

专题: 应用磁学

自旋塞贝克效应研究进展*

王鸿如^{1) #} 武一倩^{1) #} 冯赛赛^{1) 2) #} 王敏^{1) 2)} 李克勤¹⁾ 赵鹏楠¹⁾
杨丽环¹⁾ 郭凯卫¹⁾ 于忠海¹⁾ 来嘉敏¹⁾
韩建宁²⁾ 王飞^{1) †} 许小红¹⁾

1) (山西师范大学材料科学与工程学院, 磁性分子与磁信息材料教育部重点实验室, 太原 030031)

2) (山西师范大学物理与电子工程学院, 太原 030031)

(2025年11月30日收到; 2026年1月16日收到修改稿)

自旋塞贝克效应作为自旋电子学领域的重要热-自旋耦合现象, 能够在磁性材料中通过温度梯度产生自旋流, 为低功耗、非易失性自旋功能器件的开发提供了新的研究思路. 本文系统梳理了自旋塞贝克效应的最新研究进展, 从其基本物理内涵出发, 介绍了自旋流的激发机制与典型探测方法, 并总结了横向、纵向及非局域等主要实验构型. 进一步, 比较了该效应在铁磁、亚铁磁、反铁磁及顺磁等多类材料体系中的特征表现, 重点讨论了磁振子驱动、声子拖曳及磁振子化学势驱动等微观机制. 结合潜在应用, 概述了自旋塞贝克效应在磁子阀、磁性逻辑器件及微观磁结构探测等方向上的发展前景. 同时指出, 信号分离、界面调控及机制统一描述仍是限制其进一步突破的关键科学问题. 展望未来, 随着理论模型的不断完善、新型材料体系的持续涌现及高精度探测技术的发展, 自旋塞贝克效应有望在自旋热电子学与新型信息器件中发挥更为重要的作用.

关键词: 自旋塞贝克效应, 自旋流, 逆自旋霍尔效应, 自旋热电器件

DOI: 10.7498/aps.75.20251646

CSTR: 32037.14.aps.75.20251646

1 引言

自旋电子学作为一门快速发展的交叉学科, 通过调控电子的自旋自由度, 为构建低功耗、非易失性新型电子器件提供了重要物理基础^[1-5]. 巨磁阻效应与隧道磁电阻效应的发现及其器件化应用^[6,7], 极大推动了该领域的发展, 而自旋流的产生、调控与高效探测则构成了自旋电子学研究的核心问题之一^[8-12]. 在众多自旋流产生机制中, 自旋泵浦效应^[13,14]与自旋霍尔效应 (spin Hall effect, SHE)^[15,16]等传统方法分别利用微波激发与电荷流

驱动来产生自旋流, 为相关研究奠定了重要基础.

2008年 Uchida 等^[17]报道的自旋塞贝克效应 (spin Seebeck effect, SSE) 则为自旋流的产生提供了一个新的途径: 温度梯度在磁性材料中激发出可观测的自旋流. 该效应最初在铁磁金属 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 中被发现^[17], 随后陆续在铁磁半导体 GaMnAs ^[18]、亚铁磁绝缘体 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ^[19]中得到验证, 确立了其普适性. 近年来, SSE 的研究范围不断拓展, 不仅在 LaFeO_3 ^[20], Cr_2O_3 ^[21]等反铁磁体系以及 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG)^[22], DyScO_3 ^[22]等顺磁体系中被陆续观测, 理论上还进一步预测, 在 $\text{Cr}_2\text{Te}(\text{Se})_2\text{O}$ ^[23], $\text{V}_2\text{S}_2\text{O}$ ^[24], RuO_2 ^[25], V_2SeTeO ^[26]等交错磁体

* 国家自然科学基金 (批准号: U24A6002, 52471253, 12404091)、中央政府地方科技发展专项基金 (批准号: YDZJSX2024D058)、自旋电子器件与技术国家重点实验室 (批准号: SPL2409)、山西省归国留学人员科研活动专项基金 (批准号: 20240019) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202403021212016) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: feiwang.imr@gmail.com

中同样可能存在该效应. 这些进展为自旋热电子学的发展提供了新的契机.

SSE 的实验研究主要包括横向 (transverse SSE, TSSE)^[17]、纵向 (longitudinal SSE, LSSE)^[27,28] 和非局域构型 (nonlocal SSE)^[29], 其基本示意如图 1 所示. 对于具有面内自旋极化矢量 σ 的热激发自旋流 J_s , 通常采用逆自旋霍尔效应 (inverse spin Hall effect, ISHE) 将其转换为易于测量的电荷流 J_c , 其关系为

$$J_c = \theta'_{\text{ISH}} \frac{2e}{\hbar} J_s \times \sigma, \quad (1)$$

其中 θ'_{ISH} 为逆自旋霍尔角, \hbar 为约化普朗克常数^[30,31]. 具有强自旋-轨道耦合的重金属 (如 Pt, W) 常被用作探测层以提高转换效率. 然而, ISHE 无法有效探测具有面外自旋极化的自旋流. 对于此类自旋流 (定义为 J_{33}^s), 可借助磁性材料 (如 Fe^[32], Py^[33]) 中的反常逆自旋霍尔效应 (anomalous ISHE, AISHE) 实现电学探测, 其电荷流 J_k^c 满足

$$J_k^c = \frac{2e}{\hbar} (\theta'_1 + \theta'_2) \delta_{ki \neq 3} M_i J_{33}^s, \quad (2)$$

从而产生大小为 $\frac{2e}{\hbar} (\theta'_1 + \theta'_2) J_{33}^s M_{\perp}$ 的电荷信号, 其方向与磁化矢量在 xy 平面上的投影 M_{\perp} 一致^[34]. 这里 δ_{ki} 是确保电荷流方向与磁化投影 M_i 方向一致的克罗内克符号, θ'_1 和 θ'_2 表示反常逆自旋霍尔角. 该理论预测已被实验所证实^[32,33,35].

尽管 SSE 在各类材料体系中被广泛观测, 其微观物理机制仍需要进一步完善. 从建立磁振子驱动的基本图像^[36], 到构建包含声子自由度的理论框架^[37,38], 再到引入磁振子化学势概念实现定量描述^[39,40], 一系列理论发展均受到特定假设的严格限制. 同时, 从复杂信号中精确分离 SSE 贡献、优化多层界面结构并提升探测灵敏度, 仍是实验研究亟待解决的关键问题^[41]. 另一方面, 磁振子作为自旋波的量子载体, 在基础物理和器件应用中都具有重要地位, 而 SSE 作为一种高效的磁振子激发方式, 在磁振子逻辑器件^[42]、磁振子晶体管^[43] 及磁振子阀^[44] 等方向展示出广阔的应用前景.

基于上述背景, 本文旨在对 SSE 的研究进展进行系统综述. 文章首先介绍自旋流的基本概念与探测原理, 为理解 SSE 奠定物理基础; 随后重点讨

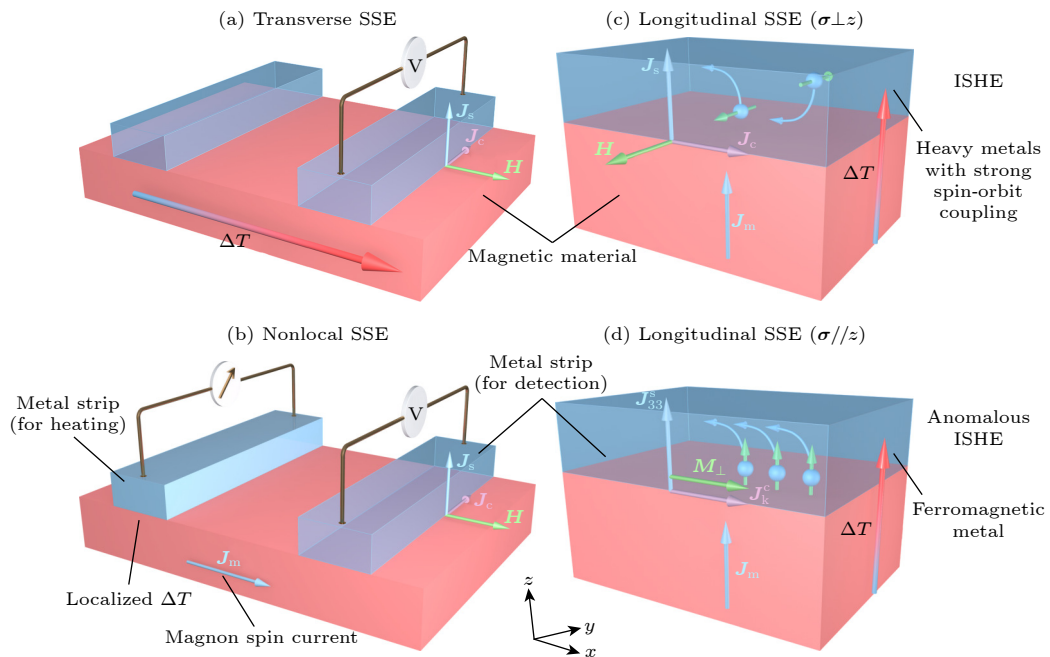


图 1 自旋热运输与自旋-电荷转换机制示意图 (a) 横向自旋塞贝克效应; (b) 非局域自旋塞贝克效应; (c), (d) 纵向自旋塞贝克效应, 其中 (c), (d) 分别对应自旋极化矢量 σ 垂直于和平行于 z 轴的情形. 图中, J_m , ΔT 和 H 分别表示磁振子自旋流、温度梯度和外磁场强度. 自旋流通过重金属层的逆自旋霍尔效应 (当 $\sigma \perp z$) 或磁性金属层的反常逆自旋霍尔效应 (当 $\sigma // z$) 进行探测

Fig. 1. Schematic illustration of spin thermal transport and spin-charge conversion mechanism: (a) Transversal spin Seebeck effect (SSE); (b) nonlocal spin Seebeck effect; (c), (d) longitudinal spin Seebeck effect, where the spin polarization vector σ is (c) perpendicular and (d) parallel to the z -axis, respectively. J_m , ΔT and H denote magnon spin current, temperature gradient and external magnetic field strength, respectively. The spin current is detected via the inverse spin Hall effect (ISHE) in the heavy metal layer (when $\sigma \perp z$) or the anomalous inverse spin Hall effect (anomalous ISHE) in the magnetic metal layer (when $\sigma // z$).

论 TSSE, LSSE 及非局域 SSE 的实验构型与典型材料体系表现, 并分析光激发条件下自旋流产生机制及其争议; 在此基础上, 对 SSE 在磁子阀及微观磁结构探测等方面的器件应用进行总结; 最后, 系统梳理磁振子驱动、声子拖曳和磁振子化学势驱动等主要理论模型的发展脉络, 以期为进一步深化 SSE 机制理解和推动相关器件研究提供参考.

2 自旋流与热自旋输运基础

电流源于电子电荷的定向流动, 这一经典概念自 19 世纪提出以来, 一直是构成现代电子技术的物理基础. 然而, 与传统电流仅涉及电荷迁移不同, 自旋电子学关注电子自旋角动量的定向传输, 由此产生了自旋极化电流与纯自旋流等全新的输运形式. 如图 2 所示, 电子流动可分为 4 类: 普通电荷流、自旋极化电流、纯自旋极化电流以及纯自旋流. 在普通电荷流中, 数量相等的上自旋与下自旋电子沿同一方向迁移, 因自旋数目平衡, 体系不产生净自旋流. 自旋极化电流则同时携带电荷与自旋信息, 其上、下自旋电子数目不再对称. 相比之下, 纯自旋流由等量上、下自旋电子沿相反方向运动构成, 电荷流相互抵消, 仅传递自旋角动量. 由于其不涉及净电荷的定向迁移, 纯自旋流在传输过程中不会产生焦耳热, 因此能有效避免传统电子器件中因电荷散射导致的能量损耗问题 [45].

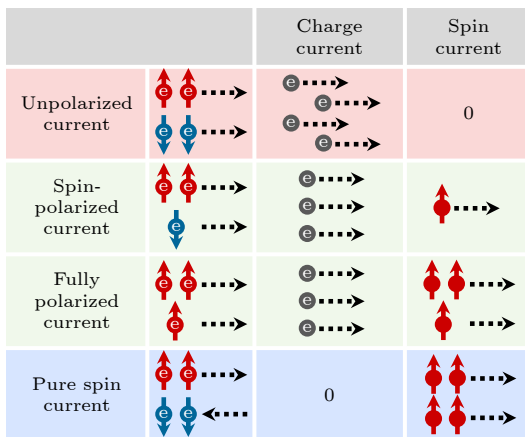


图 2 两类不同的电子流动类型的示意图: 未考虑电子自旋的普通电荷流, 考虑电子自旋的自旋极化电流、纯自旋极化电流以及纯自旋流

Fig. 2. Schematic illustrations of electron flow, categorized into two fundamental types: Unpolarized current without considering electron spin, and spin-dependent currents including spin-polarized current, fully spin-polarized current and pure spin current.

根据自旋角动量的传播载体不同, 非平衡自旋流可进一步分为两类: 一类为依赖传导电子的自旋流, 另一类为由自旋波承载的自旋流, 即自旋波自旋流 [46]. 传导电子自旋流的衰减距离通常较短, 仅在数百纳米范围内即可耗散 [46,47], 明显受限于材料散射机制与界面性质. 相较而言, 自旋波自旋流不依赖电子的实际位移, 而由自旋体系内部的短程强交换作用和/或长程弱磁偶极相互作用驱动, 因此具有更长的传输距离 [48-50]. 根据主导相互作用的不同, 自旋波可分为两类: 其一为波长较长、由磁偶极相互作用主导的偶极 (或静磁) 自旋波; 其二为波长通常小于 1 μm 、由交换相互作用主导的交换自旋波 [51]. 值得强调的是, 自旋波自旋流不仅可在典型磁性绝缘体 (如 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) [29], $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [52]) 中稳定传播, 也可在非晶 YIG [53]、反铁磁 Cr_2O_3 [54] 以及 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [55] 等体系中实现, 这使得自旋波在材料兼容性、长程输运、低能耗和低噪声性能方面展现出独特优势. 更重要的是, 磁性绝缘体与非磁重金属结合后, 可在界面实现高效自旋-轨道耦合转换, 从而进一步支持自旋电子学器件的发展.

在量子力学框架下, 自旋波的量子化形式被称为磁振子. 图 3 所示为电子学、自旋电子学与磁振子学之间的信息转换关系: 电荷流、自旋流与自旋波可通过不同物理机制实现互相转化 [51,56-58]. 实验上, 光照 [45,59]、温度梯度 [60,61]、微波激励 [62-66] 以及声波驱动 [67] 均可在 YIG 中激发自旋波; 在 Pt/YIG 界面, 自旋波可注入 Pt 形成自旋流, 并进一步通过 ISHE 转化为可测的电荷信号. 随着磁性材料、界面调控与微纳加工技术的不断进步, 自旋流的产生与探测手段也得到持续发展, 为探索低功耗自旋电子器件奠定了坚实基础.

3 自旋塞贝克效应

随着自旋电子学的快速发展, 热梯度驱动自旋流的研究呈现出跨学科融合与技术创新并进的趋势. 传统塞贝克效应由德国物理学家托马斯·塞贝克于 1821 年发现, 其描述由两种导体 (或半导体) 构成的闭合回路在存在温度梯度时产生电动势的现象, 是热电转换的基础原理, 如图 4(a) 所示 [17]. 与此不同, SSE 指温度梯度在磁性材料中激发自旋角动量的定向输运, 从而形成自旋流, 其本质在于

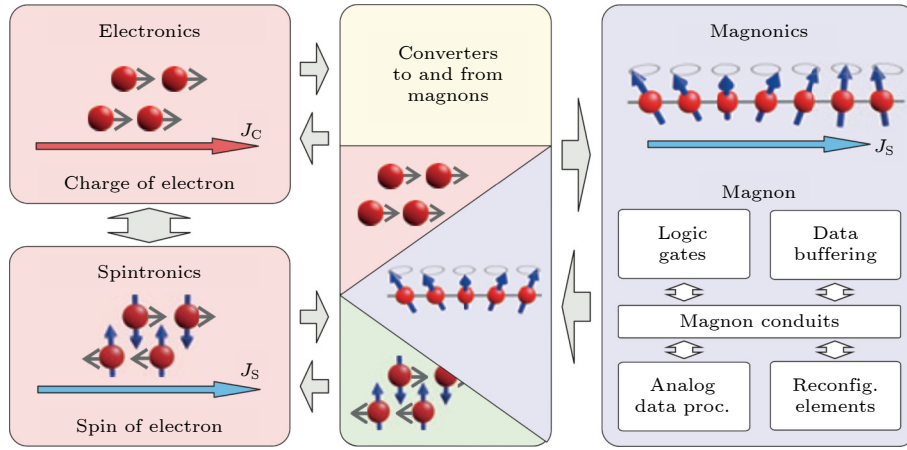


图 3 磁振子自旋电子学的概念图: 电荷流或自旋流中的信息与磁振子自旋流中的信息可以相互转换^[51,56]

Fig. 3. Conceptual diagram of magnon spintronics. The information in the charge current or spin current can be interconverted with that in the magnon spin current^[51,56].

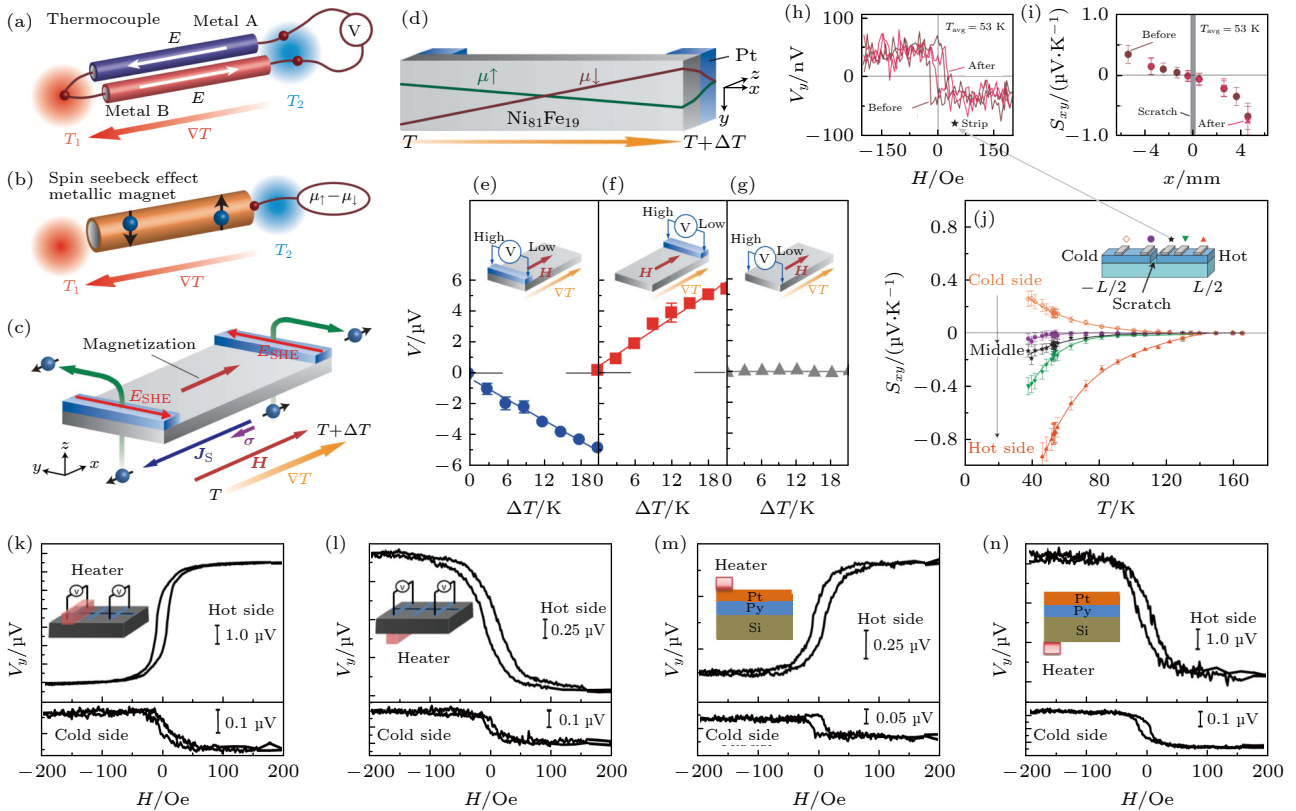


图 4 横向自旋塞贝克效应的基本原理与关键实验验证 (a) 传统塞贝克效应与 (b) 横向自旋塞贝克效应示意图; (c) 自旋流的电学探测原理图; (d) Pt/Py 样品的自旋相关电势化学势图; (e)–(g) 在 Pt/Py 异质结中由温度梯度引起的电压对温差的线性依赖关系^[17]; (h) 横向电压随磁感应强度的变化; (i) 样品有划痕前后自旋塞贝克系数的空间依赖性分布, 阴影区域表示被划擦部分; (j) 样品有划痕后, 自旋塞贝克系数随温度的变化^[18]; Py 样品在加热器置于 (k) 顶部和 (l) 底部时, 热端与冷端电压的场依赖性; (m), (n) 展示了在 300 nm Py 薄膜上覆盖 10 nm Pt 层时相同的测量结果^[69]

Fig. 4. Fundamental principle and key experimental verification of the transverse spin Seebeck effect. Schematic diagrams of (a) the conventional Seebeck effect and (b) the transverse spin Seebeck effect; (c) schematic diagram of the electrical detection principle for the spin current; (d) spin-dependent electrochemical potential profile of a Pt/Py sample; (e)–(g) linear dependence of voltage on temperature difference due to temperature gradient in Pt/Py heterojunction^[17]; (h) the transverse voltage vs. the magnetic flux density; (i) spatial dependence of the spin Seebeck coefficient before and after scratching the sample, where the shaded area indicates the scratched region; (j) after the sample has scratches, temperature dependence of the spin Seebeck coefficient^[18]; field dependence of the hot-side and cold-side voltage for the Py sample with the heater placed on the (k) top and (l) bottom; (m) and (n) the corresponding measurement results for a 10 nm Pt layer on a 300 nm thick Py film^[69].

自旋角动量的传递而非电荷迁移,如图 4(b) 所示^[17]. 注入重金属层 (或磁性金属层) 后的自旋流可通过 ISHE 或 AISHE 转化为可测量的电荷流,为实验探测提供了有效途径^[68]. 根据热梯度施加方向与器件结构的不同, SSE 主要可分为 TSSE, LSSE 及非局域 SSE 三类.

3.1 横向和纵向自旋塞贝克效应

在 TSSE 测量中, 温度梯度施加于器件平面内, 并与自旋极化矢量 σ 平行 (图 4(c))^[17]. 重金属层通常作为自旋流探测层, 自旋流 J_s 沿 z 方向注入, 而电荷流 J_c 则根据 (1) 式垂直于 J_s 与 σ 的平面. Uchida 等^[17] 首次在 Pt/Ni₈₁Fe₁₉(Py) 体系中观测到 TSSE (图 4(d)—(g)), 并将其归因于上、下自旋电子化学势差导致的自旋流注入. 然而, 该机制无法解释实验中在远超过铁磁材料自旋扩散长度仍可探测到的信号. 随后在稀磁半导体 GaMnAs 中也观察到类似信号 (图 4(h)—(j)), 划痕实验揭示衬底声子对 TSSE 具有重要贡献^[18]. 在铁磁绝缘体 YIG 中亦可探测到 TSSE 信号, 表明自旋角动量可由磁振子输运^[27]. 这些实验统一指出: TSSE 的产生与声子-磁振子相互作用密切相关. 然而, TSSE 的实验信号常受到反常能斯特效应 (anomalous Nernst effects, ANE) 与平面能斯特效应 (planar Nernst effect, PNE) 等寄生热电信号的干扰^[69-71]. 特别是在金属/衬底体系中, 由于衬底热导率与薄膜相当但厚度大几个量级, 绝大部分热流经由衬底传导, 从而在薄膜厚度方向不可避免地产生垂直温度梯度, 引入 ANE 并对 TSSE 产生信号污染^[72,73].

如图 4(k)—(n) 所示, 研究人员在霍尔巴结构的 Py 样品和覆盖 Pt 层的 Py 薄膜上, 通过改变加热器相对于样品的位置来进行测量. 覆盖 Pt 层后, 虽然信号幅度有所减小, 但由垂直温度梯度引起的热电压信号依然清晰可见, 这表明由衬底导致的 ANE 信号会掩盖或与潜在的 SSE 信号混合^[69]. 其根本原因在于, 常用的衬底在热导率上与金属薄膜处于同一量级, 但其厚度却比薄膜厚数个数量级, 因此绝大部分热量会通过衬底进行传导, 从而在薄膜的厚度方向上强加了一个显著的垂直温度梯度. 使得在基于衬底的器件中难以分离出纯粹的本征自旋热输运现象. 在重金属/铁磁金属系统中, 施加的横向温度梯度还可能引入由于铁磁金属的磁各向异性引起的 PNE^[71,74,75]. 因此需要对器件结构

和测量系统进行仔细的设计, 避免寄生信号和分离 SSE, PNE, ANE. 在重金属/磁性绝缘体系统中, 由于磁性绝缘体中缺乏载流子, PNE 不存在. 热导率接近的衬底和薄膜则可以避免面外温度梯度引起的 ANE, 如 YIG/GGG. 近年来, 在众多横向配置的热电测量研究中, Wang 等^[41] 通过角度依赖分析和样品对比, 首次明确区分 PNE, ANE 和 SSE 在 Pt/Py 系统中的贡献, 为自旋热电器件设计提供了关键参考.

为了克服 TSSE 中存在的局限, 还衍生出垂直于薄膜表面加载温度梯度的方式, 即 LSSE, 如图 1(c), (d) 所示. LSSE 器件的自旋流注入方向与 z 轴平行, 对于面内磁化材料的 SSE 同样可以使用重金属材料通过 ISHE 探测, 但无法检测垂直磁化材料的 SSE. AISHE 的提出, 有望使具有磁化强度 M 这一序参量的铁磁材料突破 ISHE 的这一局限, σ , J_s 和 J_c 的关系可以由 (2) 式描述^[34]. AISHE 已被应用到具有面外磁各向异性材料的 LSSE 研究中^[33]. 自 2010 年研究者在 Pt/YIG 双层膜中首次观测到 LSSE 以来, 该效应已在多种重金属/磁性绝缘体薄膜体系中被观测到, 如图 5 所示^[27,76-112]. 随着对 LSSE 研究的逐步深入, 人们发现在金属铁磁体中, LSSE 的测量常受到 ANE 的严重干扰, 两者信号往往耦合在一起, 难以区分. 近年来, 多种实验设计与理论方法被提出, 旨在金属体系中实现 LSSE 的纯净测量与定量表征.

为解决 ANE 与 LSSE 的分离问题, 一种有效途径是引入兼具电荷绝缘与自旋导通特性的中间层. 例如, Holanda 等^[113] 采用 Py/NiO/Pt (或 Ta) 三层结构, 利用反铁磁绝缘体 NiO 在铁磁层与重金属层之间充当电荷绝缘层, 同时允许自旋流透过, 从而在 Py 中激发 LSSE 并通过 ISHE 在 Pt 层中检测电压, 而 ANE 信号则在 Py 层中直接测量. 该研究首次在金属铁磁体系中实现了 LSSE 与 ANE 的清晰分离, 并测得与磁性绝缘体 YIG 相当的自旋塞贝克系数. 另一类方法则从调控铁磁体本身性质入手. Kannan 等^[114] 通过制备能斯特系数近乎零的 Ni₇Fe₉₃ 合金, 并在其与重金属层之间插入薄 Cu 层以抑制磁邻近效应, 尝试消除 ANE 的干扰. 然而, 研究表明 ANE 仍包含表面与体相两部分贡献, 二者幅度与 LSSE 信号相当, 且均可能受相邻层影响. 这一结果提示, 在类似测量中必须同时考虑表面与体相 ANE 的影响.

Detection layer		Heavy metals	Alloy	Bilayer metal	Oxide
Ferrimagnetic	Y _{3-x} A _x Fe _{5-y} B _y O ₁₂ A = Gd, Ca, Tb, Bi B = Al, Mn, V, In, Zr	Pt ^[27, 76-80] , Au ^[81-83] , Ir ^[84] , Pd ^[85] , W ^[86] , Ta ^[85, 86] , Mo ^[84] , Nb ^[76] , Cr ^[84] , Ti ^[84]	NiFe ^[84, 88] , IrMn ^[89] , FePt ^[90] , AuCu ^[91]	Pt/Cu ^[82] , Pt/Au ^[78] , Pt/FeCu ^[92] , Pt/NiO ^[93] , Ta/NiO ^[93]	IrO ₂ ^[94]
	Nd ₂ BiFe _{5-x} Ga _x O ₁₂ (x = 0, 0.50, 1.00)	Pt ^[95]			
	Co _x Fe _{3-x} O ₄ (x = 0.25, 0.75, 1.00)	Pt ^[96, 97]			
	Fe ₃ O ₄	Pt ^[98, 99] , Ti ^[100]		Pt/Ti ^[100, 101] , CoFeB/Ti ^[101]	
	NiFe ₂ O ₄	Pt ^[87]			
	(Mn,Zn)Fe ₂ O ₄	Pt ^[102]			
	CoCr ₂ O ₄	Pt ^[103]			
	Ni _{0.2} Zn _{0.3} Fe _{2.5} O ₄	Pt ^[104]			
	BaFe ₁₂ O ₁₉	Pt ^[105]			
	Ba _{0.5} Sr _{1.5} Zn ₂ Fe ₁₂ O ₁₉	Pt ^[106]			
Antiferromagnetic	La _{0.65} Sr _{0.33} MnO ₃				SrRuO ₃ ^[107]
	NiO	Pt ^[108] , Ta ^[108]	NiFe ^[108] , IrMn ^[108]		
	Cr ₂ O ₃	Pt ^[21]			
	MnF ₂	Pt ^[109]			
	FeF ₂	Pt ^[110]			
	LuFeO ₃	Pt ^[111] , W ^[111, 112]		W/Cu ^[111]	
Paramagnetic	LaFeO ₃	Pt ^[20] , W ^[20]		Pt/Cu ^[20]	
	Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂	Pt ^[22, 83, 84] , Au ^[83] , W ^[22]	NiFe ^[83, 84]		
	DyScO ₃	W ^[22]			
	MgO	W ^[22]			
	SrTiO ₃	W ^[22]			

图5 导电薄膜/磁性薄膜体系的纵向自旋塞贝克效应. 红色(蓝色)分别表示观测到的逆自旋霍尔电压的极性与Pt/YIG体系相同(相反). 导电薄膜旁边的数字对应参考文献编号

Fig. 5. Longitudinal spin Seebeck effect of conductive film/magnetic film system. The red (blue) color indicates that the observed polarity of inverse spin Hall voltage is the same (opposite) as that of the Pt/YIG system. The number next to the conductive film corresponds to the reference.

此外, 通过调控铁磁层的厚度, 亦可实现 ANE 信号的抵消. 例如, Duan 等^[115]发现, 在 Fe 单层薄膜中, ANE 信号随厚度减小而发生符号反转, 并于约 4.8 nm 处基本消失. 基于此, 他们构建了 Fe (4.8 nm)/Pt(3 nm) 双层结构, 表现出明确源于 LSSE 的热电压信号. 进一步地, 通过选用自旋霍尔角符号相反的 Pt 和 W 作为探测层, 观测到电压信号发生符号反转, 进一步验证了信号来源于 LSSE. 另一方面, Gamino 等^[116]在 CoFeB/NM(NM = Ta, Pd, Ru) 体系中, 建立了一个等效电路模型, 将铁磁层与重金属层视为并联电阻, 从而定量分离 ISHE 电压与 ANE 电压, 并提取出自旋塞贝克系数. 总之, 通过异质结构设计、厚度优化以及建立定量分离模型等多种策略, 金属铁磁体中的 LSSE 研究已逐步突破 ANE 干扰的瓶颈, 这为基于金属体系的

自旋热电器件开发奠定了重要基础.

在半导体材料(如 NiFe₂O₄)中, 室温下 ANE 同样会干扰 LSSE 的测量^[87]. 然而, 在亚铁磁绝缘体体系中情况则不同. 例如, 在传统的 Pt/YIG 结构中, 通过面内与垂直两种磁化配置下的电压测量表明, LSSE 占主导贡献, ANE 的干扰可忽略不计^[82]. 类似方法也被用于排除 Pt/Cr₂O₃ 结构中 ANE 对 LSSE 的可能影响^[21]. 为排除近邻效应的干扰, 常使用无磁邻近效应且自旋霍尔角可忽略的非磁性轻金属铜作为中间层. 例如, Pt/Cu/YIG 和 Au/YIG 结构均可以观测到 LSSE 信号, 而在 Pt/SiO₂/YIG 结构中信号消失, 这表明 LSSE 可在无邻近铁磁性条件下产生^[82]. 此外, W/LuFeO₃^[111]和 Pt/LaFeO₃^[20]体系中添加 Cu 间隔层后, SSE 信号仍然存在, 进一步排除了存在邻近 ANE 的可

能性. 尽管目前关于与磁性绝缘体接触的重金属是否存在磁邻近效应仍存在争议^[117-120], 但已有充分证据表明, 在重金属/磁绝缘体结构中观测到的 LSSE 与邻近 ANE 无关. 因此, 基于磁性绝缘体^[27,76-86,88-95]的 LSSE 器件具有结构简单, 且能够专一、高效地检测热激发自旋流等优势, 已被广泛应用于 SSE 研究中.

3.2 光致热激发自旋流

SSE 作为重要的自旋流产生机制, 通过在材料中施加温度梯度即可实现自旋信息的有效传递. 尤其在磁性绝缘体中, 自旋角动量可借助磁振子进行长程运输, 从而展现出良好的材料通用性. 常规的正 SSE 测量一般借助外部加热器或器件上集成的加热电极来建立温度梯度, 而光照作为一种非接触式手段, 同样能够在材料中引入温度梯度并进一步诱导 SSE 产生自旋流^[61,121,122]. 需要指出的是, 除光激发 SSE 外, 光照还可能直接激发自旋极化载流子并形成自旋流, 该现象被称为自旋光伏效应 (spin photovoltaic effect, SPVE)^[45]. 自从 SPVE 的概念提出以来, 光生自旋流究竟源于 SSE 还是 SPVE 一直存在争议^[61,121]. 此外, 偏振光携带的角动量有可能转移至电子体系, 从而选择性激发特定自旋态的载流子, 这进一步增加了光生自旋流物理机制的复杂性^[123,124].

在实验研究方面, GaAs 等半导体材料常被用于探究光生自旋流^[125]. 2010 年, Ando 等^[123,124]利用圆偏振光在 GaAs 中成功产生自旋极化载流子, 该自旋流经界面注入 Pt 层后, 通过 ISHE 转换为可测量的电动势 (图 6(a), (b)). 然而, 圆偏振光的产生与控制依赖额外的光学系统, 实验操作复杂, 限制了其广泛应用. 相比之下, 非偏振光 (如白光或单色光) 具有光源获取方便、实验配置简单等优势. 2016 年, Ellsworth 等^[45]首次在 Pt/YIG 体系中利用白光观察到可由 ISHE 探测的逆自旋霍尔电压 (V_{ISHE}), 实验上首次证明了非偏振光亦可激发自旋流. 图 6(c) 展示了 SPVE 的实验示意图: 在 Pt(2.5 nm)/YIG(4.9 μm) 双层膜上施加面内磁场, 并以卤素灯从样品正面或背面进行照射. 所测得的 V_{ISHE} 随时间变化的结果如图 6(d) 所示. 实验发现, 当改变光照方向时 V_{ISHE} 并未反号, 从而有效排除了由温度梯度诱导的 SSE 贡献.

对白光激发自旋流的物理机制, Ellsworth

等^[45]提出了基于磁邻近效应的解释 (图 6(e), (f)). 由于 Pt 与磁性绝缘体 YIG 接触, 界面极薄区域出现局域磁化, 光照将激发带内电子与空穴产生不同的迁移行为: 界面自旋极化导致光激发热电子在单一自旋通道中占优, 且由于电子与空穴扩散速度的差异, 形成净自旋流 $J_{\text{net}} = J_e - J_h$. 该自旋流最终在 Pt 层中通过自旋-轨道耦合转化为可测量的 V_{ISHE} . 该研究不仅首次提出并验证了 SPVE 的概念, 而且通过对比实验排除了温度梯度等寄生效应, 为理解光激发自旋流的微观机制提供了明确支撑.

2017 年, Li 和 Ruotolo^[59]在 Pt/YIG 结构中同样观测到 SPVE 现象. 通过在闭路条件下测量各向异性磁电阻随光强的演化规律, 他们证实了 SPVE 源于近邻层载流子的光激发过程, 并进一步提出了描述金属薄膜光依赖各向异性磁电阻的磁运输模型 (图 6(g), (h)). Yadav 等^[126]于 2021 年通过制备不同厚度的 PtMn 薄膜, 系统研究了 PtMn/YIG 双层膜中的 SPVE. 实验表明, 随着金属层厚度减小, 测得的 V_{ISHE} 明显增强 (图 6(i)), 从而验证了该效应源于界面附近近邻层中自旋极化载流子的光激发. 随后, Wang 等^[127]在 2024 年的研究中, 通过使用氙灯作为光源, 观察到反转光照方向不会改变 V_{ISHE} 的符号, 如图 6(j)—(k) 所示. 这一实验结果不仅与先前报道相符, 还获得了仿真结果的支持 (图 6(l)). 尽管 SPVE 已获得初步研究进展, 其物理机制亦有较为一致的理论解释, 但由于光照不可避免地引起局域加热, 温度梯度诱导的 SSE 同样能够产生自旋流. 因此, 在光生自旋流的归因上, 不同研究中仍存在明显分歧.

2018 年, Wang 等^[121]通过调节入射光照方向, 发现检测到的电压信号符号发生反转 (图 7(a)—(e)). 这一现象与先前报道的 SPVE 特征显著不同. 其物理原因在于, 当光从样品正面切换至背面照射时, Pt/YIG 体系中的纵向温度梯度方向随之反转, 导致 V_{ISHE} 的符号发生改变. 因此, 他们认为该体系中的光生电压主要来源于 SSE, 而非 SPVE. 2019 年, Chen 和 Huang^[61]采用激光光源, 研究了不同厚度 YIG 条件下 Pt/YIG/GGG 结构中的光生热自旋流行为 (图 7(f)—(k)). 通过有限元模拟将光照诱导的总温度梯度分解为界面温度梯度 (∇T_{Int}) 与体温度梯度 (∇T_{Bulk}), 结果显示 ∇T_{Int} 不随光照方向改变, 而 ∇T_{Bulk} 则在光照方向反转时发生

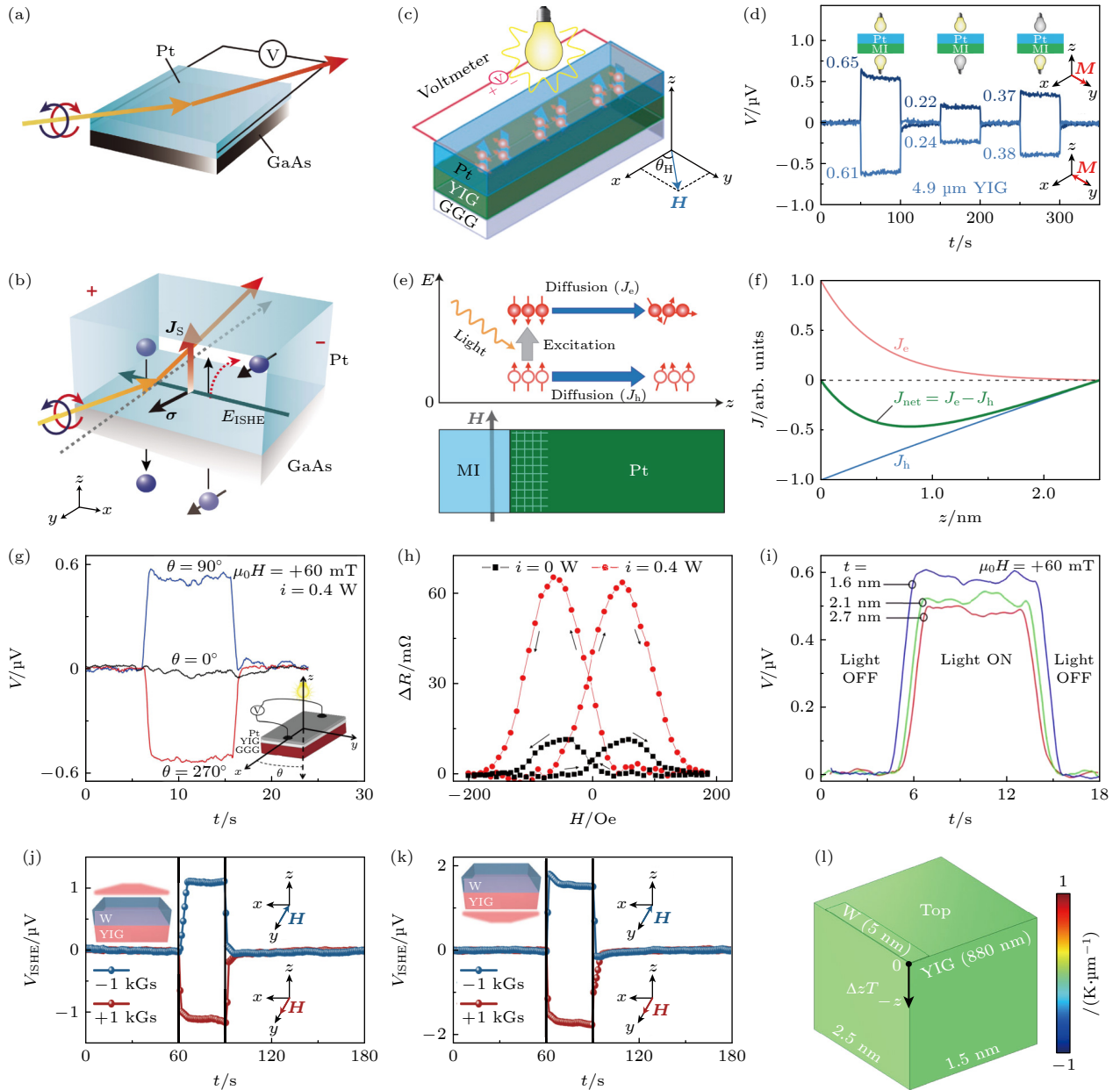


图 6 光激发自旋流 (a) Pt/GaAs 层结构的示意图; (b) Pt/GaAs 系统中圆偏振光诱导自旋光伏效应的示意图, E_{ISHE} 表示逆自旋霍尔效应的电动势^[123]; (c) Pt/YIG 的自旋光伏效应的实验装置示意图; (d) 光从正面和背面照射样品时的逆自旋霍尔电压随时间的变化; (e) Pt/YIG 中的自旋光伏效应的物理机制示意图; (f) 由热电子和空穴产生的自旋流空间分布^[45]; (g) 可见光照射下 Pt/YIG 的自旋光伏效应, 插图自旋光伏效应测量示意图; (h) 在不同光照强度下 Pt/YIG 的磁阻曲线^[59]; (i) 不同 PtMn 厚度下, PtMn/YIG 器件的逆自旋霍尔电压随时间变化^[126]; (j) 顶光和背光配置下, W (5 nm)/YIG (880 nm) 样品在 (j) 顶光和 (k) 底光配置下, 不同方向磁场测得的逆自旋霍尔电压随时间的变化; (l) 顶光和背光配置下, 通过 COMSOL 传热仿真得到的 z 方向温度梯度分布的三维彩色图^[127]

Fig. 6. Photo-generated spin current: (a) Schematic diagram of the Pt/GaAs layer structure; (b) schematic diagram of the spin photovoltaic effect induced by circularly polarized light in the Pt/GaAs system, where E_{ISHE} represents the electromotive force of the inverse spin Hall effect^[123]; (c) schematic diagram of the experimental device for the spin photovoltaic effect of Pt/YIG; (d) inverse spin Hall voltage as a function of time under front-side and back-side illumination of the sample; (e) schematic diagram of the physical mechanism of the spin photovoltaic effect in Pt/YIG; (f) spatial distribution of spin current generated by hot electrons and holes^[45]; (g) spin photovoltaic effect of Pt/YIG under visible light irradiation, where the illustration is a schematic diagram of spin photovoltaic effect measurement; (h) magnetoresistance curves of Pt/YIG under different light intensities^[59]; (i) inverse spin Hall voltage as a function of time under different magnetic fields for the PtMn/YIG device^[126]; time-dependent inverse spin Hall voltage for the W (5 nm)/YIG (880 nm) sample measured under (j) the top-illumination of and (k) the bottom-illumination of configurations with magnetic fields applied along different directions; (l) three-dimensional color diagram of temperature gradient in the z direction distribution obtained through COMSOL heat transfer simulation under the top-illumination configurations^[127].

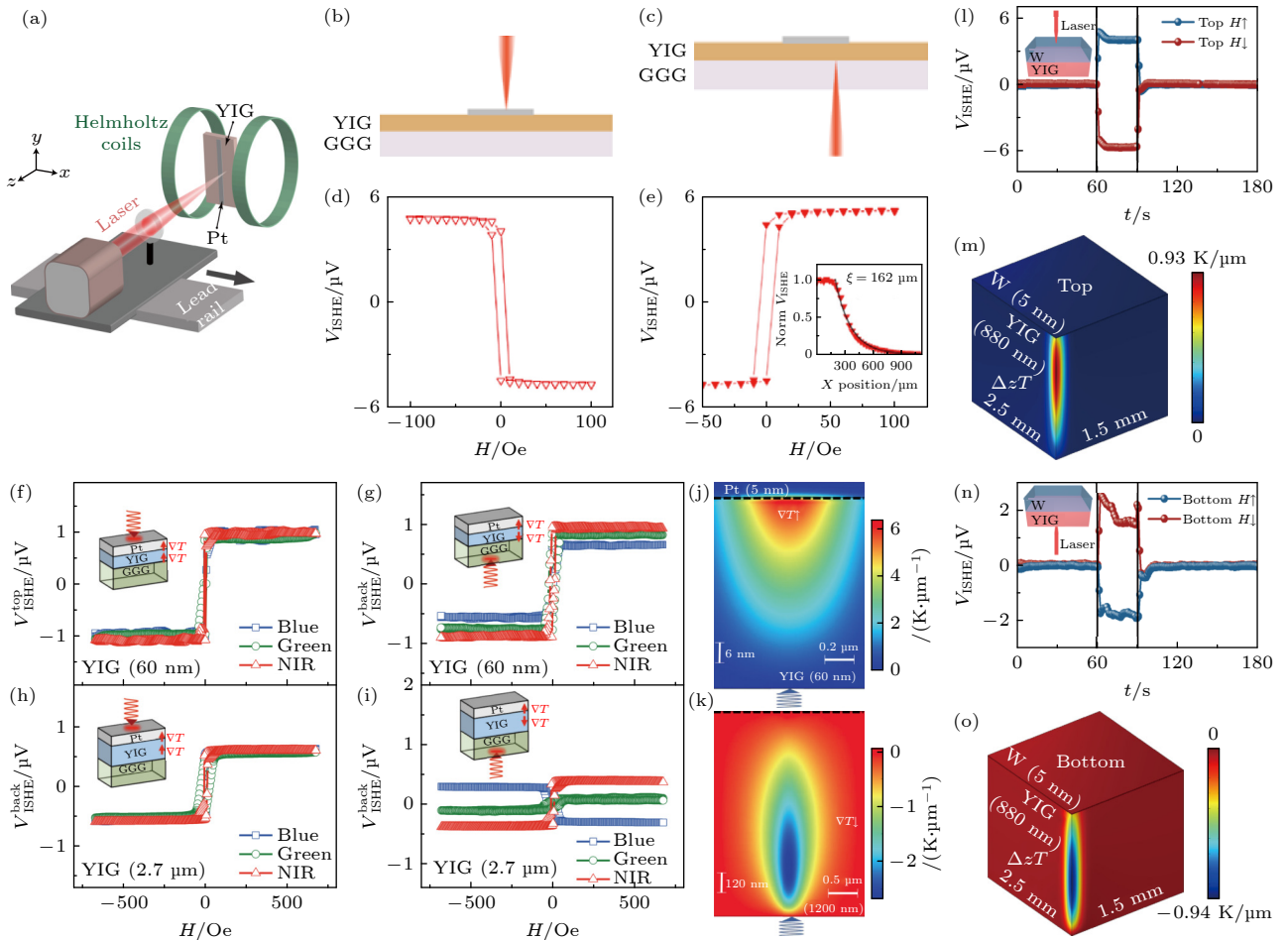


图7 光致热激发自旋流 (a) Pt/YIG 光照实验装置示意图; 激光从 (b) 正面和 (c) 背面照射示意图; 激光光斑位置为 Pt 中点时, (d) 正面和 (e) 背面光照条件下逆自旋霍尔电压-磁场强度曲线^[121]; Pt (5 nm)/YIG (60 nm)/GGG 样品的 (f) 顶部和 (g) 底部施加光照引起的逆自旋霍尔电压-磁场强度曲线; Pt (5 nm)/YIG (2.7 μm)/GGG (0.5 mm) 样品的顶部 (h) 和底部 (i) 施加光照引起的逆自旋霍尔电压-磁场强度曲线; YIG 厚度为 (j) 60 nm 和 (k) 1200 nm 的样品底部施加光照的情况下, z 方向温度梯度分布的二维彩色图^[61]; W (5 nm)/YIG (880 nm) 样品在 (l) 正面和 (n) 背面光照条件下, 不同方向磁场测得的逆自旋霍尔电压随时间的变化; (m) 正面和 (o) 背面光照条件配置下, 通过 COMSOL 传热仿真得到的 z 方向温度梯度分布的三维彩色图; 实验和仿真均采用激光光源^[127]

Fig. 7. Light-thermally induced spin current: (a) Schematic diagram of Pt/YIG illumination experimental device; (b), (c) schematic diagram of laser irradiation from the front side and the back side, respectively; (d), (e) inverse spin Hall voltage-magnetic field strength curves under the front and the back illumination conditions, respectively, when the laser spot is positioned at the center of the Pt^[121]; inverse spin Hall voltage-magnetic field strength curves caused by illumination from (f) top and (g) bottom of Pt (5 nm)/YIG (60 nm)/GGG sample; (h), (i) inverse spin Hall voltage-magnetic field strength curves caused by illumination from the top and bottom of the Pt (5 nm)/YIG (2.7 μm)/GGG (0.5 mm) sample, respectively; two-dimensional color image of the temperature gradient in the z direction distribution for samples with YIG thicknesses of (j) 60 nm and (k) 1200 nm under bottom-side illumination^[61]; time-dependent inverse spin Hall voltage for the W (5 nm)/YIG (880 nm) sample measured under (l) the top-illumination and (n) the bottom-illumination configurations with magnetic fields applied along different directions; (m), (o) the three-dimensional color diagrams of the temperature gradient in the z direction distribution obtained through COMSOL heat transfer simulation under the top-illumination and the bottom-illumination configurations, respectively; both experiments and simulations use laser light sources^[127].

反向。以蓝光激光为例, 厚度为 60 nm 的 YIG 样品在改变照射方向后, 其 V_{ISHE} 的符号保持不变; 而对于 2.7 μm 厚的样品, V_{ISHE} 发生反号变化 (图 7(f)–(i)). 模拟结果进一步表明, 随着 YIG 厚度增大, ∇T_{Bulk} 的贡献显著增强, 使 V_{ISHE} 的符号由 ∇T_{Bulk} 决定 (图 7(j)–(k)). 然而, 其他研究却指出, 即便

在 5 μm 厚的 YIG 样品中, V_{ISHE} 仍不会因光照方向改变而发生反转^[45], 说明该领域的实验结果仍不完全一致, 亟需进一步研究澄清其物理本质。

可以发现, 光生自旋流机制的归因通常与光源类型密切相关: 采用激光光源的研究多倾向于将光生自旋流归于 SSE^[61,121,128,129], 而使用氙灯等宽谱

光源的实验多支持 SPVE 的解释^[45,59,126]. 为解决这一长期争议, Wang 等^[127] 于 2024 年开展了系统研究, 明确揭示光照强度在决定主导机制方面起关键作用. 在低强度氙灯照射下, 反转光照方向并不会改变 V_{ISHE} 的符号 (图 6(j)–(k)), 该行为符合 SPVE 的特征. 通过热仿真可知, 此时样品内部温度梯度极小 (图 6(l)), 因此可排除 SSE 的显著贡献, 光生自旋流主要源于光激发自旋波及自旋角动量转移过程. 而在高强度激光照射下, V_{ISHE} 随光照方向反转而改变符号 (图 7(l)–(o))^[127], 表明此时的主导机制由温度梯度驱动 SSE 控制. 该研究首次明确指出, 在 YIG 体系中光生自旋流实为 SPVE 与 SSE 的耦合作用, 两种机制在不同光照条件下占据不同的主导地位. 这一结论不仅深化了对光-自旋耦合机制的认识, 也为发展高速、低能耗的光控自旋电子器件提供了重要的理论基础和实验依据.

3.3 非局域自旋塞贝克效应

自旋流本质上是自旋角动量的流动, 传导电子自旋流在金属^[130–132]、半导体^[133] 以及二维材料^[12,134] 中的输运已被广泛研究, 但由于电子迁移受散射限制, 其自旋信息传输距离通常仅为纳米量级^[48,135]. 相比之下, 在磁有序绝缘体中, 自旋角动量传输由磁振子承担, 通过避免电子散射过程, 可实现更长程的自旋输运^[46,49,136]. 在 SSE 信号随薄膜厚度的依赖性研究中, 室温下热激发磁振子的平均传播长度约为 100 nm, 而在 50 K 时可提升至约 7 μm ^[137]. Prakash 等^[138] (2018 年) 进一步通过分析 Pt/YIG 体系中自旋塞贝克电阻率 ($R_{\text{SSE}} \equiv E_{\text{Pt}}/j_Q$) 的实验数据, 提出磁振子输运存在两种特征尺度: 能量弛豫长度 ($\lambda_u \sim 250 \text{ nm}$) 与自旋扩散长度 ($\lambda_s \sim 10 \mu\text{m}$). 然而, 自旋角动量的跨界面输运高度依赖界面质量, 甚至同一体系中界面微小差异均可显著影响实验结果^[139]. 此外, 在传统的 LSSE 与 TSSE 测量结构中, 自旋流的产生与探测区域重叠, ISHE 信号中可能掺杂其他热电效应 (如 PNE 或 ANE)^[140]. 为实现自旋流产生与探测的有效分离, 并准确研究自旋输运的本征性质, 非局域几何结构的 SSE 探测方法被提出.

非局域 SSE 器件的典型结构如下: 在磁性薄膜表面制备重金属电极, 其中一部分作为加热电极, 用于施加面内温度梯度, 从而注入自旋流; 另

一部分电极在空间上与加热电极分离, 作为探测电极, 通过 ISHE 将磁振子自旋流转换为可测量的电压信号^[29,40,141]. 通过改变注入器与探测器之间的距离, 可精确表征磁振子自旋扩散长度与弛豫行为. 非局域 SSE 输运机制可分为两类: 1) 扩散主导机制 (短距离, $d < \lambda$): 磁振子化学势的扩散与弛豫主导, 信号呈指数衰减, 其形式可由扩散-弛豫模型描述: $R_{\text{nl}} = \frac{C}{\lambda} \frac{\exp(d/\lambda)}{1 - \exp(2d/\lambda)}$ 描述. 其中, C 为常数, d 为注入器-探测器距离, λ 为磁振子自旋扩散长度. 通过拟合该模型与实验数据, 即可确定磁振子的自旋扩散长度, 如图 8(a)–(d)^[29]. 2) 几何衰减机制 (长距离, $d \gg \lambda$): 信号由探测区域附近温度梯度诱导的磁振子积累主导, 呈 $1/d^2$ 的几何衰减, 与磁振子弛豫无关 (图 8(e), (f))^[142].

在非局域 SSE 研究中, λ 是量化自旋输运性能的关键参数. 表 1 展示了不同材料在非局域 SSE 中测得的 λ . 相关报道表明, λ 受材料体系、样品厚度及测量温度的共同影响. 得益于低磁各向异性与极低的磁阻尼, YIG 在动态自旋输运研究中表现突出^[136]. YIG 薄膜在室温下的 λ 为 5–15 μm , 部分研究显示其在低温下可增至 40 μm ^[29,142–144]. 对于其他磁性材料, NiFe_2O_4 薄膜在厚度为 0.04 和 0.45 μm 时, λ 仅相差 0.1 μm ^[145]. 然而, 在极薄样品中, 如 $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (15 nm, 300 K)^[146] 和 $\text{MgAl}_{0.5}\text{Fe}_{1.5}\text{O}_4$ (6 nm, 300 K)^[147], λ 分别仅为 0.2–0.3 和 0.8 μm , 这可能是由于纳米尺度下表面散射效应增强, 导致磁振子扩散显著衰减. 此外, 在二维材料 MnPS_3 (40 nm, 2 K) 中, λ 约为 4.7 μm ; 随着厚度减至 8 nm, 其弛豫长度缩短至约 1.1 μm ^[148]. 这一变化进一步反映出低维体系中磁振子耗散较强的特性. 综上, 在现有实验条件下, YIG 与 NiFe_2O_4 表现出较优的磁振子输运性能, 而厚度降至纳米量级时, 界面散射往往成为制约磁振子长程扩散的关键因素.

自旋塞贝克系数作为热自旋电子学另一项重要参数常被用来表示 SSE 的效率, 由电压与温差的比值决定^[149]. 该系数受到界面质量、探测层厚度以及探测电极在样品上的位置等多种因素的显著影响, 且不同研究中的具体定义方式存在差异, 因此难以进行直接横向比较^[17,18,80]. 但对于同一 Pt/YIG 体系, 随着 Pt 的厚度从 24 nm 减小到 1.5 nm, 其自旋塞贝克系数逐渐增大^[28]. 除通过调整金属

电极厚度外, 界面优化也是提升系数的重要途径. Dastgeer 等^[149] 在 Pt/Ni₈₁Fe₁₉ 双层器件中, 通过

添加不同厚度的 WS₂ 夹层, 将 SSE 系数提升至 0.72 $\mu\text{V}/\text{K}$, 达到原器件性能的 12 倍.

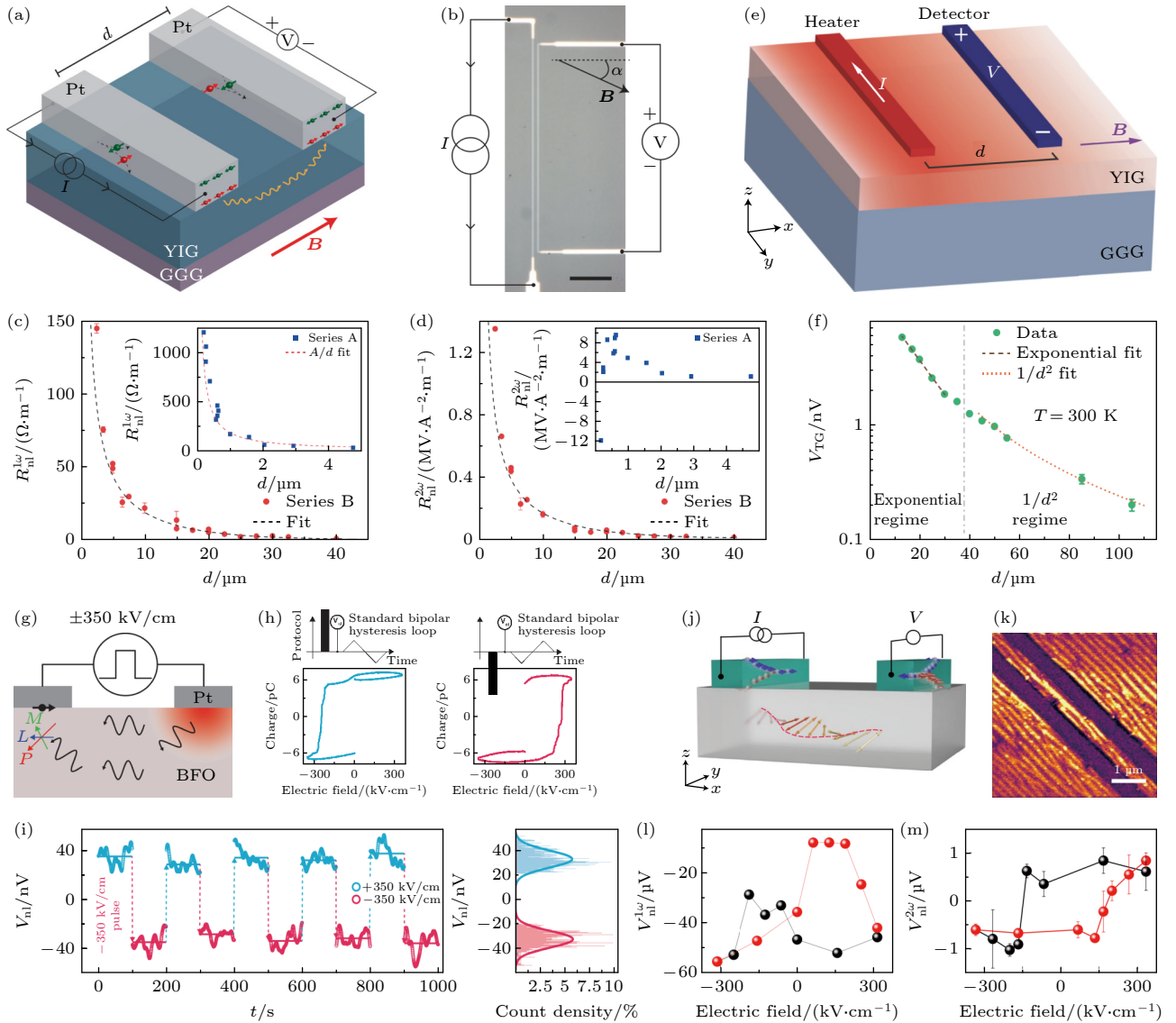


图 8 非局域自旋塞贝克效应的实验和应用研究 (a) Pt-YIG-Pt 器件结构示意图; (b) 器件的光学显微镜图像; (c) 线性坐标下的基波数据, 虚线是使用扩散-弛豫模型对实验数据的拟合; (d) 线性坐标下的二次谐波电压信号, 虚线同样是使用扩散-弛豫模型对实验数据的拟合^[29]; (e) Pt-YIG-Pt 器件结构示意图; (f) 同一 YIG 薄膜在 $T = 300\text{ K}$ 时, 热激发非局域信号随注入器-探测器距离的变化^[142]; (g) Pt-BiFeO₃-Pt 器件截面示意图; (h) “半”电滞回线的实验流程和结果, 确认了电场极化后铁电态的稳定性; (i) 测量的二次谐波电压随时间的变化^[150]; (j) 磁电自旋轨道逻辑器件的示意图; (k) 器件结构的压电力显微镜图像; (l) 在一个沟道宽度为 500 nm 的器件中, 通过基波测量从 SrIrO₃ 器件读取的自旋磁振子信号的电滞回线; (m) 在一个沟道宽度为 1 μm 的器件中, 通过二次谐波测量从 SrIrO₃ 器件读取的热磁振子信号的电滞回线^[42]

Fig. 8. Experimental and applied research on the nonlocal spin Seebeck effect: (a) Schematic diagram of the Pt-YIG-Pt device structure; (b) optical microscope image of the device; (c) fundamental wave data in linear coordinates, where the dashed line is the fitting using the diffusion-relaxation model; (d) second harmonic voltage signal in linear coordinates, where the dashed line is also the fitting using the diffusion-relaxation model^[29]; (e) schematic diagram of the Pt-YIG-Pt device structure; (f) the injector-detector distance dependence of thermally generated nonlocal signal for the same YIG film at $T = 300\text{ K}$ ^[142]; (g) schematic cross-section of the Pt-BiFeO₃-Pt device; (h) the experimental process and results of the “half” electric hysteresis loop, where the stability of the ferroelectric state after electric field polarization was confirmed; (i) time-dependent measurement of the second harmonic voltage^[150]; (j) schematic diagram of the magnetoelectric spin orbit logic device; (k) piezoelectric force microscope image of the device structure; (l) the electric hysteresis loop of the spin magnon signal read from SrIrO₃ device is measured through the fundamental wave in a device with a channel width of 500 nm; (m) the electric hysteresis loop of the thermal magnon signal read from SrIrO₃ device is measured through the second harmonic in a device with a channel width of 1 μm ^[42].

表 1 不同材料在非局域自旋塞贝克效应中测得的磁振子自旋扩散长度 (λ) 比较

Table 1. Comparison of magnon spin diffusion lengths (λ) measured in different materials via non-local spin Seebeck effect.

Samples	Thickness/ μm	Temperature/K	$\lambda/\mu\text{m}$
YIG ^[29]	0.20	300	9.4 \pm 0.6
YIG ^[143]	0.21	300	9.2 \pm 1.0
	1.5	300	6.0 \pm 0.3
	12	300	5.0 \pm 0.8
	50	300	5.7 \pm 3.4
YIG ^[142]	2.7	300	15
	2.7	3.5	40
	50	300	15
	50	3.5	40
YIG ^[144]	0.21	300	9.6 \pm 0.9
	0.21	30	5.5 \pm 0.7
NiFe ₂ O ₄ ^[145]	0.04	300	2.2 \pm 0.2
	0.45	300	2.3 \pm 0.1
MnPS ₃ ^[148]	0.040	2	4.7
	0.016	2	2.8
	0.008	2	1.1
Tm ₃ Fe ₅ O ₁₂ ^[146]	0.015	300	0.2—0.3
MgAl _{0.5} Fe _{1.5} O ₄ ^[147]	0.006	300	>0.8

除了基础输运研究外, 非局域 SSE 在可控磁振子学中展现出重要潜力. 近期, 研究者利用 BiFeO₃ 中铁电序与反铁磁序之间的本征耦合, 在无外加磁场条件下, 通过纯电场翻转铁电极化方向, 实现了对热激发磁振子自旋极化的调控 (图 8(g)—(i))^[150]. 在此基础上, Huang 等^[42] 进一步演示了通过 BiFeO₃ 铁电极化操控手性磁振子输运的全氧化物逻辑器件 (图 8(j)—(m)). 非局域磁振子注入/探测方案也为磁振子逻辑门^[56,151]、磁振子晶体管^[43,51] 等器件的发展提供了关键支撑.

迄今为止, 非局域 SSE 已在多种磁性材料中被报道, 包括铁磁体 (EuS^[152]); 亚铁磁体 (YIG^[40,142,143,153–157], Tm₃Fe₅O₁₂^[146,158], NiFe₂O₄^[145,159] 和 MgAl_{0.5}Fe_{1.5}O₄^[147] 等); 反铁磁体 (Cr₂O₃^[54,160], α -Fe₂O₃^[161], NiO^[162] 和 BiFeO₃^[42,150] 等); 顺磁体 (VO₂^[163]), 以及二维磁体 (NiPS₃^[164], MnPS₃^[148,165,166] 和 CrBr₃^[167] 等). 非局域 SSE 属于热激发磁振子注入机制, 即通过重金属条带的焦耳热在磁性绝缘体中产生温度梯度, 从而激发非平衡磁振子. 此外, 还有一种基于电注入的非局域自旋输运方式: 利用重金属中的 SHE 产生自旋积累, 通过界面交换作用向磁体注入磁振子^[55,143,168], 其全电

控制的磁振子输运现象也已被广泛证实^[169]. 这些研究为理解磁性材料与异质结构中的热驱动磁振子输运、扩散与弛豫机制提供了重要实验与理论依据, 并为自旋热电子学及低功耗逻辑器件的发展奠定了坚实基础.

4 应用探索与挑战

4.1 磁子阀: 基于自旋塞贝克效应的磁振子自旋流开关

作为绝缘体中重要的磁振子自旋流激发机制, SSE 已在磁子阀器件的研究中得到广泛应用. 磁子阀是一类基于磁振子输运的自旋电子学器件, 其基本功能依赖于: 利用 SSE 产生磁振子自旋流, 并通过调控磁性层间磁化方向的平行/反平行构型, 实现对磁振子自旋流的开关调控. 由于其具有低功耗、无电荷传输相关焦耳热、可扩展性强等优势, 近年来受到高度关注. 本节将从实验实现、物理机制与器件发展潜力 3 个方面, 对其研究进展进行综述.

金属可作为磁子阀中的中间层, 实现磁振子自旋流与电子自旋流之间的相互转换. YIG/Au/YIG 结构即为典型案例: 热激发磁振子自旋流经 Au 层转化为电子自旋流, 再注入第 2 层 YIG 并在 Pt 层中通过 ISHE 转化为可测电压, 其平行/反平行构型下的信号差异约 11%, 清晰呈现出“磁子阀效应”, 如图 9(a)—(c) 所示^[170]. 类似地, Tm₃Fe₅O₁₂/Au/Tm₃Fe₅O₁₂ 结构展现出多态调控能力, 在磁振子存储与逻辑运算方面具有潜在应用价值^[171]. 为进一步降低能量损耗、提升相位保持能力, 全绝缘磁子阀成为研究热点. 实验表明, 在 YIG/NiO/YIG 结构中, 磁振子自旋流在平行态增强、在反平行态抵消, 开关比可达 1.6, 并确定了 NiO 在 100—200 K 的磁振子衰减长度为 3.5—4.5 nm (图 9(d), (e))^[44]. 随后, 更进一步的 YIG/CoO/YIG 结构实现了室温操作, 其 CoO 的磁振子衰减长度约为 3.4 nm, 且在 Pt 探测层中观测到非局域自旋霍尔磁阻, 说明磁振子态可反向调控金属电阻^[172].

理论研究表明, 绝缘异质结中温度梯度可诱导磁振子自旋流并产生自旋转移力矩, 可进一步驱动磁化翻转或自旋振荡^[173]. 另一理论工作指出, 全绝缘磁子阀中可同时出现巨磁 SSE 与磁振子转移力矩效应, 为利用热驱动方式实现磁振子逻辑与存储器件提供了物理基础^[174].

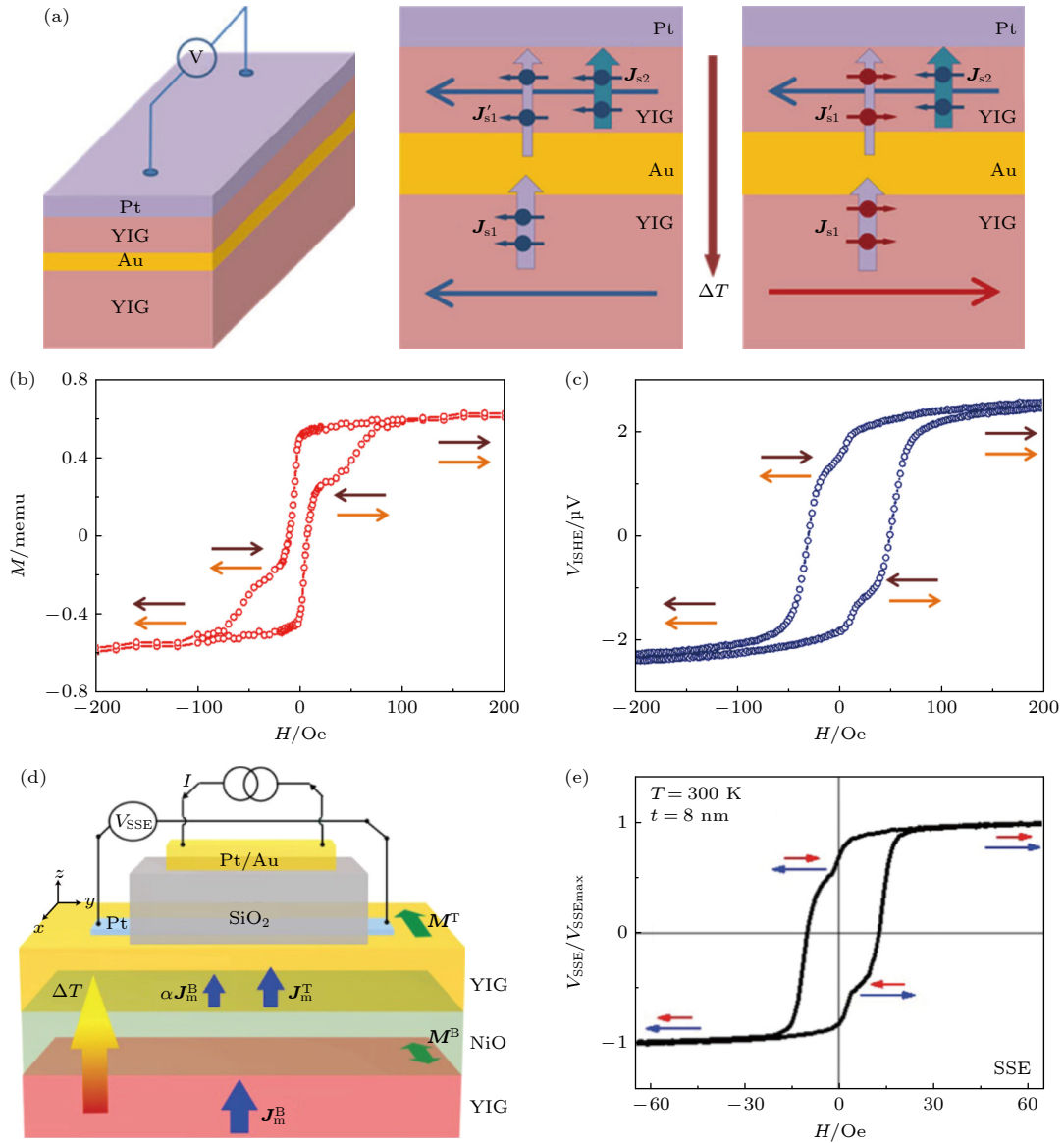


图 9 磁子阀效应及其与非磁性绝缘间隔层的对比 (a) Pt/YIG/Au/YIG/GGG 磁子阀效应图示; (b) 磁子阀的磁化强度与施加在平面内的磁场的函数关系, 箭头表示两个 YIG 层的磁化方向; (c) 施加温度梯度后磁子阀的逆自旋霍尔电压与磁场的函数关系^[170]; (d) Pt/YIG/NiO/YIG/GGG 磁子阀的测量装置示意图; (e) 在施加温度梯度后全绝缘磁子阀的逆自旋霍尔电压与磁场的函数关系^[44]

Fig. 9. Magneton valve effect and its comparison with non-magnetic and insulating spacer layers: (a) Illustration of the Pt/YIG/Au/YIG/GGG magnon valve effect; (b) the magnetization intensity of the magnon valve as a function of the magnetic field applied on the plane, where the arrow indicates the magnetization direction of the two YIG layers; (c) the function between the inverse spin Hall voltage of the magnon valve and the magnetic field after applying a temperature gradient^[170]; (d) schematic diagram of the measurement device for the Pt/YIG/NiO/YIG/GGG magnon valve; (e) the function between the inverse spin Hall voltage of the magnon valve and the magnetic field after applying a temperature gradient for all-insulating magnon junctions^[44].

磁子阀除具备开关功能外, 还可实现非局域磁输运调控. 例如在 Pt/YIG/NiO/YIG 结构中发现 Pt 的电阻可被底层 YIG 的磁化方向非局域调制, 表现出“磁振子非局域自旋霍尔磁阻”效应^[175]. 总体而言, 从金属介导到全绝缘结构, 磁子阀正在成为磁振子学中重要的构建模块. SSE 在其中不仅提供纯自旋流激发源, 更构成整个磁子阀响应机制的核心. 随着界面工程、低维磁体研究及高频磁振子调控技

术的发展, 基于 SSE 的磁子阀有望在低功耗计算、非布尔逻辑以及磁振子集成电路中发挥关键作用.

4.2 自旋塞贝克效应在微观磁结构探测上的应用

SSE 作为温度梯度驱动自旋流的一种核心机制, 已成为研究磁性材料微观结构的重要实验手段. 基于 SSE 产生的电压信号能够反映磁体/金属

界面处磁化强度在特定方向上的投影,因而广泛用于磁畴结构、磁有序相变和动态磁化行为的探测.近年来,基于 SSE 的磁结构探测技术在材料体系扩展、成像分辨率提升以及动力学研究方面均取得了显著进展.

随着 SSE 研究的深入,其研究范围已从传统铁磁体拓展至反铁磁、亚铁磁等绝缘体体系.在易轴反铁磁 Cr_2O_3 中, SSE 信号的符号在 spin-flop 相变处发生反转,其根源是相变前后自旋流类型由 Néel 自旋流转变为磁自旋流^[176].在同一体系中,还观察到“自旋巨磁阻”效应:在 Néel 温度附近外磁场可调制自旋流透射率超过两个数量级,具有重要应用潜力^[177].在亚铁磁材料 $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 中, SSE 信号在磁补偿温度附近发生符号反转,且不同厚度样品遵循统一的标度规律,说明亚晶格竞争效应在其中占主导地位^[178].在 Pt/YIG 中,特定温度下 LSSE 的突变与 YIG 体相的自旋重取向密切相

关^[179],同时 YIG 表面的垂直磁各向异性会导致界面磁化与体磁化在低场下的分离,引起异常 SSE 信号行为^[180].此外,样品宏观形状引起的退磁场效应也会导致 LSSE 的磁滞“平台”特征^[181].SSE 作为一种对微观磁序和磁转变高度灵敏的“探针”,为探测复杂磁结构的动态行为及其宏观物理响应提供了独特而强大的手段.

早期 SSE 测量依赖于整体加热,空间分辨率受限.为实现在纳米尺度对磁畴结构的探测,研究人员发展了多种基于局域热激发的成像方法.例如,一种基于扫描热探针的局部 SSE 成像技术被开发出来,通过在 Pt/YIG 样品表面进行点加热,成功实现对块体材料内部磁化结构的纳米尺度成像,空间分辨率达到约 $1.4\ \mu\text{m}$,且信号与磁畴结构高度相关(图 10(a)–(c))^[182].另一项研究采用聚焦激光束作为局域热源,分别在导电的 Co_2FeAl 和绝缘的 Pt/YIG 体系中,通过 ANE 和 SSE 实现

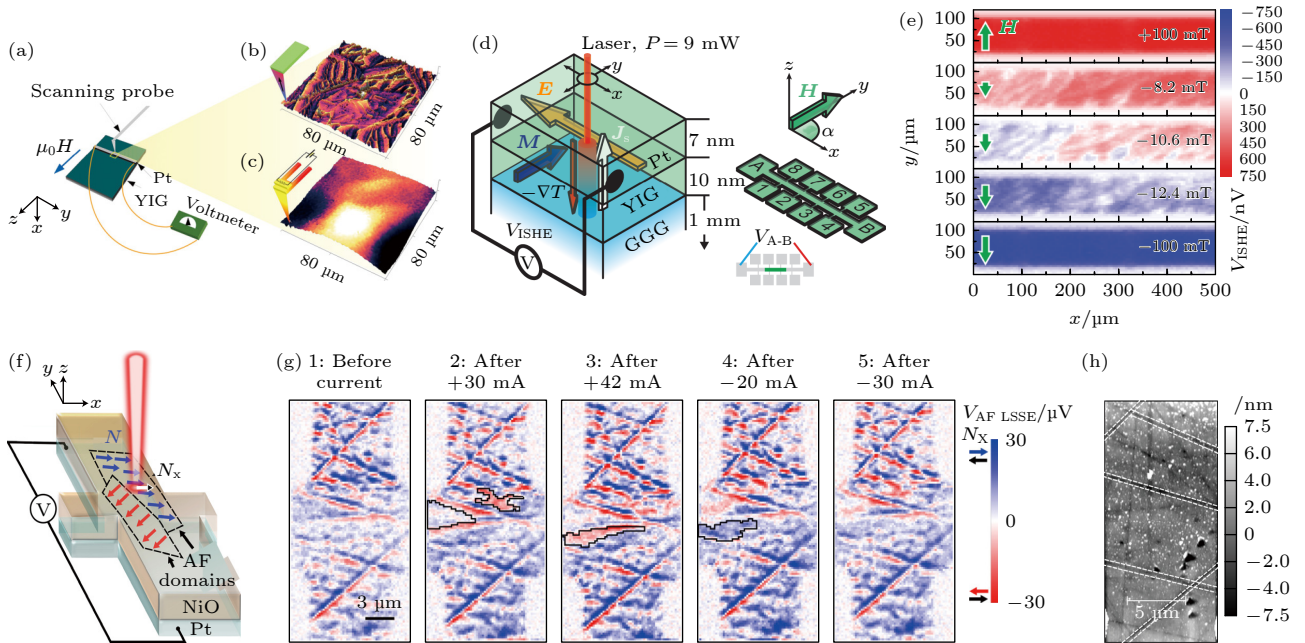


图 10 自旋塞贝克效应的空间分辨测量技术 (a) 在 Pt/YIG 样品检测纵向自旋塞贝克效应,带有一个扫描热探针的实验装置示意图; (b), (c) 分别为扫描热探针产生的磁力显微镜图像和自旋塞贝克电压^[182]; (d) 在 Pt/YIG 体系中检测纵向自旋塞贝克效应,带有一个可扫描激光束的实验装置示意图; (e) 在不同外加磁场下,逆自旋霍尔效应电压随激光光斑位置 (x, y) 的变化^[183]; (f) 在 Pt/NiO 体系中检测纵向自旋塞贝克效应,带有一个可扫描激光束的实验装置示意图; (g) 在 Pt 薄膜施加电荷流和不施加电荷流情况下的逆自旋霍尔电压成像图; (h) 原子力显微镜图像^[185]

Fig. 10. Spatially resolved measurement techniques of the spin Seebeck effect: (a) Schematic diagram of the experimental device with a scanning thermal probe for detecting the longitudinal spin Seebeck effect in the Pt/YIG sample; (b), (c) the corresponding magnetic force microscope image and spin Seebeck voltage generated by the scanning thermal probe, respectively^[182]; (d) schematic diagram of the experimental device with a scannable laser beam for detecting the longitudinal spin Seebeck effect in the Pt/YIG system; (e) the relationship between the inverse spin Hall effect voltage and the laser spot position (x, y) under different external magnetic fields^[183]; (f) schematic diagram of the experimental setup with a scannable laser beam for detecting the longitudinal spin Seebeck effect in the Pt/NiO system; (g) inverse spin Hall voltage imaging with and without charge current applied to the Pt film; (h) atomic force microscope image^[185].

了磁畴结构的电学成像,首次展示了对绝缘铁磁体中自旋流的空间映射能力^[183].图10(d),(e)分别展示了在Pt/YIG体系中磁畴探测的实验装置和测试结果.为进一步研究磁动力学,时间分辨LSSE显微镜应运而生,该技术集成了皮秒级时间分辨率和亚微米空间分辨率,能够对超薄磁性薄膜中的静态磁各向异性分布和高速磁化动力学过程进行定量可视化研究^[184].随着电控Néel序技术的发展,TSSE显微镜还被应用于Pt/NiO异质结中的自旋力矩开关,如图10(f)—(h)^[185].作为SSE的逆效应,自旋佩尔捷效应(spine Peltier effect, SPE)的研究也取得了重要突破.通过高灵敏锁相热成像技术,研究人员首次在Pt/YIG界面实现了对SPE的空间分辨热成像,发现其产生的温度场高度局域在界面附近,呈现出独特的偶极热源特征,这一发现修正了此前对SPE效率的认知^[186].随后,在补偿性亚铁磁体 $Gd_3Fe_5O_{12}$ 中也观测到了SPE,并且其信号在磁补偿温度附近同样发生符号反转,与SSE行为高度一致,为这对互易效应的物理本质提供了强有力的实验支持^[187].

SSE及其扩展技术现已成为研究铁磁、亚铁磁、反铁磁及低维磁性体系的重要平台.未来值得重点发展的方向包括:进一步提升时空分辨率,发展更高带宽的磁动力学探测技术;探索拓扑磁结构、二维量子磁体等新兴体系中的热激发自旋输运规律;发展界面调控、电控/光控手段,实现对自旋热流的高效调制;推进基于SSE的高效低功耗自旋热电器件与磁振子逻辑器件的实际应用.

5 自旋塞贝克效应的理论基础与物理机制

2008年,SSE在蓝宝石衬底上的Py薄膜中首次被报道,并最初被解释为费米能级附近自旋相关化学势差异导致的自旋流产生^[17].然而,后续实验很快对这一电子驱动模型提出了质疑.2010年,Jaworski等^[18]在GaMnAs样品中通过物理刮痕制造电学绝缘缺口,发现SSE信号既不会中断,也不会发生符号反转,表明SSE并不依赖于传统意义上贯穿样品的电荷或自旋流,而具有明显的局域特征.同年,Uchida等在磁性绝缘YIG^[27]和 $LaY_2Fe_5O_{12}$ ^[19]中也观测到SSE,这进一步说明传统电子化学势差模型已不足以解释绝缘体系中的

SSE行为.基于上述实验事实,研究者开始引入声子-磁振子和声子-电子拖曳效应等衬底介导机制,以补充和拓展SSE的物理图像^[74].在此背景下,SSE的理论研究逐步发展出以磁振子、声子以及界面交换相互作用为核心的微观机制.

5.1 磁振子驱动机制

在磁性绝缘体中,禁带宽度较大导致电子难以参与输运,自旋角动量的传递更多依赖于磁振子.因此,早期基于电子自旋化学势的模型难以解释绝缘体中毫米量级的长程SSE传输.Xiao等^[36]提出的磁振子驱动模型指出,SSE的驱动力来自铁磁体内部由温度梯度诱导的磁振子温度(T_F^m)与电子温度(T_F^p)的差异.该模型具有普适性,可同时适用于铁磁金属与亚铁磁绝缘体.

该理论包含三部分核心物理机制:首先,在铁磁体/重金属(F|N)界面处,磁振子温度 T_F^m 与金属电子温度 T_N 的差异驱动净自旋泵浦电流.基于包含随机热场的Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程与涨落-耗散定理,界面自旋流可表示为: $\langle I_s \rangle = L_s^*(T_F^m - T_N)$,其中 $L_s^* = \frac{\gamma \hbar g_r k_B}{2\pi M_s V_a}$, V_a 为温度依赖的磁相干体积,其大小与磁涨落幅度密切相关.其次,为确定铁磁体内部 T_F^m 的分布,Xiao等^[36]计算了在纵向温度梯度 $\Delta T = T_L - T_R$ 下产生的磁振子-声子温度差空间分布 $\Delta T_{mp}(z) = T_m(z) - T_p(z)$.通过求解耦合的热扩散方程,得到该温度差呈双曲正弦函数分布: $\Delta T_{mp}(z) \equiv \eta \frac{\sinh(z/\lambda)}{\sinh(L/2\lambda)} \Delta T$,其特征衰减长度(磁振子扩散长度) λ 由 $\lambda^2 \approx \frac{K_m}{C_m} \tau_{mp}$ 给出,其中 K_m 和 C_m 分别是磁振子的热导率和比热, τ_{mp} 为自旋-晶格弛豫时间.

最后,将上述两部分结合,位于位置 z_c 的Pt触点由于感受到温度差 $\Delta T_{mp}(z_c)$,会从铁磁体中泵浦出自旋流,该自旋流通过ISHE转化为可测量的霍尔电压 V_H .最终的理论预测公式为 $V_H(z_c) = \xi \frac{\sinh(z_c/\lambda)}{\sinh(L/2\lambda)} \Delta T$,其中 ξ 是一个与材料参数相关的幅度系数.该理论成功预测了对于亚铁磁绝缘体YIG,其信号幅度(微伏量级)和衰减长度(毫米量级)与实验观测相符.然而,对于铁磁金属Py合金,理论预测与实验存在数量级上的差异,可以归因于Py的弛豫时间参数不准以及传导电子的复杂作用.总之,该理论不仅为SSE提供了一个坚实的

理论框架, 还指出该效应本身可作为探测磁振子系统非平衡热力学的有力工具^[36].

5.2 声子拖曳效应

磁振子驱动机制的提出确立了磁振子作为自旋流载体的物理图像, 将 SSE 与传统电子输运机制分离. 随后 Adachi 等^[38,39] 为了进一步完善该理论, 在线性响应理论基础上, 提供了一个更微观、非局域、基于非平衡多体理论的框架, 明确区分了磁振子驱动与声子拖曳两种互补机制. 为进一步阐明 SSE 的微观机理, 这里引入一个铁磁体 (F) 与非磁性金属 (N) 通过界面 s-d 交换相互作用 (J_{sd}) 弱耦合的简单模型. 假设两者初始处于不同的局域温度 (T_F 和 T_N). 铁磁体中局域磁矩的动态由包含热噪声的 LLG 方程描述, 而金属中传导电子自旋的动态则由包含噪声源的布洛赫方程描述, 这些噪声通过涨落-耗散定理与各自的局域温度相关联. 计算发现, 注入金属的自旋流 (I_s) 可以清晰地划分为两个相互竞争的分量: 铁磁体内的泵浦分量 ($I_s^{\text{pump}} \propto T_F$) 和金属中的回流分量 ($I_s^{\text{back}} \propto T_N$). 最终, 净自旋流 I_s 由两者的差值决定, 即:

$$I_s = I_s^{\text{pump}} - I_s^{\text{back}} = -G_s \frac{k_B}{h} (T_F - T_N), \quad (3)$$

其中 G_s 表示自旋电导, k_B 是玻尔兹曼常数, h 是约化普朗克常数, T_F 表示铁磁体的局部温度, T_N 表示非磁性金属的局部温度. 这个关键公式表明, 净效应的驱动力源于铁磁体与金属之间有效的自旋温度差; 当两者温度相等时, 泵浦与回流精确抵消, 净电流为零.

然而, 上述局域模型无法解释实验中观测到的宏观尺度效应. 为此, 理论被扩展为一个更具一般性的线性响应方法. 该模型将系统划分为多个具有不同局域温度的区域, 并考虑了铁磁体内部不同区域之间通过交换相互作用 (J_{ex}) 进行的磁振子扩散. 利用 Keldysh 非平衡格林函数技术进行严格计算后, 揭示了更深刻的物理图像, 此时的净自旋流 I_s 为

$$I_s = \frac{N_{\text{int}} (J_{sd}^2 S_0) \chi_N \tau_{sf} (a/\lambda_N)^3}{8\sqrt{2}\pi^5 h^3 \alpha (A/a_S)} \Upsilon_2 k_B (T_1 - T_2), \quad (4)$$

其中, N_{int} 表示局域自旋数; J_{sd} 表示界面处 s-d 交换耦合常数; S_0 表示局域自旋大小; χ_N 是顺磁磁化率; τ_{sf} 是自旋翻转弛豫时间; λ_N 是自旋扩散长度; α 是吉尔伯特阻尼常数; A 为沿温度梯度的尺寸; a_S 表示铁磁体的晶格常数; T_1, T_2 表示不同

区域的温度^[39].

即使在某一个特定界面 (例如 F_1/N_2) 处不存在垂直方向的局域温度差 (即 $T_{F1} = T_{N1}$), 整个铁磁体内存在的水平方向温度梯度 (例如 $T_1 \neq T_2$) 也会驱动磁振子热流. 这股热流使得界面处的磁振子偏离了局域热平衡状态, 导致其有效温度 T_{F1}^* 不再等于其自身的局域温度 T_{F1} . 与此同时, 与该界面接触的金属由于是孤立的, 其有效自旋温度 T_{N1}^* 仍等于 T_{N1} . 于是, 便引入一个有效的温度差 $T_{F1}^* - T_{N1}^* \neq 0$, 从而依据 (3) 式驱动净自旋注入.

除磁振子外, 非平衡声子也对 SSE 有重要影响. 在存在温度梯度时, 材料内部形成非平衡声子热流, 这些声子通过磁振子-声子耦合持续“拖曳”磁振子, 使其偏离局域热平衡, 从而产生额外自旋流. 理论给出的声子拖曳自旋流形式为

$$I_s^{\text{drag}} = k_B (T_1 - T_2) \left(\frac{\Gamma_{\text{eff}}^2}{h^2} \right) R B \tau_p, \quad (5)$$

式中 Γ_{eff} 是一个无量纲常数, R 表示铁磁体/非磁性金属界面处的磁耦合强度, B 是热激发声子分布函数 B_1 和热激发磁振子分布函数 B_2 的乘积 ($B = B_1 \cdot B_2$), τ_p 表示声子的寿命. 从 (5) 式可以看出声子拖曳贡献的自旋流正比于声子的寿命 τ_p , 这一关键依赖性导致了独特的物理预言和实验现象^[39].

由于声子寿命在低温下 (通常低于 100 K) 因 Umklapp 散射被抑制而急剧增长, 理论预言并实验观测到自旋塞贝克信号在低温会出现一个显著的峰值^[38,188]. 其次, 声子拖曳机制能够完美解释著名的“划痕实验”: 即使将磁性薄膜切割以阻断宏观磁振子自旋流的传播, 只要热接触得以维持, SSE 依然存在^[18]. 这是因为衬底中的声子热流可以穿透划痕, 直接“拖曳”另一侧的磁振子, 而这是纯磁振子驱动理论所无法解释的. 此外, 研究还发现, 在某些情况下, 由衬底声子主导的拖曳效应甚至可能在室温下对毫米尺度的信号产生重要贡献. 总而言之, 声子拖曳机制揭示了在 SSE 中, 声子作为热量的载体和驱动者, 而磁振子作为自旋的载体和被执行者, 两者协同工作的物理图像. 这一机制不仅解释了关键实验现象, 突出了声子寿命的核心作用, 也极大地丰富和完善了对 SSE 的全面理解.

5.3 磁振子化学势驱动机制

根据磁振子驱动机制在热平衡状态下, 亚铁磁绝缘体中磁化涨落通过自旋泵浦效应向金属层注

入的自旋流, 与非磁金属中电子自旋涨落产生的反向自旋流相互抵消, 如图 11(a) 所示^[36]. 然而, 当存在温度梯度时, 系统平衡被打破, 导致界面处出现净自旋流. 一个简洁而深刻的表达式揭示了其本质: 净界面自旋流正比于磁振子与电子的有效温度差, 即:

$$J_s^{\text{int}} = 2\alpha^{(1)}k_B(T_m - T_e), \quad (6)$$

(6) 式清晰地表明 SSE 是由磁性子系统 (温度 T_m) 与电子子系统 (温度 T_e) 之间的非平衡所驱动, 其中 $\alpha^{(1)}$ 是由自旋泵浦增强的阻尼系数^[189].

为了更深入地理解界面过程, 研究者采用了微扰理论处理界面交换耦合. 引入磁振子化学势后, 通过计算基于费米黄金定则的自旋翻转散射率, 推导出了更具普适性的界面自旋流表达式:

$$J_s^{\text{int}} = -\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{\pi s} \int_{\epsilon_0}^{\infty} d\epsilon \mathcal{D}(\epsilon)(\epsilon - \mu_s)[f_{\text{BE}}(\epsilon, \mu_m, T_m) - f_{\text{BE}}(\epsilon, \mu_s, T_e)], \quad (7)$$

(7) 式明确包含了磁振子和电子的玻色-爱因斯坦分布函数 (f_{BE})、化学势 (μ_m 和 μ_s) 以及磁振子态密度 ($\mathcal{D}(\epsilon)$), 从而在数学上清晰地分离了自旋泵浦和反向自旋流各自的贡献, 其中 $g_r^{\uparrow\downarrow}$ 是实部自旋混合电导, s 是自旋密度^[40,189].

此外, 理论不仅局限于界面, 还进一步考虑了体磁振子输运对界面磁振子分布的影响. 通过建立

磁振子的扩散方程, 理论描述了在温度梯度下, 磁振子化学势和温度的空间分布如何影响自旋流和热流的输运行为 (图 11(b)). 磁振子自旋流 J_m 和热流 J_Q 可以统一表示为

$$\begin{pmatrix} \frac{2e}{\hbar} J_m \\ J_{Q,m} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \sigma_m & L/T \\ \hbar L/2e & \kappa_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \mu_m \\ \nabla T_m \end{pmatrix}, \quad (8)$$

(8) 式引入了磁振子自旋电导率 (σ_m)、体自旋塞贝克系数 (L) 和磁振子热导率 (κ_m) 等关键输运参数, 完整地描述了体内的耦合输运过程^[40].

本节将界面自旋泵浦、反向流、体磁振子输运与非平衡热动力学联系起来. 这一从微观界面过程到宏观体输运的理论框架, 不仅定量地解释了 SSE 的起源, 其关键参数也可通过独立实验进行测定, 从而为利用 SSE 作为探测磁性材料各种物理性质的精密工具奠定了坚实的理论基础.

5.4 体磁振子自旋流与界面耦合模型

LSSE, 特别是基于重金属/磁性绝缘体双层膜 (NM/FMI) 的构型, 因其器件结构简单、物理机制更本征、更适合与现有自旋电子器件集成等突出优势, 迅速取代横向效应, 成为自旋热电子学领域主要的研究方法. Xiao 等^[36] 的模型强调了由温度梯度导致的体内磁振子温度分布对界面泵浦的驱动作用. 在此基础上, Rezende 等^[190] 针对重金属/亚

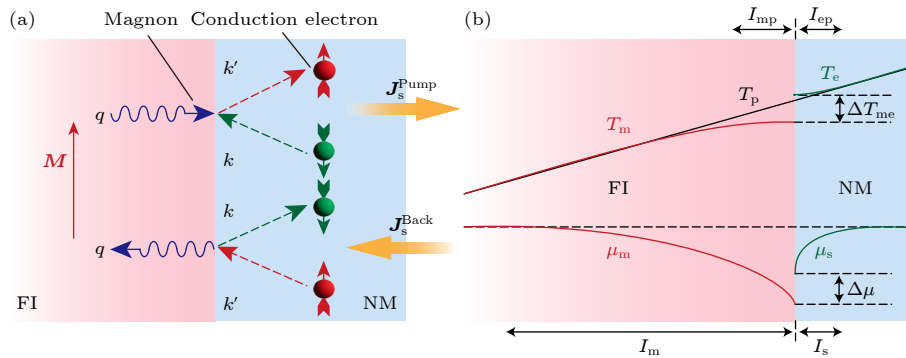


图 11 (a) 亚铁磁绝缘体 (FI) 与非磁重金属 (NM) 之间的界面自旋交换耦合原理图, 非磁金属中的一个电子在界面发生自旋翻转非弹性散射, 在亚铁磁绝缘体中产生或湮灭一个磁振子, 从而产生界面自旋流; (b) 假设声子温度梯度 T_p 恒定且忽略焦耳热效应时, 磁振子温度 T_m 、电子温度 T_e 、磁振子化学势 μ_m 和电子自旋积累 μ_s 的空间分布, T_m (T_e) 和 μ_m (μ_s) 分别在长度尺度 l_{mp} (l_{ep}) 和 l_m (l_s) 上弛豫^[40,189].

Fig. 11. (a) Schematic diagram of interfacial spin exchange coupling between ferromagnetic insulator (FI) and nonmagnetic heavy metal (NM). An electron in a nonmagnetic metal undergoes spin-flip inelastic scattering at the interface, creating or annihilating a magnon in the ferromagnetic insulator, thereby generating interface spin current. (b) The spatial distribution of the magnon temperature T_m , the electron temperature T_e , the magnon chemical potential μ_m and the electron spin accumulation μ_s . It is assumed that the phonon temperature gradient T_p is constant and the Joule heating effect is ignored. T_m (T_e) and μ_m (μ_s) relax on the length scale l_{mp} (l_{ep}) and l_m (l_s), respectively^[40,189].

铁磁绝缘体 LSSE 提出了一个更为细致的理论模型, 该模型明确将体磁振子自旋流扩散与界面自旋泵浦/回流过程耦合起来, 清晰地揭示了 NM 层在提供自旋流连续性方面的不可或缺的作用.

该模型的核心在于求解 FMI 层内磁振子积累 $\delta n_m(y)$ 的扩散方程:

$$\frac{\partial^2 \delta n_m(y)}{\partial y^2} = \frac{\delta n_m(y)}{l_m^2}, \quad (9)$$

其中 l_m 为磁振子扩散长度, 决定了自旋流在 FMI 中的衰减尺度. 扩散方程描述了非平衡磁振子数在温度梯度驱动下的空间分布, 是计算体磁振子自旋流的基础.

在 FMI/NM 界面处, NM 层中的自旋流由界面磁振子积累泵浦的自旋流 J_s^{ump} 和 NM 中自旋积累引起的回流 J_s^{back} 共同决定, 且体磁振子自旋流必须与 NM 层中的自旋流相等. 基于磁振子分布和界面自旋泵浦/回流过程, 研究者进一步推导出了 FMI/NM 界面处的净自旋流密度表达式:

$$J_s^z(0) \approx -\frac{b g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \rho}{a} S_s^z \nabla T, \quad (10)$$

其中 $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ 是有效实自旋混合电导, ∇T 是厚度方向温度梯度, S_s^z 是自旋塞贝克系数, ρ 是一个与 FMI 厚度 t_{FM} 和扩散长度 l_m 相关的因子 (当 $t_{\text{FM}} \gg l_m$ 时, $\rho \approx 1$; $t_{\text{FM}} \ll l_m$ 时, $\rho \propto t_{\text{FM}}/l_m$). 该公式清晰地表明 LSSE 由 FMI 体内的温度梯度 ∇T 直接驱动磁振子扩散流, 其强度受界面自旋混合电导 $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ 调控, 并表现出随 FMI 厚度增加而饱和的特性. 为了与实验结果进行对比, 该理论将界面自旋流转换为可通过逆自旋霍尔效应测量的电压信号:

$$V = R_N w \lambda_N \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_N}\right) J_s^z(0), \quad (11)$$

其中 R_N , w , t_N 为 NM 层的电阻、宽度和厚度; λ_N 为自旋扩散长度; θ_{SH} 为自旋霍尔角.

最后, 研究者将理论具体应用于 YIG/Pt 体系, 采用更精确的磁振子色散关系和波矢依赖的弛豫时间进行计算, 预测了自旋流随温度变化的非单调行为 (在约 30 K 出现峰值). 随后, 通过设计实验测量不同厚度 YIG 样品在不同温度下的 LSSE 电压, 并将结果与理论预测进行对比. 实验数据不仅验证了电压与温度梯度的线性关系, 更重要的是, 通过拟合 YIG 厚度依赖数据, 获得了与理论相符的磁振子扩散长度 (约 70 nm), 并且观测到的温

度依赖性也与理论曲线 (特别是包含体磁振子流机制的模型) 吻合良好, 显著优于单纯的界面自旋泵浦模型预测.

6 结 论

SSE 的研究已从早期的铁磁金属拓展至铁磁/亚铁磁绝缘体、反铁磁体、顺磁体和交错磁体系, 体现出良好的材料普适性. 横向、纵向以及非局域测量构型的建立不仅提供了多样化的实验手段, 也有效区分了寄生信号, 证明了磁振子在绝缘体中可实现微米级长程输运. 在理论方面, 基于线性响应理论的磁振子驱动、声子拖曳以及化学势驱动模型逐渐完善了 SSE 的微观机制体系, 为理解非平衡自旋-热耦合奠定了基础. 尤其是声子拖曳机制成功解释了低温峰值和“划痕实验”等关键现象. 在应用方面, SSE 在磁振子逻辑器件、磁子阀、多态存储、热探针磁成像等方向展现出重要潜力, 为发展新型低功耗自旋电子器件提供了物理基础. 随着材料体系扩展、测量技术提升与理论模型完善, SSE 将持续推动自旋热学与自旋电子学的发展, 并在未来信息器件和能源利用领域发挥更重要作用.

参考文献

- [1] Ilyakov I, Brataas A, Thales V A G, Oliveira D, Ponomaryov A, Deinert J C, Hellwig O, Fassbender J, Lindner J, Salikhov R, Kovalev S 2023 *Nat. Commun.* **14** 7010
- [2] Yang H, Valenzuela S O, Chshiev M, Couet S, Dieny B, Dlubak B, Fert A, Garello K, Jamet M, Jeong D E, Lee K, Lee T, Martin M B, Kar G S, S en or P, Shin H J, Roche S 2022 *Nature* **606** 663
- [3] Dankert A, Dash S P 2017 *Nat. Commun.* **8** 16093
- [4] Sun W D, Zhang Y K, Cao K H, Lu S Y, Du A, Huang H L, Zhang S, Hu C Q, Feng C, Liang W H, Liu Q, Mi S, Cai J W, Lu Y L, Zhao W S, Zhao Y G 2024 *Sci. Adv.* **10** ead3379
- [5] Zhang D L, Wei H S, Duan J Y, Chen J L, Chen J X, Yue D D, Gong W X, Liu P F, Yang Y H, Gou J L, Yan J X, Zhai K, Wang P, Hu S, Jia Z Y, Jiang W, Liu L, Wang W H, Li Y, Jiang Y 2025 *Nat. Commun.* **16** 7047
- [6] Binash G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn W 1989 *Phys. Rev. B* **39** 4828
- [7] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [8] Guo H R, Lin Z C, Lu J H, Yun C, Han G H, Sun S T, Wu Y, Yang W Y, Xiao D D, Zhu Z F, Peng L C, Ye Y, Hou Y L, Yang J B, Luo Z C 2025 *Nat. Commun.* **16** 8911
- [9] Li T H, Liu L, Li X G, Zhao X T, An H Y, Ando K 2023 *Nano Lett.* **23** 7174

- [10] Wang H C, Kang M G, Petrosyan D, Ding S L, Schlitz R, Riddiford L J, Legrand W, Gambardella P 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 126701
- [11] Mendoza Rodarte J A, Cosset Chéneau M, van Wees B J, Guimarães M H D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 226704
- [12] Kao I H, Tang J, Ortiz G C, Zhu M L, Yuan S A, Rao R, Li J H, Edgar J H, Yan J Q, Mandrus D G, Watanabe K, Taniguchi T, Hwang J, Cheng R, Katoch J, Singh S 2025 *Nat. Mater.* **24** 1049
- [13] Liu J N, Xue H P, Deng Z, Yang Q L, Li X M, Bai X D, Yang X, Yang P T, Gao Y H, He W, Zhang X Q, Cheng Z H 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 236204
- [14] Panda S N, Mondal S, Sinha J, Choudhury S, Barman A 2019 *Sci. Adv.* **5** eaav7200
- [15] Kimata M, Chen H, Kondou K, Sugimoto S, Muduli P K, Ikhlas M, Omori Y, Tomita T, Macdonald A H, Nakatsuji S, Otani Y 2019 *Nature* **565** 627
- [16] Peng S Y, Zheng X, Li S, Lao B, Han Y M, Liao Z L, Zheng H S, Yang Y M, Yu T Y, Liu P T, Sun Y, Chen X Q, Peng S Z, Zhao W S, Li R W, Wang Z M 2025 *Nat. Mater.* **24** 1749
- [17] Uchida K, Takahashi S, Harii K, Ieda J, Koshibae W, Ando K, Maekawa S, Saitoh E 2008 *Nature* **455** 778
- [18] Jaworski C M, Yang J, Mack S, Awschalom D D, Heremans J P, Myers R C 2010 *Nat. Mater.* **9** 898
- [19] Uchida K, Xiao J, Adachi H, Ohe J, Takahashi S, Ieda J, Ota T, Kajiwara Y, Umezawa H, Kawai H, Bauer G E, Maekawa S, Saitoh E 2010 *Nat. Mater.* **9** 894
- [20] Lin W W, He J M, Ma B W, Matzelle M, Xu J S, Freeland J, Choi Y, Haskel D, Barbiellini B, Bansil A, Fiete G A, Zhou J S, Chien C L 2022 *Nat. Phys.* **18** 800
- [21] Seki S, Ideme T, Kubota M, Kozuka Y, Takagi R, Nakamura M, Kaneko Y, Kawasaki M, Tokura Y 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 266601
- [22] Wu S M, Pearson J E, Bhattacharya A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 186602
- [23] Cui Q R, Zeng B W, Cui P, Yu T, Yang H X 2023 *Phys. Rev. B* **108** L180401
- [24] Ashani T M, Ashani A, Hong J 2025 *Energy Mater.* **5** 500111
- [25] Weißenhofer M, Marmodoro A 2024 *Phys. Rev. B* **110** 094427
- [26] Ullah A, Bezzerga D, Hong J 2024 *Mater. Today Phys.* **47** 101539
- [27] Uchida K, Adachi H, Ota T, Nakayama H, Maekawa S, Saitoh E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 172505
- [28] Uchida K, Ishida M, Kikkawa T, Kirihara A, Murakami T, Saitoh E 2014 *J. Phys.: Condens. Matter* **26** 389601
- [29] Cornelissen L J, Liu J, Duine R A, Youssef J B, van Wees B J 2015 *Nat. Phys.* **11** 1022
- [30] Liu H, Malissa H, Stolley R M, Singh J, Groesbeck M, Popli H, Kavand M, Chong S K, Deshpande V V, Miller J S, Boehme C, Vardeny Z V 2020 *Adv. Mater.* **32** 2002663
- [31] Miao B F, Huang S Y, Qu D, Chien C L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 066602
- [32] Abrão J E, Rodrigues A R, Bedanta S, Azevedo A 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 062405
- [33] Yang M, Sun L, Zeng Y L, Cheng J, He K, Yang X, Wang Z Q, Yu L Q, Niu H, Ji T Z, Chen G, Miao B F, Wang X R, Ding H F 2024 *Nat. Commun.* **15** 3201
- [34] Wang X R 2021 *Commun. Phys.* **4** 55
- [35] Yang M, Miao B F, Cheng J, He K, Yang X, Zeng Y L, Wang Z Q, Sun L, Wang X R, Azevedo A, Bedanta S, Ding H F 2022 *Phys. Rev. B* **105** 224426
- [36] Xiao J, Bauer G E W, Uchida K C, Saitoh E, Maekawa S 2010 *Phys. Rev. B* **81** 214418
- [37] Jaworski C M, Yang J, Mack S, Awschalom D D, Myers R C, Heremans J P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 186601
- [38] Adachi H, Uchida K I, Saitoh E, Ohe J I, Takahashi S, Maekawa S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 252506
- [39] Adachi H, Uchida K I, Saitoh E, Maekawa S 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 036501
- [40] Cornelissen L J, Peters K J H, Bauer G E W, Duine R A, van Wees B J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 014412
- [41] Wang S H, Zou L K, Cai J W, Shen B G, Sun J R 2013 *Phys. Rev. B* **88** 214304
- [42] Huang X X, Chen X Z, Li Y H, Mangeri J, Zhang H R, Ramesh M, Taghinejad H, Meisenheimer P, Caretta L, Susarla S, Jain R, Klewe C, Wang T Y, Chen R, Hsu C H, Harris I, Husain S, Pan H, Yin J, Shafer P, Qiu Z Q, Rodrigues D R, Heinonen O, Vasudevan D, Iniguez J, Schlom D G, Salahuddin S, Martin L W, Analytis J G, Ralph D C, Cheng R, Yao Z, Ramesh R 2024 *Nat. Mater.* **23** 898
- [43] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [44] Guo C Y, Wan C H, Wang X, Fang C, Tang P, Kong W J, Zhao M K, Jiang L N, Tao B S, Yu G Q, Han X F 2018 *Phys. Rev. B* **98** 134426
- [45] Ellsworth D, Lu L, Lan J, Chang H C, Li P, Wang Z, Hu J, Johnson B, Bian Y Q, Xiao J, Wu R Q, Wu M Z 2016 *Nat. Phys.* **12** 861
- [46] Kajiwara Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E 2010 *Nature* **464** 262
- [47] Bass J, Pratt W P 2007 *J. Phys. : Condens. Matter* **19** 183201
- [48] Wang F, Shi G Y, Yang D S, Tan H R, Zhang C H, Lei J Y, Pu Y C, Yang S H, Soumyanarayanan A, Elyasi M, Yang H 2024 *Nat. Nanotechnol.* **19** 1478
- [49] Zhao P N, Shi G Y, Lu W T, Yang L H, Tan H R, Guo K W, Lai J M, Yu Z H, Soumyanarayanan A, Yuan Z, Wang F, Xu X H, Yang H 2025 *Phys. Rev. B* **112** 054413
- [50] Lai J M, Bian B Y, Yu Z H, Guo K W, Zhang Y J, Zhao P N, Zhang X Q, Tang C Y, Cao J S, Quan Z Y, Wang F, Xu X H 2025 *Chin. Phys. B* **34** 107501
- [51] Chumak A V, Vasyuchka V I, Serga A A, Hillebrands B 2015 *Nat. Phys.* **11** 453
- [52] Ganzhorn K, Wimmer T, Barker J, Bauer G E W, Qiu Z, Saitoh E, Vlietstra N, Geprags S, Gross R, Huebl H, Goennenwein S T B 2017 *arXiv: 1705.02871 [cond-mat.mes-hall]*
- [53] Wesenberg D, Liu T, Balzar D, Wu M, Zink B L 2017 *Nat. Phys.* **13** 987
- [54] Yuan W, Zhu Q, Su T, Yao Y, Xing W Y, Chen Y Y, Ma Y, Lin X, Shi J, Shindou R, Xie X C, Han W 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat1098
- [55] Lebrun R, Ross A, Bender S A, Qaiumzadeh A, Baldrati L, Cramer J, Brataas A, Duine R A, Kläui M 2018 *Nature* **561** 222
- [56] Stamps R L, Breikreutz S, Åkerman J, Chumak A V, Otani Y, Bauer G E W, Thiele J U, Bowen M, Majetich S A, Kläui M, Prejbeanu I L, Dieny B, Dempsey N M, Hillebrands B 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 333001
- [57] Zhang S, Zhang S F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096603
- [58] Wu H, Wan C H, Zhang X, Yuan Z H, Zhang Q T, Qin J Y,

- Wei H X, Han X F, Zhang S 2016 *Phys. Rev. B* **93** 060403
- [59] Li D, Ruotolo A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 182404
- [60] Lee W Y, Kang M S, Kim G S, Park N W, Choi K Y, Le C T, Rashid M U, Saitoh E, Kim Y S, Lee S K 2021 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **13** 15783
- [61] Chen Y J, Huang S Y 2019 *Phys. Rev. B* **99** 094426
- [62] Mosendz O, Pearson J E, Fradin F Y, Bauer G E, Bader S D, Hoffmann A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 046601
- [63] Rojas Sanchez J C, Reyren N, Laczkowski P, Savero W, Attane J P, Deranlot C, Jamet M, George J M, Vila L, Jaffres H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 106602
- [64] Wang H L, Du C H, Pu Y, Adur R, Hammel P C, Yang F Y 2013 *Phys. Rev. B* **88** 100406(R)
- [65] Chen Y S, Lin J G, Huang S Y, Chien C L 2019 *Phys. Rev. B* **99** 220402
- [66] Wang H L, Du C H, Pu Y, Adur R, Hammel P C, Yang F Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 197201
- [67] Uchida K, Adachi H, An T, Ota T, Toda M, Hillebrands B, Maekawa S, Saitoh E 2011 *Nat. Mater.* **10** 737
- [68] Valenzuela S O, Tinkham M 2006 *Nature* **442** 176
- [69] Huang S Y, Wang W G, Lee S F, Kwo J, Chien C L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 216604
- [70] Bosu S, Sakuraba Y, Uchida K, Saito K, Kobayashi W, Saitoh E, Takanashi K 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 07B106
- [71] Avery A D, Pufall M R, Zink B L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 196602
- [72] Uchida K I, Kikkawa T, Seki T, Oyake T, Shiomi J, Qiu Z, Takanashi K, Saitoh E 2015 *Phys. Rev. B* **92** 094414
- [73] Meier D, Reinhardt D, Schmid M, Back C H, Schmalhorst J M, Kuschel T, Reiss G 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184425
- [74] Schmid M, Srichandan S, Meier D, Kuschel T, Schmalhorst J M, Vogel M, Reiss G, Strunk C, Back C H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 187201
- [75] Soldatov I V, Panarina N, Hess C, Schultz L, Schäfer R 2014 *Phys. Rev. B* **90** 104423
- [76] Uchida K I, Nonaka T, Yoshino T, Kikkawa T, Kikuchi D, Saitoh E 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 093001
- [77] Uchida K, Nonaka T, Kikkawa T, Kajiwara Y, Saitoh E 2013 *Phys. Rev. B* **87** 104412
- [78] Schreier M, Roschewsky N, Dobler E, Meyer S, Huebl H, Gross R, Goennenwein S T B 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 242404
- [79] Geprägs S, Kehlberger A, Coletta F D, Qiu Z, Guo E J, Schulz T, Mix C, Meyer S, Kamra A, Althammer M, Huebl H, Jakob G, Ohnuma Y, Adachi H, Barker J, Maekawa S, Bauer G E W, Saitoh E, Gross R, Goennenwein S T B, Kläui M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10452
- [80] Li Y F, Duan Y H, Wang M Z, Lang L L, Zhang Y, Yang M, Li J X, Fan W J, Shen K, Shi Z, Zhou S M 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 056702
- [81] Qu D, Huang S Y, Hu J, Wu R Q, Chien C L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 067206
- [82] Kikkawa T, Uchida K, Shiomi Y, Qiu Z, Hou D, Tian D, Nakayama H, Jin X F, Saitoh E 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 067207
- [83] Kikkawa T, Uchida K, Daimon S, Shiomi Y, Adachi H, Qiu Z, Hou D, Jin X F, Maekawa S, Saitoh E 2013 *Phys. Rev. B* **88** 214403
- [84] Uchida K, Ishida M, Kikkawa T, Kirihara A, Murakami T, Saitoh E 2014 *J. Phys. : Condens. Matter* **26** 343202
- [85] Xu Y, Yang B, Tang C, Jiang Z, Schneider M, Whig R, Shi J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 242404
- [86] Qu D, Huang S Y, Miao B F, Huang S X, Chien C L 2014 *Phys. Rev. B* **89** 140407(R)
- [87] Meier D, Kuschel T, Shen L, Gupta A, Kikkawa T, Uchida K, Saitoh E, Schmalhorst J M, Reiss G 2013 *Phys. Rev. B* **87** 054421
- [88] Azevedo A, Alves Santos O, Fonseca Guerra G A, Cunha R O, Rodríguez Suárez R, Rezende S M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 052402
- [89] Mendes J B S, Cunha R O, Alves Santos O, Ribeiro P R T, Machado F L A, Rodríguez Suárez R L, Azevedo A, Rezende S M 2014 *Phys. Rev. B* **89** 140406(R)
- [90] Seki T, Uchida K I, Kikkawa T, Qiu Z, Saitoh E, Takanashi K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 092401
- [91] Zou L K, Wang S H, Zhang Y, Sun J R, Cai J W, Kang S S 2016 *Phys. Rev. B* **93** 014422
- [92] Kikuchi D, Ishida M, Uchida K, Qiu Z, Murakami T, Saitoh E 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 082401
- [93] Lin W W, Chen K, Zhang S F, Chien C L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 186601
- [94] Qiu Z Y, Hou D Z, Kikkawa T, Uchida K I, Saitoh E 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 083001
- [95] Asada H, Kuwahara A, Sakata N, Ono T, Ishibashi T, Meguro A, Hashinaka T, Kishimoto K, Koyanagi T 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 17C724
- [96] Niizeki T, Kikkawa T, Uchida K I, Oka M, Suzuki K Z, Yanagihara H, Kita E, Saitoh E 2015 *AIP Adv.* **5** 053603
- [97] Guo E J, Herklotz A, Kehlberger A, Cramer J, Jakob G, Kläui M 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 022403
- [98] Ramos R, Kikkawa T, Uchida K, Adachi H, Lucas I, Aguirre M H, Algarabel P, Morellón L, Maekawa S, Saitoh E, Ibarra M R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 072413
- [99] Ramos R, Kikkawa T, Aguirre M H, Lucas I, Anadón A, Oyake T, Uchida K, Adachi H, Shiomi J, Algarabel P A, Morellón L, Maekawa S, Saitoh E, Ibarra M R 2015 *Phys. Rev. B* **92** 220407(R)
- [100] Wu S M, Fradin F Y, Hoffinan J, Hoffmann A, Bhattacharya A 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 17C509
- [101] Wu S M, Hoffinan J, Pearson J E, Bhattacharya A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 092409
- [102] Uchida K I, Nonaka T, Ota T, Saitoh E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 262504
- [103] Aqeel A, Vlietstra N, Heuver J A, Bauer G E W, Noheda B, van Wees B J, Palstra T T M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 224410
- [104] Kirihara A, Kondo K, Ishida M, Ihara K, Iwasaki Y, Someya H, Matsuba A, Uchida K I, Saitoh E, Yamamoto N, Kohmoto S, Murakami T 2016 *Sci. Rep.* **6** 23114
- [105] Li P, Ellsworth D, Chang H, Janantha P, Richardson D, Shah F, Phillips P, Vijayasathay T, Wu M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 242412
- [106] Takagi R, Tokunaga Y, Ideue T, Taguchi Y, Tokura Y, Seki S 2016 *APL Mater.* **4** 032502
- [107] Shiomi Y, Handa Y, Kikkawa T, Saitoh E 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 232403
- [108] Holanda J, Maior D S, Alves Santos O, Vilela Leão L H, Mendes J B S, Azevedo A, Rodríguez Suárez R L, Rezende S M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 172405
- [109] Wu S M, Zhang W, Kc A, Borisov P, Pearson J E, Jiang J S, Lederman D, Hoffmann A, Bhattacharya A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 097204
- [110] Li J X, Shi Z, Ortiz V H, Aldosary M, Chen C, Aji V, Wei P, Shi J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 217204
- [111] Xu J S, He J M, Zhou J S, Qu D R, Huang S Y, Chien C L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 117202
- [112] Xu J S, Lin W W, He J M, Zhou J S, Qu D R, Huang S Y,

- Chien C L 2023 *APL Mater.* **11** 091102
- [113] Holanda J, Alves Santos O, Cunha R O, Mendes J B S, Rodríguez Suárez R L, Azevedo A, Rezende S M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 214421
- [114] Kamman H, Fan X, Celik H, Han X, Xiao J Q 2017 *Sci. Rep.* **7** 6175
- [115] Duan Z H, Miao B F, Sun L, Wu D, Du J, Ding H F 2019 *IEEE Magn. Lett.* **10** 1
- [116] Gamino M, S. Santos J G, R. Souza A L, Melo A S, Della Pace R D, Silva E F, Oliveira A B, Rodríguez Suárez R L, Bohn F, Correa M A 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **527** 167778
- [117] Lu Y M, Choi Y, Ortega C M, Cheng X M, Cai J W, Huang S Y, Sun L, Chien C L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 147207
- [118] Geprägs S, Meyer S, Altmannshofer S, Opel M, Wilhelm F, Rogalev A, Gross R, Goennenwein S T B 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 262407
- [119] Liang X, Zhu Y P, Peng B, Deng L J, Xie J L, Lu H P, Wu M Z, Bi L 2016 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8** 8175
- [120] Collet M, Mattana R, Moussy J B, Ollefs K, Collin S, Deranlot C, Anane A, Cros V, Petroff F, Wilhelm F, Rogalev A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 202401
- [121] Wang S H, Li G, Guo E J, Zhao Y, Wang J Y, Zou L K, Yan H, Cai J W, Zhang Z T, Wang M, Tian Y Y, Zheng X L, Sun J R, Jin K X 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 051401
- [122] Wang S H, Li G, Wang J Y, Tian Y Y, Zhang H R, Zou L K, Sun J R, Jin K X 2018 *Chin. Phys. B* **27** 117201
- [123] Ando K, Morikawa M, Trypiniotis T, Fujikawa Y, Barnes C H W, Saitoh E 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 113902
- [124] Ando K, Morikawa M, Trypiniotis T, Fujikawa Y, Barnes C H W, Saitoh E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 082502
- [125] Pierce D T, Meier F 1976 *Phys. Rev. B* **13** 5484
- [126] Yadav R, Shepit M, Li X, Lin K W, van Lierop J, Ruotolo A 2021 *J. Phys. : Condens. Matter* **33** 095802
- [127] Wang H R, Meng J, Lin J J, Xu B, Ma H, Kan Y C, Chen R, Huang L J, Chen Y, Yue F Y, Duan C G, Chu J H, Sun L 2024 *Nat. Commun.* **15** 4362
- [128] Wang S H, Li G, Wang J Y, Yan H, Jin K X 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **468** 50
- [129] Jamison J S, Yang Z, Giles B L, Brangham J T, Wu G, Hammel P C, Yang F, Myers R C 2019 *Phys. Rev. B* **100** 134402
- [130] Avci C O, Garello K, Ghosh A, Gabureac M, Alvarado S F, Gambardella P 2015 *Nat. Phys.* **11** 570
- [131] Ke J T, Zhang D L, Bi L Z, Li Z L, Zhou S, Wang P J, Zhu Z Z, Bai H, Li G S, Zhu M, Hu C Q, Zhang Y, Liu Y W, Cai J W 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 186703
- [132] Liu L, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrmann R A 2012 *Science* **336** 555
- [133] Lou X, Adelman C, Crooker S A, Garlid E S, Zhang J, Reddy K S M, Flexner S D, Palmström C J, Crowell P A 2007 *Nat. Phys.* **3** 197
- [134] Zheng Z Y, Jia L X, Zhang Z Z, Shen Q, Zhou G W, Cui Z W, Ren L Z, Chen Z T, Jamaludin N F, Zhao T Y, Xiao R, Zhang Q H, Du Y, Liu L, Gradečák S, Novoselov K S, Zhao W S, Xu X H, Zhang Y, Chen J S 2025 *Nat. Mater.* **24** 1407
- [135] Wang F, Shi G Y, Kim K W, Park H J, Jang J G, Tan H R, Lin M, Liu Y K, Kim T, Yang D S, Zhao S S, Lee K, Yang S H, Soumyanarayanan A, Lee K J, Yang H 2024 *Nat. Mater.* **23** 768
- [136] Shi G Y, Wang F, Tan H R, Zhao S S, Liu Y K, Yang D S, Lee K, Pu Y C, Yang S S, Soumyanarayanan A, Yang H 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 034039
- [137] Kehlberger A, Ritzmann U, Hinze D, Guo E J, Cramer J, Jakob G, Onbasli M C, Kim D H, Ross C A, Jungfleisch M B, Hillebrands B, Nowak U, Kläui M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 096602
- [138] Prakash A, Flebus B, Brangham J, Yang F, Tserkovnyak Y, Heremans J P 2018 *Phys. Rev. B* **97** 020408(R)
- [139] Avci C O, Quindeau A, Mann M, Pai C F, Ross C A, Beach G S D 2017 *Phys. Rev. B* **95** 115428
- [140] Meier D, Reinhardt D, van Straaten M, Klewe C, Althammer M, Schreier M, Goennenwein S T B, Gupta A, Schmid M, Back C H, Schmalhorst J M, Kuschel T, Reiss G 2015 *Nat. Commun.* **6** 8211
- [141] Goennenwein S T B, Schlitz R, Pernpeintner M, Ganzhorn K, Althammer M, Gross R, Huebl H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 172405
- [142] Shan J, Cornelissen L J, Liu J, Youssef J B, Liang L, van Wees B J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 184427
- [143] Shan J, Cornelissen L J, Vlietstra N, Ben Youssef J, Kuschel T, Duine R A, van Wees B J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 174437
- [144] Cornelissen L J, Shan J, van Wees B J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 180402
- [145] Shan J, Singh A V, Liang L, Cornelissen L J, Galazka Z, Gupta A, van Wees B J, Kuschel T 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 162403
- [146] Xing W Y, Qiu L Y, Wang X R, Yao Y Y, Ma Y, Cai R R, Jia S, Xie X C, Han W 2019 *Phys. Rev. X* **9** 011026
- [147] Li R F, Li P, Yi D, Riddiford L J, Chai Y H, Suzuki Y, Ralph D C, Nan T X 2022 *Nano Lett.* **22** 1167
- [148] Dastgeer G, Shehzad M A, Eom J 2019 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **11** 48533
- [149] Gao J, Lambert C H, Schlitz R, Fiebig M, Gambardella P, Vélez S 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 043214
- [150] Parsonnet E, Caretta L, Nagarajan V, Zhang H, Taghinejad H, Behera P, Huang X, Kavle P, Fernandez A, Nikonov D, Li H, Young I, Analytis J, Ramesh R 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 087601
- [151] Schneider T, Serga A A, Leven B, Hillebrands B, Stamps R L, Kostylev M P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 022505
- [152] Aguilar Pujol M X, Catalano S, González Orellana C, Skowroński W, Gomez Perez J M, Ilyn M, Rogero C, Gobbi M, Hueso L E, Casanova F 2023 *Phys. Rev. B* **108** 224420
- [153] Giles B L, Yang Z, Jamison J S, Myers R C 2015 *Phys. Rev. B* **92** 224415
- [154] Cornelissen L J, Oyanagi K, Kikkawa T, Qiu Z, Kuschel T, Bauer G E W, van Wees B J, Saitoh E 2017 *Phys. Rev. B* **96** 104441
- [155] Cai Y Z, Li W T, Wu Y, Meng K K, Miao J, Xu X G, Jiang Y 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **476** 166
- [156] Oyanagi K, Kikkawa T, Saitoh E 2020 *AIP Adv.* **10** 015031
- [157] Cai Y Z, Li W T, Wu Y, Meng K K, Miao J, Guang X X, Jiang Y 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 1
- [158] Avci C O, Rosenberg E, Huang M, Bauer J, Ross C A, Beach G S D 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 027701
- [159] Shan J, Bougiatioti P, Liang L, Reiss G, Kuschel T, van Wees B J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 132406
- [160] Muduli P, Schlitz R, Kosub T, Hübnér R, Erbe A, Makarov D, Goennenwein S T B 2021 *APL Mater.* **9** 021122
- [161] Ross A, Lebrun R, Evers M, Deák A, Szunyogh L, Nowak U, Kläui M 2021 *Phys. Rev. B* **103** 224433
- [162] Hoogeboom G R, van Wees B J 2020 *Phys. Rev. B* **102** 214415
- [163] Luo R J, Zhao X H, Chen L Y, Legvold T J, Navarro H, Schuller I K, Natelson D 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 102404

- [164] Yuan P, Martín García B, Modin E, Aguilar Pujol M X, Casanova F, Hueso L E 2025 *Nano Lett.* **25** 5350
- [165] Feringa F, Vink J M, van Wees B J 2022 *Phys. Rev. B* **106** 224409
- [166] Chen G Y, Qi S M, Liu J Q, Chen D, Wang J J, Yan S L, Zhang Y, Cao S M, Lu M, Tian S B, Chen K Y, Yu P, Liu Z, Xie X C, Xiao J, Shindou R, Chen J H 2021 *Nat. Commun.* **12** 6279
- [167] Liu T, Peiro J, De Wal D K, Leutenantsmeyer J C, Guimarães M H D, van Wees B J 2020 *Phys. Rev. B* **101** 205407
- [168] Das S, Ross A, Ma X X, Becker S, Schmitt C, van Duijn F, Galindez Ruales E F, Fuhrmann F, Syskaki M A, Ebels U, Baltz V, Barra A L, Chen H Y, Jakob G, Cao S X, Sinova J, Gomonay O, Lebrun R, Kläui M 2022 *Nat. Commun.* **13** 6140
- [169] Althammer M 2021 *Phys. Status Solidi RRL* **15** 2100130
- [170] Wu H, Huang L, Fang C, Yang B S, Wan C H, Yu G Q, Feng J F, Wei H X, Han X F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 097205
- [171] Vilela G L S, Santos E, Abrao J E, Rodrigues A R, Rezende S M, Azevedo A, Moodera J S 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 082402
- [172] He W, Wu H, Guo C, Wan C, Zhao M, Xing Y, Tang P, Yan Z, Xia J, Yu T, Han X 2021 *Appl. Phys. Lett.* **119** 212410
- [173] Bender S A, Tserkovnyak Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 064418
- [174] Cheng Y, Chen K, Zhang S 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 052405
- [175] Guo C Y, Wan C H, He W Q, Zhao M K, Yan Z R, Xing Y W, Wang X, Tang P, Liu Y Z, Zhang S, Liu Y W, Han X F 2020 *Nat. Electron.* **3** 304
- [176] Reitz D, Li J, Yuan W, Shi J, Tserkovnyak Y 2020 *Phys. Rev. B* **102** 020408(R)
- [177] Qiu Z, Hou D, Barker J, Yamamoto K, Gomonay O, Saitoh E 2018 *Nat. Mater.* **17** 577
- [178] Chanda A, Holzmann C, Schulz N, Seyd J, Albrecht M, Phan M H, Srikanth H 2022 *Adv. Funct. Mater.* **32** 2109170
- [179] Kalappattil V, Das R, Phan M H, Srikanth H 2017 *Sci. Rep.* **7** 13316
- [180] Uchida K I, Ohe J I, Kikkawa T, Daimon S, Hou D, Qiu Z, Saitoh E 2015 *Phys. Rev. B* **92** 014415
- [181] Wu P H, Chan Y T, Hung T C, Zhang Y H, Qu D, Chuang T M, Chien C L, Huang S Y 2020 *Phys. Rev. B* **102** 174426
- [182] Sola A, Barton C, Basso V, Dubs C, Pasquale M, Kazakova O 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 034056
- [183] Weiler M, Althammer M, Czeschka F D, Huebl H, Wagner M S, Opel M, Imort I M, Reiss G, Thomas A, Gross R, Goennenwein S T B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 106602
- [184] Gray I, Moriyama T, Sivadas N, Stiehl G M, Heron J T, Need R, Kirby B J, Low D H, Nowack K C, Schlom D G, Ralph D C, Ono T, Fuchs G D 2019 *Phys. Rev. X* **9** 041016
- [185] Daimon S, Iguchi R, Hioki T, Saitoh E, Uchida K I 2016 *Nat. Commun.* **7** 13754
- [186] Bartell J M, Jermain C L, Aradhya S V, Brangham J T, Yang F Y, Ralph D C, Fuchs G D 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 044004
- [187] Yagmur A, Iguchi R, Geprags S, Erb A, Daimon S, Saitoh E, Gross R, Uchida K 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 194002
- [188] Boona S R, Heremans J P 2014 *Phys. Rev. B* **90** 064421
- [189] Kikkawa T, Saitoh E 2023 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **14** 129
- [190] Rezende S M, Rodríguez Suárez R L, Cunha R O, Rodrigues A R, Machado F L A, Fonseca Guerra G A, Lopez Ortiz J C, Azevedo A 2014 *Phys. Rev. B* **89** 014416

SPECIAL TOPIC — Applied magnetism

Research progress of spin Seebeck effect*

WANG Hongru^{1) #} WU Yiqian^{1) #} FENG Saisai^{1) 2) #} WANG Min^{1) 2)}
LI Keqin¹⁾ ZHAO Pengnan¹⁾ YANG Lihuan¹⁾ GUO Kaiwei¹⁾
YU Zhonghai¹⁾ LAI Jiamin¹⁾ HAN Jianning²⁾
WANG Fei^{1) †} XU Xiaohong¹⁾

1) (*Key Laboratory of Magnetic Molecules and Magnetic Information Materials of Ministry of Education, School of Materials Science and Engineering, Shanxi Normal University, Taiyuan 030031, China*)

2) (*School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi Normal University, Taiyuan 030031, China*)

(Received 30 November 2025; revised manuscript received 16 January 2026)

Abstract

Spin Seebeck effect is a key thermo-spin coupling phenomenon in spintronics, which can generate spin currents in magnetic materials under a thermal gradient, providing a new approach for developing low-power, nonvolatile spintronic devices. This paper systematically reviews the latest research progress of the spin Seebeck effect, introduces the excitation mechanism and typical detection methods of spin currents from its basic physical connotations, and summarizes the main experimental configurations, such as transverse, longitudinal and nonlocal. Furthermore, this paper compares the characteristic manifestations of this effect in various material systems, including ferromagnets, ferrimagnets, antiferromagnets, and paramagnets. And the microscopic mechanisms, including magneton driving, phonon dragging, and chemical potential driving, are discussed. Moreover, this paper explores the application potential of the spin Seebeck effect in various fields, such as magnetic valves and magnetic logic devices, and in the probing of microscopic magnetic structures. At the same time, it is also noted that signal separation, interface regulation, and a unified mechanism description remain key challenges hindering further development in this field. With the continuous improvement of theoretical models, the emergence of new material systems, and the development of high-precision detection technologies, the spin Seebeck effect is expected to play an increasingly important role in spin thermionics and next-generation information devices.

Keywords: spin Seebeck effect, spin current, inverse spin Hall effect, spin thermoelectric devices

DOI: [10.7498/aps.75.20251646](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251646)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251646](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251646)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U24A6002, 52471253, 12404091), the Central Government's Special Fund for Local Science and Technology Development (Grant No. YDZJSX2024D058), the Open Fund of the State Key Laboratory of Spintronics Devices and Technologies (Grant No. SPL2409), the Fund Program for the Scientific Activities of Selected Returned Overseas Professionals in Shanxi Province, China (Grant No. 20240019), and the Basic Research Plan of Shanxi Province, China (Grant No. 202403021212016).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: feiwang.imr@gmail.com



自旋塞贝克效应研究进展

王鸿如 武一倩 冯赛赛 王敏 李克勤 赵鹏楠 杨丽环 郭凯卫 于忠海 来嘉敏 韩建宁 王飞 许小红

Research progress of spin Seebeck effect

WANG Hongru WU Yiqian FENG Saisai WANG Min LI Keqin ZHAO Pengnan YANG Lihuan
GUO Kaiwei YU Zhonghai LAI Jiamin HAN Jianning WANG Fei XU Xiaohong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060703 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251646

CSTR: 32037.14.aps.75.20251646

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251646>

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

Ni/Pt异质结界面的自旋阻塞效应

Spin blocking effect at Ni/Pt heterojunction

物理学报. 2023, 72(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222288>

含自旋-轨道耦合作用的金属-双量子点-超导体混合型系统的热电输运研究

Thermoelectric transport of normal metal-double quantum dots-superconductor hybrid system with spin-orbit coupling

物理学报. 2025, 74(10): 107301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241756>

H-Pb-Cl中可调控的巨型Rashba自旋劈裂和量子自旋霍尔效应

Giant and tunable Rashba spin splitting and quantum spin Hall effect in H-Pb-Cl

物理学报. 2023, 72(5): 057101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221493>

二维电介质光子晶体中量子自旋与谷霍尔效应共存的研究

Coexistence of quantum spin and valley hall effect in two-dimensional dielectric photonic crystals

物理学报. 2023, 72(7): 074205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221814>

Rashba自旋-轨道耦合调制的单层半导体纳米结构中电子的自旋极化效应

Electron-spin polarization effect in Rashba spin-orbit coupling modulated single-layered semiconductor nanostructure

物理学报. 2023, 72(2): 028503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221381>

单层二维量子自旋霍尔绝缘体 $1T'-WTe_2$ 研究进展

Research progress of two-dimensional quantum spin Hall insulator in monolayer $1T'-WTe_2$

物理学报. 2022, 71(12): 127308 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220100>