

动。这是物理学上的一个重要结论。迈克耳逊-莫雷的实验结果,使人们得以摆脱当时的以太观点来考虑问题,结果导致狭义相对论的诞生。爱因斯坦(A. Einstein, 1879—1955)在《论动体的电动力学》中讲道:“企图证实地球相对于‘光媒质’运动的实验的失败,引起了这样一种猜想:绝对静止的概念,不仅在力学中,而且在电动力学中也不符合现象的特性;倒是应当认为,凡是对力学适用的一切坐标系,对于

上述电动力学和光学的定律也一样适用。对于第一级小量来说,这是已经证明了的。”“‘光以太’的引用将被证明是多余的,因为按照这里所要阐明的见解,既不需要引进一个具有特殊性质的‘绝对静止的空间’,也不需要给发生电磁过程的空虚空间中的每个点规定一个速度矢量”。

(冯庆荣 整理)

磁性测量讲座

第二讲 研究磁结构的实验方法(I)

周文生

(北京大学物理系)

物质的宏观磁性来源于物质内部的磁结构,例如铁磁物质的磁化过程,就是磁畴的取向和尺寸变化的宏观反映。物质由顺磁到铁磁或反铁磁的转变是原子磁矩由无序转变为某种形式的有序结构的结果。因此,为了研究物质宏观磁性的来源,探求它的物理本质,人们总希望能“看”到物质内部的结构——晶体结构和磁结构,从而找出宏观性质与微观结构之间的联系。在物质磁性的研究深入到微观领域的今天,用实验方法研究物质的磁结构显得格外重要。

所谓磁结构,主要是指原子或离子磁矩的空间取向和分布。对于铁磁性物质来说,原子或离子磁矩之间的近程直接相互作用使它们相互平行地耦合在一起,形成磁畴。在其他磁性相中(如反铁磁性、亚铁磁性、螺旋磁性和自旋玻璃等),不同性质的相互作用(直接的或间接的)使原子或离子磁矩具有不同的取向排列和分布。

研究磁结构的主要实验手段大多是一些近代物理实验技术,如电子射线技术、磁光效应、中子衍射、核磁共振和穆斯堡尔效应等。其中涉及到许多固体物理的概念,特别是一些关于

物质微观结构的知识。因此,本文只能对这些方法的基本原理、实验技术和主要应用做一扼要的介绍。需要深入了解的读者可以参考有关的专门书籍和参考资料。

本文分磁畴结构的观察、中子衍射、核磁共振和穆斯堡尔效应四部分。

一、磁畴结构的观察

磁畴是铁磁及亚铁磁材料宏观磁化的基础,与各种宏观磁性如剩磁、矫顽力、磁导率、磁滞和磁能积等有着直接的关系。观察磁畴的方法很多,大致情况如表1所示。

1. 胶液技术^[1-4]

胶液技术也称为粉纹法或毕特(Bitter)技术。它的基本原理是:将含有 Fe_3O_4 小颗粒的胶体溶液涂在预先处理好的样品表面上,由于存在于样品表面与畴壁交界处附近的不均匀磁场对 Fe_3O_4 小颗粒产生作用力,这些小粒子最终被吸附在样品表面上有畴壁的地方。因此,黑褐色的 Fe_3O_4 小颗粒的聚集可以勾画出样品表面的磁畴图形,只要用几十到几百倍的金相

显微镜就可以很清楚地观察到。这种方法操作简便,而且又有足够的分辨本领,因此成为最常用的方法。

表1 观察磁畴的方法

观察方法	分辨率	观察的状态	
		动态	静态
霍耳探头	2mm	+	
胶液技术	1 μ m		+
克尔效应	>1 μ m	+	+
法拉第效应	>1 μ m	+	+
X射线衍射	>20 μ m		+
反射电镜	100 \AA		+
透射电镜	50 \AA		+
扫描电镜			
1.电子探针			+
2.二次电子	5 μ m		+
3.背散射电子	0.5 μ m	+	+

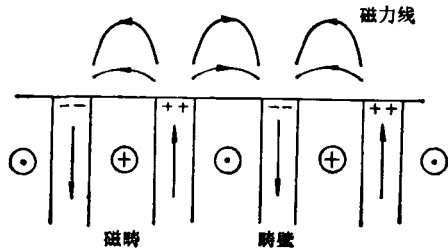


图1 具有铁磁畴的样品表面剖视图

图1是具有铁磁畴的样品表面剖视图。磁畴中磁化强度矢量 M_s 平行于样品表面。而在畴壁中,磁化强度矢量有垂直于样品表面的分量。这样,在样品表面处,磁矩不能形成闭合磁路,而产生自由磁荷。于是在样品表面上出现不均匀磁场,其磁力线的方向和分布如图2所示。 Fe_3O_4 颗粒在这非均匀磁场中受到一个力的作用。在这个力的作用下, Fe_3O_4 颗粒被吸引到杂散场最大处,也就是畴壁处,因为这里的位能最低。在样品表面上,若有一条与磁化强度矢量垂直的刻痕或裂缝,在那里也会产生不均匀磁场,因而也会使胶液的颗粒沿这条刻痕聚集。若这刻痕平行于磁化强度矢量,则不会在这里出现非均匀磁场,也就不会聚集胶液颗

粒。因此,用在样品上沿不同方向刻痕的方法,可以确定磁畴中 M_s 的轴向,但不能确定其方向。

在样品表面上, Fe_3O_4 颗粒不仅受到畴壁产生的杂散磁场的作用,而且还有粒子之间磁的相互作用以及热运动的作用。后两种作用是破坏 Fe_3O_4 颗粒沿畴壁聚集的。粒子间的磁相互作用,将使粒子聚集成团,形成一种闭合磁通的结构。这种粒子团的磁矩由于磁通闭合而大大降低,在形成磁畴图形中不起作用。由于 Fe_3O_4 颗粒很小(大约几百 \AA),因此在胶液中作布朗运动。这种热运动也是破坏 Fe_3O_4 颗粒聚集的。 Fe_3O_4 颗粒之间的相互作用以及它们的热运动的强弱都与颗粒的尺寸、被研究材料的饱和磁化强度及磁畴结构有关。选择合适的颗粒尺寸可以避免或减弱以上两种不利因素的影响,从而得到清晰的磁畴图形。一般情况下, Fe_3O_4 颗粒尺寸为 100 \AA 左右。

制备细的 Fe_3O_4 颗粒采用化学方法。用亚铁盐(如 $FeSO_4$) 及铁盐(如 $FeCl_3$) 作原料与 $NaOH$ 反应,生成 Fe_3O_4 沉淀。再加入中性溶液(如油酸钠溶液)制成混悬液。为了得到粒度为 100 \AA 左右的 Fe_3O_4 颗粒,原材料的活性、反应温度和溶液的 pH 值都是重要的因素。

为了观察到样品内部的畴结构,必须对样品表面加以处理,以消除表面的应力层及提高光洁度(薄膜样品无需进行表面处理)。样品表面处理与制备观察金相所用的样品处理方法相同。首先,用金相砂纸进行机械抛光,然后进行电解抛光消除样品表面的应力层。

为了获得较高的分辨本领,使用高倍的光学显微镜(如采用油浸物镜),甚至用电子显微镜进行观察。需要采用干胶液技术,即将保留了样品磁畴图形的胶液制成干胶液膜,从样品表面剥离下来观察。干胶液膜可用火棉胶滴在带 Fe_3O_4 胶液的样品表面上制成。

胶液技术主要是研究样品表面的畴结构。为了尽量反映样品内部的情况,需要选择主晶面作为样品表面。否则在表面上会出现很复杂的磁畴图形。此外,对于低磁晶各向异性的材

料,用胶液技术很难得到清晰的磁畴图形。而且,胶液技术只适用于室温范围,也不能观测畴壁的快速运动。这些就是胶液技术的主要局限性。然而,由于它简便易行,对于不同的材料适应性很强,并且有较高的分辨本领,因而在研究准静态磁畴结构及慢速畴壁运动时,仍然被广泛地采用。

2. 磁光效应^[2,3,5,6]

当平面偏振光在磁性材料表面反射或穿过磁性材料时,反射光或透射光的偏振面相对于入射光要发生旋转,转角的大小与材料的磁化强度成正比,而其旋转方向与磁化强度的方向有关。这种现象称为磁光效应。对于反射的情况称为克尔(Kerr)效应。对于透射的情况,称为法拉第(Faraday)效应。

由于铁磁体或亚铁磁体中不同磁畴之间磁化强度取向不同,因而引起入射光偏振面旋转的方向也不同。因此,可以利用磁光效应来观察磁畴结构。

克尔效应 当一束线偏振光照射到金属表面并被反射时,一般情况下,反射光束是椭圆偏振光。只有当入射光的偏振面平行或垂直于入射面时,反射光束仍然是线偏振光。在这个前提下,克尔效应应分为三种情况,它们对应于样品表面处的磁化强度对入射面的三种取向为:纵向效应(磁畴中的磁化强度平行于样品表面及光的入射面);横向效应(磁化强度平行于样品表面,但垂直于光的入射面);极化效应(磁化强度垂直于样品表面)。这三种效应都可以用来观测磁畴。纵向和横向效应用来观察磁畴中磁化强度平行于样品表面的情况。而极化效应专门观察具有很高的单轴各向异性的材料。

下面我们以纵向克尔效应为例,介绍观察

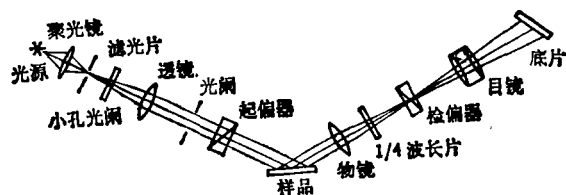


图2 纵向克尔效应装置示意图

磁畴的仪器装置(图2)。

光源可采用激光光源或高压水银灯(或氙灯)。如采用白光光源则需经滤光器形成单色光。单色光经透镜光阑形成平行光后,再起偏器成为线偏振光。在样品表面反射后,经物镜聚焦至检偏器,再由目镜直接观察或照相。由于样品表面分为磁化强度方向不同的磁畴,这些磁畴使入射偏振光的偏振面旋转方向不同,转动检偏器可以观察到亮暗相间的磁畴。为了观察磁畴的动态过程,可在样品处装置亥姆霍兹线圈,以产生适当的磁场。

克尔效应的偏振面的旋转角很小(最大只有5'左右),因此相的反差很弱。这给实验带来了很大困难。为了增大相的反差,可在样品表面喷镀上一层高折射率的电介质材料做为减反射膜,其厚度为1/4波长。一般多采用ZnS(也可用TiO₂)。这样,可以减少金属表面的反射,使克尔旋转提高一个数量级,从而提高相邻畴间的反差。此外,在反射光路中放置四分之一波长片,可以补偿由于金属反射所产生的椭圆偏振。

利用克尔效应观察磁畴,对样品的制备要求很高,样品表面应抛光成镜面,无应变。在这里,不能采用电解抛光,因为它不仅形成波状表面,而且产生影响表面反射的钝化层。样品经机械抛光后,必须进行退火,消除应力。

法拉第效应是透射的磁光效应。因此它只能用来观察透光的样品,如厚度在2000 Å以下的金属薄膜以及某些铁氧体单晶薄膜。

用磁光效应观测磁畴结构,不受温度限制而且能观测磁畴的动态过程。对于各向异性常数很小,畴壁很宽,以至用胶液技术无法观察的样品它也能观察。用法拉第效应尚可观测体磁畴结构。鉴于这些优点,磁光效应已成为近代研究磁畴结构的主要方法之一。

3. 电子射线技术^[1,7,8]

带电荷 $-e$ 的电子以速度 v 在磁场 B 中运动时,受到洛伦兹力 F 的作用:

$$F = -ev \times B,$$

电子运动的轨道就要发生偏斜。

铁磁体或亚铁磁中,由于磁畴的存在,在样品内部形成局部磁场,在样品表面也产生杂散磁场。当电子束以一定速度通过样品表面附近并射向样品表面或穿过样品时,在磁畴产生的局部磁场作用下,分别发生散射和反射。我们可以根据这些散射、反射的电子束的图象分析样品的磁畴结构。

利用电子射线技术观察磁畴结构的方法很多,基本上可以归纳为电子镜式显微镜、透射式电子显微镜和扫描电子显微镜三种类型。

现在,将它们的工作原理及各自特点分述如下:

(1) 电子束在样品表面的反射(电子镜式显微镜)

电子镜式显微镜主要用来研究样品表面的磁畴结构。

由电子枪发射一束电子,经磁透镜准直后,再经磁稜镜射向样品。样品上一般加十分之几伏的偏压,使它的电位低于电子枪中灯丝的电位。这样,样品表面相当于一个电子光学的镜面。电子束到达样品时,其轴向速度(即垂直于表面的速度)逐渐降为零,随后又反射出去。由于样品表面的局部磁场是不完全均匀的,因此可以改变返回电子束的密度分布,电子束穿过电子光学系统加以放大,射到感光底板上成像。由于样品的磁畴结构使样品表面上局部磁场形成一有规则分布,因此电子束在这磁场作用下,其密度也产生一有规律分布,在照相底板上呈现明暗相间的条纹,这些条纹对应着不同的磁畴。

(2) 电子束穿透样品的散射(透射式电子显微镜)

透射式电子显微镜也称为洛仑兹显微镜。它专门用来研究薄膜样品的磁畴结构。电子束穿过样品,受到样品内磁化强度矢量的作用,其运动路线发生偏斜(图3)。如图所示,电子束沿垂直样品表面的方向入射($-z$),它受到在 y 或 $-y$ 方向的磁矩的作用,向 $-x$ 或 x 方向偏斜。偏角的方向与磁化强度的方向有关,偏角大小与磁化强度大小、样品厚度及电子束的运

物理

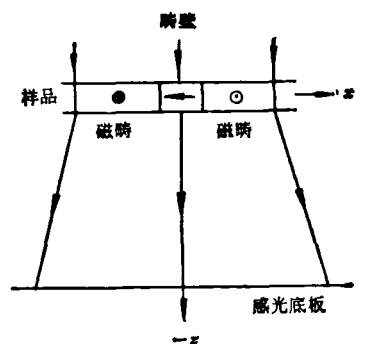


图3 透射式电子显微镜观测磁畴结构的原理图

动速度有关。因此,穿过铁磁样品的电子束在感光底板上形成强度起伏的图象。根据这个图象,人们可以分析样品中的磁畴结构以及畴与畴壁的宽度。由于洛仑兹显微镜具有较高的分辨本领(可达 50 \AA),放大倍数可达 10^4 倍,还可以分析磁畴内部原子磁矩排列的微小起伏,分析畴壁结构。因此,它成为研究磁畴结构的有力工具之一。

(3) 扫描电子显微镜

利用扫描电子显微镜观察磁畴基本上可以分为两种方法,即利用二次电子和利用背散射电子。

i. 利用二次电子象分析磁畴结构

电子束投射到物体表面后,一部分电子从物体表面散射,其中经非弹性散射离开物体表面的慢速电子(其能量为 $3-4 \text{ eV}$)称为二次电子。这些二次电子从入射位置发生,深度不超过离物体表面 100 \AA 。二次电子受到样品表面散磁场的洛仑兹力作用,轨道弯曲。其弯曲的方向及曲率与样品表面散磁场的方向及大小有关,而这散磁场是由样品表面磁畴结构决定的。相邻磁畴在表面产生的散磁场方向不同,因而造成二次电子象的磁反差。

ii. 根据背散射电子象分析磁畴结构

电子束投射到物体表面后,除产生二次电子外,另一部分较为深入样品的入射电子,经受某种散射后,再从表面逸出,它具有较二次电子高得多的能量,且范围较宽(10^2-10^4 eV),称为反向散射电子,或背散射电子。样品内不同磁畴对入射电子的作用不同,导致了背散射电子

象的磁反差。

电子射线技术用于研究磁畴结构具有很高的分辨率，可以研究磁畴及畴壁的一些精细结构。但是，由于仪器装置及技术比较复杂，使它的广泛使用受到一定的限制。

二、中子衍射^[9]

迄今为止，中子衍射技术是测定晶体中原子磁矩的取向及其空间分布的最有效的方法。反铁磁性和亚铁磁性的奈耳理论就是首先用中子衍射实验证实的。

1. 基本原理

中子是一种不带电荷的微观粒子，它的静止质量 m 为 1.6748×10^{-24} g；自旋为 $1/2$ ；磁矩为 $1.042 \times 10^{-3} \mu_B$ 。和其他微观粒子一样，中子也具有波粒二象性。根据德布罗意关系，中子的波长 λ 与能量 E 的关系为

$$\lambda = h/\sqrt{2mE},$$

其中 h 为普朗克常数。由此可见，中子的波长与能量是对应的。

中子衍射与 X 射线射入晶体的情况相仿。当一束高通量 (10^{13} — 10^{15} 中子/cm²·s)，单色的 (波长为 1 Å 左右) 中子射入被研究的样品时 (样品做成单晶或粉末)，晶体的晶格点阵上的原子对中子束发生散射。但是这种散射的机制与 X 射线的不同，X 射线在晶体中是被核外电子散射，而中子由于它不带电荷，不受库仑力作用，只受原子核的作用，发生核散射。同时，由于它具有本征磁矩，又受到原子中不配对电子的自旋及轨道磁矩的作用而产生磁性散射。磁性散射是和原子磁矩的取向有关的。在铁磁体、反铁磁体或亚铁磁体中，由于原子磁矩的排列是有序的，因此晶体对中子的磁性散射是相干的。也就是说，这些相干散射在某些角度上加强，在某些角度上相互抵消。可以用中子计数器来测定不同角度上单位时间散射的中子数 (即衍射强度)，从而得到这个样品的中子衍射强度曲线 (图 4)。

入射的中子流受样品中晶格点阵上原子或

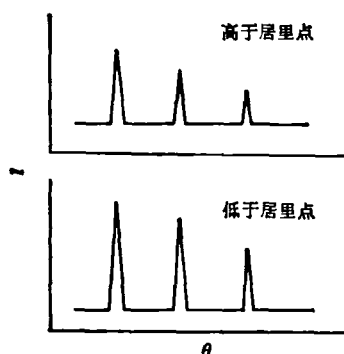


图 4 中子衍射图

离子的作用而发生散射。散射中子流的强弱可用散射截面 σ 来表示：

$$\sigma = \frac{\text{散射中子流量}}{\text{入射中子通量}} = 4\pi b^2,$$

其中 b 具有长度的量纲，称为散射长度或散射振幅。因此，空间单位立体角的微分散射截面为

$$d\sigma = b^2,$$

它表示每个中子被单个原子核散射到单位立体角内的几率；它正比于中子衍射线的强度，是散射角的函数。

如前所述，中子被磁性原子或离子散射包括核散射及磁散射两部分。对于磁矩有序排列的情况，磁性散射截面为

$$d\sigma_m = q^2 P^2,$$

其中 P 为磁性散射振幅， q 为磁相互作用矢量，定义为

$$q = e(e \cdot k) - k.$$

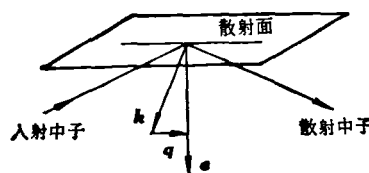


图 5 磁散射的矢量关系

从图 5 中可以看到， e 为散射面法线方向的单位矢量， k 为样品中原子磁矩的单位矢量，因此 q 的大小为 k 在散射面上的投影。

对于非极化的中子束 (即中子的自旋取向

是混乱的),总散射截面可以表示为核散射截面与磁散射截面简单的叠加,即

$$d\sigma = d\sigma_n + d\sigma_m = b^2 + q^2 P^2.$$

在极化中子的情况下,

$$d\sigma = b^2 + q^2 P^2 + 2bP\lambda \cdot q$$

其中 λ 为中子极化方向的单位矢量.

以上是中子束被单个原子散射的情况. 如果考虑固体的散射, 由于不同晶体位置上的原子对入射中子的散射具有不同的相位, 因此在一个元胞内核散射波的振幅在某一面 (hkl) 上的叠加可以表示为

$$F_{(hkl)_n} = \sum_n b_n \exp 2\pi i (hx_n + ky_n + lz_n),$$

$F_{(hkl)_n}$ 称为核散射因子; h, k, l 为衍射面的米勒指数; n 为元胞内的原子数; b_n 为元胞第 n 个原子的核散射振幅, x_n, y_n, z_n 是它的分数坐标. 相应的磁散射结构因子为

$$F_{(hkl)_m} = \sum_n q_n P_n \exp 2\pi i (hx_n + ky_n + lz_n)$$

$q_n P_n$ 为元胞中第 n 个原子的磁散射振幅.

与单个原子散射的情况类似, 从 (hkl) 面散射的中子强度 $I_{(hkl)}$ 可以表示为核散射强度与磁散射强度的叠加. 对应于非极化与极化中子的情况分别为

$$\begin{aligned} I_{(hkl)} &\propto |F_{(hkl)}|^2 = |F_{(hkl)_n}|^2 + |F_{(hkl)_m}|^2; \\ I_{(hkl)} &\propto |F_{(hkl)}|^2 \\ &= \left| \sum_n [b_n + (\lambda \cdot q) P_n] \exp 2\pi i (hx_n \right. \\ &\quad \left. + ky_n + lz_n) \right|^2. \end{aligned}$$

由上式可知, 中子衍射强度曲线是入射角度的函数. 我们可以通过对实验衍射曲线的分析得到晶体结构及磁结构的有关数据. 确定晶体结构的方法与 X 射线相同. 为了分析磁结构, 必须区别核散射与磁散射, 以便根据磁散射的衍射曲线分析磁矩的空间分布.

对于非极化中子, 区分核散射与磁散射的方法主要有以下两种:

(1) 在高于有序转变温度时, 测量衍射强度曲线. 这时, 由于原子磁矩的完全无序, 得到的只是核散射强度. 然后, 再在低于有序点的

温度测量衍射曲线, 两次相减, 即可得到磁散射强度曲线.

(2) 对于铁磁样品, 使其沿散射面的法线磁化到饱和, 此时 $q = 0$, 磁散射消失, 衍射强度只是核散射的贡献.

2. 中子衍射谱仪

中子衍射的实验装置如图 6 所示. 反应堆作为产生高通量中子束的中子源, 它产生的中子包含各种波长的, 称为白色中子波. 为了得到具有单一波长的单色中子, 将白色中子波经

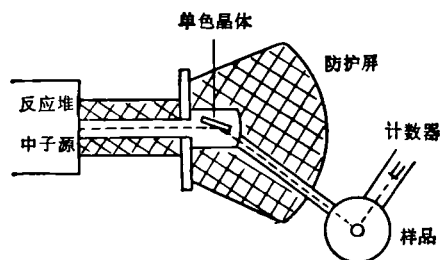


图 6 中子衍射的实验装置

准直后射入单色晶体上进行单色化. 根据晶体衍射的布喇格条件:

$$2d \sin \theta = k\lambda,$$

可以得到单色中子. 上式中 d 为单色晶体某晶面族的面间距, θ 为入射角, λ 为单色中子的波长. 单色晶体一般采用 Cu, Pb 和 Al 等金属晶体或 CaF_2 和 LiF 等金属卤化物. 将得到的单色中子束射入被研究的样品. 如果样品是单晶, 由于在任意位置上 d, λ 和 θ 是固定的, 中子衍射不一定满足布喇格条件, 因此, 必须使晶体绕垂直入射面的轴转动, 这与用 X 射线获得劳厄相时转动单晶样品的道理一样. 同时, 测量衍射中子强度的计数器也要随之转动, 样品与计数器转动角的关系是 $\theta/2\theta$. 这样, 可以得到单位时间的中子数与 2θ 的关系曲线即中子衍射图.

为了提高磁性散射的贡献或测定自旋密度的空间分布, 需要采用极化中子衍射技术. 产生极化中子束通常用以下方法: 将一束非极化中子射入沿散射面饱和磁化的铁磁晶体. 这时, 非极化的中子束可以看成两个完全极化的中子束之和, 一个中子束的自旋平行于磁场方

向,另一个则反平行于磁场。对于正自旋的中子, $q \cdot \lambda = 1$, 微分散射截面为

$$d\sigma = b^2 + P^2 + 2bP = (b + P)^2;$$

对于负自旋的中子, $q \cdot \lambda = -1$, 相应地

$$d\sigma = b^2 + P^2 - 2bP = (b - P)^2.$$

因此衍射后,正、负自旋的中子数目不等,即非极化的中子束得到了部分极化。若选择某种晶体的某个散射面,其核散射振幅 b 刚好等于磁散射振幅 P 时,则负自旋中子的散射截面为零,这时非极化的中子束得到了完全的极化。这种特殊条件在 Fe_3O_4 的 (220) 面、含 Co 92% 的 Co-Fe 合金的 (111) 和 (200) 面散射时得到满足。这种使非极化中子极化的铁磁晶体称为极化晶体,某些极化晶体也可同时作为单色晶体。

3. 中子衍射在分析磁结构中的应用

早期的中子衍射多采用粉末或多晶样品,但是它们的衍射强度比较弱。为了获得足够的计数率和分辨率,需要高通量的中子源和尺寸较大的样品,还要增大样品与探测器之间的距离。这样一来,势必仪器尺寸会非常庞大。采用单晶样品,倒是可以获得较强的衍射,从而避免上述缺点。但是对某些材料,获得其单晶很困难,因此仍然用多晶或粉末样品。

单色中子束被样品衍射后,每分钟进入计数器的衍射中子数(即衍射强度)与衍射结构因子的平方成正比,其比例常数与仪器、样品尺寸及晶体结构有关。如采用与标准样品(即已知其结构因子)比较的方法,可以通过测量磁性转变点上、下的衍射曲线,测出该样品的磁性结构因子 $F_{(hkl)_m}$, 从而确定磁有序结构。

对于铁磁性物质,因为磁元胞与化学晶体之胞是一致的(如图4),温度低于居里点时所得的中子衍射谱线不会出现新峰。与高于居里点时的谱线相比,只是其中某些衍射峰得到了增强。而对于反铁磁性物质或自旋排列为其他类型的物质,因为磁元胞不同于晶体元胞,因此在磁相变点以下,由于磁散射的贡献而呈现新峰。图7示出 MnO 的晶体结构和衍射谱线。X射线研究已经证明 MnO 具有 NaCl 型面心立方结构。磁化率-温度曲线确定该氧化物在

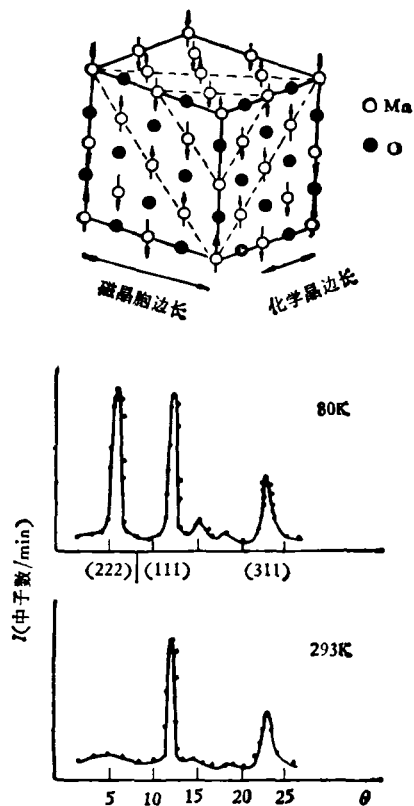


图7 MnO 的晶体结构和衍射谱线
图中 I 为强度

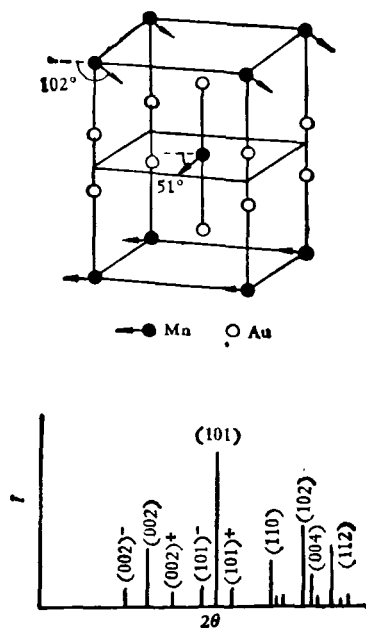


图8 Au_2Mn 的结构及中子衍射图(I 为中子强度)

低于 120K 时转变为反铁磁体。MnO 的中子衍射图则给出这一反铁磁转变的直接证明。在 293 K 的中子衍射图表明，对应于 (111) 及 (311) 面族，各出现一个衍射峰。当温度为 80K (低于奈耳温度) 时，其中子衍射图在小角度方向出现一个附加峰，这个衍射峰的强度随温度升高而下降，并在奈耳温度附近消失。因此，可以断定这个附加衍射峰是由于磁性散射引起的相干散射。根据此峰所对应的布喇格角，可以确定它所对应的晶面族为 (222)。这就是说，磁性元胞的边长为化学元胞的二倍。

根据中子衍射图，还可以确定自旋为螺旋状排列的较复杂的磁结构。Au₂Mn 就是一个例子 (图 8)。在相转变点以下，其中子衍射图的特点是，在核散散峰的两侧出现一对卫星峰。这

是银原子的自旋沿 c 轴螺旋排列而产生的磁性衍射峰。它相当于在普通化学元胞上叠加一个超结构。可以通过计算磁性结构因子 $F_{(hkl)_m}$ ，确定卫星峰所对应的晶面族及沿 c 轴相邻的 Mn 原子自旋间的夹角。

用中子衍射确定磁结构的一般程序是：假定某种磁矩排列，计算磁性散射结构因子，然后和实验数据进行比较。这种过程需要反复进行多次，不断修正假设，使计算尽可能与实验结果相符。这种过程通常是很复杂的，因此需要用电子计算机进行计算。

中子衍射在研究磁结构中的应用除了确定原子或离子磁矩的空间取向外，还可以利用极化中子衍射确定自旋密度的空间分布，以及利用非弹性中子衍射研究自旋波的激发等。

本刊今年第 3 期勘误表

页码	栏次	行数	误	正	页码	栏次	行数	误	正
138	右	倒 17	γ	Υ	140	左	倒 15	10^{-6}cm	10^{-16}cm
139	左	倒 3	束态	末态	140	左	倒 10	式(5)的双光子	式(6)的双光子
139	右	13	$m_c \approx 16.9m_u$	$m_c \approx 16.9m_u$	141	右	9	μ 子对	μ^+ (或 μ^-)
139	右	倒 16	上限	下限	141	右	倒 7	组出	给出
140	表 1		的结果	的结果(质量下限)	143	右	6	$h \rightarrow \mu$	$h \rightarrow u$
140	式(5)		$e^+e^- \rightarrow l^+l^- \rightarrow \gamma\gamma$	$e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	144	右	1	NaI(1'e)	NaI(1'l)

此外，第 142 页上所有的 $\gamma, \gamma', \gamma'', \gamma'''$ 均应为 $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'', \Upsilon'''$ ；第 143 页上，除倒数第 8 行至倒数第 6 行以外，所有的 $\gamma, \gamma', \gamma'', \gamma'''$ 亦均应为 $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'', \Upsilon'''$ 。