

共线反铁磁和非共线反铁磁自旋的外场操控

闫 晗, 秦培鑫, 刘知琪

(北京航空航天大学材料科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 当今时代, 数字化信息存储总量爆炸式增长, 数据存储所消耗的电能越来越多。大数据、云计算、人工智能等信息技术的快速发展, 对信息存储器件的性能提出了更高的要求。然而, 传统的以铁磁材料为核心的自旋电子学器件表现出了明显的局限性。寻找和研发一种响应速度快、能耗低、集成密度高、抗磁场干扰强的存储材料对促进信息技术的发展和降低能源消耗具有重要的意义。在这一背景下, 反铁磁自旋电子学应运而生。根据自旋结构分类, 反铁磁材料可以大致分为共线和非共线反铁磁两类。分别阐述了这两类反铁磁材料的自旋操控方法, 包括磁场、电流诱导自旋轨道力矩、利用离子液体和压电基片施加电场、静压力等途径, 最终实现了反铁磁材料自旋的有效控制以及反常霍尔效应、交换偏置、普通电阻态的可逆调控。此外, 还总结对比了铁磁、共线反铁磁与非共线反铁磁材料性质的相似与差异之处, 讨论了反铁磁材料在来自旋电子学存储和运算器件中的应用前景。

关键词: 反铁磁; 自旋; 电场调控; 压电应力; 自旋轨道力矩

中图分类号: TP333 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)11-0881-13

External-Field Control of Collinear and Noncollinear Antiferromagnetic Spins

YAN Han, QIN Peixin, LIU Zhiqi

(School of Materials Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: Nowadays, it is the information age and the total amount of digital information is explosively increasing. The fast development of big data, cloud computation and artificial intelligence objectively demands more powerful performance of memory devices. However, traditional spintronic devices with ferromagnetic materials show obvious limitations. Therefore, it is of great significance to develop high-speed, low-power, high-density and strong-magnetic-field-insensitive memory devices. Antiferromagnetic spintronics came into being under this background. According to the spin structure, antiferromagnetic materials can be classified into two general classes: collinear antiferromagnets and noncollinear antiferromagnets. This review article summarizes various means to modulating antiferromagnetic spins such as magnetic fields, spin-orbit torque induced by an electric current, electric fields applied on the ionic liquid and piezoelectric substrates, and hydrostatic pressure. As a result, the anomalous Hall effect, exchange bias and longitudinal resistance can be manipulated reversibly. Moreover, this review points out the differences and similarities among ferromagnetic materials, collinear and noncollinear antiferromagnetic materials. Finally, the potential of antiferromagnetic materials for future information technology is also discussed.

Key words: antiferromagnets; spin; electric-field control; piezoelectric stress; spin-orbit torque

1 前 言

1988 年巨磁阻效应的发现^[1, 2], 使存储数据所需的

磁性存储器件的尺寸极大地缩小, 从而使得硬盘的存储能力显著提高, 革命性地促进了信息存储技术的发展。这项现代科学与技术的完美结合, 为隧穿磁阻效应的发现和自旋电子学的发展奠定了基础^[3-8]。当前的磁存储记录设备中, 铁磁材料是信息存储的主要载体。信息时代的日新月异对高密度低能耗存储和超快运算速度的需求不断增大^[9, 10]。由于铁磁材料中存在宏观磁矩, 容易受到外界磁场的扰动, 而且杂散磁场的干扰不允许存储单元之间紧密排列, 这客观上限制了存储单元的高密度集成。与此同时, 铁磁材料的共振频率($\omega_{\text{FM}} \approx \gamma H_A$, H_A 为各向异性场, γ 为电子旋磁比)大约是 GHz 级, 自旋动

收稿日期: 2021-04-09 修回日期: 2021-05-07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51822101, 51861135104, 51771009)

第一作者: 闫 晗, 男, 1994 年生, 博士研究生

秦培鑫, 男, 1995 年生, 博士研究生

通讯作者: 刘知琪, 男, 1989 年生, 教授, 博士生导师,

Email: zhiqi@buaa.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202104010

力学的响应时间一般是 ns 级, 很难满足未来存储设备快速写入/读取的要求。

相较而言, 反铁磁材料的共振频率 ($\omega_{\text{AFM}} \approx \gamma \sqrt{2H_{\text{E}}H_{\text{A}}} \approx \gamma H_{\text{SF}}$, H_{E} 为反铁磁交换耦合场, H_{SF} 为自旋摇摆场) 是 THz 级, 使自旋动力学的响应时间可以缩短到 ps 级, 速度要比传统铁磁材料快 1000 倍^[11, 12]。而且, 由于反铁磁材料中相邻磁矩互相平行且反向排列, 表现为零净磁矩, 所以不会受到外界磁场的影响。更重要的是, 反铁磁材料中没有杂散磁场, 理论上信息存储单元可以紧密排列, 极大地提高存储密度。反铁磁材料在自然界中有着广泛的分布, 例如都柏林圣三一大学的 Coey 教授^[13]对磁性材料的总结表明, 反铁磁材料在整个磁性材料数据库中占绝大多数, 这为将来的理论和实验研究提供了广阔的材料体系。同时, 反铁磁材料的自旋构型呈现多样化, 例如非共线反铁磁结构和反铁磁斯格明子等, 并且表现出很多新奇的物理特性, 如反常霍尔效应、拓扑霍尔效应、手性异常等^[14-57]。这些新颖而独特的性质和效应吸引着研究者们广泛的关注和浓厚的研究兴趣, 推动反铁磁成为自旋电子学领域的前沿热点之一。如果能够实现对反铁磁自旋结构和性质的有效控制, 那么对于将来新型器件的研究会起到很重要的推动作用。表 1 中列出了有关铁磁、共线反铁磁和非共线反铁磁的一些性质, 可以显示出它们之间的相似和差异之处。

表 1 铁磁、共线反铁磁和非共线反铁磁特征

Table 1 Characteristics of ferromagnet, collinear antiferromagnet and noncollinear antiferromagnet

| | Ferromagnet | Collinear antiferromagnet | Noncollinear antiferromagnet |
|---|-------------|---------------------------|------------------------------|
| Spin resonance frequency | GHz | THz | THz |
| Resistant to external magnetic fields | No | Yes | No |
| Have stray magnetic fields | Yes | No | Few |
| Easy to be controlled by the magnetic field | Yes | No | Yes |
| Possess anomalous Hall effect | Yes | No | Yes |

反铁磁中不存在宏观磁矩, 很难通过外部磁场的方式进行自旋调控, 因此开发出一种高效、稳定的调控方式成为反铁磁材料取代铁磁材料进行实际存储应用的当务之急。电荷和自旋是电子的两个本征属性, 材料自旋结构的改变能够引起材料多种性质的变化, 因此自旋也成为了人们调控反铁磁材料的关注重点。在本文中, 主要围绕共线反铁磁和非共线反铁磁材料, 概述了近年来利用外场对反铁磁材料的自旋进行调控的研究, 旨在为进一步发展拓宽反铁磁自旋电子学这个新兴领域提供思路。

2 共线反铁磁外场调控

共线反铁磁是相对于非共线反铁磁而言的最典型、最普遍、也是最早被发现的反铁磁结构。具体而言, 指的是在一个特定温度, 即 Néel 温度以下, 反铁磁体内部磁结构的两个子晶格自旋反平行排列, 且每一个子晶格的磁矩大小相等、方向相反。这种结构的反铁磁体的宏观磁性为零, 即对外不显磁性^[58]。

由于共线反铁磁对外不显示宏观磁力线, 它的磁矩很难被探测。因为这一原因, 自 1936 年共线反铁磁被法国科学家 Néel 发现以来, 一直被研究人员所忽视, 甚至 Néel 因为发现反铁磁而获得诺贝尔奖后, 在演讲中提到, 反铁磁虽然在理论研究中很有趣, 但是似乎没有什么实际用途^[59]。后来, 共线反铁磁因为和铁磁之间的交换偏置作用, 被应用于磁隧道结中, 作为铁磁的钉扎层。但是这一过程中反铁磁也仅起辅助作用, 对器件的运作没有起到核心功能作用。近年来, 通过理论和实验的深入研究发现反铁磁具有一系列优异的性质, 如在自旋电子学器件方面表现出巨大的潜力, 甚至有望在数据存储方面取代铁磁材料。然而, 如何对反铁磁自旋轴进行有效调控, 进而实现数据的写入和存储, 仍然是一个难题。

对于单轴磁晶各向异性较强的反铁磁, 当沿反铁磁易轴施加的磁场逐渐增大达到临界场时, 与磁场方向相反的磁矩突然翻转到沿磁场方向, 从而使两个磁矩平行排列并达到饱和, 这一转变形式被称为自旋翻转转变 (spin-flip transition) (图 1)。对于单轴磁晶各向异性较弱的反铁磁, 当沿反铁磁易轴施加磁场到临界场时, 原来反向平行排列的两个子晶格的磁矩突然转至垂直于磁场的方向, 再随着磁场的增大分别旋转至沿磁场方向平行排列, 这种转变形式被称为自旋摇摆转变 (spin-flop transition) (图 2)。无论是哪一种转变方式, 所需的外加磁场都是非常大的, 对于 spin-flop transition, 临界场 spin-flop field 和反铁磁交换耦合场 H_{E} 以及各向异性场 H_{A} 有关, $H_{\text{SF}} \approx \sqrt{2H_{\text{E}}H_{\text{A}}}$, 它的数值通常可以达到几十特斯拉甚至上百特斯拉。因此, 通过磁场旋转反铁磁自旋轴是相当困难的, 导致其在实际应用于存储器方面也不可行。寻找一种切实可行的方法以有效操纵反铁磁吸引着研究人员从理论和实验出发不断探索。

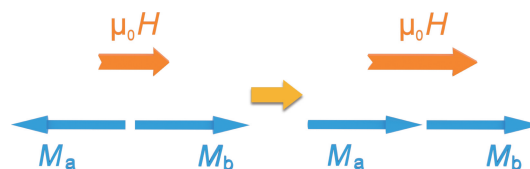


图 1 自旋翻转转变示意图

Fig. 1 Schematic illustration of spin-flip transition

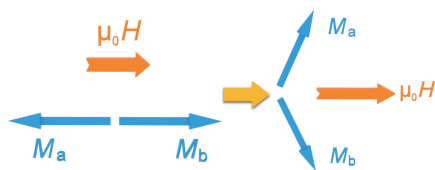


图 2 自旋摇摆转变示意图

Fig. 2 Schematic illustration of spin-flop transition

2011 年, Park 等^[18]使用反铁磁材料 IrMn 构建了 NiFe/IrMn/MgO/Pt 的自旋阀结构磁隧道结。他们利用铁磁材料 NiFe, 通过铁磁层和反铁磁层之间的界面交换弹簧作用引起 IrMn 反铁磁自旋轴的旋转, 从而实现隧

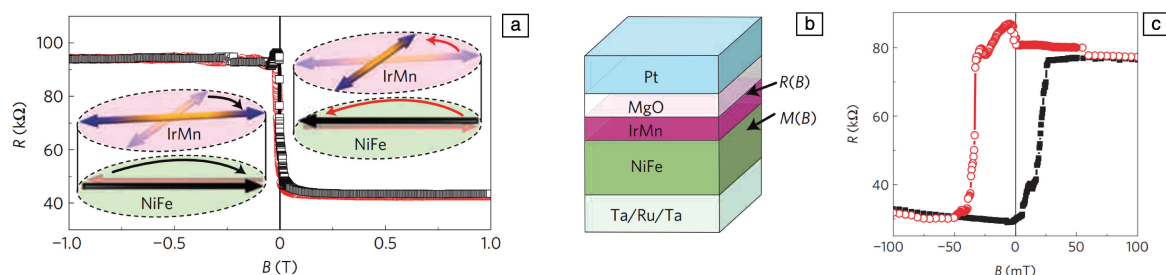


图 3 NiFe/IrMn/MgO/Pt 自旋阀结构磁隧道结^[18]: (a) 4 K 低温环境下磁隧道结的磁电阻随磁场的变化曲线, 插图表示 NiFe 铁磁层的交换弹簧作用对 IrMn 反铁磁层自旋轴的旋转; (b) 磁隧道结的结构示意图; (c) 4 K 低温环境下磁隧道结的磁电阻回滞曲线

Fig. 3 NiFe/IrMn/MgO/Pt spin-valve-like magnetic tunnel junction^[18]: (a) magnetoresistance of magnetic tunnel junction at 4 K, the insets illustrate the rotation of spin axes in IrMn antiferromagnet through the exchange-spring effect of NiFe ferromagnet; (b) schematic of magnetic tunnel junction; (c) hysteretic magnetoresistance of the magnetic tunnel junction at 4 K

随后, 研究人员致力于通过外场直接调控反铁磁自旋轴。2014 年, 加利福尼亚大学伯克利分校的 Marti 等^[19]在 MgO 基片上生长了 FeRh 反铁磁单晶薄膜。FeRh 在 350 K 左右存在由低温反铁磁相到高温铁磁相的一级磁性相变。研究人员首先将 FeRh 薄膜升温到约 400 K, 使其转变为铁磁态, 再施加一个 9 T 的外加磁场, 使 FeRh 的磁矩沿外磁场方向排列, 并保持磁场冷却至室温。结果发现, 低温反铁磁相的自旋轴方向垂直于冷却场的方向。这样就可以通过改变在 FeRh 磁性相变过程中施加冷却场的方向来改变 FeRh 薄膜中反铁磁自旋轴的方向(图 4a)。同时, 电阻测量发现当 FeRh 反铁磁自旋轴垂直于电流方向时, 电阻较低; 自旋轴平行于电流方向时, 电阻较高, FeRh 反铁磁相中存在与铁磁材料相似的各向异性磁电阻效应。该实验利用磁性相变过程中施加冷却场方向的不同, 通过控制反铁磁自旋轴的方向, 来调控反铁磁材料的高低电阻态的变化(图 4b), 实现了第一种室温双稳态反铁磁存储器件的制备。研究成果证明了反铁磁材料制造存储器件并通过外场直接调控反铁磁以进行数据写入和存储的可行性。但是, 该存储器件的反铁磁自旋轴翻转过程依赖于 FeRh 的反铁磁-铁磁磁性

道结输运特性的改变。在 4 K 的低温环境下, 隧道各向异性磁电阻信号变化超过 100% (图 3)。这一实验成果证实了使用反铁磁材料作为关键核心层实现磁存储的可能性。但是, 该隧道结器件仅可在极低温环境下工作, 隧道各向异性磁电阻随温度升高而衰减, 并在 100 K 以上完全消失。另外, 这种反铁磁自旋轴的旋转过程首先需要磁场旋转铁磁层的自旋轴, 再通过铁磁层带动反铁磁层自旋翻转, 翻转速度受限于铁磁层, 不能发挥反铁磁自旋翻转速度更快的优势。并且, 这种反铁磁自旋轴调控方式利用外加磁场进行操作, 能耗仍然很高。

相变, 也就是说需要加热到室温以上并同时施加高达 9 T 的外加磁场, 过程复杂且能耗非常高, 不仅延长了操作时间, 也限制了其实际应用。

2016 年, Jungwirth 研究小组^[26]利用电流诱导的自旋轨道力矩, 调控了室温下反铁磁 CuMnAs 薄膜中的自旋轴。CuMnAs 晶体在室温下为反铁磁材料, 两个 Mn 子晶格具有大小相等、方向相反的磁矩, 是典型的共线反铁磁材料。通过向 CuMnAs 薄膜中通入电流, 产生电流诱导的内部交错自旋轨道力矩, 诱使反铁磁自旋轴翻转, 实现对 CuMnAs 薄膜反铁磁序参数的电性调控(图 5a)。同时, 由于存在各向异性磁电阻, 实现了 CuMnAs 反铁磁薄膜电阻高低电阻态的变化(图 5b)。相较于铁磁材料, 反铁磁薄膜自旋轴翻转需要的电流密度更低, 这就相对减少了数据写入过程中通入电流产生的焦耳热。另外, 这种通过纯电流方式实现反铁磁材料高低电阻态调控的方式不需要加热与外加磁场, 更加方便, 为反铁磁自旋电子存储器件的实现开辟了新途径。

尽管这种电流调控方式为反铁磁存储的实现带来了希望, 并吸引了研究者的兴趣, 一度将反铁磁自旋电子学的研究推向热潮, 然而, 这种反铁磁调控方式背后

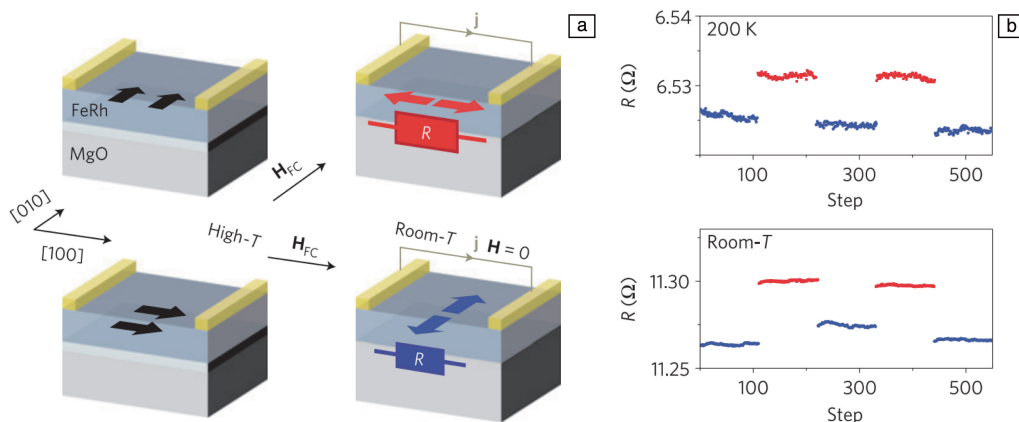


图 4 FeRh 反铁磁相变存储器^[19]: (a) 器件结构和数据读写过程示意图, (b) 在 200 K 以及室温下测量的高低电阻态

Fig. 4 FeRh antiferromagnetic phase transition memory device^[19]: (a) schematic of the device structure and the memory writing and reading procedure, (b) high-resistance and low-resistance states at 200 K and room temperature, respectively

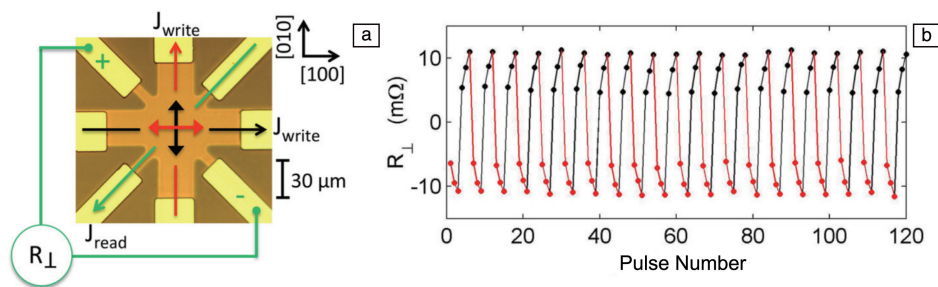


图 5 CuMnAs 共线反铁磁的自旋轨道力矩调控^[26]: (a) CuMnAs/GaP 器件的光学显微照片及测量配置图, (b) 在室温下施加电流脉冲后器件的电阻

Fig. 5 Spin-orbit torque of CuMnAs collinear antiferromagnet^[26]: (a) optical microscopy image and measurement configuration of CuMnAs/GaP device, (b) resistance of the device after applying current pulses at room temperature

的机制还不是非常明确。2019 年,美国约翰霍普金斯大学 Chein 研究团队^[60, 61]对这种向反铁磁薄膜通入电流使材料电阻改变的机制提出了不同的观点,他们认为电阻变换并非来自于自旋轨道力矩。在实验中,他们发现 Pt/NiO/Si 异质结的电阻变化只会发生在当电流密度超过一定阈值大电流的非欧姆电阻区域,这时会产生大量的焦耳热,有可能会永远改变材料的电阻率和其他性质。而且,当基底不同时,电阻变化也会发生改变,这可能是由于基片热导率的差异引起焦耳热对材料电阻率的影响不同(图 6a~6f)所导致的。进一步地,他们移除了异质结中的反铁磁 NiO 层,将 Pt 直接生长在了不同的 Si、MgO 和玻璃基片上,通入电流后,三者都出现了类似于之前报道中自旋轨道力矩引起的锯齿状电阻变化。但是,在热导率最大的 Si 衬底上的 Pt 电阻变化很小,对于热导率最小的玻璃衬底, Pt 薄膜的电阻变化最大,而热导率居中的 MgO 上的 Pt 电阻变化幅度居于前两者之间(图 6g~6l)。这一结果更加支持了这种电阻变化是焦耳热作用的结果的观点。因此,他们认为电流调控反铁磁电阻变

化不是由于电流诱导的自旋轨道力矩使反铁磁的奈尔矢量发生了翻转,而是由于大电流通过反铁磁材料时产生的热效应。

另一研究^[62]认为锯齿状电阻变化是热效应导致的,而自旋轨道力矩可以引起阶梯状电阻变化。自旋轨道力矩仍是一种有效调控反铁磁自旋进而引发反铁磁材料电阻变化的方式。这种调控方式的一个关键问题是识别和排除电流引起的热效应的影响。

但是,之后一些对这种电阻变化现象的深入研究得出了不同结论。苏黎世联邦理工学院 Gambardella 团队^[63]在不同的绝缘基片上分别生长了 Pt 薄膜和 Pt/NiO 双层膜,观察到电流脉冲在这两种体系中都会产生同样的锯齿状和阶梯状电阻变化,排除了这些电阻变化来自于 NiO 反铁磁自旋轴翻转,基片热扩散率对电阻响应有重要影响。他们认为 Pt 层通入电流产生焦耳热后的热退火作用会引起局部电阻率降低,而电场诱发的离子迁移会引起电阻率增加,这两种效应共同作用、相互竞争,最终导致材料电阻高低的变化。麻省理工学院 Beach 团队^[64]

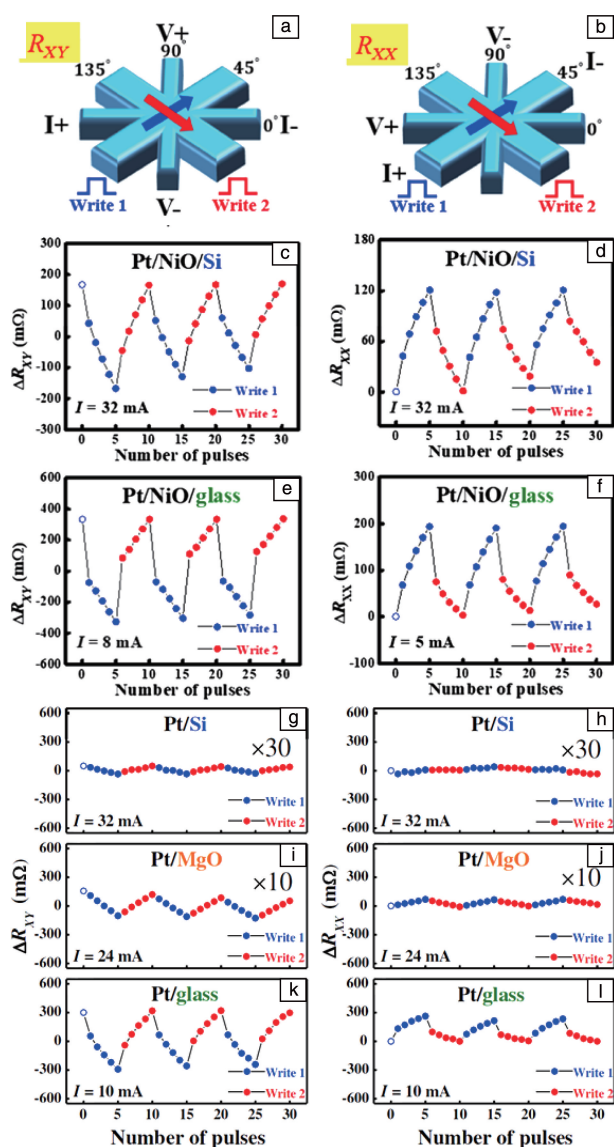


图 6 电流焦耳热对材料电阻变化的贡献^[60]: 器件结构以及霍尔电阻测量(a)和普通电阻测量(b)原理示意图; 施加电流脉冲后, Pt/NiO/Si 中的霍尔电阻(c)和普通电阻(d)变换以及 Pt/NiO/玻璃中的霍尔电阻(e)和普通电阻(f)变换; 施加电流脉冲后, Pt/Si(g)、Pt/MgO(i)和 Pt/玻璃(k)中的霍尔电阻变换以及 Pt/Si(h)、Pt/MgO(j)和 Pt/玻璃(l)中的普通电阻变换

Fig. 6 Contribution of joule heating to resistance switching^[60]: schematic illustrations of devices and measurement geometry of Hall resistance (a) and longitudinal resistance (b); switching of Hall resistance (c) and longitudinal resistance (d) in Pt/NiO/Si and switching of Hall resistance (e) and longitudinal resistance (f) in Pt/NiO/glass after applying pulses current; switching of Hall resistance in Pt/Si (g), Pt/MgO (i) and Pt/glass (k) and switching of longitudinal resistance in Pt/Si (h), Pt/MgO (j) and Pt/glass (l)

同样观察到, 没有反铁磁层的 Pt/Al₂O₃ 中通入电流脉冲会产生类似于 Pt/NiO/Al₂O₃ 中的锯齿状和阶梯状电阻变化。结论表明, 这种电阻变化来源于材料局部热效应, 是材料中焦耳热不均匀导致的电流分布变化与电场引起离子迁移共同作用的结果。这些工作与之前关于热效应的研究结果一致, 共同支持了这种电流脉冲引起的电阻变化与反铁磁自旋翻转无关, 而与电流产生的热效应存在密切关系这一结论。

除此之外, 来自麻省理工学院 Liu 研究小组^[65]也发现了反铁磁中的电阻转变并非来源于磁性力矩的情况。他们发现, 对于通入电流引起共线反铁磁材料 α -Fe₂O₃ 的电阻变化, 有无外加磁场对这一过程并没有影响, 因为 α -Fe₂O₃ 室温下存在倾斜的未补偿的磁矩, 这说明很可能电流引起的反铁磁电阻变化与磁性矢量并不相关。电阻变化前后的自旋霍尔磁电阻 (spin Hall magnetoresistance, SMR) 信号没有明显的变化更加说明电流诱导电阻变换和奈尔矢量旋转之间是独立的。从而提出电流产生的焦耳热使基片晶格受热膨胀, 再通过磁弹性耦合对 α -Fe₂O₃ 反铁磁的电阻变换产生重要贡献。这些不同的观点和争论使这种电流调控的锯齿状电阻变换的潜在起源和机制变得扑朔迷离^[60-67]。电流产生的大量焦耳热对电阻变换的贡献和影响也使得这种方式调控反铁磁在实际应用上不具有优势, 因为焦耳热效应并不可靠且不利于外部控制, 研究者们期望寻找可靠的低能耗反铁磁自旋调控方法。

作者课题组^[51]提出一种电场诱发铁电基片压电应力调控反铁磁薄膜电阻的方法。在铌镁酸铅-钛酸铅 (Pb-Mg_{1/3}Nb_{2/3}O₃-PbTiO₃, PMN-PT) 铁电单晶基片上生长外延的 MnPt 共线反铁磁薄膜, 通过施加一个垂直于样品表面方向上的电场诱发基片产生压电应力(图 7a), 使外延的反铁磁薄膜产生连续的面内双轴压缩应变, 薄膜的反铁磁自旋轴朝着表面法线方向旋转(图 7e 和 7f)。同时, 由于存在各向异性磁电阻, 反铁磁轴的旋转会使薄膜电阻发生变化。这样电阻随着电场呈现不对称蝶形图样的连续变化, 可以得到高低电阻态。重要的是, 这种高低电阻态是非易失性的, 即在零电场下也可以保持(图 7b 和 7c)。该工作实现了一种电场诱导压电应力调控的反铁磁存储器件。这种新型的电场调控依靠压电应力的方式, 由于铁电氧化物基片是绝缘的, 所以产生的电流非常小 (~nA), 基本可以忽略, 这意味着数据写入过程中产生的能耗将很低。同时, 由于电流非常小, 而且 MnPt 共线反铁磁的反铁磁耦合相当强, 因此该压电应力控制存储器件的数据写入过程以及数据存储可以不受强磁场的影响, 写入的高低电阻态在 60 T 超强脉冲磁场中仍然非常

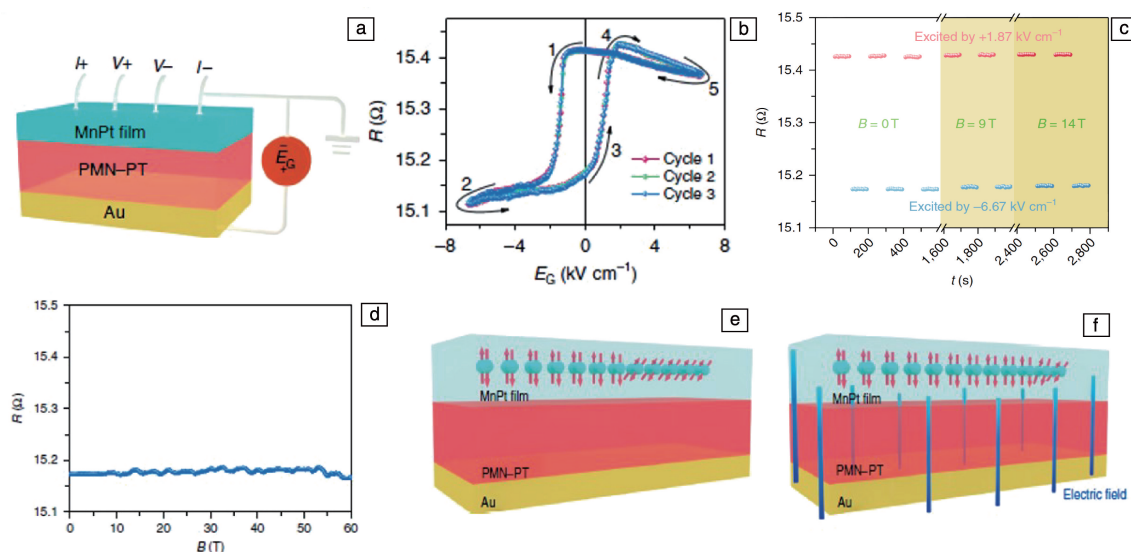


图 7 电场诱发压电应力调控的 MnPt 反铁磁存储器^[51]: (a) 器件结构以及电场调控示意图; (b) 室温下 MnPt 薄膜电阻随门电压的变化; (c) 在室温以及 0, 9 和 14 T 磁场下, 由 +1.87 和 -6.67 kV/cm 的电压脉冲激发的高电阻态和低电阻态; (d) 室温下施加高达 60 T 的脉冲磁场时低电阻态的变化; 高电阻态(e)和低电阻态(f)的自旋结构示意图

Fig. 7 MnPt antiferromagnetic memory device manipulated by piezoelectric stress^[51]: (a) schematic of the device structure and electric-field control; (b) gate-voltage-dependent resistance of the MnPt film at room temperature; (c) the high- and low-resistance states triggered by gate voltage pulses of +1.87 and -6.67 kV/cm, respectively, at room temperature under a magnetic field of 0, 9 and 14 T; (d) low-resistance state as a function of a pulsed magnetic field up to 60 T at room temperature; illustrations of the spin structure at the high-resistance state (e) and low-resistance state (f)

稳定(图 7d)。所以, 集成了稳定的反铁磁性和有效的电场调控反铁磁方法的这一器件具有独特的优势, 尤其是对强磁场的敏感性将使其不易消磁并可能应用于航空航天等特殊的领域。

在共线反铁磁的磁场调控和电流调控都存在局限的情况下, 电场引发的压电应力调控给出了另一种思路, 对较难调控的共线反铁磁自旋轴实现了相对有效的控制。紧随压电应力调控 MnPt 的文章之后, 通过对 PMN-PT 铁电基片施加电场诱发压电应力对共线反铁磁 Mn_2Au 进行有效调控的研究也被报道^[68]。此外, 有关的理论计算研究^[69]也表明, 对于 MnX ($X = \text{Ir}, \text{Rh}, \text{Ni}, \text{Pd}, \text{Pt}$) 共线反铁磁, 电场诱发较小的压电应力即可控制反铁磁自旋轴旋转 90° , 且该压电应力调控自旋的方式有可能对于共线反铁磁调控是通用的。因此, 作者课题组^[11, 51]提出了“反铁磁压电自旋电子学”的新概念。

最近, Barra 等^[70]通过对 SMR 效应的测量研究了在 PMN-PT 铁电基片上施加电场诱发压电应力对共线反铁磁 NiO 的调控。研究发现随着施加电压的增大, SMR 信号达到饱和所需要的磁场减小了, 这说明类似于外加磁场, 外加电场诱发的压电应力通过调控各向异性可以有效地操纵反铁磁自旋轴。当压电应力和磁场共同作用于 NiO 时, 反铁磁奈尔矢量的取向取决于外加磁场和压电

应力引发的各向异性之间的平衡。进一步通过理论计算模拟了压电应力和磁场共同作用对 SMR 响应的影响(图 8), 进一步揭示了两种调控机制之间的联系, 模拟结果与实验结果也较为相符。该成果再次从实验角度证明了电场诱发压电应力方式对共线反铁磁进行电调控的可行性。这种调控方式在反铁磁调控方面具有高有效性和低能耗等独特优势, 在反铁磁存储器件和其他自旋电子器件应用中发挥重要作用。

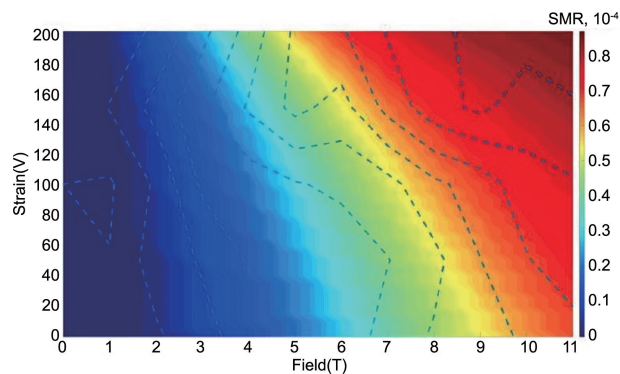


图 8 NiO 中自旋霍尔磁电阻信号的应力-磁场相图^[70]

Fig. 8 Strain-field phase diagram of SMR signal in NiO^[70]

与此同时, 另外一种电场调控方式也被研究者们用于反铁磁调控, 即离子液调控^[65-68], 它是通过电场激发

离子液中的静电载流子注入相邻的磁性材料中, 改变材料的载流子密度, 从而对材料的电性、磁性进行调控。这种方法只需要最多几伏特的较低电压, 就可以产生较大范围的影响, 可穿透材料表面以下几纳米的深度, 在 $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 大范围内改变载流子密度, 因此该方法对材料的电性、磁性调控是比较显著的。

2015 年, 清华大学 Pan 和 Song 研究小组^[71]的文章报道, 在离子液体上施加电压对共线反铁磁 MnIr 薄膜和 CoPt 铁磁多层膜之间的交换弹簧进行控制(图 9a)。在 Si 基片上依次生长了 MnIr 薄膜和 CoPt 多层膜, 其后用

HfO₂ 封装以防止离子液与器件功能区发生化学反应。当在顶层的 HfO₂ 上滴加离子液并施加负电场后, 霍尔信号的磁滞回线向磁场数值的负方向移动, 而在施加正电场后, 这种变化正好相反(图 9c)。此外, 施加电压使反铁磁和铁磁之间的交换偏置效应得到增强(图 9d)。他们认为, 这种电场激发的离子液调控使 MnIr 中的载流子浓度发生变化, 进一步改变了 Mn 的电子结构并使磁矩旋转。这一调控得到了非易失性的高低电阻态并且在一定的磁场下仍然稳定(图 9e)。该研究实现了电场引发的离子液控制载流子注入对共线反铁磁磁性和电阻的调控。

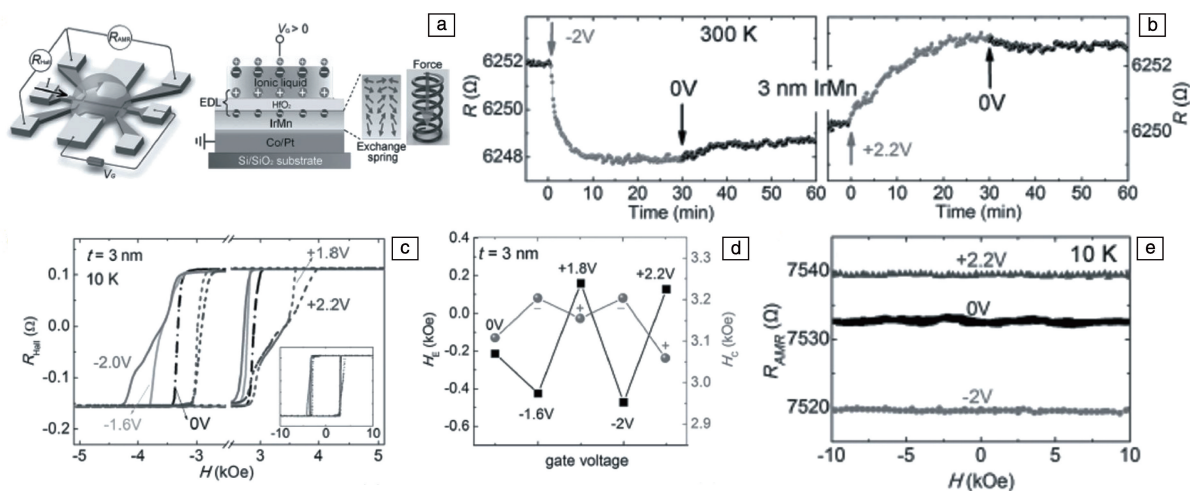


图 9 MnIr 共线反铁磁薄膜的离子液调控^[71]: (a) 器件结构、测量原理、施加正的电压的电荷分布、MnIr 薄膜的自旋结构以及机械弹簧的示意图; (b) 室温下, 器件电阻与施加门电压时间的关系; (c) 10 K 环境下, 施加不同的门电压后, 由 3 nm MnIr 薄膜构成的器件的反常霍尔效应信号; (d) 从图 9c 中提取的交换偏置场 H_E 和矫顽场 H_C ; (e) 10 K 环境下, 由不同的门电压引发的在 10 T 外加磁场范围内的磁电阻

Fig. 9 Ionic liquid control of MnIr collinear antiferromagnetic film^[71]: (a) schematics of device structure, measurement geometry, charge distribution with a positive gate voltage, the spin structure in MnIr film and mechanical spring; (b) resistance of the device as a function of time on applying a gate voltage at room temperature; (c) anomalous Hall effect signal of the device with a 3 nm MnIr film after applying different gate voltages at 10 K; (d) the exchange bias field H_E and coercive field H_C extracted from Fig. 9c; (e) magnetoresistance with applied magnetic field up to 10 T induced by different gate voltages at 10 K

随后, 一些研究小组实现了在纯反铁磁结构中单个反铁磁层的离子液调控^[72-74], 有望实现离子液调控的反铁磁存储器件。由于是电场调控, 这一方式同样具有低能耗的特点。但是, 这种方法同样存在一些显著的缺点, 比如, 对材料的调控过程往往耗时较长(图 9b), 而且不能在低温下进行, 因为低温下离子液会改性甚至在熔化温度以下会凝固。此外, 还需要液体状态的离子液与材料形成固液界面, 也就意味着这种方式很难与现有的电子电路工艺兼容以及高密度集成。

3 非共线反铁磁外场调控

当电流经过导体, 与此同时在电流垂直方向施加一个磁场, 由于洛伦兹力的作用载流子会在垂直于电流和

磁场的方向上发生偏转, 进而产生电势差, 这就是 Hall 在 1879 年提出的霍尔效应^[75], 由此而生的霍尔器件被广泛地应用于传感、探测和现代汽车工业领域。然而 Hall 在随后的研究中发现, 磁场并不是产生霍尔效应的必要条件, 铁磁材料中的自发磁化强度会使得霍尔效应在零磁场的环境下出现, 这种现象被称为反常霍尔效应^[76]。人们普遍地将反常霍尔效应归因于磁性材料中的自旋轨道耦合作用, 并认为反常霍尔效应与材料的磁化强度大小呈正相关。反常霍尔效应因其不需要任何外加磁场, 成为人们开发新型传感器件和磁随机存储器件的研究热点。

传统的共线反铁磁材料, 两套自旋子晶格反向平行排列, 不存在宏观磁矩, 所以没有反常霍尔效应。非共

线反铁磁材料的自旋拥有 Kagome 构型, 在平面内呈三角形排列。Chen 等^[77]通过理论计算表明在非共线反铁磁 Mn_3Ir 中存在大小与铁磁过渡金属相近的反常霍尔效应。他们指出, 反常霍尔效应并不是来自非共线自旋结构中由于自旋倾斜产生的微小净磁矩, 而是自旋轨道耦合和非共线自旋结构导致的时间反演对称破缺的作用结果。之后, Kübler 等^[78]预测在非共线反铁磁 Mn_3Sn 和 Mn_3Ge 中也存在可观的反常霍尔效应。非共线反铁磁材料因其同时具有反铁磁材料超快的 THz 自旋动力学特性以及众多新奇的物理现象如反常霍尔效应等, 被人们认为是下一代自旋电子学器件的理想材料, 如何利用简单、快速的方式有效调节非共线反铁磁材料的自旋是一个关键的科学问题。

2015 年, Nakatsuji 研究团队^[24]首次在室温下观察到非共线反铁磁 Mn_3Sn 块体中出现了显著的反常霍尔效应, 证实了非共线自旋结构破坏了面内的六角对称性, 引起非零的贝利曲率, 从而在非共线反铁磁中产生反常霍尔效应, 其对应的霍尔电阻可以被正负磁场可逆翻转, 这也充分说明磁场可以作为一种有效的手段调节非共线反

铁磁的自旋结构。

电流通过重金属层时会由于自旋轨道耦合作用诱导产生自旋轨道力矩, 进而可以调控相邻层材料的磁矩, 这是当前电控磁领域一种比较常用的方法, 已经在铁磁和共线反铁磁材料中实现。Nakatsuji 研究团队^[79]最近成功地在室温下利用电流调控了外尔非共线反铁磁金属 Mn_3Sn 中的拓扑反铁磁态。外尔金属具有很多新奇的物理特性, 如反常霍尔效应、手性异常等。在主要结构为 $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Pt}$ 的器件上通入一个周期为 100 ms 的写入电流脉冲, 并在面内水平方向施加大小为 0.1 T 的偏置磁场, 当写入电流脉冲的电流密度超过临界电流密度时, 会使霍尔电压曲线中出现突变。

霍尔电压的变化与相邻非磁金属层的自旋霍尔角 θ_{SH} 的正负密切相关, 当非磁金属层由 Pt ($\theta_{\text{SH}} > 0$) 替换成 W ($\theta_{\text{SH}} < 0$) 后, 霍尔电压的翻转极性相反 (图 10a)。而当非磁金属层换成 Cu ($\theta_{\text{SH}} = 0$) 后, 电流调控霍尔电压的现象消失, 说明了非磁金属层的自旋霍尔效应产生的自旋轨道力矩引起了反铁磁畴的垂直变化。与此同时, 分别通入相反方向的电流或者施加相反方向的磁场, 霍尔电压

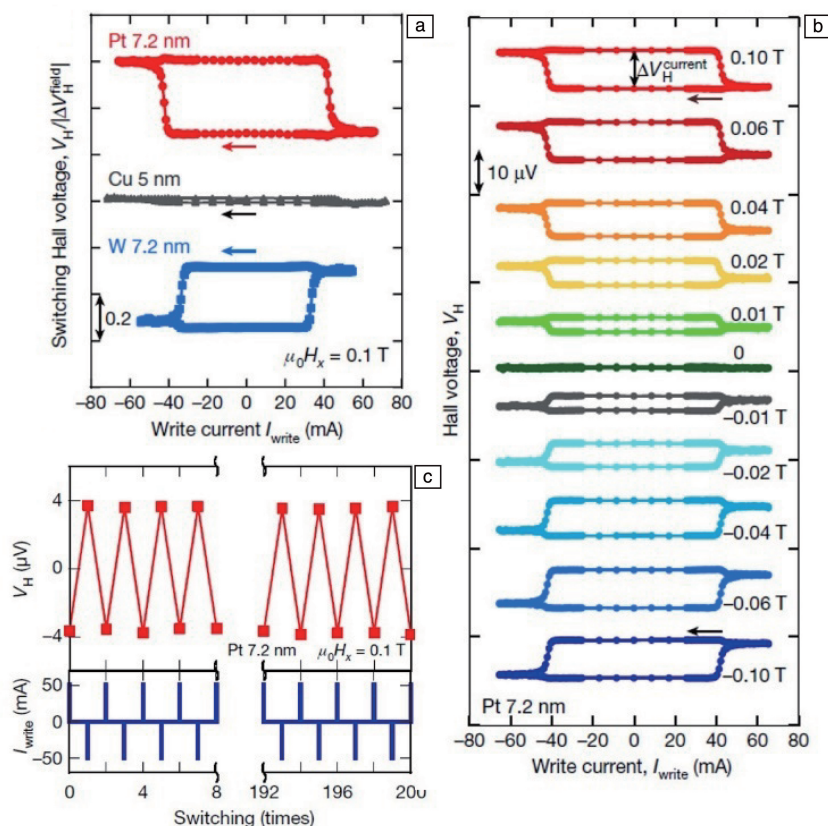


图 10 室温下具有不同非磁金属层的器件的霍尔电压与电流的关系(a), 不同磁场下霍尔电压与写入电流的依赖关系(b), 相反的脉冲写入电流产生的高低霍尔电压状态(c)^[79]

Fig. 10 Hall voltage versus write current for devices with different nonmagnetic metal layers at room temperature(a), Hall voltage versus write current under different magnetic fields(b), the high Hall voltage and low Hall voltage realized by pulses of distinct electric current(c)^[79]

翻转极性也会发生变化。增大施加的磁场强度, 霍尔电压变化的绝对值也会增加(图 10b)。周期性的交替脉冲电流会使霍尔电压稳定可逆、周期性地改变(图 10c), 表明了这种调节方法的可靠性, 虽然产生焦耳热是不可避免的, 但是却比相似的铁磁/非磁双层结构中的电流密度低, 能耗也相对减少。利用电流诱发自旋轨道力矩进行非共线自旋结构调控能够支持可循环的双极写入的反铁磁存储器, 这一工作将拓扑反铁磁材料与自旋电子学相结合, 推动了拓扑反铁磁自旋电子学领域的发展。

施加电场使压电材料产生压电应力, 进而对集成到压电材料上面的非共线反铁磁薄膜的自旋结构进行调节, 是一种相对电流调控更加节能的操控手段^[80]。例如, 非共线反铁磁 Mn_3Pt , 在 360 K 下会发生一级结构相变, 自旋结构从非共线反铁磁转变为共线反铁磁。作者课题

组^[32]在压电基片 BaTiO_3 上生长了高质量的 Mn_3Pt 薄膜, 并在温度小于 360 K 时观察到了显著的反常霍尔效应和由于非共线自旋结构倾斜造成的微弱的净磁化强度(图 11a 和 11b)。当在压电基片上施加 4 kV/cm 的电场时, Mn_3Pt 薄膜受到来自 BaTiO_3 衬底应力作用的影响, 面内被压缩, 面外被拉伸, 其中面内受到的压缩应变约为 0.35%。这使得 Mn_3Pt 薄膜的相变温度升高了约 25 K(图 11c), 并且在 360 K 时依旧保持非共线反铁磁的自旋结构(图 11d)。这项工作实现了在 Mn_3Pt 薄膜相变温度附近反常霍尔效应的可逆性开关调控, 表明了铁电材料上施加电场激发压电应力可以有效操控非共线反铁磁自旋结构, 也为制备超低能耗反常霍尔效应信息存储器件提供了新的方向。此外, 同济大学丘学鹏教授研究团队^[81]发现薄膜生长的外延应力可以显著调控非共线反铁磁 Mn_3Pt 的反常霍尔效应。

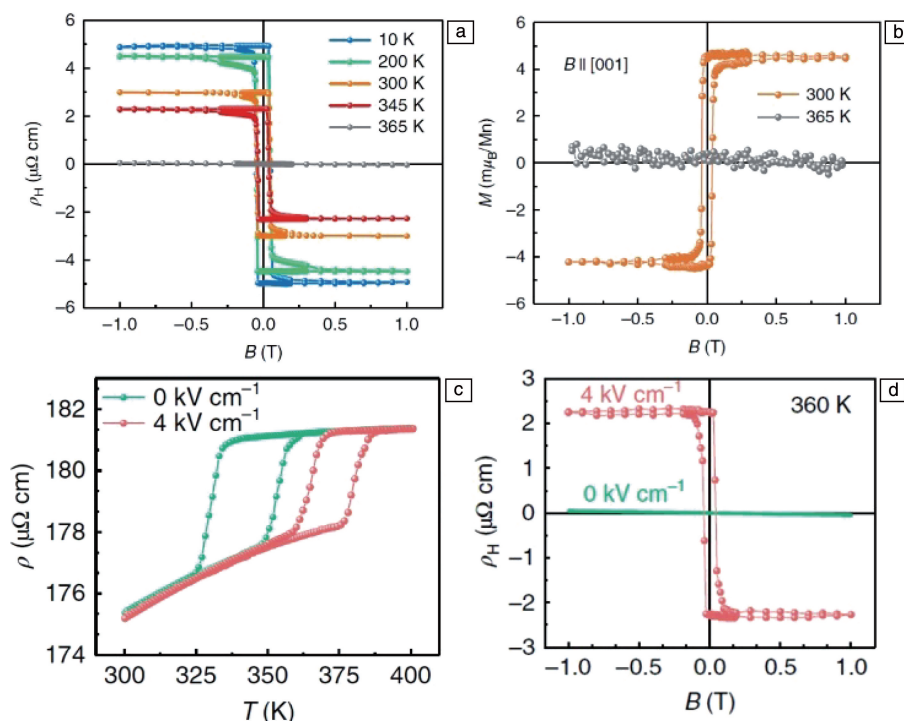


图 11 不同温度下 Mn_3Pt 薄膜的反常霍尔效应曲线(a); Mn_3Pt 薄膜在 300 和 365 K 下的磁化强度曲线(b); 在零电场和 $E_G = 4 \text{ kV/cm}$ 电场的条件下, Mn_3Pt 薄膜电阻率随温度的变化曲线(c); Mn_3Pt 薄膜在 360 K 不同电场激发下的反常霍尔效应(d)^[32]

Fig. 11 Anomalous Hall effect of Mn_3Pt thin film at different temperatures(a), magnetization of Mn_3Pt thin film at 300 K and 365 K(b), the plots of resistivity versus temperature for the Mn_3Pt film under zero electric field and $E_G = 4 \text{ kV/cm}$ (c), anomalous Hall effect under $E_G = 0$ and 4 kV/cm respectively at 360 K(d)^[32]

作者课题组^[82]在后续的工作中, 把压电应力调控非共线反铁磁的方法进一步拓展到了具有相同非共线反铁磁结构的 Mn_3Sn 中, 初步的实验发现在低温(150 K)下, 施加电场引发的压电应力作用使得反常霍尔效应显著增大(图 12a)。随后, 北京科技大学姜勇团队^[83]进一步在铁电单晶基片 PMN-PT 上优化了 Mn_3Sn 薄膜的制备, 并在

室温下实现了压电应力对 Mn_3Sn 反常霍尔效应的调控(图 12b)。此外, 作者课题组^[84]也实现了室温下压电应力对非共线反铁磁 Mn_3Ga 自旋结构的调控(图 12c), 以及在 Mn_3Ge 薄膜中得到了室温下稳定可逆的高低电阻态^[85]。这些工作推动了非共线反铁磁材料的自旋器件化, 进一步丰富了电场对非共线反铁磁材料自旋调控的研究。

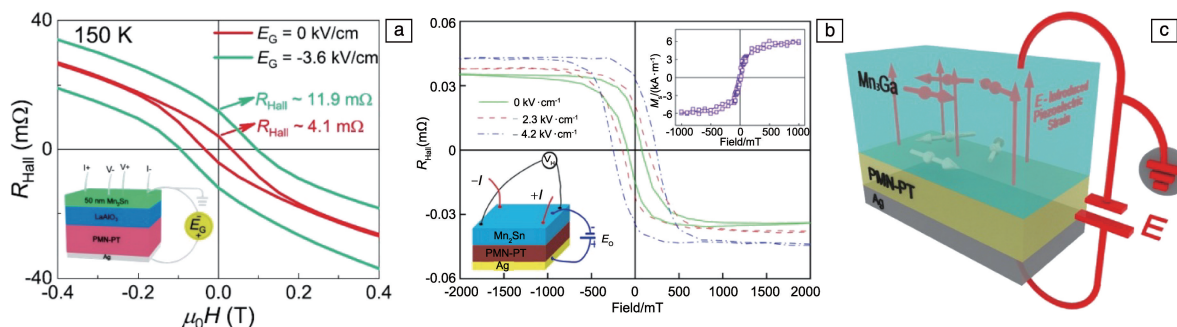


图 12 150 K 温度下, 电场诱发压电应力对 Mn_3Sn 薄膜反常霍尔效应的调控(a)^[82]; 室温下, 电场诱发压电应力对 Mn_3Sn 薄膜反常霍尔效应的调控(b)^[83]; 室温下, 电场诱发压电应力对 Mn_3Ga 薄膜自旋结构调控的示意图(c)^[84]

Fig. 12 Manipulation of anomalous Hall effect induced by piezoelectric strain in Mn_3Sn thin film at 150 K(a)^[82], modulation of anomalous Hall effect induced by piezoelectric strain in Mn_3Sn thin film at room temperature(b)^[83], schematic illustration of noncollinear spin structure controlled by piezoelectric strain in Mn_3Ga thin film at room temperature(c)^[84]

在上述利用电场诱发压电材料产生压电应力的方法都是通过施加直流电压来产生电场。最近 Hong 研究小组^[86]创新性地采用频率为 kHz 级的交流电压施加在压电基片 PMN-PZT 上, 调控反铁磁与铁磁双层材料之间的交换耦合作用。由于交流电压的频率很快, 施加电压的方向不断变化, 所以面内受到的应力来回改变, 就像是受到机械振动一样。未磁场化过的非共线反铁磁 Mn_3Ir 和铁磁 CoFeB 双层异质结薄膜没有出现交换偏置(图 13a), 这是因为 Mn_3Ir 中的反铁磁畴的随机取向导致其与相邻铁磁层的耦合也是随机取向的, 所以磁化曲线表现为各向同性。

一般来说, 要让反铁磁/铁磁双层异质结构产生交换偏置, 需要升高温度至反铁磁的 Néel 温度以上, 并沿着

某个特定方向施加磁场, 使反铁磁畴的取向一致, 进而与相邻的铁磁层建立界面铁磁耦合。但是, 这种方法需要升温, 不利于很多利用交换偏置现象的应用。在“磁场-机械振动”的方法中, 在室温下沿着基片厚度方向施加一个交流电场, 同时固定大小为 0.5 T 的磁场在面内的特定方向, 就可以得到十分显著的交换偏置现象。交流电场引发的交流应变的量级相对更大, 能够比直流应变更加有效地调控反铁磁的各向异性, 并且当施加相反方向的磁场时, 交换偏置的方向也会发生改变, 周期性地改变磁场方向, 就可以得到可逆的交换偏置变化。当交流电场的频率达到 3 kHz 的时候, 还能避免多次循环造成的交换偏置效应的衰减(图 13b)。

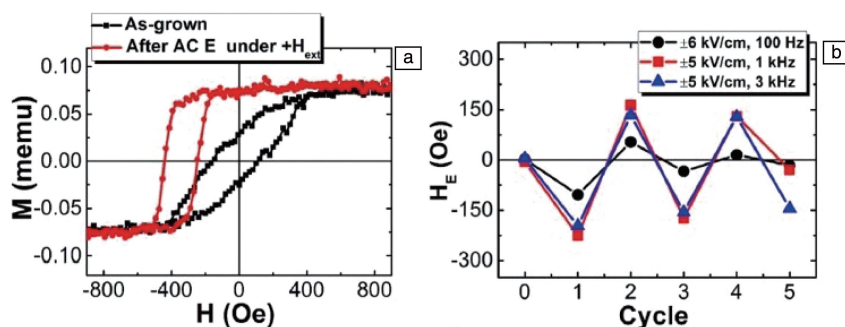


图 13 $\text{Mn}_3\text{Ir}/\text{CoFeB}$ 异质结在磁场-振动处理过程前后的磁矩(a), 在不同强度的磁场振动过程中交换偏置的可逆调控(b)^[86]

Fig. 13 Magnetic moment of $\text{Mn}_3\text{Ir}/\text{CoFeB}$ heterostructure before and after the field-vibration procedure(a), the reversible modulation of exchange bias at different magnitudes of field vibration process(b)^[86]

利用在铁电材料上施加电场产生压电应力可以对非共线自旋结构产生影响, 那么直接利用静态压力的作用也应该有类似的效果。Nicklas 研究组^[87]采用夹紧式的压力池来产生静水压强, 压强的大小可以由装置旁边铅的超导临界温度表示, 这种压强以硅油为传压介质, 全方位、均匀地施加在单晶 Mn_3Ge 块体的各个部位。在 0.05 GPa

的压强下, 从 5~300 K 都可以清楚地观察到反常霍尔效应(图 14a), 效应大小随着测量温度的降低而增大, 并在低温下趋于饱和, 但是曲线没有回滞现象。当施加 2.85 GPa 的压强后, 非共线反铁磁 Mn_3Ge 的反常霍尔电阻值降低(图 14b), 并且与温度的依赖关系发生变化。在 5 K 的温度下, 反常霍尔电阻值反而最小, 表明压力

对于非共线自旋结构的调控会受到温度因素的影响, 这也是一个值得探究的问题。与此同时, 在 2.85 GPa 的压

强下, 反常霍尔电阻的符号改变, 并且反常霍尔曲线出现回滞现象, 矫顽场大约为 0.25 T。

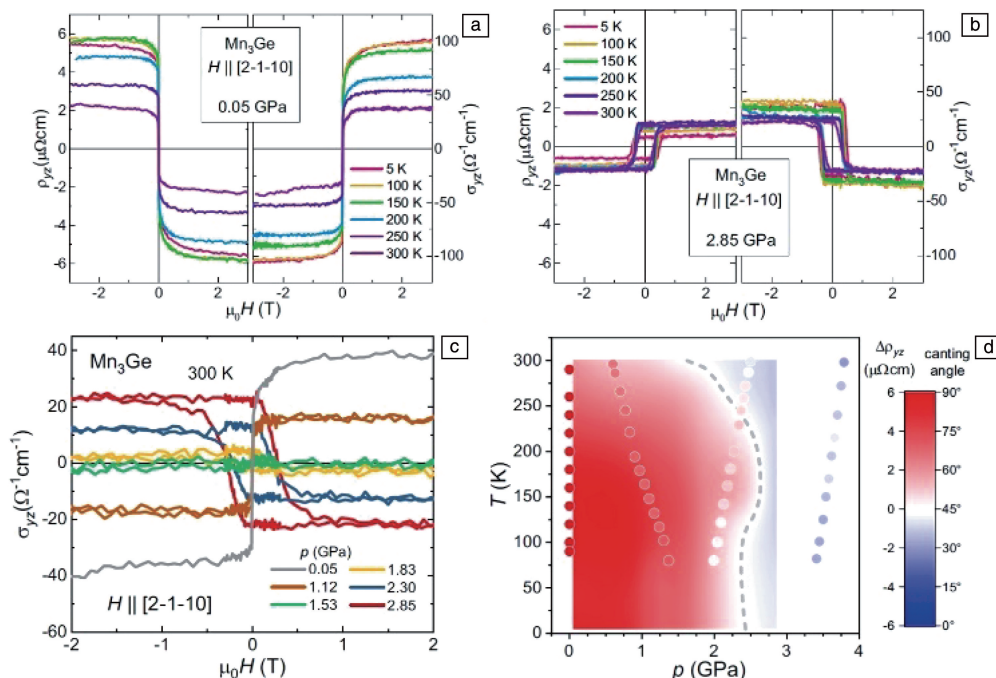


图 14 5~300 K, 0.05 GPa(a) 和 2.85 GPa(b) 的压强作用下 Mn_3Ge 的反常霍尔效应, 室温下 Mn_3Ge 在不同压强作用下的反常霍尔效应 (c), Mn_3Ge 的反常霍尔效应振幅的压力-温度等值线图 (d)^[87]

Fig. 14 Anomalous Hall effect for Mn_3Ge under the pressure of 0.05 GPa (a) and 2.85 GPa (b) respectively from 5 to 300 K, anomalous Hall effect of Mn_3Ge under different pressure at room temperature(c), contour of pressure versus temperature for the amplitude of anomalous Hall effect(d)^[87]

在室温下施加一系列不同的压强, 反常霍尔电阻首先随着压强的增大而减小直至消失, 然后符号改变并不断增大(图 14c 和 14d)。矫顽力的出现是由于外部压强会使 Mn_3Ge 中非共线的自旋结构由平面内向平面外发生转动, 导致面内反铁磁畴形成, 这就需要较大的磁场去反转。而反常霍尔电阻符号的改变则被归因于电子能带结构变化后产生的贝利相符号的改变。

4 反铁磁材料未来应用的展望

反铁磁材料除了可以被直接应用为传统自旋电子器件的核心功能材料外, 还可以应用于未来新型信息器件中, 如类脑计算领域。人类每天要进行数万次的思考来做出选择和判断以支撑正常的学习工作和生活, 人的大脑中存在大约 10^{11} 个神经元和 10^{15} 个突触, 要产生大量的电信号和化学信号, 但是功耗却只有 20 W。借鉴人脑的神经网络结构, 由此诞生的神经形态计算具有高度并行化、超低能耗、存算一体等优点而受到人工智能领域的广泛关注。神经形态计算的工作机理更加接近大脑, 有望克服深度学习的不足而成为解决人工智能问题的更佳途径, 或将成为未来信息技术领域的一次重要革命^[88]。

脉冲信号是神经元活动的一个特征, 在生物学概念

上被称为动作电位, 它可以在神经元之间传递, 进行信息的流动。反铁磁材料具有 THz 级的响应频率, 能够产生 ps 级的脉冲信号, 成为了人工神经形态器件材料的潜在选择。同时, 在特定的反铁磁/铁磁异质结构中, 反铁磁可以同时产生自旋流和空间非均匀的交换作用, 从而实现铁磁材料的零场下多级调制开关, 这种异质结构也作为人工突触和神经元结构贯穿于神经形态计算中。最近, Zhang 等^[89]提出了基于反铁磁绝缘体的全自旋神经形态平台, 反铁磁绝缘体可以提高自旋力矩的转化效率, 能够进一步降低能量的消耗。Kaushik 等^[90]报道了基于反铁磁斯格明子的人工神经元器件, 可以减弱马格努斯效应(Magnus effect)作用而保持直线的运动轨迹, 克服了铁磁斯格明子的限制, 并且反铁磁斯格明子之间的相互作用能够降低电流密度。

此外, 电场调控反铁磁自旋结构具有漏电流低、耗能少的优点, 但是现阶段的操控都是利用在压电基片上施加电场完成的, 这对进一步实现器件微型化是不利的。因此, 如何将电场调控的方法集成到器件应用上是一个值得研究的问题。常用的压电基片材料有 PMN-PT、 BaTiO_3 等^[91-93], 如果能将这些材料做成薄膜, 然后再将反铁磁材料沉积到上面, 可以极大地缩小器件的尺度。

在压电薄膜上施加电场,能否产生相似的操控效果,而且薄膜能不能在连续电场作用下保持结构和性质稳定,以及实现压电材料薄膜化之后的应用集成等都是今后利用电场操控反铁磁材料自旋结构的研究焦点。

5 结 语

本文总结了近年来利用外场调控共线反铁磁以及新兴的非共线反铁磁材料自旋结构的研究进展,重点概述了磁场、电流诱导的自旋轨道力矩、电场诱发电应力等外场操控方法。同时,展望了反铁磁材料在神经形态计算方面的发展潜力和应用前景,讨论了利用压电基片进行电场操控的微型器件集成化的问题。总之,现有的每一种操控反铁磁自旋的方法都有其优点和不尽如人意之处,本文旨在推动有效控制反铁磁材料自旋结构方法的不断进步和崭新的操控手段及理念的产生,有望促进整个反铁磁自旋电子学领域和信息技术行业的发展。

参考文献 References

- [1] BAIBICH M N, BROTO J M, FERT A, *et al.* Physical Review Letters[J], 1988, 61(21): 2472.
- [2] BINASCH G, GRÜNBERG P, SAURENBACH F, *et al.* Physical Review B[J], 1989, 39(7): 4828(R).
- [3] WOLF S A, AWSCHALOM D D, BUHRMAN R A, *et al.* Science[J], 2001, 294(5546): 1488-1495.
- [4] ŽUTIĆ I, FABIAN J, SARMA S D. Reviews of Modern Physics[J], 2004, 76(2): 323.
- [5] CHAPPERT C, FERT A, VAN DAU F. Nature Materials[J], 2007, 6(11): 813-823.
- [6] FERT A. Reviews of Modern Physics[J], 2008, 80(4): 1517.
- [7] BADER S D, PARKIN S S P. Annual Review of Condensed Matter Physics[J], 2010, 1: 71-88.
- [8] BHATTI S, SBIAA R, HIROHATA A, *et al.* Materials Today[J], 2017, 20(9): 530-548.
- [9] HILBERT M, LÓPEZ P. Science[J], 2011, 332(6025): 60-65.
- [10] AVGERINO M, BERTOLDI P, CASTELLAZZI L. Energies[J], 2017, 10(10): 1470.
- [11] LIU Z Q, FENG Z X, YAN H, *et al.* Advanced Electronic Materials[J], 2019, 5(7): 1900176.
- [12] YAN H, FENG Z X, QIN P X, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(3): 1905603.
- [13] COEY J M D. Nature Materials[J], 2019, 18(7): 652-656.
- [14] NÚÑEZ A S, DUINE R A, HANEY P, *et al.* Physical Review B[J], 2006, 73(21): 214426.
- [15] GOMONAY E V, LOKTEV V M. Low Temperature Physics[J], 2008, 34(3): 198-206.
- [16] GOMONAY H V, LOKTEV V M. Physical Review B[J], 2010, 81(14): 144427.
- [17] MACDONALD A H, TSOI M. Philosophical Transactions of the Royal Society[J], 2011, 369(1948): 3098-3114.
- [18] PARK B G, WUNDERLICH J, MARTI X, *et al.* Nature Materials[J], 2011, 10(5): 347-351.
- [19] MARTI X, FINA I, FRONTERA C, *et al.* Nature Materials[J], 2014, 13(4): 367-374.
- [20] GOMONAY H V, LOKTEV V M. Low Temperature Physics[J], 2014, 40(1): 17-35.
- [21] MENDES J B S, CUNHA R O, SANTOS A, *et al.* Physical Review B[J], 2014, 89(14): 140406(R).
- [22] ZHANG W, MATTHIAS B, JUNGFLEISCH B, *et al.* Physical Review Letters[J], 2014, 113(19): 196602.
- [23] CHENG R, XIAO J, NIU Q, *et al.* Physical Review Letters[J], 2014, 113(5): 057601.
- [24] NAKATSUJI S, KIYOHARA N, HIGO T. Nature[J], 2015, 527(7577): 212-215.
- [25] WU S M, ZHANG W, KC A, *et al.* Physical Review Letters[J], 2016, 116(9): 097204.
- [26] WADLEY P, HOWELLS B, ŽELEZNÝ J, *et al.* Science[J], 2016, 351(6273): 587-590.
- [27] JUNGWIRTH T, MARTI X, WADLEY P, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2016, 11(3): 231-241.
- [28] CHEN B B, XU H R, MA C, *et al.* Science[J], 2017, 357(6347): 191-194.
- [29] SAIDL V, NÉMEC P, WADLEY P, *et al.* Nature Photonics[J], 2017, 11(2): 91-96.
- [30] KURODA K, TOMITA T, SUZUKI M T, *et al.* Nature Materials[J], 2017, 16(11): 1090-1095.
- [31] GOMONAY O, JUNGWIRTH T, SINOVA J, *et al.* Physica Status Solidi Rapid Research Letters[J], 2017, 11(4): 1700022.
- [32] LIU Z Q, CHEN H, WANG J M, *et al.* Nature Electronics[J], 2018, 1(3): 172-177.
- [33] SURGERS C. Nature Electronics[J], 2018, 1(3): 154-155.
- [34] ABERGEL D. Nature Physics[J], 2018, 14(4): 328.
- [35] STAJIC J. Science[J], 2018, 360(6386): 282.
- [36] QIU Z Y, HOU D Z, BARKER J, *et al.* Nature Materials[J], 2018, 17(7): 577-580.
- [37] LEBRUN R, ROSS A, BENDER S A, *et al.* Nature[J], 2018, 561(7722): 222-225.
- [38] WADLEY P, REIMERS S, GRZYBOWSKI M J, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2018, 13(5): 362-365.
- [39] HIGO T, MAN H Y, GOPMAN D B, *et al.* Nature Photonics[J], 2018, 12(2): 73-78.
- [40] JUNGFLEISCH M B, ZHANG W, HOFFMANN A, *et al.* Physics Letters A[J], 2018, 382(13): 865-871.
- [41] BALTZ V, MANCHON A, TSOI M, *et al.* Review of Modern Physics[J], 2018, 90(1): 015005.
- [42] JUNGWIRTH T, SINOVA J, MANCHON A, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 200-213.
- [43] GOMONAY O, BALTZ V, BRATAAS A, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 213-216.

- [44] DUINE R A, LEE K J, PARKIN S S P, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 217–219.
- [45] ŽELEZNÝ J, WADLEY P, OLEJNIK K, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 220–228.
- [46] NĚMEC P, FIEBIG M, KAMPFRATH T, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 229–241.
- [47] ŠMEJKAL L, MOKROUSOV Y, YAN B H, *et al.* Nature Physics[J], 2018, 14(3): 242–251.
- [48] EDITORIAL. Nature Physics[J], 2018, 14(3): 199.
- [49] SONG C, YOU Y F, CHEN X Z, *et al.* Nanotechnology[J], 2018, 29(11): 112001.
- [50] FENG Z X, YAN H, LIU Z Q. Advanced Electronic Materials[J], 2019, 5(1): 1800466.
- [51] YAN H, FENG Z X, SHANG S L, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2019, 14(1): 131–136.
- [52] STAJIC J. Science[J], 2019, 363(6427): 596.
- [53] HAN D S, LEE K, HANKE J P, *et al.* Nature Materials[J], 2019, 18(6): 703–708.
- [54] BARKER J, TRETIKOV O A. Physical Review Letters[J], 2016, 116(14): 147203.
- [55] ZHANG X C, ZHOU Y, EZAWA M. Scientific Reports[J], 2016, 6: 24795.
- [56] LEGRAND W, MACCARIELLO D, AJEJAS F, *et al.* Nature Materials[J], 2020, 19(1): 34–42.
- [57] JANL H, LIN J C, CHEN J H, *et al.* Nature[J], 2021, 590(7844): 74–79.
- [58] COEY J M D. Magnetism and Magnetic Materials[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [59] NÉEL L. Nobel Lectures, Physics 1963–1970[M]. Amsterdam: Elsevier, 1972.
- [60] CHIANG C C, HUANG S Y, QU D, *et al.* Physical Review Letters[J], 2019, 123(22): 227203.
- [61] ZINK B. Physics[J], 2019, 12: 134.
- [62] CHENG Y, YU S S, ZHU M L, *et al.* Physical Review Letters[J], 2020, 124(2): 027202.
- [63] JACOT B J, KRISHNASWAMY G, SALA G, *et al.* Journal of Applied Physics[J], 2020, 128(17): 173902.
- [64] CHURIKOVA A, BONO D, NELTNER B, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2020, 126(2): 022410.
- [65] ZHANG P X, FINLEY J, SAFI T, *et al.* Physical Review Letters[J], 2019, 123(24): 247206.
- [66] SIDDIQUI S A, SKLENAR J, KANG K, *et al.* Journal of Applied Physics[J], 2020, 128(4): 040904.
- [67] HU S, YANG H L, TANG M, *et al.* Advanced Electronic Materials[J], 2020, 6(10): 2000584.
- [68] CHEN X Z, ZHOU X F, CHENG R, *et al.* Nature Materials[J], 2019, 18(7): 931–935.
- [69] PARK I J, LEE T, DAS P, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2019, 114(14): 142403.
- [70] BARRA A, ROSS A, GOMONAY O, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2021, 118(17): 172408.
- [71] WANG Y Y, ZHOU X, SONG C, *et al.* Advanced Materials[J], 2015, 27(20): 3196–3201.
- [72] LU N P, ZHANG P F, ZHANG Q H, *et al.* Nature[J], 2017, 546(7656): 124–128.
- [73] ZHENG L M, RENSHAW X, LÜ W M, *et al.* Nature Communication[J], 2018, 9(5): 1897.
- [74] YANG Q, WANG L, ZHOU Z Y, *et al.* Nature Communication[J], 2018, 9(3): 991.
- [75] HALL E H. American Journal of Mathematics[J], 1879, 2(3): 287–292.
- [76] HALL E H. Philosophical Magazine and Journal of Science[J], 1881, 12(74): 157–172.
- [77] CHEN H, NIU Q, MACDONALD A H. Physical Review Letters[J], 2014, 112(1): 017205.
- [78] KÜBLER J, FELSER C. Europhysics Letters[J], 2014, 108(6): 67001.
- [79] TSAI H, HIGO T, KONDOU K, *et al.* Nature[J], 2020, 580(7805): 608–613.
- [80] QIN P X, YAN H, WANG X N, *et al.* Rare Metals[J], 2020, 39(2): 95–112.
- [81] AN N, TANG M, HU S, *et al.* Science China Physics, Mechanics & Astronomy[J], 2020, 63(9): 297511.
- [82] WANG X N, FENG Z X, QIN P X, *et al.* Acta Materialia[J], 2019, 181: 537–543.
- [83] ZHAO Z P, GUO Q, CHEN F H, *et al.* Rare Metals[J], 2021, 40(10): 2862–2867.
- [84] GUO H X, FENG Z X, YAN H, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(25): 2002300.
- [85] QIN P X, FENG Z X, ZHOU X R, *et al.* ACS Nano[J], 2020, 14(5): 6242–6248.
- [86] KIM H J, YOON S, HA J H, *et al.* Acta Materialia[J], 2021, 210: 116821.
- [87] DOS REIS R D, ZAVAREH M G, AJEESH M O, *et al.* Physical Review Materials[J], 2020, 4(5): 051401(R).
- [88] GROLLIER J, QUERLIOZ D, CAMSARI K Y, *et al.* Nature Electronics[J], 2020, 3(7): 360–370.
- [89] ZHANG S, TSERKOVNYAK Y. Physical Review Letters[J], 2020, 125(20): 207202.
- [90] BINDAL N, IAN C A C, LEW W S, *et al.* Nanotechnology[J], 2021, 32(21): 215204.
- [91] RAMESH R, SPALDIN N A. Nature Materials[J], 2007, 6(1): 21–29.
- [92] MATSUKURA F, TOKURA Y, OHNO H. Nature Nanotechnology[J], 2015, 10(3): 209–220.
- [93] 徐萌, 晏建民, 徐志学, 等. 物理学报[J], 2018, 67(15): 157506.
- XU M, YAN J M, XU Z X, *et al.* Acta Physica Sinica[J], 2018, 67(15): 157506.