科学通报
自然科学基金项目进展专栏 评 述
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

反铁磁材料中的磁子学研究进展

盛路通[1], 于海明[2*]

1. 深圳国际量子研究院, 深圳 518048
2. 北京航空航天大学集成电路科学与工程学院, 工业和信息化部自旋电子学重点实验室, 费尔北京研究院, 北京 100191
* 联系人, E-mail: haiming.yu@buaa.edu.cn

2026-01-10 收稿, 2026-05-06 修回, 2026-05-07 接受, 2026-05-09 网络版发表
国家自然科学基金(12504144, 12474104)资助

摘要 磁子学作为自旋电子学的重要分支, 近年来在反铁磁材料体系中取得了一系列突破性进展. 反铁磁磁子因其具有宽频响应、强抗磁干扰能力、超快动力学等独特物理特性, 受到研究者的广泛关注. 本文概述了反铁磁磁子学近年来的若干代表性进展. 首先, 从材料体系出发, 介绍了易轴与易面反铁磁材料的磁子构型与晶体结构特征, 并总结了基于电学和光学的主要磁子激发与探测方法. 随后, 重点回顾了不同材料体系中的反铁磁自旋泵浦研究进展. 在磁子输运方面, 以α-Fe_2O_3为代表, 着重讨论了其相干输运、干涉效应及手性调控等实验结果. 此外, 针对近年来备受关注的交错磁体这一特殊反铁磁体系, 介绍了其自旋构型和独特优势, 并展望了其在磁子学研究中的潜力. 最后, 总结了当前反铁磁磁子学在材料制备、器件集成与理论理解等方面面临的挑战与未来机遇.

关键词 反铁磁, 自旋电子学, 磁子, 交错磁体

自旋电子学是推动信息技术突破瓶颈的前沿学科之一, 旨在通过调控电子内禀的自旋属性来实现信息的存储与计算, 具有低功耗、非易失性和高集成度等优势, 因而被视为发展下一代存储与逻辑器件的关键方向[1,2]. 自旋波电子学是自旋电子学的重要分支, 近年来获得了领域内的高度关注. 在磁有序体系中(一般为铁磁材料), 局域磁矩受微扰后产生的进动会以波动形式传播, 这种集体激发模式即为自旋波[3]. 自旋波经量子化后的准粒子称为磁子, 因此自旋波电子学又被称为磁子学[4,5]. 磁子具有丰富的线性和非线性效应, 其物理机理与应用潜力已成为领域内的研究热点之一. 磁子在信息传输上展现出独特的优势: 信息通过自旋波传递无需电子移动, 能耗极低[6]; 与现有CMOS工艺及自旋电子器件兼容性强[2]; 工作频率覆盖吉赫兹至太赫兹范围; 能在超低温至室温的宽温区内稳定工作, 且表现出显著的非线性特性, 为新型低功耗、高频率的计算与信息处理提供了可能.

在过去几十年间, 相比备受瞩目的铁磁材料, 反铁磁材料因无宏观磁性且对外磁场无明显响应等特性, 一度被人们所忽视[7,8]. 在传统自旋电子器件(如磁性隧道结)中, 反铁磁材料仅被用作“钉扎层”, 以固定相邻铁磁层的磁化方向, 功能性较为单一[8]. 然而, 近年来的研究逐步揭示出反铁磁材料的独特物理优势: 例如, 隧道各向异性磁阻效应的发现[9,10], 以及自旋轨道力矩对反铁磁序的有效调控[11], 为实现基于反铁磁材料的非易失性存储器的读写操作提供了可能. 此类器件凭借其无杂散场的特性, 能显著抑制信息串扰, 并具备优异的抗磁干扰能力. 与此同时, 在磁子学领域, 反铁磁材料也展现出引人瞩目的潜力[12~14]. 其磁子具有更宽的共振频带, 拥有媲美铁磁材料的阻尼, 在太赫兹频段的信息传输与处理方面呈现出比铁磁材料更优越的性能, 为下一代低功耗、高速度自旋波器件的发展提供了新的材料平台. 本文将系统回顾反铁磁磁子学的关键进展、理想材料体系及其在器件应用方面的潜力与挑战.

引用格式: 盛路通, 于海明. 反铁磁材料中的磁子学研究进展. 科学通报
Sheng L, Yu H. Advances in antiferromagnetic magnonics (in Chinese). Chin Sci Bull, doi: 10.1360/CSB-2026-0050

© 2026《中国科学》杂志社

1 磁子学研究中的反铁磁材料

根据反铁磁磁有序基态中各子格磁矩的自旋取向关系, 可将其分为共线反铁磁与非共线反铁磁两类. 对于较为简单的共线反铁磁体系, 通常可用两套亚磁矩$\mathbf{m}_1$和$\mathbf{m}_2$描述, 其磁矩方向彼此反平行, 并共同沿同一条自旋轴取向. 相较而言, 非共线反铁磁中不同子格磁矩之间存在有限夹角, 不能由单一自旋轴统一表征, 通常需要三套或更多亚磁矩共同描述其磁结构. 共线反铁磁构型相对简单, 其$\mathbf{m}_1$与$\mathbf{m}_2$呈反平行排列, 如图1(a)所示[15]. 该类体系的序参量可定义为奈尔矢量$\mathbf{n} = (\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2)/2$. 在反铁磁共振激发下, 两个亚磁矩围绕平衡态的奈尔矢量方向附近发生进动. $\mathbf{n}$的取向由材料中各向异性场调控. 若$\mathbf{n}$沿某一特定晶轴定向排列, 则称为易轴反铁磁. 其中, MnF_2是最典型的易轴反铁磁材料之一, 属于四方晶系, 其晶格结构如图1(b)所示, Mn^{2+}离子位于体心四方格子的顶点与体心位置, 并由F^-离子八面体配位, 相邻面上的Mn^{2+}磁矩呈反平行排列[16], 全部沿晶体$\mathbf{c}$轴方向, 构成一种理想、无倾斜、无净磁矩的共线结构. 在该材料中首次实现了亚太赫兹频段的反铁磁自旋泵浦实验观测[15]. Cr_2O_3与莫里转变温度以下的α-Fe_2O_3是代表性的氧化物易轴反铁磁材料, 二者均为刚玉结构(六方晶系), 磁性离子(Cr^{3+}或Fe^{3+})形成沿$\mathbf{c}$轴堆叠的畸变六角层状排列, 在晶体场作用下产生显著的单轴磁各向异性, 将$\mathbf{n}$稳定钉扎在$\mathbf{c}$轴方向. 基于这两类材料与重金属构成的异质结构, 实验上均观测到了显著的自旋泵浦信号, 其中反铁磁共振产生的自旋流可在相邻重金属层中通过逆自旋霍尔效应转换为可测电压信号[17~19]. 金属性反铁磁Mn_2Au则具有面内双轴磁各向异性, 其奈尔温度高于1000 K, 磁子频率位于太赫兹波段[20], 是研究高速、低功耗自旋器件的理想体系.

若共线反铁磁的$\mathbf{n}$倾向于被限制在某一特定晶面内, 则称为易面反铁磁. 在该类材料中, $\mathbf{n}$在面内旋转所需能量极小甚至为零, 仅需较弱的外磁场即可调控$\mathbf{n}$的取向, 进而改变$\mathbf{m}_1$与$\mathbf{m}_2$在面内的排列方向. NiO是较为典型的易面反铁磁材料, 具有立方晶系结构. 在铁磁/反

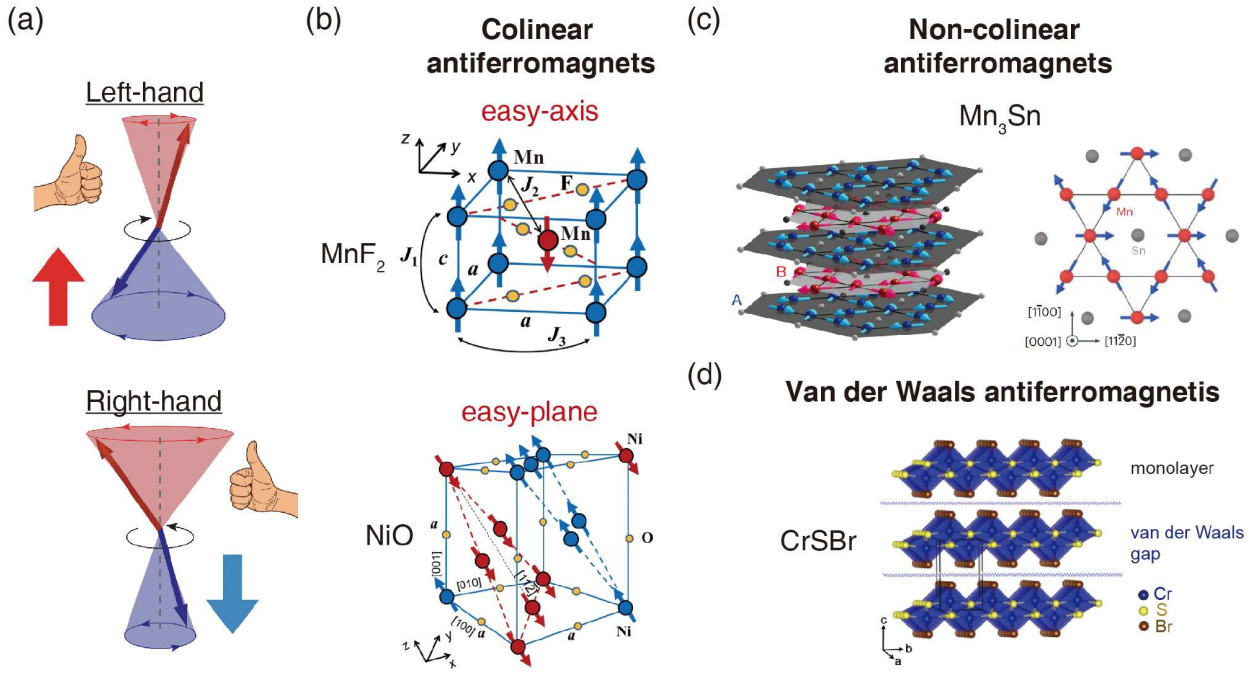


图 1 (网络版彩色)(a) 易轴反铁磁中的左手和右手手性的磁子构型[15]. (b) 共线反铁磁材料的代表性晶体与自旋结构示意图, 包括易轴反铁磁MnF_2和易面反铁磁NiO[16]. (c) 非共线反铁磁材料Mn_3Sn的晶体结构与自旋排布示意图[32,33]. (d) 范德瓦尔斯反铁磁材料CrSBr的层状晶体结构示意图[36]

Figure 1 (Color online) (a) Schematic of left-handed and right-handed magnon configurations in an easy-axis antiferromagnet[15]. (b) Representative crystal and spin structures of collinear antiferromagnets, including the easy-axis antiferromagnet MnF_2 and the easy-plane antiferromagnet NiO[16]. (c) Schematic of the crystal structure and spin arrangement of the non-collinear antiferromagnet Mn_3Sn[32,33]. (d) Schematic of the layered crystal structure of the van der Waals antiferromagnet CrSBr[36]

铁磁/非磁金属三明治结构中，实验观测到NiO中磁子的传播速度超过600 km/s[21]，表明其是优异的磁子输运载体[22,23]. α-Fe_2O_3因存在莫里转变而较为特殊：在约260 K以下，其**c**轴为易轴，表现为易轴反铁磁；温度升至260 K以上时，磁各向异性能发生突变，**c**轴转变为难轴，磁矩倾向于排列在(0001)面内，且面内各向异性场极低(约0.6 Oe)，因此在室温下α-Fe_2O_3是典型的易面反铁磁材料[12,24]. 此外，该材料中存在较强的Dzyaloshinskii–Moriya Interaction(DMI)，其矢量垂直于(0001)面，通过与反铁磁交换作用竞争使两个亚磁矩发生倾斜，产生与倾斜程度成正比的净磁矩$\mathbf{m_0}$. 与其结构类似的稀土正铁氧体家族$RFeO_3$(R=Er，Y，Dy等)也是研究磁子的重要体系. 这一类易面反铁磁材料表现出了低阻尼[25]、长程输运[26]及强非线性效应[27~30]等优异的磁子相干特性.

非共线反铁磁中，亚磁矩相互之间存在倾斜，因此磁结构更为复杂，磁子动力学也呈现丰富现象[31]. 典型的例子包括笼目(Kagome)晶格反铁磁Mn_3X(X=Sn,Ge)，其晶格结构如图1(c)所示[32,33]，其中Mn原子磁矩在Kagome面内形成120°非共线反铁磁序. 该结构具有手性，且因晶格对称性而存在多个能量简并态. Mn_3Sn在自旋输运方面(如反常霍尔效应)已有深入研究[33]，但针对其磁子的研究仍相对有限，这主要归因于强自旋轨道耦合导致的高磁阻尼，以及复杂磁结构和多模耦合带来的理论与实验解析挑战.

近年来，范德瓦尔斯反铁磁材料凭借其独特的二维特性与高度可调性，成为磁子学研究的前沿体系. 这类材料(如$CrCl_3$[34]、$CrPS_4$[35]、CrSBr[36]等)可通过机械剥离实现从块体到单层的精准厚度调控. 以CrSBr为例，其晶体排布如图1(d)所示，层间以弱范德瓦尔斯力结合，层内则保持强铁磁交换作用，为研究磁子色散、寿命及拓扑性质提供了理想平台. 已有研究揭示了范德瓦尔斯反铁磁在磁子非互易传输[37]、磁子-激子耦合[38]以及电/光调控磁子态[39]等方面的优异性能. 通过堆叠转角[40]、应变工程等[41]自由度调控，这类材料有望在量子磁子学与低功耗自旋信息器件中发挥关键作用. 人工反铁磁材料是由铁磁和非磁夹层构筑的结构，在本文暂不讨论.

2 研究反铁磁磁子的实验手段

目前常用的实验手段可以大致分为电学手段、光学手段和热学手段三大类. 我们首先介绍电学探测手段，该方法主要用于研究非相干磁子的稳态输运特性以及吉赫兹频段的反铁磁磁子动力学. 在非相干磁子输运研究中，通常采用两端器件结构：激发端与探测端均由具有强自旋轨道耦合的重金属材料(如铂、钽、钨等)制成天线结构[42,43]. 在激发端注入直流或脉冲电流，通过自旋霍尔效应产生横向自旋流，进而在相邻反铁磁层中建立自旋化学势梯度，该梯度驱动非相干磁子沿横向扩散输运[44]；到达探测端的磁子通过磁子-电子相互作用转化为自旋流，并经由逆自旋霍尔效应转换为可测量的直流电压信号. 该器件结构最早在α-Fe_2O_3的磁子输运实验中得到成功验证[12]，并已成为研究多种反铁磁材料磁子扩散长度、弛豫时间及温度依赖性的标准方法. 此外，基于自旋塞贝克效应的热驱动方法，通过在材料中建立温度梯度激发磁子热流，并通过异质结转换为可测电信号[45]，为研究磁子热输运性质提供了重要途径；而基于各向异性磁电阻等效应的电学测量，则可通过探测磁子引起的电阻变化来研究磁子动力学[46]. 将激发端替换为微波电流注入，则可激发反铁磁材料在吉赫兹波段的相干磁子. 此时探测端仍可通过逆自旋霍尔效应检测自旋泵浦产生的直流电压[18,19]. 值得注意的是，逆自旋霍尔效应电压的符号对自旋流极化方向敏感，因而能够有效区分磁子的不同手性模式，为研究磁子圆偏振特性提供重要电学探针[47]. 另一方面，也可采用矢量网络分析仪等射频测量手段直接探测器件对微波的反射/透射谱，通过分析铁磁共振或反铁磁共振谱线的线宽、频移与幅度，可精确提取磁子的共振频率、阻尼系数、群速度及相位信息[13,48]，但此类方法通常无法直接分辨磁子的手性特征. 两种手段相辅相成：电学泵浦-探测方案侧重于手性分辨的输运测量，而微波谱学方法则擅长于磁子本征模式与相干动力学的精确表征.

光学探测手段通过光子-自旋相互作用对反铁磁磁子进行非接触式激发与表征. 基于磁光效应的探测方案利用磁子激发引起的磁化率变化，通过对极化光信号的调制直接提取磁子信息，其中法拉第/克尔旋转测量可实时追踪磁子动力学过程[49]. 布里渊光散射技术通过探测与磁子发生非弹性散射的光子频移，能够精确获取磁子能谱、色散关系及模式寿命，已成为绘制磁子色散曲线的重要方法[14]. 时间分辨磁光测量结合飞秒激光泵浦-探测技术，可实现亚皮秒时间分辨率的磁子激发与弛豫过程观测，特别适用于研究太赫兹频段的反铁磁磁子超快动力学[50,51]. 太赫兹时域光谱技

术能够直接探测与磁子共振频率匹配的电磁辐射，实现磁子本征模式的频谱表征[28,29].

此外，热学手段通过在样品中建立温度梯度来激发非平衡磁子分布，是研究反铁磁中非相干磁子输运的重要方法. 与依赖自旋霍尔效应注入自旋累积的电学方案不同，热学方法能够直接通过加热激发非相干磁子，因此为研究反铁磁体系中的热驱动磁子输运提供了独立途径. 其中, 最具代表性的现象是自旋塞贝克效应，2016年, Wu等人在MnF_2/Pt双层薄膜中首次实验观测到反铁磁自旋塞贝克效应，证明了热激发的反铁磁磁振子能够产生可测量的自旋流，并可通过Pt层中的逆自旋霍尔效应进行电学探测[45]. 随后，Li等人在FeF_2(110)/Pt异质结构中进一步发现，自旋塞贝克信号除与反铁磁磁振子有关外，还在奈尔温度附近受到临界自旋涨落的增强[52]. 进一步地, Hoogeboom等人在体相易面反铁磁NiO中实现了局域与非局域自旋塞贝克测量，表明热激发磁子自旋流不仅能够在反铁磁体中产生, 还可在一定距离上实现传播[53]. 除纵向自旋塞贝克效应外，热学方法在研究反铁磁磁子的横向输运方面也具有独特优势，例如可通过热霍尔测量探测手性或拓扑磁子的异常横向热响应[54].

电学、光学与热学方法相互补充，为反铁磁磁子研究提供了从非相干输运、稳态谱学到相干激发与超快动力学的多维度探测手段，覆盖了不同时间、空间与能量尺度下的磁子行为表征，推动了反铁磁磁子学向多方式激发、多维度探测及器件化应用方向发展.

3 反铁磁自旋泵浦效应

从自旋器件与传统电子线路集成的应用视角出发，实现高效的自旋-电荷转换是构建自旋电子器件的物理基础[55]. 因此, 自旋流的有效产生、精确调控与灵敏探测，始终是自旋电子学研究的核心课题. 2000年，日本的Ando等人在铁磁层/非磁层的异质结构中发现当激发铁磁材料的铁磁共振时会引起材料阻尼值的增加[56]. 该现象是由于铁磁材料往非磁层中注入自旋流导致角动量损耗导致的, 被称为自旋泵浦效应, 其物理图像如图2(a)所示. 通过逆自旋霍尔效应，当自旋流在一个具有强SOC的体系中流动时，会在横向方向积累一个电压，其最早由日本的Saitoh教授在2007年于$Ni_{81}Fe_{19}$/Pt的双层异质结构中观测到[57]. 在易轴反铁磁体系中, 研究者们提出了类似的物理图像: 反铁磁共振激发的圆偏振磁子可产生相干自旋流J_s, 其表达式为, 其中G_r和分别为界面自旋混合电导的实部与虚部，和上方的点表示时间导数[58]. 公式中前两项均对的直流分量有贡献[15,17]，式中和$\dot{\mathbf{m}}$的极性直接反映磁子手性(左旋或右旋), 并决定自旋流的符号.

近年来，反铁磁自旋泵浦效应在绝缘易轴反铁磁Cr_2O_3和MnF_2中相继获得实验证实(实验结果如图2(b)

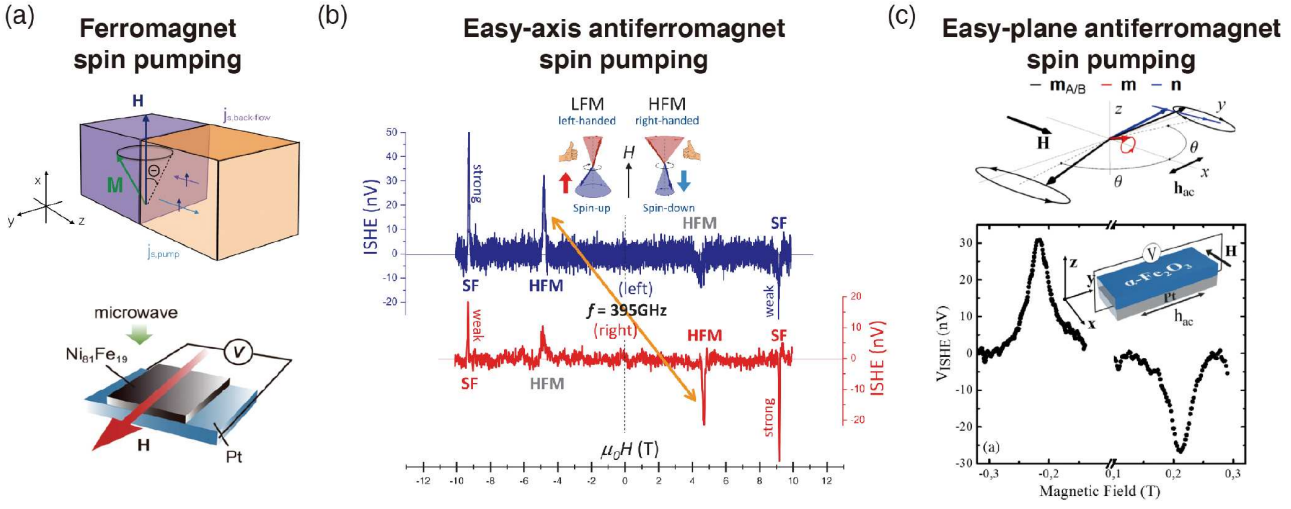


图 2 (网络版彩色)(a) 铁磁材料中的自旋泵浦效应器件构型和物理过程[55,57]. (b) 易轴反铁磁中观测到的不同手性磁子贡献的自旋泵浦效应信号[15]. (c) 易面反铁磁中由净磁矩共振共线的自旋泵浦效应信号[19]

Figure 2 (Color online) (a) Device configuration and physical mechanism of spin pumping in ferromagnetic materials[55,57]. (b) Spin pumping signals contributed by magnons with different chiralities observed in an easy-axis antiferromagnet[15]. (c) Spin pumping signal in an easy-plane antiferromagnet driven by the resonance of the net magnetic moment[19]

所示)[15,17]. Li等人在Cr_2O_3/Pt(Ta)的样品体系中采用0.24 THz线偏振微波来激发反铁磁共振，并沿易轴方向施加外磁场去测量逆自旋霍尔电压. 研究发现当外加磁场低于自旋翻转阈值时，奈尔矢量**n**沿易轴排布，而左旋与右旋圆偏振磁子模式的频率随磁场强度呈线性劈裂. 因此，在正(负)磁场下仅能共振激发右旋(左旋)模式. 实验在反铁磁共振条件下观测到显著的逆自旋霍尔效应信号，且Cr_2O_3/Pt与Cr_2O_3/Ta体系中信号极性相反，这与Pt和Ta自旋霍尔角的符号差异完全吻合，进一步证实了实验测得的电压信号来自反铁磁自旋泵浦效应. 类似地, Vaidya在MnF_2/Pt的样品结构中也观测到了自旋泵浦效应[15]，其使用的器件与Cr_2O_3样品中的研究相似，区别在于他们采用了频率可调、手性可切换的圆偏振微波进行激发，使得当微波频率与特定磁场下磁子本征频率匹配时，能够选择性地单独激发MnF_2中的左旋或右旋共振模式，从而观测到完全来源于单一手性磁子贡献的逆自旋霍尔效应电压信号. 这两项实验共同揭示了反铁磁绝缘体中由奈尔矢量进动诱导的自旋泵浦效应. 与铁磁体系中自旋流手性固定的特性相比，反铁磁自旋泵浦可通过磁场方向或激发模式的选择，产生手性完全可逆的自旋流，展现出反铁磁样品在自旋流产生上的独特优势.

在易面相的α-Fe_2O_3中，DMI与晶体场的相互作用产生了两种磁子模式，分别对应低频声学支磁子与高频光学支磁子[18]. 低频磁子的进动如图2(c)所示，以倾斜净磁矩**m**的椭圆进动为主要特征：在垂直于奈尔矢量**n**的平面内，**m**沿椭圆轨迹绕平衡位置作右旋进动. 该模式磁子的频率在10~40 GHz附近，外部的微波磁场可以通过线性耦合激发相干进动，从而产生可观测的自旋泵浦效应. 与低频模式中奈尔矢量的面内振动不同，易面反铁磁的高频模式通常对应奈尔矢量**n**围绕平衡方向的进动；该模式频率较高，通常位于亚太赫兹波段. Wang和Boventer等人在2019年分别在α-Fe_2O_3中报道了由**m**进动产生的反铁磁自旋泵浦效应[18,19]. 研究认为该效应的物理根源在于Dzyaloshinskii-Moriya相互作用诱导的磁矩倾斜与进动椭圆化：在α-Fe_2O_3的易面相中，DMI不仅产生约2.3 T的等效场，使磁矩倾斜形成微弱的净磁矩，更关键的是将原本线偏振的进动模式转变为椭圆偏振，从而允许微波磁场有效驱动共振，产生显著的自旋泵浦效应. 实验上，在α-Fe_2O_3/Pt异质结中产生的逆自旋霍尔电压随外磁场旋转表现出明显的$\cos\theta$角度依赖关系. 通过将重金属层从Pt替换为自旋霍尔角符号相反的W，发现电压符号逆转，进一步证实了自旋泵浦与逆自旋霍尔效应的耦合机制. 理论分析揭示，DMI场的存在使反铁磁自旋泵浦磁化率提升近两个数量级，该增强效应源于**m**进动的椭圆率改变. 此外，通过与易轴反铁磁Cr_2O_3和铁磁绝缘体YIG的自旋泵浦效应进行对比，建立了反铁磁自旋泵浦电压符号与磁子手性之间的直接关联. 近期，Del Barco首次报道了α-Fe_2O_3中光学支磁子在亚太赫兹波段的自旋泵浦效应，并揭示了其与声学支磁子不同的微波响应模式：光学支磁子仅在微波磁场平行于净磁矩时被激发，而声学支磁子要求微波磁场垂直于净磁矩[59].

4 反铁磁中的磁子输运

反铁磁绝缘体在磁子输运研究中展现出丰富且优异的物理性质，其中α-Fe_2O_3是最具代表性的材料之一. 由于其具有极低的磁阻尼(约为10^{-5})，与钇铁石榴石相当，因此成为研究反铁磁磁子输运的重要平台，且已在其易轴相和易面相中分别观测到多种重要的输运现象. 2018年，Lebrun等人首次在反铁磁绝缘体α-Fe_2O_3易轴相中报道了可调的长距离磁子自旋输运. 他们在高质量单晶α-Fe_2O_3块材上制备了Pt/AFM非局域自旋输运器件，器件示意图如图3(a)所示. 该实验利用自旋霍尔效应实现纯电学自旋注入与探测，在约200 K条件下观测到跨越数十微米的非局域自旋信号，其自旋扩散长度达到6~9 μm，较此前反铁磁体系的报道提升了两个数量级[12].

在易轴反铁磁中，这种长距离磁子输运可归因于携带自旋角动量的圆偏振磁子. 相比之下，易面反铁磁中的磁子输运机制更为复杂. 其磁子本征模式对应的奈尔矢量进动均为线偏振，单个模式原则上并不携带自旋角动量，因此长期以来人们普遍认为，具有易面的反铁磁材料难以支持长距离的自旋传输. 然而，近期的一系列实验进展却打破了这一刻板印象，易面相的α-Fe_2O_3展现出不输于甚至强于易轴相反铁磁的相干磁子输运特性，部分成果如图3(b)中所示. 2019年，Han和Lebrun等人分别在易面相α-Fe_2O_3的薄膜与块材样品中观测到了磁子在微米尺度上的长距离输运[24,44]，且两类样品中输运特性高度一致，并呈现出与奈尔矢量取向密切相关的各向异性行为，进一步确立了其反铁磁自旋流的本质. 其中，Han等人在其工作中创新性地提出了磁子“双折射”模型，用于解释易面反铁磁中反常的远距离磁子自旋输运现象. 正如前文所述，在易面相

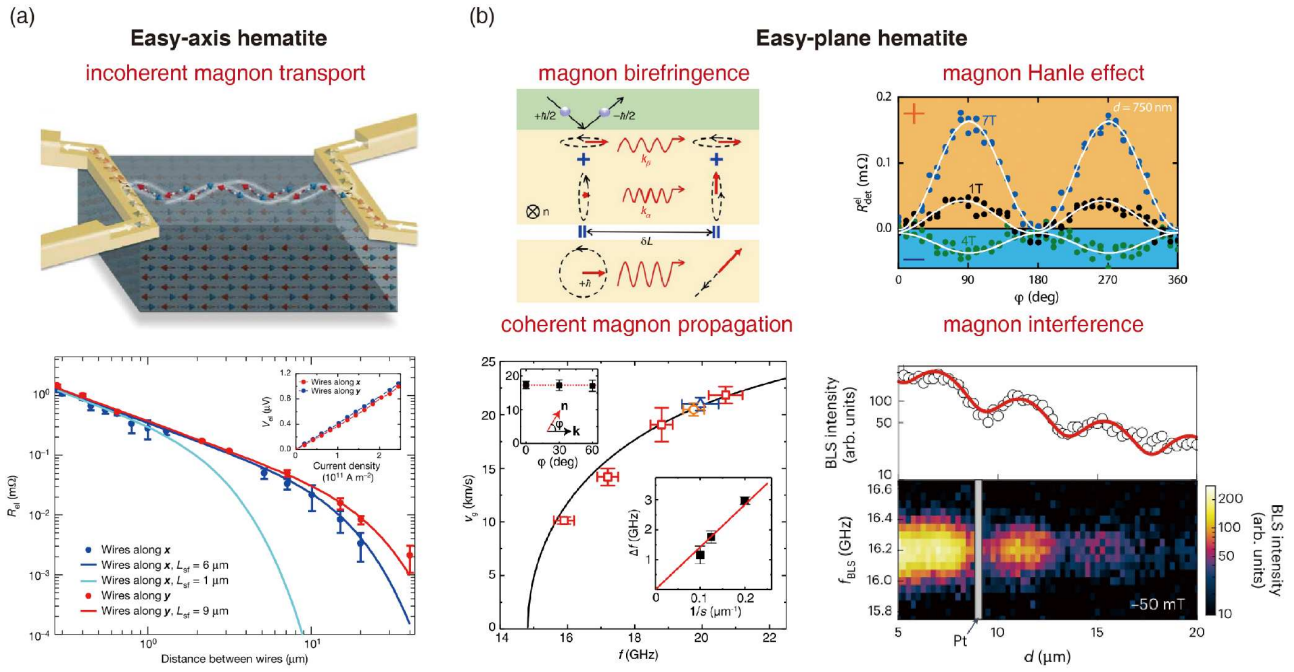


图 3 (网络版彩色)(a) 易轴反铁磁中的非相干磁子输运的器件以及实验结果[12]. (b) 易轴和易面相α-Fe_2O_3中的一系列重要磁子输运实验, 包括磁子的双折射效应[44]、磁子Hanle效应[46]、相干磁子的远距离输运[47]以及磁子干涉效应[48]

Figure 3 (Color online) (a) Device geometry and experimental results for incoherent magnon transport in an easy-axis antiferromagnet[12]. (b) A series of representative magnon transport experiments in easy-axis and easy-plane α-Fe_2O_3, including magnon birefringence[44], the magnon Hanle effect[46], long-distance coherent magnon transport[47], and magnon interference[48]

α-Fe_2O_3中, 磁子的共振模式可根据奈尔矢量的线偏振方向分为声学支(低频)和光学支(高频)两个模式. 二者的进动均为线偏振, 单独来看均不携带自旋角动量. 然而, 由于这两个模式具有截然不同的色散关系, 即在相同频率下对应不同的波矢, 在外部激发或非平衡条件下, 二者可被同时激发并形成一对正交线偏振的磁子对. 在传播过程中, 声学支与光学支磁子由于波矢错位而持续发生相位干涉, 并逐渐产生退相位效应, 从而形成一种携带有效自旋角动量的相干磁子对态. 这一由声学支和光学支磁子协同参与的输运过程, 可直观类比为光学中的双折射效应: 尽管单个线偏振本征模不携带自旋, 但其相干叠加与干涉却能够实现自旋信息的远距离传输. 在此基础上, Wimmer等人进一步在易面相α-Fe_2O_3薄膜中实现了对磁子自旋输运的相干调控[46]. 他们将奈尔矢量**n**围绕两种相反手性的亚晶格磁矩进动状态定义为磁子赝自旋的两个能级, 首次在实验上观测到了反铁磁磁子赝自旋动力学及其Hanle效应. 该工作采用和前面实验类似的Pt/α-Fe_2O_3非局域器件结构, 通过自旋霍尔效应注入自旋极化磁子, 并在外加磁场作用下探测到非局域自旋信号随磁场强度发生振荡及符号反转的行为. 其物理起源在于面内各向异性能与DMI引起的两个反铁磁磁子赝自旋之间的相干耦合, 使磁子赝自旋在扩散输运过程中发生可控进动. 这一现象可视为电子体系中Hanle效应与Datta-Das自旋晶体管在磁子体系中的对应实现.

前述一系列工作主要依赖自旋霍尔效应实现磁子的激发与探测, 该方法本质上注入和探测的是宽频、非相干的非平衡磁子系综, 其频谱连续且不具备确定的相位关系. 易面相α-Fe_2O_3的低频声学支反铁磁共振模式在零磁场下位于约10 GHz附近, 使得在常规实验室条件下利用射频微波源对反铁磁磁子进行相干共振激发成为可能. 基于这一特性, 法国Lebrun团队[13]与北京航空航天大学于海明研究团队[48]几乎在同一时间报道了通过微波手段激发的相干反铁磁磁子在α-Fe_2O_3中的传播特性. 两项工作一致揭示, 易面相α-Fe_2O_3的声学支磁子不仅能够在微米尺度上传播, 而且表现出极高的群速度, 显著区别于传统铁磁体系. 通过矢量网络分析仪的相位分辨测量与时间调栅(time-gating)技术, 实验直接解析了磁子波包在传播过程中的相位演化与飞行时间, 得到其群速度可高达约20 km/s, 比铁磁体系中

典型的交换磁子群速度高出一个数量级以上. 这些结果不仅确立了易面反铁磁中相干磁子输运的可实现性, 也凸显了反铁磁体系在高速、相干磁子学器件方面的独特优势. 在易面相α-Fe_2O_3中, 低频声学支的磁子动力学由净磁矩**m**与奈尔矢量**n**共同决定. 具体而言, **m**主要表现为椭圆进动, 而**n**由于受到面外难轴各向异性场的限制, 主要表现为面内线偏振振动. 因而, 在微波测量和自旋泵浦实验中, 实验信号通常更直接地体现为**m**的进动贡献, 而**n**的动力学响应则不易被直接观测. 基于这一特性, 北航于海明团队近期通过布里渊光散射显微成像与非局域自旋泵浦探测两种彼此独立的光学与电学实验手段, 直接观测到了反铁磁磁子的相干干涉效应. 实验结果表明, 在微波共振激发下, α-Fe_2O_3中两支具有不同偏振与波矢的磁子模式发生相干叠加, 在传播过程中形成空间拍频结构, 其物理图像与此前提出的磁子双折射模型较为相近. 二者均基于两支不同磁子模式具有不同的色散关系这一特征, 使得它们在相同频率下对应不同的波矢, 从而在传播过程中逐步积累相位差并发生相干干涉, 最终引起干涉后磁子手性的转变. 由于两支磁子模式之间的相位差随传播距离和激发频率连续演化, 干涉可选择性地产生具有不同手性的**m**共振进动模式. 进一步地, 通过逆自旋霍尔效应探测发现, 所产生纯自旋流的极化手性、符号及空间分布均与磁子干涉条件及激发频率密切相关, 表现出自旋流在频率维度上的可逆调控. 该工作不仅首次在室温下、实空间中揭示了反铁磁磁子干涉对自旋流极化的直接调制作用, 也有力证明了在易面反铁磁体系中, 净磁矩与奈尔矢量一样, 可构成具有高度可操控性的自旋信息载体, 为相干反铁磁自旋电子学提供了新的自由度.

此外, 稀土正铁氧体反铁磁材料$DyFeO_3$也是一种优良的磁子输运载体. Hortensius等人利用超短脉冲光激发其电荷转移跃迁, 基于材料在特定光子能量下的高吸收特性, 成功激发出波长最短达125纳米、传播速度超过13 km/s的相干磁子波包, 相干传输距离可达1微米以上[25]. 另一方面, 在二维范德瓦尔斯反铁磁材料CrSBr中, 偶极相互作用主导的磁子输运机制也被实验证实. Sun等人近期的研究展示了该材料中磁子波包的相干传播行为, 并明确了长程磁偶极相互作用在此过程中的核心作用. 通过调控外加磁场方向, 可选择性激发两个频率分别为21 GHz和32 GHz的磁子能带, 它们分别展现出近似各向同性的“后向”传播与高度各向异性的“前向”传播特性, 与铁磁体系中偶极相互作用主导的自旋波输运模式具有相似之处[37].

5 交错磁体中的磁子研究

2019年以来, Tomas Jungwirth等人从晶体对称性与能带结构的角度出发, 理论预言了一类新型磁性材料—交错磁体[60~62]. 铁磁材料具有宏观磁矩, 其电子能带结构通常表现为明显的自旋劈裂, 而在传统共线反铁磁中, 一对亚磁矩的磁矩大小相等、方向相反, 因此总磁矩相互补偿, 其对应的动量空间能带通常保持自旋简并. 如图4所示, 交错磁体无论在实空间自旋构型还是在倒空间色散关系上, 都表现出区别于传统铁磁和反铁磁材料的独特特征. 交错磁体的亚晶格磁矩虽相互补偿, 但在倒空间中破坏了旋转对称性, 从而导致能带呈现出动量依赖的交错自旋劈裂. 因此, 交错磁体在无宏观磁矩的同时兼具铁磁电子能带的自旋劈裂, 同时具有了铁磁与反铁磁的特性, 展现出巨大的研究潜力[63]. 在实验上, 研究人员已利用角分辨光电子能谱和X射线磁圆二色谱等谱学技术, 对交错磁体中电子能带的自旋劈裂进行了直接表征[64~66], 同时在电子输运实验中观测到一系列新奇物理现象, 包括反常霍尔效应[67]、奈尔矢量翻转[68]以及隧穿磁阻效应[69]等.

随着理论研究的不断深入, 交错磁体中的磁子特性也逐渐受到关注. 近期, 理论物理学家系统计算了d-wave交错磁体RuO_2[70], 以及g-wave交错磁体α-Fe_2O_3中的磁子色散关系[71], 发现交错磁体的磁子色散在动量空间中呈现出与其电子能带高度相似的行为特征, 即不同手性的磁子在倒空间中交错排列. 近期国内相关理论研究表明, 交错磁体中的这种非常规磁子结构不仅能够引起显著的磁子劈裂, 还会进一步影响热驱动自旋输运[72]、横向自旋响应[73]以及不同手性磁子之间的耦合行为[74], 从而展现出区别于传统反铁磁的独特磁子物理. 2025年, 南方科技大学刘奇航团队进一步提出了一种基于自旋空间群的新理论框架, 用于系统描述共线磁体中的非常规磁振子[75]. 该研究对1421种共线自旋空间群进行了全面分类, 识别并预言了200余种可能承载非常规磁子的交错磁体材料体系, 为自旋电子学与量子器件设计提供了坚实的理论基础和丰富的材料候选.

与理论研究的迅速发展相比, 交错磁体的磁子实验探索仍处于起步阶段. 直到近期, α-Fe_2O_3和α-MnTe中的磁子手性劈裂现象才首次被实验观测到[76,77]. 来

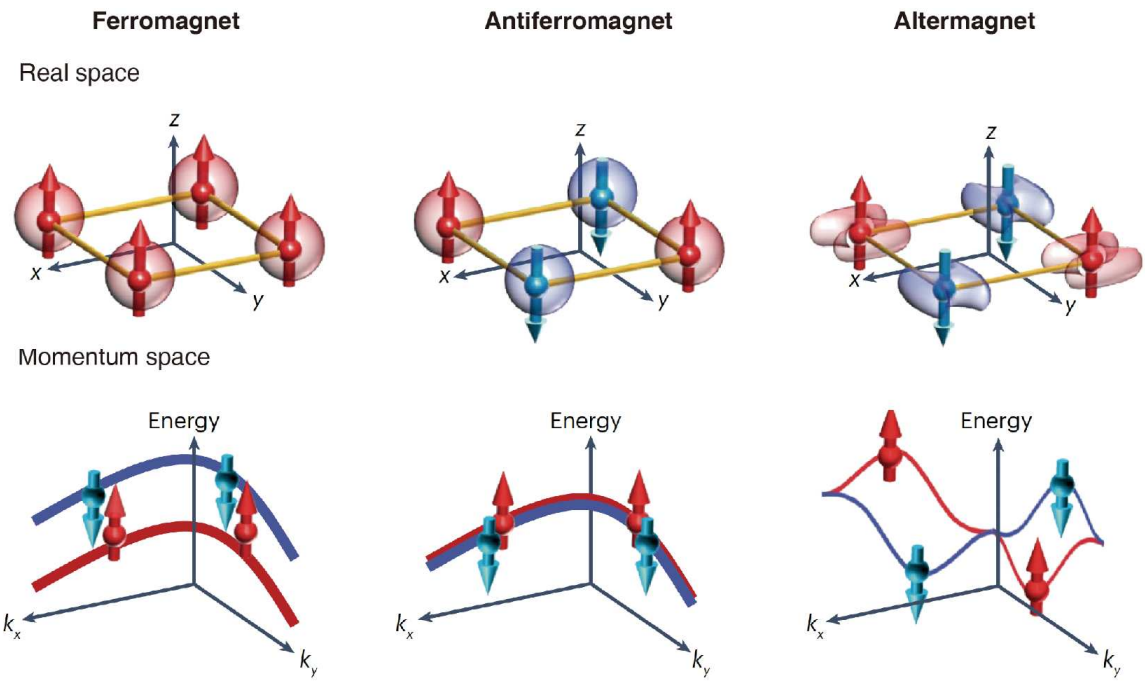


图 4 (网络版彩色)铁磁、共线反铁磁与交错磁体中的自旋构型[64]
Figure 4 (Color online) Spin configurations in ferromagnets, collinear antiferromagnets and altermagnets[64]

自美国的研究团队通过非弹性中子散射实验，在α-Fe_2O_3中探测到了约3 meV的磁子能带劈裂，并结合第一性原理计算确认，该手性劈裂源于第13近邻原子间的各向异性交换相互作用，从实验上有力验证了其交错磁本质. 总体而言, 交错磁体中的磁子输运实验研究仍存在广阔的探索空间，亟需在自旋注入与探测机制、手性磁子输运、相干效应等方面取得突破，这也使其成为当前自旋电子学与磁子学领域中最具前沿性和潜力的研究方向之一.

6 总结与展望

随着反铁磁磁子学研究的不断深入，以α-Fe_2O_3为代表的一系列反铁磁材料不仅展现出可与铁磁样品相媲美的超低磁阻尼、优异的自旋–电荷转换效率以及丰富的相干磁子动力学行为，同时还具备铁磁磁子所不具备的高频动力学响应、磁子手性调控能力以及动量空间中的自旋交错劈裂等独特物理特性. 这些优势使得反铁磁磁子学成为未来磁子学与自旋电子学交叉领域中最具发展前景和战略意义的研究方向之一.

尽管反铁磁磁子学近年来发展迅速、研究成果不断涌现, 但与研究成熟的铁磁磁子学相比, 该领域整体仍处于研究初期. 在材料层面, 一个亟待突破的核心问题是高质量、低阻尼反铁磁薄膜样品的制备. 正如超低阻尼YIG薄膜在铁磁磁子学中所发挥的关键作用一样，复杂磁子器件的构筑以及磁子输运性质的系统研究，都高度依赖于可进行微纳加工(如刻蚀、沉积和图形化)的高品质薄膜样品. 在实验研究层面，反铁磁磁子学仍面临诸多亟待解决的重要课题. 例如, 短波长反铁磁自旋波的高效激发与探测、反铁磁自旋纹理的高分辨空间表征、自旋转移力矩与磁子之间的相互作用机制，以及反铁磁磁子的非线性动力学行为等. 此外, 易面反铁磁材料由于其极低的面内各向异性和可忽略不计的净磁矩，在理论上被认为是实现自旋超流的理想平台[78,79]. 相关理论模型要求易面方向相对于样品表面存在轻微倾斜，这一条件在α-Fe_2O_3等反铁磁薄膜中已得到实现，使其成为实验上探索自旋超流现象的极具潜力的候选材料.

总体而言，反铁磁磁子学正处于由概念验证迈向功能实现的关键阶段. 随着材料生长、器件加工与理论理解的持续发展，反铁磁磁子在高频、低功耗及新型量子功能器件等方面有望展现出超越铁磁体系的独特优势.

参考文献

1 Žutić I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: fundamentals and applications. Rev Mod Phys, 2004, 76: 323–410

2 Dieny B, Prejbeanu I L, Garello K, et al. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry. Nat Electron, 2020, 3: 446–459

3 Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus. Zeitschrift für Physik, 1930, 61: 206–219

4 Kruglyak V V, Demokritov S O, Grundler D. Magnonics. J Phys D-Appl Phys, 2010, 43: 260301

5 Serga A A, Chumak A V, Hillebrands B. YIG magnonics. J Phys D-Appl Phys, 2010, 43: 264002

6 Lenk B, Ulrichs H, Garbs F, et al. The building blocks of magnonics. Phys Rep, 2011, 507: 107–136

7 Jungwirth T, Marti X, Wadley P, et al. Antiferromagnetic spintronics. Nat Nanotech, 2016, 11: 231–241

8 Baltz V, Manchon A, Tsoi M, et al. Antiferromagnetic spintronics. Rev Mod Phys, 2018, 90: 015005

9 Marti X, Fina I, Frontera C, et al. Room-temperature antiferromagnetic memory resistor. Nat Mater, 2014, 13: 367–374

10 Park B G, Wunderlich J, Martí X, et al. A spin-valve-like magnetoresistance of an antiferromagnet-based tunnel junction. Nat Mater, 2011, 10: 347–351

11 Wadley P, Howells B, Železný J, et al. Electrical switching of an antiferromagnet. Science, 2016, 351: 587–590

12 Lebrun R, Ross A, Bender S A, et al. Tunable long-distance spin transport in a crystalline antiferromagnetic iron oxide. Nature, 2018, 561: 222–225

13 El Kanj A, Gomonay O, Boventer I, et al. Antiferromagnetic magnon spintronic based on nonreciprocal and nondegenerated ultra-fast spin-waves in the canted antiferromagnet α-Fe_2O_3. Sci Adv, 2023, 9: eadh1601

14 Hamdi M, Posva F, Grundler D. Spin wave dispersion of ultra-low damping hematite (α–Fe_2O_3) at GHz frequencies. Phys Rev Mater, 2023, 7: 054407

15 Vaidya P, Morley S A, van Tol J, et al. Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet. Science, 2020, 368: 160–165

16 Rezende S M, Azevedo A, Rodríguez-Suárez R L. Introduction to antiferromagnetic magnons. J Appl Phys, 2019, 126: 151101

17 Li J, Wilson C B, Cheng R, et al. Spin current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons. Nature, 2020, 578: 70–74

18 Wang H, Xiao Y, Guo M, et al. Spin pumping of an easy-plane antiferromagnet enhanced by Dzyaloshinskii–Moriya interaction. Phys Rev Lett, 2021, 127: 117202

19 Boventer I, Simensen H T, Anane A, et al. Room-temperature antiferromagnetic resonance and inverse spin-Hall voltage in canted antiferromagnets. Phys Rev Lett, 2021, 126: 187201

20 Behovits Y, Chekhov A L, Bodnar S Y, et al. Terahertz Néel spin-orbit torques drive nonlinear magnon dynamics in antiferromagnetic Mn_2Au. Nat Commun, 2023, 14: 6038

21 Lee K, Lee D K, Yang D, et al. Superluminal-like magnon propagation in antiferromagnetic NiO at nanoscale distances. Nat Nanotechnol, 2021, 16: 1337–1341

22 Wang Y, Zhu D, Yang Y, et al. Magnetization switching by magnon-mediated spin torque through an antiferromagnetic insulator. Science, 2019, 366: 1125–1128

23 Dąbrowski M, Nakano T, Burn D M, et al. Coherent transfer of spin angular momentum by evanescent spin waves within antiferromagnetic NiO. Phys Rev Lett, 2020, 124: 217201

24 Lebrun R, Ross A, Gomonay O, et al. Long-distance spin-transport across the Morin phase transition up to room temperature in ultra-low damping single crystals of the antiferromagnet α-Fe_2O_3. Nat Commun, 2020, 11: 6332

25 Hortensius J R, Afanasiev D, Matthiesen M, et al. Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet. Nat Phys, 2021, 17: 1001–1006

26 Das S, Ross A, Ma X X, et al. Anisotropic long-range spin transport in canted antiferromagnetic orthoferrite $YFeO_3$. Nat Commun, 2022, 13: 6140

27 Leenders R A, Afanasiev D, Kimel A V, et al. Canted spin order as a platform for ultrafast conversion of magnons. Nature, 2024, 630: 335–339

28 Zhang Z, Gao F Y, Chien Y C, et al. Terahertz-field-driven magnon upconversion in an antiferromagnet. Nat Phys, 2024, 20: 788–793

29 Zhang Z, Gao F Y, Curtis J B, et al. Terahertz field-induced nonlinear coupling of two magnon modes in an antiferromagnet. Nat Phys, 2024, 20: 801–806

30 Zhang Z, Chien Y C, Wong M T, et al. Terahertz stimulated parametric downconversion of a magnon mode in an antiferromagnet. Sci Adv, 2025, 11: eadv3757

31 Rimmler B H, Pal B, Parkin S S P. Non-collinear antiferromagnetic spintronics. Nat Rev Mater, 2025, 10: 109–127

32 Tsai H, Higo T, Kondou K, et al. Electrical manipulation of a topological antiferromagnetic state. Nature, 2020, 580: 608–613

33 Han J, Uchimura T, Araki Y, et al. Room-temperature flexible manipulation of the quantum-metric structure in a topological chiral antiferromagnet. Nat Phys, 2024, 20: 1110–1117

34 MacNeill D, Hou J T, Klein D R, et al. Gigahertz frequency antiferromagnetic resonance and strong magnon-magnon coupling in the layered crystal $CrCl_3$. Phys Rev Lett, 2019, 123: 047204

35 Chen J, Yuan R, Yu K, et al. Coherent magnon transport in a van der Waals antiferromagnet. Appl Phys Rev, 2025, 12: 011407
36 López-Paz S A, Guguchia Z, Pomjakushin V Y, et al. Dynamic magnetic crossover at the origin of the hidden-order in van der Waals antiferromagnet CrSBr. Nat Commun, 2022, 13: 4745
37 Sun Y, Meng F, Lee C, et al. Dipolar spin wave packet transport in a van der Waals antiferromagnet. Nat Phys, 2024, 20: 794–800
38 Bae Y J, Wang J, Scheie A, et al. Exciton-coupled coherent magnons in a 2D semiconductor. Nature, 2022, 609: 282–286
39 Diederich G M, Cenker J, Ren Y, et al. Tunable interaction between excitons and hybridized magnons in a layered semiconductor. Nat Nanotechnol, 2023, 18: 23–28
40 Chen Y, Samanta K, Shahed N A, et al. Twist-assisted all-antiferromagnetic tunnel junction in the atomic limit. Nature, 2024, 632: 1045–1051
41 Cenker J, Fonseca J, Nguyen M, et al. Engineering robust strain transmission in van der Waals heterostructure devices. Nano Lett, 2025, 25: 4512–4517
42 Cornelissen L J, Liu J, Duine R A, et al. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. Nat Phys, 2015, 11: 1022–1026
43 Uchida K, Xiao J, Adachi H, et al. Spin Seebeck insulator. Nat Mater, 2010, 9: 894–897
44 Han J, Zhang P, Bi Z, et al. Birefringence-like spin transport via linearly polarized antiferromagnetic magnons. Nat Nanotechnol, 2020, 15: 563–568
45 Wu S M, Zhang W, Kc A, et al. Antiferromagnetic spin Seebeck effect. Phys Rev Lett, 2016, 116: 097204
46 Wimmer T, Kamra A, Gückelhorn J, et al. Observation of antiferromagnetic magnon pseudospin dynamics and the Hanle effect. Phys Rev Lett, 2020, 125: 247204
47 Sheng L, Duvakina A, Wang H, et al. Control of spin currents by magnon interference in a canted antiferromagnet. Nat Phys, 2025, 21: 740–745
48 Wang H, Yuan R, Zhou Y, et al. Long-distance coherent propagation of high-velocity antiferromagnetic spin waves. Phys Rev Lett, 2023, 130: 096701
49 Huang D, Lattery D, Wang X. Materials engineering enabled by time-resolved magneto-optical Kerr effect for spintronic applications. ACS Appl Electron Mater, 2021, 3: 119–127
50 Su Y, Geng C, Kong D, et al. Spin-torque-driven subterahertz antiferromagnetic resonance dynamics. Phys Rev Lett, 2025, 135: 196704
51 Yang D, Kim T, Lee K, et al. Spin-orbit torque manipulation of sub-terahertz magnons in antiferromagnetic α-Fe_2O_3. Nat Commun, 2024, 15: 4046
52 Li J, Shi Z, Ortiz V H, et al. Spin Seebeck effect from antiferromagnetic magnons and critical spin fluctuations in epitaxial FeF_2 films. Phys Rev Lett, 2019, 122: 217204
53 Hoogeboom G R, van Wees B J. Nonlocal spin Seebeck effect in the bulk easy-plane antiferromagnet NiO. Phys Rev B, 2020, 102: 214415
54 Takeda H, Kawano M, Tamura K, et al. Magnon thermal Hall effect via emergent SU(3) flux on the antiferromagnetic skyrmion lattice. Nat Commun, 2024, 15: 566
55 Maekawa S, Kikkawa T, Chudo H, et al. Spin and spin current—From fundamentals to recent progress. J Appl Phys, 2023, 133: 020902
56 Mizukami S, Ando Y, Miyazaki T. Ferromagnetic resonance linewidth for NM/NiFe/NM films (NM=Cu, Ta, Pd and Pt). J Magn Magn Mater, 2001, 226-230: 1640–1642
57 Saitoh E, Ueda M, Miyajima H, et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect. Appl Phys Lett, 2006, 88: 182509
58 Cheng R, Xiao J, Niu Q, et al. Spin pumping and spin-transfer torques in antiferromagnets. Phys Rev Lett, 2014, 113: 057601
59 Fritjofson G, Tang J, Regmi A, et al. Coherent spin pumping originated from sub-terahertz Néel vector dynamics in easy plane α–Fe_2O_3 / Pt. Phys Rev Lett, 2025, 135: 216704
60 Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T. Beyond conventional ferromagnetism and antiferromagnetism: a phase with nonrelativistic spin and crystal rotation symmetry. Phys Rev X, 2022, 12: 031042
61 Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T. Emerging research landscape of altermagnetism. Phys Rev X, 2022, 12: 040501
62 Zhou Z, Cheng X, Hu M, et al. Manipulation of the altermagnetic order in CrSb via crystal symmetry. Nature, 2025, 638: 645–650
63 Song C, Bai H, Zhou Z, et al. Altermagnets as a new class of functional materials. Nat Rev Mater, 2025, 10: 473–485
64 Krempaský J, Šmejkal L, D'Souza S W, et al. Altermagnetic lifting of Kramers spin degeneracy. Nature, 2024, 626: 517–522
65 Ding J, Jiang Z, Chen X, et al. Large band splitting in *g*-wave altermagnet CrSb. Phys Rev Lett, 2024, 133: 206401
66 Fedchenko O, Minár J, Akashdeep A, et al. Observation of time-reversal symmetry breaking in the band structure of altermagnetic RuO_2. Sci Adv, 2024, 10: eadj4883
67 Feng Z, Zhou X, Šmejkal L, et al. An anomalous Hall effect in altermagnetic ruthenium dioxide. Nat Electron, 2022, 5: 735–743
68 Han L, Fu X, Peng R, et al. Electrical 180° switching of Néel vector in spin-splitting antiferromagnet. Sci Adv, 2024, 10: eadn0479
69 Shao D F, Zhang S H, Li M, et al. Spin-neutral currents for spintronics. Nat Commun, 2021, 12: 7061
70 Šmejkal L, Marmodoro A, Ahn K H, et al. Chiral magnons in altermagnetic RuO_2. Phys Rev Lett, 2023, 131: 256703

71 Hoyer R, Stavropoulos P P, Razpopov A, et al. Altermagnetic splitting of magnons in hematite α–Fe_2O_3. Phys Rev B, 2025, 112: 064425
72 Cui Q, Zeng B, Cui P, et al. Efficient spin Seebeck and spin Nernst effects of magnons in altermagnets. Phys Rev B, 2023, 108: L180401
73 Jin Z, Gong T, Liu J, et al. Strong coupling of chiral magnons in altermagnets. Phys Rev Lett, 2025, 135: 126702
74 Wu K, Dong J, Zhu M, et al. Magnon splitting and magnon spin transport in altermagnets. Chin Phys Lett, 2025, 42: 070702
75 Chen X, Liu Y, Liu P, et al. Unconventional magnons in collinear magnets dictated by spin space groups. Nature, 2025, 640: 349–354
76 Sun Q, Guo J, Wang D, et al. Observation of chiral magnon band splitting in altermagnetic hematite. Phys Rev Lett, 2025, 135: 186703
77 Liu Z, Ozeki M, Asai S, et al. Chiral split magnon in altermagnetic MnTe. Phys Rev Lett, 2024, 133: 156702
78 Takei S, Halperin B I, Yacoby A, et al. Superfluid spin transport through antiferromagnetic insulators. Phys Rev B, 2014, 90: 094408
79 Li B, Kovalev A A. Spin superfluidity in noncollinear antiferromagnets. Phys Rev B, 2021, 103: L060406

Summary for “反铁磁材料中的磁子学研究进展”

Advances in antiferromagnetic magnonics

Lutong Sheng[1] & Haiming Yu[2*]

[1] *Shenzhen International Quantum Academy, Shenzhen 518048, China*
[2] *Fert Beijing Institute, MIIT Key Laboratory of Spintronics, School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*
* Corresponding author, E-mail: haiming.yu@buaa.edu.cn

Magnonics, as a major branch of spintronics, has recently experienced rapid development in antiferromagnetic material systems. Compared with magnons in conventional ferromagnets, antiferromagnetic magnons possess several distinctive advantages, including broadband frequency response extending from the gigahertz to terahertz range, strong robustness against stray magnetic fields, ultrafast spin dynamics, and additional polarization and chirality degrees of freedom. These unique features make antiferromagnetic materials highly attractive for next-generation low-power, high-speed, and high-frequency information technologies. In recent years, substantial progress has been made in the excitation, detection, manipulation, and transport of antiferromagnetic magnons, establishing antiferromagnetic magnonics as an increasingly active research frontier.

In this review, we summarize recent representative advances in antiferromagnetic magnonics from the perspectives of material platforms, experimental methods, physical mechanisms, and emerging directions. We first introduce the basic magnon configurations and crystal-structure characteristics of several important classes of antiferromagnets, including easy-axis and easy-plane collinear antiferromagnets, as well as non-collinear and van der Waals antiferromagnets that have recently attracted growing interest. These material systems provide diverse platforms for studying antiferromagnetic magnon modes, polarization properties, and transport behaviors under different symmetry and anisotropy conditions.

We then review the main experimental approaches used to investigate antiferromagnetic magnons, including electrical, optical, and thermal techniques. Electrical methods are particularly useful for probing incoherent magnon transport, spin-current generation, and microwave-frequency dynamics. Optical techniques offer non-contact access to magnon spectra, coherent dynamics, and ultrafast spin responses with high temporal and spatial resolution. Thermal methods, such as spin Seebeck and thermal Hall measurements, provide complementary routes to studying incoherent magnon transport and heat-driven spin phenomena. Together, these methods have greatly expanded the accessible regimes of antiferromagnetic magnon research.

Particular attention is paid to spin pumping and magnon transport in representative antiferromagnetic systems. We discuss recent progress in chirality-dependent spin pumping in easy-axis antiferromagnets and characteristic spin pumping responses in easy-plane systems. For magnon transport, α-Fe_2O_3 has emerged as an especially important model material because of its ultralow damping and rich coherent magnon phenomena. Recent experiments in this system have revealed long-distance transport, birefringence-like propagation, magnon pseudospin dynamics, Hanle-type effects, high-velocity coherent transport, and magnon interference, highlighting the great potential of antiferromagnetic magnons for coherent information transmission and processing.

We also briefly discuss altermagnets, an emerging class of magnetic materials that combine compensated magnetic order in real space with momentum-dependent spin splitting in reciprocal space. Their unusual magnon spectra and transport properties open promising opportunities for extending magnonics beyond conventional ferromagnetic and antiferromagnetic frameworks. Finally, we outline several outstanding challenges and future opportunities in the field, including the growth of high-quality low-damping films, device integration, efficient excitation and detection of short-wavelength magnons, and further development of theoretical descriptions for complex antiferromagnetic and altermagnetic magnon systems.

antiferromagnet, spintronics, magnon, altermagnet

doi: 10.1360/CSB-2026-0050