

# 共振非弹性 X 射线散射

——一种新型的 X 射线谱学探测方法的介绍

Kejin Zhou<sup>1</sup> 丁洪<sup>2,†</sup>

(1 Paul Scherrer Institute, Switzerland)

(2 中国科学院物理研究所 北京 100190)

**摘要** 文章对一种新型 X 射线谱学探测方法——“共振非弹性 X 射线散射”进行了介绍,对它的方法特点和优势以及在各个领域内的最新研究进展做了简要概括.

**关键词** 同步辐射,共振非弹性 X 射线散射

## Resonant inelastic X-ray scattering——Introduction of a novel spectroscopic technique

Kejin Zhou<sup>1</sup> DING Hong<sup>2,†</sup>

(1 Paul Scherrer Institute, Switzerland)

(2 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract** A new X-ray spectroscopic technique ——“resonant inelastic X-ray scattering” is briefly reviewed in this article, including its principle and method, characteristics and advantages, and recent results at various research fields.

**Keywords** synchrotron radiation, resonant inelastic X-ray scattering

### 1 历史背景

1895 年,伦琴对 X 射线的发现为物质研究开辟了一个崭新的领域. X 射线所在波段范围的波长刚好与物质内原子间的距离相当( $10^{-10}$  m),因此当 X 射线与物质发生相互作用时,许多原子量级的微观信息,诸如材料的晶体结构、能带构成、振转动谱等均可被有效地获得. 虽然随后爱因斯坦提出的光电效应以及德布罗意的物质波理论为从量子物理角度来理解 X 射线与物质相互作用奠定了深刻的基础,但大范围广泛应用 X 射线来对物质微观结构进行研究,则是在大型同步辐射装置出现后才展开.

当电子在接近光速运动并改变其方向时将会发

出高强度且波长连续的电磁波,因它发现于同步加速器,故被称为同步辐射. 这种高亮度的电磁辐射不仅波谱宽泛,覆盖了从红外到硬 X 射线范围,而且具有发散角小、相干度高和具备时间结构及偏振性等诸多优点,因而被广泛地应用于科学、技术、医学等众多领域. 至今同步辐射的发展已历经了三次更替,相比于最初时的光源,第三代同步辐射无论是光源参数还是相关实验方法都有了飞速的发展. 虽然本文要讨论的共振非弹性 X 射线散射这种实验方法早在 30 多年前已被创建<sup>[1]</sup>,但它的开展却是开始于第三代同步辐射的使用. 那么什么是共振非弹性 X 射线散射? 它究竟又有什么新颖独特的优势呢?

2009-07-13 收到

† 通讯联系人. Email: dingh@aphy. iphy. ac. cn

## 2 定义、特点及优势

原子物理告诉我们,当原子因吸收特定波长的光子,核外电子跃迁至一个较高能级后,会从激发态向低能态跃迁,并可通过光子辐射来释放过剩能量.与此相似,若入射光子为 X 射线(能量为  $\Omega$ ),芯能级上的电子将被激发到导带中,且体系发射一定能量的 X 射线光子(能量为  $\omega$ )并退激发到一个低能态.如果芯电子是被共振激发到某吸收边附近(类似于 X 射线吸收(X-ray absorption spectroscopy, XAS)),其后的 X 射线发射谱则强烈依赖于入射光子能量,我们称之为共振 X 射线发射谱(resonant X-ray emission spectroscopy, RXES).另一方面,若芯电子被激发到远高于吸收域的高能连续态(类似于光电子能谱(photoemission spectroscopy, PES)),发射谱形状将不依赖于入射光子能量.这种发射谱被称为普通 X 射线发射谱(normal X-ray emission spectroscopy, NXES),即我们所熟悉的 X 射线荧光. RXES 一般又分为两类:共振弹性 X 射线散射(resonant elastic X-ray scattering, REXS)和共振 X 射线散射(resonant X-ray scattering, RXS)(入射和发射能量相等,  $\Omega = \omega$ ),以及共振非弹性 X 射线散射(resonant inelastic X-ray scattering, RIXS)( $\Omega \neq \omega$ ).前者多用于研究如电荷有序、轨道有序及自旋有序等长程信息;后者多用来对导带、价带及低能激发态[如 dd(或 ff)电子跃迁、电荷转移(charge transfer, CT)和磁子声子等]电子结构信息进行探测.因篇幅限制,本文将只介绍 RIXS 这种方法.

RIXS 是研究物质电子结构最强有力的工具之一.由于它包含了吸收和发射二次光子过程,所给出的信息要比一次光子过程的 XAS 以及 PES 要多.另外,光子进/光子出的特征使得 RIXS 能够对金属和绝缘体进行研究.然而和一次光子过程的 XAS 相比,RIXS 的信号强度却要小很多,特别是对轻元素来说,其荧光产额更低.因此,为获得有效的实验数据,我们需要使用高亮度的同步辐射波荡器以及高效率的 RIXS 谱仪.

基于同步辐射的 RIXS 探测手段的特点和优势可总结如下<sup>[2-3]</sup>:

(1) X 射线具备探测纳米尺度范围(1—10nm)材料的理想波长;

(2) 大的穿透深度(100nm~1 $\mu$ m)允许我们对材料的体效应进行探测.这个能段的光子也可对液体进行探测,因此也能够研究固液界面和处于自然

状态的生物样品的电学过程;

(3) 遵循偶极跃迁规则,且散射过程中能量和动量守恒;

(4) 波长可调,使得可以选择激发不同的元素甚至同种元素的不同电子轨道;

(5) 偏振可调,使我们可以研究自旋、电子或某些原子分子特殊对称性的晶格激发;

(6) 高分辨共振散射提供了探测处于  $kT$  量级的电子自旋、电荷和晶格激发以及磁声耦合的能力;

(7) 光子对于大多数外场环境如电场、磁场和压力都不敏感,故可对样品进行复杂原位环境的研究.

对于不同的研究体系,RIXS 的特点各不相同.对半导体和绝缘体等典型的弱相关体系(如 Si, C 及 BN 等)来说,RIXS 对它们的描述是基于能带理论模型.而 RIXS 动量守恒的特点决定了谱线基本特征,这恰好能够反映导带和价带的能带色散分布<sup>[4]</sup>.与宽带材料相对应的是稀土元素及其化合物.这些材料的 4f 电子有很强的关联作用,因此很多性质几乎是局域的.对于它们的分析一般基于 Anderson 掺杂模型(Anderson impurity model),在这当中,我们把研究对象当作独立的原子或离子,并考虑到原子多重耦合及内部电荷转移等作用<sup>[5]</sup>;而介于上述两种体系之间的则是 3d 过渡金属及其化合物.近几年的研究热点如高温超导、巨磁阻材料、稀磁半导体等的研究情况表明,我们对这些复杂体系的理解,特别是对 3d 电子的局域和巡游性质以及电荷、自旋及轨道三者之间的相互作用还不是很清楚.通过 RIXS,我们对电子关联、原子间耦合以及轨道杂化效应等信息会有比较深刻的认识.特别是近几年来,高通量、高准直第三代光源的获得,以及超高分辨 RIXS 谱仪的发明,使得能量分辨和光斑聚焦分别达到 meV 及微米量级.这些技术使我们对一些超精细电子结构如电声子耦合、轨道激发、自旋激发以及磁声子色散等长程有序信息的探测成为可能.由于这些电子结构信息对于理解复杂体系占据着举足轻重的位置,对它们的研究和理解可能会带来划时代的进步.我们将在应用领域部分重点介绍 RIXS 近几年来在这方面的发展.

## 3 应用领域

### 3.1 半导体和绝缘体宽带材料

对半导体和离子绝缘体等宽带材料来说,电子

—电子相互作用几乎可以忽略,故 RIXS 散射过程可用单电子近似的能带理论进行解释.而偶极跃迁定则使得 RIXS 谱反映的主要是局域部分能态密度(local partial density of states, LPDOS).由于遵从能量及动量守恒定律,激发和发射能量差将反映价带到导带的电子跃迁能量,而散射光子的动量转移将满足导带电子和价带空穴的动量差.对于轻元素如 C,N 的 K 边, Si 的 L 边来说,动量转移一般可以忽略不计,这使得导带电子和价带空穴具有相同的晶格动量.因此,我们可以通过选择不同的激发能量来改变晶格动量值,并由此对能带色散进行详细的研究<sup>[6]</sup>.

### 3.2 4f 强关联及混合价态体系

对于稀土强关联体系,4f 电子和它本身或者复杂体系内其他组分价电子的相互作用,是这个领域的中心问题.早期的硬 X 射线吸收谱研究虽然能够提供晶体局域结构的信息,但是其极短的使用寿命引起的能量展宽(对 L 边一般是 2—4 eV)严重限制了一些精细结构的探测.令人惊喜的是,通过 RIXS,我们可以在很大程度上削减芯能级寿命展宽的限制.如 2p-5d-3d RIXS,它激发 2p 芯电子到 5d 导带上,然后探测 3d-2p 的偶极退激发,普通吸收谱的末态在这里成为 RIXS 的中间态.由 RIXS 遵守的 Heisenberg-Kramer 公式可知<sup>[3]</sup>,RIXS 谱线跟中间态无关,只受入射单色光和晶体谱仪的仪器分辨率以及 3d 末态寿命展宽的影响.因此,通过监测 3d-2p 发射通道,我们可以获得高分辨的 X 射线吸收谱,也被称为部分荧光产额 X 射线吸收谱(PFY-XAS).首次应用这种方法的是 Hämaläinen 等对 Dy 化合物的研究<sup>[7]</sup>.通过 2p-5d(4f)-3d RIXS,他们获得了普通吸收谱所观察不到的 2p-4f 四极跃迁近边结构,如图 1 所示.随后该方法又被广泛应用到其他更复杂的如 Ce、La、Yb 等具备复合价态的化合物中.一个典型的例子是 Dallera 等应用 PFY-XAS 和 RIXS 对 YbInCu<sub>4</sub> 和 YbAgCu<sub>4</sub> 重费米子体系内 4f 电子占有数的量化分析<sup>[8]</sup>.由于这些体系的基态具有两个不同的量子轨道, Yb<sup>3+</sup> (4f<sup>13</sup>) 和 Yb<sup>2+</sup> (4f<sup>14</sup>) 两者的组分随温度呈现一定的依赖关系.因此,确定组分比例随温度的变化关系成为研究的重点.当应用 RIXS 到 Yb 的 L 边时,他们发现,不仅可以获得 Yb<sup>3+</sup> 和 Yb<sup>2+</sup> 在高分辨吸收谱中的贡献,更重要的是,通过共振激发 Yb<sup>2+</sup> 组分,两种化合态在 RIXS 谱中可以很好地区别开来.故对两者的相对强度随温度的变化进行研究,即可给出 4f 电子占有数的温

度曲线.图 2 列出了基于 RIXS 谱的 YbAgCu<sub>4</sub> 中 Yb<sup>2+</sup> 组分随温度变化的关系,其中细线为理论计算值.可以看出,两者符合得很好.

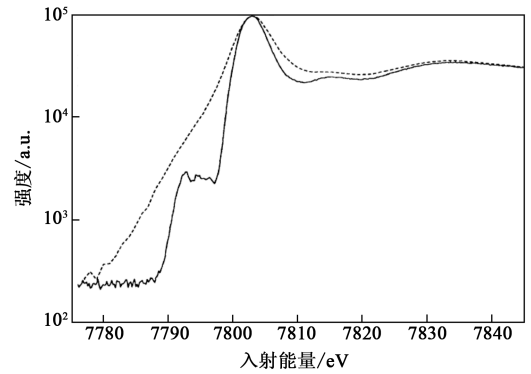


图 1 Dy(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> 中 Dy L<sub>3</sub> 边普通透射模式的近边吸收谱(虚线)和利用 RIXS 获得的高分辨近边吸收谱(实线)<sup>[7]</sup>

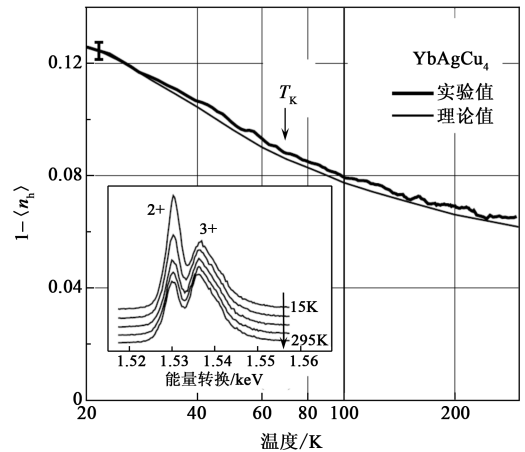


图 2 YbAgCu<sub>4</sub> 中 Yb<sup>2+</sup> RIXS 强度随温度的依赖曲线(粗实线)及理论计算(细实线).插图为原始的 RIXS 随温度变化的实验谱<sup>[8]</sup>

与 Yb 体系相对应的是 Ce 及其复杂化合物. Rueff 等通过将 RIXS 与高压环境结合,对金属 Ce 的 4f 电子占有数进行研究<sup>[9]</sup>,显示了 RIXS 强有力的探测能力.除此之外,RIXS 的这种高分辨的方法还被广泛应用到对 3d 过渡金属化合物的研究中,如通过 1s-4p-2p RIXS,我们不仅可以获得高分辨的 K 边吸收谱,而且还可对不同化合态或对称轨道的 RIXS 谱进行详细分析<sup>[10]</sup>;或者还可以通过 1s-4p-3p RIXS 来对一些复杂化合物的自旋态进行研究<sup>[11]</sup>.事实上,得益于硬 X 射线能段较高的荧光产额,国内对 RIXS 在这个能段的研究已经有了初步的尝试<sup>[12]</sup>.

### 3.3 高温超导等强关联体系的低能激发

对强关联复杂氧化物如高温超导(HTSC)、巨磁阻(CMR)、稀磁半导体(DMS)等材料来说,一些

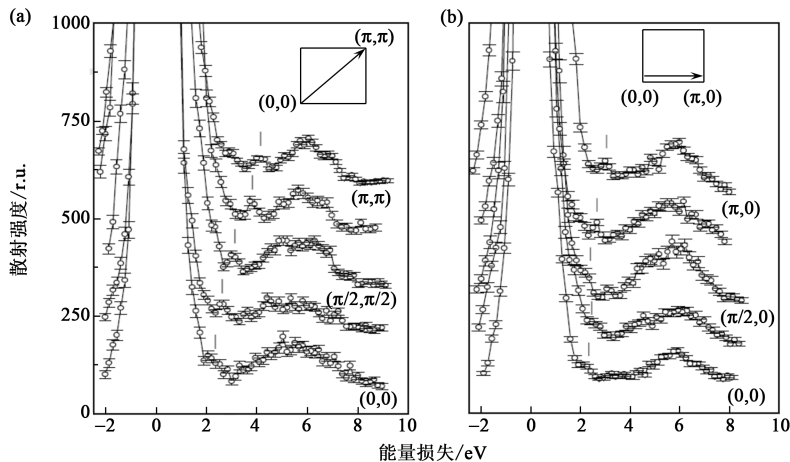


图3  $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$  中 Cu K 边动量依赖的 RIXS 谱. 入射能量固定在 8996 eV. (a) 沿  $(0,0) - (\pi,\pi)$  方向的散射; (b) 沿  $(0,0) - (\pi,0)$  方向的散射<sup>[15]</sup>

精细电子结构如 dd 电子激发、电荷转移、电声子耦合、自旋激发以及磁子声子色散等信息, 一直都是凝聚态物理研究的热点. 由于这些物理性质一般都局限在 meV 到几个 eV 能量范围内, 因此对他们的探测也成为 RIXS 研究的重要组成部分之一. 在硬 X 射线范围内, 早在十多年前, RIXS 已开始对铜氧化物高温超导<sup>[13]</sup> 以及锰巨磁阻化合物<sup>[14]</sup> 的电荷转移及 dd 激发以及它们的动量依赖关系进行了研究. 我们以铜基超导母体, Mott 绝缘体  $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$  为例<sup>[15]</sup>, 对 RIXS 在这部分的工作进行介绍. 图 3 显示的是  $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$  的 1s-4p-1s RIXS 谱. 由于在激发 1s 芯电子到 4p 连续带的过程中, 下 Hubbard 带的价电子也随之会被间接地激发到上 Hubbard 带上, 因此对 K 边 RIXS 进行研究, 可以获得这种通过 Mott 带隙的电子空穴对的电荷转移信息. 从局域角度来看, 激发产生的空穴一般形成 Zhang-Rice 单重态 (Zhang-Rice singlet, ZRS), 而跃迁电子则占据到临近的 Cu 位上. 图 3 的 RIXS 结果表明, 沿  $(0,0) - (\pi,\pi)$  方向的电荷转移要明显快于  $(0,0) - (\pi,0)$  方向, 即电荷空穴对在反铁磁母体内的传播是强烈各向异性的.

最近, 高分辨晶体谱仪能量分辨的提高使得对长程磁子激发的探测成为可能. Hill 等通过总能量分辨在 120 meV 左右的 Cu-K 边 RIXS 对  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  及  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  进行研究<sup>[16]</sup>, 观察到一个位于 CuO 平面内的能量位置在 500 meV 的低能激发态. 动量依赖关系的研究显示, 该低能态只增强激发于  $(\pi, 0)$  点. 掺杂研究表明, 当  $x$  从 0, 0.01, 0.05 增加到 0.17 时, 该模式迅速被削减并消失在  $x=0.17$  处. 通过与磁子激发理论模型进行对比, 作者把该模式归结为双磁子 (two-magnon) 激

发.

与硬 X 射线 RIXS 不同的是, 软 X 射线 RIXS 一般由 2p-3d-2p 激发-退激发通道对 3d 复杂氧化物进行探测, 即 3d 电子态直接参与 RIXS 散射过程. 从某种程度上说, 软 X 射线 RIXS 可更直接地获得 3d 态的电子结构. 事实证明, 在对  $\text{MnO}$ <sup>[17]</sup>,  $\text{NiO}$ <sup>[18]</sup>,  $\text{CoO}$ <sup>[19]</sup> 等氧化物的研究中, 相对于硬 X 射线 RIXS, 局域 dd 激发和非局域的电荷转移 (charge-transfer, CT) 激发均可更容易地被观察到. 利用配位场知识并结合多重态理论计算, 我们能够精确地确定材料的晶体场分裂值 ( $10Dq$ )、库仑相互作用力 (on-site Coulomb repulsion)  $U_{dd}$ 、以及电荷转移值 (CT,  $\Delta$ ) 等. 由于  $U_{dd}$  和  $\Delta$  是表征 3d 过渡金属化合物的重要参数, 因此对这些信息的理解可以为我们研究 HTSC 和 CMR 等更复杂的体系提供很有价值的参考.

大家知道, 复杂 3d 过渡金属氧化物 (如钙钛矿材料) 一般都包含混合价的 3d 态. 对 L 边 X 射线吸收谱来说, 2p 芯空穴与 3d 价带波函数的严重交叠以及自旋-轨道的耦合, 使得不同价态的 3d 态密度以多重态的形式重叠在一起, 因此, 仅从 XAS 很难对两者进行区分以及对他们的相互作用进行研究, 而 RIXS 此时却可以发挥很大的作用. 图 4 给出了 Higuchi 等对 La 掺杂  $\text{SrTiO}_3$  的 Ti-L 边 XAS 以及 RIXS 的研究<sup>[20]</sup>. 从 XAS 谱, 我们几乎观察不到明显的区别, 而 RIXS 却显示当掺入 0.05 化学分量的 La 时, 在 2eV 能量损失处即出现激发峰, 并且 RIXS 的强度随着掺杂量的增加而增强. 多重态计算表明, 这个峰来源于  $t_{2g}$  到  $e_g$  能级的 dd 电子的跃迁. 因  $\text{LaTiO}_3$  为  $d^1$  体系, 该峰能量值可直接表征晶体场的分裂值  $10Dq$ . 作者通过对系列掺杂体系进



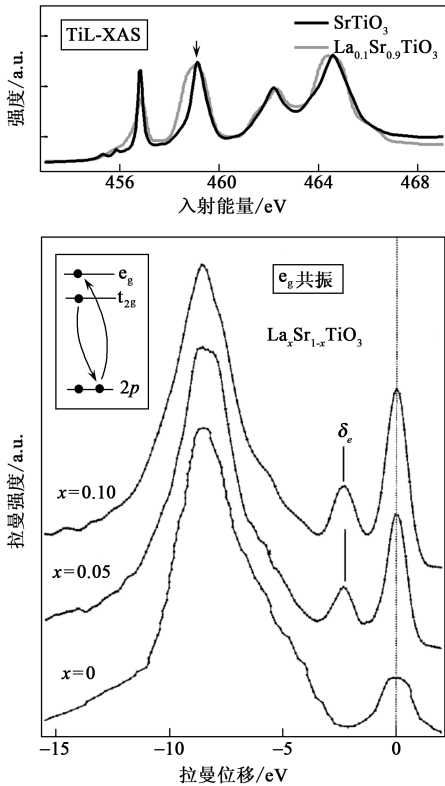


图4  $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  ( $x=0, 0.05, 0.1$ ) 的  $e_g$  共振 RIXS 谱. 入射能量如 XAS 中箭头所示被调谐到  $e_g$  峰上<sup>[20]</sup>

行分析,发现晶体场分裂值  $10Dq$  随 La 的掺入而逐渐减小,而库仑相互作用力  $U_{dd}$  却不发生明显变化. 此外,RIXS 这种鉴别微弱信号的优势还被用到了对 DMS 以及锂电池等复杂材料的电子结构的研究上<sup>[21]</sup>.

对与  $d^1$  相对应的  $d^9$  体系,即铜基超导体,软 X 射线 RIXS(包括 L 和 M 边)也进行了广泛的研究<sup>[22]</sup>. 而近年来高分辨软 X 射线光栅谱仪的迅速发展以及高通量波荡器的使用,使得我们把原来研究的重点——dd 和 CT 激发,延伸到了包括  $kT$  量级的低能激发,如磁子(magnon)、声子(phonon)、轨道子(orbital)等集体模式以及它们与晶格相耦合的一些复杂低能激发态. 对这些性质的探测,不仅拓展了 RIXS 的研究领域,更重要的是,它将促进人们对 HTSC 的中心问题如电-声耦合、共振磁激发、自旋涨落等进行深入的了解. 图 5 给出的是 Mott 绝缘体  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  和  $\text{CaCuO}_2$  的双磁子激发(bimagnon)的动量色散曲线<sup>[23]</sup>. 虽然当时的能量分辨( $\sim 400$  meV)还不足以完全分辨弹性散射和磁激发,但通过对弹性散射的扣除,基本可以得到完整的双磁子动量色散关系. 而随着瑞士光源(Swiss Light Source)超高能量分辨 RIXS 谱仪(SAXES)的建成, $\text{La}_2\text{CuO}_4$  的单个磁激发(single magnon)、多极磁激发(multiple magnon)以及光学支声子(optical phonon)已被完全地从弹性散射峰中

分离出来<sup>[24]</sup>. 另一个典型例子是,RIXS 对自旋梯子型 (spin ladder) 材料  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  (SCO) 磁子集体激发的研究. 与反铁磁型  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  不同的是,SCO 体系的基态为单重态的自旋液体态. 利用 SAXES 谱仪在 Cu-L 边的超高能量分辨( $\sim 100\text{meV}$ ),Schlappa 等观察到了 two-triplon 集体磁激发模式的动量色散关系<sup>[25]</sup>,如图 6 所示. 图中的方形点为 RIXS 实验结果,实线为针对中心散射的 two-triplon 理论计算值. 我们发现两者符合得很好.

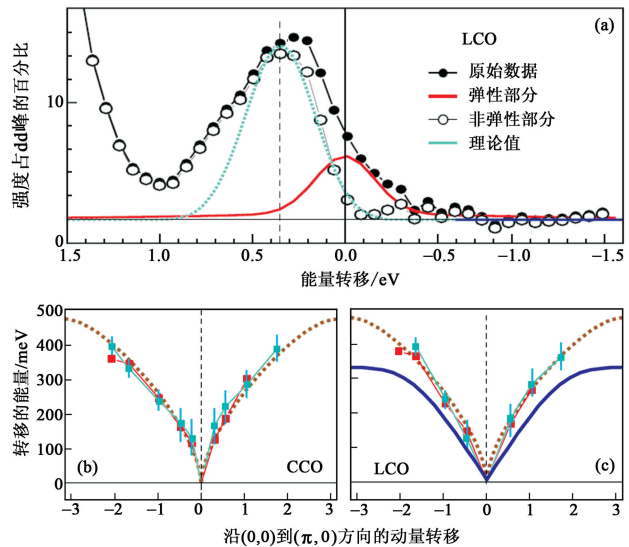


图5 (a)  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  L-RIXS 低能激发谱;(b) 和 (c) 分别为  $\text{CaCuO}_2$  和  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  沿  $(0,0) - (\pi,0)$  方向的 bimagnon 动量色散图<sup>[23]</sup>;

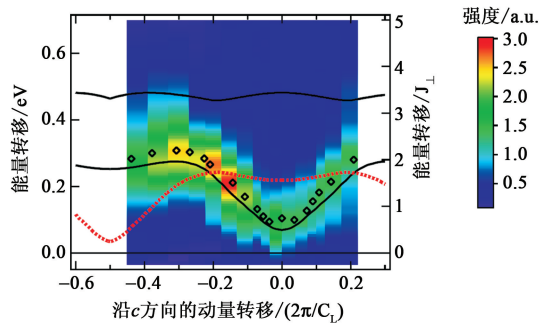


图6  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  two-triplon 动量色散图<sup>[25]</sup>

对复杂氧化物研究的另一个重要内容为氧 K 边 RIXS. 由于较强的金属 3d 态与氧 2p 态的杂化作用,我们可以通过  $1s-2p-1s$  通道来对 dd 以及 CT 激发进行研究. 类似地,如对  $\text{CuGeO}_3$  氧 K 边的研究显示, $\sim 2\text{eV}$  能量损失处的激发峰与 ZRS 有关<sup>[26]</sup>. 而最近对高温超导体的研究表明,ZRS 激发、光学支声子以及多级磁子激发均可以被氧 K 边 RIXS 探测到<sup>[25]</sup>. 这为研究高温超导体的低能激发提供了很

好的互补手段。

此外,  $3p-3d-3p$  RIXS 对  $3d$  过渡金属  $M$  边的探测也可以给出  $dd$  和  $CT$  激发信息<sup>[27]</sup>。虽然在这个能段( $\sim 70\text{eV}$ )光栅谱仪的能量分辨可达到几个  $\text{meV}$ , 但  $M$  边极低的荧光产额, 较弱的自旋轨道耦合以及很强的弹性散射信号, 往往限制了对低能激发态的观测。

### 3.4 其他

除了对凝聚态物理的贡献外, RIXS 在其他领域如气体、液体、气液固界面、纳米材料、异质结、生物化学、催化材料、地球物理学等等均有着非常重要的作用。下面我们将分领域对 RIXS 的研究状况进行概述。

(1) 液态物质及固液界面: RIXS 光子进/光子出的性质使得我们可以对液态物质以及一些固体-液体的界面进行探测, 这是其他谱学手段如光电子能谱所无法比拟的。典型的例子有气液态水、酒精-液态水混合体以及液态水与  $\text{Pt}$  金属界面的电子结构的研究<sup>[28]</sup>。氧  $K$  边 RIXS 为我们确定含有水的不同物态中氢键的趋向和构成提供了强有力的帮助。

(2) 纳米材料和异质结: 在对纳米材料如富勒烯、金属富勒烯、碳纳米管及纳米过渡  $3d$  氧化物的研究中, RIXS 显示了它极其灵活的特性<sup>[29]</sup>。由于这些不同纳米材料中的化学键构成各不相同, 导致了杂化轨道和发射能级的微弱差别。通过 RIXS, 这些差别可以很清楚地被表征出来; 而对超晶格异质结如  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  等的研究, 则显示了 RIXS 独特的优势。由于许多奇异的性质(如导电性、磁性、高温超导等)均发生在这些材料的被掩埋的界面中, 普通谱学手段如 XAS、光电子能谱因其不敏感性和埃量级的探测深度, 往往很难对这些掩埋信息进行有效的研究, 而具备高穿透性的 RIXS ( $\text{nm}-\mu\text{m}$  量级) 却能够很好地对这些现象进行观察, 特别是它还可以结合外场如电场、磁场、压力等, 为进一步的原位分析提供理想的手段。

(3) 生物化学和催化材料: RIXS 对化合价态和轨道取向敏感, 并具有适合原位探测的优势, 使其在对生物化学和催化剂的研究中也发挥了重要作用。如最近 RIXS 对植物光合作用中一种含活性  $\text{Mn}$  催化剂的研究就很好地表征了  $\text{Mn}$  在光合作用的 4 个过程中的化合态的变化,  $3d$  电子结构及作用机理等<sup>[30]</sup>。对一些混合价态体系如 Prussian Blue 和具有氧化还原性的  $\text{Li}-\text{Ni}/\text{Mn}$  氧化物电池的研究, 也充分展示了 RIXS 的原位优势。

(4) 地球物理学: 在地球物理学中, 对铁矿石的

研究是非常重要的一个课题。由于 RIXS 可以灵敏地对价态和自旋态进行探测, 这种方法也已被广泛地应用于矿物材料的研究<sup>[11]</sup>。特别是由于  $\text{Fe}$  的  $K$  边荧光产额较高, 对高温高压原位环境下稀释样品的研究也成为了最近的热点。

## 4 前景

共振非弹性 X 射线散射是一种新生的谱学探测手段, 虽然才发展了短短 20 多年时间, 但它在凝聚态物理、材料科学、生物、化学以及地球物理等领域却显示了不可忽视的作用。这对于判断一种谱学方法是否普及来说是个很好的标准。而近年来, 随着同步辐射光源亮度的提升, 新光学器件及探测器的发明, 使得 RIXS 的能量分辨达到了室温量级, 这不仅给研究凝聚态物理内一些奇异物理性质带来了福音, 而且给其他领域的复杂精细信息的探测也提供了很大的帮助。虽然国内几年前在北京的同步辐射装置上对硬 X 射线 RIXS 就有了初步的尝试, 但真正的、大范围的应用和推广, 还有赖于超高分辨谱仪及第三代同步辐射新型光源的使用。我们相信, 随着国家对大型科研设施的不断投入, RIXS 这种探测方法将会成为国内继角分辨光电子谱和中子散射之后的另一个强有力的谱学探测技术。

### 参考文献

- [1] Eisenberger P, Platzman P M. *Phys. Rev. B*, 1976, 13: 2377
- [2] <http://www.phys.utk.edu/WPWebSite/>, Workshop on "Soft X-Ray Science in the Next Millennium: The Future of Photon-In/Photon-Out Experiments"
- [3] Kotani A, Shin S. *Rev. Mod. Phys.*, 2001, 73: 203
- [4] Ma Y. *Phys. Rev. B*, 1994, 49: 5799; Carlisle J A, Shirley E L, Hudson E A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74: 1234
- [5] Krisch M H, Kao C C, Sette F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74: 4931; Butorin S M, Mancini D C, Guo J H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 574
- [6] Lüning J, Rubensson J E, Ellmers C *et al.* *Phys. Rev. B*, 1997, 56: 13147
- [7] Hämäläinen K, Siddons D P, Hastings J B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67: 2850
- [8] Dallera C, Grioni M, Shukla A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 196403
- [9] Rueff J P, Itié J P, Taguchi M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 237403
- [10] de Groot F M F, Glatzel P, Bergmann U *et al.* *J. Phys. Chem. B*, 2005, 109: 20751
- [11] Badro J, Fiquet G, Guyot F *et al.* *Science*, 2003, 300: 789
- [12] 周克瑾. 共振非弹性 X 射线散射用于强关联体系的研究. 中国科学院高能物理研究所博士论文, 2007
- [13] Hill J P, Kao C C, Caliebe W A L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 4967; Kim Y J, Hill J P, Burns C A *et al.* *Phys.*

- Rev. Lett., 2002, 89: 177003
- [14] Grenier S, Hill J P, Kiryukhin V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 047203
- [15] Hasan M Z, Isaacs E D, Shen Z X *et al.* Science, 2000, 288: 1811
- [16] Hill J P, Blumberg G, Kim Y J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 097001
- [17] Butorin S M, Guo J H, Magnuson M *et al.* Phys. Rev. B, 1996, 54: 4405; Ghiringhelli G, Matsubara M, Dallera C *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 73: 035111
- [18] Magnuson M, Butorin S M, Agui A *et al.* J. Phys.: Condens. Matter, 2002, 14: 3669; Matsubara M, Uozumi T, Kotani A *et al.* J. Phys. Soc. Jpn., 2005, 74: 2052
- [19] Magnuson M, Butorin S M, Guo J H *et al.* Phys. Rev. B, 2002, 65: 205106; Chiuzbaian S G, Schmitt T, Matsubara M *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 245102
- [20] Higuchi T, Tsukamoto T, Watanabe M *et al.* Phys. Rev. B, 1999, 60: 7711; Haguchi T, Baba D, Takeuchi T *et al.* Phys. Rev. B, 2003, 68: 104420
- [21] Ishiwata Y, Takeuchi T, Eguchi R *et al.* Phys. Rev. B, 2005, 71: 121203; Augustsson A, Henningsson A, Butorin S M *et al.* J. Chem. Phys., 2003, 119: 3983
- [22] Kuiper P, Guo J H, Sathe C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 5204; Ghiringhelli G, Brookes N B, Annese E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 117406
- [23] Braicovich L, Ament L J P, Bisogni V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 167401
- [24] Braicovich L, van den Brink J, Bisogni V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 077002
- [25] Schlappa J, Schmitt T, Vernay F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 047401; Schlappa J *et al.* unpublished
- [26] Duda L C, Downes J, McGuinness C *et al.* Phys. Rev. B, 2000, 61: 4186
- [27] Chiuzbaian S G, Ghiringhelli G, Dallera C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 197402
- [28] Guo J H, Luo Y, Augustsson A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 157401; Ogasawara H, Brena B, Nordlund D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 276102; Fuchs O, Zharnikov M, Weinhardt L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 027801
- [29] Guo J H. Int. J. of Nanotechnology, 2004, 1: 193
- [30] Glatzel P, Bergmann U, Yano J *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2004, 126: 9946



• 物理新闻和动态 •

## Borexino 实验探测到地球中微子

在意大利 Gran Sasso 国家实验室工作的物理学家,探测到地壳和地幔中的放射性衰变产生的电子反中微子.这一结果为新的直接测量地球深处发生的过程铺平了道路.物理学家长期以来一直在研究太阳发射的中微子和进入地球大气层的宇宙射线所产生的中微子.这些观测增进了人们对太阳物理的了解,并且揭示出中微子这种不带电的、极不活跃的基本粒子具有非常微小的质量.理论预言,在地球内部,可由某些原子核的放射性衰变产生电子反中微子.测量这些地球中微子的通量,可以了解在地球内部所产生的能量中有多少是来自放射性衰变.此外,还可以使我们进一步了解依赖于这种能量的过程,如:板块构造和地球磁场的产生.

然而,探测地球中微子是极其复杂的.像任何种类的中微子一样,对它们的观测需要大量的探测器材料,而且实验地点要在很深的地下,以防止宇宙射线的干扰.但是,与高能太阳中微子和大气中微子不同,地球中微子不能通过它们与重水原子核的相互作用来探测,因为它们的信号会被这种液体中含有的放射性所淹没.测量中使用的是一种碳氢化合物,穿过这种化合物的地球中微子偶尔会与一个质子碰撞,产生一个正电子和一个中子,正电子与介质原子中的电子发射湮灭,发射一对  $\gamma$  射线,产生可探测的光.

2005年,在日本地面下 1km 处的 KamLAND 实验中,研究人员曾报告说,他们的探测器观察到地球中微子,但是由于附近几座核反应堆产生的反中微子本底水平高,结果的可信度较差.

Borexino 实验是为研究低能太阳中微子而设计的,因此具有非常低的本底.探测器位于距最近的反应堆几百公里以外的 Grand Sasso 山的表面下 1.5km 处.

中微子是在 300 吨叫做偏三甲苯的掺杂的碳氢化合物中探测的.这种碳氢化合物装在一个尼龙球中,尼龙球浸没于封在一个不锈钢球中的 1000 吨纯的偏三甲苯中.不锈钢球又被包围在 2400 吨高纯水中,高纯水装在一个直径为 18m 的钢容器中.所有用于记录  $\gamma$  射线信号的部件(包括探测介质、液体和光电倍增管)都选用本身具有的放射性尽可能低的.

实验进行了两年,于 2009 年 12 月结束. Borexino 合作组(约包括来自 6 个国家的 80 位研究人员)说,实验中探测到 9.9 个地球中微子事件,误差为  $+4.1$  和  $-3.4$ . 实验的发言人说,这一结果排除了认为地热的大部分是由一种以地核中的铀做燃料的天然反应堆所产生的假说.

(树华 编译自 Physics World News, 12 March 2010)