

专题: 量子磁性

反铁磁材料中的塞曼型电子自旋劈裂

翟亚辉^{1) #} 於隆炬^{1) #} 赵宏健^{1) 2) 3) †} 王彦超^{1) 4) ‡}

1) (吉林大学物理学院, 物质模拟方法与软件教育部重点实验室, 长春 130012)

2) (吉林大学物理学院, 新型电池物理与技术教育部重点实验室, 长春 130012)

3) (吉林大学, 未来科学国际合作联合实验室, 长春 130012)

4) (吉林大学, 高压与超硬材料全国重点实验室, 长春 130012)

(2026 年 5 月 30 日收到; 2026 年 7 月 30 日收到修改稿)

与铁磁体不同, 反铁磁体中原子磁矩通常相互抵消, 宏观净磁化强度近乎为零, 从而使全反铁磁自旋电子器件的设计与操控面临挑战. 近期研究表明, 部分反铁磁材料可承载自发或外场诱导的塞曼型电子自旋劈裂, 并在材料内部产生自旋极化载流子, 为反铁磁材料在自旋电子学中的应用开辟了新的途径. 本文系统综述了反铁磁材料中塞曼型自旋劈裂的产生机制, 重点讨论电场和应变诱导塞曼型自旋劈裂所涉及的线性磁电、线性压磁及双线性压磁电效应, 并构建相应的有效哈密顿量. 在非相对论与相对论框架下, 系统归纳允许自发或外场诱导塞曼型自旋劈裂的自旋点群和磁点群. 本文旨在为具有可调塞曼型自旋劈裂的反铁磁材料的筛选, 以及全反铁磁自旋电子器件的设计提供理论依据.

关键词: 自旋电子学, 反铁磁材料, 塞曼型自旋劈裂, 对称性分析**DOI:** 10.7498/aps.75.20260777**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260777

1 引言

铁磁体和反铁磁体是两类典型的磁性材料, 它们是制造磁存储器等自旋电子器件的重要材料^[1-6]. 在居里温度以下, 铁磁材料的原子磁矩通常呈平行排布 (图 1(a)), 产生显著的净磁化强度, 并在动量空间中展现出均匀的电子自旋劈裂 (图 1(d)), 即塞曼型电子自旋劈裂. 在铁磁金属、半金属以及载流子掺杂的铁磁半导体中, 该自旋劈裂导致费米能级附近自旋向上和自旋向下的电子态密度不相等 (图 1(e)), 从而产生自旋极化载流子, 进而在铁磁材料中形成自旋极化电流. 自旋极化电流可驱动磁矩翻转, 在磁存储器等自旋信息器件中实现电流驱

动的数据写入^[4,5,7,8]. 同时, 在由铁磁层与非磁层构成的自旋阀或磁隧道结中, 自旋极化载流子的输运表现出磁阻效应, 从而实现自旋器件中数据的电学读取^[1,9-11]. 与铁磁材料不同, 反铁磁材料中原子磁矩呈反平行或非共线排布 (图 1(b) 和图 1(c)), 其宏观净磁化强度近乎为零. 因此, 反铁磁材料难以产生类似于铁磁材料中的自旋极化载流子, 这为构建反铁磁自旋信息器件带来巨大挑战. 在传统自旋电子学中, 反铁磁材料主要作为钉扎层应用于自旋阀和磁性隧道结^[5,12].

近年来, 研究人员注意到反铁磁材料具有高本征频率、零杂散磁场以及抗外磁场干扰等优点, 利用反铁磁材料构筑自旋电子器件的功能层, 取得了一系列令人振奋的研究进展^[4,5,13-42]. 例如, 研究人

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: physzhaohj@jlu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wyc@calypso.cn

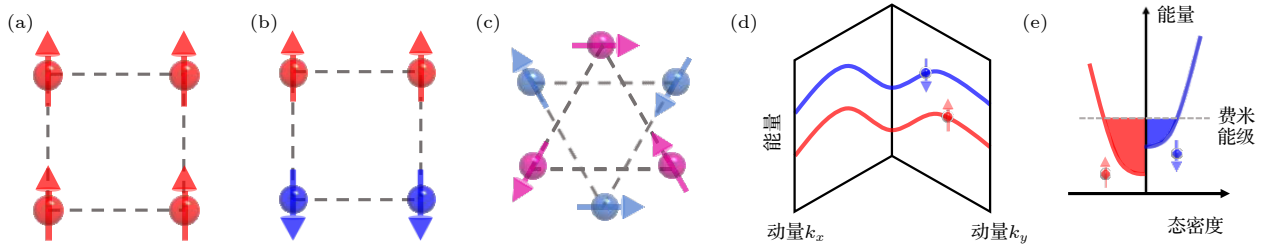


图 1 (a) 铁磁体、(b) 共线反铁磁体和 (c) 非共线反铁磁体的磁结构示意图; (d) 塞曼型电子自旋劈裂的能带结构示意图; (e) 铁磁体的电子态密度示意图. 图中大圆球代表磁性原子, 小圆球代表电子, 圆球上的箭头代表原子磁矩或电子自旋的取向. 图 (d) 和图 (e) 中的红色和蓝色实线分别对应自旋向上和自旋向下的电子态

Fig. 1. Schematic magnetic structures of (a) ferromagnets, (b) collinear antiferromagnets, and (c) noncollinear antiferromagnets; (d) schematic band structure with Zeeman-type spin splitting; (e) schematic electronic density of states of ferromagnets. Large and small spheres denote magnetic atoms and electrons, respectively; arrows indicate the orientations of the atomic magnetic moments or electron spins. The red and blue solid lines in panels (d) and (e) correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively.

员在 CuMnAs ^[17] 和 Mn_2Au ^[18] 等传统共线反铁磁材料中, 通过电流脉冲或自旋轨道矩成功实现了对反铁磁奈尔矢量的电学操控, 并进一步利用其各向异性磁阻效应实现了对奈尔矢量的电学探测. 此外, 反铁磁材料在动量空间中可呈现出多种形式的自旋劈裂能带结构^[19–29,31,32,43–101]. 研究表明 Mn_3Pt 与 RuO_2 等反铁磁体在动量空间中均呈现动量依赖的自旋劈裂能带结构, 并因此展现出诸如反常霍尔效应和隧穿磁阻效应等类似铁磁体的输运现象^[22,33,102–104]. 反铁磁材料亦可展现与电子动量无关的塞曼型自旋劈裂, 从而形成类似于铁磁材料中的自旋极化载流子, 并引发自旋依赖的输运效应^[44–101]. 这些研究为设计全反铁磁自旋电子学器件提供了物理和材料基础.

本文围绕反铁磁材料中的塞曼型电子自旋劈裂开展综述. 研究表明, 反铁磁材料的塞曼型自旋劈裂可自发产生^[87–89], 亦可由外场诱导^[44–86,97–101]. 其中, 磁场可在任意材料中引发塞曼型自旋劈裂, 该机制普适但相对平庸. 因此, 本文聚焦于反铁磁材料中自发产生的塞曼型自旋劈裂, 以及由电场、应变及二者协同作用诱导的塞曼型自旋劈裂, 系统梳理其研究进展, 归纳相关唯象模型, 并对相关自旋点群和磁点群进行分类. 本文结构安排如下: 第 2 节概述反铁磁材料中自发产生以及由电场、应变和二者协同作用诱导塞曼型自旋劈裂的研究进展, 并阐明其微观物理图像; 第 3 节围绕上述自发和外场诱导的塞曼型自旋劈裂构建有效哈密顿量; 第 4 节基于上述有效哈密顿量, 对相关自旋点群和磁点群进行分类; 第 5 节总结全文, 并展望反铁磁材料中塞曼型自旋劈裂的未来研究方向.

2 反铁磁体中的塞曼型自旋劈裂

2.1 自发的塞曼型自旋劈裂

在相对论框架下, 反铁磁体可借助自旋轨道耦合效应在材料内部产生内建磁场, 进而引发塞曼型自旋劈裂^[87–89]. 2023 年, Liu 等^[87] 基于对称性分析筛选出 12 种磁点群, 此类磁点群允许反铁磁体中自旋轨道耦合诱导的塞曼型自旋劈裂与持续自旋纹理共存. 具体而言, 自旋轨道耦合将自旋空间与实空间相互耦合, 使反铁磁奈尔矢量的不同取向对应于不同的磁点群. 当反铁磁材料的磁点群允许自旋轨道耦合诱导动量无关的有效磁场时, 体系可产生自发塞曼型自旋劈裂^[87]. 进一步地, 若反铁磁体属于上述 12 种磁点群, 则该自发塞曼型自旋劈裂还可与持续自旋纹理共存^[87]. 同时, 自旋轨道耦合还可通过 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用诱导磁矩发生微小倾斜, 从而产生弱铁磁性^[87]. 第一性原理计算表明, 反铁磁半导体 CaTeO_3 不仅展现出自旋轨道耦合诱导的塞曼型自旋劈裂, 同时还伴有持续自旋纹理^[87]. 自旋轨道耦合引发的塞曼型自旋劈裂, 也已在 MnTe 和 RuF_4 中得到证实^[88,89]. 特别地, RuF_4 的第一性原理计算结果表明, 即使在净磁矩为零的情况下, 体系仍可表现出塞曼型自旋劈裂^[88]. 这一结果说明, 此类自发塞曼型自旋劈裂本质上源于自旋轨道耦合诱导的有效磁场, 而非弱铁磁性^[88].

2.2 电场诱导塞曼型自旋劈裂

2016 年, Sivadas 等^[44] 通过第一性原理计算发现, 电场可破缺双层共线反铁磁体 MnPSe_3 的中

心反演对称性, 诱导出塞曼型自旋劈裂 (图 2(a) 和图 2(d)), 这衍生了栅压可控的磁光克尔效应. 随后, Gong 等^[45] 以及 Wang 和 Qian^[46] 相继发现, 电场可在双层反铁磁体 2H-VSe₂ 和 MnBi₂Te₄ 中诱导出显著的塞曼型自旋劈裂, 从而产生电场可调控的半金属性 (2H-VSe₂) 和位移光电流 (MnBi₂Te₄). 其中, 2H-VSe₂ 因其半金属性可获得 100% 自旋极化的传导电子, 可用于构建反铁磁自旋场效应晶体管^[45]. 从对称性角度分析, 上述双层反铁磁体 MnPS₃^[44], 2H-VSe₂^[45] 和 MnBi₂Te₄^[46] 均具有 $\bar{1}'$ 对称性 (即中心反演与时间反演的联合操作). 该对称性要求电子能带满足 $\bar{1}': \mathcal{E}(\mathbf{k}, s) \rightarrow \mathcal{E}(\mathbf{k}, -s)$, 因此上述体系在整个布里渊区保持自旋简并^[44-46]. 上述研究表明^[44-46], 外加电场可破缺反铁磁体的中心反演等晶体对称性, 从而解除布里渊区中心的自旋简并, 并诱发塞曼型自旋劈裂及相关输运效

应. 2022 年, 在相对论框架下, Zhao 等^[47] 提出, 在具有中心反演对称性的磁电反铁磁体中, 外电场可通过线性磁电效应诱导有效磁场, 从而产生塞曼型自旋劈裂. 基于对称性分析, 他们筛选出 21 个允许该效应存在的磁点群^[47]. 第一性原理计算表明, 在反铁磁体 Fe₂TeO₆ 等体系中, 电场可诱发塞曼型自旋劈裂 (图 2(b) 和图 2(e))^[47]. 随后, Tao 等^[48] 进一步指出, 在 Cr₂O₃ 等磁电反铁磁薄膜中, 其顶部与底部表面可由 $\bar{1}'$ 对称性相联系 (图 2(c)). 在此基础上, 反铁磁体的交换场与外电场共同作用, 可诱导塞曼型自旋劈裂, 并形成层锁定的自旋极化能带 (图 2(f))^[48]. 由此产生的层霍尔效应依赖于反铁磁奈尔矢量的方向, 因此是探测奈尔矢量方向的有效电学手段^[48].

近期研究表明, 即使在非相对论框架下, 上述电场诱发的塞曼型自旋劈裂也可能存在^[49-51,54,55,57-59,62]. Yuan 等^[19,20] 此前基于对称性分析, 对反铁

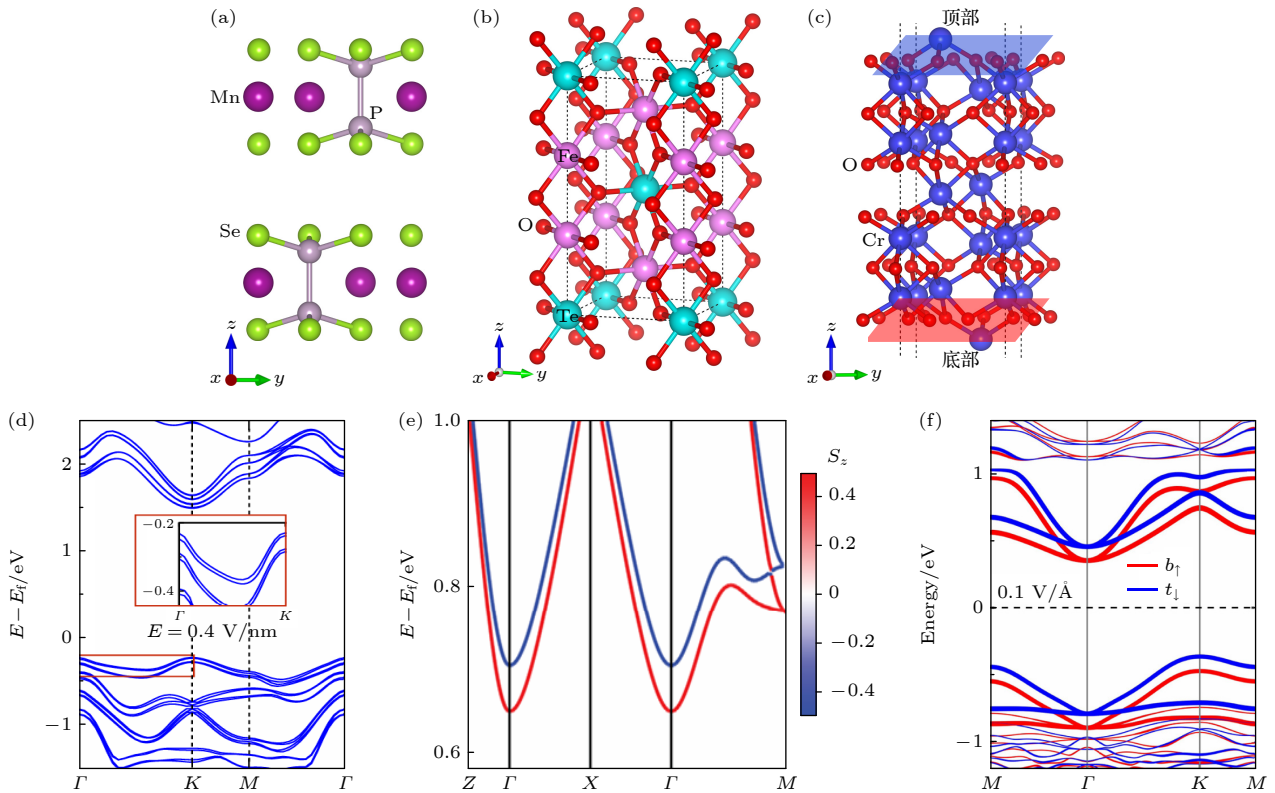


图 2 (a) MnPS₃, (b) Fe₂TeO₆ 和 (c) Cr₂O₃ 的晶体结构示意图; (d) MnPS₃^[44], (e) Fe₂TeO₆^[47] 和 (f) Cr₂O₃^[48] 在电场下的电子能带结构. 图 (d) 插图为自旋劈裂的局域能带结构^[44]; 图 (e) 中, 颜色条对应 S_z 自旋磁化强度^[47]; 图 (f) 中, 红色和蓝色实线分别对应自旋向上和自旋向下的电子态, b_↑ (t_↓) 表示底部 (顶部) 表面态的投影, ↑ 和 ↓ 为自旋指标^[48]. 图 (d), (e) 和 (f) 对应的电场 (沿 z 轴) 分别为 4 MV/cm^[44], 6 MV/cm^[47] 和 10 MV/cm^[48].

Fig. 2. Crystal structures of (a) MnPS₃, (b) Fe₂TeO₆, and (c) Cr₂O₃; Band structures of (d) MnPS₃^[44], (e) Fe₂TeO₆^[47], and (f) Cr₂O₃^[48] under applied electric fields. In panel (d), the inset shows the local band structure exhibiting spin splitting^[44]. In panel (e), the color bar represents the S_z spin magnetization^[47]. In panel (f), the red and blue solid lines correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively; b_↑ (t_↓) denotes the projected bottom (top) surface state; ↑ and ↓ denote the spin indices^[48]. The applied electric fields along the z axis for panels (d), (e), and (f) are 4 MV/cm^[44], 6 MV/cm^[47], and 10 MV/cm^[48], respectively.

磁体中的自旋劈裂进行了系统分类. 随后, 他们进一步指出共线反铁磁体中存在不依赖自旋轨道耦合的隐藏自旋极化效应^[49]. 第一性原理计算表明, 外加电场可在双层反铁磁体 FeBr_2 的不同层间引入不等价电势, 从而将此类隐藏自旋极化显现出来, 并诱发非相对论塞曼型自旋劈裂^[49]. 2024 年, Zhang 等^[50] 在由谷介导自旋-层耦合的二维交错磁体 $\text{Ca}(\text{CoN})_2$ 中发现, 栅极电场可产生近乎均匀的有效磁场, 从而诱发非相对论塞曼型自旋劈裂及自旋锁定的能谷劈裂. 基于此, 该体系可进一步实现电场调控的自旋电流与谷电流, 并产生显著的隧穿磁阻效应^[50]. 此外, Liu 等^[51] 提出, 通过电场可在二维反铁磁材料中实现填充强制型完全补偿亚铁磁性, 并产生类似铁磁体的磁光克尔及反常霍尔效应. 如图 3(a) 和图 3(c) 所示, 在外加电场作用下, YI_2 不仅表现出非相对论塞曼型自旋劈裂, 还呈现出半金属性. 2025 年, 在非相对论框架下, Yu 等^[59] 对共线自旋点群开展对称性分析, 指出外加电场可破缺连接两个磁性子晶格的所有对称性, 进而借助线性磁电机实现电控非相对论塞曼型自旋劈裂. 在此基础上, Yu 等^[59] 筛选出允许该类自旋劈

裂存在的共线反铁磁自旋点群, 并构建了相应的有效哈密顿量模型. 第一性原理计算表明, 电场可在反铁磁体 FeOOH 中诱导出非相对论塞曼型自旋劈裂 (图 3(b) 和图 3(d))^[59]. 另外, 电场诱导的塞曼型自旋劈裂及其相应输运效应也在 CrPS_4 ^[69], MnSe ^[52,57], CoSe ^[56] 和 $\text{Fe}_2\text{C}(\text{OH})_2$ ^[60] 等反铁磁体中得到报道, 相关工作见文献 [53–55,58,61–65].

2.3 应变诱发塞曼型自旋劈裂

类似地, 应变也可作为调控反铁磁材料晶体对称性的有效手段, 并通过压磁效应产生有效磁场, 从而诱导塞曼型自旋劈裂^[66–68,70–86]. 2021 年, Ma 等^[66] 发现, 在反铁磁体中存在由晶格对称性联系的自旋-能谷锁定效应. 应变通过打破相应对称性即可实现对自旋和能谷的调控^[66]. 第一性原理计算表明, 应变可在单层 $\text{V}_2\text{Se}_2\text{O}$ 中引发压磁响应, 进而在动量空间中诱导出非相对论塞曼型自旋劈裂 (图 4(a) 和图 4(c))^[66]. 此外, 该体系还可产生大的横向自旋流, 有望用于设计多功能反铁磁自旋电子器件^[66]. 在此基础上, Zhu 等^[67] 通过第一性原理计算

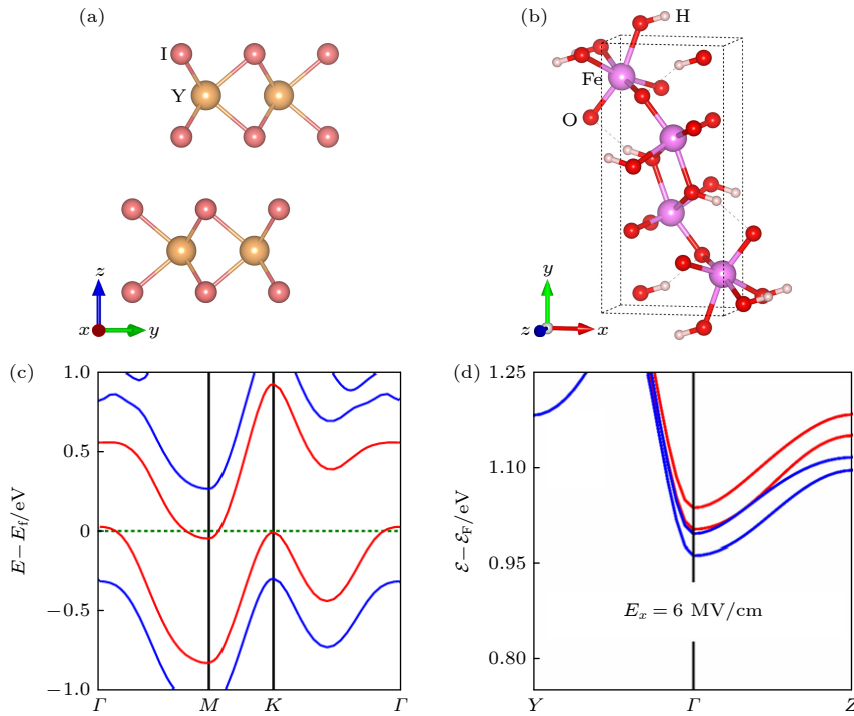


图 3 (a) YI_2 和 (b) FeOOH 的晶体结构示意图; (c) YI_2 ^[51] 和 (d) FeOOH ^[59] 在电场下的电子能带结构, 其中, 红色和蓝色实线分别对应自旋向上和自旋向下的电子态. 图 (c) 和图 (d) 对应的电场分别为 $E_z = 60 \text{ MV/cm}$ ^[51] 和 $E_x = 6 \text{ MV/cm}$ ^[59] (下标 x 和 z 代表外加电场的方向)

Fig. 3. Crystal structures of (a) YI_2 and (b) FeOOH ; Band structures of (c) YI_2 ^[51] and (d) FeOOH ^[59] under applied electric fields. The red and blue solid lines in panels (c) and (d) correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively. The applied electric fields for panels (c) and (d) are $E_z = 60 \text{ MV/cm}$ ^[51] and $E_x = 6 \text{ MV/cm}$ ^[59], respectively, where the subscripts x and z denote the electric-field directions.

发现, 中心反演对称性破缺的 Janus 单层 V_2SeTeO 不仅具有应变诱导的非相对论塞曼型自旋劈裂 (图 4(b) 和图 4(d)), 还兼具压电、压谷和压磁效应. 继上述工作之后, 多种反铁磁材料陆续被报道, 且均具备应变可调控的塞曼型自旋劈裂 [68,70–80,83–86]. 2025 年, Zhai 等 [81] 提出, 应变可通过线性压磁效应在反铁磁体中引发非相对论塞曼型自旋劈裂. 利用对称性分析, Zhai 等 [81] 进一步筛选出 15 个允许该自旋劈裂的共线反铁磁自旋点群, 并给出了相应的有效哈密顿量模型及代表性材料. 第一性原理计算结果表明, 在 CoF_2 等反铁磁材料中, 应变可破

缺联系两个磁性子晶格的所有对称性, 从而诱发非相对论塞曼型自旋劈裂 (图 5(a)–(c)) [81]. 同时, Khodas 等 [82] 提出应变可通过压磁效应调控交错磁体中的磁化强度, 并证实应变可诱发塞曼型自旋劈裂. Khodas 等 [82] 分别在相对论和非相对论框架下推导了压磁不变量, 并通过第一性原理计算证实, 在 $MnTe$ 和 $CrSb$ 等反铁磁体中, 应变诱导的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用可引发压磁效应.

2.4 电场与应变协同诱发塞曼型自旋劈裂

Yu 等 [59] 指出, 电场与应变的协同作用亦可打

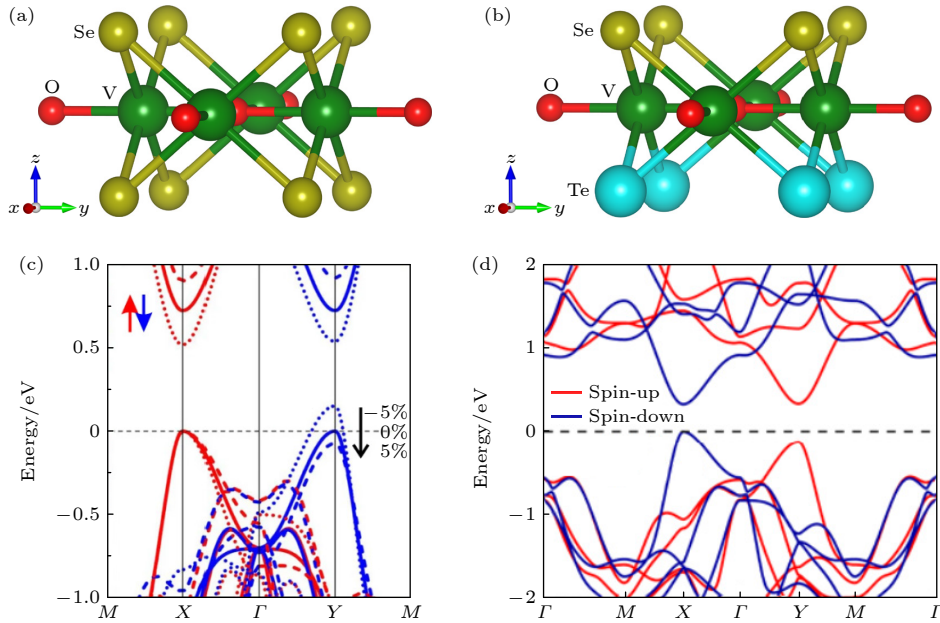


图 4 (a) V_2Se_2O 和 (b) V_2SeTeO 的晶体结构示意图; (c) V_2Se_2O 在应变 $\eta_{xx} = -5\%$ (点线)、 $\eta_{xx} = 0\%$ (实线) 和 $\eta_{xx} = 5\%$ (虚线) 下的电子能带结构 [66]; (d) V_2SeTeO 在应变 $\eta_{xx} = 4\%$ 下的电子能带结构 [67]. 其中, η_{xx} 代表沿 x 轴的拉伸或压缩应变, 红色和蓝色线 (点线、虚线及实线均包含在内) 分别对应自旋向上和自旋向下的电子态

Fig. 4. Crystal structures of (a) V_2Se_2O and (b) V_2SeTeO ; (c) band structure of V_2Se_2O under strains of $\eta_{xx} = -5\%$ (dotted lines), $\eta_{xx} = 0\%$ (solid lines), and $\eta_{xx} = 5\%$ (dashed lines) [66]; (d) band structure of V_2SeTeO under strain of $\eta_{xx} = 4\%$ [67]. Here, η_{xx} denotes the tensile or compressive strain along the x axis. The red and blue lines, including dotted, dashed, and solid lines, correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively.

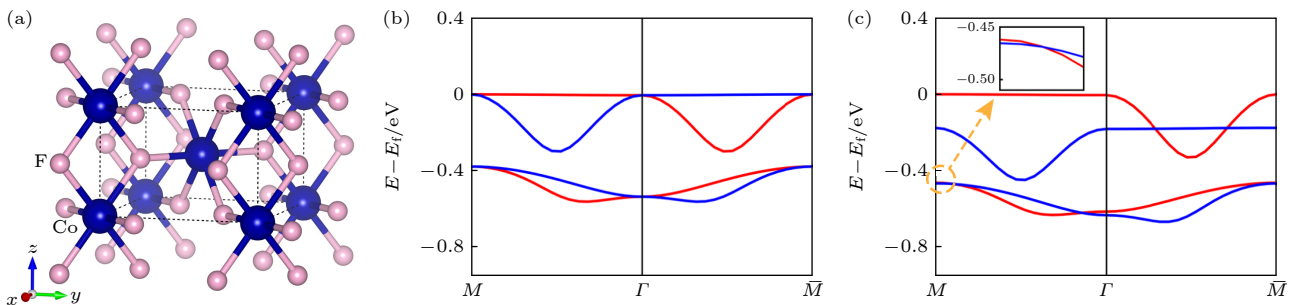


图 5 (a) CoF_2 的晶体结构示意图; (b), (c) CoF_2 在应变 $\eta_{xy} = 0\%$ 和 $\eta_{xy} = 2\%$ 下的电子能带结构 [81]. 其中, η_{xy} 代表 xy 平面内的剪切应变, 红色和蓝色实线分别对应自旋向上和自旋向下的电子态

Fig. 5. (a) Crystal structure of CoF_2 ; (b), (c) band structures of CoF_2 under strains of $\eta_{xy} = 0\%$ and $\eta_{xy} = 2\%$ [81]. Here, η_{xy} denotes the shear strain in the xy plane; the red and blue solid lines correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively.

破共线反铁磁材料中连接两个磁性子晶格的所有对称性, 并通过双线性压磁电效应产生有效磁场, 进而诱导非相对论塞曼型自旋劈裂. 他们基于对称性分析推导了相应的有效哈密顿量, 列出了允许此效应的共线反铁磁自旋点群^[59]. 第一性原理计算表明, 通过电场与应变的协同作用, 可在反铁磁体 NaMnP 中实现非相对论塞曼型自旋劈裂 (图 6(a) 和图 6(b)). Sheoran 和 Dev^[58] 进一步指出, 通过电场、应变及二者协同作用打破反铁磁材料的对称性, 可将其由传统自旋简并反铁磁体转变为亚铁磁体或 d 波交错磁体, 从而产生非相对论自旋劈裂并诱发自旋流.

2.5 微观机制

如上所述, 反铁磁体中的塞曼型自旋劈裂可分

为两类: 一类是由自旋轨道耦合产生的自发塞曼型自旋劈裂^[87–89]; 另一类是由电场、应变等外场诱导的塞曼型自旋劈裂^[44–86,97–101]. 从微观机制来看, 这两类塞曼型自旋劈裂均可归因于动量无关的有效磁场与电子自旋之间的耦合作用^[47,48,50,59,81,87,88]. 根据有效磁场的物理起源, 本文重点讨论三类型的塞曼型自旋劈裂的微观机制.

具体而言, 如图 7(a) 所示, 在不考虑自旋轨道耦合的情况下, 反铁磁体中的两个磁性子晶格通常由晶体对称性相互关联, 从而使布里渊区中心的电子能带保持自旋简并^[21,22,32]. 在此基础上, 外加电场或应变等外场可破坏两个磁性子晶格间的对称性关联, 使两子晶格变得不等价, 并诱导非零有效磁场, 进而产生不依赖于自旋轨道耦合的非相对论塞曼型自旋劈裂, 如图 7(b) 所示^[48–50,58,59,66,78,81,86].

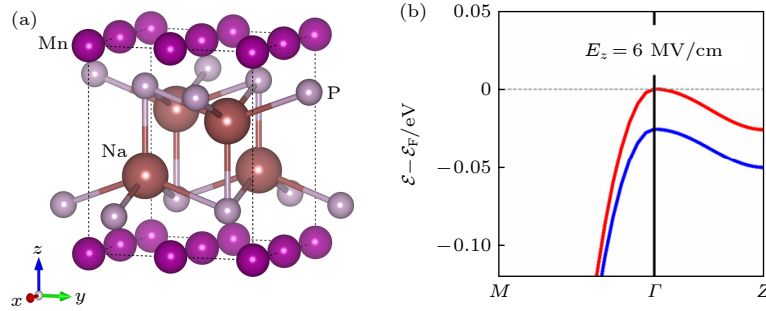


图 6 (a) NaMnP 的晶体结构示意图; (b) NaMnP 在电场 $E_z = 6$ MV/cm 和应变 $\eta_{xy} = 4\%$ 协同作用下的电子能带结构^[59]. 其中, E_z 为沿 z 轴的电场, η_{xy} 为 xy 平面内的剪切应变, 红色和蓝色实线分别对应自旋向上和自旋向下的电子态

Fig. 6. (a) Crystal structure of NaMnP; (b) band structure of NaMnP under the electric field of $E_z = 6$ MV/cm and strain of $\eta_{xy} = 4\%$ ^[59]. Here, E_z denotes the electric field along the z axis, while η_{xy} denotes the shear strain in the xy plane. The red and blue solid lines correspond to spin-up and spin-down electronic states, respectively.

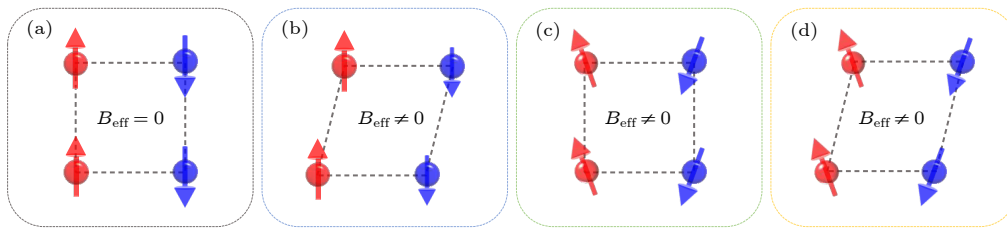


图 7 (a) 不考虑自旋轨道耦合时, 布里渊区中心保持自旋简并的反铁磁磁结构示意图; (b)–(d) 反铁磁体中产生塞曼型自旋劈裂时的三类型磁结构示意图, 其有效磁场分别源于: (b) 在不考虑自旋轨道耦合时, 外场破坏连接两个磁性子晶格的所有对称性, 从而诱导有效磁场; (c) 自旋轨道耦合诱导有效磁场; (d) 外场与自旋轨道耦合协同作用诱导有效磁场. 图 (b) 和图 (d) 中, 畸变的虚线框表示外场诱导的晶格形变. B_{eff} 表示有效磁场. 圆球代表磁性原子, 圆球上的箭头及其长度分别表示原子磁矩的取向和大小

Fig. 7. (a) Schematic antiferromagnetic structure preserving spin degeneracy at the Brillouin-zone center in the absence of spin-orbit coupling; (b)–(d) three representative antiferromagnetic structures exhibiting Zeeman-type spin splitting arising from different mechanisms: (b) in the absence of spin-orbit coupling, the external field breaks all symmetries connecting the two magnetic sublattices, thereby inducing an effective magnetic field; (c) spin-orbit coupling induces an effective magnetic field; and (d) the external field combined with spin-orbit coupling induces an effective magnetic field. In panels (b) and (d), distorted dashed boxes indicate lattice distortions induced by the external field. B_{eff} denotes the effective magnetic field. The spheres represent magnetic atoms, with arrows indicating the orientations and magnitudes of the atomic magnetic moments.

同时,两磁性子晶格间等价性的完全破缺还可能导致磁矩大小不再相等,使体系呈现类似亚铁磁体的特征,并产生弱铁磁性^[48,58,78,86].第二类典型微观机制源于自旋轨道耦合本身.如图7(c)所示,自旋轨道耦合可在反铁磁材料中产生内禀有效磁场,使体系在无外场条件下亦可实现自发塞曼型自旋劈裂^[87-89].第三类典型微观机制可归因于自旋轨道耦合与外场的协同作用.自旋轨道耦合或外场单独作用均不足以诱导有效磁场,但二者的协同作用则可产生有效磁场^[47,82].此时,即使连接两个磁性子晶格的相关对称性未被完全破坏,体系仍可展现塞曼型自旋劈裂,如图7(d)所示^[47,82].此外,自旋轨道耦合还可通过 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用等机制诱导反铁磁磁矩发生微小倾斜,从而产生弱铁磁性,如图7(c)和图7(d)所示^[82,87,88].需要强调的是,上述塞曼型自旋劈裂均源于有效磁场与电子自旋之间的耦合,而非弱铁磁性本身^[47,50,59,81,87,88].

3 有效哈密顿量

基于前人研究^[47,48,58,59,81,82,87,89],本节总结描述反铁磁体塞曼型自旋劈裂的模型哈密顿量,并给出推导方法.一般地,该哈密顿量可表示为

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad (1)$$

其中,

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\gamma} \Delta_{\gamma} \sigma_{\gamma} \quad (2)$$

描述自发产生的塞曼型自旋劈裂, Δ_{γ} ($\gamma = x, y, z$) 为系数, σ_{γ} 为自旋泡利矩阵分量. $\mathcal{H}_1$ 描述由电场、应变通过磁电、压磁或压磁电效应诱发的塞曼型自旋劈裂. $\mathcal{H}_1$ 包含 $\mathcal{H}'_1$, $\mathcal{H}''_1$ 和 $\mathcal{H}'''_1$ 项,形式如下:

(i) 磁电效应

$$\mathcal{H}'_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\alpha_1 \cdots \alpha_n} \sum_{\gamma} \lambda_{\alpha_1 \cdots \alpha_n \gamma}^{(n)} E_{\alpha_1} \cdots E_{\alpha_n} \sigma_{\gamma}, \quad (3a)$$

(ii) 压磁效应

$$\mathcal{H}''_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{\mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m} \sum_{\gamma} \lambda_{\mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m \gamma}^{(m)} \eta_{\mu_1 \nu_1} \cdots \eta_{\mu_m \nu_m} \sigma_{\gamma}, \quad (3b)$$

(iii) 压磁电效应

$$\mathcal{H}'''_1 = \sum_{n,m=1}^{\infty} \sum_{\alpha_1 \cdots \alpha_n \mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m} \sum_{\gamma} \lambda_{\alpha_1 \cdots \alpha_n \mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m \gamma}^{(n,m)} \times E_{\alpha_1} \cdots E_{\alpha_n} \eta_{\mu_1 \nu_1} \cdots \eta_{\mu_m \nu_m} \sigma_{\gamma}, \quad (3c)$$

这里, $\lambda_{\alpha_1 \cdots \alpha_n \gamma}^{(n)}$, $\lambda_{\mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m \gamma}^{(m)}$ 和 $\lambda_{\alpha_1 \cdots \alpha_n \mu_1 \nu_1 \cdots \mu_m \nu_m \gamma}^{(n,m)}$ 分别为磁电效应、压磁效应和压磁电效应的 n 阶、 m 阶和 $n+m$ 阶展开系数,其中 $n, m = 1, 2, 3 \cdots$, $\alpha_n = x, y, z$, $\mu_m \nu_m = xx, yy, zz, xy, yz, xz$; E_{α_n} 表示电场分量; $\eta_{\mu_m \nu_m}$ 表示应变张量分量.若忽略高次项,仅考虑电场和应变借助线性磁电、线性压磁以及双线性压磁电所诱发的塞曼型自旋劈裂,(3a)–(3c) 式可化简为

$$\mathcal{H}'_1 = \sum_{\alpha_1 \gamma} \lambda_{\alpha_1 \gamma} E_{\alpha_1} \sigma_{\gamma}, \quad (4a)$$

$$\mathcal{H}''_1 = \sum_{\mu_1 \nu_1 \gamma} \lambda_{\mu_1 \nu_1 \gamma} \eta_{\mu_1 \nu_1} \sigma_{\gamma}, \quad (4b)$$

$$\mathcal{H}'''_1 = \sum_{\alpha_1 \mu_1 \nu_1 \gamma} \lambda_{\alpha_1 \mu_1 \nu_1 \gamma} E_{\alpha_1} \eta_{\mu_1 \nu_1} \sigma_{\gamma}. \quad (4c)$$

上述有效哈密顿量中的各项系数是否为零由材料的对称群决定.对于不同的群 G ,可利用投影算符方法筛选出相应有效哈密顿量中对称性允许的非零项.为此,可针对群 G 的恒等表示构造投影算符^[105,106]

$$\hat{\Pi} = \frac{1}{n(G)} \sum_{g \in G} \hat{P}_g, \quad (5)$$

其中, $n(G)$ 为群 G 的阶, $\hat{P}_g$ 为群 G 中的对称操作.这里以磁点群 $mmm.1$ 为例,利用投影算符方法推导与塞曼型自旋劈裂相关的有效哈密顿量.如表1所列,磁点群 $mmm.1$ 包含 8 个对称操作,其投影算符可写为

$$\hat{\Pi}_{mmm.1} = \frac{1}{8} (P_1 + P_{2_{100}} + P_{2_{010}} + P_{2_{001}} + P_{\bar{1}} + P_{m_{100}} + P_{m_{010}} + P_{m_{001}}). \quad (6)$$

根据表1,将 $\hat{\Pi}_{mmm.1}$ 分别作用于 σ_x , σ_y 和 σ_z ,得

$$\hat{\Pi}_{mmm.1} \sigma_x = \frac{1}{8} (\sigma_x + \sigma_x - \sigma_x - \sigma_x + \sigma_x + \sigma_x - \sigma_x - \sigma_x) = 0, \quad (7a)$$

$$\hat{\Pi}_{mmm.1} \sigma_y = \frac{1}{8} (\sigma_y - \sigma_y + \sigma_y - \sigma_y + \sigma_y - \sigma_y + \sigma_y - \sigma_y) = 0, \quad (7b)$$

$$\hat{\Pi}_{mmm.1} \sigma_z = \frac{1}{8} (\sigma_z - \sigma_z - \sigma_z + \sigma_z + \sigma_z - \sigma_z - \sigma_z + \sigma_z) = 0. \quad (7c)$$

这表明该磁点群不允许自发塞曼型自旋劈裂.类似地,将投影算符分别作用于 (4a)–(4c) 式的有效哈

密顿量中的各项, 结果表明仅 $\eta_{yz}\sigma_x$, $\eta_{xz}\sigma_y$ 和 $\eta_{xy}\sigma_z$ 非零, 其余均为零. 因此, 磁点群 $mmm.1$ 允许应变诱发的塞曼型自旋劈裂, 有效哈密顿量为

$$\mathcal{H}(mmm.1) = \lambda_{yz}\eta_{yz}\sigma_x + \lambda_{xz}\eta_{xz}\sigma_y + \lambda_{xy}\eta_{xy}\sigma_z. \quad (8)$$

同理, 借助投影算符方法, 可系统推导不同磁点群和自旋点群下描述反铁磁体中塞曼型自旋劈裂的有效哈密顿量, 并据此判断相应点群是否允许自发产生或由外场诱导的塞曼型自旋劈裂.

4 塞曼型自旋劈裂分类

本节基于第 3 节介绍的模型哈密顿量方法, 针对磁点群和自旋点群开展对称性分析, 揭示反铁磁材料中塞曼型自旋劈裂的产生机制. 本文分别在非相对论和相对论框架下, 聚焦于反铁磁体中自发产生的以及由电场、应变及其协同作用诱导的塞曼型自旋劈裂.

4.1 非相对论框架下的塞曼型自旋劈裂

当忽略自旋轨道耦合时, 电子自旋空间与位置空间解耦, 材料的对称性可由自旋群描述^[21,32,107–110]. 根据前人研究, 自旋群的对称操作可表示为 $[g_s||g_l]$, 其中 g_s 和 g_l 分别作用于自旋空间和位置空间. 自旋点群 G_s 可写为纯自旋点群 G_{so} 与非平庸自旋点群 G_{ns} 的直积^[21,32,107–110]:

$$G_s = G_{so} \times G_{ns}. \quad (9)$$

对于共线磁结构, G_{so} 为仅作用于自旋空间的纯自旋点群, 可表示为^[21,32,107–110]

$$G_{so} = \{\mathcal{R}_{//}(\phi)||1\} + \{\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_{\perp}(\pi)||1\}, \quad (10)$$

其中, $\mathcal{R}_{//}(\phi)$ 和 $\mathcal{R}_{\perp}(\pi)$ 分别表示自旋绕平行和垂直于磁矩方向的轴旋转 ϕ 和 π 角, $\mathcal{T}$ 为时间反演操作, 1 为恒等操作. G_{ns} 为非平庸自旋点群, 可写成^[21,32,107–110]

$$G_{ns}^i = \{1||G_0\}, \quad (11a)$$

或

$$G_{ns}^{ii} = \{1||H\} + \{R_{\perp}(\pi)||AH\}, \quad (11b)$$

其中, $G_0 = H + AH$, H 是晶体学点群 G_0 的子群, A 代表中心反演、旋转或非真旋转操作. G_{ns}^i 对应 32 个共线铁磁或亚铁磁自旋点群, G_{ns}^{ii} 对应 58 个共线反铁磁自旋点群^[21,32,107–110]. 值得注意的是, 若考虑平移对称性 t , 还存在一类由 $\mathcal{T}t$ 联系两个磁性子晶格的自旋简并共线反铁磁体^[21,32,107–110]. 由于电场、应变及其协同作用均不能破坏 $\mathcal{T}t$ 对称性, 此类反铁磁体中无法通过上述方式诱导非相对论塞曼型自旋劈裂^[21,32,107–110], 因此下文不再展开讨论.

当不考虑自旋轨道耦合时, 自旋为好量子数^[21]. 因此, 将 (2) 式和 (4a)–(4c) 式中的自旋泡利矩阵重新定义为 σ_{χ} , 其中 χ 方向与磁矩指向共线. 以自旋点群 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 为例, 推导该自旋点群对称性所允许的 $\lambda_{\alpha_1}E_{\alpha_1}\sigma_{\chi}$ 项. 由 (5) 式可知, 自旋点群 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 恒等表示的投影算符可写为

$$\hat{\Pi}_{\bar{1}m^{\infty}m1} = \frac{1}{4} (P_{[\mathcal{R}_{//}(\phi)||1]} + P_{[\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_{\perp}(\pi)||m_{010}]} + P_{[\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_{\perp}(\pi)||1]} + P_{[\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi)||m_{010}]}). \quad (12)$$

表 1 电场分量 E_x , E_y , E_z ; 应变张量分量 η_{xx} , η_{yy} , η_{zz} , η_{xy} , η_{yz} , η_{xz} ; 以及自旋泡利矩阵 σ_x , σ_y , σ_z 在磁点群 $mmm.1$ 下的变换规则. 其中, 1 表示恒等操作; 2_{100} , 2_{010} 和 2_{001} 分别表示绕 x , y 和 z 轴旋转 π 的二重旋转操作; $\bar{1}$ 表示中心反演操作; m_{100} , m_{010} 和 m_{001} 分别表示垂直 x , y 和 z 轴的镜面操作

Table 1. Transformation rules of the electric field components E_x , E_y , and E_z ; the strain tensor components η_{xx} , η_{yy} , η_{zz} , η_{xy} , η_{yz} , and η_{xz} ; and the spin Pauli matrices σ_x , σ_y , and σ_z under the magnetic point group $mmm.1$. Here, 1 denotes the identity operation, 2_{100} , 2_{010} , and 2_{001} denote twofold rotations about the x , y , and z axes, respectively, $\bar{1}$ denotes the inversion operation, and m_{100} , m_{010} , and m_{001} denote mirror operations perpendicular to the x , y , and z axes, respectively.

P_1	E_x	E_y	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	η_{yz}	η_{xz}	σ_x	σ_y	σ_z
$P_{2_{100}}$	E_x	$-E_y$	$-E_z$	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	η_{yz}	$-\eta_{xz}$	σ_x	$-\sigma_y$	$-\sigma_z$
$P_{2_{010}}$	$-E_x$	E_y	$-E_z$	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	$-\eta_{yz}$	η_{xz}	$-\sigma_x$	σ_y	$-\sigma_z$
$P_{2_{001}}$	$-E_x$	$-E_y$	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	$-\eta_{yz}$	$-\eta_{xz}$	$-\sigma_x$	$-\sigma_y$	σ_z
$P_{\bar{1}}$	$-E_x$	$-E_y$	$-E_z$	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	η_{yz}	η_{xz}	σ_x	σ_y	σ_z
$P_{m_{100}}$	$-E_x$	E_y	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	η_{yz}	$-\eta_{xz}$	σ_x	$-\sigma_y$	$-\sigma_z$
$P_{m_{010}}$	E_x	$-E_y$	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	$-\eta_{yz}$	η_{xz}	$-\sigma_x$	σ_y	$-\sigma_z$
$P_{m_{001}}$	E_x	E_y	$-E_z$	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	$-\eta_{yz}$	$-\eta_{xz}$	$-\sigma_x$	$-\sigma_y$	σ_z

根据表 2, 将 $\hat{H}_{\bar{1}m^{\infty}m1}$ 分别作用于 $E_x\sigma_\chi$, $E_y\sigma_\chi$ 和 $E_z\sigma_\chi$, 可得

$$\begin{aligned} & \hat{H}_{\bar{1}m^{\infty}m1} E_x \sigma_\chi \\ &= \frac{1}{4} (E_x \sigma_\chi - E_x \sigma_\chi + E_x \sigma_\chi - E_x \sigma_\chi) = 0, \quad (13a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \hat{H}_{\bar{1}m^{\infty}m1} E_y \sigma_\chi \\ &= \frac{1}{4} (E_y \sigma_\chi + E_y \sigma_\chi + E_y \sigma_\chi + E_y \sigma_\chi) = E_y \sigma_\chi, \quad (13b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \hat{H}_{\bar{1}m^{\infty}m1} E_z \sigma_\chi \\ &= \frac{1}{4} (E_z \sigma_\chi - E_z \sigma_\chi + E_z \sigma_\chi - E_z \sigma_\chi) = 0. \quad (13c) \end{aligned}$$

这表明, 自旋点群 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 禁止 $E_x\sigma_\chi$ 和 $E_z\sigma_\chi$ 项的存在, 但允许 $E_y\sigma_\chi$ 项. 因此, 自旋点群 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 允许电场通过线性磁电效应诱发非相对论塞曼型自旋劈裂, 相应有效哈密顿量为 $\lambda_y E_y \sigma_\chi$. 同理, 对于上述 58 个共线反铁磁自旋点群, 可分别推导由 (2) 式和 (4a)–(4c) 式描述的对称性允许的有效哈密顿量, 并依据不同有效哈密顿量所对应的塞曼型自旋劈裂产生机制, 对相关自旋点群进行分类. 具体分类原则为: 若该自旋点群允许自发产生的塞曼型自旋劈裂, 则忽略外场诱导项; 否则, 优先考虑电场与应变通过线性磁电或线性压磁效应诱导的塞曼型自旋劈裂; 若单一电场或应变即可诱发该自旋劈裂, 则不考虑电场和应变的协同作用; 反之, 考虑电场和应变利用双线性压磁电效应诱发的塞曼型自旋劈裂. 由于 σ_χ 在共线反铁磁的纯自旋点群 G_{s0} 下为不变量, 而在非平庸自旋点群 G_{ns}^i 的自旋空间操作 $\mathcal{R}_\perp(\pi)$ 下变号, 上述 58 个共线反铁磁自旋点群均禁止自发塞曼型自旋劈裂. 因此, 进一步基于描述电场、应变及二者协同作用诱导塞曼型自旋劈裂的有效哈密顿量, 对反铁磁自旋点群进行分类, 相关结果汇总于表 3. 从对称性破缺的角度来看, 此

类外场诱导的非相对论塞曼型自旋劈裂均源于外场打破反铁磁体中两个磁性子晶格之间的所有对称性. 例如, 对于自旋点群为 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 的反铁磁体, 由表 2 可知, 电场分量 E_y 以及应变张量分量 η_{xy} 和 η_{yz} 均在 $[\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_\perp(\pi)|m_{010}]$ 和 $[\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi)|m_{010}]$ 操作下变号, 而其余分量在四个对称操作下均保持不变. 这表明施加沿 y 方向的电场或 xy 和 yz 平面内的剪切应变, 均可破缺连接两磁性子晶格的全部对称性, 从而实现非相对论塞曼型自旋劈裂. 相应地, 有效哈密顿量分别为 $\lambda_y E_y \sigma_\chi$ 和 $\lambda_{xy} \eta_{xy} \sigma_\chi + \lambda_{yz} \eta_{yz} \sigma_\chi$. 由于该自旋点群允许电场或应变单独诱发反铁磁体中的非相对论塞曼型自旋劈裂, 因此不再考虑二者之间的协同作用 (见表 3).

4.2 相对论框架下的塞曼型自旋劈裂

在相对论框架下, 磁性材料在布里渊区中心附近的能带结构可由磁点群描述 [105]. 本小节将针对 122 个磁点群开展对称性分析, 这些磁点群可以分为 3 类 [105]. 在时间反演 $\mathcal{T}$ 操作下, $\sigma_\gamma \rightarrow -\sigma_\gamma$, 而电场 E_{α_1} 和应变张量 $\eta_{\mu_1\nu_1}$ 在 $\mathcal{T}$ 操作下均保持不变. 因此, 时间反演操作将 $E_{\alpha_1}\sigma_\gamma$, $\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma$ 和 $E_{\alpha_1}\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma$ 分别变换为 $E_{\alpha_1}\sigma_\gamma \rightarrow -E_{\alpha_1}\sigma_\gamma$, $\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma \rightarrow -\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma$ 和 $E_{\alpha_1}\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma \rightarrow -E_{\alpha_1}\eta_{\mu_1\nu_1}\sigma_\gamma$. 由于有效哈密顿量必须在相应磁点群的所有对称操作下保持不变 [105], 32 个包含时间反演对称操作的第 II 类磁点群禁止自发的以及电场、应变及其协同作用诱发的塞曼型自旋劈裂. 相比之下, 第 I 类和第 III 类磁点群则可能出现上述自旋劈裂. 我们聚焦这两类磁点群, 采用第 3 节中的方法, 推导了描述反铁磁体中塞曼型自旋劈裂的有效哈密顿量. 在此基础上, 采用与自旋点群相似的分类原则 (见 4.1 节), 对相关磁点群进行分类, 并将结果汇总于表 4. 例如, 磁点群 $2'$ 允

表 2 电场分量 E_x , E_y , E_z ; 应变张量分量 η_{xx} , η_{yy} , η_{zz} , η_{xy} , η_{yz} , η_{xz} ; 以及自旋泡利矩阵 σ_χ 在自旋点群 $\bar{1}m^{\infty}m1$ 下的变换规则. 其中, $\mathcal{R}_{//}(\phi)$ 和 $\mathcal{R}_\perp(\pi)$ 分别表示沿平行和垂直于磁矩 χ 方向的自旋旋转 ϕ 和 π 角, 1 表示恒等操作, $\mathcal{T}$ 为时间反演操作, m_{010} 表示垂直 y 轴的镜面操作

Table 2. Transformation rules of the electric field components E_x , E_y , and E_z ; the strain tensor components η_{xx} , η_{yy} , η_{zz} , η_{xy} , η_{yz} , and η_{xz} ; and the spin Pauli matrix σ_χ under the spin point group $\bar{1}m^{\infty}m1$. Here, $\mathcal{R}_{//}(\phi)$ and $\mathcal{R}_\perp(\pi)$ denote spin rotations by ϕ and π about axes parallel and perpendicular to the magnetic moment direction χ , respectively, 1 denotes the identity operation, $\mathcal{T}$ is the time-reversal operation, and m_{010} denotes the mirror operation perpendicular to the y axis.

$P[\mathcal{R}_{//}(\phi) 1]$	E_x	E_y	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	η_{yz}	η_{xz}	σ_χ
$P[\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_\perp(\pi) m_{010}]$	E_x	$-E_y$	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	$-\eta_{yz}$	η_{xz}	$-\sigma_\chi$
$P[\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi)\mathcal{R}_\perp(\pi) 1]$	E_x	E_y	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	η_{xy}	η_{yz}	η_{xz}	σ_χ
$P[\mathcal{T}\mathcal{R}_{//}(\phi) m_{010}]$	E_x	$-E_y$	E_z	η_{xx}	η_{yy}	η_{zz}	$-\eta_{xy}$	$-\eta_{yz}$	η_{xz}	$-\sigma_\chi$

表 3 允许反铁磁体中外场诱发塞曼型自旋劈裂的共线反铁磁自旋点群. 上角标 x, y, z 分别表示由电场分量 E_x, E_y, E_z 诱发的塞曼型自旋劈裂; a, b, c, d, e, f 分别表示由应变张量分量 $\eta_{xx}, \eta_{yy}, \eta_{zz}, \eta_{xy}, \eta_{yz}, \eta_{xz}$ 诱发的塞曼型自旋劈裂; 组合角标则表示由电场和应变协同作用诱发的塞曼型自旋劈裂. 另外, 自旋点群中的 $\infty m 1$ 部分已被省略, 如 $\bar{1}m$ 的完整表达应为 $\bar{1}m^{\infty m 1}$. 在制表过程中, 参照了文献 [58,59,81,82]

Table 3. Collinear antiferromagnetic spin point groups that host external-field-induced Zeeman-type spin splitting. The superscripts x, y , and z denote the Zeeman-type spin splitting induced by the electric field components E_x, E_y , and E_z , respectively; a, b, c, d, e , and f denote the Zeeman-type spin splitting induced by the strain tensor components $\eta_{xx}, \eta_{yy}, \eta_{zz}, \eta_{xy}, \eta_{yz}$, and η_{xz} , respectively; and combined superscripts denote the Zeeman-type spin splitting induced by the combined effect of the electric field and strain. In addition, the $\infty m 1$ part of the spin point groups has been omitted; for example, $\bar{1}m$ should be written as $\bar{1}m^{\infty m 1}$. The table is prepared based on Refs.[58,59,81,82].

线性磁电	$\bar{1}^x y, z, \bar{1}^y x, z, \bar{1}^z m^y, \bar{1}^2 / \bar{1} m^y, \bar{1}^2 / m^x, z, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^2 x, \bar{1}^2 \bar{1}^2 1^2 z, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^1 m^z, \bar{1}^4 z, \bar{1}^4 / \bar{1} m^z, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 z, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 m^z, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 m^z, \bar{1}^3 z, \bar{1}^3 \bar{1}^2 z, \bar{1}^3 \bar{1}^1 m^z, \bar{1}^6 z, \bar{1}^6 \bar{1}^2 \bar{1}^2 z, \bar{1}^6 / \bar{1} m^z, \bar{1}^6 \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^2 z, \bar{1}^6 / \bar{1} m^1 m^1 m^z$
线性压磁	$\bar{1}^2 d, e, \bar{1}^1 m^1 d, e, \bar{1}^2 / \bar{1} m^1 d, e, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^1 m^1 d, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^1 m^1 d, \bar{1}^2 \bar{1}^2 1^2 d, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^1 m^1 d, \bar{1}^4 a, b, d, \bar{1}^4 a, b, d, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 d, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 a, b, \bar{1}^4 \bar{1}^1 m^1 m^1 d, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 m^1 d, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 m^1 a, b, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 m^1 a, b$
双线性压磁电	$\bar{1}^1 m^1 \bar{1}^1 m^1 d, z, e, x, f, y, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 a, z, b, z, d, z, e, x, f, y, \bar{1}^4 \bar{1}^1 m^1 m^1 e, x, f, y, \bar{1}^4 \bar{1}^2 \bar{1}^2 m^1 a, z, b, z, e, x, f, y, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 m^1 d, z, e, x, f, y, \bar{1}^4 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 e, x, f, y, \bar{1}^3 \bar{1}^1 m^1 a, x, b, x, d, y, e, x, f, y, \bar{1}^3 \bar{1}^1 m^1 a, x, b, x, d, y, e, x, f, y, \bar{1}^6 a, x, a, y, b, x, b, y, d, x, d, y, \bar{1}^6 \bar{1}^2 \bar{1}^2 a, x, b, x, d, y, \bar{1}^6 / \bar{1} m^1 m^1 a, x, a, y, b, x, b, y, d, x, d, y, \bar{1}^6 \bar{1}^1 m^1 m^1 e, x, f, y, \bar{1}^6 \bar{1}^1 m^1 m^1 a, y, b, y, d, x, \bar{1}^6 \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^2 a, x, b, x, d, y, \bar{1}^6 \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^2 e, x, f, y, \bar{1}^6 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 a, x, b, x, d, y, \bar{1}^6 / \bar{1} m^1 m^1 m^1 e, x, f, y, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^3 d, z, e, x, f, y, \bar{1}^4 \bar{1}^3 \bar{1}^2 d, z, e, x, f, y, \bar{1}^1 m^1 \bar{1}^3 \bar{1}^1 d, z, e, x, f, y$

表 4 允许反铁磁体中自发以及外场诱导塞曼型自旋劈裂的磁点群. 上角标 x, y, z 分别表示由电场分量 E_x, E_y, E_z 诱发的塞曼型自旋劈裂; a, b, c, d, e, f 分别表示由应变张量分量 $\eta_{xx}, \eta_{yy}, \eta_{zz}, \eta_{xy}, \eta_{yz}, \eta_{xz}$ 诱发的塞曼型自旋劈裂, 组合角标则表示由电场和应变协同作用诱发的塞曼型自旋劈裂. 在制表过程中, 参照了文献 [47,48,82]

Table 4. Magnetic point groups that host spontaneous and external-field-induced Zeeman-type spin splitting in antiferromagnets. The superscripts x, y , and z denote the Zeeman-type spin splitting induced by the electric field components E_x, E_y , and E_z , respectively; a, b, c, d, e , and f denote the Zeeman-type spin splitting induced by the strain tensor components $\eta_{xx}, \eta_{yy}, \eta_{zz}, \eta_{xy}, \eta_{yz}$, and η_{xz} , respectively; and combined superscripts denote the Zeeman-type spin splitting induced by the combined effect of the electric field and strain. The table is prepared based on Refs.[47,48,82].

自发	$1.1, \bar{1}.1, 2.1, 2', m.1, m', 2/m.1, 2'/m', 2'2'2', m'm'2', m'm'2, m'm'm, 4.1, \bar{4}.1, 4/m.1, 42'2', 4m'm', \bar{4}2'm', 4/mm'm', 3.1, \bar{3}.1, 32', 3m', \bar{3}m', 6.1, \bar{6}.1, 6/m.1, 62'2', 6m'm', \bar{6}m'2', 6/mm'm'$
线性磁电	$\bar{1}^x y, z, 2'/m^x, y, z, 2/m^x, y, z, 222.1^x, y, z, mm2.1^x, y, m'mm^y, z, m'm'm^x, y, z, 4^x, y, \bar{4}^x, y, z, 4/m^x, y, z, 4'/m^x, y, 422.1^x, y, z, 4'22'^x, y, 4mm.1^x, y, 4'm'm^x, y, \bar{4}2m.1^x, y, \bar{4}'2'm^x, y, \bar{4}'2m'^x, y, z, 4/m'mm^x, y, 4'/m'm'm^x, y, 4/m'm'm^x, y, z, \bar{3}^x, y, z, 32.1^x, y, z, 3m.1^x, y, \bar{3}^x, y, z, \bar{3}'m^x, y, \bar{3}'m'^x, y, z, \bar{6}^x, y, z, 6/m^x, y, z, 622.1^x, y, z, 6mm.1^x, y, \bar{6}'m'^2, y, z, \bar{6}'m'2^x, y, 6/m'mm^x, y, 6/m'm'm^x, y, z, 23.1^x, y, z, m'\bar{3}^x, y, z, 432.1^x, y, z, \bar{4}'3m'^x, y, z, m'\bar{3}'m'^x, y, z$
线性压磁	$222.1^{d, e, f}, mm2.1^{d, e, f}, mmm.1^{d, e, f}, 4^{a, b, d, e, f}, \bar{4}^{a, b, d, e, f}, 4'/m^{a, b, d, e, f}, 422.1^{e, f}, 4'22'^{d, e, f}, 4mm.1^{e, f}, 4'm'm^{a, b, e, f}, \bar{4}2m.1^{e, f}, \bar{4}'2'm^{a, b, e, f}, \bar{4}'2m'^{d, e, f}, 4/mmm.1^{e, f}, 4'/mm'm^{a, b, e, f}, 32.1^{a, b, d, e, f}, 3m.1^{a, b, d, e, f}, \bar{3}m.1^{a, b, d, e, f}, 6^{a, b, d}, \bar{6}^{a, b, d}, 6'/m'^{a, b, d}, 622.1^{e, f}, 6'22'^{a, b, d}, 6mm.1^{e, f}, 6'mm'^{a, b, d}, \bar{6}m'2.1^{e, f}, \bar{6}'m'2^{a, b, d}, \bar{6}'m'2^{a, b, d}, 6/mmm.1^{e, f}, 6'/m'mm'^{a, b, d}, 23.1^{d, e, f}, m\bar{3}.1^{d, e, f}, 4'32'^{d, e, f}, \bar{4}'3m'^{d, e, f}, m\bar{3}m'^{d, e, f}$
双线性压磁电	$6'/m^{a, x, a, y, a, z, b, x, b, y, b, z, d, x, d, y, d, z, e, x, e, y, f, x, f, y}, 6'/mmm'^{a, x, a, z, b, x, b, z, d, y, d, z, e, x, e, y, f, x, f, y}, \bar{4}3m.1^{a, y, a, z, b, x, b, z, c, x, c, y, d, x, d, y, e, y, e, z, f, x, f, z}, m'\bar{3}'m'^{a, y, a, z, b, x, b, z, c, x, c, y, d, x, d, y, e, y, e, z, f, x, f, z}$

许自发产生塞曼型自旋劈裂, 因此不再考虑电场或应变诱发的塞曼型自旋劈裂; 磁点群 222.1 不允许自发的塞曼型自旋劈裂, 但单一电场或应变可通过线性磁电或线性压磁机制诱发塞曼型自旋劈裂, 因此我们不再对磁点群 222.1 考虑双线性压磁电机制.

综上所述, 基于表 3 和表 4 总结的自旋点群与磁点群分类, 可系统判定相应反铁磁材料中是否允许存在自发或外场诱导的塞曼型自旋劈裂, 并揭示相应有效磁场的微观起源. 首先, 自旋点群可用于

判定材料是否具有反铁磁序. 进一步地, 通过对比分析磁点群与自旋点群, 可有效判定反铁磁体中的塞曼型自旋劈裂是否依赖自旋轨道耦合, 进而阐明 2.5 节所述的三种典型微观机制. 以反铁磁体 MnTe 和 SrFe₂S₂O 为例. 在 MnTe 中, 当反铁磁奈尔矢量沿 [210] 方向时, 其磁点群和自旋点群分别为 $m'm'm$ 和 $\bar{1}6/\bar{1}m^1 m^1 m^{\infty m 1}$ [32], 前者允许自发塞曼型劈裂, 而后者禁止 (见表 3 和表 4). 这表明在 MnTe 中可实现自旋轨道耦合驱动的发塞曼

型自旋劈裂, 与 Liu 等^[89]的研究结果一致. 在 $\text{SrFe}_2\text{S}_2\text{O}$ 中, 其自旋点群 $1m\bar{1}m1m^\infty m1$ 允许 y 方向电场诱发塞曼型自旋劈裂, 而其磁点群 $m'mm$ 同时允许沿 y 和 z 方向的电场诱发塞曼型自旋劈裂 (见表 3 和表 4)^[47]. 这表明, 由 y 方向电场诱发的塞曼型自旋劈裂不依赖自旋轨道耦合; 相反, z 方向电场诱发的塞曼型自旋劈裂则需要电场与自旋轨道耦合的协同作用. 需要指出的是, 本文主要基于共线反铁磁自旋点群与磁点群的对比分析, 阐述上述三种典型的微观机制. 类似地, 通过非共线反铁磁自旋点群与磁点群的对比分析, 同样可判定上述塞曼型自旋劈裂的典型微观机制 (见 2.5 节).

5 总结和展望

本文聚焦反铁磁材料中的塞曼型自旋劈裂, 介绍了领域内的研究进展, 讨论了塞曼型自旋劈裂的可能产生机制与微观物理图像, 并在相对论和非相对论框架下将磁点群和自旋点群按自发产生以及电场、应变诱导等机制进行分类. 基于表 3 和表 4, 可根据反铁磁材料的自旋点群与磁点群判定该材料是否可承载自发的或外场诱导的塞曼型自旋劈裂, 并进一步分析该劈裂是否依赖于自旋轨道耦合. 同时, 电场、应变及其协同作用可在反铁磁体中诱发反常霍尔^[48,53,56,60,61,75,111]、磁光克尔^[44,51]、隧穿磁阻^[50]以及自旋流^[58,66,68]等物理效应, 这为实验上间接探测反铁磁体中的塞曼型自旋劈裂提供了有效途径.

目前, 基于反铁磁材料中塞曼型自旋劈裂的研究仍面临若干亟待解决的关键问题. 首先, 反铁磁体中自发的与电场、应变及其协同作用诱导的塞曼型自旋劈裂和相关输运现象目前仍缺乏充分的实验验证, 多数研究尚处于理论预测阶段, 相关实验报道十分有限^[69]. 因此, 未来应进一步发展自旋分辨角分辨光电子能谱及相关实验技术, 实现对反铁磁体中塞曼型自旋劈裂能带结构的直接观测, 并结合输运等实验测量, 系统验证其相关输运效应. 其次, 目前已报道的具有显著塞曼型自旋劈裂的反铁磁材料仍较为有限. 近期研究表明, 通过 Janus 工程、原子替换等方式改变磁性原子周围的局域环境, 可打破连接两个磁性子晶格的所有对称性, 从而将布里渊区中心自旋简并的反铁磁体转变为完全补偿亚铁磁体, 并产生显著且与外场无关的塞曼

型自旋劈裂^[51,60,61,63,93-96,112]. 在此基础上, 结合第一性原理计算、高通量筛选、机器学习预测及对称性分析等方法, 有望设计并筛选更多具有显著塞曼型自旋劈裂的候选材料, 为新型反铁磁自旋电子器件的发展提供丰富的材料基础. 此外, 相较于传统铁磁基自旋器件, 全反铁磁器件在高密度集成方面具有独特优势^[4,5,16], 有望为新一代高性能反铁磁自旋电子器件的发展提供新的物理机制与设计范式. 未来, 可利用反铁磁体中的塞曼型自旋劈裂设计并构筑磁性隧道结、自旋阀等器件, 为反铁磁自旋电子器件的发展提供新的途径. 进一步地, 在铁电反铁磁多铁材料中实现塞曼型自旋劈裂与铁电性的共存, 将有望实现反铁磁自旋电子器件的非易失性电学调控^[30,113-119], 从而推动反铁磁自旋电子学发展. 本综述期望为具有塞曼型自旋劈裂的反铁磁材料筛选和相关器件设计提供理论依据.

参考文献

- [1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Von Molnár S, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [2] Žutić I, Fabian J, Sarma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [3] Bhatti S, Sbiaa R, Hirohata A, Ohno H, Fukami S, Piramanayagam S 2017 *Mater. Today* **20** 530
- [4] Jungwirth T, Marti X, Wadley P, Wunderlich J 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 231
- [5] Baltz V, Manchon A, Tsoi M, Moriyama T, Ono T, Tserkovnyak Y 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005
- [6] Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu I L, Diény B, Pirro P, Hillebrands B 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **509** 166711
- [7] Berger L 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 2156
- [8] Ralph D C, Stiles M D 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190
- [9] Miyazaki T, Tezuka N 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **139** L231
- [10] Julliere M 1975 *Phys. Lett. A* **54** 225
- [11] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273
- [12] Hoffmann A, Zhang W 2022 *J. Magn. Magn. Mater.* **553** 169216
- [13] Šmejkal L, Mokrousov Y, Yan B, MacDonald A H 2018 *Nat. Phys.* **14** 242
- [14] Han J, Cheng R, Liu L, Ohno H, Fukami S 2023 *Nat. Mater.* **22** 684
- [15] Chen H, Liu L, Zhou X, Meng Z, Wang X, Duan Z, Zhao G, Yan H, Qin P, Liu Z 2024 *Adv. Mater.* **36** 2310379
- [16] Jungwirth T, Sinova J, Manchon A, Marti X, Wunderlich J, Felser C 2018 *Nat. Phys.* **14** 200
- [17] Wadley P, Howells B, Železný J, Andrews C, Hills V, Campion R P, Novák V, Olejník K, Maccheronzi F, Dhesi S S, Martin S Y, Wagner T, Wunderlich J, Freimuth F, Mokrousov Y, Kuneš J, Chauhan J S, Grzybowski M J,

- Rushforth A W, Edmonds K W, Gallagher B L, Jungwirth T 2016 *Science* **351** 587
- [18] Bodnar S Y, Šmejkal L, Turek I, Jungwirth T, Gomonay O, Sinova J, Sapozhnik A, Elmers H J, Kläui M, Jourdan M 2018 *Nat. Commun.* **9** 348
- [19] Yuan L D, Wang Z, Luo J W, Rashba E I, Zunger A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 014422
- [20] Yuan L D, Wang Z, Luo J W, Zunger A 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 014409
- [21] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031042
- [22] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 040501
- [23] Bai L, Feng W, Liu S, Šmejkal L, Mokrousov Y, Yao Y 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2409327
- [24] Liu Q, Dai X, Blügel S 2025 *Nat. Phys.* **21** 329
- [25] Song C, Bai H, Zhou Z, Han L, Reichlova H, Dil J H, Liu J, Chen X, Pan F 2025 *Nat. Rev. Mater.* **10** 473
- [26] Rimmler B H, Pal B, Parkin S S 2025 *Nat. Rev. Mater.* **10** 109
- [27] Guo Z, Wang X, Wang W, Zhang G, Zhou X, Cheng Z 2025 *Adv. Mater.* **37** 2505779
- [28] Yan H, Zhou X, Qin P, Liu Z 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 030503
- [29] Zhang X, Xiong J X, Yuan L D, Zunger A 2025 *Phys. Rev. X* **15** 031076
- [30] Chen X, Ding N, Barone P, Rizza C, Dong S, Ren W, Radaelli P G, Gou G, Stroppa A 2025 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **17** 69856
- [31] Zhu Y P, Chen X, Liu X R, Liu Y, Liu P, Zha H, Qu G, Hong C, Li J, Jiang Z, Ma X M, Hao Y J, Zhu M Y, Liu W, Zeng M, Jayaram S, Lenger M, Ding J, Mo S, Tanaka K, Arita M, Liu Z, Ye M, Shen D, Wrachtrup J, Huang Y, He R H, Qiao S, Liu Q, Liu C 2024 *Nature* **626** 523
- [32] Liu Y, Chen X, Yu Y, Etxebarria J, Perez-Mato J M, Liu Q 2026 *Nature* **652** 869
- [33] Qin P, Yan H, Wang X, Chen H, Meng Z, Dong J, Zhu M, Cai J, Feng Z, Zhou X, Liu L, Zhang T, Zeng Z, Zhang J, Jiang C, Liu Z 2023 *Nature* **613** 485
- [34] Chen X, Higo T, Tanaka K, Nomoto T, Tsai H, Idzuchi H, Shiga M, Sakamoto S, Ando R, Kosaki H, Matsuo T, Nishio-Hamane D, Arita R, Miwa S, Nakatsuji S 2023 *Nature* **613** 490
- [35] Zhou Z, Cheng X, Hu M, Chu R, Bai H, Han L, Liu J, Pan F, Song C 2025 *Nature* **638** 645
- [36] Zhang F, Cheng X, Yin Z, Liu C, Deng L, Qiao Y, Shi Z, Zhang S, Lin J, Liu Z, Ye M, Huang Y, Meng X, Zhang C, Okuda T, Shimada K, Cui S, Zhao Y, Cao G H, Qiao S, Liu J, Chen C 2025 *Nat. Phys.* **21** 760
- [37] Han L, Fu X, Peng R, Cheng X, Dai J, Liu L, Li Y, Zhang Y, Zhu W, Bai H, Zhou Y, Liang S, Chen C, Wang Q, Chen X, Yang L, Zhang Y, Song C, Liu J, Pan F 2024 *Sci. Adv.* **10** eadn0479
- [38] Chu R, Han L, Gong Z, Fu X, Bai H, Liang S, Chen C, Cheong S, Zhang Y, Liu J, Wang Y Y, Pan F, Lu H Z, Song C 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 216703
- [39] Zhou Z, Cao Y, Pan Z, Zhang Y, Liang S, Pan F, Song C 2026 *Nature* **651** 341
- [40] Su Y, Geng C, Kong D, Han L, Huang L, Pan F, Dai F, Wu X, Song C 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 196704
- [41] Yan H, Mao H, Qin P, Wang J, Liang H, Zhou X, Wang X, Chen H, Meng Z, Liu L, Zhao G, Duan Z, Zhu Z, Fang B, Zeng Z, Bettiol A A, Zhang Q, Tang P, Jiang C, Liu Z 2024 *Nat. Commun.* **15** 4978
- [42] Zeng M, Zhu M Y, Zhu Y P, Liu X R, Ma X M, Hao Y J, Liu P, Qu G, Yang Y, Jiang Z, Yamagami K, Arita M, Zhang X, Shao T H, Dai Y, Shimada K, Liu Z, Ye M, Huang Y, Liu Q, Liu C 2024 *Adv. Sci.* **11** 2406529
- [43] Xiong J X, Zhang X, Yuan L D, Zunger A 2026 *Matter* **9** 102674
- [44] Sivadas N, Okamoto S, Xiao D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 267203
- [45] Gong S J, Gong C, Sun Y Y, Tong W Y, Duan C G, Chu J H, Zhang X 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115** 8511
- [46] Wang H, Qian X 2020 *npj Comput. Mater.* **6** 199
- [47] Zhao H J, Liu X, Wang Y, Yang Y, Bellaiche L, Ma Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 187602
- [48] Tao L L, Zhang Q, Li H, Zhao H J, Wang X, Song B, Tsymbal E Y, Bellaiche L 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 096803
- [49] Yuan L D, Zhang X, Acosta C M, Zunger A 2023 *Nat. Commun.* **14** 5301
- [50] Zhang R W, Cui C, Li R, Duan J, Li L, Yu Z M, Yao Y 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 056401
- [51] Liu Y, Guo S D, Li Y, Liu C C 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 116703
- [52] Sheoran S, Bhattacharya S 2024 *Phys. Rev. B* **109** L020404
- [53] Chen Y, Farooq M U, Huang L 2025 *Phys. Rev. B* **111** 054418
- [54] Guo S D, Luo Q, Zhang S H, Jiang P 2026 *Phys. Rev. B* **113** 064408
- [55] Guo S D, Xu W, Xue Y, Zhu G, Ang Y S 2024 *Phys. Rev. B* **109** 134426
- [56] Li J Y, Wang Y K, Zhang Y, Li S, Yang W L 2026 *Nano Lett.* **26** 3927
- [57] Zhang L, Guo S D, Zhu G 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 142405
- [58] Sheoran S, Dev P 2026 *Phys. Rev. B* **113** 174426
- [59] Yu L, Zhao H J, Bellaiche L, Ma Y 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 256704
- [60] Phutela A, Bhattacharya S 2025 *Phys. Rev. Mater.* **9** L081001
- [61] Sun H, Dong P, Wu C, Li P 2025 *Phys. Rev. B* **111** 235431
- [62] Guo S D 2026 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **28** 2188
- [63] Wang P, Liu Q, Liu N, Kuang M, Yang T, Wang B, Ju M, Yuan H, Jiang X, Zhao J 2023 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **15** 52767
- [64] Yang X, Ding N, Chen J, Wang Z, An M, Dong S 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 162403
- [65] Zhang D, Zhou W, Zheng G, Li A, Chen Y, Ouyang F 2025 *Chin. J. Phys.* **94** 153
- [66] Ma H Y, Hu M, Li N, Liu J, Yao W, Jia J F, Liu J 2021 *Nat. Commun.* **12** 2846
- [67] Zhu Y, Chen T, Li Y, Qiao L, Ma X, Liu C, Hu T, Gao H, Ren W 2023 *Nano Lett.* **24** 472
- [68] Wu Y, Deng L, Yin X, Tong J, Tian F, Zhang X 2024 *Nano Lett.* **24** 10534
- [69] Yao F, Liao M, Gibertini M, Cheon C Y, Lin X, Wu F, Watanabe K, Taniguchi T, Gutiérrez-Lezama I, Morpurgo A F 2025 *Nat. Nanotechnol.* **20** 609
- [70] Ma Q, Wang B, Yang G, Liu Y 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 223106
- [71] Guo S D, Guo X S, Cheng K, Wang K, Ang Y S 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 082401
- [72] Xie W, Xu X, Yue Y, Xia H, Wang H 2025 *Phys. Rev. B* **111** 134429
- [73] Li J Y, Fan A D, Wang Y K, Zhang Y, Li S 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 222404

- [74] Chen C, He X, Xiong Q, Quan C, Hou H, Ji S, Yang J, Li X 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 102409
- [75] Hu X, Zhao W, Xia W, Sun H, Wu C, Wu Y Z, Li P 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 011905
- [76] Tian J, Li J, Liu H, Li Y, Liu Z, Li L, Li J, Liu G, Shi J 2025 *Phys. Rev. B* **111** 035437
- [77] Fernandes R M, De Carvalho V S, Birol T, Pereira R G 2024 *Phys. Rev. B* **109** 024404
- [78] Hu M, Cheng X, Huang Z, Liu J 2025 *Phys. Rev. X* **15** 021083
- [79] Chang Y, Wu Y, Deng L, Yin X, Zhang X 2025 *Materials* **18** 527
- [80] Sun X, Yu X, Guo S D, Chen S 2025 *J. Phys.: Condens. Matter* **37** 445801
- [81] Zhai Y, Yu L, Lv J, Zhang W, Zhao H J 2025 *Phys. Rev. B* **112** 174411
- [82] Khodas M, Mu S, Mazin I, Belashchenko K 2026 *Phys. Rev. B* **113** 104422
- [83] Zhang X, Jiang P, Ma Y, Zhou X, Liu L, Huang H M, Guo S D, Cao T, Li Y L 2026 *arXiv*: 2605.01872
- [84] Xun W, Liu X, Zhang Y, Wu Y Z, Li P 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 161903
- [85] Tirth V, Alreface S H, Shahid H, Rakhmonov F, Alrubayyi A, Asadullayeva S, Algahtani A, Alsuhaibani A M, Refat M S 2026 *J. Phys. Chem. Solids* **215** 113718
- [86] Xie W, Wang L, Yue Y, Xu X, Xia H, Wang H 2026 *arXiv*: 2604.15640
- [87] Liu X, Zhao H J, Bellaiche L, Ma Y 2023 *Phys. Rev. B* **108** 125108
- [88] Milivojević M, Orozović M, Picozzi S, Gmitra M, Stavić S 2024 *2D Mater.* **11** 035025
- [89] Liu Y, Li J, Liu P, Liu Q 2024 *npj Quantum Mater.* **9** 69
- [90] Sheoran S, Bhattacharya S 2024 *Phys. Rev. Mater.* **8** L051401
- [91] Guo S D, He J, Ang Y S 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 232401
- [92] Liu Y, Liu Y, Wang X, Xia N, Xu G, Wang Y, Wang H, Gao W, Zhao J 2025 *Phys. Rev. Mater.* **9** 104406
- [93] Yuan L D, Georgescu A B, Rondinelli J M 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 216701
- [94] Guo S D, Ang Y S 2023 *Phys. Rev. B* **108** L180403
- [95] Guo S D, Guo X S, Liang D C, Wang G 2025 *J. Mater. Chem. C* **13** 11997
- [96] Li S, Wang R, Frauenheim T, Guo S, Zhou Z, He J 2025 *J. Phys. Chem. Lett.* **16** 11128
- [97] Ramazashvili R 2009 *Phys. Rev. B* **79** 184432
- [98] Ramazashvili R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 137202
- [99] Ramazashvili R 2019 *J. Phys. Chem. Solids* **128** 65
- [100] Ramazashvili R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 216404
- [101] Ramazashvili R, Grigoriev P, Helm T, Kollmannsberger F, Kunz M, Biberacher W, Kampert E, Fujiwara H, Erb A, Wosnitza J, Gross R, Kartsovnik M V 2021 *npj Quantum Mater.* **6** 11
- [102] Feng Z, Zhou X, Šmejkal L, Wu L, Zhu Z, Guo H, González-Hernández R, Wang X, Yan H, Qin P, Zhang X, Wu H, Chen H, Meng Z, Liu L, Xia Z, Sinova J, Jungwirth T, Liu Z 2022 *Nat. Electron.* **5** 735
- [103] Noh S, Kim G H, Lee J, Jung H, Seo U, So G, Lee J, Lee S, Park M, Yang S, Oh Y S, Jin H, Sohn C, Yoo J W 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 246703
- [104] Zuniga-Cespedes B E, Manna K, Noad H M, Yang P Y, Nicklas M, Felser C, Mackenzie A P, Hicks C W 2023 *New J. Phys.* **25** 023029
- [105] Dresselhaus M S, Dresselhaus G, Jorio A 2007 *Group Theory: Application to the Physics of Condensed Matter* (Springer Science & Business Media) Springer Berlin, Heidelberg 57 426
- [106] Geilhufe R M, Hergert W 2018 *Front. Phys.* **6** 86
- [107] Liu P, Li J, Han J, Wan X, Liu Q 2022 *Phys. Rev. X* **12** 021016
- [108] Xiao Z, Zhao J, Li Y, Shindou R, Song Z D 2024 *Phys. Rev. X* **14** 031037
- [109] Litvin D B, Opechowski W 1974 *Physica* **76** 538
- [110] Litvin D B 1977 *Acta Cryst. A* **33** 279
- [111] Yu L, Zhao H J, Yang Y, Bellaiche L, Ma Y 2025 *Phys. Rev. B* **112** 014434
- [112] Zhao B, Liu Q, Yang Q, Xing J, Zhao J, Liu F, Jiang X 2026 *Phys. Rev. Lett.* **137** 026702
- [113] Fiebig M, Lottermoser T, Meier D, Trassin M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16046
- [114] Spaldin N A, Ramesh R 2019 *Nat. Mater.* **18** 203
- [115] Su M, Zhang D, Ye H, Zhang G, Gu M, Wang J 2025 *Phys. Rev. B* **112** 195427
- [116] Zhao W, Zhou X, Guo Z, Zhu T, Chen J, Li H, Cheng Z, Wang X, Wang W 2026 *Nat. Commun.* **17** 5663
- [117] Cheng N, Cheng H, Zhao X, Hu G, Yuan X, Ren J 2025 *Phys. Rev. B* **111** 195154
- [118] Yu C, Hong L, Chen Z, Liu Z, Jiao S, Liu X, Hu W 2026 *J. Phys. Chem. Lett.* **17** 3539
- [119] Dong J, Wu K, Zhu M, Zheng F, Li X, Zhang J 2025 *Phys. Rev. B* **112** 024425

SPECIAL TOPIC—Quantum magnetism

Zeeman-type spin splittings in antiferromagnets

ZHAI Yahui^{1) #} YU Longju^{1) #} ZHAO Hongjian^{1)2)3)†} WANG Yanchao^{1)4)‡}

1) (*Key Laboratory of Material Simulation Methods and Software of Ministry of Education,
College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

2) (*Key Laboratory of Physics and Technology for Advanced Batteries (Ministry of Education),
College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

3) (*International Center of Future Science, Jilin University, Changchun 130012, China*)

4) (*State Key Laboratory of Superhard Materials, College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

(Received 30 May 2026; revised manuscript received 30 July 2026)

Abstract

Unlike ferromagnets, antiferromagnets typically exhibit fully compensated magnetic moments and thus nearly zero net magnetization, posing challenges to the design and manipulation of antiferromagnetic spintronic devices. Recent studies have demonstrated that antiferromagnets can host spin-orbit coupling (SOC)-induced spontaneous Zeeman-type spin splittings (ZSSs), while electric fields and strain can also induce such spin splittings, giving rise to spin-polarized carriers in these materials and therefore opening new avenues for antiferromagnetic spintronics. In this review, we systematically discuss the physical mechanisms underlying ZSSs in antiferromagnetic materials, with particular emphasis on the linear magnetoelectric, linear piezomagnetic, and bilinear piezomagnetoelectric effects that induce ZSSs via electric fields, strain, and electric field-strain coupling, respectively. We also construct the corresponding effective Hamiltonians for spontaneous and the aforementioned field-induced ZSSs. Within both nonrelativistic and relativistic frameworks, we classify the spin point groups (SPGs) and magnetic point groups (MPGs) that allow for spontaneous and externally induced ZSSs. By comparing the symmetry constraints imposed by SPGs and MPGs, we can elucidate the SOC dependence of the corresponding ZSSs in antiferromagnets. This review aims to provide a theoretical basis for screening antiferromagnetic materials with tunable ZSSs and designing antiferromagnetic spintronic devices.

Keywords: spintronics, antiferromagnets, Zeeman-type spin splittings, symmetry analysis

DOI: [10.7498/aps.75.20260777](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260777)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260777](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260777)

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: physzhaohj@jlu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wyc@calypso.cn

反铁磁材料中的塞曼型电子自旋劈裂

翟亚辉 於隆炬 赵宏健 王彦超

Zeeman-type spin splittings in antiferromagnets

ZHAI Yahui YU Longju ZHAO Hongjian WANG Yanchao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 190701 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260777

CSTR: 32037.14.aps.75.20260777

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260777>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

稀土-过渡金属亚铁磁材料中的Dzyaloshinskii-Moriya相互作用与自旋电子学应用

Dzyaloshinskii-Moriya interaction in rare-earth transition metal ferrimagnetic materials and spintronic applications

物理学报. 2026, 75(1): 190701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251455>

基于自旋-轨道力矩效应的电流驱动垂直磁矩无场翻转研究

Field-free switching of perpendicular magnetization driven by spin-orbit torque

物理学报. 2026, 75(6): 190701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251630>

激光诱导自旋阀结构的超快自旋动力学研究

Research on ultrafast spin dynamics of laser-induced spin valve structures

物理学报. 2025, 74(6): 068501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241744>

基于二维磁性材料的自旋轨道力矩研究进展

Research progress of spin orbit torque of two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2024, 73(1): 017502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231244>

振荡磁场驱动亚铁磁畴壁动力学研究

Dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by oscillating magnetic field

物理学报. 2025, 74(3): 038502 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241033>

二维非层状磁性材料的研究进展

Research advances in two-dimensional non-layered magnetic materials

物理学报. 2025, 74(22): 227501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251177>