

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应

孟康康 赵旭鹏 苗君 徐晓光 赵建华 姜勇

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

Meng Kang-Kang Zhao Xu-Peng Miao Jun Xu Xiao-Guang Zhao Jian-Hua Jiang Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 131202 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180369

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180369>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

薄膜异质结中磁性斯格明子的相关研究

Skyrmions in magnetic thin film heterostructures

物理学报.2018, 67(13): 131204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180549>

纳米结构中磁斯格明子的原位电子全息研究

In situ electron holography of magnetic skyrmions in nanostructures

物理学报.2018, 67(13): 131203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180426>

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

物理学报.2018, 67(13): 131202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180369>

新型 4d/5d 基超导体的结构和物性

Crystal structures and physical properties of novel 4d/5d based superconductors

物理学报.2018, 67(12): 127101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.127101>

外加电场和 Al 组分对纤锌矿 AlGa_N/Ga_N 量子阱中的电子 g 因子的影响

Effects of external electric field and Al content on g factor of wurtzite AlGa_N/Ga_N quantum wells

物理学报.2018, 67(5): 057101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172213>

专题: 磁斯格明子

铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应*

孟康康^{1)†} 赵旭鹏²⁾ 苗君¹⁾ 徐晓光¹⁾ 赵建华²⁾ 姜勇^{1)‡}

1) (北京科技大学材料科学与工程学院, 北京 100083)

2) (中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2018年3月1日收到; 2018年5月4日收到修改稿)

在铁磁/非磁金属异质结中, 界面处的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用会诱导诸如磁性斯格明子等手性磁畴壁结构的形成. 当巡游电子通过手性磁畴壁结构时, 会获得一个贝里相位, 而相应的贝里曲率则等效于一个外磁场, 它将诱导额外的霍尔效应, 即拓扑霍尔效应. 拓扑霍尔效应是当前磁性斯格明子和自旋电子学研究领域的热点之一. 本文由实空间贝里相位出发, 简要介绍了拓扑霍尔效应的物理机制; 然后着重讨论了铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应, 包括磁性多层膜中和 MnGa/重金属双层膜中的拓扑霍尔效应. 这两种结构都可以通过改变材料的厚度、种类、生长方式等调控界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用, 从而有效地调控磁性斯格明子和拓扑霍尔效应.

关键词: 斯格明子, 自旋轨道耦合, 自旋电子学

PACS: 12.39.Dc, 71.70.Ej, 75.78.Jp

DOI: 10.7498/aps.67.20180369

1 引言

磁性斯格明子是一种具有非平庸拓扑自旋结构的准粒子, 因其结构十分稳定, 有望作为未来存储器件中的信息载体, 而且磁性斯格明子的出现理论上能够降低电流驱动磁畴壁运动所需的电流密度, 因此可以进一步改进和发展以自旋为基础的信息处理和存储技术^[1]. 磁性斯格明子的形成有多种物理机制, 其中由自旋轨道耦合引起的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DM 相互作用) 是诱发磁性斯格明子的最普遍来源^[2,3]. 早期的磁学研究认为海森伯交换作用决定了磁性材料的基态性质, 其强度表达式为 $J_{12} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$, J_{12} 是交换系数, \mathbf{S}_1 和 \mathbf{S}_2 是相邻两个格点的自旋矢量, J_{12} 决定了相邻磁矩成平行或反平行排列. 事实上, 自旋轨道耦合会导致各向异性交换作用的出现, 这种各

向异性交换作用被称作 DM 相互作用, 其表达式为 $\mathbf{D}_{12} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2)$, \mathbf{D}_{12} 是 DM 相互作用系数, 其大小和方向依赖于多种因素, 包括电子波函数的具体表达形式、材料的对称性和晶体结构^[4,5] 等. DM 相互作用通常出现在中心反演对称性发生破缺的体系比如 B20 结构的手性材料中, 或者是界面反演对称性破缺的磁性异质结当中^[6]. 当 DM 相互作用对整体的磁性能的贡献足可以和海森伯交换作用以及磁各向异性性能等相比较时, 磁性斯格明子就可以在铁磁材料背景中形成来降低总的磁性能并保持磁结构稳定. 图 1 (a) 简要描述了基于磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中界面处的 DM 相互作用, 衬底含有强自旋轨道耦合的重原子, \mathbf{D}_{12} 的方向沿异质结界面指向外面^[7]. 此时, 在这种异质结中将形成如图 1 (b) 所示的 Néel 型磁性斯格明子^[8]: 中心的自旋向下, 周围的自旋沿垂直于径向的面内轴旋转 π 角, 最终在边界处自旋指向向

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB921502) 和国家自然科学基金 (批准号: 51731003, 61404125, 51471029, 51671019, 11574027, 51501007, 51602022, 61674013, 51602025) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kkmeng@ustb.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yjiang@ustb.edu.cn

上. 当巡游电子通过磁性斯格明子时, 会获得一个贝里相位, 而相应的贝里曲率则等效于一个外磁场, 它将诱导额外的霍尔效应——拓扑霍尔效应.

拓扑霍尔效应是研究DM相互作用的有效手段, 并且能够在一定条件下间接地证明磁性斯格明子的存在. 在非中心对称的B20结构MnSi [9], MnGe等 [10] 材料中, 由于空间反演对称性的破缺, 材料中的DM相互作用有利于磁矩手性排列从而产生磁性斯格明子以及拓扑霍尔效应, 如图2所示 [10].

但是, 这类材料体系中的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应多数依赖于低温和强磁场条件, 不利于拓

扑霍尔效应物理机制的研究以及磁性斯格明子的实际应用. 与此不同的是, 近年来研究者们把目光投到由铁磁性和非磁性金属组成的异质结上, 希望可以通过改变材料的种类、厚度、界面、表面、周期等条件在室温下调制磁性斯格明子的密度、大小和稳定性, 以期构建高密度、高速度、低能耗磁存储器件 [11–14]. 然而, 需要指出的是拓扑霍尔效应并不仅仅来源于DM相互作用, 一些具有标量自旋手性结构的磁体中也会引起拓扑霍尔效应 [15,16]. 本文以实空间中的贝里相位为出发点, 只着重介绍近年来在铁磁/非磁金属异质结中由界面DM相互作用导致的拓扑霍尔效应.

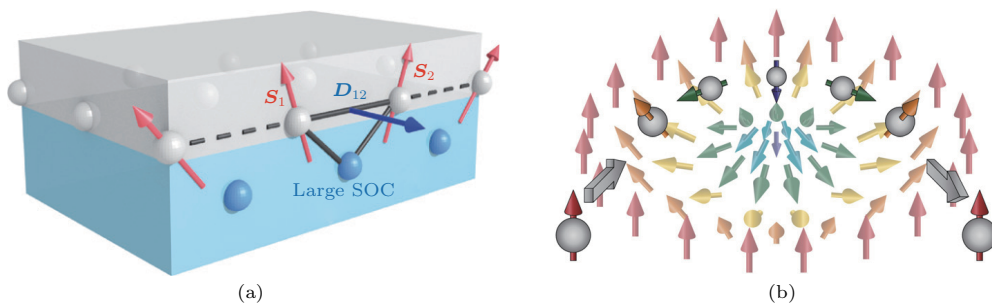


图1 (a) 铁磁/非磁金属异质结界面处的DM相互作用 [7]; (b) Néel型磁性斯格明子的自旋结构, 当一个巡游电子通过这个磁性斯格明子时, 自旋的方向旋转了 2π 并因此获得了一个贝里相位而产生拓扑霍尔效应 [8]
 Fig. 1. (a) Sketch of a DM interaction at the interface of ferromagnetic metal/non-ferromagnetic metal heterojunctions [7]; (b) the spin texture of a Néel-type skyrmion, when the a electron traverses it, the electron spin undergoes a 2π rotation, and the Berry phase accumulated results in the topological Hall effect [8].

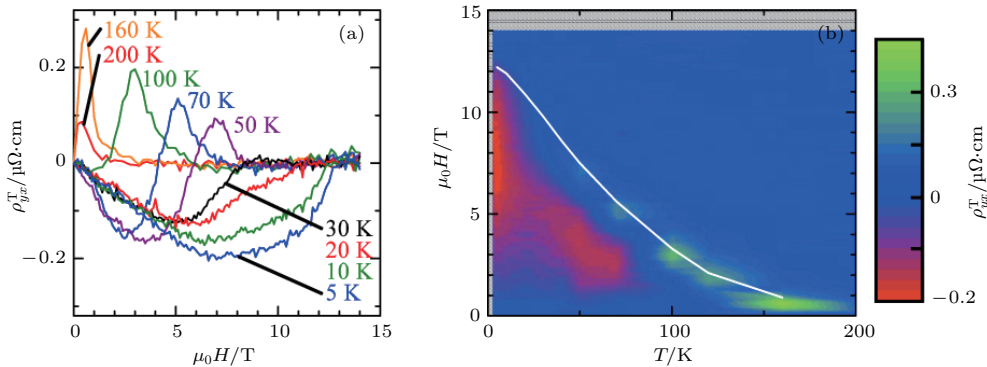


图2 (a) MnGe中拓扑霍尔电阻率 ρ_{xy}^T 随磁场的变化关系; (b) 拓扑霍尔电阻率在温度和磁场平面上的等值线图, 白线代表矫顽力随温度的变化 [10]
 Fig. 2. (a) Magnetic-field dependence of topological Hall resistivity ρ_{xy}^T ; (b) a contour map of ρ_{xy}^T in the plane of temperature and magnetic field. The white curve represents the temperature variation of the critical field, at which the ferromagnetic spin-collinear state is realized [10].

2 实空间贝里相位

在哈密顿量 $H(t)$ 含时的体系中, $H(t)$ 通过参量 $\mathbf{R}(t)$ 随时间变化, 例如 $\mathbf{R}(t)$ 可以是随时间变化的外磁场 $\mathbf{B}(t)$ 或者外电场 $\mathbf{E}(t)$, $\mathbf{R}(t)$ 张开一个参

数空间, 则 $H(\mathbf{R}(t))$ 随参量 $\mathbf{R}(t)$ 而变化. 此时薛定谔方程的绝热近似解可以表示成

$$\Psi(t) = a_n(t) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_n(\mathbf{R}(t')) dt' \right] \cdot \psi_n(\mathbf{R}(t)),$$

$$|a_n(t)|^2 = 1. \quad (1)$$

若令 $a_n(t) = e^{i\beta_n(t)}$, $\beta_n(t)$ 即为贝里相位. 设 $\mathbf{R}(t)$ 做周期变化, τ 为周期, 则 $\beta_n(\tau)$ 是参数空间中沿闭合曲线 C 的积分可以表示为

$$\begin{aligned} \beta_n(\tau) &= i \int_{R(0)}^{R(\tau)} d\mathbf{R} \cdot \mathbf{A}_n(\mathbf{R}) \\ &= \oint_C d\mathbf{R} \cdot \mathbf{A}_n(\mathbf{R}), \\ \mathbf{A}_n(\mathbf{R}) &= i \left(\psi_n(\mathbf{R}), \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \psi_n(\mathbf{R}) \right). \end{aligned} \quad (2)$$

$\beta_n(\tau)$ 可记为 $\beta_n(C)$, 利用斯托克斯定理, (2) 式可改记为

$$\begin{aligned} \beta_n(C) &= \iint_S \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \times \mathbf{A}_n(\mathbf{R}) \right] \cdot d\mathbf{S} \\ &= \iint_S \mathbf{B}_n \cdot d\mathbf{S}, \end{aligned} \quad (3)$$

$\mathbf{A}_n(\mathbf{R})$ 可看成参数 \mathbf{R} 空间的矢势, 称作贝里联络; $\mathbf{B}_n(\mathbf{R}) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \times \mathbf{A}_n(\mathbf{R})$ 可看成参数空间中的“磁场强度”, 即所谓的贝里曲率. 当 \mathbf{R} 空间为动量空间, 在有自旋轨道耦合的磁性金属中, 由于破坏了时间反演对称性, 贝里曲率不可被忽视, 它贡献一个横向的反常速度, 并最终导致了在没有任何外加磁场的情况下的内秉反常霍尔效应的出现. 而对于一个在空间或时间上分布不均匀且结构平滑的磁结构, 当一个自由电子穿过这个磁结构时就产生了一个典型的实空间贝里相位^[17]. 此时, 薛定谔方程可以表示为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left[\frac{p^2}{2m_e} - J_{\text{ex}} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \right] \psi, \quad (4)$$

$\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矩阵矢量, $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 是磁矩的单位矢量. 由于 $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 随空间和时间变化, 可以首先将量子化轴的方向由 (\mathbf{e}_z) 旋转至平行于有着确定 (\mathbf{r}, t) 的 \mathbf{m} 方向, 波函数可以写作 $\psi = U(\mathbf{r}, t)\varphi$, $U = \exp(-i(\theta/2)\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})$, θ 是旋转角度, $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z \times \mathbf{m}/|\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}|$ 是旋转坐标轴, 将 (4) 式左乘 U^+ , 则 (4) 式可以写成

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi = \left[eV^s + \frac{(\mathbf{p} - e\mathbf{A}^s)^2}{2m_e} - J_{\text{ex}}\sigma_z \right] \varphi, \quad (5)$$

$V^s = -(i\hbar/e)U^+\partial_t U$ 和 $\mathbf{A}^s = (i\hbar/e)U^+\nabla U$ 相当于标量势和矢量势. 当磁矩矢量 \mathbf{m} 随空间和时间缓慢变化时, 标量势和矢量势可以看作对未受影响的 Hamilton $H_0 = p^2/2m_e - J_{\text{ex}}\sigma_z$ 的微扰, 这个哈密顿量描述了自旋向上和自旋向下的能带. 在绝热

近似下, V^s 和 \mathbf{A}^s 分别作用在这两个能带上. 这样, 每个能带中将引入等效的电场 E_i 和磁场:

$$\begin{aligned} E_i &= -\partial_i V^s - \partial_t A_i^s \\ &= \pm (\hbar/2e)(\partial_t \mathbf{m} \times \partial_i \mathbf{m}) \cdot \mathbf{m}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} B_i &= \varepsilon^{ijk}(\partial_j A_k^s - \partial_k A_j^s) \\ &= \mp (\hbar/2e)\varepsilon^{ijk}(\partial_j \mathbf{m} \times \partial_k \mathbf{m}) \cdot \mathbf{m}, \end{aligned} \quad (7)$$

\pm 代表自旋向上和自旋向下; 下角标 (i, j, k) 代表空间坐标 (x, y, z) ; ε^{ijk} 是反对称单位张量. 等效磁场 B_i 包含了磁结构的信息, 直接导致一个额外霍尔信号的产生, 这个额外的霍尔效应即被称作拓扑霍尔效应. 此时, 材料体系中总的霍尔电阻率可以表示为^[9]

$$\rho_H = R_0 B + \rho_A + \rho_T, \quad (8)$$

其中 R_0 是正常霍尔系数, ρ_A 是反常霍尔电阻率, ρ_T 是拓扑霍尔效应的贡献. ρ_A 与材料的磁矩成正比, 具体系数可以通过反常霍尔电阻率和纵向电阻率的函数关系得到. 当外加磁场 B 足够大时, 手性磁结构消失, ρ_T 为零, 此时霍尔效应完全来源于材料的铁磁性质.

3 磁性多层膜结构中的拓扑霍尔效应

在由超薄磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的多层膜结构中, 由于界面反演对称性破缺, 界面或者表面将产生 DM 相互作用从而诱导出 Néel 型磁性斯格明子^[6]. 此时, 磁畴壁的能量包含了 DM 相互作用, 可以表示为 $\sigma = 4\sqrt{AK} - \pi D$, A 是交换作用强度, K 是磁各向异性性能, D 是 DM 相互作用强度. 由此式可以推断, 需要降低 σ 的大小以得到尽可能稳定的非平庸拓扑自旋结构, 如果将 σ 等于零作为限制条件就会得到临界 DM 相互作用强度 $D_c = 4\sqrt{AK}/\pi$ ^[18,19]. 由此, 在这种异质结中, 如果希望得到稳定的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应, 问题就集中在如何提高 DM 相互作用强度或者降低临界 DM 相互作用强度. 为了增强界面处的有效 DM 相互作用, 实验上通常采用的方法是将超薄铁磁性金属上下表面都与强自旋轨道耦合金属接触, 例如在 Pt/Co/Ta 和 Ir/Co/Pt 等多层膜结构中, 可以在室温下观测到大小为 50—100 nm 左右的磁性斯格明子^[11]. 因为 Fe/Ir 和 Co/Pt 界面处均具有较强的 DM 相互作用

用, Soumyanarayanan 等 [8] 研究了 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜中的可调控的磁性斯格明子和拓扑霍尔效应. 利用 Yang 等 [14] 建立的模型, 通过第一性原理计算得到 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜结构中 Fe/Co 不同厚度下的 DM 相互作用强度, 如图 3 所示. 有效 DM 相互作用强度 D_{DFT} 与总原子 DM 相互作用强度 d^{tot}

关系为 $D_{\text{DFT}} = \frac{3\sqrt{2}}{a^2} \cdot \frac{d^{\text{tot}}}{N_{\text{F}}}$, 其中 a 是晶格常数, N_{F} 代表磁性层数量. 可以发现, D_{DFT} 在 Fe 和 Co 均为 1 ML 时的结构中出现了非常明显的峰值, 验证了如果结构中包含 Co/Pt 和 Fe/Ir 两种界面可以有效地增强整体的 DM 相互作用 [8].

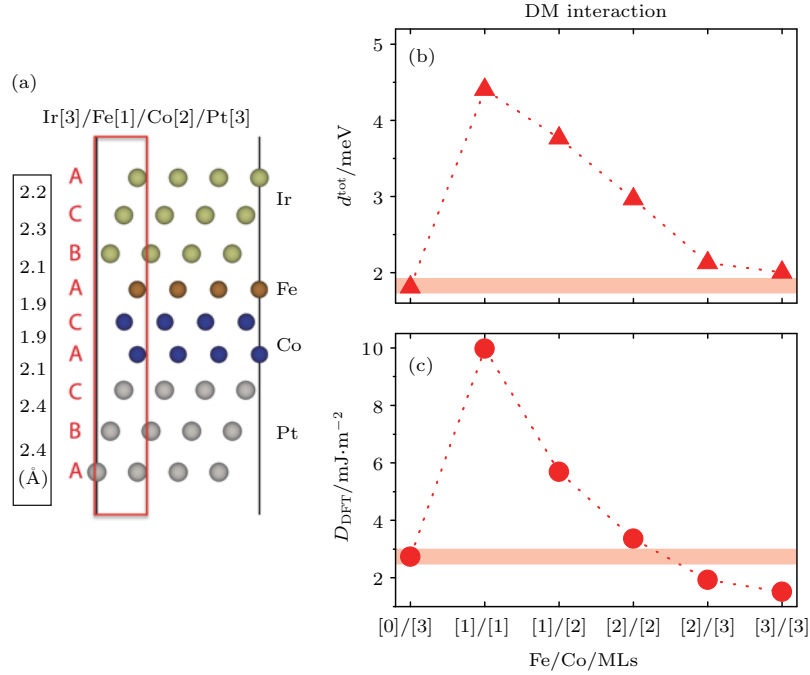


图 3 (a) 用于理论计算的 Ir[3]/Fe[1]/Co[2]/Pt[3] 结构中的原子配置示意图, 单位为 Å; (b), (c) 表示 Ir[3]/Fe[a]/Co[b]/Pt[3] 结构中总的 DM 相互作用强度 d^{tot} 和有效 DM 相互作用强度 D_{DFT} 随 Fe/Co 组分不同而发生的变化 [8]

Fig. 3. (a) Schematic atomic congruation of a representative multilayer stack, Ir[3]/Fe[1]/Co[2]/Pt[3], used for *ab initio* density functional theory calculations, the relaxed interlayerdistances (in Å) are indicated on the left; (b), (c) total atomic DMI strength d^{tot} and effective DMI strength D_{DFT} in Ir[3]/Fe[a]/Co[b]/Pt[3] stacks with varying Fe/Co composition (number of atomic layers in braces).

由此理论计算结果, 实验上通过改变铁磁层 Fe/Co 的比例和厚度, 可以控制多层膜结构中的 DM 相互作用的强度、磁各向异性性能、交换作用能等, 从而可以调制磁性斯格明子的大小、密度以及拓扑霍尔效应等. 另一方面, 通过控制上述参量, 也可以有效地降低临界 DM 相互作用强度 D_c , 当 DM 相互作用强度满足 $D > D_c$ 时, 就可以得到结构稳定的磁性斯格明子, 这对实际的技术应用至关重要.

拓扑霍尔信号可以由总的霍尔信号减去正常和反常霍尔信号, 后两项之和可以表示为 $\rho_{\text{H}}^{\text{fit}} = R_0 B + R_S M(B)$. 由此看出, 需要首先得到正常霍尔系数 R_0 、磁化曲线 $M(B)$ 和反常霍尔系数 R_S , 才能最后得到拓扑霍尔效应的贡献. 正常霍

尔系数可根据总的霍尔信号很容易地得出, 图 4 (b) 给出了 Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt 多层膜的磁化曲线. 反常霍尔系数 R_S 包含了外禀机制 (side-jumps scattering 和 skew scattering) 和内禀机制, 需要通过测量反常霍尔电阻率和纵向电阻率, 然后拟合二者之间的关系才能得到. 图 4 (c) 给出了 Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt 多层膜总的霍尔电阻率、纵向电阻率、拟合得到的 $\rho_{\text{H}}^{\text{fit}}$, 由此可以得到拓扑霍尔电阻率, 如图 4 (d) 所示. 将拓扑霍尔效应信号与磁力显微镜的结果相比较, 可以发现当磁场很大时磁性斯格明子湮灭, 只有普通畴壁存在以及相应的反常霍尔信号的贡献, 此时拓扑霍尔效应消失. 但是, 当磁场减小至 80 mT 时, 拓扑霍尔信号非常明显 (对应曲线中的峰值),

这是由磁性斯格明子在这个磁场下的稳定存在导致的. 如果继续减小磁场, 则普通磁畴壁和磁性斯格明子同时存在, 拓扑霍尔效应信号减小. 总之, 上述拓扑霍尔效应可以归结于磁性多层膜结构中的 Néel 型磁性斯格明子的形成. 最后, 根据

拓扑霍尔效应和磁力显微镜的结果推算出的DM相互作用强度 D 确实在 Fe/Co 特定组分下存在着一个最大值, 如图 4(g) 所示, 与理论预期相同, 即 Co/Pt 和 Fe/Ir 两界面可以有效地增强整体的 DM 相互作用.

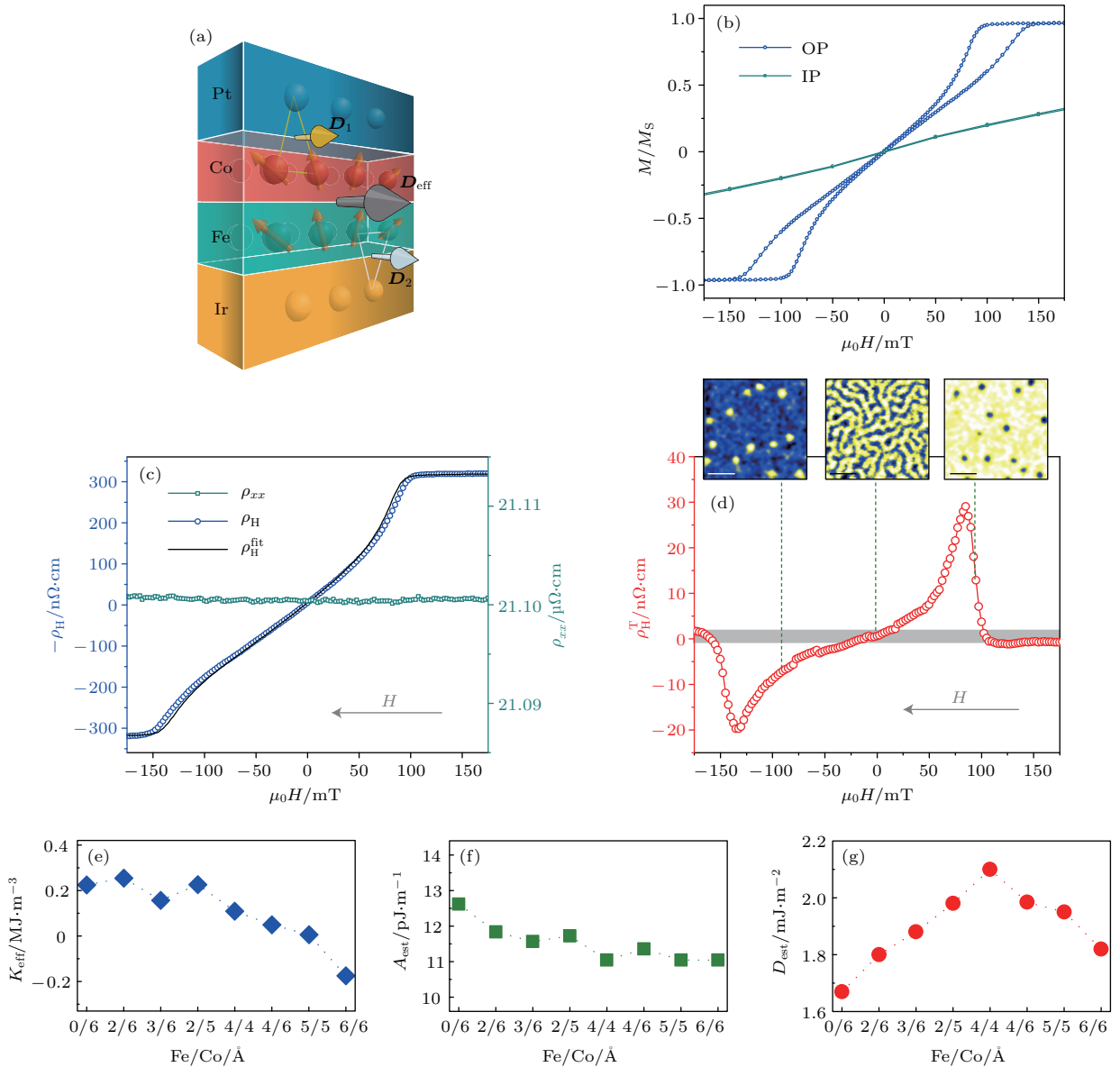


图 4 (a) Ir/Fe/Co/Pt 多层膜中的 DM 相互作用示意图; (b) 室温下 Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt 多层膜外和面内的磁化曲线; (c) 室温下该多层膜的霍尔效应以及纵向电阻曲线; (d) 室温下拓扑霍尔信号与磁畴结构的对照 [8]; (e) —(f) 分别给出了根据实验结果推导出的磁各向异性 K , 交换作用强度 A 和 DM 相互作用强度 D
 Fig. 4. (a) Sketch of a DM interaction in the Ir/Fe/Co/Pt multilayers; (b) hysteresis loops for the out-of-plane and in-plane magnetizations of the Ir/Fe (0.2 nm) /Co (0.6 nm) /Pt multilayers at 300 K; (c) total Hall resistivities and longitudinal resistivities in this multilayers at 300 K; (d) topological Hall resistivities and MFM images in this multilayers at 300 K; (e)–(f) the variation of magnetic interactions K , A and D across the samples studied in this work [8].

值得指出的是, 拓扑霍尔效应和磁性斯格明子的尺寸、密度相关, Maccariello 等 [20] 探测了多层膜结构 Ta(5)/Pt(10)/[Co(0.8)/Ir(1)/Pt(1)]₂₀/Pt(3)(单位: nm) 中由单个磁性斯格明子导致的

霍尔效应的变化. 如图 5(a) 所示, 将霍尔效应的测量和 MFM 的测量实时联合起来, 即通入脉冲电流之后观测同一样品区域的霍尔信号和 MFM 信号. 图 5(b) 表示在宽度为 400 nm 的器件中, 通入电流

密度大小为 $2.5 \times 10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$, 脉宽为 80 ns 的脉冲电流之后, 形成了单个磁性斯格明子, 霍尔信号也发生了改变. 然而, 霍尔信号的改变被证明几乎完全来自于反常霍尔效应, 拓扑霍尔效应的贡献几乎为零. 不同于 B20 结构中高密度的磁性斯格明子导致的高等效磁场, 这种多层膜结构中的磁性斯格明子密度很低, 拓扑霍尔效应的贡献相对于反常霍尔效应较小. 另一方面, 由于电子的平均自由程远小于磁性斯格明子的尺寸而且金属多层膜结构中载流子密度很大, 拓扑磁结构对总的霍尔效应的影响会减弱.

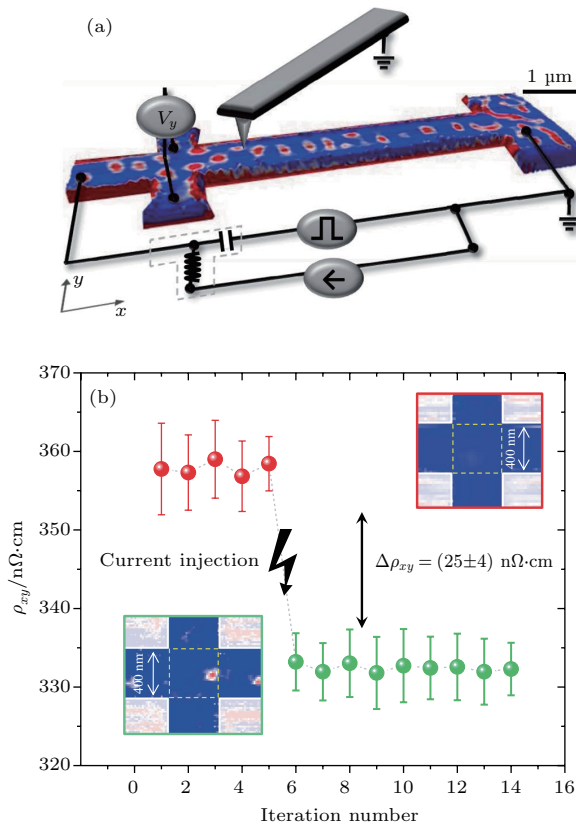


图5 (a) 电学和 MFM 测量示意图; (b) 器件 SEM 图; (c) 尺寸为 80 nm 的磁性斯格明子的 STXM 轮廓图; (d) 通入脉冲电路后, 单个磁性斯格明子的形成和导致的霍尔信号改变 [20]
 Fig. 5. (a) Scheme of the experimental set-up for electrical measurements integrated in an MFM; (b) variation in Hall due to a single skyrmion [20].

4 MnGa/重金属异质结中的拓扑霍尔效应

过去几年中, 我们在基于垂直磁各向异性金属 MnGa 和强自旋轨道耦合金属组成的双层膜中的反常霍尔效应和自旋轨道转矩方面取得了一些进展 [21,22]. 自旋轨道转矩的有效应用需要尽可能地

降低翻转电流密度, 而自旋轨道转矩驱动普通磁畴壁运动的临界电流密度太大, 一般在 $10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 左右, 而磁性斯格明子的出现则是给自旋轨道转矩的实际应用带来了曙光. 理论上, 这种非平庸拓扑自旋结构的出现将使得自旋轨道转矩的翻转电流密度降低 5—6 个数量级. 另一方面, Belabbes 等 [23] 通过第一性原理计算发现, 在由 3d 过渡族金属和 5d 过渡族金属组成的异质结中, 界面处的轨道杂化以及依赖于洪德定则的 3d 壳层电子的排列方式直接决定了 DM 相互作用的大小和符号. 电子占据态和非占据态之间的自旋跳跃对 DM 相互作用至关重要, 而在 Mn 原子中电子在 3d 壳层的排列是半满状态, 这些状态之间所有可能的跃迁都将贡献于 DM 相互作用, 因此 Mn 原子与 5d 过渡族金属界面处的 DM 相互作用最强.

基于这些原因, 我们研究了 MnGa/Ta 和 MnGa/Pt 异质结中的拓扑霍尔效应. 首先采用分子束外延的手段制备了垂直磁各向异性金属 MnGa, 厚度约 4 nm, 通过改变温度等生长条件可以控制 MnGa 的饱和磁化强度 M_s 和有效各向异性场 H_k 的大小, 由此就可以调制磁各向异性能 $K = M_s H_k / 2$ 的大小, 并最终尽可能降低临界 DM 相互作用强度 $D_c = 4\sqrt{AK} / \pi$, 这里假设材料内的交换作用能 A 保持不变 [24]. 我们对比了三组样品, 分别表示为 Sample A, B 和 C, 具体参数列于表 1. 可以看出, Sample B 的临界 DM 相互作用强度最小.

表 1 三组样品的饱和磁化强度 M_s , 有效各向异性场 H_k , 磁各向异性能 K 和临界 DM 相互作用强度 D_c [24]

Table 1. Saturation magnetization M_s , the anisotropy field H_k , uniaxial PMA constant K , the critical DMI energy constant D_c of the three samples [24].

Sample	$M_s / \text{kA} \cdot \text{m}^{-1}$	H_k / T	$K / \text{kJ} \cdot \text{m}^{-3}$	$D_c / \text{mJ} \cdot \text{m}^{-2}$
A	145	13.7	993	1.82
B	51	4.5	115	0.652
C	63	9.5	299	1.08

然后, 利用磁控溅射在 Sample B 上面沉积不同厚度 (2 和 5 nm) 的 Pt 和 Ta 薄膜. 最后, 将上述异质结加工成霍尔器件, 探测 5—300 K 温度区间内的电输运性质. 由图 6 (a) 和图 6 (b) 可以发现, 单层 MnGa 具有明显的垂直磁各向异性, 也表现出与以往研究结果相似的反常霍尔效应 [21]. 在沉积了重金属 Pt 和 Ta 之后, 总的霍尔信号里出现了拓扑霍尔效应的贡献, 如图 6 (c)—(f) 所示.

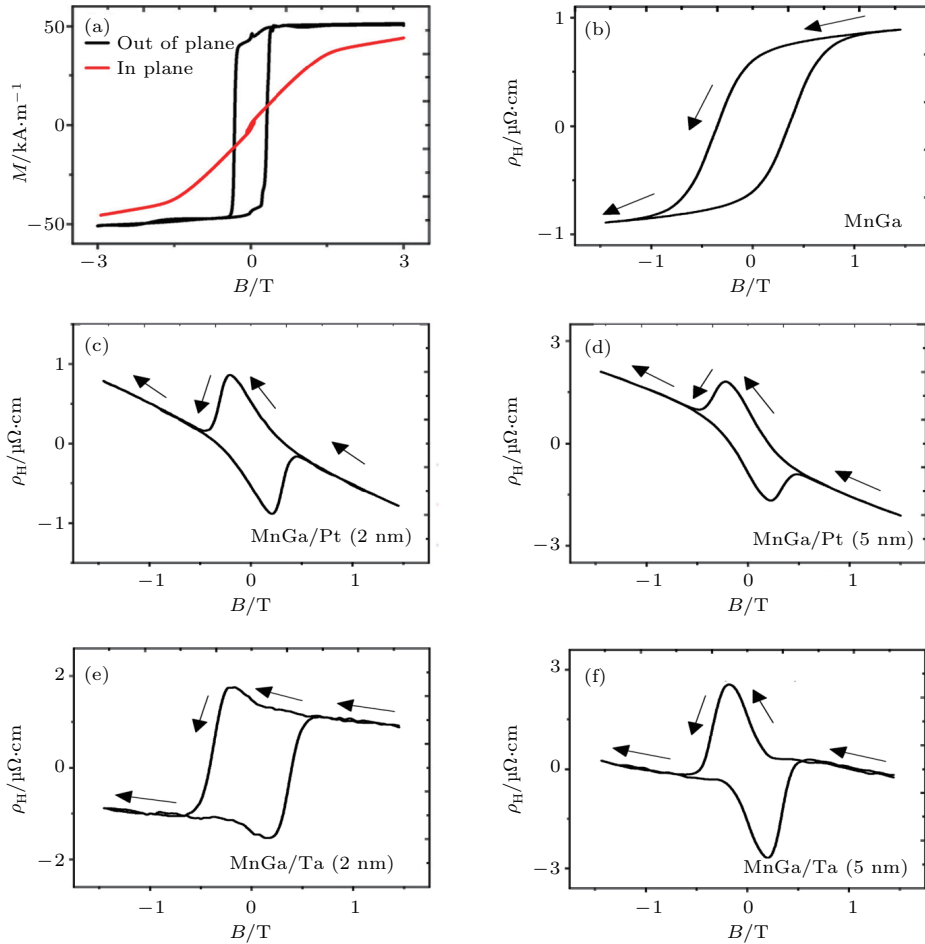


图6 (a) 室温下单层 MnGa 面外和面内的磁化曲线; (b) 室温下单层 MnGa 的总霍尔效应曲线; (c)—(f) 室温下 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 的总霍尔效应曲线^[24]

Fig. 6. (a) Hysteresis loops for the out-of-plane and in-plane magnetizations of the single MnGa film at 300 K; (b) total Hall resistivities in the single MnGa film at 300 K; (c)—(f) total Hall resistivities in the MnGa/Pt and MnGa/Ta films at 300 K^[24].

根据(8)式, 为了得到单一的拓扑霍尔效应信号, 总霍尔信号需要减去正常霍尔和反常霍尔效应的贡献. 反常霍尔电阻率可以表示为 $\rho_A = \alpha M \rho_{xx0} + b M \rho_{xx}^2$, M 是磁化强度, ρ_{xx} 是纵向电阻率, ρ_{xx0} 是剩余电阻率, α 和 b 是系数. 根据反常霍尔效应的形成机制, 式中的第一项代表了外禀机制, 第二项代表的是内禀机制. 由此, 通过测量磁化强度和纵向电阻率随磁场的变化关系, 可以得出 ρ_A 随磁场的变化关系. 图7给出了5—300 K 温度区间内 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 中单一的拓扑霍尔信号. 可以发现在整个温度区间内均具有很强的拓扑霍尔信号, MnGa/Ta 中 ρ_T 的大小更高达约 $3 \mu\Omega\cdot\text{cm}$, 这要远大于前述 Ir/Fe/Co/Pt 多层膜中的 ρ_T . 另一方面, 与非中心对称的 B20 结构手性磁体中的拓扑霍尔效应相比, MnGa/重金属异质结中的拓扑霍尔信号并不依赖于低温, 这预示着这种

异质结中的斯格明子更具有实际应用价值.

拓扑霍尔效应是由实空间的等效磁场 B_{eff} 诱导产生, ρ_T 可以表达成 $\rho_T = PR_0 B_{\text{eff}} = PR_0 n_\phi^T \phi_0$, P 是传导电子的自旋极化率, $\phi_0 = h/e$ 是单一的磁通量子, n_ϕ^T 是磁性斯格明子的密度, 每个磁性斯格明子可以产生一个量子突发的磁通量. 基于室温下 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta 中的 ρ_T , 可以得到相应的磁性斯格明子的密度分别为 $800 \mu\text{m}^{-2}$ 和 $10000 \mu\text{m}^{-2}$, 而二者磁性斯格明子之间的距离 $(n_\phi^T)^{-1/2}$ 分别是 35 nm 和 10 nm. 最近, Thiaville 等^[18,19] 通过微磁模拟手段证明, 在具有垂直磁各向异性的超薄磁性金属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中, 由于界面处的 DM 相互作用, 原本铁磁性金属中的 Bloch 型磁畴壁最终转变成具有固定手性的 Néel 型磁畴壁, 并且磁畴壁的尺寸近似为不变. 这里同样可以解释 MnGa/Pt 和 MnGa/Ta

中的磁性斯格明子为Néel型. 而且, MnGa/Pt和MnGa/Ta中磁性斯格明子的尺寸 $\Delta = \sqrt{A/K}$ 均与单层MnGa中的大小相同(4.47 nm), 只是磁性

斯格明子的密度或者说间距不同. 然而, 需要注意的是, 上面把单个的磁性斯格明子看作量子磁通的模型过于简单, 只能对实验结果做定性的认识.

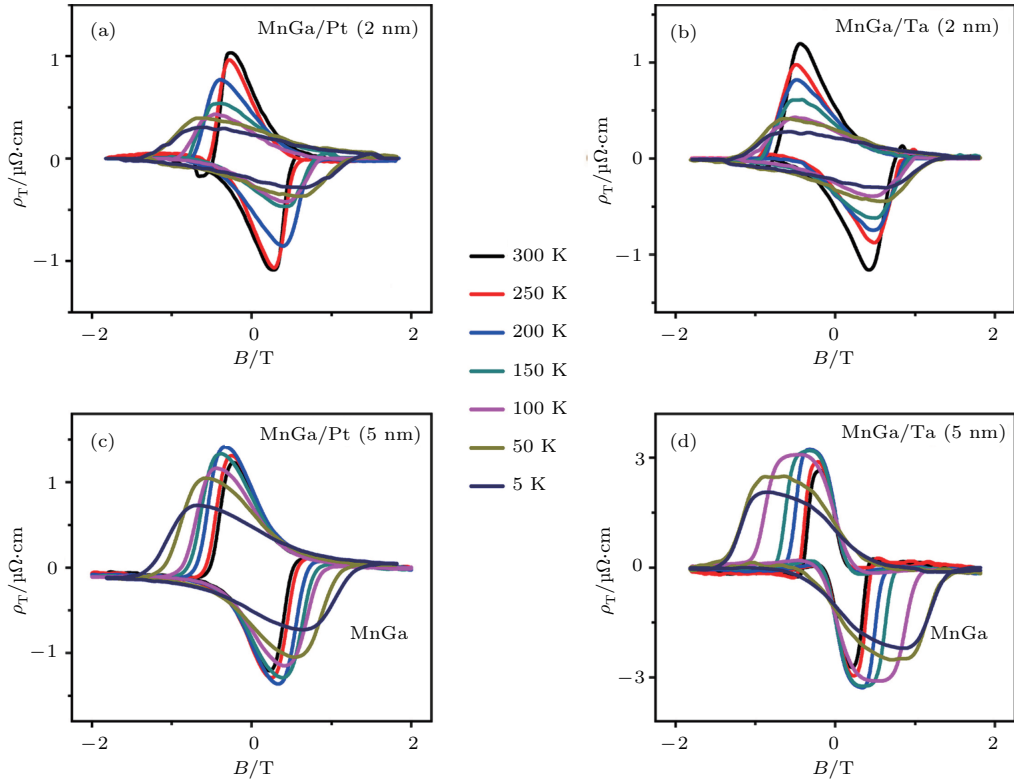


图7 5—300 K温度区间内MnGa/Pt和MnGa/Ta的拓扑霍尔效应曲线 [24]

Fig. 7. Topological Hall resistivities in the MnGa/Pt and MnGa/Ta films in the temperature range 5–300 K [24].

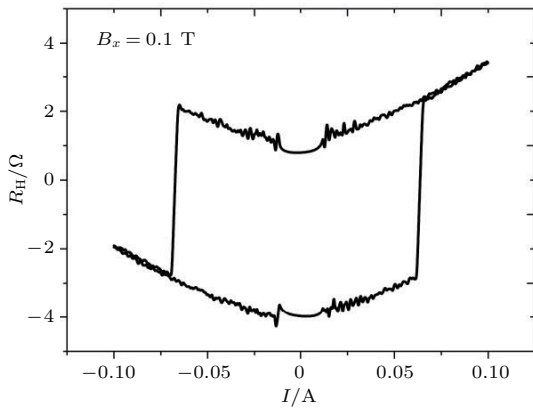


图8 Sample C/Pt (5 nm) 异质结的自旋轨道转矩效应, 外加面内辅助磁场 B_x 为 0.1 T [24]

Fig. 8. Spin orbit torque in sample C/Pt (5 nm) bilayers, the applied in plane external field B_x is 0.1 T [24].

需要指出的是, 虽然磁性斯格明子可以被自旋轨道转矩所驱动, 其特殊的磁结构理论上可以大大降低翻转电流密度, 但在实验中我们并没有观测到基于Sample B, 即拓扑霍尔效应最为明显的

MnGa样品的自旋轨道转矩. 即便是观测到了基于Sample C的自旋轨道转矩, 如图8所示, 其翻转电流密度与我们之前的研究工作相比并没有降低很多 [21,22], 而且并没有实现磁矩的完全翻转. 另一方面, 一般情况下界面DM相互作用起源于体系中的大的自旋轨道耦合和空间反演对称性破缺, 而我们在研究MnGa/重金属这种异质结中的拓扑霍尔效应时, 发现强自旋轨道耦合在这种异质结中的作用更大, 而MnGa的厚度大概在4 nm, 空间反演对称破缺的作用并不大. 基于以上原因, MnGa/重金属这种异质结构中的拓扑霍尔效应和自旋轨道转矩还需要更进一步的研究, 这也是我们正在进行的工作.

5 总结

实空间贝里相位导致的拓扑霍尔效应对磁性斯格明子拓扑性质的有效实验验证. 在由磁性金

属和强自旋轨道耦合金属组成的异质结中, 可以通过改变材料的厚度、种类、生长方式等有效地调控DM相互作用, 从而调控磁性斯格明子和拓扑霍尔效应. 而且, 如果铁磁/非磁金属异质结具有垂直磁各向异性, 则其内部形成的Néel型磁性斯格明子可以被自旋轨道转矩所驱动, 其特殊的磁结构理论上可以大大降低翻转电流密度, 具有重要的应用价值. 值得注意的是, 较强的拓扑霍尔效应信号原则上可以看作是对磁性斯格明子的电学读取, 对基于磁性斯格明子的自旋电子学同样有着重要意义.

参考文献

- [1] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nano* **8** 152
- [2] Dzyaloshinsky I 1958 *J. Phys. Chem. Solids* **4** 241
- [3] Moriya T 1960 *Phys. Rev.* **120** 91
- [4] Ye J, Kim Y B, Millis A J, Shraiman B I, Majumdar P, Tešanovic Z 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3737
- [5] Bruno P, Dugaev V K, Taillefumier M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 096806
- [6] Fert A, Reyren N, Cros V 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [7] Fert A 1990 *Mater. Sci. Forum* **59–60** 439
- [8] Soumyanarayanan A, Raju M, Oyarce A L G, Tan A K C, Im M Y, Petrovi A P, Ho P, Khoo K H, Tran M, Gan C K, Ernult F, Panagopoulos C 2017 *Nat. Mater.* **16** 898
- [9] Li Y, Kanazawa N, Yu X Z, Tsukazaki A, Kawasaki M, Ichikawa M, Jin X F, Kagawa F, Tokura Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117202
- [10] Kanazawa N, Onose Y, Arima T, Okuyama D, Ohoyama K, Wakimoto S, Kakurai K, Ishiwata S, Tokura Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156603
- [11] Moreau-Luchaire C, Moutas C, Reyren N, Sampaio J, Vaz C A F, van Horne N, Bouzouane K, Garcia K, Deranlot C, Warnicke P, Wöhlhüter P, George J M, Weigand M, Raabe J, Cros V, Fert A 2016 *Nat. Nano* **11** 444
- [12] Woo S, Litzius K, Krüger B, Im M Y, Caretta L, Richter K, Mann M, Krone A, Reeve R M, Weigand M, Agrawal P, Lemesh I, Mawass M A, Fischer P, Kläui M, Beach G S D 2016 *Nat. Mater.* **15** 501
- [13] Boulle O, Vogel J, Yang H, Pizzini S, de Souza Chaves D, Locatelli A, Onur Mente T, Sala A, Buda-Prejbeanu L D, Klein O, Belmeguenai M, Roussigné Y, Stashkevich A, Chérif S M, Aballe L, Foerster M, Chshiev M, Auffret S, Miron I M, Gaudin G 2016 *Nat. Nano* **11** 449
- [14] Yang H, Thiaville A, Rohart S, Fert A, Chshiev M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 267210
- [15] Ueda K, Iguchi S, Suzuki T, Ishiwata S, Taguchi Y, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **102** 086601
- [16] Shiomi Y, Mochizuki M, Kaneko Y, Tokura Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 056601
- [17] Zhang S, Zhang S S L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 086601
- [18] Rohart S, Thiaville A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184422
- [19] Thiaville A, Rohart S, Jué E, Cros V, Fert A 2012 *Europhys. Lett.* **100** 57002
- [20] Maccariello D, Legrand W, Reyren N, Garcia K, Bouzouane K, Collin S, Cros V, Fert, A 2018 *Nat. Nano.* **13** 233
- [21] Meng K K, Miao J, Xu X G, Xiao J X, Zhao J H, Jiang Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060406
- [22] Meng K K, Miao J, Xu X G, Wu Y, Zhao X P, Zhao J H, Jiang Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 214413
- [23] Belabbes A, Bihlmayer G, Bechstedt F, Blügel S, Manchon A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 247202
- [24] Meng K K, Zhao X P, Liu P F, Liu Q, Wu Y, Li Z P, Chen J K, Miao J, Xu X G, Zhao J H, Jiang Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 060407(R)

SPECIAL TOPIC — Magnetic skyrmions

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions*

Meng Kang-Kang^{1)†} Zhao Xu-Peng²⁾ Miao Jun¹⁾ Xu Xiao-Guang¹⁾
Zhao Jian-Hua²⁾ Jiang Yong^{1)‡}

1) (School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

2) (State Key Laboratory of Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100083, China)

(Received 1 March 2018; revised manuscript received 4 May 2018)

Abstract

In a magnetic system, the spin orbit coupling can combine with the exchange interaction to generate an anisotropic exchange interaction that favors a chiral arrangement of the magnetization. This is known as the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI). Contrary to the Heisenberg exchange interaction, which leads to collinear alignment of lattice spins, the form of DMI is therefore very often to cant the spins by a small angle. If DMI is strong enough to compete with the Heisenberg exchange interaction and the magnetic anisotropy, it can stabilize chiral domain wall structure such as skyrmion. When a conduction electron passes through a chiral domain wall, the spin of the conduction electron will experience a fictitious magnetic field (Berry curvature) in real space, which deflects the conduction electrons perpendicular to the current direction. Therefore, it will cause an additional contribution to the observed Hall signal that is termed topological Hall effect (THE). The THE has attracted much attention since it is a promising tool for probing magnetic skyrmions. Recent extensive experiments have focused on the the THE in the ferromagnetic/non-ferromagnetic metal heterojunctions due to the inherent tunability of magnetic interactions in two dimensions. We firstly review the THE in ferromagnetic multilayers, in which the domain wall energy with interfacial DMI can be written as $\sigma = 4\sqrt{AK} - \pi D$, where D is the effective DMI energy constant, A the exchange constant, K the anisotropy constant. For the most favorable chirality, it lowers the energy. The limit of this situation is when σ goes to zero, which defines the critical DMI energy constant $D_c = 4\sqrt{AK}/\pi$. Therefore, the domain wall energy would be negative and the chiral domain walls should proliferate if $D > D_c$, and the methods that can modulate D and D_c to reduce σ have been explored. We have also reviewed the THE in MnGa/heavy metal bilayers. The largest THE signals have been found based on the MnGa films with smallest D_c , which correspondingly results in the smallest σ . The large topological portion of the Hall signal from the total Hall signal has been extracted in the whole temperature range from 5 to 300 K and the magnitude of fictitious magnetic field has been determined.

Keywords: skyrmions, spin orbit coupling, spintronics

PACS: 12.39.Dc, 71.70.Ej, 75.78.Jp

DOI: 10.7498/aps.67.20180369

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2015CB921502) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51731003, 61404125, 51471029, 51671019, 11574027, 51501007, 51602022, 61674013, 51602025).

† Corresponding author. E-mail: kkmeng@ustb.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yjiang@ustb.edu.cn