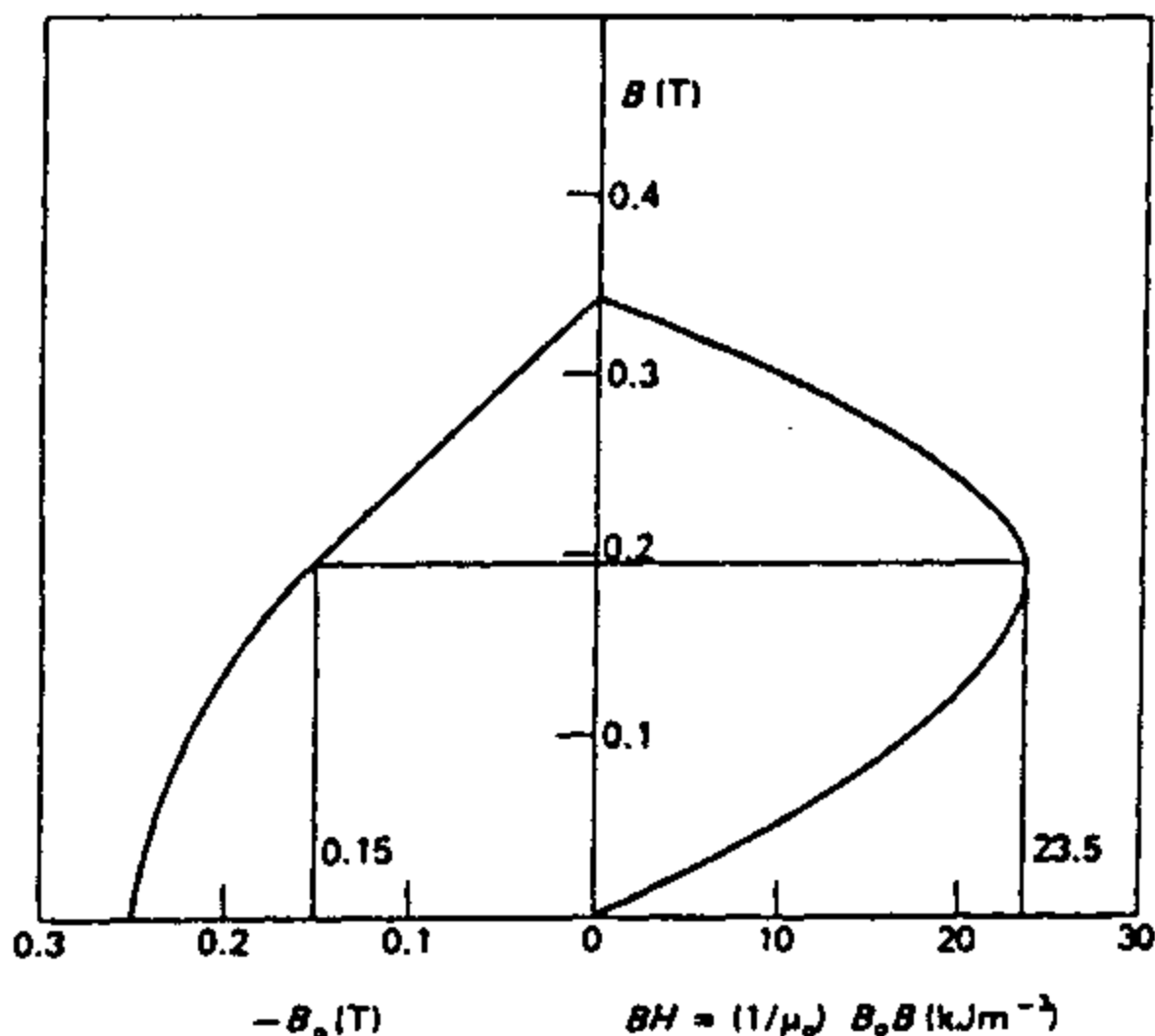


图 13.1 钕铁氧体陶瓷磁体的第二象限“退磁曲线”(图的左半部分)以及磁能积随磁感应强度的变化(图的右半部分)。

研究人员对永磁体最大磁能积的关注值得加以说明。它源于永磁体相关的总能量。对一个永磁体而言, 在整个空间范围内的积分 $\int BH dV$ 必然为零。于是可以将它分解成磁体内部和磁体外部的积分,

$$\int_{\text{整个空间}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} dV = \int_{\text{磁体内部}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} dV + \int_{\text{磁体外部}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} dV = 0. \quad (13.1)$$

因此, 既然磁体外部 $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, 但磁体内部当然不是这样, 那么磁场在磁体外部产生的能量就等于 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$ 在磁体体积范围内的积分。

$$\text{磁体的有效能量} = \int_{\text{磁体外部}} \mu_0 H^2 dV = \int_{\text{磁体内部}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} dV \quad (13.2)$$

所以最大磁能积不过是衡量一个永磁体能够对磁体外部做有用功的最大限度的参量。

许多年来, 各种永磁材料最大磁能积的改善情况如图 13.2 所示^[8]。我们可以估计出将来可能达到的最大磁能积的最终极限。对剩磁为 M_R 且磁滞回线矩形性非常好的材料来说, 矫顽力 H_c 决不可能超过 M_R 。因此最大磁能积就是 $\mu_0 M_R^2 / 4$ 。显然剩磁决不可能大于饱和磁化强度, 而且已知最高的饱和磁化强度是某种铁合金的 $1.95 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ 。所以有人提出^[9], 最大磁能积不会超过 $\mu_0 M_s^2 / 4$, 就目前所知的材料而言, 其最大值为 $1.19 \times 10^6 \text{ J m}^{-3}$ (150 MG Oe)。

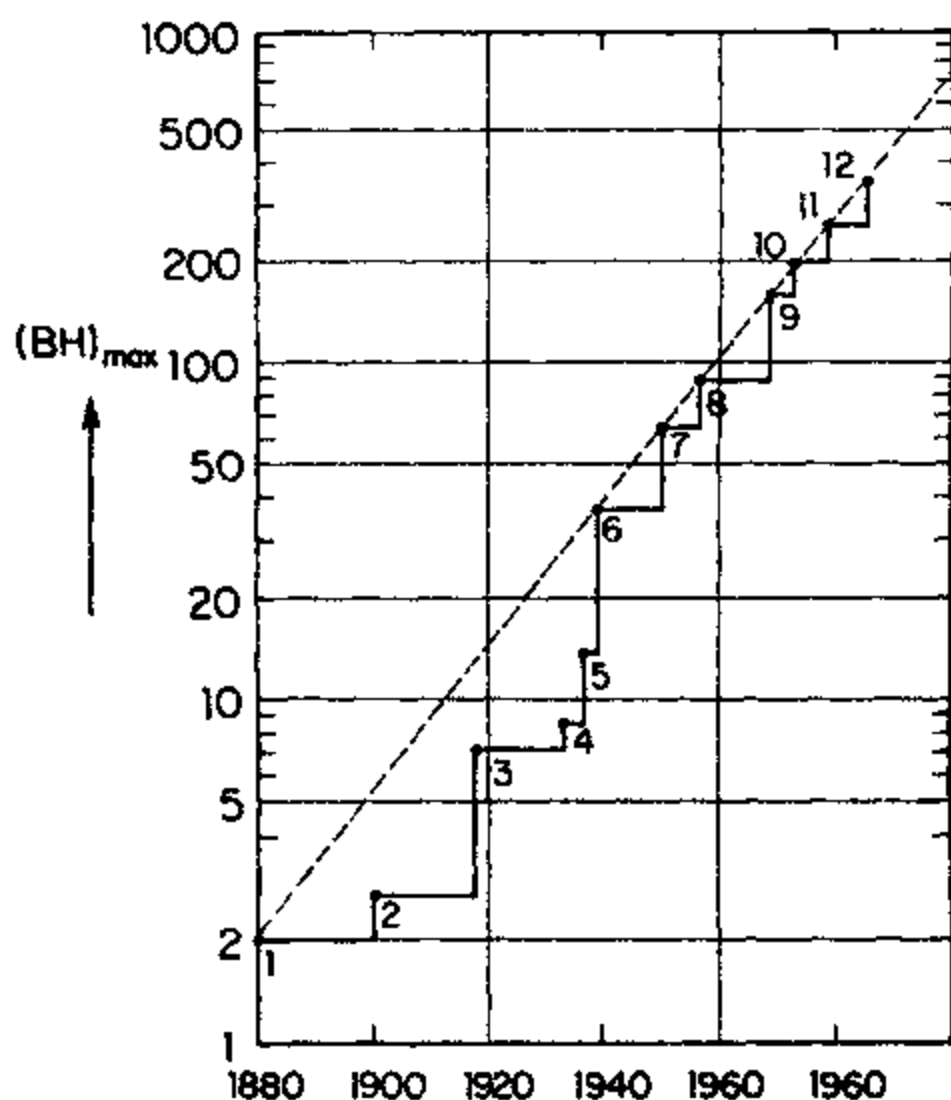


图 13.2 从 1880 到 1980 年期间, 最大磁能积 $(BH)_{\max}$ (单位为 KJ m^{-3}) 的升高情况: 1 = 碳素钢; 2 = 钨钢; 3 = 钴钢; 4 = 铁镍铝合金; 5 = Ticonal II; 6 = Ticonal G; 7 = Ticonal GG; 8 = Ticonal XX; 9 = SmCo_5 ; 10 = $(\text{SmPr})\text{Co}_5$; 11 = $\text{Sm}_2(\text{Co}_{0.85}\text{Fe}_{0.15}\text{Mn}_{0.04})_{17}$; 12 = $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 。

高磁能积来自于高矫顽力和高剩磁; 但是, 对任意一种应用场合都仅仅选择具有最高的磁能积的材料肯定是不够的, 因为受几何形状影响的最佳工作条件可能会选择其他更为重要的性能。为了理解这一点, 就必须考虑永磁体的整个退磁曲线。

在大多数工业生产中, 最大磁能积是用非标准单位 兆高斯—奥斯特 (MG Oe) 来度量的。MG Oe、 J m^{-3} 和 ergs cc^{-1} 之间的换算因子如下:

$$1 \text{ MG Oe} = \left(\frac{10^6}{4\pi} \right) \text{ ergs cc}^{-1} = 7.96 \text{ KJ m}^{-3} \quad (13.3)$$

13.1.5 退磁曲线

最大磁能积本身没有给出足够的关于永磁体特性的信息。一个更有用的显示永磁体磁性能的途径是画出磁滞回线的第二象限部分，即从剩磁点到矫顽力点。这就称为退磁曲线，它给出了在确定永磁体对某特定应用场合的适宜性的时候总是需要的信息。这样的一条曲线不仅包含了最大磁能积的信息，也含有如果永磁体不能工作在其最佳条件下时设计者需要的额外信息。

此退磁曲线表明了在不同退磁场下的磁化强度。开路结构永磁体的退磁场强度取决于永磁体的形状。所以我们立即就可以看到，对材料的选择不仅依赖于材料的内禀特性，同样也依赖于所需的形状。

永磁体的工作条件由退磁场决定，如图 13.3 所示。如果已知几何形状，即空气隙的长度或可以采用的磁体的总长度，设计者必须选择负载线上 BH 有最大的可能值的材料。负载线是特定几何形状样品的退磁因子所决定的可能的工作点的轨迹。我们在下一节中讨论这一点。

13.1.6 永磁体磁路设计

永磁体的工作点是负载线与退磁曲线的交叉点。负载线的斜率取决于退磁因子，从而取决于磁体的形状。例如，考虑一个长度与直径的比为 $l:d$ ，退磁因子为 N_d 的永磁体。在此情况下，很容易给出^[7, p.560]退磁场 H_d 与磁感应强度 B 的关系为

$$H_d = - \left(\frac{N_d}{\mu_0(1 - N_d)} \right) B \quad (13.4)$$

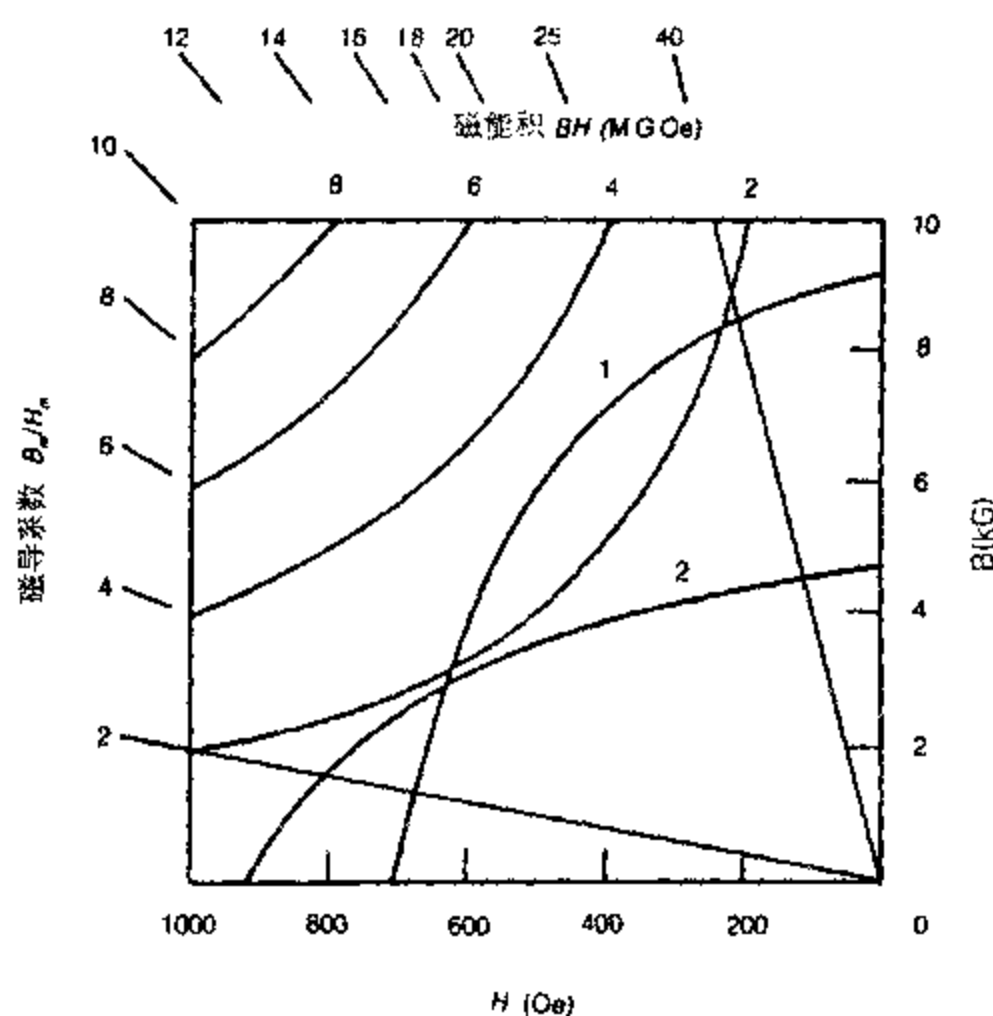


图 13.3 退磁曲线、负载线以及磁滞回线第二象限的磁能积值。给出了两条负载线，一条对应 $l:d = 1:1$ 的短样品，其磁导系数为 2 ($N_d = 0.23$)，另一条对应 $l:d = 7:1$ 的长样品，其磁导系数为 40 ($N_d = 0.244$)。

因此经过 B, H 平面的原点且斜率为 $-\mu_0(1-N_d)/N_d$ 的负载线给出了一定形状的磁体其可能工作点的轨迹, 如图 13.3 所示。此负载线的斜率 $B/\mu_0 H_d = -(1-N_d)/N_d$ 称为磁导系数。它是设计人员常用的参数之一, 因为它包含了所需永磁体的形状方面的信息, 所以在确定一种材料是否适宜于一个具体的应用场合时是很重要的。

永磁体气隙中的磁场为 [7, p.561]

$$H_g = \sqrt{\left(\frac{H_m B_m V_m}{\mu_0 V_g} \right)}, \quad (13.5)$$

这里的 H_m 是磁体内部的磁场, B_m 是磁体内的磁通密度, V_m 是磁体的体积而 V_g 是气隙的体积。此处的重要结论是: 使永磁体工作在最大磁能积点 (BH_{\max}) 才能得到最大磁场。

综合考虑这两个结果, 我们清楚地看到, 对一个具体应用来说最适宜的材料是沿着该应用的几何约束规定的负载线有最大 BH 值的材料。反之, 对某种应用给定一种具体材料, 为了使其性能最优化, 那么材料的形状应该使得其负载线经过 (BH_{\max}) 点。

例如, 如果需要使用较短的永磁体, 那么退磁场或许较大, 于是工作点就会远离 (BH_{\max}) 点。在这种情况下, 采用矫顽力最大的材料也许是最好的选择。如果运用的是较长的永磁体, 那么退磁场可能相当小, 因此磁体就工作在接近剩磁点的状态下。在这样的条件下, 最好是选用剩磁最大的材料。图 13.3 中的负载线描述了这两种情况。

在一定空间中产生一定磁场的永磁体组件的设计方案不是唯一的, 从原则上讲, 有无穷多种可能的结构可以产生同样的磁场。然而, Jensen 和 Abele^[10] 最近的工作建立了一种算法, 可以确定产生一个给定磁场的最有数的永磁体配置。此处的“最有数”意味着, 对储存在永磁体组件中一定量的磁能而言, 在我们所关心的空间中的磁场能最大。这样既考虑了永磁体组件的体积, 也考虑了它所储存的能量密度。

实际上, 人们也采用数值计算方法比如三维有限元法来确定一定磁体组件产生的磁场。在 Leupold、Potenziani 和 Tilak 的工作中^[11] 大量运用了这些方法, 使们设计了多种永磁体结构, 包括均匀强场永磁体螺线管。最全面最新的永磁体设计指南是由 Moskowitz^[12] 所著。

13.1.7 转动磁滞的 Stoner-Wohlfarth 模型

Stoner-Wohlfarth 模型^[13] 描述了具有单轴各向异性的单畴粒子集合体的磁化曲线, 该单轴各向异性来自于较子形状或起源于磁晶各向异性。如果各向异性能无论产生于结晶各向异性还是形状各向异性都可以用一个单常数表达式来表示, 那么

$$E_{\text{an}} = K \sin^2 \theta. \quad (13.6)$$

当磁化强度与易磁化方向夹角为 θ 时, 如图 13.4 所示, 该能量将产生一个转矩

$$\begin{aligned} \tau_{\text{an}} &= \frac{-dE_{\text{an}}}{d\theta} \\ &= -2K \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (13.7)$$

由磁场 H 产生的转矩将取决于磁化强度与磁场方向的夹角 ϕ , 如图 13.4 所示:

$$\begin{aligned} \tau_H &= \mu_0 \mathbf{M}_s \times \mathbf{H} \\ &= \mu_0 H M_s \sin \phi \end{aligned} \quad (13.8)$$

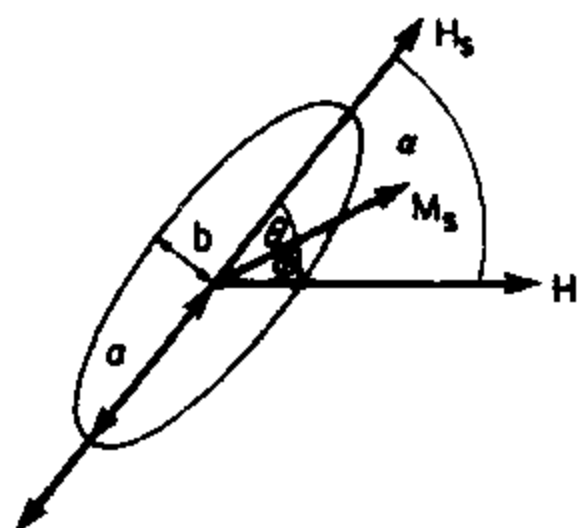


图 13.4 假设既没有结晶各向异性也没有应力各向异性的一个单畴粒子的形状各向异性。

粒子沿短轴方向的退磁因子大于沿长轴方向的退磁因子。这样就导致了形状各向异性。

当磁场 H 产生的转矩与各向异性引起的转矩相等时就达到平衡

$$\tau_H + \tau_{an} = 0 \quad (13.9)$$

$$\mu_0 H M_s \sin \phi - 2K \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (13.10)$$

因此,使多晶样品的磁化强度饱和所需的磁场强度 H_s 就是克服各向异性、将磁矩从与磁场方向呈 90° 角的易轴方向转到磁场方向所需要的磁场强度。从上述方程很容易给出这个磁场强度为

$$H_s = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (13.11)$$

如果 H 垂直于各向异性场,这样将给出完全可逆的磁化强度变化,如图 13.5 所示。如果 H 与各向异性场反平行,则一旦 H 超过 $2K/\mu_0 M_s$ 就会发生磁化强度的不可逆转动,如图 13.6 所示。如果 H 与各向异性场呈任意夹角 θ ,那么结果就是部分可逆及部分不可逆,如图 13.7 所示。此时只要 θ 大于 45° ,就发现 τ_H 随 θ 增大而 τ_{an} 随之减小,并且磁化强度在一个临界场 H_c 处发生不连续变化,该临界场为

$$H_c = \frac{K}{\mu_0 M_s} \quad (13.12)$$

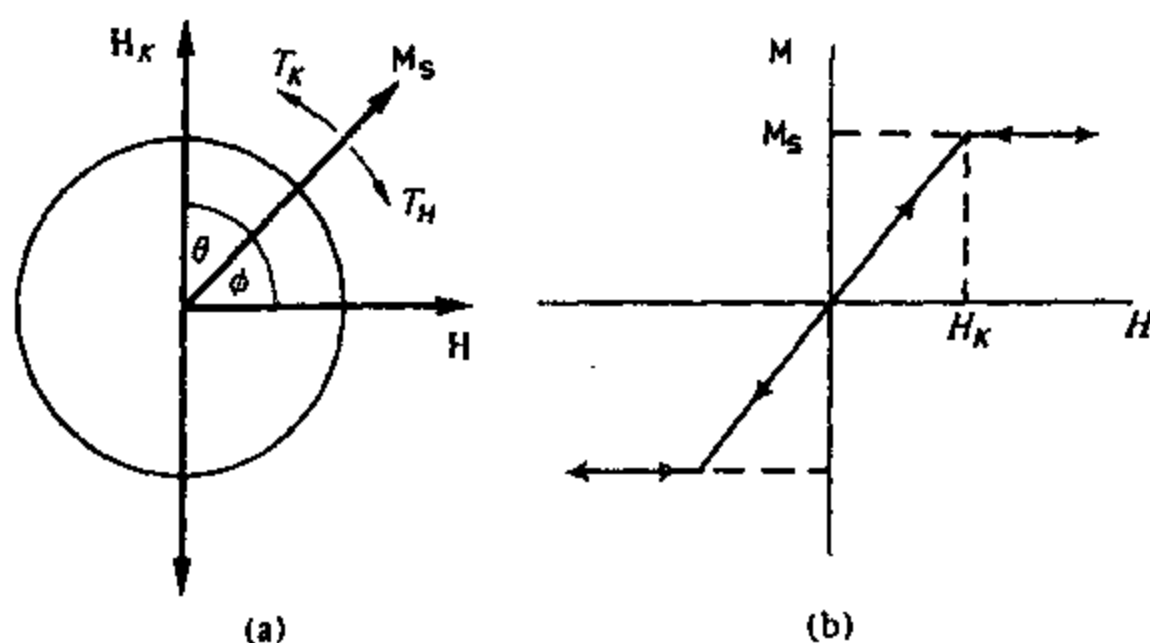


图 13.5 (a)各向异性场为 H_K 的球形单畴粒子,磁场 H 垂直于易轴;
(b)对图(a)描述的情形得到的磁化强度曲线。

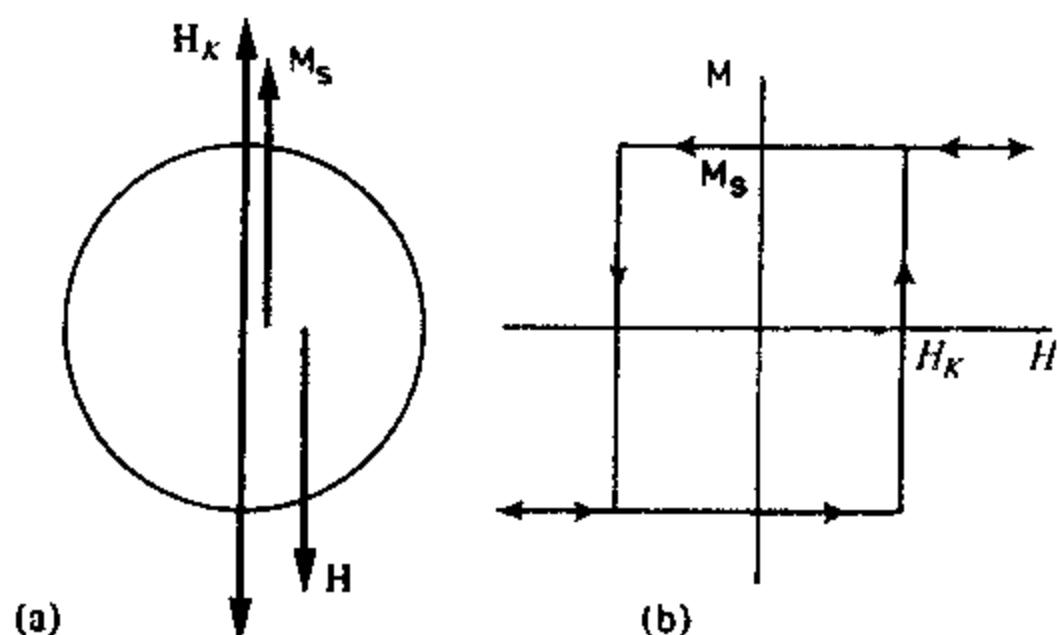


图 13.6 (a)各向异性场为 H_K 的球形单畴粒子, 磁场 H 平行于易轴;
(b)对图(a)描述的情形得到的磁化强度曲线。

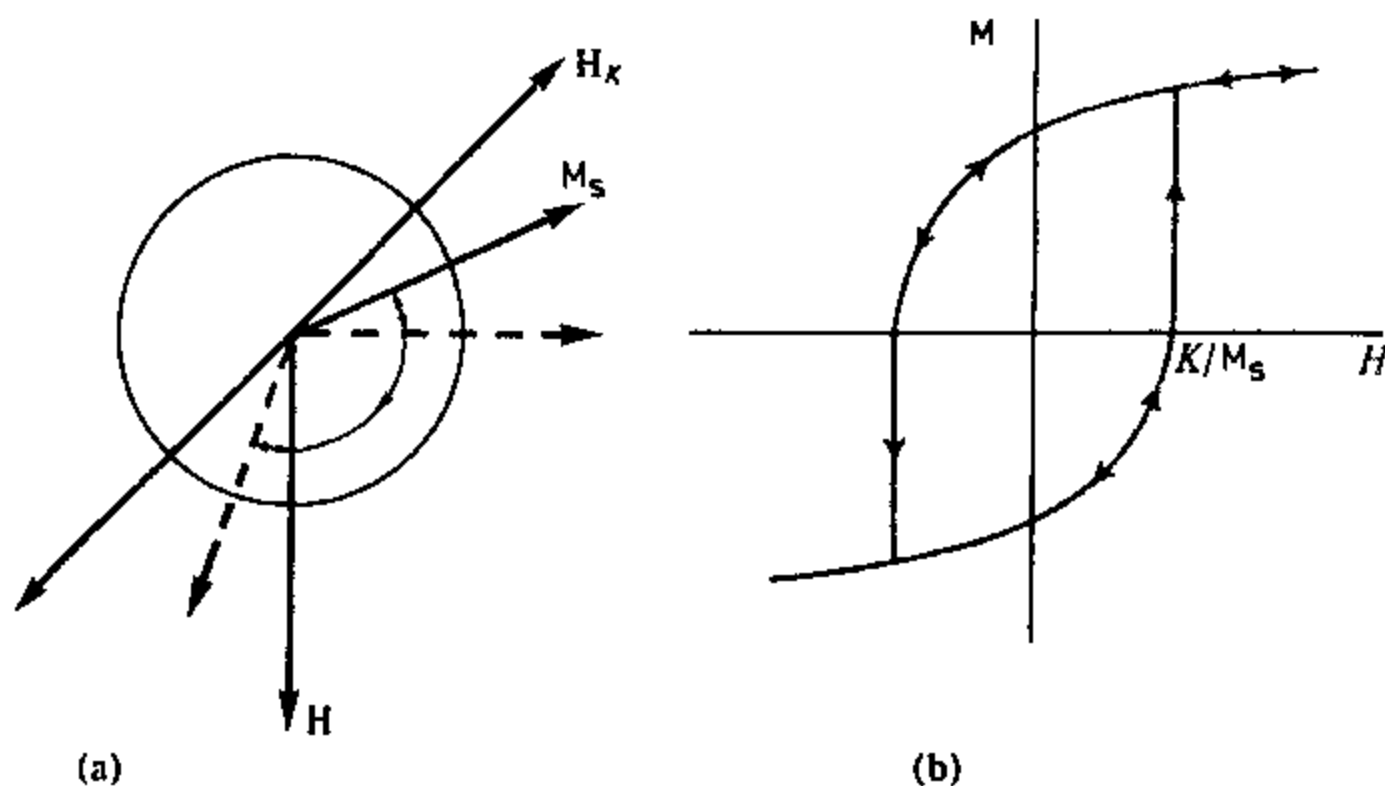


图 13.7 (a)各向异性场为 H_K 的球形单畴粒子, 磁场 H 与易轴呈任意夹角;
(b)对图(a)描述的情形得到的磁化强度曲线。

我们考察各种可能的磁畴方向组合就形成了一个磁畴分布, 并得到图 13.8 所示的各种类型的曲线, 其中磁畴转变的临界场 H_c 依赖于外场相对于磁化强度最初所在易轴方向的取向。Stoner 和 Wohlfarth 考虑了这种单畴粒子的随机集合体, 每个粒子都有单轴各向异性。根据他们的计算得到了图 13.9 的合成磁滞回线。

永磁体生产商采用 Stoner-Wohlfarth 模型来寻求通过增大各向异性、从本质上获得改良性能的途径。尽管此理论用途广泛, 但对大多数真实的永磁材料来说, 它是否普遍有效还有疑问。这个理论的最大弱点之一是它没有考虑到单畴粒子之间的相互作用。另外, 尽管如下一章中讨论的那样, 磁记录所用的颗粒型介质给该模型提供了一个颇为有效的近似, 但实际的永磁体材料通常都不是孤立的单畴粒子的集合体。由镶嵌在非磁性基体中的永磁体颗粒构成的粘结永磁体倒是接近 Stoner-Wohlfarth 模型所假设的条件。

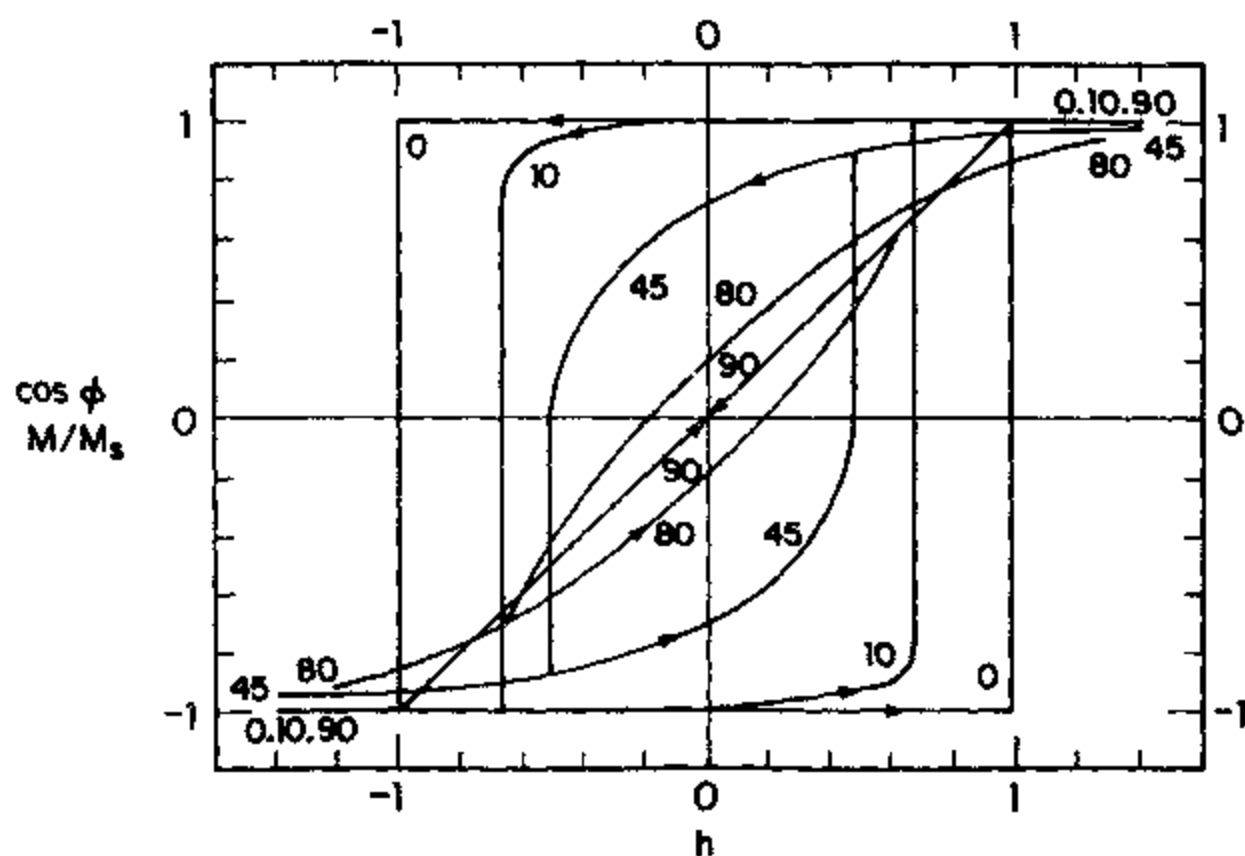


图 13.8 对不同的磁场方向与易轴的夹角、根据 Stoner-Wohlfarth 模型得到的磁化强度曲线，显示出了 45° 及更大夹角情形的临界开关场。

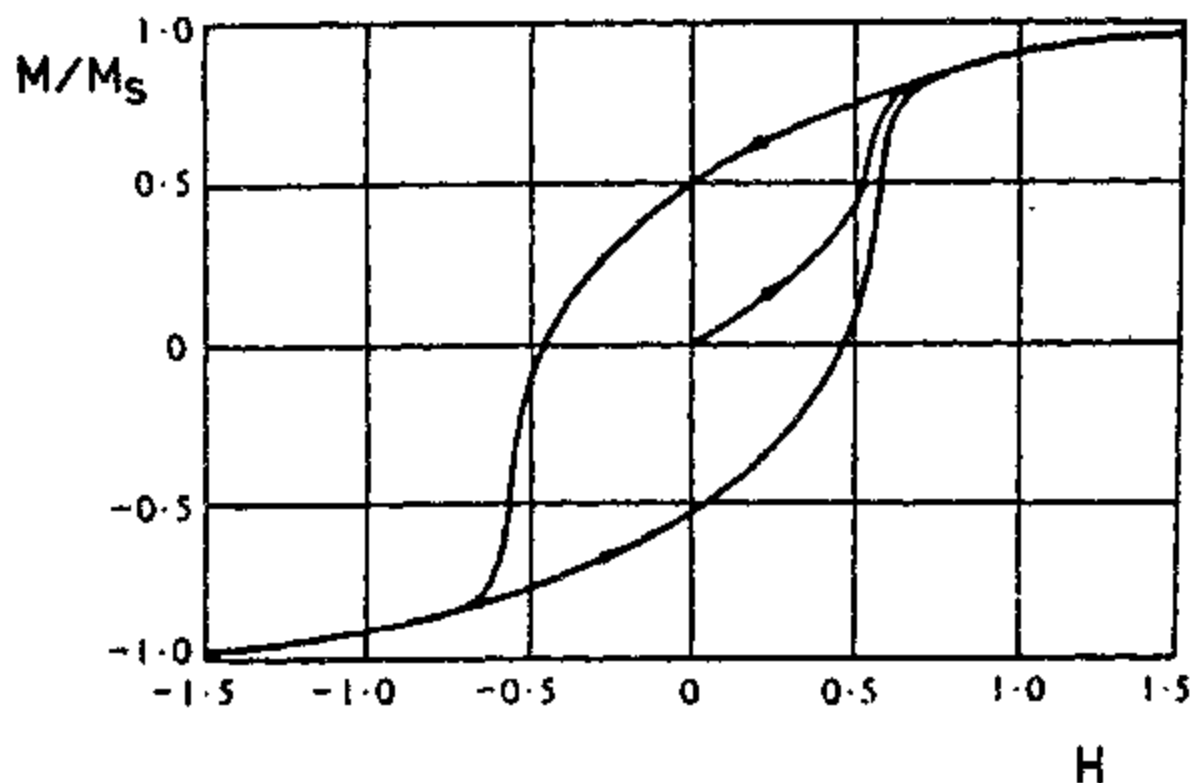


图 13.9 对一定的易轴相对于磁场方向的分布（即磁织构）将基本磁化强度曲线相加得到的合成磁滞回线。此处的易轴分布是随机的。

因此，近年来在解释这类材料的性能方面的重点有所变化，即采用了畴壁位移这个更加有效的物理模型。问题是畴壁位移比磁畴转动更难从理论上加以描述。目前对硬磁材料比如钕铁硼的磁化机理的细节有相当多的争论，尤其是这类材料中高矫顽力的起因。Chikazumi^[14]指出，畴壁位移机制可能是永磁材料比如钕铁硼中的起支配作用的因素。有些作者认为，高矫顽力是材料磁化到趋近饱和以后磁畴难以成核造成的^[15]。其他人提出，高矫顽力主要来自于畴壁钉扎^[16]。现今的证据似乎更支持强钉扎机制^[17]。

可以肯定的是，较高的各向异性将会改善永磁材料的性能^[18]；但是，这一结论不是

Stoner-Wohlfarth 模型的专利,它要比该模型普遍得多,而且还适用于畴壁位移模型。因此,已经证明对永磁体非常有用的 Stoner-Wohlfarth 模型的基本特征(即需要高单轴各向异性)比模型本身的普适性要强得多。

给永磁体产生非常精细的微结构的观念也已经充分树立起来了。这与各向异性(无论是形状各向异性还是其它各向异性)没有什么关系,但与产生阻碍畴壁运动的大量钉扎中心有很大关系,不管通过控制颗粒尺寸、或晶粒尺寸,还是通过产生局部残余应变都可以钉扎畴壁,得到较高的矫顽力。

13.1.8 应用

永磁体无须不断地消耗电能就可以产生稳定的磁场。在某些情况下这是一个优点。永磁体有许多不同的用途^[19, 20],而且正如我们已经看到的那样,对几何结构的考虑引发了对多种不同材料的需求。因此市场上仍然有形形色色的永磁材料。永磁体的主要用途是电动机、发电机、喇叭、动圈式仪表、磁分离器、电子束控制装置(比如电视机中所用)、无摩擦轴承及磁悬浮系统、以及各种形式的吸持磁铁比如门锁。计算机中的磁盘驱动器所用的小型电机现在是钕铁硼磁体最大的一项用途。

电动机中电能转变成机械能,而发电机中机械能转变成电能,这是永磁体最重要的两项用途。美国通用汽车公司研制了钕铁硼永磁材料用在其小汽车和卡车上。采用更强的永磁材料可以大幅度减小电机的尺寸,这一点常常是很重要的考虑事项,比高性能磁体的附加成本更为重要。例如需要小型磁体用于计算机数据存储的音圈电机和步进电机。钕铁硼永磁体现在也被用在磁共振成像系统中^[21]。这种应用需要非常高的磁场均匀性,通常在直径 0.6 m 的空间内为百万分之五^[22]。在此之前这样的磁场必须要用超导磁体来产生。

13.1.9 永磁体的稳定性

知道永磁体在什么条件下会实现其设计规范是很重要的。可能出现的问题有两个:(a)由于工作在材料的设计温度范围之外而引起的暂对性影响,(b)受很强的磁场作用(退磁)或者因温度升高(老化)引起微结构改变而导致的磁性能的永久性恶化。

磁性能随温度变化而出现的暂时或可逆变化是由温度升高时磁畴内自发磁化强度的减小引起的。温度越接近居里点这个现象就变得越显著。暴露于高温之后出现的永久性变化是老化过程的累积造成的。许多永磁材料处于亚稳的冶金学状态,所以会发生相变,但在室温下这个过程非常缓慢。温度越高,相变进行得越快。其它因素比如机械加工、腐蚀和放射效应也可以改变永磁体的性能。McCaig^[23]对此进行了详细的讨论。

13.2 永磁材料

在这一节里我们讨论用来制作永磁体的各种不同的材料。以前被认为是“硬”磁性的材料现在已不再作硬磁材料,因为在过去的五十年里,磁性能(比如矫顽力和最大磁能积)有了极大的提高。各种永磁材料的磁性能列于表 13.2 中。Becker、Luborsky 和 Martin^[24]对各种永磁材料性能的总结包括了直到 1968 年的发展情况。Boschow^[25]后来的一篇综述文章对永磁材料进行了分析,其重点主要集中在稀土铁和稀土钴磁体材料上。

表 13.2 一些永磁材料的重要磁性能

材料	成份	剩磁 (T)	矫顽力 K A m^{-1}	$(BH)_{\max}$ K J m^{-3}
钢	99%Fe, 1%C	0.9	4	1.59
36 钴钢	36%Co, 3.75%W 5.75%Cr, 0.8%C	0.96	18.25	7.42
Alnico 2	12%Al, 26%Ni, 3%Co, 63%Fe	0.7	52	13.5
Alnico 5	8%Al, 15%Ni, 24%Co, 3%Co, 50%Fe	1.2	57.6	40
Alnico DG	8%Al, 15%Ni, 24%Co, 3%Co, 50%Fe	1.31	56	52
钡铁氧体	$\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$	0.395	192	28
铂钴	77%Pt, 23%Co	0.645	344	76
铁钴钼合金 (Remalloy)	12%Co, 17%Mo, 71%Fe	1.0	18.4	9
维卡合金 (Vicalloy)	13%V, 52%Co, 35%Fe	1.0	36	24
钐钴	SmCo_5	0.9	696	160
钕铁硼	$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	1.3	1120	320

13.2.1 磁铁矿或“吸铁石”

Fe_3O_4 材料是天然存在的铁氧化物, 它是第一种公认的“永磁”材料。今天它甚至不被认为是一种硬磁材料。

13.2.2 永磁铁

人们很久以前就知道在铁中添加碳会增加矫顽力和磁滞损耗, 这一点在前面的章节中已经讨论过了。第一种工业生产的永磁体是含碳约 1% 的高碳钢。这类材料的力学性能很硬而低碳钢和铁的力学性能则很软。因为“硬”和“软”的分类涉及的是磁性, 所以以后就用矫顽力而不是力学性能进行分类。

后来的永磁铁添加了钨和铬, 跟碳钢相比它们改善了矫顽力。稍后还出现了钴钢。在这类材料中磁性能的改善是起源于第二相粒子的存在, 它们阻碍了畴壁的运动, 从而导致了较高的矫顽力和最大磁能积。这些永磁铁的矫顽力可达到 20 K A m^{-1} 而最大磁能积可达 7 K J m^{-3} 。图 13.10 给出了一些铬钢和钴钢的磁性能^[26]。

13.2.3 铬镍钴合金

铝镍钴合金是三十年代开发的。在研制其它用途的新型钢材的过程中, 非常幸运地发现了它们的重要磁性能。铝镍钴合金主要由铁、钴、镍和铝组成, 并含有少量其它金属比如铜^[27]。这些组元形成了一种充分混合的双相合金, 其中一相是强磁性 α_1 相 (Fe-Co), 另一相

是磁性非常弱的 α_2 相 (Ni-Al)，它提供了限制磁畴壁运动的钉扎位。

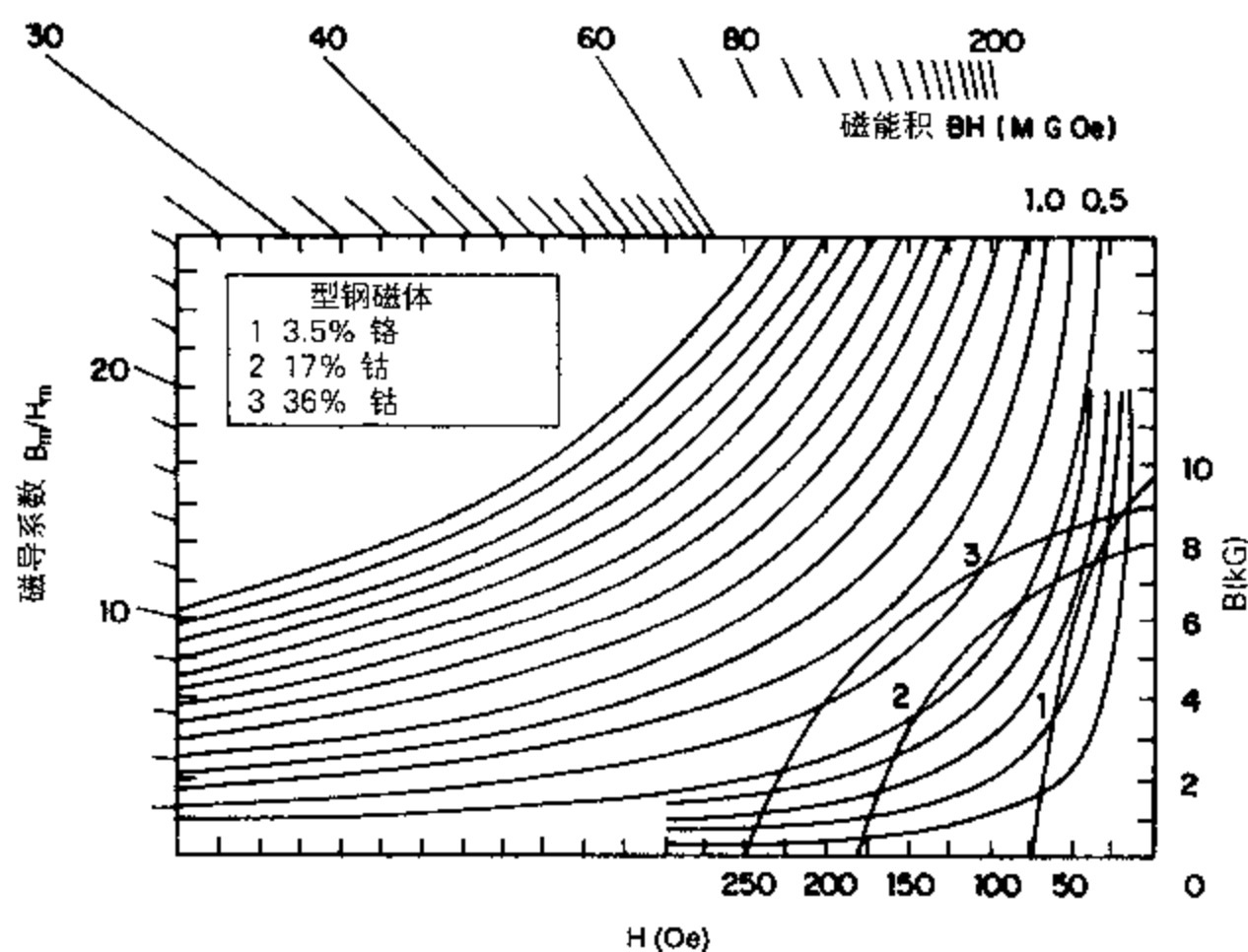


图 13.10 三种永磁钢的退磁曲线。

适当的热处理，包括淬火后在 700°C 回火，可以改善这种合金磁性能。在磁场中退火也能改善性能。这样可提高矫顽力和最大磁能积。由于形成了产生形状各向异性的长柱状铁钴晶粒，这类合金的磁性能就优于那时所有的其它材料。铁钴粒子也镶嵌在阻碍畴壁运动的镍铝基体之中。这类合金的一个缺点是它们非常硬而且脆，因此只能铸造成型或者用压型烧结金属粉末的办法成型。

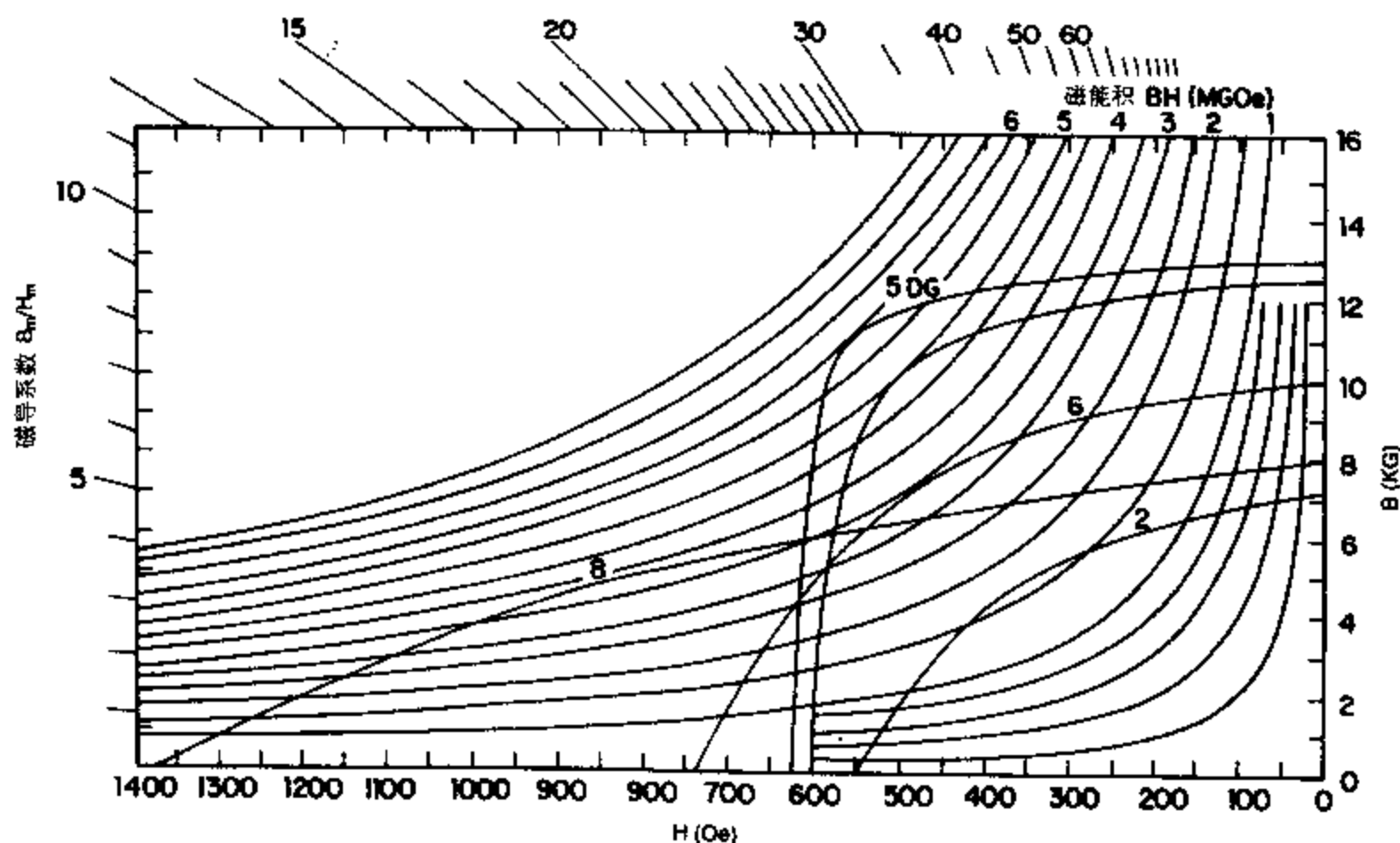


图 13.11 各种钢镍钴合金的退磁曲线，引自 Parker 和 Studders^[26]。

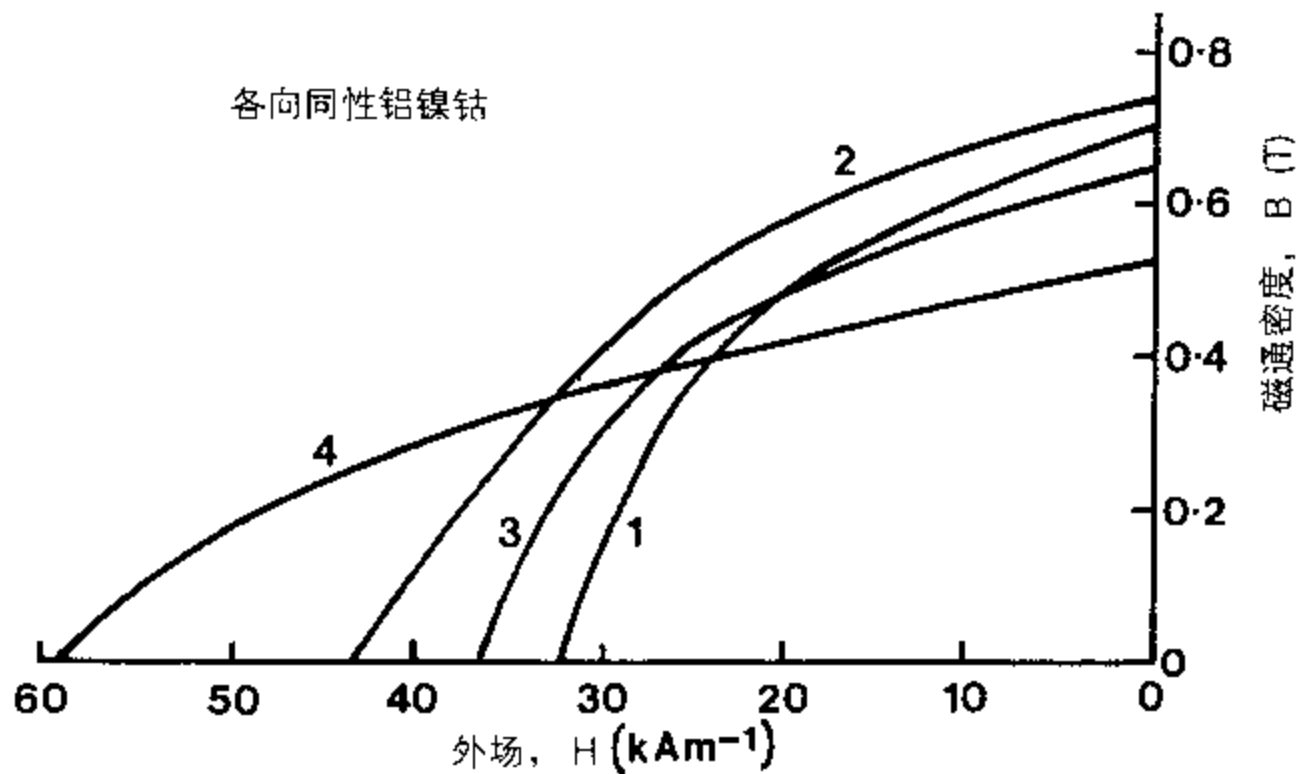


图 13.12 各向同性铝镍钴 (Alnico 1, 2, 3, 4) 的退磁曲线

铝镍钴合金的剩磁在 $50 \sim 130 \text{ kA/m}$ 范围, 最大磁能积为 $50 \sim 75 \text{ kJm}^{-3}$ 。认为这种合金的制备已经是一种成熟的技术, 在过去的二十年里它们的性能没有显著的改进。一些铝镍钴合金的典型磁性能示于图 13.11~13.14 中。

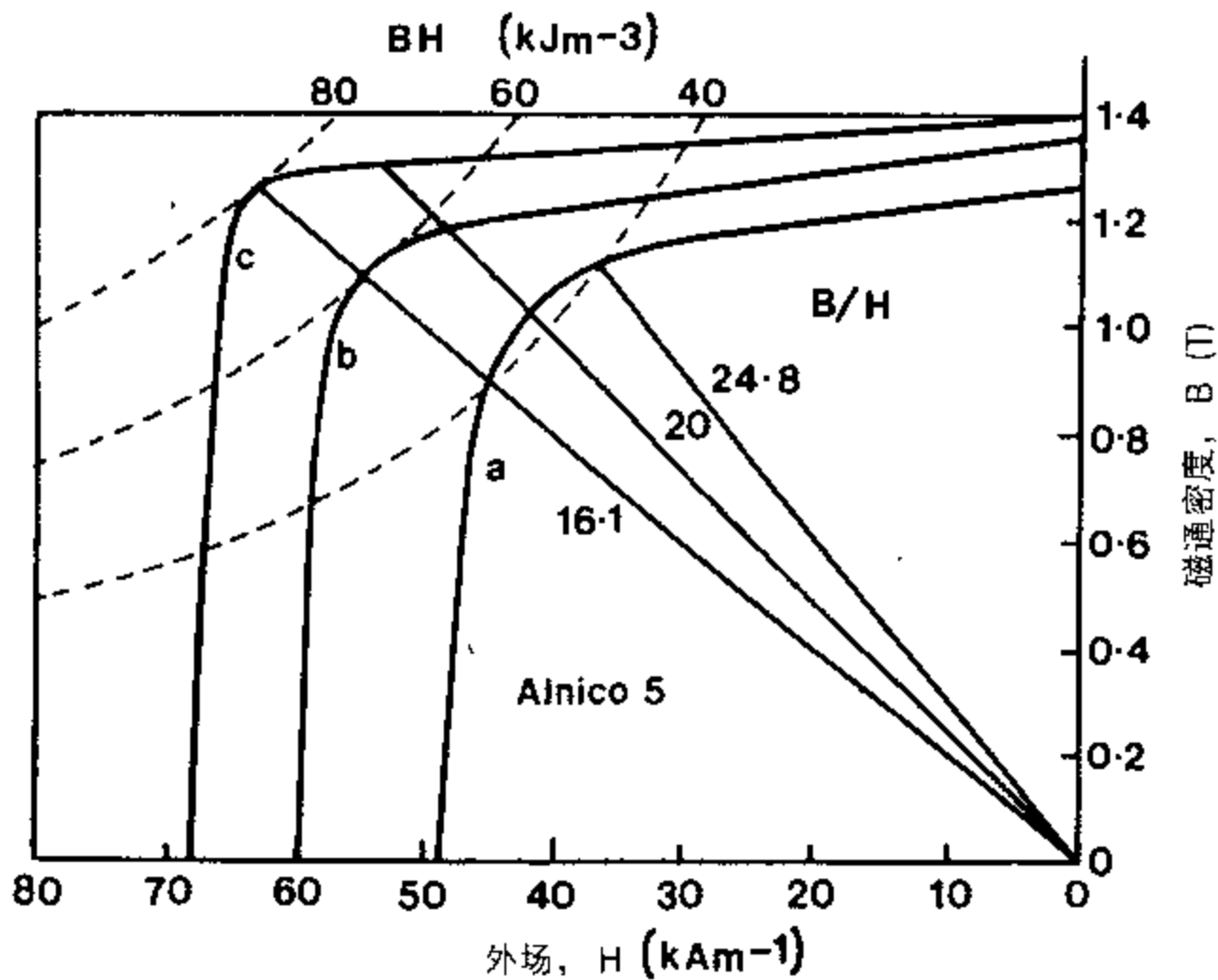


图 13.13 取向铝镍钴 5 的退磁曲线: (a)等轴晶; (b)晶粒取向; (c)单晶。

13.2.4 硬磁铁氧体

这类材料也称为陶瓷磁体, 是五十年代发展起来的, 它的出现是表明单畴粒子体系的矫顽力与各向异性成正比的 Stoner-Wohlfarth 理论的结果。该理论指明了何种类型的材料会是优

良的永磁体，从而为永磁体工业提示了一个发展方向。

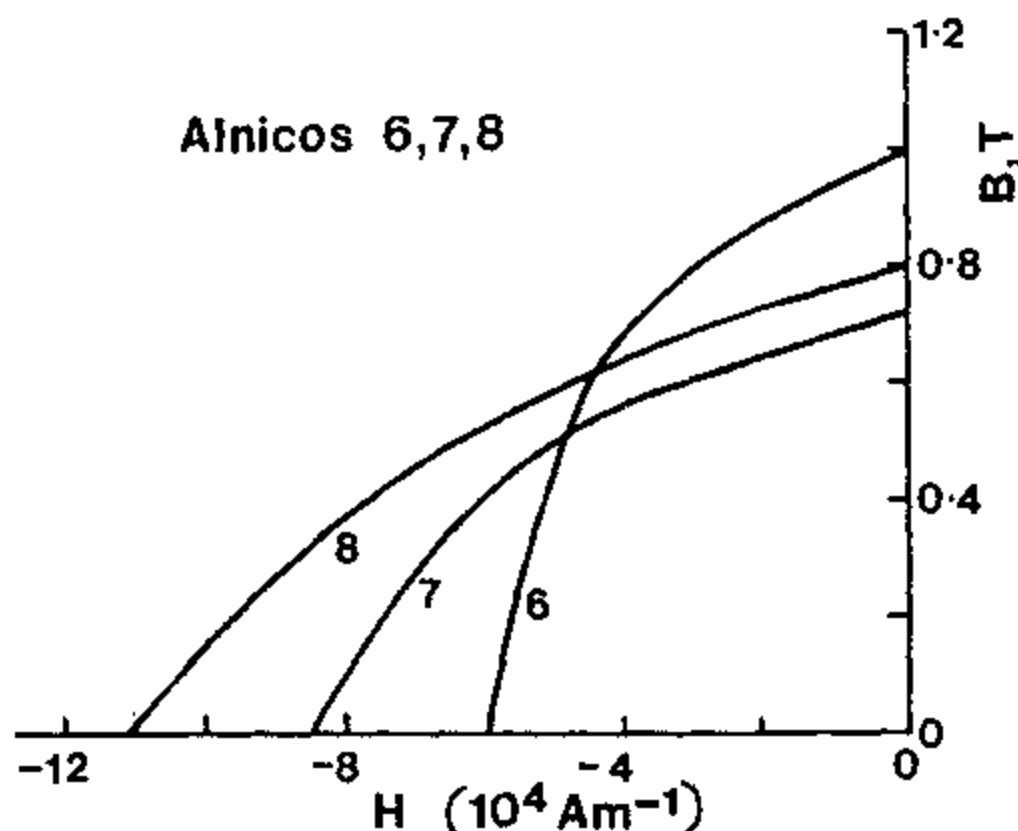


图 13.14 各向异性铝镍钴 (Alnico 6, 7, 8) 的退磁曲线。

这样一来，就促使永磁体制造商去尝试研制单畴粒子聚合体形式的高各向异性材料。各向异性的起因既可以是晶体结构也可以是小粒子形状效应。然而，人们发现真实材料的矫顽力总是远远小于 Stoner 和 Wohlfarth 的理论预言，因为除了磁畴一致转动之外的其它机制几乎总是存在的，而这些机制的矫顽力比较低。

用途广泛的硬磁六角铁氧体通常都是钡铁氧体或锶铁氧体 ($\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ 或 $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$)。这类材料制造成本低廉，是永磁材料市场上最重要的产品。人们常常将铁氧体镶嵌在柔较的塑料基体中以制作“塑料磁体”。

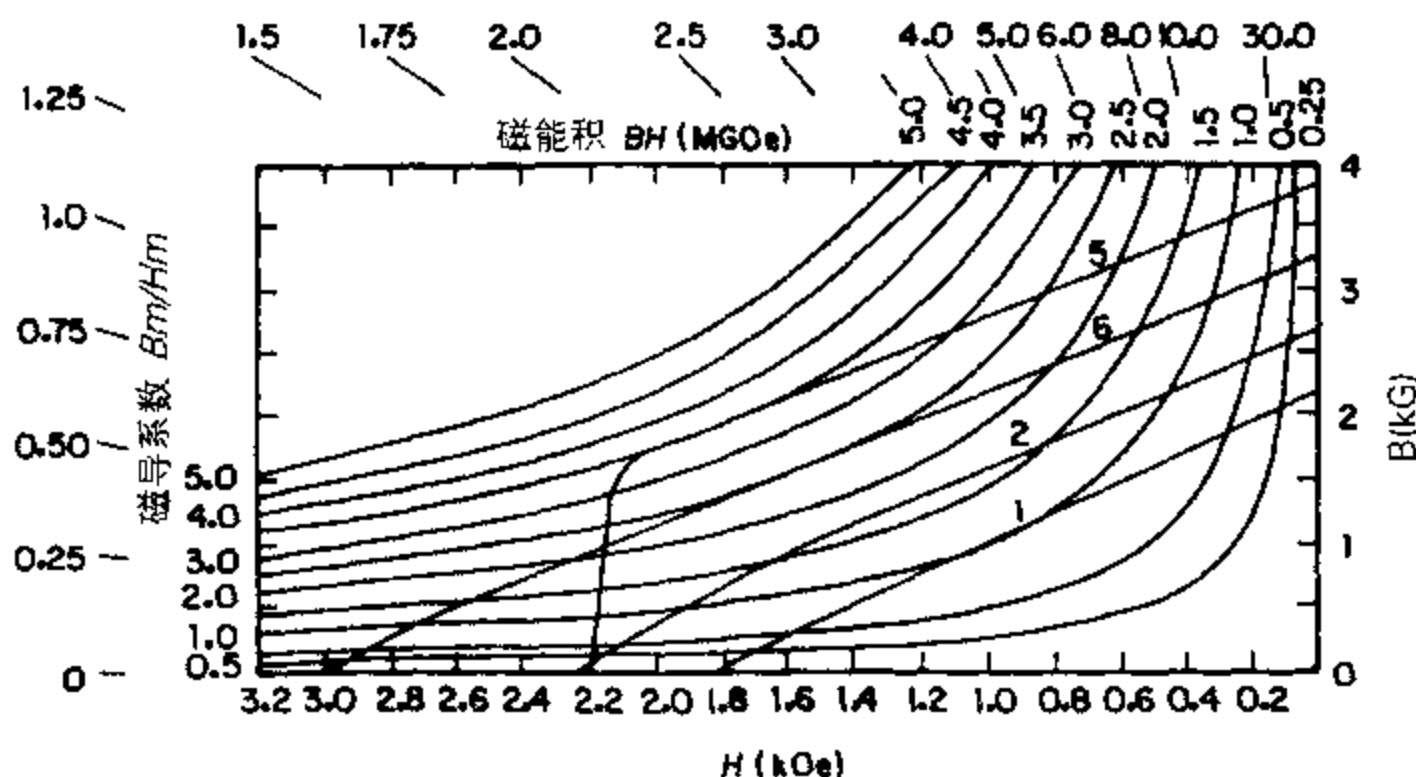


图 13.15 退磁曲线：1——各向同性钡铁氧体永磁；2、5 和 6——各向异性钡铁氧体永磁。

硬磁铁氧体的矫顽力比铝镍钴合金大, 比如通常在 $150 \sim 250 \text{ K A m}^{-1}$ ($2 \sim 3 \text{ KOe}$) 范围, 而其剩磁为 $200 \sim 300 \text{ K A m}^{-1}$ ($200 \sim 300 \text{ emu cc}^{-1}$), 但是最大磁能积比较低, 通常只有 20 K J m^{-3} 。图 13.15 给出了一些钡铁氧体的磁性能。Stablein^[28] 和 Kojima^[29] 综合评论了硬磁铁氧体的特性。

13.2.5 铂钴

这种永磁材料是五十年代后期发展起来的。虽然其磁性能与当时的其它材料相比有所改善, 但高昂的价格使得它除了用作最小的磁体之外别无实际用途。现在有了性能优良而价格比较便宜的其它材料, 因此就不再使用这种永磁材料。它的矫顽力通常是 400 K A m^{-1} 而最大磁能积一般为 80 K J m^{-3} 。

13.2.6 钐钴

钐钴永磁材料是六十年代后期在许多研究人员的一致努力下研制出来的, 它确认了以稀土与 3d 过渡族铁磁体 (铁、钴和镍) 的合金为基础的新一代永磁材料^[30]。这项研究的动机是利用某些稀土金属的高各向异性, 此外还与 3d 过渡金属铁、钴和镍的高居里温度相结合, 从而做出能够工作在环境温度及更高温度下的具有高矫顽力的永磁体。人们发现, 钴—稀土合金具有比铁—稀土或镍—稀土合金更高的各向异性。而且轻稀土的合金通常有较高的饱和磁化强度。这类合金中首先被开发出来的是 SmCo_5 ^[30], 它的饱和磁化强度为 800 K A m^{-1} , 矫顽力通常为 $B H_c = 760 \text{ K A m}^{-1}$ ($m H_c = 1.5 \text{ M A m}^{-1}$), 最大磁能积为 $150 \sim 200 \text{ K J m}^{-3}$, 剩磁为 $B_R = 0.9 \text{ T}$ 且居里温度为 720°C 。随后研制了 $\text{Sm}_2\text{CO}_{17}$ ^[31, 32], 其饱和磁化强度为 1 M A m^{-1} , 矫顽力通常为 $B H_c = 500 \text{ K A m}^{-1}$ ($m H_c = 700 \text{ K A m}^{-1}$), 最大磁能积 $240 \sim 260 \text{ K J m}^{-3}$, 剩磁 $B_R = 1 \text{ T}$ 且居里温度为 $T_c = 820^\circ\text{C}$ 。

这种材料四个典型样品的退磁曲线示于图 13.16 中。要注意到这些磁特性中的大多数都是结构灵敏量, 因此上面给出的数值应该仅仅看作是在可能值范围内的典型结果。大体上讲, 虽然 SmCo_5 的较高矫顽力能确保它在 NdFeB 不再适用的温度范围内作为高矫顽力材料占有一席之地, 但 $\text{Sm}_2\text{CO}_{17}$ 更好的化学稳定性和较高的居里温度使它在许多应用场合比 SmCo_5 更受欢迎。就象我们在 13.1.6 节中解释过的那样, 为一个特定的应用场合具体选择一种永磁材料要考虑很多因素, 包括工作温度、形状和退磁因子, 同时还要取决于几何约束和经济效益方面的考虑。

13.2.7 钕铁硼

这种材料发现于八十年代早期, 很大程度上是经济因素介入的结果。那时由于钴的资源不足, 即使钐钴的性能对采用新材料的应用场合而言已经足够, 也需要有一种新型永磁材料来替代钐钴。有人试图研制已知具有高矫顽力的钕铁材料, 但这类合金的性能再现性较差。从这项研究出发, 人们发现添加少量的硼能极大地改善性能。

所开发的主要钕铁硼合金都含有 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 相^[34, 35], 它的矫顽力和磁能积都比钐钴高。正是由于存在这个硬磁性很好的相才导致了磁性能的改善。此材料三个样品的退磁曲线示于图 13.17 中。钕铁硼材料的磁性能对冶金工艺很敏感。人们已经设计出了两种主要的制造方法。制备这种材料可以用制粉、烧结的办法, 就象钐钴那样, 也可以采取从熔融状态快速淬

火的工艺。

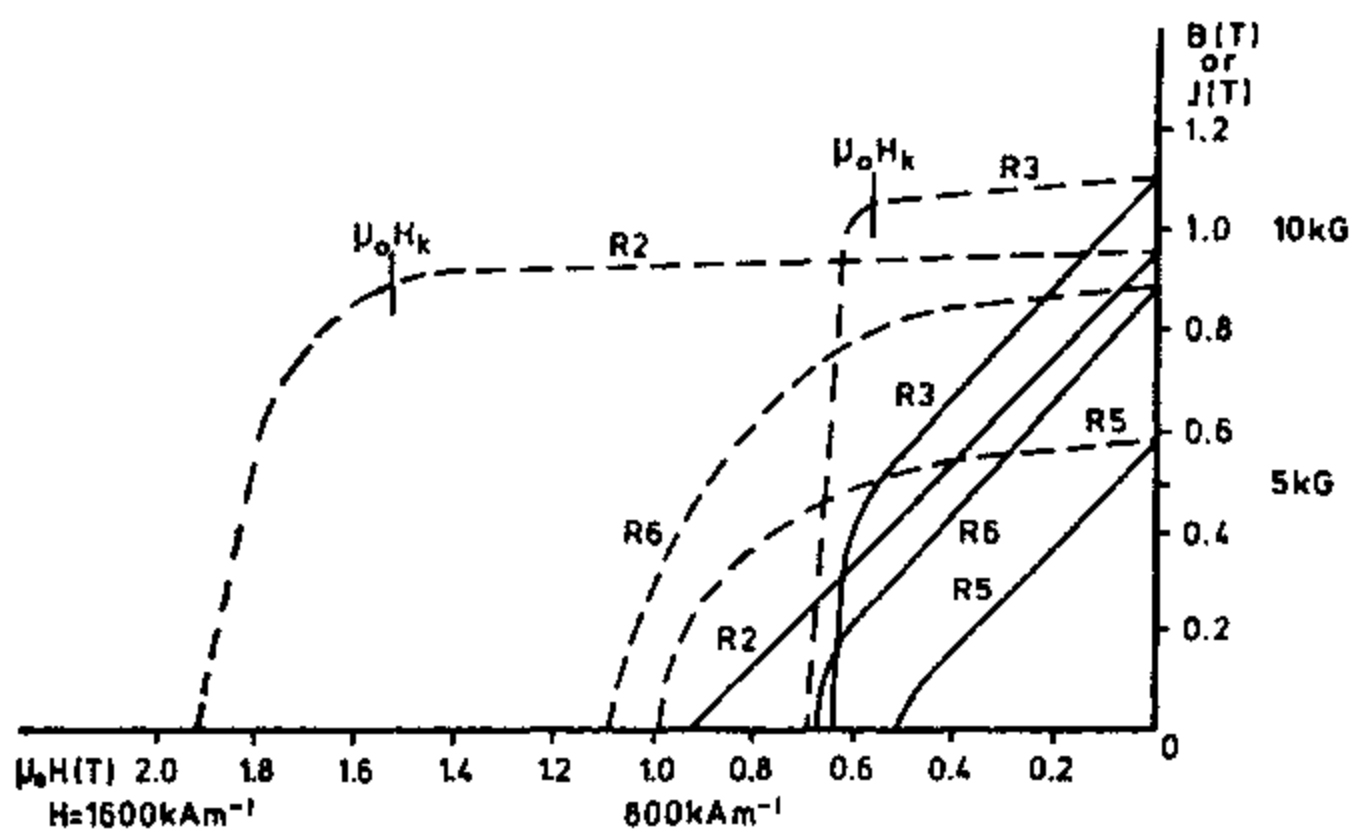


图 13.16 钐钴永磁材料四个典型样品的第二象限退磁曲线。虚线是 M 随 H 变化的曲线，实线是 B 随 H 变化的曲线。R2 = 烧结 SmCo_5 ，R3 = 烧结 $\text{Sm}_2\text{CO}_{17}$ ，R5 = 粘结 SmCo_5 ，R6 = 粘结 $\text{Sm}_2\text{CO}_{17}$ （引自 McCaig 和 Clegg^[33]）。

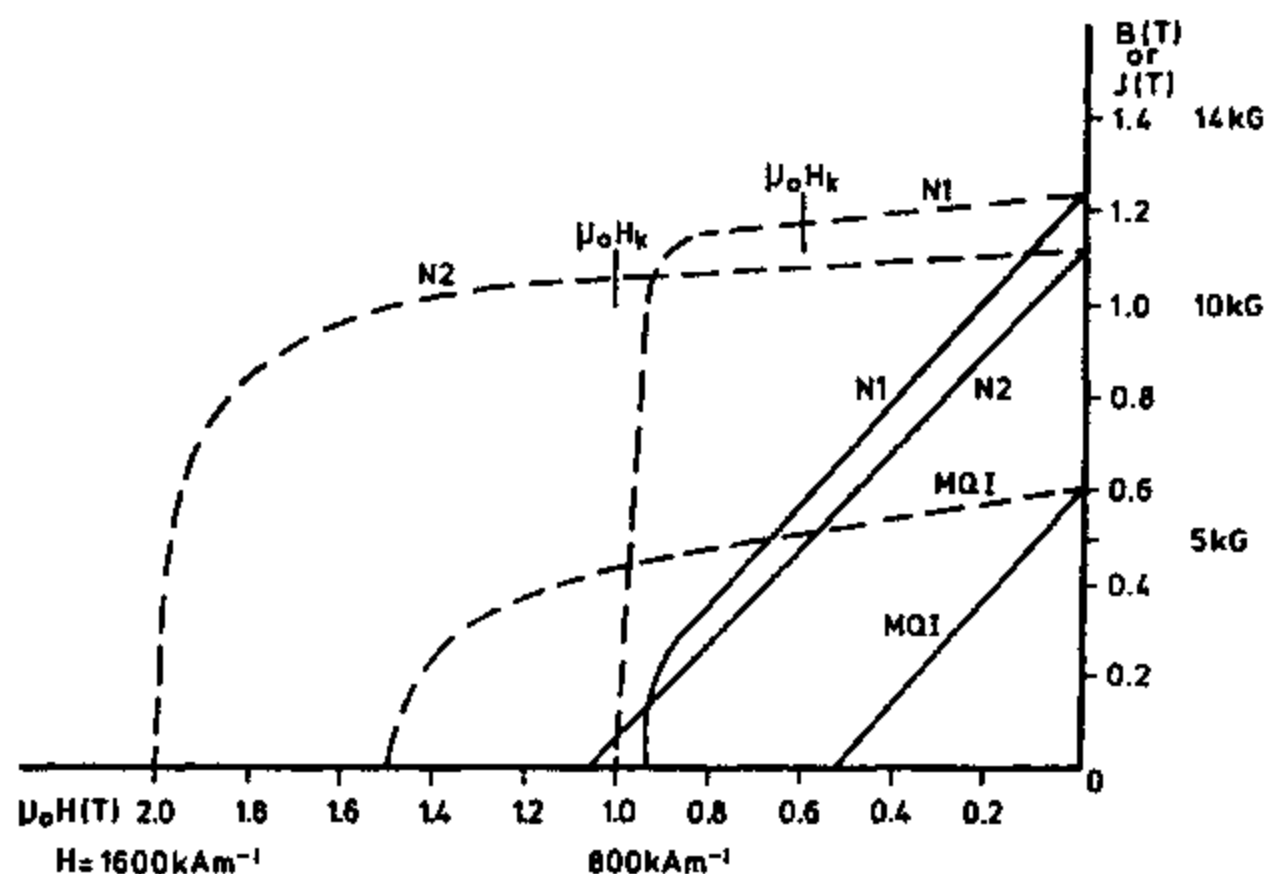


图 13.17 三个钕铁硼永磁材料样品的第二象限退磁曲线。虚线是 M 随 H 变化的曲线，实线是 B 随 H 变化的曲线。N1 = 烧结 NdFeB ，N2 = 高矫顽力 NdFeB ，MQ1 = 粘结“磁淬火” NdFeB （引自 McCaig 和 Clegg^[33]）。

在 Sagawa 等人^[34]发展起来的粉末烧结法中，将各个组元置于氧化铝坩埚中在惰性气氛比如氮气中进行感应熔炼以防止氧化。然后将合金研磨成颗粒直径为 $3\mu\text{m}$ 的粉末。在 800

K A m^{-1} 的磁场中使颗粒取向, 在 200 MPa 压强下将其压实, 然后在氩气气氛中于 1050 ~ 1150 $^{\circ}\text{C}$ 温度范围内进行烧结。上述工艺完成后再进行烧结后的退火。

快速淬火工艺称为“磁淬火”(magnequench), 是 Croat 等人^[35]发展起来的。将各组元一起熔化, 然后在氩气气氛中进行“熔融纺丝”(melt spun), 把熔融的合金经过石英坩埚上的一个小孔喷射到一个快速旋转的衬底上, 合金在此迅速冷却成金属带并破碎成薄片。这样就产生了精细晶粒微结构的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 平衡相。粒子尺寸在 20 ~ 80 nm 范围。然后按如下两种工艺中的一种对带状薄片进行进一步处理: 其一, 将薄片用环氧树脂粘结在一起, 形成各向同性的“粘结磁体”, 它具有通常为 72 KJ m^{-3} 的中等大小的最大磁能积; 其二, 将碎薄片进行真空热压及真空退模, 从而形成具有较高最大磁能积(通常为 320 KJ m^{-3}) 的取向的各向异性磁体。

跟钕钴相比, 这类合金的主要优点是合金组元铁和钕比钕和钴便宜。其缺点之一是居里点相当低, 在 312 $^{\circ}\text{C}$ 附近。这意味着其磁性能对温度的变化要比钕钴敏感得多, 不适宜用在某些高温场合。这类永磁合金的矫顽力一般在 1100 K A m^{-1} 左右, 最大磁能积为 $300 \sim 350 \text{ KJ m}^{-3}$ 。

Sagawa 等人^[36]和 Herbst^[37]回顾了钕铁硼永磁材料的发展历程。其 $M_s = 1.3 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$, $B_s = 1.6 \text{ T}$ 的高饱和磁感应强度及 $4.6 \times 10^6 \text{ J m}^{-3}$ 的高各向异性——相当于 $5.8 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (73 KOe) 的磁场使得它在许多应用场合都比钕钴优越。但是, 这种材料相当低的居里温度随着合金中铁与稀土的比例增加而降低, 目前我们对 T_c 随过渡金属与稀土组元之比的变化关系还缺乏详尽而定量的认识。这是很成问题的一点, 因为我们需要提高永磁合金比如钕铁硼的居里温度以扩展其工作的有效温度范围。

用实验手段和计算机模拟研究了反磁化机理, 这对以受控方式研究这类材料的结构与磁性能的关系非常有用。Kronmüller 等人^[38, 39]对磁畴反转的成核场进行了系统研究。Fidler 和 Schrefl^[40]通过实验和计算机模拟考察了 NdFeB 纳米晶复合材料的性能(见 13.2.8 节)。由于交换耦合的改善, 材料的剩磁有所提高, 但同时引起矫顽力的降低。

在粒子尺寸 10 ~ 30 nm 的细晶粒材料中, 很强的晶粒间交换耦合可以使剩磁增加 40%。通过制作这种由位于软磁性基体相(所占体积比可达 20%) (比如 α 铁) 中的永磁粒子组成的复合磁性材料, 发现可以提高剩磁而不至于明显降低矫顽力。在大晶粒材料中, 发现偶极磁相互作用使矫顽力与无相互作用晶粒相比减小达 20%, 而晶粒间的交换耦合使材料的矫顽力比“理想”(即无相互作用) 时的情况相比减小 30~40%。因此, 以这种方式控制钕铁硼材料的纳米结构所产生的影响既可以是有益的(比如提高剩磁)、也可以是有损的(比如降低矫顽力), 要看材料设计的具体应用场合而定。

一般而言, 钕铁硼的磁性能的温度稳定性相当差, 耐腐蚀性也不好。前者是由其相当低的居里温度引起的。最近 Kim 和 Camp^[41]在改善耐腐蚀性方面取得了显著的进步。他们发现在 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 主成分中添加少量铜和钴可以提高矫顽力和耐腐蚀性而不会明显降低剩磁。举例来说, 添加 0.03 wt% 的铜可以使矫顽力从 1.12 MA m^{-1} (14 KOe) 提高到 1.36 MA m^{-1} (17 KOe), 在 115 $^{\circ}\text{C}$ 及 10 ~ 15 psi 蒸汽压的高压釜中放置 96 小时的试验条件下添加 1.2 wt% 的钴和 0.15 wt% 的铜可以使腐蚀重量损耗减小三个多数量级。Fidler 和 Schrefl^[40]也特别提到第二个非磁性晶界相的存在明显改善了耐腐蚀性。

一种制备用作粘结磁体的钕铁硼材料的新方法是 Takeshita 和 Morimoto^[42]开发的

“HDDR”工艺(氢化—分解—脱附—重组)。此工艺将铸锭的大晶粒转变成直径约 $0.3\ \mu\text{m}$ 的非常细小的晶粒。这个尺寸接近单畴 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 粒子的尺寸。用这种方法制造的各向同性粘结钕铁硼磁体具有较高的矫顽力, $H_c = 1 \times 10^6\ \text{A m}^{-1}$ (12.5 KOe) 及 $H_c = 0.56 \times 10^6\ \text{A m}^{-1}$ (7 KOe), 最大磁能积为 $100\ \text{KJ m}^{-3}$ (12.5 MGOe)。但是, 这个值仍然明显小于各向异性粘结磁体的最大磁能积, 其值为 $160\ \text{KJ m}^{-3}$ (20 MGOe)。

到目前为止, 已报道的最大磁能积的最高值是 Kaneko 和 Ishigaka^[43] 在钕铁硼中得到的 $430\ \text{KJ m}^{-3}$ (54.2 MGOe)。

13.2.8 纳米结构的铁铁硼

NdFeB 的缺点之一是其各向同性型材料的剩磁相当低。其值约为 $M_r = 0.64 \times 10^6\ \text{A m}^{-1}$ (0.8 T), 而各向异性或取向型材料为 $1 \times 10^6\ \text{A m}^{-1}$ (1.2 T)。其实际的磁能积为 $100\ \text{KJ m}^{-3}$ (12.5 MGOe), 而某些取向材料则是 $320 \sim 400\ \text{KJ m}^{-3}$ (40 ~ 50 MGOe)。因此, Kneller 和 Hawig^[44] 在一篇理论文章中提出了一个用超细晶粒结构的两相材料来改善永磁材料的饱和磁化强度和剩余磁化强度的设想, 该结构由嵌埋在高饱和软磁性基体中的硬磁性相组成。这样的材料应该容许两相间有良好的交换耦合, 于是高磁化强度基体有助于在硬磁相中维持高磁化强度。这个设想称为“交换弹簧”磁体。发现粒子细小、分散均匀且晶粒尺寸大多为 $10\ \text{nm}$ 的结构应该值 M_R 和 M_s 有所提高。一个引人注目的推断是, 用这种办法可以形成由 90% 的软磁相(比如 α 铁)和仅仅 10% 的硬磁相(比如 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) 组成的永磁复合材料。从经济效益的角度来看这是极具吸引力的, 因为 α 铁当然要比 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 便宜得多, 从而使高性能、低成本永磁体的前景更加光明。

Hadjipanayis 等人^[45, 46] 在这些设想的基础上制备出了剩磁提高的各向同性磁体, 它是由占材料 50 ~ 70 wt% 的 α -Fe 基体中的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 组成的细晶粒复合材料。这种材料的矩形比从 0.5 提高到 0.78, 可是矫顽力大幅度降低到 $320\ \text{K A m}^{-1}$ (4 KOe), 而正常钕铁硼材料为 $1.2 \times 10^6\ \text{A m}^{-1}$ (15 KOe), 如图 13.18 所示。剩磁提高的磁体后来受到极大关注, 而且这一思想还扩展到了其它材料。Ding、McCormick 和 Street^[47] 报道了用比如 α -Fe 为基体做成的纳米复合材料在 SmFeN 中得到了大幅度提高的剩磁。

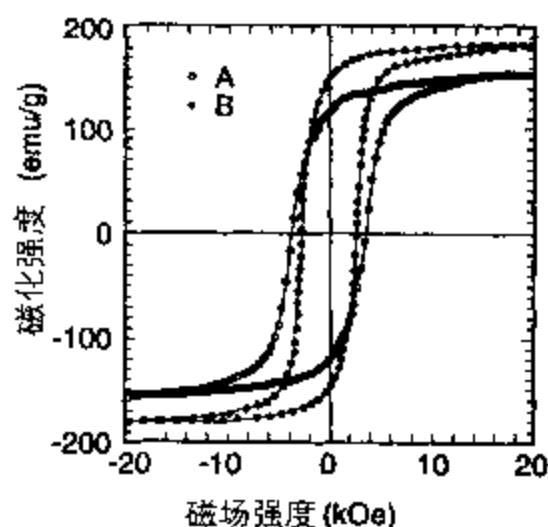


图 13.18 钕铁硼永磁体的磁滞回线, 显示了交换耦合材料中的剩磁提高。

(引自 Withanawasam、Hadjipanayis 和 Krause^[45])。样品 A 含 50 wt% 的 α -Fe, 经理想退火后得到 $B_r = 110\ \text{emu g}^{-1}$ ($0.828\ \text{MA m}^{-1}$); 样品 B 含 α -Fe 70 wt% 且 $B_r = 145\ \text{emu g}^{-1}$ ($1.15\ \text{MA m}^{-1}$)。

在最近的一篇综述中 Davies^[48] 报道了在晶粒尺寸小于 40 nm (如图 13.19 所示) 的 NdFeB 纳米复合材料上实现了从 0.8 到 1.2 T 的剩磁提高。当界面面积与晶粒体积的比值增大时硬磁相和软磁相之间的交换耦合相应地变得越来越重要。虽然这种材料的内禀矫顽力比 NdFeB 低, 但超精细 α -Fe 的存在显然没有引起最大磁能积的大幅度降低, 它仍然保持在 160 KJm^{-3} (20 MG Oe) 附近, 大小与 NdFeB 差不多。

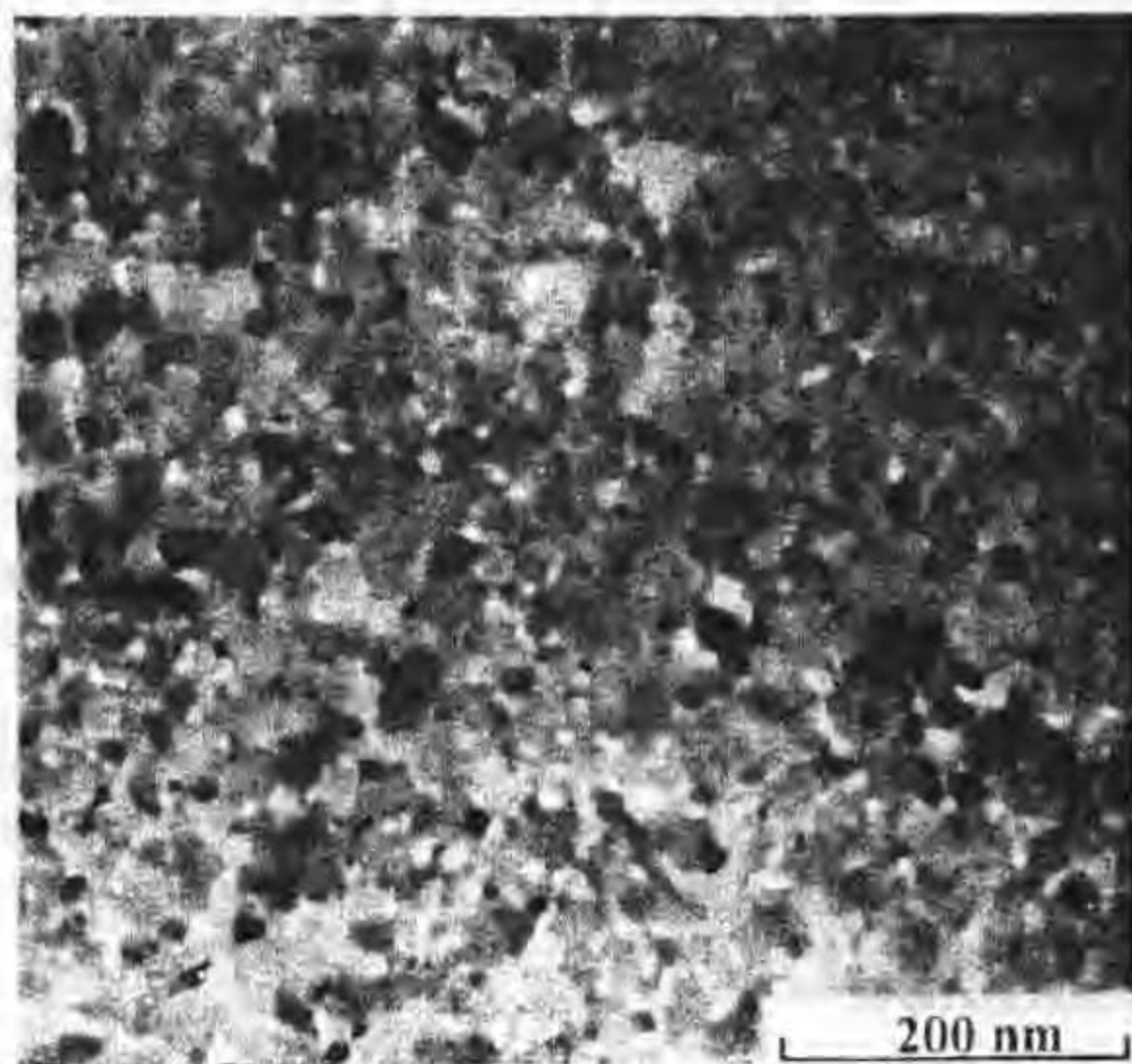


图 13.19 用熔融纺丝方法制备的纳米晶 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 材料的 TEM 显微像 (承蒙 H.A.Davies 准许而复制)。

Schrefl^[49] 的模拟结果与实验事实符合得非常好, 表明所提出的机理正是性能提高的原因所在。这些计算工作给出了一些最先进的模拟方法, 建立了材料的磁性能与结构的直接联系。

13.2.9 钐铁氮

通用成份为 R_2T_{17} (其中 R 是稀土, T 是 3d 过渡金属) 的稀土过渡金属化合物其化学稳定性优于其它稀土金属化合物。这个特性在制作具有良好耐腐蚀性的材料时非常有用, 而 NdFeB 材料的主要缺陷之一也在于此。而且“2:17”化合物通常在稀土过渡金属化合物家族中是饱和磁化强度最高者。这使得它们乍一看应该成为开发高剩磁永磁体的极佳候选材料。但是, 尽管其铁含量很高, 这些化合物的居里温度却很低, 在 $-33 \sim 207^\circ\text{C}$ 范围内。例如, $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 居里温度仅有 115°C , 此系列中最高的居里温度 $T_c = 207^\circ\text{C}$ 出现在 $\text{Gd}_2\text{Fe}_{17}$ 中。除此之外, 四方或六角结构的 $R_2\text{Fe}_{17}$ 化合物呈现面内各向异性, 这正是永磁体所忌讳的。在四方或六角结构中, 单轴各向异性要有利得多, 因为它使得磁矩更加难以在磁场作用改变方向。这种形式的各向异性也更有助于获得所需的永磁特性比如高矫顽力和高剩磁。

可是, 在 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 中添加氮对其磁性能有剧烈而有益的影响。Coey 和 Sun^[50] 以及 Otani 等人^[51] 首先报导了这些影响, 并在 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2.3}$ 中将居里温度提高到 477°C 。 T_c 的这一升高要归功于 Fe-Fe 原子交换作用增强了 280 % 以及 Fe-Sm 交换作用稍有减弱。氮原子以填隙方式进入 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 晶格, 导致单位晶胞体积增大 6 ~ 7 %。 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 中的 Fe-Fe 原子间距较小, 与图 11.4 的贝蒂—斯莱特曲线一致, 这样就导致了低交换能, 但氮原子填隙引起的晶格应变增加了几乎两倍, 于是, 由于 9.2.5 节所述的联系而使居里温度有所升高。

人们也研究了其它 R_2T_{17} 化合物的氮化作用, 但仅仅在 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ 中所制得的化合物才呈现出必要的单轴各向异性。随后, 人们致力于给 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 添加其它填隙元素来提高这类化合物的磁性能。考察了全部可能的填隙元素。Altounian 等人^[52] 证明, 碳对磁性能也有良好的影响, 其效果可与氮相比较。可是改善的程度不如添加氮的情形。例如, $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{C}_2$ 的居里温度为 410°C , 而 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_{2.3}$ 则是 477°C 。人们还发现, 同时添加这两种元素形成碳氮化物 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{C}_y\text{N}_x$ ($x \approx 2, y \approx 1$), 通过降低氮的释放而使化合物的热稳定性有所改善。

Muller 等人^[53] 考察了用 HDDR 工艺制备的、经填隙方法改良的 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$ 化合物。其矫顽力为 $2.8 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (35 KOe), 相比之下, 粗晶 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ 的矫顽力则是 $1.76 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (22 KOe)。证实了添加填隙元素使居里温度从 115°C 升高到 475°C , 饱和磁化强度从 $0.85 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (1.05 T) 增加到 $1.23 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (1.55 T), 并且出现单轴各向异性。 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ 的各向异性场为 $17 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (22 T), 而 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 则仅有 $7 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ (9 T)。

由于 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ 化合物受到研究人员的极大关注。氮化的结果产生了具有足够高的居里温度, 较高的饱和磁化强度、剩磁及矫顽力的磁性材料。因此, 为了开发在不远的将来能用于高温场合的新型高性能永磁体, 这种材料是目前而言最有前途的。

13.2.10 各种永磁材料的比较

稀土过渡金属永磁材料, 比如钐钴、钕铁硼和钐铁氮, 给我们提供了一系列可以用在许多不同应用场合中的磁性能。某个具体情况下的材料选择关键取决于预斯的环境条件、尤其是工作温度。表 13.3 对这些材料的磁性能进行了比较。在对比的时候我们要认识到, 除了饱和磁化强度之外, 表中所列的特性都是“结构灵敏度”, 所以会随着材料处理工艺的不同而有所改变。因此这些数值应该看成是代表性的或典型的致值, 而不是严格的材料参数。

表 13.3 几种稀土过渡金属永磁材料的一些磁性能的比较

	M_s (MA m^{-1})	T_c ($^\circ\text{C}$)	B_r (T)	mH_c (KA m^{-1})	BH_c (KA m^{-1})	BH_{\max} (KJ m^{-3})
SmCo_5	0.91	720	0.95	1500	750	160
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	1.0	820	1.1	900	850	240
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	1.27	315	1.0	1200	750	320
$\text{NdFeB}/\alpha\text{Fe}$ (交换增强)	1.27	315	1.2	280	200	80~160
$\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}$	0.85	115	-	880	640	-
$\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$	1.22	477	1.0	2400	750	160

表 13.4 给出了三种应用得最广泛的稀土过渡金属合金永磁体的畴壁表面能、畴壁厚度和单畴粒子直径, 该表取自于 Sagawa 等人^[34]的综述。我们可以将这些数据与表 7.1 给出的铁、钴、镍的数值进行比较, 由此可见, 永磁体的畴壁表面能比软磁材料高得多, 相应地畴壁也较薄。

对永磁体的各个方面及其应用的全面论述可以在 Clegg 对 McCaig 的书所作的修订本^[33]中以及 Parker 的书^[1]中找到。比较新的包含大量技术数据的描述见于 Moskowitz^[12]的著作。

表 13.4 永磁材料钕钴和钕铁硼中磁畴和畴壁的磁特性

	畴壁表面能 (mJ m^{-2})	畴壁厚度 (nm)	单畴粒子直径 (μm)
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	30	5.2	0.26
SmCo_5	85	5.1	1.6
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	43	10.0	0.66

参考文献:

1. Parker, R. J. (1990) *Advances in Permanent Magnets*, Wiley, New York.
2. Fastenau, R. H. J. and van Loenen, E. J. (1996) *JMMM*, **157**, 1.
3. Moskowitz, L. R. (1976) *Permanent Magnet Design and Application Handbook*, 第二版, Robert Krieger Publishers, Malabar, Florida.
4. Hummel, R. (1985) *Electronic Properties of Materials*, Springer-Verlag, New York, p.255.
5. Hilscher, G., Grossinger, R., Heisz, S., Sassik, H. and Wiesinger, G. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **54-7**, 577.
6. Nesbitt, E. A. and Wernick, J. H. (1973) *Rare Earth Permanent Magnets*, Academic Press, New York.
7. Cullity, B. D. (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley, Reading, Mass.
8. Zijlstra, H. (1982) Permanent magnets; Theory, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
9. Graham, C. D. (1987) *Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials*, Illinois Institute of Technology, Chicago.
10. Jensen, J. H. and Abele, M. G. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 1157.
11. Leupold, H. A., Potenziani, E. and Tilak, A. S. (1993) *IEEE Trans. Mag.*, **29**, 2905.
12. Moskowitz, L. R. (1995) *Permanent Magnet Design and Application Handbook*, Robert Krieger, Malabar, Florida.
13. Stoner, E. C. and Wohlfarth, E. P. (1948) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A240**, 599.
14. Chikazumi, S. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **54-7**, 1551.
15. Durst, K. D. and Kronmüller, H. (1987) *J. Mag. Mag. Mater.*, **68**, 63.
16. Pinkerton, F. E. and Van Wingerden, D. J. (1986) *J. Appl. Phys.*, **60**, 3685.
17. Hadjipanayis, G. C. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 3310.
18. Becker, J. J. (1968) *IEEE Trans. Mag.*, **4**, 239.

19. Bradley, F. N. (1971) *Materials for Magnetic Functions*, Hayden, New York.
20. McCaig, M. (1968) *IEEE Trans. Mag.*, **4**, 221.
21. Molfino, P., Repetto, M., Bixio, A., Del Mut, G. and Marabotto, R. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, **24**, 994.
22. Bobrov, E. S. and Punchard, W. F. B. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, **24**, 553.
23. McCaig, M. (1977) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, Wiley, New York.
24. Becker, J. J., Luborsky, F. E. and Martin, D. L. (1968) *IEEE Trans. Mag.*, **4**, 84.
25. Buschow, K. H. J. (1986) *Materials Science Reports*, **1**, 1.
26. Parker, R. J. and Studders, R. J. (1962) *Permanent Magnets and their Applications*, Wiley, New York.
27. McCurrie, R. A. (1982) The structure and properties of Alnico permanent magnet alloys, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
28. Stablein, H. (1982) Hard ferrites, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
29. Kojima, H. (1982) Fundamental properties of hexagonal ferrites with magnetoplumbite structure, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
30. Strnat, K., Hoffer, G., Olson, J., Ostertag, W. and Becker, J. J. (1967) *J. Appl. Phys.*, **38**, 1001.
31. Nesbitt, E. A. and Wernick, J. H. (1973) *Rare Earth Permanent Magnets*, Academic Press, New York.
32. Tawara, Y. and Struat, K. (1976) *IEEE Trans. Mag.*, **12**, 954.
33. McCaig, M. and Clegg, A. G. (1987) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, 第二版, Pentech Press, London.
34. Sagawa, M., Fujimura, S., Togawa, N., Yamamoto, H. and Matsuura, Y. (1984) *J. Appl. Phys.*, **55**, 2083.
35. Croat, J. J., Herbst, J. F., Lee, R. W. and Pinkerton, F. E. (1984) *J. Appl. Phys.*, **55**, 2078.
36. Sagawa, M., Hirosawa, S., Yamamoto, H., Fujimura, S. and Matsuura, Y. (1987) *Jap. J. Appl. Phys.*, **26**, 785.
37. Herbst, J. (1991) *Rev. Mod. Phys.*, **63**, 819.
38. Kronmuller, H. (1987) *Phys. St. Sol.*, **B144**, 385.
39. Kronmuller, H., Durst, K. D. and Sagawa, M. (1988) *JMMM*, **74**, 291.
40. Fidler, J. and Schrefl, T. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 5029.
41. Kim, A. S. and Camp, F. E. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 5035.
42. Takeshita, T. and Morimoto, K. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 5040.
43. Kaneko, Y. and Ishigaki, N. (1994) *J. Mater. Eng. & Perf.*, **3**, 228.
44. Kneller, E. F. and Hawing, R. (1991) *IEEE Trans. Mag.*, **27**, 3588.
45. Withanawasam, L., Hadjipanayis, G. C. and Krause, R. F. (1994) *J. Appl. Phys.*, **75**, 6646.
46. Hadjipanayis, G. C., Withanawasam, L. and Krause, R. F. (1995) *IEEE Trans. Mag.*, **31**, 3596.
47. Ding, J., McCormick, P. G. and Street, R. (1993) *JMMM*, **124**, 1.
48. Davies, H. A. (1996) *JMMM*, **157**, 11.

49. Schrefl, T. (1994) *Phys. Rev.*, **B49**, 6100.
50. Coey, J. M. D. and Sun, H. (1990) *JMMM*, **87**, 251.
51. Otani, Y., Hurley, D. F. P., Sun, H. and Coey, J. M. D. (1991) *J. Appl. Phys.*, **69**, 5584.
52. Altounian, Z., Chen, X., Liao, L. X. *et al.* (1993) *J Appl. Phys.*, **73**, 6017.
53. Muller, K. H., Cao, L., Dempsey, N. M. and Wendhausen, P. A. P. (1996) *J Appl. Phys.*, **79**, 5045.

进一步阅读:

- Coey, J. M. D., *Rare earth iron permanent magnets*, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford, 1996.
- Hadfield, D. (1962) *Permanent Magnets and Magnetism*, Iliffe Books, London.
- Jakubovics, J. (1994) *Magnetism and Magnetic Materials*, Institute of Metals, London.
- Kojima, H. (1982) Fundamental properties of hexagonal ferrites with magnetoplumbite structure, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
- McCaig, M. and Clegg, A. G. (1987) *Permanent Magnets in Theory and Practice*, 第二版, Pentech Press, London.
- Mishra, R. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **54**, 450.
- Moskowitz, L. R. (1995) *Permanent Magnet Design and Application Handbook*, Robert Krieger Publishers, Malabar, Florida.
- Nesbitt, E. A. and Wernick, J. H. (1973) *Rare Earth Permanent Magnets*, Academic Press, New York.
- Parker, R. J. (1990) *Advances in Permanent Magnets*, Wiley, New York.
- Stablein, H. (1982) Hard ferrites, *Ferromagnetic Materials*, Vol.3(E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.

第十四章 磁记录

在这一章里,我们讨论存储信息、图像和声音时可以采用的各种磁学方法。目前最重要的记录介质之一是磁盘,这是计算机中存储信息的主要手段;另一种重要的介质是磁带,它在音频记录和视频记录中都有广泛的应用。磁记录可以很方便地划分为两类技术:介质和磁头。“介质”包含所有与制作和使用存储信息的磁盘和磁带有关的技术,而“磁头”则覆盖了在介质上记录信息、或从介质中读出信息的过程中所牵涉的所有技术。

14.1 磁记录介质

铁磁体和亚铁磁体中磁化强度对磁场的滞后现象在磁记录中可用来产生良好的效果。如果没有磁滞,则零场中材料的磁状态将与过去经历的磁场无关。但是在有磁滞的系统中剩余磁化强度记忆的是磁性材料所经历的最后一个磁场极大值的大小和方向的信息。因此,无论是计算机及相关设备中数字式的数据、还是比如录音装置中的模拟信号,都能以磁“印记”的形式存储在磁介质上。

当然,要值这种技术有实际的用途,就必须有可能在尽量小的空间里存储大量的数据。所以我们要注意到,在记录行业里总是不断地要求提高存储介质的记录密度。目前磁记录密度的增加速度是每年提高 60%、或相当于每五年提高一个数量级。记录密度通常用“每平方英寸的比特数”来衡量。现在的商品硬盘驱动器记录密度一般为 $10^9 \text{ bits in}^{-2}$ ($1.5 \times 10^6 \text{ bits mm}^{-2}$)。到 1998 年,密度为 $3 \times 10^9 \text{ bits in}^{-2}$ 的硬盘驱动器可望进入市场。1997 年初,IBM 宣称他们用现有的磁阻磁头技术在实验室原型磁盘驱动器上实现了 5 Gbits in^{-2} 的存储密度。由此,我们期待在三、四年里会出现具有相应密度的商业化产品。

信息还必须能够在失真最小的条件下得以再现,也就是说,既然信息能够永久储存,它就一定不能轻易地被外来磁场删除或改变。它也不应该在读出过程有所变化,因为通常需要在不损关信息的前提下多次重读这些数据。此外,它应该在最小的功率需求下就能够写入和读出。

磁记录介质必须有高饱和磁化强度,以便在读出过程中产生尽可能大的信号。其矫顽力必须足够高以避免消磁,但也要足够小以便使材料可以再次记录信息。磁记录磁带和磁盘的矫顽力现在通常在 $20 \sim 100 \text{ K A m}^{-1}$ 范围内,尽管将来为了不断提高存储密度可能需要提高介质的矫顽力。因此,预计矫顽力将会达到 $200 \sim 240 \text{ K A m}^{-1}$ ($2.5 \sim 3 \text{ KOe}$) 范围^[1]。

14.1.1 磁记录的历史和背景

早在 1898 年,丹麦的一个工程师 Poulsen^[2] 就首先示范了人声的模拟磁记录。在他的名

叫“录音电话机”的装置中，采用一个与麦克风相连的电磁铁将声音信号记录在铁磁性钢丝上。但由于没有放大器，重放信号很弱。

到了 1920 年，随着放大器技术的发展，来自于磁介质的信号可以更强地再现，能够很容易地听到重放的声音。然而，由于记录过程的非线性特征，信噪比仍很低，意味着声音的质量还是不好。

1921 年发明了磁记录的交流偏磁方法^[3]，由于可以使记录的磁化强度与信号电平是线性关系，因而使信噪比大大提高。然而，在以后的二十年里它没有得到充分的利用^[4]。

磁带是 1927 年在两个地方同时发明的，美国人采用的是涂敷了干燥的亚铁磁性液体的纸带，而德国人使用的是含有铁粉的薄带。1947 年 3M 公司开发出了商品化的氧化物磁带，1948 年录音机投入实用。视频记录开始于 1956 年。用于计算机信息存储的数字记录是 IBM 研制的，第一个磁盘驱动器在 1957 年面市。

IBM 在 1957 年研制的那个原始硬盘驱动器称为“RAMAC”，数据存储密度为 $2000 \text{ bits in}^{-2}$ (3 bits mm^{-2})。从那以后数据存储密度不断提高，所以现在的 1 Gbits in^{-2} 存储密度意味着是原来的 500000 倍。类似地，数据传输率也从 70 Kbits s^{-1} 提高到了 75 Mbits s^{-1} 。存储密度的进步如图 14.1 所示。由于磁盘小型化、用薄膜代替微粉记录介质以及开发具有改进的信噪比的高级读/写磁头^[5]，近年来存储密度的增长速度有所加快。未来的规划如图 14.2 所示，其中设想了巨磁阻读出头的开发和致动装置及微机械的进步将带来下一个发展阶段，最终会实现 STM（扫描隧道显微术）型存储。

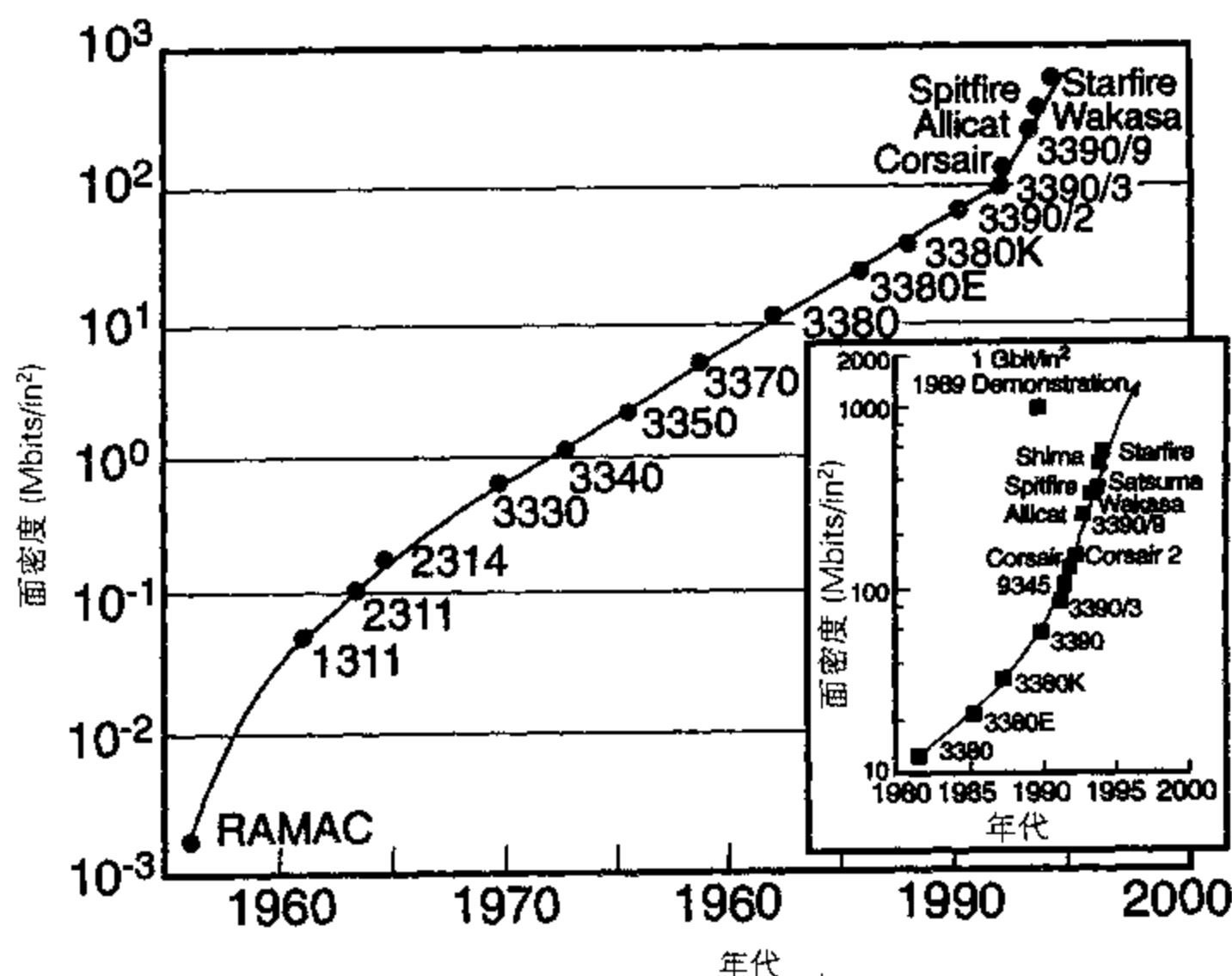


图 14.1 从 1957 年到 1994 年间磁记录存储密度的进步

(引自 Grochowski 和 Thompson^[5], ©IEEE 1994)。

五十年代以来,用于计算机信息存储的数字磁记录有了一定的发展,再加上消费者对音频模拟磁记录尤其是音乐记录的需求,在商业上就形成了磁记录行业中这个最重要的领域。该行业目前年产值约 800 亿美元。

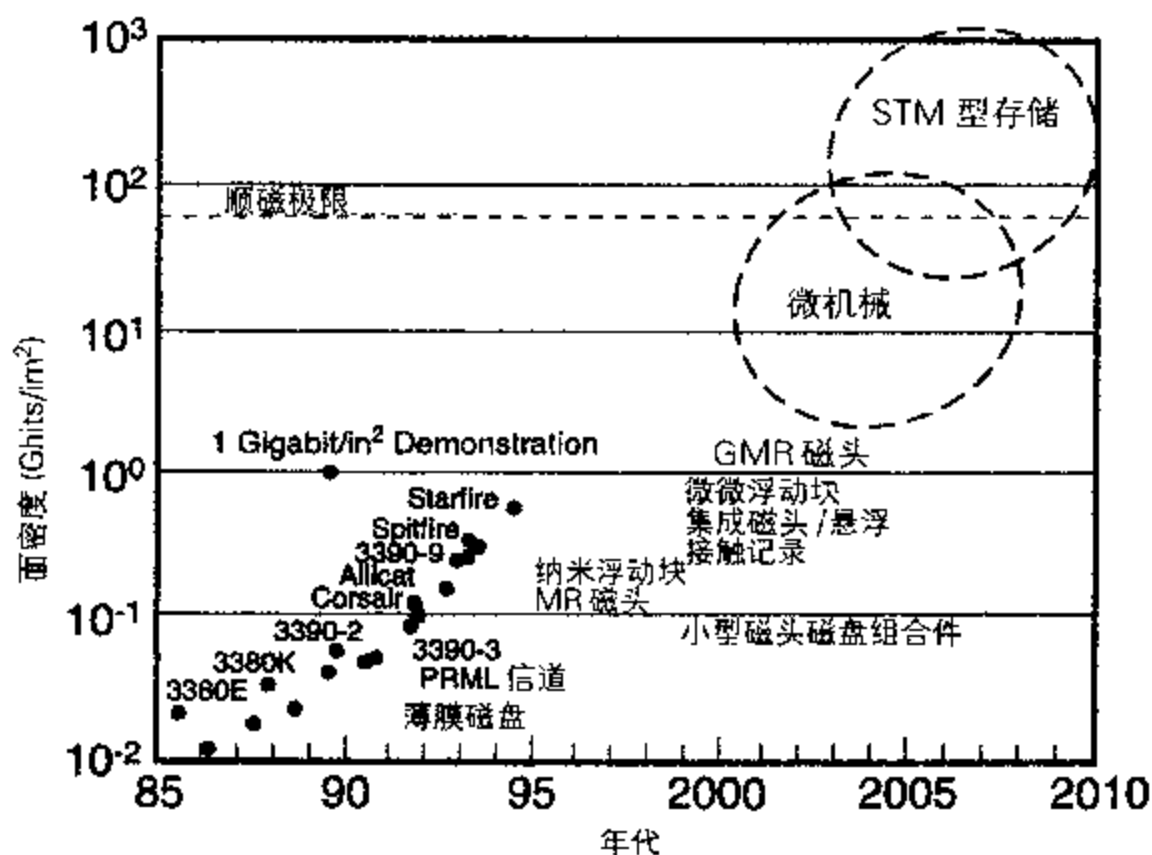


图 14.2 从 1985 年到现在、以及推测到 2010 年的存储密度提高

(引自 Grochowshi 和 Thompson^[5], ©IEEE 1994)。

仅硬盘驱动器在这个市场中就占每年 300 多亿美元的份额。到 2005 年,硬盘驱动器市场可望达到每年 700 亿美元^[1]。

14.1.2 磁带

磁带是音频和视频信号记录中用得最为广泛的记录介质。它们有两种主要形式,分别称为微粉磁带和金属蒸镀(ME)磁带。微粉磁带的优点是它们能够在高涂布速度和低成本的情况下做成多种不同的宽度。其缺点是磁性微粒仅占磁带体积的 40%。目前的发展趋势是采用具有更高堆积密度的更小的微粒。薄膜 ME 磁带通常有更好的工作特性,但生产成本较高。

微粉磁带含有磁性材料涂布层,通常是伽玛三氧化二铁或钴改性的伽玛三氧化二铁。涂布层厚度为 3 ~ 6 μm ,涂敷在柔软的、非磁性的带基上,该带基通常是 PET(聚乙烯四酞酸盐)。带基厚度为 10 ~ 25 μm ,但是在用作长时间录放的磁带中采用更薄的,即 5 μm 的 aramid(芳族聚酰胺)带基,尽管它更为昂贵且需求较少。涂层由磁粉、粘合剂、润滑剂和磨蚀剂组成,粘合剂用于包容和分散磁粉,润滑剂使磁带的运动更容易,而磨蚀剂比如 Al_2O_3 或 CrO_2 微粒可以减轻磁带的磨损。微粉磁带中润滑剂几乎都是“内嵌的”,这意味着它们作为整体的一部分包含在涂层中的。磁粉大小根据所选磁性材料的不同而有所不同,但总是针状(伸长)的,一般长 0.25 ~ 0.75 μm ,宽 0.05 ~ 0.15 μm 。它们都是单畴粒子,容易沿平行其长轴的方向磁化。在 14.1.4 节中会讨论这种磁带所用材料的饱和磁化强度和居里温度。

磁带是磁各向异性的。目前,粒子排列在磁带平面内,如图 14.3 所示。为了使单畴粒子

平行排列，将磁带置于平行于磁带平面的磁场中。该磁场要在包含磁性粒子的溶剂蒸发之前施加，留下含有磁性粒子的干粘合剂。然后加热磁带使涂层完全干燥，进行轧制或碾压使涂层密实。由于需要提高矫顽力，现在磁带中越来越多地采用了钴改性的伽玛三氧化二铁。在 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 粒子表面包敷约 2~3 wt% 的钴，其结果主要是将矫顽力从约 30 K A m^{-1} 提高到约 60 K A m^{-1} 。此时饱和磁化强度也有少许增加且矫顽力的温度敏感性有所改善。但重要的是钴不能被吸收到材料的体内，因为这样会使磁性能变坏，特别是矫顽力会对温度非常敏感，这是不利的。钴表面改性的伽玛三氧化二铁现在已广泛用于 VHS 录像带、某些录音带及软盘。

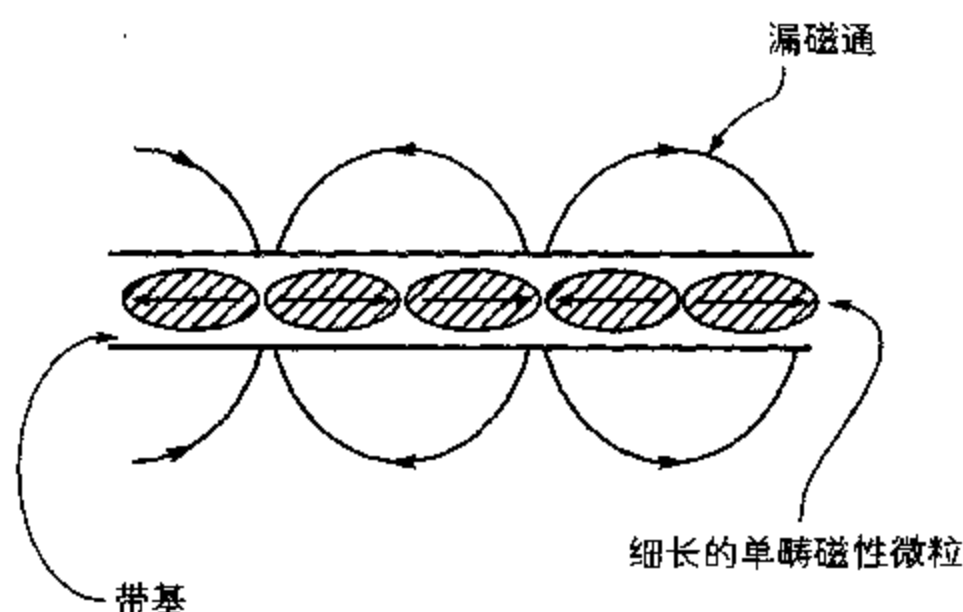


图 14.3 传统的“纵向”磁记录磁带中针状磁性粒子的排列。

1979 年，3M 公司首先将金属磁粉磁带商品化，用在录音带中。此后 Sony 于 1985 年在其盒式录象机中采用了这种磁带。这种磁带的优点包括：高饱和磁化强度，铁粉磁带可达 $1.37 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ ；小于 $0.4 \mu\text{m}$ 的颗粒尺寸以及 100 K A m^{-1} 以上的矫顽力。实际上已经实现了 200 K A m^{-1} 以上的矫顽力及小于 $0.05 \mu\text{m}$ 的颗粒尺寸。

1979 年日本三菱公司也将金属蒸镀带（或简称“ME”带）用于盒式录音机，后来还用在了盒式录象机上。1995 年推出了用于数字盒式录象机的 ME 带。目前这类磁带上的记录密度为 $263 \text{ Mbits in}^{-2}$ ，这是带基系统中的最高值。看来没有理由怀疑在不远的将来会做出 1 Gbit in^{-2} 的磁带。

人们已经致力于研制用作所谓的垂直磁记录介质的磁带，其中粒子的长轴排列在与磁带表面垂直的方向上，如图 14.4 所示。原则上这样应该可以达到更高的记录密度，尽管在垂直记录的研制过程中遇到了几个难题，包括磁头的飞行高度^[7]、读出过程的噪音^[8]以及磁带的机械稳定性。垂直记录设计所用的材料有钴/钴和钡铁氧体。

14.1.3 磁盘

在磁盘上记录的原理与磁带记录几乎一样，稍后进行简单讨论。磁记录磁盘分成两类：即软盘和硬盘。用作磁盘磁记录介质的材料也非常类似于磁带。软盘的制作方法与磁带相同，其直径通常为 5.25 或 3.5 英寸。软盘广泛用在微型计算机中。

硬盘最初是研制出来为大型“中央处理”计算机提供数据存储的，而且直到几年前都只有这一用途。今天，由于提供了比软盘更大的存储空间，硬盘已经成了小型个人计算机的

标准配置。1996 年, 普通的个人计算机就配备了存储容量在 1 到 2 Gbytes 之间的硬盘。然而, 由于现在磁盘存储密度不到两年就翻一番, 我们有理由期望到 2000 年前后这个容量可以达到 10 Gbytes。

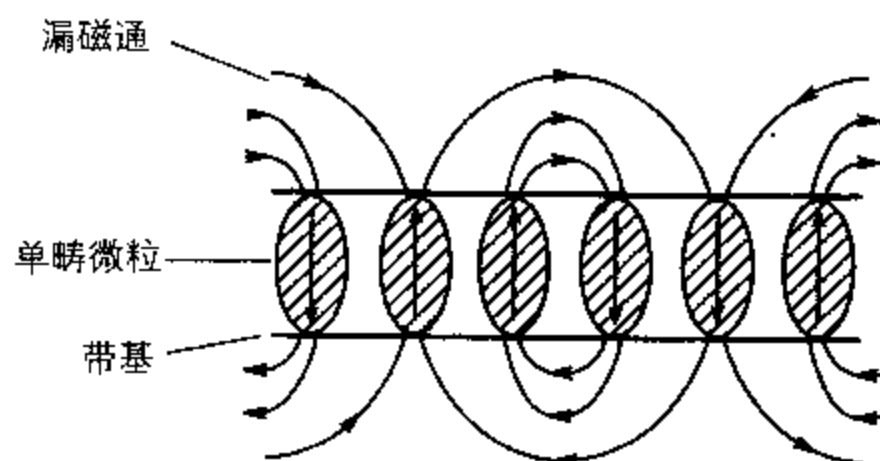


图 14.4 “垂直”磁记录磁带中针状磁性粒子的排列。

硬盘是将几层材料组合到一起而做成的, 包括非磁性盘基以及它上面的非磁性衬底、磁性层、保护膜和润滑层。盘基通常用铝或铝-4%镁合金制造, 将其做成厚 1.3 ~ 1.9 mm, 直径 95 ~ 356 mm 的圆盘。然后在盘基上蒸镀一层 10 μm 厚的磷化镍衬底以增强附着力, 随之再镀一层 5 ~ 10 nm 厚的铬或铬/钒, 有助于通过外延来控制磁性层的结晶取向和晶粒尺寸。此后在表面上蒸镀一层 50 nm 厚的磁性层, 该磁性层由坡莫合金、或更新一些的由钴基合金构成。人们业已发现添加铂和钽可增强钴层的各向异性。

沉积保护膜, 以便提供一层 15 ~ 20 nm 厚的保护性涂层。这种膜通常是一种碳基材料, 但有时也采用氧化锆或锡。最后加上磁盘润滑剂以防止盘面磨损并减小摩擦。该润滑剂有助于读/写磁头组件的非接触、低速滑动, 因为静止时磁头组件通常是停留在磁盘上的。当磁盘开始旋转, 在空气支承面完全起作用并将读/写磁头提升到磁盘表面上方之前, 磁盘要旋转几十圈。润滑剂保留在表面上 (不象软盘和微粉磁带那样将润滑剂嵌入材料内部), 称为“局部”润滑剂。这类润滑剂通常由过氟聚醚组成, 它是一种长链碳氟化合物, 适用于单层厚度。

磁盘相对于磁带的优点之一是磁盘的存取时间要短得多。这主要是因为读出磁头能迅速地移动到恰当的磁盘扇区, 而在磁带中则必须靠卷动磁带来寻找数据。在磁盘记录中, 还可以通过提高磁盘旋转的角速度来缩短存取时间。在软盘上这种方法本身会导致额外的磨损, 但硬盘上却没有这样的问题。其原因是软盘上读/写磁头在读写过程中是与磁盘密切接触的, 而硬盘的读写过程却不存在直接接触。

磁带记录中, 磁带与读写磁头之间的接触是确定性能的一个至关重要的因素, 但是因为预期磁带通过还音磁头的次数相对地比较少, 所以在这种情况下磁头与磁带的实际接触是可以接受的。甚至还要调整磁头的轮廓以改进与磁带的接触。在软磁盘中磁头也与磁盘接触。硬盘上磁头不与磁盘接触, 除非磁盘静止、或在磁盘达到全速运转的过程中才有短暂接触。为了便硬盘的性能最优化, 同时还要确保读/写过程中头、盘之间没有直接接触, 人们采用了一个空气支承面。通过这种方法, 磁头可以保持在接近磁盘、但又不与之产生实际的直接接触的位置上。这就是所谓的“浮动磁头”。磁盘与磁头之间的相对速度产生气流, 它可维持一个小气隙。现在的硬盘驱动器中典型的头盘间隙为 50 nm。当这种布局受到破坏的时候, 就象偶尔发生的那样, 我们就会遇到所谓的“头盘划碰”的问题, 通常这样会引起某种程度的

损坏, 使数据丢失。

图 14.5 清晰地表明了头盘间隙、或飞行高度与存储密度之间的关系。在实际情况变成有效“接触”而不是“非接触”记录之前, 可以将头盘间隙减小到约 10 nm, 因为在这样的间隙下必须要考虑耐磨涂层的厚度和磁盘的扭曲。

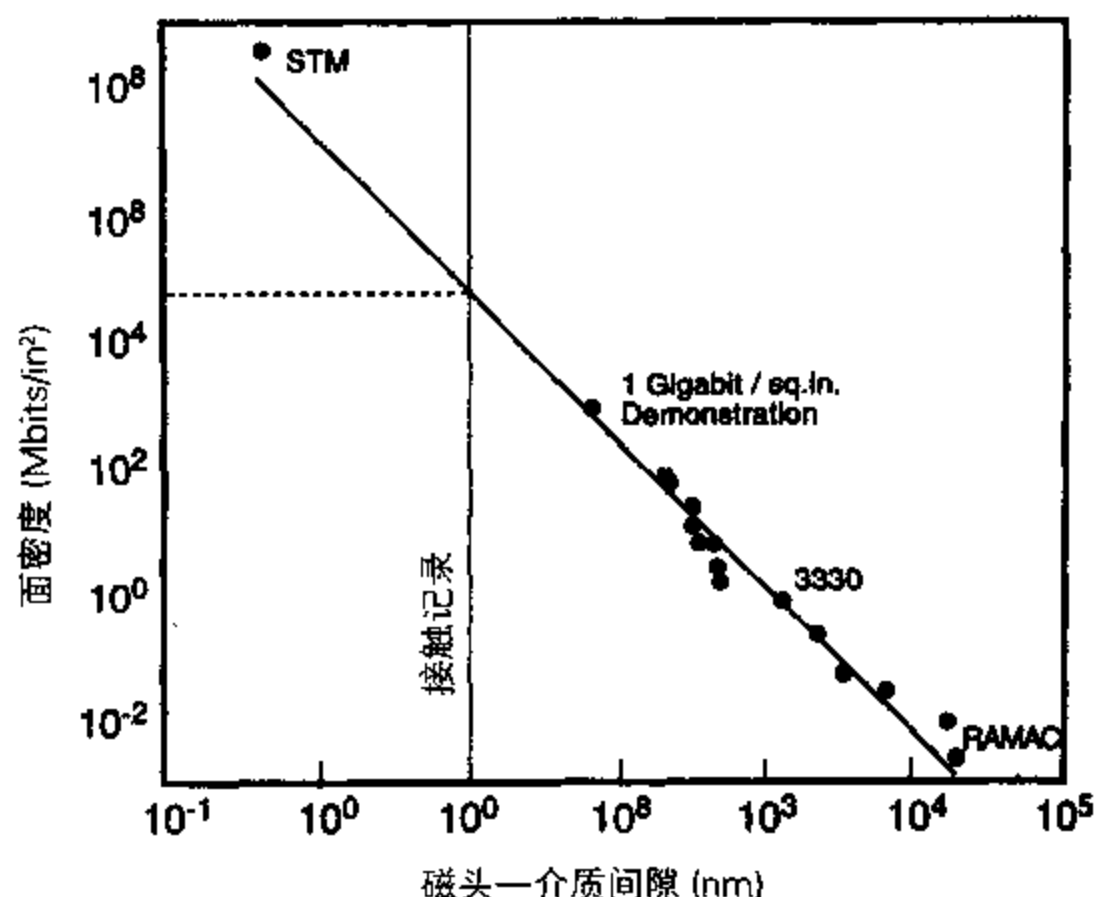


图 14.5 磁头—介质间隙 (飞行高度) 与存储密度之间的关系

(引自 Grochowshi 和 Thompson^[5], ©IEEE 1994)。

道密度与线性位密度的比值通常为 1:20。在现今的技术发展状况下硬盘的道密度为 7000 TPI (“每英寸的磁道数”, 或每毫米 275 道), 而沿这些磁道的线性位密度为 150000 BPI (“每英寸的位数”, 或每毫米 6000 位)。为了达到 10 Gbits in^{-2} 的存储密度, 希望将道密度提高到 25000 TPI (每毫米 1000 道), 而线性位密度提高到 400000 BPI (每毫米 16000 位)^[9]。

14.1.4 用于磁记录介质的材料

伽玛三氧化二铁

运用最为广泛的磁记录材料就是伽玛三氧化二铁 ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$), 从 1937 年开始它就用在磁带中了。伽玛三氧化二铁不是 Fe_2O_3 的普通存在形式, 而是将特制的 Fe_3O_4 氧化后产生的。这种磁带的矫顽力在 $20 \sim 30 \text{ K A m}^{-1}$ ($250 \sim 375 \text{ Oe}$) 范围内^[10, p.34; 11, p.104]。所采用的颗粒尺寸一般为零点几个微米, 粒子的长度-直径比分布在 10:1 到 3:1 之间。当然, 粒子的形状各向异性也影响它们的磁特性 (比如矫顽力)。

伽玛三氧化二铁的饱和磁化强度为 350 K A m^{-1} (350 emu cc^{-1}), 其居里温度在 600°C 左右, 它足以避免在室温附近正常工作条件下介质特性因温度变化产生过分的改变。其它特性示于表 14.1 中。

表 14.1 用于微粉磁记录介质的材料磁特性

	$\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$	$\text{Co}/\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$	CrO_2	Fe	$\text{BaO}\cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$
M_s (K A m^{-1})	350	370	480	1700	370
T_c ($^{\circ}\text{C}$)	600	600	128	770	320
H_c (K A m^{-1})	25~30	30~70	35~75	100~200	50~200
σ_s ($\text{A m}^2 \text{kg}^{-1}$)	75	78	95	220	70
ρ (kg m^{-3})	4900	4900	4900	7800	5300
颗粒尺寸 (μm)	0.5×0.1	0.5×0.1	0.4×0.05	0.15×0.05	0.15×0.05

钴表面改性的伽玛三氧化二铁

现在采用钴表面改性的伽玛三氧化二铁作磁记录介质, 因为其矫顽力高于伽玛三氧化二铁 [10, p.38; 11, p.108]。钴偏向于聚集在磁粉表层约 30 \AA 的深度范围内。当表层吸收的钴总量逐渐增加到 2% 时, 钴的添加会增大材料的各向异性, 使矫顽力提高。当钴含量超过这个值时, 矫顽力保持不变, 饱和磁化强度开始下降 [12]。

钴是在涂布到基底上之前的最后一道工艺中加入的。现在大多数录像带都含有钴表面改性的伽玛三氧化二铁, 其矫顽力为 48 K A m^{-1} (600 Oe)。要注意到材料内吸收了钴会增加磁性能比如矫顽力对温度的敏感程度, 因此这是不利的一面。

二氧化铬

发明掺钴表面改性工艺之前, 为了制作出一种矫顽力高于伽玛三氧化二铁的磁记录材料, 二氧化铬也曾作为一种高性能音频记录材料而流行一时 [10, p.39; 11, p.110]。二氧化铬矫顽力为 $40 \sim 80 \text{ K A m}^{-1}$ 并能做成相当小的颗粒尺寸 $0.4 \times 0.05 \mu\text{m}$ 而有效地利用, 所以有可能得到更高的记录密度。它的饱和磁化强度稍高于伽玛三氧化二铁, 为 480 K A m^{-1} (480 emu cc^{-1}), 但是其居里温度相当低, 仅有 128°C , 值得它的性能对温度更加敏感, 这是一个显著的不利因素。而且它比氧化铁昂贵, 这样又降低了它的商业价值。作为一种高性能记录材料, 它已被包钴伽玛三氧化二铁所取代。

铁磁粉

铁粉也用作记录介质 [11, p.111]。其饱和磁化强度高于上述氧化物微粉介质, 所以可以使用更薄的涂层。这种微小粒子的矫顽力通常为 120 K A m^{-1} 。铁粉磁带的制作方法是氧化铁磁带生产工艺的改进, 其中氧化物最终在氢气气氛中 300°C 下被还原成金属铁。但是这类磁带需要有一层锡表面涂层以防止烧结, 否则粒子会聚结, 而且不再是单畴。其典型磁性能为: 饱和磁化强度 1700 K A m^{-1} (1700 emu cc^{-1}), 矫顽力 120 K A m^{-1} (1508 Oe)。

金属薄膜

金属薄膜现在是高性能、高存储密度硬盘驱动器的最重要的磁介质。对硬盘驱动器介质的主要需求是获得适当大小的矫顽力, 因为它最终决定着能够实际利用的记录位尺寸, 从而决定着记录密度。磁性层本身通常是钴和其它化学添加剂, 比如磷、钴、镍、钼或铂。这些

添加剂用于增加各向异性,从而提高钴膜的矫顽力。

磁性层厚 50 nm, 由直径 50 nm 的基本上无相互作用的粒子集合体构成。没有粒间耦合有助于提高膜的矫顽力。一般说来这种薄膜介质的矫顽力可达 $H_c = 80 \text{ K A m}^{-1}$ (1 KOe), 剩磁为 $M_R = 800 \text{ K A m}^{-1}$ ($B_R = 1 \text{ T}$)。

跟纯钴相比, 钴—铬薄膜介质的耐腐蚀性有所改善。这就是添加钴的原始动机。然而, 又发现钴会聚集在顺磁性晶界区, 从而减小了晶粒间的交换耦合, 提高了矫顽力并降低了膜中的噪声起伏。人们还发现, 添加钼会减小磁性膜的晶粒尺寸, 从而降低了噪声起伏^[13]。

由于金属膜具有高饱和磁化强度和高剩磁, 因此在某些记录磁带中也加以采用。它们可以在镀层很薄的情况下使用, 因为在读出过程中所利用的漏磁场是与磁带的剩余磁化强度成正比的。所以粒高的饱和磁化强度可确保其漏磁场比其它材料的类似薄膜大得多。读出磁头的拾取电压正比于来自磁带的磁场。较薄的记录介质能容许较高的记录密度, 因为可以使磁场沿着磁带随距离的变化率 dH/dx 增大。

在最近的一、二十年里, 人们对金属薄膜记录磁带进行了大力开发, 将其作为普遍应用的微粉磁带的一种善代品。磁性层通常是蒸镀的钴—镍合金膜, 它在多孔的钴镍氧化物基体上形成倾斜的柱体。其剩磁为 $M_r = 0.3 \times 10^6 \text{ A m}^{-1}$ ($B_r = 0.4 \text{ T}$), 矫顽力为 $H_c = 80 \text{ K A m}^{-1}$ (1 KOe)。这类磁带的缺点是不耐用, 所以其寿命相当短。它们需要润滑剂(局部润滑剂)和抗腐蚀剂做成的表面涂层, 润滑剂通常是碳氟化合物, 类似于金属磁盘上用的润滑剂。不过硬盘驱动器单元是密闭封装的, 以便保留润滑剂并防止污染, 但金属磁带必然是开放式的, 因此漏滑剂的保留是一个问题。

六角铁氧体

六角铁氧体的矫顽力比上述任何材料都要高得多, 并且用在更为特殊的场合比如信用卡中, 在这种情况下不大可能需要重新记录, 但确有必要在意外暴露于弱或中等外磁场中时不被退磁。

人们主要感兴趣的材料是钡铁氧体, 其次是锶铁氧体。单纯的钡铁氧体 $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ 矫顽力可达 480 K A m^{-1} (6 KOe), 饱和磁化强度为 370 K A m^{-1} (370 emu cc^{-1})。在薄膜的场合通过控制粒子的生长条件, 可以在基底上生成 5 nm 厚直径 50 nm 的钡铁氧体粒子。这样小的颗粒尺寸便得实现非常高的存储密度 ($250 \times 10^9 \text{ bits in}^{-2}$) 和高信噪比成为可能。粒子在易轴垂直于膜面的情况下生长, 因此正如下面会讨论的那样, 钡铁氧体是垂直记录介质的两种首选材料之一。在钡铁氧体中添加钴和/或钛会减小其各向异性, 于是导致矫顽力降低到 $40 \sim 160 \text{ K A m}^{-1}$ (0.5 ~ 2 KOe) 范围。

垂直记录介质

磁畴的磁化强度垂直于介质平面的方向进行取向的垂直记录介质是日本的 Iwasaki 首创的^[14]。这类介质呈现出获得高于传统或“纵向”介质记录密度的潜力, 但迄今为止它似乎受到妨碍其进入实用的其它问题的困扰, 比如要求非常小的磁头—介质间隙以及读出过程中的噪音问题。这里所用的材料是含有超过 14% Cr 的 100 nm 厚的溅射钴铬膜, 它形成垂直于基板表面的直径约 50 ~ 100 nm 的柱状晶粒。此外, 由于这类薄膜的结晶生长特性, 磁矩总是保持在垂直膜面的方向上, 而不象以前的材料中磁矩是位于材料平面内的。可以认为,

当磁矩垂直于膜面时相邻“位”之间的过渡区要尖锐得多,导致记录密度提高。人们尝试过的另一种材料是取向钡铁氧体,它是用类似于制作微粉磁带的方法在软基底上制备的。

原则上已经证明垂直磁记录是可能实现的,但目前它还仅仅停留在科学研究的阶段。实际上仍有几个问题需要解决,比如软磁盘上介质的机械损伤、以及所需的极小磁头—介质间隙在现今的技术水平下仍无法妥善处理^[15]。

14.1.5 磁光记录

磁记录中另一个令人感兴趣的领域是磁光器件。它利用的是法拉第效应和克尔效应,此时光线的偏振方向会在磁场的作用下发生旋转(参见 3.3.4 节和 6.1.8 节)。我们可以利用这个原理来区分磁介质上磁化方向相反的两个区域。磁光盘的优点是存储密度可比软盘高 1000 倍^[16, 17],其存取时间为 40 ~ 100 ms,大约比软盘快十倍,但还不足与硬盘的 20 ~ 60 ms 的典型存取时间相竞争^[17]。5.25 英寸磁光盘的总存储容量通常为 2 Gbytes。相比之下,5.25 英寸大小的硬盘可存储 1.3 Gbytes,而普通的 5.25 英寸软盘可存储约 1.4 Mbytes。CD-ROM 容量现在通常为 1 Gbytes。

1988 年提出了 ISO 标准 5.25 英寸磁光驱动器,这是一种总容量 750 Mbytes 的双面驱动器。1991 年提出了第二代 ISO 标准,其容量为 1300 Mbytes 且密度达到 400 Mbits in⁻² (0.64 Mbits mm⁻²),1994 年,又出台了容量 2 Gbytes、密度 600 Mbits in⁻² (0.96 Mbits mm⁻²) 的第三代 ISO 标准磁光驱动器。该第三代驱动器仍然有售。所有这三种标准体系采用的都是波长 780 nm 的激光。这些盘的存取时间一直保持在 100 ms 左右,数据传输率为 5 ~ 10 Mbits s⁻¹ [18]。

信息的记录依赖于热磁磁化,此时用强光源比如聚焦的激光束将一层铁磁性薄膜材料上的一个小区域加热到其“补偿”点或居里点以上,然后让它再度冷却。如果在整个过程中材料都处在反向磁场中(即工作在其磁滞回线的第二象限),那么根据前面关于无磁滞磁化的讨论,我们知道其最佳磁能状态相应于反方向磁化。

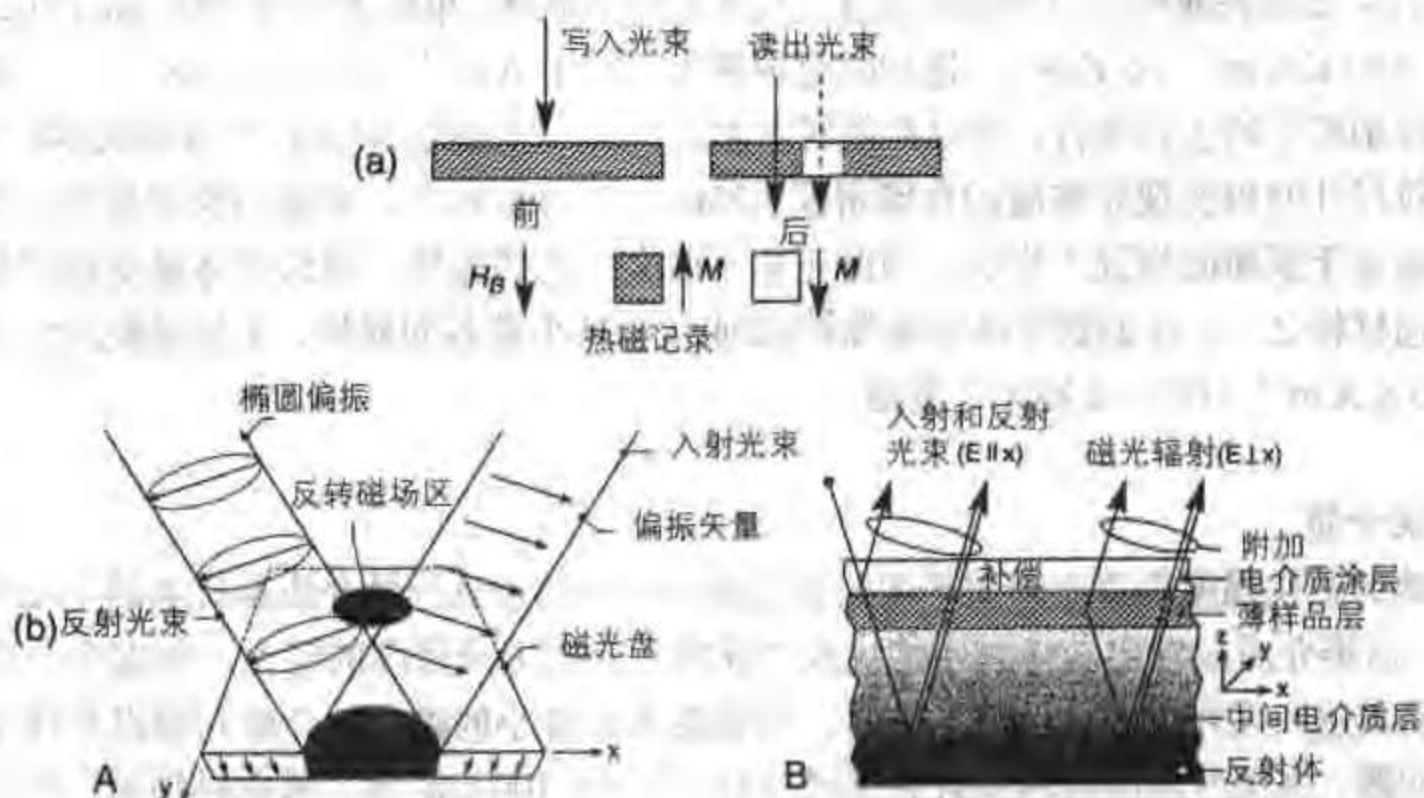


图 14.6 磁光读出过程和写入过程。

当它冷却通过居里点时, 激光束照射区域的磁化强度将是现行磁场下的无磁滞磁化强度; 它将位于第三象限。这意味着激光束照射过的区域会向相反方向磁化, 如图 14.6 所示。

以后对介质上磁信息的读出要依赖于磁光克尔效应。一束强度弱于写入过程的偏振激光束从磁记录介质的表面反射回来, 如图 14.7 所示, 然后在检测之前经过一个检偏镜。于是有或没有反向畴就表示成“0”或“1”。此后沿最初的方向饱和磁化就可以将原有信息擦除。

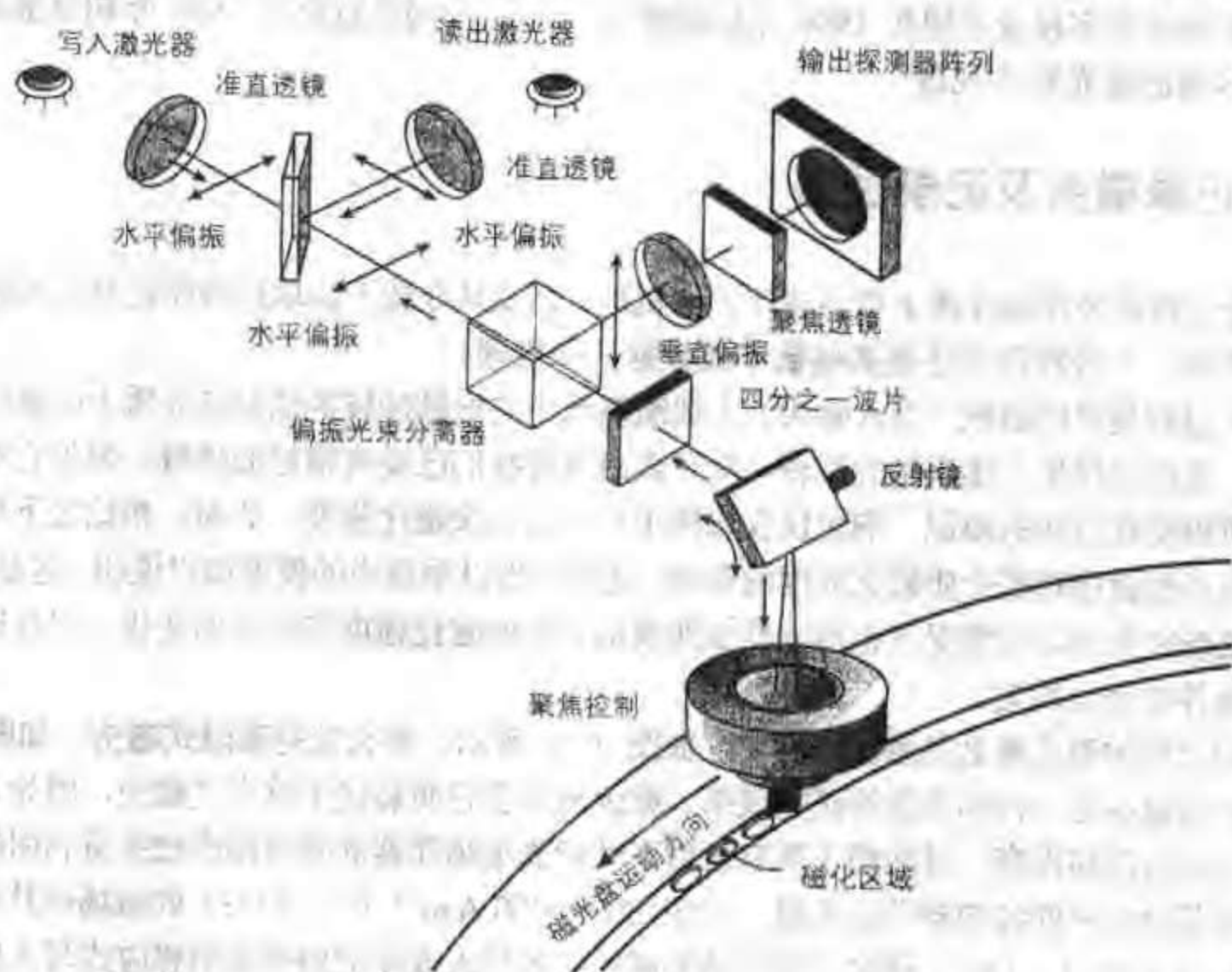


图 14.7 磁光盘记录系统的元件。

需要注意的是, 就信号探测而言这项技术对垂直磁化介质效果最好。信噪比可与传统磁盘记录相比拟。飞利浦公司生产的磁光盘在 3 mm 厚的透明塑料盘基上涂敷了 50 nm 厚的磁性镀层。该方法采用了束斑尺寸 $2 \times 5 \mu\text{m}$ 的 3 mW 激光器, 靠法拉第效应读出信息。

在磁光盘的生产中通常采用两类材料。用得最多的是通用成分为 $R_x(\text{FeCo})_{1-x}$ 的稀土—铁—钴薄膜, R 通常是铽和钕, 虽然有时也用镱。该薄膜是在 3 mm 厚的硬质塑料基板上制备的 50 nm 厚的非晶膜。稀土—铁—钴薄膜具有高垂直各向异性 ($K_u > 10^5 \text{ J m}^{-3}$)、典型值为 240 K A m^{-1} (3 KOe) 的矫顽力、高矩形比 M_r/M_s 、以及视成分不同在 $250 \sim 300^\circ\text{C}$ 范围内变化的居里温度。采用非晶膜的优点有: (i) 因为没有结晶度所以性能的均匀度很高, (ii) 用溅射法沉积的成本很低, (iii) 通过改变薄膜的化学成分可以准确地控制磁特性、比如饱和磁化强度和矫顽力。

磁光盘用的另一类主要材料是钴/铂, 它是以多层膜的方式沉积的。这种多层膜包含 10 ~ 30 对双层膜, 而每对双层膜都是由 0.3 ~ 0.5 nm 厚的钴和 0.8 ~ 1.2 nm 厚的铂组成的。多层膜的高单轴各向异性 (在这类薄膜中也有 $K_u > 10^5 \text{ J m}^{-3}$) 确保了磁畴磁化强度沿垂直于薄

膜平面的方向排列。这类薄膜的矫顽力在 80 kA m^{-1} (1 kOe) 以上, 但更为突出的是它们在短波长下具有很高的克尔旋转角。这种 Co/Pt 多层膜的一个缺点是其居里温度相当高, 约 400°C , 这意味着必须要将磁光盘加热到相当高的温度才能改变磁化方向。

最近在用波长 429 nm 的蓝色激光进行的磁光记录研究中实现了 $2.5 \text{ Gbits in}^{-2}$ ($3.9 \text{ Mbits mm}^{-2}$) 的记录密度和每秒数兆字节的数据传输率^[19]。按照 Kryder^[1] 的预测, 容量 4.7 Gbytes 的磁光数字视盘可望在 1996 年底前面市。Sony 公司已宣称在 1997 年初会推出 8.7 Gbytes 容量的激光数字视盘。

14.2 记录磁头及记录过程

记录过程涉及在磁介质上留下磁印记的机理, 以及从介质上读取这种印记并再现原始信息 (不管是一个音频信号还是某些数字式数据) 的机理。

写入过程是将电磁铁 (写入磁头) 上线圈绕组中的电脉冲转换成存储介质上的磁性图案的手段。读出过程是上述机制的翻转。对于读出过程我们已经有很好的理解, 因为它不需要具备介质磁特性方面的知识。响应仅仅取决于介质的剩余磁化强度。然而, 相比之下写入过程牵涉到外加磁场对磁介质磁化强度的影响, 就更加难以用适当的模型加以说明。这是因为, 即使在磁场完全均匀的情况下也很难准确地模拟介质的磁化强度随磁场的变化, 况且这种场合中磁场并非完全均匀。

磁记录用的磁头要么是感应式磁头, 如图 14.8 所示, 要么就是磁阻式磁头, 如图 14.9 所示。磁阻磁头是一种相当新的研究成果, 就读出而言它明显优于感应式磁头, 因为它功率需求小而灵敏度却很高。目前用于所有新型高性能磁盘驱动器的磁阻读出磁头所利用的都是传统的波莫合金中的各向异性磁电阻。它在 $300 \sim 400 \text{ A m}^{-1}$ ($4 \sim 5 \text{ Oe}$) 的磁场中其电阻变化 $\Delta R/R$ 通常为 $2 \sim 3\%$ 。硬盘上磁性信号或数据的写入或印记仍然是用感应式写入磁头来完成的。因此, 现今的一代磁盘驱动器对读出和写入功能分别采用单独的技术, 而早期的磁盘驱动器是用感应式磁头来实现两个功能的。

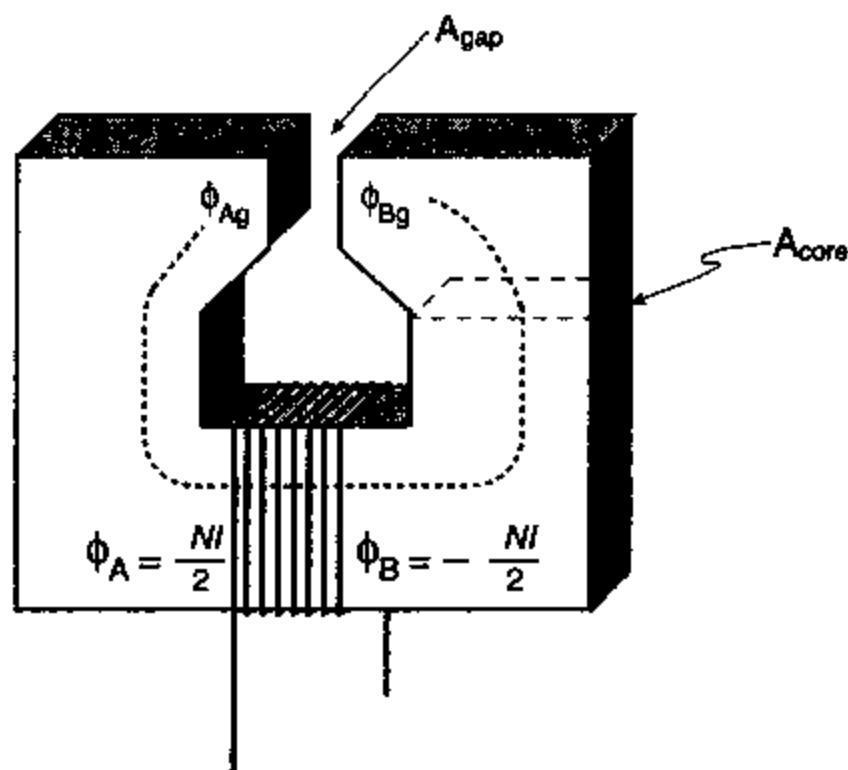


图 14.8 感应式写入磁头。

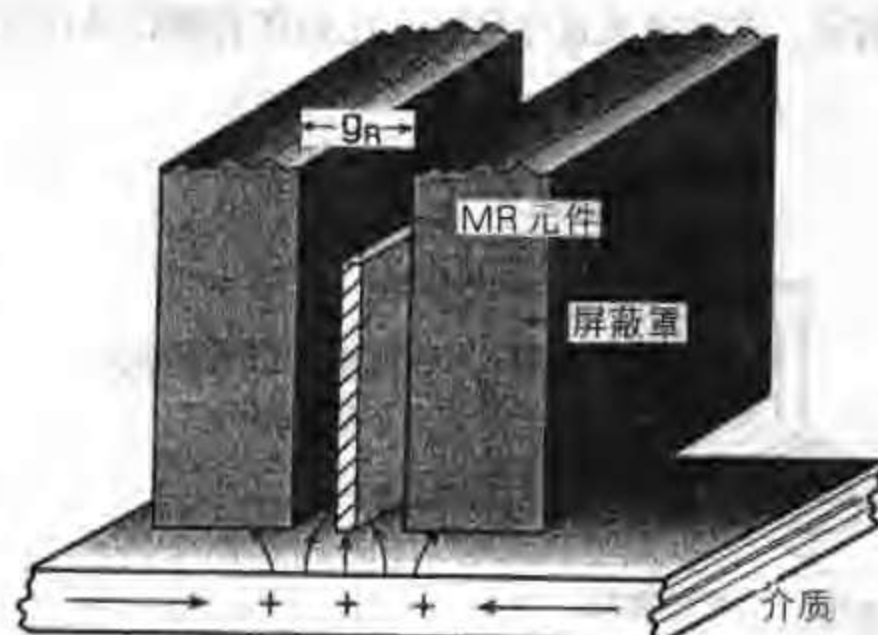


图 14.9 磁阻式读出磁头。

14.2.1 感应式记录磁头

用于在磁盘和磁带上写入数据的感应式磁头由一个“C”形的高磁导率磁芯组成，该磁芯含有一个宽 $0.3\ \mu\text{m}$ 的空隙，称为“磁头缝隙”，如图 14.8 所示。磁芯上绕有一个通量线圈以便当通以电流时在缝隙中产生必要的磁通密度。缝隙中的磁场称为“弥散场”。在磁带记录中磁头与磁带直接接触，如图 14.10 所示，而且通常用单独的磁头分别进行读出、写入和消磁。在磁盘记录中，只有一个感应式磁头，它悬浮在磁盘表面上方的一个空气支承面上，如图 14.11 所示。记录磁头材料必须具有高饱和磁化强度，以便在磁带上留下较强的磁印记（高磁化强度），但它同时也必须具有低剩磁以确保当线圈中电流为零时不会有写入发生。此外，低矫顽力显然也是必要的特性。记录磁头由软磁性材料构成，包括软磁铁氧体、Al-Fe、Al-Fe-Si、坡莫合金以及非晶 Co-Zr。

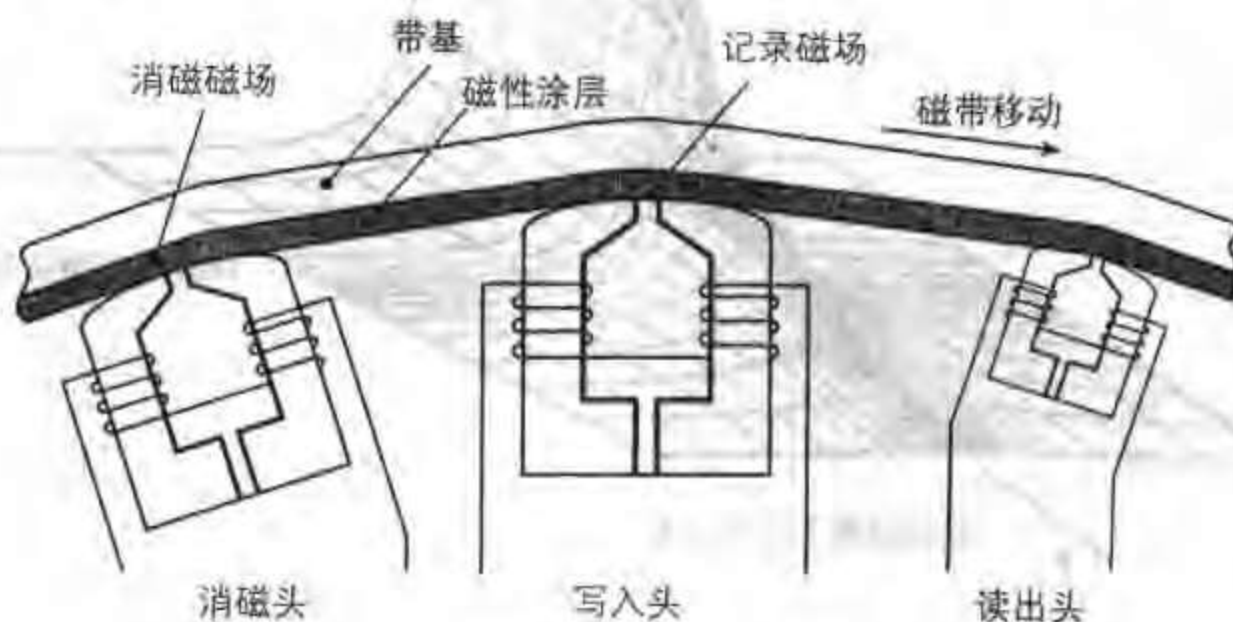


图 14.10 一个磁带记录系统中的消磁、读出和写入磁头。

在写入状态下，磁带或磁盘从磁头前经过，该处的弥散磁场使一些单畴粒子的磁化强度重新排列。于是该磁化强度就记录了磁盘或磁带经过磁头的那个时刻记录磁头缝隙中磁场的强度。在读出过程中，磁带的经过引起了读出磁头中通量密度的变化，该变化被转换成读出

磁头线圈绕组中的电压信号。然后放大这个信号，比如在音频记录在情况下就用这个放大信号去激励喇叭。

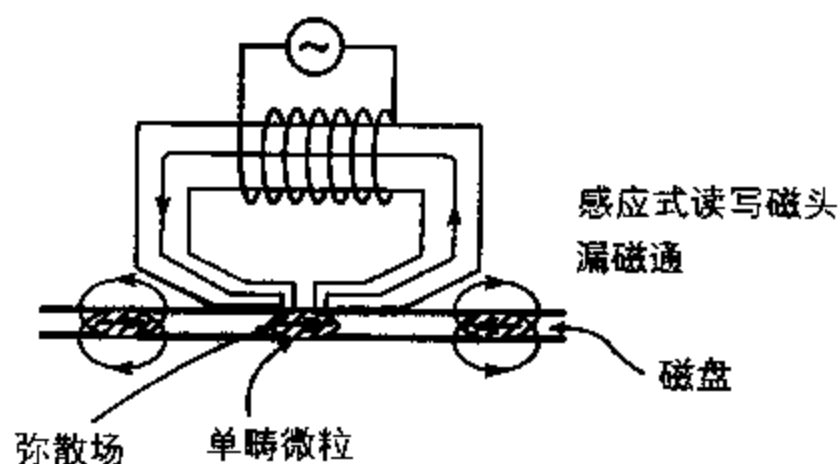


图 14.11 位于磁盘上的一个感应式磁头的示意图。

写入磁头缝隙中的磁场是写入过程中磁记录工程技术人员最感兴趣的内容，它可以用第一章所述的有限元技术加以确定。这个弥散场如图 14.12 所示。在现今采用传统的“面内”记录介质的技术中，磁带是对平行于带表面的弥散场分量起响应的。然面对垂直记录而言，弥散场需要垂直于磁带或磁盘平面，这样会使读出磁头和写入磁头的设计有所不同。

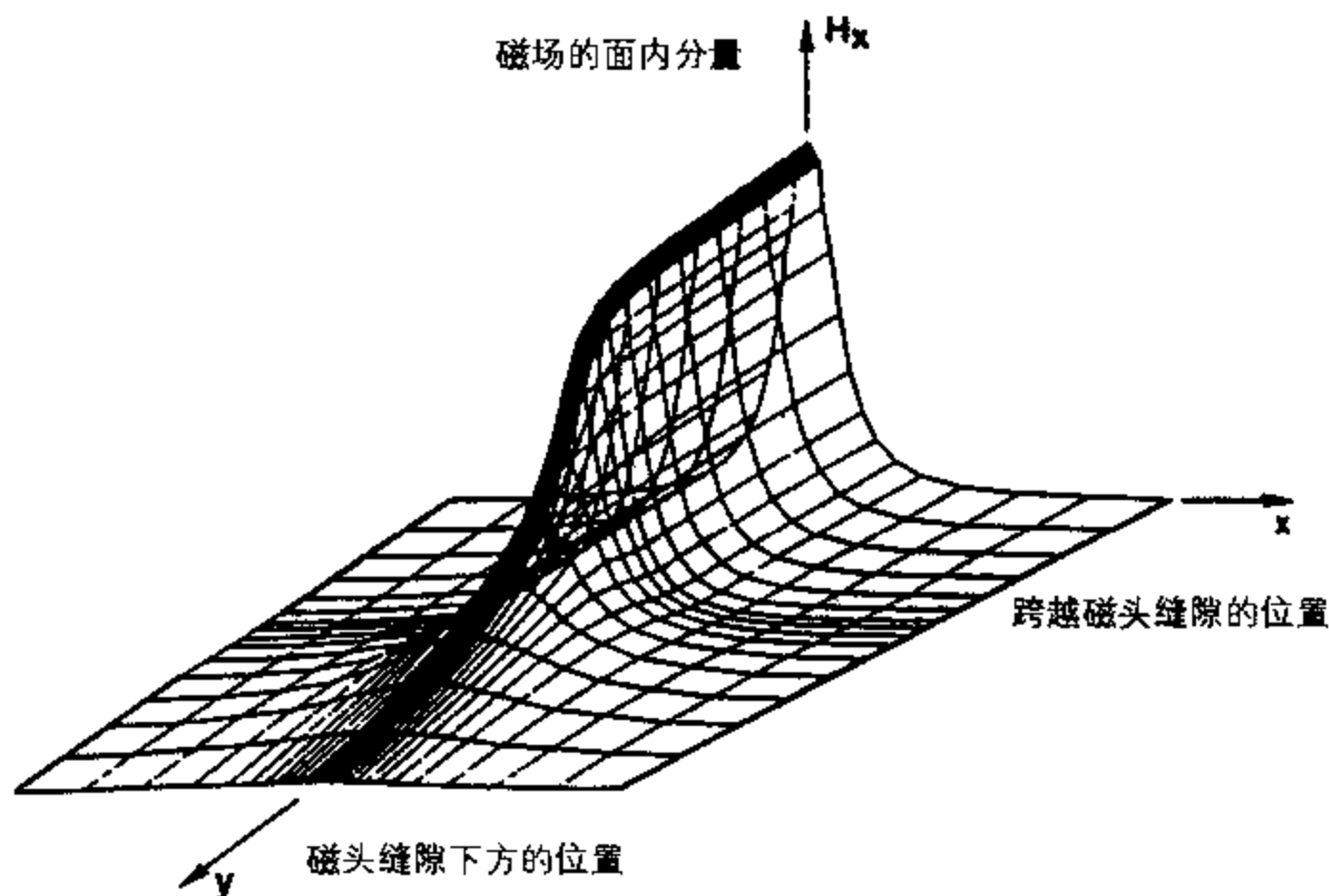


图 14.12 一个记录磁头缝隙中的弥散磁场随位置的变化，
 x 方向示于图 14.13 中而 y 方向垂直于图 14.13 所示的平面。

14.2.2 磁阻式读出磁头

最近，磁记录技术在存储密度方面取得了更为迅速的进步，这主要归功于磁阻式读出磁头的发展，它导致了新一代高灵敏度、高空间分辨率读出磁头的产生^[20]。今天市场上出售

的磁阻磁头利用的是 3.3.2 节和 5.4 节所述的各向异性磁电阻。所选择的材料是坡莫合金。磁阻磁头用两点阻抗测量的办法来探测局部磁化区域的漏磁通,如图 14.9 所示。空间分辨率由垂直方向或“跨越磁道”方向的电接触点之间的距离决定,一般都在 $5\mu\text{m}$ 左右,如果采用沿磁道方向的屏蔽隔离技术,通常可达到 $0.2\sim 0.3\mu\text{m}$ 。为了获得与漏磁场强度呈近似线性关系的反对称响应,还需要用另一个恒定的外加磁场对磁阻材料加偏磁。这通常是由一个相邻的磁化膜来提供的。磁阻元件产生的电压还取决于电流,因此需要在大电流下工作以获得最大的灵敏度。现在这种磁阻元件中所采用的电流密度通常为 $2\times 10^{-3}\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$ 。当然,工作电流密度要受磁头功率耗散的限制。

对巨磁电阻 (GMR) 多层膜的研究表明,有可能用它们制作读出磁头以获得比现有水平更高的灵敏度。正如 11.3.9 节所述,这种铁/铬或钴/铜多层膜能够呈现出 80% 的电阻变化 ($\Delta R/R$), 尽管此时所需要的磁场跟各向异性磁阻材料相比仍然相当高。

后来,在锰酸盐钙钛矿薄膜中发现了所谓的“庞磁电阻”(CMR),其中阻抗 $\Delta R/R$ 减小 99.9%, 但仅出现在相当低的温度 77K 及 $4.8\times 10^6\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ (6T) 的强磁场中。这个引人入胜的发现也许指明了磁阻读出磁头的来来发展方向,但目前还不清楚这类材料是否最终会证明在磁记录应用中有其用武之地。当然,在将它看成现有技术的一个潜在的切实可行的选择对象之前,还需要在更高的温度和较低的磁场强度下来观察这一现象。

14.2.3 写入磁头效率

磁头效率是跨过磁头缝隙的磁动势与励磁线圈提供的磁动势的比。这是通过分析磁头的磁芯和空气隙形成的磁路得到的。

在气隙中

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (14.1)$$

在磁芯中

$$B_c = \mu_r \mu_0 H_c \quad (14.2)$$

其中 μ_r 是磁芯的相对磁导率,此处 H_c 是磁芯中的磁场。

驱动线圈的磁动势也就是整个磁路的磁动势。如果 l_g 是缝隙长度而 l_c 是铁磁芯的长度,那么

$$Ni = H_c l_c + H_g l_g \quad (14.3)$$

磁芯的效率就简单地等于跨越缝隙的磁动势 $H_g l_g$ 与线圈产生的磁动势 Ni 的比值,那么就是

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{H_g l_g}{(H_c l_c + H_g l_g)} \\ &= \frac{H_g l_g}{Ni} \end{aligned} \quad (14.4)$$

效率也可以用磁路的磁阻 (磁芯中是 R_c 而缝隙中是 R_g) 表示为

$$\eta = \frac{R_g}{(R_c + R_g)} = \frac{\left(\frac{l_g}{A_g}\right)}{\left(\frac{l_g}{A_g} + \frac{l_c}{\mu_r A_g}\right)} \quad (14.5)$$

其中 A_c 是磁芯的截面积而 A_g 是缝隙的截面积。这意味着, 如果要有一个大缝隙场、从而有一个大弥散场的话, 就要求磁芯有高磁导率 μ_r 以及大 A_c/A_g 比值。

磁头缝隙以及磁头材料的饱和磁化强度决定着缝隙中的磁场, 正如第二章关于磁路中气隙的讨论所指出的那样。它决定着缝隙附近的弥散场, 因此也决定了可用在这种磁头下的记录介质的最大矫顽力。

Karlqvist 磁头^[21]是计算缝隙周围磁场时经常采用的一种理想化模型。在 Karlqvist 磁头中, 磁极缝隙与极尖长度相比是很小的, 就象图 14.13 所描述的磁头那样。以前, 在确定缝隙中的磁场的时候, 这样的结构就给出了一个相当简单的几何条件。现在有三维有限元规程来计算缝隙磁场, Karlqvist 近似就不那么重要了。

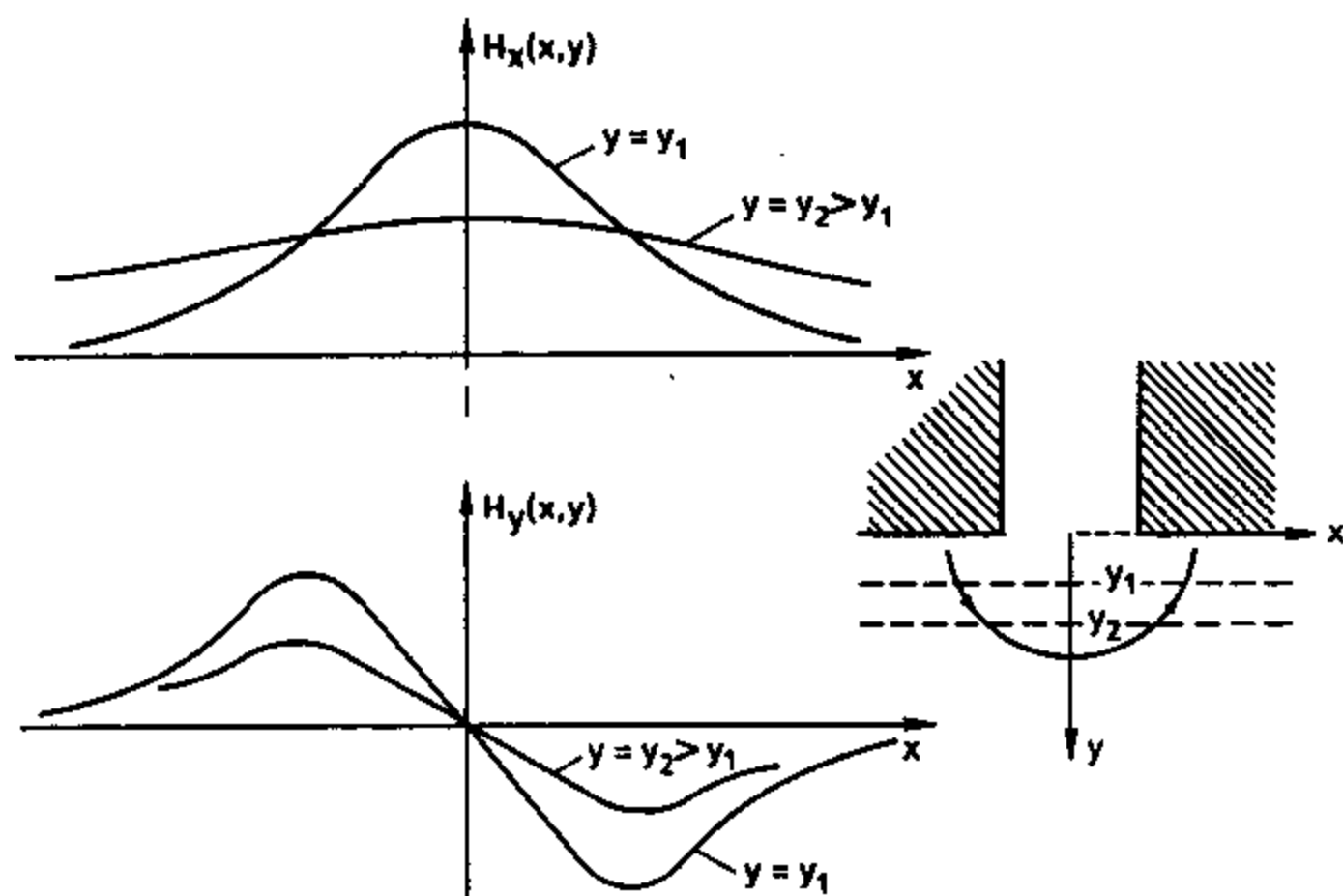


图 14.13 Karlqvist 磁头附近磁场的垂直分量和水平分量。

14.2.4 写入过程

我们现在考虑将记录介质磁化的过程。我们尤其想知道的是, 介质如何对磁头缝隙中的外加场产生响应。一般说来, 这是一个有相当难度的问题, 尽管有几个经验模型应用散果不错, 但我们对本质的了解仍然不是很清楚。当介质运动接近磁头时出现的一个问题是, 磁介

质中不同深度的磁场是不一样的,如图 14.14 所示。再者,当介质经过缝隙的时候,它所经受的磁场是随时间变化的。

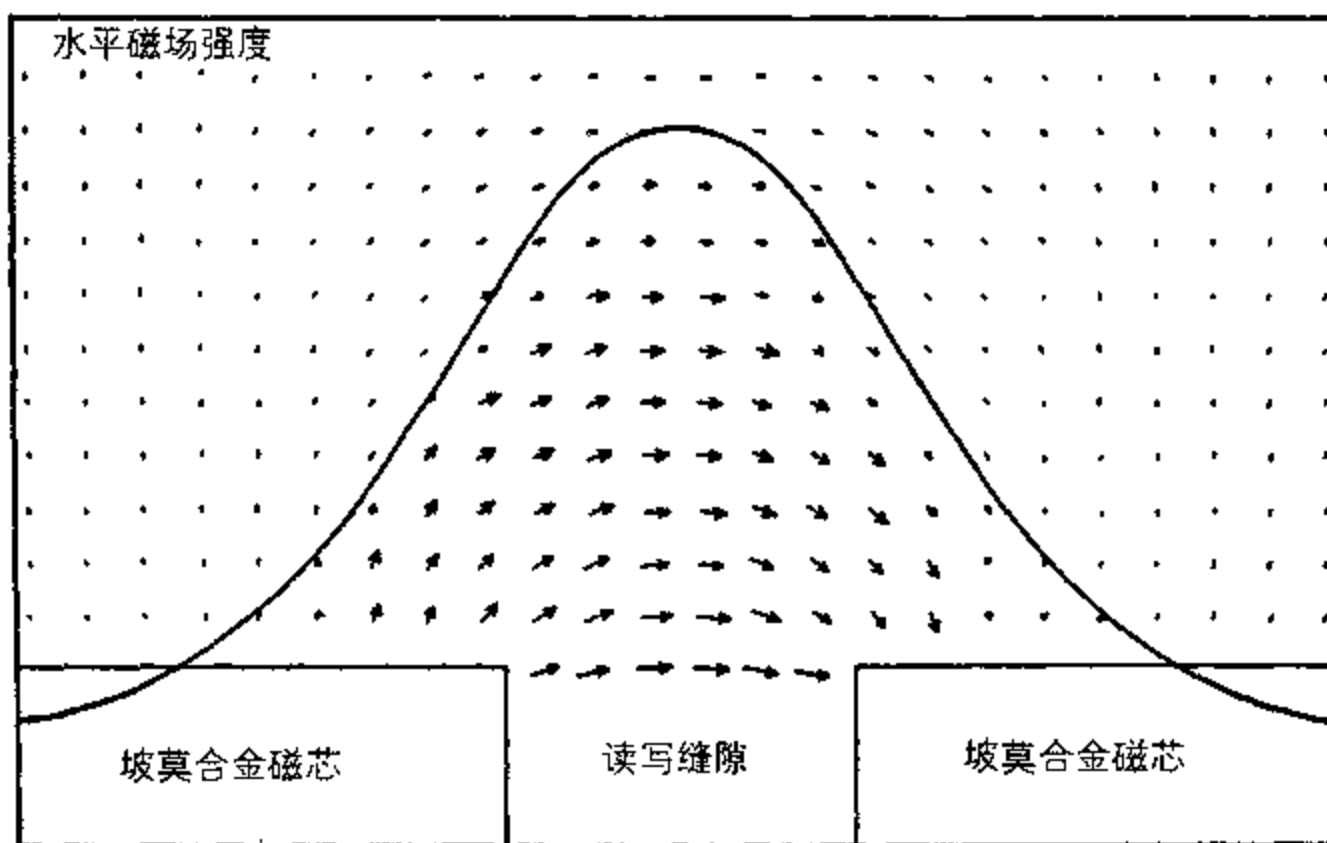


图 14.14 一个用于写入的坡莫合金感应式记录磁头附近磁场强度方向及大小的变化 ©1985 IEEE。

为了给出一个写入过程的例子,我们要假设经过磁头的记录介质的某个区域是从其磁滞回线的正剩磁点出发的,如图 14.15 所示。然后,当它经过一个负磁场缝隙的时候,材料性能沿磁滞回线的第二象限到达比如矫顽力点 $-H_c$ 。当它越过磁头后,所经受的来自磁头缝随的磁场减小到零,材料的磁化强度经过一条局部恢复曲线到达 $H=0$, 以一个正向的小剩磁而告结束。

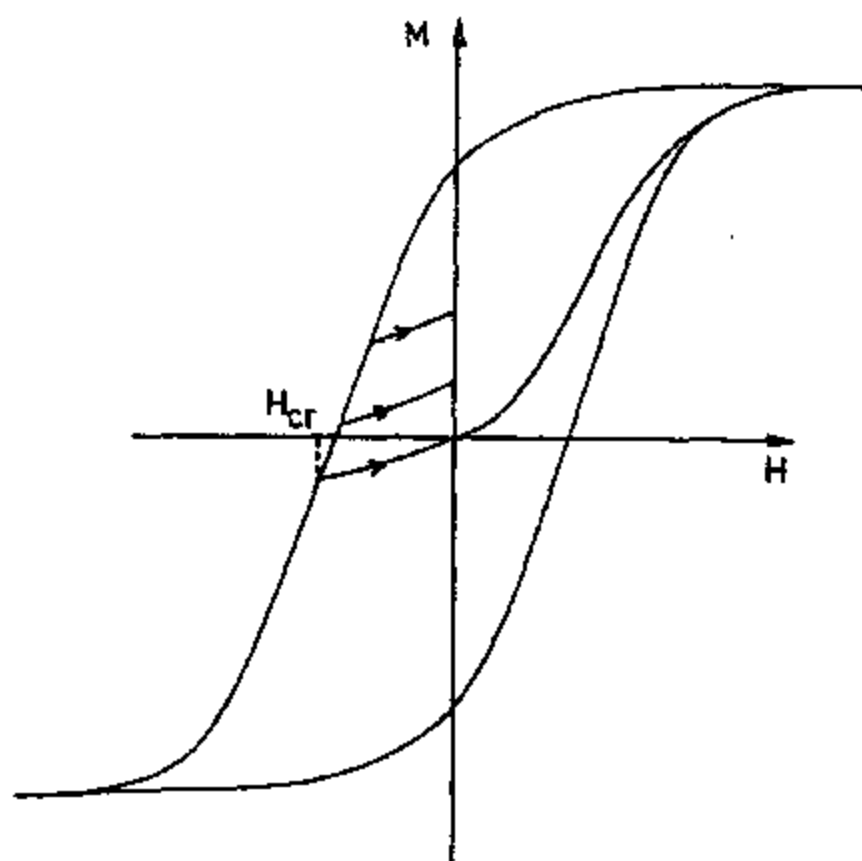


图 14.15 当磁记录介质经过一个记录磁头的时候其上不同区域在写入过程中的局部恢复曲线

这意味着即使磁化强度在矫顽力点曾减小到零的地方, 实际上磁化强度会最终再度增加并给出一个正的剩余磁化强度。因此如果要产生一个完全退磁的状态 $M = 0$, 介质经受的磁场必须要大于 $-H_c$, 这是一个称为剩磁矫顽力 H_{cr} 的点。因此我们需要矩形度非常好的磁滞回线, 其局部恢复曲线非常平坦 $(dM/dH) \approx 0$ 。

在写入过程中, 写入磁头线圈中的电流是随时间变化的, 因而也改变着缝隙中的磁场。这样就在以恒定速度经过写入磁头的记录介质中产生了局部的磁化强度变化。人们已经证明, 很难在二维尺度上确定磁盘或磁带的磁化强度, 因此理论模型在预测磁带磁化强度方面的用途极其有限。

分析记录介质磁化强度的模型大都利用一些非常简单化的近似来描述介质的磁特性, 比如假设 M 是磁场的单值函数。这种模型之一就是 Williams-Comstock^[22] 模型。它是一个使用反正切函数的一维模型。根据缝隙磁场的阶跃函数变化可以将磁带中的磁化强度 $M(x)$ 表示成距离的函数如下

$$M(x) = \left(\frac{2M_R}{\pi} \right) \arctan\left(\frac{x}{a}\right), \quad (14.6)$$

其中 x 是沿磁带或磁盘的距离, a 是由磁化强度随距离的变化率决定的一个可调节参数, M_R 是剩余磁化强度。

14.2.5 记录密度

一种介质的记录密度依赖于介质本身的磁性能以及写入磁头的特性。记录密度由每英寸的位数 (BPI) 与每英寸的道数 (TPI) 的乘积决定。1996 年, 顶尖级硬盘驱动器的 TPI 假为每英寸 7000 道面 BPI 值为每英寸 150000 位。能够达到的最大 BPI 可以用参数 a 来衡量, 称为过渡区长度, 它是磁化强度从一个方向的饱和剩磁完全反转到另一个方向的饱和剩磁所需的沿磁带的最小距离。

能够使信号发生变化的过渡区长度取决于记录介质中的 dM/dx 。它可以表示为乘积 $(dM/dH)(dH/dx)$, 其中 (dM/dH) 是介质的一个特性, 明确地说就是磁滞回线的斜率, 而 (dH/dx) 是写入磁头的特性。如果我们近似认为磁滞回线的斜率是不变的, 那么在固定的磁头缝隙磁场梯度下, 我们可以得到如下过渡区长度 a 的表达式:

$$\begin{aligned} a &= \frac{(2M_R/\pi)}{(dM/dx)_{\max}} \\ &= \frac{(2M_R/\pi)}{(dM/dH)(dH/dx)_{\max}} \end{aligned} \quad (14.7)$$

这一点可以从上述 Williams-Comstock 方程中得到证实。所以, 在磁场梯度 dH/dx 很大、且饱和磁滞回线的 dM/dH 也很大 (即矩形磁滞回线) 的情况下, 过渡区长度 a 比较小。当然, 还有一些在这个简单分析中没有考虑到的其它因素, 比如磁带中的退磁场以及过渡区中磁化随空间的变化。但是, 这些都不会改变需要缝隙的离磁场梯度以及矩形磁滞回线材料这个基本的结论。需要注意的是, 在要求饱和磁滞回线有较大 dM/dH 的同时, 还要兼顾到局部恢复曲线的小 dM/dH 。

14.2.6 交流偏磁记录

在以模拟方式记录信号的时候、比如在音频记录中，最好使记录的信号正比于输入信号的振幅。记录的信号是磁带上一个区域内的剩余磁化强度，而输入信号电压则转换成记录磁头缝隙中的外加磁场。由于磁化曲线的起始部分是非线性的，因此如果采用磁带的直流起始磁化曲线，则磁带上的剩余磁化强度就会是外加磁场的非线性函数。然而，如果通过交流偏磁，即在直流场之上迭加一个振幅衰减的正弦场，就可克服这个非线性问题。这样就产生了无磁滞剩磁曲线。在低场下剩磁随外场的变化是线性的，产生了更加合乎要求的线性记录特性，同时它也改善了信噪比。

14.2.7 读出过程

在磁记录中读出过程是了解得比较透彻的。磁带或磁盘从读出磁头下经过，导致读出磁头磁芯中的磁通密度产生起伏变化。可以用简单的模型来处理来自磁带的弥散场。

举例来说，考虑图 14.11 所示的情形。当磁带或磁盘经过读出磁头附近时，与介质上的磁印记相关的弥散磁场就进入读出磁头。在缝隙处，该磁场穿过线圈，就象我们前面证明的那样，产生一个正比于穿过线圈的磁感应变化率 $-dB/dt$ 的电压。因此，读出磁头中的电压将取决于磁带发出的弥散磁感应，它由磁头收集并通过线圈。

读出磁头效率定义为进入读出磁头的磁带磁通中实际穿过传感线圈的磁通所占的比例。

14.2.8 各种类型的记录装置

以前，最普通的磁记录装置是录音机。传统上它们是运用交流偏磁记录的模拟磁记录装置，也就是说，它们利用的是无磁滞剩磁曲线的线性段以避免重放信号的失真。通过这种手段，人们就可能在记录介质上铭刻正比于信号振幅的磁化强度。在音频记录中，尤其是录制音乐作品时，信号的任何失真都是令人不快的。因此读出过程和记录过程进行得相当缓慢。专业录音中磁带速度通常为 0.4 m s^{-1} [23]，而盒式录音机中则小于 50 mm s^{-1} [23, 24]。

录象机采用频率调制，记录在磁带上的信号 $S(t)$ 与原始输入信号 $f(t)$ 的关系为

$$S(t) = \cos\left(\omega t + 2\pi\beta \int f(t) dt\right), \quad (14.8)$$

其中 ω 是载频而 β 是调制指数。视频信号频率在 30 Hz 到 7 MHz 范围，所以带速较快，可能达到 5 m s^{-1} [23]。

最普通的磁记录装置可以说是数手记录设备，无论磁盘还是磁带在大多数情况下都是计算机的外部设备。现在也有音乐作品的数字记录。在数字记录中，只需要分辨“0”和“1”，因此这类装置可以在远低于模拟记录能够接受的信噪比下工作。除此之外，既然在散字记录中实际的信号电平并不是真的至关重要，只要能分清“0”和“1”就行，所以读写过程进行得非常快。但是，即使数字记录中信噪比可以相当小，但是容许的读码率也非常低。

14.3 磁记录过程的模拟

14.3.1 普瑞萨赫模型

在磁记录行业中, 常常用德国人 Preisach 在三十年代提出的磁化强度随磁场变化的一个模型^[25]来描述介质的磁特性。该模型并没有真正展现多少材料磁性能的物理本质, 其精髓在于复杂的曲线拟合方法, 但是一旦我们有了磁滞回线, 就可用它给出回线的一个合理的数学表示。人们发现它在模拟记录介质磁特性方面确有长处并在磁记录行业中得到相当广泛的应用^[26]。

普瑞萨赫模型的基本思想是: 材料的实测块体磁滞回线是由不同开关场(矫顽力)的各种磁畴的各自的磁滞回线迭加而成的。在此模型中提出以下的限制: 这些磁畴只有两个状态, 即磁化强度与某个给定方向平行或反平行。该模型依赖于一个称为普瑞萨赫函数的密度函数, 它定义在由正磁场 H_+ 和负磁场 H_- 描述的一个平面内。该磁场用于当磁场在 H 的极限值之间扫描的时候确定有多少磁畴的取向从 + 切换到 - 或从 - 到 +。

对磁畴间相互作用较弱的情形, 此模型的运用效果相当好, 例如通常都是单畴粒子集合体的磁记录介质, 因为细长的单畴粒子中磁矩只能沿一个轴取向, 使得磁化强度与粒子的长轴要么平行要么反平行。在 Mayergoyz 关于磁滞模拟的书中^[27]可以找到普瑞萨赫模型的全论述。

14.3.2 Stoner-Wohlfarth 理论

上一章中讨论过的 Stoner-Wohlfarth 理论^[28]对微粉记录介质要比对硬磁合金适用得多。在微粉记录介质中, 有意地在磁带或磁盘上制作孤立的单畴较子, 这样对运用 Stoner-Wohlfarth 理论无疑是很方便的。因此该模型在确定微粒型记录介质的磁特性方面有着恰如其介的应用^[29]。

参考文献:

1. Kryder, M. H. (1996) *MRS Bulletin*, 21(9), 17.
2. Poulsen, V. (c.1899) Danish patent No.2653; (1905) US patent No.7889,336.
3. Carlson, W. L. and Carpenter, G. W. (1921) 参见 White, R. M. (1984) *Introduction to Magnetic Recording*, IEEE, p.1.
4. Holmes, L. C. and Clark, D. L. (1945) *Electronics*, 18, 126.
5. Grochowshi, E. and Thompson, D. A. (1994) *IEEE Trans. Mag.*, 30, 3797.
6. Onodera, S., Kondo, H. and Kawana, T. (1996) *MRS Bulletin*, 21(9), 35.
7. Jeannot, D. and Bull, S. A. (1988) *IEEE Trans. Mag.*, 24, 2476.
8. deBie, R. W., Luitjens, S. E., Zieren, V., Schrauwen, C. P. G. and Bernards, J. P. C. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, 23, 2091.
9. Kryder, M. H., Messner, W. and Carley, L. R. (1996) *J. Appl. Phys.*, 79, 4485.
10. Mallinson, J. C. (1987) *The Foundations of Magnetic Recording*, Academic Press, San Diego.
11. Camras, M. *Magnetic Recording Handbook*, Van Nostrand, New York.

12. Mee, C. D. and Daniel, E. D. (1996) *Magnetic Recording Technology*, McGraw-Hill, New York, p.341.
13. Doerner, M. F. and White, R. L. (1996) *MRS Bulletin*, **21**(9), 28.
14. Ouchi, K. and Iwasaki, S. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 180.
15. Bonnebat, C. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 9.
16. White, R. M. (1983) *IEEE Spectrum*, **20**(8), 32.
17. Freese, R. P. (1988) *IEEE Spectrum*, **25**(2), 41.
18. Bloomberg, D. S. *et al.* (1996) *Magnetic Recording Technology* (C. D. Mee 和 E. D. Daniel 主编), McGraw-Hill, New York.
19. Suzuki, T. (1996) *MRS Bulletin*, **21**(9), 42.
20. Brug, J. A., Anthony, T. C. and Nickel, J. H. (1996) *MRS Bulletin*, **21**(9), 23.
21. Karlqvist, O. (1954) *Trans. Roy. Inst. Techn. (Stockholm)*, 86.
22. Williams, M. L. and Comstock, R. L. (1971) *AIP Conf. Proc. No.5*, 758.
23. Bertram, H. N. (1986) *Proceedings IEEE*, **74**, 1512.
24. Crangle, J. (1977) *The Magnetic Properties of Solids*, Edward Arnold, London.
25. Preisach, F. (1935) *Z. Phys.*, **94**, 277.
26. Della Torre, E. and Kadar, G. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 3004.
27. Mayergoyz, I. D. (1991) *Mathematical Models of Hysteresis*, Springer-Verlag, New York.
28. Stoner, E. C. and Wohlfarth, E. P. (1948) *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A240**, 599.
29. Chantrell, R. W., O'Grady, K., Bradbury, A., Charles, S. W. and Hopkins, N. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 204.

进一步阅读:

- Bate, G. (1980) *Recording Materials, Ferromagnetic Materials*, Vol.2 (E. P. Wohlfarth 主编), North Holland, Amsterdam.
- Bertram, H. N. (1994) *Theory of Magnetic Recording*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Camras, M. (1988) *Magnetic Recording Handbook*, Van Nostrand, New York.
- Hoagland, A. S. (1983) *Digital Magnetic Recording*, Robert Krieger, Orlando, Florida.
- Jorgensen, F. (1980) *Handbook of Magnetic Recording*, TAB Books, Blue Ridge Summit, Pennsylvania.
- Mallinson, J. C. (1993) *The Foundations of Magnetic Recording*, 第二版, Academic Press, San Diego.
- Mee, C. D. (1964) *The Physics of Magnetic Recording*, North Holland, Amsterdam.
- Mee, C. D. and Daniel, E. D. (1996) *Magnetic Recording Technology*, McGraw-Hill, New York.
- White, R. M. (1980) Disc storage technology, *Scientific American*, August.
- White, R. M. (1983) Magnetic disks: Storage densities on the rise, *IEEE Spectrum*, August.
- White, R. M. (1984) *Introduction to Magnetic Recording*, IEEE Press, New York.

第十五章 材料的磁检测

在这一章里我们讨论磁学在材料品质鉴定和材料特性的无损检测 (NDE) 方面的应用。磁性方法可用于解决两类主要问题: 缺陷的探测和内禀特性的评定。由于材料磁响应极其复杂, 过去很少有人关注磁性 NDE 这一课题。现在它是发展最快的 NDE 领域之一。在过去的几年里, 磁成像方法比如磁力显微术和更新一些的 SQUID 显微术取得了长足的进步。

15.1 内禀特性的评定方法

许多年来出现了很多种无损检测技术, 但今天这个课题正扮演着一个极其关键的角色, 因为有越来越多的工业界人士意识到, 在制造材料和延长设备寿命方面质量控制和品质保证所带来的潜在利益、难免撤去不用的有缺陷部件 (因故报废) 的投资效益、以及通过监测结构状况来探测缺陷和高水平应力的存在就有可能避免潜伏的灾难性损坏。许多这类技术都是针对钢材的检测, 因为它广泛用作建筑材料。

虽然很多测量技术或许都可用于磁性材料, 保磁性方法却是独一无二的, 因为它们利用的是固有的铁磁特性。它们可用于检测从裂纹到残余应变的很大范围内的材料特性。一般而言, 所观察的磁特性变化是很容易测量的, 运用这种技术不需要高分辨率的电子仪器或信号处理设备。不过, 与另外一些技术比如超声相比, 磁性方法还没有得到全面的开发利用。这也许是由于其它技术可应用于各种备样的材料, 而且以前人们更热衷于开发这些技术。然而到了今天, 其它技术的局限性逐渐显露出来, 例如在损伤比如疲劳或热机械退化的极验或预测这个重要领域它们有所不能及, 于是人们将目光集中到了磁性方法之上。

15.1.1 磁性巴克好森效应 (MBE)

巴克好森效应^[1]是 1919 年发现的, 但许多年后才认识到它作为一种无损检测 (NDE) 工具的潜力。现在它是系统研究磁性材料的固有特性比如晶粒尺寸、热处理性能、应变及机械特性比如硬度等的最受欢迎的磁性方法之一。

巴克好森效应由磁通密度的一系列不连续变化组成, 称为巴克好森跳跃, 如图 15.1 所示。这些跳跃是当磁畴壁因磁场 H 改变而离开钉扎位的时候由畴壁突然的不可逆运动引起的。巴克好森谱乃是跳跃次数与脉冲高度的关系, 如图 15.2 所示, 它依赖于材料中钉扎位的性质和数密度。这些钉扎位可以是晶粒边界, 也可能是位错或析出的磁性能不同于基体材料的第二相粒子、比如钢里的渗碳体。大多数巴克好森活动都出现在矫顽力 H_c 附近。计数率可出现双峰。而且峰的位置和大小也可能因缺陷分布的变化而改变, 如图 15.3 所示, 其中的结果来自于材料相同但缺陷分布不同的两个样品。巴克好森发射的频率范围通常为 10 ~ 500

KHz，这意味着所探测到的发射仅仅来源于表面层。

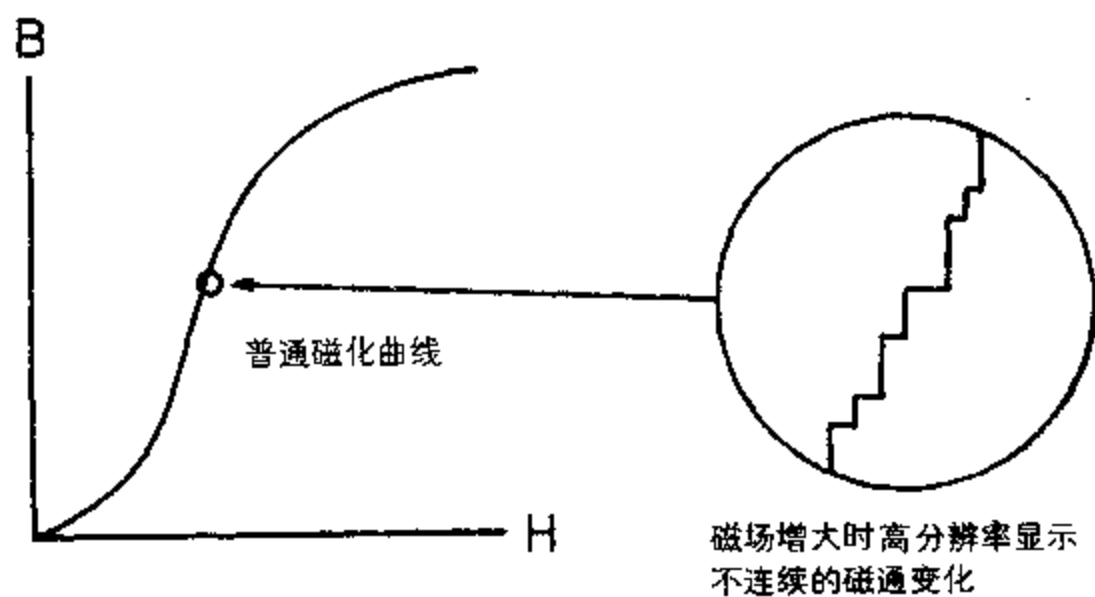


图 15.1 当磁场 H 改变时磁通密度 B 的不连续变化。

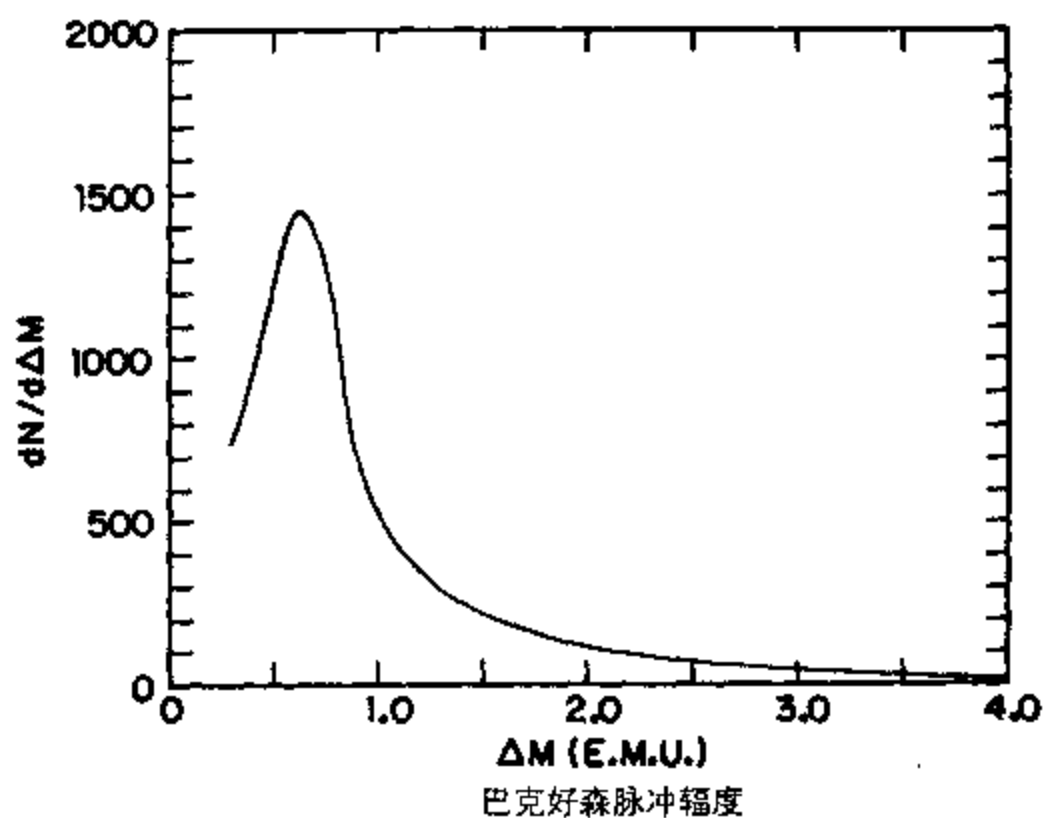


图 15.2 磁性巴克好森谱（脉冲高度分布），引自 Tebble 等人 [2]。

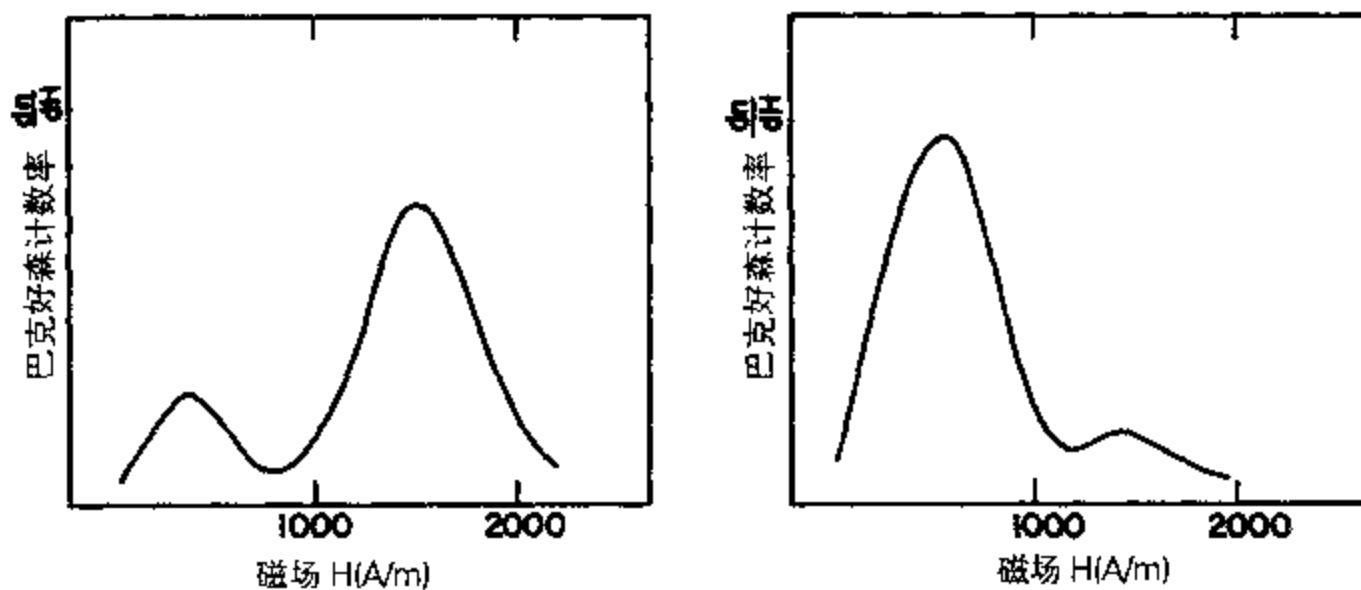


图 15.3 两种不同缺陷分布的样品的巴克好森计数率随磁场 H 的变化。

用磁性巴克好森效应来确定应力的首次尝试是 Leep 在 1967 年报道的,但只有在 Pasley 的工作发表之后这一方法才真正开始得到认可, Pasley 展示了巴克好森信号幅度随外加应力和残余应力呈现明显的变化。当张应力增大时,发现钢材中的最大巴克好森幅度也增大,而在压应力情况下则发现幅度减小。后来 Tiitto 与同事们进行了大量的研究^[3,4]。Tiitto 考察了弹性应变和塑性应变对硅钢中 MBE 的影响以及钢材中 MBE 与微结构的关系。他同样可以说明, MBE 能够用于确定钢材中的晶粒尺寸。

张力性和周期性的负载对低碳钢中 MBE 信号的均方根值的影响是 Karjalainen, Moilanen 和 Rautioaho^[5]的研究课题。他们发现无负载样品中的残余应变可以由 MBE 加以识别。但是在周期负载(疲劳周期)情况下出现的变化非常复杂,所以不能简单地将巴克好森信号与外加负载联系起来。然而, Ruuskanen 和 Kettunen 后来的研究证明,中值巴克好森脉冲幅度可用于评定外加应力幅度是否在疲劳限度以内。

Lomaev 回顾了与 MBE 在 NDE 中的应用有关的文献^[6]。从这些文章中他确认出了 MBE 导致的五种机制:(a)不连续的、不可逆畴壁位移;(b)磁畴内的不连续转动;(c)奈耳峰的出现与消失;(d)单畴粒子中磁化强度的反转;(e)磁化强度反向的两个 180° 壁中布洛赫线或奈耳线的位移。这些机制中的第一种是被研究得最为透彻的,并且经常被错误地引证为产生 MBE 的唯一机制。有趣的是,在 MBE 研究的初期阶段,这个效应被归因于第二种机制——不可逆磁畴转动。

MBE 可用于在不同的磁化频率下探测钢材部件的表面塑性形变。象这样的技术可用来检测各种不同类型的表面状况,比如表面硬化或表面脱碳。Mayos, Segalini 和 Putignani^[7]将不同频率的 MBE 与磁滞测量结合起来确定钢材的表面脱碳。人们运用这种方法探索材料内不同深度的情况,研究磁性能的变化。

Theiner 与同事们用 MBE 结合增量磁导率和超声波测量来检测应力^[8,9]。他们指出,所有铁磁性 NDE 方法对机械应力和材料微结构都很敏感。因此,为了测定应力就必须采用两个或三个独立的测量参数。他们发现巴克好森效应、增量磁导率、X 射线和硬度测量在估计残余应力方面是成功的。正如可以预见到的那样,他们发现位错密度对 MBE 信号有影响。他们还发现 MBE 能够分辨光学显微术所不能分辨的各种微结构。

Matzkanin, Beissner 和 Teller 所著“巴克好森效应及其在 NDE 中的应用”^[10]目前仍然是这一学科最全面的文献。

15.1.2 磁声发射(MAE)

磁声发射是一种与 MBE 关系密切的效应。它是在发生非 180° 畴壁的不连续不可逆畴壁位移、或非 180° 不连续磁畴转动的时候,由磁致伸缩产生的微观应变变化引起的。因此,它出现在受到随时间变化的磁场作用的铁磁材料中(图 15.4)。磁声发射可以用粘贴在待测部件上的压电传感器来探测。MAE 的幅度依赖于自发磁致伸缩,在 $\lambda_0 = 0$ 时为零并随 λ_0 的增加而增大。发射振幅也是频率和驱动场振幅的函数。

显然,MAE 肯定要随外加应力而改变,因为应力会改变磁晶各向异性。这样就导致 180° 和非 180° 畴壁的相对数目发生变化。既然 180° 畴壁对 MAE 没有贡献,那么发射振幅和发射总致就将效应力而变化。

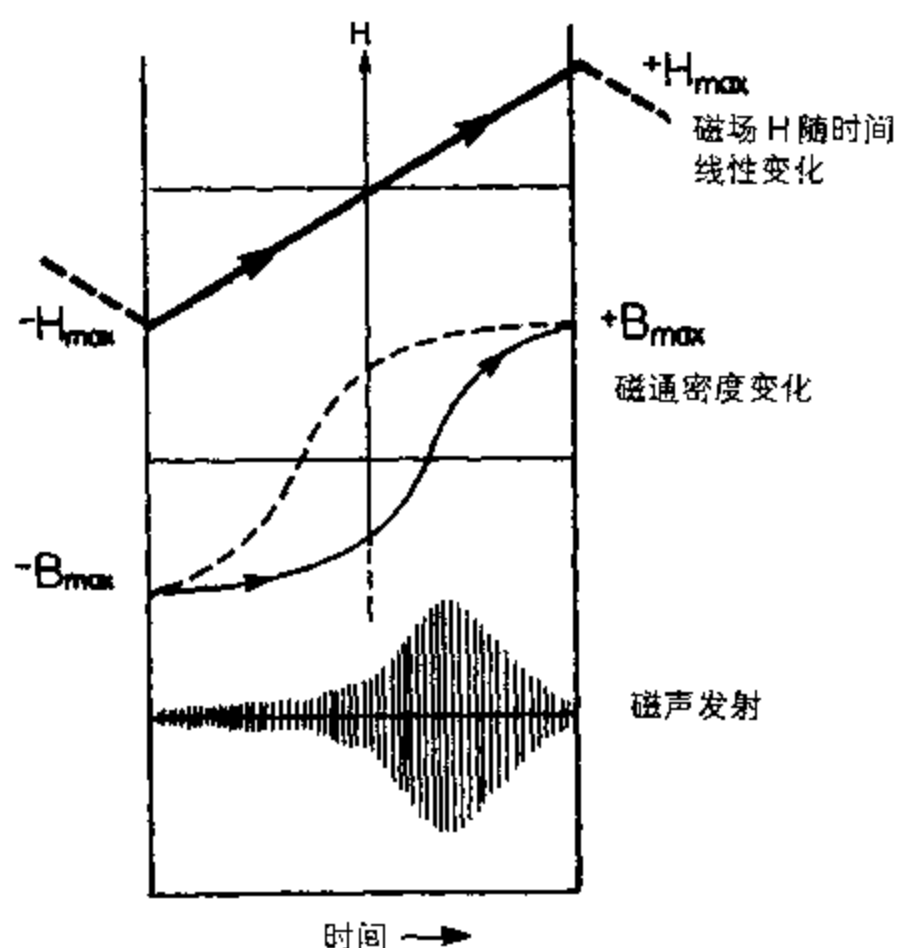


图 15.4 说明磁场 H 随时间变化、在同样时间段内的磁通量变化以及磁通密度变化时磁声发射的出现。

尽管与 MBE 关系密切, 但 MAE 的历史要比之短暂得多。它是 Lord^[11] 在研究镍的磁化强度的过程中第一个报道出来的。Kusanagi, Kimura 和 Sasaki^[12] 认识到它在 NDE 中的重要性, 他们首先证明了应力对 MAE 的影响。稍后不久, Ono 和 Shibata^[13] 报道了许多钢材的 MAE 结果。他们的结果表明, 该方法可用于确定前期冷加工和不同热处理工艺的总效果。

Burkhardt 等人^[14] 还研究了 MAE 随钢材的机械和热处理的变化。他们发现 MAE 对塑性形变的数量很敏感。Theiner 和 Willems^[15] 将 MAE 和其它独立测量技术(比如增量磁导率、MBE 和磁致伸缩)相结合。他们的结果显示, MAE 的幅度随钢材的机械硬度而减小, 但经回火而升高。

Edwards 和 Palmer^[16] 表明, MAE 信号不仅受应力和磁场频率的影响, 还要受到样品形状等因素的影响。Ranjan, Jiles 和 Rastogi^[17] 将 MAE 和 MBE 用于确定脱碳镍的晶粒尺寸。他们采用了两种测量手段, 即 MAE 峰值高度和发射总数, 已经发现它们都随晶粒尺寸而增大。

Higgins 和 Carpenter^[18] 报导了一种相关的现象。当外加应力改变而磁场不变时在铁磁材料中观察到畴壁运动引起的声发射和磁巴克好森发射。运用畴壁钉扎模型可以很容易地理解这一点。Jiles 和 Atherton 在研究磁机械效应的过程中^[19] 也观察到动态应力下出现这些发射。这种磁机械发射现象不太引人注目, 但是对探测磁性材料中的动态应力会有重要意义。

15.1.3 磁滞

所有铁磁材料在磁通密度 B 随磁场 H 变化时都呈现滞后(图 15.5)。已知滞后性能如磁导率、矫顽力、剩磁和磁滞损耗等对应力、应变、晶粒尺寸、热处理工艺以及第二相粒子析出(比如钢中的渗碳体)等因素很敏感。另外, 滞后的测量又产生了许多独立参数, 每个参数都在一定程度上随应力、应变和微结构而改变。既然以前就注意到将机械加工的影响与

微结构的作用分离开来—一般需要好几个独立参数,那么看起来滞后测量非常适合于检测钢材的固有特性,因为用这一种测量方法就可获得几个独立参数。

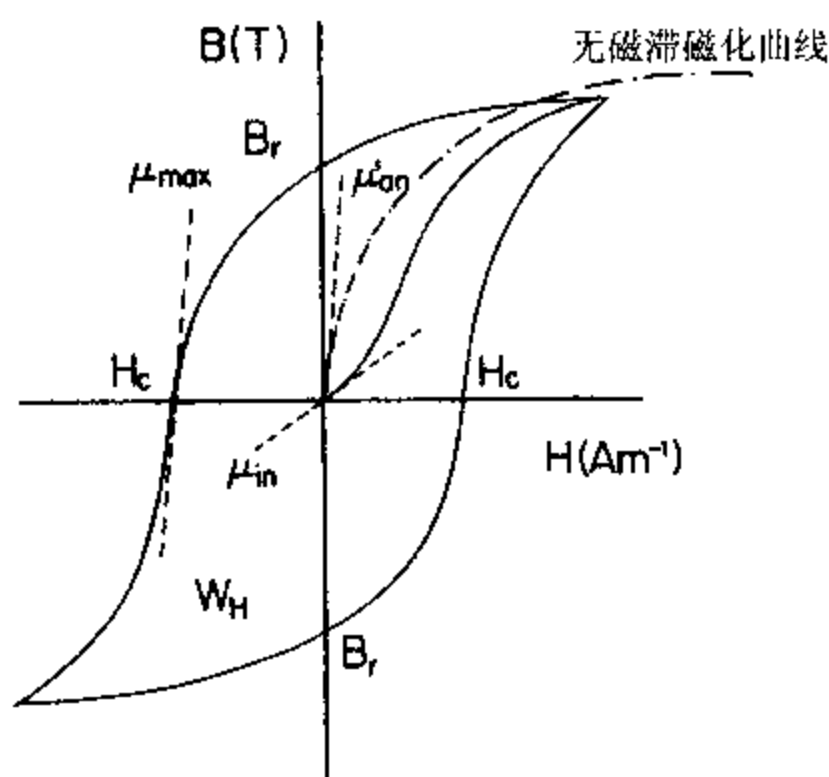


图 15.5 铁磁材料的典型磁滞回线。

尽管这种测量手段很经济,但在运用磁滞方法时还要克服一定的困难。首先,要处理有限的几何形状引起的退磁效应问题,因为看起来是由样品性能的变化导致的结果,却有可能是几何效应引起的。其次,在此之前已经证实了不可能充分模拟铁磁体的磁滞,所以很难用样品特性的根本性变化来解释滞后特性的变化。当然,这个问题对其它磁性方法比如巴克好森效应也存在,而且并没有阻止它们在 NDE 方面的应用。

检测磁性钢材部件的状况,是 NDE 依靠滞后分析而取得极大成功的一个领域。文献报导了许许多多的应用实例。Mikheev 与同事们从磁性参数出发对钢材的热处理质量进行了大量研究^[20],尤其测量了各种钢材的硬度。在大多数情况下,用矫顽力计测量磁性能并确立了化学成分、微结构、热处理和硬度与所关心的磁性参数即矫顽力之间的相互联系。Mikheev 就这个题目写了一篇评论,可能用作他著作^[21]的引言。

Kuznetsov 与合作者也考察了热处理工艺如淬火、硬化和回火等对钢材磁性能的影响^[22]。他们设计了一种确定表面硬化深度的方法。Zatsepin 等人^[23]研究了矫顽力随热处理和机械性能的变化,与此同时 Rodigin 和 Syrochkin 还能利用应力对矫顽力的影响来检测机械硬度,从而可以用磁滞参数作为钢材部件合格与否的判据^[24]。

应力对钢材的磁滞特性的影响让人感兴趣,是因为它们在大尺度结构的 NDE 方面有用武之地。一般说来,滞后“标记”是随应力而改变的,如图 15.6 所示。Vekser 等人证明,有可能通过磁导率来测量轨道钢中的应力。Schcherbinin, Vlasov 和 Dovar 可以通过磁通门磁强计的检验^[25]来探测钢轨中的铁陷。Pyatunin 和 Slavov 考察了钢材中微观应力和织构对块体磁性能的影响,并说明了具有类似织构的样品其机械性能与磁性能的联系。

磁性能对静态应力和动态应力的依赖性 is Novikov 和 Fateev^[27]的研究课题。Pravdin 开展了类似的工作,他描述了静态应力和动态应力的影响有何差异。结果表明,在不同的外加磁场 H 下,动态负载使磁通密度 B 改变的程度是不同的。

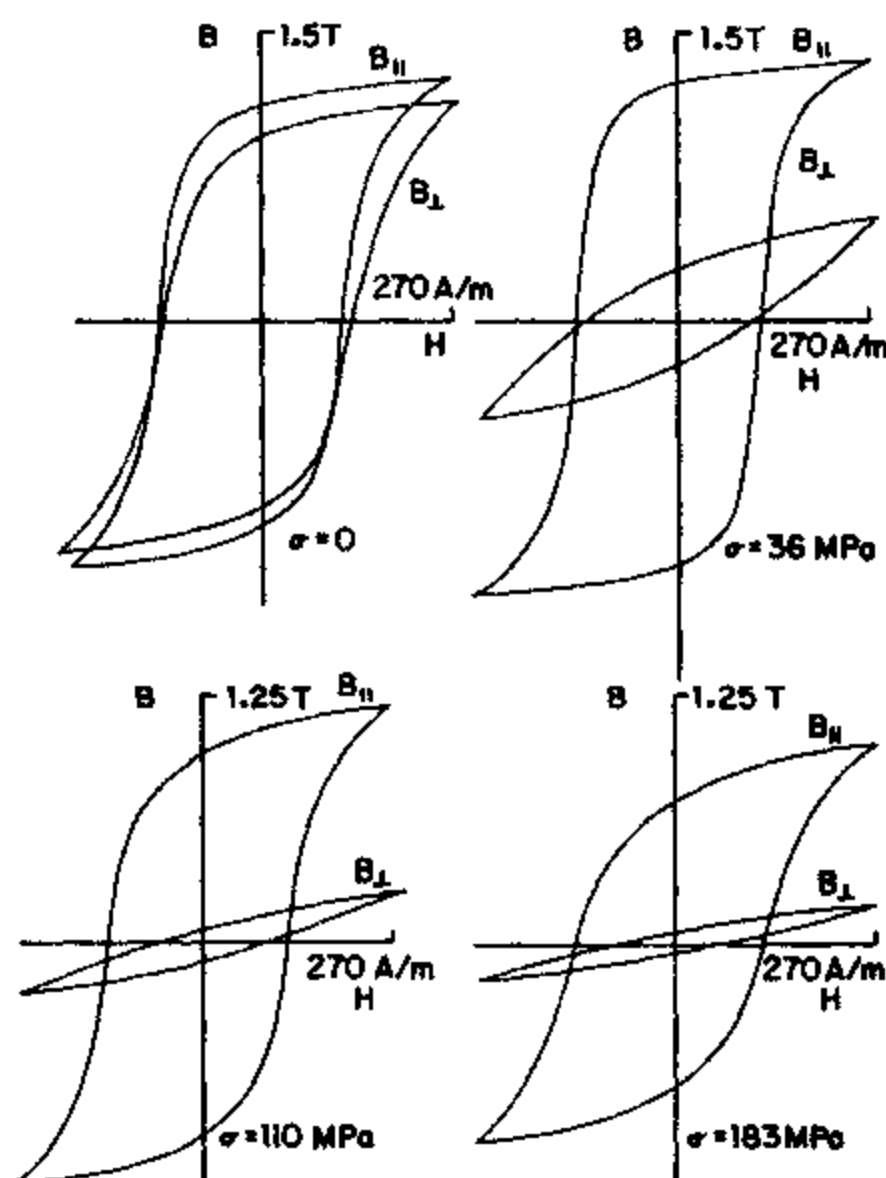


图 15.6 低碳钢的磁滞“标记”随应力的变化，引自 Langman^[26]。

许多研究人员报导过弹性形变对磁滞的影响，其中包括 Atherton 和 Jiles^[28]、Burkhardt 和 Kuwn^[29]、以及 Polanschutz。缺乏一个有效的磁滞数学模型就很难对结果进行解释，因为没有任何一个自然的磁滞参数比如矫顽力、剩磁、起始磁导率或磁滞损耗是仅仅与单一的物理特性相关的。Davis 认识到了这一点，他设想出磁滞的 NDE 应用方法，将其用于评估钢材质量。随后 Willcock 和 Tanner^[30] 利用 Davis 的谐波模型进行了试验。

显然，任何一个有希望用于解释 NDE 结果（比如应力、弹性和塑性形变、蠕变和疲劳等的影响）的模型都应该有尽可能少的参量。从而可以确定这些参量随应力或应变的变化。这样一个判据立即就将普瑞萨赫模型排除在外。而 Jiles 和 Atherton^[31] 的模型最近获得了成功。Szpunar 和 Szpunar^[32] 从经验上确定了磁性参数随应力的变化，而 Sablik 等人^[33] 则根据第一原理研究了该变化，这些结果都用于模拟应力情况下的磁滞特性。

Shah 和 Bose^[34] 利用磁性能随周期应力的变化来预测样品的疲劳寿命。他们发现，在出现裂纹之前可以从矫顽力测量推断出的样品硬度开始增加。

给某些磁检测技术提供概念框架的理论性工作对于结果的解释是必不可少的。而这一点仅在有限的情况下才能实现。其中的一个例子就是磁机械数应理论的发展历程，该理论用于解释外加应力对材料的磁化和磁性能的影响。

磁机械效应可以方便地划分成两个单独的但又有联系的现象：材料在恒定应力和变化磁场下的表现（“等应力”情形），以及在恒定磁场和变化应力中的行为（“等磁场”情形）。在等应力情况下，磁性材料受到一个单轴外加应力的作用，Sablik 等人^[33] 证明，从很多方面来看外加应力都可以处理成一个等效磁场，它改变了材料的各向异性。等效磁场 H_0 经证明

为

$$H_{\sigma} = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\mu_0} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial M} \right)_T \quad (15.1)$$

并且由此可以确定应力引起的对磁导率和磁滞回线的修正。后来, Kaminski, Jiles 和 Sablik^[35] 将此模型扩展到在外磁场的任意方向施加单轴应力的情形, 他们推出了外加单轴应力引起的有效场随角度变化的表达式。该式如下

$$H_{\sigma}(\theta) = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\mu_0} (\cos^2 \theta - \nu \sin^2 \theta) \left(\frac{\partial \lambda}{\partial M} \right)_T \quad (15.2)$$

其中 σ 是应力, θ 是应力轴与 H_{σ} 方向的夹角, ν 是泊松比。

在等磁场情形中, 情况更加复杂, 但 Jiles^[36] 证明在恒定磁场下磁化强度随应力的变化 $(\partial M / \partial \sigma)_H$ 中包含着一些基本原理, 我们可以利用这些原理推导出支配这个机制的基本方程。此时, 指导我们的原理是外加应力变化时磁化强度趋近无磁滞的定律。对磁化强度的可逆分量而言, 微分方程为

$$\frac{dM_{\text{rev}}}{dW} = c \left(\frac{dM_{\text{an}}}{dW} - \frac{dM_{\text{irr}}}{dW} \right) \quad (15.3)$$

其中 W 是外加应力引起的弹性能, $W = \sigma^2 / 2E$, 而 E 是杨氏模量。对磁化强度的不可逆分量

$$\frac{dM_{\text{irr}}}{dW} = \frac{1}{\xi} (M_{\text{an}} - M_{\text{irr}}) \quad (15.4)$$

此时的 ξ 只是一个衰减系数, 它联系着不可逆磁化强度对弹性能的导数与不可逆磁化强度对无磁滞磁化强度的偏离。现在 ξ 具有每单位体积的能量的量纲。将上面这两个方程联立起来, 就可以得到总磁化强度对弹性能的导数表达式 (由此也可推出对外加应力的表达式)

$$\frac{dM}{dW} = \frac{1}{\xi} (M_{\text{an}} - M) + c \frac{dM_{\text{an}}}{dW} \quad (15.5)$$

这最后一个方程很方便地表达了磁弹性效应在最简单形式下的根本规律。在多种情况下, 上式可用于计算磁化强度随应力的变化率。应该注意到, M_{an} 本身是与应力有关的, 这个应力相关性可通过在无磁滞方程中添加由应力 H_{σ} 引起的一个有效场项来确定。因此, 当磁化强度在外加应力的作用下趋近无磁滞的情形时, 它接近的是一个活动目标。

15.1.4 剩余磁场和剩余磁化强度

这项技术与磁通泄漏法 (见 15.2.3 节) 关系密切。然而, 鉴于磁通泄漏法是根据磁通异常来探测缺陷的, 剩余磁场法则通常是针对由靠近铁磁构件或元件表面的磁场变化 (图 15.7) 来探测固有特性比如应变、微结构或热处理的变化。该技术所用的磁强计常常是磁通门磁强计 (也称为铁磁探测器), 但有时也用霍尔探头和感应线圈, 在需要测量矫顽力的情况下还会

用到矫顽力计。矫顽力计用一个电磁铁将样品沿一个方向磁化到饱和，然后反转磁场直至样品中的磁通密度减小到零，由此确定矫顽力 H_c 。Kononov, Golovko 和 Roitman 将从接近钢管表面的磁场强度测量得到的矫顽力和剩磁结合起来判定钢管的机械性能^[37]。

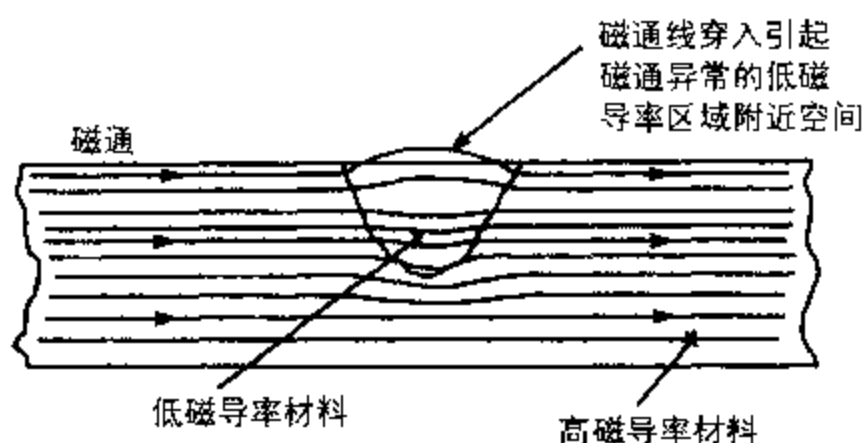


图 15.7 一块钢材内的低磁导率区域引起的空气中的漏磁通。

Suzuki, Komura 和 Takahashi^[38] 用测量剩余磁化强度的办法来探测高压容器内的应力。Langman 用一种新颖的方法探索 and 测量钢板中的应力等级，即转动磁场 H 并细心观察应力感生各向异性引起的变化^[39]。Langman 还在后来的一篇文章^[26] 中对磁场和磁通密度随应力的变化进行了详细的讨论。许多在磁场测量的基础上对钢材进行分类的技术通常都是以矫顽力的测量结果为依据的，Mikheev 等人^[40] 对此作了报导。

文献资料中没有出现对此方法的广泛讨论。一般说来，它在性质上非常类似于磁通泄漏法。唯一的区别就在于对结果的解释，因为应力对磁性能的影响是很复杂的。它有一个额外的特征就是在许多情况下采用矫顽力计。

15.2 缺陷和其它不均匀性的探测方法

本节讨论磁性材料中缺陷的磁检测及其特性。就象本章的开始部分所述，目的是对现有技术提供广泛的分析调查，给早期工作进行全面的总结而不牵涉具体细节，这部分内容在大多数情况下包含在特定技术的更为专业化的评论之中。

用磁性方法探测材料中的缺陷这一课题历史悠久，最早可追溯到 Saxby (1868) 的工作。但是，并没有开始系统地开发以钢铁中缺陷对磁通量的干扰为基础的测试技术，直到 Hoke 偶然发现在研磨过程中铁屑聚集在硬伤的缺陷附近。然后 DeForest 和 Doane 开发了以此发现为基础的磁粉检测技术。

后来，由于缺陷探测这个课题更加定量化，又开发了其它一些用磁强计测量缺陷附近漏磁场的方法。一旦按惯例测得了漏磁场的场强，就需要将它们与缺陷尺寸和形状联系起来，因此对模拟不同的裂纹几何形状产生的漏磁场报出了要求。现在这一点是由数值计算方法来完成的，比如有有限元模拟法。

15.2.1 磁粉检测

磁粉探测技术 (MPI) 是第一个广泛运用的磁性 NDE 方法。Hoke 于 1918 年偶然发现了

它,但却让 DeForest 把该方法进一步开发成了一项实用技术。DeForest 的工作包括设计出在样品中任意方向上产生足够强度磁场的方法。解决这个问题采用了联接重载电缆的电接触极棒,用来在所需要的方向给测试样品通以大电流。除此之外,为了得到更准确的结果,显然采用性能一致(比如颗粒形状、尺寸及饱和磁化强度)的磁粉效果更好。现在采用的颗粒大小为直径在 0.3 到 300 μm 的范围内。DeForest 和 Doane 在 1934 年组建了 Magnaflux 公司从事 MPI 方法的开发。

MPI 方法的原理非常简单。它依赖于表面破损处附近成近表面缺陷处从铁磁材料表面泄漏出的磁通(图 15.8)。目前有五种方法可以在材料中产生磁场。其中的三种需要在待测样品中产生一个磁场而不需感应电流。这些方法是磁轭法、环形线圈法和内部导体法(也称为“穿过样法”)。其它两种方法完全依靠在待测样品中产生大电流密度,它们分别是“极棒”法和电流感应法。图 15.9 和 15.10 描绘了这五种方法。在每种方法中部是在磁场垂直于缺陷或裂纹的最大尺度的时候给出最佳检测结果的。

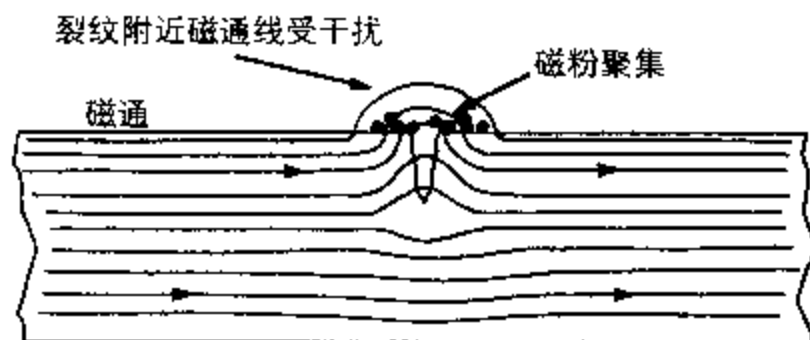


图 15.8 磁粉聚集的表面破损处附近的漏磁通示意图。在出现窄裂纹的时候粒子可形成跨越裂纹的“桥梁”。在宽裂纹的情况下粒子聚集在裂纹的两边。

只要使用得当,磁粉检测是一种非常可靠的方法,可用于寻找表面缺陷或给出缺陷位置和尺寸的直接指示。尽管在应用此方法检测复杂的几何形状时需要格外细心,但是对待测部件的尺寸或形状却少有或没有限制。不过,这个方法确实有一些显著的局限性。当然,它只能用于铁磁材料,另外,磁场必须加在与缺陷呈大夹角的方向,这样才能给出最佳的指示信号。 90° 角产生最适宜的性能,但夹角低达 30° 也能得到良好的指示。如果夹角较小的话缺陷就有可能被漏掉。最后,虽然缺陷的长度容易探明,但其深度如果并非不可能却也很难确定。

人们对最初的“干粉法”做了许多改进。包括使用水媒或油媒悬浮液或磁性墨水,称为“湿法”,尤其是荧光粉或悬浮液在紫外光下观察时常常使小缺陷显现得更为清晰。这类方法中主要使用荧光粒子的水基悬浮液。

另一个在结构零件的缺陷探测方面有用武之地的相关方法是“复制”或磁记录法,此时待测区域上放置了磁带。该磁带被很强的表面磁场磁化,然后将它取掉并检查有否磁性异常。此后可以用磁强计比如霍尔探针或磁通门来检测记录了部件表面漏磁通印记的磁带。这个方法比 MPI 技术优越的地方是,可以用磁强计读取磁场记录仪(通常是磁带)上的信息,由此获得待测区域漏磁通的定量知识,而这些区域是磁强计难以测量的。

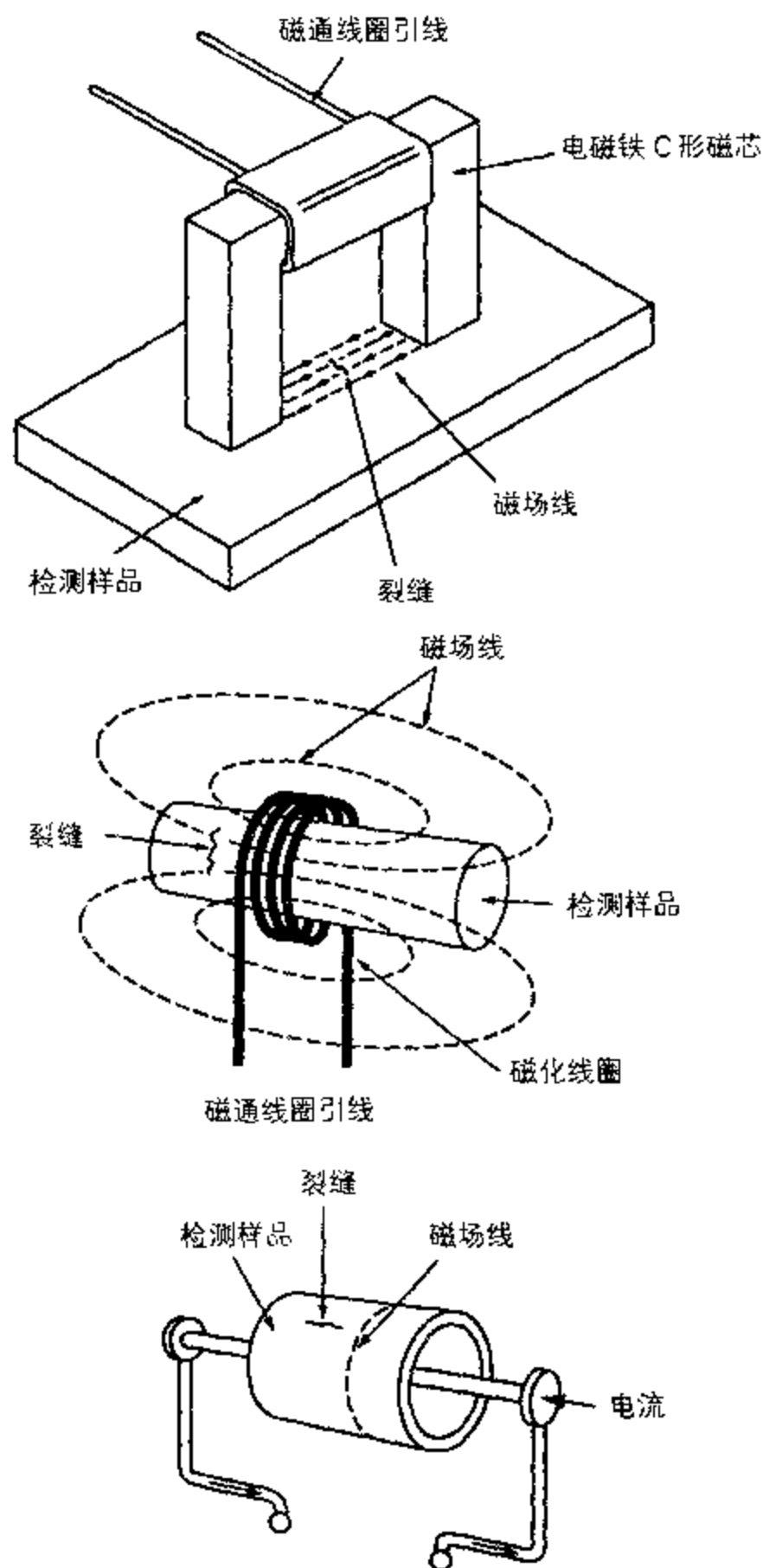


图 15.9 磁粉检测中所用的磁化方法，其基础是在样品中产生磁场，同时在样品中产生（例如交流场）或不产生（例如直流场）相应的电流：(a) 磁轭法；(b) 线圈磁化法；(c) 内部导体法。

15.2.2 磁粉检测法的应用

MPI 的一个特殊用途是在汽车工业中，那里有大量的零部件必须要进行常规检验。在这种情况下，人们发现同时采用了几种重要技术的多路磁化是探测复杂形状部件上任意取向缺陷的可靠方法。

虽然仅用样品的剩磁及其伴随磁场就有可能将 MPI 技术成功地用于硬磁材料，但控制磁场和缺陷的相对取向却不那么容易。因此人们更喜欢用上述五种方法之一给样品施加一个受约束的磁场。

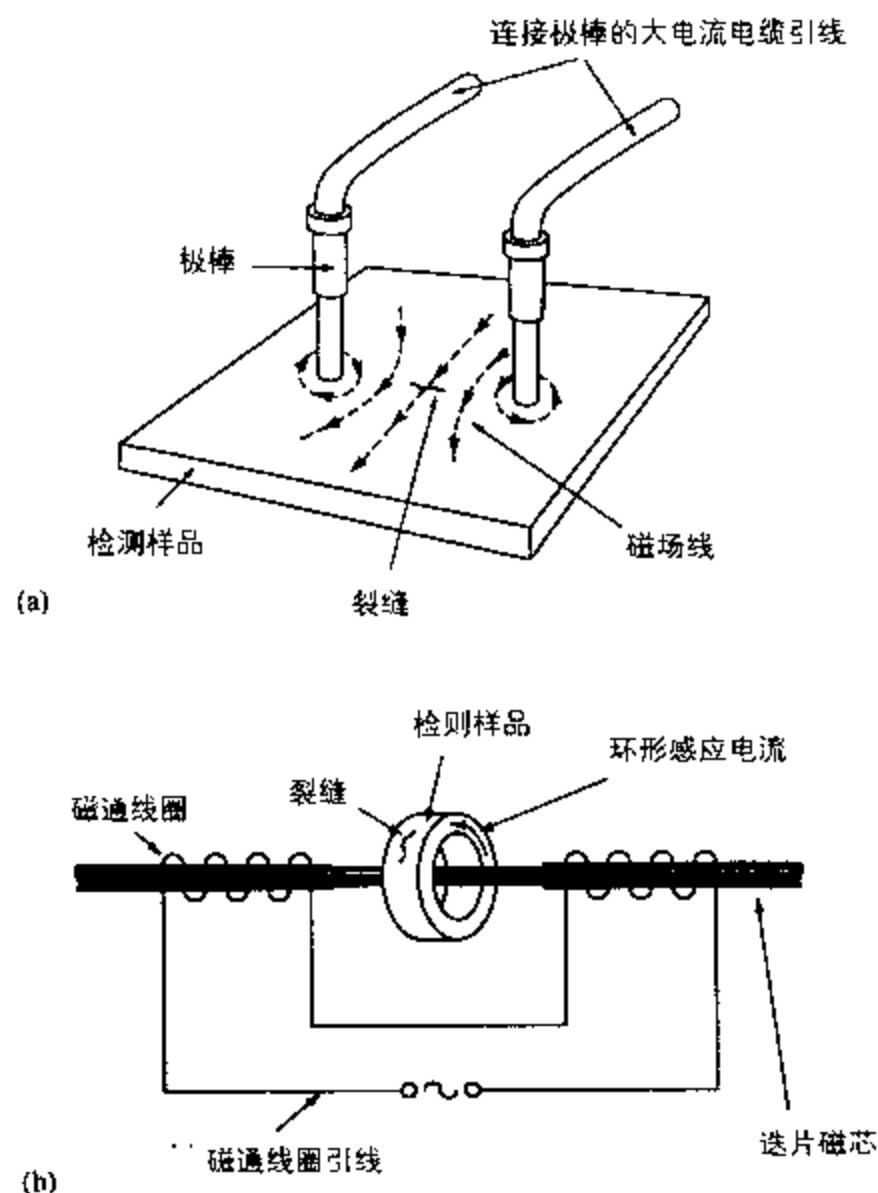


图 15.10 磁粉检测中所用的磁化方法，其基础是通过在样品中产生关联电流而在样品中产生磁场。

(a) 电流法或“极棒”法；(b) 电流感应法。

人们针对建立使用 MPI 的标准流程和条件开展了研究。Gregory^[41] 证明，磁粉检测法对复杂形状更难运用，有时不能显示出航天部件的结构缺陷，因为这类部件的某些区域磁化强度较低。采用上述多路磁化方法的新近研究现在已解决了这一问题。

Massa^[42] 论述了用 MPI 检测焊缝的最佳条件。这里的关键因素仍然是确定适当的磁化强度以揭示缺陷的存在。对此没有简单的解决方案，但已经有了对各种几何形状的临界磁场强度 H 使用的列表。

最近，人们对模拟整个物体的磁场包括缺陷附近的漏磁场进行了 MPI 研究。这些计算利用了麦克斯韦方程和有限元计算方法^[43-45]，其讨论见 15.2.5 节。对 MPI 系统、尤其是检测汽车部件用的多路单元的计算机辅助设计现在已经得到广泛运用。

在英国已经有人提出了几种标准流程，建议在对钢材运用 MPI 时磁场强度至少达到 2400 A m^{-1} (30 Oe) (不列颠标准 6072)。然而，对这种建议的必要性却是众说纷纭。Raine, Robinson 和 Nolan 在将 MPI 用于高压容器和管道方面所做的工作表明，BS6072 的建议并非普遍适用。他们的研究结果显示，低于 2400 A m^{-1} 的磁场强度就足以给出令人满意的 MPI 指示信号。Edwards 和 Palmer^[46] 研究了用此方法检测套在载流导体上的管状样品、以及用双头通电磁化法检测柱状样品的流程。结果表明，为了在这些情况下使样品充分磁化，要注意产生足够的磁场强度。

有时我们假定最佳磁化状况对应于最大磁导率；可是，在 Oehl 和 Swartzendruber^[47] 的工作中却发现这不是真实的情形。他们发现，对正方形截面的柱状缺陷而言，在钢材中外加

磁场依升降情况不同而介于 800 和 2400 A m^{-1} 之间的时候漏磁场与外加磁场的比值达到极大。这个结果远远偏离出现在 $H = 120 \text{ A m}^{-1}$ 处的材料最大磁导率。

MPI 方法最近的发展包括用光电子器件对钢材部件进行全自动扫描以指示裂纹, 然后用计算机控制的数字图像处理技术将结果放大^[48, 49]。检测方法的自动化具有排除主观评估实验结果的好处, 所以是非常可取的。

“湿法”采用的是磁性胶体(例如铁磁流体)、或载液中含有较大磁性粒子的悬浮液, 它与 6.1.7 节中讨论过的用于磁畴观察的毕特粉纹图技术有许多相似之处。由于湿法采用了比较细小的粒子, 它在空间分辨率方面会比干粉法有所改进, 因此它可以成功地用于探测粒小的缺陷。然而在有相当宽裂纹的较大铸件上, 粗粒干粉法仍是一项适宜的技术。

当今的 MPI 技术开发集中在改进测量技术以及电流、磁场强度和光强的控制规范等方面, 以此增强全自动检测系统的本领。MPI 发展的下一个阶段应该是继续开发专家系统以进一步改进自动测量并开发评估算法。

因此, 总而言之 MPI 是一种相当成熟的技术, 在其应用过程中出现的问题大多数已经解决。以后的研究任务是进一步优化其应用情况并提高自动化程度。MPI 的权威参考书是 Betz 所著的《Principles of Magnetic Particle Testing》^[50], 该书介绍了这一专题的许多知识, 包括它的发展历史、基本原理、在材料中产生磁场的方法以及干粉法、湿法或磁性墨水法和荧光粉法的论述。更新的 MPI 参考资料可在《NDT Handbook》^[51] 的第六卷中找到。

15.2.3 磁通泄漏

磁通泄漏法是从 MPI 法演变而来的。这两种方法都依赖于表面或近表面缺陷引起的铁磁材料中的磁通微扰。然而, 用 MPI 法进行探测要依靠磁粉的聚集、或有时要使用磁记录磁带来指示缺陷的存在, 而磁通泄漏技术利用的则是磁强计。磁强计可以对缺陷附近的漏磁场进行定量检测。

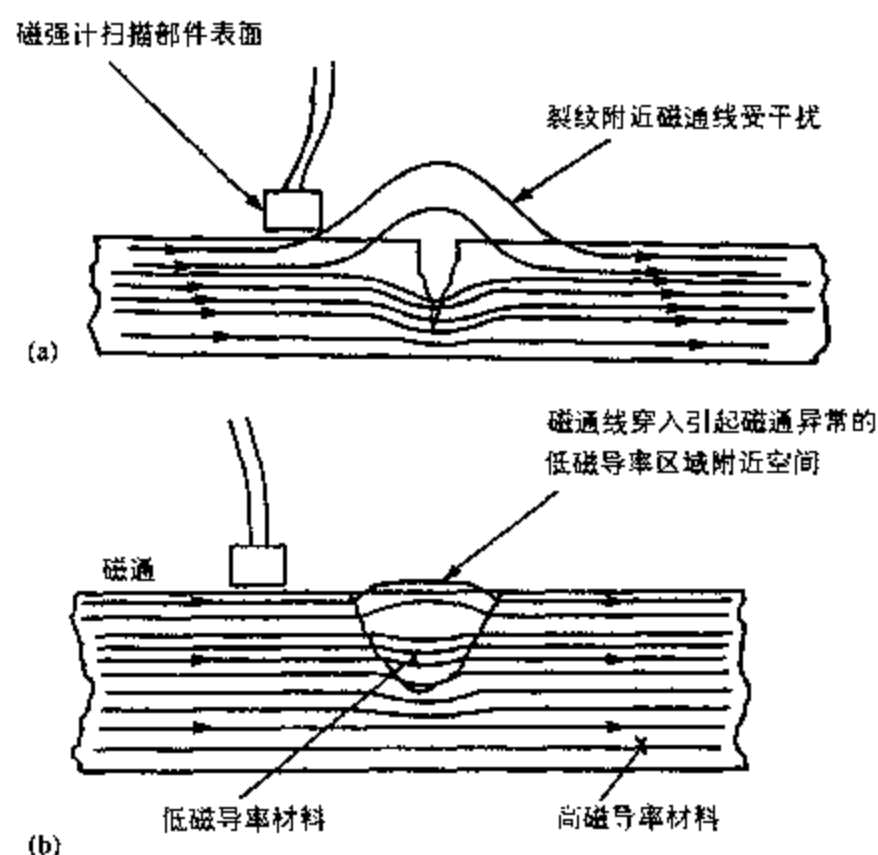


图 15.11 运用磁通泄漏法为 (a) 探测缺陷和 (b) 探测低磁导率区域 而用磁强计在样品表面扫描。

磁场在垂直和平行于缺陷以及垂直于表面的三个方向上的分量都是可以测量的, 虽然实际上通常只测量平行于表面的两个分量。然而, 这个方法只有在 Hastings^[52] 设计出实用的磁通泄漏测量系统之后才开始得到广泛采纳。该方法能够探测钢材内径表面以及表层下的缺陷, 这是 MPI 法无能为力的地方。磁通泄漏技术现在有了进一步的发展, 它不仅可用于探测缺陷, 还可以用来检测缺陷的性质。磁强计探头在绝大多数情况下都是霍尔探头或感应线圈, 尽管如 15.3.2 节所述有时也采用 SQUID。探头在部件表面扫描, 寻找指示缺陷所在的磁通密度异常, 如图 15.11 所示。图 15.12 给出漏磁通随越过裂纹距离的变化, 以及一个典型的试探线圈移过裂纹时的输出。

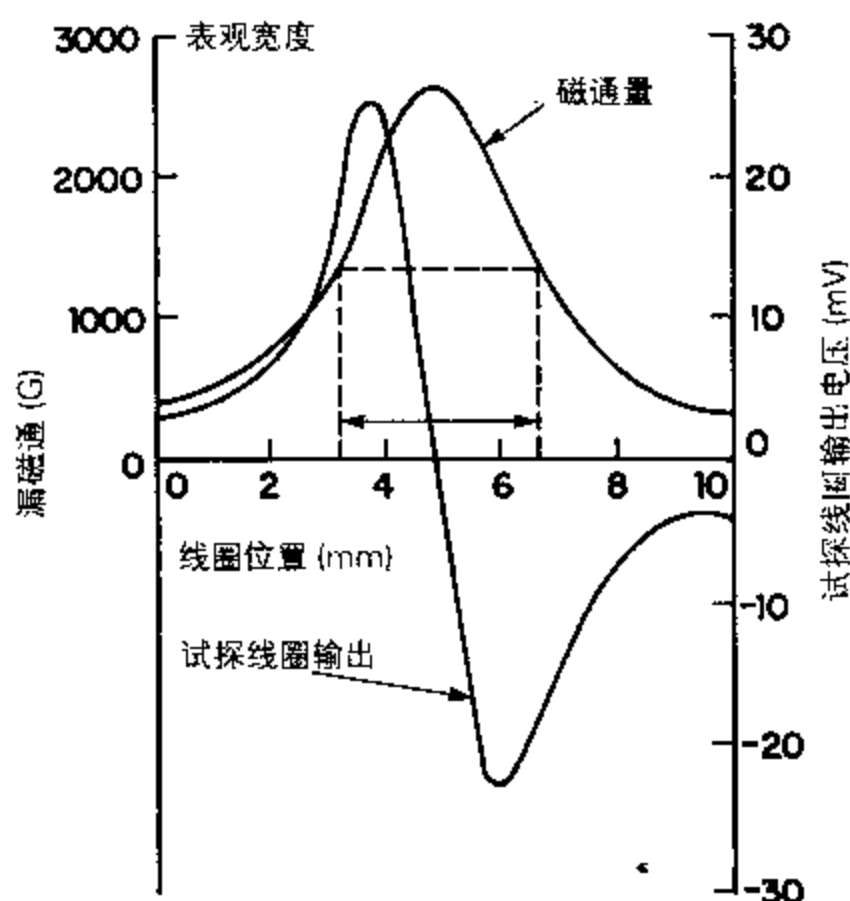


图 15.12 漏磁通随越过裂纹距离的变化。

跟磁粉法相比, 此方法的一个缺点是: 在用 MPI 可以快速检测大面积材料时, 磁强计在表面上的扫描却很费时。因此, 磁通泄漏法在缺陷位置已知或者有一定把握预测其位置的情况下才有优势。此时可以对狭小区域进行仔细的磁检漏。

磁通泄漏优于磁粉法的另一种情况是, 待测区域所处的位置在目测检查中不容易发现。实例之一就是输送管一类长管道的内表面。在这类情形下磁通泄漏检测法再一次成为一种重要的和非常成功的技术, 不管是探测缺陷还是应力都是如此。后来对输送管中磁通异常的探漏研究表明, 磁通异常可以与管壁内的应力联系起来。Atherton^[53] 以及 Grigorev、Fridman 和 Khaliev^[54] 的研究结果表明, 这种方法对探测地下管道的缺陷尤其有用。

和 MPI 法一样, 磁通泄漏信号也依赖于材料内磁化强度的大小。Pashagin 等人还证明它与磁化的方式有关, 比如由电流磁化还是用电磁铁磁化。

Forster^[55] 给出了磁通泄漏法的初步介绍和较为高深的述评。他对该方法的实验和理论基础都进行了讨论。针对材料内椭圆形缺陷计算了缺陷退磁场 H_d , 随后根据实测的外磁场 H_a 用下式计算了缺陷中的真实内场 H_i

$$H_i = H_a - H_d \quad (15.6)$$

这种处理方法仍然等效于假设缺陷的行为类似于一个简单的磁偶极子。这样的假设只有在一级近似下才是有效的。如果材料的磁导率为 μ_{iron} ，而缺陷的磁导率为 μ_{flaw} ，与缺陷形状有关的退磁因子为 N_d ，则内场等于

$$H_i = H_a \left\{ \frac{\mu_{\text{iron}}}{\mu_{\text{iron}} + N_d (\mu_{\text{flaw}} - \mu_{\text{iron}})} \right\} \quad (15.7)$$

当然，此处的难点之一是我们不知道一般情况下铁磁体中的磁感应如何随磁场 H 变化，于是也不知道 μ_{iron} 如何随 H 变化。图 15.13 给出漏磁通随裂缝上方悬空位置变化以及随裂缝内深度变化的实验结果。这些结果表明，对深度为 2.5 mm，宽度在 0.2 到 2 mm 范围内变化的裂缝，当悬空高度增加超过 1 mm 时漏磁场变得对裂缝宽度不那么敏感了。

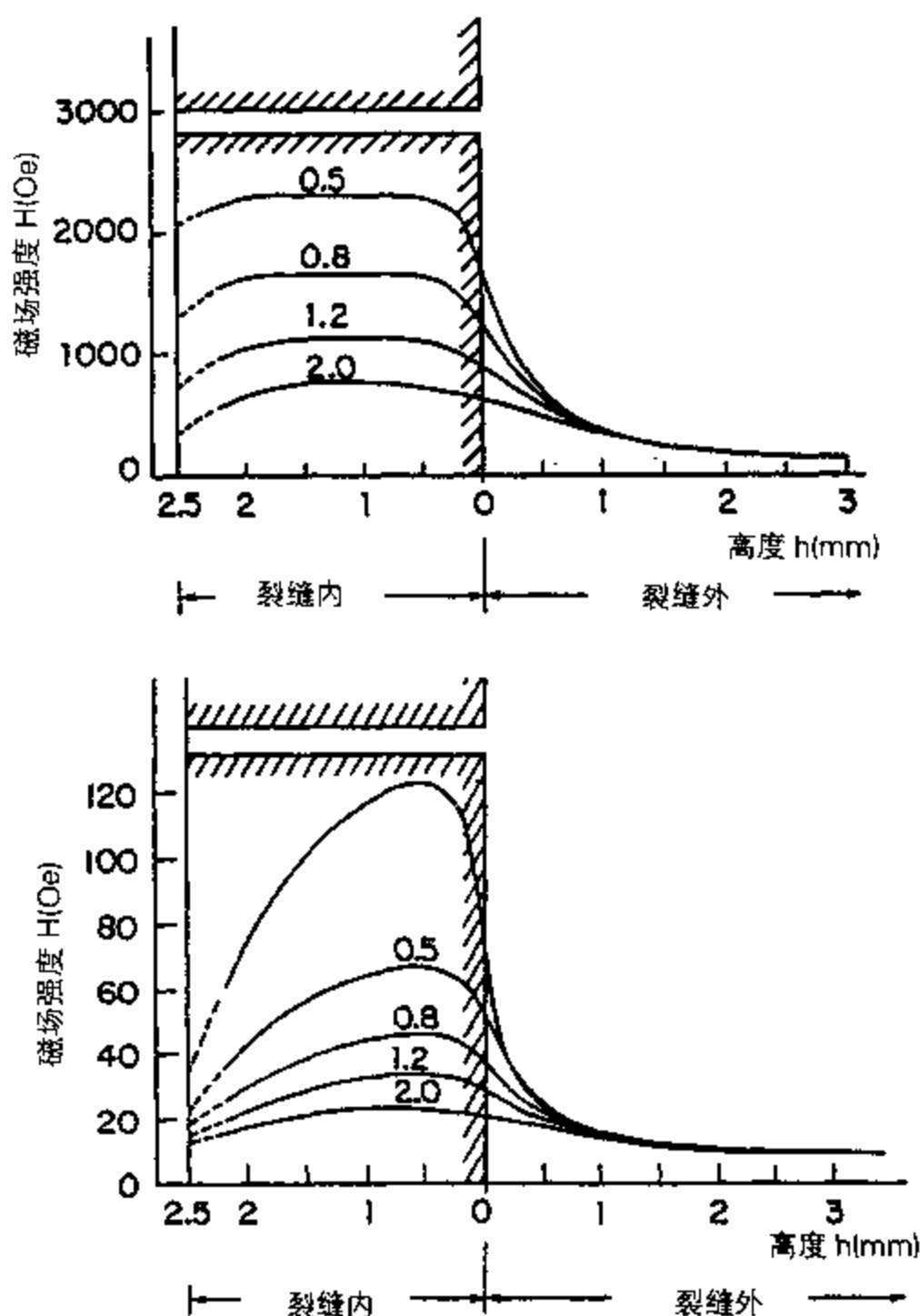


图 15.13 不同裂缝宽度下漏磁通随裂缝内部及上方位置的变化，引自 Forster^[56]。

上图是碳钢的数据，下图为铬钢数据。

15.2.4 磁通泄漏法的应用

磁通泄漏法的应用基本上都涉及大尺度结构。Stumm^[57] 叙述了基于磁通泄漏技术的几

种装置, 它们可用于测试铁磁性管道的缺陷。这些设备共有的一个问题是外部缺陷(靠近侧面)与内部缺陷(远离侧面)的缺陷信号之间有差别。预计, 内部缺陷产生的信号要远远小于同等的外部缺陷产生的信号。这样就难以确定某种信号是由一个小外部缺陷引起的还是由一个大得多的内部缺陷产生的。

有一种称为“rotomat”的装置能够使管道通过一个旋转的磁化轭铁, 它产生一个环向磁场以探测管壁中的纵向缺陷。用一组霍耳探头测量漏磁通。可以探测直径 20 ~ 450 mm 的管道。

第二种仪器是“tubomat”, 它使管道旋转而保持探测系统静止。其探测系统和产生磁场的设备与 rotomat 装置相同。但是, 磁化的方法要取决于管道的尺寸。对大管道而言, 管道中穿有一根中间导线, 它载有在管壁中获得最佳磁场强度所需的强电流。对小管道则采用磁轭法。

说起来有点不同的第三种装置是“discomat”, 它主要用在焊缝检测中。装有五个霍耳探头的探测系统以 50 rev s^{-1} 的典型速度在一个盘上旋转, 用一个磁轭将管道沿垂直于焊缝的方向磁化。

Owston^[58]报导了对低碳钢的疲劳裂纹和人为缺陷比如锯缝产生的漏磁通的测量结果。这正是他试图用 Zatsepin 和 Schcherbinin 所述的那种简单偶极子模型加以解释的情形。测量了平行于表面且垂直于裂缝的漏磁场随悬空离度(即磁场探头与测试材料表面的距离)的变化。结果表明, 漏磁场随缝宽线性增加直至 0.2 in, 同时发现, 导数 d^2H/dz^2 (其中 H 是磁场, 而 z 是在样品表面测量的、与缝中心的距离)正比于 $1/l^4$, 这里的 l 是悬空高度。

Barton、Lankford 和 Hampton^[59]研究了轴承检测所用的磁通泄漏法, 发现通过轴承座圈的漏磁场可以分辨与凹点、孔洞和夹杂相关的磁印记。

Forster 撰写了许多篇关于磁通泄漏的普及性文章。用装有漏磁通探头的“tubomat”和“rotomat”装置检测圆钢坯的裂纹已见报道。经这类自动化磁通泄漏探测器鉴别的缺陷位置会自动地喷上颜料以利辨认。这些系统能在 16 秒钟内检测长 12 米、直径 90 ~ 230 毫米的钢场。

目前, 关于磁通泄漏方法作为一种 NDE 工具的最全面论述当属 Beissner、Matzkanin 和 Teller 所著的“*NDE Applications of Magnetic Leakage Field Methods*”^[60]。它介绍了该方法的发展历程, 讨论了其基本原理、包括对漏磁场效果和缺陷性质的分析, 最后还描述了多种应用情形。

15.2.5 漏磁场计算

一旦漏磁场的测量成为一种常规技术, 自然就想用缺陷尺寸和形状来诠释实验信号。因此, 人们开始进行针对特殊缺陷形状的漏磁场计算, 从而可将理论模型与实验观察结果加以比较, 以便根据缺陷的漏磁场来描述缺陷的特性。在这个课题的早期研究阶段最有影响的两篇文章是 Schcherbinin 和 Zatsepin 所著^[61, 62], 其基础是将表面缺陷近似为线性磁偶极子并计算了偶极子磁场。用这个方法可以得到一个缺陷引起的漏磁场在法线和切线方向的分量。

Zatsepin 和 Schcherbinin 意识到, 严格计算真实缺陷产生的漏磁场是一个极其复杂的问题, 这样的问题对当时的数值计算方法和计算机技术水平而言是很难处理的。所以他们找到了一种相对简单的命题, 即研究可以近似为点、线或条形偶极子的缺陷产生的漏磁场, 并用

解析表达式计算了磁场。然后将结果与缺陷漏磁场的观测值进行比较,如图 15.14 所示。要注意的是跨过缺陷的磁场水平分量导致单极响应,而垂直分量产生双极响应。可是,这些早期论文没有将漏磁场与材料中的内场联系起来,因此在适应实际测量的漏磁场方面有许多局限性。

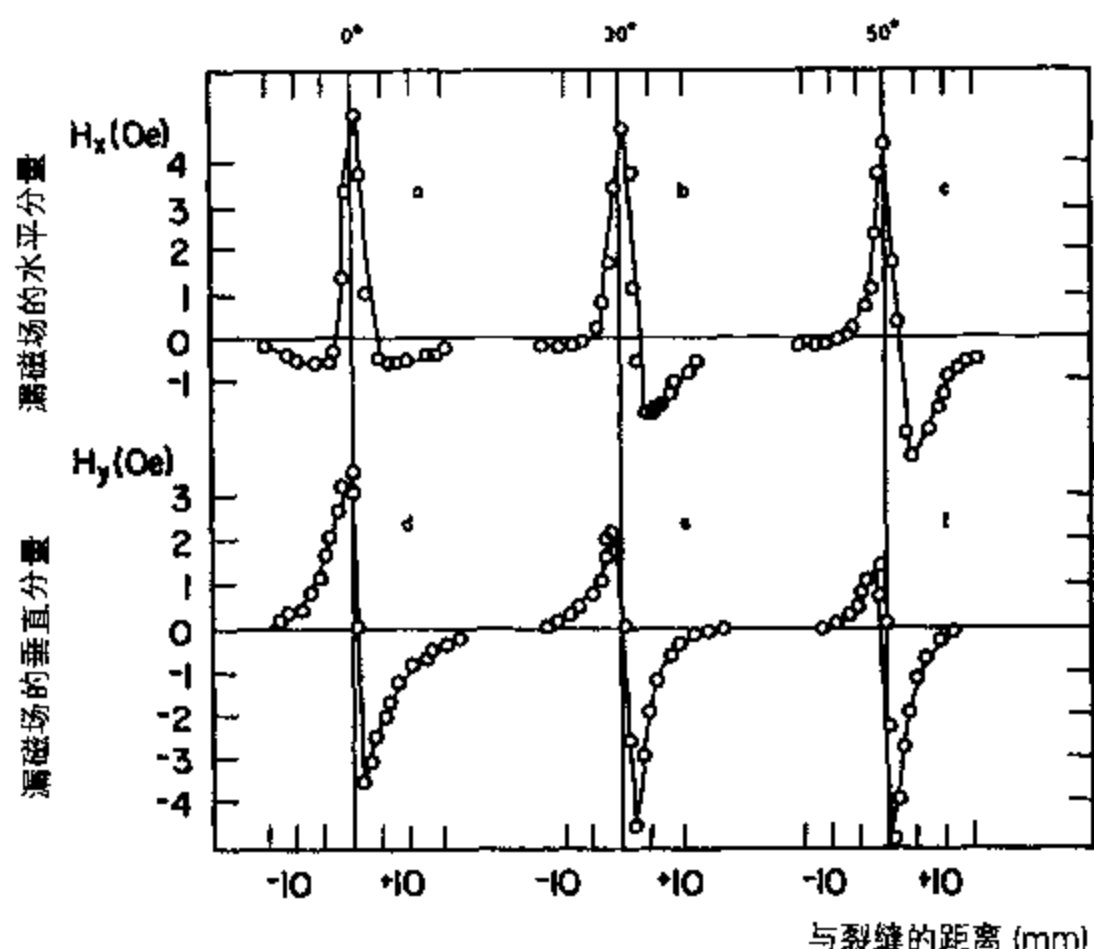


图 15.14 用偶极子模型计算的平底缺陷引起的漏磁场: (a)、(b) 和 (c) 是磁场的水平分量, (d)、(e) 和 (f) 是垂直分量。圆点是长 4 mm、宽 0.4 mm、深 2 mm 的缺陷实测结果, 引自 Zatspein 和 Schcherbinin^[62]。

后来关于漏磁场计算的文章仍基于同样的模型。对在表面上加工了人为缺陷的样品进行了实验测量。这些缺陷通常为深 $h = 0.2 \sim 3.0 \text{ mm}$, 宽 $2b = 1.0 \text{ mm}$ 且长 $2l = 1.0 \sim 30.0 \text{ mm}$ 。用磁轭方法产生磁场, 最大可达 12 kA m^{-1} 。漏磁场的测量采用的是磁通门(“铁磁探测器”)磁强计。测量了垂直于缺陷并与样品表面相切的磁场分量 H_x 和垂直于样品表面的分量 H_y 。

举例来说, 发现对于一定的缺陷长度磁场 H_y 与磁化场 H_0 的关系基本保持线性, 尽管当缺陷长度增加时实际比值 H_y/H_0 也增加, 并且实际上在缺陷长度趋于无穷大的会达到饱和。还测量了垂直于缺陷的切向磁场 H_x 。对一定的缺陷发现它随着与缺陷中心的距离 z 增大而减小。也发现 H_x 随缺陷长度而增大, 尽管此变化与磁化场 H_0 有关。Schcherbinin 等人所作的漏磁场计算与 14.2.3 节所述 Karlquist 所作的理想化磁记录磁头弥散场的计算相似。

在此之后, Hwang 和 Lord^[63] 用有限元法在漏磁场计算上取得了显著的进步。这是首次尝试用数值计算方法寻求缺陷引起磁场的严格解, 标志着这一课题的发展有了一定突破, 因为它使根据大块材料的现有磁场和磁导率计算漏磁场成为可能。图 15.15 给出了他们的一些计算结果。对简单长方形模情形得到的漏磁场分布图与观测结果非常吻合。因此, 该文有助于阐明有限元技术如何能够用于模拟缺陷引起的磁场。从这一工作成果可以清楚地看到, 有限元法非常灵活, 所以它成功用于简单裂缝缺陷情形表明它也有可能成功用于更复杂的缺陷

情形,可扩展到 Schcherbinin 模型无能为力的场合。

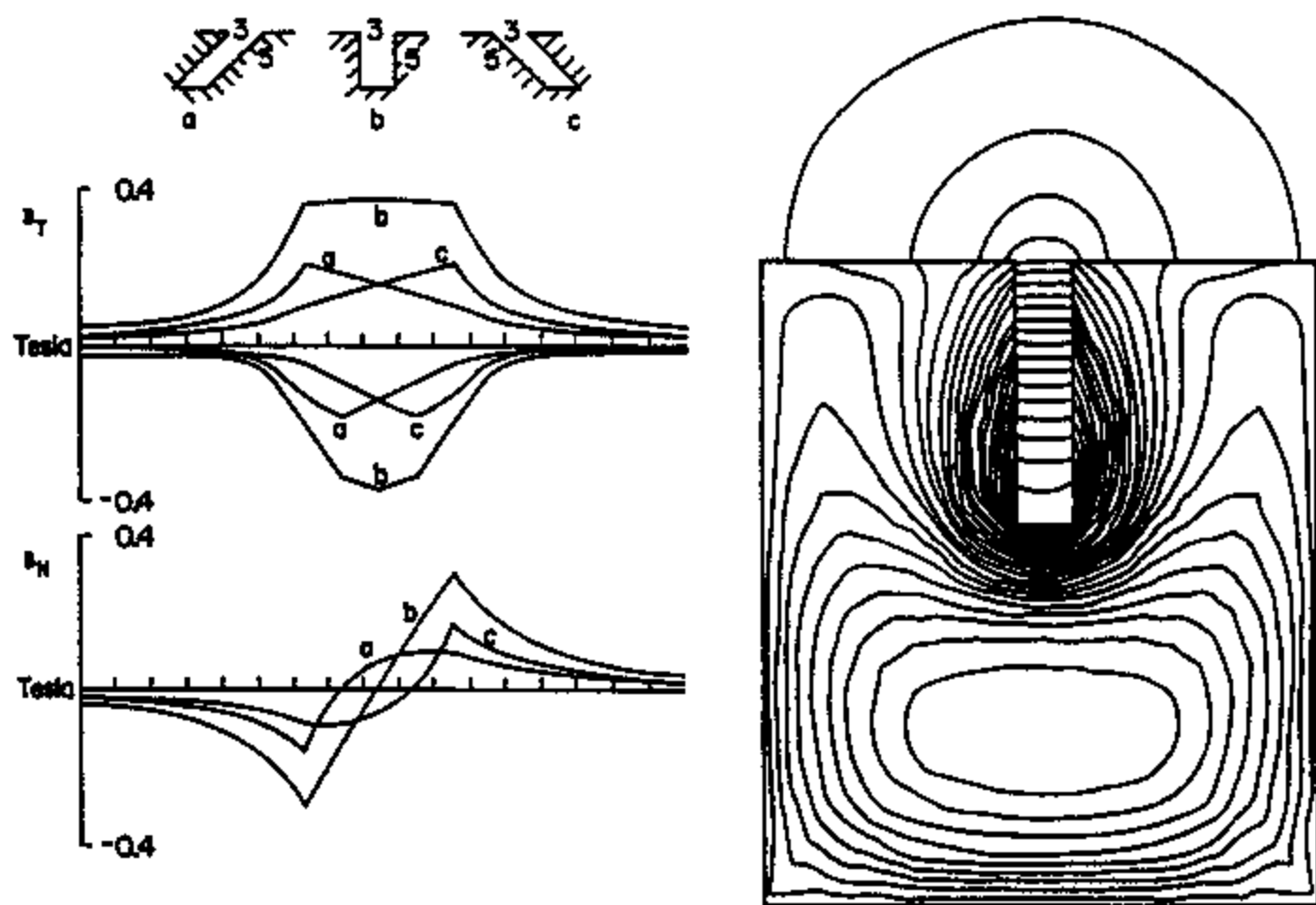


图 15.15 有限元技术计算的缺陷引起的漏磁场,引自 Hwang 和 Lord^[63]。

随后发表了一系列文章,其中最著名的是 Lord 和 Hwang^[64] 以及 Lord 等人^[65] 所著的两篇。Lord 和 Hwang 将有限元法的应用拓展到了许多更为复杂的缺陷形状。由此推断出,有限元法给我们提供了从漏磁场分布出发描述缺陷特性的可能性。例如,发现漏磁通的峰峰值 B_N 随缺陷深度增加而增大,而峰之间的间隔则与缺陷宽度有关。这些结果与实验观察结果相符,表明有限元技术在解释以描述缺陷特性为目的的漏磁通测量结果方面极具潜力。

Lord 等人^[65] 认为,将磁通泄漏技术用于无损检验 (NDT) 的基石是开发磁场缺陷相互作用的适当数学模型。或许还要加上,铁磁材料的 B 、 H 或滞后特性的模拟也是这个课题的一个方面,因为即使知道内部磁场,材料内部的磁通密度仍然有一系列可能的取值。对于材料内部一定的磁化场 B_0 , 这些不同的可能 B 值肯定会影响某种缺陷的漏磁通。Lord 断定,缺陷的复杂几何形状以及铁磁性钢材的非线性磁化特征值得我们实际上不可能获得磁场缺陷相互作用的收敛解或解析解。然而,他们可以展示或运用有限元模拟的许多实例,并对其在无损极验的铁陷分析方面的潜力持乐观态度。

Lord^[66] 写过一篇关于用有限元数值计算方法来计算磁场—缺陷相互作用引起的漏磁场的综述文章。他在这篇文章中指出,在用数值计算方法对漏磁场印记进行理论模拟方面有所进步,但仍有许多复杂问题需要解决。这些问题中最重要的或许要数在运用有限元或其它漏磁场数但计算方法之前就考虑铁磁材料 B 、 H 的深后特性。

Lord 与同事们的工作牢固地树立了这样一个信念:数值计算方法(比如有限元算法)是最有希望从漏磁通测量出发描述缺陷特性的技术。这就引起了人们对漏磁场的数值模拟这一领域的极大兴趣,例如 Atherton^[67] 和 Brudar^[68] 最近的工作。可是,人们认识到对真实缺陷的更为精确的特性描述需要三维有限元计算。从此以后就用这种技术来处理这个问题。

Edwards 和 Palmer^[69]给出了表面破损裂缝漏磁场的一种解析解,其中裂缝被近似为材料中的一个半椭圆形槽缝。一个解析表达式的优点是可以快速计算出缺陷引起的磁场,另外还可以将该表达式微分以求出作用在磁性粒子上的力。根据这些结果,Edwards 和 Palmer 计算了不同槽深和磁导率情况下探测宽度为 $1\mu\text{m}$ 和 $10\mu\text{m}$ 的槽所需的磁场强度 H 。他们认为裂缝探测需要 $10^2 \sim 10^3\text{ A m}^{-1}$ 范围内的磁场,此结果与实际所用的磁场相符。例如 BS6072 就推荐对相对磁导率 100 的钢材采用 0.72 T 的磁感应,相当于 5700 A m^{-1} 的磁场。

Holler 和 Dobmann^[70]给出了漏磁场计算这一课题的综述以及实验测量结果的解释。Dobmann^[71]讨论了缺陷的探测和尺寸测定两方面的问题,并试着将它们与理论模型的预测联系起来。磁通泄漏方面的理论工作明显滞后于实验发展。

15.3 磁成像方法

为了评定从一个位置到下一个位置的材料特性变化,可以采用成像技术。例如,可以用一个特殊磁性能的变化或越过材料表面时磁场强度的变化来产生一幅二维图像,它可用于识别材料中含有缺陷或其它损伤的异常区域;或者简单地用该变化来研究磁记录介质中特别令人感兴趣的磁化强度的空间变化。许多种不同的磁测量技术可用于这一目的,实际上最近报导的是基于巴克好森效应发射的成像方法^[72]。然而,在此我们只讨论两种不久前才发展起来的成像方法:磁力显微术与扫描 SQUID 显微术。

15.3.1 磁力显微术

Martin 和 Wickramasinghe^[73]首先报导的磁力显微镜(MFM)是从 Binnig、Quayte 和 Gerber^[74]的早期原子力显微镜发展起来的,此时针尖上的交变电压换成了交变磁场。该装置对靠近样品表面的磁场梯度进行取样分析。因此该方法基本上是以显微镜的磁化针尖与样品之间的磁力为基础的一种扫描力探针技术,如图 15.16 所示。

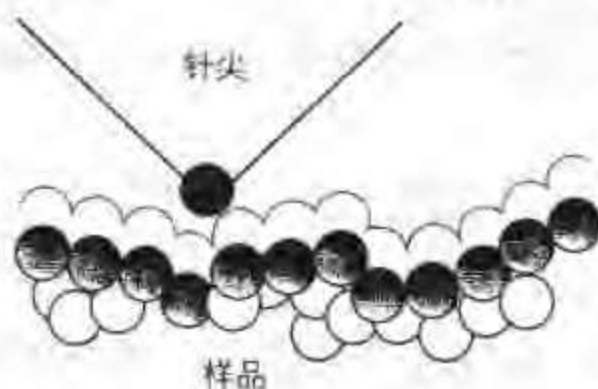


图 15.16 材料表面上的磁探针扫描。

MFM 可用于探测样品表面的静态和动态磁场。在 Martin 和 Wickramasinghe 的原始装置中显示了 100 nm 的空间分辨率。今天, 50 nm 的空间分辨率已是家常便饭,有人甚至声称在某些情况下可以达到 10 nm 的分辨率。

主要的工作方式有两种:恒定高度与可变高度。在前一种方式下磁场以频率 ω 变化,使针尖以同样的频率振动。随后使针尖在样品表面扫描。然后用一个激光干涉仪检测探针尖端的振动幅度、相位甚至频率的变化。针尖振动相位角的变化可以与表面的磁力梯度联系起

来, 如下所示。这种工作方式的典型扫描高度为 $100 \sim 200 \text{ nm}$ 。

第二种工作方式是通过控制针尖—样品间隙使针尖在更靠近表面的条件下移动这种方式可用于对静态磁场成像。调制针尖的磁化强度, 以与前面相同的方式探测针尖上的力, 用激光干涉仪测量针尖的振幅、相位和频率。MFM 的一种典型的实验配置如图 15.17 所示。

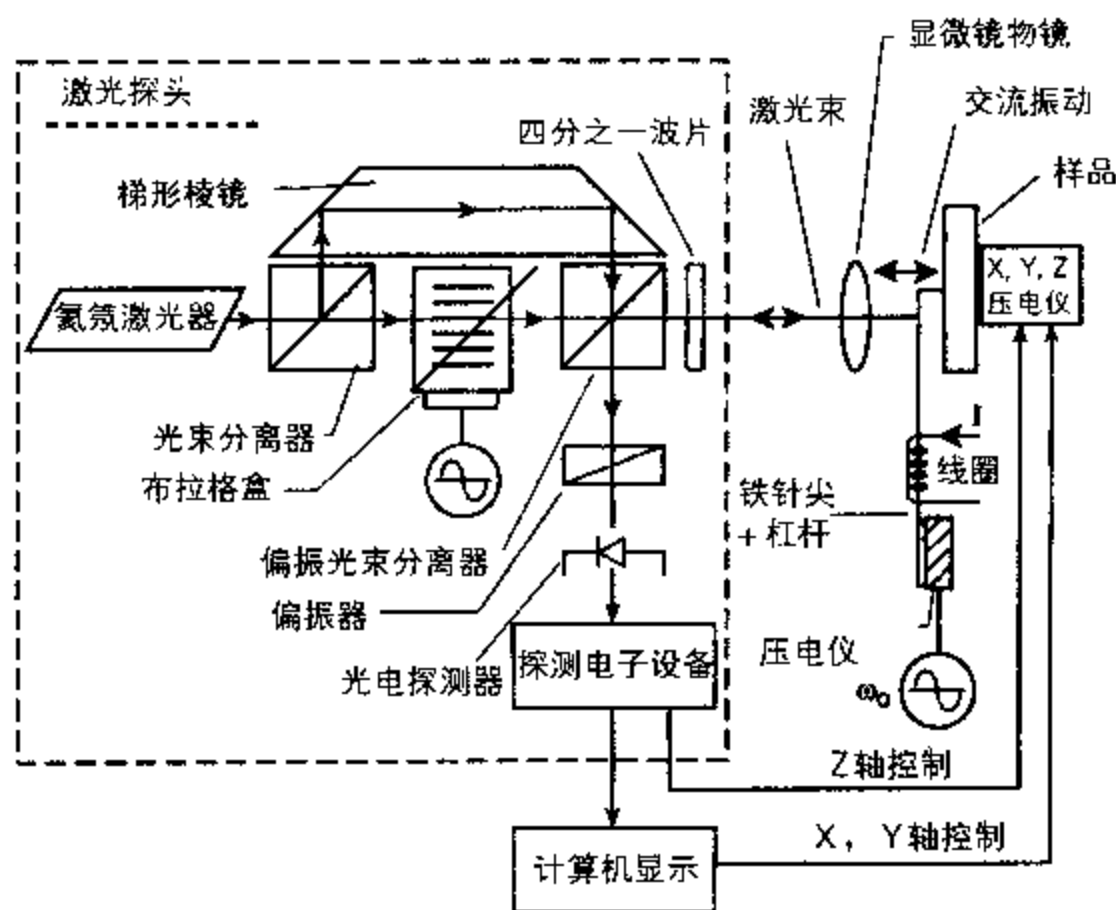


图 15.17 磁力显微镜电路示意图。

磁力显微镜形成的图像是通过测量作用力或作用力梯度来获得的, 这些图像可用于研究磁结构, 比如畴壁、封闭畴、布洛赫线, 并且在磁记录介质上还可分析材料的人为磁化区域。实际上, 今天 MFM 正是在磁记录介质领域有着最多的用途。

如今有很多种技术可用来从 MFM 响应中提取样品表面磁场方面的信息。Rugar 等人^[75]对此进行了描述。例如, 样品表面的作用力梯度 $\partial F/\partial x$ 将使针尖的振动频率改变 $\Delta\omega$, 其关系为

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2k} \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) \quad (15.8)$$

其中 ω_0 是自然共振频率而 k 是悬臂的“弹簧常数”或恢复力系数。因此, 在交流情况下根据振动频率的测量就可以确定作用力梯度。或者可以测量相位变化 $\Delta\phi$, 因为对于一个在其共振频率附近振动、品质因数为 Q 的系统来说, 我们有关系式 $\Delta\phi = -2Q \Delta\omega/\omega_0$ 。所以

$$\Delta\phi = -\frac{Q}{k} \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) \quad (15.9)$$

对 MFM 的工作状态而言, 悬臂针尖的形式是非常关键的。理想情况下, 它应该是一个具有固定磁化强度的小单畴粒子。如果针尖的磁化强度因暴露于外场中而改变, 或者针尖本身产生的磁场改变了样品的磁化强度, 都会出问题。因此在磁性非常硬或非常软的材料成像

过程中往往遇到麻烦,在这些应用中需要仔细地考虑具体情况,才能获得有意义的结果。

Hartmann^[76]研制了一种新型 MFM 探头,它采用直径 10 ~ 100 nm 的球形单畴粒子,取代了平常的尖锐形探头。针尖的漏磁场减小使得它能够成像出极软铁单晶晶须中的畴壁,而不会反过来影响测试样品中的磁化情况。于是就可以通过局部的高磁场梯度区域来辨认畴壁。按照 Hartmann 的观点,用这种方法即使在直流或“力敏”工作模式的周边环境条件下也能获得高达 10^{-10} N 的作用力灵敏度。当然,作用力梯度如上所述是在交流工作模式下测量的。

为了解释得到的信号, MFM 响应的模拟也很重要。这是用经典静磁学来完成的,将针尖看成外磁场中的一个偶极子,如图 15.18 所示,然后计算作用在针尖的力。Proksch 和 Dahlberg^[77]模拟了纵向磁记录介质中记录位过渡区的响应。一般而言,由于针尖和样品之间存在能够改变两者磁化强度的相互作用,人们认为 MFM 响应的模拟是很难的。如果针尖磁场大于样品的矫顽力,或者样品表面的漏磁场大于针尖的矫顽力,那么这些相互作用将是非线性的,针尖响应的含义确定就变得问题重重。

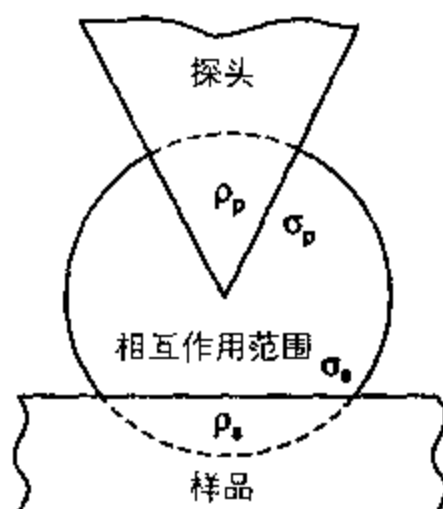


图 15.18 针尖与样品的相互作用可以导致意想不到的 MFM 图像变化: (i) 针尖场 H_t 影响样品的磁化强度, (ii) 样品产生的漏磁场 H_s 影响针尖的磁化强度, (iii) 相互作用是非线性的, 因此难于模拟。

Gomez 等人^[78]报导了一种变形的 MFM, 称为磁力扫描隧道显微镜 (MFSTM), 此时在感兴趣的样品表面附近放置了一个柔软的磁性探头, 并加上一个偏置电压使探头与样品之间产生一个隧道电流。磁相互作用力会改变探头与样品的距离。距离变化导致隧道电流改变, 于是就可以给出样品表面磁力的布局, 从而获得磁性的微结构图像。

Gomez 等人^[79]还考察了存在外场时 MFM 的特性。当然, 低场下针尖的响应是由局部表面场沿探针尖端单畴的磁化强度方向的分量引起的, 既然 3.2.2 节中讨论过,

$$F_x = \mu_0 \left(m \frac{dH}{dx} \right) \hat{x} \quad (15.10)$$

所以即使在垂直于 m 的方向上有磁场梯度, 这些方向上也不会有平动力。但是, 探针尖端的磁化强度在可按外加磁场作用下的再取向使我们能够选择一定的样品表面磁场分量来成像。

Hartmann^[80]指出, 由于磁力显微镜具有其它扫描技术不兼备的几个优点, 并且工业界尤其是磁记录行业需要提供亚微米尺度的材料评估手段, 因此在其初期开发后不久就受到工

业界人士的关注。其主要优点可以总结如下：

1. 大范围的磁相互作用对表面污染不敏感，所以其它方法所要求的特殊表面准备在这里并不需要。
2. 可以工作在各种各样的环境条件下，比如大气、超高真空、液体中以及不同的温度包括室温。
3. 对样品的晶体结构来说完全是非破坏性的。
4. 样品勿需是导电体。
5. 表面的非磁性薄层不会使结果失效。
6. 很容易与其它技术结合，比如扫描隧道显微镜（STM）。

另外，该方法至少有两个缺点需要我们留意。其一，由于针尖与样品间存在相互作用，因此所得到的图像强烈依赖于所用的探针类型。其二，针尖和样品的磁场可以局部地改变彼此的磁化强度，会导致非线性的相互作用。由于这两个原因，很多情况下 MFM 图像的解释都是很困难的。举例来说，我们可以考虑两种极端的针尖情形：尖镜针尖和球形针尖。它们各有其优缺点。尖形针的空间分辨率高、针尖发出的磁场梯度也高。这使得尖形针对扫描磁性非常软的材料就不那么有用了，因为高磁场梯度使样品畴结构发生变化的几率增大了。可是，球形针的漏磁场较小，更适合于扫描软磁材料，但空间分辨率较低。

Babcock 等人^[81]也研究了不同外场下探针的性能。为了进行这项研究而不对样品的磁化强度产生影响，样品磁场是用一个微米级载流导线产生的（即这种情况下针尖场与样品场互不相干）。发现垂直和/或水平场的施加原则上会改变针尖磁化强度的方向，可实际上当磁场去掉以后却很难确认探针中磁化强度的最终取向。所以仍然难以完全分离样品表面场的垂直分量和水平分量的测量结果。

综上所述，磁力显微镜是扫描探针技术中的一种。这种设备是原子力显微镜的一种变型，此时悬臂上装有一个铁磁性针尖。该类装置通过产生一幅表面局部磁场梯度的二维图像，能够以高达 50 nm 的分辨率探测样品表面的磁结构。用于产生图像的针尖与样品间的磁相互作用在某些情况下可以是非线性的，使我们在针尖磁化强度或样品畴结构发生变化时难以解释图像的含义。但是，该方法在其它方面可以看作非破坏性的，它给我们提供了一种替代毕特胶体技术的定量的、高分辨率的选择方案。它能分辨小到 50 nm 尺度的特征，只需要少许或根本不需表面准备，还能在大气环境下工作，这样一些本领使得这种技术非常适合于材料表面的实用高分辨磁检测。人们设想在不远的将来 MFM 分辨率会达到 10 nm。

15.3.2 扫描 SQUID 显微术

Hartmann^[80]提过，上述 MFM 的某些缺点可以用扫描 SQUID 显微镜（SSM）来克服。例如，它不受探头与样品间磁相互作用的干扰。另外，SSM 具有无与伦比的磁场灵敏度，在扫描模式下使用就可产生样品表面的磁场图像。另一方面，它也有一些缺点，比如与 MFM 相比其空间分辨率相当低，当然还需要为系统的超导部件提供低温冷却条件。MFM 与 SSM 的性能特征比较见表 15.1。

SSM 本质上是这样一种装置：它用一个 SQUID 探头在样品上扫描，由此描绘出样品表面磁场的垂直分量随位置的分布，并以此分布为基础产生一幅磁场强度的图像。这种装置是 Vu 和 van Harlingen^[82]首先研制出来的，其中采用了一个与 SQUID 联接的磁通变量器在感

兴趣的样品表面进行扫描。SQUID 本身的工作原理在 3.4 节中已有论述, 它优于其它探测技术的主要之处是极高的分辨率, 此处为 10^5 磁通量子/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。Vu 和 van Harlingen 采用了一个位移分辨率 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的步进电机操纵器, 尽管由于线圈尺寸的限制, 磁场的空间分辨率只有 $20\text{ }\mu\text{m}$ 。该装置最初用于显示第二类超导体的旋卷构造图像, 但其应用很快就扩展到生物磁性和 NDE 领域。

表 15.1 磁力显微镜 (MFM) 与扫描 SQUID 显微镜 (SSM) 的性能特征比较

	磁场灵敏度		空间分辨率
	(A m^{-1})	(T)	(nm)
MFM	10	10^{-5}	50
SSM	10^{-3}	10^{-9}	10000

Wikswow^[83] 给出了生物磁性和 NDE 中 SQUID 应用的全面总结, 更新的综述是 Kirtley^[84] 作出的, 其中提到目前报导的空间分辨率已达 $4\text{ }\mu\text{m}$ 。低温罩这一主要缺点仍然是其获得广泛运用的严重障碍。图 15.19 给出了 SSM 结构的示意图。

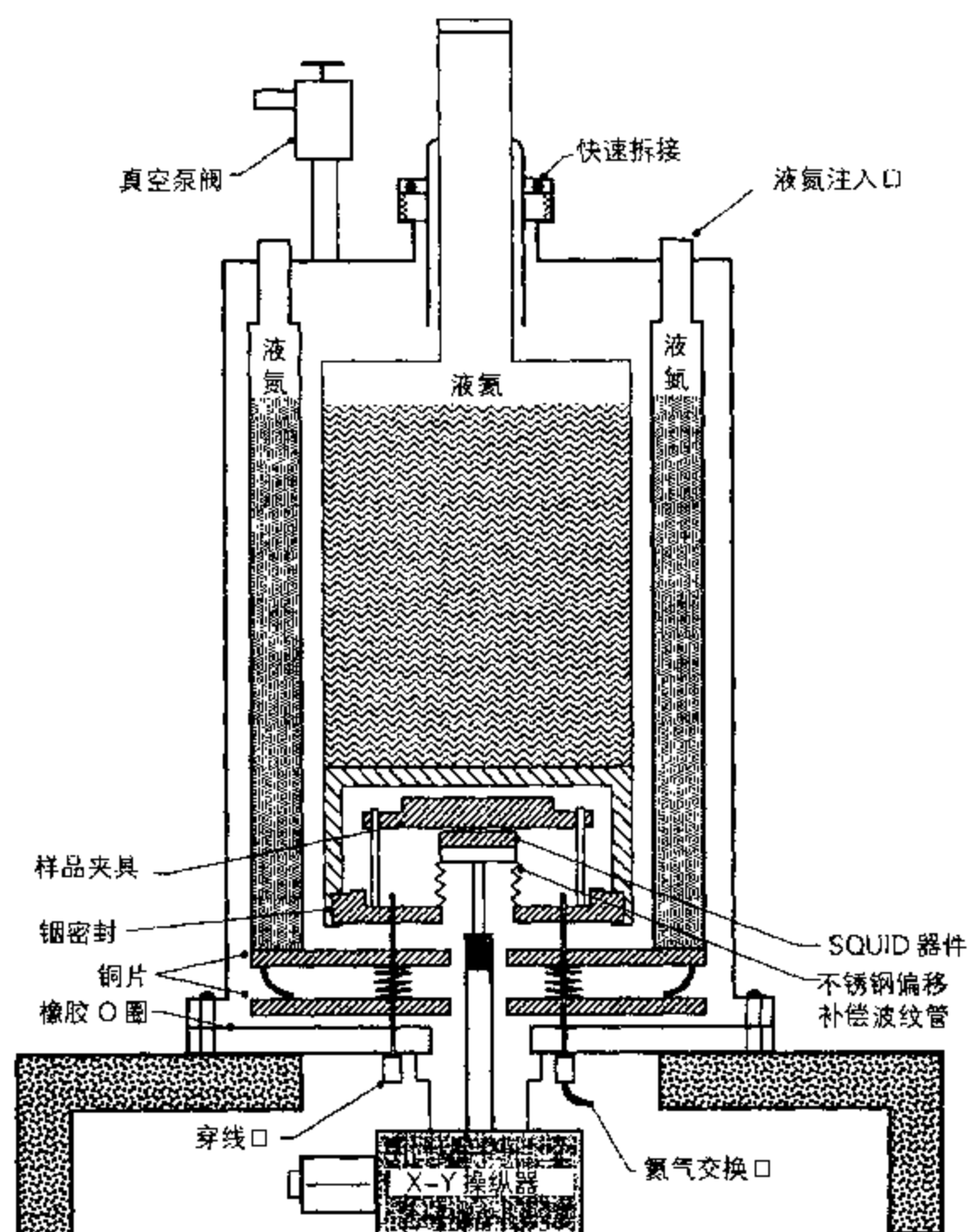


图 15.19 扫描 SQUID 显微镜系统的示意图 (引自 Wikswow^[83])。

15.4 总结

有许多种磁性方法可对材料进行描述和评估,在此我们讨论了其中的几种。第一类技术是用来确定材料的内禀特性的,这类技术包括描述表面特性的巴克好森效应、确定块体性能的磁声发射和磁滞测量。所有这些方法都有宽广的发展前途,因为它们对材料的处理工艺很敏感,尤其是材料的相结构、化学成分以及各种形式的材料畸变:弹性形变和塑性形变、疲劳、位错密度和蠕变应力。

另一类主要的磁检测技术用于探测和描述材料中的缺陷和裂纹。这些技术包括 MPI 和定量磁通泄漏测定。讨论了这两种方法在不同情况下的相对长处,并给出了近期文献的概况。鉴于其应用形式的多样性,而这里只给出了少数几个指导性原则,在特定情况下应该从参考资料中去获取必需的补充信息。

最后介绍了两种晚近的成像技术——MFM 和扫描 SQUID 显微术。这两种近十年来才出现的技术可以用于产生待测样品表面磁场的图像。这一点对描述磁记录介质尤其有用。根据所需的磁场灵敏度的空间分辨率不同,这两种方法各有其优缺点。正文中对此进行了比较和讨论。

从不断增长的对材料检测尤其是非破坏性检测的需求中可以看到,在未来几年里实用的磁检测方法将会步入一个稳定发展的阶段。

参考文献:

1. Barkhausen, H. (1919) *Phys. Z.*, **29**, 401.
2. Tebble, R. S., Skidmore, I. C. and Corner, W. D. (1950) *Proc. Phys. Soc.*, **A63**, 739.
3. Tiitto, S. (1977) *Acta Polytechnica Scand.*, **119**, 1.
4. Sundstrom, O. and Torronen, K. (1979) *Mater. Eval.*, **37**, 51.
5. Karjalainen, L. P., Moilanen, M. and Rautioaho, R. (1979) *Mater. Eval.*, **37**, 45.
6. Lomaev, G. V., Malyshev, V. S. and Degterev, A. P. (1984) *Sov. J. NDT*, **20**, 189.
7. Mayos, M., Segalini, S. and Putignani, M. (1987) *Review of Progress in Quantitative NDE* (D. O. Thompson and D. E. Chimenti 主编), Plenum Press, New York.
8. Theiner, W. A. and Altpeter, I. (1983) *New Procedures in NDT* (P. Holler 主编), Springer-Verlag, Berlin.
9. Schneider, E., Theiner, W. A. and Altpeter, I. (1984) *Nondestructive Methods for Materials Property Determination* (C. O. Ruud 和 R. E. Green 主编), Plenum Press, New York.
10. Matzkanin, G. A., Beissner, R. E. and Teller, C. M. (1979) *SWRI Report No. NTIAC-79-2*.
11. Lord, A. E. (1975) *Physical Acoustics XI* (W. P. Mason 和 R. N. Thurston 主编), Academic Press, New York.
12. Kusanagi, H., Kimura, H. and Sasaki, H. (1979) *J. Appl. Phys.*, **50**, 1989.
13. Ono, K. and Shibata, M. (1980) *Mater. Eval.*, **38**, 55.
14. Burkhardt, G. L., Beissner, R. E., Matzkanin, G. A. and King, J. D. (1981) *Mater. Eval.*, **40**, 669.
15. Theiner, W. A. and Williams, H. H. (1984) *Nondestructive Methods for Materials Property*

- Determination* (C. O. Ruud 和 R. E. Green 主编), Plenum Press, New York.
16. Edwards, C. and Palmer, S. B. (1987) *J. Acoust. Soc. Am.*, **82**, 534.
 17. Ranjan, R., Jiles, D. C. and Rastogi, P. K. (1987) *IEEE Trans. Mag.*, **23**, 1869.
 18. Higgins, F. P. and Carpenter, S. H. (1978) *Acta Metal.*, **26**, 133.
 19. Jiles, D. C. and Atherton, D. L. (1984) *J. Phys. D. (Appl. Phys.)*, **17**, 1265.
 20. Mikheev, M. N., Morozova, V. M., Morozov, A. P. *et al.* (1978) *Sov. J. NDT*, **14**, 9.
 21. Mikheev, M. N. (1983) *Sov. J. NDT*, **19**, 1.
 22. Kuznetsov, I. A., Somova, V. M. and Bashkirov, Y. P. (1982) *Sov. J. NDT*, **18**, 506.
 23. Zatsepin, N. N., Ashtashenko, P. P., Potapova, N. A. *et al.* (1983) *Sov. J. NDT*, **19**, 158.
 24. Rodigin, N. M. and Syrochkin, V. P. (1983) *Sov. J. NDT*, **19**, 453.
 25. Schcherbinin, V. E., Vlasov, V. V. and Dovnar, D. P. (1972) *Sov. J. NDT*, **8**, 641.
 26. Langman, R. (1985) *IEEE Trans. Mag.*, **21**, 1314.
 27. Novikov, V. F. and Fateev, I. G. (1982) *Sov. J. NDT*, **18**, 489.
 28. Atherton, D. L. and Jiles, D. C. (1983) *IEEE Trans. Mag.*, **19**, 2021.
 29. Burkhardt, G. L. and Kwun, H. (1987) *J. Appl. Phys.*, **61**, 1576.
 30. Willcock, S. N. M. and Tanner, B. K. (1983) *IEEE Trans. Mag.*, **19**, 2145.
 31. Jiles, D. C. and Atherton, D. L. (1986) *J. Mag. Mag. Mater.*, **61**, 48.
 32. Szpunar, B. and Szpunar, J. A. (1984) *IEEE Trans. Mag.*, **20**, 1882.
 33. Sablik, M. J., Kwun, H., Burkhardt, G. L. and Jiles, D. C. (1988) *J. Appl. Phys.*, **63**, 3930.
 34. Shah, M. B. and Bose, M. S. C. (1984) *Phys. Stat. Solidi.*, **86**, 275.
 35. Kaminski, D. A., Jiles, D. C. and Sablik, M. J. (1992) *JMMM*, **104**, 382.
 36. Jiles, D. C. (1995) *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 1537.
 37. Konovalov, O. S., Golovko, A. S. and Roitman, V. I. (1982) *Sov. J. NDT*, **18**, 554.
 38. Suzuki, M., Komura, I. and Takahashi, H. (1981) *Int. J. Press. Vessel Piping*, **6**, 255.
 39. Langman, R. (1981) *NDT International*, **14**, 255.
 40. Mikheev, M. N., Bida, G. V., Tsarkova, T. P. and Kastin, V. N. (1982) *Sov. J. NDT*, **18**, 641.
 41. Gregory, C. A., Holmes, V. L. and Roehrs, R. J. (1972) *Mater. Eval.*, **30**, 219.
 42. Massa, G. M. (1976) *NDT International*, **9**, 16.
 43. Goebbels, K. and Simkin, J. (1990) *Review of Progress in Quantitative NDE* (D. O. Thompson 和 D. E. Chimenti 主编), Plenum Press, New York.
 44. Goebbels, K. (1989) *Proceedings of the Twelfth World Conference on NDT*, Amsterdam, April 1989, p.719 (J. Boogaard 和 G. M. VanDijk 主编), Elsevier, Amsterdam.
 45. Goebbels, K. (1988) *Materialprüfung*, **30**, 327.
 46. Edwards, C. and Palmer, S. B. (1981) *NDT International*, **14**, 177.
 47. Oehl, C. L. and Swartzendruber, L. J. (1982) *J. NDE*, **3**, 125.
 48. Chen, Y. F. (1984) *Mater. Eval.*, **42**, 1506.
 49. Goebbels, K. and Ferrano, G. (1988) *Proceedings of the Fourth European Conference on NDT*, London, September 1987, p.2762 (J. M. Farley 和 R. W. Nichols 主编), Pergamon Press, Oxford.

50. Betz, C. E. (1966) *Principles of Magnetic Particle Testing*, Magnaflux Corporation, Chicago.
51. Schmidt, J. T. and Skeie, K. (1989) *NDT Handbook Volume 6: Magnetic Particle Testing* (P. McIntire 主编), American Society for Nondestructive Testing, New York.
52. Hastings, C. H. (1947) *ASTM Proc.*, **47**, 651.
53. Atherton, D. L. (1983) *NDT International*, **16**, 145.
54. Grigorev, P. A., Fridman, L. A. and Khalileev, P. A. (1976) *Sov. J. NDT*, **12**, 351.
55. Forster, F. (1982) *Sov. J. NDT*, **18**, 841.
56. Forster, F. (1985) *Mater. Eval.*, **43**, 1154, 1398.
57. Stumm, W. (1974) *Non-destructive Testing*, **7**, 251.
58. Owston, C. N. (1974) *Brit. J. NDT*, **16**, 162.
59. Barton, J. R., Lankford, J. and Hampton, P. L. (1972) *Trans. Soc. Auto. Eng.*, **81**, 681.
60. Beissner, R. E., Matzkanin, G. A. and Teller, C. M. (1980) *SWRI Report No. NTIAC-80-1*.
61. Zatsepin, N. N. and Schcherbinin, V. E. (1966) *Sov. J. NDT*, **2**, 50.
62. Schcherbinin, V. E. and Zatsepin, N. N. (1966) *Sov. J. NDT*, **2**, 59.
63. Hwang, J. H. and Lord, W. (1975) *J. Test and Eval.*, **3**, 21.
64. Lord, W. and Hwang, J. H. (1977) *Brit. J. NDT*, **19**, 14.
65. Lord, W., Bridges, J. M., Yen, W. and Palanisamy, S. (1978) *Mater. Eval.*, **36**, 47.
66. Lord, W. (1983) *IEEE Trans. Mag.*, **19**, 2437.
67. Atherton, D. L. (1988) *Brit. J. NDT*, **30**, 159.
68. Brudar, B. (1985) *NDT International*, **18**, 353.
69. Edwards, C. and Palmer, S. B. (1986) *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **19**, 657.
70. Holler, P. and Dobmann, G. (1980) *Research Techniques in NDT*, Vol. IV (R. S. Sharpe 主编), Academic Press, London.
71. Dobmann, G. (1985) *Electromagnetic Methods of NDT* (W. Lord 主编), Gordon and Breach, New York.
72. Negley, M. and Jiles, D. C. (1994) *IEEE Trans. Mag.*, **30**, 4509.
73. Martin, Y. and Wickramasinghe, H. K. (1987) *Appl. Phys. Letts.*, **50**, 1455.
74. Binnig, G., Quate, C. and Gerber, C. (1986) *Phys. Rev. Letts.*, **56**, 930.
75. Rugar, D., Mamin, H. J., Guenther, P. *et al.* (1990) *J. Appl. Phys.*, **68**, 1169.
76. Hartmann, U., Goddenhenrich, T., Lemke, H. and Heiden, C. (1990) *IEEE Trans. Mag.*, **26**, 1512.
77. Proksch, R. and Dahlberg, E. D. (1992) *JMMM*, **104**, 2123.
78. Gomez, R. D., Adly, A. A., Mayergoyz, I. D. and Burke, E. R. (1993) *IEEE Trans. Mag.*, **29**, 2494.
79. Gomez, R., Burke, E. R. and Mayergoyz, I. D. (1996) *J. Appl. Phys.*, **79**, 6441.
80. Hartmann, U. (1996) *JMMM*, **157**, 545.
81. Babcock, K. L., Ehings, V. B., Sli, J. *et al.* (1996) *Appl. Phys. Letts.*, **69**, 705.
82. Vu, L. N. and van Harlingen, D. J. (1993) *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **3**, 1918.
83. Wikswo, J. P. (1995) *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**, 74.

84. Kirtley, J. (1996) *IEEE Spectrum*, 33(12), 40。

进一步阅读:

Bezer, H. J. (1964) Magnetic methods for NDT, *Brit. J. NDT*, 6, 85; 6, 109。

Betz, C. E. (1967) *Principles of Magnetic Particle Testing*, Magnaflux Corporation, Chicago。

Halmshaw, R. (1987) *Non Destructive Testing*, Edward Arnold, London, Ch.5。

Jiles, D. C. (1988) Magnetic methods for non destructive evaluation, *NDT International*, 21, 311。

Jiles, D. C. (1990) Magnetic methods for non destructive evaluation (Part 2), *NDT International*, 23, 83。

期刊:

Non-destructive Testing and Evaluation (原名 *NDT Communications*)

Journal of NDE

NDT International

Materials Evaluation (美国无损检测学会会刊)

British Journal of NDT (英国无损检测学会会刊)

附录 1:

作为电场的相对论性修正的磁场

考虑两个电荷, 每个带电 q 库仑, 以恒定速度 v 沿一个任意的实验室参考系 S 中的 x 方向运动, 电荷间沿 y 轴相隔距离 r , 如图 A1.1 所示。在参考系 S' 中这两个电荷静止, 仍沿 y 轴相隔固定距离 r , 参考系 S' 本身相对于实验室参考系 S 以速度 v 沿 x 轴运动。在两个参考系中这两个电荷之间的作用力将是不一样的。其差别与速度有关, 是对静电力的相对论性修正, 人们更习惯于称之为磁力。

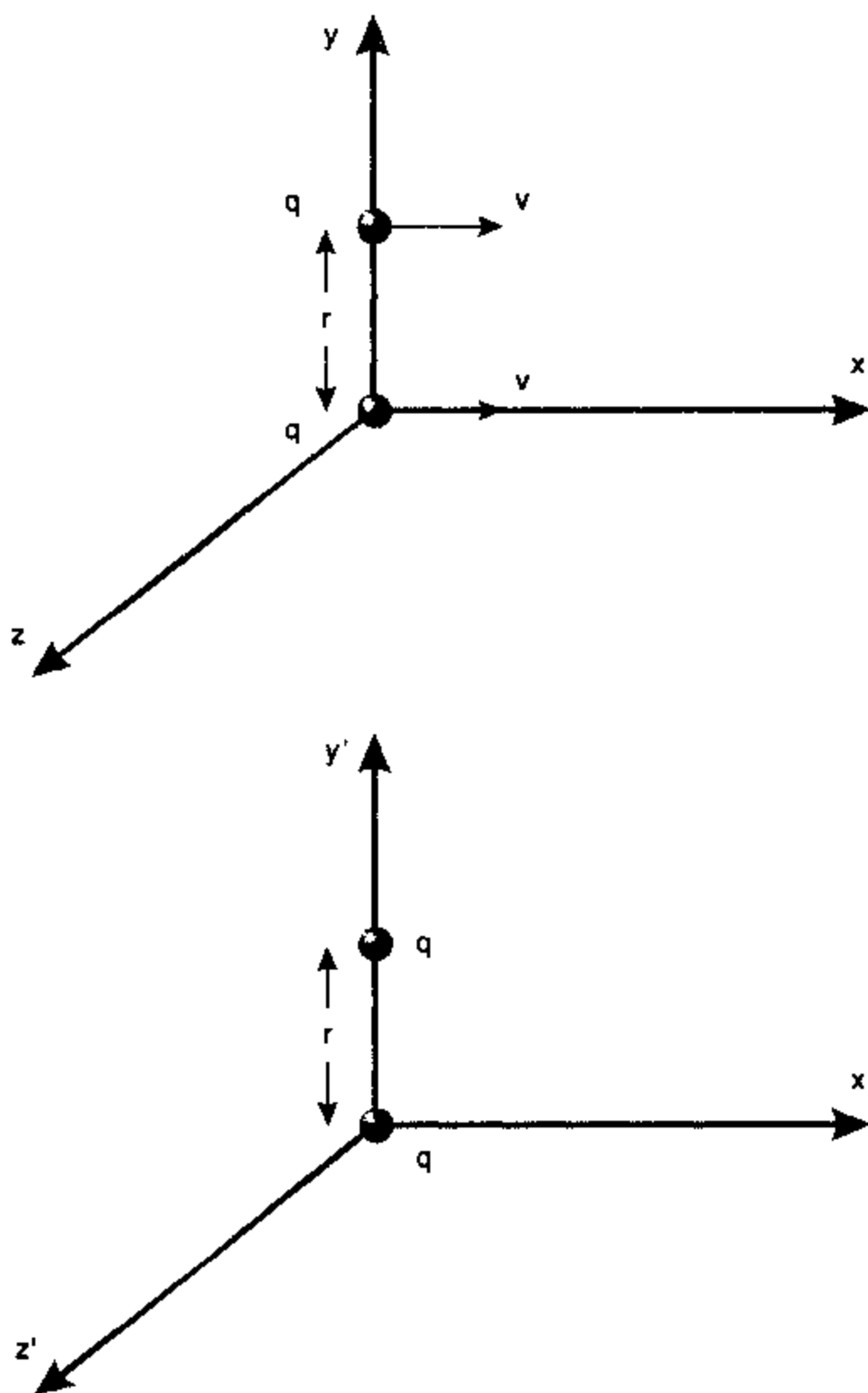


图 A1.1 在实验室参考系 S 中以速度 v 运动的两个孤立电荷产生了一个附加的作用力, 而在电荷静止的参考系 S' 中观察不到这个附加力。

设实验室参考系中电荷间的作用力分量为 F_x 、 F_y 和 F_z ，而运动参考系中则为 F'_x 、 F'_y 和 F'_z 。既然参考系 S' 中电荷是静止的，那么作用力就等于

$$\begin{aligned} F'_x &= 0, \\ F'_y &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2}, \\ F'_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A1.1})$$

所以唯一有意义的项就是沿 y 轴的库仑静电项。通过对运动参考系 S' 中的作用力进行相对论性洛伦兹变换就可求出实验室参考系 S 中的作用力。结果为

$$\begin{aligned} F_x &= F'_x = 0, \\ F_y &= \frac{1}{\gamma} F'_y, \\ F_z &= \frac{1}{\gamma} F'_z = 0. \end{aligned} \quad (\text{A1.2})$$

其中 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ 而 c 是光速。沿 x 方向的运动使得垂直方向上的作用力不同于从经典角度预测的静电力。此时唯一有意义的项是 F_y ，

$$F_y = \sqrt{1-v^2/c^2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (\text{A1.3})$$

S 参考系中的距离 r 与 S' 参考系中的距离 r' 是一样的，因为此处定义的运动是仅仅沿着 x 轴的。于是有

$$F_y = (1-v^2/c^2) \gamma \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (\text{A1.4})$$

$$F_y = \gamma q \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} - \frac{qv^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r^2} \right), \quad (\text{A1.5})$$

并且 $1/\epsilon_0 c^2 = \mu_0$ ，

$$F_y = \gamma q \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} - \frac{\mu_0 qv^2}{4\pi r^2} \right), \quad (\text{A1.6})$$

速度 v 较小时 $\gamma \approx 1$ ，因此假如电荷速度不能与光速 c 相比，此时就可省略 γ 。实际上，对于在导线中运动的电子，通常 $v \approx 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$ ，于是取 $\gamma \approx 1$ 的误差就小于 10^{-24} 。所以，

$$\begin{aligned} F &= \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} - q \frac{\mu_0 qv^2}{4\pi r^2}, \\ F_{\text{净余}} &= F_{\text{电}} + F_{\text{磁}}. \end{aligned} \quad (\text{A1.7})$$

现在, 既然我们确认作用力是由外因 (即电场) 和内因 (即受到作用力的实体所特有的属性) 共同引起的, 我们就可以分离出只与运动电荷有关的因素: 电荷 q 和速度 v 。所有其它因素可以集中在场项中,

$$F_{\text{净余}} = q \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right) + qv \left(\frac{-\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \right) \quad (\text{A1.8})$$

第二个 q 和第二个 v 属于其它带电粒子, 因此是“外在”的。

因此括号中的项就是场项。电场为 $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ 而磁场为 $\frac{-\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2}$ 。

将上式转变成矢量形式,

$$\mathbf{F} = q \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right) \mathbf{j} + qv \left(\frac{-\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \right) \mathbf{j} \quad (\text{A1.9})$$

根据单位矢量的交叉乘积法则, $\mathbf{j} = -\mathbf{i} \times \mathbf{k}$ 。所以,

$$\mathbf{F}_y = q \left(\mathbf{E} - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv^2}{r^2} (-\mathbf{i} \times \mathbf{k}) \right) \quad (\text{A1.10})$$

既然 $\mathbf{v} = v\mathbf{i}$,

$$= q \left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \mathbf{k} \right) \quad (\text{A1.11})$$

附加项 $\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \mathbf{k}$ 就是对电场的修正。所以作用在运动电荷上的净余作用力是由经典的静电

库仑力与一个附加力复合而成的, 该附加力是电荷引起的并等于电荷速度与磁场的矢量乘积。上式也可用运动电荷引起的电流 i 来表示, 因为 $qv = i\delta l$, 这里的 δl 是电荷 q 以速度 v 运动时在单位时间内掠过的电流元。如果 \mathbf{r} 是径向的单位矢量, 从电流元指向场点,

$$\mathbf{F}_y = q \left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i\delta \mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^2} \right) \quad (\text{A1.12})$$

磁场的这一表达式称为毕奥—萨伐尔定律, 它含有描述电流分布的项 $\frac{1}{4\pi} \frac{i\delta \mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^2}$ 和相应于介质 (此时为自由空间) 磁导率的因子 μ_0 。

在强度已知的外磁场中运动的电荷受到的作用力

更为普遍的情况是, 实验上观察到在自由空间的外磁场中运动的电荷 q 受到一个磁力 \mathbf{F} 的作用, 该力是速度 \mathbf{v} 与磁通密度 \mathbf{B} 的矢量乘积再乘以电荷的大小 q 。它也可以用磁场 \mathbf{H} 来表示。

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mu_0 q\mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (\text{A1.13})$$

磁力的这个表达式与从相对论推出的表达式是相同的。由此磁力可以等同于(A1.12)式中的附

加场项。因此自由空间的场既可以用产生它的电流的几何分布来表示 ($\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{i\delta\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^2}$), 也可以用它产生的磁通密度 (包括自由空间的磁导率 μ_0) 来表示 ($\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i\delta\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^2}$)。当然, 在自由空间中这两个项是意义相同的, 但在磁介质中, $\mu_r > 1$ 时会有本质的区别。

附录 2:

从相对论性洛伦兹变换推导麦克斯韦方程组

有四个称为麦克斯韦方程组的电磁场方程,它们的最普通形式给出了磁场 H 、电场 E 、磁通密度 B 以及电通量密度 D 之间的关系。

安培环路定律:

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{A2.1})$$

电磁感应的法拉第一楞次定律:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{A2.2})$$

电通量的库仑—高斯定律:

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (\text{A2.3})$$

磁通量的库仑—高斯定律:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (\text{A2.4})$$

上述方程组中 J 是产生场的、以安培每平方米为单位的面电流密度, ρ 是产生电通量的、以库仑每立方米为单位的电荷密度。

每个物理量 H 、 E 、 D 和 B 都有一个方程。在这里 H 的单位是安培每米, E 的单位是伏特每米, B 的单位是韦伯每平方米 ($\text{kg A}^{-1} \text{s}^{-2}$) 而 D 的单位是库仑每平方米 (A s m^{-2})。 D 和 E 都视作通量密度,尽管客观上没有哪个量有实际的流动。从上述方程组可以看出, H 与 E (磁场与电场) 以及 B 与 D (磁通量密度与电通量密度) 之间存在明显的等价性。如后所述,这一点在可磁化物质和可极化物质的场中会得到进一步强调。

现在 H 和 B 在几个方面呈现截然不同的性质。其中之一是 B 的法线分量在越过界面时总是连续的,而 H 的切线分量在越过界面时始终连续。可是, B 的切线分量和 H 的法线分量在越过界面时就不一定连续了。与此类似,越过界面时 E 的切向分量始终连续,而 D 的法向分量总是连续。

 E 的旋度

关于 E 旋度的麦克斯韦方程表明, E 的旋度取决于磁感应强度 B 的变化率。一般说来,以速度 v 沿坐标系的 x 轴运动的电荷在场点 $xi + yj + zk$ 处产生的电场和磁场的表达式为

$$E(x, y, z, t) = \frac{\gamma q}{4\pi\epsilon_0} \frac{(x - vt)i + yj + zk}{r^3}, \quad (\text{A2.5})$$

和

$$B(x, y, z, t) = \frac{\gamma\mu_0 qv}{4\pi} \frac{(-zj + yk)}{r^3}, \quad (\text{A2.6})$$

其中

$$r = [\gamma^2(x-vt)^2 + y^2 + z^2]^{1/2} \quad (\text{A2.7})$$

对电场取旋度 $\nabla \times \mathbf{E}$,

$$\nabla \times \mathbf{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \mathbf{k} \quad (\text{A2.8})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{3\gamma q}{4\pi\epsilon_0} \left[-\frac{(x-vt)(1-\gamma^2)z}{r^5} \mathbf{j} + \frac{(x-vt)(1-\gamma^2)y}{r^5} \mathbf{k} \right] \quad (\text{A2.9})$$

并且

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\gamma\mu_0 qv}{4\pi} \left[\frac{3\gamma^2 v(x-vt)}{r^5} (-z\mathbf{j} + y\mathbf{k}) \right] \quad (\text{A2.10})$$

$$= \frac{3\gamma q\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\gamma^2 v^2 (x-vt)}{r^5} (-z\mathbf{j} + y\mathbf{k}) \right] \quad (\text{A2.11})$$

既然 $\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$

$$= \frac{3\gamma q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\gamma^2 v^2 (x-vt)}{c^2 r^5} (-z\mathbf{j} + y\mathbf{k}) \right] \quad (\text{A2.12})$$

于是 $1-\gamma^2 = -\frac{v^2}{c^2} \gamma^2$, 就给出

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A2.13})$$

\mathbf{B} 的散度

根据以速度 v 沿任意坐标系的 x 轴运动的电荷 q 在普通场点产生的磁感应强度 $\mathbf{B}(x,y,z,t)$ 的方程可以相当容易地证明关于 \mathbf{B} 散度的麦克斯韦方程 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 。

$$\mathbf{B}(x,y,z,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \gamma q v \left[\frac{-z\mathbf{j} + y\mathbf{k}}{r^3} \right] \quad (\text{A2.14})$$

所以,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= \frac{\mu_0 \gamma q v}{4\pi} \left[\frac{3yz}{r^5} - \frac{3yz}{r^5} \right] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A2.15})$$

\mathbf{H} 的旋度

根据以速度 v 沿 x 轴运动的电荷 q 所产生磁场的方程, 也能得到关于 \mathbf{H} 旋度的麦克斯韦方程 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 、或安培定律。在实验室参考系中, (x,y,z,t) 处的磁场为

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \gamma q v \left[\frac{-z\mathbf{j} + y\mathbf{k}}{r^3} \right], \quad (\text{A2.16})$$

于是

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} \\ &= \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (\text{A2.17})$$

但是,

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = 0, \quad (\text{A2.18})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = 0, \quad (\text{A2.19})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\gamma q v}{4\pi} \left(\frac{3z^2 - r^2}{r^5} \right), \quad (\text{A2.20})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\gamma q v}{4\pi} \left(\frac{3z(x - vt)}{r^5} \gamma^2 \right), \quad (\text{A2.21})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\gamma q v}{4\pi} \left(\frac{r^2 - 3y^2}{r^5} \right), \quad (\text{A2.22})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\gamma q v}{4\pi} \left(\frac{-3y(x - vt) \gamma^2}{r^5} \right). \quad (\text{A2.23})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\gamma q v}{4\pi r^5} \left[(2r^2 - 3y^2 - 3z^2) \mathbf{i} + 3y(x - vt) \gamma^2 \mathbf{j} + 3z(x - vt) \gamma^2 \mathbf{k} \right] \quad (\text{A2.24})$$

而且以速度 v 沿 x 轴运动的电荷 q 在任意场点 (x, y, z, t) 所产生的电通量密度 \mathbf{D} 为

$$\mathbf{D}(x, y, z, t) = \frac{\gamma q}{4\pi} \left(\frac{(x - vt) \mathbf{i} + y \mathbf{j} + z \mathbf{k}}{r^3} \right). \quad (\text{A2.25})$$

因此,

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{\gamma q v}{4\pi r^5} \left[(3\gamma^2 (x - vt)^2 - r^2) \mathbf{i} + 3\gamma^2 (x - vt) y \mathbf{j} + 3\gamma^2 (x - vt) z \mathbf{k} \right], \quad (\text{A2.26})$$

从而,

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (\text{A2.27})$$

上式表明, 对以固定速度运动的单个点电荷而言, 任意点上磁场的旋度等于电通量密度的时间微商。

除了单个孤立电荷的运动之外还考虑到电流, 就可以得到 \mathbf{H} 旋度的更普遍表达式。电

流给出电流密度项 \mathbf{J} 而孤立电荷只给出位移电流项 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 。(正如某些作者认为,重要的是单个运动电荷对 $\nabla \times \mathbf{H}$ 的贡献用 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 而不是 $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ 来表示。在后一种情况下,在某个点上我们必须加上极化电流密度 $\partial \mathbf{P} / \partial t$ 以获得正确的表达式,而 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 则包含了两种贡献。)两者对 \mathbf{H} 旋度都有贡献。在上述分析中没有涉及确定电流密度的电荷分布。如果我们研究一种电荷分布,就可以得到宏观的安培定律方程。因此,让我们考虑一种均匀的电荷分布,电荷密度为 ρ 、以固定速度 v 沿两个参考系 S 和 S' 的 x 方向运动,如图 A2.1 所示。

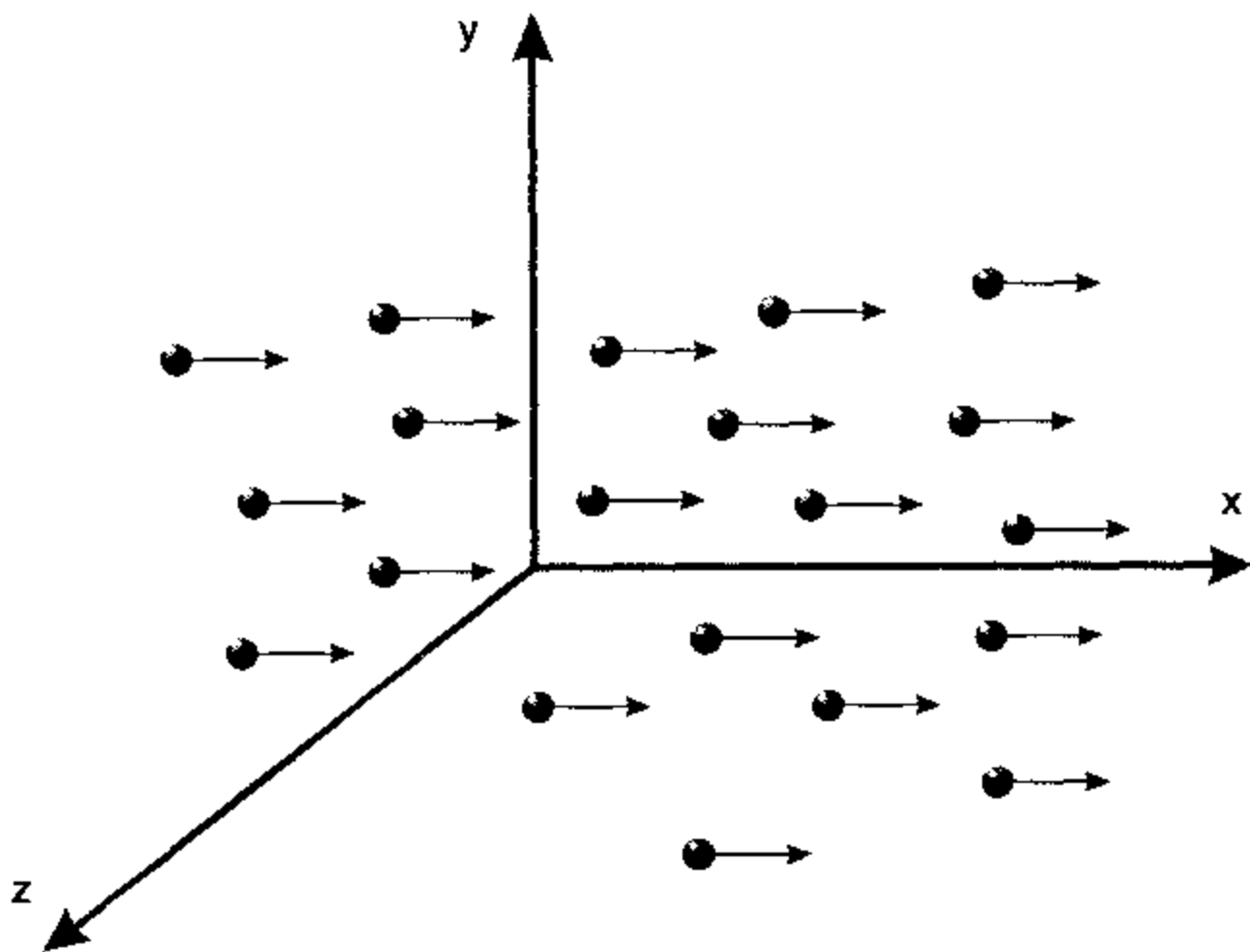


图 A2.1 一种均匀电荷分布, 电荷密度为 ρ , 所有电荷都以固定速度 v 沿实验室参考系 S 的 x 轴和电荷在其中静止的 S' 参考系的 x 轴运动。

有几种方式都可以得到微商, 但既然所有物理规律在相对论性洛伦兹变换下都必须保持其有效性, 则最省事的一种方式就是调用这样一个必要条件: 在实验室参考系 S 和运动参考系 S' 中高斯定律都必须是有用的。

在参考系 S 中将会有电流密度 $\mathbf{J} = \rho v \mathbf{i}$, 而参考系 S' 中电流密度将是 $\mathbf{J} = 0$ 。从洛伦兹变换也可推出, S' 参考系中的电荷密度为 $\rho' = \rho / \gamma$ 。这是由于在洛伦兹变换下总电荷保持恒定。但沿 x 轴的长度收缩了。所以, 两个参考系中的高斯定律为

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{A2.28})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}' = -\frac{\rho}{\gamma} \quad (\text{A2.29})$$

在两个参考系中观察到的 \mathbf{D} 和 \mathbf{D}' 的分量之间的关系为

$$\mathbf{D}' = D_x \mathbf{i} + \gamma \left(D_y - \frac{v}{c^2} H_z \right) \mathbf{j} + \gamma \left(D_z - \frac{v}{c^2} H_y \right) \mathbf{k} \quad (\text{A2.30})$$

取散度后给出

$$\nabla \cdot \mathbf{D}' = \gamma \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{v}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) D_x + \gamma \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y - \frac{v}{c^2} H_z \right) + \gamma \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z + \frac{v}{c^2} H_y \right). \quad (\text{A2.31})$$

应该记着洛伦兹变换给出 $\frac{\partial}{\partial x'} = \gamma \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{v}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right)$, $\frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z}$ 。所以

$$\gamma \nabla \cdot \mathbf{D} + \frac{\gamma v}{c^2} \frac{\partial D_x}{\partial t} - \frac{\gamma v}{c^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = \frac{\rho}{\gamma}, \quad (\text{A2.32})$$

从而,

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} - \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = \frac{c^2}{v} \left(\frac{1}{\gamma^2} - 1 \right) \rho = -\rho v \quad (\text{A2.33})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j + \frac{\partial D_x}{\partial t}. \quad (\text{A2.34})$$

上式是在局限于沿 x 轴运动的稳恒电流条件下推出的。在更一般的坐标系下我们得到

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (\text{A2.35})$$

值得注意的是, 位移电流 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 与假想的“束缚”电流或“安培”电流毫无关系, 有的时候用后者来推导以 $\nabla \times \mathbf{B}$ 表示的上述方程。

\mathbf{D} 的散度

最后一个麦克斯韦方程只与电通量密度 \mathbf{D} 有关, 所以在讨论磁场的时候对它没有直接的兴趣。它可以从库仑定律和高斯定理中推导出来。

[G e n e r a l I n f o r m a t i o n]

书名=磁学及磁性材料导论 (第二版)

作者=

页数= 3 5 6

S S 号= 0

出版日期=

V s s 号= 6 2 7 4 7 4 8 1

封面
书名
版权
前言
目录
正文