

非弹性中子散射在稀土钙钛矿研究中的应用*

盛洁明^{1,2,3,†} 童欣^{2,3} 吴留锁^{1,††}

(1 南方科技大学物理系 深圳 518055)

(2 中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

(3 散裂中子源科学中心 东莞 523803)

2019-11-13收到

† email: shengjm@ihep.ac.cn

†† email: wuls@sustech.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20191204

Investigation of the spin dynamics in rare-earth perovskites by inelastic neutron scattering

SHENG Jie-Ming^{1,2,3,†} TONG Xin^{2,3} WU Liu-Suo^{1,††}

(1 Department of Physics, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China)

(2 Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(3 Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan 523803, China)

摘要 中子散射技术在科学研究中应用的重要性、独特性源自于中子本身的一些基本物理特点：带自旋、不带电荷、与原子核直接发生强相互作用、恰当的质量使其色散关系与一般物质内部的原子振动和磁性振动的元激发相当，以及可用于无损探测的强穿透性等。这些特点决定了中子散射探测技术在科学研究中无可替代的重要地位。经过多年发展，中子散射技术已经成为研究凝聚态物理中材料晶体结构以及磁结构的主要手段。此外由于中子的能量与物质中的元激发，如声子，磁振子等能量相当，中子散射也是研究物质动力学性质不可替代的关键技术。对于磁性材料来说，非弹性中子散射不仅可以研究对称性破缺下磁有序相的自旋波激发，而且可以直接探测无对称性破缺情况下的自旋关联。这对于研究磁阻挫等量子磁体中新奇的量子化自旋激发尤其重要。文章将主要介绍两种常用的非弹性散射谱仪，并结合最近在稀土钙钛矿结构体系中的具体应用，尤其是低维稀土自旋链中的分数化自旋子的激发，重点介绍非弹性散射技术的特色。

关键词 非弹性中子散射，稀土钙钛矿氧化物，磁性材料，自旋激发

Abstract Due to the basic properties of neutrons, which carry zero charge but have non-zero magnetic moments, neutron scattering technology has become very important in condensed matter and material science. The zero charge allows neutrons to penetrate deeply into the sample, while the energies available at neutron scattering facilities are close to many excitation energy ranges in solids, corresponding to phonons in crystals, spin waves in ordered magnets, and so forth. In addition, magnetic neutron scattering shows significant differences in the spin liquid ground states where translational symmetry is not broken. These make neutron scattering well suited and unique for the study of magnetic order and spin-spin correlations, especially for the study of low dimensional and strongly frustrated quantum magnets. Here we will give a general introduction to inelastic neutron scattering. Recent research on the exotic spin excitations observed in rare-earth perovskites using inelastic neutron scattering will be discussed as well.

Keywords inelastic neutron scattering, rare-earth perovskites, magnetic materials, spin excitation

* 国家自然科学基金(批准号: 11974157)资助项目

1 引言

中子最早由查德威克于1932年在实验中被首次发现。由于中子带自旋、不带电荷、可以与原子核直接发生强相互作用,是研究物质晶体结构和磁结构的理想探针。经过多年的探索与发展,中子散射技术已经成为研究凝聚态物理中材料的晶体结构、磁结构以及动力学等问题的一项不可替代的手段^[1-5]。中子散射对于研究与强关联体系相关的物理问题尤其重要,主要有以下两个方面原因:第一,主要是由于中子呈电中性且具有非零的磁矩。不带电荷的特性使中子在材料中散射时并不与原子外层电子云发生相互作用,而直接与原子核发生强相互作用。因此,与X射线散射不同,中子散射截面并不依赖于原子序数或外层电子云大小。更重要的是,非零的磁矩可以允许中子测量磁性材料中的自旋排布,从而确定材料中晶体结构的同时确定磁有序态的磁结构。第二,是由于中子自身的能量与固体中的元激发,如声子,磁振子等能量相近,而中子波长又和正常材料中的晶格参数接近,这使得中子散射成为研究物质晶格振动以及自旋动力学等问题的主要手段。

目前能够进行中子散射实验的中子源主要有两种,一种是利用原子核裂变反应的反应堆中子源,另一种是基于高能质子加速器的散裂中子源。通常,反应堆中子源通量高,中子束流稳定,但是中子通量的峰值受限制。而散裂中子源是粒子束轰击靶材产生的脉冲中子,其特点是高的脉冲中子通量和更宽广的中子能谱。目前,散裂中子源结合飞行时间测量技术,在很大程度上促进了中子散射学科的发展。其高的脉冲中子通量使得许多以前不可能的实验成为可能,并大大简化了中子散射实验测量过程及数据处理。

中子源的谱仪根据出射及入射中子能量的变化,可以分为弹性中子散射谱仪和非弹性散射谱仪。弹性中子散射是指中子散射前后能量没有变化,主要谱仪包括粉末衍射谱仪、单晶衍射仪、小角衍射仪、极化中子反射谱仪等。这类谱仪侧

重于测量散射中子在动量空间的变化,从而研究材料中原子或者磁矩的排列等结构信息。而非弹性中子散射过程中,中子不仅动量空间发生了变化,其能量也发生了改变。这类谱仪主要应用于材料中动力学相关能谱的分析,如与晶体结构相关的声子谱激发及磁性材料中的自旋波激发等。总的来说,结合中子弹性散射和非弹性散射不仅可以告诉人们晶体中原子排在哪儿,怎么排等静态的结构信息,还可以了解这些原子如何关联,如何运动等动力学行为。而分别为中子衍射和中子能谱做出开创性工作的两位科学家沙尔(Clifford Glenwood Shull)和布洛克豪斯(Bertram Niville Brockhouse)也因此共同分享了1994年的诺贝尔物理学奖。

在这里,文章将侧重于中子非弹性散射,简要介绍一下两种目前比较常见的非弹性散射谱仪。然后结合在稀土钙钛矿氧化物中的研究实例,简要概述下非弹性中子散射在研究稀土磁性材料中的特色。

2 非弹性中子散射谱仪

在非弹性散射过程中,中子的能量和动量都发生了改变,或者说中子和测量样品之间发生了能量和动量的转移。所以,要得出样品的动力学信息就必须测量出经过样品散射后的出射中子能量的角度分布。基于不同的中子源,主要分为中子三轴谱仪(Neutron Triple-Axis Spectrometer)和中子时间飞行谱仪(Neutron Time of Flight Spectrometer)。

2.1 中子三轴谱仪

中子三轴谱仪最早是由Bertram Brockhouse在加拿大Chalk River原子能实验室搭建的。中子三轴谱仪适用于具有稳定中子束流的反应堆中子源。图1是中子三轴谱仪的示意图。三轴谱仪中的三轴分布是指绕单色器(monochrometer),样品(sample)和分析器(analyzer)旋转的三个轴。单色器和分析器都是利用布拉格散射定律来选定单一

的中子入射或出射能量。样品的晶向可以通过旋转绕样品轴的角度来实现。只有满足特定能量和动量关系的中子才能够最终进入探测器(detector)。入射(k_i)和出射(k_f)中子的波矢决定了最终改变的动量(Q)和能量(E),而这与三个轴各自旋转的角度相联系。改变这三个角度可以允许实验上沿着不同的动量—能量($Q-E$)空间进行扫描。

2.2 中子时间飞行谱仪

与前面介绍的三轴谱仪不同,时间飞行谱仪多数应用于散裂中子源的脉冲中子束。如图2所示

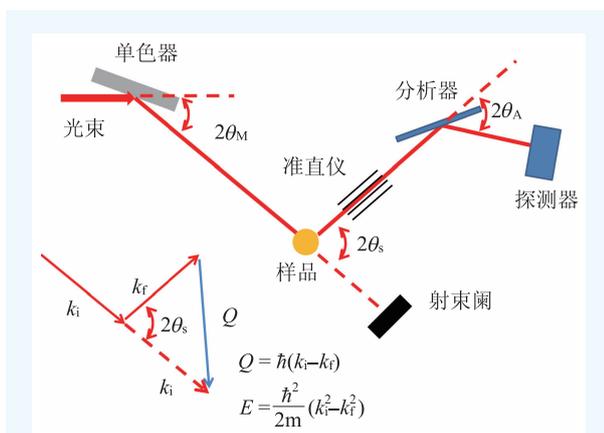


图1 中子三轴谱仪示意图。左下角的散射三角形解释了中子散射前后动量和能量的变化关系

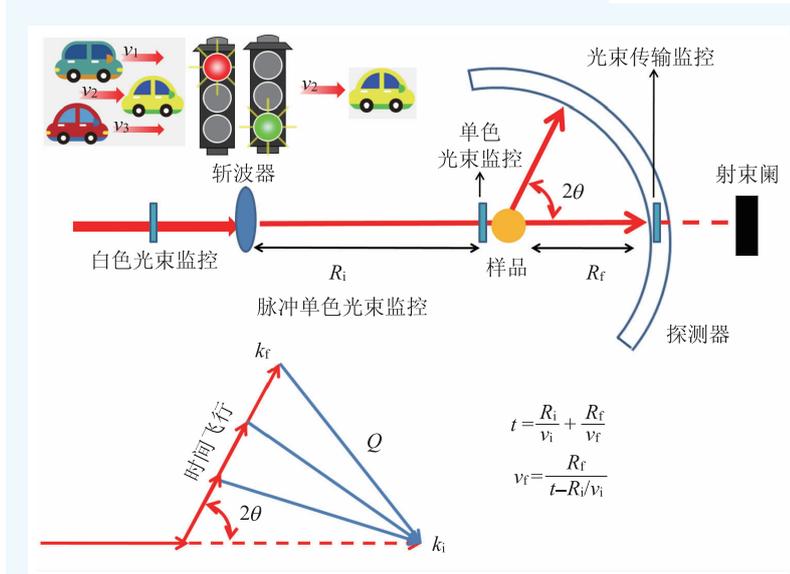


图2 中子时间飞行谱仪示意图。与中子三轴谱仪不同,时间飞行谱仪的入射中子速度是通过旋转中子斩波器来选择的。下方的散射三角形中的动量和能量通过记录相应的中子飞行时间所决定

示,在时间飞行谱仪中,入射中子速度是通过旋转中子斩波器(chopper)来选择。斩波器的原理有点像高速公路上的红绿灯。假设在高速入口处,很多汽车(中子)以不同速度同时出发,每辆车到达红绿灯的时间都会不一样。通过设定特定频率的红绿灯,只有某些固定速率的汽车(中子)能够在绿灯时间到达并通过,而其他速率的汽车(中子)由于到达的过早或过晚,都会被红灯所拦截,从而选择出具有特定速率的汽车(中子)。在时间飞行(TOF)测量中,中子离开斩波器,从样品散射之后,中子的动量和能量会发生变化,从而速度也会发生变化。因此,不同能量的中子到达探测器的时间也会不同。通过记录下中子到达不同探测器的数目和时间,可以计算出中子能量的改变,而中子到达不同探测器的空间位置,则对应着不同的波矢量。从而最终得到对应的动量—能量($Q-E$)空间的数据。

3 非弹性中子散射在稀土钙钛矿中的应用

非弹性中子散射在理解高温超导,量子自旋液体等体系中,均发挥了关键性作用。这里,仅以作者最近在稀土钙钛矿氧化物中的研究为实例,简要介绍非弹性中子散射在研究稀土磁性原子自旋激发的特点。

图3展示的是典型的稀土正交钙钛矿氧化物 RMO_3 结构示意图。这里正三价的稀土离子 $R=Yb, Dy$ 等,另外八面体中心位置可以填置非磁性的或磁性的正三价离子,如 $M=Al, Sc, Fe$ 等。三价的稀土离子 R 位于畸变的 $M-O$ 八面体间隙中。每个稀土离子在 ab 面内有4个近邻原子,沿着 c 轴有2个近邻原子。由于 $M-O$ 八面体的倾斜与旋转,在正交结构钙钛矿中,稀土位的点群对称性下降,只保留有一个

ab 镜面。在这种环境下，晶体场将发生劈裂，形成如 Yb 或者 Dy 在 *ab* 面内的强伊辛(Ising)自旋双重态。虽然从钙钛矿晶体结构上来看，这是一个传统的三维结构，但是自旋的强各向异性基态带来的一个结果就是面内的自旋相互作用小于面间的自旋相互作用。尽管面内自旋之间距离和面间自旋相互距离相差不远，但是由于稀土自旋沿着 *c* 方向的相互作用最强，从而在一个三维晶体结构中衍生出了一维的反铁磁自旋链。低的维度往往会引发大的量子涨落，然而，对于单个的稀土磁性离子而言，强的接近 Ising 的单自旋各向异性会严重抑制单个自旋的量子涨落。这样一个稀土离子组成的一维自旋链，是否仍然存在强的量子涨落？下面，将结合最近的非弹性中子散射实验，来尝试回答这个问题。

3.1 研究自旋激发及确定自旋间相互作用

通常情况下，在对称性破缺的磁有序状态下，利用非弹性中子散射可以观察到自旋改变为 $\Delta S=1$ 的磁振子或者自旋波激发。一个更有意思的现象是，在一些强关联或者低维以及磁阻挫量子磁体中，系统在低温时的基态是没有对称性破缺的自旋液体态。因为中子散射可以直接测量自旋与自旋之间的耦合，所以即使在没有长程磁有序存在的情况下，通过非弹性中子散射也可以发现系统存在分数化的准粒子(如 $\Delta S=1/2$)自旋激发。中子本身携带自旋 $S=1/2$ ，一个自旋向下的中子经过样品散射，变成自旋向上的中子，最少的自旋改变量是 $\Delta S=1/2 - (-1/2)=1$ ，因此，分数化的准粒子自旋激发只能成对的被激发，而在非弹性中子散射实验上表现出来的则是很宽连续自旋谱。

3.1.1 YbAlO₃ 中分数化自旋子的禁闭与解禁闭转变

图 4 展示的是稀土钙钛矿 YbAlO₃ 的磁结构及实验观察到的

非弹性中子散射能谱^[6]。如上面所提到的，在 YbAlO₃ 结构中，晶体场劈裂导致 Yb³⁺ 的基态主要由 Ising 的 $|\pm 7/2\rangle$ 所组成。通过计算，发现 Yb—Yb 之间形成了沿 *c* 方向的一维反铁磁自旋链。在温度低于 $T_N=0.89$ K 时，次级的链间自旋相互作用会使整个体系进入自旋排布为 A₂G₂ 的反铁磁自旋有序态。然而，不同于经典的自旋波激发，实验上，在反铁磁相变温度之上观察到了线宽接近 0.6 meV 的自旋激发连续谱，远大于实验所用的谱仪分辨率 0.06 meV。而且，自旋激发连续谱随动量的改变与预期的一维自旋链的自旋子($S=1/2$)激发谱一致。同时也发现在反铁磁相变之下，有一个新的能隙打开。这是由于在相变温度之下，自旋链之间的相互作用在每个 Yb 自旋上造成一个交错的内磁场(staggered field)。这使得原先携

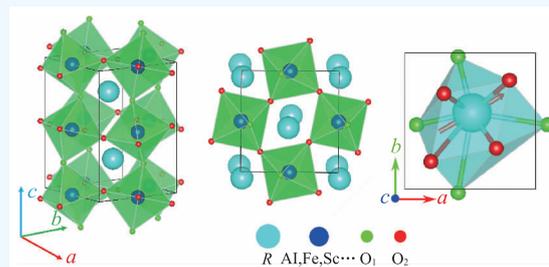


图 3 稀土正交钙钛矿氧化物 RMO_3 ($R=Yb, Dy, M=Al, Sc, Fe$) 结构示意图(选用传统的空间群 $Pbnm$ 定义, $a < b < c$)。图中, 三价的稀土离子 R 位于畸变的 $M-O$ 八面体间隙中

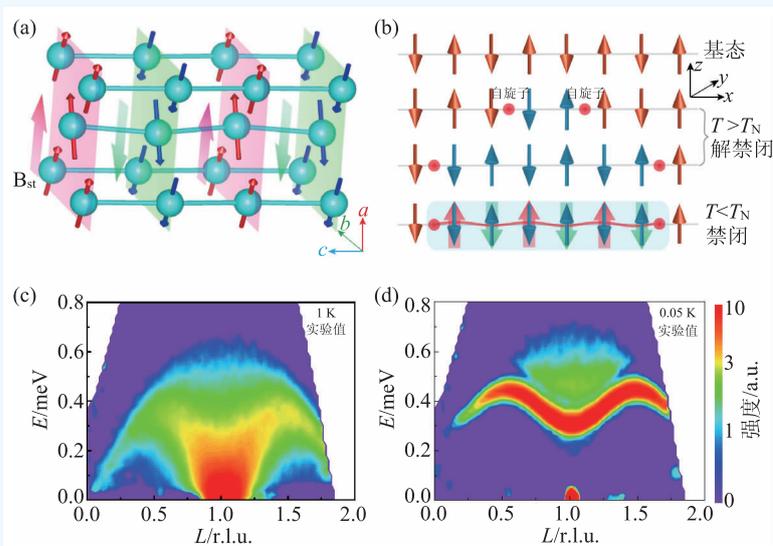


图 4 YbAlO₃ 的磁结构及其中一维 Yb 反铁磁链的分数化自旋子连续谱及反铁磁相变时所发生的自旋子禁闭与解禁闭过程

带分数化自旋($S=1/2$)的自旋子不再可以沿着反铁磁自旋链自由扩散。这对应着两个自旋子部分禁闭成一个整数自旋的磁振子($S=1$)的过程。这个过程和高能物理里携带分数化色荷的夸克由强相互作用禁闭成总色荷为零的强子的过程类似。这在 YbAlO_3 中,表现为中子散射能谱在相变温度之下,低能量部分出现一个有能隙的类似磁振子的激发。进一步研究发现,随着调节外加磁场,低温下的能隙会被关闭,自旋子会解禁闭,并形成无能隙的一维 Luttinger 液体。结合临界标度行为研究的结果,揭示了 YbAlO_3 中磁场调控下的量子临界点的一维普适类($d=1, \nu=1/2, z=2$)^[6]。

YbAlO_3 结构简单,并且可以明确排除传导电子和稀土磁性原子之间的相互作用,而实验也观测到了明显的量子化自旋子连续激发谱。这回答了前面一个问题。虽然强自旋轨道耦合的 f 电子稀土离子由于存在非常强的各向异性以及非常大的饱和磁矩,从而从单个自旋角度被认为是“经典”的自旋,然而,低维度所引发的量子涨落,及低维量子磁体通常具有新奇的量子自旋激发更

多体现的是集体行为,而不完全取决于单个自旋的性质。

3.1.2 YbFeO_3 中铁磁极化的反铁磁自旋链

通常,可以根据自旋激发随动量的色散关系来确定自旋之间相互作用的大小和方向。如图 5 所示,假如只考虑最近邻自旋与自旋之间的交换作用 J_1 ,当 $J_1 > 0$ 时,两个相邻自旋倾向于沿着同一方向排列,使得总的能量 ($-J_1 S_i \cdot S_{i+1}$) 最低(图 5(a)),从而表现出铁磁的行为。同样,当 $J_1 < 0$ 时,两个相邻自旋倾向于沿着相反方向排列,表现出反铁磁的行为(图 5(b))。铁磁材料和反铁磁材料除了在热力学性质如磁化率等方面表现迥异之外,自旋波也表现出不同的色散关系。一般情况下,铁磁自旋波表现出原点位于 $Q=0$ 点的余弦色散,而反铁磁自旋波则是原点位于 $Q=0$ 点的正弦色散。那有没有可能出现自旋之间是反铁磁相互作用($J_1 < 0$),但是由于某种原因,自旋呈现出铁磁的排列呢(图 5(c))? 答案是肯定的。

当外加磁场所造成的塞曼(Zeeman)能大于自旋之间的交换作用能时,反铁磁自旋链会被极化成铁磁排列的自旋链。这时候,交换作用和塞曼能共同作用表现出来的色散关系则是一个相位平移了 π 的余弦波。这种情形主要出现在外加强磁场大于体系饱和和临界磁场的情况下^[7]。然而,在外加磁场为零的时候,我们在稀土钙钛矿铁氧体 YbFeO_3 中也观察到了类似的现象。

YbFeO_3 是一个被广泛研究的稀土钙钛矿铁氧体材料。其中 Fe^{3+} 的自旋晶格存在一个 $T_N \approx 600$ K 的倾斜反铁磁结构 $\Gamma_4(G_x A_y F_z)$ 。随着温度降低,Fe

的自旋会从高温 Γ_4 相变化到低温 $\Gamma_2(F_x C_y G_z)$ 相,从而在 7.5 K 附近发生一个额外的自旋翻转相变 (spin reorient transition)^[8]。而在整个温度过程中,Yb 的自旋晶格通常被认为处于无关联的顺磁态。然而,通过非弹性中子散射测量,在 YbFeO_3 的自旋转变温度之上和之下,分别发现了非常强的 Yb 的自旋激发谱。如图 6 所示,这些类

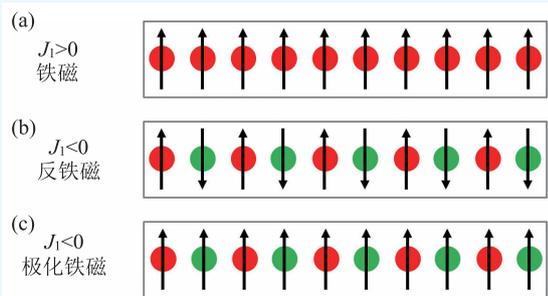


图5 自旋相互作用及自旋排布示意图

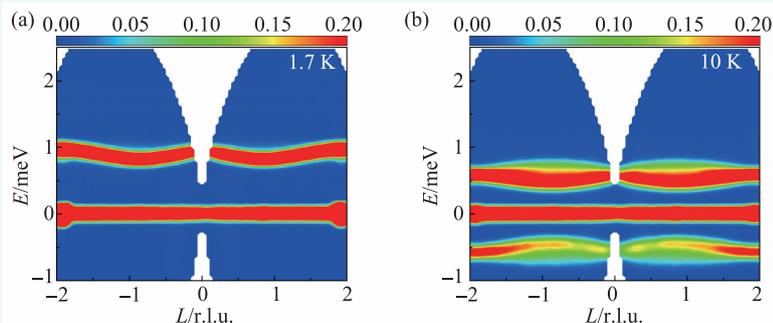


图6 稀土钙钛矿铁氧体 YbFeO_3 中的自旋激发谱

似自旋波的激发都表现出了很明显的余弦色散关系。然而，仔细观察可以知道，所有色散的零点都位移到了 $L=\pi$ 的地方。这表明，虽然外加磁场为零，但是Fe的自旋和Yb的自旋之间有交换作用，其效果类似于一个内部的磁场。而这个磁场大小接近或超过了Yb自旋链内的反铁磁交换作用，从而使得在无需外加磁场的情况下，Yb的自旋呈现出铁磁的排列^[9]。

需要强调的是，这种在零外加磁场被铁磁极化的反铁磁自旋链以前很少有报道。一个主要原因是，仅凭磁化率等测量并不能很好地区分铁磁交换作用的铁磁链(图5(a))

和零场铁磁极化的反铁磁交换作用的自旋链(图5(c))。然而，通过非弹性中子散射，这两种情形有着截然不同的色散关系，从而可以将这两者区别开来。

3.2 通过极化因子确定自旋涨落的方向

文章前面讨论了利用非弹性中子散射，可以研究自旋激发能谱随动量的色散关系，从而帮助确定自旋之间的交换作用。研究发现，在强自旋轨道耦合的各向异性的稀土离子组成的一维自旋链中，可以观察到自旋 $S=1/2$ 的准粒子连续谱。这和弱自旋轨道耦合的各向同性的自旋链激发谱色散关系非常类似。然而，一个很自然的问题是：假如两者自旋激发谱的色散关系几乎相同，那稀土离子的强单自旋各向异性体现在什么方面呢？答案隐藏在中子散射截面的极化因子之中。

磁性中子散射截面可以用如下公式表示：

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \propto |F(\mathbf{Q})|^2 \times \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{Q}_\alpha \hat{Q}_\beta) (g^{\alpha\beta})^2 S^{\alpha\beta}(\mathbf{Q}, E). \quad (1)$$

这里散射截面大小不仅与磁性结构因子 $|F(\mathbf{Q})|^2$ 有关，而且取决于极化因子 $\delta_{\alpha\beta} - \hat{Q}_\alpha \hat{Q}_\beta$ 和 $g^{\alpha\beta}$ 因子平

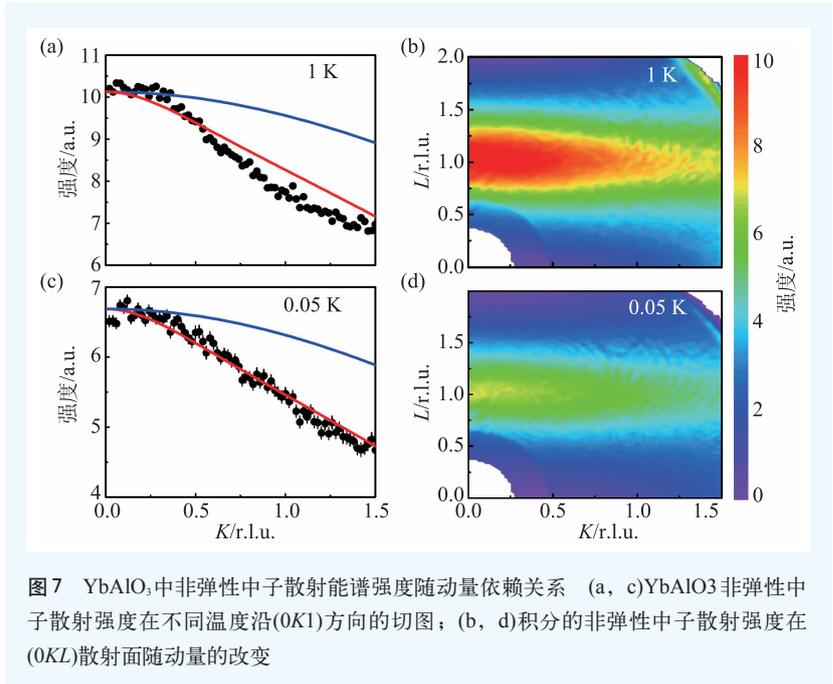


图7 YbAlO₃中非弹性中子散射能谱强度随动量依赖关系 (a, c)YbAlO₃非弹性中子散射强度在不同温度沿(0K1)方向的切图；(b, d)积分的非弹性中子散射强度在(0KL)散射面随动量的改变

方。对于一般的弱自旋轨道耦合的自旋体系，单个自旋的各向异性很弱($g^{xx} \simeq g^{yy} \simeq g^{zz}$)，因而最终散射截面是由不同分量 $S^{\alpha\beta}$ 的叠加。同时，极化因子也会相应叠加成一个常数

$$\sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{Q}_\alpha \hat{Q}_\beta) = \text{const}. \quad (2)$$

所以，一般情况下，这一项很少会被特别考虑进来。然而，对于强自旋轨道耦合的稀土离子来说，强的各向异性，尤其Ising的情况，会导致 g 因子之间差别很大($(g^z)^2 / (g^y)^2 > 100$)。从上面散射截面公式可以看出，此时总的散射截面将会由纵向方向的分量所主导，相应的散射截面变为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \propto |F(\mathbf{Q})|^2 (1 - \hat{Q}_z \hat{Q}_z) (g^z)^2 S^z(\mathbf{Q}, E) + O((g^y)^2). \quad (3)$$

而横向涨落的分量正比于小量 $O((g^y)^2)$ ，因此可以忽略。

图7展示的是YbAlO₃中非弹性中子散射能谱强度随动量依赖关系。可以看到，随着动量的改变，散射强度沿着(0K0)方向，下降了接近30%。这大大超过了磁性结构因子 $|F(\mathbf{Q})|^2$ 的变化(图7(a)中蓝线)。但是，当把纵向分量的极化因子

考虑进去, 总体的强度随(0K0)方向的改变就可以被很好的解释(图7(a)中红线)^[6]。所以, 通过对非弹性中子散射能谱色散及极化因子的研究, 不仅可以知道自旋怎么动, 还可以知道自旋沿着哪个方向动。

3.3 自旋基态与选择定则

研究发现在含稀土离子Yb的磁性体系中可以表现出各种有趣的自旋激发能谱。然而, 在这里, 还有一个问题: 不同的稀土离子都可以表现出类似的性质吗? 尽管要回答这个问题, 还需要做更多的工作来理清里面的细节。不过, 目前我们认为, 不是所有的稀土离子都可以观测到类似的性质, 而且, 即使同一种稀土离子, 在不同的环境中, 也可能会有不同的结果。为了便于比较, 以具有相同钙钛矿结构的氧化物DyScO₃为例。

图8展示的分别是DyScO₃的磁结构和中子漫散射在(HOL)散射面内的强度随动量变化。不管是磁结构还是自旋的各向异性, DyScO₃都和YbAlO₃非常接近。从中子漫散射的结果分析, 也可以发现, Dy自旋之间的关联沿c轴方向最强, 而沿着ab面则相对比较弱。这从(001)附近椭圆形状磁性漫散射峰也可以看出。所有这些, 都和YbAlO₃的预期非常接近, 表明DyScO₃中正三价的Dy离子同样组成了沿着c方向的一维反铁磁链。然而, 进一步中子非弹性散射实验却发现, 在低能情况下, DyScO₃不存在任何非弹性散射的自旋激发谱^[10]。通过对晶体场的细致分析, DyScO₃

中Dy的自旋基态可以写成以下普遍的形式:

$$E_{0\pm} = \alpha|\pm 15/2\rangle + \beta|\pm 13/2\rangle + \gamma|\pm 11/2\rangle + \delta|\pm 7/2\rangle + \varepsilon|\pm 5/2\rangle + \zeta|\pm 3/2\rangle + \eta|\pm 1/2\rangle + \alpha'|\mp 15/2\rangle + \beta'|\mp 13/2\rangle + \gamma'|\mp 11/2\rangle + \delta'|\mp 7/2\rangle + \varepsilon'|\mp 5/2\rangle + \zeta'|\mp 3/2\rangle + \eta'|\mp 1/2\rangle. \quad (4)$$

经过计算, 可以发现其中很多系数为零, 如 $\eta = \alpha' = \beta' = \gamma' = \delta' = \varepsilon' = \zeta' = \eta' = 0$ 。这和YbAlO₃中的情形很不相同^[10, 11]。这带来的一个直接后果就是 $\langle E_{0\mp} | S^+ | E_{0\pm} \rangle = \alpha\beta' + \alpha'\beta + \dots = 0$ 。受限于中子散射选择定则 $\Delta S = 1$, 这些Ising自旋向上和向下的基态不能自由翻转, 或者说自旋链中产生的自旋畴壁不能自由的传播, 从而无法形成类似自旋子一样的准粒子激发。这和DyScO₃中没有观察到非弹性的自旋子激发能谱吻合。然而, 必须强调的是, 这并不一定代表含Dy离子的其他材料也不能看到非弹性的自旋波或者自旋子激发, 更多的是需要结合稀土离子所处的点群对称性和相应的晶体场基态来综合考虑^[10, 11]。

4 总结与展望

文章结合最近在稀土钙钛矿体系中的研究成果, 简单介绍了非弹性中子散射在研究稀土离子相关自旋动力学行为中所起的作用。稀土钙钛矿氧化物家族具有丰富磁相关功能效应, 一直吸引着凝聚态物理及材料科学等众多方向的研究兴趣。中子散射研究结合传统的热力学测量表征手段, 将会有助于加深对这类体系中磁电、磁光以及磁热物理机理的全面认识。

先进的稳定运行的中子源是所有中子相关科学的研究基础。随着中国整个科学事业的快速发展, 越来越多的物理, 材料及生物化学相关领域亟需利用中子散射技术深化对材料的相关理解。然而, 到国外的大科学装置上做实验, 不仅申请及差旅审批耗时较长, 而且束流时间极为有限, 非常不利于热点前沿相关研究的

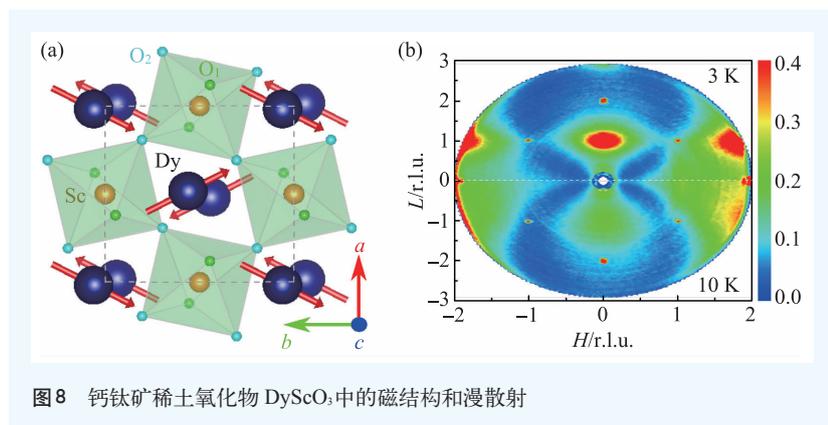


图8 钙钛矿稀土氧化物 DyScO₃中的磁结构和漫散射

开展。中国散裂中子源(CSNS)顺利筹建,并于2018年通过验收,为我国先进能源、生物化学、凝聚态物理、材料科学等前沿研究提供了先进且不可替代的研究平台。未来非弹性中子散射相关谱仪的建成,必将极大的促进相关科研领域的快速发展。

致谢 感谢美国橡树岭国家实验室 Andrey Podlesnyak 博士对本文中子散射相关工作的大力支持和帮助,感谢中国科学院物理研究所郭尔佳研究员对本文工作的有益讨论和大力支持。

参考文献

- [1] Squires G L. Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering. Cambridge: Cambridge University Press, 1978
- [2] Lovesey S W. Theory of neutron scattering from condensed matter(Vol. 2). Oxford: Clarendon Press, 1984
- [3] Lacroix C. Introduction to frustrated magnetism: Materials, experiments, theory(Vol. 164). Heidelberg: Springer-Verlag Berlin, 2011
- [4] Zaliznyak I A, Lee S H. Magnetic Neutron Scattering, Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials. Springer, Heidelberg, 2005
- [5] Zheludev A. Neutron Scattering Lecture Notes
- [6] Wu L S *et al.* Nat. Commun., 2019, 10: 698
- [7] Mourigal M *et al.* Nat. Phys., 2013, 9: 435
- [8] White R L. J. Appl. Phys., 1969, 40: 1061
- [9] Nikitin S E *et al.* Phys. Rev. B, 2018, 98: 064424
- [10] Wu L S *et al.* Phys. Rev. B, 2017, 96: 144407
- [11] Wu L S *et al.* Phys. Rev. B, 2019, 99: 195117



欧普特科技
GOLDEN WAY SCIENTIFIC

北京欧普特科技有限公司

Golden

WAY SCIENTIFIC 专心/专注/专业

二十年的默默耕耘,风雨兼程,铸就了欧普特人“专心”、“专注”、“专业”的风格和品质,孜孜不倦地对创新和品质的追求,让欧普特具备了全线覆盖低,中,高,超高功率激光光学元件的加工生产和检测能力。

伴随中国激光行业的蓬勃发展,欧普特愿与您共同进步,砥砺前行,为中国光电事业的发展 and 进步共同尽一份心力和责任。

精密光学元件

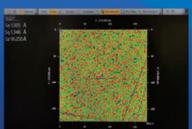
1. 球面透镜
2. 柱面&非球面透镜
3. 光学棱镜
4. 反射镜(玻璃&金属)
5. 光学窗口
6. 偏振&消偏元件
7. 滤光片
8. 光栅



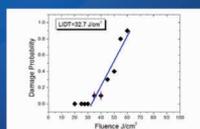
激光器件

1. 扫描场镜(紫外-红外)
2. 线扫描头
3. 紫外远心镜头
4. 中继镜
5. 扩束镜





(熔石英基材, 直径50.8mm光学窗口)



(单晶硅基材, 1070nm高反膜)



关注二维码



北京市朝阳区酒仙桥东路
1号M7栋东五层



www.goldway.com.cn
Email: optics@goldway.com.cn



Tel: +86-(0)10-8456 0667
Fax: +86-(0)10-8456 9901



我们提供一站式真空解决方案

Pfeiffer Vacuum (普发真空) 代表着在全世界范围内为客户提供创新的、定制化的真空解决方案，完美的技术，全方位的支持和可靠的服务。我们是真空技术领域一家能够提供完整产品线的供应商：

- 最高可达 10^{-13} hPa 的真空泵
- 真空测量和分析仪器
- 检漏仪和完整性测试系统
- 真空系统和AMC(分子污染物)解决方案
- 真空腔体和配件

您是否正在寻找出色的真空解决方案？请联系我们：

Pfeiffer Vacuum (Shanghai) Co., Ltd. · 普发真空技术(上海)有限公司

T +86 21 3393 3940 · www.pfeiffer-vacuum.com



官方微信