arXiv:2304.01001v1 [cond-mat.mes-hall] 3 Apr 2023

扭转磁性晶格中自旋波莫尔′边缘态与腔模的观测

Hanchen Wang,[1],2, 3, ∗ Marco Madami,[4], † Jilei Chen,[5],2, ∗ Hao Jia,[5],2, ∗ Yu Zhang,[6], ∗ Rundong Yuan,[1], ∗Yizhan Wang,[6] Wenqing He,[6] Lutong Sheng,[1] Yuelin Zhang,[1] Jinlong Wang,[1] Song Liu,[2, 5] Ka Shen,[7] Guoqiang Yu,[6]Xiufeng Han,[6] Dapeng Yu,[2, 5] Jean-Philippe Ansermet,[8],5, ‡ Gianluca Gubbiotti,[9], § 以及 Haiming Yu[1],2, ¶

[1] *Fert Beijing Institute, MIIT Key Laboratory of Spintronics, School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China*
[2] *International Quantum Academy, Shenzhen, China*[3] *Department of Materials, ETH Zurich, Zurich 8093, Switzerland*[4] *Dipartimento di Fisica e Geologia, Università di Perugia, Perugia I-06123, Italy*
[5] *Shenzhen Institute for Quantum Science and Engineering (SIQSE), and Department of Physics, Southern University of Science and Technology (SUSTech) Shenzhen 518055 China , , , ,*
[6] *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics Institute of Physics University of Chinese Academy of Sciences, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*
[7] *Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, China*[8] *Institute of Physics, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1015, Lausanne, Switzerland*
[9] *Istituto Officina dei Materiali del Consiglio Nazionale delle Ricerche (IOM-CNR), c/o Dipartimento di Fisica e Geologia, Perugia, Italy.*(日期：2023年4月4日)

我们报告了利用布里渊光散射光谱显微术，在一种纳米结构磁性莫尔晶格中对自旋波莫尔边缘模和腔模的实验观测。该晶格由基于钇铁石榴石薄膜的两个扭转三角形反点晶格组成。在最佳扭转角和特定激发频率下，检测到了自旋波莫尔边缘模。在给定的扭转角下，磁场可作为额外自由度，用于调节磁振子边缘模的手性行为。微磁模拟表明，边缘模出现在原有磁振子带隙内，以及迷你平带与传播磁振子分支的交点处。我们对磁振子-磁振子耦合贝里曲率的理论估算表明，手性边缘模具有非平庸拓扑，并证实了偶极相互作用发挥的关键作用。我们的发现揭示了新兴莫尔磁振子学中磁振子边缘模的拓扑本质。

I. 引言

当两个堆叠晶格彼此略微扭转 [1] 或存在微小的晶格失配时 [2]，，会形成一种新的周期性图样，称为莫尔超晶格，其周期显著大于原始晶格常数。由扭转的范德华材料层构成的莫尔超晶格表现出非凡的电子行为，例如超导电性和关联拓扑态 [1–6]。作为莫尔超晶格的魔角扭转双层石墨烯 [1]因具有非常规超导性 [3]以及关联绝缘相和铁磁相 [4]等新颖电子性质而受到广泛研究。近年来，莫尔物理的概念已拓展至光子学，用于设计光子能带结构，实现魔角激光器 [7, 8], 等新颖功能，并形成具有窄带宽的新型能带结构，例如莫尔平带或迷你平带。磁振子或自旋波 [9–13], 是集体自旋激发，可在磁性金属 [10]和绝缘体 [14]中传播，不涉及电荷输运，因此适用于低功耗计算器件，例如磁振子逻辑门 [15, 16]。迄今为止，磁振子系统中的莫尔物理仅在理论上得到研究 [17–19]。理论上已在若干系统中预测到拓扑自旋波边缘模 [20–28], ，例如双组分磁振子晶格 [29] 和拼接磁振子晶格 [30], ，但迄今尚未在任何材料系统中通过实验得到证实。

在这篇快报中，我们通过实验研究了莫尔′磁振子晶格中的自旋波传播，并观察到，在扭转角与外加磁场达到最佳组合时，莫尔′晶胞边界处存在拓扑自旋波边缘态。我们将两个具有相对扭转角的反点子子晶格合并到同一块钇铁石榴石（YIG）薄膜中，从而形成莫尔′磁振子晶格 [图 1(a)]。这里，我们选择三角晶格来模拟石墨烯的六角晶格对称性 [31, 32] ，但研究结果也可能适用于其他类型的晶格 [19]。我们采用反点晶格 [33–35]而非点阵列 [36]来形成莫尔′磁振子晶体，以保留大面积连续薄膜区域，从而实现高效的自旋波导引。我们采用微聚焦布里渊光散射（μ-BLS）[图 1(b)], 直接观察莫尔′磁振子晶格中的两类自旋波模，即：i）沿莫尔′晶胞边缘传播的自旋波[图 1(e)], ，下文称为莫尔′边缘模，或简称边缘模；ii）强烈局限于莫尔′晶胞中心的自旋波 [图 1(f)],

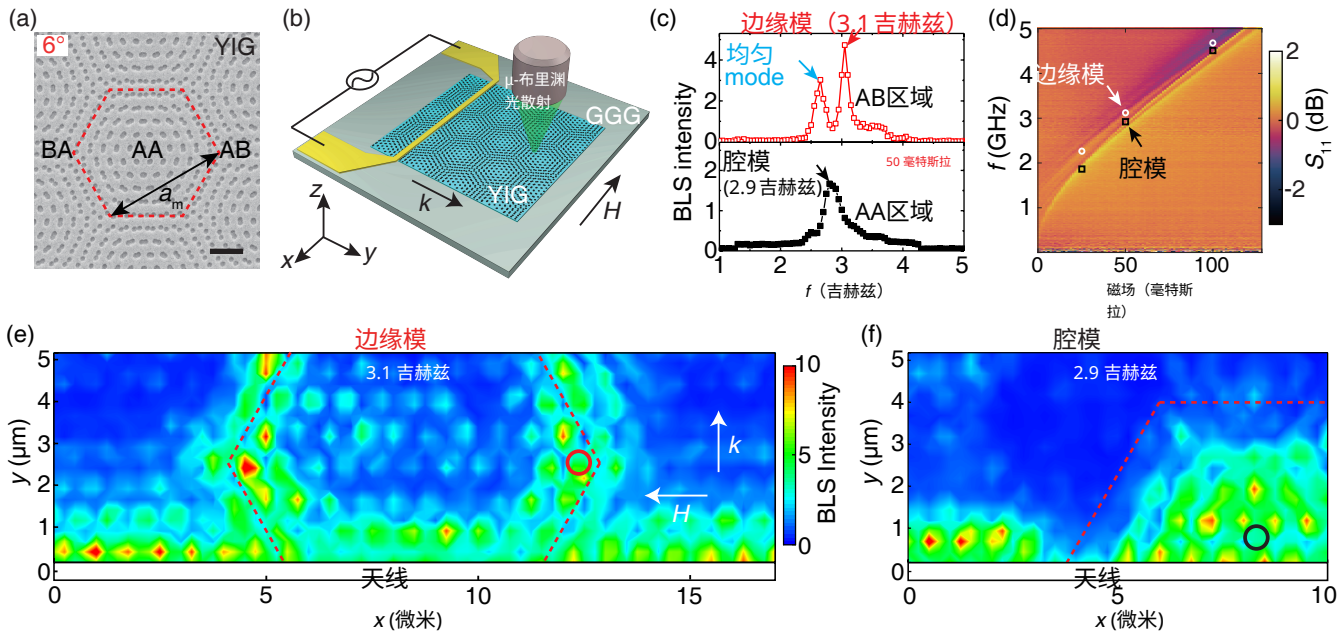

图 1. (a) 基于生长在钆镓石榴石衬底上的钇铁石榴石、扭转角为 $6°$ 的莫尔′磁振子晶格的扫描电子显微镜（扫描电子显微镜）图像。红色虚线表示一个莫尔′晶胞，其中心为公度 AA 区域，边缘为非公度 AB（BA）区域。莫尔′晶格常数 a_{m} 用黑色箭头标出。比例尺， $2\ \mu$ 米。(b) 基于 μ-BLS 的莫尔′磁振子晶格空间分辨自旋波测量示意图。由纳米带线天线（金色线条）注入的微波激发自旋波，其波矢 k 垂直于天线。磁场 H 沿天线方向施加。(c) 在施加 50 毫特斯拉磁场时， μ-BLS 信号随频率的变化，分别在 (e)] 中红色圆圈标记的 AB 区域 [和 (f)] 中黑色圆圈标记的 AA 区域 [测得。(d) 通过全电学自旋波谱学测得的自旋波反射谱 S_{11}。白色圆圈和黑色空心方块分别表示通过 μ-BLS 检测到的随磁场变化的边缘模和腔模频率。(e) 通过 μ-BLS 在 3.1 吉赫兹下测得的二维自旋波强度图。激发天线的中心定义为 $y=0$。(f) 通过 μ-BLS 在 2.9 吉赫兹下测得的二维自旋波强度图。红色虚线表示莫尔′晶胞的参考位置。施加的磁场设为 50 毫特斯拉。

这类模式被称为莫尔′腔模，或简称腔模，类比于其光子学对应物 [7, 8]。在外加磁场为 50 毫特斯拉时，莫尔′磁振子晶格在最佳扭转角 $6°$ 处产生强度最高的边缘模。微磁模拟表明，该边缘模出现在原有带隙 [37–39] 内，并位于两个磁振子分支的交点处。通过拓展磁振子-光子 [40] 和磁振子-声子 [41] 系统中的理论工具，我们推导出偶极相互作用下磁振子-磁振子耦合所诱导的贝里曲率 [29] ，揭示了手性自旋波边缘模的非平庸拓扑。本文报道的莫尔′边缘模与范德华材料中的高能磁振子（∼ meV）相关但仍有区别；这类高能磁振子通常借助中子散射 [42], 等大型设施，在低于 1 K 的超低温下 [43] 并施加通常达数特斯拉的强磁场 [39]进行研究。在本研究中，自旋波边缘模在 GHz 频率下激发，可在室温下探测，并能通过中等强度的磁场进行调谐，因此能够轻松兼容现有的片上电子器件和微波技术，为基于自旋波的应用带来新的机遇

计算 [44] 和无线通信 [45]。

II. 样品信息与自旋波测量

莫尔′磁振子晶格由两组反点三角晶格构成，它们以不同的扭转角 θ 交错嵌入同一钇铁石榴石层中，如图 1(a) 所示。单个反点晶格构成常规磁振子晶格，其晶格常数为$a=800$纳米，反点直径为 260 纳米。莫尔′磁振子晶格采用电子束光刻和离子束刻蚀制备，所用钇铁石榴石薄膜厚 80 纳米，通过磁控溅射在室温下生长于厚 0.5 毫米的 (111) 钆镓石榴石 (GGG) 衬底上，随后在 $800°$℃、1.12 托氧气氛中退火 4 小时。接着，在莫尔′磁振子晶格上集成了一根宽 400 纳米的金带状线天线，并用微波信号发生器激发自旋波。纳米带状线（NSL）在波矢空间中提供宽带激发 [46, 47] ，覆盖磁振子晶体第一布里渊区（BZ）的边界，如天线快速

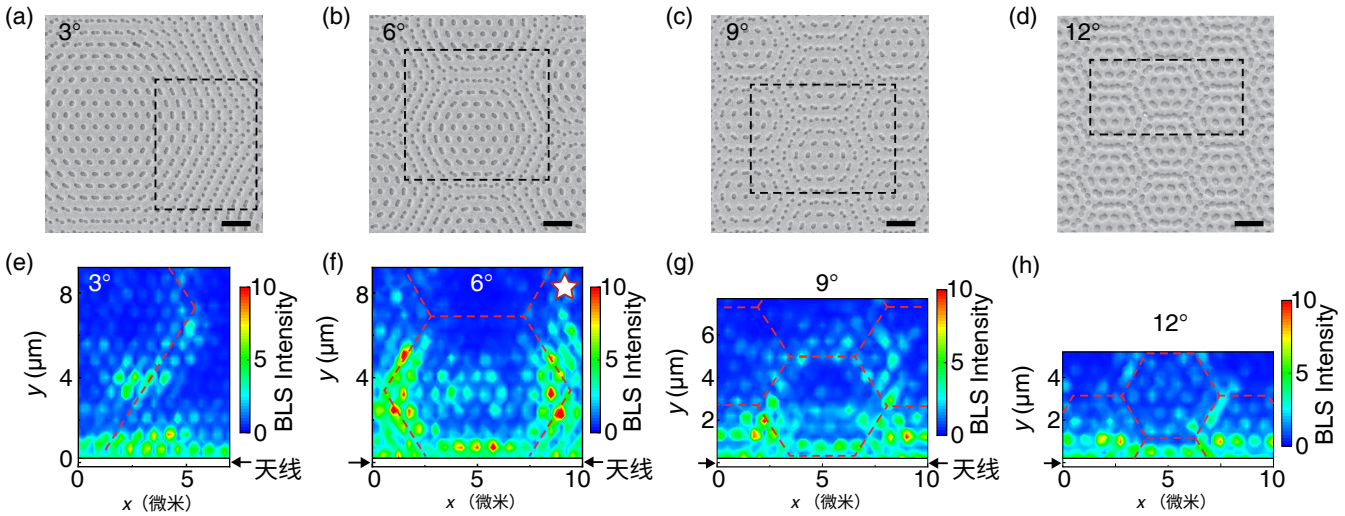

图 2。（a）-（d）分别为扭转角为 3°、 6°、 9° 和 12° 的莫尔′磁振子晶格的扫描电子显微镜图像。黑色虚线框为 μ-BLS 扫描区域，例如（b）中的 10 μm × 10 μm。所有比例尺均为 2 μm。（e）-（h）为在扭转角为 3°、 6°、 9° 和 12°，激发频率为 3.10 GHz、外加磁场为 50 毫特斯拉时，通过 μ-BLS 测得的二维自旋波强度图。红色虚线用于标示莫尔′晶胞。白色星号标示最优扭转角（即“魔角”）附近的边缘模态分布。

傅里叶变换（FFT）见补充材料（SM）图 S1 [49]。自旋波传播通过 μ-BLS 探测， [见图 1(b)] ，空间分辨率约为 250 纳米 [48]（见附录 A）。在施加平行于天线的 50 毫特斯拉磁场时，测量了 AB（非公度）区域和 AA（公度）区域的 μ-BLS 信号随激发频率的变化，如图 1(c) 所示。除约 2.7 吉赫兹处、与经晶格激发的空间均匀模相关联的均匀模外，还在 3.1 吉赫兹处探测到另一个强峰，该峰沿莫尔′晶胞边缘传播，如带有轮廓分布的图 1(e) 所示。为便于比较，补充材料图 S2 [49] 给出了图 1(e) 的网格分布原始数据。莫尔′边缘模对激发频率高度敏感（见补充材料第 III [49]节）。在图 1(f) 的黑色圆圈处，观察到一个约 2.9 吉赫兹的额外模态，并将其确定为莫尔′腔模。完整莫尔′晶胞的空间映射见补充材料图 S4 [49]。通过 μ-BLS 探测到的莫尔′边缘模和腔模均具有明显的场依赖性[，如图 1(d)], 所示；这一结果与基于矢量网络分析仪的全电学自旋波谱学所探测到的模态吻合良好（见附录 B）。

图2(a)-(d)展示了具有不同扭转角 θ 的莫尔′磁振子晶格的扫描电子显微镜图像，扭转角分别为 3°、 6°、9° 和 12°。对于这些晶格，基于简单估算 a_{m}=a/θ (θ 以 rad为单位) [7]，在单层周期为 $a=800$纳米时，计算得到莫尔′晶格常数 a_{m} 分别为15.3 μ米、7.6 μ米、5.1 μ米和3.8 μ米。用于微波激发的纳米结构晶格天线置于图2(a-d)] 中黑色虚线窗口 [底部，窗口内的 μ-测量了BLS映射，并展示于图2(e)- (h)。研究发现，自旋波莫尔′边缘模轮廓严重依赖两个关键参数，即扭转角 θ 和外加磁场 H （完整图示见补充材料第 V 节 [49] 中的表1）。在特定磁场50 毫特斯拉下，测量了扭转角分别为 3°、 6°、 9° 和12° 时的莫尔′边缘模轮廓，如图 2(e)-(h)所示，激发频率均为3.10 GHz。就 μ-BLS信号强度和峰值线宽而言，边缘模态分布在 6° 附近达到最佳，如补充材料图S5 [49]所示。这表明，对于给定的磁场50 毫特斯拉，扭转角 6° 可视为磁振子莫尔′晶格的“魔角”，这与电子 [1, 3] 和光子 [7, 8]莫尔′系统中的情况类似。然而，“魔角”并非固定为 6°，而是对外部磁场敏感；例如，在40 毫特斯拉时，魔角为 3°，而在60 毫特斯拉时则变为 9°，如补充材料第 V 节 [49]表1中的星号所示。外加磁场可能调节莫尔′超晶格“顶层”和“底层”的局部磁化排列，而已知这种排列会影响层间磁振子-磁振子耦合强度 [50–53]。正如电子莫尔′系统中的魔角取决于相互作用强度 [54] 、光子莫尔′晶体中的魔角取决于层间距 [55], 一样，磁振子莫尔′晶格中的魔角取决于可由外加磁场调节的晶格间耦合强度。

另一方面，例如在 6°这一特定扭转角下，可以找到一个最佳外加磁场（也可称为“魔场”），以产生最强的边缘模轮廓，如图3(a)-(c)所示。这里还观察到另一

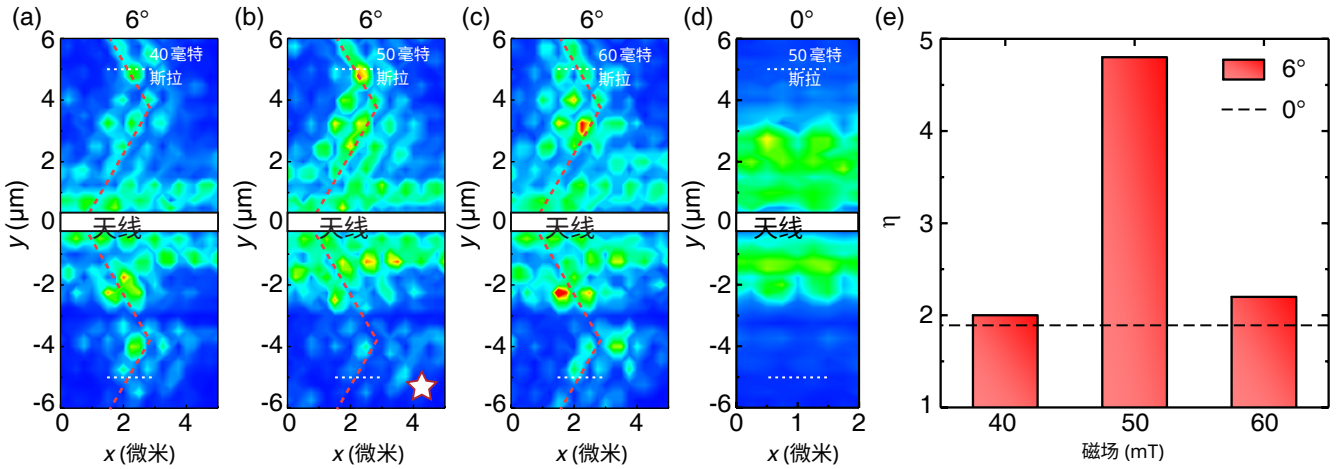

图 3. 使用 μ-BLS 测量的磁性莫尔晶格自旋波边缘模态分布，扭转角为 $6°$，外部磁场分别为 40 毫特斯拉 (a)、50 毫特斯拉 (b) 和 60 毫特斯拉 (c)，磁场方向平行于带状线天线（白色条）。激发频率设为 3.1 吉赫兹。白色星号表示在固定扭转角 $6°$ 下、施加磁场为最佳值 50 毫特斯拉时的手性边缘模态分布。(d) 使用 μ-BLS 测量的传统磁振子晶体自旋波空间分布，该晶体没有莫尔图案，即扭转角为零，施加磁场为 50 毫特斯拉。(a-d) 中使用的天线设计相同，即宽 400 纳米的纳米条带光刻天线。(e) 根据实验数据提取的手性比 $\eta = I_{+k}/I_{-k}$，对应于距天线 5 μ 米处的 $6°$（红色柱）和 $0°$（黑色虚线）[(a-d 中的白色点线)]。

个显著特征：莫尔′边缘模具有手性，即沿两个相反方向（$+k$ 和 $-k$）传播的自旋波强度不同。为评估这一效应的强弱，我们引入手性比 $\eta = I_{+k}/I_{-k}$，其中 I_{+k} 和 I_{-k} 分别是通过 μ-BLS测得的、对应正向和负向波矢 $+k$ 和$-k$的自旋波强度。在固定扭转角 $6°$下，于不同外加磁场（40 毫特斯拉、50 毫特斯拉和60 毫特斯拉）测得的自旋波边缘模呈现出不同的手性传播行为 [，如图3(a-c)]，所示。据此提取手性比η ，并以红色柱表示在图3(e)中。在50 毫特斯拉这一最佳磁场（或“魔场”）下，手性比达到最大值4.8（原始数据见补充材料图S6 [49] ）；而在40 毫特斯拉和60 毫特斯拉下，手性比分别为2.0和2.2。与此同时，已知带状线天线在Damon-Eshbach构型下激发自旋波时会引入一定的手性 [56–58] 。为评估并区分由天线和莫尔′系统引起的手性，我们使用同一天线对非莫尔′磁振子晶体进行了对照测量，即在50 毫特斯拉 $\theta = 0°$ 下进行测量，如图3(d)所示。图中观察到较弱的手性，其在图3(e)中以 $\eta \simeq 1.8$ [虚线表示，] 完全归因于天线激发 [56–58]。在最佳磁场和扭转角下显著增强的手性比，可能源于莫尔′图案对磁振子能带的调制 [19]。

III. 微磁模拟与理论分析

为进一步理解通过 μ-布里渊光散射（BLS）光谱观测到的自旋波边缘模，我们基于 OOMMF [62] 对扭转角为 $0°$, $3°$, $6°$, $9°$ 和 $12°$ 的结构进行微磁模拟。为限制计算时间，我们考虑周期为 100 nm 的反点磁振子晶格，而非实际样品中的 800 nm 周期。值得注意的是，针对 800 nm 周期模拟得到的磁振子能带结构和边缘模空间分布总体上与 100 nm 周期的结果一致，但即使采用较低的波矢分辨率，计算所需时间也显著更长（见补充材料第 V 节 VIII [49]）。为简化起见，模拟采用一个面积为（4 μm×12 μm）、周期为 100 nm、孔径为 50 nm 的反点三角晶格。外部磁场设为 50 毫特斯拉，并沿 x 方向施加（更多细节和参数见附录 C）。随后，首先对未扭转的磁振子晶格进行模拟，以获得磁振子能带结构；在$\theta = 0°$ [图4(a)], 中，清晰观察到 5.15 GHz 至 6.25 GHz 之间的磁振子带隙 [11, 33, 36]。6.10 GHz 处的自旋波模（红色箭头）位于禁带内（见图4(a)及补充材料图 S8 [49]中的放大频谱），因此几乎无法被激发，如图4(f)所示。当扭转角为 $6°$ [时，经过复杂的模态杂化后，磁振子能带结构发生了彻底改变。在原本清晰的带隙位置附近，第一布里渊区边界处出现了多个迷你平带 [19] [，这是由磁振子-磁振子

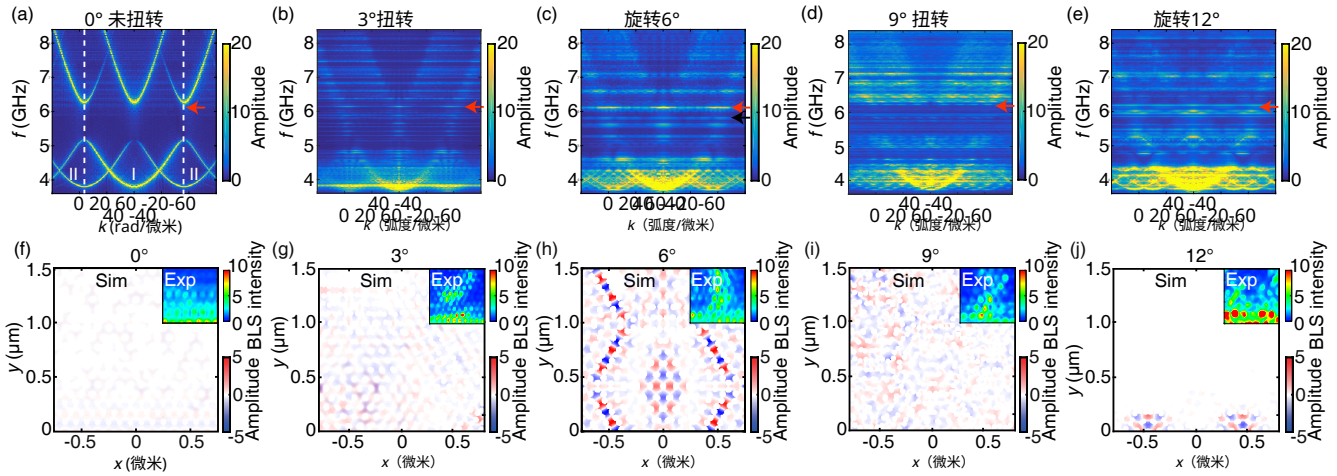

图 4. (a) 对周期为 100 nm 的未扭转反点磁振子晶格进行微磁模拟得到的磁振子能带结构，白色虚线表示布里渊区边界。图 (f) 展示了模拟中略低于上能带、由红色箭头标示的模式（6.10 吉赫兹）的自旋波传播分布。插图展示了通过 μ-BLS 对未扭转磁振子晶格进行实验测量的结果，以供比较。(b-e) 扭转角为 $3°$, $6°$, $9°$, $12°$ 的莫尔磁振子晶格的模拟磁振子能带结构，其中红色箭头标示 6.10 吉赫兹处的边缘模，其传播分布分别见图 (g-h)。插图展示了通过 μ-BLS 在晶格常数为 800 nm 的样品上测得的边缘模态分布。(c) 中的黑色箭头标示 5.90 吉赫兹处的腔模。这些模拟中的磁场设为 50 毫特斯拉。

杂化 [50–53], 所致，如图5(d)所示。莫尔边缘模在 6.10 GHz 处出现（红色箭头），其空间分布如图4(h)所示；莫尔腔模则出现在 5.80 GHz 处（黑色箭头），其空间分布见补充材料图 S9(a) [49]。然而，当扭转角调至 12°时，迷你平带开始因平坦度降低而消失 [，莫尔边缘模的质量也随之严重劣化 [。5.80 GHz 附近的腔模[对于 $\theta = 6°$而言，在 AA区域内局域良好；但对于 $\theta = 12°$则变得更加分散，如补充材料图 S9(b) [49]所示。迷你平带的形成似乎源于两层磁振子晶体层 [19] 之间由层间磁振子-磁振子耦合 [50–53]诱导的模态杂化，这与电子 [63] 和光子 [7] 体系中由层间相互作用形成平带的情形类似。

为探究边缘模的起源，我们对图4(h)中的实空间模拟结果进行快速傅里叶变换（FFT），并在边缘模所在的AB区域进行变换，如图5(a)所示。磁振子边缘态对应于倒易空间中的两个强烈信号，它们位于平带与普通传播模的交点处，如图5(b)中的红色箭头所示，并在图5(c)的放大色散关系图中展示。边缘模和平带的实际形成过程可能相当复杂，未来需要开展更深入的理论研究。在此，我们考虑一种简化的边缘模形成情景，如图5(d)所示：“底层”（红色虚线）的磁振子上能带与相对于“底层”发生扭转的“顶层”（蓝色虚线）的磁振子上能带发生杂化，形成一种新的磁振子能带结构，其中边缘模位于转折点处。为便于进一步进行理论计算，我们假设杂化过程分两步进行：1）两层上能带的极小值（红色和蓝色虚线的底部）首先形成一个“平带” ω_0 [19]。2）随后，平带 ω_0 与传播模 ω_{m}耦合。第二步如图5(e)所示。图5(c)中的模拟结果表明，边缘模对应于平带模与具有正群速度的传播模之间显著的交叉点。基于这一观察，我们认为边缘模源于图5(e)和(f)所示的模态杂化。下文将从理论上证明，杂化形成的上分支 ω_+ 具有非平庸拓扑，其陈数为 $Ch_+ = -1$，而边缘模出现在杂化后形成的带隙中。

我们采用参考文献 [40, 41]中的理论方法，研究磁振子-光子杂化所诱导的贝里曲率，并将其应用于本文的磁振子-磁振子耦合情形。这里需要先作近似处理，将合并的莫尔磁振子超晶格分解为两个彼此扭转的相邻反点子子晶格（示意图见补充材料图 S10 [49]），从而可将两个扭转晶格之间的耦合视为由偶极相互作用 [51,53]介导的层间 磁振子-磁振子耦合。我们考虑一个简化模型，仅计算每层中配准位置相同的相邻反点之间的

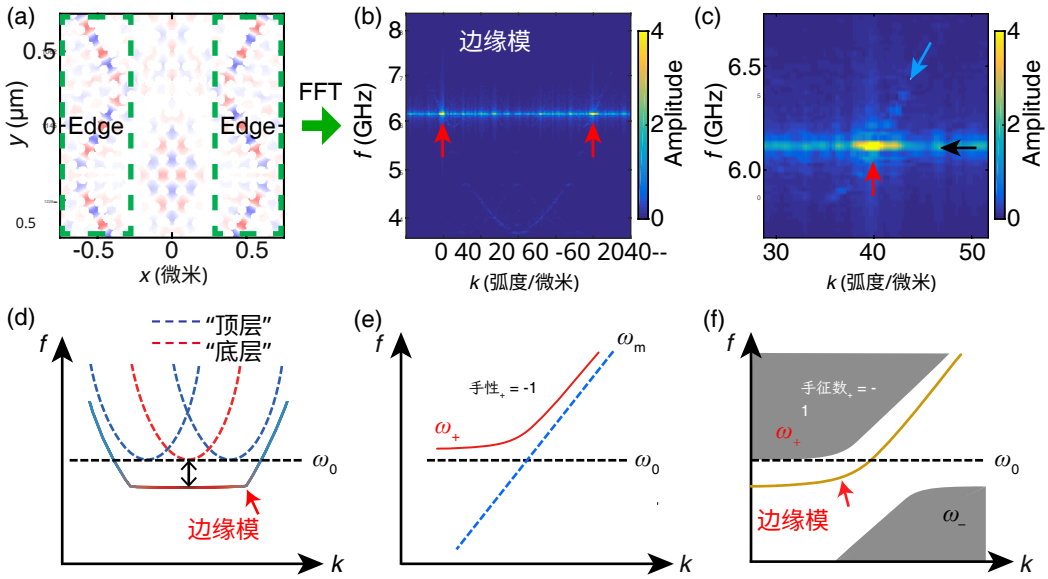

图5. (a) 在扭转角为 6° 的莫尔磁振子晶格上，于 6.10 GHz 的边缘模频率处模拟得到的自旋波空间强度分布图。取绿色虚线方框内的边缘模区域进行快速傅里叶变换，以生成 (b) 中自旋波色散关系的强度分布。红色箭头表示边缘模被显著激发。(c) 放大图显示，边缘模（红色箭头）出现在平带（黑色箭头）与传播模（浅蓝色箭头）的交点处。(d) 示意图展示了两个彼此扭转的磁振子晶体的上能带发生模态杂化后迷你平带和边缘模的形成。边缘模略低于上能带底部（ω_0）出现，如红色箭头所示。(e) 理论分析中考虑的简化情形：上能带底部（ω_0）与传播模（ω_m）之间的磁振子-磁振子耦合。计算得到杂化上支 ω_+ 的陈数（Ch_+）为 -1。(f) 带隙 ω_+ 与 ω_- 之间涌现的手性边缘模示意图。

耦合。根据补充材料第 XII 节 [49]中的模拟结果，在面内磁场作用下，每个反点都可视为一个宏观磁偶极子。经过冗长的计算（见附录 D），我们得到杂化模 ω_+ [图 5(e)] 的贝里曲率 $\Omega_{z,+}(k)$，其表达式为：

$$\Omega_{z,+}(k) = \frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial k}\left[\frac{\epsilon_{\rm d}^2(\epsilon_+^3+\epsilon_+)}{2\epsilon_{\rm d}^2(2\epsilon_+^2-1)+2\epsilon_{\rm m}(\epsilon_+^2-1)^2}\right], \quad (1)$$

其中，$\epsilon_+ = \omega_+/\omega_0$、$\epsilon_{\rm m} = \omega_{\rm m}/\omega_0$和 $\epsilon_{\rm d} = \omega_{\rm d}/\omega_0$ 与 $\omega_{\rm d}$ 表示偶极相互作用对应的项（见附录 D）。随后，可通过对二维波矢空间 [64]中的贝里曲率[（式 1] ）积分，计算混合点 ω_+ 处边缘模的陈数 Ch_+，即

$$Ch_+ = \frac{1}{2\pi}\int_{\rm BZ}\Omega_{z,+}(k)dk_xdk_y. \quad (2)$$

根据式 2，可推导出混合磁振子模 ω_+ 的陈数 Ch_+ 为 $Ch_+ = -1$ （见附录 D）。这揭示了莫尔磁振子晶格中磁振子边缘模的非平庸拓扑性质 [29]。在计算过程中，外部磁场可以调节局部磁化方向，并影响晶格间偶极相互作用，从而可能改变杂化系统的贝里曲率。因此，手性边缘模会响应外加磁场，正如实验中观察到的那样 [图 3(a-c)]，；这一结果与近期一项理论研究相呼应，该研究基于多层结构中的偶极相互作用，展示了外部磁场下可调的磁振子陈能带 [66] 。考虑到迷你平带 ω_0 关键取决于扭转角 θ，非平庸拓扑自旋波边缘模会在特定的扭转角 θ 和磁场 H组合下出现，这解释了实验中通过 μ-BLS 观测到的自旋波边缘模（见补充材料第 V 节中的表1 [49]）。非平庸拓扑自旋波边缘模的微观机制是偶极相互作用 [29, 30]，它取决于两个自旋的相对位置（可由扭转角调节 θ）及其自旋取向（可由磁场调节 H）[65]。我们得出偶极相互作用是观测结果成因的结论，这与其他磁振子晶格中理论预测的拓扑自旋波边缘模的起源相呼应 [29, 30]。

IV. 讨论与结论

观测到的拓扑自旋波边缘模出现在莫尔´晶胞的边缘，这与扭转范德华双层中预测的拓扑马赛克类似 [2]。值得注意的是，如果将波矢激发转向倒易空间中的 M 点，而非 K 点对称位置，自旋波就倾向于沿整个晶格的边缘传播；在补充材料图 S12 的模拟结果中，这种模式称为“体边缘模” [49]。然而，本研究着重考察莫尔´边缘模[图 1(e)]，而非体边缘模；后者留待今后的实验和理论研究。进一步的模拟结果表明，边缘模的品质也取决于反点的直径，如补充材料图 S13 [49]所示。这表明，填充因子是产生非平庸拓扑磁振子模的另一项参数，其作用可与填充比在拓扑声子系统中的重要作用相媲美，后者近期已在一项数值研究中得到展示 [67]。尽管我们认为观测结果的拓扑起源主要是晶格间偶极相互作用，但磁性莫尔´双层系统中的层间交换（RKKY）相互作用 [68]和 Dyzaloshinskii-Moriya 相互作用 [69]也可能在形成自旋波边缘模方面发挥作用；这一问题颇具挑战性但也很值得研究，例如，未来可通过紧束缚模型进行理论研究 [70, 71]。

总之，通过微聚焦 BLS 实验展示了莫尔´自旋波边缘模和腔模。边缘模出现在莫尔´晶胞的边界处，而腔模则局域于莫尔´晶胞的中心。在 50 毫特斯拉´外加磁场下，莫尔 6°边缘模在 6°这一魔性扭转角度处强度最高。“魔角”随外加磁场变化的特性表明，扭转磁振子子晶格之间的偶极相互作用在莫尔´边缘模的形成中发挥着重要作用。除扭转角外，磁场还提供了一个调节磁振子边缘模的额外自由度，从而使磁振子莫尔´器件具有更大的灵活性。微磁模拟表明，边缘模产生于第一布里渊区边界附近莫尔´平带与传播磁振子分支的交叉点。对磁振子-磁振子耦合的贝里曲率估算进一步证实，偶极相互作用是磁振子边缘模的关键机制；这类边缘模具有非平庸拓扑性质，其陈数积分非零。本研究中观测到的莫尔´自旋波边缘模，作为魔角电子和光子系统在磁振子学中的对应现象，开辟了莫尔´磁振子学。采用拓扑保护的磁振子边缘模，将极大拓展磁振子器件在信息处理方面的功能。

致谢

我们感谢国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1402801）、国家自然科学基金（项目编号：12074026、52225106 和 U1801661）、中国国家留学基金管理委员会（CSC）（项目编号：202206020091）以及南方科技大学深圳量子科学与工程研究院（项目编号：SIQSE202007）提供的支持。M.M. 和 G.G. 感谢意大利大学与研究部通过 PRIN-2020 项目提供的经费支持。该项目题为“意大利微磁建模与自旋电子学工厂”，编号为 2020LWPKH7。

附录 A：微聚焦布里渊光散射

布里渊光散射光谱基于热激发或 rf 激发的自旋波对光产生的非弹性散射。采用波长为 532 nm 的单模固态激光器，在法向入射条件下，使用数值孔径为 0.75 的显微物镜，可达到约 250 nm 的衍射极限空间分辨率。使用一台（3+3）通道串联 Fabry-P´érot 干涉仪分析非弹性散射光。纳米定位台可将样品在三个轴向上的定位精度控制在 10 nm 以内。采用频率范围从直流到 20 吉赫兹的直流/交流电探针台进行自旋波泵浦。微波功率设定为射频信号发生器输出端的 $+18$ dBm。

附录 B：全电学自旋波谱学

全电控自旋波谱仪由一台频率范围为 10 MHz 至 40 吉赫兹的 Rohde & Schwarz 矢量网络分析仪和一组 U 形电控外部磁体组成。钇铁石榴石薄膜置于两个磁极之间。外部磁场与纳米条带光刻天线平行，并与自旋波波矢垂直。莫尔´磁振子晶体顶部天线的集成电极通过微波探针和电缆连接到矢量网络分析仪。因此，微波电流可注入激励天线；通过扫描外部磁场，我们测量纳米结构莫尔´磁振子晶体的反射自旋波谱，外部磁

场从 -150 毫特斯拉扫描至 150 毫特斯拉，扫描前先将薄膜在 -300 毫特斯拉下饱和。中频带宽设为 1 千赫兹。

附录 C：微磁模拟

微磁模拟使用 OOMMF (http://math.nist.gov/oommf) 程序进行。模拟中采用二维周期性边界条件。单个网格单元的尺寸为 5 纳米 $\times$ 5 nm。将两个扭转三角形磁振子晶体网格化到同一层，以形成莫尔′e 图案。对于钇铁石榴石薄膜，我们设置饱和磁化强度 M_{S}= 140 kA/m、阻尼α=10^{-4} 和交换系数 A=3.7$\times10^{-12}$ J/m。采用宽度为 20 nm 的带状线天线，并在 x 方向施加动态磁场，其形式为 ($H_{\mathrm{ex}} = h_0 \sin(2\pi f(t - t_0))/(2\pi f(t - t_0))$)，其中激励磁场为 h_0=2 mT，激发频率为 f=20 GHz， t_0=100. 1 ps。动态磁场在 0 至 f GHz 范围内具有相同的激励强度。沿 x 方向施加 50 毫特斯拉的外部磁场，该方向与沿 y的波矢方向垂直。通过最小化钇铁石榴石莫尔′磁振子晶体的总能量，计算其磁化基态，并以此为基础对磁化动力学进行模拟，取 1050 个等间隔时刻，时间步长为 25 ps。随后，沿 y 方向进行二维快速傅里叶变换，以获得磁振子能带结构。对于单频激励，我们使用 $H_{\mathrm{ex}} = h_0 \sin(2\pi f_{\mathrm{fixed}}(t - t_0))$，其中 f_{fixed} 为固定激励频率。空间分布图展示了某一时刻磁化动力学的 x分量。

附录 D：理论计算

考虑磁振子莫尔′晶格中的偶极相互作用，我们利用朗道-利夫希茨方程分析磁化动力学：

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{m}}{dt} &= -\gamma\mu_0 \boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{H}_{\mathrm{fb}} + \boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}}), \\ \frac{d\tilde{\boldsymbol{m}}}{dt} &= -\gamma\mu_0 \tilde{\boldsymbol{m}} \times \left(\boldsymbol{H}_0 + J_0\nabla^2\tilde{\boldsymbol{m}} + \tilde{\boldsymbol{H}}_{\mathrm{dip}}\right). \end{aligned} \tag{3}$$

这里， $\boldsymbol{H}_0$ 是外部磁场， $\boldsymbol{H}_{\mathrm{fb}}$ 是产生莫尔′平带的唯象磁场，J_0 是交换刚度。在本附录中，晶格模参数用波浪号标记。由于我们只关注本征频率，因此忽略阻尼项。

随后，我们估算晶格模与迷你平带之间的杂化。在我们的近似下，层间偶极-偶极相互作用的哈密顿量为：

$$\mathcal{H}_{\mathrm{dip}} = \frac{\mu_0}{2}\sum_{i\neq j}\frac{R_{ij}^2\boldsymbol{m}_i\cdot\boldsymbol{m}_j - 3\left(\boldsymbol{R}_{ij}\cdot\boldsymbol{m}_i\right)\cdot\left(\boldsymbol{R}_{ij}\cdot\boldsymbol{m}_j\right)}{R_{ij}^5}, \tag{4}$$

其中， $\boldsymbol{R}_{ij}$ 表示反点的位错；对于最近邻，我们定义 $R_{ij} = R$。该哈密顿量产生偶极场 $\boldsymbol{h}_{\mathrm{dip}}$~和 $\boldsymbol{h}_{\mathrm{dip}}$。宏观偶极子的总偶极场表示为 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}}$，其尺度由反点体积累积而成。如前所述，我们只考虑最近邻的贡献。偶极有效场 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}}$ 可估算为 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}} = \frac{1}{4}\boldsymbol{h}_{\mathrm{dip}}\cdot\pi\Phi^2 t$, 其中 t 为薄膜厚度， Φ 为孔径。对于位于莫尔′晶胞边缘、来自两个不同层的反点，该参数 R 可近似写为：

$$R \cong \frac{\lambda}{2}\theta_{\mathrm{twist}} = \frac{a}{2\theta_{\mathrm{twist}}}\cdot\theta_{\mathrm{twist}} = \frac{a}{2} \tag{5}$$

其中， θ_{twist} 是两层之间的扭转角。因此，静态偶极场可估算为 $H_{\mathrm{dip}} = \tilde{H}_{\mathrm{dip}} = \frac{M_{\mathrm{S}}}{16R^3}\Phi^2 t_{\circ}$ 它会影响反点的磁化取向，这意味着 $\boldsymbol{m}$ 和 $\tilde{\boldsymbol{m}}$ 的静态取向可能并非天然沿着外部磁场的方向。为使总能量在上述偶极相互作用、局部形状各向异性和外部磁场共存的情况下达到最小，系统会形成具有空间分布的静态平衡态。换言之，外部磁场 $\boldsymbol{H}_0$ 会促使磁化保持固定，但相对于静态偶极场而言，其强度不足以主导饱和磁化取向的方向。我们将磁化取向与外部磁场之间的角度定义为 β。因此，描述反点莫尔′自旋波的运动方程（EOM）可写为：

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -\gamma\mu_0\left[H_0\cos\beta + H_{\mathrm{fb}} - H_{\mathrm{dip}}\left(1-3\sin^2\phi\right)\right]m_y - \gamma\mu_0 H_{\mathrm{dip}}\tilde{m}_y, \\ \frac{dm_y}{dt} = \gamma\mu_0\left[H_0\cos\beta + H_{\mathrm{fb}} - H_{\mathrm{dip}}\left(1-3\sin^2\phi\right)\right]m_x + \gamma\mu_0 H_{\mathrm{dip}}\left(1-3\cos^2\phi\right)\tilde{m}_x + C, \\ \frac{d\tilde{m}_x}{dt} = -\gamma\mu_0\left[H_0\cos\beta + J_0 M_{\mathrm{S}}|k|^2 - \tilde{H}_{\mathrm{dip}}\left(1-3\sin^2\phi\right)\right]\tilde{m}_y - \gamma\mu_0\tilde{H}_{\mathrm{dip}}m_y, \\ \frac{d\tilde{m}_y}{dt} = \gamma\mu_0\left[H_0\cos\beta + J_0 M_{\mathrm{S}}|k|^2 - \tilde{H}_{\mathrm{dip}}\left(1-3\sin^2\phi\right)\right]\tilde{m}_x + \gamma\mu_0\tilde{H}_{\mathrm{dip}}\left(1-3\cos^2\phi\right)m_x + C, \end{cases} \tag{6}$$

其中 $\phi = \pi/6 + \beta$。在这些方程中，存在非齐次项 C，由于我们求解的是线性响应，这些项应当消失。因此，我们发现角度 β 满足以下方程：

$$C = -H_0 M_{\mathrm{S}} \sin\beta + 3H_{\mathrm{dip}} M_{\mathrm{S}} \sin\phi\cos\phi = 0. \tag{7}$$

然后，我们令 $\boldsymbol{x}_k = (m_x,\ m_y,\ \tilde{m}_x,\ \tilde{m}_y)$ 表示自旋波的波函数。我们的运动方程可变换为：

$$i\frac{d\boldsymbol{x}_k}{dt} = \mathcal{H}_{\mathrm{eff}} \cdot \boldsymbol{x}_k. \tag{8}$$

然后，我们定义如下参数：

$$\begin{cases} \omega_{\mathrm{d}} = \gamma\mu_0 H_{\mathrm{dip}}, \\ \omega_0 = \gamma\mu_0 \left(H_0 + H_{\mathrm{fb}}\right) - \omega_{\mathrm{d}} \left(1 - 3\sin^2\phi\right), \\ \omega_{\mathrm{m}} = \gamma\mu_0 \left(H_0 + J_0 M_{\mathrm{S}} \tilde{k}^2\right) - \omega_{\mathrm{d}} \left(1 - 3\sin^2\phi\right), \end{cases} \tag{9}$$

根据这些定义，我们的有效哈密顿量为

$$\mathcal{H}_{\mathrm{eff}} = \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_0 & 0 & -i\omega_{\mathrm{d}} \\ i\omega_0 & 0 & i\omega_{\mathrm{d}}\left(1 - 3\cos^2\phi\right) & 0 \\ 0 & -i\omega_{\mathrm{d}} & 0 & -i\omega_{\mathrm{m}} \\ i\omega_{\mathrm{d}}\left(1 - 3\cos^2\phi\right) & 0 & i\omega_{\mathrm{m}} & 0 \end{pmatrix}. \tag{10}$$

然而，很容易看出这个哈密顿量是非厄米的。在能量守恒系统中，哈密顿量应当是厄米的。这表明贝里曲率非零。接着，我们假设存在一个厄米矩阵 σ，使得

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \tag{11}$$

~ ~并定义 $\tilde{\mathcal{H}}_{\mathrm{eff}} = \sigma \cdot \mathcal{H}_{\mathrm{eff}}$。那么 $\tilde{\mathcal{H}}_{\mathrm{eff}}$ 是厄米的。实际上，它是实对称的，且

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\mathrm{eff}} = \begin{pmatrix} \omega_0 & 0 & \omega_{\mathrm{d}}\left(1 - 3\cos^2\phi\right) & 0 \\ 0 & \omega_0 & 0 & \omega_{\mathrm{d}} \\ \omega_{\mathrm{d}}\left(1 - 3\cos^2\phi\right) & 0 & \omega_{\mathrm{m}} & 0 \\ 0 & \omega_{\mathrm{d}} & 0 & \omega_{\mathrm{m}} \end{pmatrix}. \tag{12}$$

现在我们要计算杂化能带的拓扑参数。根据实验结果，外部磁场存在一个能够产生边缘模的例外点。我们直观地假设，当 $1 - 3\cos^2\phi = 0$ 时，条件可能是例外的。这个假设并不完全精确，但可以揭示场依赖相变内部机制的某些本质。

外部磁场会调制反点的自旋取向。根据公式 7，我们可以解析地得出角度 ϕ 与外部磁场强度 $\boldsymbol{H}_0$ 之间的关系。我们注意到 $\phi = \phi(H_0)$。

在此阶段，公式 12 中的有效哈密顿量为

now,

$$\mathcal{H}^{\star}_{\mathrm{eff}} = \begin{pmatrix} 0 & -i\omega_0 & 0 & -i\omega_{\mathrm{d}} \\ i\omega_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\omega_{\mathrm{d}} & 0 & -i\omega_{\mathrm{m}} \\ 0 & 0 & i\omega_{\mathrm{m}} & 0 \end{pmatrix}. \tag{13}$$

固定有效哈密顿量的本征值和本征矢量方程可写为：

$$\sigma \cdot \omega\boldsymbol{x}_k = \tilde{\mathcal{H}}^{\star}_{\mathrm{eff}} \cdot \boldsymbol{x}_k. \tag{14}$$

通过求解该方程，固定有效哈密顿量的本征值为：

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\omega_0^2 + \omega_{\mathrm{m}}^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2 - \omega_{\mathrm{m}}^2}{2}\right)^2 + C_{\mathrm{d}}^2}, \tag{15}$$

其中，C_{d} 表示由偶极相互作用诱导的耦合强度，

$$C_{\mathrm{d}}^2 = 4\omega_{\mathrm{d}}^2\omega_0\omega_{\mathrm{m}} \sim g^4. \tag{16}$$

将特征值方程14中的本征值 ω 替换为 ω_+，可得到特征函数 $\boldsymbol{x}_k$：

$$\boldsymbol{x}_k = \begin{pmatrix} -i\omega_{\mathrm{d}}\omega_+^2 \\ \omega_{\mathrm{d}}\omega_0\omega_+ \\ -i\left[\omega_{\mathrm{d}}^2\omega_0 + \left(\omega_+^2 - \omega_0^2\right)\omega_{\mathrm{m}}\right] \\ \omega_+\left(\omega_+^2 - \omega_0^2\right) \end{pmatrix}. \tag{17}$$

根据文献 [40, 41]，首次提出的方法，耦合波的贝里曲率可表示为

$$\Omega_{z,+}(k) = \frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial k}\left(\frac{\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{\dagger}\Sigma\tilde{\boldsymbol{x}}_k}{\tilde{\boldsymbol{x}}_k^{\dagger}\sigma\tilde{\boldsymbol{x}}_k}\right), \tag{18}$$

其中 $\Sigma = \mathrm{diag}\,(I_{2\times2},\ O_{2\times2})$，其中 I 表示单位矩阵，O 表示零矩阵。然后，我们可以计算贝里曲率：

$$\Omega_+ = \frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial k}\left(\frac{\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(\epsilon_+^3+\epsilon_+\right)}{2\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(2\epsilon_+^2-1\right)+2\epsilon_{\mathrm{m}}\left(\epsilon_+^2-1\right)^2}\right). \quad (19)$$

我们通过公式 19 定义 $N(k) = \frac{\epsilon^2{}_{\mathrm{d}}(\epsilon_+^3+\epsilon_+)}{2\epsilon_{\mathrm{d}}^2(2\epsilon_+^2-1)+2\epsilon_{\mathrm{m}}(\epsilon_+^2-1)^2}$。在后续计算中，我们主要研究上支 ω_+；它接近但高于观测到的边缘模。陈数可写为

$$Ch_+ = \frac{1}{2\pi}\int_{\mathrm{BZ}} \Omega_+ \cdot k \cdot dk \cdot d\theta \cong N(\infty) - N(0). \quad (20)$$

当 $k\to\infty$ 时，我们有 $\omega_+ \to \omega_{\mathrm{m}} \to \infty$，并且 ω_{d} 和ω_{fb} 仍为有限常数，因此 $\omega_0/\omega_{\mathrm{m}} = \omega_{\mathrm{d}}/\omega_{\mathrm{m}} =$0，$(k\to\infty)$。所以，我们可以将其简化为

$$\begin{aligned} N(\infty) &= \frac{\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(\epsilon_+^3+\epsilon_+\right)}{2\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(2\epsilon_+^2-1\right)+2\epsilon_{\mathrm{m}}\left(\epsilon_+^2-1\right)^2} \\ &\sim \frac{\epsilon_{\mathrm{m}}^3\epsilon_{\mathrm{d}}^2}{2\left(\epsilon_{\mathrm{m}}^2\epsilon_{\mathrm{d}}^2+\epsilon_{\mathrm{m}}^5\right)} \to 0. \end{aligned} \quad (21)$$

对于我们所假设的弱耦合区间，当 $k\to$0 时，近似式为

$$\lim_{k\to0}\omega_+ = \omega_{\mathrm{fb}}. \quad (22)$$

因此，在此限制条件下，$\epsilon_+ \to 1$。N(0) 可计算为：

$$N(0) = \lim_{\epsilon_+\to1}\frac{\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(\epsilon_+^3+\epsilon_+\right)}{2\epsilon_{\mathrm{d}}^2\left(2\epsilon_+^2-1\right)+2\epsilon_{\mathrm{m}}\left(\epsilon_+^2-1\right)^2} = 1. \quad (23)$$

于是，我们有

$$Ch_+ = N(\infty) - N(0) = -1, \quad (24)$$

这意味着莫尔′边缘模具有非平庸拓扑性质。

* 这些作者对本研究的贡献相同。† 这些作者对本研究的贡献相同。； marco.madami@unipg.it ‡ jean-philippe.ansermet@epfl.ch § gubbiotti@iom.cnr.it ¶ haiming.yu@buaa.edu.cn

[1] R. Bistritzer 和 A. H. MacDonald, 《扭转双层石墨烯中的莫尔能带》。《美国国家科学院院刊》**108**，12233-12237（2011年）。[2] Q. Tong、H. Yu、Q. Zhu、Y. Wang、X. Xu 和 W. Yao, 《范德华异质双层莫尔超晶格中的拓扑马赛克》。《自然·物理》**13**，356-362（2017年）。

[3] Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Kaxiras, and P. Jarillo-Herrero, 魔角石墨烯超晶格中的非常规超导性。《自然》**556**, 43-50 (2018). [4] A. T. Pierce, Y. Xie, J. M. Park, E. Khalaf, S. H. Lee, Y. Cao, D. E. Parker, P. R. Forrester, S. Chen, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Vishwanath, P. Jarillo- Herrero, and A. Yacoby, 魔角扭转双层石墨烯中的关联陈绝缘体非常规序列。《自然·物理》**17**, 1210-1215 (2021). [5] T. Li, S. Jiang, B. Shen, Y. Zhang, L. Li, Z. Tao, T. Devakul, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Fu, J. Shan, and K. F. Mak, 莫尔能带中的量子反常霍尔效应。《自然》**600**, 641-646 (2021). [6] X. Wang, C. Xiao, H. Park, J. Zhu, C. Wang, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Yan, D. Xiao, D. R. Gamelin, W. Yao, and X. Xu, 莫尔超晶格中的光诱导铁磁性。《自然》**604**, 468-473 (2022). [7] K. Dong, T. Zhang, J. Li, Q. Wang, F. Yang, Y. Rho, D. Wang, C. P. Grigoropoulos, J. Wu, and J. Yao, 小扭转角魔角双层光子晶体中的平带。《物理评论快报》**126**, 223601 (2021). [8] X.-R. Mao, Z.-K. Shao, H.-Y. Luan, S.-L. Wang, and R.-M. Ma, 纳米结构化莫尔超晶格中的魔角激光器。《自然·纳米技术》**16**, 1099-1105 (2021). [9] A. V. Chumak, V. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, 磁振子自旋电子学。《自然·物理》**11**, 453- 461 (2015). [10] J. Han, P. Zhang, J. T. Hou, S. A. Siddiqui, and L. Liu, 磁振子器件中相干自旋波与磁畴壁的相互控制。《科学》**366**, 1121- 1125 (2019). [11] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A. O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gr¨afe, C. Adelmann, S. Cotofana, A. Naeemi, V. I. Vasyuchka et al., 2021年磁振子学路线图。《凝聚态物理杂志》**33**, 413001 (2021). [12] P. Pirro, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, 相干磁振子学进展。《自然综述：材料》**6**, 1114-1135 (2021). [13] X. Zhang, L. Li, D. Weber, J. Goldberger, K. F. Mak, and J. Shan, 反铁磁原子双层中的栅极可调自旋波。《自然·材料》**19**, 838–842 (2020). [14] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. B. Youssef, and B. J. van Wees, 室温下磁性绝缘体中磁振子自旋信息的长距离传输。《自然·物理》**11**, 1022-1026 (2015). [15] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, 磁振子逻辑电路。《物理学杂志D：应用物理》**43**, 264005 (2010). [16] Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, F. Kohl, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. L¨agel, F. Ciubotaru, C. Adelmann, C. Dubs, S. D. Cotofana, O. V. Dobrovolskiy, T. Br¨acher, P. Pirro, and A. V. Chumak, 用于集成磁振子半加器的磁振子定向耦合器。《自然·电子学》**3**, 765-774 (2020). [17] Y.-H. Li, and R. Cheng, 共线序扭转双层磁体中的莫尔磁振子。《物理评论B》**102**, 094404 (2020). [18] C. Wang, Y. Gao, H. Lv, X. Xu, and D. Xiao, 扭转范德华磁体中的堆垛畴壁磁振子。《物理评论快报》**125**, 247201 (2020). [19] J. Chen, L. Zeng, H. Wang, M. Madami, G. Gubbiotti, S. Liu, J. Zhang, Z. Wang, W. Jiang, Y. Zhang, D. Yu, J.-Ph. Ansermet, and H. Yu, 磁性莫尔超晶格中的魔角磁振子纳米腔。《物理评论

B **105**, 094445 (2022). [20] L. Zhang, J. Ren, J. S. Wang, and B. Li, 绝缘铁磁体中的拓扑磁振子绝缘体。《物理评论B》**87**, 144101 (2013). [21] M. Elyasi, K. Sato, and G. E. W. Bauer, 拓扑非平庸磁振子孤子。《物理评论B》**99**, 134402 (2019). [22] A. Mook, J. Henk, and I. Mertig, 拓扑磁振子绝缘体中的边缘态。《物理评论B》**90**, 024412 (2014). [23] S. A. Owerre, 蜂窝晶格拓扑磁振子绝缘体的首次理论实现。《凝聚态物理杂志》**28**, 386001 (2016). [24] S. K. Kim, H. Ochoa, R. Zarzuela, and Y. Tserkovnyak, 在局域自旋系统中实现Haldane-Kane-Mele模型。《物理评论快报》**117**, 227201 (2016). [25] T. Hirosawa, S. A. D´ıaz, J. Klinovaja, and D. Loss, 反斯格明子晶体中的磁振子四极拓扑绝缘体。《物理评论快报》**125**, 207204 (2020). [26] H. Kondo, and Y. Akagi, 拓扑晶体绝缘体磁振子类似系统中的狄拉克表面态。《物理评论快报》**127**, 177201 (2021). [27] X.-G. Wang, Y.-Z. Nie, Q.-L. Xia, and G.-H. Guo, 由人工磁斯格明子晶格构成的动态可重构磁振子晶体。《应用物理杂志》**128**, 063901 (2020). [28] E. V. Bostr¨om, T. S. Parvini, J. W. McIver, A. Rubio, S. V. Kusminskiy, and M. A. Sentef, 二维量子磁体中磁振子拓扑的直接光学探测。《物理评论快报》（待发表）arXiv:2207.04745[29] R. Shindou, R. Matsumoto, S. Murakami, and J. I. Ohe, 磁振子晶体中的拓扑手性磁振子边缘模。《物理评论B》**87**, 174427 (2013). [30] Y.-M. Li, J. Xiao, and K. Chang, 图案化亚铁磁绝缘体薄膜中的拓扑磁振子模。《纳米快报》**18**, 3032-3037 (2018). [31] Y. Cao, D. Rodan-Legrain, J. M. Park, N. F Q. Yuan, K. Watanabe, T. Taniguchi, R. M. Fernandes, L. Fu, and P. Jarillo-Herrero, 超导魔角石墨烯中的向列性与竞争序。《科学》**372**, 264 271 2021- ( ). [32] T. Yu, D. M. Kennes, A. Rubio, and M. A. Sentef, 面内磁场作用下魔角扭转双层石墨烯中由手性超导基态引发的向列性。《物理评论快报》**127**, 127001 (2021). [33] S. Neusser, G. Duerr, H. G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C. H. Back, and D. Grundler, 纳米图案化反点晶格中自旋波的各向异性传播与阻尼。《物理评论快报》**105**, 067208 (2010). [34] G. Duerr, M. Madami, S. Neusser, S. Tacchi, G. Gubbiotti, G. Garlotti, and D. Grundler, 通过嵌入式Co纳米圆盘对Ni80Fe20反点晶格中的自旋波模进行空间调控。《应用物理快报》**99**, 202502 (2011). [35] F. Gross, M. Zelent, A. Gangwar, S. Mamica, P. Gruszecki, M. Werner, G. Sch¨utz, M. Weigand, E. J. Goering, C. H. Back, M. Krawczyk, and J. Gr¨afe, 反点晶格中自旋波模的相位分辨观测。《应用物理快报》**118**, 232403 (2021). [36] S. Tacchi, F. Montoncello, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, L. Giovannini, R. Zivieri, F. Nizzoli, S. Jain, A. O. Adeyeye, and N. Singh, 二维磁振子晶体中自旋波的能带图。《物理评论快报》**107**, 127204 (2011). [37] X. S. Wang, Y. Su, and X. R. Wang, 拓扑保护的单向边缘自旋波与分束器。《物理评论B》**95**, 014435 (2017). [38] E. V. Bostr¨om, M. Claassen, J. W. McIver, G. Jotzu, A. Rubio, and M. A. Sentef, 二维范德华磁体中的光诱导拓扑磁振子。SciPost物理**9**, 061 (2020). [39] L. Chen, J.-H. Chung, M. B. Stone, A. I. Kolesnikov, B. Winn, V. O. Garlea, D. L. Abernathy, B. Gao, M. Augustin, E. J. G. Santos, and P. Dai, 磁场对CrI_3中拓扑自旋激发的影响。物理评论X辑**11**, 031047 (2021). [40] A. Okamoto, R. Shindou, and S. Murakami, 磁振子与电磁波耦合波的贝里曲率。《物理评论B》**102**, 064419 (2020). [41] A. Okamoto, S. Murakami, and K. Everschor-Sitte, 磁弹性波的贝里曲率。《物理评论B》**101**, 064424 2020( ). [42] B. Yuan, I. Khait, G.-J. Shu, F. C. Chou, M. B. Stone, J. P. Clancy, A. Paramekanti, and Y.-J. Kim, 蜂窝晶格量子XY磁体$CoTiO_3$中的狄拉克磁振子。物理评论X辑**10**, 011062 (2020). [43] S. C. Ganguli, M. Aapro, S. Kezilebieke, M. Amini, J. L. Lado, and P. Liljeroth, 单层铁磁体中莫尔磁振子的可视化。arXiv: 2208 10991 1 . [44] v A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelmann, A. O. Adeyeye, J. ˚Akerman, F. G. Aliev, A. Anane, A. Awad et al., 磁学发展路线图：自旋波计算。IEEE磁学汇刊**58**, 0800172 (2022). [45] V. Harris, and P. Andalib, 综述——基于古德伊纳夫-金森-安德森规则设计用于5G先进功能的现代射频磁性陶瓷。ECS固态科学与技术杂志**11**, 064001 (2022). [46] F. Ciubotaru, T. Devolder, M. Manfrini, C. Adel mann, and I. P. Radu, 具备宽带波矢测量能力的全电学行波自旋波谱学。应用物理快报**109**, 012403 (2016). [47] I. Bertelli, J. J. Carmiggelt, T. Yu, B. G. Simon, C. C. Pothoven, G. E. W. Bauer, Y. M. Blanter, J. Aarts, and T. van der Sar, 磁性绝缘体中自旋波输运与干涉的磁共振成像。科学进展**6**, eabd3556 (2020). [48] M. Madami, G. Gubbiotti, S. Tacchi, and G. Car- lotti, *Solid State Physics: Application of microfocused Brillouin light scattering to the study of spin waves in low-dimensional magnetic systems*, (学术出版社, 伯灵顿, MA, 2012), Vol. 63, p. 79.[49]参见补充材料：纳米带线天线及其波矢分布；边缘模自旋波强度映射的网格剖面图；具有高频灵敏度观测到的自旋波莫尔边缘模；腔模完整莫尔晶胞的空间映射；莫尔边缘模相图；50 毫特斯拉下不同扭转角的边缘模轮廓品质表征；6度器件在不同传播方向下的布里渊光散射强度线图；实验器件中尺寸同为800 nm的莫尔边缘模微磁模拟；原始带隙内的边缘模,

莫尔磁振子晶格中腔模轮廓的模拟、理论分析的近似与构型、莫尔磁振子晶格内偶极场的微磁模拟、莫尔磁振子晶格中体自旋波边缘模的磁振子能带结构与空间映射、自旋波莫尔边缘模轮廓受填充因子的影响。[50] S. Klingler, V. Amin, S. Gepr¨ags, K. Ganzhorn, H. Maier-Flaig, M. Althammer, H. Huebl, R. Gross, R. D. McMichael, M. D. Stiles, S. T. B. Goennenwein and M. Weiler, 自旋转矩激发耦合YIG/Co异质结构中的垂直驻波自旋波。《物理评论快报》**120**, 127201 (2018). [51] J. Chen, C. Liu, T. Liu, Y. Xiao, K. Xia, G. E. W. Bauer, M. Wu, and H. Yu, 磁性金属-绝缘体混合纳米结构中的强层间磁振子-磁振子耦合。《物理评论快报》**120**, 217202 (2018). [52] H. J. Qin, S. J. H¨am¨al¨ainen and S. V. Dijken, 交换转矩诱导纳米厚钇铁石榴石薄膜中垂直驻波自旋波的激发。《科学报告》**8**, 5755 (2018). [53] Y. Shiota, T. Taniguchi, M. Ishibashi, T. Moriyama, and T. Ono, 合成反铁磁体中由动态偶极相互作用介导的可调磁振子-磁振子耦合。《物理评论快报》**125**, 017203 (2020). [54] H. Pan, F. Wu, and S. Das Sarma, 莫尔-哈伯德模型的量子相图。《物理评论B》**102**, 201104 2020(R) ( ). [55] P. Wang, Y. Zheng, X. Chen, C. Huang, Y. V. Kartashov, L. Torner, V. V. Konotop, and F. Ye, 光子莫尔晶格中光的局域化与离域化。《自然》**577**, 42-46 (2020). [56] V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, and S. O. Demokritov, 条形天线激发微波波导模。应用物理快报**95**, 112509 (2009). [57] T. Yu, C. Wang, M. A. Sentef, and G. E. W. Bauer, 磁性绝缘体中磁振子拖曳导致的自旋波多普勒频移。《物理评论快报》**126**, 137202 (2021). [58] B. G. Simon, S. Kurdi, H. La, I. Bertelli, J. J. Carmiggelt, M. Ruf, N. de Jong, H. van den Berg, A. J. Katan, and T. van der Sar, 利用相干驱动自旋波定向激发高密度磁振子气体。Nano Lett. **21**, 8213-8219 (2021). [59] R. W. Damon, and J. R. Eshbach, 磁静力模

铁磁体薄片。J. Phys. Chen. Solids **19**, 308 (1961). [60] K. Yamamoto、G. C. Thiang、P. Pirro、K.-W. Kim、K. Everschor-Sitte 和 E. Saitoh，《经典波的拓扑表征：磁静力表面自旋波的拓扑起源》。《物理评论快报》**122**, 217201 (2019). [61] M. Mohseni、R. Verba、T. Br¨acher、Q. Wang、D. A. Bozhko、B. Hillebrands 和 P. Pirro，《偶极交换磁静力表面自旋波的抗反向散射》。《物理评论快报》**122**, 197201 (2019). [62] M. Donahue 和 D. Porter，《OOMMF 用户指南》，第1.0版，美国国家标准与技术研究院，马里兰州盖瑟斯堡，机构间报告 nistir 6376 版（1999年9月）。网址：http://math.nist.gov/oommf。[63] L. Balents、C. R. Dean、D. K. Efetov 和 A. F. Young，《莫尔平带中的超导电性与强关联》。《自然·物理》**16**, 725-733 (2020). [64] D. J. Thouless、M. Kohmoto、M. P. Nightingale 和 M. den Nijs，《二维周期势中的量子化霍尔电导》。《物理评论快报》**49**, 405 (1982). [65] K. Shen，《反铁磁绝缘体中偶极相互作用导致的磁振子自旋弛豫与自旋霍尔效应》。《物理评论快报》**124**, 077201 (2020). [66] Z. Hu、L. Fu 和 L. Liu，《磁性多层膜中的可调磁振子陈能带与手性自旋流》。《物理评论快报》**128**, 217201 (2022) [67] H. Pirie、S. Sadhuka、J. Wang、R. Andrei 和 J. E. Hoffman，《拓扑声子逻辑》。《物理评论快报》**128**, 015501 (2022). [68] S. S. P. Parkin、N. More 和 K. P. Roche，《金属超晶格结构中的交换耦合与磁阻振荡：Co/Ru、Co/Cr 和 Fe/Cr》。《物理评论快报》**64**, 2304 (1990). [69] C. O. Avci、C.-H. Lambert、G. Sala 和 P. Gambardella，《正交磁化磁性层之间的手性耦合》。《物理评论快报》**127**, 167202 (2021). [70] K. Shen，《基于紧束缚模型的平均场方法计算钇铁石榴石中的有限温度磁振子谱》。《New J. Phys.》**20**, 043025 (2018). [71] C. J. Eckhardt、G. Passetti、M. Othman、C. Karrasch、F. Cavaliere、M. A. Sentef 和 D. M. Kennes，《利用腔中可精确求解的紧束缚链进行量子弗洛凯工程》。《Commun. Phys.》**5**, 1-12 (2022).