

专题: 二维及拓扑自旋物理

磁声耦合: 物理、材料与器件*

陈崇 马铭远 潘峰 宋成†

(清华大学材料学院, 先进材料教育部重点实验室, 北京 100084)

(2023 年 12 月 4 日收到; 2024 年 1 月 1 日收到修改稿)

固体中的声波有两种传播方式: 一种是声体波, 以纵波或横波的形式在固体内部传播; 另一种是声表面波, 在固体表面产生并沿着表面传播. 声波射频技术利用这些声波来截取和处理信号, 尤其体现在快速发展的射频滤波器技术中. 声学滤波器因其体积小、成本低和性能稳定等多方面的优势, 在移动通信等领域得到了广泛应用. 受益于成熟的制造工艺和确定的共振频率, 声波已逐渐成为操控磁性和自旋的有力手段, 这一领域正朝着小型化、超快和节能的自旋电子学器件应用迈进. 将磁性材料集成到声学射频器件, 也开辟了对声学器件调控方法和性能提升的新思路. 本综述首先梳理了各种磁声耦合的物理机制, 并在此基础上系统介绍了声控磁化动力学、磁化翻转、磁畴和磁性斯格明子产生及运动、自旋流产生等一系列磁性和自旋现象. 同时也讨论了声控磁的逆过程——磁控声波的研究进展, 包括声波参数的磁调控和声波的非互易传播, 以及基于此开发的新型磁声器件, 如磁传感器、磁电天线、可调谐滤波器等. 最后展望了磁声耦合未来可能的研究方向和潜在的应用前景.

关键词: 磁弹耦合, 声控磁性, 磁控声波, 磁声器件

PACS: 85.70.Ec, 85.75.-d, 75.80.+q, 75.85.+t

DOI: 10.7498/aps.73.20231908

1 引言

固体中的声波作为一种弹性波, 在传播过程中会引起传播介质的弹性变形, 对弹性变形和材料磁性之间相互作用的描述最早可以追溯到 19 世纪. 英国物理学家 Joule 于 1842 年首次描述了磁性材料内部磁有序状态的变化将引起材料发生弹性变形. 当给磁性材料施加外磁场时, 为了降低系统的能量, 其内部的磁矩将趋向于排列在外场的方向. 这个过程会导致磁性材料的尺寸发生变化, 即磁致伸缩效应. 然后意大利物理学家 Villari 于 1865 年发现了磁致伸缩的逆过程——逆磁致伸缩效应, 即在外加应变的作用下磁性材料内部的磁化状态将发生变化. 磁致伸缩可以从自由能极小的观点进行

唯象解释. 为了减小交换相互作用和偶极相互作用等能量, 磁性材料内部的晶格发生位移, 引起晶格原子间距的变化 (增大或减小), 进而在宏观上表现为磁性材料长度的变化 (伸长或缩短). 上述磁性材料的磁化强度与弹性应变之间的相互作用目前被统称为磁弹耦合, 进而实现磁性能与弹性能之间的相互转化, 这是最早关于磁声耦合的描述. 通过测量磁场诱导的材料尺寸变化或弹性变形引起的磁化变化, 磁弹耦合早期在传感技术中扮演了重要角色. 然而在随后的几十年里, 大多数科学研究和应用开发仅局限在准静态的应变. 转机出现在 20 世纪 60 年代, 声表面波技术的兴起和发展, 为磁声耦合的研究与应用带来了新的契机.

声波射频技术利用声表面波 (surface acoustic wave, SAW) 和声体波 (bulk acoustic wave, BAW)

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1402603)、国家自然科学基金 (批准号: 52225106, 12241404) 和北京市自然科学基金 (批准号: JQ20010) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: songcheng@mail.tsinghua.edu.cn

来传输和处理微波频段的信号. SAW 在传播过程中其振幅随着穿透深度的增大而指数衰减, 使得其能量主要集中在固体表面下 1—2 个波长范围内. 基于 SAW 的带通滤波器因其体积小、通带选择性好、性能稳定、平面工艺易于制备、成本低等优点, 已经成为智能手机射频模块中用于滤除带外干扰和噪声的关键器件, 广泛应用于移动通信等领域. SAW 的激发与探测非常简便, 在压电材料的叉指换能器 (interdigital transducer, IDT) 上施加电信号, 即可通过逆压电效应激发 SAW, 传播一段距离后再通过压电效应对其进行探测, 从而实现高效滤波的功能. BAW 谐振器的基本构型是由顶底电极及夹在中间的压电层构成的三明治结构. 通过在顶底电极上施加电信号, 由逆压电效应转换为声波信号, 在厚度方向上形成 BAW. 形成的驻波谐振通过压电效应转化为电信号输出, 以实现谐振器的选频功能. 相比于 SAW 滤波器, BAW 滤波器可实现更高的工作频率、更高的品质因子 (Q 值) 和更低的插入损耗. 此外在功率耐受性和集成度方面, BAW 滤波器有着不可替代的优势, 因此在 5G 时代, BAW 滤波器在移动设备中的应用更为广泛.

SAW 和 BAW 器件成熟的制造工艺和较高的工作频段 (\sim GHz), 以及磁性薄膜沉积技术的进步, 为磁弹耦合的研究带来了新的契机, 近年来已在声控磁性和自旋、磁控声波、新型磁声器件等方面取得了重要进展^[1,2], 如表 1 所示. 通过在 SAW 的传播路径上 (图 1(a)) 或 BAW 器件顶端 (图 1(b)) 生长磁性薄膜并加工成特定形状的器件, 声波携带的各种特性 (应变、机械角动量等) 可以传递给紧邻的磁性材料, 通过多种磁声耦合机制 (磁弹耦合、磁电耦合、磁-旋转耦合、自旋-旋转耦合、旋磁耦合和磁子-声子耦合) 与其中的磁矩、磁子、自旋等多种维度发生相互作用, 进而使得声波成为操控磁性和自旋现象的一种全新的途径^[3], 反过来, 磁性材料的集成对于声学器件的性能也有显著影响, 可通过磁场来调控声波的传播特性, 包括磁调控声波参数、实现声波的非互易传播等, 这为声学器件的调控和性能提升提供了全新的思路. 基于磁声耦合, 目前已开发出多种新型磁声器件, 包括磁传感器、磁电天线、可调谐滤波器等^[4], 其中以磁电天线为代表. 磁电天线可以克服传统天线的尺寸限制, 利用应变使其在声波的共振频率下工作, 尺寸比同频

率的传统电学天线小 1—2 个量级, 且具有更高的辐射效率. 磁声耦合的研究不仅为阐明微观的声子-自旋相互作用提供全新的研究平台, 还有望推进信息处理、存储技术和 5G 通信技术的突破. 本文首先介绍磁声耦合的物理机制, 然后基于这些机制, 重点概述磁-声之间的双向调控, 最后基于磁声耦合, 总结新型磁声器件的研究现状, 并展望其应用前景.

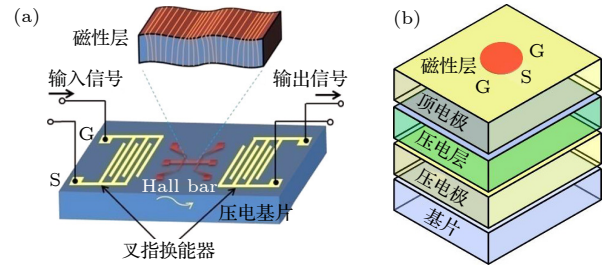


图 1 磁声耦合的器件构型 (a) 声表面波器件; (b) 声体波器件

Fig. 1. Schematic illustration of magneto-acoustic coupling devices: (a) Surface acoustic wave device; (b) bulk acoustic wave devices.

2 磁声耦合的物理机制

磁弹耦合 (magneto-elastic coupling) 是最早得到广泛研究的耦合机制, 通过磁弹耦合可以实现磁性材料内部磁性能和弹性能之间的相互转化. 在磁性晶体中, 磁弹耦合的主要来源是晶格形变改变了材料的磁晶各向异性, 如图 2(a) 所示. 在具有立方对称性的磁性材料中, 磁弹耦合贡献的能量密度 E_{me} 可表示为

$$E_{me} = b_1 \sum_i m_i^2 \varepsilon_{ii} + b_2 \sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \varepsilon_{ij}, \quad (1)$$

其中 ε_{ij} 为应变张量, m_i 为磁化强度的单位矢量 ($i, j = x, y, z$), b_1 和 b_2 为磁弹耦合系数 (单位: J/m^3). 应变张量 ε_{ij} 由弹性体中质点位移 u_i 的梯度定义:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

其中 $i = j$ 为正应变, $i \neq j$ 为剪切应变. 值得注意的是, 磁致伸缩系数 λ 由于在实验上更容易获得, 也被用来描述磁弹耦合. λ 具有显著的晶向依赖性, 其与磁弹耦合系数的关系为: $b_1 = -3\lambda_{100}(c_{11} - c_{12})/2$, $b_2 = -3\lambda_{111}c_{44}$, 其中 c_{ij} 为刚度系数, λ_{100} 和 λ_{111} 分别为 [100] 和 [111] 方向上的磁致伸缩系数.

表 1 磁声耦合的重要研究进展
Table 1. Important research progress in magneto-acoustic coupling.

研究内容	材料体系	耦合机制	中心频率 f/GHz	进展
声控磁化动力学	Ni ^[1]		2.24	首次实验观测
	Ni ^[5]	磁弹耦合	1.725	纵漏波驱动
	Ni ^[6]		3.47	水平剪切波驱动, 具有不同的角度依赖性
	Ni ₁₉ Fe ₈₁ ^[8]	旋磁耦合	1.3—2.1	旋磁耦合驱动
	Ni ^[9]		7.8—9.8	光学激发和探测, 表征阻尼因子
	Ni/Co ^[10]		1.429	NV色心探测
	Ni ^[11]	磁弹耦合	3.56	BLS成像
	Ni ^[12]		0.1—2.5	XMCD-PEEM成像
声控磁化翻转	Ni ^[13]		1.97—3.23	直流电学探测
	FeGa ^[14]		0.158	降低矫顽力
	(Ga, Mn)(As, P) ^[15]	磁弹耦合(非共振)	0.549	矫顽力降低60%
	(Ga, Mn)As ^[16]		0.99	无场翻转
	Pt/Co/Ta ^[17]		0.076	SAW辅助SOT翻转, 临界翻转电流密度降低
声控畴壁运动	隧道结 ^[18]	磁弹耦合	11—18	模拟SAW辅助STT翻转
	Fe ₇₀ Ga ₁₈ B ₁₂ ^[19]		4.23	微磁学模拟, 畴壁运动速度上限50 m/s
	[Co/Pt]多层膜 ^[20]	磁弹耦合(非共振)	0.097	SAW驻波使畴壁运动速度提高1个量级
声控斯格明子	Pt/Co/Ir ^[22]		0.23, 0.40	斯格明子的产生
	[Co/Pd]多层膜 ^[23]	磁弹耦合(非共振)	0.366	纵漏波驱动斯格明子的有序产生和运动
声波产生自旋流	Pt/Co/Ta ^[21]		0.048	区分热效应和磁弹耦合对畴壁运动的贡献
	Co/Pt ^[24]		1.548	声自旋泵浦, 逆自旋霍尔效应探测
	Ni/Cu(Ag)/Bi ₂ O ₃ ^[25]	磁弹耦合	—	声自旋泵浦, 逆Edelstein效应探测
	Ni/Cu/Bi ₂ O ₃ ^[26]		2.86	谐振腔增强声自旋泵浦, 自旋流产生能力提高3倍
声波的非互易传播	Ni ₈₁ Fe ₁₉ /Cu ^[27]		1.59	瑞利波产生纯自旋流(σ_y)
	Ni ₈₁ Fe ₁₉ /Cu ^[28]	自旋-旋转耦合	0.666	水平剪切波产生纯自旋流(σ_x 和 σ_z)
	Ni ^[29]		2.24	切应变与正应变耦合, 隔离度0.05 dB/mm
	Fe ₃ Si ^[30]	磁弹耦合	3.455	切应变与正应变耦合, 隔离度0.8 dB/mm
	Ni/Si ^[31]		1.85	切应变与正应变耦合, 非互易性可调, 隔离度0.03 dB/mm
	Ta/CoFeB/MgO ^[32]	磁-旋转耦合	6.1	旋转应变与正应变耦合, 非互易性100%
	CoFeB/Pt ^[33]		6.77	界面DMI诱导的非互易, 隔离度27.9 dB/mm
	FeGaB/Al ₂ O ₃ /FeGaB ^[34]		1.435	偶极耦合诱导的非互易, 隔离度22 dB/mm
	Co ₄₀ Fe ₄₀ B ₂₀ /Au/Ni ₈₁ Fe ₁₉ ^[35]		6.87	偶极耦合诱导的非互易, 隔离度74 dB/mm
	CoFeB/Ru/CoFeB ^[36]	磁弹耦合	1.4	RKKY耦合诱导的非互易, 隔离度37 dB/mm
磁传感器	Pt/Co/Ru/Co/Pt ^[37]		6.77	RKKY耦合和DMI诱导的非互易, 隔离度3 dB/mm
	CoFeB/Ru/CoFeB ^[38]		5.08	RKKY耦合诱导的非互易, 隔离度250 dB/mm
磁电天线	FeCoSiB ^[39]	磁电耦合	0.148	SAW延迟线结构激发勒夫波, 10 Hz下70 pT/Hz ^{1/2} 的探测极限
	FeCoSiB ^[40]		0.477	SAW谐振器结构激发勒夫波, 灵敏度630.4 kHz/Oe
可调谐滤波器	AlN/FeGaB ^[41]	磁电耦合	2.53	FBAR结构, 首次实验验证可行性, 增益-18 dBi, 辐射效率0.4%
	ZnO/FeGaB ^[42]		1.75	SMR结构, 增益-18.8 dBi, 功率耐受性30.4 dBm
可调谐滤波器	AlN/FeGaB ^[43]	磁电耦合	0.093	磁场频率可调性50 Hz/ μT , 电场频率可调性2.3 kHz/V

注: “—”表示未报道, σ_i ($i = x, y, z$)表示*i*方向极化的自旋流。

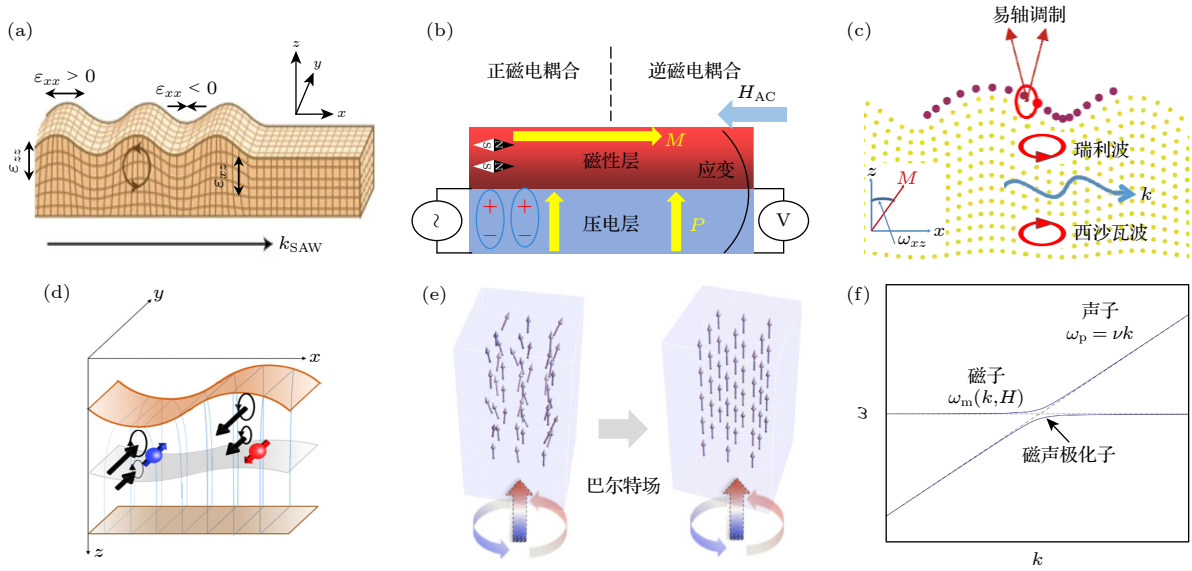


图 2 磁声耦合的物理机制 (a) 磁弹耦合; (b) 磁电耦合; (c) 磁-旋转耦合; (d) 自旋-旋转耦合; (e) 旋磁耦合^[52]; (f) 磁子-声子耦合
 Fig. 2. Physical mechanism of magneto-acoustic coupling: (a) Magneto-elastic coupling; (b) magnetoelectric coupling; (c) magneto-rotation coupling; (d) spin-rotation coupling; (e) gyromagnetic coupling^[52]; (f) magnon-phonon coupling.

基于应变传递的磁电耦合是上述磁弹耦合的典型应用, 分为正和逆磁电耦合, 已开发出多种磁电耦合器件. 图 2(b) 左侧为正磁电耦合, 通过在压电层两端施加交变电压, 根据逆压电效应产生动态应变传递到磁性层中, 利用逆磁致伸缩效应调控磁化状态. 图 2(b) 右侧为逆磁电耦合, 通过外加交变磁场 H_{AC} 在磁性层中引起磁矩的动态变化, 通过磁致伸缩效应产生动态应变, 然后传递到压电层中对电极化进行控制, 最终将磁场转化为输出电压.

SAW 在传播过程中除了携带正应变和切应变 ε_{ij} , 在具有椭圆偏振的瑞利波 (Rayleigh SAW)、西沙瓦波 (Sezawa SAW) 中还携带有旋转应变, 来自于晶格的旋转变形^[44], 如图 2(c) 所示. 旋转应变 ω_{ij} 与切应变的定义类似:

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad i \neq j, \quad (3)$$

表示质点绕着 iOj 平面的法线旋转的角度. 在瑞利波和西沙瓦波中, 质点在 xOz 面内旋转, 具有 ω_{xz} 分量. 在具有面外磁各向异性的薄膜中, 质点的旋转将引起磁矩的旋转, 与面外易轴产生夹角, 进而贡献额外的磁各向异性, 即磁-旋转耦合 (magneto-rotation coupling) 能^[32,45]:

$$E_{mr} = K_u \sum_i \sum_{j \neq i} m_i m_j \omega_{ij}, \quad (4)$$

其中 K_u 为面外磁各向异性性能密度. 不难发现 E_{mr} 与切应变相关的磁弹能 E_{mc} 具有相同的磁化方向

依赖性, 诱导的有效磁场也有相似的特征.

上述讨论的是旋转应变与磁矩的相互作用, 实际上该旋转应变也可与更微观的电子直接发生作用. 尤其是在非磁性的轻金属中, 由于旋转应变大, 金属中自由电子密度高, SAW 引起的机械旋转角动量可与电子的自旋角动量发生耦合, 即自旋-旋转耦合 (spin-rotation coupling), 其能量可表示为^[27,46]

$$E_{sr} = -\frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}, \quad (5)$$

其中 \hbar 为约化普朗克常数, $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矩阵, $\boldsymbol{\Omega}$ 为机械旋转的角速度. 旋转角动量就能通过自旋-旋转耦合传递给电子, 进而诱导电子出现自旋极化. 由于表面波的能量随着穿透深度的增大而指数衰减, 因此机械变形就会在深度方向形成梯度分布. 这样诱导的电子自旋积累也会存在梯度, 不同自旋极化方向的电子向相反的方向扩散, 进而产生面外方向 (z 方向) 流动的纯自旋流, 如图 2(d) 所示.

旋磁耦合 (gyromagnetic coupling) 跟上述自旋-旋转耦合具有相似的内在机理, 都是基于广义的角动量守恒. 在方程 (5) 的能量表示中, 与塞曼效应类比, 自旋-旋转耦合可视作电子自旋与大小为 Ω/γ 的有效磁场之间的塞曼耦合, 其中 γ 为电子的旋磁比. 这个机械旋转诱导的磁场称作巴尔特场 (Barnett field), 其平行于旋转角动量的方向, 可通过提高旋转角速度来增强, 如图 2(e) 所示. 在

磁性材料中, 巴尔特场可与磁矩发生耦合, 产生等效力矩来驱动磁矩发生进动. 另外基于角动量守恒, 质点旋转所携带的机械角动量还可直接与磁性材料中磁矩的角动量发生耦合. 通过把声子的角动量转移给磁矩, 可以操控面内磁矩的方向并引起 SAW 的非互易传播^[47].

最后讨论一种更微观的耦合机制, 磁子-声子耦合 (magnon-phonon coupling). 声波在传播过程中会引起晶格振动, 在微观上对应的准粒子为声子. 声波的频率由声速和 IDT 尺寸 (SAW) 或压电层厚度 (BAW) 决定, 可激发频率在微波频段 (\sim GHz) 的相干声子. 自旋波是磁性材料中磁矩的集体进动, 对应的准粒子为磁子, 其中偶极自旋波的波长通常在微米量级, 频率在 GHz 频段, 与声子的波长和频率可比拟, 有望实现耦合. 描述波的性质最重要的是色散关系, 即频率 ω 和波矢 \mathbf{k} 的关系 $\omega(\mathbf{k})$, 如图 2(f) 所示. 其中声子谱具有线形色散, 满足 $\omega_p = vk$, v 是声子的声速. 而自旋波的色散依赖于外磁场的大小和方向, 当外加磁场合适时, 有机会与声子谱相交. 在它们的交点处, 由于能量和动量守恒, 它们的耦合得到增强, 进而形成杂化的磁声模式. 当耦合很强时交点处的色散关系会劈裂开, 形成反交叉的状态, 这个杂化模式又叫磁声极化子 (magnetophonon polaron), 也是一种准粒子^[48]. 强耦合物理开辟了形成新型杂化准粒子的可能性^[49], 在相干信息处理领域非常重要. 实现强磁子-声子耦合要求体系具有比磁子和声子的能量损失都大的磁声耦合能, 这有望通过使用高 Q 值的声学谐振腔 (制备反射栅) 和低阻尼因子的磁性材料 (如钇铁石榴石) 来实现, 这也是磁声耦合领域一个新兴的研究方向^[50,51].

3 声控磁性和自旋

基于上述磁声耦合机制, 通过声波携带的应变等各种特性去操控磁性和自旋现象推动了大量的研究进展, 这些研究的最终目标是追求新型、超快、高度集成、节能的自旋电子学和磁存储器件等方面的应用.

3.1 声波驱动的磁化动力学

Kittel^[53] 最早于 1958 年描述了晶格振动 (声子) 和自旋波 (磁子) 之间的耦合, 自旋波可被 GHz

频段的声波共振激发. 随着 IDT 技术 (SAW) 和超薄压电薄膜生长 (BAW) 的发展, 研究 GHz 频段声波对磁化动力学的共振激发成为可能. Weiler 等^[1] 首次在 2011 年报道了 GHz 频率的 SAW 在镍膜中成功激发了铁磁共振 (ferromagnetic resonance, FMR). 当外加磁场与 SAW 传播方向的夹角为 45° 且磁场的大小达到共振场时, SAW 驱动的 FMR 强度最大. 此时 SAW 的能量被镍膜共振吸收, 由网络分析仪测得的 SAW 透射参数 S_{21} 最小, 如图 3(a) 所示. FMR 强度的角度依赖性可通过分析应变产生的有效磁场来理解. 通过对方程 (1) 的磁弹耦合能求差分, 可以得到磁弹耦合贡献的有效磁场 $\mathbf{h}_{me} = -\delta E_{me}/(\mu_0 M_S \delta \mathbf{m})$, 其中 μ_0 和 M_S 分别为真空磁导率和饱和磁化强度. 只有垂直于磁矩方向的 \mathbf{h}_{me} 才能产生有效力矩驱动磁矩进动, 因此可将 \mathbf{h}_{me} 投影到垂直于 \mathbf{m} 的方向, 分解为面内 (h_{IP}) 和面外 (h_{OOP}) 的有效驱动场. 当磁矩位于面内且声波为沿着 x 轴传播的瑞利波时, 磁弹耦合有效场可以被简化为

$$h_{IP} = \frac{2b_1 \varepsilon_{xx}}{\mu_0 M_S} \cos\varphi \sin\varphi, \quad h_{OOP} = \frac{2b_2 \varepsilon_{xz}}{\mu_0 M_S} \cos\varphi, \quad (6)$$

其中 φ 为磁矩 (或外磁场) 与 x 轴的夹角. 通常 SAW 引起的应变幅值为 10^{-6} 的量级, 镍薄膜单位饱和磁化下的磁弹耦合常数为 25 T, 可估算出磁弹耦合有效场的典型数值为 $50 \mu\text{T}$ ^[48]. 另外由方程 (6) 不难发现面内分量 h_{IP} 正比于纵应变 ε_{xx} , 且随角度具有 4 次对称性, 在 $\varphi = (2n+1)\pi/4$ 时幅值达到最大 (n 为整数). ε_{xx} 在瑞利波中是起主导作用的应变, 因此驱动的 FMR 强度在面内也具有 4 次对称性, 如图 3(a) 右侧所示. 当 ε_{xx} 和 ε_{xz} 共存时, 会出现非互易的 FMR 强度, 引起声波的非互易传播, 将在 4.1 节详细讨论. 最近纵漏波 (longitudinal leaky SAW) 也被报道用来激发 FMR. 纵漏波中 ε_{xx} 同样是起主导作用的应变, 与瑞利波类似, 因此驱动的 FMR 同样在面内具有 4 次对称性. 纵漏波的相速度约为瑞利波的 2 倍, 具有更高的中心频率^[5].

在另一种常见的 SAW——水平剪切波 (勒夫波) 中, 切应变 ε_{xy} 起主导作用, 磁弹有效场正比于 $\varepsilon_{xy} \cos(2\varphi)$, 同样在面内具有 4 次对称性, 但在 $\varphi = n\pi/2$ 处幅值最大. 这两种不同的 4 次对称性已经在实验上被观测到^[6,7], 如图 3(b) 所示. 上述磁弹耦合产生的有效场依赖于磁矩取向和声波模式, 这些正是声波驱动的磁化动力学的重要特征. 这些特

征在传统的 FMR 中不存在, 相同大小的微波磁场始终施加在垂直于磁矩的方向, 激发的 FMR 强度与磁矩取向无关 [1,48].

除了磁弹耦合, SAW 也能通过旋磁耦合激发

磁化动力学, 并表现出不同的角度和频率依赖性 [8]. 对于沿 x 方向传播的 SAW, 如图 3(c) 所示, 其通过旋磁耦合可产生巴尔特场 h_B , 作用在磁矩上的有效场为 $h_B \cos \varphi$, 因此该有效场驱动的磁化动力

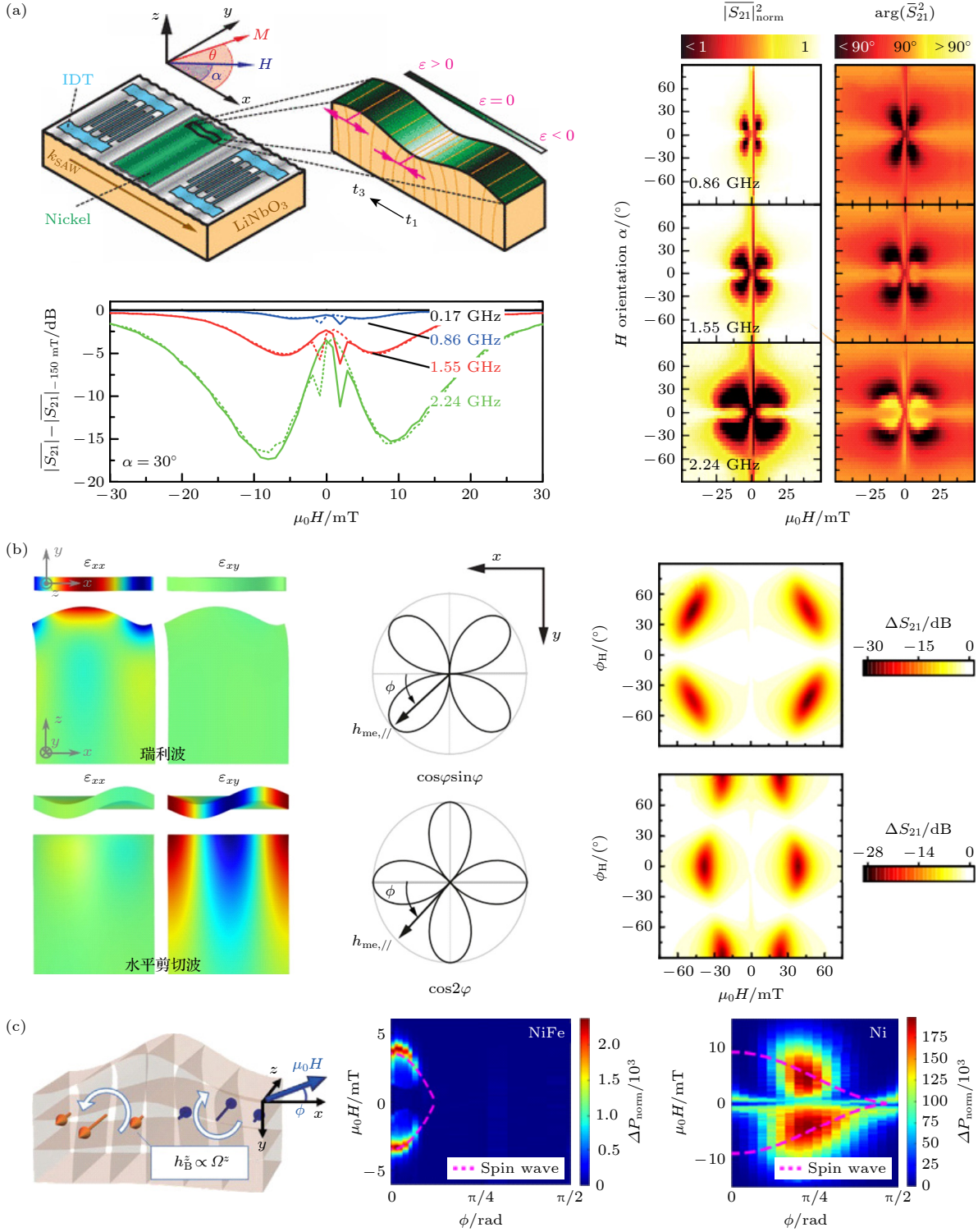


图 3 声波驱动磁化动力学 (a) 驱动原理, 磁场角度和声波频率依赖性 [1]; (b) 声波模式依赖性 [6,7]; (c) 旋磁耦合和磁弹耦合驱动的对比如 [8]

Fig. 3. Magnetization dynamics driven by acoustic waves: (a) Driven mechanism, field angle and SWA frequency dependences [1]; (b) SAW mode dependence [6,7]; (c) comparison between gyromagnetic coupling and magneto-elastic coupling [8].

学在面内具有 2 次对称性, 在 $\varphi = n\pi$ 时最强 (n 为整数). 实验上, 在 $\text{Ni}_{19}\text{Fe}_{81}$ 合金 (NiFe , $b_1 = b_2 \sim 0 \text{ MJ/m}^3$) 中, 磁弹耦合可忽略, FMR 的强度在 $\varphi = 0^\circ$ 达到最大, 且随着 φ 的增大而逐渐减小; 但在磁弹耦合主导的 Ni 里面, FMR 的强度随着 φ 的增大而增大, 并在 $\varphi = 2\pi/9$ 处达到最大, 然后随着 φ 的增大而变小. 共振最强的角度 ($2\pi/9$) 略小于 $\pi/4$, 来自于不同方向磁弹耦合场的叠加. 另外不同方向磁弹场的叠加还会导致 FMR 的强度在正负磁场下不一样, 即出现非互易性; 但巴尔特场驱动的 FMR 不具有非互易性. NiFe 和 Ni 中的 FMR 还具有不同的声波频率依赖性, 可用于区分 SAW 产生的不同的驱动机制.

总之 SAW 不仅提供了一种共振激发 FMR 的全新手段, 还能对磁性材料的磁化动力学性质进行研究, 例如阻尼行为. 然而从 SAW 驱动的 FMR 中提取的有效阻尼因子一般比谐振腔 FMR 给出的结果高出 1 个数量级^[54], 主要来源于一些非 Gilbert 类型的线宽展宽机制, 包括双磁子散射过程^[55]、不均匀的声波驱动场 (SAW 波长小于样品尺寸)^[56]、不可分辨的自旋波驻波模式等^[57].

除了上述电学方法可用来激发、探测声学 FMR 和评估阻尼之外, 一些光学方法也可通过声布拉格反射镜^[58]、金属薄膜^[59]、瞬态光栅^[60]、周期性的图案化纳米结构^[61]、压电基片^[62] 上的光学激发来产生声波. 光学激发的声波频率能提升到 THz 频段^[63], 而通常采用的 IDT 受限于微纳加工的极限, 最高只能激发几 GHz 的声波. 而且光学激发可以产生更大的应变. 光学方法同样可以进行探测, 通过测量时间分辨的 Kerr 旋转或 Faraday 旋转, 并对时域谱进行傅里叶变换来表征声学 FMR 和提取阻尼因子等本征参数^[9], 如图 4(a) 所示. NV 色心也是一种有效的声学 FMR 探测手段 (图 4(b)). 由于 SAW 在磁性材料里诱导的有效磁场是非常局域的, 可产生高度局域的 NV-磁子相互作用, 进而实现 NV 色心的高效激发^[10].

上述电学和光学手段都是比较间接地去表征 SAW 驱动的磁化动力学, 近年来对磁弹耦合的直接成像也取得了一些进展, 包括微聚焦布里渊光散射 (microfocused Brillouin light scattering, μ -BLS) 和 X 射线磁圆二色性谱-光发射电子显微镜 (X-ray magnetic circular dichroism-photoemission electron microscopy, XMCD-PEEM), 这对直观理解

磁弹耦合的动力学响应以及量化空间传播参数非常重要. BLS 是研究磁子的有效手段, 具有高的空间和频率分辨率及出色的灵敏度^[64]. 在 LiNbO_3/Ni 体系中, BLS 在 Ni 薄膜和 IDT 上都观测到了空间上波的激发模式, 它们的波长相同, 表明 Ni 膜中存在 SAW 驱动的磁化激发. 在图 4(c) 中, BLS 提供了通过磁弹耦合对 SAW 声子进行磁场调制的直接图像^[11].

XMCD-PEEM 技术可以同时提供高时空分辨率的 SAW 应变场和局域磁化的微观成像, PEEM 表征 SAW 的电学衬度, XMCD 表征磁矩的磁衬度, 可直观观察到磁弹耦合的动态响应^[12,65]. PEEM 和 XMCD 得到的图像可与 SAW 同步变化, 从而建立起局域磁化强度和应变场之间的关系. 在图 4(d) 中, 观察到 SAW 在长达毫米的距离内引发大角度进动的磁声波^[12]. XMCD 信号在 Ni 薄膜中显示出明显的自旋波激发衬度, PEEM 信号在 LiNbO_3 基片上显示出明显的弹性应变波激发衬度. 对比上述两种直接成像技术, BLS 为声波激发的磁化动力学提供了一种方便的探测手段, 而 XMCD-PEEM 提供了一种强大的纳米成像工具. X 射线的短波长使其能够实现 100 nm 以下的空间分辨率, 这优于受光学波长限制的 BLS 的分辨率. BLS 的另一优点是其光谱功能, 能够以精细的步长进行宽频带激发和探测, 而 XMCD-PEEM 则需要同步辐射的多个频率下进行.

上述探测手段都有各自的特点和优势, 但从实际应用的角度来看, 这些方法都需要复杂的分析过程和成本高昂的设备, 这严重阻碍了其广泛应用, 并且与现代微电子工艺不兼容. 最近通过将磁性探测条与 SAW 延迟线集成, 实现了基于电学整流的 SAW 驱动 FMR 的直流电检测, 如图 4(e) 所示^[13]. 该工作开发出一套定量描述 SAW 驱动 FMR 产生整流电压的模型, 通过分析整流电压提取对称和反对称线型, 可直接表征和计算磁弹有效场. 这种直流电检测手段表现出更好的器件集成兼容性和更低的成本. 另外获得了较大的非互易整流电压 (正负磁场下的电压幅值不对称), 这归因于面内和面外磁弹场的共存. 磁弹场的大小可通过控制磁性薄膜内的纵向应变和剪切应变来大幅调节, 以实现几乎 100% 的非互易整流信号. 这个发现为可设计的磁声耦合器件及其简便的信号读出提供了独特的机会.

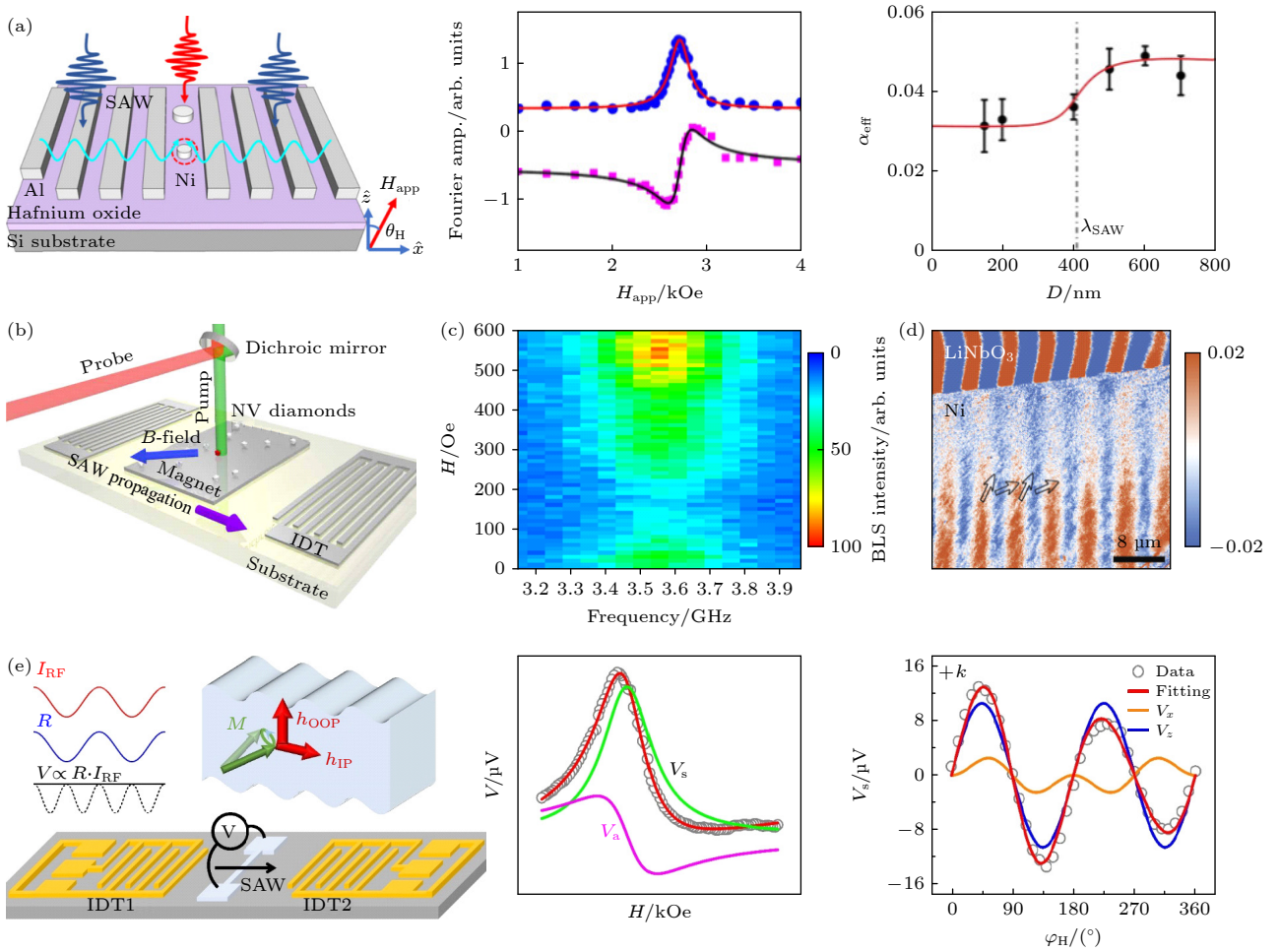


图 4 声波驱动磁化动力学的探测手段 (a) 磁光方法和阻尼因子表征^[9]; (b) NV 色心^[10]; (c) 布里渊光散射^[11]; (d) X 射线磁圆二色性谱-光发射电子显微镜^[12]; (e) 基于各向异性磁电阻整流效应的直流电学探测^[13]

Fig. 4. Detection of SAW-driven magnetization dynamics: (a) Magneto-optic method and characterization of damping factor^[9]; (b) NV center^[10]; (c) microfocused Brillouin light scattering^[11]; (d) X-ray magnetic circular dichroism-photoemission electron microscopy^[12]; (e) direct current electrical detection by anisotropic magnetoresistance rectification effect^[13].

3.2 声波辅助的磁化翻转

SAW 由于其长程传输的特性 (毫米量级), 有望非局地地操控磁性, 这将使得器件设计灵活、结构简单、易于集成. 已有研究表明 SAW 可以局地地降低磁性材料的矫顽力, 进而可使用更小的外磁场来翻转磁矩. 图 5(a) 展示了用 SAW 辅助翻转磁矩的器件示意图^[66], Co 的纳米线阵列生长在一对 IDT 之间, 纳米线的磁易轴沿着 y 方向, SAW 沿 x 轴传播. SAW 在传播过程中通过磁弹能来调控体系的能量. 如果磁弹能为负, 其将降低磁矩沿难轴排列的能量, 这有利于磁矩从易轴翻转到难轴. 实验上可通过磁光克尔效应 (magneto-optical Kerr effect, MOKE) 来观察 SAW 诱导的 Co 纳米线阵列的磁化翻转^[4], 如图 5(b) 所示, 进而在磁性薄膜表面形成具有空间周期性的磁化图案, 该图案

的尺寸可通过外加的磁场和声波的激发功率来进行调控. SAW 的激发频率为 158 MHz, 远离铁磁共振的激发频率, 是 SAW 与磁矩非共振耦合的结果. 通过将 SAW (波长 20 μm) 用弧形 IDT 聚焦到一个点, 在磁性薄膜中成功翻转了 3 μm 区域的磁矩, 如图 5(c) 所示^[14]. 使用更短波长的 SAW 可以进一步限制所操控区域的大小. 采用光学激发, 最小可以操控直径为 75 nm 的磁性纳米点^[61]. 通过优化 IDT 设计, 使用全息 IDT 代替圆弧形的 IDT, 可以进一步集中声波的能量^[67]. 使用这些新型的 IDT 设计有望精准操控磁矩, 克服 SAW 不能精确控制的劣势, 提高器件的集成密度. 基于这些进展, 可开发一种全新的磁记录方法, 通过增大声波功率来显著减小写入电流^[68]. 进一步的研究表明, SAW 引起的矫顽力减小归因于 SAW 瞬时地降低了形

核势垒,从而有助于磁畴的形核^[69].在(Ga, Mn)(As, P)稀磁半导体中,SAW导致的矫顽力减小更加显著,幅度高达60%^[15].与磁性金属相比,磁性半导体具有更小的磁各向异性和更弱的交换常数,因此磁畴形核所需的能量更小.SAW诱导的全声学磁化翻转已经在没有外磁场的辅助下得到了实验验证^[16].通过设计(Ga, Mn)As稀磁半导体的进动频率来匹配零磁场下的声波频率,然后用30个连续的声波脉冲实现了两种磁化状态之间的翻转,如图5(d)所示.

自旋转移力矩 (spin transfer torque, STT) 技

术已经作为一种流行的数据写入手段,应用于磁随机存储器 (magnetoresistive random access memory, MRAM) 中. STT-MRAM 里的存储信息被编码到纳米级的磁性隧道结 (magnetic tunnel junctions, MTJ) 中,其中电荷流穿过 MTJ 中的硬磁层以极化电子的自旋,然后该自旋极化的电流在 MTJ 的软磁层上施加力矩并使其磁化翻转.尽管 STT 具有全电学读写的优势,但该电流驱动特性也使得基于 STT 的 MTJ 器件的单比特写入功耗比 CMOS 存储器件高得多^[70],这限制了纯电学 STT 写入器件的广泛应用. SAW 辅助的磁化翻转

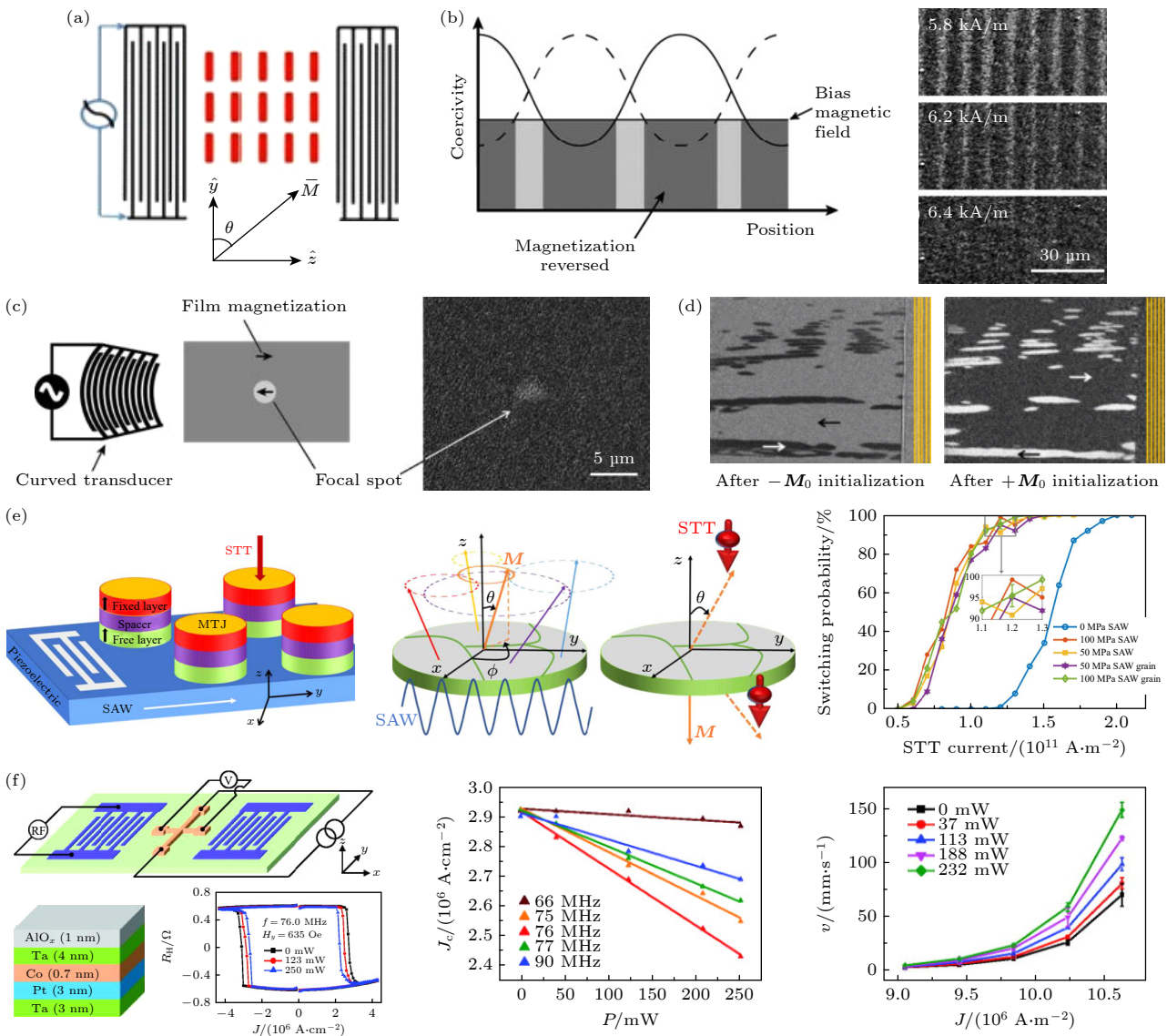


图 5 声波辅助的磁化翻转 (a) SAW 辅助翻转的器件示意图^[66]; (b), (c) 辅助翻转原理和聚焦 SAW 实现微区控制^[14]; (d) 无磁场辅助下 SAW 引起的翻转^[16]; (e) SAW 辅助的自旋转移力矩翻转^[18]; (f) SAW 辅助的自旋轨道力矩翻转^[17]

Fig. 5. Acoustic wave-assisted magnetization switching: (a) Schematic representation of the device used in SAW-assisted magnetization switching^[66]; (b), (c) mechanism of switching and focused SAW for small spot writing^[14]; (d) field-free switching induced by SAW^[16]; (e) SAW-assisted spin-transfer-torque switching^[18]; (f) SAW-assisted spin-orbit-torque switching^[17].

为 STT-MRAM 原型器件的开发提供了新的思路, 已经在理论上进行了探索, 并被证明是克服 STT 中大写入电流的潜在途径^[18], 器件结构和写入机制如图 5(e) 所示. SAW 首先在自由层中诱导出非相干的大角度磁矩进动, 然后施加自旋极化的电流去选择性地将磁矩翻转到所需状态, 从而降低 MTJ 的写入电流密度. 在面内^[71]和面外^[72]两种构型的 MTJ 中, SAW 的辅助都可以使 STT-MRAM 的能量消耗减小 1 个量级. 尽管理论研究取得了有吸引力的进展, 但 SAW 辅助 STT 翻转的确定性实验证据似乎仍然缺失. 虽然有工作观察到 SAW 能驱动 MTJ 中自由层的磁矩进动, 进动幅度可以分别通过两个延时声脉冲的相长和相消干涉来实现增强和减弱^[73]. 另外实验上也在具有垂直磁各向异性的 $[\text{Co}/\text{Pd}]_n$ 多层膜中实现了极高频率 (~ 60 GHz) 的磁弹耦合^[74]. 基于这些实验结果, 开发低功耗的 SAW 辅助 STT 翻转器件极具吸引力.

电流诱导的自旋轨道力矩 (spin orbit torque, SOT) 也是一种翻转磁化状态的有效手段^[75]. 基本原理是通过重金属中的自旋霍尔效应或铁磁/重金属界面处的 Rashba 效应, 将施加的电荷流转化为自旋流, 从而对磁性层施加有效力矩并驱动其翻转. 然而较高的写入电流限制了 SOT 在磁存储技术中的广泛应用, 使用 SAW 辅助是一种有前景的方法. 器件结构如图 5(f) 所示^[17], 实验表明 SAW 能降低具有垂直磁各向异性的 Pt/Co/Ta 异质结中的临界翻转电流密度 J_c , 从 2.9×10^6 A/cm² 减小到 2.4×10^6 A/cm². 二次谐波测试表明 SOT 产生的类阻尼力矩在有或没有 SAW 的情况下几乎相同, 表明 J_c 的降低并非源自于 SOT 的增强, 但是 SAW 的作用下电流驱动的畴壁运动速度能提高 2 倍, 最高可达 150 mm/s. 理论分析表明 J_c 的降低来自于 SAW 引入的磁弹耦合能周期性地降低磁畴的形核势垒, 提高了平均的形核概率, 展示了 SAW 辅助 SOT 翻转在低功耗磁存储器件中的应用潜力.

3.3 声波辅助的磁结构产生及运动

磁畴壁 (domain wall, DW) 和多畴结构是磁性材料内部为了降低退磁能而出现的, 操控磁畴壁运动极具应用前景, 包括畴壁逻辑器件^[76]和赛道存储器^[77]. DW 通常用磁场、STT 和 SOT 来驱动^[78-80], 此类研究的限制之一在于驱动需要大的

磁场或高的电流密度. 低功耗和可靠的畴壁运动是人们长期追求的目标, 其中部分进展是用 SAW 来驱动的. 首先进行的是理论上的探索, 对 DW 与 SAW 相互作用进行有限元微磁学模拟^[19], 如图 6(a) 所示. 两个相对传播的 SAW 形成驻波, 并与磁性 $\text{Fe}_{70}\text{Ga}_{18}\text{B}_{12}$ 纳米线相互作用. 纳米线具有面内易轴, 磁畴头对头作为初始磁化状态. 在模拟中, DW 的初始位置放在远离驻波波腹的位置, 经过一段时间演化后, DW 会迅速移动到最近的波腹位置, 主要的应变贡献来自于瑞利波中最大的 ϵ_{xx} . 为了进一步有效驱动 DW 运动, 还可以利用 Doppler 效应, 将一端 SAW 的频率提高 Δf . 这样可以激发具有漂移速度的行驻波, 其漂移速度 $v = v_{\text{SAW}}\Delta f/f$, 其中 v_{SAW} 是基片的 SAW 速度, f 是 SAW 的频率 (4.23 GHz). 使用行驻波驱动 DW, 其运动的速度上限可达 50 m/s, 对应于 DW 运动到波腹的速度. 一维半解析模型表明 SAW 的主要作用是驱动畴壁处的磁化振荡, 进而通过退磁场驱动畴壁位置发生振荡, 而不是直接平移畴壁^[81].

随后有了实验上的跟进, 在多层薄膜^[20,82]和纳米条^[83]中观察到了 SAW 辅助的畴壁运动. 在具有垂直磁各向异性的 Co/Pt 多层膜中, 使用中心频率为 96.6 MHz 的 SAW, 从而避免出现自旋波共振激发和相干磁化进动等复杂情况^[20]. 如图 6(b) 所示, 与只施加磁场相比, 同时施加 SAW 和磁场可使 DW 的运动速度通过驻波的作用提高 1 个数量级. SAW 驱动的 DW 倾向于远离驻波的波节并向波腹移动, 最终被钉扎在驻波波腹的位置, 这使得 SAW 对 DW 的操控比磁场和电流更加精确. 另一关键发现是波节和波腹位置的 DW 运动速度出现周期性减小, 但在之前的模拟研究中 DW 只会在波腹位置出现^[19], 这与 DW 运动的钉扎位置和势垒有关. 另外用 SAW 驱动畴壁运动还需注意热效应的影响, SAW 器件由于电极的欧姆损耗、插入损耗等原因导致的输入功率耗散将会产生较大的热效应, 在高频下尤其显著^[84]. 最近热效应和磁弹耦合对畴壁运动的影响得到了有效区分^[21]. 如图 6(c) 所示, 施加 SAW (48 MHz, 21 dBm) 将会使其传播路径上的温度升高约 10 K. 单独通过加热使器件温度升高 10 K 后, Pt/Co/Ta 薄膜中的 DW 运动速度从 (33 ± 3) $\mu\text{m}/\text{s}$ 提高至 (104 ± 8) $\mu\text{m}/\text{s}$. 施加 SAW 的行波可使速度提高至 (116 ± 3) $\mu\text{m}/\text{s}$, 比温度单独的作用略高, 表明

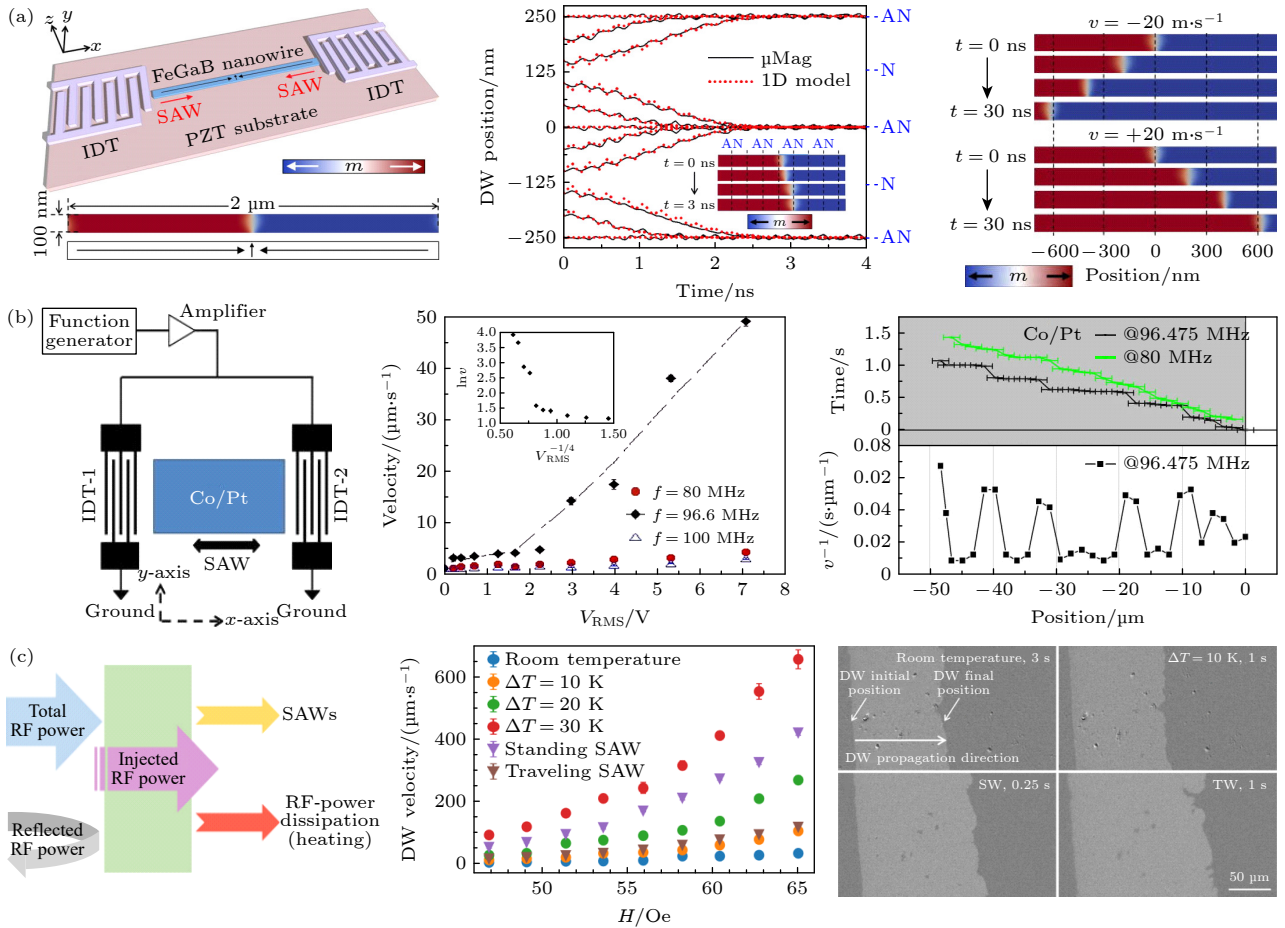


图 6 声波驱动的畴壁运动 (a) 微磁学模拟 SAW 在纳米线中驱动畴壁运动^[19]; (b) Co/Pt 多层膜中的实验结果^[20]; (c) 热效应和磁弹耦合对畴壁运动贡献的区分^[21]

Fig. 6. SAW-driven magnetic domain wall motion: (a) SAW-driven domain wall motion in magnetic nanowires by micromagnetic simulations^[19]; (b) experiments in Co/Pt multilayers^[20]; (c) separation of heating and magnetoelastic coupling effects in SAW-driven domain wall motion^[21].

热效应在驱动 DW 运动方面起主要作用. 但施加 SAW 的驻波可使 DW 的运动速度显著提升, 达到 $(418 \pm 8) \mu\text{m}/\text{s}$, 表明此时磁弹耦合比热效应的贡献更加显著. 以后还需要进一步的实验工作来优化材料性能和器件设计, 以便使 SAW 驱动的 DW 具有可与其他方法竞争的驱动速度.

与磁畴类似, 磁性斯格明子 (skyrmion) 也是磁性材料中的一类磁结构, 但区别在于斯格明子具有拓扑非平庸的属性, 一般出现在空间反演对称性破缺的磁性体系中^[85]. 斯格明子的尺寸可以小至几纳米, 类似于一个“准粒子”, 可以被产生、移动和湮灭, 有望应用于新一代信息存储和逻辑技术^[85], 例如斯格明子赛道存储器^[86,87]和基于斯格明子的自旋逻辑器件^[88], 这些应用的前提都是斯格明子能以低功耗的方式被产生和驱动. 电流可以促进斯格明子的产生并驱动其运动, 但通常需要较高的电

流密度. 为了解决电流的发热问题, 电场^[89,90]和热梯度^[91]也被用来产生和操控斯格明子. 近年来 SAW 也被实验上证明可以在不对称的 Pt/Co/Ir 多层膜中促进斯格明子的形成, 如图 7(a) 所示^[22]. 伴随着 SAW 的激发, 薄膜中会大面积出现斯格明子, 并一直保持到 SAW 撤掉以后. 当 SAW 的功率高于阈值时, 斯格明子的形核密度依赖于 SAW 的功率. 微磁学模拟表明 SAW 通过磁弹耦合产生的非均匀有效力矩和热扰动局域地翻转了磁矩, 形成一对由 Néel 型斯格明子和反斯格明子组成的磁构型, 随后反斯格明子由于其能量不稳定而湮灭, 如图 7(b) 所示. 此外实验和模拟均表明, 非均匀有效力矩的作用范围由 SAW 的波长决定, 当该作用范围与斯格明子的尺寸相当时, 斯格明子的产生效率最高. 实验中斯格明子的尺寸相对较大, 在 3—6 μm 的范围内. 为了实际应用, 需要尺寸在 10 nm

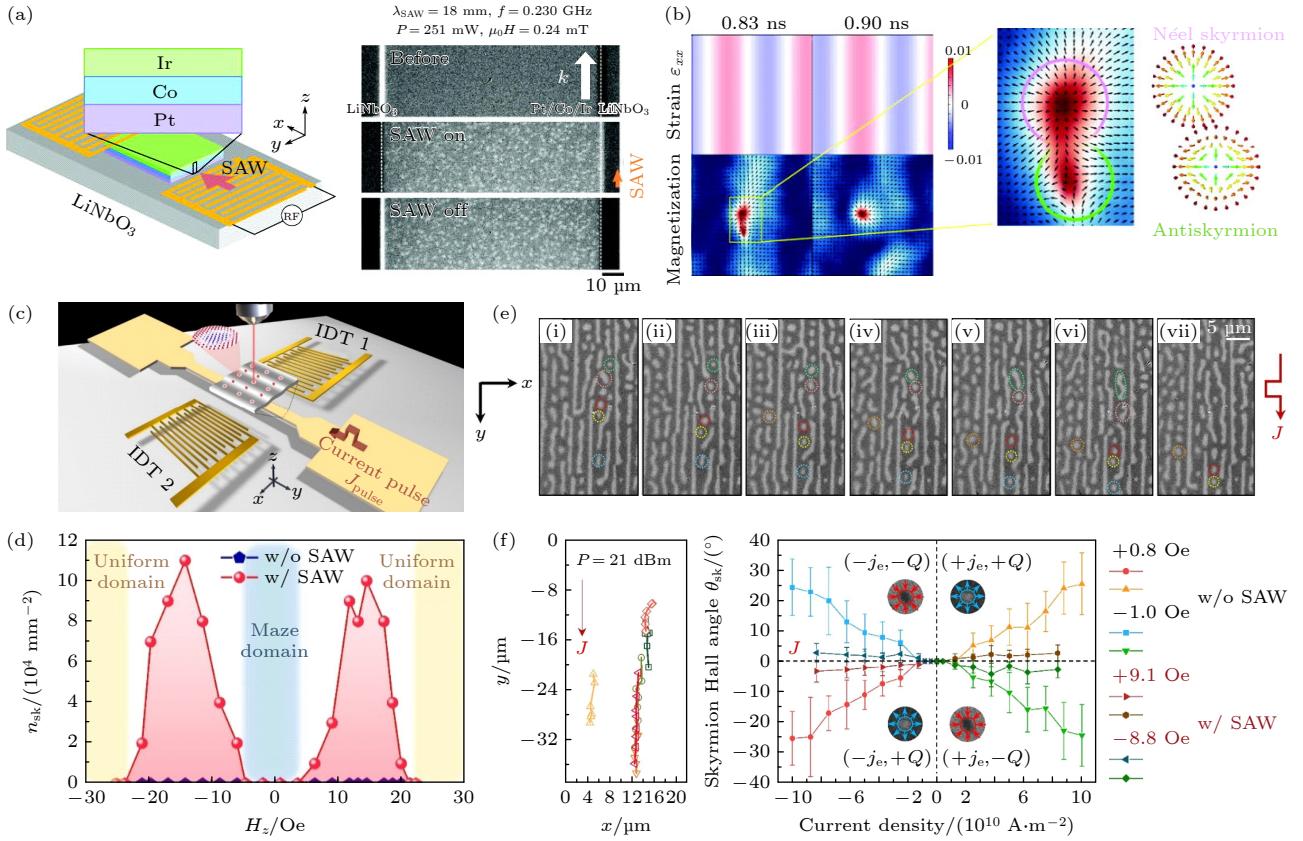


图 7 声波驱动的天空格明子产生及运动 (a), (b) SAW 辅助的天空格明子产生^[22]; (c)–(f) SAW 诱导的天空格明子有序产生和运动, 以及铁磁体中天空格明子霍尔效应的抑制^[23]

Fig. 7. SAW-driven magnetic skyrmion creation and motion: (a), (b) SAW-driven magnetic skyrmion creation^[22]; (c)–(f) ordered creation and motion of skyrmions with SAW, and suppression of skyrmion Hall effect in ferromagnets^[23].

范围的天空格明子, 因此需要进一步减小 SAW 的波长. 此外 SAW 没有驱动天空格明子运动, 这可能来自于 Pt/Co/Ir 多层膜中大的钉扎. 还有实验工作使用光学方法来激发 SAW, 这有助于实现 SAW 驱动的天空格明子运动^[92,93], 尤其是将 SAW 聚焦到 ~ 100 nm 的技术有望实现单个天空格明子运动的声学操控^[61]. 上述研究展示了通过 SAW 可控地产生天空格明子的潜力.

SAW 除了可以用来产生天空格明子, 最近也报道了 SAW 可以用来调控天空格明子的运动^[23]. 通过将具有一定面外磁各向异性的 Co/Pd 多层膜嵌入到 SAW 延迟线中, 然后施加交变电压激发纵漏波, 如图 7(c) 所示. 纵漏波的激发相比于常规的瑞利波具有更显著的热效应, 有利于天空格明子的产生, 同时也能产生较大的应变. 在纵漏波的作用下, 观察到磁畴沿着垂直于声波的传播方向形核. 通过调节外磁场, 磁畴逐渐演化为较密的迷宫畴, 并在面外磁场和热的共同作用下分裂为单个的磁性天空格明子, 磁结构随磁场变化的相图如图 7(d) 所示.

这些天空格明子沿着垂直于声波的传播方向有序排列且保持稳定(图 7(e)), 即在实验上实现了天空格明子的有序产生, 这来源于 SAW 作用下体系能量的重新分布. 在电流驱动天空格明子运动的实验中, 纵漏波的加入有效抑制了天空格明子霍尔效应所引起的天空格明子横向偏移(图 7(f)), 天空格明子霍尔角降低了 80%. 另外 SAW 的驻波对天空格明子霍尔效应的有效抑制作用也在理论上得到了证实^[94]. 上述工作为操控天空格明子, 尤其是抑制天空格明子霍尔效应的产生, 提供了一种全新的手段, 有望驱动基于天空格明子的信息器件的新进展.

3.4 声波产生自旋流

自旋流的产生是自旋电子学应用所需的基本技术之一, 可以通过多种方式来实现. 自旋泵浦是在 FMR 条件下产生自旋流的有效途径, 自旋流被进动的磁矩从铁磁层泵浦到非磁层中^[95]. 如 3.1 节所述, 铁磁层的磁矩进动可以被声波激发, 有望实现自旋流的声学产生^[96], 然后再通过自旋霍尔材

料或 Rashba 界面来进行探测. 实验上已经在 Co/Pt 双层膜中得到了证实^[24], 器件构型如图 8(a) 所示.

SAW 传播到 Co/Pt 双层膜后驱动 Co 层发生 FMR, Co 层进而向临近的 Pt 层泵浦自旋流 J_s . 注入到

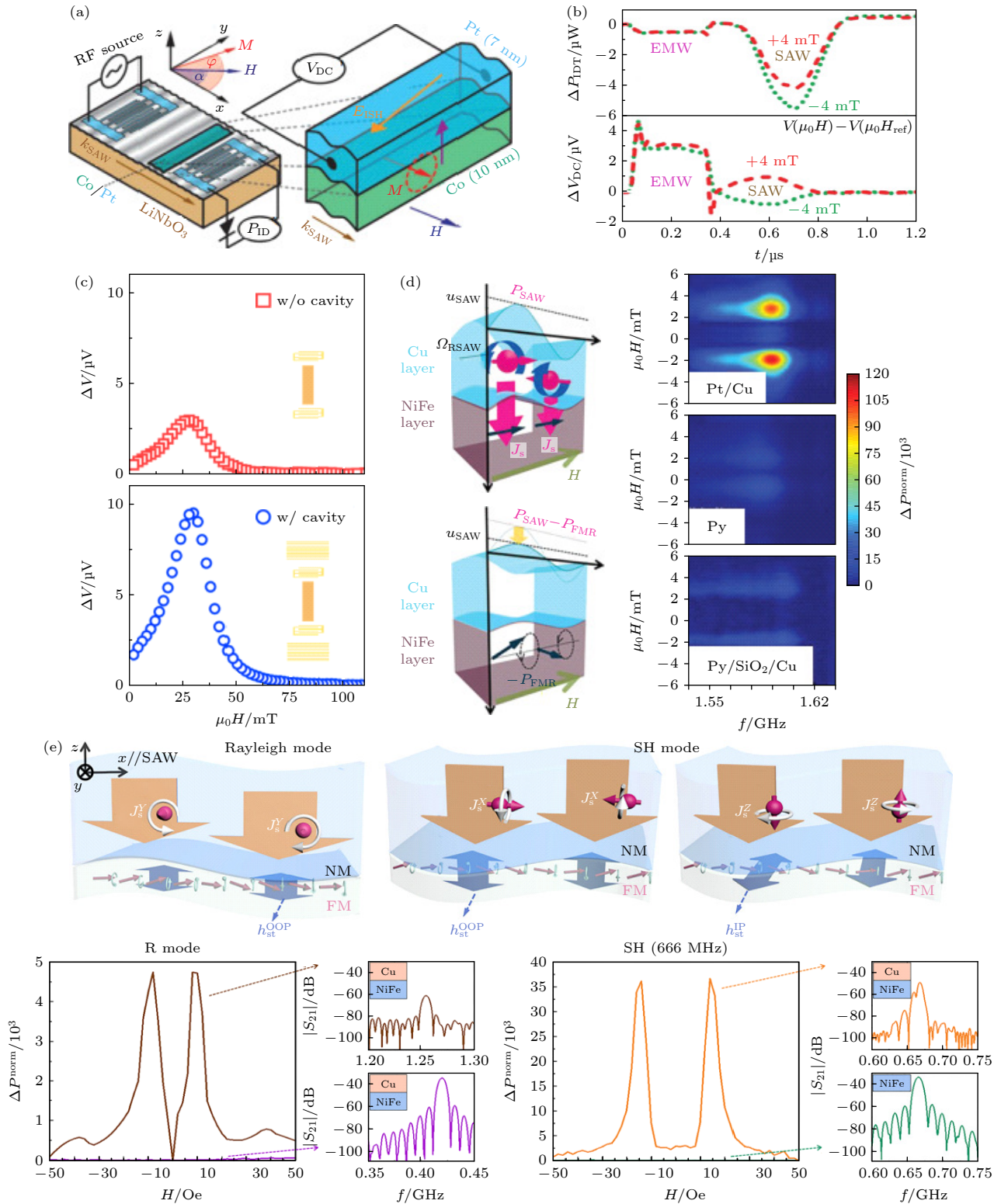


图 8 声波产生自旋流 (a), (b) 声自旋泵浦^[24]; (c) 声学谐振腔增强声自旋泵浦^[26]; (d) 瑞利波通过自旋-旋转耦合产生自旋流^[27]; (e) 水平剪切波通过自旋-旋转耦合产生自旋流^[28]

Fig. 8. Generation of spin current by SAW: (a), (b) Acoustic spin pumping^[24]; (c) enhancement of acoustic spin pump by the acoustic cavity^[26]; (d) Rayleigh wave generates spin current by spin-rotation coupling^[27]; (e) shear horizontal wave generates spin current by spin-rotation coupling^[28].

Pt 层中的自旋流可通过逆自旋霍尔效应转换为电荷流来进行探测. 在图 8(b) 中, 输入端 IDT 还同时激发了电磁波 (electromagnetic wave, EMW), 该 EMW 可以在时域上与 SAW 区分开来. 当外磁场调节到共振场 (± 4 mT) 时, SAW 的透射功率 ΔP_{IDT} 显著减小, 衰减的 SAW 功率被 FMR 共振吸收. 在 FMR 条件下, 磁场方向反向后 ΔV_{DC} 的符号发生变化, 这是典型的逆自旋霍尔效应特征. 实验上在 Ni/Cu(Ag)/Bi₂O₃ 体系中同样可以产生声自旋泵浦效应^[25], 其中产生的自旋流通过逆 Edelstein 效应转化为电荷流, 这来源于两层非磁界面处的空间反演破缺. 进一步的研究表明声波驱动 FMR 产生的自旋流密度的大小与普通 FMR 产生的相当^[97]. 此外磁性绝缘体/重金属 (YIG/Pt) 体系也在远低于 FMR 的频率下 (< 11 MHz) 观察到了声自旋泵浦, 逆效应也被同时观察到. 声波的激发同时伴随有热效应, 可在声自旋泵浦测试中贡献非本征的热信号 (如自旋塞贝克效应), 该热信号可在频率依赖的电压测试中与声自旋泵浦信号区分开^[98].

由于 SAW 技术比自旋电子学具有更长的历史, 因此在磁声耦合的研究中, SAW 仍有技术优势可以被利用. 例如 SAW 谐振器可以限制住声波能量并提高器件的品质因素. 研究者们把 SAW 限制在一对谐振器之间, 形成声学谐振腔 (cavity), 用来增强声学自旋泵浦产生自旋流的能力^[26]. 如图 8(c) 所示, 在 Ni/Cu/Bi₂O₃ 三层结构中, 谐振腔的存在能使自旋流的产生能力提高 3 倍. 另外通过精心设计谐振腔, 其品质因素将进一步提高, 在 CoFeB 薄膜中实现了强的磁子-声子耦合^[99].

基于第 2 节讨论的自旋-旋转耦合, SAW 可在非金属中产生纯自旋流. 例如在 NiFe(Py)/Cu 体系中^[27], 在 Cu 层中产生交变的自旋流, 随后扩散到界面. 自旋流在 Py 层的磁矩上施加自旋力矩, 驱动其发生 FMR, 进而观察到 SAW 透射功率的显著吸收, 如图 8(d) 所示. 单独的 Py 和 Py/SiO₂/Cu 结构中 SAW 的吸收受到强烈抑制, 进一步证明 Cu 通过自旋-旋转耦合产生了自旋流. 最近水平剪切波也被提出可以通过自旋-旋转耦合产生交变的自旋流^[28]. 不同之处在于瑞利波产生的是 y 方向 (旋转角动量方向) 极化的自旋流, 而水平剪切波可以同时产生 x 方向 (波矢方向) 和 z 方向 (面外方向) 极化的自旋流, 如图 8(e) 所示. 实验上也进行

了验证, 使用 ST 切的石英 (欧拉角 (0° , 132.75° , 0°)), 在两个正交的方向上分别激发水平剪切波和瑞利波. 在相同的波长下, 水平剪切波的吸收强度比瑞利波的大 4 个量级. 此外水平剪切波的功率吸收具有更高阶的频率依赖性, 表明其自旋-旋转耦合在高频下可以足够强, 可与磁弹耦合相比拟.

自旋-旋转耦合出现在非磁的轻金属中 (如 Cu), 最近在非磁的重金属中 (如 W, Pt 和 Ta) 也提出可通过一种全新的机制——声自旋霍尔效应 (acoustic spin Hall effect) 来实现自旋流的声学产生^[100]. 声自旋霍尔效应利用重金属中的强自旋轨道耦合, SAW 诱导的晶格位移可直接通过自旋轨道耦合产生交变的自旋流, 该自旋流沿着垂直于 SAW 的传播方向流动. 声自旋霍尔效应在实验上表现为 SAW 激发下磁场依赖的声电压. 当重金属层的厚度接近其自旋扩散长度时, 声电压达到极大值, 并随 SAW 的频率增加而线性增大. 在自旋轨道耦合较弱的 Cu 中, 声自旋霍尔效应消失. 理论分析表明 SAW 诱导的自旋流与自旋轨道耦合强度和晶格位移的时间导数成比例. 上述结果表明电子自旋与晶格之间存在强耦合, 显示出晶格动力学在强自旋轨道耦合的金属中产生自旋流的潜力. 总之自旋流的声学产生为自旋电子学打开了一个全新的视角.

4 磁控声波和新型磁声器件

把磁性材料集成到声学器件中, 除了能利用声波来调控磁性外, 还可通过调控易于操纵的磁性来影响声波的传播特性, 包括实现声波的非互易传播、调控声波的幅值和相速度等信息, 这为声学隔离器、磁传感器、磁天线等新型磁声器件的设计和操控提供了一个全新的思路.

4.1 声波的非互易传播

非互易现象具有广泛的应用场景, 常见的在电子二极管技术中, 电流只能单向流动. 声波的非互易传播即传播方向反向后传输的信号不对称, 在隔离器、环形器等器件中应用广泛. 实现非互易性要求同时打破空间反演和时间反演对称性. 在薄膜器件中, 异质界面显然是空间反演破缺的, 而时间反演破缺在磁性材料中是本征属性, 故利用磁声耦合在薄膜器件中来实现声波的非互易具有天然的优

势^[29]. 目前常见的实现非互易的手段有两种. 一是利用沿波矢方向的正应变与波矢方向依赖的应变发生耦合, 包括磁弹耦合中的切应变^[29-31]或磁-旋转耦合^[32,45]中的旋转应变, 来实现非互易性, 如图 9(a), (c) 所示. 这种非互易性来自于磁化进动与有效场之间的旋性不匹配. 当 SAW 的传播方向由 $+k$ 变成 $-k$ 时, 由于切应变和旋转应变的符号依赖于 SAW 的传播方向, 就会导致椭圆极化的有效场的旋性发生改变, 但磁化进动仍保持右旋, 最终导致不同的耦合强度 ($+k$ 耦合强, $-k$ 耦合弱) 和不同的 SAW 透射率. 在实验上表现为在同一个共振场下透射参数的幅值差异, 见图 9(b). 通常切应变和正应变的磁弹耦合导致的非互易性只有在相对较厚的磁性膜中比较显著^[31], 因为当声波波长远大于薄膜厚度时, 铁磁薄膜里面的切应变接近于零, 非互易程度不高. 而磁-旋转耦合的优势在于不需要较厚的磁性层和大的磁弹耦合系数, 实验上已在 Ta/CoFeB/MgO 体系中实现^[32]. 证明了反向传播的 SAW 具有高达 100% 的非互易 SAW 吸收, 如图 9(d) 所示.

二是利用自旋波的不对称色散与声波的对称色散耦合来实现. 由于具有相似的激发方式 (微波天线) 和可比拟的波长、频率, SAW 容易与自旋波发生耦合. 自旋波的非互易传播得到了广泛研究, 比如在存在 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI) 的铁磁/重金属界面^[33,101]、偶极耦合的铁磁多层膜^[34,35]、Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 耦合的人工反铁磁多层膜^[36,37,102,103] 体系中. DMI 体系里的自旋波色散在 k 方向存在水平偏移, 这样对于不同方向的波矢将在不同的频率下与声波耦合, 使得共振峰位在频率和共振场上错开, 从而得到较大的非互易程度, 如图 9(e) 所示^[33]. 利用共振峰位的偏移, 可以确定薄膜中的 DMI 系数^[32,33]. DMI 导致的非互易是自旋波不对称色散的结果, 来自于本征的时间反演对称性破缺, DMI 可产生一个依赖于传播方向的有效场^[101]. 因此对于给定的磁场和波数, 向前和向后传播的自旋波将具有不同的本征频率^[104].

偶极耦合和 RKKY 耦合的铁磁多层膜中非互易性来源于耦合诱导的自旋波不对称色散^[34-37,102,103]. FeGaB/Al₂O₃/FeGaB 体系中报道了高达 48.4 dB 的 SAW 隔离度. 此外在 0—20 Oe 的磁场范围内

都保持着高的隔离度, 即此处的非互易是宽带的, 不依赖于特定的自旋波共振模式^[34]. 另外在 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/Au/Ni₈₁Fe₁₉ 体系中, 由于两层铁磁之间的层间耦合, 形成了对称和反对称的自旋波模式, 对于相反传播的自旋波, 都表现出高度非简并的色散关系, 如图 9(f) 所示^[35]. 此外还证明了该体系里的非互易自旋波色散是高度可调的, 不需要超薄的磁性膜. RKKY 耦合的人工反铁磁里的自旋波已被理论预测有强烈的非互易色散, 在某个波矢方向具有很宽的耦合杂化带, 而在相反的方向上几乎没有耦合, 进而实现高达 6 GHz 的宽带非互易性^[102]. 实验上最近在 CoFeB/Ru/CoFeB 体系中取得了显著进展, 如图 9(g) 所示^[38]. 由于人工反铁磁中的光学支进动模式具有较大的非互易色散和较窄的线宽, 因此得以实现极大的非互易性, 大于 250 dB/mm, 以及 5 GHz 以上极低的插入损耗, 小于 1 dB/mm. 该工作^[38] 总结了到目前为止已经报道的 SAW 非互易的实验进展.

为了实现铁磁多层膜中非互易的自旋波色散, 需要满足: 总的静磁矩具有非零的面内分量; 自旋波传播方向与静磁矩成一定的角度. 这时磁化矢量打破了对称性, 导致不同的自旋波色散关系. 下面讨论 DMI 和铁磁多层膜这两种实现 SAW 非互易方法的优劣. 前者利用了界面耦合产生的有效场, 后者需要两个磁性层的磁矩相对于 k 矢量倾斜. 多层膜方法具有实现高隔离带宽的潜力, 然而倾斜的磁化状态仅在较小的外磁场下存在, 因此隔离的频段较低. DMI 方法具有更宽的隔离频率可调性, 因为自旋波频率可以通过外磁场来自由调节. 然而在隔离度的指标上存在限制, 因为需要极薄的铁磁层来产生显著的 DMI 有效场, 这将导致自旋波的线宽增大以及磁声耦合的强度减弱. 总结来说就是铁磁多层膜方法在隔离度上有优势, 而 DMI 方法在高的隔离频率上有优势.

4.2 基于 SAW 的磁场传感器

磁性和多铁材料^[105] 的嵌入使得可以方便用磁场来调制声波的传输参数, 包括透射幅值、中心频率、相速度、品质因数等, 这有望赋予声学器件以磁场可控性. 另外通过监测这些参数的变化, 反过来探测磁场, 也可以开发基于声学器件的磁场传感器. 磁场传感器要求能将外加的直流或交流磁场转变为与磁场大小成正比的电信号, 通过监测电

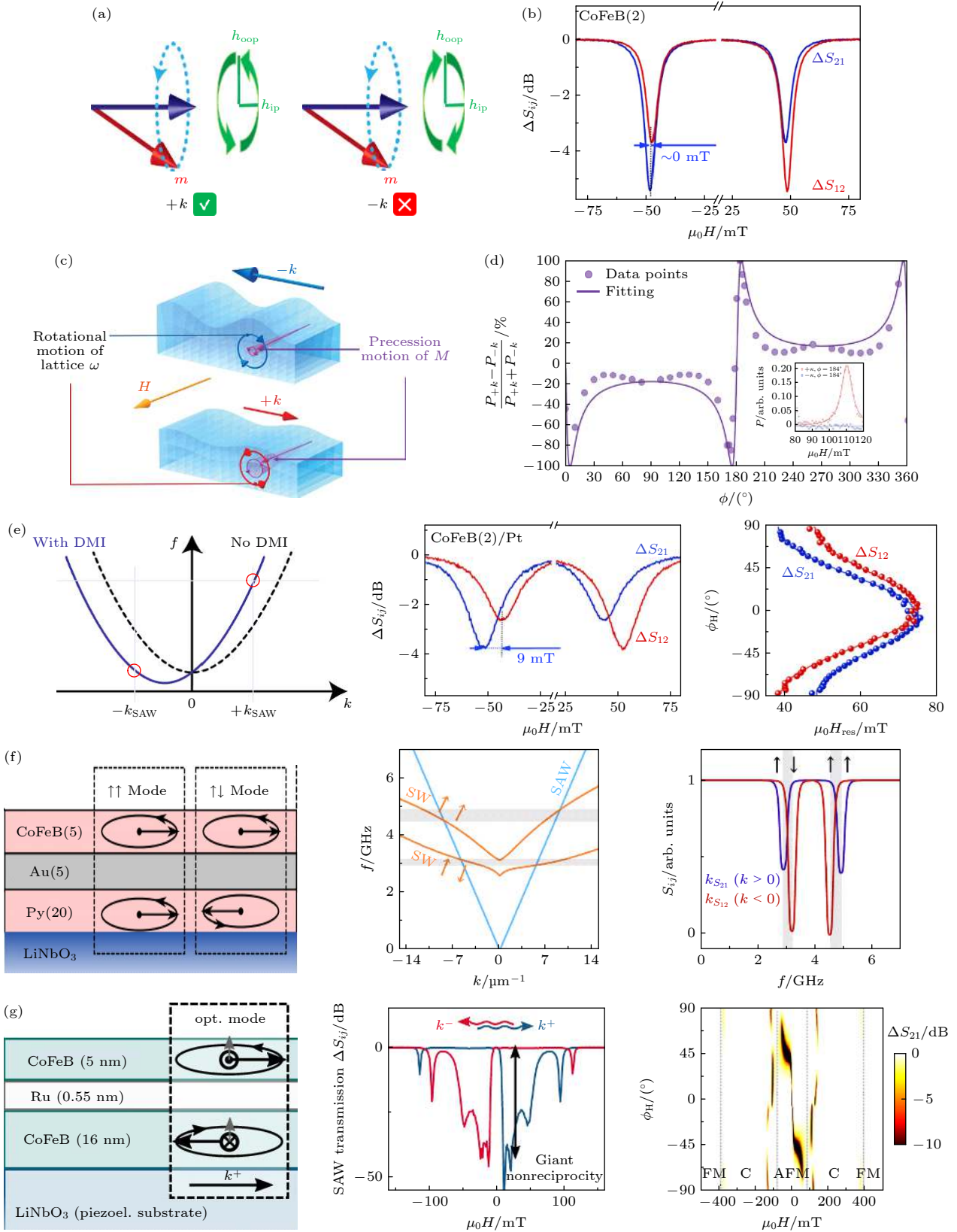


图9 磁声耦合诱导的声波非互易传播 (a), (b) 磁弹耦合诱导的非互易^[33]; (c), (d) 磁-旋转耦合诱导的非互易^[32]; (e) 层间DMI诱导的非互易^[33]; (f) 偶极耦合的铁磁多层膜中的非互易^[35]; (g) RKKY耦合的铁磁多层膜中的非互易^[38]

Fig. 9. Nonreciprocal SAW propagation induced by magneto-acoustic coupling: (a), (b) Nonreciprocity via magneto-elastic coupling^[33]; (c), (d) nonreciprocity via magneto-rotation coupling^[32]; (e) nonreciprocity via DMI^[33]; (f) nonreciprocity in ferromagnetic multilayers mediated by dipolar coupling^[35]; (g) nonreciprocity in ferromagnetic multilayers mediated by RKKY coupling^[38].

信号的变化感知磁场的变化. 性能优异的磁场传感器要求高灵敏度、从 fT 到 pT 的低频探测极限 ($\text{fT}-\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 10^2-10^3 Hz)、能在室温下工作和较宽的带宽 (0.1—100 Hz)^[106]. 磁电耦合式磁传感器现在正成为市场上其他磁传感器的理想替代品, 这是因为其超低的功耗、室温操作、小尺寸以及其相对较低的成本. 其中基于 SAW 的磁传感器通过将磁致伸缩层与大的 ΔE 效应相结合, 成为一种易集成、高灵敏度 (目前探测极限 70 pT^[39]) 的磁场传感技术. 未来的探测极限在 10 Hz 下有望突破 pT, 进而探测极微弱的生物磁场, 有望应用于心脑磁图. 此外基于 SAW 的磁场传感器能够通过监测频率或相位的变化来精准测量磁场, 其准数字化的输出特性允许无线、无源的信号接收, 这一显著优势极为适合发展传感网.

基于 SAW 的磁场传感器的探测原理基于 ΔE 效应, E 为磁性材料的弹性模量. 其原理是高磁致伸缩系数和低磁各向异性的非晶磁性材料在外磁场下发生弹性模量的改变, 如图 10(a) 所示^[107]. 声波的谐振频率取决于材料的弹性模量和密度, ΔE 效应的存在使得谐振频率相对于外磁场发生偏移.

器件结构主要分为两种: 基于 SAW 谐振器和延迟线. 其中基于 SAW 谐振器的磁传感器 (图 10(b)) 通过优化单轴磁各向异性, 在零偏置磁场下实现了 630.4 kHz/Oe 的高灵敏度 S_{RF} ^[40]. 此外沿不同的方向测量 S_{RF} , 验证了其矢量传感能力, 如图 10(c) 所示. 图 10(d) 展示了基于 SAW 延迟线的磁传感器, 通过在 ST 切的石英衬底上使用 SiO_2 引导层产生水平剪切波, 然后在其传播路径上集成磁性材料 ($\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10}$)₇₈ $\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$, 可以达到目前最高的灵敏度^[108]. 水平剪切波局限于引导层的表面, 因此大部分的声能都集中在磁致伸缩材料上. 得到的相位灵敏度高达 $2000(^{\circ})/\text{mT}$ (图 10(e)), 10 Hz 时探测极限低至 70 pT/Hz^{1/2}, 100 Hz 时低至 25 pT/Hz^{1/2} (图 10(f))^[39]. 基于延迟线结构的 SAW 磁场传感器不依赖于任何共振效应, 因此其测量带宽仅受声波的传播时间和器件的通带宽度的限制.

4.3 磁电天线

天线作为一种能够发射和接收电磁波的设备, 在军事、导航和射频通信等领域发挥着重要作用, 目前 5G 通信迫切需要小型化且高辐射效率的天

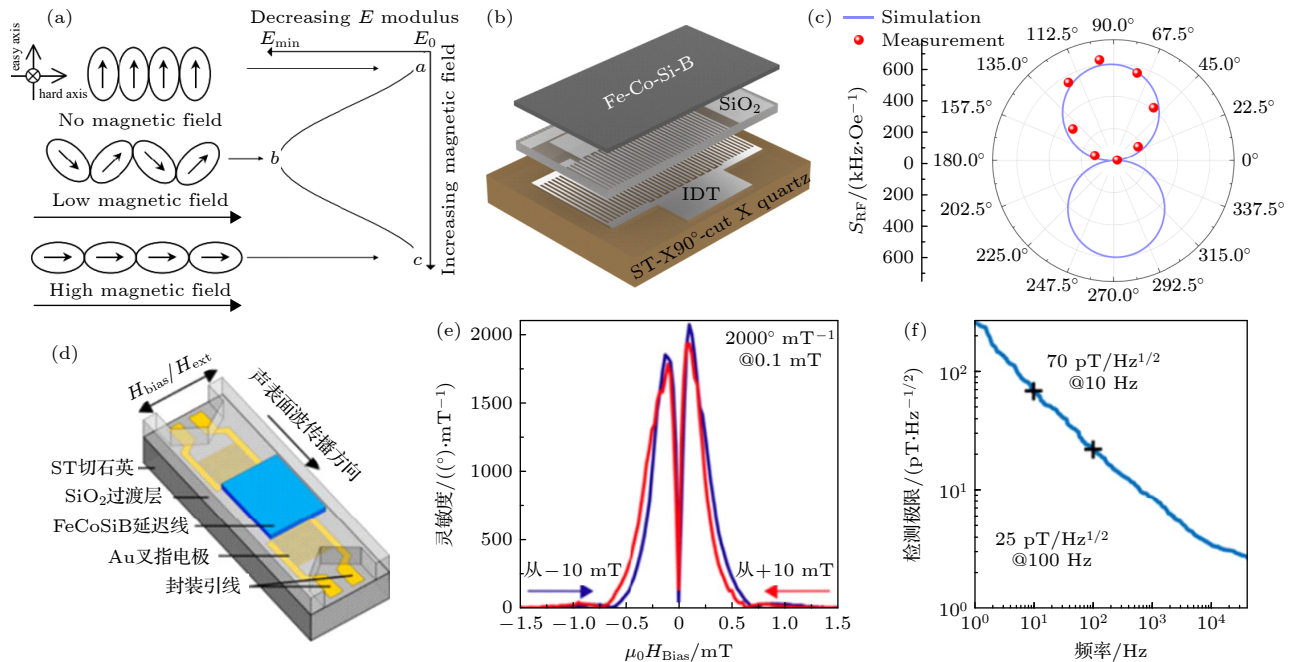


图 10 基于 SAW 的磁场传感器 (a) ΔE 效应原理示意图^[107]; (b) 基于 SAW 谐振器的磁场传感器^[40]; (c) 不同方向的 S_{RF} 结果; (d) 基于 SAW 延迟线的磁场传感器^[39]; (e) 应用磁直流偏置场的磁场灵敏度; (f) 在距离载波信号的 40 kHz 的频率范围内的探测极限 (148 MHz)^[39]

Fig. 10. SAW-based magnetic field sensors: (a) Schematic diagram of ΔE effect^[107]; (b) magnetic sensor based on SAW resonator^[40]; (c) S_{RF} results in different directions; (d) magnetic sensor based on SAW delay line^[39]; (e) magnetic sensitivity by applying DC magnetic bias fields; (f) limit of detection (LOD) in the frequency range of 40 kHz from the carrier signal (148 MHz)^[39].

线^[109]. 传统的电天线通过电荷或磁偶极子的变速运动来辐射电磁波. 为了实现高效辐射, 传统电天线的尺寸需要大于 1/10 电磁波波长^[110]. 近年来许多方法用来小型化天线的尺寸, 包括优化天线形状^[111-113]、使用超材料^[114-116]以及集总元件^[117,118]来降低无功阻抗等. 即使有这些降低尺寸的方法, 传统的电学天线性能仍存在 Chu-Harrington 极限^[119], 进一步降低尺寸将导致天线辐射性能的下降. 为了从根本上解决天线小型化的问题, 2016 年 Sun 等^[120]提出了基于磁电耦合理论的磁电天线构想. 磁电天线是由压电层与磁致伸缩层通过磁电耦合形成的复合多层结构, 工作过程包括辐射和接收信号. 辐射时在压电层两端施加交变电压, 通过逆压电效应产生动态应变, 该应变传递到磁致伸缩层, 通过逆磁致伸缩效应引起磁化的变化, 从而产生变化的电磁场, 进而辐射电磁波; 接收时磁致伸缩层感知到电磁波的磁场分量, 通过磁致伸缩效应产生应变, 该应变传递到压电层, 通过压电效应, 在其两端产生输出电压, 实现了电磁波的接收过程.

采用微机电系统 (micro-electro mechanical system, MEMS) 技术, Nan 等^[41]于 2017 年在实验

上利用 AlN 作为压电层, FeGaB 作为磁致伸缩层设计了基于薄膜体声波谐振器 (film bulk acoustic resonator, FBAR) 结构的集成磁电天线. 通过不同的谐振结构, 利用宽度模式与厚度模式, 如图 11(a), (b) 所示, 分别实现了 60.7 MHz 与 2.53 GHz 工作频率的磁电天线. 基于与 FBAR 天线相同的理论, Liang 等^[42]于 2020 年设计了一种在声学谐振器下带有布拉格反射栅的牢固安装谐振器 (solidly mounted resonator, SMR) 天线, 结构如图 11(c) 所示. 在 1.75 GHz 的工作频率下, 增益为 -18.8 dBi. 布拉格反射栅是一种声波反射器, 由多个周期的低声阻抗或高声阻抗的薄膜组成. 由于反射系数高, 声能大多被反射回谐振腔中. 理论上当材料和厚度完全优化时, 反射系数可以接近于 1. 这种较低的声能耗散转化为更强的磁电耦合, 进而导致更好的辐射效率和天线增益.

磁电天线虽然理论上辐射效率比传统电天线高 100 万倍, 但辐射效率和带宽在实际应用中都较低, 还未超过电天线. 近年来针对以上问题, 在 AlN/YIG 体系中通过调控外加磁场使 YIG 的谐振频率与 AlN 相近, 实现强的磁子-声子耦合, 从

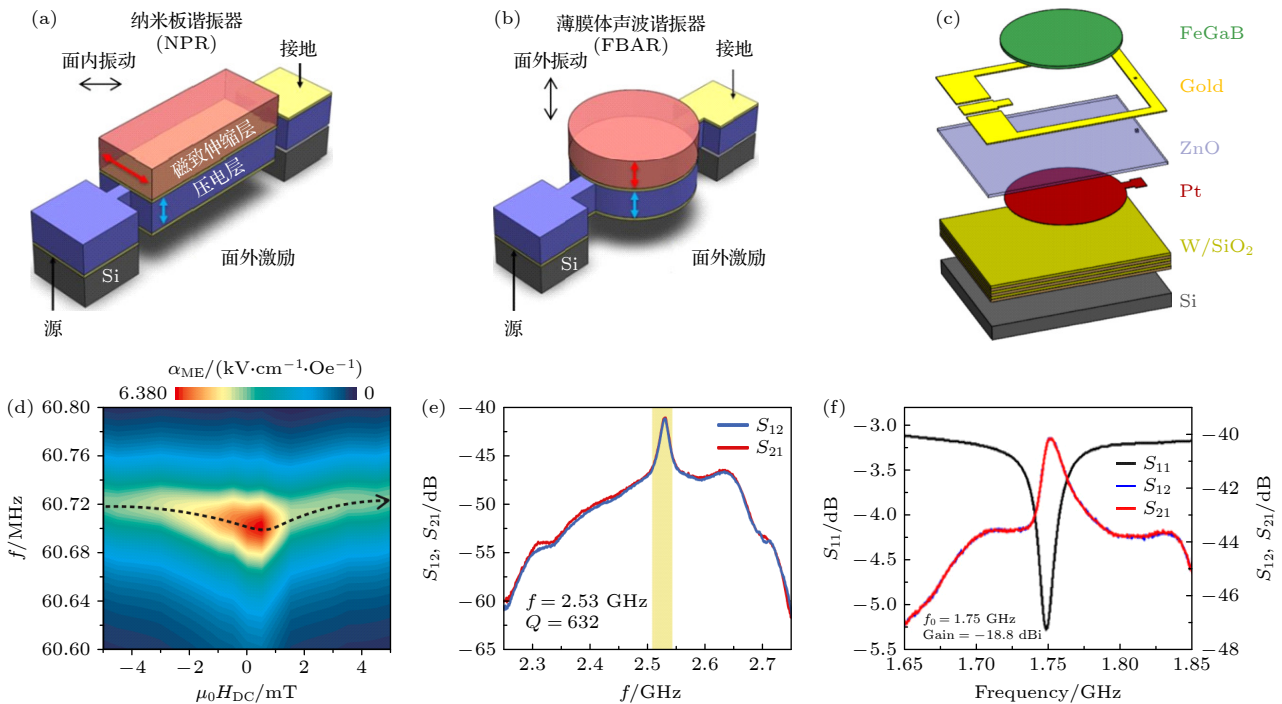


图 11 不同结构的磁电天线示意图, 包括 NPR (a), FBAR (b) 和 SMR (c); (d) NPR 结构磁电耦合系数随外加磁场的变化^[41]; (e) FBAR 天线的 S 参数^[41]; (f) SMR 天线的 S 参数^[42]

Fig. 11. Schematic diagram of magnetoelectric antennas with different structures, including NPR (a), FBAR (b), SMR (c); (d) variation of magnetoelectric coupling coefficient of NPR structure with applied magnetic field^[41]; (e) S parameters of FBAR antenna^[41]; (f) S parameters of SMR antenna^[42].

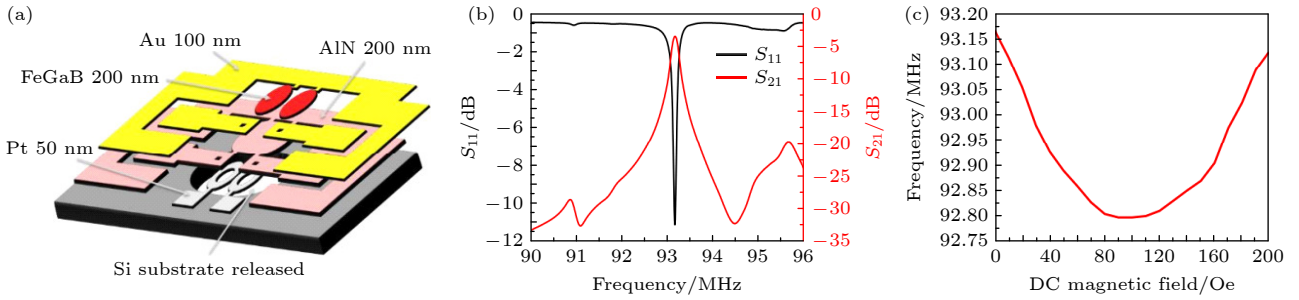


图 12 (a) 带有两个耦合的环形 FBAR 谐振器的磁电滤波器的原理图^[43]; (b) 零偏置场下磁电滤波器的 S 参数; (c) 谐振频率随外加直流磁场的函数变化

Fig. 12. (a) Schematic diagram of the structure of a magnetolectric filter with two coupled toroidal FBAR resonators^[43]; (b) S parameters of the magnetolectric filter in the zero-bias field; (c) resonant frequency as a function of the applied DC magnetic field.

而将辐射效率提高 100 倍, 并扩大了带宽^[121]. 由于磁电耦合系数与外加偏置磁场有关, 所以有些研究通过整合外加永磁体或者外加线圈的方式, 增大偏置磁场, 从而提高辐射效率^[122,123]. 受多输入多输出 (multiple-input multiple-output, MIMO) 天线的启发, 同样可以通过并联多个磁电天线实现天线阵列, 增强辐射场强度和辐射效率^[124]. 或者通过 MEMS 操作, 实现多个不同结构的谐振器并联, 实现多带宽^[125].

4.4 可调谐滤波器

滤波器广泛应用于电子系统中, 用来滤除不需要的信号. 在现代电子系统, 如可重构和多波段通信系统中理想的滤波器需要具备超宽带、磁场和电场可调谐的特点. 最近报道了一种基于具有轮廓传输模式的 MEMS 磁电谐振器的可调谐射频带通滤波器^[43], 结构如图 12 所示. 由磁致伸缩层 FeGaB 和压电层 AlN 的磁电异质结构组成的两个耦合环形谐振器之间的锁相, 使电场和磁场可调谐带通滤波器的演示成为可能. 由于 ΔE 效应改变了磁致伸缩材料在磁场下的弹性模量, 因此磁场作用下该磁电滤波器的中心频率会发生变化. 通过测量中心频率随外加磁场的变化, 实现了 $50 \text{ Hz}/\mu\text{T}$ 的频率可调性. 通过施加直流偏置电压, 提取了电场的频率可调性为 $2.3 \text{ kHz}/\text{V}$. 这种基于 MEMS 技术的可调谐射频带通滤波器, 结构紧凑小巧, 与半导体 CMOS 技术兼容.

5 总结与展望

综上所述, 磁声耦合领域正处于高速发展的阶段, 在过去短短的十多年时间里已经取得了一系列

开创性的突破, 本文综述了近十多年来该领域的重大进展. 尽管对于磁学领域的研究者, 声波还不是一种得到广泛使用的调控手段, 但是近年来的研究表明, 声波已经展示了其在磁学研究中的巨大潜力. 这些研究包括磁化动力学、磁阻尼因子、自旋泵浦、畴壁运动和斯格明子、磁化翻转等等, 其中许多主题仍是新兴的研究领域, 具有很大的应用潜力. 例如 SAW 辅助的 STT 翻转虽然模拟上已经预测了其可行性^[71,72], 但仍需实验实现. 另有模拟工作预测了应变媒介的 SOT 翻转^[126], 应变诱导的磁弹各向异性可以用来打破横向对称性, 从而实现无场的确定性磁化翻转. 此外声控磁性的研究领域还可以进一步扩大, 之前集中在铁磁性材料. 最近在二维磁体、反铁磁的研究中声波也展示了其独特优势. 在层间反铁磁排列的 CrCl_3 中, 报道了声波驱动的自旋波共振, 展示了具有低功耗优势的声波技术与范德瓦耳斯材料优异的机械性能之间的有效结合^[127]. 晶体反铁磁中的磁弹耦合现象也被观察到^[128,129], 因此可以期望在太赫兹频率下实现反铁磁的声学共振激发, 从而使用太赫兹声波进行太赫兹自旋泵浦^[130,131]. 除了磁性材料体系的拓宽, 磁声耦合的基础物理也值得探索, 包括强的磁子-声子耦合^[49,132]、杂化的磁声准粒子和凝聚态^[133]、磁性声学超材料和声子晶体中声波的传输特性^[134]等. 除了磁学相关的研究, 声波最近也被用于层状超导体 NbSe_2 中电荷密度波的调制^[135]以及量子信息处理中单电子的操控^[136], 表明声波为研究基础物理提供了一个全新且有趣的平台, 但超出了本综述的范畴.

磁声耦合的研究同时也催生出多种新型磁声器件, 具有很大的应用潜力. 在声学 and 射频领域,

磁性材料的集成使得用磁场来调控声波传输和器件参数成为可能, 这为声学器件的调控和性能提升提供了全新的思路, 比如磁传感器、磁电天线、可调谐滤波器等。目前基于 ΔE 效应的磁传感器能够实现 1 Hz 下 5.1 pT/Hz^{1/2} 的检测极限; 磁电天线低频下能够实现 120 m 的辐射距离, 高频下实现 2.53 GHz 的有效辐射; 可调谐滤波器实现了 5 MHz/Oe 的频率偏移。尽管目前开发了许多磁电器件, 但仍存在许多挑战和问题, 例如: 精确控制薄膜的生长, 包括它们的晶体取向、组成和原子结构; 畴结构和动态的翻转; 薄膜中磁电效应的尺寸效应; 磁电耦合的动态行为; 进一步了解磁电薄膜体系中不同的磁电耦合机理。从材料的角度来看, 具有高压电系数和低损耗的压电材料以及具有大磁致伸缩系数和小阻尼因子的磁性材料仍被需要来获得强的磁电耦合。磁声器件具有广阔的前景, 特别是近年来随着柔性可穿戴电子器件需求的激增, 柔性磁声器件逐渐成为研发重点。同时磁声耦合材料有望与现代微电子工艺结合, 发展小型化、阵列化的集成器件。总之磁声耦合领域有望取得进一步的重大突破, 我们希望本综述能进一步推动磁性材料与声波、自旋与晶格耦合的物理现象, 以及潜在的器件应用。

参考文献

- [1] Weiler M, Dreher L, Heeg C, Huebl H, Gross R, Brandt M S, Goennenwein S T B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 117601
- [2] Puebla J, Hwang Y, Maekawa S, Otani Y 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 220502
- [3] Yang W G, Schmidt H 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 021304
- [4] Palneedi H, Annareddy V, Priya S, Ryu J 2016 *Actuators* **5** 9
- [5] Huang M X, Hu W B, Zhang H W, Bai F M 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 223902
- [6] Küß M, Heigl M, Flacke L, Hefele A, Hörner A, Weiler M, Albrecht M, Wixforth A 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034046
- [7] Babu N K P, Trzaskowska A, Graczyk P, Centala G, Mieszczak S, Głowiński H, Zdunek M, Mielcarek S, Kłos J W 2021 *Nano Lett.* **21** 946
- [8] Kurimune Y, Matsuo M, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 217205
- [9] Jaris M, Yang W, Berk C, Schmidt H 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214421
- [10] Labanowski D, Bhallamudi V P, Guo Q, Purser C M, McCullian B A, Hammel P C, Salahuddin S 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat6574
- [11] Zhao C, Zhang Z, Li Y, Zhang W, Pearson J E, Divan R, Liu Q, Novosad V, Wang J, Hoffmann A 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014052
- [12] Casals B, Statuto N, Foerster M, Hernández-Minguez A, Cichler R, Manshausen P, Mandziak A, Aballe L, Hernández J M, Macià F 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 137202
- [13] Chen C, Han L, Liu P S, Zhang Y C, Liang S X, Zhou Y J, Zhu W X, Fu S L, Pan F, Song C 2023 *Adv. Mater.* **35** 2302454
- [14] Li W, Buford B, Jander A, Dhagat P 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 17E307
- [15] Thevenard L, Camara I S, Prieur J Y, Rovillain P, Lemaître A, Gourdon C, Duquesne J Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 140405(R)
- [16] Camara I S, Duquesne J Y, Lemaître A, Gourdon C, Thevenard L 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 014045
- [17] Cao Y, Bian X N, Yan Z, Xi L, Lei N, Qiao L, Si M S, Cao J W, Yang D Z, Xue D S 2021 *Appl. Phys. Lett.* **119** 012401
- [18] Al Misba W, Rajib M M, Bhattacharya D, Atulasimha J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 014088
- [19] Dean J, Bryan M T, Cooper J D, Virbule A, Cunningham J E, Hayward T J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 142405
- [20] Edrington W, Singh U, Dominguez M A, Alexander J R, Nepal R, Adenwalla S 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 052402
- [21] Shuai J, Hunt R G, Moore T A, Cunningham J E 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 014002
- [22] Yokouchi T, Sugimoto S, Rana B, Seki S, Ogawa N, Kasai S, Otani Y 2020 *Nat. Nanotechnol.* **15** 361
- [23] Chen R Y, Chen C, Han L, Liu P S, Su R X, Zhu W X, Zhou Y J, Pan F, Song C 2023 *Nat. Commun.* **14** 4427
- [24] Weiler M, Huebl H, Goerg F S, Czeschka F D, Gross R, Goennenwein S T B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 176601
- [25] Xu M, Puebla J, Auvray F, Rana B, Kondou K, Otani Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 180301(R)
- [26] Hwang Y, Puebla J, Xu M, Lagarrigue A, Kondou K, Otani Y 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 252404
- [27] Kobayashi D, Yoshikawa T, Matsuo M, Iguchi R, Maekawa S, Saitoh E, Nozaki Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077202
- [28] Huang M X, Hu W B, Zhang H W, Bai F M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 134401
- [29] Sasaki R, Nii Y, Iguchi Y, Onose Y 2017 *Phys. Rev. B* **95** 020407
- [30] Hernández-Minguez A, Macià F, Hernández J M, Herfort J, Santos P V 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 044018
- [31] Tateno S, Nozaki Y, Nozaki Y 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 034074
- [32] Xu M, Yamamoto K, Puebla J, Baumgaertl K, Rana B, Miura K, Takahashi H, Grundler D, Maekawa S, Otani Y 2020 *Sci. Adv.* **6** eabb1724
- [33] Kü M, Heigl M, Flacke L, Hörner A, Weiler M, Albrecht M, Wixforth A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 217203
- [34] Shah P J, Bas D A, Lisenkov I, Matyushov A, Sun N X, Page M R 2020 *Sci. Adv.* **6** eabc5648
- [35] Küß M, Heigl M, Flacke L, Hörner A, Weiler M, Wixforth A, Albrecht M 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 034060
- [36] Matsumoto H, Kawada T, Ishibashi M, Kawaguchi M, Hayashi M, 2022 *Appl. Phys. Express* **15** 063003
- [37] Küß M, Hassan M, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 024424
- [38] Küß M, Glamsch S, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *ACS Appl. Electron. Mater.* **5** 5103
- [39] Schell V, Müller C, Durdaut P, Kittmann A, Thormählen L, Lofink F, Meyners D, Höft M, McCord J, Quandt E 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 073503
- [40] Hu W B, Huang M X, Xie H P, Zhang H W, Bai F M 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 014010
- [41] Nan T X, Lin H, Gao Y, Matyushov A, Yu G L, Chen H H,

- Sun N, Wei S J, Wang Z G, Li M H, Wang X J, Belkessam A, Guo R D, Chen B, Zhou J, Qian Z Y, Hui Y, Rinaldi M, McConney M E, Howe B M, Hu Z Q, Jones J G, Brown G J, Sun N X 2017 *Nat. Commun.* **8** 296
- [42] Liang X, Chen H, Sun N, Gao Y, Lin H, Sun N X 2020 *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and North American Radio Science Meeting* Montréal, Québec, Canada, July 5–10, 2020 p661
- [43] Lin H, Nan T X, Qian Z, Gao Y, Hui Y, Wang X, Guo R, Belkessam A, Shi W, Rinaldi M, Sun N X 2016 *MTT-S International Microwave Symposium (IMS)* San Francisco, CA, May 22–27, 2016 p1
- [44] Hadj-Larbi F, Serhane R 2019 *Sensors Actuators A Phys.* **292** 169
- [45] Maekawa S, Tachiki M 1976 *AIP Conf. Proc.* **29** 542
- [46] Matsuo M, Ieda J, Harii K, Saitoh E, Maekawa S 2013 *Phys. Rev. B* **87** 180402
- [47] Sasaki R, Nii Y, Onose Y 2021 *Nat. Commun.* **12** 2559
- [48] Dreher L, Weiler M, Pernpeintner M, Huebl H, Gross R, Brandt M S, Goennenwein S T B 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134415
- [49] Puebla J, Hwang Y, Kondou K, Otani Y 2022 *Ann. Phys.* **534** 2100398
- [50] Berk C, Jaris M, Yang W, Dhuey S, Cabrini S, Schmidt H 2019 *Nat. Commun.* **10** 2652
- [51] An K, Litvinenko A N, Kohno R, Fuad A A, Naletov V V, Vila L, Ebels U, de Loubens G, Hurdequint H, Beaulieu N, Ben Youssef J, Vukadinovic N, Bauer G E W, Slavin A N, Tiberkevich V S, Klein O 2020 *Phys. Rev. B* **101** 060407
- [52] Matsuo M, Saitoh E, Maekawa S 2017 *J. Phys. Soc. Japan* **86** 011011
- [53] Kittel C 1958 *Phys. Rev.* **110** 836
- [54] Labanowski D, Jung A, Salahuddin S 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 102904
- [55] Arias R, Mills D L 1999 *Phys. Rev. B* **60** 7395
- [56] Counil G, Kim J Von, Devolder T, Chappert C, Shigeto K, Otani Y 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 5646
- [57] Bihler C, Schoch W, Limmer W, Goennenwein S T B, Brandt M S 2009 *Phys. Rev. B* **79** 045205
- [58] Jaeger J V, Scherbakov A V, Glavin B A, Salasyuk A S, Champion R P, Rushforth A W, Yakovlev D R, Akimov A V, Bayer M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020404
- [59] Scherbakov A V, Salasyuk A S, Akimov A V, Liu X, Bombeck M, Brueggemann C, Yakovlev D R, Sapega V F, Furdyna J K, Bayer M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 117204
- [60] Janusonis J, Chang C L, Jansma T, Gatilova A, Vlasov V S, Lomonosov A M, Temnov V V, Tobey R I 2016 *Phys. Rev. B* **94** 024415
- [61] Yang W-G, Schmidt H 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 212401
- [62] Mondal S, Abeed M A, Dutta K, De A, Sahoo S, Barman A, Bandyopadhyay S 2018 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **10** 43970
- [63] Armstrong M R, Reed E J, Kim K-Y, Glowonia J H, Howard W M, Piner E L, Roberts J C 2009 *Nat. Phys.* **5** 285
- [64] Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N 2001 *Phys. Rep.* **348** 441
- [65] Foerster M, Macià F, Statuto N, Finizio S, Hernández-Mínguez A, Lendínez S, Santos P V, Fontcuberta J, Hernández J M, Kläui M, Aballe L 2017 *Nat. Commun.* **8** 407
- [66] Davis S, Baruth A, Adenwalla S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 232507
- [67] Li P Q, Zhou W, Peng B, Zhang C, Zhu X F, Meng L, Zheng H 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 064003
- [68] Li W, Buford B, Jander A, Dhagat P 2014 *Phys. B Condens. Matter* **448** 151
- [69] Thevenard L, Camara I S, Majrab S, Bernard M, Rovillain P, Lemaître A, Gourdon C, Duquesne J-Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 134430
- [70] Nowak J J, Robertazzi R P, Sun J Z, Hu G, Park J-H, Lee J, Annunziata A J, Lauer G P, Kothandaraman R, O’ Sullivan E J, Trouilloud P L, Kim Y, Worledge D C 2016 *IEEE Magn. Lett.* **7** 1
- [71] Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 232401
- [72] Roe A, Bhattacharya D, Atulasimha J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 112405
- [73] Yang H F, Garcia-Sanchez F, Hu X K, Sievers S, Bohnert T, Costa J D, Tarequzzaman M, Ferreira R, Bieler M, Schumacher H W 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 072403
- [74] Zhang D L, Zhu J, Qu T, Lattery D M, Victora R H, Wang X, Wang J P 2020 *Sci. Adv.* **6** eabb4607
- [75] Ramaswamy R, Lee J M, Cai K, Yang H 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031107
- [76] Allwood D A, Xiong G, Faulkner C C, Atkinson D, Petit D, Cowburn R P 2005 *Science* **309** 1688
- [77] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [78] Hayashi M, Thomas L, Rettner C, Moriya R, Bazaliy Y B, Parkin S S P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 037204
- [79] Meier G, Bolte M, Eiselt R, Krueger B, Kim D-H, Fischer P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 187202
- [80] Mihai Miron I, Moore T, Szabolcs H, Buda-Prejbeanu L D, Auffret S, Rodmacq B, Pizzini S, Vogel J, Bonfim M, Schuhl A, Gaudin G 2011 *Nat. Mater.* **10** 419
- [81] Bryan M T, Dean J, Allwood D A 2012 *Phys. Rev. B* **85** 144411
- [82] Wei Y, Li X, Gao R, Wu H, Wang X, Zeng Z, Wang J, Liu Q 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **502** 166546
- [83] Castilla D, Yanes R, Sinusía M, Fuentes G, Grandal J, Maicas M, Álvarez-Arenas T E G, Muñoz M, Torres L, López L, Prieto J L 2020 *Sci. Rep.* **10** 9413
- [84] Chen C, Fu S, Han L, Su R, Liu P, Chen R, Zhu W, Liao L, Pan F, Song C 2022 *Adv. Electron. Mater.* **8** 2200593
- [85] Fert A, Reyren N, Cros V, 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031
- [86] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [87] Kang W, Huang Y Q, Zheng C T, Lv W F, Lei N, Zhang Y G, Zhang X C, Zhou Y, Zhao W S 2016 *Sci. Rep.* **6** 23164
- [88] Zhang X C, Ezawa M, Zhou Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9400
- [89] Kruchkov A J, White J S, Bartkowiak M, Zivkovic I, Magrez A, Ronnow H M 2018 *Sci. Rep.* **8** 10466
- [90] Wang Y D, Wang L, Xia J, Lai Z X, Tian G, Zhang X C, Hou Z P, Gao X S, Mi W B, Feng C, Zeng M, Zhou G F, Yu G H, Wu G H, Zhou Y, Wang W H, Zhang X X, Liu J M 2020 *Nat. Commun.* **11** 3577
- [91] Wang Z D, Guo M H, Zhou H A, Zhao L, Xu T, Tomasello R, Bai H, Dong Y Q, Je S G, Chao W L, Han H-S, Lee S, Lee K S, Yao Y Y, Han W, Song C, Wu H Q, Carpentieri M, Finocchio G, Im M Y, Lin S Z, Jiang W J 2020 *Nat. Electron.* **3** 672
- [92] Yang W G, Jaris M, Berk C, Schmidt H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 104434
- [93] Matsuda O, Tsutsui K, Vaudel G, Pezeril T, Fujita K, Gusev V 2020 *Phys. Rev. B* **101** 224307
- [94] Chen C, Wei D, Sun L, Lei N 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 203904

- [95] Ando K, Takahashi S, Ieda J, Kajiwara Y, Nakayama H, Yoshino T, Harii K, Fujikawa Y, Matsuo M, Maekawa S, Saitoh E 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 103913
- [96] Kamra A, Keshtgar H, Yan P, Bauer G E W 2015 *Phys. Rev. B* **91** 104409
- [97] Puebla J, Xu M, Rana B, Yamamoto K, Maekawa S, Otani Y 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 264002
- [98] Uchida K, Adachi H, An T, Nakayama H, Toda M, Hillebrands B, Maekawa S, Saitoh E 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 053903
- [99] Hwang Y, Puebla J, Kondou K, Gonzalez-Ballester C, Isshiki H, Muñoz C S, Liao L, Chen F, Luo W, Maekawa S, Otani Y 2023 *Phys. Rev. Lett.* **132** 056704
- [100] Kawada T, Kawaguchi M, Funato T, Kohno H, Hayashi M 2021 *Sci. Adv.* **7** eabd9697
- [101] Verba R, Lisenkov I, Krivorotov I, Tiberkevich V, Slavin A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 064014
- [102] Verba R, Tiberkevich V, Slavin A 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054061
- [103] Küß M, Hassan M, Kunz Y, Hörner A, Weiler M, Albrecht M 2023 *Phys. Rev. B* **107** 214412
- [104] Nembach H T, Shaw J M, Weiler M, Jue E, Silva T J 2015 *Nat. Phys.* **11** 825
- [105] Ishii Y, Sasaki R, Nii Y, Ito T, Onose Y 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 034034
- [106] Wang Y, Li J, Viehland D 2014 *Mater. Today* **17** 269
- [107] Smole P, Ruile W, Korden C, Ludwig A, Quandt E, Krassnitzer S, Pongratz P 2003 *Proc. Annu. IEEE Int. Freq. Control Symp.* Tampa, FL, May 5–8, 2003 p903
- [108] Kittmann A, Durdaut P, Zabel S, Reermann J, Schmalz J, Spetzler B, Meyners D, Sun N X, McCord J, Gerken M, Schmidt G, Höft M, Knöchel R, Faupel F, Quandt E 2018 *Sci. Rep.* **8** 278
- [109] Wang S, Li R, Han Y, Yao M 2021 *Cross Strait Radio Science and Wireless Technology Conference (CSRSWTC)* Shenzhen, China, October 11–13, 2021 p115
- [110] Pfeiffer C 2017 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **65** 1642
- [111] Zhang Y P, Guo L H, Sun M 2006 *IEEE Electron Device Lett.* **27** 374
- [112] Le G, Wagner S, Pham C, Gomez-Diaz J S, Pham A V 2018 *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting* Boston, MA, USA, 2018 pp307–308
- [113] Hui X, Shang F 2020 *China Microwave Week International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology* Shanghai, China, September 20–23, 2020 p5
- [114] Dong Y, Itoh T 2012 *Proc. IEEE* **100** 2271
- [115] Ziolkowski R W, Jin P, Lin C C 2011 *Proc. IEEE* **99** 1720
- [116] Luo Y, Kikuta K, Han Z, Takahashi T, Hirose A, Toshiyoshi H 2016 *IEEE Electron Device Lett.* **37** 920
- [117] Iyer V, Makarov S N, Harty D D, Nekoogar F, Ludwig R 2010 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **58** 18
- [118] Lee M, Kramer B A, Chen C C, Volakis J L 2007 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **55** 2671
- [119] Chu L J 1948 *J. Appl. Phys.* **19** 1163
- [120] Chen H H, Liang X F, Dong C Z, He Y F, Sun N, Zaicimbashi M, He Y X, Gao Y, Parimi P V, Lin H, Sun N X 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 170501
- [121] Ji Y H, Zhang C Y, Nan T X 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 064050
- [122] Xiao N, Wang Y, Chen L, Wang G, Wen Y, Li P 2022 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **22** 34
- [123] Niu Y, Ren H 2022 *IEEE Sens. J.* **22** 14008
- [124] Dong C, He Y, Jeong M G, Watson W, Sanghadasa M, Sun N X 2022 *IEEE International Symposium on Phased Array Systems & Technology* Waltham, Massachusetts, USA, October 11–14, 2022 p1
- [125] Yun X F, Lin W K, Hu R, Liu Y Z, Wang X Y, Yu G H, Zeng Z M, Zhang X P, Zhang B S 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 033501
- [126] Wang Q, Domann J, Yu G, Barra A, Wang K L, Carman G P 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 034052
- [127] Lyons T P, Puebla J, Yamamoto K, Deacon R S, Hwang Y, Ishibashi K, Maekawa S, Otani Y 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 196701
- [128] Oh J, Le M D, Nahm H-H, Sim H, Jeong J, Perring T G, Woo H, Nakajima K, Ohira-Kawamura S, Yamani Z, Yoshida Y, Eisaki H, Cheong S-W, Chernyshev A L, Park J-G 2016 *Nat. Commun.* **7** 13146
- [129] Valiska M, Saito H, Yanagisawa T, Tabata C, Amitsuka H, Uhlirva K, Prokleska J, Proschek P, Valenta J, Misek M, Gorbunov I D, Wosnitza J, Sechovsky V 2018 *Phys. Rev. B* **98** 174439
- [130] Li J, Wilson C B, Cheng R, Lohmann M, Kavand M, Yuan W, Aldosary M, Agladze N, Wei P, Sherwin M S, Shi J 2020 *Nature* **578** 70
- [131] Vaidya P, Morley S A, van Tol J, Liu Y, Cheng R, Brataas A, Lederman D, del Barco E 2020 *Science* **368** 160
- [132] Haroche S, Kleppner D 1989 *Phys. Today* **42** 24
- [133] Bozhko D A, Clausen P, Melkov G A, L'vov V S, Pomyalov A, Vasyuchka V I, Chumak A V, Hillebrands B, Serga A A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 237201
- [134] Liao L, Puebla J, Yamamoto K, Kim J, Maekawa S, Hwang Y, Ba Y, Otani Y 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 176701
- [135] Yokoi M, Fujiwara S, Kawamura T, Arakawa T, Aoyama K, Fukuyama H, Kobayashi K, Niimi Y 2020 *Sci. Adv.* **6** eaba1377
- [136] Wang J, Ota S, Edlbauer H, Jadot B, Mortemousque P A, Richard A, Okazaki Y, Nakamura S, Ludwig A, Wieck A D, Urdampilleta M, Meunier T, Kodera T, Kaneko N H, Takada S, Bäuerle C 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031035

SPECIAL TOPIC—Two-dimensional magnetism and topological spin physics

Magneto-acoustic coupling: Physics, materials, and devices*Chen Chong Ma Ming-Yuan Pan Feng Song Cheng[†]

(Key Laboratory of Advanced Materials (MOE), School of Materials Science and Engineering,
Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 4 December 2023; revised manuscript received 1 January 2024)

Abstract

Acoustic wave in solid has two modes of propagation: the bulk acoustic wave (BAW), which propagates inside solid in the form of longitudinal or transverse wave, and the surface acoustic wave (SAW), which is generated on the surface of solid and propagates along the surface. In acoustic radio frequency (RF) technologies acoustic waves are used to intercept and process RF signals, which are typified by the rapidly developing RF filter technology. Acoustic filter has the advantages of small size, low cost, steady performance and simple fabrication, and is widely used in mobile communication and other fields. Due to the mature fabrication process and well-defined resonance frequency of acoustic device, acoustic wave has become an extremely intriguing way to manipulate magnetism and spin current, with the goal of pursuing miniaturized, ultra-fast, and energy-efficient spintronic device applications. The integration of magnetic materials into acoustic RF device also provides a new way of thinking about the methods of acoustic device modulation and performance enhancement. This review first summarizes various physical mechanisms of magneto-acoustic coupling, and then based on these mechanisms, a variety of magnetic and spin phenomena such as acoustically controlled magnetization dynamics, magnetization switching, magnetic domain wall and magnetic skyrmions generation and motion, and spin current generation are systematically introduced. In addition, the research progress of magnetic control of acoustic wave, the inverse process of acoustic control of magnetism, is discussed, including the magnetic modulation of acoustic wave parameters and nonreciprocal propagation of acoustic waves, as well as new magneto-acoustic devices developed based on this, such as SAW-based magnetic field sensors, magneto-electric antennas, and tunable filters. Finally, the possible research objectives and applications of magneto-acoustic coupling in the future are prospected. In summary, the field of magneto-acoustic coupling is still in a stage of rapid development, and a series of groundbreaking breakthroughs has been made in the last decades, and the major advances are summarized in this field. The field of magneto-acoustic coupling is expected to make further significant breakthroughs, and we hope that this review will further promote the researches of physical phenomena of the coupling between magnetism and acoustic wave, spin and lattice, and potential device applications as well.

Keywords: magneto-elastic coupling, acoustic control of magnetism, magnetic control of acoustic wave, magneto-acoustic device

PACS: 85.70.Ec, 85.75.-d, 75.80.+q, 75.85.+t

DOI: [10.7498/aps.73.20231908](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231908)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1402603), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52225106, 12241404), and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. JQ20010).

† Corresponding author. E-mail: songcheng@mail.tsinghua.edu.cn



磁声耦合：物理、材料与器件

陈崇 马铭远 潘峰 宋成

Magneto–acoustic coupling: Physics, materials, and devices

Chen Chong Ma Ming-Yuan Pan Feng Song Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 058502 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231908

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231908>

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

磁性斯格明子晶格的磁弹现象与机理

Magnetoelastic phenomena and mechanisms of magnetic skyrmion crystal

物理学报. 2018, 67(13): 136201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180251>

磁流体管内“泡对”在磁声复合场中的振荡行为

Oscillation behavior of bubble pair in magnetic fluid tube under magneto–acoustic complex field

物理学报. 2022, 71(8): 084302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212150>

有限长管内包膜微泡在磁–声复合场作用下的振动行为

Vibrational behavior of coated microbubble in finite tube under magneto–acoustic composite field

物理学报. 2021, 70(21): 214303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210559>

基于力磁耦合效应的铁磁材料修正磁化模型

A modified model of magneto–mechanical effect on magnetization in ferromagnetic materials

物理学报. 2019, 68(18): 187501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190765>

磁记忆检测的力磁耦合型磁偶极子理论及解析解

Analytical solution of magneto–mechanical magnetic dipole model for metal magnetic memory method

物理学报. 2021, 70(3): 034101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200937>

多层膜结构载磁微泡声散射特性

Acoustic scattering properties of multilayer membrane structured magnetic microbubbles

物理学报. 2022, 71(18): 184302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220847>