

鉄氣体

铁 氧 体

[荷兰] J. 斯密特 H. P. J. 威因 著

王 遵 仲 译

傅 柏 生、張 熙 校

国防工业出版社

1966

出版者的話

鉄氧体是在第二次世界大战中开始发展起来的一种磁性材料。由于它具有金属磁所没有的特点，例如可用于微波频率范围以及用作计算机的记忆磁芯，再加以成本低廉、工艺简便等，所以在第二次世界大战后短短的十几年当中便得到世界各国的广泛研究、试制、生产和应用。目前它是无线电工业中的重要材料之一。

本书较全面地总结了十余年来反映在各技术文献中有关这种材料的制备、物理特性研究等方面的研究成果。遗憾的是，本书对鉄氧体微波材料及器件论述较少，而这恰恰是近年来各国都大力研究的一项重要应用。不过，本书对鉄氧体物理特性论述较全面深入，不失为一本基础性的参考书。

本书中文是根据俄译本翻译的，并参照英译本进行了校订。

本书可供有关科学研究工作者、工程技术人员和大专学校教师及学生参考之用。

译文第四章曾由李国栋同志审订。

FERRITES

[荷兰] J. Smit H. P. J. Wijn

PHILIPS' TECHNICAL LIBRARY 1959

鉄 氧 体

王遵仲 译

傅柏生、张熙 校

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业登记证出字第074号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 11 $\frac{7}{16}$ 290千字

1966年2月第一版 1966年2月第一次印刷 印数：1,031—2,400册

统一书号：15034·1075 定价：(科六) 1.70元

前 言

在第二次世界大战以后的年代里，在鉄磁学方面取得的最重要的进展，是磁性氧化物的发展。技术科学，特别是高频工程的发展给人们极大的动力去研究鉄磁氧化物。反过来，这种材料性能的改进也使得其应用有可能越来越完善。在对此种氧化物的磁性能进行理論性闡述方面，已取得很大的进展。目前，对于磁性氧化物很多性能的了解，要比对金屬磁的相应性能更为深入。例如，化学組成已知的一种氧化物的飽和磁化强度的量值，可以比金屬或合金更为准确地預示出来。

这个新学术領域內的原始文献为数极多，而且很容易讀到（例如可以在近年来很多次磁学会議的集刊中找到）。然而，作者认为肯定需要一本中等水平的論述鉄氧体的书。我們今后就用鉄氧体这一名詞代表以鉄为主要成分的所有磁性氧化物。本书即试图滿足上述需要，并以非学究式的方式向讀者深入介紹鉄氧体的基本特性。就本书提供的題材以及基本概念的理論論述的严謹性而言，本书所作处理并不是完尽的。

本书在一定程度上重点論述了菲利浦实验室（Philips Laboratories）的工作，这是因为作者本人对于这些具体研究掌握了第一手情报，因此可能生动而深入地討論它們。十分熟悉实验的細节，是具有特殊重要意义的，因为鉄氧体的很多性能强烈地取决于它們的正确的化学組成和微观物理結構，而这些因素又是由制备方法决定的。

本书是为所有对鉄磁氧化物性能有兴趣的人而撰写的。我們希望本书的安排能使这一大批人当中的任何一位，无论其专业是什么，都会找到他特别感兴趣的几个章节。本书采用厘米-克-秒

单位制，也就是說，各个参数系以厘米、安培、伏特、奥斯特、高斯和尔格表示。原稿系由 G. E. 路頓 (Luton) 譯成英文，作者十分感謝他的亲切合作。

J. 斯密特

H. P. J. 威因

1959年5月

目 录

前言	3
----------	---

第一部分 理 論

第一章 論物质中磁場的由来及其特性	11
§1 磁 場	11
§2 磁場的 能量	14
§3 磁矩的 性质	16
3.1 自旋矩	17
3.2 軌道角动量的 猝灭	19
3.3 自旋-軌道相互作用	21
3.4 角动量的 絕對量值	22
第二章 鉄磁性理論	24
§4 抗磁性、順磁性及 鉄磁性	24
§5 交 換 作 用	26
§6 磁学的 統計学 理論	27
6.1 郎之万 (Langevin) 的 順磁 理論	27
6.2 鉄磁学的外斯分子場 理論	30
6.3 居里点以上的 順磁 性	34
6.4 对外斯分子場理論的 評論	34
§7 热 效 应	37
7.1 比 热	37
7.2 磁卡 效应	38
第三章 亞鉄磁性	40
§8 亞鉄磁性的 由来	40
8.1 間接交 換 作 用	40
8.2 自旋序	42
§9 外斯分子場理論在亞鉄磁性的 应用	44
9.1 直綫組态	44
9.2 三角形組态	48
§10 居里点以上的 順磁 性	52

第四章 磁各向异性	56
§ 11 磁各向异性的描述	56
11.1 磁晶各向异性	56
11.2 立方晶体中的感生单轴各向异性	60
§ 12 晶体各向异性的由来	62
12.1 偶极子-偶极子相互作用	62
12.2 自旋-轨道相互作用	64
§ 13 磁致伸縮	65
13.1 体积磁致伸縮	65
13.2 綫性磁致伸縮	67
第五章 磁化过程	71
§ 14 外斯磁畴结构	71
§ 15 磁畴边界 (布洛赫壁)	77
§ 16 因磁畴边界运动造成的磁化	80
16.1 导磁率	80
16.2 矯頑力	84
§ 17 因磁化强度矢量旋轉造成的磁化	86
第六章 磁化过程的动力学	89
§ 18 鉄磁共振条件	89
18.1 均匀磁化鉄磁材料中的共振	89
18.2 外斯磁畴结构对共振条件的影响	93
18.3 靜磁模式	95
§ 19 亚鉄磁性共振	95
§ 20 能譜裂距因数 g	99
§ 21 旋轉磁化率	102
§ 22 磁化媒质中的波傳播	103
22.1 波动方程	103
22.2 电磁波	107
22.3 自旋波	108
§ 23 阻尼	111
23.1 复磁化率的一般特性	111
23.2 阻尼的唯象描述	113
23.3 阻尼理論	115
23.4 大振幅时的不稳定性	117
§ 24 磁畴边界运动的动力学	118

24.1	噴壁慣量	118
24.2	噴壁运动的 阻尼	120
24.3	噴壁共振	121

第二部分 測 試

第七章	鐵磁特性的測試方法	122
§ 25	磁化强度的測試	122
25.1	电 感 法	122
25.2	利用在非均匀磁場中作用于物体上的力的方法	125
§ 26	磁晶各向异性性能的測試	127
26.1	磁能的 測 試	127
26.2	轉 矩 法	128
26.3	扭 摆 法	128
26.4	从铁磁共振測定晶体各向异性	129
§ 27	磁致伸縮	130
27.1	位 移 測 試	130
27.2	应 变 測 試	131
27.3	应 力 測 試	131
§ 28	在各种頻率范围測試复起始导磁率的方法	132
28.1	去磁对表观导磁率的影响	132
28.2	較低頻率时的电 桥 法	133
28.3	較高頻率时的波 測 法	138
§ 29	与样品尺寸有关的損耗现象	142
29.1	趋肤效应及尺寸 諧 振	142
29.2	渦流損耗	143

第三部分 本征特性

第八章	尖晶石結構鐵氧体的本征特性	146
§ 30	化学組成	146
§ 31	晶体結構	147
31.1	尖晶石晶格的 晶 胞	147
31.2	氧参量 n	149
31.3	金屬离子在八面体和四面体位置上的分布	150
31.4	有序現象	155
§ 32	飽和磁化	158

32.1	磁性有序及 0°K 时的饱和磁化	158
32.2	饱和磁化对温度的依赖关系	166
§ 33	居里点以上的顺磁性	170
§ 34	晶体各向异性	173
34.1	立方晶体各向异性	173
34.2	感生单轴各向异性	177
§ 35	线性磁致伸缩	179
§ 36	动态特性	181
36.1	感生铁磁共振	181
36.2	畴壁弛豫	186
第九章	六角形晶体结构铁氧体的本征特性	188
§ 37	化学组成及晶体结构	188
37.1	化学组成	188
37.2	六角形密集结构	189
37.3	磁铅石结构 M	192
37.4	化合物 $\text{Y} = \text{Ba}_2\text{Me}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ 的晶体结构	194
37.5	混合的化合物	196
37.6	六角晶系氧化物的鉴定	199
§ 38	饱和磁化	202
38.1	各种结构中居支配地位的超交换作用	202
38.2	M 结构化合物的饱和磁化	205
38.3	W 结构化合物的饱和磁化	206
38.4	Y 结构化合物的饱和磁化	208
38.5	Z 结构化合物的饱和磁化	210
§ 39	晶体各向异性	211
39.1	磁化与 c 轴的结合	211
39.2	基面中的各向异性	216
39.3	六角晶系氧化物中晶体各向异性的由来	218
第十章	石榴石结构铁氧体的本征特性	220
§ 40	化学组成及晶体结构	220
§ 41	饱和磁化	221
§ 42	晶体各向异性及铁磁共振特性	223

第四部分 多晶铁氧体

第十一章	多晶铁氧体的结构	224
------	----------	-----

§ 43 各向同性样品	224
43.1 制备	224
43.2 相图	227
43.3 内部去磁	230
43.4 机械性能	231
§ 44 品粒取向样品	232
第十二章 电特性	238
§ 45 直流电阻率	238
§ 46 导电率及介质常数对频率的依赖关系	245
46.1 实验结果	245
46.2 唯象理论	248
第十三章 静态起始导磁率	250
§ 47 室温下的静态起始导磁率	250
47.1 各向同性旋转导磁率的铁氧体	250
47.2 各向异性旋转导磁率的铁氧体	253
§ 48 起始导磁率对温度的依赖关系	256
48.1 尖晶石结构的铁氧体	256
48.2 六角晶体结构的铁氧体	262
§ 49 对导磁率的外部影响	265
49.1 在偏磁化状态下的可逆导磁率	265
49.2 单向机械应力对起始导磁率的影响	267
49.3 依赖于去磁方法的起始导磁率	269
49.4 起始导磁率的稳定性	270
第十四章 起始导磁率对频率的依赖关系	273
§ 50 尖晶石结构铁氧体的磁谱	273
50.1 色散频率	273
50.2 色散区的宽度	281
§ 51 基面为从优磁化平面的六角晶系铁氧体的磁谱	283
§ 52 c 轴为从优磁化方向的六角晶系铁氧体的磁谱	288
§ 53 机械应力对磁谱的效应	292
§ 54 弛豫损耗	293
54.1 弛豫损耗的鉴别	293
54.2 弛豫过程的唯象描述	294
54.3 亚铁铁氧体中的弛豫	298
§ 55 感生铁磁共振	302

第十五章 静态磁滞迴线	305
§ 56 矯頑力	305
§ 57 剩余磁化	310
§ 58 蜂腰磁滞迴线及磁热处理	314
§ 59 均匀机械应力对磁滞迴线形状的效应	320
§ 60 恒磁	322
60.1 恒磁的品质因数	322
60.2 六角晶系氧化物的恒磁特性	324
第十六章 在高场强时的动态特性	329
§ 61 在瑞利 (Rayleigh) 区的磁滞损耗及畸变	329
61.1 磁滞的等效电阻及畸变	329
61.2 磁滞常数	332
§ 62 磁化强度曲线对频率的依赖关系	335
§ 63 脉冲条件下的铁氧体	340
63.1 脉冲响应曲线的形状	340
63.2 开关时间	343
§ 64 总损耗	347
参考文献	349

第一章 論物质中磁場的由来及其特性

§ 1 磁 場

磁場系由电流产生。环状綫圈或长螺綫管内部的磁場是

$$H = \frac{0.4 \pi n i}{l}, \quad (1.1)$$

而在其外部則为零。此处的磁場 H 以奧斯特計算，电流 i 以安培計，长度 l 以厘米計； n 为匝数。对于面积为 A 的圓电流 i 而言，磁矩的定义为：

$$\mu = 0.1 i A. \quad (1.2)$$

这是因为在距离比圓电流半徑大很多倍之处的磁場在量值上等于由 (1.2) 式給出的数学偶极子的磁場。用 A 乘 (1.1) 式的分子及分母，然后将 (1.2) 式代入，則 (1.1) 式的磁場亦可用每匝磁矩 μ 表示：

$$H = 4\pi \frac{n\mu}{V}, \quad (1.3)$$

式中 V 为螺綫管的体积。

在物质中可能产生原子圓电流，其强度用磁化强度 M 表述， M 是每立方厘米的磁矩。那么，根据 (1.3) 式，物质能够对磁場提供附加的貢獻：

$$H_{\text{物质}} = 4\pi M. \quad (1.4)$$

也可以把磁化强度 M 等效于一定的安培匝数：

$$\left(\frac{ni}{l} \right)_{\text{物质}} = 10 M, \quad (1.5)$$

由 (1.4) 式得出的磁場只是一个平均磁場；实际上以原子尺度来衡量，此数值有很大的出入。由宏观电流产生的磁場 (H_0) 及

由微观电流产生的磁场之总和被称为磁感应 B ，因此对一个环状线圈说来，物质中的磁感应是

$$B = H_0 + 4\pi M, \quad (1.6)$$

B 以高斯计，但这个单位与奥斯特完全相同。

(1.6) 式所给出的推导只在环状线圈或无限长磁棒时才是合适的。如果将一个有限的物质，例如椭球体，与同样横截面的无限长磁棒比较（图 1.1），我们便看到在椭球体中没有因磁棒其余部分（宏观）“安培匝数”而引起的磁场。

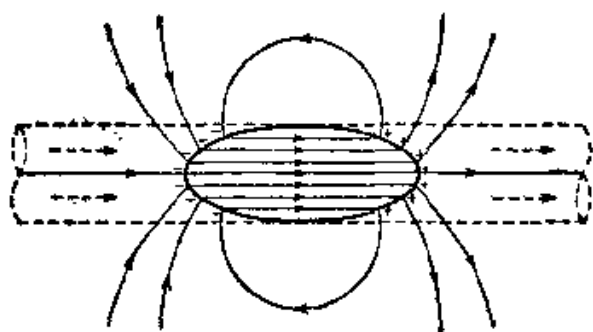


图1.1 磁化旋转椭球体与磁化无限长棒（虚线）相比较。在磁棒中只有内部磁力线，对椭球体而言磁力线是在其四周呈闭合状。我们还可以假定，杂散场及内部去磁场（与箭头方向相反）发源于两端假想的磁极（+及-）

此磁场无疑处于磁化方向。另一方面，椭球体外面的磁场不是零，因为椭球体内磁矩所产生的磁场并未被磁棒其余部分磁矩的磁场所抵消。椭球体四周的磁力线是闭合迴线。把磁场 H_0 抛开，从方程式 (1.6) 可以得出椭球体里面 $B = 4\pi M$ ，在椭球体外面则为零，结果这个方程式并不适用。我们引入一个额外磁场 H_D 来修正这个方程式。在物质内部 H_D 被称为去磁场，因为它经常与磁化方向相反；在物质外面它通常称为杂散场。全加在一起，我们得到

$$B = H_0 + H_D + 4\pi M = H + 4\pi M. \quad (1.7)$$

因为磁感应的法线分量 B_n 在各表面元的两边均相等（磁通量的连续性）， H_D 的法线分量使样品边缘部分发生量值为 $4\pi M_n$ 的跃变。这就有可能将 H_D 和由电荷产生的静电场作比较。此处的磁荷为虚构的表面磁荷，每平方厘米的数量为

因为磁感应的法线分量 B_n 在各表面元的两边均相等（磁通量的连续性）， H_D 的法线分量使样品边缘部分发生量值为 $4\pi M_n$ 的跃变。这就有可能将 H_D 和由电荷产生的静电场作比较。此处的磁荷为虚构的表面磁荷，每平方厘米的数量为

$$\sigma = \Delta M_n, \quad (1.8)$$

式中 ΔM_n 为磁化强度法线分量的跃变 (参看图 1.1)。正“磁荷”称为北极, 负“磁荷”则为南极, 它们总是等量存在。如果磁化强度不均匀, 磁极也出现于样品内部。 H_D 对于闭合曲线上磁场的切线分量的积分没有影响:

$$\oint H_{Dt} dl = 0, \quad (1.9)$$

因为原子圆电流的作用被闭合路径上总磁场积分中的 $4\pi M$ 所抵消。因此对于 (1.7) 式中的磁场 H , 我们可以写成

$$\oint H_t dl = 0.4\pi ni, \quad (1.10)$$

式中 i 为封闭宏观电流。

看来只有在均匀磁化的椭球体中 H_D 才是均匀的, 并等于

$$H_{Dt} = -NM, \quad (1.11)$$

(使用负号是因为 H_{Dt} 与 M 方向相反)。总地说来, 在三个主要方向 N 是不同的, N 在主轴上

最小, 因为那时极部较少, 而且它们间的距离也最大。椭球体的三个去磁系数 (N_x, N_y, N_z) 满足

$N_x + N_y + N_z = 4\pi$ 。 (1.12)

下面列举某些椭球体的特例:

球体: $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$

无限长棒:

$$N_x = N_y = 2\pi \quad N_z = 0$$

无限大平板:

$$N_x = N_y = 0 \quad N_z = 4\pi$$

图 1.2 表示各种旋转椭球体在主轴 (a) 上的去磁系数对各种不同主轴-次轴

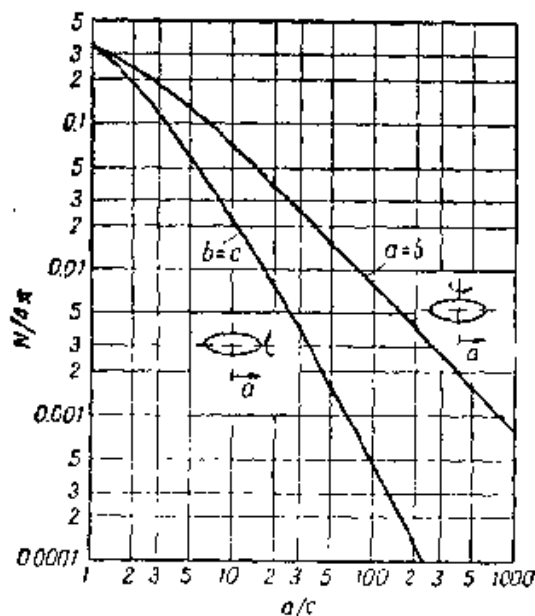


图1.2 在主軸 a 上旋轉的橢球體的去磁係數 $N/4\pi$ 與此軸長度對次軸 c 長度比值的函數關係。圖中表示短軸橢球體 ($b=c$, 針狀) 及扁平橢球體 ($a=b$, 圓片狀) 兩種情況

(a/c)比值的函数关系。此图系由奥斯波恩(Osborn)[Os 1]导出。

均匀磁化的环没有去磁场。然而，如果这个环上有一断开的气隙，气隙宽度为 δ 且假定比环的厚度 d 小的话，环上就有去磁场（参看图 1.3）。因为 B_n 是连续性的，所以窄气隙中的磁场是均匀的，并且与材料中的感应 B 相等。如果没有宏观电流存在，那么从 (1.9) 式得到

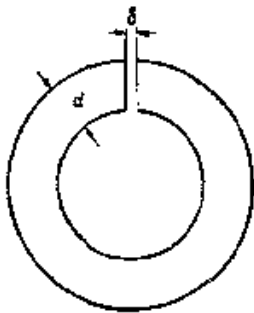


图 1.3 被气隙断开的环

根据 (1.11) 式它相应于去磁系数

$$H_D(l - \delta) + (H_D + 4\pi M)\delta = 0.$$

$$N_{eq}/4\pi = \delta/l \quad (\delta \ll l). \quad (1.13)$$

§ 2 磁场的能量

如果被闭合线圈所环绕的磁通量 $\Phi = \int B_n dA$ 有变化，那么在绕组中就产生一个电动势，此电动势等于

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} \times 10^{-8} \text{ 伏} \quad (2.1)$$

(B_n 为通过绕组一个表面元 dA 上的 B 法线分量)。

磁场的存在代表着一定数量的能量，因为在借助通过线圈的电流而建立磁场的时候就做了功。于是楞次反作用力很精确地由 (2.1) 式的电压造成。如果通过线圈的电流是 i 安，在 δt 时间内电池供应的能量则为 $ei\delta t = 0.1i\delta\Phi$ 尔格。电流 i 激发磁场 H_0 ；在螺线管的情况下很容易看到，为了在任何一点上使磁感增高 δB ，则每立方厘米所需的能量等于

$$\delta W = \frac{1}{4\pi} H_0 \delta B. \quad (2.2)$$

为此必须取标量积，即取沿 H_0 方向上的 δB 分量。求能量总变化的方法是对 (2.2) 式作空间积分。在空心螺线管中，为了建

立这个磁场所需的每立方厘米总能量密度为

$$W = \frac{1}{8\pi} H_{00}^2 \quad (2.3)$$

对实心螺线管而言， δB 的组成为

$$\delta B = \delta H_0 + \delta H_D + 4\pi\delta M。$$

因为我们只对总能量变化，即在整个空间上积分所得到的数值感兴趣， δH_D 项没有任何贡献。这是矢量分析中一般法则

$$\int ab dV = 0 \quad (2.4)$$

的结果，式中矢量 a 没有散度（无源头或尾闾），即如果对各个闭合表面而言 $\int a_n dA = 0$ ，正像每个 B 磁场上的情况那样；矢量 b 没有旋度（没有涡流），即如果对每个闭合曲线 $\int b_l dl = 0$ 。根据 (1.9) 式，各个去磁场均满足此条件。结果，在 (2.2) 式中 H_0 可用总磁场 H 代替。在我们日前的例中， H_0 为无散度矢量（在空心螺线管中 $H_0 = B$ ）， H_D 为无旋度矢量（参看 (1.9) 式）。因此电流在物质中所做的功是

$$\delta W_{\text{物质}} = H_0 \delta M。 \quad (2.5)$$

在 (2.5) 式中对 δM 积分，我们就能计算出为了产生磁化必须做的总功。为此必须知道 H_0 与 M 间的关系。现在，在铁磁材料的情况下， M 的数值并不由 H_0 确定，但是正像我们将在第五章看到的那样， M 的数值是由磁场 H 确定， H 等于 H_0 及 H_D 之和。这样

$$\delta W_{\text{物质}} = H \delta M - H_D \delta M, \quad (2.6)$$

式中 $H \delta M$ 并不取决于形状，它完全由材料决定。(2.6) 式中最后一项是去磁能量。对椭球体而言，它很容易算出来；因为 $H_D = -NM$ ，故经过积分后可得到椭球体每立方厘米的去磁能量为

$$W_{\text{去磁}} = \frac{1}{2} NM^2。 \quad (2.7)$$

因此这个能量代表将要做的额外的功。如果用 $(1/4\pi)\delta(B - H_0 -$

H_D) 代替 (2.6) 式中最后一项里的 δM , 可以得到一个求去磁能量的更为一般的公式, 这个公式对任何形状都是适用的。根据 (2.4) 式, 带 δB 及 δH_0 各项的空间积分没有贡献, 所以剩下的就是

$$W_{\pm m} = \frac{1}{8\pi} H_D^2, \quad (2.8)$$

此式可与 (2.3) 式相比较。对椭球体上各点方程式 (2.7) 都是适用的, 而 (2.8) 式则适用于空间的各点, 并且必须在空间上积分才能求得总去磁能量。这样, 对磁场 H 而言, 总磁场能量是由一个像 (2.3) 式或 (2.8) 式的公式求出。

现在我们将考虑一个在恒定磁场 H 中的永久磁偶极子 μ 的能量。当磁矩在磁场 H 中自行排列的时候, 根据 (2.5) 式, 在偶极子上所做的功为 $H\delta\mu$, 此处 $\delta\mu$ 为因旋转而在 μ 中造成的变化。在这种情况下, 就好像重力的情况一样, 我们可以引入磁位概念, 在一个常数范围内, 它等于磁偶极子矢量旋转时磁场在它上面所做的功, 但符号相反。结果就得到

$$V = -\mu H, \quad (2.9)$$

如果 μ 和 H 平行, 此数值即为最小值; 这就是偶极子平衡的位置。

§ 3 磁矩的性质

在 § 1 中我们计算了圆电流引起的磁场。我们看到, 在无限长磁棒的情况下, 磁场 $4\pi M$ 直接与单位体积的磁矩 M 有关, 因此引起此磁场的圆电流能够而且必须从磁场方程式 (1.10) 中省去。原则上磁矩亦可能在宏观尺度上由圆电流产生, 举例来说, 就像在超导体中电流或涡流的情况那样。在那种情况下, 一般不称之为磁矩, 电流很明确地被保留在可以确定 H 的方程式中。然而这种分别在相当程度上是由人们主观决定的。

我们感兴趣的磁矩来自电子在其原子轨道 (直径 $\approx 10^{-8}$ 厘米) 的运动, 或者来自其自旋运动。业已发现在铁磁材料中因轨道运