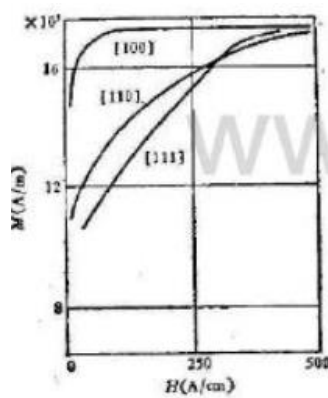


石榴石材料中的磁晶各向异性及磁畴的观测

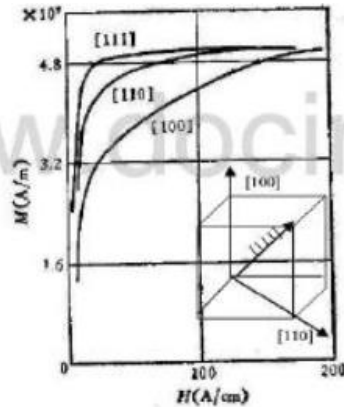
相邻原子之间的交换作用导致铁磁性材料内自发磁化的产生，进而形成了千姿百态的磁畴形态。磁畴的结构是由磁性材料中诸多参量综合决定的，因此对它的研究有助于了解材料的物理性能。通过磁光效应，可以将磁畴的形貌直观地呈现在我们眼前，并且实时地再现出磁畴在磁场中的运动，这样就使得实验结果更加直观、感性，寓教于乐。

思考题：

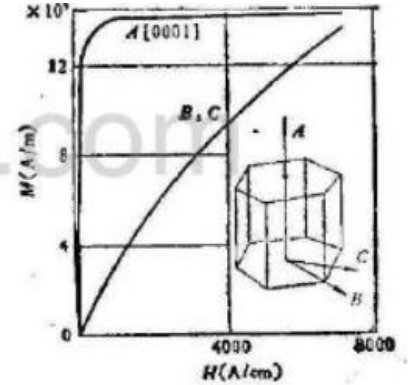
1. 什么是原子的本征磁矩？什么样的原子本征磁矩为零？这样的原子组成的材料是什么磁性？
2. 为什么在研究材料的磁性时，通常都不考虑电子的轨道磁矩？
3. 两个原子之间的交换积分常数不为零的条件是什么？
4. 什么是自发磁化？自发磁化的起源是什么？
5. 下图分别为铁、镍、钴单晶不同晶向的磁化曲线图，指出它们的易磁化轴和难磁化轴。本实验所用的石榴石单晶磁性薄膜的易磁化轴是什么？



(a) 铁



(b) 镍



(c) 钴

6. 磁畴壁能包含哪些？它们对畴壁厚度的贡献各是什么？
7. 可以用法拉第显微镜观测磁畴的材料应具有什么特点？

引言

磁畴是铁磁性物质中特有的一种微小区域，在这些微小区域中，原子的磁矩由于交换作用成平行排列，即原子磁矩的排列是有序的，但相邻的不同区域之间原子磁矩排列的方向不同。在晶态磁性物质中，原子排成有规则的几何图形，在这样的结构中，各晶列方向的原子排列的状况是不相同的。例如在某一方向排列得紧密，另一方向排列得稀疏。又例如在两种以上原子构成的晶体中，在某一方向排列成直线的是同一种原子，在另一方向排列成直线的是两种或两种以上的原子，这就是说在结构上各晶向的状况有所不同。由于结构上的各向异性，晶体在其物理性质上（力学、电学等性质）也表现出各向异性，磁性各向异性是其中的一种。

在一定的条件下，磁性薄膜内可形成圆柱形的稳定磁畴（磁泡），其磁化方向垂直于膜面，石榴石单晶磁性薄膜就是典型的例子。这种材料的一个突出特点是其磁畴可以在偏光显微镜下看得十分清楚。本实验利用法拉第效应，借助透射偏光显微镜，研究石榴石单晶磁性薄膜样品的磁晶各向异性，并通过观察样品中磁畴的基本现象、成因和结构，以及在外加偏磁场与脉冲磁场单独或共同作用下的磁畴结构的运动和变化，来研究磁化过程中的磁畴行为，了解磁畴的一些基本知识。

通过实验，理解磁畴的概念、特性及相关理论，掌握有关磁晶各向异性的基本知识，了解使用偏光显微镜观察磁畴的原理——法拉第效应。

实验原理

1. 磁性的起源

物质是由原子组成的，原子又是由原子核和围绕原子核运动的电子组成。正像电流能够产生磁场一样，原子内部带电粒子的运动也会产生磁矩。原子的磁性来源于原子中电子及原子核的磁矩，但原子核的磁矩很小，与电子磁矩相比通常可以忽略（相差三个数量级），而电子磁矩则包含了电子轨道磁矩和电子自旋磁矩。

1.1 电子轨道磁矩

从经典轨道模型考虑：当一个电子绕原子核运动时，犹如一环形电流，此环流在其运动中心处产生磁矩，称为电子轨道磁矩。设电子绕原子核作圆周运动的周期为 T ，这样运动的电子相当于一闭合圆形电流 i

$$i = -\frac{e}{T} = -\frac{\omega e}{2\pi} \quad (1)$$

其中 ω ：电子绕核运动的角速度， e ：电子电量，此电流产生了一个磁矩 μ_l （轨道磁矩）：

$$\mu_l = iA = -\frac{\omega e}{2\pi} \cdot (\pi r^2) = -\frac{1}{2} \omega e r^2 \quad (2)$$

r ：电子运动的轨道半径， A ：环形电流环绕的面积。从量子力学理论考虑：

$$\mu_l = -\sqrt{l(l+1)} \frac{e}{2m} \hbar = -\sqrt{l(l+1)} \mu_B \quad (3)$$

l ：电子运动的轨道量子数。 $l = 0, 1, 2 \cdots n-1$ ，（ n 为主量子数）。 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ， h ：普朗克常数。

m ：电子质量。 $\mu_B = \frac{e}{2m} \hbar$ 为玻尔磁子，是电子磁矩的最小单位。

1.2 电子自旋磁矩

由电子的自旋运动所产生的磁矩就称为电子自旋磁矩。设电子自旋量子数为 s ，则自旋磁矩为：

$$\mu_s = -\sqrt{s(s+1)} \frac{e}{m} \hbar = -2\sqrt{s(s+1)} \mu_B \quad (4)$$

1.3 原子磁矩

原子中电子的轨道磁矩和自旋磁矩构成了原子固有磁矩，也称本征磁矩。对于满壳层电子的原子，因为电子呈对称分布，使得原子的本征磁矩为零。若原子的本征磁矩不为零，原子总磁矩 μ_J 是

总轨道磁矩 μ_L 与总自旋磁矩 μ_S 的矢量和。

$$\mu_J = \mu_L + \mu_S \quad (5)$$

对于 LS 耦合, 总角量子数: $J = L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ 。L, S 分别是原子的总轨道量子数和总自旋量子数。

$$\mu_J = -g\sqrt{J(J+1)}\mu_B \quad (6)$$

式中, g 为朗德因子。

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (7)$$

朗德因子 g 的物理意义: 当 $L = 0$ 时, $J = S$, $g = 2$, 磁矩均来源于电子自旋运动。
 当 $S = 0$ 时, $J = L$, $g = 1$, 磁矩均来源于电子轨道运动。
 当 $1 < g < 2$, 原子磁矩由轨道磁矩与自旋磁矩共同贡献。
 故 g 的数值反映了在原子中轨道磁矩与自旋磁矩对总磁矩贡献的大小。

2. 交换作用

组成分子或宏观物体的原子的平均磁矩一般不等于孤立原子的磁矩, 这说明原子组成物质后, 原子之间的相互作用引起了磁矩的变化。因此计算宏观物质的原子磁矩时, 必须考虑相互作用引起的变化。

在很多磁性材料中, 电子自旋磁矩要比电子轨道磁矩大得多。这是因为在晶体中, 电子的轨道磁矩要受晶格场的作用, 不能形成一个联合磁矩, 所以对外不显示磁矩, 这就是一般所谓的轨道动量矩和轨道磁矩的“淬灭”或“冻结”。所以很多固态物质的磁性主要不是由电子轨道磁矩引起的, 而来源于电子自旋磁矩。

原子之间相互接近形成分子时, 电子云会相互重叠产生相互作用。由邻近原子的电子相互交换位置所引起的静电作用叫交换作用。电子的这种交换作用是会影响电子自旋磁矩以致影响物质宏观磁性的。具体来说, 当两个原子临近时, 除考虑电子 1 在核 1 周围运动, 以及电子 2 在核 2 周围运动外, 由于电子是不可区分的, 还必须考虑两个电子交换位置的可能性, 即电子 1 出现在核 2 周围运动, 电子 2 出现在核 1 周围运动。由这种交换作用所产生的能量变化就叫做交换能, 记作 E_{ex} 。由量子力学可以得到:

$$E_{ex} = -2J_e \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = -2J_e S_1 S_2 \cos \phi \quad (8)$$

式中 S_1 、 S_2 为两个电子的自旋量子数, ϕ 为两个电子的自旋磁矩方向之间的夹角, J_e 一般称为交换积分常数, 它的数值大小及其正负取决于近邻原子未充满的电子壳层互相接近的程度。从 (8) 式进一步分析可知:

- 1) 当 $J_e > 0$ 时, 若要使 E_{ex} 最小, 则必须 $\phi = 0^\circ$, 表明两个电子的自旋磁矩方向相同, 也就是说电子的自旋磁矩按平行排列。
- 2) 当 $J_e < 0$ 时, 若要使 E_{ex} 最小, 则必须 $\phi = 180^\circ$, 表明两个电子的自旋磁矩方向相反, 也就是说电子的自旋磁矩按反平行排列。
- 3) 当 $|J_e|$ 很小时, 即相邻原子的交换作用很弱, 交换能 E_{ex} 很小, 与其它能量相比可以忽略不计, 也就是说总能量与 ϕ 值基本无关, 因此磁矩的方向是混乱的。

综上所述, 物质磁性的具体性质取决于 J_e , 也即取决于近邻原子未充满的电子壳层互相接近的程度。所以物质的磁性是由原子内电子排布和物质晶体结构共同决定的, 通常可以分为抗磁性、顺磁性、铁磁性、反铁磁性和亚铁磁性。

2.1 抗磁性:

当原子的电子壳层被充满, 此时原子的本征磁矩为 0, 或者有些分子的总磁矩为零, 不表现宏观磁性。但在外磁场作用下, 电子的轨道运动将产生一个附加运动, 出现一个与外磁场方向相反但数值很小的感应磁矩, 这种现象就被称为抗磁性。

2.2 顺磁性:

原子有未被抵消的磁矩,即原子具有总磁矩,但是由于交换作用很弱,原子磁矩方向是混乱的,对外作用互相抵消,也不表现出宏观磁性,见图1(a)。在外加磁场的作用下,每个原子磁矩处于顺着外加磁场方向的时间较多,而处于与外磁场方向相反的时间较少,宏观上能显示出很弱的磁性,事实上,这样物质也就被磁化了。

2.3 铁磁性:

原子内具有未被填满的电子,邻近原子的交换积分常数为正值,而且较大,使得相邻原子的磁矩平行取向(相应于稳定状态),见图1(b)。一般铁磁性物质即使在较弱的磁场下也可得到很高的磁化强度,且与外磁场呈非线性关系。

2.4 反铁磁性

由于交换积分常数为负,使得相邻原子的磁矩作反向平行排列,见图1(d)。在同一子晶格中有自发磁化强度,电子磁矩是同向排列的。在不同子晶格中,电子磁矩反向排列。两个子晶格中自发磁化强度大小相同,方向相反,磁矩相互抵消,在宏观上类似于顺磁性而并不显示磁性。

2.5 亚铁磁性

亚铁磁性实质上是两种子晶格上的反向磁矩不为完全抵消的反铁磁性。相邻的原子磁矩虽然排列的方向相反,但由于它们的大小不同,不能相互抵消,结果在某一方向仍显示了原子磁矩同向排列的效果,这种现象称为亚铁磁性,见图1(c)。它与铁磁性相同之处在于具有强磁性。

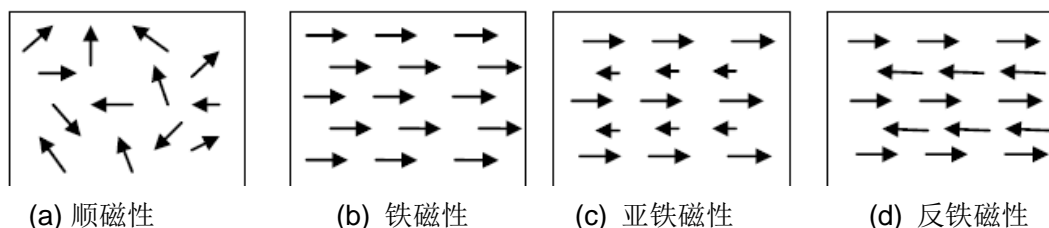


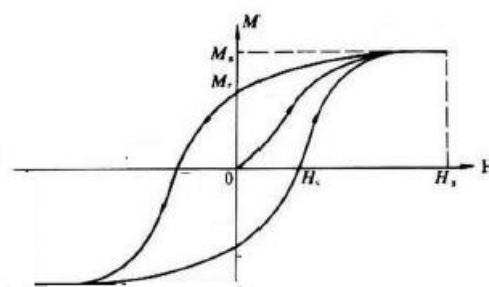
图1 原子磁矩的不同排列方式

3. 铁磁性和亚铁磁性物质的特点

铁磁性材料和亚铁磁性材料统称为强磁性材料,是磁性材料的主要发展方向。原子内具有未被填满的电子,邻近原子由于交换作用,在没有外加磁场的作用下,已经以某种方式整齐排列达到一定程度的磁化,这也就是所谓的自发磁化。在铁磁性物质、亚铁磁性物质和反铁磁性物质的内部,都存在着自发磁化,只不过相邻原子的磁矩排列方式不同罢了。这种自发磁化是分为很多小区域的,这些小区域就被称为磁畴。

在铁磁性物质中,每个磁畴内相邻原子的磁矩是平行排列的,但各个磁畴的自发磁化取向是各不相同的,对外效果互相抵消,所以整个物质对外不呈现出磁性。也即相当于铁磁性物质是由一个个小的“磁铁”按不规则的方式组成的,在统计规律下对外没有磁性。但当有一个外力(外磁场)将每个“小磁铁”的极性摆到相同的方向时,就对外表现出强磁性。因此自发磁化是铁磁物质的基本特征,也是铁磁物质和顺磁物质的区别所在。

铁磁材料磁化过程大致分为如下四个阶段:第一阶段是畴壁的可逆位移:在外磁场较小时,通过畴壁的移动,使某些磁畴的体积扩大,造成样品的磁化。畴壁在这个阶段的移动是可逆的。第二阶段是不可逆的磁化:随着外磁场的增大,磁化曲线上升很快,即样品的磁化强度急剧增加。这是因为畴壁的移动是跳跃式的,或者因为磁畴结构突然改变了,前者称为巴克豪森跳跃,后者称为磁畴结



M_r : 剩余磁化强度, M_s : 饱和磁化强度,
 H_c : 矫顽力, H_s : 磁畴消失场

图2 铁磁材料的磁滞回线

构的突变，这两个过程都是不可逆的。第三阶段是磁畴磁矩的转动：随着外磁场的进一步增加，样品内的磁畴移动已经基本完毕，这时只有靠磁畴磁矩的转动才能使磁化强度增加。磁畴磁矩的转动，既可以是可逆的，也可以是不可逆的。第四阶段是趋近饱和阶段：在这一阶段，尽管外磁场的增加很大，磁化强度的增加却很小，磁化强度的增加都是由于磁畴磁矩的可逆转动造成的。

铁磁和亚铁磁材料有下述特点：

- 1) 在外磁场中的磁化过程是不可逆的，称之为磁滞现象。图2 表示磁化过程中磁化强度随磁场的变化关系，该闭合曲线称为磁滞回线。
- 2) 很容易磁化，在较小的磁场下就可以磁化到饱和，并得到很大的磁化强度。

根据材料矫顽力 (H_c) 的大小，又可将材料分为硬磁材料和软磁材料，它们的应用范围不一样。本实验所用的样品矫顽力非常小，是一种软磁材料。

4. 磁畴结构

每个磁畴都包含有大量的原子，磁畴的形状、大小及他们之间的搭配方式，统称为磁畴结构。磁性材料的技术性能都是由磁畴结构的变化决定的。因此，从理论上研究磁畴结构的形式和变化，对材料磁性的改善起着指导性的作用。

导致磁畴结构出现的原因，是由能量最小化原理所决定的。在磁性材料中，与磁基本现象有关的能量有静磁能，退磁能，磁晶各向异性能，交换能，磁畴壁能。

4.1 静磁能 E_H :

铁磁体在外加磁场中的能量称为静磁能。一个磁畴（磁矩为 \mathbf{M} ），处在外磁场中 (\mathbf{H})，会受到外磁场的作用而产生一个力矩 (\mathbf{T})。

$$\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (9)$$

因而具有一定的能量，单位体积中的静磁能是

$$E_H = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad (10)$$

当 \mathbf{M} 沿着 \mathbf{H} 的方向时 E_H 最小，正是这个能量使得磁针向外场方向偏转，从而达到能量最低状态。

4.2 退磁场能 E_M :

铁磁体在自身退磁场中的能量称为退磁场能。当铁磁体磁化后，其表面出现磁极，除在铁磁体周围空间产生磁场外，在铁磁体内部也产生磁场，这一磁场与铁磁体的磁化方向相反，起到退磁作用，称为退磁场。单位体积中的退磁场能 E_M 为

$$E_M = \frac{1}{2} N_d M^2 \quad (11)$$

N_d 为退磁因子。关于退磁场能的计算很复杂，不仅磁畴表面上的磁极在磁畴中产生退磁场，而且磁畴周围区域的表面磁极也会对磁畴有作用。

4.3 磁晶各向异性能:

在晶态磁性物质中，由于材料在结构上的各向异性，当施加相同的磁场于不同的晶向时，得到的磁化强度不同，这说明某些方向易磁化，另一些方向难磁化。这种现象存在于任何铁磁晶体中，故称为磁晶各向异性。我们把沿某方向磁化所需要的能量同沿最易磁化方向所需要的能量之差定义为磁晶各向异性能，这种能量的存在意味着自旋磁矩的取向与晶体结构有关。

在晶体中标记方向的方法：按照布喇菲的点阵学说，晶体的内部结构可以概括为是由一些相同的点子（称为格点）在空间作有规则的周期性的无限分布。通过这些格点可以作许多平行的直线系和平面系，从而把晶体分成一些网格，这些直线系称为晶列。每一个晶列定义一个方向，称为晶向。这些网格称为晶格，一个晶格中最小的周期单元叫晶格的原胞，它的三个棱可选为描述晶格的基本矢量，用 $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ 表示。取某一格点为原点，则晶格中的其他任一格点 \mathbf{A} 的位矢 \mathbf{R}_L 可表示为 $\mathbf{R}_L = l_1 \mathbf{a}_1 + l_2 \mathbf{a}_2 + l_3 \mathbf{a}_3$ ，把 l_1, l_2, l_3 化为互质整数，直接用来表征晶列的方向。这样的三个互质整数称为晶列指数，记为 $[l_1 l_2 l_3]$ 。例如对于立方体晶格（图3），其晶列可表示为：沿坐标轴及其反方向分别为 $[100], [010], [001], [\bar{1}00], [0\bar{1}0], [00\bar{1}]$ 这样六个方向，有时用符号 $\langle 100 \rangle$ 作概括表示，数码上方的短线代表负号。沿各面对角线及其反方向用 $\langle 110 \rangle$ 概括，沿各体对角线及其反方向用 $\langle 111 \rangle$ 概括。

磁晶各向异性现象的原因：在单晶材料中，原子排成有规则的几何图形，在这样的结构中，各晶向的原子排列的状况是不相同的。在不同晶向上原子排列得疏密程度不同，排列的原子种类也不尽相同，即晶体在结构上是各向异性的，从而造成材料磁性表现出各向异性，即磁晶各向异性。用能量观点可以推测，有些方向磁化所需能量是最低的，即易磁化方向，所以自发磁化形成的磁畴的磁矩容易取这些方向。在这个方向加外磁场，除在这个方向原有不少磁矩外，也容易把一些不在这个方向的磁矩转到这个方向来。所以在较弱的磁场下，磁化就可以很强甚至饱和。如果在易磁化方向以外的方向加外磁场使材料磁化，那就需要把很多原来处在能量最低的易磁化方向的磁矩拉到能量较高的方向去，这就需要较多的能量。

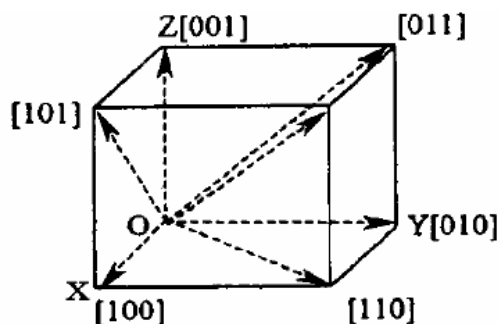


图3 立方晶体的晶列表示

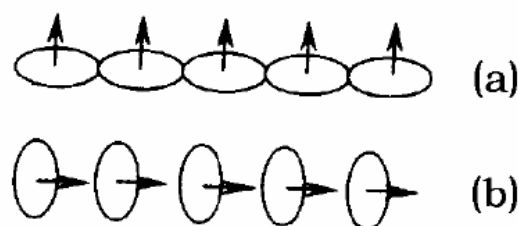


图4 磁晶各向异性的成因示意图

从微观角度考虑，晶体中原子或离子的有规则排列造成空间周期变化的不均匀静电场。原子中的电子一方面受这个不均匀静电场的作用，同时邻近原子间电子轨道还有互相作用，电子轨道运动是同它的自旋耦合着的，而自旋是磁矩的来源。这就是说，磁矩的取向牵连电子的轨道运动，而轨道运动又受晶格静电场的作用以及邻近原子的轨道运动之间的交换作用。这种作用还随着轨道运动在晶体中取向的不同而有差异，因而磁矩在晶体中不同方向具有不同能量，这就是磁晶各向异性的成因。

基特耳曾用一幅简单的图表示上面所说的情况。图4 表示排列在一条线上的原子在两种不同磁化方向的情况。图4(a) 代表磁化方向垂直于原子排成的直线，邻近原子的电子运动区有重叠，因而彼此的交换作用强。图4(b) 代表磁化方向平行于原子排成的直线，由于磁矩的取向与图4(a) 不同，牵连电子运动区的方向也不同，邻近原子间电子运动区重叠极少，因而交换作用很弱，这样就发生了磁晶各向异性现象。

4.4 交换能 E_{ex} :

海森堡注意到多电子体系的能量中有一项依赖于电子的自旋取向，这部分能量称为交换能，它在铁磁物质中起着极为重要的作用。单位体积中的交换能可以表达如下：

$$E_{ex} = -2J_e \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (12)$$

交换能倾向于产生单畴结构，产生单畴结构之后，其端面处会产生磁极，从而增加退磁场能。交换能与退磁场能这两个不同的竞争机制，使单畴分割成小磁畴。

4.5 磁畴壁能 E_w :

布洛赫认为，当一个磁畴过渡到另一个磁畴时，原子自旋方向并不是突然转变，而是经过一个逐渐过渡的区域，即磁畴壁。磁畴壁是一个磁矩方向转换过渡区，有一定厚度。在整个磁畴壁中，若原子磁矩均平行于畴壁平面，因而在畴壁面上无自由磁极，这样的畴壁称之为布洛赫壁(图5)。在畴壁内，原子磁矩之间有一定相互取向，即交换能相对于磁畴内部升高。设相邻两个磁畴的

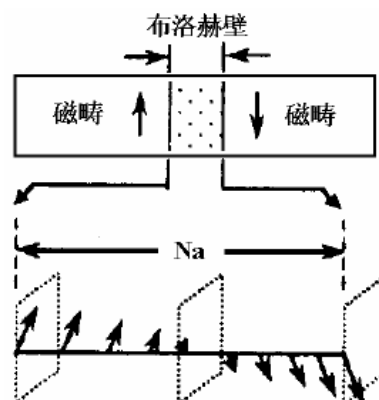


图5 畴壁内磁畴方向转变示意图

磁化方向的夹角为 θ ，是通过 N 个原子逐渐过渡的，原子间距为 a ，由 (12) 式可推得，在磁畴壁中增加的交换能是

$$E_e = \frac{1}{N} J_e S^2 \theta^2 \quad (13)$$

可见 N 越大（即畴壁越厚）交换能的增量越小。然而原子磁矩的逐渐转向，使原子磁矩偏离易磁化方向，磁畴壁太厚，沿非最优方向排列的自旋数目增多，使磁晶各向异性性能增加了，所以磁晶各向异性性能倾向于使畴壁变薄。为了使总能量取最小值，二者得失需全面考虑。磁畴壁能不是一项独立的能量，而是在磁畴壁区域中交换能与各向异性性能之和。设磁畴壁厚度是均匀的，磁畴壁单位面积的能量为

$$\sigma_w = \sigma_{\text{交换}} + \sigma_{\text{各向异性}} \quad (14)$$

5. 磁泡

所谓磁泡就是在磁性薄膜中形成的一种圆柱畴。磁泡薄膜中，生长感生的单轴各向异性使垂直于膜面的方向成为易磁化方向。在不施加垂直于膜面的外加磁场时，磁性膜中呈现的是“迷宫”状的等宽的条状磁畴，如图6所示。

如果在垂直于膜面的方向上，加上直流外磁场 H ，则磁化方向平行于外磁场的畴面积就要扩大，反平行于外磁场的畴面积就要缩小。在适当的直流磁场作用下，再给样品施加以脉冲磁场 H_p ，就可以将蜿蜒曲折的条状磁畴“切割”成段畴，如图7所示。



图6 迷宫畴

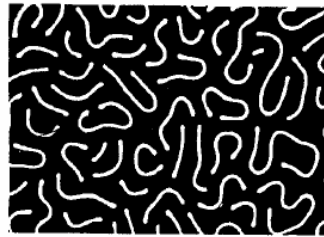


图7 段畴

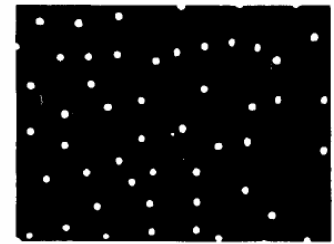


图8 圆柱状泡畴

如果继续增加 H ，段畴进一步变形、缩短，最后缩成圆柱状畴，好像水面上浮着的水泡，所以称为磁泡，如图8所示。继续增加 H ，磁泡会逐渐缩小，直至最后缩灭。磁泡的最大直径由材料性质和膜厚决定，通常在 $0.5 \sim 10 \mu\text{m}$ 范围内。

设在膜厚为 h 、饱和磁化强度为 M_s 的膜面内，有一个半径为 r 的圆柱状磁泡（图9），在磁场 H 作用下，其总能量为

$$E = E_w + E_H + E_M = 2\pi r h \sigma_w + 2\pi r^2 h M_s H + E_M \quad (15)$$

式中第一项是畴壁能，第二项是静磁能，第三项是退磁能。前两项能量形成一个使磁泡缩小的力，第三项能量形成一个使磁泡增大的力。退磁能的计算是非常复杂的，此处我们利用了近似表达式

$$\frac{\partial E_M}{\partial r} = -(2\pi h^2) (4\pi M_s^2) \cdot \frac{d/h}{1 + 3d/4h} \quad (16)$$

d 为磁泡直径。在热力学平衡时，磁泡能量应取最小值 ($dE/dr=0$)，据此，可推得磁泡静态方程的一般形式为

$$\frac{1}{h} + \frac{d}{h} \cdot \left(\frac{H}{4\pi M_s} \right) = \frac{d/h}{1 + \left(\frac{3d}{4h} \right)} \quad (17)$$

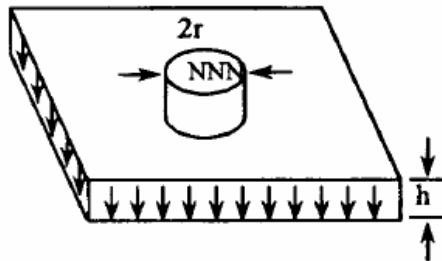


图9 磁泡内外磁化方向示意图

其中 $l = \sigma_w / 4\pi M_s^2$ 称为特征长度。(17) 式给出的磁泡直径与磁场的关系, 进一步整理可得磁泡缩灭场 H_0 和缩灭直径 d_0 的近似解析式为:

$$\begin{aligned} H_0 &= 4\pi M_s \left[1 + \frac{3l}{4h} - \left(\frac{3l}{h} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \\ d_0 &= 2h / \left[\left(\frac{3h}{l} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{3}{2} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

6. 法拉第透射偏光显微镜

由于磁性材料的宏观性能决定于材料磁畴结构和变化方式, 对磁畴结构和变化方式的观测成为铁磁学、信息科学和磁性材料与器件等学科领域的基础性研究之一, 因此物理学家们也在磁畴的观测的实验技术和手段方面不断地探索着。目前的磁畴观测方法大致有粉纹法、X射线衍射法、电子全息法、磁光效应法、磁性液体法、磁力显微镜法和电子射线技术, 每种手段优缺点不一, 一般会根据实际情况而作不同的选择。磁光效应法由于可以与现代摄像成像技术相结合从而能够观察到 μs 级的磁畴动态变化过程, 所以成为目前观测磁畴的一种重要手段。

磁光效应是利用平面偏振光透过磁性材料或由材料表面反射后, 偏振面要发生旋转的原理来显示磁畴结构的, 其中反射的效应称为克尔效应, 透射的效应称为法拉第效应。由于各个磁畴的磁化方向不同, 各磁畴透射光线后, 偏振面的旋转角也不同。因此如果样品中存在两个不同方向的磁畴, 透过样品前的一个偏振面, 就会在通过样品后变成两个偏振面。通过检偏器后, 使一个偏振面对应的光处于消光状态, 而另一个偏振面不处于消光状态, 因此它们的光强就有所不同, 因而各磁畴显出的明暗程度就有差别。如果给样品加外磁场使之达到饱和磁化(这时样品中磁畴的磁化方向与外磁场方向完全一致), 磁畴的明暗差别也就消失了, 这时的外磁场称为磁畴消失场。

磁光效应的优点是不受材料性能的限制, 能在高、低温下观察磁畴结构, 如果配以高速摄影装置, 则能观察磁畴结构的运动变化全貌, 甚至数量级 $1\mu s$ 的磁化反转过程也能显示出来, 并且也能研究畴壁内磁矩的方向改变。

实验装置

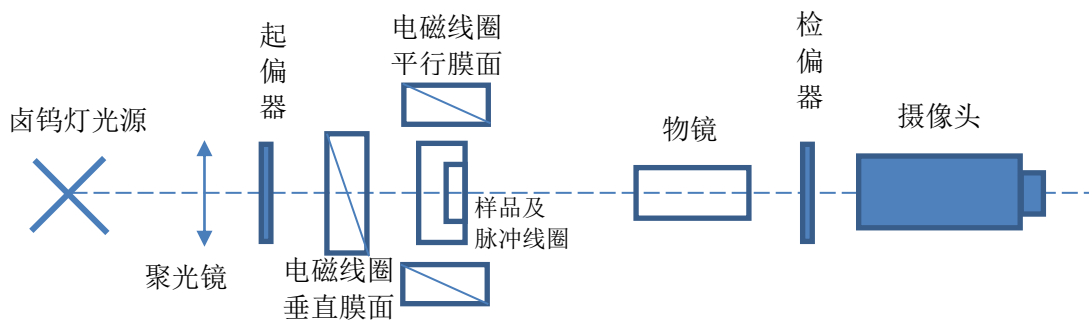


图10 实验装置方框图

主要实验仪器有：偏光显微镜、脉冲信号发生器、直流稳压电源、直流电磁线圈、脉冲小线圈、光源等。实验装置方框图如图10。电磁线圈由直流稳流电源供电, 脉冲线圈由一个脉冲信号发生器供电, 脉冲信号的幅度及脉冲宽度由示波器显示。

本实验所用的材料为石榴石单晶磁性薄膜, 即在无磁性的单晶钆石榴石 ($Gd_3Ga_5O_{12}$) $\langle 111 \rangle$ 基片上用液相外延方法生长的厚度为几微米的亚铁磁性薄膜, 其典型的标称成份为 $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ 。除 O 外, 其他成份可作适当替换和增减, 所得材料的性能有所差别。由于磁泡薄膜具有生长感生的垂直各向异性, 所以薄膜中存在磁化垂直膜面向上和向下的两类磁畴, 用透

射偏光显微镜就可把他们区分开来。磁性薄膜及基片的缺陷很少，十分完美，加之薄膜的矫顽力极小，只有约0.5 Oe，所以美丽的条状畴或磁泡能在梯度磁场中“自由”地可控运动。总之，上述特性使磁性薄膜成为铁磁畴观测的最佳对象。

实验内容

1. 微调光路及偏振片，在计算机屏幕上看到清晰的磁畴图像。外加直流磁场方向垂直于样品膜面，改变直流磁场的大小和方向，观察磁畴随直流磁场 H 的变化情况。
2. 以磁畴图像的灰度值来表示材料磁化强度的方向及大小，按照测量磁滞回线的方式测量样品磁畴灰度值随外加磁场的变化情况，作图并分析讨论。
3. 观察脉冲磁场对磁畴形态的影响：在垂直膜表面的方向加脉冲磁场，与直流磁场共同作用，通过复杂的动态非平衡过程产生形态更丰富的磁畴。选择不同大小的脉冲信号 H_p ，对紧贴于磁泡薄膜的扁平脉冲小线圈施加脉冲，改变直流磁场 H 的大小和方向，观察所产生磁畴的不同，并采集一些不同形貌的磁畴图像。
4. 磁泡的形成和缩灭：在迷宫畴的基础上，当 H 增大到一定值时再施以适当的脉冲偏磁场 H_p ，就可以将蜿蜒曲折的条状磁畴“切割”成段畴。关闭脉冲磁场，增大直流磁场，可以看到磁泡的出现。改变直流磁场，观察磁泡的变化情况。测量磁泡的直径与磁场大小的关系及磁泡缩灭场 H_0 、缩灭直径 d_0 。
5. 磁晶各向异性的观测：外加磁场方向平行于样品的膜面，此时样品的某一晶向平行于磁场方向。旋转样品（每 10° 一个点），测量样品在不同晶向的磁畴消失场并进行分析讨论。

参考文献

1. 唐贵德，马长山，杨连祥，马丽梅主编，近代物理实验，河北科学技术出版社，2003。
2. 《磁泡编写组》编著，磁泡，科学出版社，1986。
3. 聂向富，唐贵德，凌吉武，韩宝善，系列脉冲偏磁场作用下硬磁泡的形成，物理学报，35(1986)338。
4. 韩宝善，聂向富，唐贵德，奚卫，一次脉冲偏磁场作用下硬磁泡的形成，物理学报，34(1985)1396。
5. X. F. Nie, G. D. Tang, X. D. Niu, B. S. Han, Classification of hard domains in garnet bubble films, *J. Magn. Magn. Mater.* 1991, 95:231-236。
6. G. D. Tang, Y. Liu, H. N. Hu, Y. P. Liu, H. Y. Sun, X. F. Nie, Study on Additive Effective Interaction Between Vertical Bloch Lines, *Phys. stat. sol. (b)*, 2003, 240(1):201-212。