

$$\begin{aligned}
 H_{-+} &= - \sum_{k,\alpha} F_{k\alpha} Q_k N_{-k\alpha}, \\
 H_+ &= \sum_{\mu} \epsilon_{\mu} N_{\mu} + \frac{1}{2} \sum_{\mu,\nu} \epsilon_{\mu\nu} N_{\mu} N_{\nu} \\
 &\quad + \sum_{\mu,\nu} t_{\mu\nu} a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu},
 \end{aligned}$$

其中 H_- 为 Γ 晶格的声子部分, $\mu \cong (i, \alpha)$ 为第 i 个晶胞中第 α 个间隙位置的标记, $N_{\mu} \cong a_{\mu}^{\dagger} a_{\mu}$, a_{μ} 为费密算子, 反映了每一间隙位置中最多只有一个 Ag^+ 这个假设. $F_{k\alpha}$ 为耦合常数. N_{μ} 事实上就是 Ag^+ 在第 μ 个位置上的几率. 所以在 H_+ 中, 第一项代表各种间隙位置之间的能量差, 第二项为 Ag^+ 离子之间的作用, 最后一项是 Ag^+ 的跃迁.

H_{-+} 的双线性耦合形式, 把声子与子系统 (即 Ag^+) 联系起来, 在其它系统中也有类似情况, 只是在不同固体中, 子系统的性质有所不同而已. 例如, 在铁电体 Jahn-Teller 系统中, 子系统是赝自旋; 在有机线性固体中, 是电子; 在分子晶体中, 是亚晶格离子的转动. 正是由于这种双线性耦合, 导致结构相变与电导率有相同的临界温度.

此外, 由于间隙位置的种类可能超过二种, 也就有可能产生一类相变. 考虑了 Ag^+ 间的相互作用, 就有可能产生两个相变点, 从而可以解释 (c) 类相变的出现. 这个工作还进一步说明

在喇曼散射中某些模式在高温相消失这一现象.

五、结 束 语

从材料结构的特殊性及其应用前景来看, 从物理学基础研究角度考虑, 超离子导体都是一个有实际意义的新的研究对象. 如何描述亚晶格熔化后固体中的声子, 如何正确分析无序性条件下的能谱, 特别是有关离子在晶格中的输运过程, 都是很值得深入探索的. 展现在我们眼前的, 正是一幅固体离子学的新图景.

关于超离子导体物理的两个比较重要的会议录, 见文献 [1, 2]. 综述性文章可参看文献 [3, 4], 其中文献 [3] 以介绍 AgI 类材料为主, 文献 [4] 侧重介绍材料的性质. 有关超离子导体的理论工作可参看文献 [5].

感谢陈立泉、余文海、于泳、王鼎盛、李香薇等同志给与的协助.

参 考 文 献

- [1] G. D. Mahan and L. R. Roth (eds.), *Superionic Conductors*, Plenum Press, 1976.
- [2] M. Balkanski, (ed.), *Lattice Dynamics*. Flammarion, 1978.
- [3] K. Funke, *Progr. Solid State Chem.*, 11(1976), 345.
- [4] A. Hooper, *Contemp. Phys.*, 19(1978), 147.
- [5] L. Lam (林磊) and A. Bunde, *Z. Phys.*, B30 (1979), 65.

穆斯堡尔谱学在固体物理中的应用

章 佩 群 计 桂 泉

(中国科学院高能物理研究所)

一、引 言

穆斯堡尔效应是原子核的 γ 射线无反冲共振吸收现象. 它是西德人 Roudolf·L. Mössbauer 在 1958 年发现的. 由于观察到的共振线非常尖锐 (接近原子核能级的自然宽度), 故此现象

立即引起人们的广泛兴趣. 它能研究物理学和核物理学的一些基本问题, 但大量的工作还是将它应用于固体物理学、化学、冶金学、地球化学和生物学等领域.

由于原子核在发射和吸收 γ 射线时会产生反冲, 所以自由的原子核发射的 γ 射线能量比共振吸收所需的能量少 $2E_R$ (E_R 为原子核的

反冲动能)。而自由原子核的 E_R 要比 γ 射线的自然宽度大几个数量级, 故难以观察到 γ 射线的共振吸收。若把发射和吸收 γ 射线的原子核牢牢地束缚在晶体点阵内, 则在原子核发射和吸收 γ 射线时产生反冲的是质量很大的整个晶体, 此时反冲动能的损失就可以忽略, 也就有可能观察到无反冲共振吸收现象。然而发射和吸收的原子并不能牢固地束缚在点阵位置上, 它通常是自由地进行振动。但晶格是量子化体系, 其振动能级间隔为 $h\nu$ 。若 $E_R < h\nu$, 则一定有一部份几率不激发声子, 这部份可以产生穆斯堡尔效应。零声子过程的几率用 f (无反冲分数) 表示, 即

$$f = \exp\left(-\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \langle x^2 \rangle\right), \quad (1)$$

其中 λ 是 γ 射线波长, $\langle x^2 \rangle$ 是发射(或吸收) γ 射线的原子的均方振幅值在 γ 射线方向的分量。

利用 ^{57}Fe 14.4 千电子伏 γ 射线的穆斯堡尔效应, 人们可以测量 10^{-9} 电子伏数量级的核能级的变化, 故有可能用来测量原子核与周围电子云超精细相互作用的变化。这些相互作用是:

(1) 带正电荷的原子核核电荷分布与原子核处电荷密度间的电单极相互作用。它产生发射和吸收的能级间的相对移动 δ 。 δ 称为同质异能移或“化学移”。

$\delta = (4\pi/3)Ze^2[\langle r^2 \rangle_e - \langle r^2 \rangle_g]\{\rho_a - \rho_s\}$, (2)
其中 Z 为原子序数, e 为质子电荷, $\langle r^2 \rangle_g$ 和 $\langle r^2 \rangle_e$ 分别代表原子核激发态和基态的均方电荷半径, ρ_a 和 ρ_s 分别代表吸收体和放射源中原子核处的电荷密度。

(2) 原子核的电四极矩与原子核处的电场梯度间的电四极相互作用。它使 $I > 1/2$ 的能级分裂, 其能量本征值为

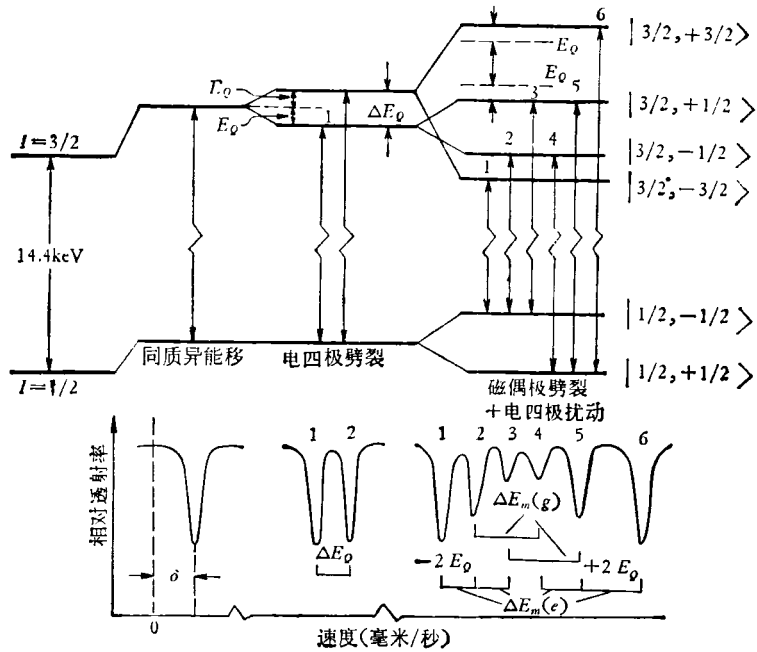


图1 ^{57}Fe 能级的同质异能移和超精细分裂及其产生的穆斯堡尔谱
图中 $\Delta E_Q (= 2E_Q)$ 为四极分裂, $\Delta E_m(g)$ 和 $\Delta E_m(e)$ 分别为基态和激发态的磁分裂

$$E_Q = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} [3m_l^2 - I(I+1)] \times \left(1 + \frac{\eta^2}{3}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中 I 和 m_l 分别为原子核的自旋量子数和磁量子数, Q 为原子核的电四极矩, eq 为电场梯度的 Z 分量, η 为不对称参数。

(3) 原子核的磁偶极矩与在核处的超精细磁场间的磁偶极相互作用。它使基态和激发态的能级分裂, 其能量本征值为

$$E_m = -\frac{\mu H m}{I} = -g_N \beta_N H m_l, \quad (4)$$

其中 μ 为原子核的磁偶极矩, H 为原子核处的磁场, g_N 为原子核的朗德分裂因子, β_N 为原子核的玻尔磁子。

图1给出了这些效应如何使 ^{57}Fe 能级发生移动和分裂以及所导致的穆斯堡尔谱。由超精细相互作用, 可获得有关原子核能级特性和原子核所在处的物理、化学环境的信息。这些便是穆斯堡尔谱学应用于其他学科的并为人们所感兴趣的部份, 包括原子核处的有效 s 电子密

度、电场梯度、内磁场等。

通常是改变放射源的运动速度，即利用多普勒效应来改变发射的 γ 射线能量，测量原子核的共振效应与 γ 射线能量的关系，这就是穆斯堡尔谱。从谱线的位置和间距可得到上述超精细相互作用的信息；谱线的全部强度反映无反冲分数 f 的大小；此外，从谱中各条线间的相对强度还可以得到超精细场轴方向与 γ 射线传播方向间夹角的信息，如表1, 2所示。

表1 在 ^{57}Fe 原子核的纯磁超精细谱中允许跃迁强度的角度依赖关系*

跃迁	Δm_I	角度依赖关系
$\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$	± 1	$(3/4)(1 + \cos^2\theta_m)$
$\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$	0	$\sin^2\theta_m$
$\mp 1/2 \rightarrow \pm 1/2$	∓ 1	$(1/4)(1 + \cos^2\theta_m)$

* θ_m 代表原子核处磁场方向与 γ 射线传播方向间夹角。

表2 ^{57}Fe 电四极作用($\eta=0$)下跃迁强度的角度依赖关系*

跃迁	角度依赖关系
$\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$	$1 + \cos^2\theta_q$
$\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$	$2/3 + \sin^2\theta_q$

* θ_q 代表电场梯度的主轴方向与 γ 射线传播方向间的夹角。

测量穆斯堡尔效应的实验装置称为穆斯堡尔谱仪。图2给出了一个典型的穆斯堡尔谱仪的方框图。

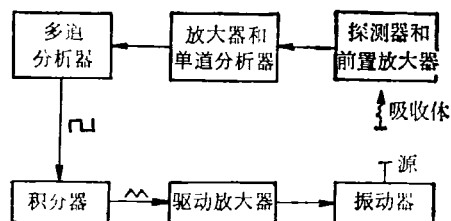


图2 一个典型的穆斯堡尔谱仪方框图

目前，在发现有穆斯堡尔效应的同位素中，使用最普遍的是 ^{57}Fe ，其次是 ^{119}Sn 。通常选用合适的方法和基体材料来制备单线的 γ 射线放射源。

在多数情况下，吸收体是所要研究的材料。在透射实验中，要求使用薄的吸收体。对 ^{57}Fe

样品，一般取5—10毫克/厘米²的含铁量。测量中还常常要用低温冷阱和加热炉，有时还要对样品加上一定强度的外磁场。

放射源的运动靠驱动系统来实现。驱动系统有机械的、电磁的等多种。运动形式又分等速度和速度扫描两类。最常用的是电磁驱动式的等加速运动系统。用超精细谱位置已准确知道的标准吸收体(如 $\alpha\text{-Fe}$)来作速度标定。

记录 γ 射线的探测器可用闪烁计数器、正比计数器、Ge(Li)和Si(Li)探测器等。探测器探测到的信号可先送多道分析器记录，然后送计算机分析，也可直接送专用计算机分析、处理。

穆斯堡尔效应测量方法有两种。一种是透射法，记录的是经吸收体透射的 γ 射线。此法的实验安排简单，计数率高，故较常用。另一种是背散射法，它记录的是吸收体中共振激发的原子核退激时的再次发射。由于背散射的 γ 射线、X射线和内转换电子等的特征穿透深度不同，故可根据所需考察的表面层厚度来选择探测的辐射类型，用来研究表面现象很有利。又此法对样品的厚度、形状无要求，适于作非破坏性研究的工具。其主要缺点是计数率较低。

二、穆斯堡尔谱学用于磁性材料特性和磁结构的研究

由于穆斯堡尔谱学具有相当高的能量分辨率，它能直接观察和研究磁超精细结构，因而成为磁学研究的有力工具。在U. Gonser的专著中对此有较详细的论述^[1]。

1. 确定磁有序温度和磁有序类型

用穆斯堡尔效应测量原子核内磁场随温度的变化，能确定磁有序温度。此测量不需外磁场，有时比其他方法优越。所用的方法有三种：(1)在材料处于磁有序态时，测内磁场 H_{int} 的大小随温度的变化。假定磁化强度与 H_{int} 成正比，可外推到 $H_{int}=0$ ，以定出磁有序温度。(2)对较厚的吸收体，可测量总的吸收面积与温度的关系。由于饱和效应，在磁转变温度下，将观

察到关系曲线的突变。(3) 测量在顺磁态的某一共振线强度与温度的关系。在磁有序温度下, 由于出现内磁场, 吸收线强度将急剧减小。ScFeO₃ 磁转变温度的确定^[2]就是一例。用磁性测量办法得到的磁转变温度可能在 35K 左右, 而用穆斯堡尔效应确定的为 $39 \pm 2\text{K}$ 。

对多晶材料加一外磁场, 观察其超精细跃迁强度的变化, 能研究材料中磁耦合的一般性质, 即是铁磁性、亚铁磁性, 或是反铁磁性。以低的磁各向异性的铁磁性或亚铁磁性材料(或各向异性高的自由转动的多晶颗粒)为例, 这些材料的自旋分布将取平行(或反平行)于外磁场 H_{ext} 方向。若 γ 射线传播方向平行于 H_{ext} , 且四极相互作用可忽略, 则 $\Delta m_I = 0$ 的跃迁将不存在。同时, 由于是在外磁场下, 若发现不同磁亚点阵的内磁场分别增大或减小, 就能确定是亚铁磁性耦合。在中等强度的外磁场下, 反铁磁性多晶材料一般无明显的自旋极化, 故对吸收线强度影响很小, 只是由于 H_{ext} 和 H_{int} 间的杂乱取向而使谱线加宽。

2. 相分析

根据穆斯堡尔谱中观察到的特征超精细参数, 可鉴定固体中的物相。这方面的应用虽不如 X 射线衍射法那么普遍, 但有时它却比后者具有更高的灵敏度。图 3 是为制备单相的合成钛铁矿样品在不同真空度下煅烧后所得的

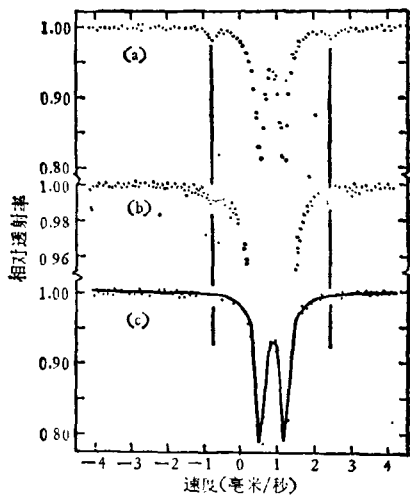


图 3 钛铁矿样品在 23°C 的穆斯堡尔谱

谱^[1]。图中由(a)到(c), 氧分压逐渐减小, (a)中明显存在着 Fe₂TiO₅ 结构的 Fe²⁺ 相(一组弱的双峰), 在(b)中仍可观察到其痕迹, 但此时用 X 射线衍射却检测不到。

3. 探测相变

根据超精细参数与温度的关系, 穆斯堡尔

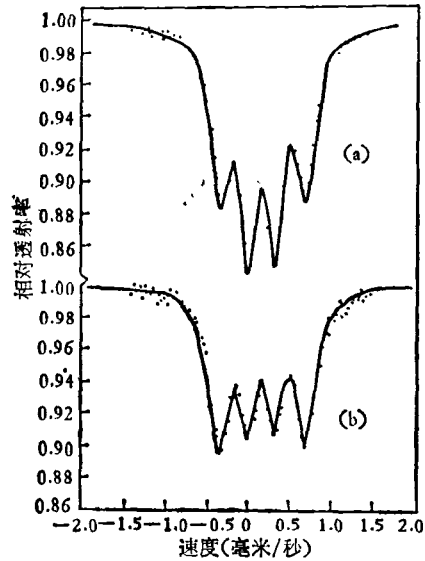


图 4 室温下 $(\text{Mn}_{0.9925}\text{Fe}_{0.0075})_2\text{O}_3$ 的穆斯堡尔谱 (a)在 O₂ 中 600°C 下加热 20 小时; (b)在 O₂ 中 960°C 下加热 24 小时。放射源为 ⁵⁷Co(Cu)

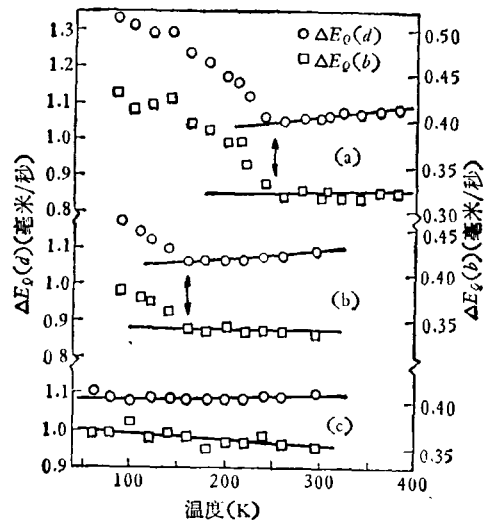


图 5 $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_3$ 系统样品在 8b 和 24d 晶位上的 Fe³⁺ 的四极劈裂与温度的关系 (a)x = 0.028; (b)x = 0.060; (c)x = 0.082. 箭头表示出结晶学上的转变温度

谱学常用来探测相变。现以 $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_3$ 固熔系统中正交立方相变与组分的关系为例来说明^[9]。图 4 是室温下组分为 $(\text{Mn}_{0.9925}\text{Fe}_{0.0075})_2\text{O}_3$ 样品的穆斯堡尔谱, 呈顺磁态。谱中一组内峰和一组外峰分别为立方相 $8b$ (八面体) 和 $24d$ (四面体) 晶位上的 Fe^{3+} 的贡献。图 5 对三种不同组分样品给出四极劈裂与温度的关系。对 $x = 0.028$ 和 0.060 样品, 在低于某一特定温度时, ΔE_Q 明显增大, 这些温度相应于立方相向正交相转变。对 $x = 0.082$ 样品, 温度低到 55K 还仍保持立方相。

4. 确定晶位分布

穆斯堡尔谱学对研究相对晶位布居是一个有效的工具。仍以 $(\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_3$ 为例来说明。如图 5(a) 所示, 尽管 d 位比 b 位数目多三倍, 但代表 b 位的吸收线却比 d 位的还强, 说明 Fe^{3+} 优先占据 $8b$ 位置。对两个 Fe^{3+} 晶位的吸收面积求积分, 可得到阳离子在两个晶位上的分布, 在此忽略掉在两个晶位上的 f 分数的差别。对 $(\text{Mn}_{0.9925}\text{Fe}_{0.0075})_2\text{O}_3$, 热处理温度不同, 所得的晶位分布也不同。

5. 磁结构的研究

材料的宏观磁性与磁结构是密切相关的。对磁有序的单晶材料, 定出在晶体点阵中微观的原子磁矩排列常是有意义的。在超精细场平行或反平行于原子磁矩的情况下, 用穆斯堡尔谱学可决定 Fe^{3+} 的相对于晶轴的 H_{int} 方向, 因此也就定出了自旋的取向。

在磁有序材料中, 用相对吸收线强度与角度的关系来定自旋方向。例如对简单的共线的亚铁磁或反铁磁性亚点阵, 能用单晶吸收体和测定 $\Delta m_l = 0$ 线消失的结晶学上取向来定自旋方向。在许多情况下, 自旋取向接近或在单晶吸收体平面, 此时使用极化的 γ 射线源很有好处。 $\text{Ca}_2\text{Fe}_2\text{O}_7$ 的共线反铁磁性结构的确定就是一例^[4,5]。这种材料由数量相等的八面体晶位上的 $[\text{Fe}^{3+}]$ 和四面体晶位上的 $[\text{Fe}^{3+}]$ 交替层组成。此材料具有低的磁化率, 故认为是属反铁磁性耦合。一片抛光成平行于结晶学上 ac 晶面的单晶吸收体薄片, 用一个传播方向平行于 b 轴

的非极化源, 定出两个亚点阵上的自旋都在吸收体的 ac 晶面内; 用在 $\alpha\text{-Fe}$ 中的 ^{57}Co 源, 给出单晶吸收体相对于两个不同的源极化角 ($a\parallel H_s$ 及 $c\parallel H_s$, 其中 a 和 c 分别为晶轴方向, H_s 为源极化方向) 的穆斯堡尔谱。把计算和观察到的谱进行比较, 得出在两个磁亚点阵上的 Fe^{3+} 自旋都是平行于 c 轴的。

三、穆斯堡尔谱学用于固体表面及微晶体的研究

穆斯堡尔谱学对原子的电子状态和动力学性质能给出独特的信息, 因此它对研究表面现象很有效。这方面的研究分两大类: 一类是研究位于固体表面的原子的状态, 包括表面原子振动, 表面扩散, 表面原子的电子状态, 表面原子的磁性质, 基本吸附过程与表面化合物化学, 催化作用等; 另一类是研究固体的界面对其内部原子性质的影响, 包括声子谱的变化及小颗粒的原子振动性质, 小颗粒的磁性质的变化——超顺磁性和局部化学反应等。不少作者如 V. I. Goldenskii 等人 and M.C. Hobson, Jr., 在这方面有很好的评论^[6,7]。

Keune 等人研究了在多晶 Cu 和 Ag 材料上真空沉积不同厚度铁薄膜的穆斯堡尔效应^[8]。当厚度 $d \geq 30$ 埃时, 显示出很清楚的磁超精细谱; 当 $d \leq 18$ 埃时, 观察到超顺磁性; 厚度 $d \leq 10$ 埃的薄膜, 在 4.2K 的谱显示出有超精细场的分布存在, 包含一个低内磁场和一个高内磁场的铁磁性组分。随着铁薄膜厚度的减小, 铁原子的自旋取向也由接近平行于薄膜平面而变到接近垂直于薄膜平面方向。

当穆斯堡尔效应用于表面的氧化、腐蚀等问题的研究时, 用背散射法常常是很有利的。Camara 等人用此法对铁的表面氧化问题作了研究^[9]。图 6(a) 和(b) 分别给出了经一定氧化处理后的钢样的 14.4 千电子伏 γ 射线和内转换电子穆斯堡尔散射谱。前者给出表面厚度 $10\text{--}20$ 微米内铁的状态的信息, 而后者给出的是最大厚度约 3000 埃的表面层铁的状态的信息。因

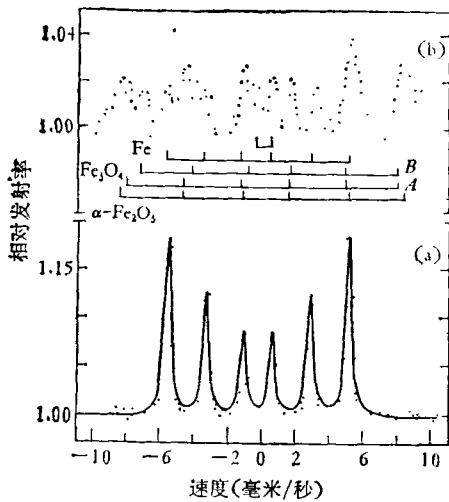


图 6 (a)为钢样品在 490°C 和 10^{-3} 托下氧化 60 分钟后室温下测得的 14.4 千电子伏 γ 射线穆斯堡尔散射谱；(b)为钢样品在 490°C 和 10^{-3} 托下氧化 10 分钟后室温下测得的电子穆斯堡尔散射谱

此,两者在谱形上大不相同。由谱中得出,在不同的氧化条件下氧化层的成分是不同的。根据不同物相间的相对谱线强度,推测纯铁在 500°C 的大气中氧化,其氧化层在生长的早期阶段的动力学很可能遵循抛物线规律。同时,发现多晶纯铁在 500°C 大气中长成的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 具有明显的结晶学上的结构。

当组成固体的晶粒很小(即当每个晶粒中只包含几百个到几百万个原子)时,就有相当一部分原子位于或接近表面,并在晶粒的表面和内部产生缺陷,引起晶格的变化,使声子能级的分布发生改变,从而使微晶体与大颗粒晶体的穆斯堡尔谱有所不同。D. Schroerer 在这方面有专文评述^[10]。

微晶体与大颗粒晶体的 f 分数是不同的,而 f 值与晶粒大小的关系随所研究的对象不同而不同。两者在同质异能移上也有所差别。在微晶体中的四极劈裂往往比大颗粒晶体的要大,且晶粒越小,四极劈裂越大。

用穆斯堡尔效应在微晶体中观察到的特殊现象之一是超顺磁性。它是由微晶体的超精细场的小的弛豫时间造成的。其特征弛豫时间为

$$\tau = \tau_0 \exp[KV/kT], \quad (5)$$

其中 K 是各向异性常数, V 是微晶粒的体积, kT 是热能, $1/\tau_0$ 是不存在任何各向异性时的弛豫频率。若 $kT \ll KV$, 则在穆斯堡尔谱中存在磁超精细结构。当 $kT \gg KV$ 时, 则磁超精细结构退化为单线, 即呈超顺磁性结构。 $kT \approx KV$ 时, 将能看到部分弛豫的超精细谱。样品中存在的晶粒大小分布, 会使情况复杂化。从谱的形状可得到有关弛豫时间的信息。在一定条件下, 从谱中单线与磁超精细结构面积之比与温度的关系, 能得出晶粒大小的分布。

我们以附载在大表面积硅胶上的很细的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 颗粒为例来说明在微晶体中的穆斯堡尔效应^[11]。已知大颗粒 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 晶体在 263K 时产生 Morin 转变, 但对高度分散的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 微晶体, 温度低到 10K 也不产生 Morin 转变。很显然, 这是由于自旋被小颗粒表面束缚造成的。当颗粒小于 135 埃时, 它的室温谱只由四极双峰组成, 呈超顺磁性。当颗粒逐渐增大时, 出现强度逐渐增强的六线超精细谱。如图 7 所示。此超顺磁性向铁磁性转变的行为, 与从 X 射线衍射加宽测得的平均颗粒大小相结合, 可得

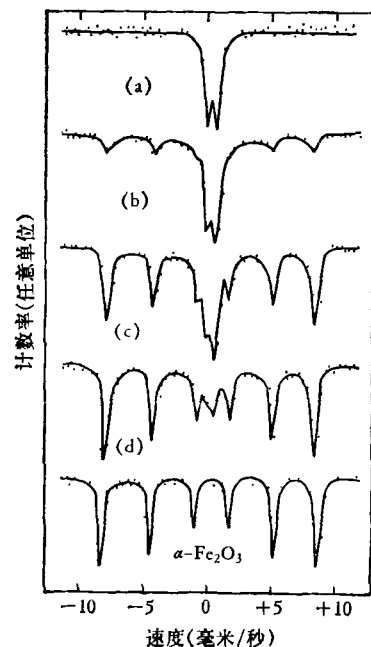


图 7 颗粒大小(平均)不同的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 在室温下的穆斯堡尔谱(a) < 100 埃; (b) 135 ± 10 埃; (c) 150 ± 10 埃; (d) 180 ± 10 埃

各向异性常数 K 为 $(4.7 \pm 1.1) \times 10^4$ 尔格/厘米³。若样品的颗粒大小(平均)正好小于在室温时为铁磁性所需的大小时,其铁磁性部分随温度降低而增加,如图 8 所示。由这些资料可定

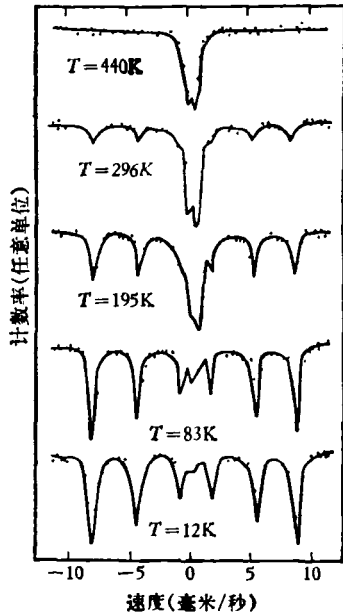


图 8 颗粒大小为 135 ± 10 埃的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 在不同温度下的穆斯堡尔谱

出 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 颗粒大小的分布。由此也能独立地算出各向异性常数 K 为 $(4.1 \pm 1.1) \times 10^4$ 尔格/厘米³。测量不同颗粒大小样品的四极劈裂,其值从 0.42 毫米/秒(对大颗粒样品)增加到 0.98 毫米/秒 (<100 埃的微晶样品)。

四、穆斯堡尔谱学用于非晶态金属的研究

穆斯堡尔谱学能提供有关定域的电子密度、电场梯度和超精细场的信息,因此用来研究非晶态材料的一些性质显然是有利的。

Marchal 等人对 $\text{Fe}_x\text{Si}_{100-x}$ ($30 \leq x \leq 75$) 的非晶态合金用穆斯堡尔效应作了研究^[22]。从实验中定出了超精细场的分布,它是合金的组分和温度的函数。在这些材料中的超精细场来自于长程和短程效应的竞争。铁浓度越高或温度越低,受超精细场作用的铁原子也就越多。他

们提出一种模型:不管组分和温度值如何,那些最近邻铁原子数少于 6—7 的铁原子的超精细场为零。

Chien 等人发现非晶态 $(\text{Fe}_{0.2}\text{Co}_{0.8})_{80}\text{P}_{17}\text{Al}_3$ 具有高度不对称的磁超精细谱^[23],如图 9 所示。它是同质异能移(I.S.)和超精细场(H)分布的结果,且两者具有线性关系 $I.S. = (I.S.)_0 + b(H - H_0)$,公式中 $(I.S.)_0$ 和 H_0 为最可几的同质异能移和超精细场。对此材料,可得 $b = -(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ 毫米秒⁻¹/千奥。

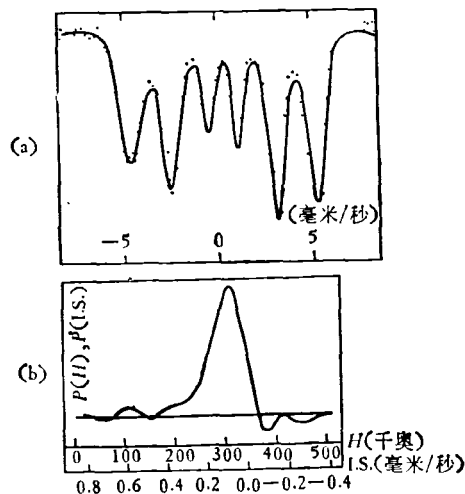


图 9 (a) 为非晶态 $(\text{Fe}_{0.2}\text{Co}_{0.8})_{80}\text{P}_{17}\text{Al}_3$ 在 4.2K 的穆斯堡尔谱;(b) 为 $P(H)$ 和 $P(I.S.)$ 的线性关系。I.S. 相对于 4.2K 时 $\alpha\text{-Fe}$ 的 I.S. 值

五、穆斯堡尔谱学用于辐射损伤和缺陷结构的研究

穆斯堡尔谱学在这方面的应用,包括杂质原子在基质晶格中的定位状态的研究、辐照效应和各种缺陷对材料微观结构的影响等。

将 ^{57}Co 或 ^{57}Fe 注入 Si 或 Ge 单晶,测得的穆斯堡尔谱为双峰。双峰的起因是一个有争议的问题。有的作者认为这是因为铁占据两种不同的晶格位置^[24],而有的则将它解释为四极相互作用的结果;他们发现双峰之间的距离与注入剂量密切相关,还发现,当注入剂量较低时,谱形有明显的变化,并对一些显著的热退火效应作了讨论^[15,16]。

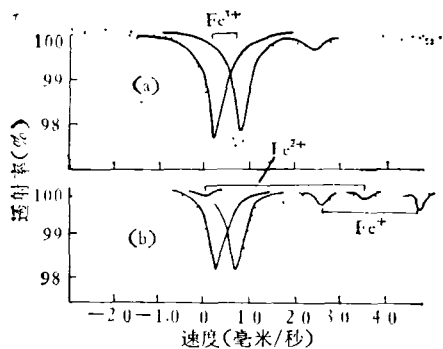


图 10 中子照射前后的 $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{P}_2\text{O}_7$ 玻璃体的穆斯堡尔谱(照射时间=6 小时)
(a) 照射前; (b) 照射后

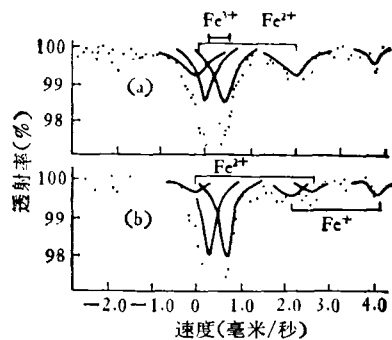


图 11 中子照射前后的 $\text{FeO-K}_2\text{P}_2\text{O}_7$ 玻璃体的穆斯堡尔谱(照射时间=6 小时)
(a) 照射前; (b) 照射后

Takashima 等人用穆斯堡尔谱学研究了含铀的 $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{P}_2\text{O}_7$ 和 $\text{FeO-K}_2\text{P}_2\text{O}_7$ 玻璃体用反应堆照射后产生的辐照效应^[17]。辐照引起了铁的氧化态的变化,如图 10, 11 所示。这是由 γ 射线所产生的空穴和电子引起的。另一方面,由于辐照时间和铀含量的不同而引起的穆斯堡尔参数的变化,能用与空位有关的现象进行解释,它与玻璃体中所产生的裂变径迹密切相关。

六、结 束 语

从发现穆斯堡尔效应至今已二十多年。事实证明这一惊人的、最初几乎不能令人相信的效应,如今却成为现代物理学最重要的发现之一。现在它已发展成为一门新的技术——穆斯

堡尔谱学,它是自然科学和技术领域中很多学科的有用工具。以上列举的仅是它在固体物理中的某些应用。穆斯堡尔谱学已用来揭示一些基本的物理、化学和生物等现象;用来发现新的方法,以解决应用科学和技术问题。穆斯堡尔效应测量技术所使用的设备简单,分析也较容易。但也有其局限性,例如它只能研究固体和类固体(液晶等)材料,所得的信息受所应用的穆斯堡尔同位素的限制等。将穆斯堡尔谱学与其他测量技术相结合,常能得到更为有意义的结果。

参 考 文 献

- [1] U. Gonser (ed.), in *Mössbauer Spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1975), p. 97.
- [2] S. Geller et al., *J. Chem. Phys.*, **35**(1961), 1908.
- [3] R. W. Grant et al., *Phys. Rev.*, **175**(1968), 686.
- [4] S. Geller et al., *Phys. Letters*, **20**(1966), 115.
- [5] U. Gonser et al., *Appl. Phys. Letters*, **9**(1966), 18.
- [6] V. I. Goldanskii and I. P. Suzdalev, in *Proceedings of the Conference on the Application of the Mössbauer Effect*, Tihany (Hungary), 1969, p. 269.
- [7] M. C. Hobson, Jr., in *Progress in Surface and Membrane Science* (ed. J. F. Danielli et al.), Vol. 5, p. 1.
- [8] W. Keune et al., *J. Physique Colloq.*, **40**(1979), C2-69.
- [9] A. S. Camara and W. Keune, *Corros. Sci.*, **15**(1975), 441.
- [10] D. Schroer, in *Mössbauer Effect Methodology*, Vol. 5, I. J. Gruverman (ed.) New York, Plenum Press, 1970, p. 141.
- [11] W. Kündig et al., *Phys. Rev.*, **142**(1966), 327.
- [12] G. Marchal et al., *J. Physique Colloq.*, **37**(1976), C6-763.
- [13] C. L. Chien and H. S. Chen, *J. Physique Colloq.*, **40**(1979), C2-118.
- [14] G. Weyer et al., *J. Physique Colloq.*, **37**(1976), C6-893.
- [15] B. D. Sawicka et al., *J. Physique Colloq.*, **37**(1976), C6-879.
- [16] G. Langouche et al., *J. Physique Colloq.*, **40**(1979), C2-547.
- [17] Y. Takashima and T. Nishida, *J. Physique Colloq.*, **37**(1976), C6-919.