

特约专栏

自旋波电子学研究进展

盛路通¹, 陈济雷^{1,2}, 于海明¹

(1. 北京航空航天大学集成电路科学与工程学院, 北京 100191)

(2. 南方科技大学 深圳量子科学与工程研究院, 广东 深圳 518055)

摘 要: 近年来, 传统的半导体工艺遭遇瓶颈, 摩尔定律逐渐失效, 亟需寻找下一代新型电子元器件。伴随着自旋波电子学的蓬勃发展, 电子自旋作为一种信息传输的媒介引起了人们的广泛关注。自旋波是电子自旋的集体进动模式, 是磁振子的宏观体现。自旋波电子学旨在利用自旋波的特性实现低功耗的信息器件制备, 为下一代电子元器件的发展和应用提供可靠的理论基础和技术路线。自旋波电子学包含十分丰富的物理学知识和现象, 自旋波本身可以被限制和引导, 也可以被放大。根据激发方式的不同, 自旋波也可以产生不同程度的相干性。聚焦于相干自旋波, 着重介绍了自旋波电子学近年来的研究进展, 包括磁振子晶体、自旋波与电流的相互转换、交换自旋波的激发和探测、基于自旋波的多体系耦合和基于自旋波的逻辑计算器件等, 并对自旋波电子学的发展方向做出了展望。

关键词: 自旋波电子学; 自旋波; 磁振子; 逻辑器件; 磁振子晶体

中图分类号: O469 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2021)12-0939-09

Recent Development of Magnon Spintronics

SHENG Lutong¹, CHEN Jilei^{1,2}, YU Haiming¹

(1. School of Integrated Circuit Science and Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(2. Shenzhen Institute for Quantum Science and Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China)

Abstract: In recent years, the traditional semiconductor technology has encountered bottlenecks, and the rate of Moore's Law has slowed down. It is urgent for people to find the next generation of new electronic components. With the vigorous development of spintronics, electron spin has attracted extensive attention as a medium for information transmission. In the field of spintronics, spin waves, as collective precessions of electron spins, show many advantages beyond electronic devices. Magnonics aims to use the characteristics of spin waves to realize the fabrication of low-power computing devices, providing a reliable theoretical basis and technical route for the development and application of next-generation electronic components. The physics of spin waves is very rich, for example, spin waves can be confined and guided, and they can also be amplified. Spin waves may be generated with variable degrees of coherency, depending on the excitation methods. This article mainly focuses on coherent spin waves, and we review the recent research progress of spin waves, including magnonic crystals, the conversion of spin waves and currents, the excitation and detection of the exchange spin waves, the coupled systems based on the spin waves, spin-wave logic devices. And the development direction of spin wave electronics is also prospected.

Key words: magnon spintronics; spin waves; magnons; logic devices; magnonic crystals

1 前 言

在过去的几十年, 人们利用电子的电荷特性, 发明了半导体晶体管, 开辟了半导体电子学, 随着工业化不断进展, 半导体器件行业发展十分迅速, 极大地推进了人类社会工业化的发展, 奠定了现代社会信息化的基础。

自旋作为电子的另一内禀属性, 同样可以被用来作为数据存储和运算的媒介。自旋波电子学, 又被称作磁振子学, 主要研究磁性材料中电子自旋的集体进动行

收稿日期: 2021-06-25 修回日期: 2021-10-27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11674020, U1801661)

第一作者: 盛路通, 男, 1996 年生, 博士研究生

通讯作者: 陈济雷, 男, 1991 年生, 助理研究员,

Email: chenjl6@sustech.edu.cn

于海明, 男, 1983 年生, 教授, 博士生导师,

Email: haiming.yu@buaa.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202106023

为^[1-12], 目前主流的研究聚焦于自旋波的新奇物理现象和基于自旋波特性的新型器件^[13-24]。1930 年, 布洛赫预测了磁性材料体系中自旋波的存在^[25]。所谓自旋波, 即局部磁有序的微扰可以在磁性材料中以波的形式传播。人们发现与传统的基于电子电荷的互补金属氧化物半导体(CMOS)器件相比, 自旋波作为信息的载体有着诸多优势, 例如其波长较短, 可以达到纳米级别, 频率范围在 GHz 至 THz 之间, 有更高的器件集成度, 而且由于自旋波传播过程中没有电子的移动, 故在信息的传输过程中可以避免焦耳热耗散。目前在实验上激发相干自旋波较为常用的是感应微波技术, 该方式是通过在微波天线中施加一个交变的电流来感生一个交变的奥斯特磁场, 从而驱使磁性材料中自旋的进动, 该方法可以激发具有特定频率、波长和相位的自旋波。除此之外, 热平衡状态下热激发自旋波也可以被观测到, 该方式激发的自旋流没有相位信息, 以耗散的方式在材料中传播, 利用布里渊光散射技术、逆自旋霍尔效应等测试手段也证明了该种方式激发的自旋流可以实现长距离传播。

基于自旋波作为信息载体的优势, 一系列自旋器件已经在实验上被实现, 例如磁晶体管^[26]、自旋二极管^[27]和自旋阀^[28]等, 目前比较成熟的基于自旋轨道矩和自旋转移矩的非易失性磁性存储器已经被广泛应用于市面上的设备当中。基于自旋波的存储/逻辑器件有望成为“后摩尔时代”的新型存储/运算器件。

本文将基于自旋波的特性, 介绍自旋波电子学的发展, 包括自旋流和电流的相互转换、磁振子晶体的特性和应用以及基于自旋波的逻辑器件等。

2 自旋波电子学中常用的材料体系

自旋波的激发通常是在磁性薄膜中, 其在磁性材料中传输时由于磁振子的散射能量会逐渐衰减, 因此自旋波传输的速度以及传输的距离和磁性材料的阻尼值有着十分紧密的联系。目前常用的磁性材料有坡莫合金多晶金属(Permalloy)薄膜^[29], 其有着相对较低的阻尼值以及易于微纳加工的特性; 赫斯勒合金以及 CoFeB^[30]等磁性材料也被人们当作研究自旋波的良好载体; 除此之外, 一系列含有其他稀土元素(Tm, Tb, Dy, Ho, Er)的石榴石也因其独特的物理特性和极低的阻尼值对自旋波的研究有着重要的意义。由于石榴石材料是绝缘的, 没有传导电子, 大大减少了磁子和电子的散射作用, 与此同时其具有较低的自旋轨道耦合, 两者共同导致了稀土石榴石材料具有超低的阻尼值。其中又以亚铁磁材料钇铁石榴石(YIG)薄膜^[31, 32]的阻尼值最小, 其在实验上可以达到 10^{-5} 的量级, 对于研究自旋波的传输特性十分有利; 具有面外垂

直各向异性的磁性材料对于一些特殊磁畴结构的研究具有独特的优势, 然而想在 YIG 材料中平衡阻尼值和垂直各向异性却十分困难。但是, 在一些包含其他稀土元素(比如铽)的石榴石材料中, 样品表现出优异的垂直磁各向异性, 同时又具有较低的阻尼值。近期, 在铽铁石榴石上, 人们发现了前向体自旋波的面内各向同性传输, 并且在低场时, 自旋波的传输被磁畴结构所阻断^[33]。多样化的磁性材料给自旋波电子学的发展提供了一个广阔的平台。

3 自旋波的特性与色散关系

自旋波的特性可以根据其不同的耦合相互作用大体分为两类: 耦合强度强但短距离的交换相互作用和相对较弱的长程偶极-偶极相互作用。波长较短(纳米级别)的自旋波主要由交换相互作用主导, 因此又叫交换自旋波。相对的, 波长较长(微米级别)的自旋波被称为偶极自旋波或者静磁波。人们根据自旋波波矢的方向和饱和磁化强度方向的不同配置, 将静磁波分为 3 类^[34]: 当磁化方向在面内但与自旋波波矢垂直时, 被称为表面自旋波或者 Damon-Eshbach(由 Damon 和 Eshbach 在 1981 年命名)自旋波; 当磁化方向在面内且与自旋波波矢平行时, 叫做后向体自旋波; 当磁化方向沿面外且垂直于自旋波波矢时, 被称为前向体自旋波。这 3 种不同类型的自旋波的色散关系如式(1)~式(3)所示:

$$\omega_{\text{表面自旋波}}^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4}(1 - e^{-2kd}) \quad (1)$$

$$\omega_{\text{后向体自旋波}}^2 = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right) \quad (2)$$

$$\omega_{\text{前向体自旋波}}^2 = \omega_0 \left(\omega_0 + \omega_M \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right) \quad (3)$$

其中, $\omega_H = -\gamma\mu_0 H$, $\omega_M = -\gamma\mu_0 M_S$, $\omega_0 = -\gamma\mu_0(H - M_S)$, H 是外加磁场, M_S 是饱和磁化强度, k 是波矢, d 是样品厚度。当波矢的值大到一定程度时, 交换相互作用逐渐成为主导, 而偶极相互作用可以被忽略, 此时自旋波的色散关系如式(4):

$$\omega^2 = (\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2)(\omega_H + \omega_M(\lambda_{\text{ex}} k^2 + \sin^2 \theta)) \quad (4)$$

其中 λ_{ex} 是交换相互作用常数, θ 是自旋波运动方向和外加磁场的夹角。可以发现当波矢足够大时, 交换作用成为主导, 自旋波的频率正比于 k^2 。

此前大部分基于自旋器件的研究集中在偶极自旋波上, 因为其对于器件尺寸的要求较低, 可以较为容易地被激发和探测。随着微纳加工工艺的发展, 纳米级别的器件加工得以实现, 交换自旋波的研究引发了人们的兴趣。和偶极自旋波相比, 短波长自旋波具有纳米级别的波长和更快的传播速度, 对于信息传输和器件应用有着更为重要的意义。

4 磁振子晶体

大概 40 前, 人们就提出了周期性调控铁磁性材料的概念^[35]。与此同时, 光学领域在此方向发展迅速, 聚焦于光子在周期性结构中传播的光子晶体得以实现。类比于光子晶体的概念, 磁振子晶体的概念在 2001 年被提出, 磁振子晶体即具有周期性横向变化特性的人造磁介质^[36]。自旋波的传播会受到很多因素的影响, 比如磁性薄膜材料的厚度、自旋波波导的宽度、磁性材料的饱和磁化强度等。因此, 具有周期性特性变化的人造磁振子晶体为自旋波动力学研究提供了十分合适的平台。

当制备磁振子晶体时, 在磁性材料上刻蚀一系列周期性的凹槽是较为常用的方法。图 1a 中所示的结构是较为常规的磁振子晶体器件^[37, 38], 由于其特殊的几何结构会阻断自旋波的传输, 自旋波在磁振子晶体中的传输和在传统的磁性薄膜中有着很大的不同。其中较为常见的现象有“带隙”, 如图 1b 所示, 在频谱信号中, 与普通的磁性薄膜相比, 自旋波在磁振子晶体中的传播有着明显的阻隔现象, 在特定的频率范围内, 信号被完全阻隔。并且研究发现, 信号阻隔的频率范围可以通过改变凹槽的深度和数量来进行调制。传统的“凹槽型”磁振子晶体

的刻蚀深度往往是有限的, 近期有工作介绍了一种凹槽完全贯穿整个磁性薄膜的磁振子晶体, 并在该结构上实现了低耗散的自旋波传输^[38]。除了刻蚀凹槽, 在磁性材料上加工周期性的条纹结构也是一种常用的方法。和刻蚀相比, 直接制备周期性条纹结构的工艺更简单、更易实现。而且有趣的是, 自旋波在其上的色散关系有着显著的非互易性, 而在“凹槽型”磁振子晶体中的色散关系是对称的。

除此之外, 还有一些非常规的磁振子晶体也在吸引着人们的注意。比如动态磁振子晶体, 这种磁振子晶体的特性可以在比自旋波弛豫时间更短的时间尺度上发生变化, 从而实现自旋波在特定频率单位内的“通断”的调制^[39]。可重构的磁振子晶体也在实验上得到实现, 和传统的磁振子晶体依赖空间上的周期性结构不同, 研究人员利用激光在磁性材料中生成周期性的热岛, 从而实现周期性调制磁性材料性质的目的^[40]。

磁振子晶体方向的研究推动了人们对自旋波在复杂结构化磁性薄膜中传播的物理机制的理解和研究。

5 自旋流和电流的相互转换

从自旋器件在传统的电子线路中的应用角度出发, 如何将自旋流和电流关联在一起十分重要。首先对于一个交变的电流, 很显然可以通过其产生的交变奥斯特场在磁性材料中施加一个微扰从而激发自旋波, 但当施加一个直流电流, 情况就会变得相对复杂。1996 年, Slonczewski^[41]和 Berger^[42]在理论上预测了多层膜体系中自旋转移矩的存在, 即当一股电流流过一个铁磁层(参考层)时, 会获得与该层自旋极化相同的自旋角动量, 随后当自旋极化电流流入另一铁磁层时, 会使该层的磁化方向向参考层的磁化方向靠齐。在这两层铁磁层中间往往还会有一层顺磁材料(隔离层)来隔开两层铁磁材料。自旋转移矩常用来翻转磁性材料中的磁化方向或者激发磁矩进动。较为常见的应用有自旋力矩纳米振荡器, 其可在实验上实现磁阻尼的调控以及纳米磁体中的磁化翻转, 人们也在实验上实现了通过自旋力矩纳米振荡器来激发自旋波并且传播距离可以达到几个微米。

除了自旋转移矩, 自旋霍尔效应是另一种产生自旋极化电流的途径。自旋霍尔效应一般基于具有强自旋轨道耦合的非磁性重金属层(例如 Pt 和 Ta), 如图 2a 所示^[43], 当在该层注入电流时, 自旋极性相反的电子会往相反的方向偏移, 从而产生一个垂直于该平面的自旋流。所以当磁性层与其相邻时, 该自旋流会穿过两层的界面给磁性层施加一个自旋转移矩从而影响磁性层中的磁矩行为。值得注意的是, 自旋霍尔效应产生的自旋转

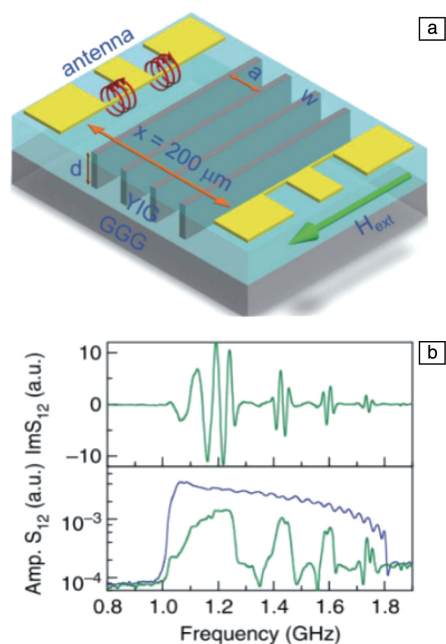


图 1 “凹槽型”磁振子晶体的器件示意图(a), 常规磁性薄膜(绿线)和不同凹槽深度的磁振子晶体的后向体静磁波的传输特性(b)^[38]

Fig. 1 Schematic of the broadband spin-wave spectroscopy measurement geometry (a), backward-volume magnetostatic wave propagation characteristics of conventional magnetic thin film (green line) and magnonic crystals with different groove depths (b)^[38]

移矩在相邻磁性层中能够影响更大的面积,因此可以通过调整产生自旋转移矩的方向来实现磁性阻尼的补偿从而达到自旋波放大器的效果。近期,人们也发现除了非磁性重金属外,一种非线性反铁磁材料 Mn_3Sn 有着更为丰富的自旋霍尔性质,其和 Ta 相比有着更大的自旋霍尔角,不仅可以产生面外垂直极化的自旋流还可以调控自旋霍尔角的正负^[44]。

电流可以通过自旋霍尔效应产生自旋流,同样的,人们发现通过自旋泵浦效应和逆自旋霍尔效应,自旋流也可以转换为电流。当磁性材料中给的磁矩产生进动时,会与其相邻的非磁性重金属层中注入自旋流,这一过程表现为磁性材料的阻尼值增加。图 2b 展示了自旋流转换为电流的过程,当自旋流进入金属层,由于强自旋轨道耦合的作用,自旋流会转换为电流并在垂直于磁矩磁化的方向上累积电压。可以表示为式(5):

$$E_{\text{ISHE}} = D_{\text{ISHE}} J_s \times \alpha \quad (5)$$

其中, E_{ISHE} 为积累电压, D_{ISHE} 是自旋霍尔系数, J_s 为自旋流, α 为自旋极化矢量。

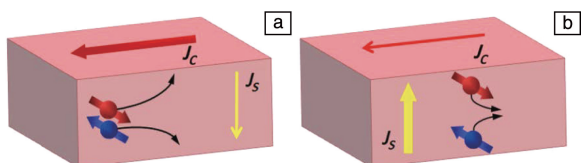


图 2 自旋霍尔效应(a)和逆自旋霍尔效应示意图(b) (J_c 为电流, J_s 为自旋流)^[43]

Fig. 2 Schematic diagram of spin Hall effect (a) and inverse spin Hall effect (b) (J_c is current, J_s is spin flow)^[43]

基于自旋泵浦和逆自旋霍尔效应,人们可以研究磁性绝缘体材料(例如 YIG)中的磁矩进动。目前大部分研究都基于 YIG/Pt 的双层结构, Pt 的厚度以及 Pt/YIG 的界面都对(逆)自旋霍尔效应的强弱有着显著的影响^[44-46]。目前,实验上已经成功通过逆自旋霍尔效应探测到了传输的自旋波。2015 年, Cornelissen 等^[47]实现了完全通过电学来激发和探测非相干自旋流。通过自旋霍尔效应注入自旋流,同时在另一端通过逆自旋霍尔效应探测电压信号,该工作给基于 YIG/Pt 双层结构的非局域全电学自旋器件的开发提供了可能性。在相干自旋波的直流探测上,也有着诸多的成果和进展。Cheng 等^[48]首次在实验上观测到非局域的均匀铁磁共振模式自旋泵浦,他们使用如图 3 所示的器件来实现传输自旋波的直流探测,通过往天线中注入微波信号来产生交变的奥斯特场,从而激发 YIG 的铁磁共振,由于自旋泵浦效应 YIG 薄膜在相距一定距离的另一侧 Pt 条注入自旋流,通过逆自旋霍尔效应探测到电压信号^[49]。除了简单的单层薄膜的铁

磁共振之外,人们还观测到了双层磁性层(YIG/Py)中磁振子与磁振子间强耦合形成的相干自旋泵浦^[50]和磁振子与声子耦合效应对自选泵浦效率的提升^[51];近期, Wang 等^[52]也在实验上观测到 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用对易轴反铁磁共振的自选泵浦效率的增强效应。

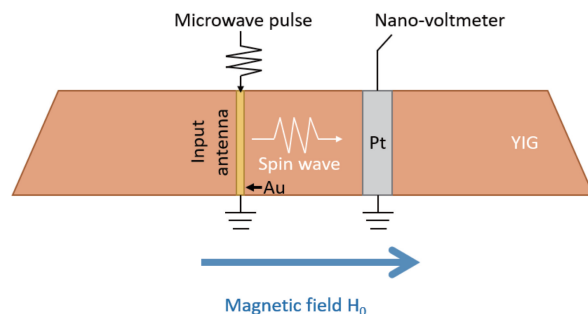


图 3 传播自旋波的逆自旋霍尔效应的实验装置示意图^[48]

Fig. 3 Schematic diagram of an experimental setup for the inverse spin Hall effect (ISHE) of propagating spin waves^[48]

6 短波长自旋波的激发与探测

作为自旋波电子学领域当前的研究重点,短波长自旋波,尤其是波长小于 100 nm 的交换自旋波的激发与探测吸引着自旋波领域研究人员的目光。相对于长波长自旋波,交换自旋波的频率与其波矢的平方呈正比关系,其微分为自旋波的群速度,因此短波长自旋波速度更快、频率更高,更加适合信息处理速度更快的微纳自旋电子器件。

6.1 磁结构激发短波长自旋波

2016 年, Wintz 等^[15]提到,如何在纳米尺寸的磁性薄膜材料中激发超短波长自旋波是一个巨大的挑战。在该文章当中,自旋波可以在铁磁双层膜中被激发。由于层间反铁磁耦合作用,铁磁双层膜可以形成磁涡旋,在微波的激发下,磁涡旋可以向外扩散短波长自旋波,并且该自旋波的波长最小可达 125 nm。该工作的一个受限之处是其中的双层铁磁薄膜的尺寸只有 5 μm ,自旋波被限制在了该双层铁磁薄膜中不能传播出去。2019 年,该课题组^[53]在前期工作的基础上证明了利用磁涡旋可以激发波长低至 80 nm 的自旋波,这达到了交换自旋波的波长范围,并且可以利用 X 射线显微技术直接观测该自旋波的传播。

2020 年, Chang 等^[54]发现利用在铁磁薄膜材料上制备铁磁纳米点,可以诱导出磁涡旋-反磁涡旋的混合结构,其产生的偶极和交换场会在铁磁薄膜中产生磁畴壁。通过微波激发磁涡旋-反磁涡旋结构,会在磁畴壁中观测到短波长自旋波。在该工作中,作者利用布里渊光散射技术在磁畴壁中观测到了波长低至 80 nm 的短波长自旋

波。由于磁畴壁的宽度可低至纳米级别，因此实验中观测到了超短波长自旋波的纳米通道。在此之后，Li 等^[55]更进一步，在铁磁纳米圆盘阵列中诱导出二维的磁畴壁结构，并通过微波天线的激发实现了短波长自旋波在二维磁涡旋网络的传播，其波长低至 100 nm 左右。

利用磁畴壁也可以实现短波长自旋波的激发，同时调整不同的磁畴壁结构还可以实现自旋波的干涉等现象。2020 年，Edoardo 等^[56]利用层间反铁磁耦合体系中的磁畴壁实现了非互易的自旋波传播，并且通过自旋波的干涉行为实现了自旋波的单向传输。利用磁性斯格明子在最近也被证明具有激发波长低至 50 nm 以下的自旋波的潜力^[57]。除此之外，Jiang 等^[58]还从理论上预言了自旋波携带了轨道角动量，可以利用这种自旋波作为磁镊来驱动磁性斯格明子。

6.2 铁磁纳米线阵列激发超短波长自旋波

与光学当中的光栅耦合器相似，自旋波的光栅耦合器也会提供一个额外的波矢，使天线直接激发的自旋波的波矢增大。利用铁磁纳米阵列结构制备的自旋波纳米光栅耦合器可以有效地激发具有大波矢和短波长特性的自旋波^[59]。2018 年，Liu 等^[60]报道了利用如图 4 所示的铁磁纳米线阵列结构在 YIG 薄膜上激发和探测超短波长自旋波的研究，该自旋波波长可以低至 50 nm，并且传播距离可达 60 μm 。在该工作当中，铁磁纳米线阵列的周期决定了高阶自旋波的激发模式，这些高阶自旋波模式存在于 YIG 薄膜当中，是由铁磁纳米线和 YIG 薄膜中的层间磁耦合作用产生的。由于铁磁金属纳米线阵列形成的周期性边界条件，位于其下方的 YIG 中的磁矩保持相同的进动模式，因此该短波长高阶自旋波仅有偶数模式，包括 $n=2, 4, 6$ 等。在铁磁纳米线阵列周期为 200 nm 的样品当中，探测到了 $n=8$ 的高阶自旋波，其波矢约为 $126 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ，波长低至 50 nm。这样的高阶自旋波的群速

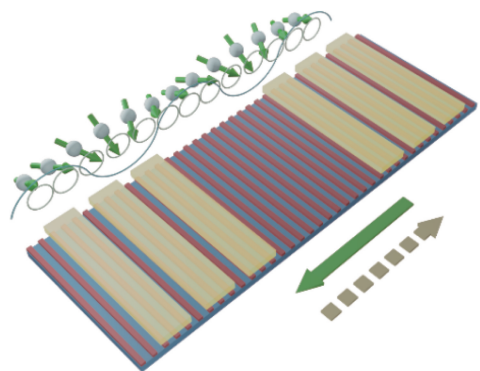


图 4 利用铁磁纳米线阵列在 YIG 薄膜上激发超短波长自旋波^[60]

Fig. 4 Excitation of ultra-short wavelength spin waves on YIG thin films by ferromagnetic nanowire arrays^[60]

度估计为 2600 m/s，相速度为 1320 m/s。与此同时，这种利用铁磁金属纳米线激发出的短波长自旋波具有单向传输的特性，对实现纳米级别的自旋波逻辑器件具有重要意义^[61]。

7 自旋波的多体系耦合

磁振子是自旋波量子化的准粒子，其自身与其他体系之间的耦合作用可以产生能量信息的交换，是自旋波电子学领域和其他领域，诸如声子、光子等体系之间交叉学科的研究重点，如图 5 所示，简要地概括了磁振子和其他体系耦合的机制和相互作用。与此同时，两个不同系统之间的耦合作用是实现量子操控的核心，因此自旋波与其他体系之间的耦合作用可能催生量子自旋波器件。

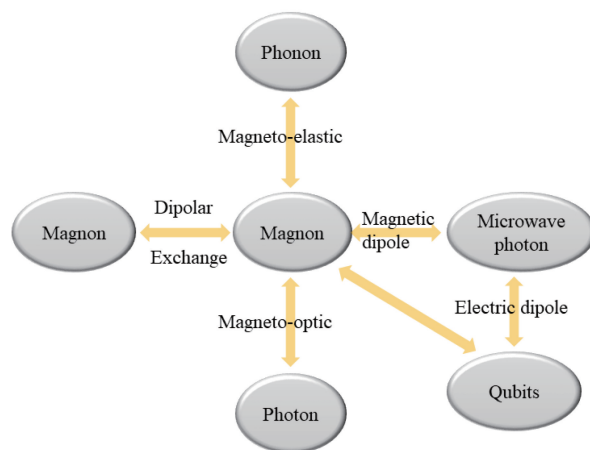


图 5 基于自旋波的多体系耦合

Fig. 5 Multisystem coupling based on spin waves

7.1 磁振子-光子耦合

之前的研究当中，Huebl 等^[62]在超低温的环境下观测到了微波腔光子和磁振子之间耦合的杂化态。在该工作当中，科研人员将毫米尺寸的 YIG 小球放入超导谐振腔中，在 0.7 K 的极低温条件下，通过施加不同的外加磁场，利用矢量网络分析仪进行扫频分析，观察到了 YIG 中的铁磁共振模式随磁场的变化而变化，而微波光子的模式不随外加磁场的变化而变化。当这两种模式在同频率相交的时候，实验人员观测到了反交叉的现象，表明了 YIG 中的磁振子模式和微波光子模式产生了耦合作用，并且其耦合强度达到了 0.45 GHz，达到了强耦合的领域。之后，很多研究人员观测到了 YIG 小球和微波谐振腔中的光子产生的耦合作用^[63]。Harder 等^[64]发现在磁振子-微波光子体系中不仅存在耦合产生的反交叉现象，还存在耗散耦合。在实验当中，研究人员发现这种耦合来自不同的微波光子模式，并且可以通过水平吸引

的杂化方式来进行表征,为磁振子-光子耦合体系提供了新的研究领域。Grigoryan 等^[65]在理论上预言:当改变微波腔光子和磁振子的相位时,会出现一种同步耦合的现象。

通过微波腔光子作为中间媒介,磁振子也可以同超导量子比特发生强耦合作用。2015 年,Tabuchi 等^[66]观测到在极低温下磁振子与超导量子比特可以发生耦合作用。在此工作当中,研究人员把 YIG 小球和超导量子比特分别放入微波谐振腔,当利用微波激发 YIG 小球产生磁振子时,通过磁振子与微波腔光子之间的耦合,磁振子可以与超导量子比特发生间接耦合,并且该耦合处于强耦合的领域。

磁振子与激光等光子的耦合很早之前就被观察到,并由此设计出布里渊光散射系统进行自旋波的表征。2016 年,Zhang 等^[67]提出了使用氮化硅光子波导在 YIG 小球中实现光学回音廊模式,在进行表面处理后,电信 c 波段中的品质因子接近 10^6 。此外,该工作实现了与磁化共线极化的输入光子被散射到正交极化的边带模式。这种布里渊散射过程通过“光磁振子腔”内的三重共振磁振子、泵浦和信号光子模式得到增强。该工作显示了磁振子在微波-光转换方面的潜在用途。

7.2 磁振子-声子耦合

磁振子与声子的耦合早在半个世纪前就被提出,其耦合的根源在于磁性材料中的自旋轨道、偶极和交换相互作用,这种耦合在自旋波与声子色散关系的交叉点附近达到最大。在该相交区域,自旋波和声子不再是单纯的磁性和弹性波,而是形成了一种混合模式,被称为磁振子极化子。最近的研究表明,磁振子与声子的耦合在自旋波电子学的研究中起着关键的作用。自旋塞贝克效应的产生机理是由于温度梯度产生的自旋流或磁振子流,磁振子的相对散射强度可以通过磁振子-声子耦合来调节,进而调节自旋塞贝克效应。在铁磁绝缘体中,磁振子与声子的杂化在参数激发自旋波中也起到了重要的作用。2018 年,Holanda 等^[68]利用波矢分辨的布里渊散射系统观测到了由微波产生的自旋波转移到声子的直接证据,这为研究磁振子-声子耦合提供了新的思路。

2020 年,Xu 等^[69]通过将 Ta/CoFeB (1.6 nm)/MgO 生长在压电衬底之上,利用电学手段首次在实验上利用磁振子-表面声子耦合证明了磁旋耦合,并实现了非互易的表面声子传播。Küß 等^[70]则利用类似结构,证明了 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用导致的磁对称性破缺会导致自旋波与表面声波的杂化模式的传播具有非互易性。

7.3 磁振子-磁振子耦合

与磁振子-微波腔光子的耦合类似,磁振子与磁振子

自身之间也会存在耦合模式,并且可以通过两个模式之间形成的反交叉带隙表征耦合强度。2018 年,Chen 等^[71]、Klingler 等^[72]和 Qin 等^[73]分别在不同体系下发现了磁振子-磁振子之间的耦合作用。在这几项工作当中,都利用了铁磁绝缘体和铁磁金属薄膜的双层结构,通过铁磁金属在铁磁绝缘体薄膜当中产生高阶短波长自旋波驻波,其模式与铁磁金属的本征共振模式相交并产生反交叉现象。实验观测到的最大反交叉带隙可达 1.58 GHz,达到了强耦合的领域。通过理论与仿真论证,磁振子-磁振子耦合的机理是源于磁偶极和磁交换相互作用。之后,Li 等^[50]在磁振子-磁振子耦合体系当中观测到了相干自旋泵浦效应。

磁振子-磁振子耦合现象在其他磁性体系中也被观测到。2019 年,Macneill 等^[74]在范德瓦尔斯磁性材料 CrCl_3 中观测到了由自旋波的光学支与声学支交汇而产生的磁振子-磁振子耦合,Liensberger 等^[75]也在亚铁磁材料 GdIG 中观测到了类似的现象。2020 年,Shiota 等^[76]在人工反铁磁结构中观测到了磁振子-磁振子耦合效应并证明了该耦合是由磁偶极相互作用实现的。

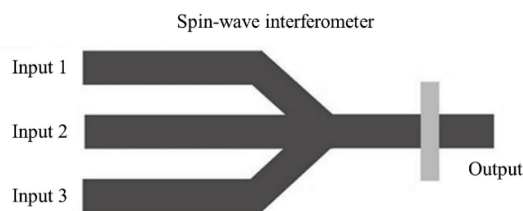
8 自旋波逻辑器件

自旋波是一种波,携带幅度、相位等有效信息,被广泛认为可能会替代现有计算方式,包括非布尔计算、可逆计算和神经网络计算等。由于自旋波本身的特殊性,其器件可以达到纳米尺度,但真正能够投入实际应用中的自旋波器件的当前研究还处于初期阶段。

8.1 自旋波逻辑门

模仿传统的 Mach-Zehnder 干涉仪,自旋波也可以用来实现不同的逻辑门和布尔运算。利用这种思路,Schneider 等通过对自旋波的波导进行设计优化,实现了 XNOR 等自旋波逻辑门。在该逻辑门中,有两个输入端口,施加到端口 1 和端口 2 的电流分别表示逻辑输入,电流导通状态对应逻辑为 1,非导通状态设计为逻辑 0。逻辑输出则由输出的自旋波电平决定,由于两路自旋波会发生干涉,发生相消干涉时逻辑输出为 0,相长干涉时逻辑输出为 1。通过不同的逻辑输入就可以得到 XNOR 的逻辑功能^[77, 78]。

在此基础上,基于自旋波的多数门逻辑也被提出,图 6 展示了一个简单的逻辑门的结构。多数门可以提取出多个奇数信号当中的多数,并且可以以此执行多种操作。在自旋波的多数门中,波的相位可以作为信息传递的载体,例如相位 0 对应逻辑 0,相位 π 对应逻辑 1。在三输入的逻辑器件中,逻辑输入用自旋波的相位信息进行编码,输出信号中的相位表示输入信号当中的相位多数^[79]。

图 6 利用自旋波实现逻辑门功能^[79]Fig. 6 Logic gate function based on spin wave^[79]

8.2 自旋波二极管

二极管作为一种实现信号单向传输的电子器件，是电子运算逻辑结构的基本元素，也是现代信息系统的核心。单向传播的自旋波也已被用来设计自旋波二极管。2015 年，Lan 等^[27]在理论上提出了一种基于自旋波的二极管。在该工作中，作者提出了一种可扩展和可重新编程的纯自旋波的硬件逻辑架构，该架构利用磁畴壁作为自旋波的波导来传播自旋波。利用磁畴壁当中的自旋波束缚态和对称性破缺的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用，该工作通过微磁模拟实现了单向传播自旋波的二极管功能，同时利用手性磁畴壁可以重写的特点，实现了节能并且可重构变成自旋波计算机的基础元件功能。

要在实验上实现自旋波二极管的功能，需要直接观测单向传输的自旋波。在微米厚度的磁性膜材料中，可以直接利用自旋波的 Damon-Eshbach 表面波模式实现自旋波的单向传输^[80]。近年来，在具有纳米厚度的磁性薄膜中，基于交换作用自旋波和偶极作用自旋波的单向传输都在实验中被观测到^[61, 81]，为在实验上实现自旋波二极管器件的制备奠定了基础。

8.3 新型自旋波计算构架

基于传统的布尔运算的自旋波逻辑器件已经被提出了很多年。早在 2005 年，Khitun 和 Wang^[82]提出了基于自旋波的大规模网络构架，并且该网络构架的尺寸可以缩小至纳米级别，具有一定的应用价值。近年来，基于不同构型的自旋波计算构架也被提出。利用非线性自旋波干涉，Papp 等^[83]设计出一种基于自旋波的神经网络。在该工作中，作者展示了一种神经网络的设计，其中所有的神经形态计算功能，包括信号路由和非线性激活，都是通过自旋波传播和干涉来执行的。通过向自旋波传播介质和散射的自旋波施加神经网络的权重来实现互连。散射波的干涉在自旋波源和检测器之间形成映射。训练神经网络相当于找寻实现所需的输入输出映射的场模式。该工作实现了自旋波在高强度下从线性干涉转变为非线性干涉，并且其计算能力在非线性的范围内大大增加。Watt 等^[84]也基于自旋波的反馈装置提出了一种储备池计算的方式，以实现自旋波神经网络的制备。

2021 年，一种基于自旋波逆向设计的方法被 Wang 等^[85]提出，其中可以首先指定任何功能，然后使用基于反馈的计算算法来实现不同的自旋波器件设计。该工作使用微磁模拟验证了这种自旋波逆向设计方法，利用了矩形铁磁区域，该区域可以使用方形空隙进行图案化的填充。为了证明这种方法的通用性，该工作探索了线性、非线性和非互易自旋波功能，并使用相同的算法来创建自旋波的复用器、非线性开关和循环器。该自旋波器件的逆向设计可用于开发高效的射频应用程序以及在布尔和神经形态计算中构建相关计算模块。

9 结 语

自旋波电子学作为研究电子自旋的学科，其在逻辑电路、存储器件方向上具有广阔的前景，并被认为是下一代低功耗电路和低功耗网络的潜在应用之一。自旋波传播过程中不涉及电荷的移动，因此其作为信息载体避免了焦耳热耗散。与此同时，自旋波的本征频率在 GHz 到 THz 区间，在相同的频率下，自旋波的波长比微波波长小 4 到 5 个数量级，这对于微波器件的纳米化具有重要的意义。本文基于自旋波的诸多优势，对有助于实现自旋波低功耗、高密度器件和电路的近期研究做了总结，并对自旋波的未来发展方向做出了展望。

参考文献 References

- [1] CHUMAK A V, VASYUCHKA V I, SERGA A A, *et al.* Nature Physics[J], 2015, 11(6): 453-461.
- [2] KRUGLYAK V V, DEMOKROTV S O, GRUNDLER D. Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2010, 43(26): 264001.
- [3] DEMIDOV V E, URAZHIDIN S, DE LOUBENS G, *et al.* Physics Reports[J], 2017, 673: 1-31.
- [4] YU H, XIAO J, PIRRO P. Journal of Magnetism and Magnetic Materials[J], 2018, 450: 1-2.
- [5] CSABA G, PAPP A, POROD W. Physics Letters A[J], 2017, 381(17): 1471-1476.
- [6] DIENY B, PREJBEANU I, GARELLO K, *et al.* Nature Electronics[J], 2020, 3(8): 446-459.
- [7] DEMOKROTV S O, HILLEBRANDS B, SLAVIN A N. Physics Reports[J], 2001, 348(6): 441-489.
- [8] LENK B, ULRICH H, GARBS F, *et al.* Physics Reports[J], 2011, 507(4/5): 107-136.
- [9] VLAMINCK V, BAILLEUL M. Science[J], 2008, 322(5900): 410-413.
- [10] HALDAR A, KUMAR D, ADEYEYE A O. Nature Nanotechnology[J], 2016, 11(5): 437-443.
- [11] WAGNER K, KÁKAY A, SCHULTHEISS K, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2016, 11(5): 432-436.
- [12] SERGA A A, CHUMAK A V, HILLEBRANDS B. Journal of Physics

- D: Applied Physics[J], 2010, 43(26): 264002.
- [13] KAJIWARA Y, HARI K, TAKAHASHI S, *et al.* Nature[J], 2010, 464(7286): 262–266.
- [14] WOO S, DELANEY T, BEACH G S D. Nature Physics[J], 2017, 13(5): 448–454.
- [15] WINTZ S, TIBERKEVICH V, WEIGAND M, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2016, 11(11): 948–953.
- [16] SLUKA V, SCHNEIDER T, GALLARDO R A, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2019, 14(4): 328–333.
- [17] FULARA H, ZAHEDINEJAD M, KHYMYN R, *et al.* Science Advances[J], 2019, 5(9): eaax8467.
- [18] KALINIKOS B A, SLAVIN A N. Journal of Physics C: Solid State Physics[J], 1986, 19(35): 7013.
- [19] COLLET M, DE MILLY X, D'ALLIVY KELLY O, *et al.* Nature Communications[J], 2016, 7(1): 10377.
- [20] MADAMI M, BONETT S, CONSOLO G, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2011, 6(10): 635–638.
- [21] KHITUN A, BAO M, WANG K L. Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2010, 43(26): 264005.
- [22] LIU C, WU S, ZHANG J, *et al.* Nature Nanotechnology[J], 2019, 14(7): 691–697.
- [23] HAN J, ZHANG P, HOU J T, *et al.* Science[J], 2019, 366(6469): 1121–1125.
- [24] WANG Y, ZHU D, YANG Y, *et al.* Science[J], 2019, 366(6469): 1125–1128.
- [25] BLOCH F. Zeitschrift für Physik [J], 1930, 61(3): 206–219.
- [26] CHUMAK A V, SERGA A A, HILLEBRANDS B. Nature Communications[J], 2014, 5(1): 4700.
- [27] LAN J, YU W, WU R, *et al.* Physical Review X[J], 2015, 5(4): 041049.
- [28] WU H, HUANG L, FANG C, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 120(9): 097205.
- [29] KRUGLYAK V V, DEMOKRITOV S O, GRUNDLER D. Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2010, 43(26): 264001.
- [30] ULRICH H, LENK B, MÜNZENBERG M, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2010, 97(9): 092506.
- [31] CHEREPANOV V, KOLOKOLOV I, L'VOV V, *et al.* Physics Reports[J], 1993, 229(3): 81–144.
- [32] SERGA A A, CHUMAK A V, HILLEBRANDS B, *et al.* Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2010, 43(26): 264002.
- [33] SHENG L, LIU Y, CHEN J, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2020, 117(23): 232407.
- [34] STANCIL D D, PRABHAKAR A. Spin Waves Theory and Applications[M]. New York: Springer, 2009.
- [35] ELACHI C. Proceedings of the IEEE[J], 1976, 64(12): 1666–1698.
- [36] CHUMAK A V, SERGA A A, HILLEBRANDS B. Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2017, 50(24): 244001.
- [37] CHUMAK A V, SERGA A A, HILLEBRANDS B, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2008, 93(2): 022508.
- [38] QIN H, BOTH G, HÄMÄLÄINEN S, *et al.* Nature Communications[J], 2018, 9(1): 5445.
- [39] CHUMAK A V, NEUMANN T, SERGA A A, *et al.* Journal of Physics D: Applied Physics[J], 2009, 42(20): 205005.
- [40] VOGEL M, CHUMAK A V, WALLER E H, *et al.* Nature Physics[J], 2015, 11(6): 487–491.
- [41] SLONCZEWSKI J C. Journal of Magnetism and Magnetic Materials[J], 1996, 159(1): L1–L7.
- [42] BERGER L. Physical Review B[J], 1996, 54(13): 9353–9358.
- [43] MIAO B F, HUANG S Y, QU D, *et al.* Physical Review Letters[J], 2013, 111(6): 066602.
- [44] KIMATA M, CHEN H, KONDOU K, *et al.* Nature[J], 2019, 565(7741): 627–630.
- [45] CASTEL V, VLIETSTRA N, BEN YOUSSEF J, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2012, 101(13): 132414.
- [46] HAHN C, DE LOUBENS G, KLEIN O, *et al.* Physical Review B[J], 2013, 87(17): 174417.
- [47] CORNELISSEN L J, LIU J, DUINE R A, *et al.* Nature Physics[J], 2015, 11(12): 1022–1026.
- [48] CHENG Y, LEE A J, WU G, *et al.* Nano Letters[J], 2020, 20(10): 7257–7262.
- [49] WEILER M, ALTHAMMER M, SCHREIER M, *et al.* Physical Review Letters[J], 2013, 108(17): 176601.
- [50] LI Y, CAO W, AMIN V P, *et al.* Physical Review Letters[J], 2020, 122(11): 117202.
- [51] HAYASHI H, ANDO K. Physical Review Letters[J], 2018, 121(23): 237202.
- [52] WANG H, XIAO Y, GUO M, *et al.* Physical Review Letters[J], 2021, 127(11): 117202.
- [53] DIETERLE G, FÖRSTER J, STOLL H, *et al.* Physical Review Letters[J], 2019, 122(11): 117202.
- [54] CHANG L J, CHEN J, QU D, *et al.* Nano Letters[J], 2020, 20(5): 3140–3146.
- [55] LI Z, DONG B, HE Y, *et al.* Nano Letters[J], 2021, 21(11): 4708–4714.
- [56] ALBISETTI E, TACCHI S, SILVANI R, *et al.* Advanced Materials[J], 2020, 32(9): 1906439.
- [57] CHEN J, HU J, YU H. ACS Nano[J], 2021, 15(3): 4372–4379.
- [58] JIANG Y, YUAN H Y, LI Z, *et al.* Physical Review Letters[J], 2020, 124(21): 217204.
- [59] YU H, KELLY O A, CROS V, *et al.* Nature Communications[J], 2016, 7(1): 11255.
- [60] LIU C, CHEN J, LIU T, *et al.* Nature Communications[J], 2018, 9(1): 738.
- [61] CHEN J, YU T, LIU C, *et al.* Physical Review B[J], 2019, 100(10): 104427.
- [62] HUEBL H, ZOLLITSCH C W, LOTZE J, *et al.* Physical Review Letters[J], 2013, 111(12): 127003.
- [63] BAI L, HARDER M, CHEN Y P, *et al.* Physical Review Letters

- [J], 2015, 114(22): 227201.
- [64] HARDER M, YANG Y, YAO B M, *et al.* Physical Review Letters [J], 2018, 121(13): 137203.
- [65] GRIGORYAN V L, SHEN K, XIA K. Physical Review B[J], 2018, 98(02): 024406.
- [66] TABUCHI Y, ISHINO S, NOGUCHI A, *et al.* Science[J], 2015, 349(6246): 405–408.
- [67] ZHANG X, ZHU N, ZOU C L, *et al.* Physical Review Letters[J], 2016, 117(12): 123605.
- [68] HOLANDA J, MAIOR D S, AZEVEDO A, *et al.* Nature Physics [J], 2018, 14(5): 500–506.
- [69] XU M, YAMAMOTO K, PUEBLA J, *et al.* Science Advances[J], 2020, 6(32): eabb1724.
- [70] KÜß M, HEIGL M, FLACKE L, *et al.* Physical Review Letters[J], 2020, 125(21): 217203.
- [71] CHEN J, LIU C, LIU T, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 120(21): 217202.
- [72] KLINGLER S, AMIN V, GEPRÄGS S, *et al.* Physical Review Letters[J], 2018, 120(12): 127201.
- [73] QIN H, HÄMÄLÄINEN S J, VAN DIJKEN S. Scientific Reports [J], 2018, 8(1): 1–9.
- [74] MACNEILL D, HOU J T, KLEIN D R, *et al.* Physical Review Letters[J], 2019, 123(4): 047204.
- [75] LIENSBERGER L, KAMRA A, MAIER-FLAIG H, *et al.* Physical Review Letters[J], 2019, 123(11): 117204.
- [76] SHIOTA Y, TANIGUCHI T, ISHIBASHI M, *et al.* Physical Review Letters[J], 2020, 125(1): 017203.
- [77] SCHNEIDER T, SERGA A A, LEVEN B, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2008, 92(2): 022505.
- [78] LEE K S, KIM S K. Journal of Applied Physics[J], 2008, 104(5): 053909.
- [79] FISCHER T, KEWENIG M, BOZHKO D A, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2017, 110(15): 152401.
- [80] WANG K L, BI L, BAO M, *et al.* Applied Physics Letters[J], 2014, 105(23): 232403.
- [81] GRASSI M, GEILEN M, LOUIS D, *et al.* Physical Review Applied [J], 2020, 14(2): 024047.
- [82] KHITUN A, WANG K L. Superlattices and Microstructures [J], 2005, 38(3): 184–200.
- [83] PAPP A, POROD W, CSABA G. Nature Communications[J], 2021, 12(1): 6422.
- [84] WATT S, KOSTYLEV M. Physical Review Applied [J], 2020, 13(3): 034057.
- [85] WANG Q, CHUMAK A V, PIRRO P, *et al.* Nature Communications [J], 2021, 12(1): 1–9.

(编辑 吴 锐)