用于灵活调控磁振子频率的非线性自旋波多普勒效应

Jincheng Hou*

集成电路与光电芯片学院，深圳技术大学，中国深圳 *518118*；华中科技大学集成电路学院，中国武汉 *430074*

Shaojie Hu†

集成电路与光电芯片学院，深圳技术大学，中国深圳 *518118*

Long You‡

集成电路学院，华中科技大学，中国武汉 *430074*；深圳华中科技大学研究院，中国深圳 *518000*；信息存储系统重点实验室，中华人民共和国教育部，中国武汉 *430074*（日期：2026年1月6日）

arXiv:2601.02185v1 [physics.app-ph] 5 Jan 2026

摘要

我们从理论上提出了一种非线性自旋波多普勒效应，其中磁性能量边界的时变运动充当有源频率调制器，可将边界诱导的相位动力学直接转换为传播自旋波模态的瞬时频谱合成。与由恒定相对速度支配的传统线性多普勒效应不同，这一机制能够实现动态相位到频率转换，产生高次谐波、磁振子频率梳和相干啁啾边带，而无需非线性磁振子-磁振子耦合或多磁振子散射。对铁电/铁磁（FE/FM）异质结构中电压控制各向异性边界进行的微磁学模拟表明，频率梳间距和频谱拓扑完全由边界运动学决定，证实了边界运动与自旋波传播之间存在直接的多普勒相位耦合。这些结果确立了移动磁性能量边界作为一种新型片上频谱合成器的地位，并为灵活调控磁振子频率构建了一个相干且高能效的框架，从根本上区别于传统的被动散射或非线性多磁振子机制。

引言

自旋波（SW）是由交换相互作用和偶极相互作用引起的进动磁矩的集体激发，已成为下一代自旋电子学和磁振子技术颇具前景的信息载体[1–4]。其主要优势包括无电荷传播[5–7], 、超低功耗[8–11], 、纳米级波长[12–14], 以及宽频率带宽[15–18]，使其应用涵盖微波和太赫兹信号处理[9, 10, 15, 16, 18, 19] 、存内逻辑[3, 20–22] 以及量子信息器件[23, 24]。这些应用前景推动了人们为实现稳定且可重构的自旋波频率控制而开展大量研究；这是磁振子电路的核心要求。传统的自旋波频率调谐方法——静磁场[19, 21,22, 25], 、材料工程[26, 27], 、自旋织构操控[16, 28–36], 以及电流驱动调制[35, 37]——通常存在动态可调范围有限、带宽有限或能耗较高等问题。自旋波多普勒效应[38], 源于自旋波与磁结构之间的相对运动，为此提供了一种颇具吸引力的替代途径。以往研究揭示了由电流驱动的自旋转移力矩[38–40],、磁振子拖曳[41], 、畴壁运动[42, 43], 、可移动磁边界[44, 45], 以及磁振子波导中的源—探测器运动[46, 47]引起的多普勒频移。然而，这些机制均由匀速或线性运动所支配，因此只能使自旋波频率产生简单的红移或蓝移。这种线性多普勒效应无法实现连续、宽带或强非线性调制，而这些能力对于先进的磁振子频率处理器至关重要。

在本篇快报中，我们提出了非线性自旋波多普勒效应，这是一种此前未曾探索的机制：随时间变化且非匀速运动的磁性能量边界充当自旋波的有源频率调制器。与线性运动引起的多普勒频移不同，非线性边界运动会产生性质迥异的新现象，包括磁振子频率梳、高次谐波和显著的频率啁啾。这些效应无法归因于多磁振子耦合或此前报道的非线性磁振子过程[14, 18, 26–36, 48–50]。通过微磁学模拟，我们证明，周期性加速的磁各向异性边界能够产生一系列宽广的自旋波谐波和定义明确的频率梳——这是非常规多普勒调制的独特标志。我们的结果揭示了磁振子–边界相互作用的一种概念全新机制

，并确立了非线性多普勒物理学这一强大平台，可用于实现紧凑、可调谐且超低功耗的磁振子频率调制。

理论

为揭示由时变磁性能量边界（MEB）引起的非线性多普勒效应的内在机制，我们考虑自旋波与一个速度包含匀速、加速和振荡分量的边界相互作用，

$$\boldsymbol{v}(t) = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{a}(t - t_0) + \boldsymbol{V}\cos(\Omega t). \tag{1}$$

在准静态条件下（$|\boldsymbol{v}| \ll v_g$ 和 $\omega_0\tau_c \gg 1$，其中 v_g 是入射自旋波的群速度，τ_c 是由运动边界与自旋波包之间的重叠决定的有效相互作用时间），实验室坐标系中反射波或透射波的瞬时频率可由一阶多普勒展开得出，

$$\omega_{r,t}(t) = \omega_0 - \Delta\boldsymbol{k}(\omega_{r,t})\cdot\boldsymbol{v}(t), \tag{2}$$

其中，ω_0 是入射频率，$\Delta\boldsymbol{k}(\omega) = \boldsymbol{k}_0(\omega) - \boldsymbol{k}'_{r,t}(\omega)$ 表示运动边界两侧的波矢差。对于 $\omega = \omega_0$，$\Delta\boldsymbol{k}_0 = \Delta\boldsymbol{k}(\omega_0)$ 是边界两侧的静态波矢失配。动态磁化强度的形式为

$$\psi_{r,t}(x,t) = A_{r,t}(t)\exp\left[i\left(\boldsymbol{k}'_{r,t}\cdot\boldsymbol{x} - \Phi_{r,t}(t)\right)\right], \tag{3}$$

其中，$A_{r,t}(t)$ 是缓慢变化的振幅包络，瞬时相位为 $\Phi_{r,t}(t) = \int^t \omega_{r,t}(t')\,dt' + \phi^{(0)}_{r\,t}$，其中 $\phi^{(0)}_{r\,t}$ 是 $t = t_0$处的初始相位常数。需要指出的是，尽管时变包络 $A_{r,t}(t)$ 通过依赖速度的反射或重叠因子，仅引入微弱的振幅-频率调制，但累积相位 $\Phi_{r,t}(t)$ 会因非线性多普勒效应而占主导地位，决定最终的频率调制。

将式 (1) 代入式 (2) 并对时间积分，可得总累积相位

$$\Phi_{r,t}(t) - \omega_0 t = -\Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\left[\boldsymbol{v}_0(t - t_0) + \tfrac{1}{2}\boldsymbol{a}(t - t_0)^2 + \frac{\boldsymbol{V}}{\Omega}\sin(\Omega t)\right] + \phi^{(0)}_{r,t}. \tag{4}$$

方程（4）表明，加速度会产生二次相位项，而振荡边界运动则会产生正弦相位调制。这两种贡献会形成不同的非线性多普勒特征。

为进一步阐明周期性边界运动的影响，我们考察频率梳和高次谐波如何产生。当振荡分量占主导时（$|\boldsymbol{a}| \ll |\boldsymbol{V}|$），自旋波解可简化为

$$\psi_{r,t}(x,t) \simeq A_{r,t}(t)\, e^{i(\boldsymbol{k}'_{r,t}\boldsymbol{x}-\omega_c t)} e^{-i\beta\sin(\Omega t)},$$

其中载波频率为

$$\omega_c = \omega_0 - \Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{v}_0,$$

调制指数为

$$\beta = \frac{\Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{V}}{\Omega}. \tag{5}$$

雅可比–安格尔展开给出

$$\psi_{r,t}(x,t) = A_{r,t}(t)\, e^{i(\boldsymbol{k}'_{r,t}\boldsymbol{x}-\omega_c t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) e^{-in\Omega t}, \tag{6}$$

在 $\omega = \omega_c + n\Omega$ 处产生边带（$n \in \mathbb{Z}$），如图 1(a) 所示。因此，振荡的 MEB 运动会产生磁振子频率梳，其强度为

$$I_n^{(r,t)} \propto |A_{r,t}|^2 J_n^2(\beta). \tag{7}$$

当 $\omega_0 = \Omega$ 时，振荡边界充当发射器，在 $\omega = n\Omega$ 处产生高次谐波，如图 1(b) 所示。

与周期运动情形不同，加速边界运动会产生另一种类型的频谱调制。如果加速度项占主导地位（$|\boldsymbol{V}| = 0$），瞬时频率变为 $\omega_{r,\,t}(t) = \omega_c - \Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{a}(t-t_0)$，从而形成线性频率扫描。在观测时间 T 内的啁啾带宽为

$$\Delta f_{\mathrm{chirp}} \simeq \frac{|\Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{a}|\, T}{2\pi}. \tag{8}$$

理论上，非线性边界运动会产生随时间变化的多普勒相移，从而决定观测到的谱特征。周期性运动会产生间隔为 Ω 的贝塞尔型频率梳，而加速度则会引发与 $|\Delta\boldsymbol{k}_0\cdot\boldsymbol{a}|$ 成正比的宽带啁啾。因此，振荡决定频率梳和高次谐波，而加速度控制啁啾频移，由此确立了非线性多普勒效应作为一种灵活的磁振子频率调制机制。

微磁学模拟

为验证理论预测，我们对 $BaTiO_3$/Fe 异质结构[51, 52] 使用MuMax3[53]中的电压驱动磁各向异性边界（MAB）进行了微磁学模拟。铁电层上施加的射频电场会使 MAB 位置动态变化，如图 2(a) 所示。Fe 的材料参数为 M_s =1.7 × 10^6 A/m、A_{ex} = 2.1 × 10^{-11} J/m、 γ = 1.76 × 10^{11} rad/(T ·s)、 α = 0.01、 K_{u0} =1.5 × 10^4 J/m^3、 K_{c0} = 4.4 × 10^4 J/m^3。单轴–立方各向异性转变遵循图 2(b) 所示的标准双曲线剖面：

$$K_u(x) = \frac{K_{u0}}{2}[1 - \text{双曲正切}((x - x_{\mathrm{MAB}})/L_c)], \quad K_c(x) = \frac{K_{c0}}{2}[1 + \text{双曲正切}((x - x_{\mathrm{MAB}})/L_c)], \tag{9}$$

其中 L_c 是铁电相关长度[54, 55]。

我们首先评估了平衡磁化角 φ 以及各向异性力矩差 $|\Delta\tau_k| = \gamma\,\mathbf{m} \times (\mathbf{B}_u - \mathbf{B}_c) = \hat{z}\gamma\frac{\sin 2\varphi_0}{M_S}(K_{u0} - K_{c0}\cos 2\varphi_0)$在外部磁场$B_0$ = 0.06T下的表现，如图 2(c,d)所示。力矩在 $\psi = 70°$附近呈现出显著的最大值，对应于一种不平衡各向异性力矩，此时磁各向异性平衡力矩可作为高效的自旋波发射器，如图 2(e)所示。在 $\psi = 0°$、 27°和 90°、 $|\Delta\tau_k| \to 0$处，代表平衡力矩，此时其可充当频率调制器，而不会激发自旋波，如图 2(f)所示。此外，还对单轴区域和立方区域中 $\psi = 70°$ 和 $\psi = 90°$下的色散关系进行了模拟，如图 2(g)所示。理论计算采用以下方程[56, 57]，与仿真结果吻合良好。

$$\omega_u = g_u(k) = \gamma\sqrt{\left(B_\eta - \frac{2K_{u0}}{M_S}\cos(2\varphi)\right)\left(B_\xi + \frac{2K_{u0}}{M_S}\right) + F_g} \tag{10}$$

$$\omega_c = g_c(k) = \gamma\sqrt{\left(B_\eta - \frac{2K_{c0}}{M_S}\cos(4\varphi)\right)\left(B_\xi + \frac{K_{c0}}{M_S}(2 + \cos(2\varphi))\right) + F_g} \tag{11}$$

其中， $B_\eta = B_0\cos(\varphi - \psi) + \frac{2A_{ex}}{M_S}k^2$, $B_\xi = B_0\frac{\sin\psi}{\text{正弦}\varphi} + \frac{2A_{ex}}{M_S}k^2 + \mu_0 M_S(1 - G_k\cos^2\varphi)$, $F_g = G_k(1 - G_k)(\mu_0 M_S\sin\varphi)^2$, $G_k = \frac{1 - e^{-|k|d_t}}{|k|d_t}$, d_t 为铁磁层的厚度。

为揭示不平衡各向异性力矩的影响，我们考察自旋波发射及其产生的高次谐波分量。如图 3(a) 所示，在 $B_0 = 0.06$ T 的外磁场和角度 $\psi = 70°$ 下，不平衡各向异性力矩会引发非线性自旋波多普勒效应，进而激发自旋波。在这一不平衡力矩作用下，射频电压 $U_0 = 3$V 驱动 MAB 达到最大速度

$v_0 \approx 966$ m/s[52, 58]。当激励频率设为 $\omega_0/2\pi$ 时，模拟得到的自旋波空间分布显示，振荡的 MAB 向两侧对称发射自旋波，两侧振幅几乎相同，但相位不同，如图 3(b) 所示。在 $x = 200$ nm 处测量了与自旋波相位相关的时变磁化强度。该磁化强度呈周期性振荡，其傅里叶频谱包含一系列等间距谐波，间隔为 $\omega_0/2\pi$。图 3(c) 展示了激励频率响应谱的完整等高线图，频率范围为 3 至 23 GHz。值得注意的是，当 ω_0 低于铁磁共振频率 ω_{FMR} 时，高次谐波仍能传播，而低于 ω_{FMR} 的基频分量则会随距离迅速衰减。图 3(d) 和 (f) 展示了激励频率为 8 GHz 和 16 GHz 时的傅里叶谱及时变磁化强度（插图）。由于 $\omega_0/2\pi = 8$ GHz 小于 $\omega_{\mathrm{FMR}}/2\pi = 12$GHz，最强的激发出现在二次谐波频率（16 GHz）处。当 $\omega_0/2\pi$ 提高至 16 GHz 时，谐波序列从一阶开始，间隔为 16 GHz。这些结果表明，谐波间隔完全由 MAB 的振荡频率 ω_0决定，证实非线性边界运动直接支配自旋波频谱结构。我们还模拟了激励频率为 8 GHz 和 16 GHz 时高次谐波的强度，如图 3(e) 和 (g) 所示。模拟得到的谐波强度随 U_0 变化的关系，与根据公式 (7) 计算的理论谐波振幅 I_n 吻合良好。

与力矩不平衡机制相比，平衡各向异性力矩能够实现具有频率梳特征的自旋波调制。因此，如图 4(a,b) 所示，我们在 $B_0 = 0.06$ T 和 $\psi = 90°$ 条件下，利用平衡各向异性力矩模拟了具有自旋波非线性多普勒效应的自旋波调制。当力矩达到平衡时，磁各向异性平衡力矩不会产生自旋波，而是充当纯相位调制器。在 $x = 200$ nm 处记录的时变磁化强度（与透射自旋波的相位相关）呈现出周期为 $1/\omega_0$ 的微小振幅包络，如图 4(c)] 所示。与此同时，其傅里叶频谱显示出以 31 吉赫兹为中心、间隔为 3 吉赫兹的清晰频率梳，如图 4(d) 所示。这表明，周期性边界运动能够有效调制自旋波频率，而不会产生额外的激励源。

这一机制最显著的优势之一，在于 ω_0 和 Ω 可独立调谐。如图 4(e) 所示，在输入 $\omega_0 = 30$ 吉赫兹固定时，改变调制频率 Ω 可连续调节边带间隔，从而实现宽带频率

控制。相反，将 Ω 固定为 $= 3$ 吉赫兹并扫描 ω_0 ，可见图 4(f) 所示的宽频范围内均呈现均匀的调制行为，证实了自旋波非线性多普勒效应的稳健性。图 4(g) 将理论振幅 $I_n = A(\omega_0)J_n[(k_c' - k_u)v_0/\Omega]$与三个主要边带的仿真结果进行了比较。随着 ω_0增大，波数差（$k_c' - k_u$）减小，导致调制深度降低，次级峰逐渐减弱，这与图 2(g) 所示的色散关系一致。理论（实线）与仿真（符号）高度吻合，证实频率调制源于非线性多普勒效应，而非非线性磁振子-磁振子相互作用。这种稳健性正是基于多普勒效应的频率调制的显著特征。

为探究加速度诱导的啁啾多普勒频移，我们考虑将入射自旋波设为连续的 31 吉赫兹平面波。为清晰观察加速度诱导的啁啾频移，我们根据预设的运动方程施加多个加速度周期（见图 4(h) 插图）。各向异性边界的时变坐标为

$$\boldsymbol{x}_{\mathrm{MAB}}(t) = \left[-\frac{1}{2}\boldsymbol{a}\left(t \bmod \frac{T}{2}\right)^2 - x_0\right] \mathrm{sign}\left(t \bmod T - \frac{1}{2}\right),$$

其中， $x_0 = -58$ 纳米，加速度幅值为 $\boldsymbol{a} = 4|x_0|/(T/2)^2,$ ，加速度持续时间为 $T \simeq 0.33$ 纳秒，对应的有效调制频率为 $1/T$ =3 吉赫兹。通过延长总观测时间，可获得高分辨率频谱，如图 4(h) 所示。除了频率梳特征外，主峰附近还出现了一个明显右移的侧峰，其啁啾频移为 $\Delta f_{\mathrm{chirp}} \simeq 1$ 吉赫兹，与根据公式 (8) 预测的理论啁啾带宽精确吻合。这些结果证实，加速度诱导的多普勒频移可有效用于探测和控制自旋波的亚边界加速度动力学。

模拟展示了非线性多普勒效应的两种互补状态：(i) 在不平衡力矩作用下，振荡边界充当电压控制发射器，产生高次谐波；(ii) 在平衡力矩作用下，它则充当色散调制器，产生频率梳和宽带啁啾。所有状态下，模拟结果与解析理论均高度吻合，这表明这些效应源于自旋波的多普勒诱导的相位调制，也确立了非线性边界运动作为磁振子频率合成和可调频率

控制。

结论

总之，我们提出了非线性自旋波多普勒效应这一概念，它源于铁磁体中磁能边界的非线性运动。随时间变化的边界速度充当主动相位调制器，可产生高次谐波、宽带啁啾和磁振子频率梳——这些现象从根本上无法通过传统线性多普勒物理学实现。通过对铁电/铁磁异质结构中电压控制各向异性边界进行微磁学模拟，我们证明，频率梳间距和整体频谱结构完全由边界振荡动力学决定，展现了边界运动与自旋波传播之间直接且稳健的多普勒相位耦合。本文确立的非线性自旋波多普勒机制，为磁振子电路中的动态频率合成、频谱整形和片上信号转换提供了一种能效高且用途广泛的途径。除对磁振子调制器和处理器具有直接意义外，该机制还为构建相干磁振子频谱提供了新范式，无需依赖多磁振子相互作用或共振模耦合。

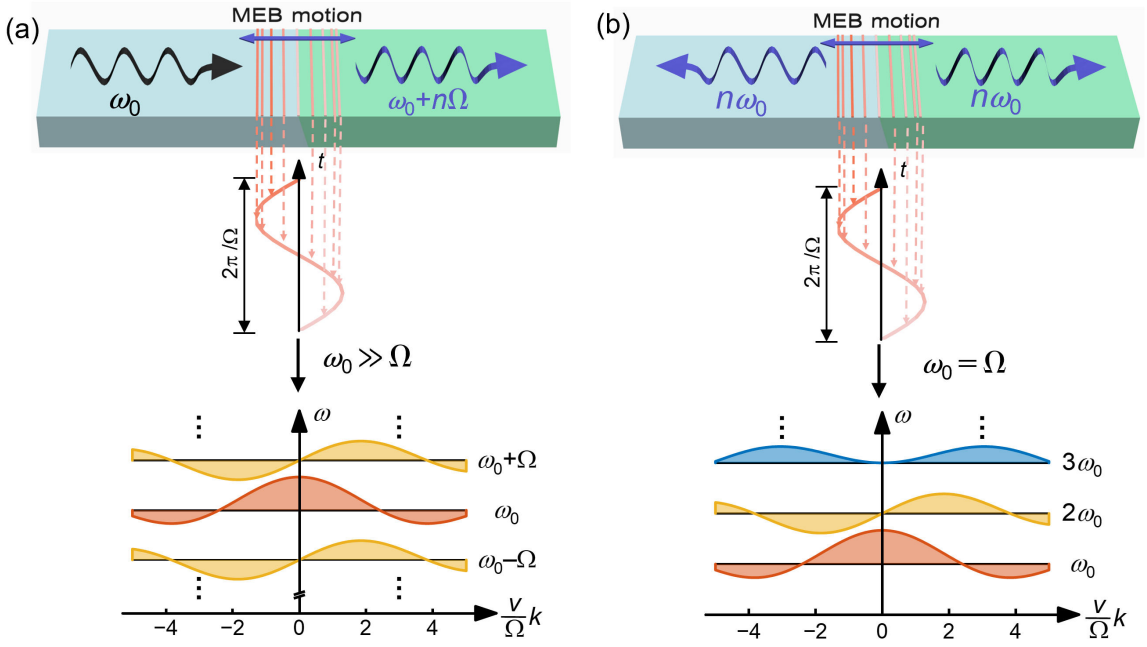

图1. 非线性自旋波多普勒效应示意图。(a) 频率为 ω_0 的自旋波与频率为 Ω 的周期性振荡的MEB相互作用时，会经历非线性多普勒频移，产生频率为 $\omega = \omega_c + n\Omega$ $(n \in \mathbb{Z})$ 的透射分量，并形成磁振子频率梳。(b) 周期性振荡的MEB（作为频率为 $\omega_0 = \Omega$ 的自旋波发射器）会经历非线性多普勒频移，产生频率为 $\omega = n\omega_0$ $(n \in \mathbb{Z})$ 的高次谐波分量。

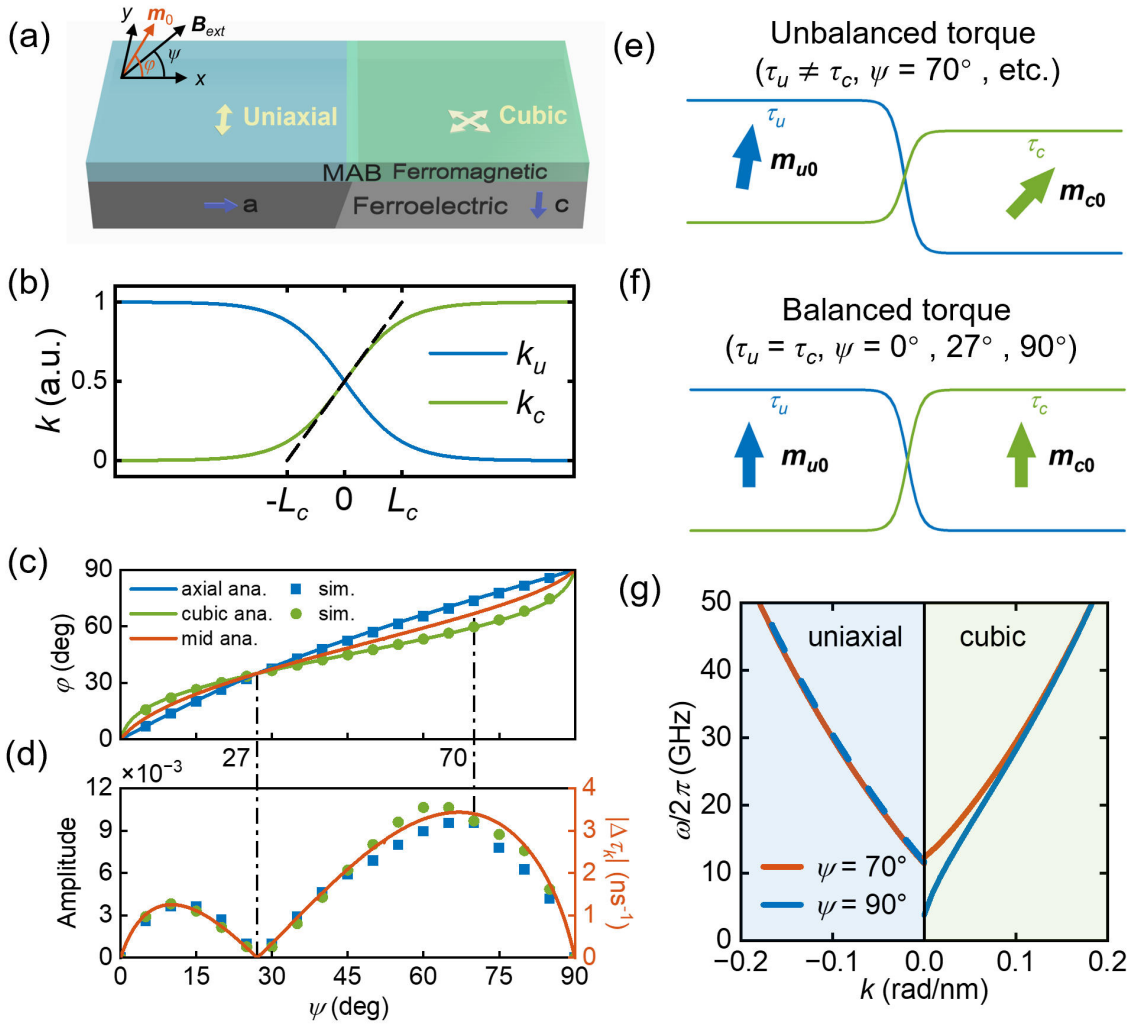

图 2. (a) 铁电/铁磁（FE/FM）异质结构中由铁电（FE）畴形成的磁各向异性边界（MAB）示意图。面内a型 FE 畴会诱导单轴磁各向异性（K_{u0}），而面外c型 FE 畴会诱导立方磁各向异性（K_{c0}）。(b) MAB 两侧的空间各向异性分布呈双曲正切分布。(c) 在 $B_0 = 0.06$ T 外磁场下，两个磁区域之间的静态平衡磁化角 φ 随外场角 ψ 变化的关系。方块和圆点表示模拟数据，实线表示理论结果。(d) 各向异性力矩差 $|\Delta\tau_k|$ 随外场角 ψ变化的关系。(e) $\psi = 70°$时不平衡各向异性力矩示意图。(f) $\psi = 90°$时平衡各向异性力矩示意图。(g) 在 $B_0 = 0.06$ T 外磁场下，使用公式 (10) 和 (11) 计算单轴区域和立方区域在 $\psi = 70°$ 和 $\psi = 90°$条件下的自旋波色散关系。

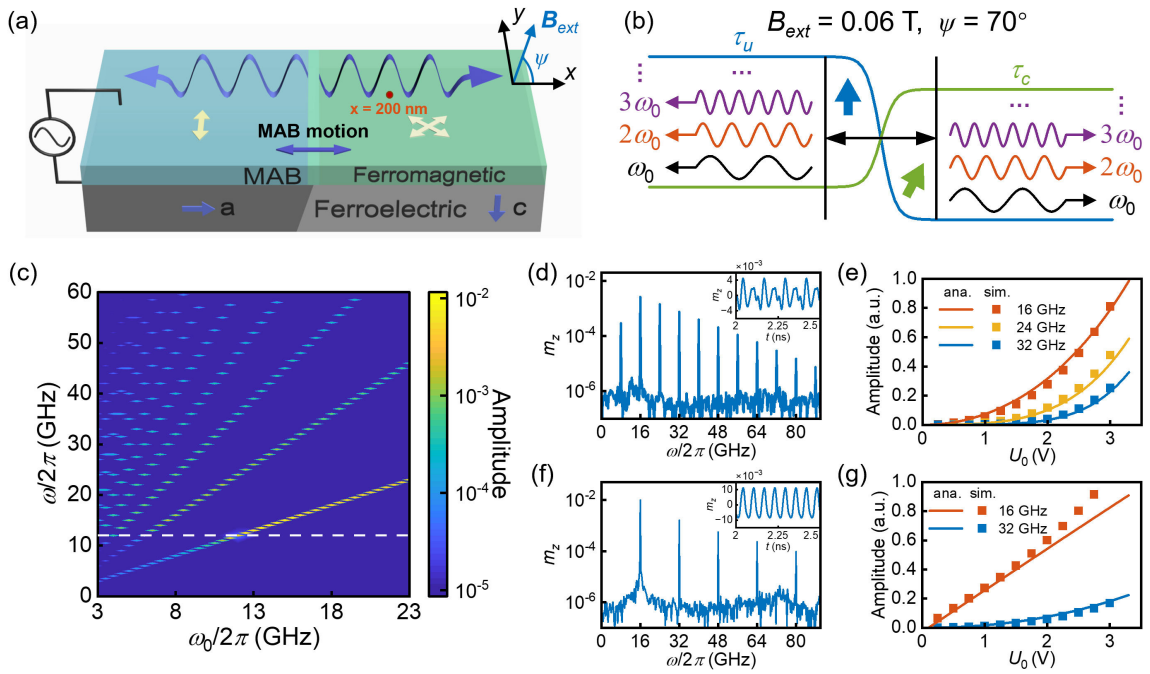

图 3. (a) 电压控制的MAB在铁电/铁磁异质结构中充当自旋波发射器的示意图。(b) 电压控制的不平衡各向异性力矩诱导谐波自旋波产生的示意图。(c) 激励频率为 3 至 23 吉赫兹时激发的自旋波谱等高线图。(d,f) 激励频率分别为 8 吉赫兹和 16 吉赫兹时的傅里叶谱及相应的磁化强度随时间变化曲线（插图）。(e,g) 激励频率分别为 8 吉赫兹和 16 吉赫兹时高次谐波的强度。方块表示模拟数据，实线表示理论结果。

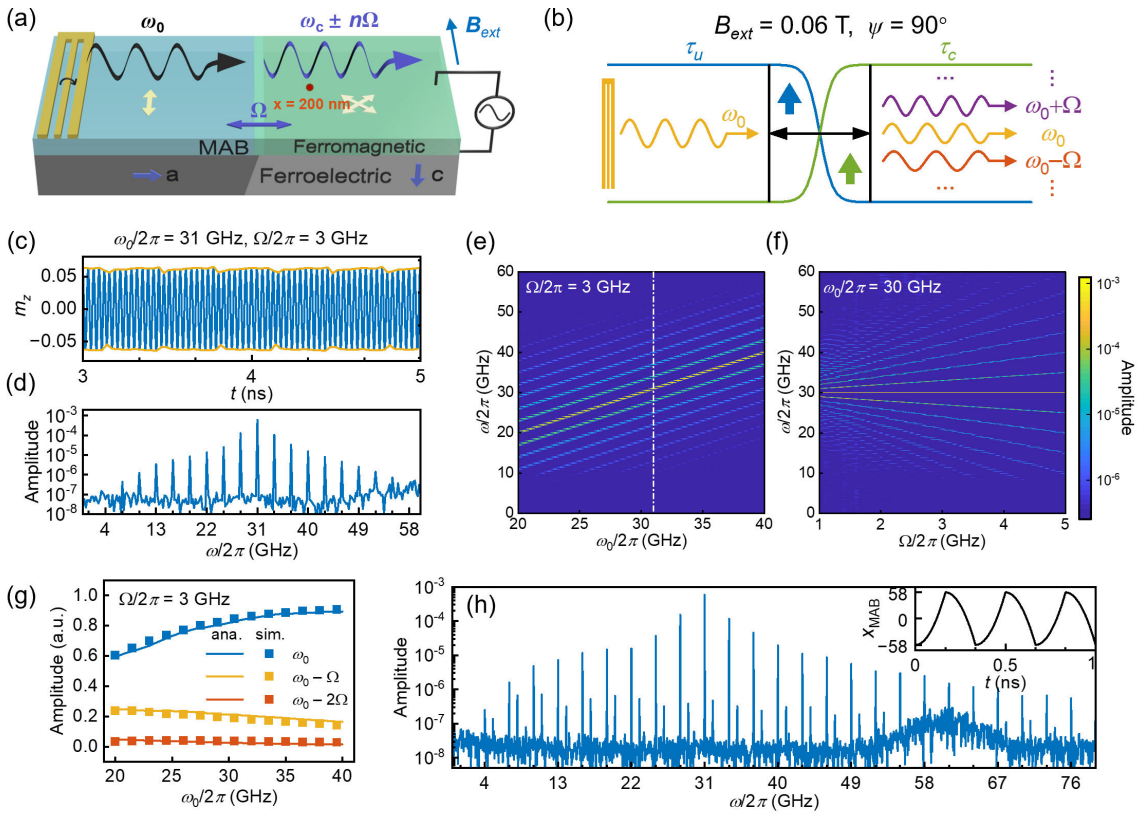

图4。（a）电压控制的MAB在铁电/铁磁异质结构中充当自旋波调制器的示意图。入射自旋波的频率为 $\omega_0 = 31$ 吉赫兹，而施加的频率为$\Omega/2\pi = 3$ 吉赫兹的射频电压驱动MAB以相同频率做周期性运动。（b）在电压控制的平衡各向异性力矩作用下，通过自旋波非线性多普勒效应生成频率梳的概念示意图。（c、d） m_z 的时变振荡及其相应的傅里叶变换，在 $x = 200$ 纳米处测得。（e）固定调制频率$\Omega/2\pi = 3$ 吉赫兹时，不同入射频率下透射自旋波谱的等高线图。（f）固定入射频率 $\omega_0/2\pi = 30$ 吉赫兹时，不同调制频率$\Omega/2\pi$ 下透射自旋波谱的等高线图。（g）主模和两个主要边峰的振幅随 ω_0的变化。方块表示仿真结果，实线表示理论预测。（h）MAB周期性加速运动（插图）时的透射自旋波谱，入射自旋波频率为 $\omega_0/2\pi = 31$ 吉赫兹。

本研究得到深圳市科技计划（JCYJ20240813113228037）和深圳技术大学顶尖人才自然科学基金（GDRC202510）的资助。本研究还得到国家重点研发计划（项目编号：2023YFB4502100、2020AAA0109005、2023YFA1406600）、国家自然科学基金（项目编号：62374055、12327806、62304083、62074063、61821003、61904060、61904051和61674062）、武汉国家高磁场中心交叉学科项目（项目编号：WHMFC202119）、深圳市科技计划奖（项目编号：JCYJ20220818103410022）、深圳虚拟大学园（项目编号：2021Szvup091）和武汉市自然科学基金（项目编号：2024040701010049）的部分资助。

* 这些作者对本研究作出了同等贡献。

† 这些作者对本研究作出了同等贡献；hushaojie@sztu.edu.cn

‡ lyou@hust.edu.cn[1] X. Han、H. Wu 和 T. Zhang, 《磁振子学：材料、物理学与器件》, Appl. Phys. Lett.**125**, 020501 (2024).[2] A. Chumak、V. Vasyuchka、A. Serga 和 B. Hillebrands, 《磁振子自旋电子学》, 自然·物理**11**, 453–461 (2015).[3] A. Chumak、P. Kabos、M. Wu、C. Abert、C. Adelmann、A. Adeyeye、J. ̊Akerman、F. Aliev、A. Anane、A. Awad、C. Back、A. Barman、G. Bauer、M. Becherer、E. Beginin、V. Bittencourt、Y. Blanter、P. Bortolotti、I. Boventer 和 X. Zhang, 《磁学前沿路线图：自旋波计算》, IEEE Trans. Magn. **58**, 0800172 (2021).[4] P. Pirro、V. Vasyuchka、A. Serga 和 B. Hillebrands, 《相干磁振子学的进展》, Nat. Rev. Mater. **6**, 1114 (2021).[5] K. Wang 和 P. Amiri, 《非易失性自旋电子学：即时启动非易失性纳米电子系统展望》, SPIN **02**, 1250009 (2012).[6] A. Khitun、M. Bao 和 K. Wang, 《磁振子逻辑电路》, J. Phys. D: Appl. Phys.**43**, 264005 (2010).[7] Y. Kajiwara、K. Harii、S. Takahashi、J. Ohe、K. Uchida、M. Mizuguchi、H. Umezawa、H. Kawai、K. Ando、K. Takanashi、S. Maekawa 和 E. S aitoh, 《通过自旋波

转换实现电信号传输：磁性绝缘体中的自旋波转换》，Nature **464**, 262 (2010).[8] D. Zheng、J. Lan、B. Fang、Y. Li、C. Liu、J. Ledesma-Martin、Y. Wen、P. Li、C. Zhang、Y. Ma、Z. Qiu、K. Liu、A. Manchon 和 X. Zhang, 《在具有垂直磁各向异性的全氧化物异质结构中实现高效的磁振子介导的磁化翻转》，Adv. Mater.**34**, 2203038 (2022).[9] A. I. Nikitchenko 和 N. A. Pertsev, 《利用自旋轨道力矩和电压控制磁各向异性实现自旋波的节能激发、放大和路由》，Phys. Rev. Appl. **24**, 044089 (2025).[10]H. Merbouche、B. Divinskiy、D. Gou´er´e、R. Lebrun、A. Kanj、V. Cros、P. Bortolotti、A. Anane、S. Demokritov 和 V. Demidov, 《磁振子纳米波导中自旋波的真正放大》，Nat. Commun.**15**, 1560 (2024).[11]J. Hou、S. Hu 和 L. You, 《铁电体/斯格明子异质结构中振荡电压控制的Dzyaloshinskii–Moriya相互作用激发自旋波》，Nano Letters**25**, 3565 (2025).[12]O. Dobrovolskiy、Q. Wang、D. Vodolazov、R. Sachser、M. Huth、S. Knauer 和 A. Buzdin, 《运动的Abrikosov涡旋晶格产生亚40纳米磁振子》，Nat. Nanotech. 10.1038/s41565-025-02024-w (2025).[13] J. F¨orster、J. Gr¨afe、J. Bailey、S. Finizio、N. Tr¨ager、F. Groß、S. Mayr、H. Stoll、C. Dubs、O. Surzhenko、N. Liebing、G. Woltersdorf、J. Raabe、M. Weigand、G. Sch¨utz 和 S. Wintz, 《在单晶亚铁磁绝缘体中直接观测到亚光学波长的相干磁振子》，Phys. Rev. B **100**, 214416 (2019).[14] P. Gruszecki、I. L. Lyubchanskii、K. Y. Guslienko 和 M. Krawczyk, 《磁性薄膜中边缘局域自旋波对亚100纳米体型自旋波的局域非线性激发》，Appl. Phys. Lett.**118**, 062408 (2021).[15] E. Rongione、O. Gueckstock、M. Mattern、H. Gomonay、H. Meer、C. Schmitt、R. Ramos、T. Kikkawa、M. Mi˘cica、E. Saitoh、J. Sinova、H. Jaffr`es、J. Mangeney、S. Goennenwein、S. Gepr¨ags、T. Kampfrath、M. Kl¨aui、M. Bargheer、T. Seifert 和 R. Lebrun, 《超快自旋-声子相互作用触发反铁磁绝缘体中相干太赫兹磁振子的发射》，Nat. Commun.**14**, 1818 (2023).[16] S.-H. Oh、S. K. Kim、D.-K. Lee、G. Go、K.-J. Kim、T. Ono、Y. Tserkovnyak 和 K.-J. Lee, 《与亚铁磁畴壁动力学相关的相干太赫兹自旋波发射》，

Phys. Rev. B**96**, 100407 (2017).[17] K. Grishunin, E. A. Mashkovich, A. V. Kimel, A. M. Balbashov, and A. K. Zvezdin，反铁磁体中太赫兹相干自旋波的激发与探测 α–fe$_2$o$_3$，Phys. Rev. B**104**, 024419 (2021).[18] Q. Lu, F. Wang, D. Wu, S. Slivken, and M. Razeghi，室温太赫兹半导体频率梳，Nat. Commun.**10**, 2403 (2019).[19] M. Xu, C. Hua, Y. Chen, and W. Yu，合成维度中磁振子的频率调制，Nat. Commun.**16**, 3356 (2025).[20] T. Fischer, M. Kewenig, D. Bozhko, A. Serga, S. Ihor I., F. Ciubotaru, C. Adelmann, B. Hille- brands, and A. Chumak, 自旋波多数门的实验原型，Appl. Phys. Lett.**110**, 152401 (2016).[21] B. Rana and Y. Otani，电压控制的可重构自旋波纳米通道和逻辑器件，Phys. Rev. Appl.**9**, 014033 (2018).[22] K. Wang, S. Hu, F. Gao, M. Wang, and D. Wang，基于电场控制磁各向异性边界的双功能自旋波逻辑门，Appl. Phys. Lett.**120**, 142405 (2022).[23] Y. Tabuchi, S. Ishino, A. Noguchi, T. Ishikawa, R. Yamazaki, K. Usami, and Y. Nakamura，铁磁磁振子与超导量子比特之间的相干耦合，《科学》**349**, 405 (2014).[24] H. Yuan, Y. Cao, A. Kamra, R. Duine, and P. Yan，量子磁振子学：当磁振子自旋电子学遇上量子信息科学，《物理报告》**965**, 1 (2022).[25] P. Rovillain, R. de Sousa, Y. Gallais, A. Sacuto, M.-A. M´easson, D. Colson, A. Forget, M. Bibes, A. Barthelemy, and M. Cazayous，多铁性 $BiFeO_3$，中室温下自旋波的电场控制，《自然·材料》**9**, 975 (2010).[26] K. Nikolaev, S. Lake, G. Schmidt, S. Demokritov, and V. Demidov，纳米波导中传播的二次谐波自旋波的共振产生，Nat. Commun. **15**, 1827 (2024).[27] C. K¨orner, R. Dreyer, M. Wagener, N. Liebing, H. Bauer, and G. Woltersdorf，通过集体纳米尺度自旋波动力学实现频率倍增，《科学》**375**, 1165 (2022).[28] Z. Wang, H. Y. Yuan, Y. Cao, Z.-X. Li, R. A. Duine, and P. Yan，通过非线性磁振子-斯格明子散射形成磁振子频率梳，《物理评论快报》**127**, 037202 (2021).[29] X. Liang, Y. Cao, Y. Cao, P. Yan, and Y. Zhou，非对称磁振子频率梳，《纳米快报》**24**, 6730 (2024)。

[30] Z. Wang, H. Y. Yuan, Y. Cao, and P. Yan，扭曲磁振子频率梳与彭罗斯超辐射，《物理评论快报》**129**, 107203 (2022).[31] Y. Liu, T. Liu, Q. Yang, G. Tian, Z. Hou, D. Chen, Z. Fan, M. Zeng, X. Lu, X. Gao, M. Qin, and J. Liu，合成亚铁磁体中可控磁振子频率梳的设计，Phys. Rev. B **109**, 174412 (2024).[32] S. J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, C. Rausch, S. Sch¨afer, B. Leven, S.-K. Kim, and B. Hille- brands，通过畴壁振荡实现的自旋波倍频器，Appl. Phys. Lett.**94**, 223510 (2009).[33] D. Rodrigues, J. Nothhelfer, M. Mohseni, R. Knapman, P. Pirro, and K. Everschor-Sitte，拓扑铁磁织构的非线性动力学与频率倍增，Phys. Rev. Appl. **16**, 014020 (2021).[34] G. Lan, K.-Y. Liu, Z. Wang, F. Xia, H. Xu, T. Guo, Y. Zhang, B. He, J. Li, C. Wan, G. Bauer, P. Yan, G. Liu, X. Pan, X. Han, and G. Yu，自旋织构中磁振子的相干谐波产生，Nat. Commun.**16**, 1178 (2025).[35] M. Voto, L. Lopez-Diaz, and E. Mart´ınez，作为可调直流自旋波发射器的钉扎畴壁振荡器，Sci. Rep. **7**, 13559 (2017).[36] Z.-w. Zhou, X.-g. Wang, Y.-z. Nie, Q.-l. Xia, and G.-h. Guo，通过传播自旋波与振荡畴壁的相互作用产生自旋波频率梳，J. Magn. Magn. Mater. **534**, 168046 (2021).[37] H. Fulara, M. Zahedinejad, R. Khymyn, A. Awad, S. Muralidhar, M. Dvornik, and J. ˚Akerman，自旋轨道力矩驱动的传播自旋波，Sci. Adv. **5**, eaax8467 (2019).[38] V. Vlaminck and M. Bailleul，电流诱导的自旋波多普勒频移，《科学》**322**, 410 (2008).[39] D.-H. Kim, S.-H. Oh, D.-K. Lee, S. K. Kim, and K.-J. Lee，补偿亚铁磁体中电流诱导的自旋波多普勒频移与衰减，Phys. Rev. B**103**, 014433 (2021).[40] J. Nakane and H. Kohno，反铁磁体中电流诱导的自旋波多普勒频移，J. Phys. Soc. Jpn. **90**, 103705 (2021).[41] T. Yu, C. Wang, M. A. Sentef, and G. E. W. Bauer，磁性绝缘体中由磁振子拖曳引起的自旋波多普勒频移，《物理评论快报》**126**, 137202 (2021).[42] H. Xia, J. Chen, X. Zeng, and M. Yan，固体介质中的多普勒效应：自旋流中漂移的进动畴壁发射自旋波，Phys. Rev. B **93**, 140410 (2016)。

[43] T. T. Liu、Y. Liu、Z. Jin、Z. P. Hou、D. Y. Chen、Z. Fan、M. Zeng、X. B. Lu、X. S. Gao、M. H. Qin 和 J.-M. Liu，亚铁磁畴壁中的手性过滤器和自旋波多普勒频移，Phys. Rev. B **105**，214432（2022年）。[44] S. Hu、K. Wang、T. Min 和 T. Kimura，铁磁/铁电异质结中电压控制的自旋波多普勒频移，Phys. Rev. Appl.**22**，014085（2024年）。[45] T. Zhong、X. Su 和 S. Hu，可移动磁偶极场对自旋波多普勒频移的控制，物理学杂志D：应用物理 **58**，415002（2025年）。[46] L. Yang、J. D. Koralek、J. Orenstein、D. R. Tibbetts、J. L. Reno 和 M. P. Lilly，二维电子气中的自旋传播多普勒测速， 自然·物理**8**，153（2012年）。[47] M. Q. Weng 和 M. W. Wu，半导体量子阱中自旋传播多普勒测速的微观理论，Phys. Rev. B **86**，205307 （2012年）。[48] K. Zhao、F. Yang、C. Wang、Z. Chen、J. Song、S. Ma、Z. Yue、W. Liu、L. Sun、J. Rao、B. Yao 和 W. Lu，非互易磁振子频率梳的实验观测，AIP进展**15**，015015（2025年）。[49] V. E. Demidov、M. P. Kostylev、K. Rott、P. Krzysteczko、G. Reiss 和 S. O. Demokritov，在微米条带中传播的自旋波产生二次谐波，Phys. Rev. B **83**，054408（2011年）。[50] G. M. Diederich、M. Nguyen、J. Cenker、J. Fonseca、S. Pumulo、Y. J. Bae、D. G. Chica、X. Roy、X. Zhu、D. Xiao、Y. Ren 和 X. Xu，层状半导体中极端非线性磁振子对激子的缀饰，Nat. Nanotech. **20**，617–622（2025年）。[51] H. Qin、R. Dreyer、G. Woltersdorf、T. Taniyama 和 S. van Dijken，多铁异质结构中通过铁电畴壁运动实现传播自旋波的电场控制，Adv. Mater. **33**，2100646（2021年）。[52] K. J. A. Franke、B. Van de Wiele、Y. Shirahata、S. J. H¨am¨al¨ainen、T. Taniyama 和 S. van Dijken，可逆电场驱动的磁畴壁运动，物理评论X**5**，011010（2015年）。[53] A. Vansteenkiste、J. Leliaert、M. Dvornik、M. Helsen、F.Garcia-Sanchez 和 B. Van Waeyen- berge，mumax3 的设计与验证，AIP进展**4**，107133（2014年）。[54] J. Hlinka 和 P. M´arton，$BaTio_3$-型铁电体中90°畴壁的唯象模型，Phys. Rev. B **74**，104104（2006年）。

[55] C. T. Nelson、R. K. Vasudevan、X. Zhang、M. Ziatdinov、E. A. Eliseev、I. Takeuchi、A. N. Morozovska 和 S. V. Kalinin，通过对原子分辨 STEM 数据进行贝叶斯分析探索铁电畴壁的物理学，Nat. Commun. **11**，6361（2020年）。[56] B. A. Kalinikos 和 A. N. Slavin，具有混合交换边界条件的铁磁薄膜偶极交换自旋波谱理论，J. Phys. C：Solid State Phys. **19**，7013（1986年）。[57] R. E. Arias，铁磁薄膜的自旋波模态，Phys. Rev. B**94**，134408（2016年）。[58] H. L.Stadler 和 P. J.Zachmanidis，$BaTio_3$在2至450 kv/cm电场下铁电畴的成核与生长，J. Appl. Phys.**34**，3255（1963年）。