

# 铁磁半导体 花落两维里\*

韩拯<sup>†</sup> 杨腾<sup>††</sup>

(中国科学院金属研究所 沈阳 110016)

2018-09-20收到

<sup>†</sup> email: zhenghan1985@gmail.com

<sup>††</sup> email: yanghaiteng@msn.com

DOI: 10.7693/wl20181010

三十余载觅磁稀 今看低维若鹭依  
 极限少层铬锗碲 双重调控又双极  
 载流双子两极缘 电荷惺惺共自旋  
 量子以为多靛颖 其实几负丽人娟  
 ——带隙铁磁<sup>1)</sup>

## 1 引子

自古人类视觉追求立体、丰满、洞透，当下物理追求平面、细微、对称破缺。后者为之欲生欲死的对象之一就是“二维”这个字眼。她真是让人又爱又恨。爱者赞其丰富物理，可上天入地无所不能而酣畅淋漓。恨者斥其不可捉摸而迁怒于“炒作概念”，就如朗道不喜、墨敏(Mermin)证毕一般，仅此而已。窃以为，二维材料的“发现”与研究，对人们思维模式的启发意义要远大于材料本身的意义，这种状况对物理研究有利有弊。有利是说能够拓展创新知识，有弊是说这种状况不会持久，纳税人和投资者不会光付钱不吃饭。

不过，这些曾经璀璨在无涯SCI里的二维火花，借用北京大学韩伟老师在“亦是亦彼、更唱迭和”（“量子材料Quantum Materials”微信公众号文章）一文中所述：最保守的后果，也让我们为此兴奋过、快乐过、彻夜难眠过。

## 2 貌似一统江湖

早在20世纪30年代，教主朗道(L. D. Landau, 1937)和派尔斯(R. E. Peierls, 1934)曾指出：严格的二维材料在非零温下存在热力学极限下的失稳，其晶格将由于热涨落引起的面外振动振幅之发散而崩塌。他们还指出：二维体系热涨落关联函数具有各向异性的特点(参见：朗道、栗弗席兹著《统计物理学》第一部分，第三版，章节137和138)。本世纪初，诺奖得主Geim和Novoselov却硬生生用胶带扯出了石墨烯这一理想二维原子晶体，并引发了十余年来二维新材料设计制备的淘金热。

现在看来，朗道等人的理论看似关上了二维材料研究的大门，其实也打开了一扇窗，印证了科学家不知道是哪来的豪言壮语：making impossible possible。一方面，绝对的热力学极限(如无限大尺寸)难以获取，因此零波矢下振幅发散是不是真的会发生也没有人知道。另一

方面，悬浮的二维材料可以通过面内外的振动耦合和弯曲，来维持结构的长程有序，这一定程度上也许可以抑制振幅发散问题。同时，二维材料和衬底之间的弱作用(如范德瓦尔斯力)也可以帮助稳定二维材料。

当理想的二维晶体证明了其存在的合理性，那其中的二维世界就有晶格、电荷、轨道、自旋、界面、相互作用等各种要素可以作为颜料，来学习毕加索寥寥几笔画印象派名画了，说不定百年后可以留名青史。其中一个问题是：二维长程磁有序能否稳定存在呢？这个问题很早就有人提出了，后来同样也遇到一些名家用清规戒律堆起来的堡垒：著名的Mermin-Wagner theorem给出了严格的数学推导(M-W理论)，看似为不少怀疑论者提供了强大的理论支持。这个定理是这样说的：The Mermin-Wagner theorem states that continuous symmetries cannot be spontaneously broken at finite temperature in systems with suffi-

\* 本文原载于“量子材料Quantum Materials”微信公众号，刊发前作者有些许修订。

1) 题头小诗前半部分为中国科学院金属研究所韩拯研究员所写，后半部分由南京大学刘俊明教授所写。

ciently short-range interactions in dimensions  $d \leq 2$ .

从另外一个角度看, M-W 理论大概是营销学中洗脑最成功的范例之一。其秘籍一经问世, 所有沉迷其中之人皆深信不疑, 一度或多或少放弃了对二维自旋有序的追求。比如, 在磁学圈里, 哪怕是刚入门的新手, 也能信心满满地吆喝一句: 二维非零温下各向同性海森伯自旋的长程磁有序不存在! 不过, 细心的读者会发现, 这“不存在”三字结论, 前面竟加了二十多个字的修饰语, 如上所示。

那么问题来了, M-W 理论究竟是如何物理的? David Mermin 和 Herbert Wagner 两位大牛最早的时候, 采用 Bogoliubov 不等式对各向同性海森伯模型的哈密顿量  $H$  进行推算后, 得到  $z$  方向上的磁矩为  $s_z$ , 其中  $H$  和  $s_z$  的表达式如图 1 所示, 即有限温度  $T$  下, 没有外场  $B$ , 系统不可能发生自发磁化。

M-W 理论不仅仅在统计力学中成立, 还被 Sidney Richard Coleman 用量子场论严格证明, 并随后被骨灰级粉丝们如 Jürg Fröhlich 和 Charles Pfister 推广到包罗了晶格、磁性等一切二维序中。然而, M-W 理论框架成立的“二维各向同性”条件十分容易打破, 成就了后来

现实中的“各向异性”二维海森伯磁性, 这是后话。

这厢目前态势萎靡, 且按下不表。我们来说一点励志的。

### 3 想说爱你不容易

*Science* 杂志在庆祝创刊 125 周年之际, 公布了 125 个最具挑战性的科学问题<sup>[1]</sup>。其中“是否可能制造出室温下的铁磁半导体?”赫然在列。虽然科学问题向来是见仁见智, 未必需要过于仰视大牛权威, 但还是值得一问: 这看似不起眼的话题, 何故能够成为 125 个最待解决的科学问题之一? 细细品

味, 还是能够体会到有些学者们对 M-W 理论不服气的那股劲头。

众所周知, 传统的电荷晶体管 MOS, 通过外加门电压产生电场效应来改变半导体有效载流子浓度, 从而实现晶体管沟道的导电开闭状态(逻辑运算能力)。不过, 已经有长篇累牍的很多文章都反复说了: 电子除了携带电荷外, 也携带自旋这个内禀属性。交换作用下自旋变得长程有序, 便形成磁性。铁磁材料磁化方向的变化则可以用来做磁存储(譬如硬盘)或者自旋阀(例如读写磁头)。

很显然, 科学人说: 在可预见的未来, 仅仅对磁性材料中的自旋或半导体材料中的电荷进行

Pablo, CrI<sub>3</sub> 的反常磁电阻  
Morpurgo, CrI<sub>3</sub> 的反常磁电阻

X. D. Xu, CrI<sub>3</sub> 的反常磁电阻

山西大学—金属所, CrGeTe<sub>3</sub> 电控磁

Pablo, X. D. Xu, CrI<sub>3</sub> 的电场调控磁性

康奈尔, CrI<sub>3</sub> 的电场调控磁性

XD Xu, Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> 巡游电子 Ising 磁性

张远波, Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> 室温电控反常霍尔

M. Batzill, VSe<sub>2</sub> 室温铁磁性

图 2 2018 年年初依次出现的关于二维磁性的研究文章

单独调控将无法满足信息技术发展的要求。似乎唯有如此, 科学家才可以给自己的研究事业找到生存之道。数据存储和逻辑运算的架构分离, 导致数据读写速度跟不上 CPU 运算速度, 从而造成所谓的“冯·诺依曼瓶颈”, 这也是不争的事实。科学人很快注意到, 想要真正利用电场同时操控载流子电荷和自旋, 必须从半导体下手。由此, 我们需要一种具有本征磁性的半导体: 外电场改变费米面的同时, 也能显著影响净磁矩的排布, 从而改变宏观磁性。

1986 年, T. Story 等人在半导体 PbSnTe 体系中进行 Mn 掺杂, 得到受载流子影响而变化的非零铁磁居里温度<sup>[2]</sup>, 这是首个磁性掺杂半导体的实验原型。2000 年, Ohno 和 Chiba 在 InAs 中掺杂 Mn 元素, 发现反常霍尔效应在电场作用下的可调控性, 惊动学术界<sup>[3]</sup>。这类体系通常被称为稀磁半导体(diluted magnetic

$$H = -J \sum_{i,j} s_i \cdot s_j, \quad |s_z| < \frac{\text{Const.}}{T^{1/2}} \frac{1}{|\ln|B||^{1/2}},$$

ABSENCE OF FERROMAGNETISM OR ANTIFERROMAGNETISM IN ONE- OR TWO-DIMENSIONAL ISOTROPIC HEISENBERG MODELS\*

N. D. Mermin† and H. Wagner‡  
Laboratory of Atomic and Solid State Physics, Cornell University, Ithaca, New York  
(Received 17 October 1966)

It is rigorously proved that at any nonzero temperature, a one- or two-dimensional isotropic spin-S Heisenberg model with finite-range exchange interaction can be neither ferromagnetic nor antiferromagnetic. The method of proof is capable of excluding a variety of types of ordering in one and two dimensions.

图 1 Mermin 和 Wagner 于 1966 年发表在 *Phys. Rev. Lett.* 的文章截图及其导出的哈密顿量和磁矩的不等式

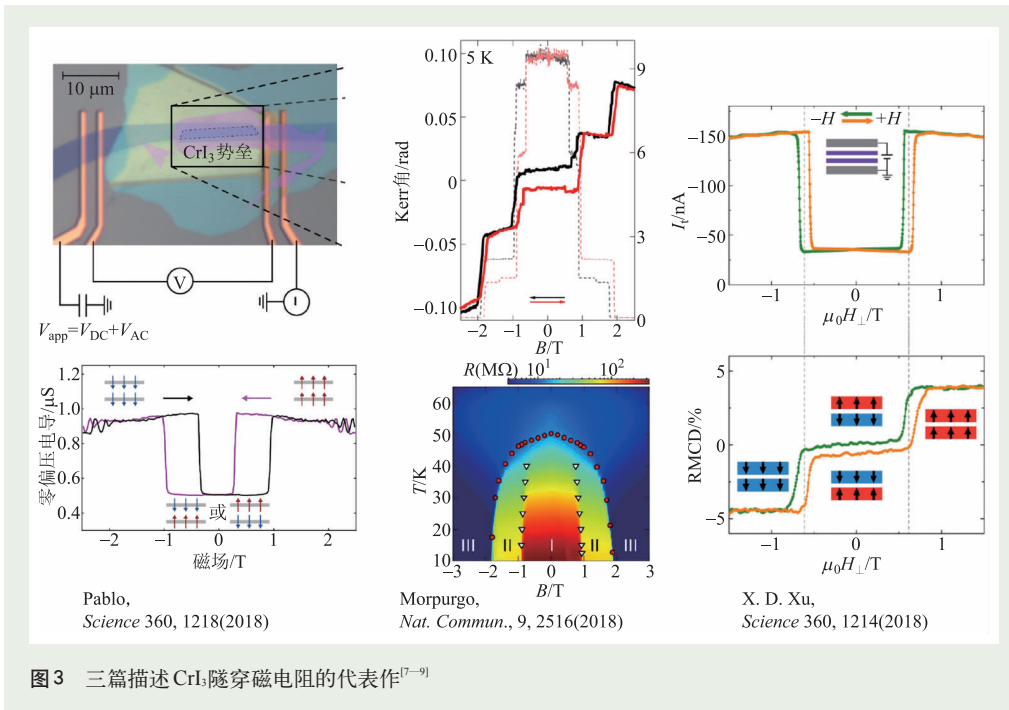


图3 三篇描述CrI<sub>3</sub>隧穿磁电阻的代表作<sup>[7-9]</sup>

由此去理解物理，为寻找新的材料而努力。

事实上，不断有报道说反铁磁 CrI<sub>3</sub>、铁磁 Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>、铁电 CuInPS 和 In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 等材料<sup>[7-14]</sup>均可呈现类似二维极限下的铁性有序行为。这一波发现为铁性二维原子晶体的研究掀起了一股风潮，前所未有。仅在 2018 年初的几个月里，世界上多个科研团队就已经在 arXiv 竞相发布了 10 余篇和二维铁磁材料有关

semiconductor, DMS)。随后，Tomasz Dietl 教授说，(Ga, Mn)As 稀磁半导体的铁磁序是弥散孤立的 Mn 原子磁矩之间长程有序所致，而这些磁矩相互作用靠 Zener 模型描述的空穴来传递<sup>[4]</sup>。

人们发现，DMS 看起来很像断臂维纳斯，美貌却有缺陷。其中一大憾事是难以找到室温下具有半导体可控特性的铁磁材料。*Nature Materials* 杂志 2010 年推出了一期专刊 (*Nature Materials*, Focus Issue; December 2010, Volume 9, No 12)。在该专刊中，Dietl 描述了 DMS 下一个十年发展前景，指出：在空穴类型的氮化物或氧化物半导体中，通过磁性掺杂居里温度或许能达到室温以上。而同期另一篇以 “Is it really intrinsic ferromagnetism?” 为标题的访谈中，被采访者 Scott Chambers 教授则坦言，在氧化物中寻找高温载流子辅助的铁磁半导体并不 “那么乐观”。这是很棒的百花齐放百家争鸣，但也给下一步该怎

么办造成困扰。一时间，稀磁半导体的研究，可谓陷入了 “不那么高潮” 的低谷。除此之外，对于那些严苛的物理人而言，DMS 其实是一类可控性比较弱的体系，注定其发展之路将一波三折、坎坷不断。

#### 4 柳暗花明又一村

自关于 DMS 的第一篇工作发表后，DMS 已经奋斗了十好几年了。到 2017 年，凝聚态物理界发生了一件趣事：范德瓦尔斯二维材料就像彗星，撞击了磁学圈。不是说彗星撞击有多大能耐，而是彗星尾巴那亮眼的美丽吸引了人。加州大学伯克利分校张翔研究组、华盛顿大学的 Xiaodong Xu 研究组各自独立地在 Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub> 和 CrI<sub>3</sub> 中发现了二维单层极限下的铁磁性和反铁磁性<sup>[5, 6]</sup>。不过，Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub> 和 CrI<sub>3</sub> 都极易退化，所以想在空气中做点实验可能有点差强人意。不过，我们大可以

的新进展工作(图 2)。

二维范德瓦尔斯材料主要优势之一：由于 z 轴维度消失，原有三维块体中的静电屏蔽减弱，有可能在本征二维半金属或半导体上构建场效应器件，以用来做传感器或逻辑运算器件。近年来，随着二维范德瓦尔斯材料家族的扩展，少层磁性二维半导体材料已在各领域得到广泛研究，产生了诸多有趣的物理现象。然而，基于二维本征铁磁半导体材料的场效应器件及其相关物理至今研究甚少，静电场调制其磁性的研究更是缺乏。接下来我们以 CrI<sub>3</sub> 和 Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub> 为例讨论其中内涵。

#### 5 翻手 AFM 覆手 FM，磁性风流且看碘化铬

CrI<sub>3</sub> 优势在于：与大部分人工薄膜反铁磁体系相比，该材料原子层之间逐层面外反铁磁排列，无需外延生长，浑然天成，且极大优化



了界面自旋极化。由此，很自然想到该材料的隧穿磁电阻(TMR)一定有趣。的确，*Science* 杂志2018年6月15日(第360期)背靠背发表了两篇论文<sup>[7, 8]</sup> (第三篇同期挂在arXiv上的类似结果近期也发表在*Nature Communications*<sup>[9]</sup>)。如果以graphite或少层graphene作为隧穿电极，在磁场作用下，随着层间磁矩翻转自如，少数层CrI<sub>3</sub>的隧穿磁电阻同时产生台阶式多重阻态，如图3所示。其中最大spin-filtered TMR达到10<sup>4</sup>量级!

二维磁性晶体的反常隧穿磁电阻一经问世，瞬间引发热议。值得一提的是，反铁磁CrI<sub>3</sub>的隧穿磁电阻吸睛之余，也有发现说，单、双层CrI<sub>3</sub>能够通过静电场有效调节磁性。

的确，*Nature Nanotechnology* 杂志2018年7月期连刊三篇研究论文<sup>[11, 12, 15]</sup>以及一篇评论文章<sup>[16]</sup>讲述二维磁性的电操控。其中康奈尔大学研究组报道了单/双CrI<sub>3</sub><sup>[11]</sup>、华盛顿大学和MIT研究组报道了双层反铁磁CrI<sub>3</sub>中的电控二维磁性<sup>[12]</sup>、中国科学院金属研究所与山西大学研究组报道了少数层铁磁半导体Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub>的电控二维磁性<sup>[15]</sup>。

如前所述，同样在两层石墨烯电极夹持的隧穿结构基础上，康奈尔大学K.F. Mak和J. Shan伉俪隔着六方氮化硼电介质，放置了上下两层少层石墨烯gate电极(图4(a, b))<sup>[11]</sup>。由于石墨烯的透光性和无磁性，CrI<sub>3</sub>样品中的磁信号可以被MCD探测到。果不其然，在门电压调制下，垂直方向施加磁场，不管是单层样品的铁磁翻转(图4(d))、还是双层样品的反铁磁—铁磁翻转(图4(e))，从负门电压到正向门电压均呈单调调控态势，与MIT的Pablo研究组和华盛顿大学Xiaodong Xu研

究组得到的结论一致<sup>[12]</sup>。

Mak和Shan研究组又将图4(e)的线图用mapping的方式呈现给读者，得到一个十分有趣的结论，如图4(f)所示。将门电压外延到+30 V以上，体系即便在零磁场下也能纯粹通过门电压调控得到铁磁—反铁磁相变!这是何等美妙之事!不过，遗憾的是，Mak和Shan并没有给出门电压 $V_g > 30$  V的实验数据，似乎是留了一手?

此外，Mak和Shan研究组还给出了这种Gr/CrI<sub>3</sub>/Gr三层隧穿结构中隧穿电流随门电压的变化。他们非常意外地观测到，即便在4 mV这样低的偏压下，该器件的隧穿电导随门电压依然有双极(Bipolar)调控特性，如图4(c)所示，最大电导达到3  $\mu$ S。

要知道，既然称之为隧穿结，就意味着中

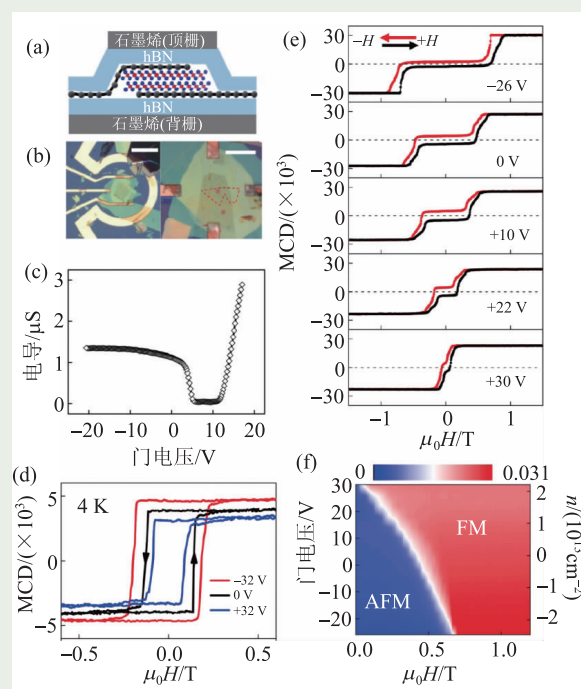


图4 康奈尔大学Mak与Shan的CrI<sub>3</sub>隧穿结在门电压下的电控磁工作<sup>[11]</sup> (a, b)隧穿结示意图和光学照片; (c)4 K温度、4 mV偏压下双层CrI<sub>3</sub>隧穿电导随门电压的变化关系; (d)单层CrI<sub>3</sub>隧穿结的电控磁; (e, f)双层CrI<sub>3</sub>隧穿结的电控磁

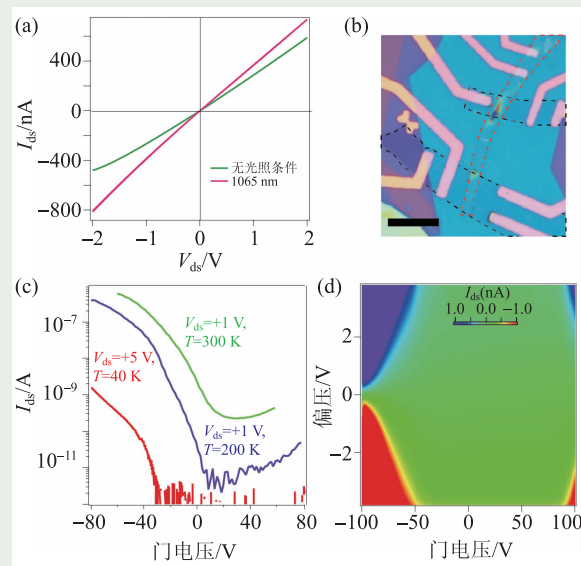


图5 (a)室温开态电流下，少层Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub>在1065 nm波长激光辐照下的光电流; (b)BN包覆的少数层Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub>典型器件光学照片，其中红色虚线为少层CGT，黑色虚线为少层石墨烯，比例尺为5  $\mu$ m; (c)电输运特性<sup>[15]</sup>; (d)40 K温度下 $\pm 100$  V门电压范围内典型少层Cr<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub>Te<sub>6</sub>器件的双极导通性，截止电流被设为1 nA(图a, b, d中的数据均来自中国科学院金属研究所QTL实验室)

间层是绝缘体。一如文献[7]标题所示,  $\text{CrI}_3$  为“van der Waals crystal-line insulator”。文献[9]也报道称, 尽管  $\text{CrI}_3$  名义上具有与  $\text{WS}_2$  或  $\text{WSe}_2$  相仿的光学带隙, 约为 1.2 eV 左右, 但它的电阻 “was found in all cases to become unmeasurably high below 100 K”。笔者以为, 文献[11]报道的门电压下双极隧穿电流行为虽然有趣, 但更可能是一个值得商榷的 open question。原因如下: 其一, 在其他报道中, 在无门电压时, 双层  $\text{CrI}_3$  的隧穿零偏压电导量级约为  $0.01 \mu\text{S}^{[7,9]}$ , 在 20 V 门电压下能透过石墨烯电极接触, 硬生生将隧穿电导提高两个数量级, 其背后的物理原因难以解释; 其二,  $\text{CrI}_3$  的磁性随门电压单调变化, 并没有展现与隧穿电导类似的双极调控现象。其中因由尚不清楚。不过, 相信 Mak 和 Shan 会向广大读者呈上一份满意的答卷。

## 6 少层极限铬锗碲, 调控双重又两极

与反铁磁  $\text{CrI}_3$  相对照, 中国科学院金属研究所与山西大学团队一起, 在  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  少数层本征铁磁二维半导体中成功利用固态门电压调控手段, 实现了电荷与自旋的双重双极全电操控<sup>[15]</sup>。

如前所述, 迄今为止, 大部分铁性二维材料在空气中的稳定性都较差, 需要通过特殊方式封装保护。因此, 近年来该领域的主要进展都是基于惰性气氛中制备样品。 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  也不例外, 常温常压条件下厚度在 6 nm 以下的  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  基本不再有电学导通性。绝大多数二维材料都不同程度存在这一问题, 而这很可能是能否走向实际应用的关键一步。不过, 我们大可以先搁置“应用”争议, 共同来开发一番其中的物理。

作为磁性半导体, 带隙控制和光电响应等性能值得研究。根据第一性原理计算, 块体  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  (CGT) 有 0.4 eV 左右的间接电学带隙。对于少层 CGT, 其带隙会稍稍增大, 处在红外波段范围。典型的 I—V 回线如图 5(a) 所示, 能够看到明显的光电响应。

针对少数层 CGT 的场效应器件 (field effect transistor, FET) (图 5(b)), 我们的电输运测量结果 (图 5(c)) 表明: BN 包覆的少数层 CGT 在铁磁居里温度 ( $\sim 64 \text{ K}$ ) 以下保持了载流子导通性, 并且能够实现电子与空穴的双极场效应。此处的双极场效应, 是平面 FET, 不同于  $\text{CrI}_3$  隧穿结构的双极隧穿电导<sup>[11]</sup>。这是真正的双极场效应管, 具有空穴和电子导通特性。室温下, 源一漏之间 1 V 电压得到最大开态电流达数十微安, 开关比达到  $10^4$  以上。有趣的是, 这种双极载流子场效应, 一直保持到了居里温度以下, 如图 5

(d) 所示。

然而, 该材料距离应用可谓路漫漫其修远。经过粗略估算, 目前所制备的 CGT 器件室温下迁移率大概在  $50\text{--}100 \text{ cm}^2/\text{Vs}^{-1}$  量级, 低温下迁移率低到两个数量级以下。这里当然还存在电极接触势垒的问题。

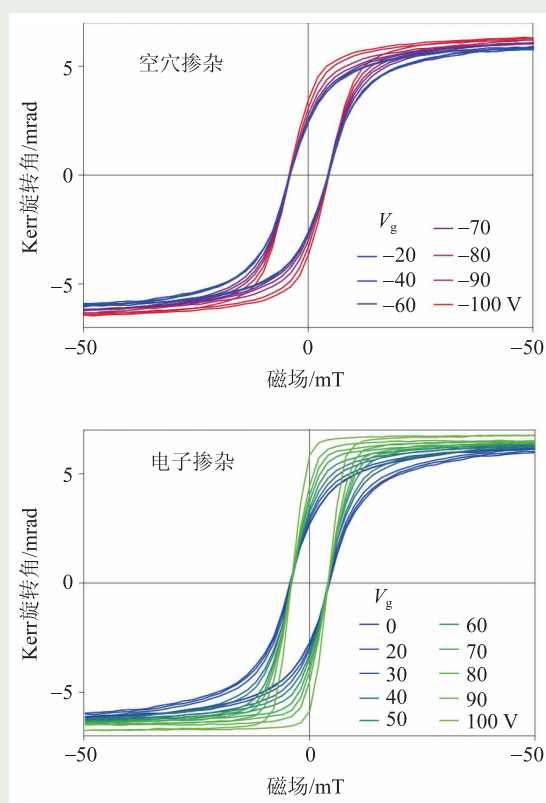


图6 BN 包覆的少数层  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  器件中的双极自旋场效应<sup>[15]</sup>

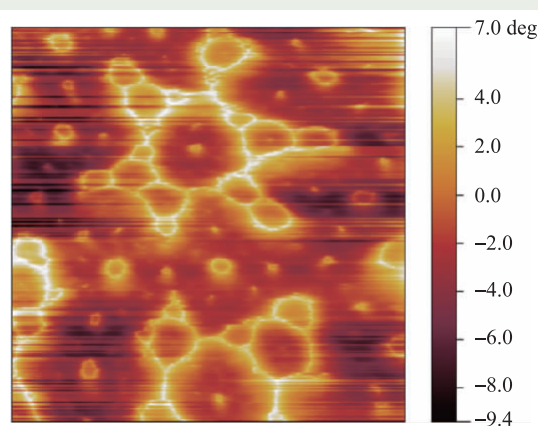


图7 块体  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  在 60 K 温度 60 Oe 垂直磁场下的分形磁畴<sup>[15, 17]</sup>

题, 电极接触的优化, 还有待进一步尝试与探索。

二维极限下CGT中载流子双极场效应当得益于其恰如其分的带隙。低温微区Kerr测量表明, 在电子或空穴掺杂下, 二维 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 磁性亦能得到双极调控, 如图6所示。总的来说, 零门电压下少层 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 经载流子掺杂之后变得“又瘦又高”。

为了解这种现象, 借助第一性原理模拟计算, 揭示出该体系中存在特殊的自旋极化的能带: 间接带隙的上下带边分别由Cr-d贡献自旋多子态和Te-p贡献自旋少子态, 造就了实验上观测到的自旋与电荷双重双极场效应。老子说, 天之道, 损有余而补不足。然而, 在 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 中, 不管是费米面从gap移向导带还是移向价带, 总比例下降的均是自旋少子(spin down)。由此, 我们说 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 是一个“逆天”的材料恐怕也不算过分。

最后但绝不是无所谓的实验事实是: 块体 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 的磁畴更意思。在 $T_c$ 附近, 磁畴呈现条纹畴样

式。略低于 $T_c$ (直至低温基态), 磁畴悄然转变成如图7所示的较有序分形图案。这一结构与中国科学院强磁场中心盛志高团队报道的结果相吻合<sup>[17]</sup>。分形形态的磁畴实属罕见! 其隐隐约约歪歪斜斜的雪花般对称形状, 让人看了不禁要叹一句“世间竟有这样妖娆的磁畴”。其中谜之对称美, 还有待微磁学圈的科学家进一步揭晓。块体已如斯, 少层 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 的磁畴又将会是何等造化? 实属未知。少层 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 磁畴视觉化以及随门电压的调控变化, 是亟待开发的新方向。

## 7 结语

与反铁磁 $\text{CrI}_3$ 隧穿结不同, 少数层 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 作为本征二维铁磁半导体, 能够在居里温度以下电学导通, 也即可以构建平面场效应器件。这是目前已知的首个拥有内禀自旋和载流子浓度双重双极可调特性的二维本征磁性半导体材料。虽然材料本身的商业价值不高, 但其展示的性能却较为有趣。

无论如何, 铁磁半导体发展至今, 仍是茫茫科学大海中未尽事业之一点滴。而二维铁性材料的故事, 才刚刚开始而已。很多问题依然存在, 需要认真细致地探索, 方能有所收获。以上是笔者一家之言, 供各位读者斟酌和高榘。

末了, 不如将思维稍微发散一下。铁磁、铁电二维半导体雨后春笋般问世, 二维多铁半导体异质器件会不会是下一个风口? CVD等化学方法大规模生长二维铁性半导体薄膜的惬意日子何时来临? 再稍微发散一下, 低温二维本征铁磁半导体来了, 室温二维本征铁磁半导体还会远吗?

让我们拭目以待。

**致谢** 本文在撰写过程中得到了中国科学院金属研究所张志东研究员、中国科学院固体物理研究所王贤龙研究员的大力支持。

## 参考文献

- [1] So much more to know... Science, 2015, 309(5731): 78
- [2] Story T, Gałazka R R, Frankel R B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56: 777
- [3] Ohno H *et al.* Nature, 2000, 408: 944
- [4] Dietl T. Semicond. Sci. Technol., 2002, 17: 377
- [5] Huang B *et al.* Nature, 2017, 546: 270
- [6] Gong C *et al.* Nature, 2017, 546: 265
- [7] Klein D R *et al.* Science, 2018, 360: 1218
- [8] Song T C *et al.* Science, 2018, 360: 1214
- [9] Wang Z *et al.* Nature Commun., 2018, 9: 2516
- [10] Deng Y J *et al.* Gate-tunable room-temperature ferromagnetism in two-dimensional  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Preprint at <https://arxiv.org/abs/1803.02038> (2018)
- [11] Jiang S W, Li L Z, Wang Z F *et al.* Nature Nanotech., 2018, 13: 549
- [12] Huang B *et al.* Nature Nanotech., 2018, 13: 544
- [13] Liu F C *et al.* Nature Commun., 2016, 7: 12357
- [14] Cui C J *et al.* Nano Lett., 2018, 18: 1253
- [15] Wang Z *et al.* Nature Nanotech., 2018, 13: 554
- [16] Burch K B. Nature Nanotech., 2018, 13: 532
- [17] Guo T *et al.* Multiple structure and symmetry types in narrow temperature and magnetic field ranges in two-dimensional  $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$  crystal. Preprint at <https://arxiv.org/abs/1803.06113> (2018)