



电磁技术 在石油和石化 工业中的应用 ——燃烧与节能

陈国宪 尹志营 编著



中国石化出版社

电磁技术在石油和石化 工业中的应用

——燃烧与节能

江苏工业学院图书馆

陈国瑞 尹海青

编著

藏书章

(京) 新登字048号

内 容 提 要

本书分三部分：第一部分介绍磁学基础知识，如抗磁性、顺磁性和铁磁性的基本特点；真空和磁介质中的磁场；磁场中的能量；磁场对运动电荷及磁矩的作用；永磁材料的充磁、退磁和常见的磁测量方法；第二部分是磁场处理燃料油的节能减烟技术，其中介绍了一些燃油磁化装置及其所取得的宏观效果（经济和社会效益）；第三部分是电磁技术对燃油所产生的宏观效应的机理分析，其中介绍了光谱分析和电子显微镜分析方法。

本书可供石油和石化系统工程技术人员阅读、参考。

电磁技术在石油和石化工业中的应用

——燃烧与节能

陈国宪 尹志营 编著

中国石化出版社出版发行

(北京朝阳区太阳宫路甲1号 邮政编码：100029)

海丰印刷厂排版印刷

新华书店北京发行所经销

787×1092毫米 32开本 4³/₄印张 106千字 印1—2000

1994年10月北京第1版 1994年10月北京第1次印刷

ISBN 7-80043-524-5/TM·002 定价：4.50元

前 言

磁学这一古老的学科，从20世纪，特别是本世纪中、后期以来，随着科学技术的发展，其应用范围在全世界各领域迅猛拓展，我国也不例外。现在，电磁技术和现代科学技术有着不可分割的联系。国防科技、航空 航 天 技 术、激光技术、磁记录技术、遥感技术、电子计算机技术、高能物理、能源工业、医学、生物学、生物工程、遗传工程以及人民日常生活等，都少不了电磁技术的应用。近些年来，电磁技术在石油和石化工业中也有了较广泛的应用，并取得了可喜的成效。例如在油田采用磁化防蜡技术、磁增注技术、磁破乳技术、磁降粘技术；在石油化工厂采用磁防垢技术，以及磁场处理燃油的节能减烟技术等，都取得了相当可观的效果。为了适应电磁技术应用推广的需要，我们编著了本书。

中国石油化工总公司石油化工设计情报中心站和中国石油和石化工程研究会为该书的主编单位，陈国宪和尹志营两人分工编写完成。其中陈国宪编写第一章和第三章，并审理全稿；尹志营编写第二章，并设计和绘制全部插图。在本书的编著过程中，得到了杨子秋、费时敏和何世毅等同志的大力帮助，特此表示感谢。

由于本书涉及面广，而编著者经验不足，书中难免有不足之处，甚至还可能有错误，恳请读者批评指正。

1994年于天津

目 录

第一章 磁学基础知识	1
第一节 磁现象及其起源	1
第二节 磁矩与角动量	4
第三节 磁介质中的磁场	8
第四节 磁性物质分类	15
第五节 磁场对运动电荷及磁矩的作用	23
第六节 磁场的能量	31
第七节 磁性材料	34
第八节 永磁材料的充磁、退磁和测量	48
第九节 磁路设计基础	57
第十节 电磁单位的基础知识	61
第二章 燃烧与节能	70
第一节 概述	70
第二节 磁场处理燃料油装置示例	72
第三节 油经磁场处理后所产生的主要物性变化及 应用效果	96
第三章 磁化燃烧节能的机理分析	110
第一节 概述	110
第二节 经磁场处理前后油的光谱分析	111
第三节 油的透射电子显微镜分析	141
第四节 磁场处理燃料油燃烧节能的微观机制	146

第一章 磁学基础知识

第一节 磁现象及其起源

早在春秋战国时代我国就有了磁现象的记载。《精通篇》中写道：“磁石召铁，或引之也”。西汉时代的《淮南子》中说：“磁石引铁，及其于铜则不行也”。我国古代三大发明之一的罗盘，虽不知其确切的发明年代，但在十一世纪初期我国宋代的数学家和仪器制造家沈括的著作《梦溪笔谈》中就有磁石磨成指南针的详细记载。经历了一个漫长的时期后，于1600年才发表了英国的Gilbert的关于磁石实验研究的一部著作《论磁石》。1785年Coulomb总结出来了磁极的排斥与吸引和其距离平方成反比的规律。实际上库仑认为磁极是“磁荷”集中的所在（即N极有“正磁荷”，S极有“负磁荷”），并认为磁性起源于“磁荷”，磁石（天然磁铁）之间的相互作用起源于“磁荷”之间的相互作用。磁铁有N、S两个极，并且无论把磁铁分得多么小，每个小磁铁仍有N和S两个极。也就是说没有象独立的正电荷或负电荷那样有独立存在的N极或S极，这是磁极和电荷的基本区别。1931年英国物理学家Dirac从理论上预言有单独N极或S极的磁单极子存在。实验上至今尚未观察到这种磁单极子。在过去很长的时期内，磁学和静电学各自独立发展。1820年奥斯特发现，放在载流导线周围的磁针会受到磁力作

用而发生偏转（图1-1）。1821年安培发现，放在磁场附近的载流导线或载流线圈也会受到磁力作用而发生运动〔图1-2（a）和图1-2（b）〕。随后发现载流导线之间或载流线圈之间也有相互作用存在。例如，两根平行载流导线，当两电

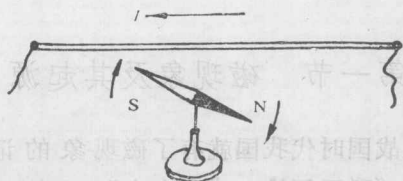


图 1-1 奥斯特的发现

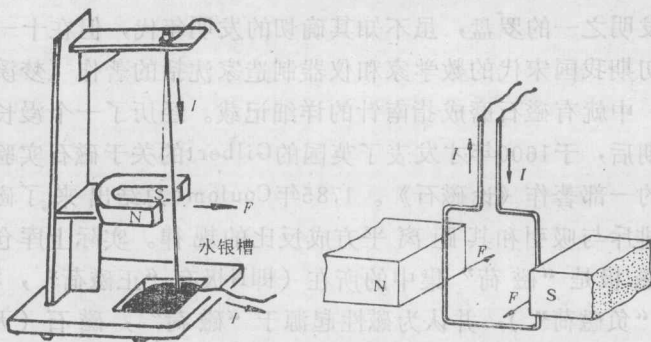


图 1-2 磁铁对载流导线和载流线圈的作用

流的流向相同时，会互相吸引，相反时则互相排斥（图1-3）。又如两个载流线圈，使其轴线方向一致并水平地挂在一起，当电流的流向一致时，则二线圈相互吸引，相反时则相互排斥（图1-4）。此外电子射线在磁场中发生偏转，这又更直接地显示了磁场对运动电荷有磁力作用存在（图1-5）。由这些实验，人们知道了磁现象是与电荷的运动密切相关的。电荷的流动产生磁现象，流动的电荷本身也受磁力

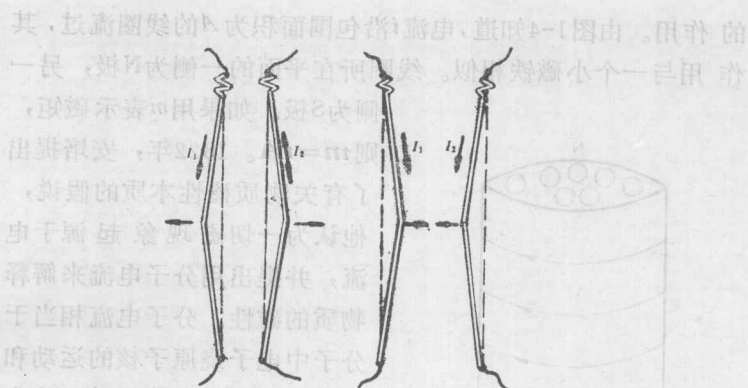


图 1-3 两平行载流导线之间的相互作用

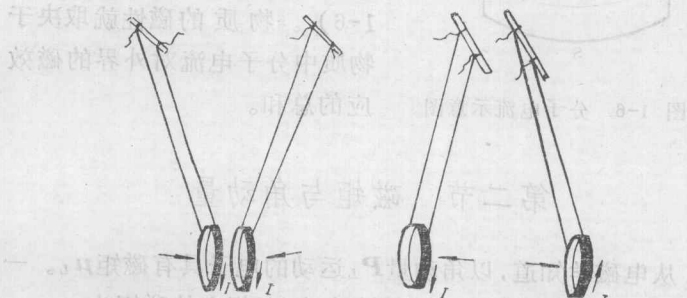


图 1-4 载流线圈之间的相互作用

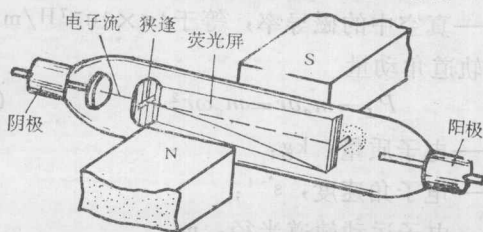


图 1-5 电子射线在磁场中改变方向

的作用。由图1-4知道,电流*i*沿包围面积为*A*的线圈流过,其作用与一个小磁铁相似。线圈所在平面的一侧为N极,另一

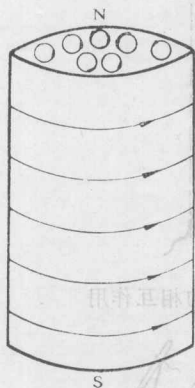


图 1-6 分子电流示意图

侧为S极。如果用*m*表示磁矩,则 $m=iA$ 。1822年,安培提出了有关物质磁性本质的假说,他认为一切磁现象起源于电流,并提出用分子电流来解释物质的磁性。分子电流相当于分子中电子绕原子核的运动和电子本身的自旋运动。这个分子电流构成了基元磁铁(图1-6)。物质的磁性就取决于物质中分子电流对外界的磁效应的总和。

第二节 磁矩与角动量

从电磁学知道,以角动量 P_L 运动的电子具有磁矩 μ_L 。一个面积为*A*的闭合回路,回路中电流*i*所相应的磁矩为

$$\mu_L = \mu_0 i A \quad (1-2-1)$$

式中 μ_0 ——真空中的磁导率,等于 $4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$;

我们知道,轨道角动量

$$P_L = m_e v r = m_e \omega r^2 \quad (1-2-2)$$

式中 m_e ——电子质量, kg;

ω ——电子角速度, s^{-1} ;

r ——电子运动轨道半径, m。

如果电子沿轨道每秒运转*n*圈,则电流强度*i*的表达式为:

$$i = -ne \quad (1-2-3)$$

式中 e ——电子电量, $1.60 \times 10^{-19} \text{C}$ 。

由 (1-2-1)、(1-2-2) 和 (1-2-3) 等三式可得:

$$\mu_L = \mu_o i A = -\frac{\mu_o e}{2m_e} P_L = -r_L P_L \quad (1-2-4)$$

式中 r ——轨道旋磁比。

公式中的“—”表示磁矩与角动量方向相反。由式(1-2-4)可见,只要角动量不为零,磁矩就必然存在。于是,只要有轨道角动量和自旋角动量存在,就应该有轨道磁矩和自旋磁矩存在。但是由固体物理理论我们知道,对于过渡金属(如Fe、Co和Ni),其轨道角动量是冻结的,所以轨道角动量对磁矩无贡献,其磁矩完全由自旋角动量产生。如果是稀土元素,轨道角动量和自旋角动量对磁矩都有贡献。原子是由质子、中子和电子构成的。虽然电子和质子都有等量异性电荷,但电子的质量却只有质子质量的1840分之一。所以在物质的磁性来源中,最主要的是电子的自旋磁矩。由量子力学理论可知,电子的自旋磁矩为:

$$\mu_{sz} = -\frac{\mu_o e}{m_e} P_{sz} = -\gamma_s P_{sz} \quad (1-2-5)$$

式中 m_e ——电子质量, $9.11 \times 10^{-31} \text{kg}$;

γ_s ——电子自旋的旋磁比。

量子力学理论指出,电子自旋角动量的绝对值为:

$$P_s = \sqrt{S(S+1)} k \quad (1-2-6)$$

由于自旋量子数 S 只能取 $1/2$, 故 P_s 的本征值为 $\sqrt{3}/2 k$ 。我们取外磁场方向为正方向 (Z 轴正向), 自旋角动量 在外磁

场方向上的分量就取决于自旋量子数 m_s 。自旋角动量在空间的取向是量子化的， m_s 只能取 $\pm\frac{1}{2}$ ，因而有

$$P_{sz} = m_s k = \pm \frac{1}{2} k \quad (1-2-7)$$

将式(1-2-7)代入式(1-2-5)，得

$$\mu_{sz} = \mp \frac{\mu_0 e}{2m_e} k \quad (1-2-8)$$

令 $\mu_B = \frac{\mu_0 e}{2m_e} k$ 称为玻尔磁子，则电子自旋磁矩量为：

$$\mu_{sz} = \mu_B$$

玻尔磁子是磁矩的最小单位，它的量值可以由下面的已知量求得：

$$k = \frac{h}{2\pi}, \quad h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}, \quad \text{电子电荷};$$

由此

$$\mu_B = 1.165 \times 10^{-29} \text{ Wb} \cdot \text{m}$$

如果磁性物质中含有稀土元素，因稀土元素中的4f电子的轨道没有完全被冻结，这时还要计及轨道角动量对磁矩的贡献。原子的总角动量 P_J 是总轨道角动量 P_L 和总自旋角动量 P_s 的矢量和：

$$P_J = P_L + P_s \quad (1-2-9)$$

由量子力学理论， P_J 、 P_L 和 P_s 的绝对值的形式如下：

$$\begin{aligned} P_L &= \sqrt{L(L+1)} \hbar \\ P_S &= \sqrt{S(S+1)} \hbar \\ P_J &= \sqrt{J(J+1)} \hbar \end{aligned} \quad (1-2-10)$$

由于空间量子化的缘故，总角动量量子数只能取下列诸值：
 $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ 。

原子总角动量在外磁场方向的分量为：

$$P_{Jz} = m_J \hbar \quad (1-2-11)$$

总磁量子数

$$m_J = J, J-1, \dots, -J。$$

在具体计算中，因为满壳层中的电子的总角动量为零，所以只需考虑未满壳层中的电子，计算中还必须遵循洪德法则。原子的总磁矩可以从图1-7所示的关系求得。

从图上可以看出 P_L 与 μ_L 反向， P_S 与 μ_S 反向，它们的数值关系分别由下列关系给出：

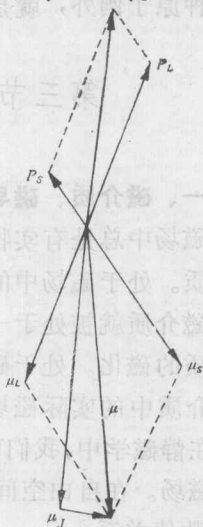


图 1-7 原子的 P_J 与 μ_J 的矢量关系

$$\begin{aligned} \mu_L &= -\sqrt{L(L+1)} \mu_B \\ \mu_S &= -\sqrt{S(S+1)} \mu_B \end{aligned} \quad (1-2-12)$$

由于 $\gamma_S = 2\gamma_L$ ，所以 μ_L 和 μ_S 的合矢量 μ 不在 P_J 的轴线方向上。按照原子矢量模型理论， P_L 和 P_S 都绕 P_J 进动，所以 μ_L 和 μ_S 也应绕 P_J 进动。它们在垂直于 P_J 方向的分量 $(\mu_L)_\perp$ 和 $(\mu_S)_\perp$ 在一个进动周期内的平均值等于零。因此原子的有效总磁矩等于 μ_L 和 μ_S 平行于 P_J 的分量之和，

$$\begin{aligned}\mu_J &= \mu_L \cdot \cos(\mathbf{P}_L, \mathbf{P}_J) + \mu_S \cdot \cos(\mathbf{P}_S, \mathbf{P}_J) \\ (01) \quad &= \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \sqrt{J(J+1)} \mu_B \\ &= g_J \cdot \sqrt{J(J+1)} \mu_B \quad (1-2-13)\end{aligned}$$

式中 g_J 称为朗德因子，其值一般都在 $1 \sim 2$ 之间。到目前只发现两种原子例外，就是铈和镧，其值分别是 $10/3$ 和 $8/3$ 。

第三节 磁介质中的磁场

一、磁介质、磁导率

磁场中总是有实物物质存在的，我们称这种实物物质为磁介质。处于磁场中的磁介质也要和磁场发生相互作用。这样，磁介质就被处于一种特殊的磁化状态中，称这个过程为磁介质的磁化。处于磁化状态的磁介质产生一个附加磁场，使磁介质中的实际磁场强度不同于真空中的磁场强度。

在静磁学中，我们可以用矢量 $\mathbf{B}$ 和矢量 $\mathbf{H}$ 描写空间中任一点的磁场。在自由空间中， $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 在方向上始终平行，并满足以下数值关系：

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$$

但在磁介质内部，在国际单位制中， $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 的关系表达为

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (1-3-1)$$

式中 μ —— 绝对磁导率；

μ_r —— 相对磁导率，是无量纲的纯数。

在式 (1-3-1) 中， $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 的关系比较复杂，数值 μ 不一定是恒量，它与磁介质有关。对顺磁物质而言， μ 是恒量；而铁磁物质的 μ 是磁化场 H 的函数。当 $H=0$ 时， $\mu = \mu_i$ 称为起始磁导率；当 $H=H_m$ 时， $\mu = \mu(H_m) = \mu_m$ (极大值)

称为最大磁导率（如图1-8所示）。

二、物质的磁化和磁化强度

处在磁场中的磁介质为什么会呈现磁性呢？上面提到，分子电流具有一定的磁矩，我们称之为分子磁矩，并以符号 $\mathbf{P}_m$ 表示。如系顺磁物质，在无外磁场作用的情况下，由于热

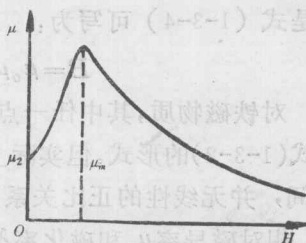


图 1-8 磁导率 μ 与
磁场强度的关系

运动，分子磁矩取向混乱，其矢量和 $\Sigma \mathbf{P}_m = 0$ ，因而对外不显磁性。当外磁场存在时，分子磁矩沿磁场方向排列趋向整齐，并且外磁场愈强，温度愈低，排列也愈整齐。这样一来，如果在顺磁体内取体积元 ΔV ，以 $\Sigma \mathbf{P}_m$ 表示 ΔV 中分子磁矩的矢量和，则 $\mathbf{M} = \frac{\Sigma \mathbf{P}_m}{\Delta V}$ 就是单位体积内的分子磁矩，并定义为磁化强度。在国际单位制中， $\mathbf{M}$ 的单位是 A/m。

三、磁介质中的磁场及磁场强度

前面已经提到了磁感应强度 $\mathbf{B}$ 、磁场强度 $\mathbf{H}$ 和磁化强度 $\mathbf{M}$ 等三个矢量。磁介质在磁场中被磁化产生一个附加磁场，它和外磁场迭加就是磁介质中某点的磁感应强度 $\mathbf{B}$ ，并写成

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \quad (1-3-2)$$

实验证明，对于各向同性的磁介质，在其中的任一点 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}$ 成正比（铁磁体除外），并可以写成：

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (1-3-3)$$

由于 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}$ 所用的单位相同，所以 χ_m 是一个没有单位的纯数。将式 (1-3-3) 代入式 (1-3-2) 可得

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H} = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} \quad (1-3-4)$$

令

$$\mu_r = 1 + \chi_m \quad (1-3-5)$$

于是式(1-3-4)可写为:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (1-3-6)$$

对铁磁物质,其中任一点的 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{M}$ 三者的关系,仍然用式(1-3-2)的形式。但实际上铁磁物质中的 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 及 $\mathbf{M}$ 和 $\mathbf{H}$ 之间,并无线性的正比关系。也就是说,铁磁物质的磁导率 μ 、相对磁导率 μ_r 和磁化率 χ_m 都不是恒量。

四、磁通量

对静磁场的描绘可以形象地利用“磁力线”(或称 $\mathbf{B}$ 线)。我们这样画磁力线:使曲线上任一点的切线方向和该点的磁感应强度矢量的方向一致,而曲线的疏密与磁感应强度的大小成正比。我们规定:通过磁场中某点处垂直于 $\mathbf{B}$ 矢量的单位面积的磁感应线数等于该点 $\mathbf{B}$ 矢量的数值。用 $\Delta\Phi_n$ 表示磁通量, $\Delta S_\perp$ 表示磁力线穿过并与 $\mathbf{B}$ 垂直的面积, $\Delta\Phi_m = B\Delta S_\perp$ 。于是可知,磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的数值与磁通量密度 $\Delta\Phi_m/\Delta S_\perp$ 的数值相等。因此,磁场强的地方,磁感应线较密,反之磁感应线较疏。

通过一给定任意曲面(曲面的法线矢量 $\mathbf{n}$ 与 $\mathbf{B}$ 成 θ 角)的总磁感应线数,称之为通过该曲面的磁通量,并以 Φ_m 表示。在曲面上取面积元 dS (图1-9), dS 的法线方向 $\mathbf{n}$ 与该点处磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的方向之间的夹角为 θ ,则通过面积元 dS 的磁通量,

$$d\Phi_m = B \cos\theta dS = B_n dS \quad (1-3-7)$$

通过有限曲面 S 的磁通量为:

$$\Phi_m = \int_S d\Phi_m = \int_S B_n dS = \int_S B \cos\theta dS \quad (1-3-8)$$

或
$$\Phi_m = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (1-3-8a)$$

磁通量的单位为〔韦伯〕，符号为Wb(这是我国法定单位)。
 $1\text{Wb}=1\text{特斯拉}\times 1\text{平方米}$ ，或写成 $1\text{Wb}=1\text{T}\times 1\text{m}^2$ ，由此，
 $1\text{T}=1\text{Wb}/\text{m}^2$ 。

五、磁场的边界条件与磁屏蔽

前面我们讨论了同一种磁介质中的磁场强度和磁感应强度。现在我们讨论磁场中有不同磁介质存在时，在两个不同的磁介质的边界上 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 的变化情况。设有两种磁介质，其磁导率分别为 μ_1 和 μ_2 ，在分界面的两边；磁介质中的磁感应强度分别为 $\mathbf{B}_1$ 和 $\mathbf{B}_2$ ，其方向如图1-10(a)所示。为了研究磁感应强度在边界面上的法向分量，我们在分界面上作一小

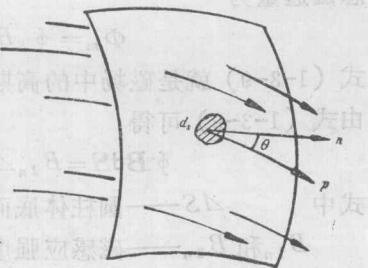
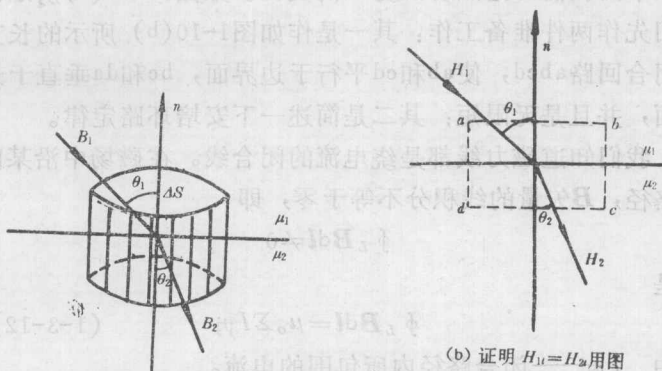


图 1-9 曲线上的磁通量



(a) 证明 $B_n = B_{2n}$ 用图

(b) 证明 $H_{1t} = H_{2t}$ 用图

图 1-10 $\mathbf{B}$ 的边界条件

圆柱体，使柱高比底面直径短得多。圆柱体外围所包围的曲面为闭合曲面。将式(1-3-8)的积分对闭合曲面进行。闭合曲面法线的指向，一般规定是向外指向为法线正方向。于是从闭合曲面穿出的磁通量为正，穿入的磁通量为负，因此总磁通量为

$$\Phi_m = \oint_S B \cos \theta d\theta = 0 \quad (1-3-9)$$

式(1-3-9)就是磁场中的高斯定理。

由式(1-3-9)可得

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = B_{2n} \Delta S - B_{1n} \Delta S = 0 \quad (1-3-10)$$

式中 ΔS ——圆柱体底面面积；

B_{1n} 和 B_{2n} ——磁感应强度在界面两侧的法向分量。

由式(1-3-10)有：

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (1-3-11)$$

即从一种介质过渡到另一种介质的时候，磁感应强度的法向分量是连续的。

下面我们讨论磁场强度 $\mathbf{H}$ 的变化。如图1-10 (b)所示。我们先作两件准备工作：其一是作如图1-10(b)所示的长方形闭合回路abcd，使ab和cd平行于边界面，bc和da垂直于边界面，并且是无限短；其二是简述一下安培环路定律。

我们知道磁力线都是绕电流的闭合线。在磁场中沿某闭合路径， $\mathbf{B}$ 矢量的线积分不等于零，即

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} \neq 0$$

而是

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \Sigma I_{\text{内}} \quad (1-3-12)$$

式中 $I_{\text{内}}$ ——闭合路径内所包围的电流。

关于电流正负的规定是：取螺旋的旋转方向与积分的回转方向相一致，则和螺旋旋进方向相同的电流为正，相反的电流