arXiv:2301.03268v1 [cond-mat.mes-hall] 9 Jan 2023

范德华反铁磁体 $CrPS_4$中的长距离磁振子输运

Dennis K. de Wal,[1], * Arnaud Iwens,[1] Tian Liu,[1] Ping Tang,[2] Gerrit E. W. Bauer,[1, 2, 3] 和 Bart J. van Wees[1]

[1] *Zernike Institude for Advanced Materials, University of Groningen, Groningen, the Netherlands*

[2] *Advanced Institute for Materials Research (AIMR), Tohoku University, Sendai, Japan*

[3] *Kavli Institute for Theoretical Sciences, University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*（日期：2023年1月10日）

我们通过报道电绝缘反铁磁体铬硫磷酸盐（$CrPS_4$）中的长距离磁振子自旋输运，展示了范德华磁体在自旋电子学应用中的潜力。该材料具有垂直磁各向异性。我们通过铂电极非局域地注入和探测磁振子自旋，并监测非局域电阻随面内磁场的变化，磁场最高达 7 特斯拉。在奈尔温度（$T_N = 38$ 开尔文）以下，我们在至少一微米的距离上观测到非局域电阻；此时的磁场强度接近使子晶格磁化强度饱和的数值。

自从在 $Cr_2Ge_2Te_6$ [1]和 CrI_3 [2] 的单层及双层中发现长程磁有序以来，人们已在单层或少层厚度的材料中发现了许多范德华（反）铁磁材料。由于层间与层内交换作用以及磁各向异性的相互作用产生了丰富的自旋织构，这些材料是颇具吸引力的自旋电子学平台。

许多反铁磁性范德华材料在低温下具有电绝缘性，这意味着不存在自由载流子引起的磁化阻尼。因此，它们非常适合用于研究磁有序的集体激发，即自旋波及其量子——磁振子 [3, 4]。磁振子输运已在传统磁体中得到广泛研究，例如通过自旋泵浦 [5], 自旋塞贝克效应（SSE） [6], 以及电学磁振子自旋注入/探测 [7]。目前已在反铁磁体赤铁矿 [8],氧化镍 [9], 和 $YFeO_3$ [10]中实现长距离磁振子输运。低阻尼亚铁磁性钇铁石榴石（YIG）超薄膜是实现高效磁振子输运的首选材料；与三维（3D）相比，二维（2D）输运表现出磁振子电导率显著增强等有利效应[11]。已有研究在铁磁性和反铁磁性范德华材料中报道了由温度梯度驱动的磁振子自旋输运（SSE） [12] [13, 14]。然而，局域和非局域自旋塞贝克效应只能提供有关磁振子输运性质的混杂信息。热磁振子流由整个样品中的热梯度产生，因此难以区分磁振子弛豫长度和磁振子自旋电导率 [7, 11]。$CrCl_3$ [15] 的反铁磁共振揭示了声学和光学磁振子模的存在，但无法解析它们在自旋输运中的作用。为了评估范德华磁体在自旋电子学应用中的潜力，我们因此需要研究由微波局部产生的磁振子的传播，或者如我们将在本文中展示的那样，研究由电学注入产生的磁振子传播。

具有较大（逆）自旋霍尔效应的重金属电极（例如铂）已成为研究磁性材料的标准工具。铂电极中的自旋霍尔磁阻（SMR）是测量表面平衡磁化强度的可靠方法 [16], ，此前已用于研究 $CrPS_4$ [17] 和 $FePS_3$[18]。借助两个铂电极，通过自旋霍尔效应由一个端子中的电流注入的自旋，会以磁振子的形式在电绝缘磁体中传播，并可通过另一个电极利用逆自旋霍尔效应进行探测 [7]。据我们所知，在范德华反铁磁体中开展此类磁振子输运非局域电学测量尚属首次；在本研究中，所研究的材料为 $CrPS_4$

$CrPS_4$ 是一种 A 型反铁磁体（见图 1(a)）。单独的层是面外（oop）二维铁磁体，但相邻层在 N´eel 温度 $T_N \simeq 38$ K 时呈反铁磁有序。它在空气中的相对稳定性有利于器件的制造。面外磁场达到 $H_{\mathrm{spinflop}} \approx 0.9$ T（5 K 时）会诱导自旋翻转跃迁至倾斜态，而磁化强度在 8.5 T 时达到饱和，进入“自旋翻转”态。面内（ip）磁场下，磁化强度几乎在相同的磁场强度下达到饱和，这表明各向异性场（H_A ≈0.01 T）远小于交换场（H_E ≈4.25 T） [19, 20]。因此，$CrPS_4$ 是研究受控非共线自旋织构中磁振子的理想平台，因为适中的自旋翻转和自旋翻转临界场可通过标准实验室设备实现。

图 1(b) 显示了使用上述参数计算得到的易轴沿 z 的 $CrPS_4$ 双层中声学和光学磁振子的带边（$k = 0$）频率随面内磁场的变化。图 1(c) 示意了层面法向磁场低于自旋翻转跃迁（$H < H_{\mathrm{spinflop}}$）时的磁化进动振幅；此时 Néel 矢量保持沿着 z ，磁振子模在 z 方向携带相反的自旋 $+\hbar/-\hbar$。图 1(d) 示意了面内磁场低于自旋翻转跃迁（$H < H_{\mathrm{E}\perp}$）时倾斜自旋织构的激发。如紫色所示，相关磁振子由零场下自旋向上和自旋向下态演化而来，其净磁化强度沿 y

* d.k.de.wal@rug.nl

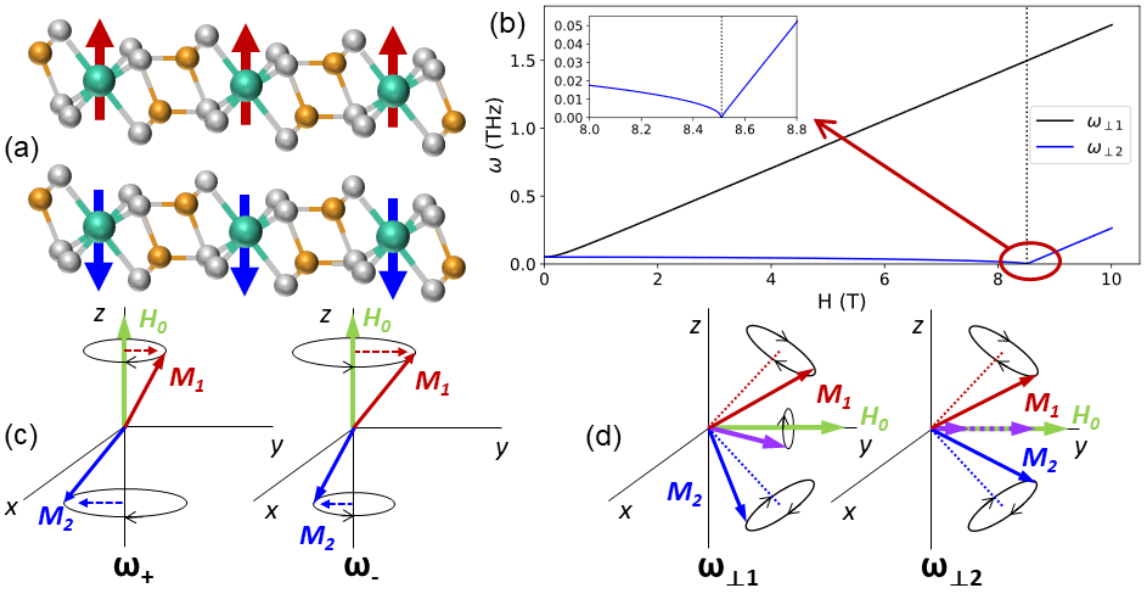

图 1. 反铁磁性 CrPS $_4$中的自旋织构和磁振子模。(a) $CrPS_4$双层中的原子和自旋。红色和蓝色箭头表示 Cr 原子（青绿色）的局域磁矩。层间（层内）交换耦合为铁磁性（反铁磁性）。(b) 磁振子能带边缘对面内磁场的依赖关系。(c) 自旋翻转跃迁以下面外（oop）磁场中的光学（ω_+）和声学磁振子模。(d) 自旋翻转跃迁（$H < H_{E\perp}$）以下面内（ip）磁场中的磁振子模。 $\omega_{\perp 1}$ 模的净磁化强度（紫色矢量）以相同模量绕面内外场矢量进动，而 $\omega_{\perp 2}$ 模的净磁化强度则沿磁场方向振荡。

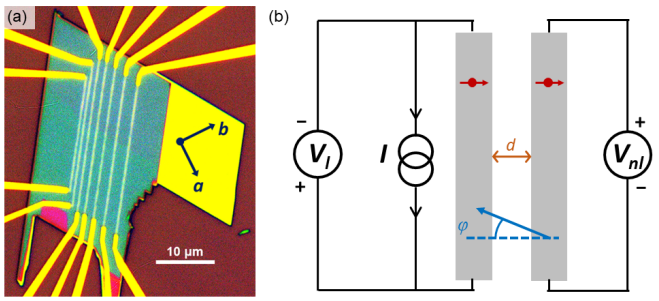

图 2. (a) 输运器件的光学显微图：$CrPS_4$ 薄膜上方有 7 条平行铂条，并通过 Ti/Au 引线键合； a 和 b 表示单晶的取向。(b) 电学测量电路，其中红色箭头表示铂条中的电活性自旋， φ 表示面内磁场角度。

箭头。

我们在剥离的 $CrPS_4$ 薄片上沉积多条平行铂条，制备了三个器件；薄片厚度为 ~100 nm（见图 2(a)）。我们研究局域电阻和非局域电阻随面内磁场大小及方向的变化。我们测量单条铂条的磁阻（自旋霍尔磁阻）[16]，并通过两条铂条以非局域方式测量磁振子输运和自旋塞贝克效应（见图 2(b)）。

通过自旋霍尔磁阻（SMR），我们监测表面磁化随温度、面内外磁场和偏置电流的变化。铂条中的电流 I 产生横向自旋流。当自旋流在铂|$CrPS_4$ 界面发生部分反射时，会通过逆自旋霍尔效应产生额外电流，从而有效降低电阻。自旋霍尔自旋流的极化方向（图 2(b) 中的红色箭头）若平行于（垂直于）界面处磁体的局域磁矩，则会使交换相互作用导致的退相干最小化（最大化），因此电阻 [16] 也最小（最大）。面内磁场 $\mathbf{H} = H\hat{}\mathbf{y}$ （面内角度 $\varphi = 0$）使面外反铁磁序偏转一个角度

$$\theta_\perp = \arcsin \frac{H}{2H_E + H_A} \tag{1}$$

与 z轴。沿 x轴的铂导线的电阻 R_l 因此应在 $\theta_\perp = 0$ 时达到最大值，在 $\theta_\perp = \pi/2$，即自旋翻转跃迁处及之后达到最小值。另一方面，当磁矩与电流诱导的自旋平行时，磁振子注入效率最高，非局域电阻 $R_{nl} = V_{\text{detector}}/I_{\text{injector}}$也达到最大值。 $R_{nl} > 0$ 将探测器上的电压极性定义为与注入器中的电流极性相反（见图 2(b)）。

电荷电流 I 产生的焦耳热会在界面和磁体中形成温度梯度，进而产生自旋流及相应的逆自旋霍尔电压（自旋塞贝克效应）；注入器和探测器中也会产生相应的局域和非局域电压信号。

我们可以通过记录对以频率 ω振荡的偏置电流所产生的一阶和二阶谐波响应，来区分电信号和热信号。一阶

谐波响应反映欧姆信号 $V \sim I$，而热信号 $V \sim I^2$ 则以二倍频出现。这里我们重点关注线性响应 $R_{l/nl}^{(1\omega)}$，并在补充材料（SM）中简要讨论 $R_{l/nl}^{(2\omega)}$。自旋霍尔效应和逆自旋霍尔效应决定了其随面内磁场角度的变化关系：

$$R_l^{(1\omega)} = R_{l,0}^{(1\omega)} + \Delta R_l^{(1\omega)} \sin^2\varphi \tag{2}$$

$$R_{nl}^{(1\omega)} = \Delta R_{nl}^{(1\omega)} \cos^2\varphi \tag{3}$$

其中 $R_0^{(1\omega)}$，l/nl 为恒定偏移量，$\Delta R_{l/nl}^{(1\omega)}$ 为依赖于面内磁场角度φ（定义见图 2）的信号强度。

我们在液氦低温恒温器中测量了 5 至 300 K 温度范围内的局域电阻和非局域电阻，测量其随最高达 7.9 T 的面内磁场以及面内角度 φ 的变化。图 2 展示了器件 D1 的示意图，以及局域和非局域测量构型。我们在 D1 上使用三对不同的铂电极进行了测量，其边到边距离分别为 330 nm、420 nm 和 780 nm。在器件 D2 上，我们测量了两对铂电极的电阻，间距分别为 ~300 nm 和 ~450 nm。具有相似薄片厚度且电极边到边间距为 300 nm 的器件 D3 的结果见补充材料（SM）。

随时间变化的电压响应可展开为 $V(t) = R_1 I(t) + R_2 I^2(t) + \cdots$，标准的低频（7 Hz - 17 Hz）锁相技术可测得常数 R_1 和 R_2 [7, 21]

图3展示了在 $T = 24$ K 下，以 60μA 交流电流偏置施加 7 T 面内磁场时，注入电极的 $R_l^{(1\omega)} - R_{l\,0}^{(1\omega)}$,(≈ 6kΩ) 随磁场方向的变化。观测到的 φ 依赖关系与上文示意的自旋霍尔磁阻模型吻合良好。$\Delta R_l^{(1\omega)}/R_l^{(1\omega)}$，$_0 \simeq 10^{-4}$ 与面外构型下 $CrPS_4$ 的自旋霍尔磁阻以及其他磁性材料的自旋霍尔磁阻处于同一数量级，这强烈表明界面交换耦合效率高且自旋混合电导较大。

图4(a)中，$T = 20$ K 时的调制 $\Delta R_l^{(1\omega)}$ 随磁场强度的变化也符合预期，而偏置电流依赖性的缺失证实我们处于线性响应区间。我们观察到磁场达到 > 6 T 时出现饱和（见图4），这对应于自旋翻转态的出现。

在数特斯拉的磁场下，自旋霍尔磁阻随温度升高而减小，但在高于 T_N 后仍然存在，甚至一直持续到室温（未显示）；这与关于 $CrPS_4$ [17] 和范德华材料 $Cr_2Ge_2Te_6$ [22] 的报道一致。稳健的自旋霍尔磁阻可能归因于一种 T_N，其受到界面自旋轨道耦合的增强，和/或由场诱导磁化产生的顺磁自旋霍尔磁阻 [23]。

现在我们聚焦于图3下图中绘制的非局域信号 $R_{nl}^{(1\omega)}$，其测量条件为偏置电流 60 μA、$H = 7$ T、$T = 24$ K（与 $R_l^{(1\omega)}$ 同时测量）。

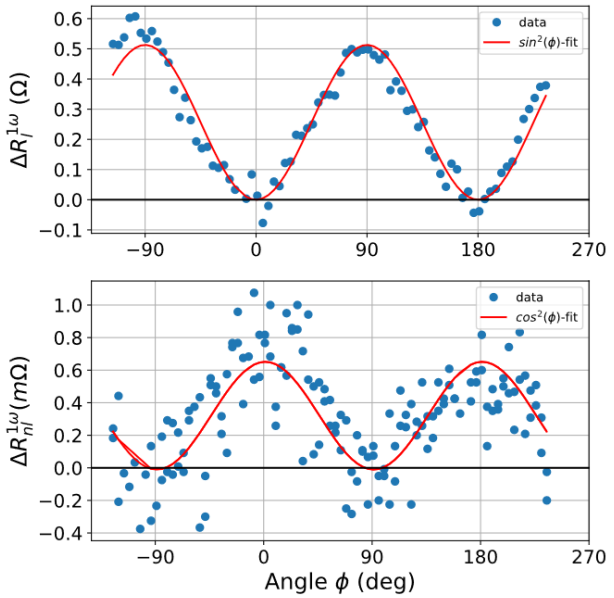

图3。 *Top panel:* 铂条的局域电阻调制 $\Delta R_l^{(1\omega)}$ 随面内角度 φ（相对于导线法线）的变化；所施加磁场为 7 T。偏置电流为 60 μA，样品温度为 24 K。红色曲线为按 $\sin^2\varphi$ 拟合的结果。已扣除 5.97 kΩ 的偏置电阻。 *Bottom panel*: 同时测得的非局域电阻 $R_{nl}^{(1\omega)}$，按 $\cos^2\varphi$ 拟合（红色曲线）。

$\Delta R_l^{(1\omega)} \simeq 0.6$mΩ 约比铂—钇铁石榴石（厚度为 200 nm）[7]小 30 倍。 $R_{nl}^{(1\omega)}$ 在 $\phi = 0°$ 时达到最大值，在$\phi = 90°$时达到最小值，这反映了铂中的自旋霍尔效应所导致的自旋注入和探测效率的角度依赖性。

图4揭示了磁振子输运对磁场的显著依赖性。在 $H \leq 6$ T 时，实验不确定性范围内未观察到 $R_{nl}^{(1\omega)}$。当磁场为> 6 T 时，$R_{nl}^{(1\omega)}$ 急剧增加，并且在磁场达到 > 7 T 时似乎趋于饱和。这种快速增长与体磁化强度的饱和（见补充材料）相关，因此可归因于从倾斜反铁磁（AFM）态到共线铁磁（FM）态的自旋翻转跃迁（见图1(c和d)）。

图4中，偏置电流为 60 μA、磁场为 7 T 时的非局域电阻呈非单调变化，在约 25 K 处达到最大值。我们将其归因于两种效应。一方面，自旋翻转跃迁的临界磁场随温度升高而降低。在低温和 7 T 下，样品仍处于倾斜反铁磁相。$R_{nl}^{(1\omega)}$ 的急剧增加与 $T \sim 25$ K 时饱和铁磁相的形成相吻合。此外，平衡磁振子密度及由此产生的磁振子电导率会随温度升高而增加 [24, 25]。温度更高时，磁化强度和 $R_{nl}^{(1\omega)}$ 会降低，并在 T_N 时消失。

此外，我们通过测量随铂电极之间的距离 d 变化的情况，评估 $CrPS_4$ 中的磁振子输运

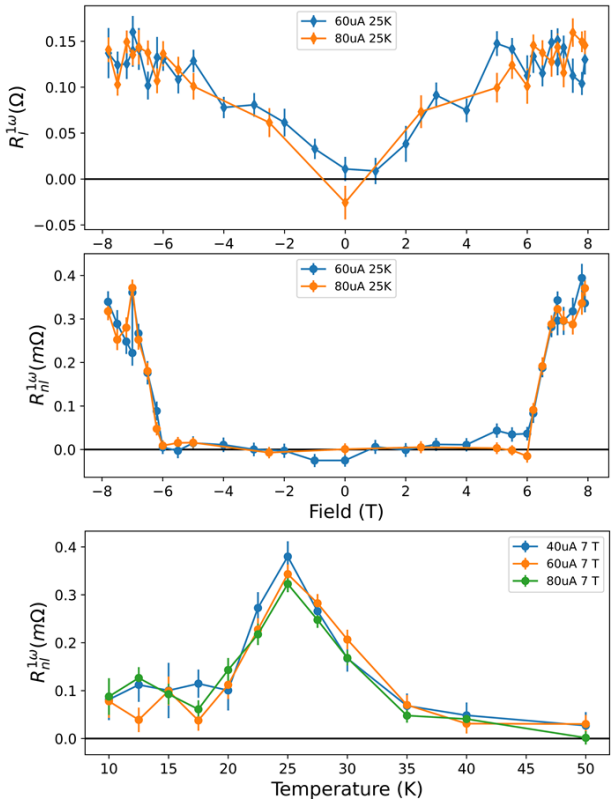

图4. 器件 D2 *Top*的磁场和温度依赖结果： $R_l^{1\omega}$在 25 开尔文下随不同偏置电流变化的磁场依赖关系。 *middle*： $R_{nl}^{1\omega}$的对应结果。 *Bottom*： $R_{nl}^{1\omega}$ 在 7 T 下随温度变化的关系。

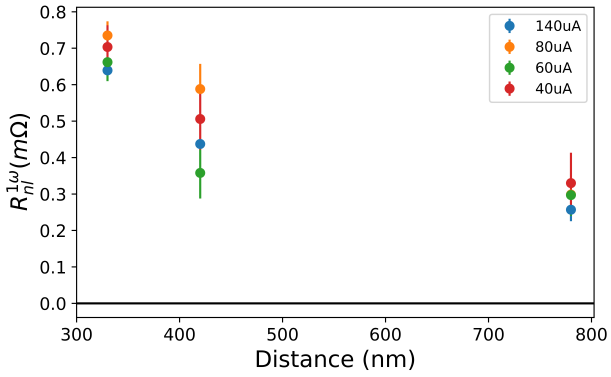

图5. 注入器与探测器触点之间的距离 d 与非局域电阻的关系。在样品温度为 24 K 时，对于不同偏置电流，图中展示了器件 D1 上三对不同铂条带对的 $R_{nl}^{(1\omega)} \sim 1/d$，其 d 分别为 330 nm、420 nm 和 780 nm。

触点，如图5所示。电压偏置电流依赖性不存在系统性变化，这再次证实我们处于线性响应区间。钇铁石榴石中扩散磁振子输运的模型表明，随着 d 增大，$R_{nl}^{(1\omega)}$ 会衰减，其变化取决于磁振子扩散长度 λ。为了在铂|钇铁石榴石界面实现高效自旋注入界面，其描述如下 [7]:

$$R_{nl}^{(1\omega)} = \frac{C}{\lambda}\frac{\exp(d/\lambda)}{1-\exp(2d/\lambda)}, \tag{4}$$

其中 C 为常数。由于我们观察到的是代数关系 $R_{nl}^{(1\omega)} \sim 1/d$，而非指数依赖关系，因此在 $d \leq 1\,\mu$m 的长度尺度上，磁振子输运呈欧姆特性 [7]，，即完全由扩散主导；只有在更大距离下才会出现磁振子衰减。

非局域电阻随磁场的突变，与自旋霍尔磁阻随磁场的线性变化截然不同（图4上方各图）；后者表明表面磁化与静态磁化率成正比。本研究的一个意外发现是，非共线相中不存在非局域输运。这一行为与以往在磁场平行于奈尔矢量的条件下进行的输运研究明显不同，其中包括自旋翻转跃迁 [8–10]。然而，相关理论也没有涉及本研究所考察的构型。

如图1(b)所示，倾斜相中 $CrPS_4$ 的磁振子能带边缘对角化了经典自旋哈密顿量，其低磁场下的本征频率为 [26] $H \leq H_{E\perp} = 2H_E + H_A$

$$\begin{aligned}\omega_+ &= \gamma\sqrt{(2H_E\sin^2\theta_\perp + H_A\cos^2\theta_\perp)(2H_E + H_A)} \\ \omega_- &= \gamma\sqrt{H_A(2H_E + H_A)\cos^2\theta_\perp}\end{aligned} \tag{5}$$

高磁场下为 $H > H_{E\perp} = 2H_E + H_A$

$$\begin{aligned}\omega_+ &= \gamma\sqrt{(H - H_A)H} \\ \omega_- &= \gamma\sqrt{(H - 2H_E)(H - 2H_E - H_A)},\end{aligned} \tag{6}$$

其中，$\theta_\perp$ 在方程1中定义，并包含外部面内磁场 H。较小的各向异性导致声学模的频率较低；在高磁场和低温度下，这些声学模占主导地被布居。

$H_{E\perp}$ 以上的共线铁磁相可用类似于钇铁石榴石的双模线性化玻尔兹曼方程描述，而较大的自旋霍尔磁阻意味着界面是透明的，因此我们预计在 $H > H_{E\perp}$处会出现较强的非局域信号。由于铂电极不会注入或探测 z 方向的自旋极化，在零倾斜角（$\theta_\perp$）时，铂电极注入的自旋流会以自旋转移力矩的形式被反铁磁体完全吸收，并作用于磁性子晶格，而磁振子注入和 $R_{nl}^{(1\omega)}$ 则会消失。随着倾斜角增大，磁振子注入效率会随诱导产生的净磁化强度成比例提高。然而，在非共线构型中，交换相互作用也会越来越显著地影响非局域信号，具体表现为磁振子衰减长度缩短（P. Tang，准备中）。在共线相中，磁振子注入和磁振子输运都不会阻碍非局域信号的产生。然而，所观测到的非局域输运在自旋翻转转变场处突然开启，这一点令人惊讶。

自旋翻转跃迁附近非局域电阻的急剧增大，可能是低能磁振子支中的磁振子注入增强，以及系统接近铁磁态时磁振子弛豫突然受到抑制这两种效应共同作用的结果。

总而言之，据我们所知，我们首次报道了范德华磁体中的非局域自旋输运。自旋通道是具有垂直各向异性的电绝缘反铁磁体 $CrPS_4$ 。我们重点研究了一种即使在传统反铁磁体中也鲜少受到关注的构型：施加垂直于铂自旋注入器和探测器的面内磁场，使反平行自旋倾斜至面内。令人惊讶的是，我们在非共线相中未观察到自旋输运。在迫使系统转变为共线铁磁相的临界场下，我们观察到非局域自旋信号骤然增强，其传输距离超过一微米。这些结果彰显了二维范德华磁体在构建可扩展磁振子电路方面的潜力。

致谢

我们感谢 J. G. Hol- stein、H. Adema、T. Schouten、H. H. de Vries 和 F. H. van der Velde 提供的技术支持。我们感谢泽尼克先进材料研究所和欧盟“地平线2020”研究与创新计划（资助协议编号 785219 和 881603，石墨烯旗舰计划核心项目2和核心项目3）提供的资金支持。本项目还获得了荷兰科学研究组织（NWO）授予 BJW 的斯宾诺莎奖资助，并获得欧洲研究理事会（ERC）通过欧盟 2DMAGSPIN 项目提供的资助（资助协议编号 101053054）。GB 感谢日本学术振兴会科学研究费助成事业（JSPS Kakenhi）19H00645 号资助。

[1] C. Gong, L. Li, Z. Li, H. Ji, A. Stern, Y. Xia, T. Cao, W. Bao, C. Wang, Y. Wang, Z. Q. Qiu, R. J. Cava, S. G. Louie, J. Xia, and X. Zhang, Nature **546**, 265 (2017). [2] B. Huang, G. Clark, E. Navarro-Moratalla, D. R. Klein, R. Cheng, K. L. Seyler, D. Zhong, E. Schmidgall, M. A. McGuire, D. H. Cobden, W. Yao, D. Xiao, P. Jarillo- Herrero, and X. Xu, Nature **546**, 270 (2017). [3] F. Bloch, Zeitschrift f¨ur Physik **61**, 206 (1930). [4] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, 8th ed. (Wi- ley, 霍博肯, NJ, 2005). [5] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Physical Review Letters **88**, 117601 (2002). [6] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. S aitoh, Nature Materials **9**, 894 (2010). [7] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. B. Youssef, and B. J. van Wees, Nature Physics **11**, 1022 (2015). [8] R. Lebrun, A. Ross, O. Gomonay, S. A. Bender, L. Bal- drati, F. Kronast, A. Qaiumzadeh, J. Sinova, A. Brataas, R. A. Duine, and M. Kl

¨

2, aui, 《通讯·物理》 50, 2019 ( ). [9] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Nale- tov, and J. Ben Youssef, Physical Review B **87** (2013), 10.1103/PhysRevB.87.174417. [10] S. Das, A. Ross, X. X. Ma, S. Becker, C. Schmitt, F. van Duijn, E. F. Galindez-Ruales, F. Fuhrmann, M.- A. Syskaki, U. Ebels, V. Baltz, A.-L. Barra, H. Y. Chen, G. Jakob, S. X. Cao, J. Sinova, O. Gomonay, R. Lebrun, and M. Kl¨aui, 《自然·通讯》**13**, 6140 (2022). [11] X.-Y. Wei, O. A. Santos, C. H. S. Lusero, G. E. W. Bauer, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees, 《自然·材料》, 1 (2022). [12] S. M. Rezende, R. L. Rodr´ ıguez-Su´arez, and A. Azevedo, Physical Review B **93**, 014425 (2016). [13] T. Liu, J. Peiro, D. K. de Wal, J. C. Leutenantsmeyer, M. H. D. Guimar˜aes, and B. J. van Wees, Physical Re- view B **101**, 205407 (2020). [14] W. Xing, L. Qiu, X. Wang, Y. Yao, Y. Ma, R. Cai, S. Jia, X. Xie, and W. Han, Physical Review X **9**, 011026 (2019). [15] D. MacNeill, J. T. Hou, D. R. Klein, P. Zhang, P. Jarillo- Herrero, and L. Liu, Physical Review Letters **123**, 047204 2019( ). [16] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Gepr¨ags, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh, Physical Review Letters **110**, 206601 (2013). [17] R. Wu, A. Ross, S. Ding, Y. Peng, F. He, Y. Ren, R. Lebrun, Y. Wu, Z. Wang, J. Yang, A. Brataas, and M. Kl¨aui, Physical Review Applied **17**, 064038 (2022). [18] F. Feringa, G. E. W. Bauer, and B. J. van Wees, Physical Review B **105**, 214408 (2022). [19] Y. Peng, S. Ding, M. Cheng, Q. Hu, J. Yang, F. Wang, M. Xue, Z. Liu, Z. Lin, M. Avdeev, Y. Hou, W. Yang, Y. Zheng, and J. Yang, Advanced Materials **32**, 2001200 (2020). [20] S. Calder, A. V. Haglund, Y. Liu, D. M. Pajerowski, H. B. Cao, T. J. Williams, V. O. Garlea, and D. Mandrus, Physical Review B **102**, 024408 (2020). [21] F. L. Bakker, A. Slachter, J.-P. Adam, and B. J. van Wees, Physical Review Letters **105**, 136601 (2010). [22] W. Zhu, C. Song, L. Han, H. Bai, Q. Wang, S. Yin, L. Huang, T. Chen, and F. Pan, Advanced Functional Materials **32**, 2108953 (2022). [23] K. Oyanagi, J. M. Gomez-Perez, X.-P. Zhang, T. Kikkawa, Y. Chen, E. Sagasta, A. Chuvilin, L. E. Hueso, V. N. Golovach, F. S. Bergeret, F. Casanova, and E. Saitoh, Physical Review B **104**, 134428 (2021). [24] L. J. Cornelissen, J. Shan, and B. J. van Wees, Physical Review B **94**, 180402 (2016). [25] L. J. Cornelissen, K. J. H. Peters, G. E. W. Bauer, R. A. Duine, and B. J. van Wees, Physical Review B **94**, 014412 2016( ). [26] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization oscillations and waves* 1996 (CRC Press, 博卡拉顿,).