

磁记录的记录理论

[日]中村庆久著 程君实译



上海交通大学出版社

内 容 提 要

近年来,磁记录的应用越来越广泛,对磁记录理论的研究也日益深入。本书系统地阐述了纵向磁化和垂直磁化方式的理论,内容包括环形磁头和单磁极磁头的磁场及记录介质的磁特性、纵向磁化中标量磁化和向量磁化的记录理论、自相一致磁化和记录去磁损耗、垂直磁记录、磁记录的计算机仿真等,反映了磁记录领域中最新的研究成果。

本书可作为高等院校磁学和磁记录等专业的参考教材,也可供有关专业的研究、技术人员参考。

磁记录的记录理论

出版:上海交通大学出版社
(淮海中路1984弄19号)

发行:新华书店上海发行所

印刷:上海交通大学印刷厂

开本:850×1168(毫米)1/32

印张:5.5

字数:144000

版次:1990年2月 第一版

印次:1990年3月 第一次

印数:1-820

科目:213-305

ISBN7-313-00628-4/O·44

定价:1.25元

译者前言

随着信息技术和电子计算机的发展，磁记录的应用越来越广泛和重要，对磁记录理论的研究也更加深入。长期来纵向磁化方式用于各种磁记录装置中，技术上不断改进，记录密度也不断提高。自1977年日本东北大学岩崎俊一教授发现了垂直磁化方式以来，大量的实验研究业已证明，垂直磁记录确能获得更高的记录密度，从而受到磁记录界的广泛重视。目前，工业界正致力于垂直磁记录产品实用化的开发研究。

本书作者长期在日本东北大学岩崎研究室从事磁记录理论的研究工作，书中总结了多年来对纵向磁化方式和垂直磁化方式的理论研究成果，其中包括环形磁头和单磁极磁头的磁场及记录介质的磁特性、纵向磁化中标量磁化和向量磁化的记录理论、自相一致磁化和记录去磁损耗、垂直磁记录理论等内容。本书还叙述了近几年通过计算机仿真所得到的研究结论，反映了在磁记录研究领域中所达到的新的水平。

本书可作为高等学校中磁学和磁记录有关专业的高年级本科生和研究生的教学参考书，也可供有关师生和工程技术人员参考。

由于译者水平有限，错误之处在所难免，敬希读者批评指正。

本书承蒙上海交通大学陈益新教授认真审阅，在此谨致诚挚谢意。

上海交通大学 程君实

目 录

第一篇 纵向磁化方式的记录理论

1. 绪论	1
1.1 概述	1
1.2 磁记录原理	2
2. 磁头的磁场	3
2.1 环形磁头	3
2.2 环形磁头的磁场	4
3. 记录介质的磁特性	11
3.1 $M-H$ 磁滞特性的规律	11
3.2 微粒子集合体的磁滞回线	13
4. 标量磁化的近似记录理论	16
4.1 正弦信号的无偏磁记录	17
4.2 数字信号记录	25
5. 自相一致磁化	28
5.1 自去磁作用	28
5.2 自相一致磁化	32
5.3 自相一致磁化的算法	33
5.4 自相一致磁化的标量磁化分布计算举例	36
6. 向量磁化的记录理论	40
6.1 记录介质的旋转磁场磁化特性	40
6.2 记录介质的向量磁化机理	42
6.3 介质内的向量磁化分布	46
7. 向量磁化与标量磁化的关系	53
7.1 介质内的磁荷分布	53
7.2 磁化能量	54

7.3	向量磁化的再生电压	57
7.4	利用标量磁化模型进行分析	59
8.	记录去磁损耗	60
8.1	纵向磁化方式的记录再生特性	60
8.2	记录磁化状态	63
8.3	纵向记录的高密度化	68
9.	磁记录过程的计算机仿真	71
9.1	微粒子的磁化模型	71
9.2	微粒子集合体的磁化计算	76
9.3	磁化曲线的复原	77
9.4	计算机仿真	78
9.5	仿真结果	82

第二篇 垂直磁化方式的记录理论

10.	垂直磁化方式的磁记录	94
10.1	垂直磁记录的原理和方法	94
10.2	垂直磁记录方式的可能性	96
11.	单磁极磁头的磁场和工作原理	99
11.1	磁头与介质间的相互磁作用	99
11.2	主磁极附近的磁场分布	104
11.3	记录灵敏度	111
11.4	单磁极磁头的再生响应	112
11.5	间隔损耗	125
12.	垂直磁记录的计算机仿真	130
12.1	Co-Cr膜的磁化机理模型	130
12.2	计算机仿真	141
13.	开发动向和实用化的课题	156
13.1	开发动向	156
13.2	课题	157
13.3	当前的开发目标	166

第一篇 纵向磁化方式的记录理论

1. 绪论

1.1 概述

利用磁性体的磁滞特性, 将其正饱和磁化状态和负饱和磁化状态分别对应于“0”信号和“1”信号, 就可存储二值信息, 这就是磁存储的原理。磁心存储器和磁泡存储器等均属于这一类元件。磁泡存储器是将信息存储在微小的磁畴中, 该磁畴具有与磁性膜垂直的磁化分量。另外, 由于能控制磁泡的产生、移动和消失, 磁泡存储器还起到一个功能元件的作用。

除了磁存储之外, 还有一种磁记录, 它是将电流或电压这种随时间变化的大量的信息, 以磁化强弱空间变化形式记录在磁性膜上, 并加以保存。磁记录分为两大类: ①模拟记录, 它是将随时间变化的信息(即记录信号)不失真地以磁化的空间变化形式记录下来; ②数字记录, 它记录的是“0”和“1”这种二值信号。录音和录像属于前者, 而电子计算机用外部存储装置则属于后者。磁带、磁盘等记录介质相当于纸, 而磁头这种电磁变换元件则相当于将信息写入的笔和读出信息的眼睛。作为记录介质的磁性膜, 采用的是磁化难以消失、性能接近磁铁的材料; 而磁头则采用软磁性(高磁导率)材料, 它要求在记录时仅有很小的电流即可工作, 而在再生时又能很容易地检测出记录介质所产生的微弱磁场。

存储元件是用来保存暂时性的信息的, 而记录元件要求能半永久性地保存大量的信息。另外还希望记录元件具有: ①高密度、大容量; ②不易消失; ③可以重写; ④瞬时性; ⑤价格低等

性能。磁记录方式特别在①②③⑤方面显示出了它的优越性，所以已经成为今天信息社会所不可缺少的一种手段。

1.2 磁记录原理

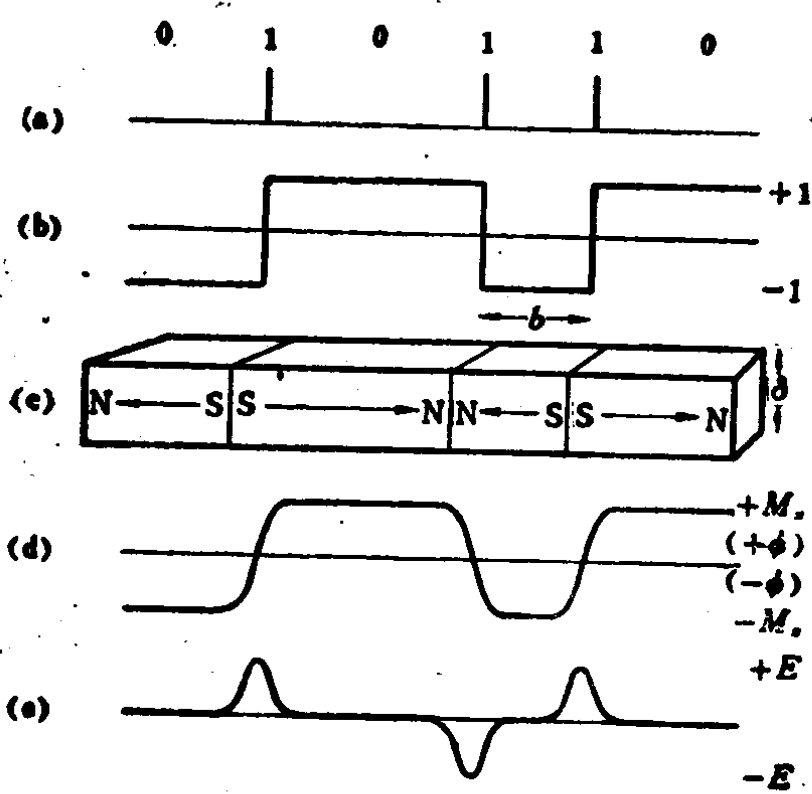


图 1.1 磁记录原理

(a) 信息数据；(b) 记录电流；(c) 磁化状态的磁铁模型；
(d) 再生磁头中的磁通变化；(e) 再生电压波形。

图 1.1 所示为二值数字信号进行磁记录和再生的原理。图 (a) 为在一定间隔的时钟信号下发生变化的数字信息，若仅当该数字信息为“1”时使记录电流反向，则可得到图 (b) 所示的电流波形，然后将这个根据数字信息来变化的电流加到磁头线圈中。

在磁头的软磁磁心闭合磁路中，有一条数微米以下的极窄的气隙。磁头线圈中的电流一旦发生变化，气隙所产生的漏磁场极性也随之改变。若使记录介质以一定速度移动，记录介质上的磁性层就将被磁化，其极性变化如图 (d) 所示。若将磁化状态用磁铁符号直观地加以表示，则如图 (c) 所示。这时，在记录介质中被磁

化后的磁方铁向与磁带的纵向（即磁头与记录介质的相对运动方向）一致，磁化的极性翻转即代表被记录的信息，磁铁之间同极性端相对。所以，把这种方式叫做纵向记录方式。

在被磁化的介质磁性层的外部会产生磁场。若让线圈中不通电流的磁头重新通过介质的上方，则图(d)所示的变化的磁通会与线圈匝链。根据电磁感应定律，就会感应出图(e)所示的电压脉冲将，其与一定间隔的时钟信号同步之后进行检测，若规定检测出再生脉冲时为“1”，无再生脉冲时为“0”，就能够再现图(a)所示的信息。

在上述介绍的磁记录中，1位(1bit)的信息是通过磁化的一次极性翻转写入介质的。磁化翻转的宽度越窄，相邻的信息(1bit)就越靠近，就有可能实现高密度记录。

对于像正弦波那样的模拟信号，在能记录的最短记录波长的情况下（记录波长 $\lambda = \text{介质运动速度 } v / \text{信号频率 } f$ ），其磁化变化的斜率原理上等于数字记录的磁化翻转斜率。因此，磁化翻转的宽度越窄，能够记录的信号频率越高。这表明，磁化翻转越急剧，其中所包含的高频分量越多，能记录的频率上限就越宽。

2. 磁头的磁场

2.1 环形磁头

图 2.1 为采用环形磁头的面内磁化型磁记录方式的概略图，在环形磁心上开有数微米以下的气隙。记录时，在隔有一定气隙的两磁极之间出现磁势差，该磁势差在气隙外就产生圆弧形漏磁场，可以利用这个漏磁场来进行记录。而再生时，记录介质所产生的磁场使磁头磁心的两个磁极被磁化，然后用线圈检测出该磁势差所产生的磁通变化，通过时间微分就可转换为电信号。磁头气隙附近的漏磁场是用来记录信息的，其强度和分布将影响介质

上磁化的强度和磁化翻转的急剧程度，而再生时这个磁场分布将与磁头的灵敏度和分辨率有关。

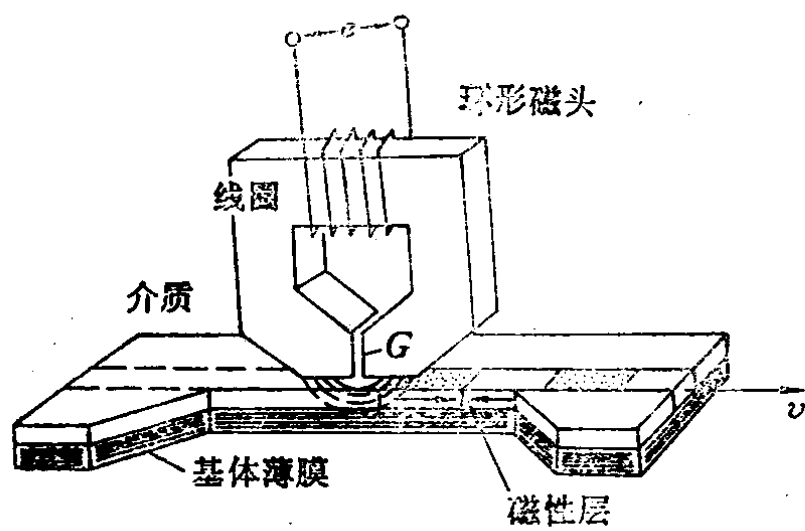


图 2.1 环形磁头的构造

磁头的磁心应采用高磁导率、高磁通密度和有较好频率特性的软磁材料，还要求这种材料易于加工，而且由于它要与介质接触，故还有耐磨性等机械强度方面的要求。最近正在研究环形薄膜磁头和单磁极磁头用的软磁性薄膜材料，它是采用蒸发、电镀或溅射等方法制成的坡莫合金系薄膜或钴铬系非晶态薄膜。另外还在研究磁通密度更高的由铁-硅或铁-碳构成的多层膜。

2.2 环形磁头的磁场

由于气隙长度在数微米以下，所以直接测量实际磁头的磁场分布是极其困难的。为此，除了试图采用电子射线与磁场之间的干涉来进行测量外，还采用下列两种方法：①利用放大的磁头模型实测其磁场分布的方法；②利用静磁场和电场的相似性，用电阻网络及电解液槽来模拟磁心的形状和磁导率等，再通过测量电场分布来获得磁场分布的方法。

图 2.2 所示是将气隙部分放大数千倍后得到的磁头模型通过磁性粉末作图法（比特法）而得到的气隙附近磁力线的分布。图中漏磁场用圆弧形的磁力线来描绘。

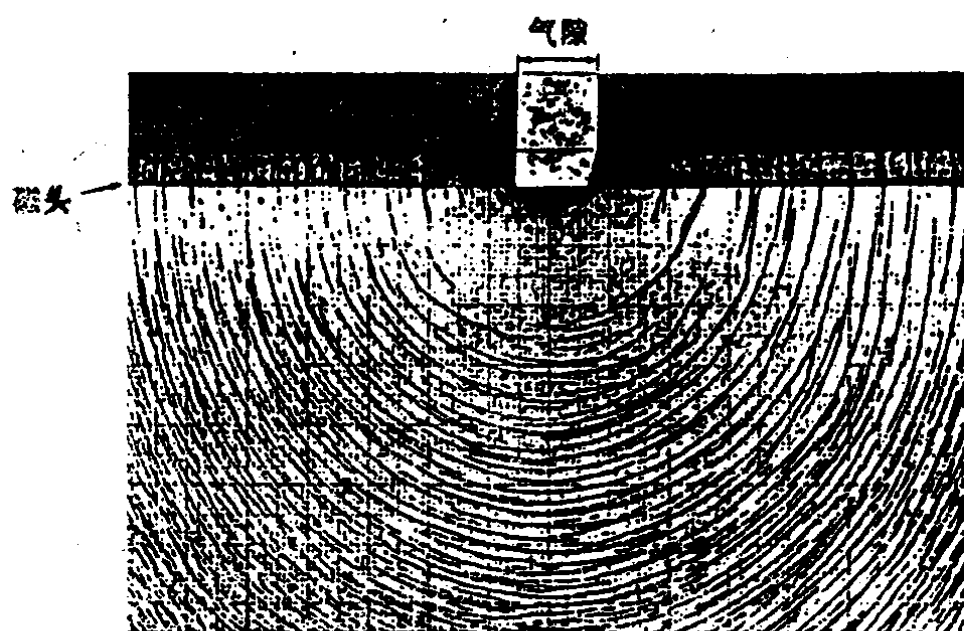


图 2.2 环形磁头气隙附近的磁力线分布

为了更正确地从理论上通过计算来求得磁场分布，以往一直采用的办法是将磁头磁心的磁导率看做无限大，并设磁头表面为等磁势面，在这样的边界条件下求解拉普拉斯方程。最近用电子计算机有可能完成精度更高的数据计算。另外，为了掌握环形磁头气隙附近磁场分布的概貌，便于理解记录机理，还提出了若干个近似公式，下面介绍几个这方面的例子。

2.2.1 Mee 的泡状磁场模型

C.D.Mee 假定气隙长度非常小，以至于可以略去不计，从而导出了下面极简单的近似式，并以此提出了磁记录的模型。

如图 2.3 所示，设磁力线从有微小气隙的磁头表面垂直出发，沿半圆形轨迹又回到磁头表面。根据安培环路定律

$$\oint \mathbf{H} \, d\mathbf{l} = 4\pi N I, \quad (2.1)$$

设 R 为磁力线的半径，则

$$H = 4N / R I. \quad (2.2)$$

这样，磁场强度沿磁头运动方向 X 和介质厚度方向 Y 的分量分别为

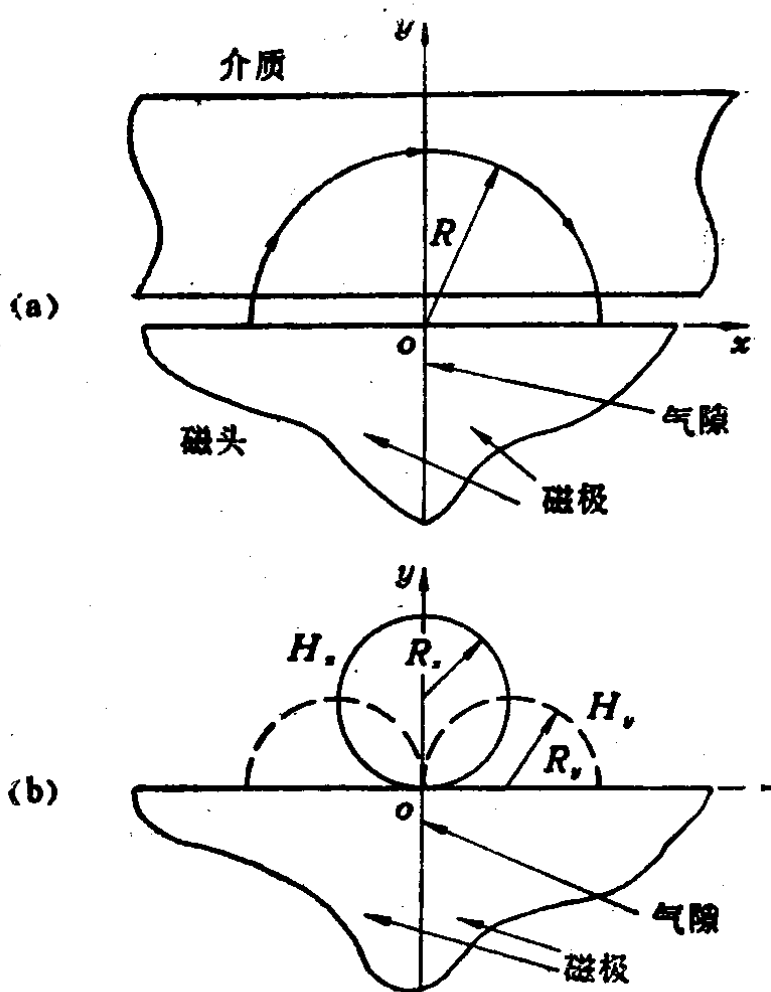


图 2.3 Mee 的磁场分布模型

(a) 气隙附近的磁力线; (b) 等磁场线.

$$H_x = 4NIy/(x^2 + y^2), \quad (2.3a)$$

$$H_y = 4NIx/(x^2 + y^2) \quad (2.3b)$$

另外, 这些等磁场线由下式决定

$$x^2 + (y - R_x)^2 = R_x^2, \quad R_x = 2NI/H \quad (2.4a)$$

$$(x - R_y)^2 + y^2 = R_y^2, \quad R_y = 2NI/H_y \quad (2.4b)$$

式(2.4)表示, 磁头磁场 x 分量的等磁场线是一个圆, 其圆心位于气隙中心面上, 半径为 R_x ; 而 y 分量的等磁场线则是一个半圆, 其圆心在磁头表面, 一端在气隙处, 半径为 R_y 。如果仅考虑 x 分量, 则一旦磁头线圈中流过电流, 它所产生的磁场就像从狭窄的气隙中挤出来的圆柱形气泡那样, 其大小与电流的大小成正比。

2.2.2 岩崎的近似式

岩崎等人对图 2.4 所示的气隙外的磁场进行了计算。计算时假设环形磁头气隙两端的磁心内磁化是沿平行于磁头表面的方向，并在气隙的两个端面产生 $+\sigma$ 和 $-\sigma$ 的磁极。

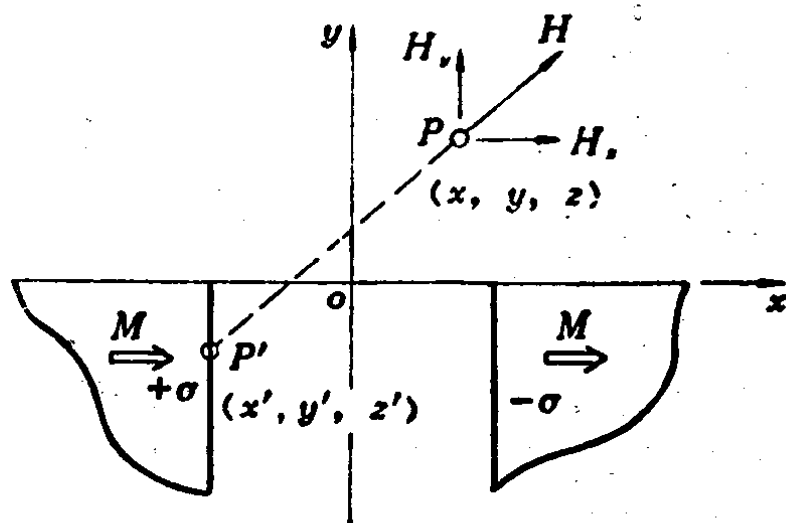


图 2.4 由气隙两端的磁极所产生的磁场

现设气隙端面上的 P' 点处的磁极大小为 σ ，则由包围 P' 点的微小面积 $dS(dx dy)$ 所产生的在气隙外部 P 点处的磁场可由下式求得：

$$dH_x = \frac{\sigma dy dz}{r^2} \cos \theta, \quad (2.5)$$

式中： r 是 $P'P$ 之间的距离； θ 是 $P'P$ 方向与 X 方向之间的夹角。若设道宽、磁头长和气隙深度为无限大，则磁场的 x 分量可由下式求得：

$$\begin{aligned} H_x &= \int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma(x+g)}{\{(x-g)^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\}^{3/2}} dz \\ &\quad - \int_{-\infty}^0 dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma(x-g)}{\{(x-g)^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\}^{3/2}} dz \\ &= 2\sigma \left(\arctan \frac{x+g}{y} - \arctan \frac{x-g}{y} \right), \quad (2.6a) \end{aligned}$$

同样， y 分量可由下式求得：

$$H_y = \sigma \ln \left| \frac{(x+g)^2 + y^2}{(x-g)^2 + y^2} \right|. \quad (2.6b)$$

2.2.3 Karlqvist 的近似式

为了得到环形磁头气隙附近磁场的分布, 要求解满足下列条件的拉普拉斯方程,

(1) 磁头的道宽远大于气隙长度。

(2) 磁头表面是一个无限大的平面, 气隙深度也为无限大。

(3) 隔有一定气隙的磁头两端之间有 $V=I$ 的磁势差, 这两端的磁心表面分别具有 $+I/2$ 和 $-I/2$ 的磁势。

根据上述情况, 这将归结为一个二元的问题, 直接通过公式是不能求解的。为此, 1953 年 W.K. Westmijze 曾通过 S-C (Shwarz-Cristoffel) 变换利用图形来求解。另外 G.J.Y. Fan 为了计算再生磁头的波长响应, 曾用傅里叶分析法求得了环形磁头气隙附近磁场的分布。近来, 利用计算机的数值算法进展很快, 这样就可以通过边界元法 (Boundary Element Method) 或有限元法 (Finite Element Method) 来计算磁场分布, 计算时甚至可以考虑磁头的非线性因素。

O. Karlqvist 采用的是另一种近似方法, 他将磁势差为 I 的气隙中磁势分布用图 2.5 中的虚线所示的直线加以近似, 从而求出了下列磁场分布表达式:

$$H_x = \frac{H_0}{\pi} \left(\arctan \frac{g+x}{y} - \arctan \frac{g-x}{y} \right), \quad (2.7a)$$

$$H_y = \frac{H_0}{2\pi} \ln \frac{y^2 + (g+x)^2}{y^2 + (g-x)^2}. \quad (2.7b)$$

当 $y \geq 0.5g$ ($g=G/2$, G 为气隙长度) 时, 上式的解与严格求解拉普拉斯方程所得的结果基本一致。另外, 若设式中 $H_0=2\pi\sigma$, 则上述两式又与岩崎的近似式一致。

根据上式, 等磁场线可由下式求得:

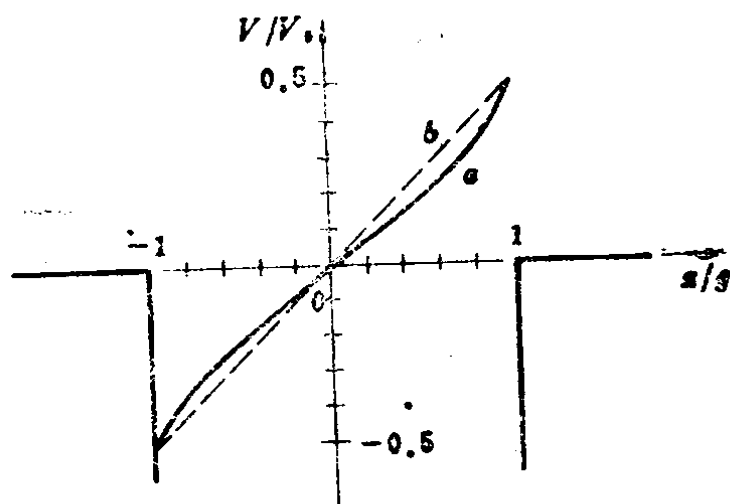


图 2.5 气隙内的磁势分布

$$\left(\frac{x}{g}\right)^2 + \left(\frac{y}{g} - \alpha\right)^2 = \alpha^2 + 1, \quad (2.8a)$$

$$\left(\frac{x}{g} - \beta\right)^2 + \left(\frac{y}{g}\right)^2 = \beta^2 - 1. \quad (2.8b)$$

式中:

$$\alpha = \cot\left(\pi \frac{H_x}{H_0}\right),$$

$$\beta = \coth\left(\pi \frac{H_y}{H_0}\right). \quad (2.8c)$$

图 2.6 为根据式(2.8)求出的等磁场线。

2.2.4 拉普拉斯方程的数值分析

若设道宽 W 与气隙长 G 相比可看成无限大, 且磁势分布用 $\phi(x, y)$ 表示, 则环形磁头气隙附近的磁场分布可由下式求得:

$$\mathbf{H}(x, y) = -\text{grad } \phi(x, y). \quad (2.9)$$

磁势分布 $\phi(x, y)$ 可通过求解以下拉普拉斯方程得到:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0. \quad (2.10)$$

假设求解时的边界条件为磁头表面是磁势 $\Omega = V$ 的等磁势面, 且气隙中心面上及无限远处的磁势 $\Omega = 0$ 。

W.K. Westmijze 于 1953 年用等角映射法求解了上式, 掌

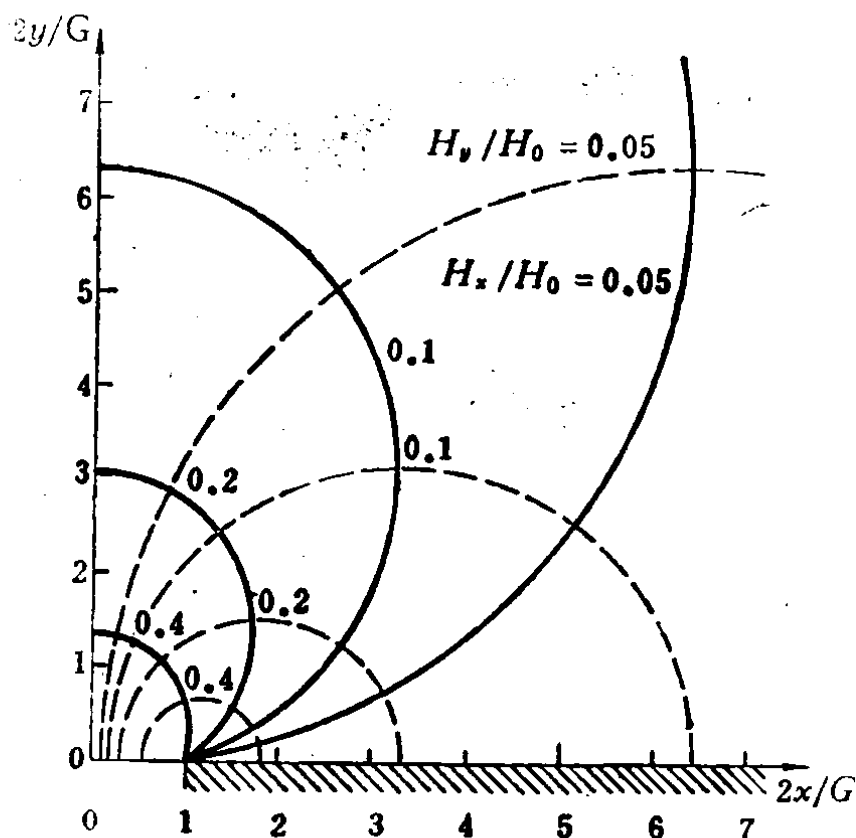


图 2.6 环形磁头气隙附近磁场的等磁场线

握了详细的环形磁头的磁场分布。但由于不能进行数值分析，所以一般情况下用它来分析磁记录的机理还比较困难。近年来随着电子计算机的发展，正在研究相应的数值算法。

边界元法是数值算法的一种。它利用格林原理，将需要求解区域内（内点）的数值用边界上线积分形式的积分方程式来表示，并将其离散化，变换为联立方程式。然后将该点趋近于边界，变为边界上的积分方程式，再经过离散化，构成联立一次方程式，从而首先求出边界值。接着将这数值代入由离散化的内点积分方程式所构成的联立方程式中，求得内点的数值。这个方法的特点是所用的存储容量较少，并能在较短时间内计算出均匀介质中磁位的分布。

图 2.7(a)、(b)示出了利用边界元法通过电子计算机对拉普拉斯方程进行数值计算而得到的气隙附近磁场的 x 分量和 y 分量的分布。图 2.8(a)、(b)分别示出了相应的等磁场线。

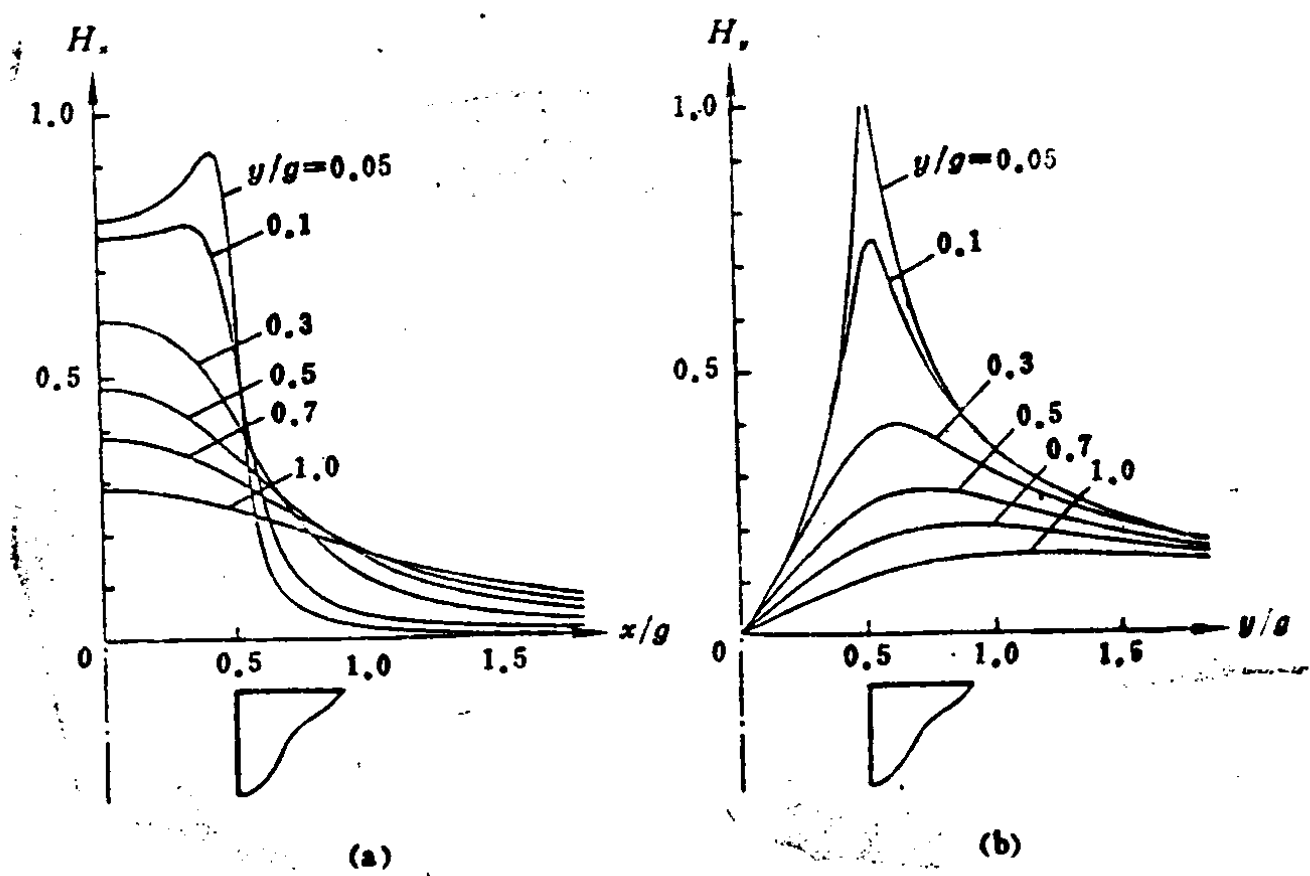


图 2.7 环形磁头的磁场分布

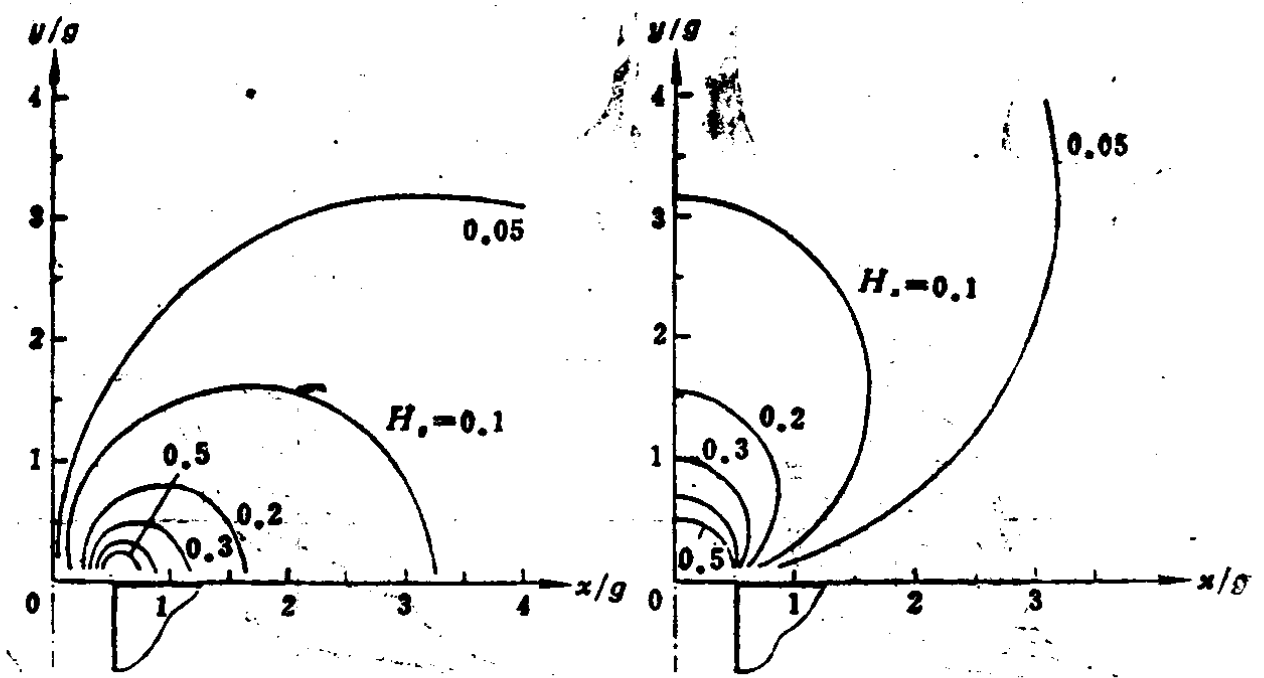


图 2.8 环形磁头的等磁场线

3. 记录介质的磁特性

3.1 M-H 磁滞特性的规律

记录信息是通过介质的磁性层中磁化的翻转写入介质中，

其机理严格地说是一种强度和方向都随空间而变的向量磁化过程。但是为了便于理解记录现象，可以近似地讨论仅仅是介质运动方向上的磁场分量和磁化分量。前面一种分析方法叫向量分析法，是比较严格的；而后一种分析磁化现象的方法则称为标量分析法。

用标量来分析记录过程，首先必须要知道沿介质纵向所测得的磁滞回线的情况。图 3.1(a) 所示为 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 磁带在从消磁状态逐渐地交替增加外加磁场的增磁过程中所测得的次回线，图 (c) 为同一材料从饱和状态交替去磁情况的磁滞回线，而图 (d

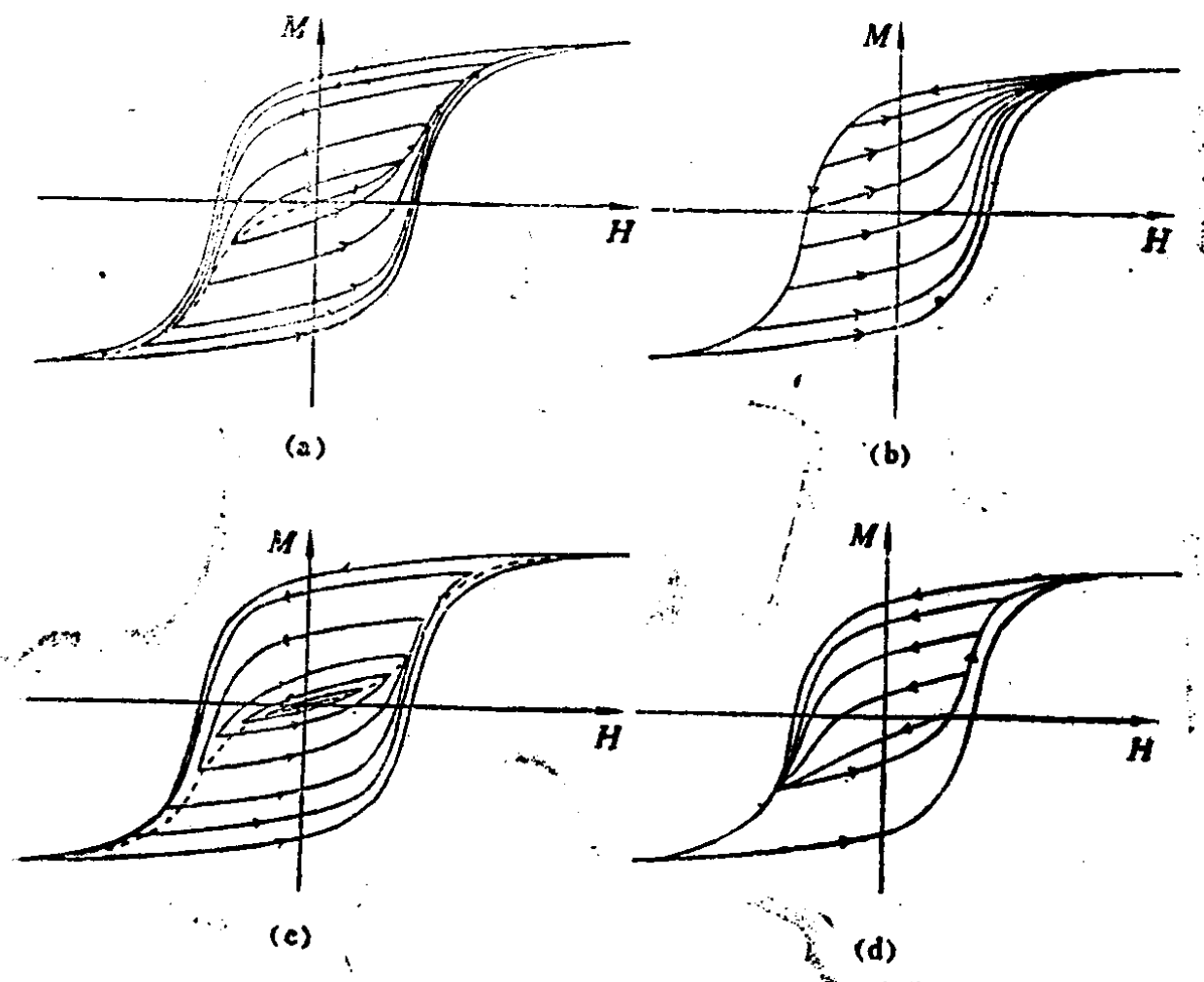


图 3.1 磁滞回线的规律性
(a) 增磁过程；(b) 从主回线翻转；(c) 去磁过程；(d) 次回线的收敛原则。