



二维碲化铬磁性材料: 从可控制备到自旋电子学应用

杨虹^{1,2}, 张晴^{1,2}, 王永帅^{1,2}, 李琳^{3,5}, 徐彤悦^{1,2}, 耿德超^{1,2,4*}

1. 天津大学理学院化学系, 智能传感功能材料全国重点实验室, 有机集成电路教育部重点实验室, 天津市分子光电科学重点实验室, 天津 300072

2. 天津化学化工协同创新中心, 天津 300072

3. 天津师范大学化学学院, 天津 300387

4. 海河可持续化学转化实验室, 天津 300192

5. 河北工业大学先进智能防护装备技术教育部重点实验室, 天津 300401

*通讯作者, E-mail: gengdechao_1987@tju.edu.cn

收稿日期: 2026-05-14; 接受日期: 2026-06-16; 网络版发表日期: 2026-08-11

国家自然科学基金(编号: 52472168, 52502161, 52502048)、国家重点研发计划(编号: 2023YFB3609001, 2021YFA0717900)、天津市自然科学基金(编号: 22JCJCJC00080, 25JCYBJC00140)、海河可持续化学转化实验室、河北省自然科学基金(编号: E2024208084)、中国教育部基础学科与交叉学科突破计划、广东省基础与应用基础研究基金(编号: 2026A1515012407)、中央高校基本科研业务费专项资金和天津大学种子基金资助项目

摘要 二维磁性碲化铬($\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$)体系因其具有金属性、高居里温度及较强自旋-轨道耦合, 在二维磁性自旋电子学研究中展现出重要潜力. 本文围绕该体系的结构、磁性调控及器件的应用方面进行了综述. 从 1T-CrTe_2 母体结构出发, 分析Cr自插层驱动下 Cr_5Te_8 、 Cr_2Te_3 、 Cr_3Te_4 及 CrTe 等物相的形成规律, 并讨论自插层对电子结构与磁性的影响; 随后梳理了分子束外延、化学气相沉积等方法在物相调控、厚度控制及二维生长方面的研究进展. 在物性方面, 介绍了巡游电子磁性、磁各向异性以及界面耦合对低维磁序稳定性的作用, 同时归纳拓扑霍尔效应、斯格明子、自旋轨道矩等代表性现象及相关器件研究. 最后, 针对当前体系在相纯度控制、室温拓扑磁态稳定以及器件可靠性等方面存在的问题, 对未来可能的发展方向进行了讨论.

关键词 碲化铬, 二维磁性, 自插层, 反常霍尔效应, 化学气相沉积

1 引言

随着信息技术持续向高密度、低功耗与多功能集成方向发展, 传统依赖电子电荷输运的器件逐渐面临尺寸缩放与能耗限制. 相比单纯利用电荷自由度, 自旋电子学通过引入电子自旋自由度, 为信息存储、逻辑运算及新型量子器件提供了新的研究路径. 因此, 如何在低维体系中实现稳定磁有序、自旋输运以及高效磁调控, 已经成为当前凝聚态物理与材料科学的重要研究方向之一.

二维材料体系由于其原子级厚度、强量子限域效应以及可调界面相互作用^[1~8], 为自旋相关物理技术提

引用格式: Yang H, Zhang Q, Wang Y, Li L, Xu T, Geng D. Two-dimensional chromium telluride magnetic materials: from controllable synthesis to spintronic applications. *Sci Sin Chim*, 2026, 56: 2592–2612, doi: [10.1360/SSC-2026-0104](https://doi.org/10.1360/SSC-2026-0104)

供了前所未有的平台. 特别是近年来低维结构的可控合成, 使得人们能系统地研究极限尺寸下的电子关联、自旋轨道耦合以及拓扑效应之间的相互作用^[9-18], 从而不断拓展对低维量子物理的认知边界. 在这一研究背景下, 二维(two-dimensional, 2D)磁性材料的出现被认为是该领域的关键突破之一. 自2017年2D磁性材料被报道以来^[19,20], 2D体系中的长程磁有序及量子受限效应迅速成为凝聚态物理与材料科学的研究前沿. 然而, 现有的大多数二维磁性材料(如 CrI_3 、 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$)普遍存在居里温度(T_c)较低与对空气环境高度敏感的问题, 这限制了其在室温条件下的稳定磁性调控与器件集成. 因此, 发展兼具高居里温度、稳定磁有序与可工程化调控的新型二维磁性体系, 成为该领域亟待解决的关键科学问题.

在这一背景下, 碲化铬($\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$)体系因其独特的材料优势逐渐成为研究热点. 该体系不仅具有金属导电行为与较强自旋轨道耦合, 还展现出丰富的结构可调性与显著的磁各向异性, 使其在二维极限下仍具有稳定磁有序^[21-24]. 特别是以1T- CrTe_2 为代表的层状相, 在超薄极限下仍可实现高于室温的铁磁性^[15], 突破了传统二维磁体在温度尺度上的限制, 为室温自旋电子学应用提供了重要材料基础. 与此同时, 范德华(vdW)外延技术的发展使得 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的可控制备能力得到极大提升, 实现了从单层到多层薄膜的厚度精确调控^[25,26], 并在一定程度上推进至大面积外延生长. 这种原子级可控的生长方式为系统研究其磁性的厚度依赖及界面效应提供了理想平台.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的另一关键特征在于其显著的自插层(self-intercalation)机制. 通过在范德华间隙中引入额外Cr原子, 可连续调控材料的化学计量比与晶体结构, 从而形成不同组分(如 Cr_5Te_8 、 Cr_2Te_3 及 Cr_3Te_4 等)^[14,27-31]. 随着Cr含量的增加, 材料从本征的范德华层状结构(1T- CrTe_2)逐步演变为准二维, 最后演变为非范德华结构(CrTe). 不同组分的出现不仅导致了其丰富的磁相演化, 还进一步诱导出多种新奇的量子现象, 包括拓扑霍尔效应(THE)、非共线自旋结构以及斯格明子等拓扑磁态^[32-36], 使 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系成为研究强耦合效应的重要模型平台.

本文围绕二维 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的结构演化与物性调控进行了系统梳理, 并结合图1所示的概述展开讨论. 首先总结了1T- CrTe_2 本征层状结构在自插层作用下的

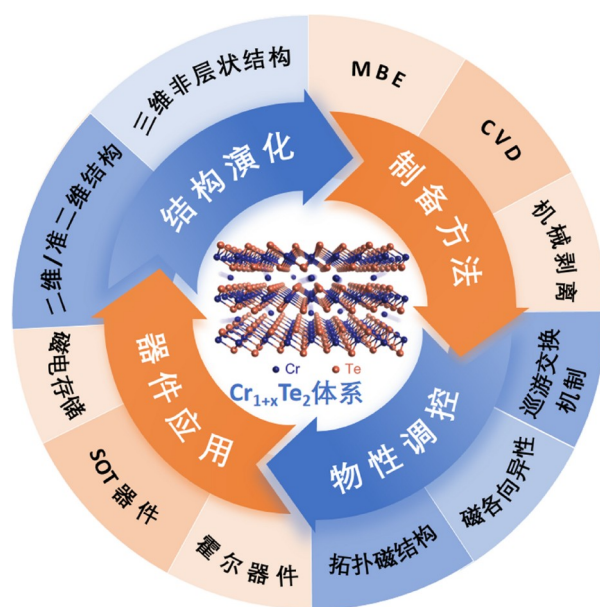


图1 (网络版彩图) $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的结构演化、制备方法、物性调控及器件应用概览

Figure 1 (Color online) An overview of the structural evolution, synthesis methods, physical property tuning, and device applications of the $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ system.

演化过程, 重点分析了其他物相的形成机制及其结构重构特征. 之后, 进一步比较了不同制备方法在物相稳定调控、可扩展生长以及本征物性揭示方面的适用性与特点. 在物性层面, 本文重点讨论了该体系中巡游电子驱动的磁序形成机制以及磁各向异性来源与应变调控途径. 同时, 对拓扑磁结构的形成条件进行了归纳, 分析了对称性破缺与Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(DMI)在斯格明子等非共线自旋结构中的关键作用. 最后, 本文面向器件应用, 总结了该体系在自旋轨道矩器件与磁电存储器件中的研究进展, 并讨论了其在霍尔器件、室温拓扑磁性实现与低功耗自旋器件集成过程中仍面临的关键问题, 并对当前体系在相纯度控制、磁性机制认知、室温拓扑磁态稳定及器件可靠性等方面存在的问题进行了讨论, 展望了其在精准结构调控、多场耦合及新型量子器件中的未来发展方向.

2 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 晶体结构与物相调控

Cr-Te体系呈现出显著的化学计量可调性与结构多样性, 可整体视为 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 结构家族. 其中, Cr含量的变化在决定不同物相形成与结构稳定性的同时, 还会

引起层间相互作用、电子结构以及磁交换机制的系统性重构, 使该体系展现出连续可调的低维结构特征与物性演化行为. 2020年, Fujisawa等^[37]的报道称在该体系中, 层状CrTe₂被视为结构演化的基础母体. 随着Cr含量逐渐增加, 过量Cr原子会进入层间范德华间隙并占据八面体空位, 形成典型的自插层结构. 这一过程使原本由弱范德华作用维系的层间区域逐渐形成Cr-Te-Cr桥接通道, 推动体系由二维层状结构向更强层间耦合甚至三维键合网络连续演化. 自插层还会重构Cr-Cr之间的磁交换路径与电子态分布, 从而引起居里温度、磁各向异性及输运行为等物性的系统变化.

随着插层程度的变化, Cr-Te体系进一步形成了Cr₅Te₈、Cr₂Te₃、Cr₃Te₄以及CrTe等不同化学计量比的化合物, 图2为Cr_{1+x}Te₂体系的自插层结构演化过程. 这一过程中, 层间相互作用不断增强, 晶体结构逐渐偏离理想二维层状特征, 并表现出更加复杂的三维结构特征, 不同化学计量比的Cr_{1+x}Te₂材料表现出差异化的晶体结构、维度特征以及磁学和自旋电子学应用潜力如表1所示. 因此, 化学计量比可以看作Cr-Te体系结构与磁性演化的核心调控参数. 下面将按照不同化学计量比, 对各典型Cr-Te物相的晶体结构分别进行介绍.

2.1 1T-CrTe₂母体层状结构

在Cr_{1+x}Te₂统一描述框架中, 当x=0时对应化学计量比为CrTe₂母体结构. CrTe₂晶体在理论上可形成包括1T、2H及3R等不同层状结构. 其中, 2H与3R相主要基于第一性原理计算预测^[38-41], 目前尚缺乏实验上稳定合成与直接结构表征的证据. 相比之下, 1T相CrTe₂已被实验广泛制备并系统研究, 是目前该体系中最具代表性的稳定层状结构. 因此, 以下内容将重点围绕1T-CrTe₂的晶体结构特征展开讨论.

1T-CrTe₂属于典型的层状过渡金属硫属化合物

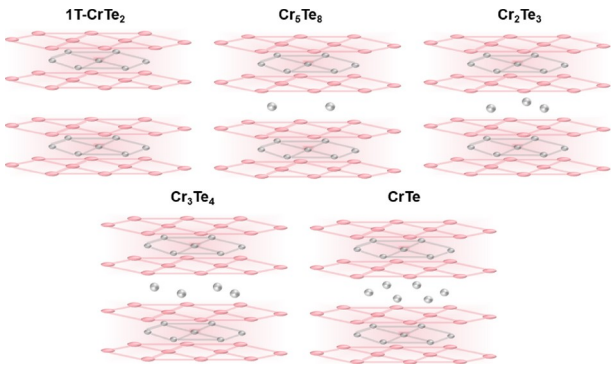


图2 (网络版彩图)从CrTe₂到CrTe: Cr_{1+x}Te₂体系的自插层结构演化过程

Figure 2 (Color online) From CrTe₂ to CrTe: structural evolution of self-intercalated Cr_{1+x}Te₂ systems.

(TMDs), 晶体结构可归属于三方晶系的 $\bar{p}3m1$ 空间群, 具有中心反演对称性. 其基本结构单元由Te-Cr-Te三原子层构成, 如图2所示, 并沿c轴方向通过弱范德华相互作用堆叠形成层状结构. 单层厚度约为0.6 nm, 对应的层间距(c轴晶格常数)约为6.1 Å, 这赋予其良好的可剥离性和二维极限调控潜力.

在局域原子配位方面, Cr原子处于由六个Te原子构成的八面体配位环境中, 形成典型的1T相结构. 其中, Cr原子层夹在上下两层Te原子之间, 并在面内构成规则的蜂窝状六角晶格, 晶格常数a约为3.8 Å. 该高度对称性晶体结构不仅决定了其各向异性的电子输运行为, 同时通过晶体场作用调控Cr-3d轨道的能级分裂与占据情况, 从而稳定其金属性并支持室温铁磁有序的形成.

在结构表征方面, 2020年, 孙兴丹等^[42]通过高角环形暗场扫描透射电子显微镜(HAADF-STEM)对1T-CrTe₂的原子级结构进行了直接表征. 结果显示, Cr与Te原子呈现出清晰的1T对称堆垛方式, 其原子排列与

表1 Cr_{1+x}Te₂系列材料的结构演化与应用特征

Table 1 Structural evolution and application characteristics of the Cr_{1+x}Te₂ series materials

材料	x值	晶体结构	维度特征	代表性应用
1T-CrTe ₂	0	三方	本征二维	二维自旋器件; 磁隧道结
Cr ₅ Te ₈	1/4	三方/单斜	准二维	拓扑霍尔器件
Cr ₂ Te ₃	1/3	三方	2D-3D过渡	自旋轨道力矩(SOT)器件; 霍尔传感器
Cr ₃ Te ₄	1/2	单斜	准三维	自旋逻辑器件等
CrTe	1	六方	三维	非易失磁存储器

理论模型高度一致. 实验测得相邻Te原子间距约为2.4 Å, 与理论预测值(约2.3 Å)吻合良好. 结合粉末X射线衍射(XRD)结果, 共同证实了1T-CrTe₂晶体结构的高度有序性与良好结构稳定性.

2.2 Cr₅Te₈晶体结构

在Cr_{1+x}Te₂统一描述框架中, 当 $x=1/4$ 时对应化学计量比为Cr₅Te₈的晶体结构. 相较于母体层状CrTe₂, Cr₅Te₈已表现出更明显的自插层与空位有序化特征, 是Cr-Te体系由二维范德华层状结构向更强层间耦合结构演化的重要中间相.

Cr₅Te₈通常存在三方相(*tr*-Cr₅Te₈)和单斜相(*m*-Cr₅Te₈)两种晶体结构. 2022年Zhou课题组^[22]研究发现其三角相属于 $P\bar{3}m1$ 空间群, 是较为稳定的结构形式; 而单斜相则对应 $C2/m$ 空间群, 通常在Te含量略低或快速冷却条件下形成. 两者比较, 三角相具有更高的结构对称性, 因此在实验中更容易获得高质量晶体.

从结构特征层面来看, Cr₅Te₈可以看作是在1T-CrTe₂层状骨架基础上的自插层化合物. 除原有Cr层外, 部分额外Cr原子进入层间位置, 并形成周期性的有序排布. 由于体系中存在多个不等价Cr晶位, 晶格中会出现明显的长周期调制结构. Bian等^[43]发现在三角相Cr₅Te₈中, 这种调制可表现为电子衍射中产生的特征性超晶格斑点, 这是区分其与其他Cr-Te物相的重要依据. Cr₅Te₈的Cr空位并非随机分布, 而是在晶格中形成长程有序排列, 从而产生超结构特征. 空位的引入会改变局域配位环境和Cr-Te键长, 使晶体结构发生一定程度的畸变. 层间耦合增强, 原本较弱的范德华间隙被Cr-Te-Cr连接所取代, 使体系逐渐偏离典型二维层状结构.

目前, Cr₅Te₈已可通过化学气相沉积(CVD)、分子束外延(MBE)等方法实现可控制备. 不同晶相在形貌上也存在明显差异, 三角相通常呈六边形纳米片, 而单斜相则更容易形成平行四边形结构^[22,34]. 透射电子显微镜(TEM)、选区电子衍射(SAED)等表征结果表明, 其晶体具有较高的有序性, 并能够清晰观察到插层Cr引起的超结构特征.

Cr₅Te₈在结构上已不再是严格意义上的范德华层状材料, 而是处于二维层状结构向三维键合网络演化的过渡阶段. 一方面, 其层间作用仍弱于典型三维金

属化合物, 因此能够实现超薄纳米片生长与机械转移; 另一方面, 部分Cr原子的插层与空位有序化又增强了层间连接, 使其较CrTe₂表现出更强的结构稳定性与层间耦合特征. 因此, Cr₅Te₈可视为Cr-Te体系中连接母体CrTe₂与高Cr含量三维相的重要结构过渡节点.

2.3 Cr₂Te₃晶体结构

在Cr_{1+x}Te₂结构序列中, Cr₂Te₃对应 $x=1/3$. 随着Cr含量进一步增加, 体系中的额外Cr原子开始在层间区域形成更明显的有序排列. 而插层Cr的引入使体系中形成层内Cr和层间Cr两类不同的Cr位点, 从而构建出更加复杂的原子网络, 不同Cr位点具有不同的局域配位环境和电子态分布, 因此能够产生多样化的磁交换作用.

Cr₂Te₃属于典型的三方晶系化合物, 其晶体结构可由空间群 $P\bar{3}1c$ 描述, 晶格常数约为 $a \approx 6.8$ Å, $c \approx 12.0$ Å. 其晶胞由Cr原子层与Te原子层沿 c 轴方向周期性堆叠构成, 整体仍保留一定层状结构特征. 与理想1T-CrTe₂不同的是, Cr₂Te₃中在原本的范德华层中出现了有序的Cr插层, 从而形成非完全占据的晶格. 这种插层调制不仅降低了结构对称性, 也使体系产生更复杂的局域原子配位环境.

在局域结构层面, Cr原子占据多个非等价晶位, 不同晶位对应不同的占据率与局域配位方式. Moodera课题组^[44]研究发现部分Cr位点呈部分占据状态, 而其余Cr原子则与Te构成相对完整的金属层. 由于插层层与完整Cr层交替分布, 体系在层内保持较强Cr-Te键合作用的同时, 层间仍保留相对较弱的耦合特征, 使其表现出明显的准二维结构属性.

在实验结构表征方面, TEM、SAED以及HAADF-STEM等表征结果均证实了Cr₂Te₃晶体结构的高有序性. Coughlin等^[33]获得了沿(001)晶带轴的衍射图样, 其能够清晰分辨其特征性衍射斑点, 并与 $P\bar{3}1c$ 空间群理论模型高度一致, 从而有效区分于Cr₅Te₈、Cr₃Te₄等其他Cr-Te物相. CVD生长得到的Cr₂Te₃纳米片通常呈规则六边形形貌, 反映出其面内六方对称晶格与较高的晶体质量.

Cr₂Te₃处于Cr-Te体系结构演化的关键阶段, 其主要特点在于插层Cr原子的进一步有序化以及层间桥接作用的增强. 这一过程不仅改变了晶格连接方式, 也为

体系后续向 Cr_3Te_4 和 CrTe 等更高Cr含量结构演化提供了基础。

2.4 Cr_3Te_4 晶体结构

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 系列中, Cr_3Te_4 对应 $x=1/2$ 。随着Cr含量继续提高, 体系中的插层Cr原子数量明显增加, 原有层状结构中的范德华间隙被进一步压缩, 层间原子之间的连接也随之增强。因此, 相比 Cr_2Te_3 和 Cr_5Te_8 , Cr_3Te_4 已经表现出更加明显的非层状化趋势, 表现出更高的Cr占比比例和复杂的原子排列方式, 是Cr-Te体系中结构复杂度较高的代表性物相之一。

从结构特征层面来看, Cr_3Te_4 仍可看作由 CrTe_2 骨架衍生而来, 但其层间区域已不再是简单的弱相互作用空间。额外Cr原子会进入相邻Cr-Te层之间, 并形成具有一定周期性的插层排列, 从而在原有层状框架内部构建新的层间连接。其外延薄膜可归属于单斜 $P2_1/m$ 空间群, 晶格参数为 $a \approx 7.69 \text{ \AA}$ 、 $b \approx 3.85 \text{ \AA}$ 、 $c \approx 6.17 \text{ \AA}$ 。相比低插层阶段, 体系对称性进一步降低, 这说明高浓度Cr插层已经开始引起明显的晶格重排。

从原子尺度来看, Cr_3Te_4 中的局域结构也更加复杂。Chua等^[15]的研究结果显示, 插层Cr原子位于两层Cr-Te结构之间, 并沿特定方向形成有序排列。由于不同区域中Cr原子的局域环境并不完全一致, 体系内部会出现一定程度的晶格畸变与键长变化。尤其是在二维极限下, 这种变化更加明显。理论计算指出, 单层 Cr_3Te_4 中部分Cr-Cr键长会出现周期性差异, 表现出类似低对称结构的局域调制特征。这说明当厚度降低后, 低维限制会进一步放大晶格的不稳定性。与典型范德华材料不同, Cr_3Te_4 的二维生长更依赖动力学条件调控。Li等^[45]研究发现, 在较低衬底温度下可以获得单层或超薄 Cr_3Te_4 薄膜, 而温度升高后则更容易形成三维岛状结构。这种生长行为说明, 其层间作用已经明显强于普通二维层状材料, 因此难以维持稳定的自然层状剥离特性。

此外, Coughlin等^[25]的研究结果还表明, Cr_3Te_4 内部可能存在不同插层区域之间的旋转堆垛现象, 从而形成局域超结构。这种结构自由度在低Cr含量相中并不明显, 而在高插层阶段开始逐渐出现, 也反映出体系内部原子排列复杂性的进一步提升。

Cr_3Te_4 已经不再属于典型的层状插层结构, 其主要特征表现为高浓度Cr插层、明显的局域晶格畸变以

及增强的层间连接作用。该结构阶段说明Cr-Te体系正向着更稳定的三维键合网络演化。

2.5 CrTe晶体结构

随着Cr含量持续增加并逐渐接近化学计量比1:1, Cr-Te体系最终演化为CrTe相。与仍保留部分层状堆垛特征的 Cr_2Te_3 、 Cr_5Te_8 及 Cr_3Te_4 自插层相相比, CrTe中原子间的连接更加连续, 由Cr-Te配位单元构成, 层间范德华间隙基本消失, 整体呈现明显的三维键合特征。

目前实验中最常见且热力学稳定性最高的CrTe晶相为NiAs型结构。该结构属于六方晶系, 空间群为 $P6_3/mmc$, 晶格常数约为 $a=b \approx 3.98 \text{ \AA}$ 、 $c \approx 6.23 \text{ \AA}$ 。在局域结构方面, NiAs型CrTe中的Cr原子形成规则排列的金属子晶格, 并与周围Te原子构成较稳定的八面体配位单元。由于Cr占比趋于完整且有序, 体系表现出较高的结构致密性和晶格完整度。Wang等^[46]在原子分辨STEM上研究表明, 其晶格条纹排列均匀清晰, 其中对应(100)晶面的晶面间距约为 0.34 nm ; 同时快速傅里叶变换(FFT)衍射图中可观察到规则的单晶衍射斑点, 表明样品具有良好的长程有序性和较高结晶质量。能量色散X射线光谱仪(EDS)测试也进一步证实Cr与Te元素比例接近理想的1:1化学计量关系。

虽然CrTe本质上属于非范德华型化合物, 但近年来研究表明, 其仍可通过多种方法获得超薄二维形态。利用CVD、MBE以及液相辅助剥离等技术^[21,46,47], 可以制备纳米尺度厚度的CrTe薄片, 部分样品甚至接近单晶胞厚度。值得注意的是, 在二维极限条件下, NiAs型骨架依然能够保持稳定, 并未出现明显的结构坍塌, 说明该体系具有较强的低维结构稳定性。

CrTe的晶体结构还与其磁性行为密切相关。Luo等^[48]研究表明, NiAs型CrTe中同时存在层内铁磁交换作用与层间竞争性磁耦合, 不同交换通道之间的竞争可能诱导低温下的复杂自旋排布。局域晶格环境对Cr-3d轨道杂化具有重要影响, 可能进一步引入与自旋倾斜相关的反对称交换相互作用, 为非共线磁结构及拓扑磁态的形成提供条件。

相较于前述自插层相, CrTe最显著的结构特征在于其高度致密化与完全三维化。体系中形成了稳定连续的三维Cr-Te键合网络。因此, CrTe可被视为Cr-Te体系在高Cr含量区域的结构演化终态, 其出现意味着体系已基本脱离典型二维层状框架, 并逐步过渡至三维

过渡金属化合物结构范畴。

3 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 的可控制备

3.1 分子束外延: 非平衡物相调控

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中, 多种物相在化学势空间中高度重叠与竞争, 使得单一相的可控合成及其本征磁性研究面临挑战. MBE凭借原子级束流调控能力与超高真空环境, 使材料生长在远离热力学平衡的条件下进行^[49–52], 从而成为实现 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系物相选择性调控的关键技术手段.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 的结构演化主要由Cr/Te束流比、衬底温度及界面外延条件共同决定, 图3a为用于 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 生长的MBE室示意图. 其中, 束流比通过调控化学势分布主导物相稳定性: Te富条件下易形成层状1T-CrTe₂, 而Cr富条件则促进Cr原子向层间自插层, 驱动体系向Cr₂Te₃、Cr₃Te₄等富Cr化学计量比转变. 衬底温度则通过影响原子迁移率与扩散长度, 在结晶质量与缺陷密度之间实现平衡: 较低生长温度会抑制表面原子扩散, 虽易引入局域缺陷, 但能够限制Cr原子的层间迁移, 从而有利于亚稳态层状1T-CrTe₂的形成; 而较高温度则有助于提升晶体质量, 同时增强Cr原子的自插层行为, 进而促进富Cr插层的生成. Lasek等^[53]研究发现, 在约350 °C条件下生长时, 薄膜更容易形成具有2×1或2×2超结构的插层双层结构, 其表面原子排布已明显偏离理想1T-CrTe₂的简单六方对称性; 而当生长温度降低至180 °C时, 则能够在动力学限制条件下稳定获得单层1T-CrTe₂. 进一步的退火实验表明, 这种单层结构在升温后会重新向插层相转变, 说明1T-CrTe₂的稳定性在很大程度上依赖于低温动力学生长窗口. 界面外延条件同样对二维层状结构的形成具有重要作用. 例如, Liu等^[54]的研究结果表明以Al₂O₃(1000)作为衬底时, 由于其表面缺少悬挂键, 且与CrTe₂之间仅存在较弱的范德华相互作用, 可有效降低界面能并促进vdW外延生长. 对应生长过程中可观察到清晰的反射高能电子衍射(RHEED)条纹及逐层振荡行为, 表明薄膜具有典型层层生长模式, 并能够实现单层尺度的厚度调控. 进一步结合HRTEM和XRD表征发现, 所得薄膜具有完整的Te-Cr-Te层状堆垛结构、清晰的界面以及较低的表面粗糙度.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 遵循典型的化学势驱动相演化路径, 其本

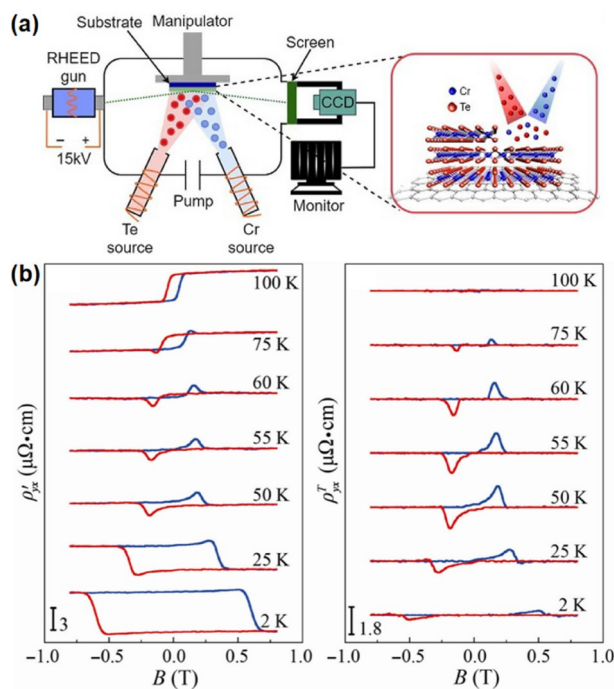


图3 (网络版彩图) (a) 用于 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 生长的MBE室示意图^[55]. (b) 6 nm厚CrTe薄膜中观测到的显著拓扑霍尔效应^[47]

Figure 3 (Color online) (a) Schematic illustration of the MBE chamber used for the growth of $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ ^[55]. (b) Pronounced topological Hall effect observed in a 6 nm-thick CrTe film ^[47].

质源于Cr原子逐步填充层间间隙引发的结构重构. 因此, MBE生长的 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 已成为研究低维磁性与拓扑自旋结构的重要平台. 例如, Zhao等^[47]进一步拓展了外延磁性薄膜的拓扑输运研究, 在SrTiO₃(111)衬底上生长的纳米级CrTe薄膜中观测到显著的拓扑霍尔效应, 如图3b所示, 该体系在2~75 K的磁场扫描中呈现出非单调的电阻隆起与凹陷结构, 其中拓扑霍尔信号在约55 K附近达到最大值. 其揭示了界面DMI对非共线磁织构的关键影响, 如奈尔(Néel)型斯格明子相、特征性的霍尔电阻曲线隆起信号以及随厚度减小而增强的拓扑输运特征; 2022年, Jeon等^[32]利用分子束外延在蓝宝石衬底上构筑了铁磁Cr₂Te₃与非共面反铁磁Cr₂Se₃的异质结构, 并在体系中观测到由界面交换耦合驱动的拓扑霍尔响应. 在该结构中, 非共面反铁磁层通过近邻效应在界面诱导有效DMI, 为调控体系的非共面自旋结构提供了关键路径.

综上, MBE生长为 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 不同物相与低维结构的可控制备提供了有效途径, 也使研究其结构演化与磁性之间的关联成为可能. 随着生长工艺、界面调控及

表征技术的不断完善, 该体系在拓扑磁态调控、自旋输运以及新型磁电子器件等领域仍具有较大的发展空间。

3.2 化学气相沉积: 大面积二维生长

相较于侧重原子级精确物相调控的分子束外延, CVD的核心优势在于实现 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的大面积、可扩展二维生长, 是其面向器件应用的重要技术路径^[17,56-59]。然而, $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中多种物相在化学势空间高度重叠, 同时Te具有较高挥发性, 使得在开放气相条件下实现成分与物相的精确控制面临显著挑战。

针对上述问题, 近年来的CVD生长策略主要可归纳为三类调控路径。(1) 化学势调控通过构建富Te环境(图4a所示为“管中管”限域结构)有效抑制Te挥发, 从而稳定体系化学势窗口。例如, Han课题组^[23]通过在限域空间内维持较高局域Te分压, 有效抑制其他化学计量比的生成, 实现了高质量 Cr_5Te_8 纳米片的可控制备。进一步地, 在动力学生长过程中, 通过将温度调节至750~850 °C, 纳米片形貌随厚度增加由三角形逐步演化为六边形, 如图4b所示, 反映出明显的厚度依赖结构调控行为。(2) 动力学调控通过引入氢气流量调节及延迟时间(t_{delay}), 以实现成核与横向生长过程的解耦, 从高密度成核转变为低密度择优生长, 从而获得大尺寸单晶纳米片。Xu课题组^[26]提出“氢气剪裁”(hydrogen-tailored) CVD策略, 利用氢气的还原与刻蚀协同作用调控成核密度。通过设置特定的 t_{delay} 延迟通氢过程, 有效抑制生长初期的随机成核行为, 使晶体优先生长于少数成核中心并沿横向持续扩展, 如图4c所示, 可以看出随着 t_{delay} 的时间延长, 晶体的尺寸也随之增长。最终实现了横向尺寸达450 μm 的亚毫米级 Cr_5Te_8 超薄单晶纳米片, 并进一步揭示了其磁化反转过程中畴壁成核与传播的主导作用机制。(3) 反应路径调控通过引入熔盐(如NaCl)或金属卤化物先驱体^[24,25,45,46], 构建“液-气-固”耦合生长机制, 降低反应能垒并增强原子扩散能力, 从而显著提升晶体尺寸与均匀性。

在上述多种生长调控策略共同作用下, CVD已能够在较宽范围内实现 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 材料的尺寸与厚度调节(厚度约1~30 nm, 横向尺寸可达数百微米), 为后续磁输运及器件相关研究提供了较为稳定的材料基础。从生长机制上看, 其过程本质上由气相化学势与表面动力学共同决定: Te分压主要约束物相形成窗口, 而氢气引入及熔盐辅助则通过改变成核概率与原子迁移路

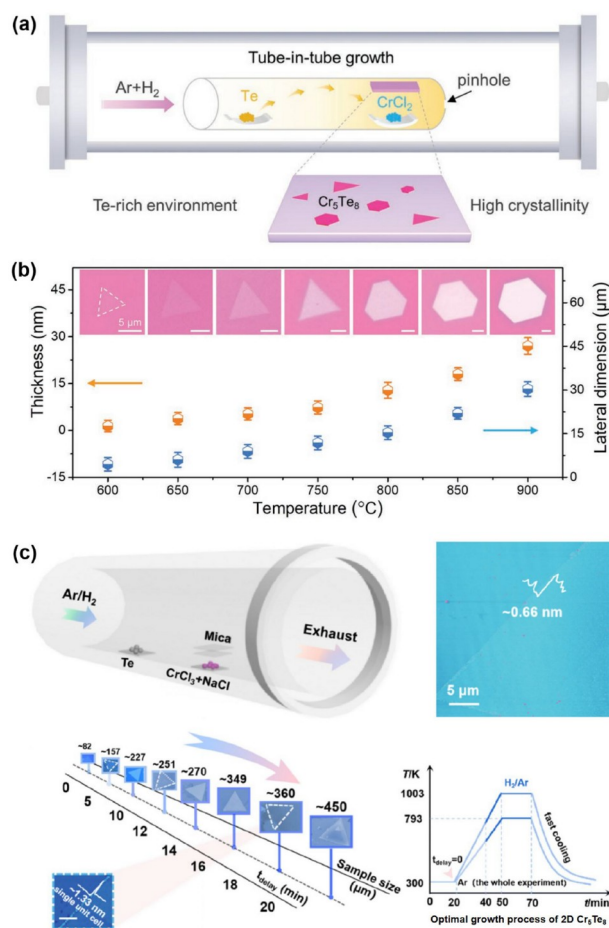


图4 (网络版彩图) (a) “管中管”限域结构示意图^[23]. (b) 样本形貌随生长过程的温度演变^[23]. (c) t_{delay} 延迟通氢过程制备二维 Cr_5Te_8 纳米薄片设计^[26]

Figure 4 (Color online) (a) Schematic illustration of the “tube-in-tube” confined structure ^[23]. (b) Temperature-dependent morphological evolution of the samples during the growth process ^[23]. (c) Design of the delayed hydrogen introduction (t_{delay}) process for the preparation of two-dimensional Cr_5Te_8 nanosheets ^[26].

径, 间接影响晶体的扩展方式与形貌演化。

但CVD方法在实际应用中仍存在不同批次之间物相一致性不高、相纯度控制难度较大以及界面质量和外延取向的可重复性仍有待提升等局限。这些因素使得其在精细结构调控和本征物性研究中仍不如MBE体系稳定。未来若能结合原位监测与更精确的多参数协同调控, 有望进一步提升该方法在低维磁性材料中的可控性与可靠性。

3.3 机械剥离: 本征基准体系

机械剥离作为典型的自上而下制备方法, 在

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中的核心作用并非可控合成, 而是提供接近本征极限的高质量二维磁性研究平台. 该方法主要适用于层状范德华结构的 CrTe_2 相, 因此在多相 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中具有明确的结构选择性.

通过机械剥离可获得厚度从数十纳米至数层的 CrTe_2 薄片, 并在接近二维极限(约3 nm)时仍表现出高于室温的铁磁有序, 体现出优异的磁性稳定性. 基于此, Purbawati等^[35]结合磁力显微镜(MFM)与X射线磁圆二色性光发射电子显微镜(XMCD-PEEM)等空间分辨磁成像手段, 对其薄层磁结构进行了进一步解析. 结果显示显著的面内磁各向异性以及丰富的磁畴构型, 包括六重对称磁畴图案、特征尺度为数十纳米的Néel型磁畴壁以及磁通闭合纹理, 从实空间层面为二维铁磁性的稳定存在提供了直接实验证据. 进一步地, Xian等^[60]利用自旋极化扫描隧道显微镜(SPSTM)在原子尺度上直接解析了单层1T- CrTe_2 的自旋结构, 观测到稳定的锯齿状(zigzag)反铁磁序, 并揭示了其在外加垂直磁场作用下发生的非共线自旋重构过程. 这些结果从更高空间分辨率层面进一步加深了对二维范德华体系中自旋耦合机制及磁序演化规律的理解.

因为机械剥离过程不涉及化学反应, 能够最大程度保留其本征晶体结构特征, 并避免引入额外缺陷与杂质影响. 但同时, 该方法也存在明显局限, 包括样品尺寸有限、产率较低以及难以实现器件级规模化制备等问题. 因此, 机械剥离更多被用作验证本征物性与作为外延生长结果对照的基准手段, 而非面向实际应用的可扩展制备路线.

基于以上科学研究的发现, $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 系列材料已形成较为完善的生长体系. 不同制备策略在材料质量、可控性及应用方向方面具有不同, 其主要特点总结于表2.

4 磁性特征与自旋物态调控

4.1 磁序起源与巡游交换机制

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中, 磁性的形成并不符合传统局域磁矩模型, 而是体现出明显的巡游电子特征. 实验上, 无论是化学计量比接近母体的1T- CrTe_2 , 还是不同物相, 其饱和磁矩通常均低于局域离子模型的理论预期. 这些现象说明, 该体系中的磁矩并非完全局域于Cr原子, 而是与导带电子存在显著耦合, 因此更适合归类

为弱巡游铁磁体系.

从微观电子结构角度来看, 巡游磁性的产生与费米能级附近的能带分布有密切联系. Freitas等^[61]基于第一性原理计算指出1T- CrTe_2 在费米能级附近具有复杂的多费米面结构: 其中, Γ -A方向主要形成由Te 5p态贡献的空穴型费米面, 而M-L区域则以Cr 3d态主导, 形成电子型费米面. 这种电子态分布反映出Cr 3d与Te 5p轨道之间存在强烈杂化, 其结果是在费米能级附近产生较高的态密度, 这为巡游铁磁性的形成提供了电子结构基础. 因此, 该体系的铁磁有序能够通过经典的斯托纳(Stoner)机制进行解释. 如图5所示, 在非磁态下, 费米能级附近较高的电子态密度(主要来源于相对平坦的Cr 3d能带)会触发Stoner不稳定性. 体系通过自旋极化降低总能量: 自旋上能带向低能移动并优先占据, 而自旋下能带则上移至费米能级以上, 最终形成约2~3 eV的交换分裂. 这一自旋分裂过程构成了 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 铁磁基态形成的核心微观机制, 也表明其磁性本质来源于能带驱动的巡游电子不稳定性.

除局域交换分裂外, 巡游载流子本身同样参与了磁序的建立与调控. 随着二维极限与载流子调控研究的发展, 人们逐渐认识到长程交换作用在该体系中的重要性. He等^[62]在超薄1T- CrTe_2 中发现, 其居里温度与空穴浓度满足近似 $T_c \propto n_p^{1/3}$ 的标度关系. 这一结果表明, 体系中的磁耦合具有典型的Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY)相互作用特征, 即磁矩之间的交换耦合可由巡游载流子进行长程介导. 研究还发现其反常霍尔响应与贝里曲率分布之间存在明显关联, 进一步说明能带拓扑结构与磁输运行为之间具有紧密耦合关系.

除了静态磁序本身, 临界行为分析同样能够反映体系的巡游磁性特征. 以弱巡游体系 $\text{Cr}_{0.62}\text{Te}$ 为例, Liu等^[63]研究表明其Rhodes-Wohlfarth比值约为1.7, 明显偏离局域磁矩体系的典型取值, 这表明磁矩具有较强的非局域化性质. 进一步的临界指数分析显示, 该体系在 T_c 以上主要表现为二维短程自旋关联, 而在低于 T_c 后逐渐演化为三维长程铁磁有序, 体现出明显的维度交叉行为. 这种由二维关联向三维有序的转变, 也反映出层状结构、交换耦合与热涨落之间的复杂竞争关系.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系的铁磁性来源于多种巡游交换机制

表 2 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 系列材料不同制备方法对比

Table 2 Comparison of different synthesis methods for the $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ family of materials

特点	MBE	CVD	机械剥离
优势	原子级; 稳定计量比	大面积; 可拓展	低缺陷
局限	成本高; 窗口窄	计量比波动大; 外延取向弱	尺寸小; 不可规模化
可控性	较易	中等	较差
典型应用	本征磁性; 拓扑自旋结构	器件; 输运; 规模化材料	基准体系的本征物性

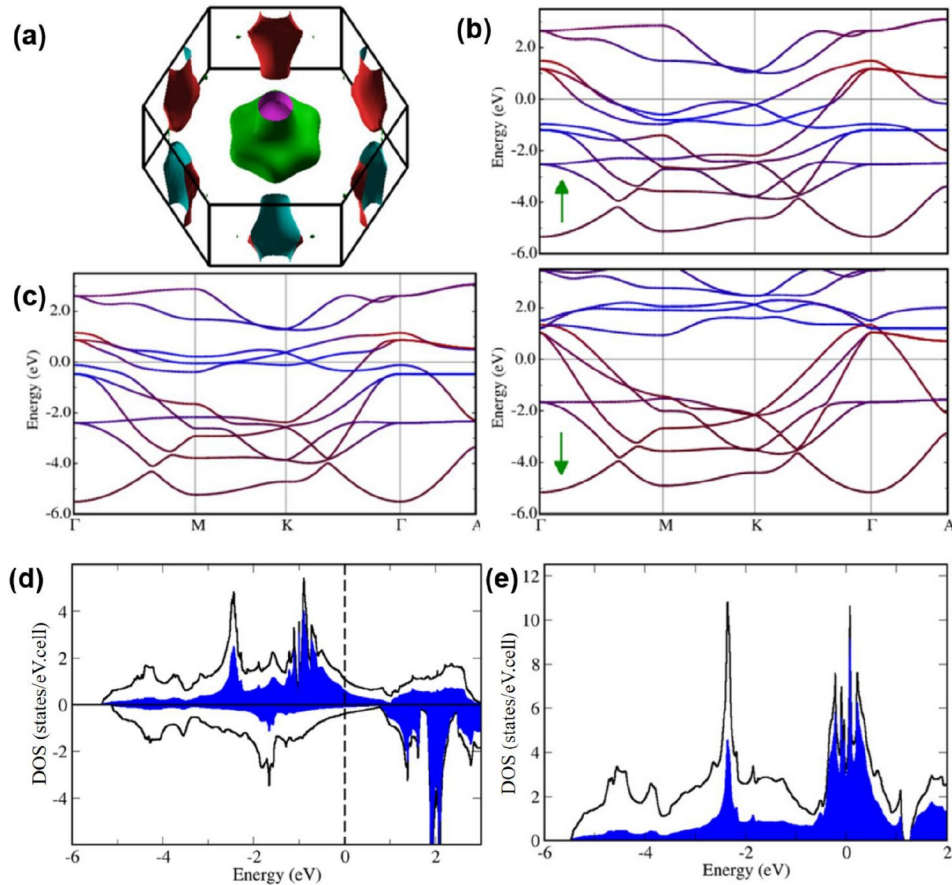


图 5 (网络版彩图) Stoner机制的诱因与结果^[61]. (a) 1T-CrTe₂ 的费米面. (b, c) 铁磁能带结构与非磁能带结构. (d, e) 铁磁能带结构的态密度与非磁能带结构的态密度

Figure 5 (Color online) Origin and consequence of the Stoner mechanism ^[61]. (a) Fermi surface of 1T-CrTe₂. (b, c) Comparison of the electronic structures between ferromagnetic and nonmagnetic states. (d, e) Density of states (DOS) of the ferromagnetic and nonmagnetic states.

的共同作用. 其中, Stoner机制主导磁矩形成与自旋极化, 而RKKY型载流子介导交换则进一步影响磁序的空间关联及临界行为演化; 且在二维极限下, 热涨落效应显著增强, 因此体系磁性的稳定还需要磁各向异性的辅助支撑. 这种交换作用与各向异性的协同作用, 共同决定了 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系在低维条件下的磁有序稳定性与自旋结构特征.

4.2 磁各向异性的轨道调控与应变工程

磁各向异性是决定 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系磁化方向、磁翻转过程以及低维磁有序稳定性的关键能量尺度, 其本质来源主要与Te元素带来的强自旋-轨道耦合(SOC)以及层状结构中的晶体对称性破缺有关. 由于该体系兼具巡游电子特征与较强SOC, 磁各向异性不仅受到本

征电子结构影响,还能够通过组分、自插层结构、外延生长及界面应变等方式实现连续调控,表现出明显的多自由度耦合特征。

在成分与厚度调控层面,自插层结构对磁各向异性的增强作用尤为突出。Chen等^[23]制备了厚度可调的二维 Cr_5Te_8 纳米片,并观察到显著的垂直磁各向异性(PMA)。磁光克尔(MOKE)测试显示,在约10~30 nm厚度范围内,样品均呈现接近理想矩形的磁滞回线($H_C/H_S \approx 1$),表明体系具有稳定的面外磁化取向和较强的磁翻转稳定性。理论计算进一步指出,随着层数增加,层间电子离域增强,使层间耦合逐渐由弱磁关联转变为稳定铁磁耦合,并推动居里温度由约100 K提升至160 K。这表明,自插层结构不仅改变了电子态分布,也通过增强SOC相关能量项稳定了二维磁序。除此之外,外延生长过程中形成的晶格取向与界面耦合同样能够强化本征磁晶各向异性。在薄膜体系中,Roy等^[64]通过MBE分别在 $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ 与 $\text{Si}(111)$ 基底上生长高质量 Cr_2Te_3 薄膜,发现其磁易轴稳定沿 c 轴方向排列,表现出明显的PMA特征。角度依赖各向异性磁电阻(AMR)测量结果表明,磁阻随磁场方向呈现规律性变化,说明体系磁输运行为主要受本征磁晶各向异性控制。其磁各向异性性能密度达到约 $1.27 \times 10^6 \text{ J m}^{-3}$,已接近传统Co/Pd多层体系的水平,避免了多界面结构中常见的自旋散射问题,因此在低功耗自旋轨道矩器件中具有潜在优势;低温下出现的类自旋玻璃行为也说明,层间空缺引入的竞争交换作用会进一步影响局域磁构型,使磁各向异性与复杂磁序之间形成耦合。

相比于静态结构调控,界面应变则为磁各向异性的连续调制提供了更灵活的路径。Chi等^[44]在生长的二维 Cr_2Te_3 薄膜中发现,随着膜厚降低,基底诱导的切向压缩应变明显增强,并在厚度方向形成梯度化的磁各向异性分布。如图6所示,极化中子反射(PNR)结果表明界面区域的磁矩逐渐偏向面外方向,而面内磁化分量受到抑制,最终形成“软磁界面层-硬磁表层”共存的多步磁化翻转行为。这说明应变不仅能够改变局域磁能分布,还会影响不同层之间的磁耦合方式。进一步研究表明,应变诱导的各向异性变化还会反馈至体系电子结构之中。界面应变可通过调控能带结构与Berry曲率分布,引起反常霍尔效应(AHE)符号翻转,并反映出磁各向异性与拓扑输运之间的紧密耦合。

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中的磁各向异性并非单一来源决定,

而是由成分、自插层结构、磁晶效应以及界面的应变等多种因素共同塑造。不同调控维度之间的协同作用,不仅决定了其二维极限下磁有序的稳定性,也为磁输运与拓扑性质的联合调控提供了重要基础。

4.3 拓扑磁结构: 斯格明子的产生与演化

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中,拓扑磁结构的出现不仅取决于铁磁交换作用本身,更与空间反演对称性破缺、层间耦合重构以及低维限制下的手性相互作用密切相关。当自插层Cr原子改变原有晶格堆垛方式后,体系会进一步产生局域非中心对称环境,并诱导DMI增强,从而为Néel型斯格明子等手性自旋织构的形成提供条件。因此,与主要关注交换机制和磁各向异性的研究不同,拓扑磁态的形成更加依赖于晶体对称性破缺、手性磁相互作用以及非共线自旋构型之间的耦合关系。

近年来,研究者围绕自插层超结构与维度效应对拓扑磁性的影响开展了大量工作。例如,Coughlin等^[25]研究发现,插层Cr原子在范德华间隙中的有序排列会破坏原有三重旋转对称性,同时削弱层间磁交换耦合,使体系更容易形成非共线自旋排布。在此基础上,Nie等^[65]在 $\text{CrTe}_2/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 异质结中观察到其在界面处形成周期约3.5 nm的莫尔超结构,这是由于界面强烈的轨道杂化与电荷转移使范德华间隙压缩约28%,进而打破空间反演对称性并诱导界面DMI,为手性自旋织构的稳定提供了关键条件,且在其中观测到明显的拓扑霍尔效应,表明体系内部可能存在斯格明子等具有有限实空间贝里曲率的拓扑自旋结构。除插层有序化外,低维化同样会显著影响拓扑磁态的稳定范围。Zhang课题组^[25]研究表明,层间约 120° 的转角超结构能够有效降低有效维度,并改变层间磁耦合方式,使体系在热涨落条件下仍可维持稳定的面外磁有序。自插层与降维效应之间的协同作用还能够提升磁有序温度。Jeon等^[32]研究结果表明部分超薄体系 Cr_2Te_3 的 T_c 可提高至约280 K。这说明,维度工程不仅影响磁序稳定性,也可能进一步拓宽拓扑磁结构的存在温区。

在二维及层状Cr-Te磁性体系中,除通过输运测量间接了解拓扑霍尔效应外,利用实空间电子显微技术对拓扑自旋结构进行直接成像是验证其拓扑磁序的直接证据。Liu等^[28]以自插层层状铁磁体 $\text{Cr}_{0.87}\text{Te}$ 单晶为研究对象,结合原位洛伦兹透射电子显微镜与基于强度输运方程的相位重构方法,在实空间中直接观测到

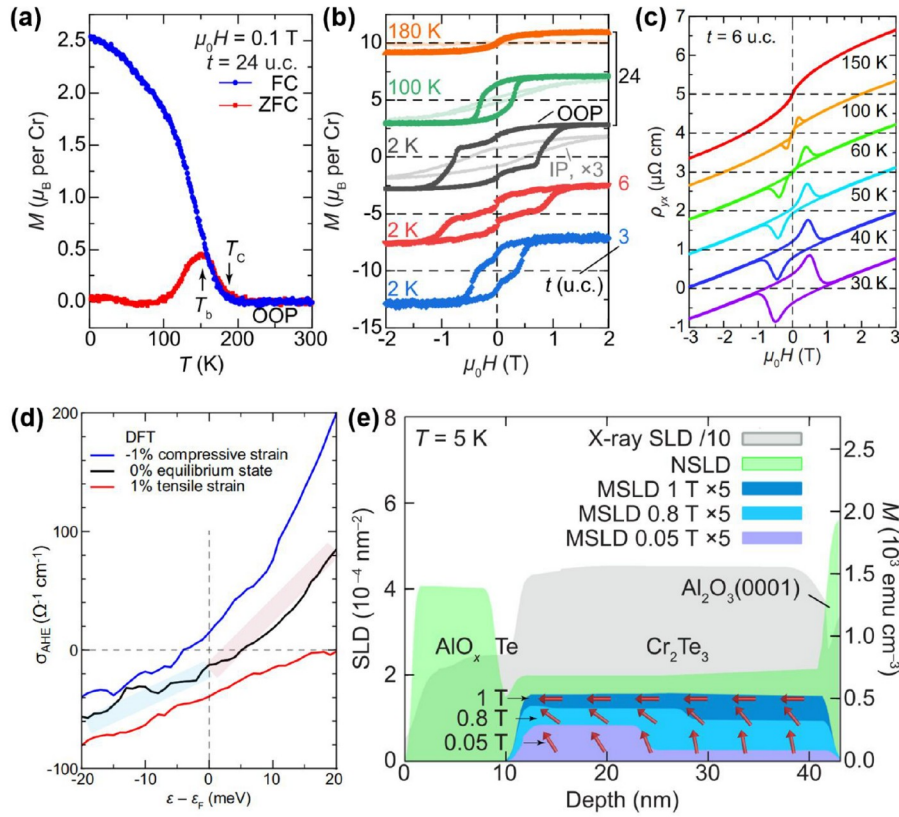


图 6 (网络版彩图) (a, b) Cr_2Te_3 薄膜的磁性能. (c) Cr_2Te_3 薄膜中的非常规霍尔效应. (d) 费米能级 ε_F 附近的反常霍尔电导率 σ_{AHE} . (e) X射线散射长度密度的深度剖面^[44]

Figure 6 (Color online) (a, b) Magnetic properties of Cr_2Te_3 thin films. (c) Unconventional anomalous Hall effect in Cr_2Te_3 thin films. (d) Anomalous Hall conductivity σ_{AHE} near the Fermi level ε_F . (e) Depth profile of the X-ray scattering length density ^[44].

纳米尺度的Bloch型斯格明子气泡. 实验结果表明, 该类拓扑自旋织构在较宽温区内保持稳定且在缺乏本征体DMI的中心对称 $\text{Cr}_{0.87}\text{Te}$ 中, 单轴磁各向异性与磁偶极相互作用之间的竞争共同促进了此类拓扑结构的形成与稳定, 为Cr-Te体系中室温拓扑自旋织构的存在提供了直接的实空间证据, 并从微观层面补充了对其形成机制的理解.

Saha等^[29]进一步揭示了自插层诱导的更深层次对称性重构. 在 $\text{Cr}_{1.3}\text{Te}_2$ 中发现三维有序 2×2 超结构, 由于Cr原子在非等价范德华间隙中的非对称占据, 晶体对称性由 $P3m$ 降低为非中心对称 $P3m1$, 从而引入体相DMI.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中的拓扑磁结构是自插层、界面耦合与低维效应共同作用的结果. $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 已成为研究范德华拓扑磁性的代表性体系, 也为低功耗拓扑自旋电子器件的设计提供了重要基础.

5 器件应用

5.1 霍尔效应: 能带拓扑与磁输运调控

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中, AHE与THE是最重要的两类磁输运探针, 分别对应动量空间的贝里曲率与实空间的非共线自旋结构, 因此常被用来从不同维度刻画其磁性本质.

AHE产生的本质是来源于自旋轨道耦合诱导的贝里曲率效应, 在无外加磁场条件下由体系自发磁化直接驱动. 从机制上看, 其贡献通常可分为两部分: 一是由能带结构决定的内禀项, 对应布里渊区内贝里曲率的积分, 反映材料的拓扑电子结构; 二是由散射过程引起的外禀项, 主要包括斜散射和侧跳效应, 在电导率较低或缺陷较多的体系中更为显著. 两种机制一般可通过霍尔电导率与纵向电导率之间的标度关系进行区分. 在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 薄膜体系中, 该效应对能带细节与结构扰动十分敏感, 并随厚度和物相变化表现出明显差

异. Tang等^[22]在CVD生长的二维 Cr_5Te_8 中发现, 单斜相($m\text{-Cr}_5\text{Te}_8$)展现出远超单斜铁磁体典型值的巨大异常霍尔效应: 霍尔电导率 σ_{AHE} 高达 $650 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$, 霍尔角 θ_{AHE} 达5%, 均优于同厚度三角相样品, 且大于体相 Cr_5Te_8 晶体, 揭示出降维效应对AHE的增强作用. 通过对 σ_{AHE} 与 σ_{xx}^2 标度分析, 该工作进一步证实斜散射与内禀贡献并存, 且斜散射参数 α 比Fe和Ni高出两个数量级以上, 使得 Cr_5Te_8 在较低纵向电导率下即可实现大的霍尔角, 具备重要的器件应用潜力. 相比之下, Liu等^[54]通过MBE外延生长的晶圆级1T- CrTe_2 薄膜中, 观测到AHE对厚度与温度均表现出强烈的依赖性, 如图7所示, 为 CrTe_2 的磁输运表征, 揭示了二维铁磁薄膜具有面外易磁化特性. 具体而言, AHE的符号随厚度减小或温度升高发生反转: 14层(14 ML)与9层(9 ML)样品在升温过程中均出现从负值到正值的极性转变, 转变温度 T^* 从115降至70 K, 而5 ML超薄样品则在全温区维持正值AHE. 基于含Hubbard U修正的密度泛函理论

(DFT+U)计算, 该行为被归因为低维极限下量子限制效应与库仑相互作用共同调制贝里曲率分布, 导致内禀霍尔电导率符号随有效库仑势 U 的变化而翻转. 这一结果不仅深化了对二维铁磁体能带拓扑的理解, 也为通过厚度工程调控AHE响应提供了实验依据.

与主要反映动量空间贝里曲率的AHE不同, THE来源于非共线自旋结构产生的实空间贝里曲率, 因此对自旋织构、界面耦合及维度效应十分敏感. 在二维磁性体系中, THE常被视为识别斯格明子等拓扑磁结构的重要输运特征.

在本征层状铁磁体系中, Liu等^[28]在 $\text{Cr}_{0.87}\text{Te}$ 单晶中观测到明显的温度依赖THE行为. 如图8所示, 其反常霍尔电阻率 ρ_{xy} 在10 K时达到 $-1.75 \mu\Omega \text{cm}$, 并在 $T_s=136 \text{ K}$ 附近发生符号反转. 研究认为, 该现象与磁结构重构、自旋倾斜以及载流子类型变化有关. 进一步分离霍尔输运各组分后发现, 体系在10 K时的拓扑霍尔电阻率可达 $0.88 \mu\Omega \text{cm}$, 且同样表现出温度驱动的

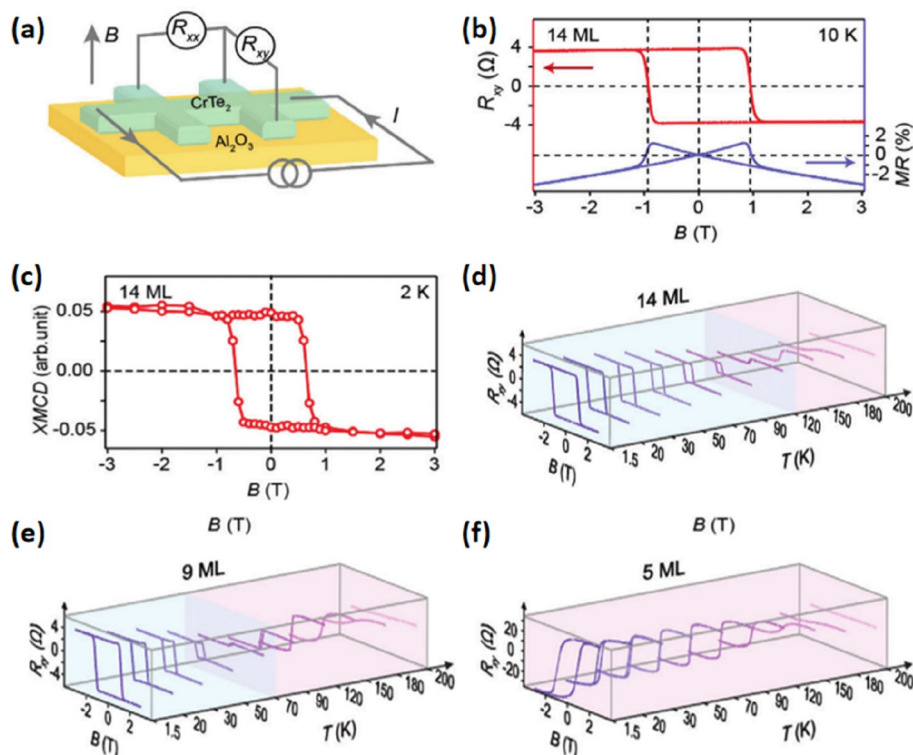


图7 (网络版彩图) CrTe_2 薄膜中厚度和温度驱动的反常霍尔效应^[54]. (a) 六探针霍尔棒原理图. (b) 薄膜的反常霍尔电阻和磁阻曲线. (c) 垂直磁各向异性的长程磁矩. (d, e) 14、9和5 ML温度相关的AHE

Figure 7 (Color online) Thickness- and temperature-driven anomalous Hall effect in CrTe_2 thin films ^[54]. (a) Schematic diagram of the six-terminal Hall bar device geometry. (b) Anomalous Hall resistance and magnetoresistance characteristics of the thin films. (c) Long-range magnetic ordering with perpendicular magnetic anisotropy. (d, e) Thickness-dependent and temperature-dependent anomalous Hall responses in 14, 9, and 5 ML samples.

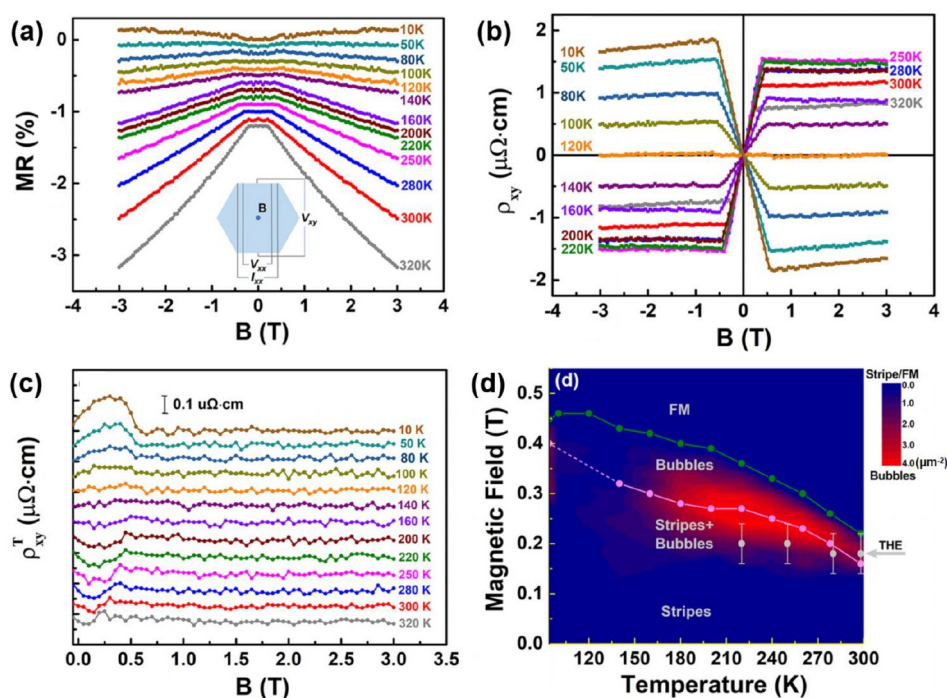


图 8 (网络版彩图) $\text{Cr}_{0.87}\text{Te}$ 单晶的磁输运特性^[28]. 在 10~320 K 范围内同时测量同一样品的 (a) 磁阻和 (b) 霍尔电阻率. (c) 不同温度和磁场下的拓扑霍尔电阻率. (d) 原位洛伦兹 TEM 观察的磁相图

Figure 8 (Color online) Magnetotransport properties of $\text{Cr}_{0.87}\text{Te}$ single crystals^[28]. Simultaneous measurements of (a) magnetoresistance and (b) Hall resistivity for the same sample over the temperature range of 10–320 K. (c) Topological Hall resistivity under different temperatures and magnetic fields. (d) Magnetic phase diagram obtained from in situ Lorentz transmission electron microscopy (Lorentz TEM) observations.

符号翻转, 反映出电子穿越非共面自旋织构时实空间贝里相位的演化. 除本征体系外, 界面工程同样能够有效调控 THE 与拓扑磁结构. Nie 等^[65]利用 MBE 构筑 $\text{CrTe}_2/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 范德华异质结, 发现该体系同时具备反演对称性破缺、强自旋轨道耦合以及磁性与 SOC 强耦合等关键条件. STM 结果表明, 界面存在约 28% 的范德华间隙压缩, 并形成周期约 3.5 nm 的莫尔超结构. 在这个界面工程中 $\text{CrTe}_2/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 范德华异质结产生 THE 是源于界面处形成的 Néel 型磁斯格明子. Bi_2Te_3 提供强自旋轨道耦合, 界面破坏反演对称性, CrTe_2 提供铁磁有序, 三者共同产生强 DMI, 稳定 Skyrmion 自旋纹理. 电子穿过 Skyrmion 时获得 Berry 相位和等效磁场, 从而产生拓扑霍尔信号.

$\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系通过相结构调控、插层工程以及界面设计, 在动量空间与实空间两个层面实现了霍尔效应的协同调节. 这种跨尺度输运调控能力, 使其成为研究贝里曲率物理与拓扑自旋结构的重要平台, 也为后续低功耗自旋电子与拓扑磁器件提供了材料基础.

5.2 自旋轨道矩器件

在二维磁性材料的自旋轨道矩器件研究中, 全范德华异质结构由于其无悬挂键界面与优异的自旋透明度, 正逐步突破传统重金属/铁磁体体系在效率与能耗方面的限制. 近年来, 研究人员通过构筑与强自旋轨道耦合材料或具有特殊拓扑能带结构材料的异质界面, 不断提升 SOT 器件性能, 使相关研究逐步由早期的功能实现发展到性能提升和对称性工程调控阶段.

在早期探索中, Ou 等^[36]基于 MBE 构建了全 vdW 异质结 $\text{ZrTe}_2/\text{CrTe}_2$, 实现了由拓扑半金属驱动的二维铁磁体磁化翻转. 图 9 为在 50 K 的温度下, $\text{ZrTe}_2/\text{CrTe}_2$ 异质结器件的反常霍尔电阻随脉冲电流密度变化的磁滞回线, 检测到仅需约 $1.8 \times 10^7 \text{ A cm}^{-2}$ 的脉冲电流密度即可诱导稳定翻转, 其性能已可比拟传统重金属体系. 自旋转矩铁磁共振 (ST-FMR) 测试表明, ZrTe_2 具有有效的电荷-自旋转换能力 $\zeta_{\text{FMR}} \approx 0.014 \pm 0.005$, 其来源可归因于费米能级附近拓扑狄拉克节点的内禀贡献. 由于 ZrTe_2 与 CrTe_2 之间形成了缺陷较少的范德华外延界面

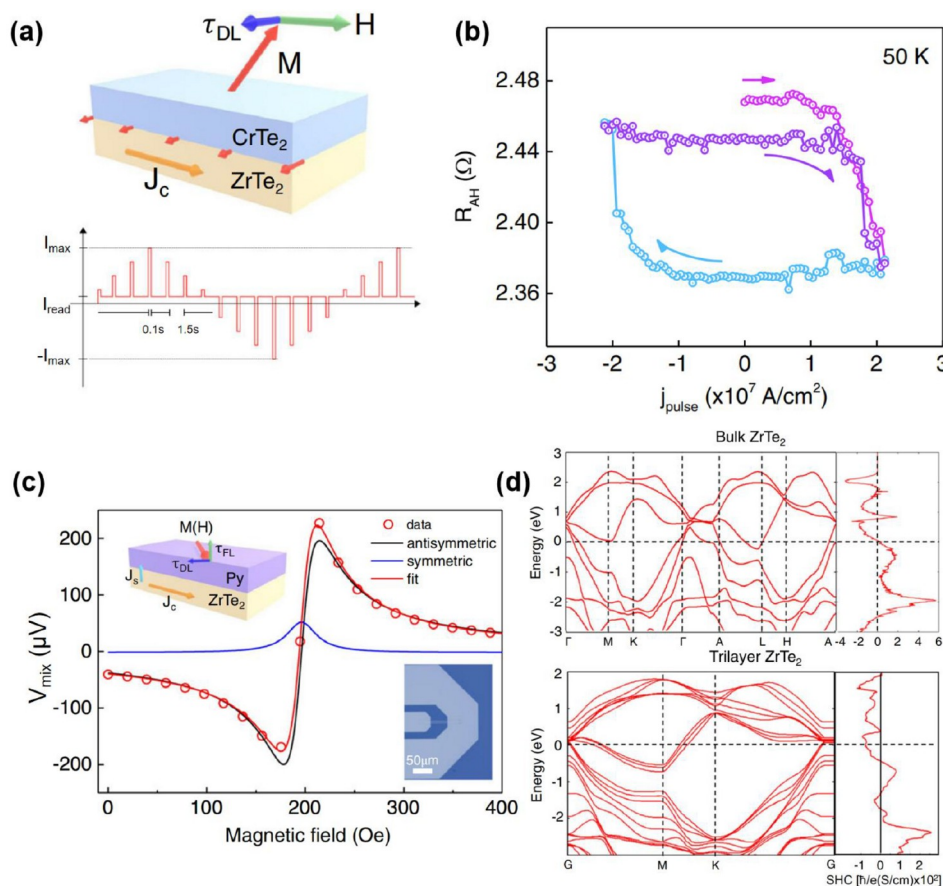


图 9 (网络版彩图) (a) SOT辅助磁化翻转以及写入和读取脉冲电流序列的示意图. (b) 脉冲电流感应磁化翻转. (c) 双层异质结构在室温下的自旋扭矩铁磁共振测量谱. (d) DFT计算ZrTe₂的能带结构和自旋霍尔电导率^[36]

Figure 9 (Color online) (a) Schematic diagram of SOT-assisted magnetization switching and the corresponding write/read current pulse sequences. (b) Current pulse-induced magnetization reversal. (c) Room-temperature spin-torque ferromagnetic resonance (ST-FMR) spectra of the bilayer heterostructure. (d) Density functional theory (DFT)-calculated electronic band structure and spin Hall conductivity of ZrTe₂ [36].

且与其具有良好的能带匹配关系, 界面处的自旋散射和反射被有效抑制, 从而促进了自旋流向磁性层的注入, 提高了SOT作用效率, 并降低了磁化翻转所需的电流密度. 该工作不仅验证了单胞层极限下CrTe₂长程铁磁序的稳定性, 也确立了拓扑半金属/vdW磁体体系在SOT器件中的可行性基础.

之后研究逐步转向器件性能的系统优化. Liu等^[54]通过MBE实现了2英寸晶圆级1T-CrTe₂薄膜的可控制备, 并构建了Bi₂Te₃/CrTe₂ vdW异质结器件. 如图10所示, 特别是图10c, 在120 K温度下, 不同厚度(5~21 ML) Bi₂Te₃/CrTe₂异质结器件的归一化反常霍尔电阻随直流驱动电流变化的磁翻转曲线. 可以观察到, 根据厚度可调性, 该体系实现了对SOT性能的精细优化: 当CrTe₂厚度由21 ML降至5 ML时, 临界翻转电流 I_{sw} 由

17.5降低至7.5 mA, 对应功耗降低约54%. 这一提升源于磁各向异性与电流分流效应的协同调控. 同时, 该器件在晶圆尺度上展现出优异的一致性(波动<52.5%)及可靠性($>5 \times 10^4$), 表明拓扑绝缘体驱动的vdW SOT器件已具备初步工程应用潜力.

通过对晶体对称性的调控, SOT器件性能可实现跨越式提升. 2024年Shi等^[66]在CrTe₂/WTe₂全二维异质结中利用低对称性WTe₂产生的面外自旋分量, 实现了无外磁场条件下的电流驱动磁化翻转. 该器件的临界电流密度降低至 1.2×10^6 A cm⁻², 较传统CrTe₂/Pt体系降低约一个数量级. 该翻转过程表现出严格的晶体取向依赖性: 当电流沿 a 轴注入时可实现高效无场翻转, 而沿 b 轴时翻转被完全抑制. ST-FMR测得面内与面外自旋矩效率分别为 $\theta_y = -0.14$ 与 $\theta_z = -0.028$, 直接揭示

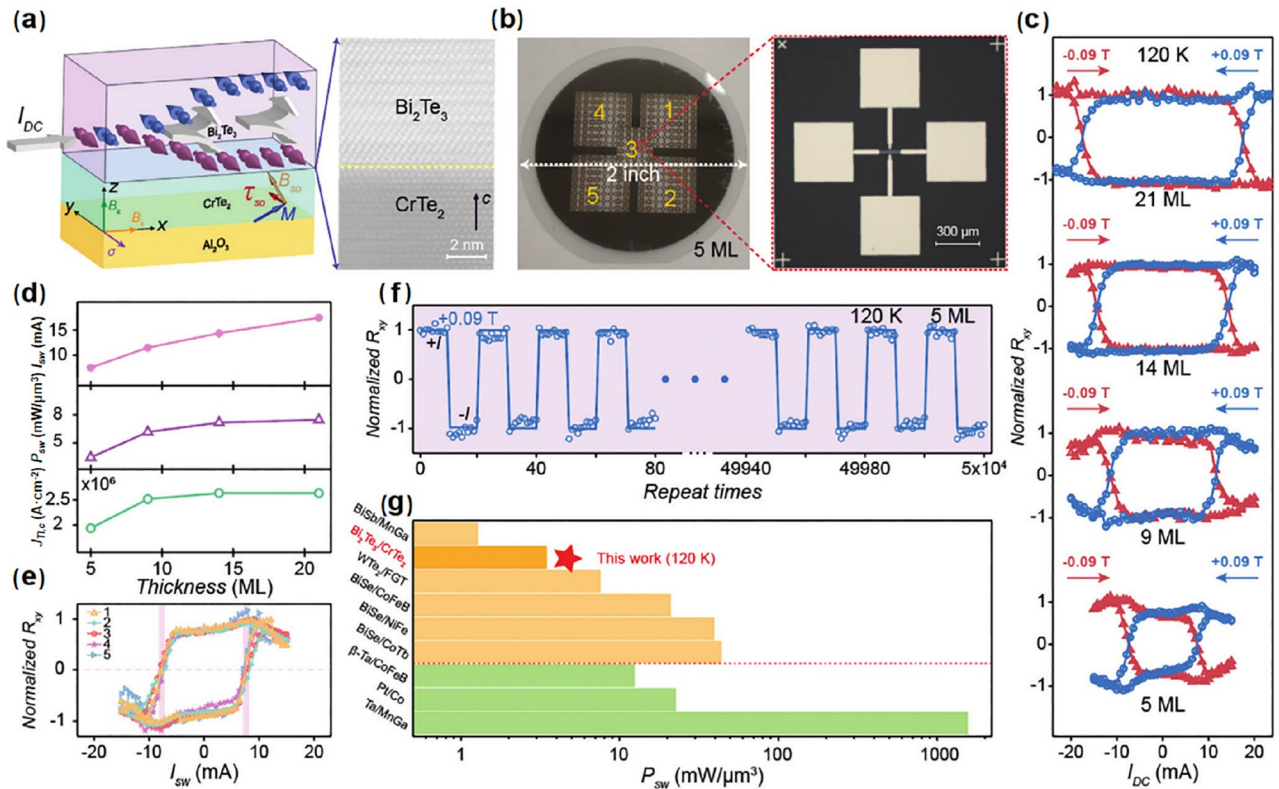


图 10 (网络版彩图) $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CrTe}_2$ 异质结构中可调谐 SOT 驱动的磁化开关^[54]. (a) SOT 机制示意图. (b) SOT 器件阵列的光学图像. (c) 四种不同 CrTe_2 层厚度的 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CrTe}_2$ 样品中的电流感应磁化强度翻转. (d) CrTe_2 厚度函数的总结. (e) 高度可重复开关环路. (f) 耐久性测试. (g) 将器件与其他磁性双层系统的性能进行基准测试

Figure 10 (Color online) Thickness-tunable spin-orbit torque-driven magnetization switching in $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CrTe}_2$ heterostructures^[54]. (a) Schematic diagram of the SOT-induced magnetization switching mechanism. (b) Optical image of the SOT device array. (c) Current-driven magnetization reversal in $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{CrTe}_2$ heterostructures with varying CrTe_2 thicknesses. (d) Thickness-dependent evolution of SOT switching characteristics. (e) Highly reproducible switching hysteresis loops. (f) Long-term endurance performance of the SOT devices. (g) Benchmark comparison of SOT switching performance with other magnetic bilayer systems.

了各向异性自旋运输机制及其与磁输运信号之间的强耦合关系。 $\text{CrTe}_2/\text{WTe}_2$ 范德华异质结中原子级平整且无悬挂键的界面结构, 显著抑制了传统重金属/铁磁体系中的自旋散射与界面损耗, 同时由于 WTe_2 低对称性所引入的强自旋轨道耦合与面外自旋极化特性, 实现了 SOT 的高效自旋流注入与垂直磁化的无外场电学翻转, 并将磁化翻转临界电流密度显著降低, 这为低功耗二维自旋轨道矩器件提供了关键的材料与界面基础。

从 ZrTe_2 拓扑半金属体系的初步验证, 到 Bi_2Te_3 基体系的性能优化, 再到 WTe_2 低对称性材料实现的无场操控, CrTe_2 的全 vdW SOT 器件已形成一条清晰的发展路径: 由材料内在自旋轨道耦合增强出发, 结合界面工程与对称性设计, 实现更低功耗、更高效率及更强功能集成度。整体来看, 这类全范德华异质结构为构建

下一代自旋逻辑器件及高密度非易失存储单元提供了材料与结构基础。

5.3 拓扑功能与磁电存储器件

面向二维范德华磁体在下一代自旋电子学器件中的应用, 异质界面工程与多自由度协同调控已成为实现高性能功能集成的关键策略。本节围绕磁-拓扑异质结以及磁电耦合存储体系代表性器件架构, 对 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 基体系中界面电子重构及层间交换调制所驱动的器件性能演化规律进行阐释。

在异质界面工程方面, Zhang 等^[67] 通过分子束外延原子级构筑了 $\text{CrTe}_2/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ 范德华异质结, 建立了磁性拓扑态强耦合的模型体系。该结构呈现嵌入式自插层构型, 其中 CrTe_2 纳米片嵌入 Bi_2Te_3 薄膜并通过共

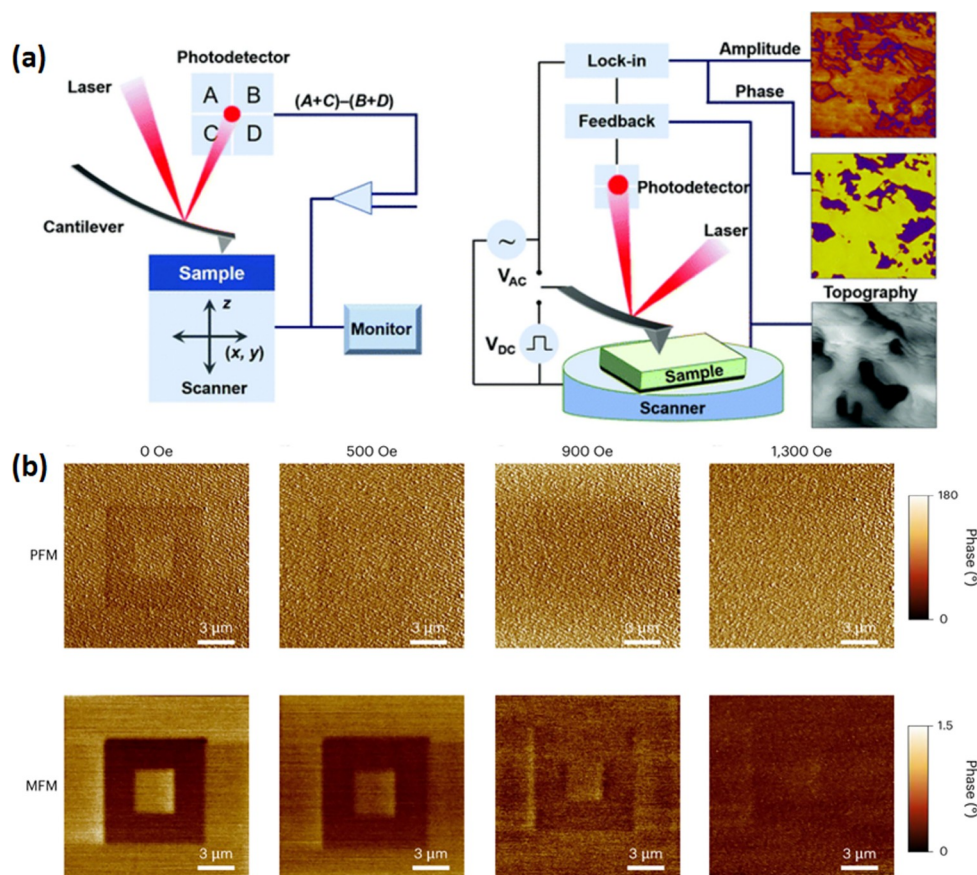


图 11 (网络版彩图) (a) PFM工作原理示意图^[69]. (b) 多铁双层CrTe₂的PFM电写和MFM磁读^[68]

Figure 11 (Color online) (a) Schematic of the PFM working principle [69]. (b) Electrical writing by PFM and magnetic reading by MFM for multiferroic bilayer CrTe₂ [68].

享Te原子层形成原子级锐利界面, 使层间范德华间隙压缩约28%, 显著增强界面轨道耦合强度. 扫描隧道谱(STS)结果表明界面处发生显著电子态重构与连续轨道杂化, CrTe₂作为p型调控层有效调节Bi₂Te₃的费米能级位置, 实现界面载流子分布的空间重构. 该体系同时集成反演对称性破缺、强自旋轨道耦合及磁-拓扑耦合效应, 并通过Bi-p与Cr-d轨道杂化显著增强DMI, 为稳定奈尔型磁斯格明子及拓扑霍尔响应提供了关键界面基础.

在磁电存储器件方面, Tian等^[68]构筑的双层CrTe₂体系揭示了电子填充调控的非传统磁电耦合机制. 由于铁磁(FM)层与锯齿状反铁磁(*z*-AFM)层之间0.1 eV的静电势差驱动电荷自发再分布, 体系发生空间反演对称性破缺并诱导可翻转垂直极化(约 -3.0 pC m^{-1}). 基于该机制, 实现了室温“电学写入-磁学读取”的器件

原型, 其中极化状态可通过压电响应力显微镜(PFM)调控, 并由MFM实现磁畴的非易失性读取, 如图11所示, 可以观察到在不同的外磁场下, 经过PFM的写入之后可以通过MFM读取且效果随着外磁场的增大而减弱. 该磁电耦合机制不同于传统SOC驱动的磁电效应, 而是源于二维金属体系中电子填充态对层间交换相互作用的调制, 从而在环境条件下实现高效且可逆的电场-磁态响应, 并有效规避传统多铁材料中漏电流与极化弱的问题.

Cr_{1-x}Te₂范德华体系通过界面轨道工程、自旋轨道转矩调控及电子填充驱动的磁电耦合, 实现了磁性、拓扑输运与电场可控磁序的多功能统一调控. 这一系列结果表明, 二维磁性体系中的器件性能提升本质上来源于界面电子结构重构与多自由度耦合的协同优化, 为构建低功耗、高密度、可集成的下一代自旋

电子与磁电融合器件提供了系统性的物理框架。

需要注意的是, $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系在大气环境中易发生表面氧化, 导致其电子输运、磁学及器件性能的退化, 从而限制其实际应用。目前针对 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系防氧化策略的研究仍相对匮乏。为了提升其环境稳定性, 可借鉴其他空气敏感二维材料的保护方案。例如, 通过范德华压缩结合单层 MoS_2 全封装策略, 可在实现原子级厚度二维金属制备的同时, 赋予材料优异的长期环境稳定性和抗氧化能力^[1]; 利用CVD原位生长六方氮化硼(h -BN)保护层, 可构筑连续致密的保形封装界面, 有效阻隔氧气和水分侵蚀, 提高材料的环境稳定性^[70]; 采用石墨烯或 h -BN范德华盖层构筑纳米受限生长空间, 不仅能够实现二维材料的可控生长和高质量界面构筑, 还可通过原位封装有效抑制氧化降解, 提高材料的长期稳定性^[71]等。

除环境氧化外, 器件加工过程中引入的污染和损伤同样会影响 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 的本征性能。光刻胶残留、溶剂吸附以及刻蚀处理等因素均可能改变材料表面状态, 增加载流子散射和接触电阻甚至会破坏晶体结构完整性。为减小加工过程带来的不利影响, 可采用干法转移、聚合物残留清除及 h -BN封装等技术提升界面质量, 并尽可能在惰性气氛中完成材料转移、电极制备和器件封装, 从而降低环境暴露造成的性能退化。

6 总结与展望

二维 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系因具有高居里温度、金属性、自插层结构可调性以及较强自旋-轨道耦合, 已成为近年来二维磁性材料与拓扑自旋电子学中的重要研究对象。现有研究表明, 该体系能够通过Cr自插层实现从层状 1T-CrTe_2 到富Cr化学计量比的连续结构演化, 并进一步诱导其磁交换、磁各向异性以及拓扑输运行为的变化。同时, MBE、CVD等方法的发展, 也推动了其从基础物性研究逐步向异质集成与器件应用拓展。反常霍尔效应、拓扑霍尔效应、斯格明子以及SOT磁化翻转等现象相继实现, 使 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 成为连接二维磁性、拓扑输运与低功耗自旋器件的重要材料平台。

在 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中, 由于Cr的价态可变与层间插层过程的竞争性, 多种化学计量比在生长过程中同时出现。实现单化学计量比的稳定生长通常需要在动力学与热力学两方面进行协同调控。在动力学层面, 通过

改变前驱体比例、反应温度以及沉积速率, 可以影响Cr与Te在衬底表面的迁移与吸附行为, 使其成核过程更倾向于单一化学计量比的优先生长路径, 从而降低不同Cr-Te比之间的竞争概率。在热力学层面, 则通过调节Cr/Te的化学势条件, 将体系限制在目标计量比所对应的稳定区域内。此外, 引入衬底应变或利用范德华界面约束, 也能改变不同计量比之间的自由能差异, 从而在能量上进一步抑制非目标计量比的形成。

目前来看, 该体系处于材料体系快速扩展向机制深入理解与器件稳定应用过渡的阶段, 仍存在许多关键问题尚未解决。

(1) 材料可控制备仍然是制约该体系进一步发展的核心问题之一。由于Cr-Te体系存在多个能量接近的竞争化学计量比, 不同的化学计量比之间容易相互转化, 因此实际生长过程中往往伴随混相、局域成分波动以及插层无序等问题。这不仅会影响实验结果的重复性, 也会干扰对其本征磁性及输运机制的判断。目前虽然MBE能够实现较高质量的外延生长, 但其成本高、面积有限; 而CVD虽具备大面积制备潜力, 却仍难以精确控制相纯度与厚度均匀性。因此, 未来需要进一步发展面向二维磁性体系的精准生长策略, 如原位监测的动态反馈控制、化学势窗口定量调节以及界面辅助外延等方法, 从而实现高一致性、高稳定性的二维 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 薄膜制备。

(2) 对该体系磁性本质的认识仍不够统一。目前研究倾向于将其归类为巡游电子铁磁体系, 但不同物相、不同厚度以及不同插层浓度下, 其交换机制可能并不完全相同。例如, 在超薄极限下, 量子限域、界面杂化以及电子关联增强都会改变Cr-3d轨道占据与能带结构, 使局域交换与巡游交换之间出现竞争关系。部分结果中还观察到自旋玻璃行为、非共线磁结构以及复杂磁相共存现象, 说明该体系内部可能存在更复杂的磁关联机制。因此, 未来可以结合角分辨光电子能谱(ARPES)、自旋极化STM、中子散射以及第一性原理计算等手段, 对其磁交换路径、自旋涨落行为以及维度依赖磁相演化进行更深入研究。

(3) 拓扑磁结构的形成机制与稳定条件仍缺乏系统认识。虽然目前已经在部分 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系中观测到明显的拓扑霍尔效应与斯格明子信号, 但对于其真实自旋构型、稳定来源以及动力学行为的理解仍较有限。当前多数拓扑磁态仍需要较低温度或外加磁场才能稳

定存在, 而真正面向器件应用, 还需要实现室温、小尺寸、低驱动电流条件下的稳定拓扑磁结构. 因此, 如何通过界面工程、应变调控、层间扭转以及异质结设计增强DMI并降低拓扑磁态形成能垒, 将成为未来的重要研究方向.

在器件层面, 目前二维 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 虽已展现出较好的SOT操控能力与磁输运响应, 但距离真正应用仍有较大差距. 现阶段多数器件仍停留在概念验证阶段, 器件稳定性、循环寿命、热稳定性以及工艺兼容性等关键指标仍缺乏系统评估. 因为部分二维磁性器件对空气、水氧以及加工环境较为敏感, 容易导致界面退化与磁性能衰减; 同时, 低维材料在器件加工过程中还容易引入缺陷、应力以及边界散射问题. 因此, 未来需要进一步发展封装保护技术、低损伤加工工艺以及高质量界面构筑方法, 以提升器件可靠性与可

重复性.

另一方面, 范德华异质结构中的界面耦合问题也值得进一步深入. 目前多数研究主要集中于 Bi_2Te_3 、 WTe_2 等典型强SOC材料, 而对于二维超导体、二维反铁磁体以及低对称性材料的耦合研究仍较少. 未来可以通过引入更多功能层, 可能诱导出新的量子态, $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 不仅可以作为二维磁体本身进行研究, 还可能成为构建复杂量子异质结构的重要组成部分.

总体而言, 二维 $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ 体系目前仍处于快速发展阶段, 其真正价值不仅在于发现新的二维磁性现象, 更在于其提供了一个能够同时耦合结构、磁性与输运自由度的研究平台. 未来随着精准生长、多场耦合调控以及器件集成技术的不断进步, 该体系有望在室温拓扑磁学、低功耗自旋电子器件以及新型量子功能材料等方向展现更大的发展潜力.

致谢 本文收录于“第二十八届中国科协年会学术论文”专题.

参考文献

- 1 Zhao J, Li L, Li P, Dai L, Dong J, Zhou L, Wang Y, Zhang P, Ji K, Zhang Y, Yu H, Wei Z, Li J, Li X, Huang Z, Wang B, Liu J, Chen Y, Zhang X, Wang S, Li N, Yang W, Shi D, Pan J, Du S, Du L, Zhang G. *Nature*, 2025, 639: 354–359
- 2 Cai B, Li X, Gu Y, Harb M, Li J, Xie M, Cao F, Song J, Zhang S, Cavallo L, Zeng H. *Sci China Mater*, 2017, 60: 811–818
- 3 Qi P, Dai Y, Luo Y, Tao G, Qian W, Zhang Z, Zhang Z, Zhang TH, Lin L, Liu W, Fang Z. *Adv Mater Technologies*, 2022, 7: 2200032
- 4 Wang M, Jiang J, Huang C, Zhang W, Zeng XC. *Nat Rev Chem*, 2026, 10: 243–257
- 5 Qin W, Guo S, Liu Z, Zhang P, Zhu C, Wu Y, Qiao R, Liu Z, Guo W, Zhang Z. *Nat Commun*, 2025, 16: 4924
- 6 Fan A, Zhang Q, Wang Y, Li L, Wu F, Geng D. *Sci China Mater*, 2025, 68: 3143–3170
- 7 Li L, Zhang Q, Geng D, Meng H, Hu W. *Chem Soc Rev*, 2024, 53: 7158–7201
- 8 Wang M, Zhang Q, Wang Y, Li L, Zhang R, Geng D. *2D Mater*, 2026, 13: 022001
- 9 Wei K, Luo Y, Watanabe K, Taniguchi T, Guo Y, Xi X. *Nat Commun*, 2025, 16: 10999
- 10 Ren X, Hu S, Hu G, Gao W, Zhang Y, Liu S, Luo Y, Zhang T, Dai T, Wang Y, Li J, Xu Z, Hu Z, Shao Y, Wu X. *J Phys Chem Lett*, 2026, 17: 1313–1320
- 11 Cheng J, Wu Y, Zhang W, Wang L, Wu X, Xu H. *Adv Mater*, 2025, 37: 2410247
- 12 Ghods S, Lee H, Choi JH, Moon JY, Kim S, Kim SI, Kwun HJ, Josline MJ, Kim CY, Hyun SH, Kim SW, Son SK, Lee T, Lee YK, Heo K, Novoselov KS, Lee JH. *ACS Nano*, 2024, 18: 26192–26200
- 13 Zollner K, Kurpas M, Gmitra M, Fabian J. *Nat Rev Phys*, 2025, 7: 255–269
- 14 Zhang C, Liu C, Zhang J, Yuan Y, Wen Y, Li Y, Zheng D, Zhang Q, Hou Z, Yin G, Liu K, Peng Y, Zhang XX. *Adv Mater*, 2023, 35: 2205967
- 15 Chua R, Zhou J, Yu X, Yu W, Gou J, Zhu R, Zhang L, Liu M, Breese MBH, Chen W, Loh KP, Feng YP, Yang M, Huang YL, Wee ATS. *Adv Mater*, 2021, 33: 2103360
- 16 Han Z, Wu S, Huang C, Xuan F, Han X, Long Y, Zhang Q, Li J, Meng Y, Wang L, Zhou J, Hu W, Qiao J, Geng D, Zhao X. *Nat Commun*, 2024, 15: 10835
- 17 Wang Y, Zhang Q, Li L, Wu F, Geng D. *Chem Commun*, 2025, 61: 14312–14323
- 18 Zhang Q, Zhang Y, Wang Y, Gao W, Ren H, Fan A, Wu F, Li L, Gao J, Geng D, Hu W. *Adv Mater*, 2026, 38: e13984
- 19 Jiang S, Li L, Wang Z, Mak KF, Shan J. *Nat Nanotech*, 2018, 13: 549–553

- 20 Deng Y, Yu Y, Song Y, Zhang J, Wang NZ, Sun Z, Yi Y, Wu YZ, Wu S, Zhu J, Wang J, Chen XH, Zhang Y. *Nature*, 2018, 563: 94–99
- 21 Wu H, Zhang W, Yang L, Wang J, Li J, Li L, Gao Y, Zhang L, Du J, Shu H, Chang H. *Nat Commun*, 2021, 12: 5688
- 22 Tang B, Wang X, Han M, Xu X, Zhang Z, Zhu C, Cao X, Yang Y, Fu Q, Yang J, Li X, Gao W, Zhou J, Lin J, Liu Z. *Nat Electron*, 2022, 5: 224–232
- 23 Chen C, Chen X, Wu C, Wang X, Ping Y, Wei X, Zhou X, Lu J, Zhu L, Zhou J, Zhai T, Han J, Xu H. *Adv Mater*, 2022, 34: 2107512
- 24 Wang Y, Kajihara S, Matsuoka H, Saika BK, Yamagami K, Takeda Y, Wadati H, Ishizaka K, Iwasa Y, Nakano M. *Nano Lett*, 2022, 22: 9964–9971
- 25 Coughlin AL, Xie D, Zhan X, Yao Y, Deng L, Hewa-Walpitage H, Bontke T, Chu CW, Li Y, Wang J, Fertig HA, Zhang S. *Nano Lett*, 2021, 21: 9517–9525
- 26 Jiang Q, Yang H, Xue W, Yang R, Shen J, Zhang X, Li RW, Xu X. *Nano Lett*, 2024, 24: 1246–1253
- 27 Niu W, Song QX, Chang SQ, Wang M, Yuan K, Gao JC, Wang S, Wang ZD, Liu KF, Liu P, Xu YB, Zhang XQ, Pu Y. *Chin Phys B*, 2024, 33: 077506
- 28 Liu J, Ding B, Liang J, Li X, Yao Y, Wang W. *ACS Nano*, 2022, 16: 13911–13918
- 29 Saha R, Meyerheim HL, Göbel B, Hazra BK, Deniz H, Mohseni K, Antonov V, Ernst A, Knyazev D, Bedoya-Pinto A, Mertig I, Parkin SSP. *Nat Commun*, 2022, 13: 3965
- 30 Zhang LZ, He XD, Zhang AL, Xiao QL, Lu WL, Chen F, Feng Z, Cao S, Zhang J, Ge JY. *APL Mater*, 2020, 8: 031101
- 31 Huang M, Ma Z, Wang S, Li S, Li M, Xiang J, Liu P, Hu G, Zhang Z, Sun Z, Lu Y, Sheng Z, Chen G, Chueh YL, Yang SA, Xiang B. *2D Mater*, 2021, 8: 031003
- 32 Jeon JH, Na HR, Kim H, Lee S, Song S, Kim J, Park S, Kim J, Noh H, Kim G, Jerng SK, Chun SH. *ACS Nano*, 2022, 16: 8974–8982
- 33 Coughlin AL, Xie D, Yao Y, Zhan X, Chen Q, Hewa-Walpitage H, Zhang X, Guo H, Zhou H, Lou J, Wang J, Li YS, Fertig HA, Zhang S. *ACS Nano*, 2020, 14: 15256–15266
- 34 Yan J, Luo X, Lin G, Chen F, Gao J, Sun Y, Hu L, Tong P, Song W, Sheng Z, Lu W, Zhu X, Sun Y. *EPL*, 2019, 124: 67005
- 35 Purbawati A, Coraux J, Vogel J, Hadj-Azzem A, Wu NJ, Bendiab N, Jegouso D, Renard J, Marty L, Bouchiat V, Sulpice A, Aballe L, Foerster M, Genuzio F, Locatelli A, Menteş TO, Han ZV, Sun X, Núñez-Regueiro M, Rougemaille N. *ACS Appl Mater Interfaces*, 2020, 12: 30702–30710
- 36 Ou Y, Yanez W, Xiao R, Stanley M, Ghosh S, Zheng B, Jiang W, Huang YS, Pillsbury T, Richardella A, Liu C, Low T, Crespi VH, Mkhoyan KA, Samarth N. *Nat Commun*, 2022, 13: 2972
- 37 Fujisawa Y, Pardo-Almanza M, Garland J, Yamagami K, Zhu X, Chen X, Araki K, Takeda T, Kobayashi M, Takeda Y, Hsu CH, Chuang FC, Laskowski R, Khoo KH, Soumyanarayanan A, Okada Y. *Phys Rev Mater*, 2020, 4: 114001
- 38 Bai S, Tang S, Wu M, Luo D, Zhang J, Wan D, Li X. *J Alloys Compd*, 2023, 930: 167485
- 39 Isa Khan M, Mehmood I, Alarfaji SS, Junaid M, Iqbal T. *RSC Adv*, 2024, 14: 34515–34525
- 40 Xiao G, Xiao WZ, Xu HQ, Rong QY. *Physica B-Condensed Matter*, 2023, 670: 415356
- 41 Li S. *iScience*, 2021, 24: 103229
- 42 Sun X, Li W, Wang X, Sui Q, Zhang T, Wang Z, Liu L, Li D, Feng S, Zhong S, Wang H, Bouchiat V, Nunez Regueiro M, Rougemaille N, Coraux J, Purbawati A, Hadj-Azzem A, Wang Z, Dong B, Wu X, Yang T, Yu G, Wang B, Han Z, Han X, Zhang Z. *Nano Res*, 2020, 13: 3358–3363
- 43 Bian M, Zhu L, Wang X, Choi J, Chopdekar RV, Wei S, Wu L, Huai C, Marga A, Yang Q, Li YC, Yao F, Yu T, Crooker SA, Cheng XM, Sabirianov RF, Zhang S, Lin J, Hou Y, Zeng H. *Adv Mater*, 2022, 34: 2200117
- 44 Chi H, Ou Y, Eldred TB, Gao W, Kwon S, Murray J, Dreyer M, Butera RE, Foucher AC, Ambaye H, Keum J, Greenberg AT, Liu Y, Neupane MR, de Coster GJ, Vail OA, Taylor PJ, Folkes PA, Rong C, Yin G, Lake RK, Ross FM, Lauter V, Heiman D, Moodera JS. *Nat Commun*, 2023, 14: 3222
- 45 Li B, Deng X, Shu W, Cheng X, Qian Q, Wan Z, Zhao B, Shen X, Wu R, Shi S, Zhang H, Zhang Z, Yang X, Zhang J, Zhong M, Xia Q, Li J, Liu Y, Liao L, Ye Y, Dai L, Peng Y, Li B, Duan X. *Mater Today*, 2022, 57: 66–74
- 46 Wang M, Kang L, Su J, Zhang L, Dai H, Cheng H, Han X, Zhai T, Liu Z, Han J. *Nanoscale*, 2020, 12: 16427–16432
- 47 Zhao D, Zhang L, Malik IA, Liao M, Cui W, Cai X, Zheng C, Li L, Hu X, Zhang D, Zhang J, Chen X, Jiang W, Xue Q. *Nano Res*, 2018, 11: 3116–3121
- 48 Luo FS, Wang ZC, Tang F, Fang Y, Ye M, Zheng RK. *Surf Interfaces*, 2025, 57: 105779
- 49 Li P, Wang C, Zhang J, Chen S, Guo D, Ji W, Zhong D. *Sci Bull*, 2020, 65: 1064–1071

- 50 Fernández-Garrido S, Ramsteiner M, Gao G, Galves LA, Sharma B, Corfdir P, Calabrese G, de Souza Schiaber Z, Pfüller C, Trampert A, Lopes JM, Brandt O, Geelhaar L. *Nano Lett*, 2017, 17: 5213–5221
- 51 Kim I, Ryu J, Lee E, Lee S, Suh W, Lee J, Kim M, Oh H, Yi GC. *NPG Asia Mater*, 2024, 16: 59
- 52 Nakano M, Wang Y, Kashiwabara Y, Matsuoka H, Iwasa Y. *Nano Lett*, 2017, 17: 5595–5599
- 53 Lasek K, Coelho PM, Zborecki K, Xin Y, Kolekar SK, Li J, Batzill M. *ACS Nano*, 2020, 14: 8473–8484
- 54 Liu X, Huang P, Xia Y, Gao L, Liao L, Cui B, Backes D, van der Laan G, Hesjedal T, Ji Y, Chen P, Zhang Y, Wu F, Wang M, Zhang J, Yu G, Song C, Chen Y, Liu Z, Yang Y, Peng Y, Li G, Yao Q, Kou X. *Adv Funct Mater*, 2023, 33: 2304454
- 55 Zhang X, Li P, Bian G. *Rep Prog Phys*, 2025, 88: 086501
- 56 Zhang R, Li L, Zhang Q, Wang Y, Wang M, Geng D. *Chem Res Chin Univ*, 2025, 41: 1637–1644
- 57 Ma W, Zhang Q, Zhu J, Guo Y, Sun Y, Li L, Geng D. *Nanoscale Horiz*, 2025, 10: 957–965
- 58 Zhang R, Sun Y, Jiao F, Li L, Geng D, Hu W. *Nano Res*, 2023, 16: 8937–8944
- 59 Li L, Guo Y, Sun Y, Wang H, Wang Y, Zhang Q, Geng D. *J Mater Chem C*, 2026, 14: 7525–7530
- 60 Xian JJ, Wang C, Nie JH, Li R, Han M, Lin J, Zhang WH, Liu ZY, Zhang ZM, Miao MP, Yi Y, Wu S, Chen X, Han J, Xia Z, Ji W, Fu YS. *Nat Commun*, 2022, 13: 257
- 61 Freitas DC, Weht R, Sulpice A, Remenyi G, Strobel P, Gay F, Marcus J, Núñez-Regueiro M. *J Phys-Condens Matter*, 2015, 27: 176002
- 62 Wang J, Xu Y, Wang S, Dai X, Yan P, Zhou J, Wang R, Xu Y, He L. *Adv Elect Mater*, 2024, 10: 2300646
- 63 Liu Y, Petrovic C. *Phys Rev B*, 2017, 96: 134410
- 64 Roy A, Guchhait S, Dey R, Pramanik T, Hsieh CC, Rai A, Banerjee SK. *ACS Nano*, 2015, 9: 3772–3779
- 65 Nie JH, Li R, Miao MP, Fu YS, Zhang W. *Mater Futures*, 2023, 2: 021001
- 66 Shi G, Wang F, Liu Y, Li Z, Tan HR, Yang D, Soumyanarayanan A, Yang H. *Nano Lett*, 2024, 24: 7302–7310
- 67 Zhang X, Ambhire SC, Lu Q, Niu W, Cook J, Jiang JS, Hong D, Alahmed L, He L, Zhang R, Xu Y, Zhang SSL, Li P, Bian G. *ACS Nano*, 2021, 15: 15710–15719
- 68 Tian D, Zhong S, Dong J, Zhou S, Liu Z, Chen K, Zhang W, Cao L, He X, Li X, Guo T, Du K, Feng H, Wang Y, Cheng P, Zhang Y, Feng B, Wu K, Wei S, Du Y, Lu Y, Chen L. *Nat Mater*, 2026, 25: 956–963
- 69 Zhang HY, Chen XG, Tang YY, Liao WQ, Di FF, Mu X, Peng H, Xiong RG. *Chem Soc Rev*, 2021, 50: 8248–8278
- 70 Yang X, Yang Y, Cheng S, Yuan H, Gai X, Li W, Liang F, Yang F, Zheng K, Liu L, Jiang W, Su Q, Mao X, Wang J, Zhao Y, Liu E, Liu Z, Qi Y. *Nat Commun*, 2025, 16: 4965
- 71 Bian C, Zhao Y, Guzman R, Liu H, Hu H, Qi Q, Zhu K, Wang H, Wu K, Guo H, He W, Wang Z, Peng P, Xu Z, Zhou W, Ding F, Yang H, Gao HJ. *Nat Mater*, 2026, doi: 10.1038/s41563-026-02495-9

Two-dimensional chromium telluride magnetic materials: from controllable synthesis to spintronic applications

Hong Yang^{1,2}, Qing Zhang^{1,2}, Yongshuai Wang^{1,2}, Lin Li^{3,5}, Tongyue Xu^{1,2}, Dechao Geng^{1,2,4*}

¹ State Key Laboratory of Functional Materials for Intelligent Sensing, Key Laboratory of Organic Integrated Circuit, Ministry of Education, Tianjin Key Laboratory of Molecular Optoelectronic Sciences, Department of Chemistry, School of Science, Tianjin University, Tianjin 300072, China

² Collaborative Innovation Center of Chemical Science and Engineering (Tianjin), Tianjin 300072, China

³ College of Chemistry, Tianjin Normal University, Tianjin 300387, China

⁴ Haihe Laboratory of Sustainable Chemical Transformations, Tianjin 300192, China

⁵ Key Laboratory of Advanced Intelligent Protective Equipment Technology, Ministry of Education, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China

*Corresponding author (email: gengdechao_1987@tju.edu.cn)

Abstract: The $\text{Cr}_{1+x}\text{Te}_2$ system of two-dimensional magnetic chromium tellurides, owing to its metallic nature, high Curie temperature, and strong spin-orbit coupling, has demonstrated significant potential in the study of 2D magnetism and spintronics. This review focuses on the structure, magnetic regulation, and device applications of this system. Starting from the parent 1T- CrTe_2 structure, we analyze the formation mechanisms of various phases driven by Cr self-intercalation, including Cr_5Te_8 , Cr_2Te_3 , Cr_3Te_4 , and CrTe , and discuss the impact of self-intercalation on the electronic structure and magnetic properties. Subsequently, we summarize recent progress in phase control, thickness engineering, and two-dimensional growth achieved via molecular beam epitaxy, chemical vapor deposition, and related methods. In terms of physical properties, we discuss the roles of itinerant electron magnetism, magnetic anisotropy, and interfacial coupling in stabilizing low-dimensional magnetic order. Representative phenomena such as the topological Hall effect, skyrmions, and spin-orbit torque are also reviewed, along with related device applications. Finally, we address current challenges in phase purity control, stabilization of room-temperature topological magnetic states, and device reliability, and outline potential future research directions for this system.

Keywords: chromium telluride, two-dimensional magnetism, self-intercalation, anomalous Hall effect, chemical vapor deposition

doi: [10.1360/SSC-2026-0104](https://doi.org/10.1360/SSC-2026-0104)