

通过磁子拖拽在交替磁体中有效生成自旋电流

Konstantinos Sourounis^{*} and Aurélien Manchon[†]

Aix-Marseille Université, CNRS, CINaM, Marseille, France

最近被识别的一类磁性材料——交替磁体，拥有一个自旋分裂的费米表面，导致所谓的自旋分裂效应，使得能够生成与注入方向垂直且其极化沿着奈尔矢量的自旋电流。在这项研究中，我们调查了在交替磁金属中磁振子如何与电子相互作用。我们发现，虽然电子-磁振子相互作用不会扰动磁振子色散，但材料中的电荷电流可以诱导出横向磁振子自旋电流，类似于电子自旋分裂效应。这种自旋电流同时具备电子和磁振子的特性，即具有化学势依赖性和强烈的温度依赖性。这一效应实现了通过磁振子高效生成自旋电流而不依赖于材料的自旋轨道耦合。

I. 介绍

自旋电流是自旋电子学的主力军，使角动量能够在长距离上传输 [1]，通过电流驱动激发和切换磁性材料 [2, 3]，并通过自旋霍尔效应 (SHE) 和自旋 Rashba-Edelstein 效应在电荷与自旋之间进行转换 [4]、[5]，以及引入新的器件概念 [6–8]。尽管这些现象大多利用了电子自旋电流，但由于绝缘铁磁性和亚铁磁体中的磁子传播具有高频信息处理能力和低功耗 [9, 10] 的能力，正逐渐受到越来越多的关注。值得注意的是，磁子自旋电流具有类似于电子自旋电流的许多特性，例如长距离传播 [11]，自旋阀行为 [12–14]，但也包括磁子自旋转移 [15, 16] 和自旋轨道力矩 [17–19]。在磁性金属中，电子和磁子之间存在强烈的相互作用，从而解锁了磁子拖拽效应 [20–22]，即磁子流对电子电流的拖拽（反之亦然），最近这一效应已扩展到涉及磁性绝缘体的异质结构 [23–26]。

尽管电子和磁子自旋电子学的大多数进展都实现于涉及铁磁体和亚铁磁体的材料和异质结构中，但人们认识到反铁磁体可以在自旋输运装置 [27, 28] 中发挥积极作用，经历自旋力矩 [29–31] 并使自旋泵浦 [32, 33] 成为可能，这极大地扩展了自旋电子学的视野。值得注意的是，由于反铁磁体表现出广泛的磁序类型 [34]（共线、共面、非共线，具有反转、镜像或旋转对称性破坏等），自旋-电荷相互转换过程可以采用非常规对称性，这取决于材料的磁空间群。在传统的共线反铁磁体中，由 SHE 驱动的电荷和自旋电流之间的相互转换与非磁金属 [35] 具有相同的对称性，即自旋极化被

锁定为垂直于由电流传播方向定义的平面。然而，显示非共线磁序的反铁磁体如 Mn_3X ($X=Ga, Ge, Sn$) 显示出非相对论自旋霍尔 [36] 效应和 Rashba-Edelstein 效应 [37]（即使在没有自旋轨道耦合的情况下也存在），以及异常的磁性自旋霍尔效应 (MSHE) [38, 39]。这种现象与传统的 SHE 相比表现出两个不同的特征：首先，由 MSHE 诱导的自旋霍尔电流极化受磁场配置的影响，并且在 Mn_3X 中位于磁矩平面内；其次，该效应在时间反演对称性下是奇数的，因此当反转磁矩时其符号会发生变化。MSHE 也存在于共线反铁磁体中，只要宇称-时间对称性被破坏 [40]（例如， Mn_2Au ）或当两个子晶格通过旋转相关时 [41]。在这两种情况下，自旋霍尔电流的极化沿着尼尔向量。重要的是要强调，尽管这种机制分别被称为“反铁磁自旋霍尔效应” [40] 和“自旋分裂效应” [41]，但它们本质上与 MSHE 是相同的效果，只是在不同的磁性景观中。最近的报道显示，由 MSHE 驱动的自旋电流可以用来在邻近的磁体 [42–45] 中产生自旋扭矩。磁振子在反铁磁体中的传输特性目前正在积极研究中，包括长距离传播 [46, 47] 的演示、SHE 类似物 [48, 49] 和 Rashba-Edelstein 效应类似物 [50] 的预测，以及磁振子和电子自旋电流之间相互作用的调查 [51–54]。

在本工作中，我们关注的是由旋转操作连接的次晶格的共线反铁磁体中的电子-磁振子相互作用，见图 1，其具有补偿偶分波自旋序的独特的第三类自旋对称性类别。这类磁性材料被称为交替磁体 [55]，表现出动量对称的自旋劈裂 [55–68]、异常霍尔效应 [59, 68–71] 和电子 MSHE [41, 43–45]。基于 MSHE 的实验已经在 RuO_2 中实现，并产生了自旋电流和扭矩 [43–45]。关于这些材料中磁性的确切性质存在争议 [72]；然而，预计交替磁性来源于金属中的巡游电子 [72–75]。有趣的

^{*} konstantinos.sourounis@univ-amu.fr

[†] aurelien.manchon@univ-amu.fr

是, 交替磁晶体的特殊对称性也影响了磁子色散。在传统的二部线性反铁磁体中, 两种磁子模式是简并的。在交替磁体中, 这种简并在晶体的低对称方向上被解除 [76–78], 有利于特定晶轴方向上传播某种给定的手性。

在这项工作中, 我们展示了巡游交替磁性电子如何通过电子-磁振子相互作用将它们的“交替磁性”特性印刻到磁振子上。在平衡状态下, 该相互作用平均为零。然而, 在非平衡状态下, 电子-磁振子散射锁定磁振子自旋电流与电子自旋电流, 实现了磁振子 MSHE 或自旋分离效应。与电子 MSHE 相比, 磁振子 MSHE 表现出显著的温度依赖性。此外, 它同时具有电子和磁振子特性, 为调节此类系统的磁振子电流提供了调谐手段。

II. 电子-磁振子耦合

A. 亚铁磁电子和反铁磁旋子

我们考虑一个简单的电子模型, 其具有对称的动量依赖自旋劈裂 [65]

$$\hat{H}_{\mathbf{k}}^e = 2t \cos k_x \cos k_y + 2IS\sigma_z \sin k_x \sin k_y, \quad (1)$$

其中 t 是电子跃迁, I 是巡游电子与局部磁矩之间的交换耦合强度。这个极小的哈密顿模型通常是一个典型的 d -波交替磁体, 如图 1(b) 所示。电子能带结构由两个能量带 $\epsilon_{\mathbf{k}, \downarrow/\uparrow} = 2t \cos k_x \cos k_y \pm 2IS \sin k_x \sin k_y$ 组成, 如图 1(a) 所示。不同的能带主导着布里渊区不同方向的传输, 如它们在图 1(c) 中的费米面轮廓所展示。

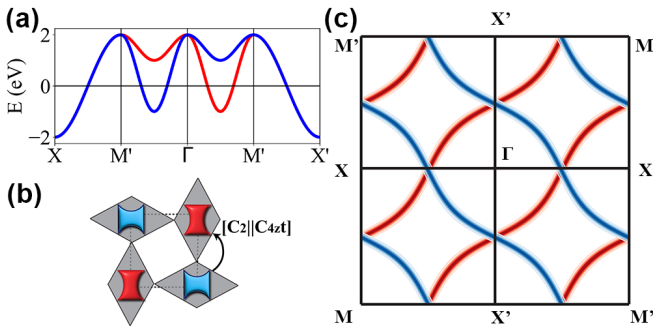


图 1. (a) 沿高对称路径的反铁磁电子的能量谱。(b) 在所考虑的 d -波反铁磁中, 电子轨道通过晶体和自旋旋转相互关联。(c) 电子模型在 $E = 0$ 处的费米面。

正方形晶格的自旋哈密顿量为

$$\hat{H}^m = J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_{A,i} \cdot \mathbf{S}_{B,j} + K \sum_i (S_i^z)^2, \quad (2)$$

其中 J 是海森堡交换项, K 是决定磁子谱隙的易轴各向异性。请注意, 在交替反铁磁体中, 次近邻交换在理论上打破了两个磁子手性的简并性, 如上所述 [76–78]。最近关于 MnTe [79, 80] 的报道表明, 这种次近邻交换约为 0.06 meV, 比直接交换相互作用 (在 MnTe 中为 4 meV) 小几乎两个数量级。请注意, 在金属钛酸钡₂ [76] 中计算出的一个大得多的值超过了 1.5 meV。然而, 我们强调这种化合物中的交替磁性仍然是一个有争议的问题 [72, 81]。因此, 我们将注意力集中在电子自旋分裂的影响上, 因为解释简并度的提升并不影响我们的结论。

通过进行一级霍尔斯滕-普里马克夫变换, 我们得到磁振子哈密顿量 $\hat{H}_q^m$ 。为了对角化这个哈密顿量, 我们求解 [82] $\hat{T}_q^\dagger \hat{H}_q^m \hat{T}_q = \hat{\omega}_q$, 其中简并的磁振子谱给定为 $\omega_{q,\pm} = S\sqrt{A_q^2 - B_q^2}$, $A(q) = 4J + 2K$, $B(q) = 4J \cos(q_x/2) \cos(q_y/2)$ 。在整个工作中, 我们设定 $t = 1$ (电子伏特), $I = 0.5t$, $S = 1$, $J = t/100$ 和 $K = J/10$, 除非另有说明。

最后, 我们考虑电子-磁子耦合

$$H_{\mathbf{k}}^{em} = -\sqrt{\frac{I^2 S}{2N}} \sum_q (a_q + b_{-q}^\dagger) c_{\mathbf{k}+q,\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\uparrow} + (a_{-q}^\dagger + b_q) c_{\mathbf{k}+q,\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\downarrow} + h.c., \quad (3)$$

其中 a_q, b_q 是与反铁磁体的 A-(B-) 亚格子相关的磁子算符, 在对角化基底 $\gamma_{q,\pm}$ 中重写为

$$H_{\mathbf{k}}^{em} = -\sqrt{\frac{I^2 S}{2N}} \sum_q \left(W_q^+ \gamma_{q,+} + W_q^- \gamma_{q,-}^\dagger \right) c_{\mathbf{k}+q,\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\uparrow} + \left(W_q^+ \gamma_{q,-}^\dagger + W_q^- \gamma_{q,+} \right) c_{\mathbf{k}+q,\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\downarrow} + h.c., \quad (4)$$

这里, $W_q^\nu = T_{a,\nu}(q) + T_{b,\nu}(q)$ 。 $T_{a/b,\nu}(q)$ 是磁子对角化矩阵 $\hat{T}_q$ 和 $\nu = \pm$ 对应的磁子手性。

B. 反铁磁自旋波的自能

从上述表达式中, 我们计算了电子-磁振子相互作用对反铁磁磁振子谱的影响。为此, 我们将 [83] 中的

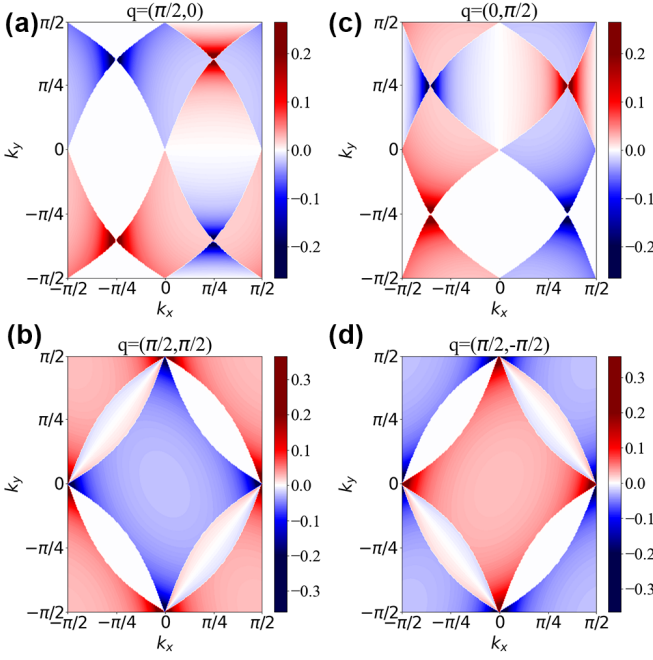


图 2. 磁子 Π_q^+ 在电子的 k 动量空间中的自能实部, 对于不同的磁子动量 (a) $q = (\pi/2, 0)$, (b) $q = (\pi/2, \pi/2)$, (c) $q = (0, \pi/2)$, (d) $q = (\pi/2, -\pi/2)$ 。

铁磁体的电子-磁振子相互作用理论扩展到反铁磁磁振子的情况。磁振子自能变为

$$\Pi_q^\nu(\omega, T) = \frac{(I\sqrt{S}W_q^\nu)^2}{2N} \sum_k (\nu) \times \left(\frac{f_{\mathbf{k},\uparrow}^0 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}^0}{\omega + i0^+ + \epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}} + \frac{f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}^0 - f_{\mathbf{k},\downarrow}^0}{\omega + i0^+ + \epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}} \right), \quad (5)$$

其中 $\Pi_q^+ = -\Pi_q^-$ 和 $f_{\mathbf{k},\uparrow}^0$ 是电子的平衡分布。我们强调, q 是磁振子波矢量而 k 是电子波矢量。

在图 2 中, 我们使用壳层近似 ($\omega = \omega_q^\pm$) 计算了电子动量空间 k 中磁子动量 q 的四个不同值下的磁子自能的实部。我们注意到当对电子的布里渊区进行求和时, 则有 $\Pi_q^\pm = 0$, 且磁子谱保持简并。换句话说, 电子带结构的自旋劈裂并没有体现在磁子的带结构上。原因是由于电子费米面平衡, 在平衡状态下电子-磁子耦合保持为零。然而当我们计算非平衡状态下的电子-磁子相互作用时, 两种不同自旋种类的费米面变得不平衡, 这取决于电场的方向 [见图 3(a) 和 (d)], 因此电子-磁子相互作用的总贡献可能不为零。

C. 耦合的电子-磁振子输运

耦合的电子磁子输运使用弛豫时间近似下的玻尔兹曼输运方程进行建模。自旋为 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 的非平衡电子分布表示为 $f_{\mathbf{k},\sigma}$, 并遵循通常的玻尔兹曼方程, 弛豫时间为 τ^σ 。在电场的一阶近似下,

$$f_{\mathbf{k},\sigma} = f_{\mathbf{k},\sigma}^0 - \partial_{\epsilon_{\mathbf{k},\sigma}} f_{\mathbf{k},\sigma}^0 e\hbar\tau^\sigma (\mathbf{v}_{\mathbf{k}}^\sigma \cdot \mathbf{E}), \quad (6)$$

其中 $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}^\sigma$ 是电子速度, $f_{\mathbf{k},\sigma}^0$ 是平衡费米-狄拉克分布。玻尔兹曼输运方程在弛豫时间近似下的自旋波形式为 [52]

$$\frac{\partial n_{\mathbf{q},\nu}}{\partial t} = \frac{n_{\mathbf{q},\nu} - n_{\mathbf{q},\nu}^0}{\tau_\nu}, \quad (7)$$

其中, $n_{\mathbf{q}}$ 是具有手性 ν 的非平衡自旋波分布, 而 τ_ν 是相关的弛豫时间。上述方程在单个自旋波手性的散射时间远大于手性混合散射时间的情况下有效。同样地, 非平衡自旋波分布可以表示为

$$n_{\mathbf{q},\nu} = n_{\mathbf{q},\nu}^0 + \partial_{\omega_{\mathbf{q},\nu}} n_{\mathbf{q},\nu}^0 g_{\mathbf{q}}^\nu, \quad (8)$$

其中, $n_{\mathbf{q},\nu}^0$ 是平衡自旋波分布。磁振子的散射率可以通过对电子-磁振子相互作用, 即公式 (4), 应用费米黄金规则导出, 并得到

$$\frac{\partial n_{\mathbf{q},+}}{\partial t} = \frac{(I\sqrt{S}W_+(q))^2}{2N} \sum_k \left[\delta(\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} + \omega_{\mathbf{q},+} - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) \times \left(f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}(1 - f_{\mathbf{k},\uparrow}) - n_{\mathbf{q},+}(f_{\mathbf{k},\uparrow} - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) \right) - \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} - \omega_{\mathbf{q},+} - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) \times \left(f_{\mathbf{k},\downarrow}(1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) - n_{\mathbf{q},+}(f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow} - f_{\mathbf{k},\downarrow}) \right) \right], \quad (9)$$

对于 $\nu = +$ 的情况。 $\nu = -$ 的情况通过交换 $\uparrow$ 和 $\downarrow$ 得到。通过解决附录 A 中的问题, 我们可以得到磁子自旋电流的表达式

$$\mathbf{J}_m^\nu = \frac{\hbar}{\Omega_m} \sum_q \mathbf{v}_q^\nu \partial_{\omega_{\mathbf{q},\nu}} n_{\mathbf{q},\nu}^0 g_{\mathbf{q}}^\nu, \quad (10)$$

其中 $g_{\mathbf{q}}^\nu$ 在附录中明确给出, $\mathbf{v}_q^\nu$ 是磁子的速度, Ω_m 是磁子布里渊区的体积。最后, 作为基准, 我们将自旋为 σ 的电子介导自旋电流定义为 [4]

$$\mathbf{J}_e^\sigma = \frac{\tau_e e}{\Omega_e} \left(\frac{\hbar}{2} \right) \sum_k \mathbf{v}_k^\sigma \cdot (\mathbf{v}_k^\sigma \cdot \mathbf{E}) \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\sigma} - \mu), \quad (11)$$

其中 $\mathbf{v}_k^\sigma$ 是电子速度, Ω_e 是电子布里渊区的体积。如上所述, 在交替磁体中, 电子自旋电流 $\mathbf{J}_e^\uparrow - \mathbf{J}_e^\downarrow$ 表现出 MSHE [41]。

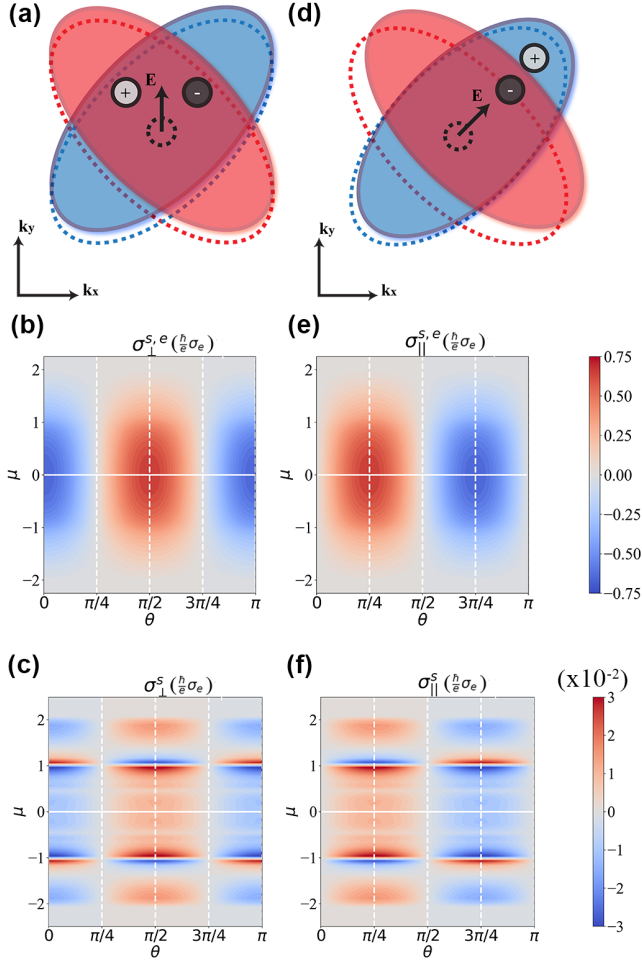


图 3. (a,d) 在角度为 (a) $\theta = \pi/2$ (d) $\theta = \pi/4$ 的电场作用下的电子-磁子诱导自旋电流的示意图。虚线红色和蓝色线条表示处于平衡状态的电子费米面，而磁子是简并的（用虚线黑色圆圈表示）。在电场存在的情况下，费米面会发生位移，如实线所示，这会拖动两个磁子手性（实心黑色圆圈）(a) 横向或 (d) 纵向移动到与电场一致。(b,e) 化学势和角度依赖关系的 (b) 横向和 (e) 纵向电子自旋电流。(c,f) 化学势和角度依赖关系的 (c) 横向和 (f) 纵向磁子自旋电流。我们已经将传输参数设置为 $T = 2J, \tau_m = 100\tau_e$ 。

III. 磁子与自旋电流

我们利用电流与电场 $J_i^{\nu,\sigma} = \sigma_{ij}^{\nu,\sigma} E_j$ 的关系来分离电子 σ 和磁子 ν 沿方向 $i, j = x, y$ 的导电性。通过用角度 θ 表示电场方向，与电场横向和纵向的电导率分别为

$$\begin{aligned}\sigma_{\perp}^{\nu,\sigma} &= (\sigma_{xx}^{\nu,\sigma} - \sigma_{yy}^{\nu,\sigma}) \sin \theta \cos \theta + \sigma_{xy}^{\nu,\sigma} \sin^2 \theta + \sigma_{yx}^{\nu,\sigma} \cos^2 \theta, \\ \sigma_{\parallel}^{\nu,\sigma} &= \sigma_{xx}^{\nu,\sigma} \cos^2 \theta + \sigma_{yy}^{\nu,\sigma} \sin^2 \theta + (\sigma_{yx}^{\nu,\sigma} + \sigma_{xy}^{\nu,\sigma}) \sin \theta \cos \theta.\end{aligned}$$

我们定义总磁子电流和由磁子介导的自旋电流为

$$\sigma_{\perp/\parallel}^m = \sigma_{\perp/\parallel}^+ + \sigma_{\perp/\parallel}^-, \quad (12)$$

$$\sigma_{\perp/\parallel}^s = \sigma_{\perp/\parallel}^+ - \sigma_{\perp/\parallel}^-. \quad (13)$$

同样地，总电子电流和自旋电流分别为

$$\sigma_{\perp/\parallel}^e = \sigma_{\perp/\parallel}^{\downarrow} + \sigma_{\perp/\parallel}^{\uparrow}, \quad (14)$$

$$\sigma_{\perp/\parallel}^{s,e} = \sigma_{\perp/\parallel}^{\downarrow} - \sigma_{\perp/\parallel}^{\uparrow}. \quad (15)$$

类似于交替磁体中的电荷电流 [41]，横向于电场流动的磁子电流 $\sigma_{\perp}^m$ 在参数变化时消失为 $\sigma_{\perp}^+ = -\sigma_{\perp}^-$ 与电场平行流动的磁子电流， $\sigma_{\parallel}^m$ ，依赖于化学势但不依赖于角度 θ ，另见附录 A。换句话说，在这样的交替磁体中，纵向磁子流总是伴随着电子流，与流向无关，正如预期的常规铁磁和反铁磁体 [26] 那样。

正如已经讨论的，没有电场的情况下，两种磁振子模式是简并的，即使电子-磁振子相互作用被开启也是如此。在存在电场的情况下，由于电子非平衡动力学的作用，电子费米面变得不平衡，如图 3(a) 和 (d) 所示，对于两个不同的电场角度 $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = \pi/4$ 。在 $\theta = \pi/2$ 处，电荷流没有极化，因此两种磁振子手性被同等激发。尽管如此，由于费米面的各向异性，相反手性的磁振子以相对于电荷流相反的角度流动，从而导致了磁振子 MSHE（自旋霍尔效应）的发生。相比之下，在 $\theta = \pi/4$ 处，两个费米面的各向异性导致了自旋极化的电荷电流，因此一种磁振子手性比另一种更被激发，从而沿电荷流方向形成了净磁振子自旋电流流动。在这种情况下，并没有获得任何电荷或磁振子 MSHE [41]。

我们首先计算图 3(b) 和 (e) 中分别垂直于和沿着施加电场的电子介导自旋电导率。这些作为电场角度 θ 和电子化学势 μ 函数的电导率表现出预期的自旋分裂效应 [41] 对称性。在图 3(c) 和 (f) 中，我们计算由电子-磁子相互作用产生的横向和纵向磁子自旋电导率。我们发现磁子自旋电流电导率的角度依赖性对称性与上述的电子介导 MSHE 相似。另外，当化学势在电子能量之外时，自旋电导率消失，因为没有可以散射磁子的电子。磁子 MSHE 的一个显著特征是其作为化学势函数的强依赖性，在例如 $\mu = \pm 1\text{eV}$ 附近出现符号反转。这一特性归因于在 $\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} \approx \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}$ 和 $\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} \approx \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}$ 处的共振，参见方程 (5)。这样的共振类似于电子-声子相互作用中观察到的一种，[84]。接近这些共振时，磁振子

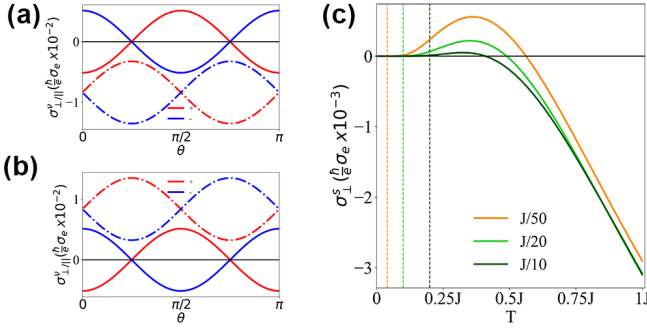


图 4. (a,b) 横向 ($\sigma_{\perp}^{\nu}$, 实线) 和纵向 ($\sigma_{\parallel}^{\nu}$, 虚线) 电导率的角依赖性, 对于两种磁子手性 ($\nu = +1$ 为红色和 $\nu = -1$ 为蓝色)。化学势设置为 (a) $\mu = +0.05$ 和 (b) $\mu = -0.05$ 。(c) 不同易轴各向异性值下的横向磁子自旋电导率的温度依赖性。垂直虚线代表激活温度。

自旋电导率可以达到电子自旋电导率的大约 10%, 这使其在实验上可被检测。

在图 4 中, 我们计算了由两种不同磁子手性 $\nu = \pm$ 的电子-磁子相互作用产生的纵向和横向磁子自旋电流。我们可以看到, 横向信号 $\sigma_{\perp}^{\nu}$ 独立于接近 $\mu = 0$ 的化学势。同时, 纵向电导率 $\sigma_{\parallel}^{\nu}$ 的符号取决于化学势, 并在远离 $\mu = 0$ 时达到最大值, 请参见附录 A。在图 4(b) 中, 我们绘制了不同易轴各向异性值 ($\theta = 0, \mu = 0$) 下的横磁子自旋电流的温度依赖性。在非常低的温度下, 即低于磁子能隙的情况下, 在我们的模型中等于 $2K$, 并由垂直虚线表示, 磁子电导率为零, 并且仅在其上方才开始增加。有趣的是, 我们发现磁子 MSHE 随着温度升高而改变符号, 这一特征与上述共振相关。请注意, 这种共振和符号反转取决于电子和磁子模型的具体情况, 需要进行现实的电子带结构计算来预测由磁子介导的 MSHE 的温度依赖性。进一步提高温度时, 更多的磁子被热激活, 导致磁子电导率呈线性增加。当然, 在接近奈尔温度时, 磁子软化会导致电导率崩溃, 这在我们的模型中未予以考虑。

IV. 实验实现

我们展示了当电子在反铁磁体中流动时, 它们会经历电子和磁元的 MSHE。此外, 在这些材料普遍存在自旋轨道耦合的情况下, SHE 可能会出现, 需要从数据中排除。为了区分这两种不同粒子的传输, 我们将注意力引向一个事实: 由于电子遵循费米-狄拉克统计

且具有较大的动能, 因此它们对温度的依赖性通常很小。与电子不同的是, 磁元因为能量较低并且服从玻色-爱因斯坦分布, 因此其温度依赖性显著。如图 4(b) 所示, 在低于磁子能隙的温度下, 磁元自旋电流的信号应该为零, 此时由于热激发, 随着温度升高磁元被激活。相比之下, 电子自旋电流在这种低温变化中应保持不变。因此, 自旋电流的温度依赖性可以提示其性质。MSHE 与 SHE 之间的区别更加直接: 前者诱导的自旋电流极化沿尼尔矢量方向分布, 而后的则垂直于该平面。

为了实验上检测磁子电流并将其与电子电流区分开来, 可以使用不同的设置。一个实用的工具是非局域探测方案, 广泛用于研究绝缘体 [11, 46, 47] 中的磁子传播。尽管这些研究只需要两个引线, 但非局域探测 MSHE 至少需要三个接触点 (一个非磁性注入器、一个非磁性收集器和一个磁性收集器), 如 Kimata 等人在 Mn_3Sn 中所实现的那样。[39], 这提出了几个挑战, 其中之一是引线之间的距离必须小于 (电子和磁子的) 自旋弛豫长度。虽然文献中没有这些弛豫长度的实验估计值, 但可以推测这样的距离应该小于几十纳米, 使得制造过程极具挑战性。

为了克服这一困难, 一个更简单的配置是使用电流平面配置中的磁性多层结构, 正如在执行自旋轨道矩研究 [43–45, 85]、热自旋注入 [86, 87] 和自旋泵浦 [88] 中所使用的那样。在一个双层配置中, 在反铁磁体顶部沉积的铁磁层 (可能通过非磁性间隔层如铜隔开) 用作极化检测器, 可以区分常规 SHE 和反铁磁 MSHE。由于我们感兴趣的是探测传入自旋电流的温度依赖性, 因此自旋轨道矩现象并不合适, 因为它需要大量电流流动并伴随焦耳加热。为了避免不必要的加热效应, 测量多层结构的 (可能是单向的) 磁电阻响应似乎更为恰当 [89, 90]。由于磁子自旋电流对温度贡献高度敏感, 在一系列温度下进行实验可以帮助分离这些贡献。

据我们所知, 尚未对反铁磁候选材料中的磁子能隙进行深入的理论或实验估计。通常, 在典型的海森堡反铁磁体中, 易轴各向异性可以处于 $K = J/100 - J/10$ 的范围内。海森堡交换作用已被估计在 RuO_2 [76] 中大到 100meV。这使得自旋电流对热激活的磁子敏感的温度为 $T_s = 11.6 - 116K$, 这个值完全在实验范围内。

V. 结论

在这项工作中，我们展示了如何将电子的反铁磁分裂特性印迹到简并反铁磁磁子上，并诱导非平衡磁子自旋电流。在平衡状态下，磁子看到的是两个电子能带的费米面总和为零的情况。偏离平衡状态时，情况则不同；当电场在一个方向激发电子时，费米面变得不平衡。被激发的电子与磁子散射，从而在电子自旋电流之上生成横向和纵向磁子自旋电流。磁子自旋电流继承了来自电子（即化学势依赖性）和磁子（即温度依赖性）的特点。这为通过不需要强自旋轨道耦合元素的有效方法来产生和操控磁子自旋电流开辟了道路。

当前提议提出了几个问题。首先，磁子 MSHE 的一个潜在优势是其自旋弛豫长度比电子长，这一点仍有待实验验证。如果磁子的弛豫长度确实比电子更长，则预期磁子 MSHE 将主导电子 MSHE。此外，目前的预测基于两个简单的电子和磁子模型。在实际材料中，由于 Bloch 状态的轨道特性，电子结构要复杂得多，这可能对文中描述的实际磁子拖曳效应产生重大影响，特别是在早期提到的电子-磁子共振方面的影响。最后，尽管我们的研究假设了简并磁子谱，但在这些材料 [76–80] 中，磁子可能是手性的，表现出与电子相同的对称性。通过电子-磁子相互作用，每个手性磁子模式都会沿着电场被拖曳，类似于图 3(a) 和 (b) 中所示的过程，即使在没有电子分裂的情况下也是如此。因此，一个真

实的电子-磁子诱导 MSHE 处理应该考虑到电子和磁子的分裂，这可能会增强整体信号。

ACKNOWLEDGMENTS

K.S. 感谢 Diego García Ovalle 的有益讨论。K.S. 和 A.M. 感谢 Aix-Marseille 大学-A*Midex 的支持，这是法国“未来投资计划”的一部分。

附录 A: 非平衡磁振子

在本附录中，我们给出了非平衡磁元分布的显式表达式，参考文献。[52]。通过将电子的分布函数 [方程。(6)] 和磁元的分布函数 [方程。(8)] 注入磁元散射的定义 [方程。(9)]，我们得到了 $\partial n_q^v / \partial t$ 作为平衡分布 $f_{\mathbf{k},\sigma}^0$ 和 $n_{\mathbf{q},\nu}^0$ 的函数的表达式。为了消除分布函数的能量导数，我们使用以下恒等式

$$(1 - f_{\mathbf{k},\sigma}^0 + n_{\mathbf{q},\nu}^0) \partial_{\epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}} f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}^0 = -\beta n_{\mathbf{q},\nu}^0 f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}^0 (1 - f_{\mathbf{k},\sigma}^0) \quad (\text{A1})$$

$$(f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}^0 + n_{\mathbf{q},\nu}^0) \partial_{\epsilon_{\mathbf{k},\sigma}} f_{\mathbf{k},\sigma}^0 = -\beta n_{\mathbf{q},\nu}^0 f_{\mathbf{k},\sigma}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}^0) \quad (\text{A2})$$

$$\beta n_{\mathbf{q},\nu}^0 = -\partial_{\omega_{\mathbf{q},\nu}} n_{\mathbf{q},\nu}^0 / (n_{\mathbf{q},\nu}^0 + 1) \quad (\text{A3})$$

然后，将这个表达式注入玻尔兹曼传输方程，公式 (7)，我们求解该方程以计算项 g_q^v ，

$$\begin{aligned} g_q^+ &= \frac{I^2 S}{2N} \frac{(W_q^+)^2}{1 + n_q^{+,0}} \sum_{\mathbf{k}} \left[\delta(\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} + \omega_q^+ - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) \left(f_{\mathbf{k},\uparrow}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}^0) \right) Q^1(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) \right. \\ &\quad \left. + \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} - \omega_q^+ - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) \left(f_{\mathbf{k},\downarrow}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}^0) \right) Q^2(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) \right] / \\ &\quad \left(\frac{1}{\tau_+} - \frac{I^2 S}{2N} \frac{(W_q^+)^2}{1 + n_q^{+,0}} \sum_{\mathbf{k}} \left[\left(\delta(\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} + \omega_q^+ - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}^0) f_{\mathbf{k},\uparrow}^0 - \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} - \omega_q^+ - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}^0) f_{\mathbf{k},\downarrow}^0 \right) \right] \right), \\ g_q^- &= \frac{I^2 S}{2N} \frac{(W_q^-)^2}{1 + n_q^{-,0}} \sum_{\mathbf{k}} \left[\delta(\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} + \omega_q^- - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) \left(f_{\mathbf{k},\downarrow}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}^0) \right) Q^2(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) \right. \\ &\quad \left. + \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} - \omega_q^- - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) \left(f_{\mathbf{k},\uparrow}^0 (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}^0) \right) Q^1(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) \right] / \\ &\quad \left(\frac{1}{\tau_-} - \frac{I^2 S}{2N} \frac{(W_q^-)^2}{1 + n_q^{-,0}} \sum_{\mathbf{k}} \left[\left(\delta(\epsilon_{\mathbf{k},\downarrow} + \omega_q^- - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}) (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow}^0) f_{\mathbf{k},\downarrow}^0 - \delta(\epsilon_{\mathbf{k},\uparrow} - \omega_q^- - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}) (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\downarrow}^0) f_{\mathbf{k},\uparrow}^0 \right) \right] \right). \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

$$(\text{A5})$$

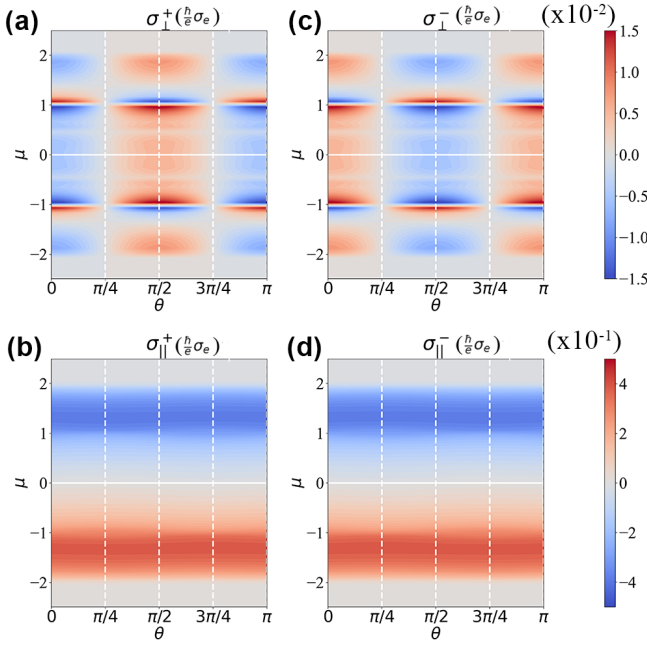


图 5. 不同磁振子手性的横向和纵向磁振子电流 $\nu = \pm$ 。参数与正文中的相同。

电场与电子耦合的表达式可以写为

$$Q^1(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) = e\hbar\tau^\uparrow(\mathbf{v}_\mathbf{k}^\uparrow \cdot \mathbf{E}) - e\hbar\tau^\downarrow(\mathbf{v}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\downarrow \cdot \mathbf{E}) \quad (\text{A6})$$

$$Q^2(\mathbf{k}, \mathbf{q}, \theta) = e\hbar\tau^\downarrow(\mathbf{v}_\mathbf{k}^\downarrow \cdot \mathbf{E}) - e\hbar\tau^\uparrow(\mathbf{v}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\uparrow \cdot \mathbf{E}) \quad (\text{A7})$$

而 $\mathbf{v}_\mathbf{k}^\sigma = \partial\epsilon_{\mathbf{k},\sigma}/\partial\mathbf{k}$ 是电子的速度。在整个工作中，我们考虑了电子 $\tau^\downarrow = \tau^\uparrow = \tau_e$ 和磁振子 $\tau^+ = \tau^- = \tau_m$ 的寿命。电子跃迁积分可以通过设置 $2t = 1/m^*$ 与质量相关联，其中 m^* 是金属中的有效电子质量。我们使用德鲁德的电子电导率表达式 σ_e 来用 $(\hbar/e)\sigma_e$ 表示磁子自旋电导率。

在图 5 中，我们计算了单个磁子手性的纵向和横向磁子电导率，这些用于计算方程 (14) 和 (15) 中的净磁子自旋电导率。我们注意到单独的纵向电导率比横向的一个数量级大。然而，它们的净差值，即自旋传输，与横向的一个量级相同。

-
- [1] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, and B. J. van Wees, Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature, *Nature* **448**, 571 (2007).
 - [2] D. Ralph and M. Stiles, Spin transfer torques, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1190 (2008).
 - [3] A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 035004 (2019).
 - [4] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Spin hall effects, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
 - [5] G. Bihlmayer, P. Noël, D. V. Vyalikh, E. V. Chulkov, and A. Manchon, Rashba-like physics in condensed matter, *Nature Reviews Physics* **4**, 642 (2022).
 - [6] W. Y. Choi, H.-j. Kim, J. Chang, S. H. Han, A. Abbout, H. B. M. Saidaoui, A. Manchon, K.-J. Lee, and H. C. Koo, Ferromagnet-free all-electric spin hall transistors, *Nano Letters* **18**, 7998 (2018).
 - [7] S. Manipatruni, D. E. Nikonov, C.-C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y.-L. Huang, E. Bon-turim, R. Ramesh, and I. A. Young, Scalable energy-efficient magnetoelectric spin – orbit logic, *Nature* **565**, 35 (2019).
 - [8] P. Noël, F. Trier, L. M. Vicente Arche, J. Bréhin, D. C. Vaz, V. Garcia, S. Fusil, A. Barthélémy, L. Vila, M. Bibes, and J.-P. Attané, Non-volatile electric control of spin – charge conversion in a SrTiO3 rashba system, *Nature* **580**, 483 (2020).
 - [9] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, Yig magnonics, *Journal of Physics D: Applied Physics* **43**, 264002 (2010).
 - [10] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnon spintronics, *Nature Physics* **11**, 453 (2015).
 - [11] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. B. Youssef, and B. J. van Wees, Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature, *Nature Physics* **11**, 1022 (2015).
 - [12] H. Wu, L. Huang, C. Fang, B. S. Yang, C. H. Wan, G. Q. Yu, J. F. Feng, H. X. Wei, and X. F. Han, Magnon valve effect between two magnetic insulators, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 097205 (2018).
 - [13] G. Chen, S. Qi, J. Liu, D. Chen, J. Wang, S. Yan, Y. Zhang, S. Cao, M. Lu, S. Tian, K. Chen, P. Yu, Z. Liu, X. C. Xie, J. Xiao, R. Shindou, and J.-H. Chen, Electric-

- cally switchable van der waals magnon valves, *Nature Communications* **12**, 6279 (2021).
- [14] Y. Li, Z. Zhang, C. Liu, D. Zheng, B. Fang, C. Zhang, A. Chen, Y. Ma, C. Wang, H. Liu, K. Shen, A. Manchon, J. Q. Xiao, Z. Qiu, C.-M. Hu, and X. Zhang, Reconfigurable spin current transmission and magnon – magnon coupling in hybrid ferrimagnetic insulators, *Nature Communications* **15**, 2234 (2024).
- [15] Y. Wang, D. Zhu, Y. Yang, K. Lee, R. Mishra, G. Go, S.-H. Oh, D.-H. Kim, K. Cai, E. Liu, S. D. Pollard, S. Shi, J. Lee, K. L. Teo, Y. Wu, K.-J. Lee, and H. Yang, Magnetization switching by magnon-mediated spin torque through an antiferromagnetic insulator, *Science* **366**, 1125 (2019).
- [16] D. Zheng, J. Lan, B. Fang, Y. Li, C. Liu, J. O. Ledesma-Martin, Y. Wen, P. Li, C. Zhang, Y. Ma, Z. Qiu, K. Liu, A. Manchon, and X. Zhang, High-efficiency magnon-mediated magnetization switching in all-oxide heterostructures with perpendicular magnetic anisotropy, *Advanced Materials* **34**, 2203038 (2022).
- [17] A. Manchon, P. B. Ndiaye, J.-H. Moon, H.-W. Lee, and K.-J. Lee, Magnon-mediated Dzyaloshinskii-Moriya torque in homogeneous ferromagnets, *Phys. Rev. B* **90**, 224403 (2014).
- [18] A. A. Kovalev and V. Zyuzin, Spin torque and nernst effects in Dzyaloshinskii-Moriya ferromagnets, *Phys. Rev. B* **93**, 161106 (2016).
- [19] K.-W. Kim, S.-W. Lee, J.-H. Moon, G. Go, A. Manchon, H.-W. Lee, K. Everschor-Sitte, and K.-J. Lee, Unidirectional magnon-driven domain wall motion due to the interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 147202 (2019).
- [20] F. J. Blatt, D. J. Flood, V. Rowe, P. A. Schroeder, and J. E. Cox, Magnon-drag thermopower in iron, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 395 (1967).
- [21] M. V. Costache, G. Bridoux, I. Neumann, and S. O. Valenzuela, Magnon-drag thermopile, *Nature Materials* **11**, 199 (2012).
- [22] S. J. Watzman, R. A. Duine, Y. Tserkovnyak, S. R. Boona, H. Jin, A. Prakash, Y. Zheng, and J. P. Heremans, Magnon-drag thermopower and nernst coefficient in fe, co, and ni, *Phys. Rev. B* **94**, 144407 (2016).
- [23] S. S.-L. Zhang and S. Zhang, Magnon mediated electric current drag across a ferromagnetic insulator layer, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096603 (2012).
- [24] J. Li, Y. Xu, M. Aldosary, C. Tang, Z. Lin, S. Zhang, R. Lake, and J. Shi, Observation of magnon-mediated current drag in pt/yttrium iron garnet/pt(ta) trilayers, *Nature Communications* **7**, 10858 (2016).
- [25] H. Wu, C. H. Wan, X. Zhang, Z. H. Yuan, Q. T. Zhang, J. Y. Qin, H. X. Wei, X. F. Han, and S. Zhang, Observation of magnon-mediated electric current drag at room temperature, *Phys. Rev. B* **93**, 060403 (2016).
- [26] Y. Cheng, K. Chen, and S. Zhang, Interplay of magnon and electron currents in magnetic heterostructure, *Phys. Rev. B* **96**, 024449 (2017).
- [27] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Antiferromagnetic spintronics, *Nature Nanotechnology* **11**, 231 (2016).
- [28] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Antiferromagnetic spintronics, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- [29] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Relativistic néel-order fields induced by electrical current in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
- [30] P. Wadley, V. Hills, M. R. Shahedkhah, K. W. Edmonds, R. P. Campion, V. Novák, B. Ouladdiaf, D. Khalyavin, S. Langridge, V. Saidl, P. Nemec, A. W. Rushforth, B. L. Gallagher, S. S. Dhesi, F. Maccherozzi, J. Železný, and T. Jungwirth, Antiferromagnetic structure in tetragonal cumnas thin films, *Scientific Reports* **5**, 17079 (2015).
- [31] H. Tsai, T. Higo, K. Kondou, T. Nomoto, A. Sakai, A. Kobayashi, T. Nakano, K. Yakushiji, R. Arita, S. Miwa, Y. Otani, and S. Nakatsuji, Electrical manipulation of a topological antiferromagnetic state, *Nature* **580**, 608 (2020).
- [32] P. Vaidya, S. A. Morley, J. van Tol, Y. Liu, R. Cheng, A. Brataas, D. Lederman, and E. del Barco, Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet, *Science* **368**, 160 (2020).
- [33] J. Li, C. B. Wilson, R. Cheng, M. Lohmann, M. Kavand, W. Yuan, M. Aldosary, N. Agladze, P. Wei, M. S. Sherwin, and J. Shi, Spin current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons, *Nature* **578**, 70 (2020).
- [34] V. Bonbien, F. Zhuo, A. Salimath, O. Ly, A. Abbout, and A. Manchon, Topological aspects of antiferromagnets, *Journal of Physics D: Applied Physics* **55**, 103002 (2021).
- [35] W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, J. E. Pearson, A. Hoffmann, F. Freimuth, and Y. Mokrousov, Spin hall effects in metallic antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.*

- 113**, 196602 (2014).
- [36] Y. Zhang, J. Železný, Y. Sun, J. van den Brink, and B. Yan, Spin hall effect emerging from a noncollinear magnetic lattice without spin – orbit coupling, *New Journal of Physics* **20**, 073028 (2018).
- [37] R. González-Hernández, P. Ritzinger, K. Výborný, J. Železný, and A. Manchon, Non-relativistic torque and edelstein effect in non-collinear magnets, *Nature Communications* **15**, 7663 (2024).
- [38] J. Železný, Y. Zhang, C. Felser, and B. Yan, Spin-polarized current in noncollinear antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 187204 (2017).
- [39] M. Kimata, H. Chen, K. Kondou, S. Sugimoto, P. K. Muduli, M. Ikhlas, Y. Omori, T. Tomita, A. H. MacDonald, S. Nakatsuji, and Y. Otani, Magnetic and magnetic inverse spin hall effects in a non-collinear antiferromagnet, *Nature* **565**, 627 (2019).
- [40] X. Chen, S. Shi, G. Shi, X. Fan, C. Song, X. Zhou, H. Bai, L. Liao, Y. Zhou, H. Zhang, A. Li, Y. Chen, X. Han, S. Jiang, Z. Zhu, H. Wu, X. Wang, D. Xue, H. Yang, and F. Pan, Observation of the antiferromagnetic spin hall effect, *Nature Materials* **20**, 800 (2021).
- [41] R. González-Hernández, L. Šmejkal, K. Výborný, Y. Yahagi, J. Sinova, T. c. v. Jungwirth, and J. Železný, Efficient electrical spin splitter based on nonrelativistic collinear antiferromagnetism, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 127701 (2021).
- [42] T. Nan, C. X. Quintela, J. Irwin, G. Gurung, D. F. Shao, J. Gibbons, N. Campbell, K. Song, S.-Y. Choi, L. Guo, R. D. Johnson, P. Manuel, R. V. Chopdekar, I. Hallstein, T. Tybell, P. J. Ryan, J.-W. Kim, Y. Choi, P. G. Radaelli, D. C. Ralph, E. Y. Tsymbal, M. S. Rzchowski, and C. B. Eom, Controlling spin current polarization through non-collinear antiferromagnetism, *Nature Communications* **11**, 4671 (2020).
- [43] A. Bose, N. J. Schreiber, R. Jain, D.-F. Shao, H. P. Nair, J. Sun, X. S. Zhang, D. A. Muller, E. Y. Tsymbal, D. G. Schlom, and D. C. Ralph, Tilted spin current generated by the collinear antiferromagnet ruthenium dioxide, *Nature Electronics* **5**, 267 (2022).
- [44] H. Bai, L. Han, X. Y. Feng, Y. J. Zhou, R. X. Su, Q. Wang, L. Y. Liao, W. X. Zhu, X. Z. Chen, F. Pan, X. L. Fan, and C. Song, Observation of spin splitting torque in a collinear antiferromagnet RuO₂, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 197202 (2022).
- [45] S. Karube, T. Tanaka, D. Sugawara, N. Kadoguchi, M. Kohda, and J. Nitta, Observation of spin-splitter torque in collinear antiferromagnetic RuO₂, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 137201 (2022).
- [46] R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender, A. Qaiumzadeh, L. Baldrati, J. Cramer, A. Brataas, R. A. Duine, and M. Kläui, Tunable long-distance spin transport in a crystalline antiferromagnetic iron oxide, *Nature* **561**, 222 (2018).
- [47] W. Xing, L. Qiu, X. Wang, Y. Yao, Y. Ma, R. Cai, S. Jia, X. C. Xie, and W. Han, Magnon transport in quasi-two-dimensional van der waals antiferromagnets, *Phys. Rev. X* **9**, 011026 (2019).
- [48] V. A. Zyuzin and A. A. Kovalev, Magnon spin nernst effect in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 217203 (2016).
- [49] R. Cheng, S. Okamoto, and D. Xiao, Spin nernst effect of magnons in collinear antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 217202 (2016).
- [50] B. Li, A. Mook, A. Raeliarijaona, and A. A. Kovalev, Magnonic analog of the edelstein effect in antiferromagnetic insulators, *Phys. Rev. B* **101**, 024427 (2020).
- [51] Y. Wen, F. Zhuo, Y. Zhao, P. Li, Q. Zhang, A. Manchon, and X.-x. Zhang, Competition between electronic and magnonic spin currents in metallic antiferromagnets, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 054030 (2019).
- [52] Y. Cheng and S. Zhang, Spin transport in noncollinear antiferromagnetic metals, *Phys. Rev. B* **102**, 134403 (2020).
- [53] E. Erlandsen and A. Sudbø, Magnon drag in a metal–insulating antiferromagnet bilayer, *Phys. Rev. B* **105**, 184434 (2022).
- [54] M. M. S. Barbeau, M. Titov, M. I. Katsnelson, and A. Qaiumzadeh, Nonequilibrium magnons from hot electrons in antiferromagnetic systems, *Phys. Rev. Res.* **5**, L022065 (2023).
- [55] L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth, Beyond conventional ferromagnetism and antiferromagnetism: A phase with nonrelativistic spin and crystal rotation symmetry, *Phys. Rev. X* **12**, 031042 (2022).
- [56] S. López-Moreno, A. H. Romero, J. Mejía-López, A. Muñoz, and I. V. Roshchin, First-principles study of electronic, vibrational, elastic, and magnetic properties of fe₂ as a function of pressure, *Phys. Rev. B* **85**, 134110 (2012).
- [57] Y. Noda, K. Ohno, and S. Nakamura, Momentum-dependent band spin splitting in semiconducting mno₂: a density functional calculation, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18**, 13294 (2016).

- [58] T. Okugawa, K. Ohno, Y. Noda, and S. Nakamura, Weakly spin-dependent band structures of antiferromagnetic perovskite LaMO_3 ($M = \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}$), *Journal of Physics: Condensed Matter* **30**, 075502 (2018).
- [59] L. Šmejkal, R. González-Hernández, T. Jungwirth, and J. Sinova, Crystal time-reversal symmetry breaking and spontaneous hall effect in collinear antiferromagnets, *Science Advances* **6**, eaaz8809 (2020).
- [60] M. Naka, S. Hayami, H. Kusunose, Y. Yanagi, Y. Motome, and H. Seo, Spin current generation in organic antiferromagnets, *Nature Communications* **10**, 4305 (2019).
- [61] S. Hayami, Y. Yanagi, and H. Kusunose, Momentum-dependent spin splitting by collinear antiferromagnetic ordering, *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 123702 (2019).
- [62] K.-H. Ahn, A. Hariki, K.-W. Lee, and J. Kuneš, Antiferromagnetism in RuO_2 as d -wave pomeranchuk instability, *Phys. Rev. B* **99**, 184432 (2019).
- [63] L.-D. Yuan, Z. Wang, J.-W. Luo, E. I. Rashba, and A. Zunger, Giant momentum-dependent spin splitting in centrosymmetric low- z antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **102**, 014422 (2020).
- [64] L.-D. Yuan, Z. Wang, J.-W. Luo, and A. Zunger, Prediction of low- z collinear and noncollinear antiferromagnetic compounds having momentum-dependent spin splitting even without spin-orbit coupling, *Phys. Rev. Mater.* **5**, 014409 (2021).
- [65] L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth, Emerging research landscape of altermagnetism, *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).
- [66] S. A. Egorov, D. B. Litvin, and R. A. Evarestov, Antiferromagnetism-induced spin splitting in systems described by magnetic layer groups, *The Journal of Physical Chemistry C* **125**, 16147 (2021).
- [67] Y. Guo, H. Liu, O. Janson, I. C. Fulga, J. van den Brink, and J. I. Facio, Spin-split collinear antiferromagnets: A large-scale ab-initio study, *Materials Today Physics* **32**, 100991 (2023).
- [68] I. I. Mazin, K. Koepf, M. D. Johannes, R. González-Hernández, and L. Šmejkal, Prediction of unconventional magnetism in doped FeSb_2 , *Proceedings of the National Academy of Sciences* **118**, e2108924118 (2021).
- [69] Z. Feng, X. Zhou, L. Šmejkal, L. Wu, Z. Zhu, H. Guo, R. González-Hernández, X. Wang, H. Yan, P. Qin, X. Zhang, H. Wu, H. Chen, Z. Meng, L. Liu, Z. Xia, J. Sinova, T. Jungwirth, and Z. Liu, An anomalous hall effect in altermagnetic ruthenium dioxide, *Nature Electronics* **5**, 735 (2022).
- [70] R. D. Gonzalez Betancourt, J. Zubáč, R. Gonzalez-Hernandez, K. Geishendorf, Z. Šobáň, G. Springholz, K. Olejník, L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth, S. T. B. Goennenwein, A. Thomas, H. Reichlová, J. Železný, and D. Kriegner, Spontaneous anomalous hall effect arising from an unconventional compensated magnetic phase in a semiconductor, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 036702 (2023).
- [71] H. Reichlova, R. Lopes Seeger, R. González-Hernández, I. Kounta, R. Schlitz, D. Kriegner, P. Ritzinger, M. Lammel, M. Leiviskä, A. Birk Hellenes, K. Olejník, V. Petříček, P. Doležal, L. Horak, E. Schmoranzero, A. Badura, S. Bertaina, A. Thomas, V. Baltz, L. Michez, J. Sinova, S. T. B. Goennenwein, T. Jungwirth, and L. Šmejkal, Observation of a spontaneous anomalous hall response in the Mn_5Si_3 d -wave altermagnet candidate, *Nature Communications* **15**, 4961 (2024).
- [72] A. Smolyanyuk, I. I. Mazin, L. Garcia-Gassull, and R. Valentí, Fragility of the magnetic order in the prototypical altermagnet RuO_2 , *Phys. Rev. B* **109**, 134424 (2024).
- [73] T. Berlijn, P. C. Snijders, O. Delaire, H.-D. Zhou, T. A. Maier, H.-B. Cao, S.-X. Chi, M. Matsuda, Y. Wang, M. R. Koehler, P. R. C. Kent, and H. H. Weitering, Itinerant antiferromagnetism in RuO_2 , *Phys. Rev. Lett.* **118**, 077201 (2017).
- [74] Z. H. Zhu, J. Stremper, R. R. Rao, C. A. Occhialini, J. Pellicciari, Y. Choi, T. Kawaguchi, H. You, J. F. Mitchell, Y. Shao-Horn, and R. Comin, Anomalous antiferromagnetism in metallic RuO_2 determined by resonant x-ray scattering, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 017202 (2019).
- [75] S. W. Lovesey, D. D. Khalyavin, and G. van der Laan, Magnetic structure of RuO_2 in view of altermagnetism, *Phys. Rev. B* **108**, L121103 (2023).
- [76] L. Šmejkal, A. Marmodoro, K.-H. Ahn, R. González-Hernández, I. Turek, S. Mankovsky, H. Ebert, S. W. D'Souza, O. c. v. Šipr, J. Sinova, and T. c. v. Jungwirth, Chiral magnons in altermagnetic RuO_2 , *Phys. Rev. Lett.* **131**, 256703 (2023).
- [77] Q. Cui, B. Zeng, P. Cui, T. Yu, and H. Yang, Efficient spin seebeck and spin nernst effects of magnons in altermagnets, *Phys. Rev. B* **108**, L180401 (2023).
- [78] B. Brekke, A. Brataas, and A. Sudbø, Two-dimensional altermagnets: Superconductivity in a minimal microscopic model, *Phys. Rev. B* **108**, 224421 (2023).

- [79] Z. Liu, M. Ozeki, S. Asai, S. Itoh, and T. Masuda, Chiral-split magnon in altermagnetic MnTe, *Physical Review Letters* **133**, 156702 (2024).
- [80] D. Jost, R. B. Regmi, S. Sahel-Schackis, M. Scheufele, M. Neuhaus, R. Nickel, F. Yakhou, K. Kummer, N. Brookes, L. Shen, G. L. Dakovski, N. J. Ghimire, S. Geprägs, and M. F. Kling, Chiral altermagnon in MnTe, <https://arxiv.org/pdf/2501.17380> (2025).
- [81] P. Keßler, L. Garcia-Gassull, A. Suter, T. Prokscha, Z. Salman, D. Khalyavin, P. Manuel, F. Orlandi, I. I. Mazin, R. Valentí, and S. Moser, Absence of magnetic order in ruo₂: insights from μ sr spectroscopy and neutron diffraction, *npj Spintronics* **2**, 50 (2024).
- [82] S. M. Rezende, A. Azevedo, and R. L. Rodríguez-Suárez, Introduction to antiferromagnetic magnons, *Journal of Applied Physics* **126**, 151101 (2019).
- [83] R. B. Woolsey and R. M. White, Electron-magnon interaction in ferromagnetic semiconductors, *Phys. Rev. B* **1**, 4474 (1970).
- [84] G. D. Mahan, *Many-particle physics* (Springer Science & Business Media, 2013).
- [85] Y. Guo, J. Zhang, Z. Zhu, Y.-y. Jiang, L. Jiang, C. Wu, J. Dong, X. Xu, W. He, B. He, Z. Huang, L. Du, G. Zhang, K. Wu, X. Han, D.-f. Shao, G. Yu, and H. Wu, Direct and inverse spin splitting effects in altermagnetic RuO₂, *Advanced Science* **11**, 2400967 (2024).
- [86] H. Bai, Y. C. Zhang, Y. J. Zhou, P. Chen, C. H. Wan, L. Han, W. X. Zhu, S. X. Liang, Y. C. Su, X. F. Han, F. Pan, and C. Song, Efficient spin-to-charge conversion via altermagnetic spin splitting effect in antiferromagnet RuO₂, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 216701 (2023).
- [87] C.-T. Liao, Y.-C. Wang, Y.-C. Tien, S.-Y. Huang, and D. Qu, Separation of inverse altermagnetic spin-splitting effect from inverse spin hall effect in RuO₂, *Phys. Rev. Lett.* **133**, 056701 (2024).
- [88] Z. Q. Wang, Z. Q. Li, L. Sun, Z. Y. Zhang, K. He, H. Niu, J. Cheng, M. Yang, X. Yang, G. Chen, Z. Yuan, H. F. Ding, and B. F. Miao, Inverse spin hall effect dominated spin-charge conversion in (101) and (110)-oriented RuO₂ films, *Phys. Rev. Lett.* **133**, 046701 (2024).
- [89] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh, Spin hall magnetoresistance induced by a nonequilibrium proximity effect, *Physical Review Letters* **110**, 206601 (2013).
- [90] C. O. Avci, K. Garello, A. Ghosh, M. Gabureac, S. F. Alvarado, and P. Gambardella, Unidirectional spin hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers, *Nature Physics* **11**, 570 (2015).