

样品电流模式下外磁场引起的 X 射线 吸收谱强度变化^{*}

郭玉献 王 † 李红红 徐彭寿 王 锋 闫文盛

(中国科学技术大学国家同步辐射实验室,合肥 230029)

(2005 年 12 月 12 日收到,2006 年 1 月 17 日收到修改稿)

在用样品电流模式的测量过程中发现,磁场强度、磁场与样品表面的夹角以及光斑在样品表面的位置都会对吸收谱强度产生影响;在光斑、磁场和样品的不同几何配置下,测量并分析了表面均匀氧化的铝箔中氧的 K 边吸收谱,指出外磁场下吸收谱强度随各种条件变化的趋势,并对实验结果给出了合理解释,结果表明所用的模型分析与实验数据符合得很好,所得到的信息对于 XMCD 实验的设计安排、相应数据的分析以及物理信息的提取具有重要意义.

关键词: X 射线磁性圆二色, 样品电流, 外磁场, 全电子产额

PACC: 7870D

1. 引 言

随着同步辐射装置的普及,利用样品对 X 射线的吸收研究材料的结构特性、磁特性已成为一种“标准”的实验手段,如利用硬 X 射线吸收的扩展边精细结构(extended X-ray absorption fine structure, EXAFS)研究晶态、非晶态中特定原子周围的配位信息,以及通过 X 射线的近边吸收获得特定原子的结构、价态等,这些对深入理解材料的具体结构提供了有益的实验证据. 利用铁磁性材料对左、右圆偏振 X 射线吸收的差异研究原子的磁矩性质是近年来基于同步辐射装置的又一实验技术,作为 X 射线吸收谱的一个分支, X 射线磁性圆二色(X-ray magnetic circular dichroism, XMCD)技术对材料磁性研究提供了强有力的工具;与传统的磁学研究工具相比,该技术具有明显的优势:首先,和 X 射线吸收谱一样, XMCD 是一种具有元素分辨能力的实验技术;其次,因为芯能级吸收谱主要是以偶极跃迁为主的量子力学过程,理论分析较简单,通过适当近似能够确定原子的轨道磁矩和自旋磁矩.

在 X 射线吸收的测量模式中,透射法比较直观

但对表面不敏感,在入射光子能量小于 2000 eV 的软 X 射线波段,由于物质对该波段的光子有很强的吸收,使得它们在样品中的穿透深度非常有限^[1,2],因此在很大程度上限制了这种模式在软 X 波段的应用;对于 3d 元素,荧光发射作为受激原子的一种退激发方式,其产额大大低于相应的电子产额;也有文献报道荧光产额与透射法测得的谱有差别,不能反映原子的真实吸收^[3];目前,在反应动力学、催化系统、以及表面的化学特性等方面的研究中,全电子产额模式得到广泛应用.

从定义上讲,全电子产额指的是每个入射的光子所产生的逸出样品电子数量,忽略饱和效应影响,它与样品原子吸收截面成正比^[4,5]. 样品电流法实际上就是间接测量全电子产额,在 XMCD 的吸收谱测量过程中,由于外磁场的存在使逸出电子运动受到影响,产生了信号畸变,这种情况甚至会直接影响到元素的自旋磁矩与轨道磁矩的测量结果^[6]. 基于这种情况,国际上通用的做法:一是利用铁磁性样品的剩磁,由于不同样品甚至同一个样品在不同磁化方向其剩磁很可能是不相同,而 XMCD 谱的测量要求磁化达到饱和^[7],所以这种方法会对测量的结果产生一定影响^[8];二是通过施加正反向不对称磁场

^{*} 国家大科学工程项目(批准号 P2B07, P2C07) 国家自然科学基金(批准号:10274073)资助的课题.

[†] E-mail: jiewang@ustc.edu.cn

消除光斑在样品上的不对称影响^[6],但是这种方法没有考虑到入射光子能量变化对逸出电子的能量分布和空间分布的影响,仍然会造成吸收谱的畸变;三是用电子倍增器,通过加上正向电压吸引电子至饱和,它与样品电流模式相比,具有与样品架的形状、尺寸无关,以及与光斑在样品上的相对位置无关的优点,但是,这种方法测到的信号与不加磁场时仍然存在差异.

本文分别在不同的磁场强度、不同的磁场与样品表面夹角以及不同的光斑位置等配置下,测量均匀氧化的铝箔中氧的吸收谱,用吸收峰的积分强度来代表信号强度比较不同条件下信号强度的变化趋势,并通过分析对观测结果进行模拟和拟合,找出外磁场下吸收谱强度的变化规律.

2. 实 验

样品电流法的原理如图 1 所示.把样品作为一个极,光子投射到样品表面激发芯能级电子产生空穴,原子退激发产生的一次电子在向样品表面移动的过程中激发出大量的二次电子,样品保持电中性的要求使它从接地的另一端补充等量的电子,在电流计以上以样品电流的形式表示出来.

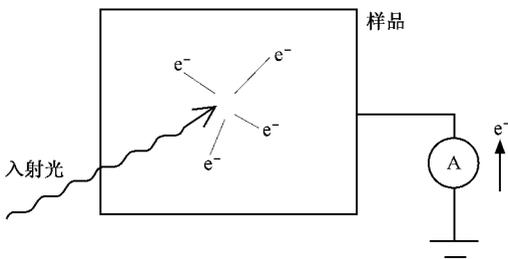


图 1 样品电流测量原理图

2.1. 实验条件

样品是表面均匀氧化的铝箔,大小为 10 mm × 10 mm,采用合肥光源 U18 光束线引出的线偏振同步光,这与 XMCD 使用的左、右圆偏振光不同,但由于非铁磁样品无磁性圆二色效应,使用这两种偏振光对吸收谱的测量结果没有影响;由于线偏光取自电子储存环的轨道面上,因此能得到较大光子通量有利于提高信噪比.

该光束线单色器采用变线距光栅,同时具有分光与聚集的功能,可提供从 100 eV 到 1000 eV 的单

色化 X 射线;样品处光斑尺寸为 3 mm(H) × 1 mm(V).在分辨本领达到 1000 时,光子通量不低于 10^8 s^{-1} ^[9];实验时的入缝和出缝分别为 0.3 mm 和 0.1 mm,扫描步长取 0.2 eV;为使得到的谱形有一定的结构,能量扫描范围为氧的 K 吸收边(528 eV—550 eV);探测方式采取样品电流法间接测量全电子产额;磁场是由直流电流驱动的电磁铁提供,其最大磁场可达到 $1600 \times 10^{-4} \text{ T}$,最小磁场增量在 $1.8 \times 10^{-4} \text{ T}$.样品、磁场和 X 射线的方向如图 2 配置.

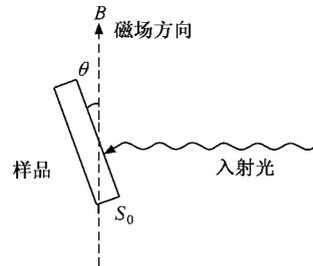


图 2 样品、外磁场和入射光方向配置的顶视图

2.2. 信号随磁场与样品表面夹角的变化

在磁场强度 B 为 $60 \times 10^{-4} \text{ T}$ 时,保持样品表面 S_0 与入射光方向 k 垂直, $B \parallel S_0$,固定磁场方向,依次绕垂直轴转动样品使磁场与样品表面的夹角 θ 分别为 $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$,测得其相应的吸收谱.把 B 分别逐渐增大至 $138 \times 10^{-4} \text{ T}$ 和 $336 \times 10^{-4} \text{ T}$,重复上述操作.

为了更好地比较不同磁场下信号强度 I 随夹角 θ 的变化,取吸收谱的积分强度作为信号强度;当样品转动时,随着入射角增大,样品中电子的逃逸深度会接近和超过 X 射线在样品中的穿透深度,这时会发生饱和效应(又叫自吸收效应)^[10];在共振吸收的峰值处,这种影响更加明显,这种情况会造成探测信号不能真实反应原子吸收截面;因此,本实验中必须考虑由入射角变化而带来的饱和效应影响.

对于固定的入射角 θ ,是否施加外磁场不会改变饱和效应的影响程度,所以,在实验处理上,通过加测不同 θ 处零磁场的吸收谱,用它对相应角度的加磁场吸收谱进行归一化;两者相除后的归一化信号强度就去除了饱和效应影响;当入射角较大时,部分光斑还可能会落在样品之外,引起入射光通量的减少,通过上述归一化处理也能一并消除.

图 3 显示了不同磁场下,归一化的信号强度 I_{normal} 随 θ 的变化关系,如图所示,它们存在一个共

同的变化趋势 随着夹角的增加 吸收谱的强度单调地增加.

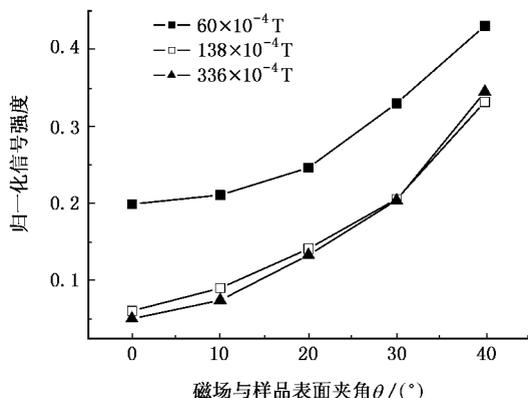


图3 磁场强度分别为 $60 \times 10^{-4} \text{T}$, $138 \times 10^{-4} \text{T}$, $336 \times 10^{-4} \text{T}$ 时, 归一化信号强度随磁场与样品表面夹角 θ 的变化

2.3. 信号随磁场强度的变化

在 θ 分别为 0° , 20° , 40° 时, 测量信号强度 I 随 B 的变化. 类似地, 为便于比较, 用吸收峰的积分强度来代表信号强度; 为使不同 θ 的谱强度能进行比较, 用 2.2 中的方法归一化来消除饱和效应的影响, 得到信号强度 I_{normal} 随磁场 B 的变化关系(见图 4).

如图所示, 对不同的 θ , 随磁场的增大, 信号强度迅速衰减, 但衰减的趋势也很快地减弱, 信号强度

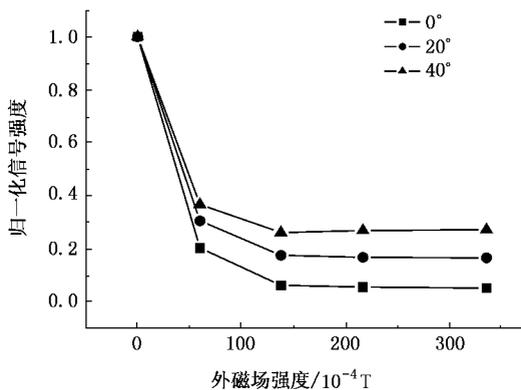


图4 磁场与样品表面夹角 θ 分别为 0° , 20° , 40° 时, 归一化的信号强度随外磁场的变化

最终趋近于一个常数; 同时, 比较不同角度下的衰减曲线发现, 它们的最终趋近值随 θ 的增大而增大; 这使通过增大 θ 值来提高磁场下的信号强度成为可能.

总的看来, 对上述三种不同的角度, I_{normal} 都随 B 值的增加而迅速的衰减, θ 角越大, 随磁场 B 衰减的趋势越平缓, 最终趋近值也越大.

2.4. 信号随光斑在样品位置的变化

为验证样品氧化的均匀性, 进一步确定光斑在样品不同位置时信号变化是由磁场引起, 在入射角

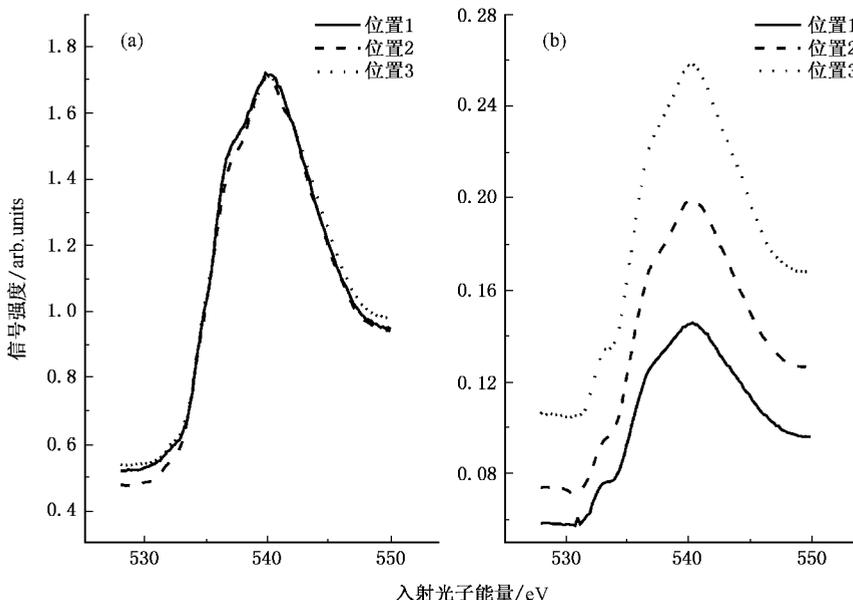


图5 光斑位于样品表面三个不同的位置(位置 1, 2, 3 分别对应样品上、中、下)所测得的 X 射线吸收谱 (a) 是不加磁场的情况 (b) 加 $42 \times 10^{-4} \text{T}$ 磁场

为 33° 时, 令 $B \parallel S_0$, 测量样品表面自上至下三个不同位置(依次是位置 1, 2 和 3)的吸收谱信号, 图 5(a)是不加磁场的情况, 图 5(b)加 $42 \times 10^{-4} \text{ T}$ 的磁场.

从图 5 可以看出, 不加磁场时三个谱基本没有变化, 加磁场时, 随着光斑从样品上缘移到下缘, 其相应的谱的强度越来越强.

3. 分析与讨论

3.1. 作用原理

根据运动电子在磁场中的受力分析可知, 电子从样品表面逸出后, 受到垂直于电子波矢 k 的洛仑兹力的作用, 将向着磁场的方向作螺旋形运动; 回旋半径取决于电子的初速在垂直磁场方向的分量 v_{\perp} ; 如果电子在作螺旋运动过程中又回到样品表面, 从而对样品电流信号没有贡献, 造成信号损失, 我们认为这就是磁场引起样品电流信号畸变的主要原因. 根据电子在样品表面的落点, 把逸出电子分为 3 类: 1) 在磁场中作螺旋线运动又回到样品表面 S_0 , 这类电子是样品电流信号中损失的部分. 2) 电子落回到样品平面 S , 但位于 S_0 之外, 这部分电子是我们测量到的信号的一部分; 它们特点是易随着磁场的增强, 回旋半径变小, 又回到 S_0 上, 造成信号随磁场的衰减. 3) 电子的运动轨迹与样品平面没有交点, 它构成信号的另一部分; 由于这类电子受磁场的影响不大, 对角 θ 敏感, 它构成了高磁场下的信号趋近值.

由作圆周运动的电子在磁场中的受力分析, 易导出电子的回转半径

$$R = \frac{m \cdot v_{\perp}}{e \cdot B} = \frac{\sqrt{2mE_{\perp}}}{e \cdot B}, \quad (1)$$

其中 m , e , v_{\perp} 分别表示电子质量、电子电荷和在电子速度在垂直磁场方向的分量, B 是磁场强度, $E_{\perp} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{\perp}^2$.

可以看出, 其他条件相同的情况下, 逸出电子的动能越大或者外磁场强度越小, 其对应的回转半径就越大.

3.2. 实验谱形的处理及分析

由图 3 可以看出, 对于固定的磁场 B , θ 越大,

样品电流的信号就越强, 呈单调递增趋势; 并且外磁场强度越大, 这种增加的趋势越明显. 对此, 我们可以这样解释: 当磁场的方向平行或接近于平行样品表面时, 最不利于电子的逸出, 这时基本上只有第 2 类电子对信号有贡献; 相反地, 磁场越靠近表面的法线方向, 电子的逸出就越容易, 这个增加量主要来自于第 3 类电子; 当 θ 增大时, 第 3 类电子增加的同时, 第 1 类电子和第 2 类电子作小幅度的减少, 它们的总和保持不变; 当磁场强度增大时, 被磁场影响回到样品表面的第 1 类电子增多, 所以, 一旦磁场与样品表面的夹角增大, 就会有更多的第 1 类电子转变成第 3 类电子, 从而造成高磁场下, 信号强度随 θ 增强的趋势更明显.

由于剔除了饱和效应的影响, 图 3 仅仅反映信号强度受磁场的影响. 样品电流法测量的全电子产额主要来自光激发的一次电子(包括光电子和俄歇电子)向样品表面运动过程中, 由非弹性碰撞损失的能量再激发的大量二次电子. 这些大量的低能二次电子构成了信号的主要来源, 从理论上讲, 当 θ 变大时, 会影响到所有的电子在垂直磁场方向的速度分量 v_{\perp} , 有的电子 v_{\perp} 会变小, 有的则会变大; 小的垂直分量 v_{\perp} 导致小的回旋半径, 使电子更容易逸出. 定性地讲, 电子速度 v 的方向愈靠近 B , 其对应的 v_{\perp} 就愈小, 电子就更容易逸出. 若用 a 来表示 $B \parallel S_0$ 时的归一化信号强度; 对应无磁场作用时的归一化强度为 1. 当 $\theta = 90^\circ$, 磁场中电子在运动过程中将不会再回到样品表面, 而是向着与样品表面垂直的方向作螺旋形的运动, 这时的强度也应该为 1, 在 θ 从 0° 到 90° 的变化过程中, 信号强度会慢慢增大, 增加的信号主要来源于速度方向与 B 邻近的电子, 为了表达这样一个随 θ 的变化趋势, 我们近似假定信号强度的增加是由样品转过的二面角 θ 内逸出的电子引起的, 而二次电子的空间角分布基本遵守余弦定理^[1], 即逸出电子的角分布密度与电子初速相对表面法线夹角的余弦成正比.

由于当 $\theta = 0^\circ$ 时, 信号为 a , 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 信号为 1, 则在 θ 从 0° 到 90° 的变化过程中, 信号的总的增量为 $(1 - a)$; 令表面法线方向的电子分布密度为 1, 当磁场与样品表面的夹角为 θ 时, 在磁场方向信号的角分布密度为 $\sin\theta$; 增加的信号为对 0 和 θ 之间的电子进行积分 $\int_0^{\theta} \sin x dx$; 当 $\theta = 90^\circ$ 时信号达到最大值, 其增加量为电子数在 0 到 $\pi/2$ 之间的积分

$$\int_0^{\pi/2} \sin x dx = 1;$$

所以,信号的增量为

$$(1-a) \cdot \int_0^{\theta} \sin x dx / \int_0^{\pi/2} \sin x dx = (1-a) \cdot \int_0^{\theta} \sin x dx,$$

这时的信号强度 I 为

$$a + (1-a) \cdot \int_0^{\theta} \sin x dx,$$

化简后即是我们给出的经验公式

$$I = 1 - (1-a) \cdot \cos \theta. \quad (2)$$

用这个公式对实验结果进行模拟,并与图 3 中的实验曲线进行比较(见图 6),其中,图中的曲线是根据公式模拟的结果,数据点是实验结果;可以看出,实验与模拟结果相当符合;在大 θ 处符合结果稍差,估计这是由于模拟中所作的近似处理造成的,由于有 $\theta = 90^\circ$ 时的条件限制,这种偏差不影响 I_{normal} 随 θ 角的变化趋势;模型的选取基本上反映了在外磁场中,归一化的信号强度 I_{normal} 随 θ 的变化规律。

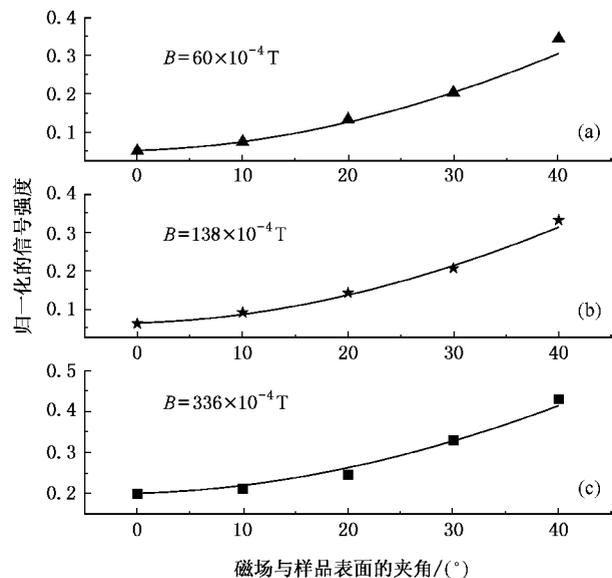


图 6 在 $30 \times 10^{-4} \text{T}$, $138 \times 10^{-4} \text{T}$ 和 $336 \times 10^{-4} \text{T}$ 的磁场下,归一化信号强度随夹角 θ 变化的模拟结果(点状符号表示实验数据)

当 θ 不变而增加 B 值时,会导致电子回旋半径变小,逸出电子则更容易回到样品表面造成样品电流信号损失,从而导致吸收谱强度随外磁场的增大而减小,这个过程中,主要是第 2 类电子转变为第 1 类电子,造成信号损失,磁场对第 3 类电子的影响不明显,这从图 4 可以看出,随着磁场强度的增加,信

号强度逐渐趋近常数。值得一提的是,当磁场与样品表面平行时,其最终的趋近值并不为零,若认为它是少数逸出的高能电子产生的信号,取 2A 驱动电流产生的磁场强度 $360 \times 10^{-4} \text{T}$,高能电子的能量取入射光子的能量最大值 560 eV,根据(1)式容易算出,其相应的回转半径只有约 2.2 mm,光斑基本上位于样品的中心,具有如此小回旋半径的电子不可能从样品表面逸出;我们倾向于这个信号是由磁场与样品表面不严格平行造成的,另外表面的粗糙度也会产生影响。

若要模拟图 4 中的信号强度变化趋势比较困难,因为信号来源于不同能量的电子,它们在磁场作用下的畸变程度不同,同时这些电子的能量分布函数又是未知的,由于随着电子逸出能量的增加,其相应的回转半径也就越大,在磁场的作用下逃离样品表面也越容易,换句话说其信号的畸变也就越小,取逸出能量范围为 $E_i - E_i + \Delta E$ 的电子,其在磁场中的性质用能量为 E_i 的电子近似代替,相应的电子数量用权重因子 A_i 表示, $\sum_i A_i = 1$;则根据(1)式,它们的回旋半径 $R_i \sim \sqrt{E_{\perp i}}/B$,注意到相同的磁场下随样品面积增加,第 2 类电子越来越多地向第 1 类电子转变,信号畸变程度增大,故在分母中引入面积修正参数 P_{i2} ,根据前述的作用原理,第 3 类电子由于受磁场作用不明显,构成了大磁场下的趋近值,用 P_{i3} 表示,考虑到上述影响,有

$$I_i \sim \left(\frac{\sqrt{E_{\perp i}}}{B + P_{i2}} + P_{i3} \right) \cdot A_i, \quad (3)$$

其中, I_i 是能量为 $E_i - E_i + \Delta E$ 电子产生的信号强度; A_i 表示这部分电子数量的权重因子; P_{i2} 是面积影响因子; P_{i3} 是夹角 θ 的影响因子; $E_{\perp i}$ 是这个能量范围的 v_{\perp} 对应的动能,最终的信号强度 $I =$

$$\sum_i I_i \sim \sum_i \left(\frac{\sqrt{E_{\perp i}}}{B + P_{i2}} + P_{i3} \right) \cdot A_i;$$

由于不同能量的电子在磁场下的衰减原理相同,为了拟合这个公式,我们提出:用磁场下某一单能逸出电子的信号来代替实验中各种不同能量电子的综合作用,即认为这一能量的电子在磁场中的强度衰减与实验中各种不同能量电子的衰减综合效果是一样的,这一能量定义为等效逸出能 E_{eff} ,故提出如下拟合公式

$$I = \frac{P_1}{B + P_2} + P_3, \quad (4)$$

其中, I 是最终获得的信号强度, B 是磁场强度,

$\frac{P_1}{B+P_2}$ 是对磁场敏感的第 2 类电子对信号的贡献, P_3 是对磁场不敏感的第 3 类电子的贡献;具体地说, P_1 主要与 $\sqrt{E_{\text{eff}}}$ 有关,反映了逸出电子的平均能量高低和分布状态,同时它也和第 1、2 类电子总量有关,随着 θ 角增大,第 3 类电子增加, P_1 呈减小的趋势; P_2 表示不同逸出能量的电子受样品面积影响的综合值,样品面积越大, P_2 的值越大; P_3 表示夹角 θ 角对不同能量电子趋近值的平均影响, θ 角越大, P_3 的值越大,它的物理意义是高磁场强度下的信号趋近值。

拟合结果如图 7 示,其中数据点和曲线分别是实验和拟合的结果;总的看来,这种趋势基本上是与磁场强度 B 成反比例衰减的。

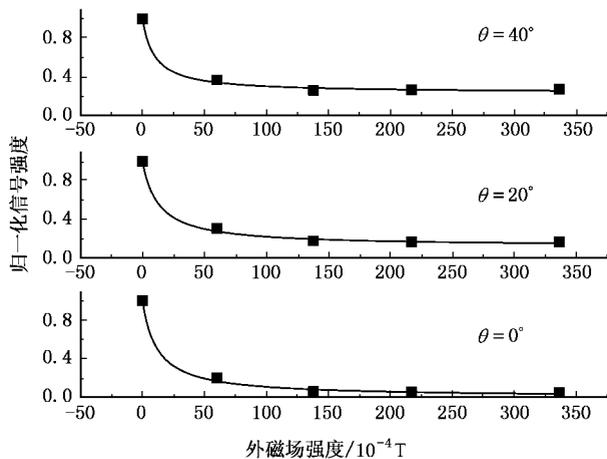


图 7 θ 为 0° 、 20° 、 40° 的情况下,归一化信号强度随磁场强度的变化拟合曲线(■表示实验数据)

这三个不同的角度下的拟合参数见表 1。

表 1 θ 为 0° 、 20° 、 40° 时,归一化的信号强度随磁场变化的拟合参数比较

	0°	20°	40°
P_1	0.07143	0.06748	0.04484
P_2	0.07165	0.07663	0.05858
P_3	0.00324	0.11950	0.23464

从表中可以看出: P_3 随着夹角 θ 的增大而增大,表示有更多第 3 类电子逸出;对三个不同的 θ 值 P_2 略有变化,我们认为这是由于三次测量是在不同的束流注入下进行的,光斑在样品上的相对位置发生变化,这个变化会导致光斑上(或下)的样品面积发生变化,从而造成 P_2 发生变化(具体原因后面将

有详细论述);由于电子储存环中轨道面虽有随机性,但其偏离范围也有严格的控制,这决定了 P_2 的变化幅度不可能很大并且是随机的,同时,也说明信号强度对光斑在样品表面的相对位置是很敏感的。由于 θ 改变前后逸出的总电子数不变,所以 θ 增大,第 3 类电子增多,会导致第 1、2 类电子的减少,从而造成参数 P_1 随 θ 的增大而减小。

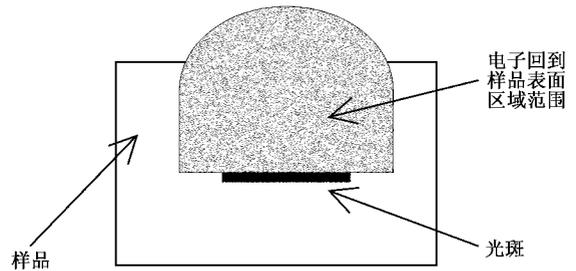


图 8 样品、光斑以及电子回到样品表面的区域范围示意图

从图 5(a)可以看出,在无磁场的情况下,吸收谱积分强度随光斑位置的变化很小,不超过 3%,这说明铝箔氧化状况基本均匀;相比之下,图 5(b)中谱信号随位置的变化就明显得多,其相应的积分强度最大值几乎是最小值的 2 倍;这只能归结为磁场中吸收谱对光斑位置的依赖。当光斑相对样品的位置变动时,从上述的原理可以知道:不管电子逸出方向如何,根据磁场中带电粒子的受力分析,其作螺旋运动的旋转方向是一致的,这些电子回到样品表面时会落在光斑的同一侧(见图 8);光斑位置的相对移动会使样品表面光斑以上的部分增大(或减少),第 1 类电子的数量增大(或减小),从而导致随着光斑朝一个方向运动时信号强度也作相应的单调变化。这种单调变化的趋势从图 5(b)中可以明显地看出来。表现在 XMCD 实验中,当采用固定入射光的偏振方向,切换外磁场的方式时,逸出的二次电子会分别落回样品表面光斑上面或者下面;如果光斑不在样品的中心位置,会因这两部分不对称而使吸收谱信号畸变程度不同,从而造成类似图 5(b)的正反磁场下吸收谱分离的现象。

4. 实验总结

4.1. 结论

通过实验得到了外磁场作用下吸收谱强度的变化规律,并建立模型对这种变化作了相应解释。首

先,信号强度经过归一化处理,随磁场与样品的夹角 θ 增大而变强,其变化趋势与根据模型提出的经验公式 $1 - (1 - a) \cdot \cos\theta$ 符合得很好;其次,吸收谱强度随着外磁场的增加而剧烈的衰减,随磁场强度的继续增加,其衰减趋势渐趋平缓,趋近值随 θ 增大而增加,衰减的趋势用磁场强度 B 的反比例函数

$$\frac{P_1}{B + P_2} + P_3$$

来拟合,效果很好,对拟合参数进行比较分析,其变化的趋势与所表达的物理意义基本一致;另外,在磁场作用下,光斑在样品上的相对位置变化也会对吸收谱强度造成影响,并且这种影响随着光斑向上(或向下)相对样品运动时,其信号强度变化也是单调的,本文通过回流到样品表面电子数的变化很好地说明了其单调变化的机理。

实验基本与提出的模型相符合,这一方面解释了磁场下信号强度畸变的机理,另一方面也显示了

该模型在处理这个问题上的适用性。

4.2. 其他考虑与展望

实验研究对象是铝箔中氧的吸收谱,分析的结果对 XMCD 中测量的吸收谱也同样适用。理论上讲,铁磁性样品磁化所引入的磁场也需要考虑,但对纳米薄膜来说,这种影响可以忽略不计。另外,用样品电流法测量 XMCD 时,除了饱和效应外,磁场引起的信号畸变也是造成样品磁矩测量误差的一个重要原因,必要时应该考虑由磁场引起的误差剔除。

通过适当增大磁场与样品表面的夹角来增大样品电流信号,可以减小信号畸变的程度,希望能以此来突破实验站局限于剩磁测量 XMCD 谱^[12,13]的限制,从而可以在外磁场存在的情况下,对垂直样品表面的磁性和磁矩进行研究;另外,还希望能进一步研究样品电流信号畸变程度对入射波长的依赖关系。

[1] Chen C T, Idzerda Y U, Lin H J et al 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 152

[2] Eimueller T, Fischer Schuetz P G, Guttman P et al 1999 *J. Alloys Compd.* **286** 20

[3] Pompa M, Flank A M, Lagarde P et al 1997 *Phys. Rev. B* **56** 2267

[4] Stöhr J 1988 in *X-ray Absorption: Principles, Applications, Techniques of EXAFS, SEXAFS and XANES*, edited by Koningsberger D C and Prins R (Wiley, New York) p443

[5] Lassailly Y, Drouhin H J, Van der Sluijs A J et al 1994 *Phys. Rev. B* **50** 13054

[6] Goering E, Gold S, Bayer A et al 2001 *J. Synchrotron Rad.* **8** 434

[7] Stöhr J, Nakajima R 1998 *IBM J. Res. Dev.* **42** 73

[8] Elmers H J, Wurmehl S, Fecher G et al 2004 *Appl. Phys. A* **79** 557

[9] Wang J, Li H H, Wang F et al 2005 *Nuclear Techniques* **28** 489 (in Chinese)[王、李红红、王锋等 2005 核技术 **28** 489]

[10] Nakajima R, Stöhr J, Idzerda Y U 1999 *Phys. Rev. B* **59** 6421

[11] Iyasu T, Tamura K, Shimizu R et al 2004 *Surf. Interface Anal.* **36** 1413

[12] Li R P, Wang J, Li H H et al 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3851 (in Chinese)[李锐鹏、王、李红红等 2005 物理学报 **54** 3851]

[13] Wang J, Li H H, Li R P et al 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5474 (in Chinese)[王、李红红、李锐鹏等 2005 物理学报 **54** 5474]

The variation of X-ray absorption spectra intensity caused by external magnetic field in drain current mode^{*}

Guo Yu-Xian Wang Jie[†] Li Hong-Hong Xu Peng-Shou Wang Feng Yan Wen-Sheng

(*National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China*)

(Received 12 December 2005 ; revised manuscript received 17 January 2006)

Abstract

In the measurement of X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectra , external magnetic field is required during experiment. We have found that , if the X-ray absorption spectra are recorded using drain current , the spectrum intensity is strongly influenced by external magnetic field. The normalized signal intensity changes with the value of the deviation angle between magnetic field and sample surface , the amount of the external magnetic field and the relative position of beam spot on sample surface. In this paper , the *K* edge absorption spectra of oxygen contained in aluminum foil are measured in different magnetic field configurations. The variation trends of signal intensity with the change in various external parameters are indicated , and reasonable explanations have been given. The experimental data are well accordance with their corresponding fitting curves , suggesting that the model constructed in this paper is applicable for solving this problem. The article provides a basis for analyzing the effects of external field on drain current signal.

Keywords : X-ray magnetic circular dichroism , external magnetic field , drain current , total electron yield

PACC : 7870D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10274073) and the National Key (Major) Scientific Engineering Foundation of China (Grant Nos. P2B07 , P2C07).

[†] E-mail : jiewang@ustc.edu.cn