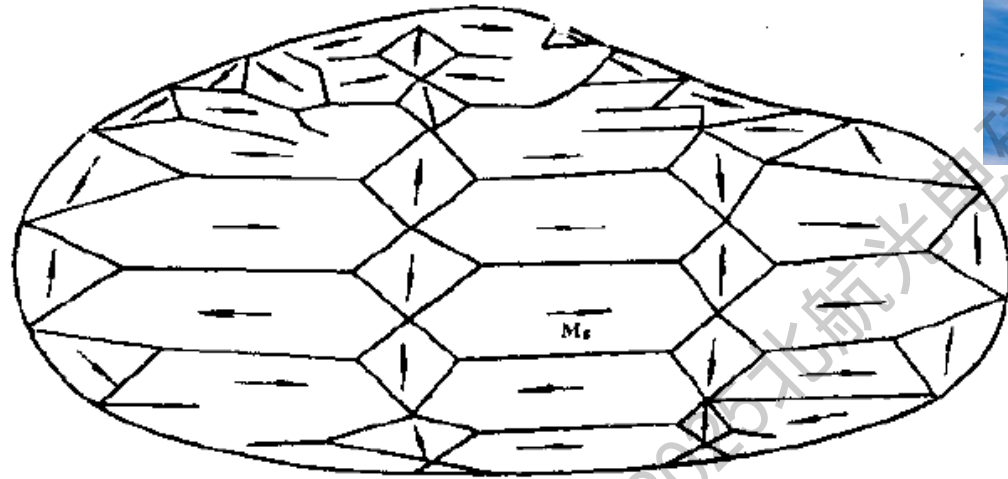


问题： 在铁磁性物质中，自发磁化主要来源于交换作用，这种交换作用本质上是各向同性的，如果没有附加的相互作用存在，在晶体中，自发磁化强度**本可以**指向任意方向而不改变体系的内能。实际上在**铁磁性材料中，自发磁化强度总是处于一个或几个特定方向。**



分子场（库仑力）使原子磁矩**一致排列**。

沿哪个方向排列又是由什么决定的呢？

磁各向异性

2025北航光电材料上课用。

4.1 磁各向异性及其分类

磁各向异性：磁体被磁化时，沿磁体的不同方向磁化到饱和的难易程度不同

按其**起源物理机制**

可以分为五类：

磁晶各向异性：与结晶轴有关，存在于任何铁磁晶体中，有人也称之为天然各向异性

形状各向异性：非球形对称的磁体，退磁场

应力各向异性：磁弹性耦合材料，应力及其应变

感生各向异性：特殊处理，如磁场、轧制等

交换各向异性：铁磁-反铁磁界面，磁滞回线不对称

4.1 磁各向异性及其分类

磁各向异性：磁体被磁化时，沿磁体的不同方向磁化到饱和的难易程度不同

按其**起源物理机制**
可以分为五类：

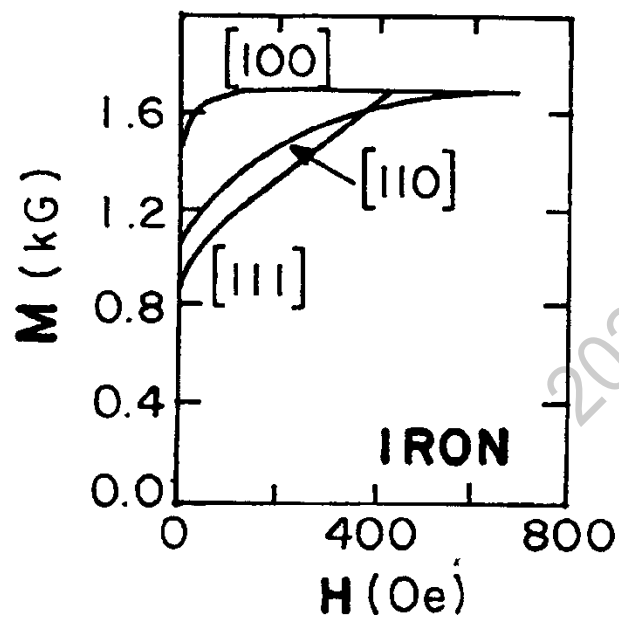
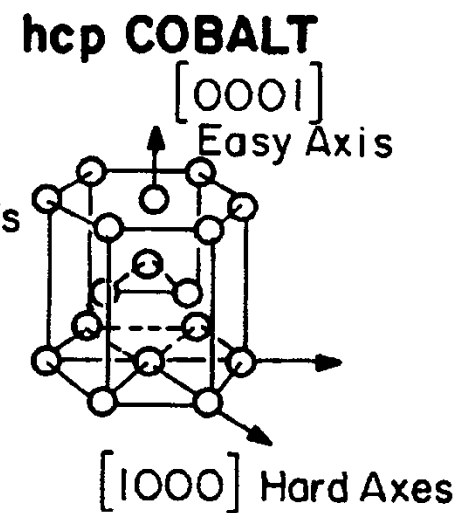
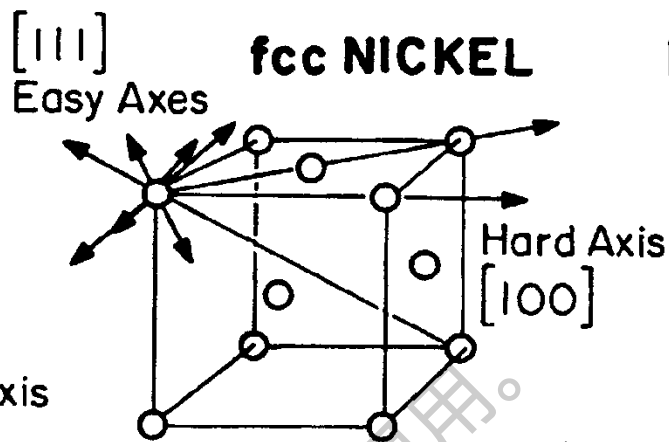
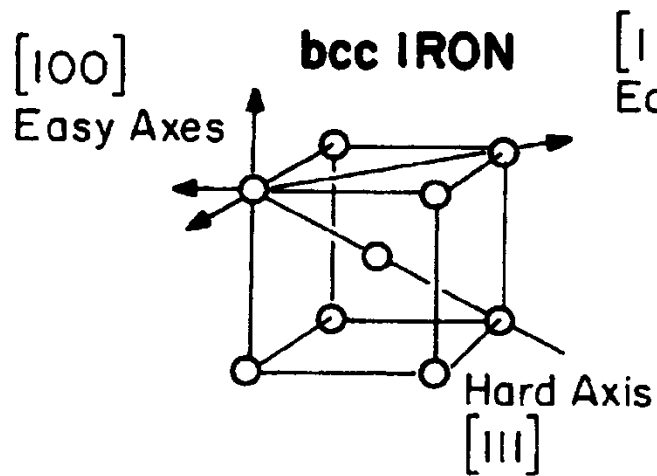
磁晶各向异性：与结晶轴有关，存在于任何铁磁晶体中，有人也称之为天然各向异性

形状各向异性：非球形对称的磁体，退磁场

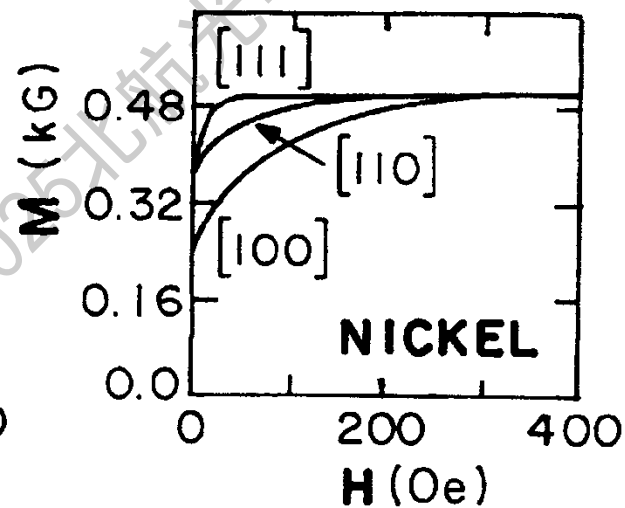
应力各向异性：磁弹性耦合材料，应力及其应变

感生各向异性：特殊处理，如磁场、轧制等

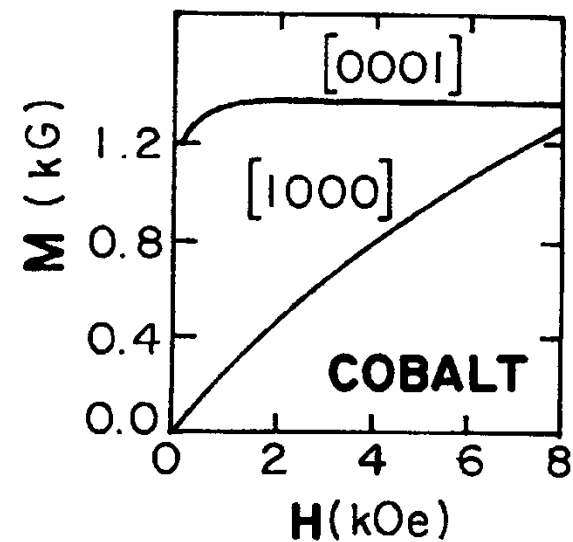
交换各向异性：铁磁-反铁磁界面，磁滞回线不对称



(a)



(b)



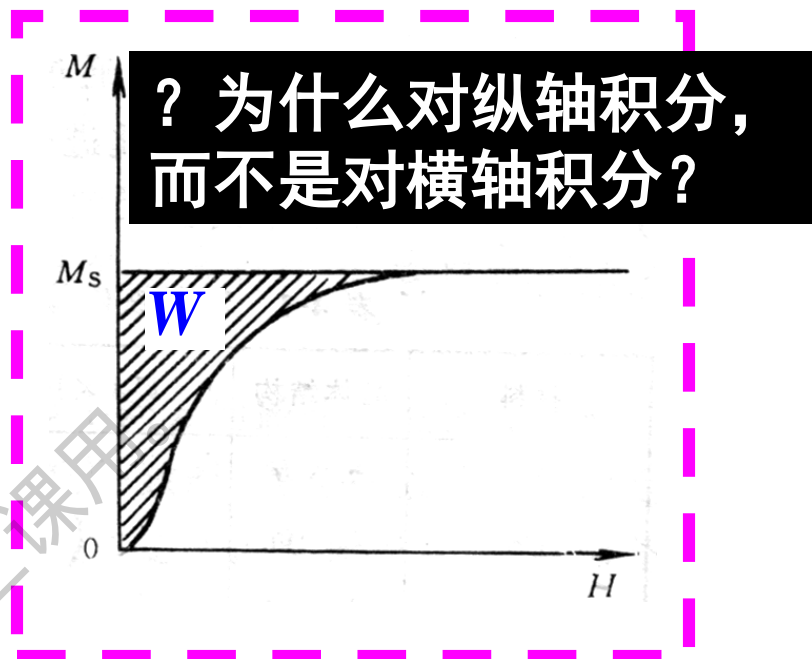
(c)

磁晶各向异性的表示

1. 磁晶各向异性能

磁化功：磁化过程中的磁化功由磁化曲线和 M 坐标轴之间所包围的面积确定。

$$W = \int_0^M \delta A_m = \int_0^M \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{M}$$



这部分与磁化方向有关的自由能称为磁晶各向异性能。

2. 磁晶各向异性常数 K

定义：对于立方晶体来说，单位体积的铁磁单晶体沿 $[111]$ 轴与 $[100]$ 轴磁化到饱和所需的能量之差。

$$K_{Fe} > 0$$

$$K_{Ni} < 0$$

$$K = \frac{1}{V} \left(\int_{0[111]}^{M_s} H dM - \int_{0[100]}^{M_s} H dM \right)$$

K 的物理意义：描述自由能对自发磁化强度方向的依赖关系

加深理解！

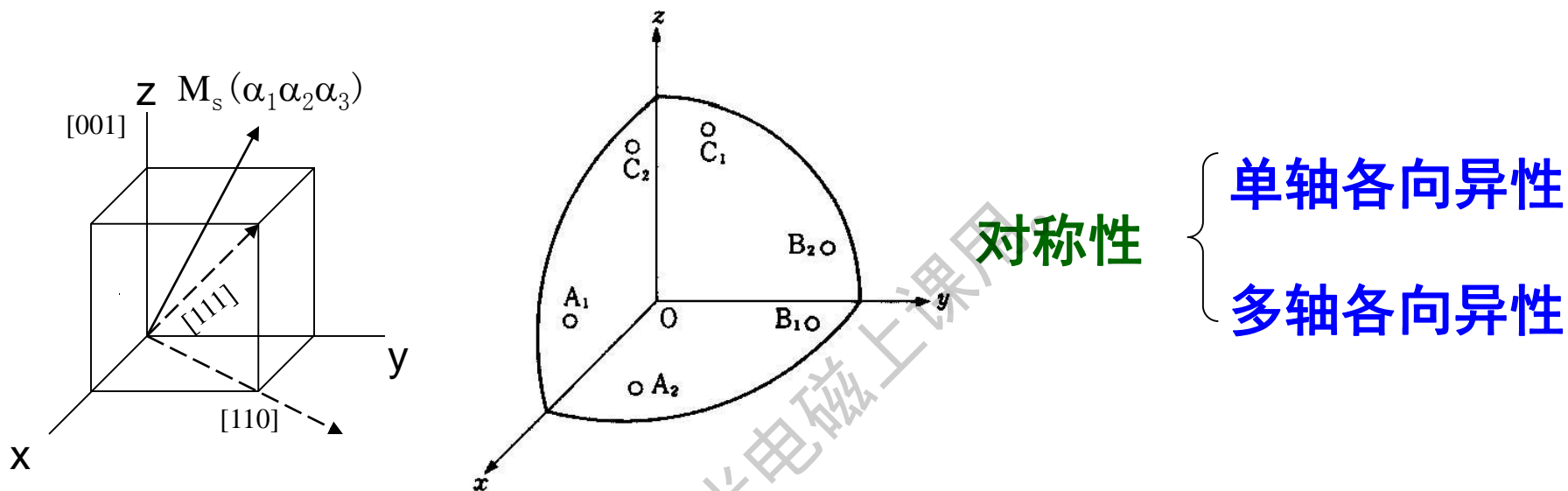
磁晶各向异性性能：饱和磁化强度矢量在铁磁体中取不同方向而改变的能量。

磁晶各向异性性能：与磁化强度矢量在晶体中相对晶轴的取向有关。

在**易磁化轴**方向上，磁晶各向异性性能**最小**；
在**难磁化轴**方向上，磁晶各向异性性能**最大**。

铁磁体中的自发磁化矢量和磁畴的分布取向，不会是任意的，而是取向于在磁晶各向异性性能最小的**各个**易磁化轴的方向上，因为这样取向才能处于最稳定的状态。

4.2 磁晶各向异性的唯象理论



数学推导思想基础:

- (1) 单位体积磁晶各向异性能 $F_K = f(\alpha_i)$
- (2) 磁晶各向异性能的晶体对称性

4.2.1 六角晶系的单轴各向异性

六角晶系沿[0001]轴（c轴）在正负两个方向上磁晶各向异性能量最小。

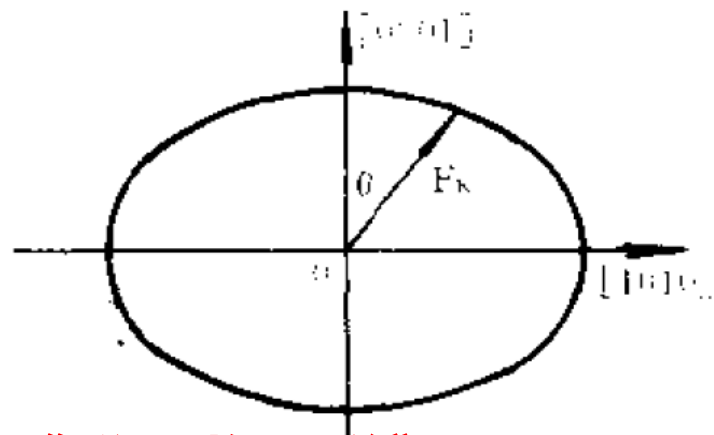
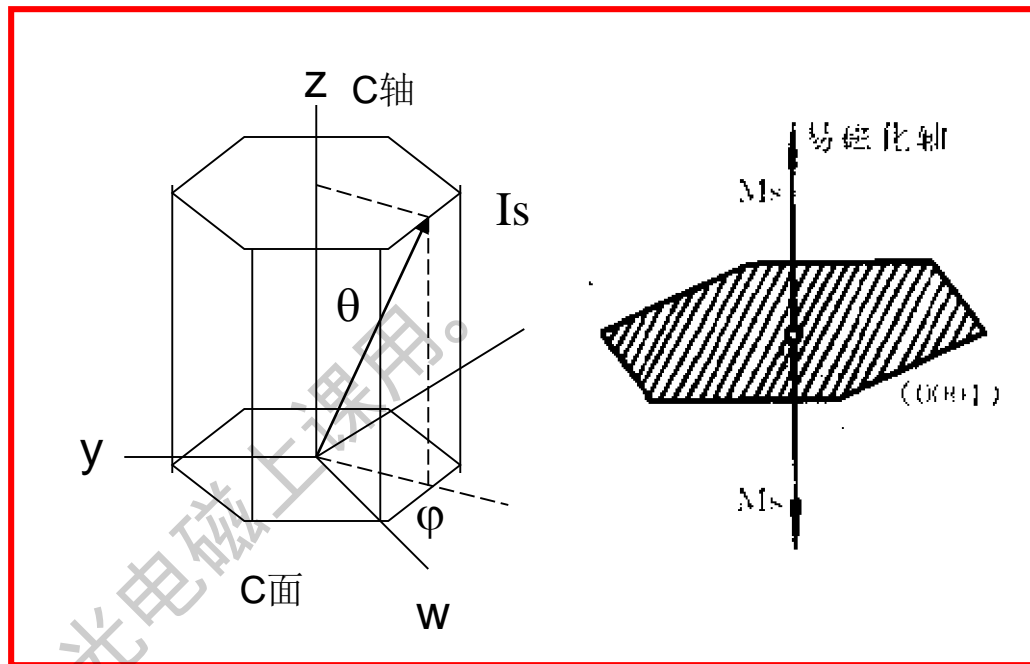
磁晶各向异性能

$$F_{ku} = A_0 + A_1 \sin \theta + A_2 \sin^2 \theta + A_3 \sin^3 \theta + A_4 \sin^4 \theta + \dots$$

考虑到对称性，奇次方项为零

$$F_{ku} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots$$

K_{u1}, K_{u2} 是单轴磁晶各向异性常数

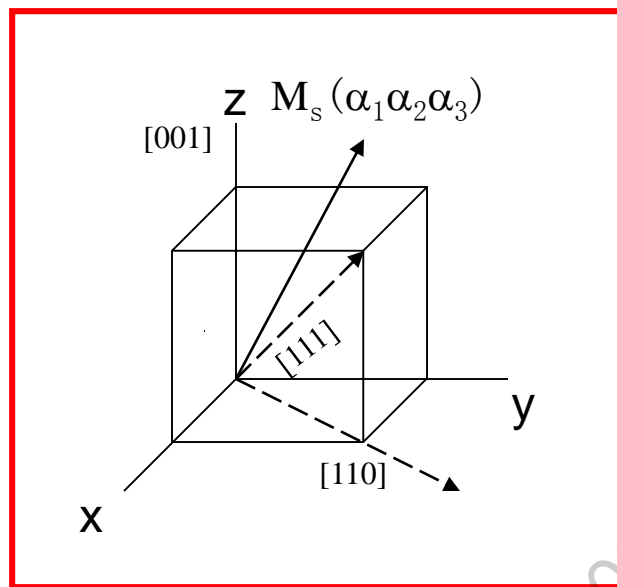


六角晶系的各向异性类型，参见宛德福《磁性物理学》p157

4.2.1 立方晶系的多轴各向异性

$$F_K = B_0 + B_1(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) + B_2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)^2 + \dots$$

$$F_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_1^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots$$



α , 方向余弦

$$\alpha_1 = \cos \theta_1, \alpha_2 = \cos \theta_2, \alpha_3 = \cos \theta_3$$

几个特征方向的磁晶各向异性能

$$F_K^{[100]} = K_0$$

$$F_K^{[110]} = K_0 + K_1/4$$

$$F_K^{[111]} = K_0 + K_1/3 + K_2/27$$

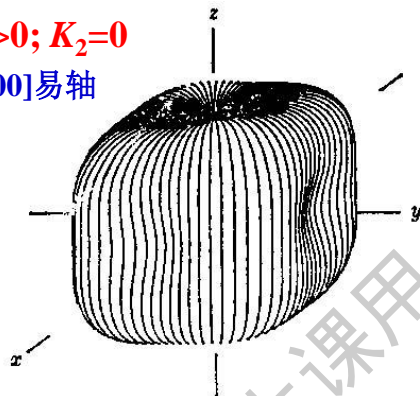
$$F_K^{[110]} - F_K^{[100]} = K_1/4$$

$$F_K^{[111]} - F_K^{[100]} = K_1/3 + K_2/27$$

4.2.1 立方晶系的多轴各向异性

当[100]方向为易磁化轴
和[111]方向为易磁化轴
的各向异性能的空间分布
状况完全不同。

$K_1 > 0; K_2 = 0$
[100]易轴



$K_1 > 0, K_2 = 0$ 的立方各向异性能的极坐标图 (径向矢量等于 $E_a + \frac{2}{3}K_1$)

$K_1 < 0; K_2 = 0$
[111]易轴

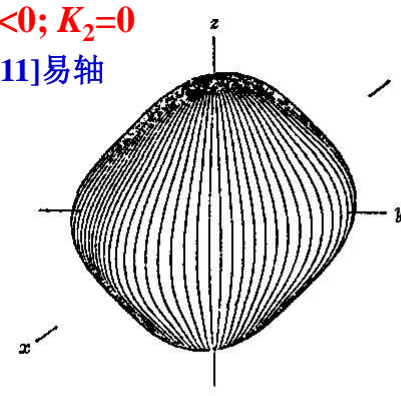


图 12.3 $K_1 < 0, K_2 = 0$ 的立方各向异性能的极坐标图 (径向矢量等于 $E_a + 2|K_1|$)

立方晶系各向异性

K_1, K_2	$K_1 > 0$ $K_1 > -\frac{1}{9}K_2$	$0 > K_1 > -\frac{4}{9}K_2$	$K_1 < -\frac{4}{9}K_2, K_1 < 0$ $K_1 < -\frac{4}{9}K_2, K_1 > 0$
易磁化方向	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
各向异性能	0	$\frac{1}{4}K_1$	$\frac{1}{3}K_1 + \frac{1}{27}K_2$
各向异性场 H_A	$\frac{2K_1}{I_s}$	(100): $-2K_1/I_s$ (110): $(K_1 + \frac{1}{2}K_2)/I_s$	$-\frac{4}{3}(K_1 + \frac{1}{3}K_2)/I_s$

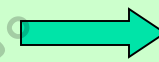
4.3 磁晶各向异性常数的实验确定

单晶体磁化曲线法

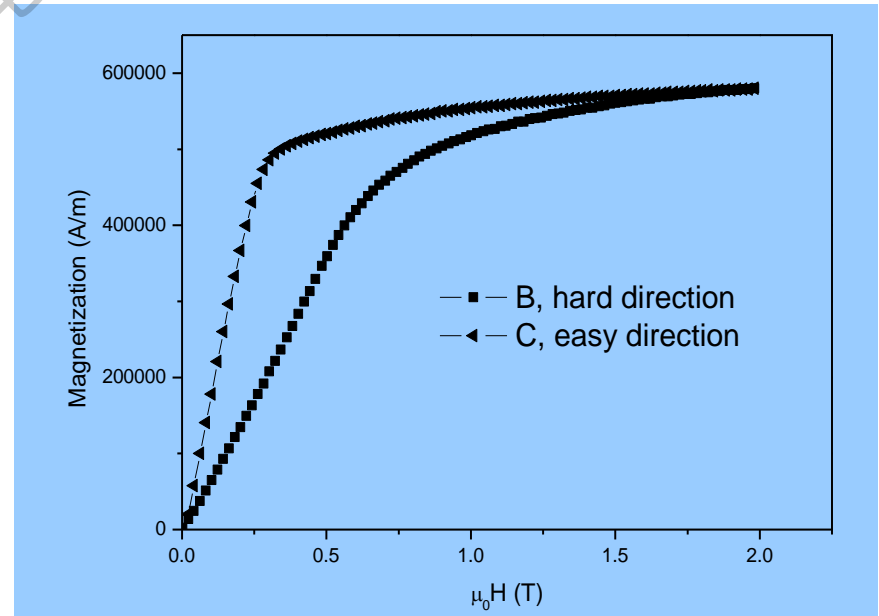
$$W^{[110]} - W^{[100]} = \frac{K_1}{4}$$

$$W^{[111]} - W^{[100]} = \frac{1}{3} K_1 + \frac{1}{27} K_2$$

特征方向
磁化功



K_1, K_2



4.3 磁晶各向异性常数

磁转矩法

转矩磁强计的原理是，样品（片状或球状）置于强磁场中，使样品磁化到饱和。若易磁化方向不在磁场方向，则磁晶各向异性作用将使样品旋转，以使易磁轴与磁场方向平行。这就产生了一个作用在样品上的转矩。如果测量转矩与磁场绕垂直轴转过的角度关系，就可以得到转矩曲线，并由此可求得磁晶各向异性常数。

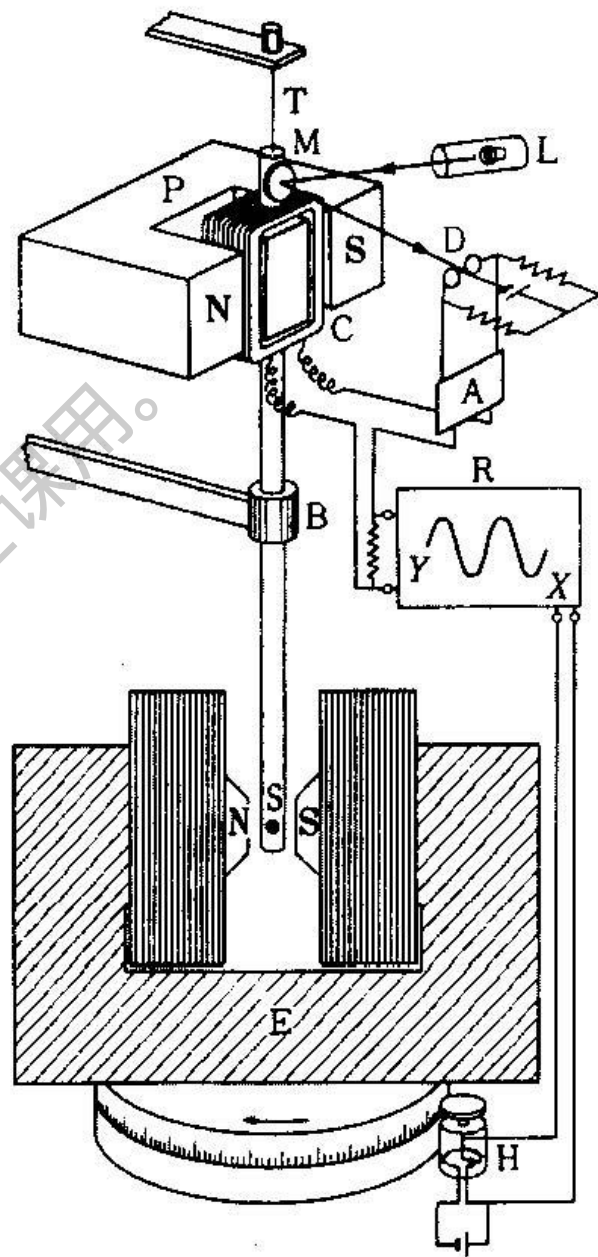


图 12.9 自动记录转矩磁强计

4.3 磁晶各向异性常数的实验确定

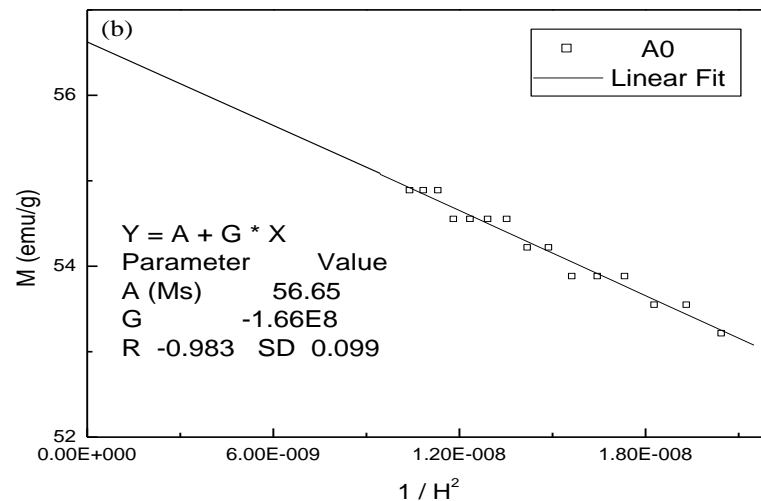
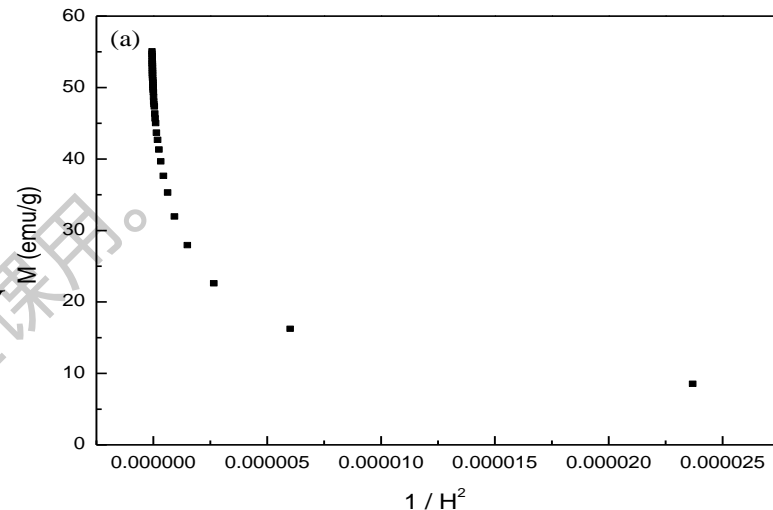
多晶：趋近饱和定律法，

准确度比较差

$$M = M_S \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} - \dots \right) + \chi_P H$$

$$b = \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{M_S^2 \mu_0^2}$$

$$b = -\frac{G}{M_S}$$



4.4 磁晶各向异性等效场

由于磁晶各向异性性能的存在，在不施加外磁场时，磁化强度的方向会处在易磁化轴方向上，如果磁化强度偏离易磁化轴，它会受到一个力矩作用，把它拉回易磁化方向，这相当于在易磁化轴方向上存在一个等效磁场 H_K 。（回想分子场！）

磁化强度矢量在等效场中的位能

$$F_k = -\mu_0 M_S H_K \cos \theta$$

$$\frac{\partial F_k}{\partial \theta} = \mu_0 M_S H_K \sin \theta$$

各向异性等效场

$$H_K = \left[\frac{1}{\mu_0 M_S \sin \theta} \left(\frac{\partial F_K}{\partial \theta} \right) \right]_{\theta \rightarrow 0},$$

在很多情况下，用磁晶各向异性等效场的概念来讨论磁晶各向异性的影响会方便的多。

六角晶系单轴各向异性等效场

$$F_k = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta$$

(1) c 轴为易磁化轴

$$H_K = \left[\frac{1}{\mu_0 M_s \sin \theta} \left(\frac{\partial F_K}{\partial \theta} \right) \right] = \frac{2K_{u1} \sin \theta \cos \theta}{\mu_0 M_s \sin \theta} = \frac{2K_{u1} \cos \theta}{\mu_0 M_s} \Big|_{\theta \rightarrow 0}$$

得到: $H_k = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_s}$

(2) c面为易磁化面时:

$$H_k = \frac{-2(K_{u1} + 2K_{u2})}{\mu_0 M_s}$$

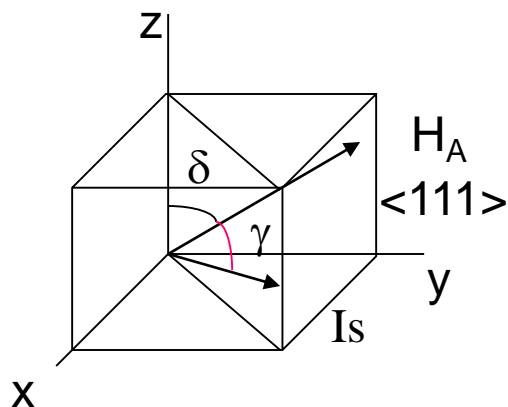
(3) 易磁化为锥面时

$$H_k = \frac{(2K_{u1} / K_{u2})(K_{u1} + 2K_{u2})}{\mu_0 M_s}$$

立方晶系各向异性等效场

立方晶系磁晶各向异性能为：

$$F_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_1^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots$$



<100>为易轴：

$$H_k = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}$$

<111>为易轴：

$$H_k = -\frac{4}{3}(K_1 + \frac{K_2}{3}) / \mu_0 M_s$$

<110>为易轴？



铁磁性材料的三个内禀参量

组元种类
晶格类型

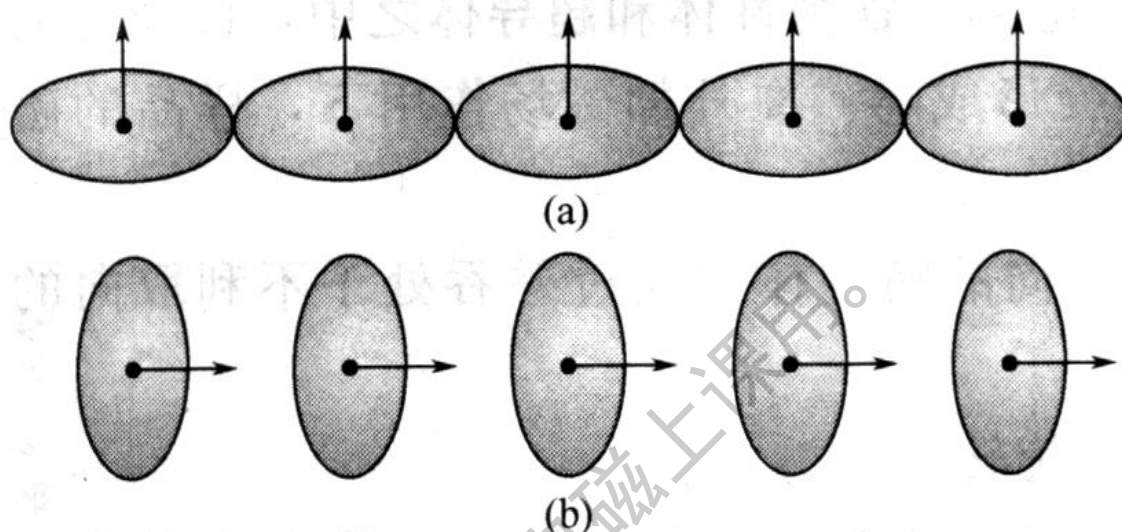
名 称	符号	物理意义	来 源
饱和磁化强度	M_S	反映材料磁性强弱	原子（离子）磁矩及其耦合方式
居里温度	T_C	反映交换作用强弱	直接和间接交换作用（静电作用）
磁晶各向异性能 (磁晶各向异性常数)	F_K (K)	反映自由能对自发磁化强度方向的依赖程度	?

4.5 磁晶各向异性的来源

产生磁晶各向异性的来源比较复杂，一直在研究之中。目前普遍认为和自旋-轨道耦合与晶体场效应有关。经过多年研究，局域电子的磁晶各向异性理论已经趋于成熟，目前有两种解释：

(1) **自旋对模型**，对金属和合金是适用的。对氧化物和化合物不适用；
(1) **单离子模型和双离子模型**，主要适合于解释铁氧化物和稀土金属的磁晶各向异性。而以能带论为基础的磁晶各向异性理论进展迟缓，尚不完备。

4.5 磁晶各向异性的来源

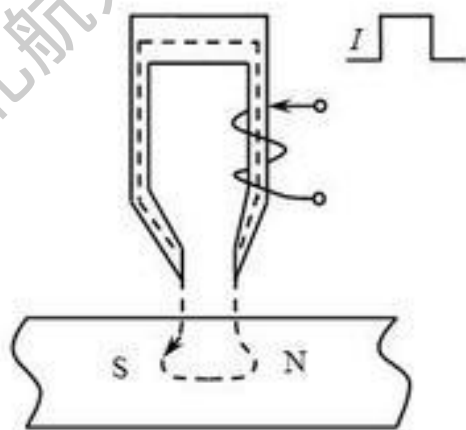
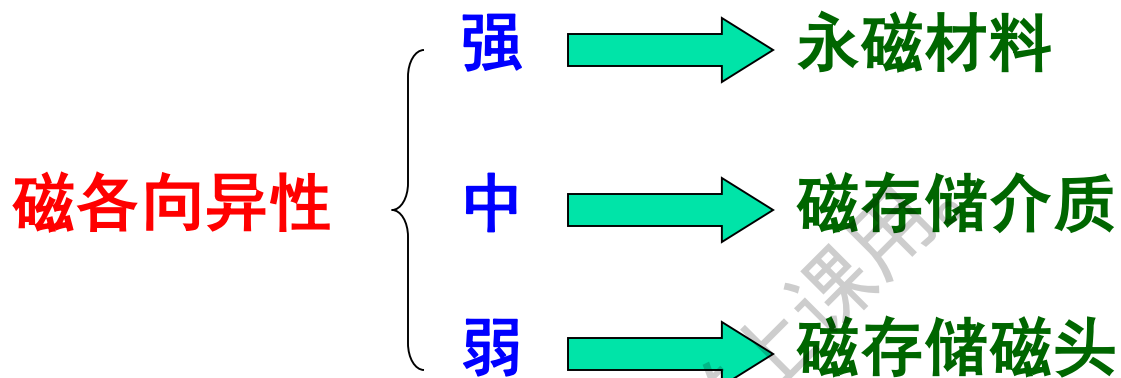


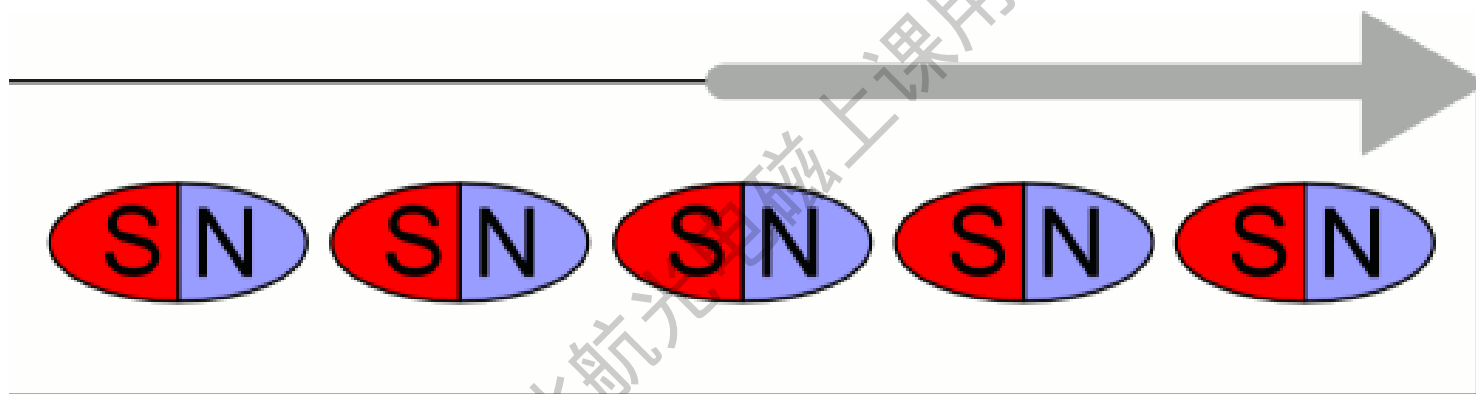
(a) 磁化垂直于原子排列形成的直线，电子云交叠区大，交换作用强。

(b) 磁化平行于原子排列形成的直线，电子云交叠区小，交换作用弱。

Kittel模型： 由于晶体场的作用，导致电子自旋取向的各向异性，由于S-L耦合，使非球形对称的电子云分布随自旋取向而变化，因而导致波函数交叠程度及交换作用依赖于自旋作用，因此产生了各向异性的交换作用，使其在晶体中不同方向也就具有不同的能量。

磁各向异性的用处举例





第四章 磁各向异性与磁致伸缩

磁各向异性

磁各向异性的分类

磁晶各向异性的实验表

磁晶各向异性的唯象理论

磁晶各向异性的来源

磁晶各向异性等效场

磁致伸缩

磁致伸缩的机理

磁致伸缩的测量

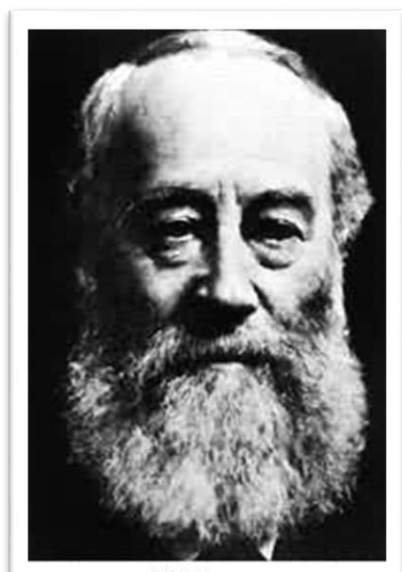
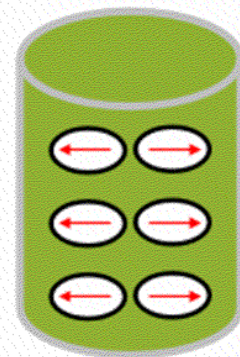
磁致伸缩的计算

磁致伸缩的应用

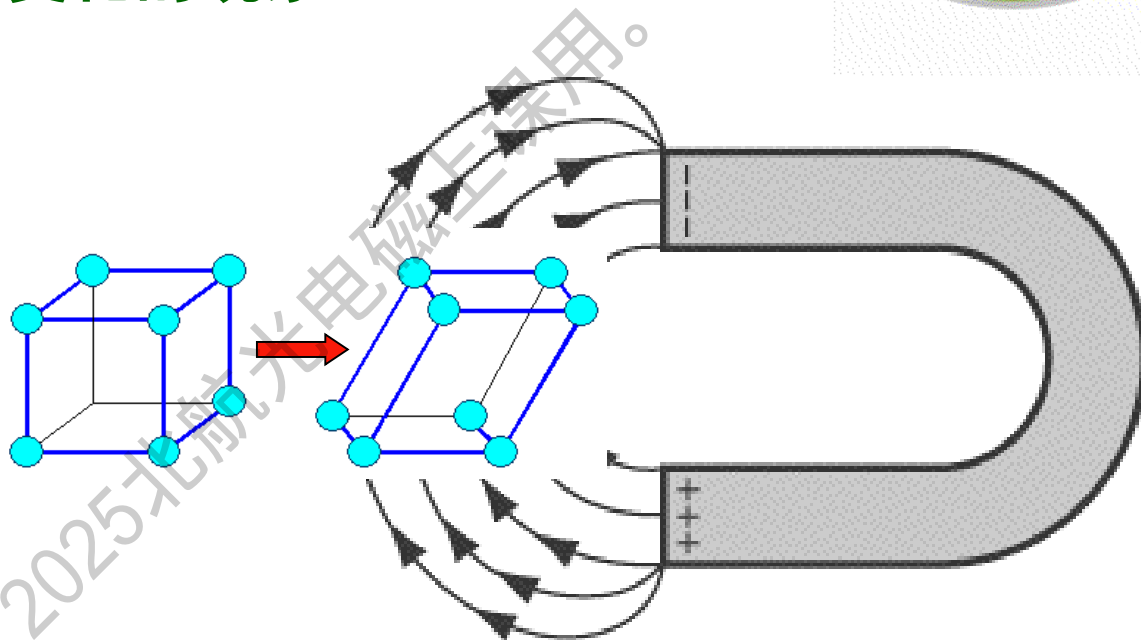
磁弹性能

4.6 磁致伸缩——现象

定义：铁磁体在外磁场中被磁化时，其长度和体积均发生变化的现象



James Prescott Joule, (1818 – 1889)



(when observing a sample of iron in magnetic field)

- 1842年：科学家焦耳（Joule）最早发现磁致伸缩效应
- 1896年：“**magnetostriction**”（磁致伸缩）加入牛津字典

4.6 磁致伸缩——现象

分类：

(1) 线性磁致伸缩

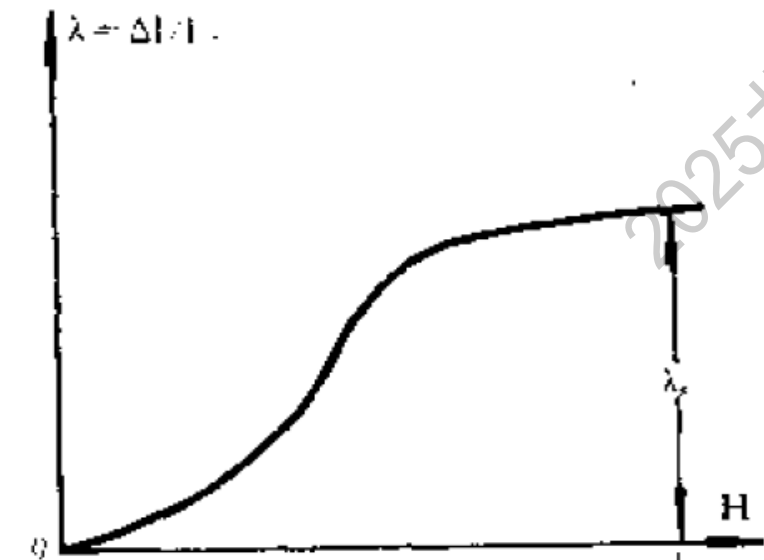
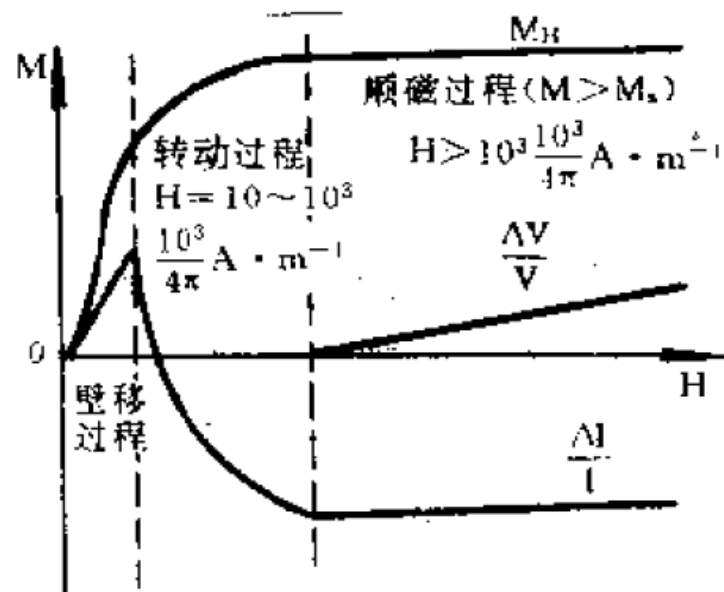
纵向磁致伸缩

横向磁致伸缩

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}$$

(2) 体积磁致伸缩

$$\lambda = \frac{\Delta V}{V}$$



λ_s : 饱和磁致伸缩系数

单位: ppm ($\times 10^{-6}$, 百万分之一)

$\lambda_s > 0$: 正磁致伸缩

$\lambda_s < 0$: 负磁致伸缩

4.6 磁致伸缩——现象



1842年，焦耳在纯Fe中发现磁致伸缩效应； ~10ppm

20世纪30年代，发现纯Ni有较大磁致伸缩； ~40ppm

20世纪50年代，Fe、Ni基合金磁致伸缩； <60ppm

20世纪60年代，发现铁氧体磁致伸缩材料； <200ppm

20世纪60年代，发现Tb、Dy低温大磁致伸缩； ~4000ppm

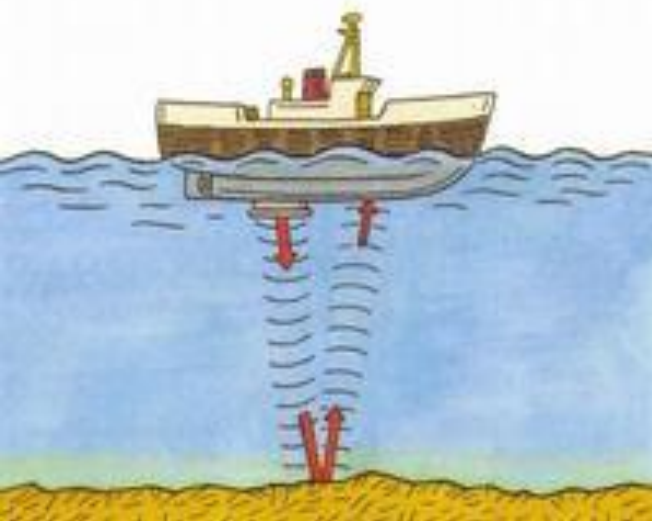
20世纪70年代，TbDyFe室温巨磁致伸缩材料； ~ 1500ppm

20世纪80年代，发现TbDyFe压力效应； ~ 1800ppm

20世纪90年代，TbDyZn低温巨磁致伸缩材料； ~ 5000ppm

2000年，FeGa磁致伸缩材料

4.6 磁致伸缩——作用



被动式声呐
主动式声呐

探测范围很重要！

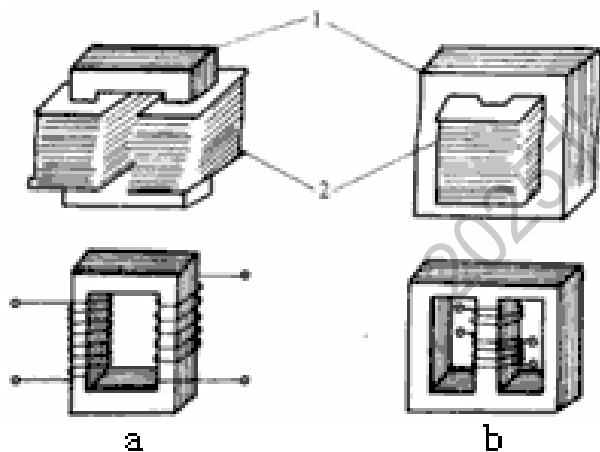


图3-2 单相变压器结构

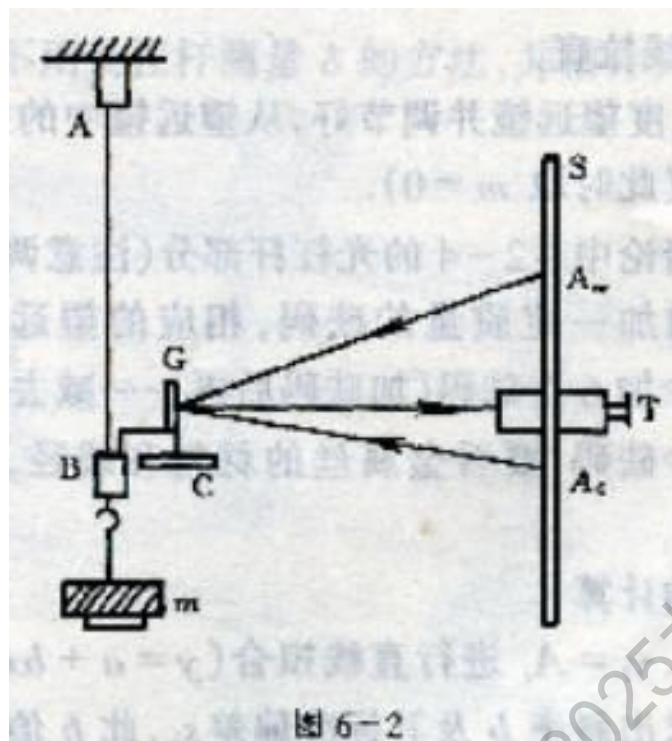
a) 心式变压器 b) 壳式变压器

1 铁心

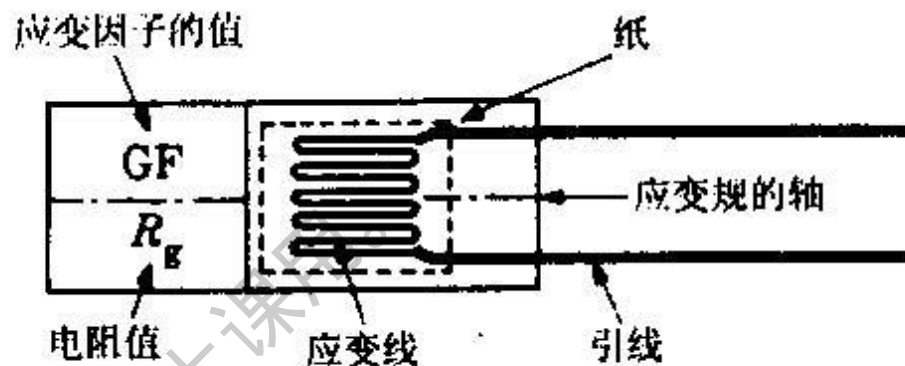
2 绕组

噪声干扰信号传输！

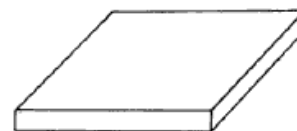
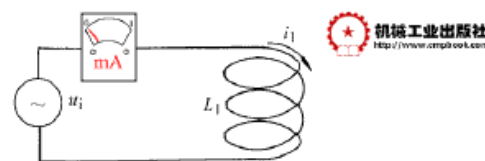
4.6 磁致伸缩——测量



光杠杆方法

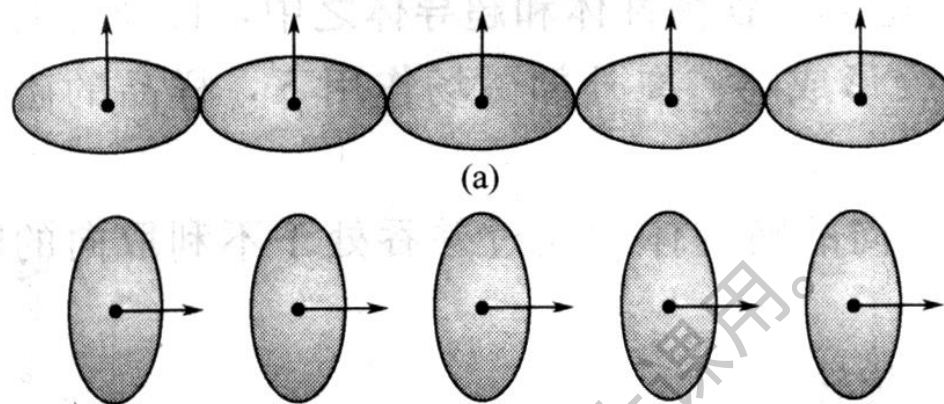


电阻应变片技术



电涡流位移传感器

4.5 磁晶各向异性的来源



(a) 磁化垂直于原子排列形成的直线，电子云交叠区大，交换作用强。

(b) 磁化平行于原子排列形成的直线，电子云交叠区小，交换作用弱。

Kittel模型：由于晶体场的作用，导致电子自旋取向的各向异性，由于S-L耦合，使非球形对称的电子云分布随自旋取向而变化，因而导致波函数交叠程度及交换作用依赖于自旋作用，因此产生了各向异性的交换作用，使其在晶体中不同方向也就具有不同的能量。

4.7 磁致伸缩的来源—简单模型

基于交换作用各向异性和弹性的耦合

➤起源，自旋—轨道—晶体场耦合作用，导致磁致伸缩；

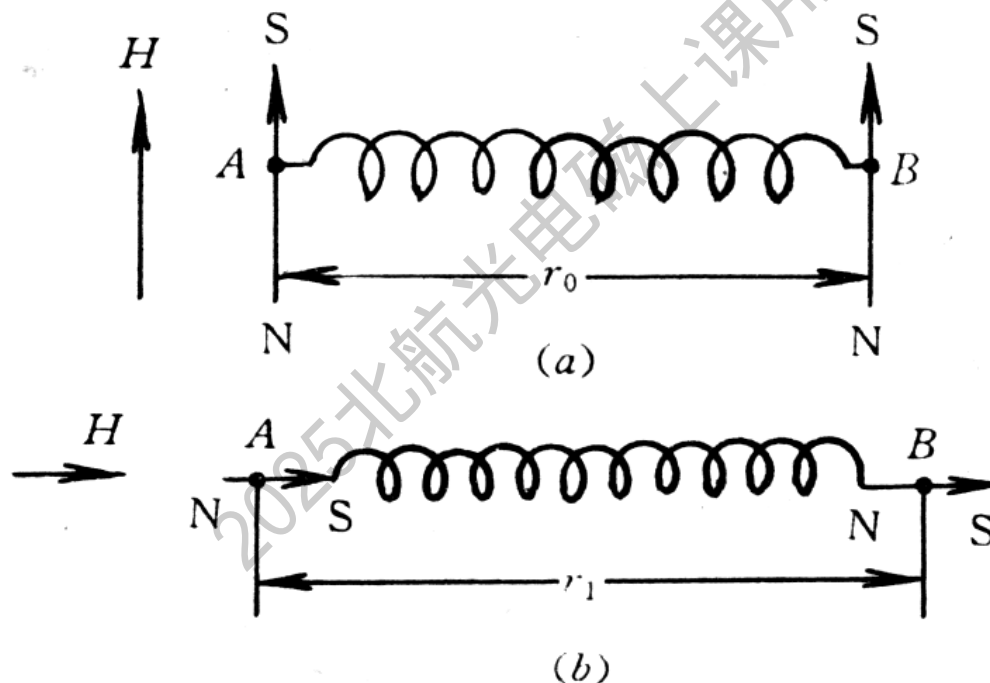


图 4-28 线磁致伸缩模型

4.7 磁致伸缩的来源—自发磁化

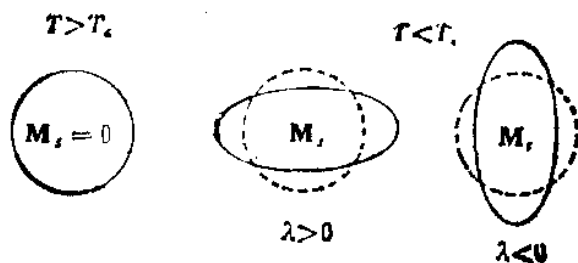


图 7.14 解释自发形变的图形。

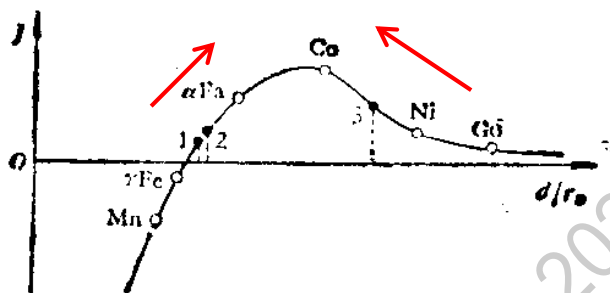


图 7.15 交换积分与晶格原子结构的关系 (Slater 曲线).
 d : 晶格常数; r_0 : 未满壳层的半径。

曲线左侧的元素，温度降至居里点后，**交换作用**使原子间产生排斥力，原子间距离变大。

交换积分!!!

自发磁化磁致伸缩对磁晶各向异性的贡献。（**宛德福书P194**）

4.7 磁致伸缩的产生机理—单畴球形晶体

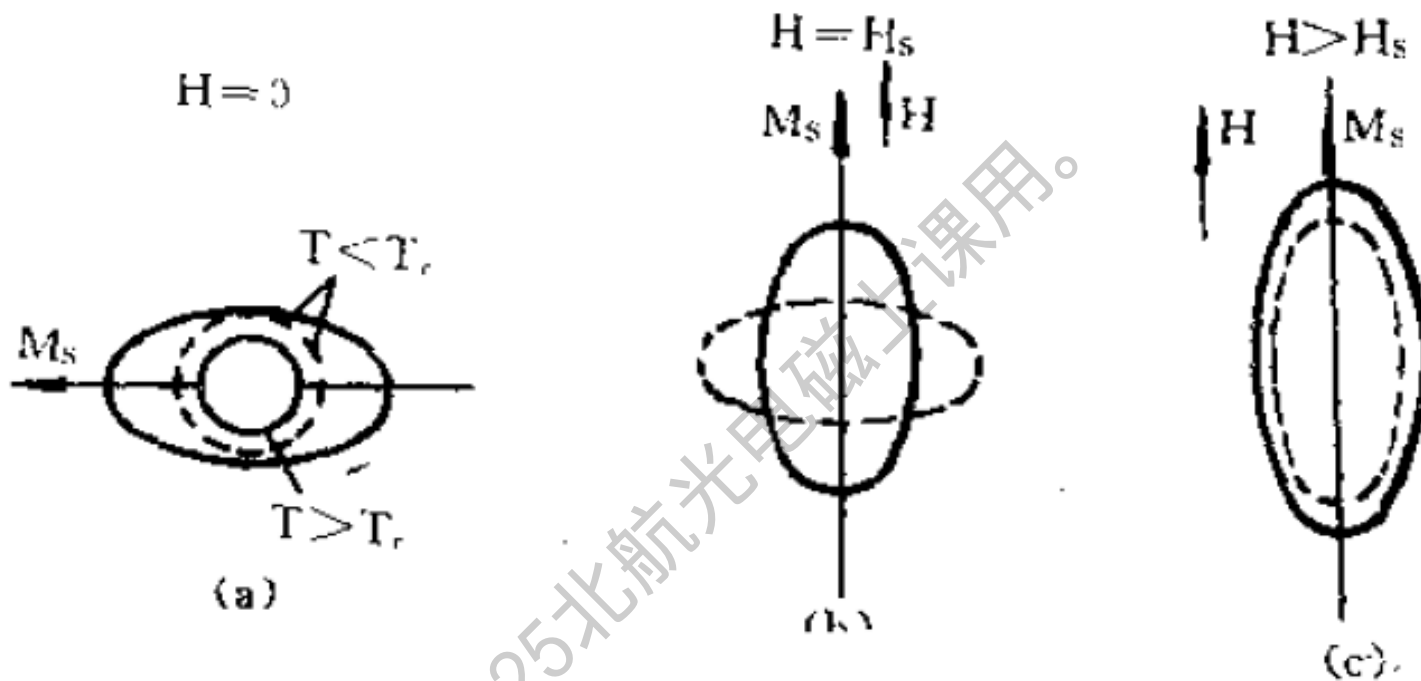


图 4-30 单畴球形晶体在不同磁化状态下的磁致伸缩效应

退磁场能 $-\frac{1}{2} N \mu_0 M^2 V$

4.7 磁致伸缩的产生机理—多畴晶体

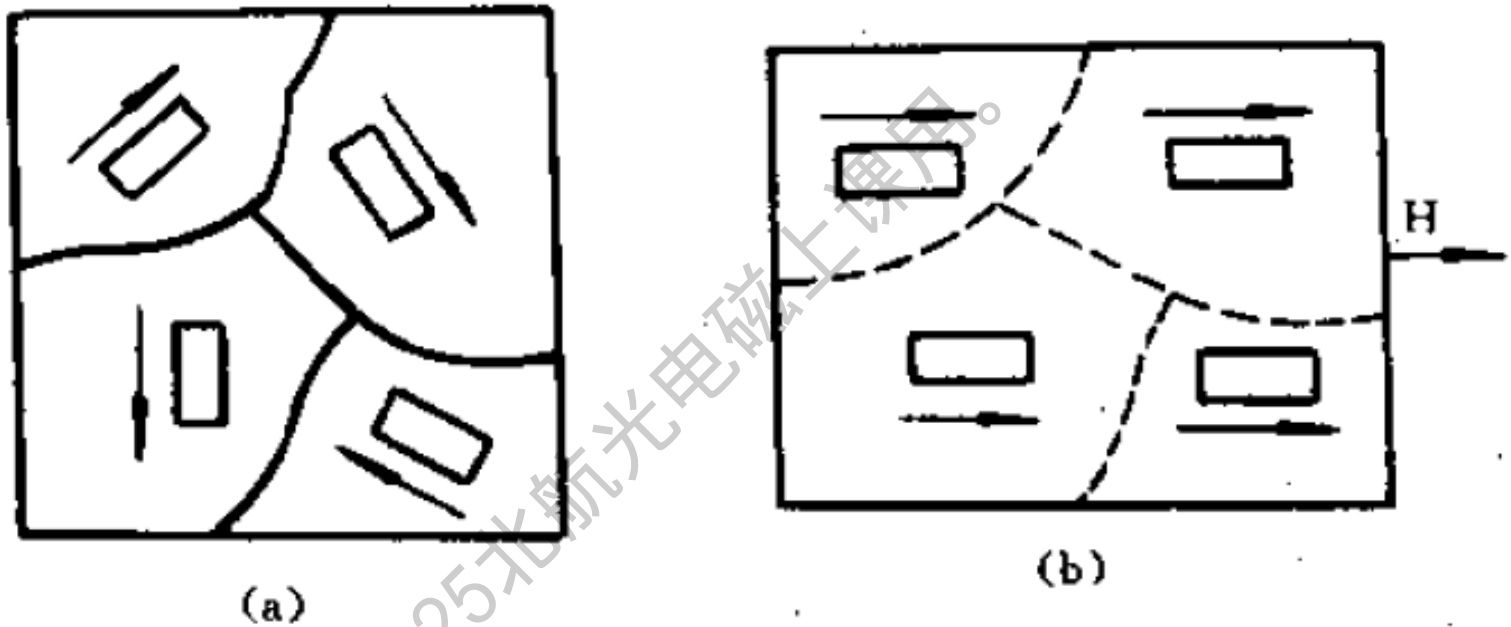


图 4-31 磁化过程中磁畴转动并伴随着自发形变轴的旋转

(a) $H = 0, M_H = 0$

(b) $H \neq 0, M_H \neq 0$

铁磁性立方晶格？