

## 出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编审委员会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

## 前 言

本教材系按原电子工业部的工科电子类专业教材1986—1990年编审出版规划,由“电子材料与固体器件”教材编审委员会“电子材料与器件”编审小组征稿,推荐出版,责任编辑何华辉。

本教材由电子科技大学过璧君教授主编,华中理工大学何华辉教授主审。

本课程是“磁性物理与器件”专业的专业课,参考学时数为60学时。重点是软磁磁芯的设计及应用。主要内容是:第一章磁性材料的基本特性,介绍与工程应用有关的磁性材料 $B \sim H$ 线性特性、非线性特性以及储能特性。其中对线性特性的机理、影响因素及表示方法作了重点讨论;第二章磁芯及绕组,讨论磁芯磁路的特性及设计,绕组的结构及计算;从第三章到第六章,系统地分析了主要软磁器件用磁芯,如电感器磁芯,低功率线性变压器磁芯,功率变压器磁芯以及射频宽带器件磁芯的设计原理、设计方法,并附有设计举例。通过对上述内容的学习与掌握,就能够根据不同的应用场合和要求,选用适当的磁芯材料;并能根据电磁场及电路的基本原理,设计磁芯及绕组,调整器件特性。使用本教材时应注意,第一章和第二章是软磁材料及应用的理论基础,占了较多的篇幅,只有掌握了这些内容,才能灵活地设计及应用各类软磁器件。第六章射频宽带器件,是发展较晚的软磁器件,但是,它的应用领域正在日趋扩大,值得重视。本章所述宽带器件磁芯材料的有关参数对器件性能的影响,还不够成熟,有些机理有待进一步探讨和明确。

在本教材的编写过程中,张有纲教授提出了许多宝贵意见,罗迪民副教授帮助审阅了第六章的内容,在这里表示诚挚的感谢。由于编者水平有限,书中难免存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

编 者

# 目 录

## 第一章 磁性材料的基本特性

|                          |        |
|--------------------------|--------|
| §1.1 磁性材料的基本特性及磁化曲线      | ( 1 )  |
| §1.2 磁性材料的线性特性           | ( 5 )  |
| §1.3 磁性材料的非线性特性          | ( 12 ) |
| §1.4 磁性材料的储能特性           | ( 15 ) |
| §1.5 退磁场及其对磁化状态的影响       | ( 18 ) |
| §1.6 磁性材料的损耗             | ( 22 ) |
| §1.7 用“逐段线性化”模型分析磁芯的工作状态 | ( 27 ) |
| §1.8 根据材料的磁性参数确定器件的电气参数  | ( 31 ) |

## 第二章 磁芯与绕组

|               |        |
|---------------|--------|
| §2.1 磁芯的等效参数  | ( 42 ) |
| §2.2 短气隙磁芯的特性 | ( 51 ) |
| §2.3 棒状磁芯的特性  | ( 55 ) |
| §2.4 磁芯的形状及特性 | ( 60 ) |
| §2.5 绕组的特性    | ( 66 ) |
| §2.6 绕组的直流电阻  | ( 68 ) |
| §2.7 绕组中的交流损耗 | ( 69 ) |

## 第三章 电感器磁芯

|                                |        |
|--------------------------------|--------|
| §3.1 对电感器的要求                   | ( 75 ) |
| §3.2 磁芯的最佳几何形状                 | ( 76 ) |
| §3.3 匝数因子 $\alpha$ 及电感因子 $A_L$ | ( 77 ) |
| §3.4 电感量的调整原理和方法               | ( 78 ) |
| §3.5 电感量的稳定性                   | ( 81 ) |
| §3.6 引起能量损耗的机构                 | ( 84 ) |
| §3.7 Q- 因子                     | ( 89 ) |
| §3.8 电感器的设计举例                  | ( 91 ) |
| §3.9 铁氧体天线磁芯                   | ( 93 ) |

## 第四章 低功率线性变压器磁芯

|                         |         |
|-------------------------|---------|
| §4.1 线性变压器的传输特性及反射特性    | ( 104 ) |
| §4.2 低功率线性变压器磁芯的特性      | ( 108 ) |
| §4.3 磁芯的磁导率及形状对变压器性能的影响 | ( 110 ) |

|      |              |         |
|------|--------------|---------|
| §4.4 | 实用磁芯的形状及特性   | ( 112 ) |
| §4.5 | 磁芯损耗的影响      | ( 117 ) |
| §4.6 | 低功率线性变压器设计举例 | ( 120 ) |
| §4.7 | 偏转磁芯         | ( 123 ) |

## 第五章 功率变压器磁芯

|      |                    |         |
|------|--------------------|---------|
| §5.1 | 设计功率变压器的一般原理       | ( 125 ) |
| §5.2 | 磁芯用材料的特性           | ( 128 ) |
| §5.3 | 磁芯的磁化曲线            | ( 132 ) |
| §5.4 | 磁芯的损耗及绕组的损耗        | ( 135 ) |
| §5.5 | 磁芯的温升及散热           | ( 138 ) |
| §5.6 | 磁芯的选择              | ( 142 ) |
| §5.7 | 开关电源用磁芯            | ( 149 ) |
| §5.8 | 功率变压器的设计举例         | ( 155 ) |
| §5.9 | 磁性液体的特性及其在磁路系统中的应用 | ( 157 ) |

## 第六章 射频宽带器件磁芯

|      |            |         |
|------|------------|---------|
| §6.1 | 铁氧体的射频应用特性 | ( 159 ) |
| §6.2 | 射频宽带扼流圈磁芯  | ( 165 ) |
| §6.3 | 传输线变压器磁芯   | ( 174 ) |

## 参 考 书

## 参考文献

## 附 录

|     |                 |         |
|-----|-----------------|---------|
| 附录A | 单位及其转换          | ( 193 ) |
| 附录B | 圆柱形磁芯及相应的电感器数据  | ( 194 ) |
| 附录C | 罐形磁芯及相应的绕组骨架的数据 | ( 196 ) |
| 附录D | 选择环形磁芯尺寸的方法     | ( 200 ) |
| 附录E | 阻抗变换电路示例        | ( 204 ) |
| 附录F | 某些传输线变压器的性能     | ( 206 ) |

# 第一章 磁性材料的基本特性

## § 1.1 磁性材料的基本特性及磁化曲线

### 一、磁性材料的基本特性

材料的磁特性不仅决定于磁化强度 $M$ 的大小，同时还决定于 $M$ 随磁场强度 $H$ 的变化规律。图1-1表示典型物质的 $M \sim H$ 曲线，我们称此为磁化曲线。曲线(a)和(b)分别是

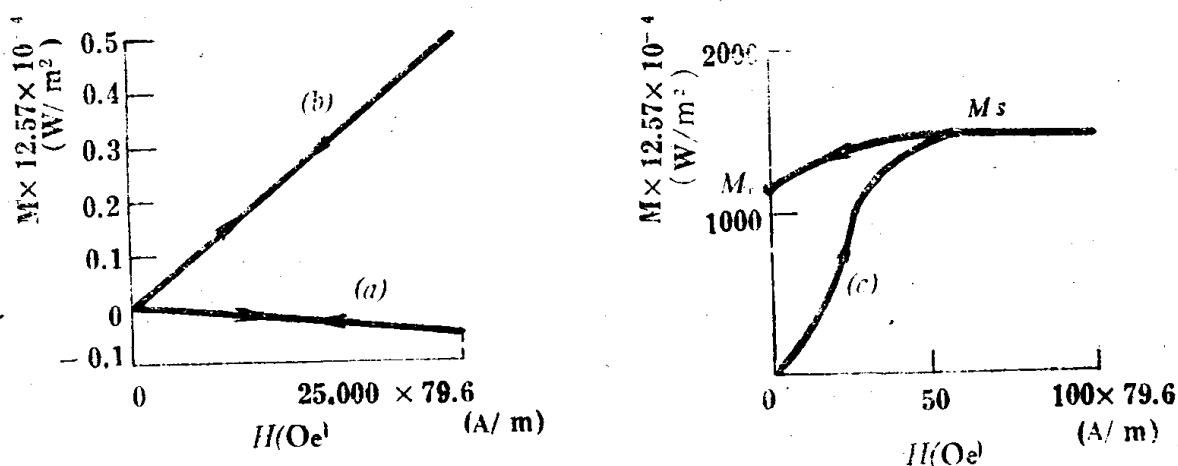


图1-1 反磁性物质，顺磁性物质及铁磁性物质的磁化曲线

反磁性物质和顺磁性物质的磁化曲线。它们的磁化系数 $\chi = \frac{M}{H}$ 分别为 $-2 \times 10^{-6}$ 和 $20 \times 10^{-6}$ 。在正常情况下，这些物质的 $M$ 和 $H$ 关系为线性，所以 $\chi$ 为常数。当磁场为零时， $M$ 亦为零。曲线(c)表示典型的铁磁性或亚铁磁性物质的磁化曲线。磁性材料是由铁磁性物质或亚铁磁性物质组成的，所以，它们的磁化曲线是非线性的， $\chi$ 值随 $H$ 而变化，在某个 $H$ 值时达到最大值。从磁性材料的磁化曲线的变化规律，有两点是值得注意的。

1. 磁性饱和现象。当磁场强度足够大时，磁化强度达到一个确定的饱和值 $M_s$ ，继续增大 $H$ ， $M_s$ 保持不变。

2. 磁滞现象。材料的 $M$ 值到达饱和以后，外磁场降低到零时， $M$ 并不恢复到零，而是沿着 $M_r$ 曲线变化，如图1-1(c)所示。

物理学家们主要对物质的磁化强度 $M$ 随 $H$ 的变化规律感兴趣；而工程师们认为磁性

材料的磁感应强度 $B$ 随 $H$ 的变化规律在实际应用中更有用，通常亦称 $B \sim H$ 关系曲线为磁化曲线。定义 $B$ 与 $H$ 的比值为磁导率，用 $\mu$ 表示，即

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$$

因为磁感应强度 $B = \mu_0 (H + M)$ ，则

$$\frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \chi = \mu$$

应该注意， $\mu$ 并不等于 $B \sim H$ 曲线的斜率，而是曲线上的某一点与原点的连线的斜率。在实际应用中，最为普遍的两个磁导率是起始磁导率 $\mu_i$ 和最大磁导率 $\mu_m$ ，如图1-2所示。图(a)表示磁化曲线以及 $\mu_i$ 、 $\mu_m$ 的定义。图(b)表示磁性材料的 $\mu_i$ 和 $\mu_m$ 随 $H$ 的变化规律。

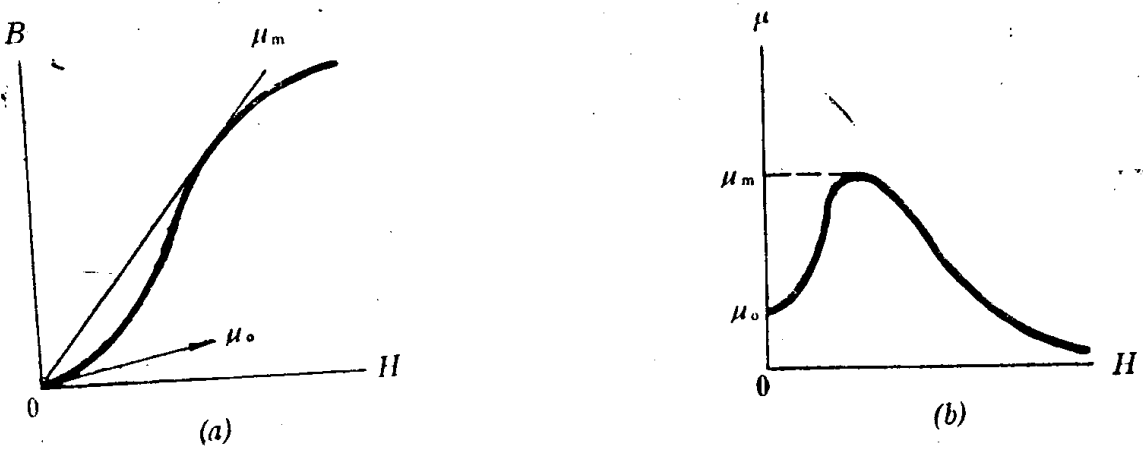


图1-2 磁化曲线及磁导率随 $H$ 的变化曲线

磁导率是表示磁性材料在给定磁场强度下，究竟能得到多大 $B$ 值的主要参数。根据磁性材料的不同工作状态，还有不同定义的磁导率，这将在后面定义。

## 二、磁化曲线及磁滞回线

将不同种类的磁性材料磁化到饱和所需的磁场强度有很大差别。如果用一个弱磁场

就能将材料磁化到饱和，则这种材料属于软磁材料。它的磁化曲线如图1-3中曲线(a)所示。

相反，如果要求用很强的磁场强度才能磁化到饱和，则这种材料属于永磁材料。图1-3(c)表示这类材料的磁化曲线。有时，即使是同一种材料，由于所处的物理状态不同，可能显示软磁特性或永磁特性。同图1-3曲线(a)表示经过很好的热处理以后的材料的特性，对于同一种材料，经过深度的冷加工，使材料内部产生很大应力后，它的磁化曲线如(b)所示。材料此

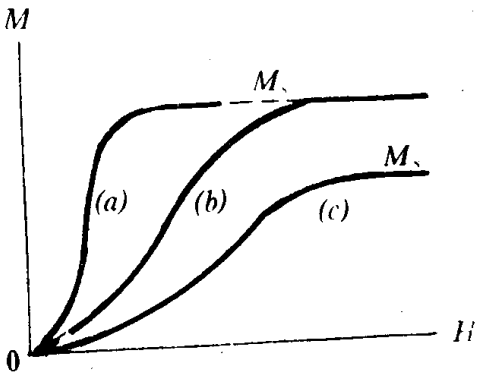


图1-3 各种类型的磁化曲线

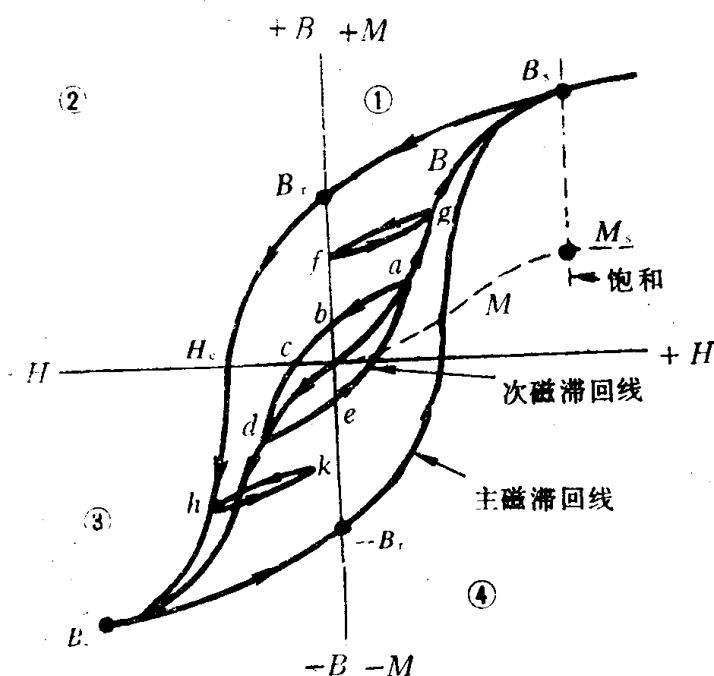


图1-4 磁化曲线及磁滞回线

磁感应强度)。如果将磁化线圈中的电流反向，使 $H$ 反向，当方向相反的 $H$ 到达材料的矫顽力 $H_c$ 时， $B$ 值降低到零。使 $M$ 降低到零时的反向磁场称为本征矫顽力，用 $H_{ci}$ 表示。使 $B$ 降低到零时的反向磁场称为磁感应强度矫顽力，用 $H_{cB}$ 表示。有些材料的 $H_{ci}$ 与 $H_{cB}$ 有很大差别，在实际工作中常用 $H_c$ 代表 $H_{cB}$ 。

进一步增加反向磁场，材料沿相反的方向磁化到饱和值 $-B_s$ 。此时再改变磁化线圈中电流的方向，使 $H$ 沿正方向逐渐变化，在经过零值后继续增大磁场的振幅，则磁感应强度从 $-B_s$ 经过 $-B_r$ 到达 $+B_s$ ，形成一个闭合的回线，称此为主磁滞回线，简称磁滞回线。它的两个尖端代表饱和磁化状态，整个磁滞回线从坐标的第一象限开始，经过第二、第三和第四象限，在第一象限闭合。其中位于第二象限的那部分磁滞回线称为退磁曲线，它是表示永磁材料工作状态的曲线。

在形成起始磁化曲线的过程中，如果在某个中间点(例如图1-4中的 $a$ 点)改变磁场的方向，则磁感应强度将沿着次磁滞回线 $abcdea$ 变化。在主磁滞回线内，可以形成无数个这种相对于原点对称的次磁滞回线，由这些次磁滞回线的两个尖端的连结线构成了磁化曲线。还可以形成各种相对于原点不对称的次磁滞回线，如图1-4中的 $fg$ 和 $hk$ 回线，称此为局部磁滞回线。

如果从图1-5中的 $a$ 点开始，周期性地改变磁场的方向，并同时逐步降低振幅，磁感应强度将沿回线变化，幅度逐渐降低，最后使 $B$ 降低到零，材料达到完全退磁的状态。

### 三、磁性材料的磁导率

任何磁性材料，在外加磁场作用下，必有相应的磁化强度 $M$ 或磁感应强度 $B$ 。材料的工作状态相当于 $M \sim H$ 曲线或 $B \sim H$ 曲线上的某一点，称该点为工作点。在解决实际工程问题时，普遍采用 $B \sim H$ 曲线。磁性材料受到不同的磁场作用，就处于不同的工作

时显示了近永磁特性。

图1-4是用 $B$ (实线)和 $M$ (虚线)表示的磁滞回线和磁化曲线。当材料磁化到饱和以后， $M$ 到达恒定值。而 $B$ 则随 $H$ 的增加而继续增加，在这种情况下，驱动磁场 $H$ 属于 $B$ 的一部分，所以， $B$ 值随 $H$ 而持续增加。当磁感应强度 $B$ 到达或超过饱和磁感应强度 $B_s$ 以后，斜率 $\frac{dB}{dH}$ 接近1，即 $M$ 值接近1。

材料从退磁状态开始，磁化到饱和的 $B \sim H$ 曲线，称为起始磁化曲线。到达正向饱和以后， $H$ 降低到零时，磁感应强度从 $B_s$ 降低到 $B_r$ (剩

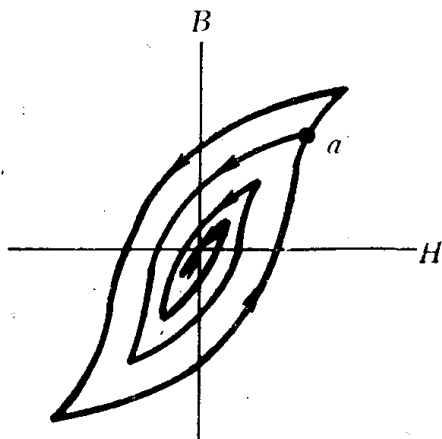


图1-5 通过周期性降低磁场的振幅而进行退磁

点，也就具有不同的磁导率。磁导率的种类包括：

### 1. 起始磁导率

在交流磁化时， $B$ 和 $H$ 用峰值表示。如果材料是从退磁状态开始，受到对称的交变磁场的反复磁化，当这种交流磁场的振幅趋近于零时，所得到的磁导率称为起始磁导率，用 $\mu_i$ 表示。

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (1-1)$$

### 2. 振幅磁导率

如果交变磁场的振幅比较大，所得到的磁导率称为振幅磁导率，用 $\mu_s$ 表示

$$\mu_s = \frac{\widehat{B}}{\mu_0 H} \quad (1-2)$$

处于退磁状态的材料，在直流偏置磁场和振幅较小的交变磁场同时作用下，形成一个不对称的局部磁滞回线，如图1-4中的 $fg$ 回线。此局部磁滞回线的斜率与 $1/\mu_0$ 的乘积称为增量磁导率，用 $\mu_\Delta$ 表示

$$\mu_\Delta = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (1-3)$$

### 3. 微分磁导率

磁化曲线或磁滞回线上任何一点的斜率与 $1/\mu_0$ 的乘积，称为微分磁导率，用 $\mu_d$ 表示

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (1-4)$$

### 4. 有效磁导率

含有气隙的磁芯的磁导率称为有效磁导率，用 $\mu_e$ 表示，

$$\mu_e = \frac{1}{\mu_0} \frac{\sum \frac{l_i}{A_i}}{\sum \frac{l_i}{\mu_i A_i}} \quad (1-5)$$

式中， $A_i$ 为磁芯的有效截面积， $l_i$ 为有效长度。

关于 $\mu$ 随工作磁场及温度的变化将在§1.2详细讨论。这里，讨论 $\mu_s$ 、 $\mu_\Delta$ 的变化规律。当 $\widehat{B}$ 从零开始增加，则 $\mu_s$ 从 $\mu_i = \lim_{B \rightarrow 0} \mu_s$ 增大，到达最大值，此值相当于从原点与起始磁化曲线上相切的点的直线所具有的磁导率。若 $B$ 继续增大，则 $\mu_s$ 开始降低。可以根据磁芯在低 $\widehat{B}$ 时的 $\mu_s$ 的变化规律，估计电感器受到振幅较低的磁感应强度干扰的稳定性，还可以用来估计后述的雷利(Rayleigh)系数和彼德生(Peterson)系数。

图1-6表示增量磁导率 $\mu_\Delta$ 随直流偏置磁场的变化规律。由图可见， $\mu_\Delta$ 随直流偏置磁场增大而下降。如果在磁路中引入气隙，将产生两种影响：没有直流偏置场时，气隙使有效磁导率降低，而气隙对 $\mu_\Delta$ 的影响还与直流偏置磁场的大小有关，当直流偏置场较

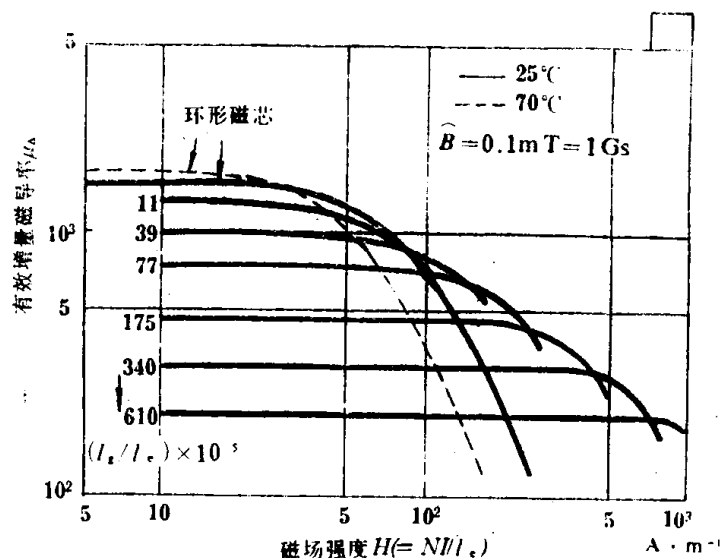


图1-6  $\mu_\Delta$ 随直流偏置磁场强度 $H (= NI/l_e)$ 的变化规律



低时,气隙使 $\mu_{\Delta}$ 下降,当直流偏置场超过某一值时(决定于气隙长度 $l_g$ 与磁路长度 $l_m$ 的比值),气隙使 $\mu_{\Delta}$ 增大。在实际工作中,常常测出在不同气隙长度下, $\mu_{\Delta}$ 随直流偏置场的变化曲线。由图1-6所示的曲线可见,对应于某一直流偏置场,就有一个相应的气隙长度,给出最大的增量磁导率 $\mu_{\Delta}$ 。在设计器件时,这些曲线对于确定直流偏置场很有帮助。但是,尚不能利用这些曲线设计带有直流偏置磁场的电感器或变压器。原因是,即使已知要求的电感量,若没有确定 $\mu_{\Delta}$ 值,仍然无法确定所需匝数,也就无法确定安匝数。这个问题可以用哈纳(Hanna)曲线来解决。

1927年,哈纳提出了对于给定磁芯材料,在一定的电感量以及直流偏置电流下,精确确定气隙尺寸的方法,能够使设计者在满足一系列特殊要求下,得到最佳气隙尺寸。

图1-6表示,在绕组中通过直流电流时,引起磁芯饱和,电感量下降。从这些曲线的规律可见,气隙的引入不仅使电感量降低,而且随气隙长度的增大,电感量的降低也愈来愈大。气隙长度愈大,在磁芯饱和以前能通过的直流电流愈大。

电感量一定时,确定磁芯最佳气隙的方法是:根据要求的电感量,确定磁芯的尺寸;其次,选取导线的直径 $d_0$ ;选择 $d_0$ 的根据是:具有最小直径的导线在通过直流电流时,导线不出现过热,即在导线上的电压降 $IR$ 不能太大。然后再考察这种磁芯及导线所构成的电感器,在受到直流偏置场作用时,是否出现饱和。如果出现饱和,必须引入较大的气隙,同时,为了克服由此引起的电感量的下降,需要适当增加匝数。有时,需要选用尺寸较大的磁芯。这种过程要反复进行多次,直到确定适当大小的磁芯和气隙,以便在直流偏置场作用下,磁芯不会饱和。

## § 1.2 磁性材料的线性特性

软磁材料作为电感器或变压器磁芯的应用十分广泛。这种磁芯是由软磁铁氧体、铁粉芯、高磁导率的金属磁性材料或非晶态软磁材料制成的。由于磁化场 $H$ 的振幅趋近于零,所以,磁芯的磁感应强度 $B$ 与 $H$ 保持线性关系,可以忽略波形畸变。如果驱动场 $H$ 为正弦波,则 $B$ 或 $dB/dt$ 亦按正弦变化。所以,磁性材料对器件的影响用起始磁导率 $\mu_i$ 表示。

### 一、影响起始磁导率 $\mu_i$ 的因素

根据磁性物理可知,对于 $\mu_i$ 的贡献来自磁畴壁的可逆位移和磁畴矢量的可逆转动。由磁畴矢量的可逆转动对 $\mu_i$ 的贡献与饱和磁化强度 $M_s$ 的平方成正比;与材料的各向异性成反比。材料的各向异性主要包括磁晶各向异性和应力各向异性。磁晶各向异性通常可用磁晶各向异性常数 $k_1$ 代表,由磁畴转动引起的 $\mu_i$ 与 $M_s$ 和 $k_1$ 的关系为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{3\mu_0 k_1} \quad (1-6)$$

例如,软磁铁氧体, $M_s$ 的典型值约为0.45T, $k_1$ 约为100J/cm<sup>3</sup>,则

$$\mu_i = \frac{0.45^2}{3 \times 4\pi \times 10^{-7} \times 100} \approx 500$$

一般软磁材料的磁结晶各向异性都很小，因此，材料的各向异性主要由应力各向异性确定。而应力必须通过材料的磁致伸缩系数才能对磁化起作用。处于退磁状态的材料， $M_s$ 总是停留在应力最低的方向上。如果磁矩偏离该方向，则应力各向异性增大。为了实现磁化，必须提供能量，以克服应力的各向异性能量密度  $W_s = \frac{3}{2} \lambda \bar{\delta}$  ( $\lambda$  为材料的磁致伸缩系数， $\bar{\delta}$  为平均内应力能量密度)。用  $W_s$  代替式(1-6)中的  $k_1$  后得

$$\mu_i = \frac{2}{9} \frac{M_s^2}{\mu_0 \lambda \bar{\delta}} \quad (1-7)$$

磁性材料内部的应力分布很弱时，其最小应力决定于磁致伸缩所引起的固有应力。即  $\bar{\delta} = \lambda E$  ( $E$  为铁氧体的弹性模数，约为  $10^5 \text{ N/mm}^2$ )。如果  $\lambda = 1 \times 10^{-6}$ ，由应力各向异性确定的磁导率的上限为

$$\mu_i = \frac{2 \times 0.45^2}{9 \times (1 \times 10^{-6})^2 \times 10^5 \times 4\pi \times 10^{-7}} \approx 3.5 \times 10^5$$

同时考虑  $k_1$  和  $(\lambda \bar{\delta})$  以后，由磁畴转动磁化过程所引起的  $\mu_i$  为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{3\mu_0 \left( k_1 + \frac{3}{2} \lambda \bar{\delta} \right)} \quad (1-8)$$

由式可见，为了提高  $\mu_i$ ，必须提高  $M_s$ ；降低  $k_1$  和  $\lambda$ ，晶粒结构必须完整、均匀；杂质，气孔和非磁性另相要少。

由  $180^\circ$  磁畴壁的可逆位移所确定的磁导率为

$$\mu_i = \frac{M_s^2}{\pi \mu_0 \lambda \bar{\delta}} \cdot \frac{l}{\delta} \quad (1-9)$$

式中， $\delta$  为布洛赫畴壁的宽度， $l$  为可逆位移的距离。

畴壁运动的阻力，来自内应力的波动以及杂质和气孔。众所周知，磁畴壁中的磁化矢量的取向是逐步改变的，所以磁矩的各向异性能或交换能都处于高能状态。要使能量降低，就要减少磁畴面积。所以，磁畴壁总停留在杂质或气孔的尺寸为最大的地方。要推动畴壁，实现磁化，必须施以额外能量，克服对畴壁的钉扎作用。

如果材料内部既无应力，又无杂质和气孔，则畴壁的移动不会受到阻碍，这种材料具有很高的起始磁导率。

## 二、提高起始磁导率的途径

如上所述，无论磁畴转动或畴壁位移，由它们所确定的磁导率都与  $M_s$  的平方成正比，与材料内部的  $\lambda$ 、 $k_1$ 、 $\delta$  及杂质浓度成反比。由此可见，提高  $\mu_i$  的主要途径是：

1. 提高材料的饱和磁化强度  $M_s$ 。 $M_s$  主要决定于成份，选择适当的成份或掺某些添加剂，可以提高  $M_s$ 。例如，尖晶石铁氧体中，加入适量的非磁性  $\text{ZnO}$ ，对提高  $M_s$  有明显的作用。

2. 降低磁晶各向异性常数和磁致伸缩系数。某些磁性材料的  $k_1$  和  $\lambda$  的大小及符号随

成分及热处理而变化,选取 $k_1$ 和 $\lambda$ 都接近零的成分并采用适当热处理工艺可以得到很高的 $\mu_i$ 。对于软磁铁氧体材料,控制成份和比例,可得到 $k_1$ 和 $\lambda$ 都小的复合铁氧体。一般尖晶石铁氧体的 $k_1 < 0$ ,若加入 $k_1 > 0$ 的 $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ 或 $\lambda > 0$ 的 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,可降低 $k_1$ 及 $\lambda$ ,提高 $\mu_i$ 值。

3. 减少杂质和内应力。为了提高 $\mu_i$ ,必须减少材料的含杂量及内应力。这也可以通过选择原料、控制烧结过程及热处理条件来实现。对于铁氧体材料,选择纯度高、活性好的原材料,而且进行正确的烧结过程,就能降低气孔和杂质含量,得到均匀的大晶粒结构。金属磁性材料的原料纯度高,若热处理条件适当,可以得到单相结构,在易磁化轴方向得到很高的 $\mu_i$ 值。

磁性材料通过热处理,可以消除应力和杂质,有时还能改变 $k_1$ 及 $\lambda$ 的大小及符号。不同成分的材料要求有不同的热处理工艺条件,这是提高 $\mu_i$ ,改善磁特性的主要手段。

4. 微观结构。多晶磁性材料的微观结构对 $\mu_i$ 和其他特性有很大影响,高 $\mu_i$ 材料的微观结构必须具备下列条件:

- 1) 晶粒大,均匀;没有气孔、杂质、位错及其他缺陷;
- 2) 在晶粒内部不出现另相,所有的非磁性析出物或气孔只能集中在晶粒间界附近;
- 3) 晶粒内部有良好的化学均匀性。

4) 晶粒的尺寸受烧结条件的影响。提高烧结温度和保温时间,有利于使晶粒长大、密度增高,这些都对提高 $\mu_i$ 有利。但是,如果烧结温度太高,容易引起某些成份的挥发,形成气孔,影响 $\mu_i$ 值。

5. 材料织构化。通过特殊的加工过程。可以使各向同性的多晶材料,感生各向异性,在易磁化方向上提高 $\mu_i$ 值。这种过程称为织构化。包括结晶织构或磁性织构。结晶织构是将晶粒的某个易磁化轴平行排列。磁性织构是用磁场热处理方法使磁畴沿磁场方向取向。材料织构化以后,对于提高 $\mu_i$ ,改善磁滞回线的矩形度很有效。但是,由于织构化以后,磁性材料出现各向异性,所以,在具体应用时必须使工作磁通的方向与易磁化方向一致。

### 三、环境温度、工作时间以及应力分布对起始磁导率 $\mu_i$ 的影响

#### 1. 环境温度对 $\mu_i$ 的影响

温度升高,磁性材料的起始磁导率增大。在接近居里温度时,到达峰值之后,由于材料变成顺磁性, $\mu_i$ 突然下降。图 1-7 表示两种多晶Mn-Zn铁氧体和一种多晶Ni-Zn铁氧体的 $\mu_i$ 随温度的变化曲线。每种材料在室温或低于室温时出现第二个峰值,这是由于二价铁离子( $k_1 > 0$ )使材料的各向异性在某个特定温度通过零值。所以可利用这种效应来控制材料的温度系数。温度系数是表示 $\mu_i$ 随温度的可逆变化。可表示为

$$\text{温度系数} = \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i \Delta \theta} \quad (1-10)$$

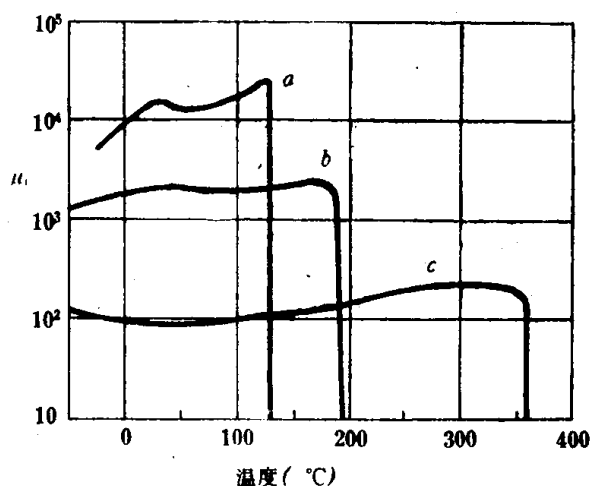


图1-7 起始磁导率 $\mu_i$ 随温度的变化  
a) 高磁导率Mn-Zn铁氧体  
b) 低损耗Mn-Zn铁氧体  
c) 低损耗Ni-Zn铁氧体

单位为每度所引起的变化率（百万分率，用ppm表示）。如果温度变化范围小，用上式计算不会带来很大的误差。如果  $\left(\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i}\right)$  值很大，则必须确定式 (1-10) 的分母中的  $\mu_i$  值。如果  $\mu_i$  随温度的变化为非线性，或在温度变化范围内存在  $\mu_i$  的突变点，则式 (1-10) 应改写成

$$\text{温度系数} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1(\theta_2 - \theta_1)} \quad (1-11)$$

式中， $\mu_1$  和  $\mu_2$  分别为在温度  $\theta_1$  和  $\theta_2$  时测得的起始磁导率。

如果  $\mu_i$  的变化大，则式 (1-11) 分母中的  $\mu_1$  应为几何平均值，即

$$\text{温度系数} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{(\theta_2 - \theta_1)\sqrt{\mu_1\mu_2}} \quad (1-12)$$

在磁芯中引入气隙以后，起始磁导率  $\mu_i$  降低为有效磁导率  $\mu_e$ ，此时，磁导率的变化率降低，相当于乘上一个系数  $\left(\frac{\mu_e}{\mu_i}\right)$ 。

用温度因子更能全面地表示  $\mu_i$  的相对变化特性。温度因子表示单位磁导率的温度变化。与式 (1-10) 相对应的温度因子为

$$\text{温度因子} = \frac{\Delta\mu_i}{\mu_i^2 \Delta\theta} \quad (1-13)$$

## 2. 工作时间对 $\mu_i$ 的影响

某些通信设备或频率选择电路中的电感器的电感量必须长期稳定不变，这就要求磁性材料的  $\mu_i$  不随工作时间而变化。

如果磁性材料受到干扰（包括磁性干扰，热或机械干扰），磁导率立即增加到某一不稳定值，然后逐渐回复到某一稳定值，这种现象称为减落 (Disaccommodation)。

令  $\mu_1$  和  $\mu_2$  表示材料受到干扰以后，分别在时间  $t_1$  和  $t_2$  所测得的磁导率。则磁性材料  $\mu_i$  在该时间内的变化率为

$$\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1} \quad (1-14)$$

相应的不稳定因子为

$$\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2} \quad (1-15)$$

对应于特殊的干扰形式，必须采用相应的测试方法，才能确切表示磁导率的时间稳定性。常用的测试方法是，当材料处于恒温状态时，使材料受到一个交变干扰磁场的作用，该交变场的最大振幅可使材料磁化到饱和，然后逐渐降低到零，测得材料在干扰后1分钟和24小时的磁导率分别为  $\mu_1$  和  $\mu_2$ ，定义减落系数  $D$  为

$$D = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1} \quad (1-16)$$

相应的减落因子为

$$D_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2} \quad (1-17)$$

测试时的时间间隔可以根据情况确定，例如，可以从10分钟到100分钟。

从统计规律发现，磁导率的改变与时间间隔的对数成正比，所以，相应的减落系数  $d$  可表示为

$$d = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 \lg(t_2 - t_1)} \quad (1-18)$$

相应的减落因子为

$$d_F = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1^2 \lg(t_2 - t_1)} \quad (1-19)$$

铁氧体材料的减落现象最为明显。存在着各种不同的减落机构，所有这些机构总是与磁性离子迁移到较低能量位置的运动过程以及磁化强度的局部取向有关。而磁性离子趋向稳定化的速度决定于温度。温度愈高，时间常数就愈短。

### 3. 应力分布对 $\mu_i$ 的影响

从加工到装配，磁性材料都要受到应力作用。例如，为了满足尺寸或表面光洁度要求，常常需要研磨两个磁芯的接触面。研磨过程在接触面的表面形成应力。实际测试发现，这是一种压缩应力。这种应力使接触面附近的磁导率大大降低，并且使材料内部受到张应力。产生应力的另一个原因是，在装配时对磁芯加压所致。有时，为了固定磁芯而用环氧树脂粘结，也会引起应力。

由于软磁材料的磁晶各向异性较小，所以，由应力引起的各向异性对 $\mu_i$ 有很大影响。应力通过磁致伸缩系数 $\lambda$ 使 $\mu_i$ 降低。图1-8表示三种铁氧体的磁导率 $\mu_i$ 随应力的相对变化规律。由图可见，在应力较小时，Mn-Zn铁氧体的磁致伸缩系数小于零，此时，压应力使磁导率增大，张应力使磁导率降低，对于磁致伸缩系数为正的材料，具有相反的规律。

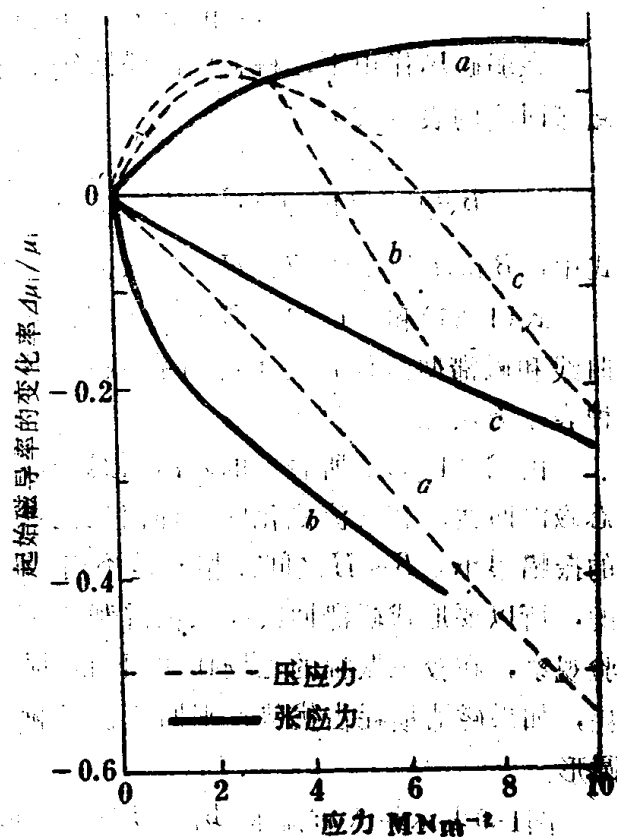


图1-8 起始磁导率 $\mu_i$ 随外加纵向拉力的变化

a) Ni-Zn铁氧体,  $\mu_i=100$

b) Mn-Zn铁氧体,  $\mu_i=4850$

c) Mn-Zn铁氧体,  $\mu_i=1650$

## 四、线性磁性材料在弱磁场下的磁滞特性

根据式(1-1)知，起始磁导率 $\mu_i$ 是指：处于退磁状态的材料，受到振幅接近于零的磁场磁化时的磁导率。只能通过外推法才能确定 $\mu_i$ 。材料的实际工作状态是受到很弱的磁场磁化，此时，材料的磁导率应为振幅磁导率 $\mu_a$ 。材料在弱磁场下的 $B \sim H$ 不再保持线性关系，而要形成磁滞回线，出现磁滞损耗。雷利(Rayleigh)对软磁材料在弱磁场作用下的磁化曲线和磁滞回线进行实验观察后发现，通过引入一个常数，可以将 $\mu_i$ 与 $\mu_a$ 联系起来，这种关系称为雷利关系。彼德生假定材料的磁滞回线相对于坐标原点对称的，从而可以写出 $B \sim H$ 的分析表示式，建立彼德生关系。下面分别介绍他们的分析方法。

### 1. 雷利系数表示法

软磁材料在弱磁场强度 $\hat{H}$ 作用下的振幅磁导率 $\mu_a$ 与起始磁导率 $\mu_i$ 满足下列线性关

系:

$$\mu_s = \mu_i + v\hat{H} \quad (1-20)$$

式中,  $v$  为雷利系数, 单位为  $\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$

磁化曲线的表示式为

$$\hat{B} = \mu_0 \mu_s \hat{H} = \mu_0 (\mu_i \hat{H} + v \hat{H}^2) \quad (1-21)$$

在弱磁场作用下, 材料的磁滞回线基本上是由两条抛物线组成(见图1-9)。所以, 磁滞回线的表示式为

$$B = \mu_0 [(\mu_i + v\hat{H})H \pm \frac{v}{2}(\hat{H}^2 - H^2)] \quad (1-22)$$

式中,  $B$  和  $H$  为瞬时值,  $\hat{H}$  为最大值。

式(1-21)和(1-22)所表示的磁化曲线和磁滞回线仅包含了雷利系数  $v$ 。这种表示方法比较方便。

由式(1-22)所表示的磁滞回线是静态磁滞回线。在交流磁化时, 即使交流场的振幅很小,  $B \sim H$  之间的相位是不相同的, 所以要形成磁滞回线。根据雷利的实验观察, 在较小振幅的磁场作用下的损耗, 如果磁滞损耗占优势, 则回线接近椭圆形。

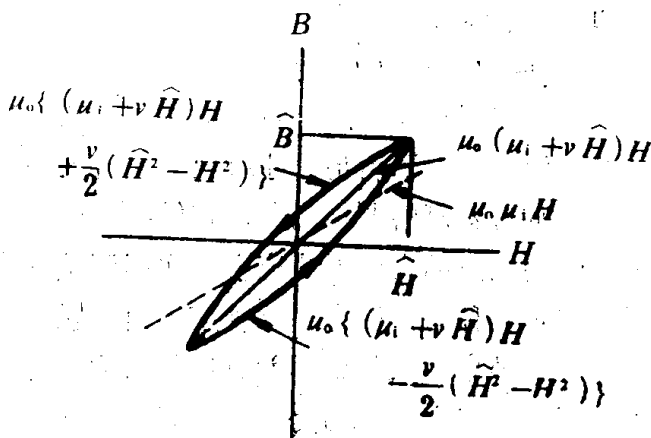


图1-9 雷利回线

图1-9表示最大直流磁场为  $\hat{H}$  时, 所形成的回线, 称为雷利回线。根据式(1-22)在任何磁场  $H$  时的磁滞回线的垂直宽度为  $\mu_0 v (\hat{H}^2 - H^2)$ , 回线的面积为  $\frac{4}{3} \mu_0 v \hat{H}^3$ 。

单位体积的材料每磁化一周的磁滞损耗等于回线的面积。称此为磁滞损耗体密度  $W_h$ , 单位为  $(\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{cycle}^{-1})$

$$W_h = \oint B dH = \frac{4 \mu_0 v \hat{H}^3}{3} = \frac{4 v \hat{B}^3}{3 \mu_0^2 \mu_i^2} \quad (1-23)$$

一个体积为  $(A \cdot l)$  的磁芯, 在受到振幅为  $\hat{H}$ , 频率为  $f$  的交流场磁化后的磁滞损耗功率  $P_h$  为

$$P_h = W_h \cdot A \cdot l \cdot f = I^2 R_h$$

式中,  $R_h$  为串联的磁芯损耗电阻;  $I$  为电流的有效值, 等于  $\frac{\hat{H} l}{\sqrt{2} N}$ ,  $N$  为匝数。考虑式(1-23)后, 得

$$\begin{aligned} R_h &= \frac{4 v \hat{B}^3}{3 \pi \mu_0 \mu_i^2} \cdot 2 \pi f \cdot \frac{N^2 A \mu_0 \mu_i^2}{l} \\ &= \frac{4 v \hat{B}^3}{3 \pi \mu_0 \mu_i^2} \cdot \omega L \end{aligned} \quad (1-24)$$

所以，磁滞损耗角正切为

$$\operatorname{tg} \delta_h = \frac{R_h}{\omega L} = \frac{4\nu \widehat{B}}{3\pi\mu_0\mu_s^2} = \frac{4\nu \widehat{H}}{3\pi\mu_s} \quad (1-25)$$

式(1-20)和(1-25)表示的关系称为雷利关系。这两个关系式中都包括了同一个常数 $\nu$ ，凡是服从雷利关系的磁性材料，它们的 $\mu_s$ 与 $\mu_i$ 的关系，以及磁滞损耗特性都必须服从这两个关系式。消去这两个关系式中的共同常数 $\nu$ ，可以得到下列关系式

$$\mu_s = \mu_i + \frac{3}{4}\pi\mu_s \operatorname{tg} \delta_h$$

或

$$\mu_s = \frac{\mu_i}{1 - \frac{3}{4}\pi \operatorname{tg} \delta_h} \quad (1-26)$$

一个典型铁氧体的振幅磁导率 $\mu_s$ 与磁感应强度 $B$ 的关系曲线如图1-10所示。在 $B=0$ 处的曲线的斜率即为磁滞常数 $\gamma$ 。同一个样品的磁滞损耗因子 $\frac{\operatorname{tg} \delta_h}{\mu}$ 随 $\widehat{B}$ 的变化如图1-11所示，亦可用同样的办法，从该曲线上求得 $\gamma$ 值。

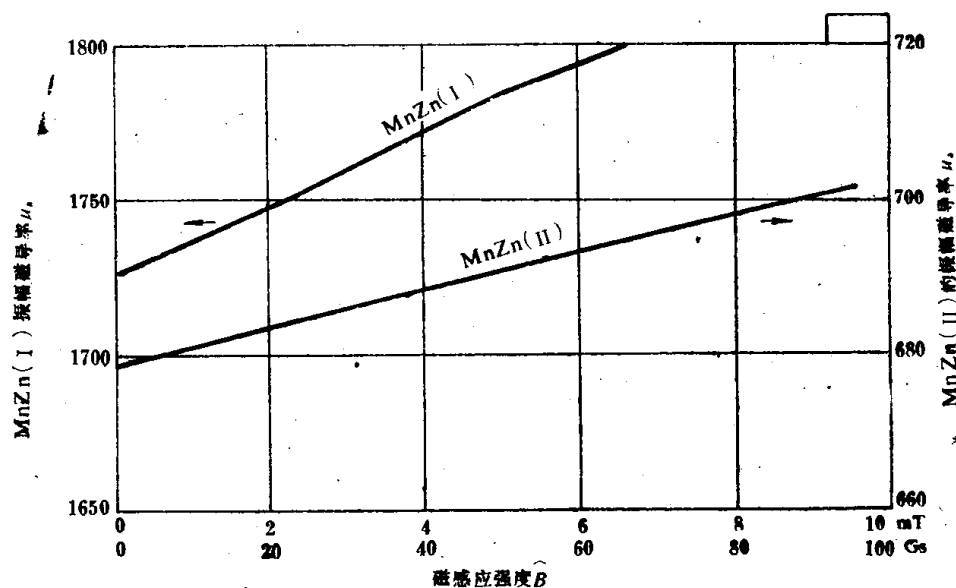


图1-10 振幅磁导率 $\mu_s$ 与磁感应强度 $\widehat{B}$ 的关系

## 2. 彼德生(Peterson)关系

彼德生关系是表示磁感应强度 $B$ 与磁场强度的瞬时值 $H$ 及最大值 $\widehat{H}$ 的二次幂级数成正比，假定回线相对于坐标的原点为对称，并忽略三次方以上的高次项，则磁化曲线的表示为

$$B = \mu_0 [a_{10}H + a_{11}H^2 + (a_{12} + a_{30})H^3 + \dots] \quad (1-27)$$

式中， $a_{10}$ 等常数为幂级数的各项系数； $a_{10}$ 为起始磁导率 $\mu_i$ ； $a_{11}$ 为 $\frac{d\mu}{dH}$ ，单位为

$\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$ 。且令 $\mu_s = a_{10} + a_{11}H + (a_{12} + a_{30})H^2 + \dots$

根据幂级数来确定磁滞损耗体密度 $W_h$ 为

$$W_h = \frac{8}{3} \mu_0 (a_{02} \hat{H}^3 + a_{03} \hat{H}^4 + \dots) \quad (1-28)$$

式中,  $a_{02}$  的单位为  $\text{m} \cdot \text{A}^{-1}$

根据与式(1-25)相同的推导过程, 并取式(1-28)的第一项, 得

$$\frac{R_h}{\omega L} \cong \text{tg} \delta_h \cong \frac{8a_{02} B}{3\pi \mu_0 \mu_s^2} \quad (1-29)$$

如前所述, 雷利所提出的在低磁场时,  $B \sim H$  的关系是根据实验观察得到的; 彼德生在提出  $B \sim H$  关系时, 假定回线相对于坐标原点对称的; 不同幅度的各个对称回线的两个尖端的轨迹就是起始磁化曲线; 在  $H = 0$  时, 磁化曲线通过原点。实际上, 彼德生关系的应用更为普遍些。

式(1-27)表示彼德生关系。比较式(1-20)和式(1-27), 忽略彼德生关系中  $\mu_s$  表示式的第三项, 得

$$a_{10} = \mu_s, \quad a_{11} = \nu$$

再根据式(1-25)和式(1-27), 得

$$a_{02} = \frac{\nu}{2}$$

所以, 凡是满足雷利关系的材料, 必然同时满足相应的彼德生系数关系, 即

$$a_{11} = 2a_{02}$$

雷利和彼德生所考虑的能量损耗与静态磁滞回线的面积成正比, 这种损耗都是磁滞损耗。

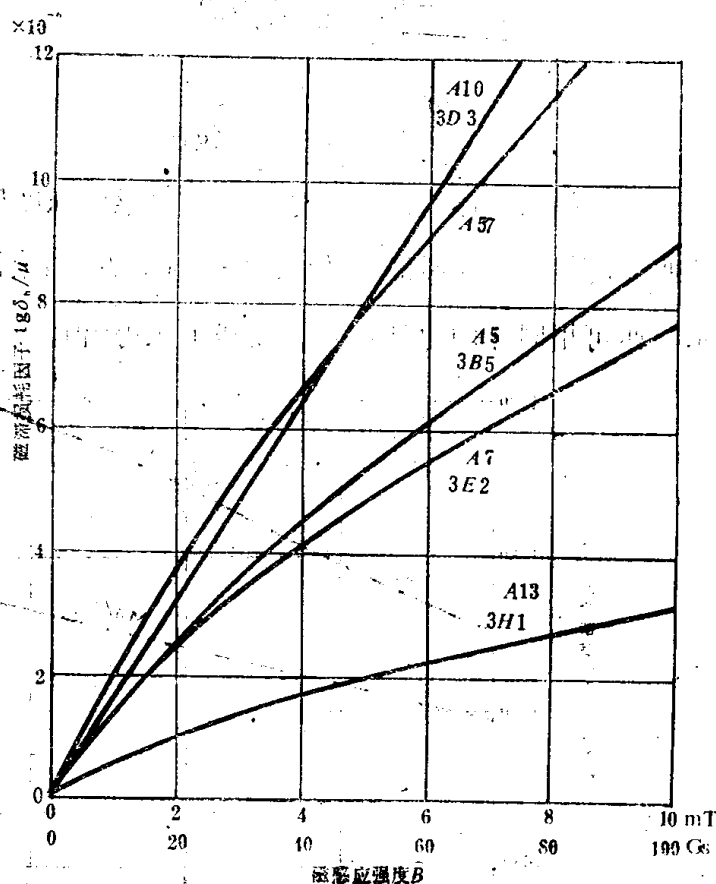


图1-11 磁滞损耗因子  $\frac{\lg \delta_h}{\mu}$  与磁感应强度  $B$  的关系

## § 1.3 磁性材料的非线性特性

### 一、磁性材料的非线性特性

由于磁性材料的不可逆磁化过程引起了  $B$  滞后于  $H$ , 磁化曲线成为非线性, 如图1-12所示。材料处于退磁状态时,  $H = 0$ ,  $B = 0$ 。若  $H \neq 0$ , 但振幅很小, 只有可逆畴壁位移磁化过程, 在此范围,  $B$  和  $H$  保持线性。  $H$  增大时, 产生不可逆畴壁位移磁化过程,  $B$  迅速增大。此时, 即使不再提高  $H$ ,  $B$  仍继续增加, 直到饱和磁化状态。为使  $B$  从零增加到正饱和磁感应强度所提供的能量, 被畴壁的不可逆位移过程所消耗, 磁场降



低到零时，由于磁滞而使畴壁不能恢复到原来的位置，所以，磁感应强度值不变。即 $H=0$ 的磁感应强度（剩余磁感应强度）与饱和磁化状态的相等。

改变磁场的方向，使振幅接近矫顽力 $H$ ，产生反方向的不可逆畴壁位移，并使磁感应强度沿负方向增大，此时，即使不再提高反向磁场的振幅， $B$ 仍继续增大，直至到达负饱和磁化状态。随后，即使再提高磁场的振幅， $B$ 仍保持负向剩磁状态。材料受到振幅大于矫顽力的正、反磁场的反复磁化，形成的矩形磁滞回线，如图1-12所示。

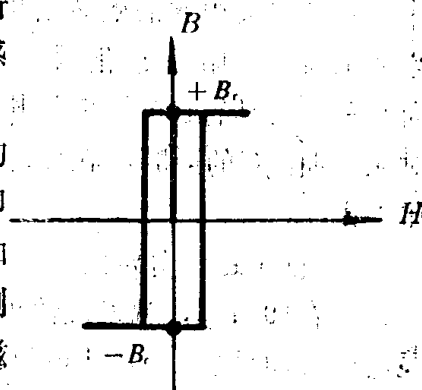


图1-12 非线性磁化曲线和矩形磁滞回线

## 二、非线性特性的产生

非线性特性决定于材料的各向异性。单晶磁性材料具有明显的各向异性，沿着材料的易磁化轴磁化，可以得到矩形磁滞回线。对于某些多晶磁性材料，可以通过机械加工、磁场热处理等工艺过程，使原来各向同性的材料感生各向异性，得到易磁化方向。如前所述，将某些金属磁性材料加热以后，在磁场中缓慢冷却，得到各向异性，称此效应为磁性退火效应。许多磁性合金，经过深度冷辗压或其他冷加工，出很现强的各向异性，此为辗压磁各向异性。有些材料，从高温开始在磁场中冷却，通过相转变温度时，要出现很强的磁各向异性。下面简要讨论磁性退火效应和辗压磁各向异性。

### 1. 磁性退火效应

图1-13表示磁性退火对21.5%Fe-Ni合金的磁化曲线的影响。磁化曲线A和C的差别很大，这是由于材料产生感生各向异性的原因。由图可见，经过磁场热处理以后，热处理磁场的方向就是材料的易磁化方向。

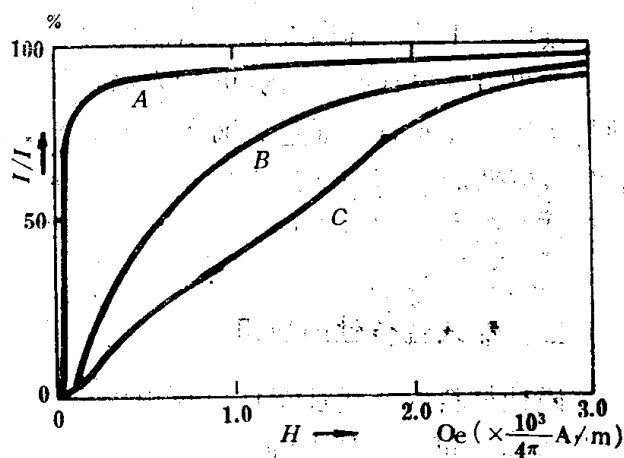


图1-13 21.5%Fe-Ni合金从600°C冷却以后的磁化曲线  
A—在纵向磁场中冷却  
B—冷却时不加磁场  
C—在垂直磁场中冷却

磁性退火以后材料的磁畴结构如图1-14所示。材料在纵向磁场中冷却以后，出现180°磁畴结构，沿易磁化轴磁化时，磁化过程都是通过180°畴壁位移完成。这种材料具有非线性磁化曲线，具有很高的最大磁导率。如果测试磁场垂直于易磁化方向，则磁化过程主要通过磁畴转动，磁化曲线接近线性。图中曲线B表示冷却过程中不加磁场时的磁畴结构，材料内部磁畴的取向杂乱，磁化过程既有180°畴壁位移，又有磁畴转动，磁化曲线介于图1-13的A和C之间。

某些铁氧体通过磁场热处理或外加应力的作用，可以得到矩形磁滞回线。对于 $k_1$ 小， $\lambda_s$ 大的铁氧体，外加应力时改善磁滞回线的矩形度更为明显。对于富铁的铁氧体，因为 $Fe^{2+}$ 可以产生单轴各向异性 $k_1$ ，通过磁场热处理时也可以改善回线的矩形度。Ni-Zn铁氧体具有较大的负磁致伸缩系数 $\lambda_s$ ，所以，外加应力可以改善回线的矩形度。