

非弹性中子散射谱仪 的物理应用

冯雨^{1,2} 任清勇^{1,2} 沈俊英^{1,2} 罗伟^{1,2} 童欣^{1,2}

(1. 中国科学院高能物理研究所 100049; 2. 散裂中子源科学中心 523803)

一、引言

现代工业以及日常生活中离不开各种各样的高性能材料,这些材料优异的性质取决于其微观结构或者动力学行为。对复杂材料例如高温超导体、量子磁性材料、低维半导体、拓扑磁性材料、磁相变材料、热电材料等,其内部自旋、轨道、电荷、声子多体相互作用是关键因素。这些研究不仅涉及基础前沿重大科学问题,也是我国科技发展的重大战略需求。

对于材料微观尺度的研究使用可见光的显微镜已经不能满足需要,目前最常见的媒介包括X光、电子和中子。相较于其他技术手段,中子有许多独特的优势:第一,中子是不带电的中性粒子,与材料中的电子不发生库仑相互作用,因此具有很好的穿透性,可以对材料进行无损测量,并且可以在测量过程中施加如低温、磁场、压力等极端环境;第二,中子虽然不带电,但是具有 $1/2$ 的自旋,带有磁矩,可以通过磁偶极矩作用来探测材料中的未配对电子和磁矩,在磁性材料的研究中具有独一无二的优势;第三,中子束的波长和一般固体材料的晶格尺寸在同一个数量级,其能量也和许多材料的元激发能量相近,所以拥有着很好的动量与能量分辨率;第四,相比于X光,中子对于氢、锂、碳等较轻元素比较敏感,可以用来探测蛋白质等有机物或锂离子电池等的结构。基于这些优势发展出的中子散射技术在研究固体材料的晶格结构,磁结构以及晶格振动、自旋激发方面有着很广泛的应用。

二、中子散射技术原理

中子散射的原理很简单,波矢为 k_i ,能量为 E_i 的入射中子束,进入样品并经过散射过程,其能量或动量将发生转移,这些变化可以通过测量出射中子的波矢 k_f 和能量 E_f 而得到确定。中子的散射过程同样也满足动量和能量守恒定律,散射前后的中子能量和动量与散射过程中转移的波矢 Q 和能量 E 之间的关系可以由图1描述。

如果散射过程中中子只和原子核或者材料中的静态有序磁矩发生作用,没有能量转移,这种散射过程被称作弹性中子散射,可以用来探测材料中的晶格结构或磁结构。如果中子和材料中的晶格振动或者磁激发等发生相互作用而产生了能量转移,则该散射过程被称为非弹性中子散射。通过测量探测器上接受到的中子数量可以很好地确定散射截面,从而直观地理解中子在材料中的散射过程,得到其相应的结构和动力学信息。

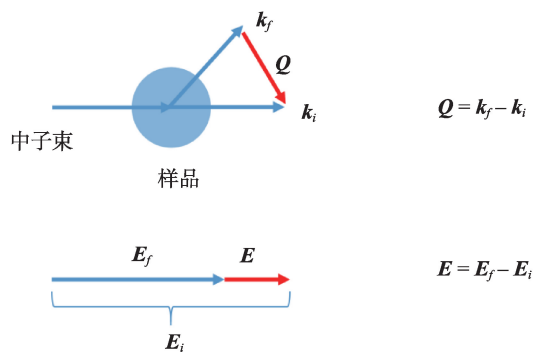


图1 中子散射的能量守恒与动量守恒原理示意图

三、中子散射的谱仪

用于进行非弹性中子散射实验的仪器一般被称为中子散射谱仪,常见的类型包括三轴谱仪和飞行时间谱仪。三轴谱仪,顾名思义,有三个可以独立绕轴旋转的部分,分别是单色器、样品台和分析器,图2展示了三轴谱仪的基本构造。单色器是一块单晶,通过布拉格衍射来选择特定波矢和能量的入射中子。样品台也可以转动来改变样品的方向。分析与单色器类似,也是一块单晶,通过改变和样品台的角度来区分具有特定波矢和能量的出射中子。这样,研究人员就可以根据得到的入射和出射中子的数据来得到散射过程中发生的动量和能量转移行为,进而来分析样品微观结构的动力学行为。三轴谱仪一般利用的是核反应堆提供的高通量中子。

另外一种中子散射谱仪主要是利用散裂中子源产生的脉冲中子,叫做飞行时间谱仪,是通过测量中子的飞行距离以及飞行时间确定中子能量。散裂中子源产生的脉冲中子是有能量分布的,进入斩波器后,只有特定速度窗口的中子可以通过,这样就可

以选择得到特定能量 E_i 的中子。飞行时间谱仪和三轴谱仪最大的不同在于探测器的布局,前者可以在样品台后的真空腔体中布置大面积的氦三管探测器。每根氦三管探测器都可以记录散射后的中子到达其位置的时间,从而得到出射中子的能量 E_f ; 而根据其本身相对于样品的位置,又可以获得出射中子的波矢 k_f 。相较于三轴谱仪单次测量只能测量一个点,时间飞行谱仪的最大优点就是可以在一次测量过程中同时得到比较大范围的动量空间和能量空间,测量效率得到极大地提升,信号也更加直观。

中国散裂中子源(CSNS)正在建设国内第一台非弹性中子散射飞行时间谱仪,即高能非弹谱仪(HD)。该谱仪位于靶站大厅的五号线站,入射中子能量覆盖10到1500毫电子伏特,最佳分辨率可以达到3%,可以满足多种学科的实验需求。图3展示了高能非弹谱仪的基本构造和主要组成部分。高能质子轰击钨靶而产生的高能中子,经过退耦合水慢化器进行慢化,获得中高能量范围、且通量较高的中子束流。从慢化器到费米斩波器的距离是16米,从费米斩波器到样品位置是2米,从样品到探测器的距离是2.5米,这样的设置可以获得最佳能量分辨率。中子导管负责将中子高效传输到样品位置,由7段镀有镍钛合金的中子超镜组成,这些导管按照特定形状排列。高能非弹谱仪的斩波器系统由一个T0斩波器、两个带宽斩波器和两个费米斩波器组成。放在最前端的是T0斩波器,作用是消除瞬发高能中子和瞬发伽马射线的影响,材料采用镍超级合金。T0斩波器之后放置有两个带宽斩波器T1和T2,它们的作用是选取合适波段的中子并消除相邻脉冲周期的干扰。费米斩波器由一系列狭缝组成,用于中子能量的单色化选择。高能非弹谱仪配置有两个费米斩波器,共三组吸收包。两组直狭缝吸收包对应于不同波段的人射能量,而弯曲通道费米吸收包用于提供高分辨模式。通过费米斩波器和带宽斩波器之间的不同配合可以分别获得高分辨的多入射能量模式(Multi- E_i)和纯净的单色光模式,从而满足不同科学研究的需求。和

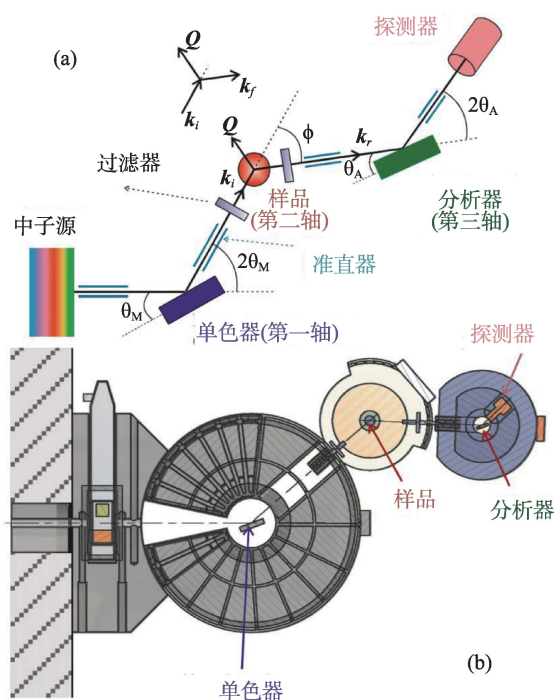


图2 三轴谱仪的结构示意图^①

三轴谱使用的单晶能量分析器不同,高能非弹谱仪使用的中子探测器是高压氦三探测器,其中子探测效率高,并且可以记录位置信息。氦三探测器由三米长和一米二长的两种氦三管组成,放置在大尺寸的真空腔体中,覆盖角度为水平 -30° 到 130° ,垂直 -30° 到 30° ,可以在单次实验中测得大范围的动量与能量空间。高能非弹谱仪还配备了多种样品环境,为实验提供多样化的测试条件。其低温恒温器可以覆盖 $5\sim 800$ 开尔文的温度范围;而其强磁场环境可以提供最大为7特斯拉的非对称磁场,并保留之后增加极化中子功能的条件。此外,高能非弹谱仪在真空腔体中安装了可摆动的径向准直器和探测器隔离板等设备,以便提高实验的信噪比。

四、非弹性中子散射的物理应用

非弹性中子散射在测量多种材料物性和动力学特性中有着非常多的优点,应用领域也非常广泛,下面我们举几个简单的例子进行说明。

4.1 非弹性中子散射在高温超导体领域中的应用

超导现象是指在一定温度下材料电阻变为零且磁通线被完全排出体外的现象。高温超导体物理性质丰富,在工业生产日常生活中都有着非常广阔的应用前景,但是受到其物理和力学性能的限制,目前还不能大规模使用。高温超导机制是凝聚态物理研究的最重要课题之一,涉及对当今物理学基本范式的挑战。传统金属和合金超导体的机制都可以使用BCS理论很好地进行解释,该理论以其建立者巴丁(J.Bardeen)、库珀(L.V.Cooper)、施里弗(J.R.Schrieffer)的名字首字母命名,这类超导体被称为常规超导体或者BCS超导体^②。BCS理论认为超导体中的超导电子是成对出现的,也就是库珀对,约束电子配对的“胶水”来自晶格振动(即声子)。但是BCS理论框架下的常规超导体转变温度 T_c 很低,从而限制了其实际应用潜力。1986年,一系列铜氧化物超导体的发现,突破了BCS理论预言的超导转

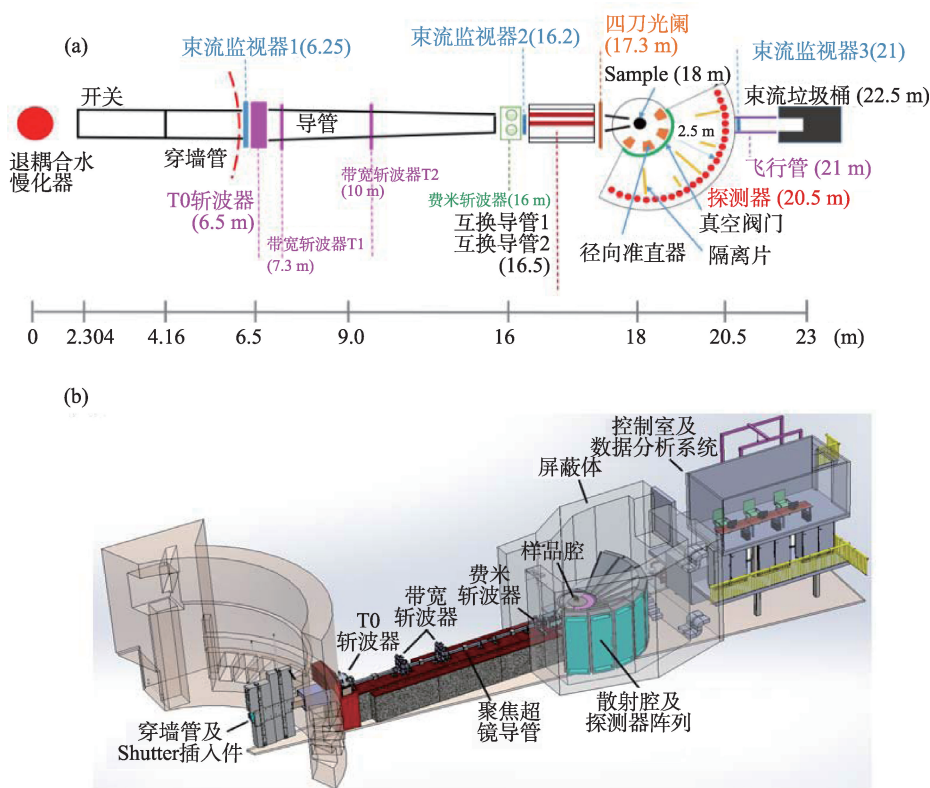


图3 高能非弹谱仪的结构和主要组成部件

变温度上限。之后又有多种高温超导体被发现,基于电声耦合作用的BCS理论无法再用来解释它们超导配对机制。这些不能使用BCS理论来理解的超导体被统称为非常规超导体,其中典型的两类为铜基超导体和铁基超导体。

研究发现高温超导现象大多与反铁磁涨落有关,所以目前普遍认为磁性在高温超导体中扮演着至关重要的作用^③。而中子散射技术因其在磁性测量方面的独一无二的优势,逐渐成为高温超导体研究的重要工具,并为相关超导机制的研究提供了许多关键实验证据。一方面弹性中子散射(即衍射)实验发现铜基和铁基超导体母体材料具有反铁磁结构,另一方面非弹性中子散射测量结果显示其母体磁激发出现在动量空间的(1,0)及其对称位置,随着能量升高而发生色散(即自旋波),如图4所示^③。通过分析非弹性中子散射测得的自旋波可以得到磁关联强度等重要信息,为高温超导体的研究打下了坚实的基础。

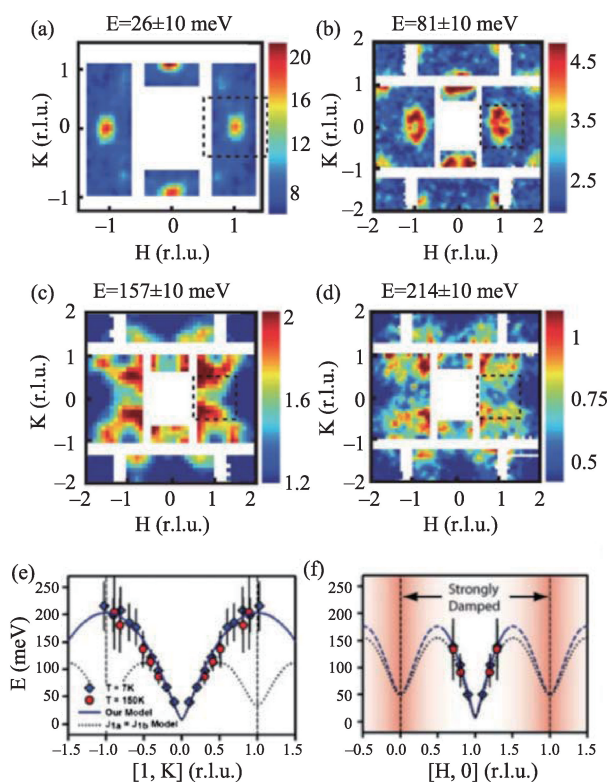


图4 铁基超导体母体非弹性中子散射测量信号。(a)—(d)倒空间里不同能量的激发;(e),(f)激发信号在能量空间的色散关系^③

对超导态下的高温超导体的中子散射测量发现磁激发在超导态下依然存在,但是在磁性布拉格峰附近打开一个能隙,且在该能隙与其二倍能量之间出现了一个急剧增强的激发信号(图5(a),(b))^④。大量的中子散射实验观察发现,这个增强的磁激发是高温超导体一个普遍特征,被称为“自旋共振态”,而磁激发谱中出现的能隙被称为“超导自旋能隙”。自旋共振态只出现在超导转变温度之下,表现为超导序参量,并且峰值激发能量和超导转变温度成线性相关(图5(c))^⑤。这些特征表明自旋共振态和高温超导的配对机制存在着十分密切的关系。基于弱耦合的自旋激子理论认为如果超导配对波函数在费米面不同位置存在符号改变(反相位),例如 d 波或 s_{\pm} 波配对,由于粒子-空穴对的产生,超导态的动态磁化率会在两倍超导能隙 2Δ 之下出现尖锐的自旋共振峰^{⑥⑦}。因此,在超导态下观察到自旋共振模式被认为是具有反相超导序参量的有力证据,也是非弹性中子散射在高温超导研究领域的最重要贡献之一。

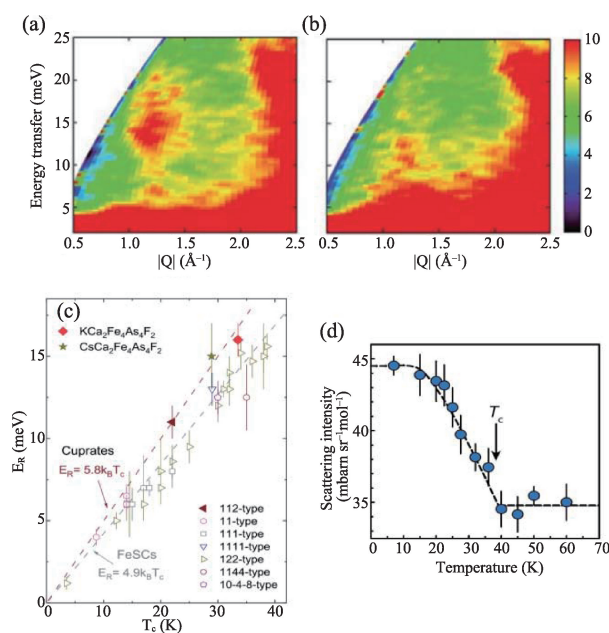


图5 高温超导体中的自旋共振态。(a),(b)铁基超导体 $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ 中自旋共振态出现在超导温度之下,在正常态消失;(c)自旋共振态的能量和超导转变温度成线性关系;(d) $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ 中自旋共振态的超导序参量行为^{④⑤}

4.2 非弹性中子散射在阻挫磁性与量子涨落材料中的应用

在很多固体材料中,因为原子磁矩之间存在相互作用,在温度降低的情况下,磁矩趋向于形成某种有序排列。但是当磁相互作用存在阻挫竞争时,不同的磁基态拥有相同或者接近的能量,互相之间会存在竞争,从而使系统的整体磁矩无法有效地进入稳定的有序态。如果系统存在强量子涨落,其基态则是各个态的量子叠加态,此时虽然自旋之间高度关联纠缠,但直到绝对零度也不会进入磁有序,这种超越朗道相变理论的物质态被称为量子自旋液体。量子自旋液体的概念在1973年由P. W. 安德森首先提出^⑧,并在1987年被尝试用来解释高温超导机理^⑨,最近几年人们又发现其在量子计算和量子信息中也有着潜在的应用前景^⑩。除此之外,在阻挫材料体系中还存在着自旋冰、隐藏序和量子伊辛磁性等新奇量子现象,是凝聚态物理研究的前沿热点。

由于量子自旋液体态没有传统朗道相变对应的对称性破缺和序参量,因此量子自旋液体的实验验证有很大的难度。量子自旋液体一个行为是在绝对零度也不会发生磁相变,这个特征可以通过热力学测量、中子衍射、缪子自旋弛豫以及核磁共振等实验技术进行确认。但是这些手段无法获得量子自旋液体的动力学特征的完整图像,因此具有测量磁激发能力的中子散射技术成为关键的实验手段。理论上认为量子自旋液体的自旋激发中表现为非常宽的连续谱,而不同于磁振子激发所呈现的色散特征,这是因为常规磁性材料中是 $S = 1$ 的磁

振子激发,而量子自旋液体的元激发可以是 $S = 1/2$ 分数化自旋子激发,并具有长程量子纠缠。中子散射实验首先在一维反铁磁自旋链体系 $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{D}_2\text{O}$ 中证实了连续谱的存在^⑪。如图6所示,在零场的情况下,中子翻转一个自旋,形成自旋 $1/2$ 的自旋激子,其在能量空间表现为连续谱。在加入大磁场的情况下,自旋方向被极化,形成长程有序结构,表现为 $S=1$ 的自旋波激发,中子散射实验测到的就是有明显边界的锐利的色散谱。

需要指出的是,虽然一维自旋链也偶尔被称为量子自旋液体,但其自旋子激发是由于磁畴壁的运动产生,这区别于二维以上的量子自旋液体的形成机制,对于后者是否在真实的体系中存在还一直有很大争议。可能的候选材料包括三角格子的 κ -(BEDT-TTF)₂-Cu₂(CN)₃, Kagome 格子的 $\text{ZnCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_2$ 等材料^{⑫⑬}。具有三角格子的稀土 YbMgGaO_4 也是一种热门的量子自旋液体候选材料。 YbMgGaO_4 的磁矩是由稀土元素Yb的内层未占满的4f电子贡献的,具有非常强的自旋轨道耦合,且总角动量在周围离子的电场作用下进一步发生晶体场劈裂,因此具备很丰富的磁学性质。输运测量证实即使在极低温的情况下 YbMgGaO_4 也不存在磁有序,随后多个研究团队对其低温磁激发的行为开展了大量的非弹性中子散射测量。如图7所示^⑭,该材料中的磁激发并不是尖锐的磁振子激发,而是非常宽的连续谱,这和之前提到的一维自旋链中的结果很类似。激发信号主要集中在布里渊区边界附近,但占据了大部分的布里渊区,这也是和预期的自旋子激发相吻合。再仔细观察沿着高对称方向的色散,证实了这

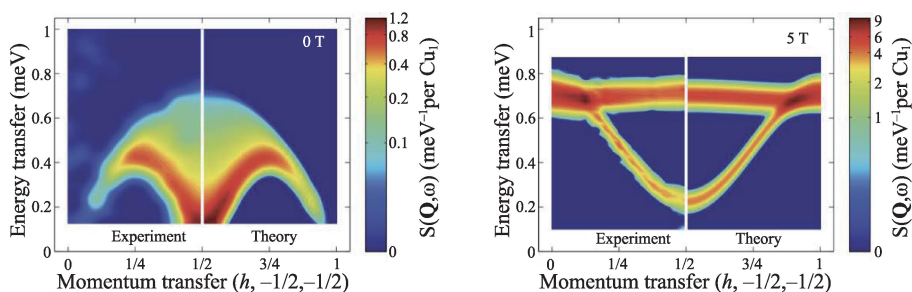


图6 一维反铁磁自旋链体系 $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{D}_2\text{O}$ 中非弹性中子散射实验结果和理论计算结果的对比。零场下是连续谱的激发,加场的情况下是存在明显边界的锐利激发

种连续谱普遍存在于整个磁激发的带宽之内,但同时又存在明显的色散,具有明显的激发边界。理论上存在自旋子费米面的量子自旋液体中的自旋子具有单粒子能带结构,并且在这里处于半填满的状态,形成了非常大的费米面。在自旋子激发过程中,费米面以下的自旋子被激发到费米面以上,形成了粒子—空穴对,其能量和动量与被散射中子整体守恒,但单个自旋子的动量能量并不唯一,形成一个连续谱^{⑤⑥}。这就说明 YbMgGaO₄很可能是一种具有自旋子费米面的量子自旋液体材料。

除了量子自旋液体,非弹性中子散射还探测到稀土元素组挫材料中蕴藏着许多其他奇特的物理性质。比如在三角格子的 TmMgGaO₄ 中存在着多极矩隐藏序现象,如图 8 所示,由非弹性中子散射实验得到的自旋激发和二维的伊辛模型差别很大^⑦。磁化率实验表明 TmMgGaO₄ 对于沿着面内方向的外场几乎没有响应,这就暗示其有效哈密顿量是罕

见的内禀横场伊辛模型。有效自旋 z 方向的分量 S_z 呈现出常规的偶极矩行为,但是面内的 S_x/S_y 分量则呈现出多极矩的行为。对于横场伊辛模型,横场产生的量子涨落会使得原本磁矩大小固定的伊辛自旋在不同的格点产生不同的调制,其低温基态是自旋上一下一零的三子格序,其中自旋向上和向下的磁矩大小被量子涨落压制,第三个格子的波函数中自旋向上和向下拥有同样的振幅,因此 z 方向自旋为零。从平均场角度考虑,模型可以等效为磁矩固定的自旋往横场方向(可以假设为 y 方向)偏转, S_y 形成了铁多极矩隐藏序,但不对外场或中子响应,因而中子衍射只能测量到 S_z 分量。对于经典磁激发, S_z 的磁激发只有 S_{xx}/S_{yy} 分量。但对于 TmMgGaO₄, S_x/S_y 的偶极矩行为使得中子散射无法探测 S_{xx}/S_{yy} 只能观测到 S_{zz}。同时 S_{zz} 也直接对应着量子激发,来源于量子涨落导致的 S_z 的变化,类似于一维材料中的纵向激发^⑧。基于横场伊辛模型的平均场计算

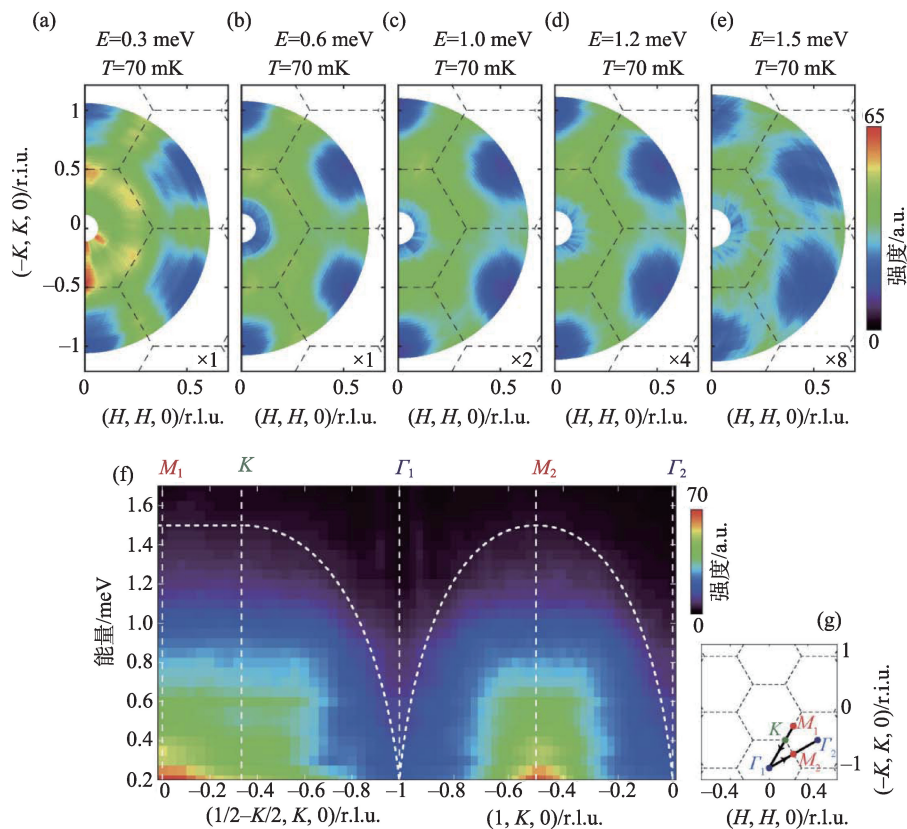


图7 YbMgGaO₄中的自旋子激发(a)—(e)自旋子激发在 HK0 面内的强度分布;
(f)自旋子激发沿着(g)中所示高对称方向的色散关系;(g)倒空间示意图^⑧

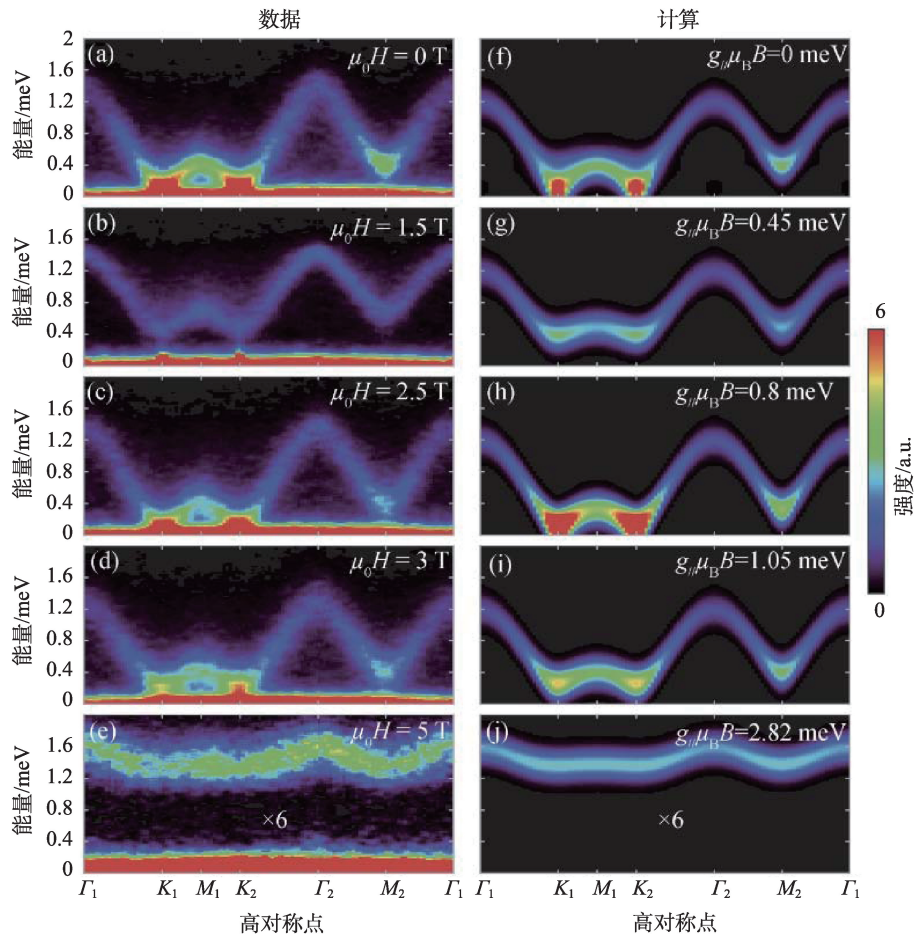


图8 TmMgGaO₄中的磁激发色散关系 (a)—(e)沿着图5(b)所示高对称方向的中子散射强度随外场的变化；(f)—(j)横场伊辛模型的线性自旋波计算结果

结果与中子散射的数据高度吻合。

4.3 非弹性中子散射在热电材料中的应用

基于赛贝克效应和帕尔贴效应的热电材料可以实现电能与热能之间的相互转换,在废热热能回收、空间开发、微型制冷等领域具有广泛的应用前景^①。热电材料的性能主要决定于其无量纲的热电优值zT。高zT的优异热电材料一般需要同时具有良好的电学性能和尽可能低的热导性能,因此电输运与热输运性质的研究与调控是热电材料研究的最重要手段之一^②。电输运与热输运的微观图像是各种不同的散射机制,例如在电输运方面涉及到缺陷散射、声学声子散射和极化光学声子散射等,而在热输运方面包括各种点缺陷、线缺陷和面缺陷对声子传输的散射,同时包括电-声子和声子-声子之间的

相互散射等。从这些散射机制看,声子总是扮演着非常重要的角色,因此对声子(即量子化的晶格热振动)的研究是热电材料研究的一个重要方向,而非弹性中子散射技术在其中扮演着重要的角色^{③④}。

半哈斯勒合金是一类重要的半导体热电材料,不仅具有优异的热电性能,而且其机械性能和化学稳定性也非常优异。相关电输运性质的研究重要集中在点缺陷散射、晶界散射和声学声子散射三方面。本文的部分作者通过非弹性中子散射实验测量了具有不同载流子浓度的ZrNiSn_{1-x}Sb_x样品的晶格热振动情况,并获得相应的声子态密度(图9(a), (b))。结合宏观输运性质以及理论计算发现,该系列样品在低载流子浓度情况下存在明显的纵-横光学声子劈裂(LO-TO splitting)和很强的极化光学声子散射;但是随着载流子浓度的增加LO-TO

splitting 会被逐渐关闭,且可以有效屏蔽并降低极化光学声子散射对载流子迁移行为的阻碍作用,从而促进电输运性质(图9(c),(d))。与此同时,载流子浓度的增加也会强化声学声子散射,这样载流子浓度对两种不同散射机制一升、一降的作用导致宏观载流子迁移率发生一个非单调的行为,与实验观察结果吻合。根据这些研究成果,该工作建立了一个载流子散射相图,可以为热电材料性能的优化提供了新的指导³³。

具有简单氯化钠结构的PbTe化合物是一种成熟的、商业化的热电材料,具有非常低的晶格热导率,但是相关的物理机制一直存在争议。美国橡树岭实验室的Delaire等教授通过非弹性中子散射实验仔细观察了该材料中的声子色散谱(见图10)³⁴。(图9(a),(b))显示该样品的纵声学声子(LA)存在特定布里渊区存在明显的弱信号,且明显伴随着纵光学支之间的一个连续分布,说明该材料中存在明显的LA-LO之间的相互散射作用;另一方面横光学支(TO)在布里渊区中心存在一个明显的“瀑布”效应,

即极强的声子软化现象。配合理论计算发现,PbTe中Pb的6p轨道与Te的5p轨道存在杂化,但是Pb半充满的p轨道和Te的非线性极化会导致铁电失稳,从而引起非简谐的离子势能³⁵,并最终导致声子色散的异常和宏观低热导性能。

4.4 非弹性中子散射探测蛋白质动力学

蛋白质是生物体的重要组成部分,具有非常多的功能,不同的结构决定了其不同的功能。但是只关注蛋白质的静态结构还是不够的,生命体绝大多数的功能过程都是通过蛋白质特定的三维运动来实现的。非弹性中子散射技术是研究蛋白质动力学信息的一种重要手段。相较于X光,中子对蛋白质中的轻元素如氢、碳等更加敏感,而且对蛋白质的辐照损伤也更小,更加适合做长时间的测量,缺点是需要样品的量要大得多,且需要氘代。

我们知道在晶体材料中,原子会在格点位置不停地振动,其振动量子化的准粒子就是声子。蛋白质是软物质材料,不存在普遍意义上的周期性晶格

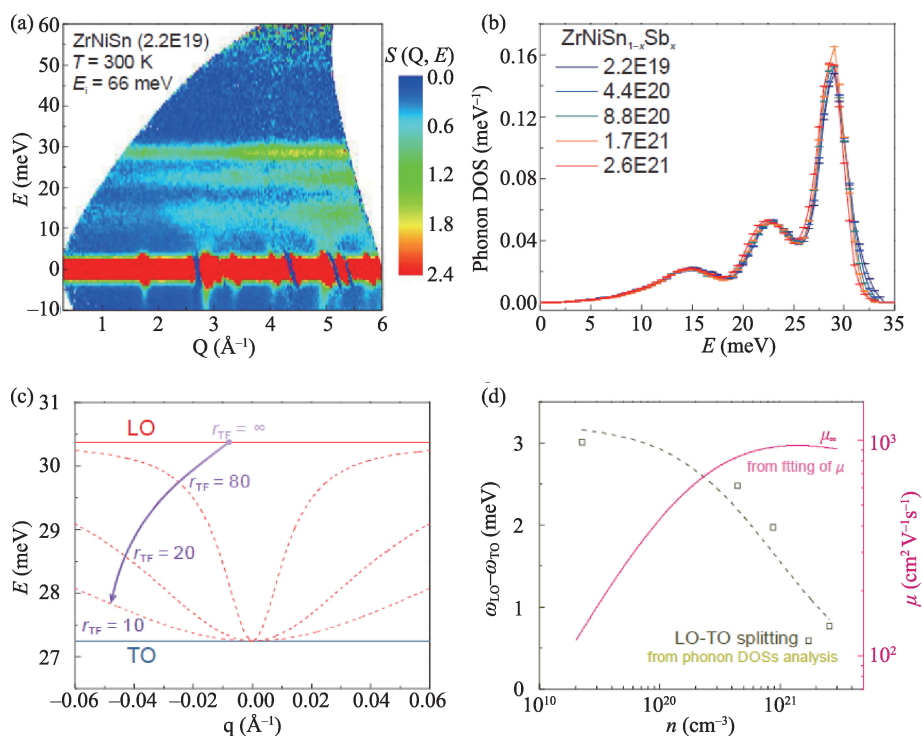


图9 (a) ZrNiSn 半哈斯勒热电材料的声子激发;(b) 通过非弹性中子散射实验获得的掺杂浓度不同的ZrNiSn_{1-x}Sb_x样品的声子态密度;(c) LO-TO劈裂与屏蔽效应;(d) 极化光学声子散射的屏蔽效应

排列,但是利用中子散射技术可以测到其内部类声子激发。图 11 是利用非弹性中子散射观测到的蛋白质中类声子振动随温度的变化。通过分析类声

子的色散关系随温度的变化,即研究声子能量(2~10 毫电子伏特)与动量(0.5~3 Å⁻¹)的关系,就可以得到蛋白质的内部运动在皮秒甚至飞秒量级的动力

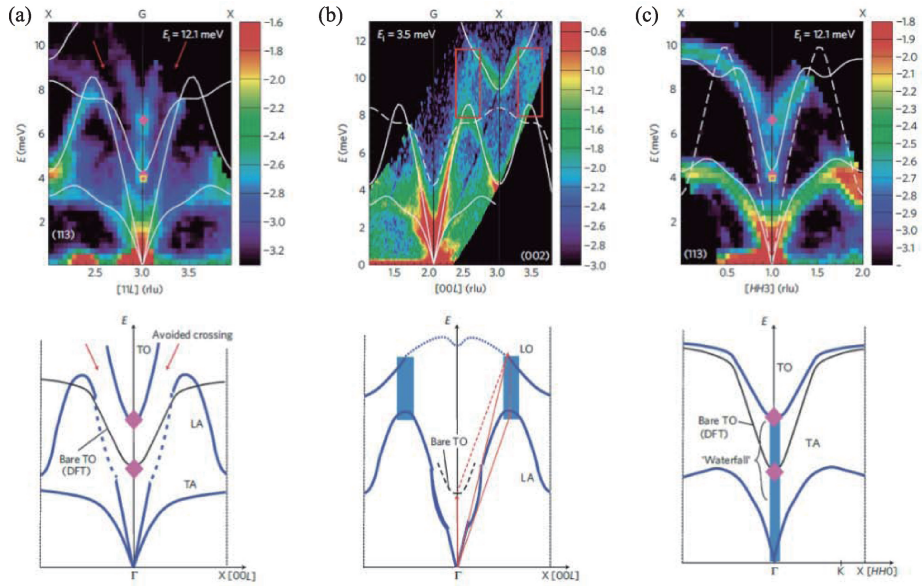


图 10 PbTe 热电材料延不同的方向(a) [11L] (b) [00L] 和(c) [HH3]的声子色散谱及其对应的由计算获得的声子谱

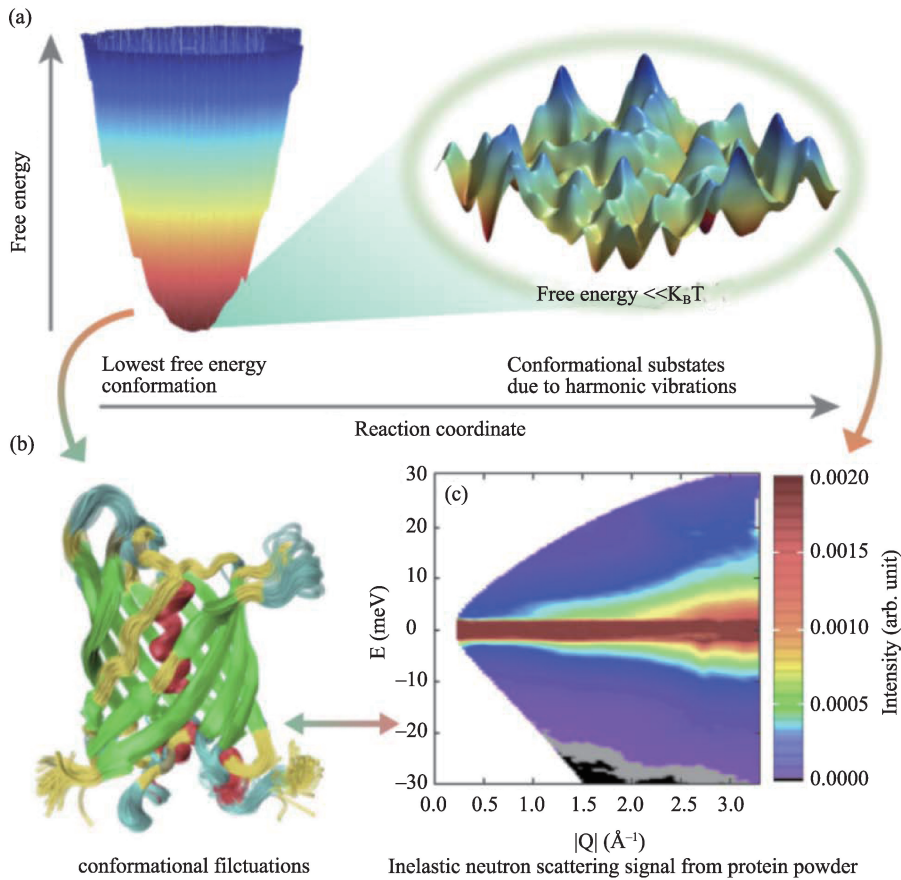


图 11 非弹性中子散射实验测到的蛋白质中的类声子激发,其描述蛋白质动力学的能量景观具有多层级结构

学信息。研究发现蛋白质动力学的能量景观呈多层次结构,可能与蛋白质的生物活性及功能相关^⑤。

另外用中子散射技术还可以探测蛋白质的运动过程。例如最近有科学家对重要的药物靶蛋白细胞色素P450进行了中子散射实验,通过对数据进行分析后发现该蛋白通过其内部三个局域特殊的扭转运动来吞噬小分子。此实验不仅给出了细胞色素蛋白吞噬药物小分子可能的运动过程,还精确给出了这一运动的时空间尺度。这一方法在原子尺度上给出了蛋白质骨架运动的三维时空间信息,比当下流行的基于结构的推测方法更精准可靠。它可以广泛运用到各种蛋白质体系,帮助科研人员深刻了解作为生命载体的蛋白质分子其结构、动力学及功能的内在联系,对于药物研发、生物酶的设计等都有积极意义^⑥。

五、总结

中子散射技术在测量材料微观尺度的结构特征和动力学信息中拥有诸多优点,在多学科交叉领域发挥着不可替代的作用。我们在中国散裂中子源即将建设完成的高能非弹谱仪性能预计达到国际先进水平,同时还计划建设一台冷中子非弹谱仪以及一台极化非弹谱仪覆盖不同能量尺度和分辨率,可以满足多类材料的非弹中子散射实验需求,将为我国物理、生物、医药、化学等方向的研究提供重要工具,填补相关方面的空白。

参考文献

- ① Yamani Z, Tun Z, Ryan D H. Neutron scattering study of the classical antiferromagnet MnF_2 : a perfect hands-on neutron scattering teaching course[J]. Canadian Journal of Physics, 2010, 88(10): 771-797.
- ② Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Theory of Superconductivity [J]. Physical Review, 1957, 108(5): 1175-1204.
- ③ Dai P. Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors [J]. Reviews of Modern Physics, 2015, 87(3): 855-896.
- ④ Christianson A D, Goremychkin E A, Osborn R, et al. Unconventional superconductivity in $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ from inelastic neutron scattering[J]. Nature, 2008, 456(7224): 930-932.
- ⑤ Hong W, Song L, Liu B, et al. Neutron spin resonance in a quasi-two-dimensional iron-based superconductor[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(11): 117002.
- ⑥ Schrieffer J R. Theory of superconductivity [M]. MA: Benjamin, 1964.
- ⑦ Scalapino D J. A common thread: The pairing interaction for unconventional superconductors [J]. Reviews of Modern Physics, 2012, 84(4): 1383-1417.
- ⑧ Anderson P W. Resonating valence bonds: A new kind of insulator? [J]. Materials Research Bulletin, 1973, 8(2): 153-160.
- ⑨ Anderson P W. The resonating valence bond state in La_2CuO_4 and superconductivity[J]. Science, 1987, 235(4793): 1196-1198.
- ⑩ Ioffe L B, Feigel'man M V, Ioselevich A, et al. Topologically protected quantum bits using Josephson junction arrays[J]. Nature, 2002, 415(6871): 503-506.
- ⑪ Mourigal M, Enderle M, Klöpperpieper A, et al. Fractional spinon excitations in the quantum Heisenberg antiferromagnetic chain[J]. Nature Physics, 2013, 9(7): 435-441.
- ⑫ Rösslhuber R, Pustogow A, Uykur E, et al. Phase coexistence at the first-order Mott transition revealed by pressure-dependent dielectric spectroscopy of κ -(BEDT-TTF) $_2$ - $Cu_2(CN)_3$ [J]. Physical Review B, 2021, 103(12): 125111.
- ⑬ Helton J S, Matan K, Shores M P, et al. Spin dynamics of the spin-1/2 kagome lattice antiferromagnet $ZnCu_3(OH)_6Cl_2$ [J]. Physical review letters, 2007, 98(10): 107204.
- ⑭ Shen Y, Li Y D, Wo H, et al. Evidence for a spinon Fermi surface in a triangular-lattice quantum-spin-liquid candidate[J]. Nature, 2016, 540(7634): 559-562.
- ⑮ Li Y D, Lu Y M, Chen G. Spinon Fermi surface U(1) spin liquid in the spin-orbit-coupled triangular-lattice Mott insulator $YbMgGaO_4$ [J]. Physical Review B, 2017, 96(5): 054445.
- ⑯ Li Y D, Shen Y, Li Y, et al. Effect of spin-orbit coupling on the effective-spin correlation in $YbMgGaO_4$ [J]. Physical Review B, 2018, 97(12): 125105.
- ⑰ Shen Y, Liu C, Qin Y, et al. Intertwined dipolar and multipolar order in the triangular-lattice magnet $TmMgGaO_4$ [J]. Nature communications, 2019, 10(1): 1-7.
- ⑱ Grenier B, Simonet V, Canals B, et al. Neutron diffraction investigation of the H-T phase diagram above the longitudinal incommensurate phase of $BaCo_2V_2O_8$ [J]. Physical Review B, 2015, 92(13): 134416.
- ⑲ Vining C. B. An inconvenient truth about thermoelectrics. Nat. Mater. 8, 83-85 (2009).
- ⑳ Snyder G. J. & Toberer, E. S. Complex thermoelectric materials.

- Nat. Mater. 7, 105-114 (2008).
- ⑲ Ren Q., et al. Thermoelectric materials and inelastic neutrons scattering techniques. SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica 51, 087332 (2021).
- ⑳ 马杰 & 任清勇. 中子散射技术在热电材料研究中的应用. 西北大学学报 (自然科学版) 47, 783-795 (2017).
- ㉑ Ren Q., et al. Establishing the carrier scattering phase diagram for ZrNiSn-based half-Heusler thermoelectric materials. Nat. Commun. 11, 3142 (2020).
- ㉒ Delaire O., et al. Giant anharmonic phonon scattering in PbTe. Nat. Mater. 10, 614-619 (2011).
- ㉓ Zhang Y., et al. Anomalous Lattice Dynamics near the Ferroelectric Instability in PbTe. Phys. Rev. Lett. 107, 175503 (2011).
- ㉔ Shrestha U R, Mamontov E, O'Neill H M, et al. Experimental mapping of short-wavelength phonons in proteins[J]. The Innovation, 2022, 3(1).
- ㉕ Hong L, Jain N, Cheng X, et al. Determination of functional collective motions in a protein at atomic resolution using coherent neutron scattering[J]. Science advances, 2016, 2(10): e1600886.



科苑快讯

皮肤慢性瘙痒的原因

日本九州大学等组成的国际研究组在论文中说, 皮肤瘙痒的主要原因之一是, 反复抓挠导致神经中特定蛋白质增加, 提高了神经的活动量。根据这一研究成果, 有望开发出治疗瘙痒的药物。

感到瘙痒时, 抓挠几下就能解痒, 被认为是清除螨虫等异物的自我防卫反应。但是, 特异性皮炎和接触性皮炎伴随的慢性强烈瘙痒, 在反复抓挠后只会更加严重。

因此, 研究小组因此对患有异位性皮炎和涂抹异物引起的接触性皮炎的老鼠进行实验后发现, 反复抓挠使老鼠脊髓神经中向大脑发送皮肤瘙痒信号的“瘙痒传导神经”的活动增强。而通过剪指甲抑制抓挠刺激后, 这种神经活动就不会提高。

他们还发现, 反复抓挠皮肤会刺激连接皮肤和脊髓的感觉神经, 使“NPTX2”蛋白增加, 并运送至脊髓,

增加瘙痒传导神经的活动。没有NPTX2的老鼠, 瘙痒传导神经活动降低, 瘙痒减轻了三成。

1996年, 该研究组就发现了NPTX2。而在瘙痒传导神经中, 谷氨酸受体的相关反应也在提高, 研究人员于是发现了NPTX2的新功能。

通过一系列实验, 研究人员阐明了这样的原理: 反复抓挠感到瘙痒的皮肤, 会增加感觉神经中的NPTX2, NPTX2通过神经被运送到脊髓, 从而增加瘙痒传导神经的活动, 进而产生瘙痒(如图)。以前认为“瘙痒和抓破的恶性循环”主要原因在皮肤, 但现在发现神经系统也参与其中, NPTX2则起着重要作用, 这些因素一起导致了慢性瘙痒。

(高凌云编译自2022年6月1日Science Portal网站)

