

专题: 非线性系统理论及其前沿应用

飞秒尺度下的惯性磁化强度动力学*

李再东^{1)2)†} 南雪萌¹⁾ 屈川¹⁾ 刘伍明^{3)‡}

1) (天津理工大学理学院, 天津市量子光学与智能光子学重点实验室, 天津 300384)

2) (山西大学, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

(2023年3月8日收到; 2023年4月28日收到修改稿)

在亚皮秒到飞秒时间尺度下, 铁磁体中磁化强度的动力学中要考虑惯性效应, 它可以用惯性朗道-利夫希茨-吉尔伯特 (inertial Landau-Lifshitz-Gilbert) 方程来描述. 本文主要介绍了超快铁磁共振、磁矩翻转和惯性自旋动力学在理论和实验上的一些发展, 这些研究结果将有助于更好地理解超快退磁和翻转的基本机制, 加深对磁惯性微观机制的理解, 揭示未来的实验和理论研究的发展趋势.

关键词: 惯性效应, 铁磁共振, 磁矩翻转**PACS:** 75.78.Jp, 42.65.Re, 02.60.Cb, 05.45.-a**DOI:** 10.7498/aps.72.20230345

1 引言

随着现代科技的快速发展, 信息量已经呈现爆炸式增长, 对于计算机、手机等设备的快速信息处理提出了越来越高的要求. 计算机信息处理快慢依赖于磁化强度的翻转速度, 在纳秒时间尺度上这个磁化强度动力学过程可以用朗道-利夫希茨-吉尔伯特 (Landau-Lifshitz-Gilbert, LLG) 方程来描述^[1]. 直到 20 年前, 研究者们还认为所有相关的磁化强度动力学的物理现象都包含在这个方程中, 仅仅基于它就可以实现存储设备的优化. 然而, 基于快速磁化强度翻转对未来高速信息发展的潜在应用, Ciornei 等^[2-4] 以及其他理论家^[5,6] 也指出, 在亚皮秒或飞秒等超短时间尺度上的磁化强度动力学中, 惯性的缺失是值得怀疑的. 所以, 应该考虑惯性效应的存在和超快磁性场, 这将无法用 LLG 方程来

描述 (LLG 方程描述了进动和弛豫, 但不包括章动^[5]). 由于现代社会对更小的设备、更高的存储密度和更快的访问速度的需求不断提高, 纳米磁性材料特性的研究持续深入, 这些器件都是自旋电子学或磁振子应用的产物, 表现出热稳定的磁性、节能的磁化强度动力学和受控的快速磁化强度翻转^[1-22], 这些研究表明纳米尺度系统中磁化强度动力学的研究非常重要: 例如, 电流诱导的畴壁运动^[7] 和飞秒激光脉冲的退磁效应.

当代磁化强度动力学的基础是 LLG 方程, 该方程描述了纳秒级别的磁化强度动力学, 包括磁矩的进动及其横向阻尼^[14]. LLG 方程最初是基于唯象理论推导出来的, 其中阻尼被归因于相对论效应, 如自旋-轨道相互作用^[15]. 近年来, 关于吉尔伯特阻尼背后的基本微观机制, 有关研究人员对此提出了很多新建议: 呼吸费米表面模型扩展到转矩-转矩相关模型^[16,17]、散射理论描述^[18]、有效场理论^[19]、

* 量子光学与光量子器件国家重点实验室 (山西大学) 开放课题资助项目 (批准号: KF202203)、国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1400900, 2021YFA0718300, 2021YFA1402100)、国家自然科学基金 (批准号: 61835013, 12174461, 12234012) 和中国载人航天工程空间应用系统资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lizd@email.tjut.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wmliu@iphy.ac.cn

相对论电子结构理论内的线性响应形式^[20]和狄拉克哈密顿理论公式^[21]等. 在皮秒乃至飞秒的时间尺度上, 则需要扩展原始 LLG 方程: 最近的一项研究预测了包含局部磁化强度的空间和时间导数的扩展项, 即磁惯性项的存在^[22,23]; 上述研究中未涉及的是另一个热点问题, 即磁惯性阻尼^[2,24–26], 最初磁惯性是在发现地球磁场之后讨论的^[27]; 在 LLG 方程框架内, 惯性作为附加项引入^[2,19,28,29], 进而导致修正的 LLG 方程, 这种类型的运动与旋转对称陀螺的章动具有相同的经典模拟. 鉴于陀螺仪动力学和磁化强度动力学的相似性, Döring^[24]在宏观自旋系统中引入了质量和惯性的概念. De Leeuw 和 Robertson^[25]通过实验证明了畴壁质量的存在, 并在约瑟夫逊结中首次预测到自旋章动. 结果表明, 在磁隧道结中, 插入到结中的局部自旋可使用短偏置电压脉冲进行电控制^[2]. Ciornei 等^[2,28]使用宏观销方法研究了惯性在阻尼动力学中的作用, 忽略了样品内的磁交换相互作用, 发现章动的寿命为皮秒.

过去在实验上难以观测到磁化强度的章动, 主要原因是该效应太小, 且出现在磁交换相互作用的时间尺度上. 然而, 超快技术在光谱学^[30,31]方面取得了巨大进步, 这为 Böttcher 和 Henk^[5]在磁性纳米结构中观察到章动提供有利的条件. 惯性的潜在重要性在于: 当吉尔伯特阻尼将进动磁化强度与有效磁场缓慢对齐时, 惯性动力学会导致磁化强度矢量的颤动或章动^[2,5,6]. 因此, 章动会将磁化强度方向拉向赤道, 并导致其向反平行方向翻转^[32,33], 基于其在磁化强度翻转的重要性, Fähnle 等^[4,19]扩展了呼吸费米表面模型以包括磁惯性的影响. 因此, 章动动力学的理论与技术变得非常重要, 其在控制存储器^[32]以及自旋纹理中的磁化强度翻转具有巨大的潜力. 无论是从基础理论还是应用的角度来看, 超快磁化强度翻转日益显出其重要性, 对于目前读写的纳秒量级^[13]的改进日益迫切, 新开发的技术方法^[34]表明读写达到皮秒、甚至是更短时间尺度是可能的.

基于磁化强度章动的实验技术和观测的快速发展, 目前有几个关于惯性起因的理论解释: Hickey 和 Moodera^[35]从狄拉克哈密顿量出发, 获得了源自自旋轨道耦合的固有吉尔伯特阻尼项. 但是, 仅从自旋轨道耦合哈密顿量的一部分开始, 这是反厄米的^[36,37], 基于狄拉克哈密顿理论公式^[21]的推导表

明, 吉尔伯特阻尼强烈依赖于带间和带内跃迁^[38]以及磁化强度率响应函数 χ_m . 这一推导使用了狄拉克-科恩-沙姆 (Dirac-Kohn-Sham, DKS) 哈密顿量的最低阶 $1/c^2$ 的相对论展开, 且包括交换场的影响^[39]. 在此基础上, Mondal 等^[40]采用类似于文献^[21]的方法, 并考虑 DKS 哈密顿量的高阶展开项, 其数量级高达 $1/c^4$, 进而严格地从基本狄拉克哈密顿量导出磁化强度动力学, 为系统中的磁惯性理论提供了坚实的理论框架, 并建立了磁惯性的起源. 对于受电磁场影响的单自旋 $-1/2$ 狄拉克粒子, 导出了相对论的自旋动力学方程, 其中包含一个惯性项. 对于宏观磁体积单元的自旋动力学方程, 也在相同的基础上导出了吉尔伯特阻尼和磁惯性阻尼的表达式. 吉尔伯特阻尼源于外部场的广义自旋-轨道相互作用, 而惯性阻尼源于外部场中的高阶 $(1/c^2)$ 自旋-轨道贡献. 两者都被证明是张量. 对于一般的时间相关外部场, 吉尔伯特型阻尼中出现具有一阶时间导数的场导数转矩, 惯性阻尼中出现二阶时间导数场转矩. 这证明修正的 LLG 方程中的将会出现固有惯性项, 并且还能够证明它源于高阶自旋轨道耦合项. 在半导体纳米结构的背景下, 由类 Rashba 自旋轨道耦合引起的自旋章动角的相对论起源也在之前得到了结论. 从这些角度来看, 对磁惯性的起源都有一个较好的解释, 但到目前为止还不太统一, 因此对磁惯性的起源的理论研究还在继续深化.

本文主要介绍了飞秒时间尺度上的章动现象, 主要涉及铁磁章动共振、磁矩翻转和超快退磁等多个方面的惯性自旋动力学进展, 随后介绍了时间分辨磁光克尔效应 (time-resolved magneto-optical Kerr effect, TR-MOKE)、时间分辨磁化强度调制光谱学 (time-resolved magnetization modulation spectroscopy, TIMMS) 及单周期太赫兹 (terahertz, THz) 泵浦-光探头实验下的惯性自旋动力学.

2 理论模型

在微秒到纳秒的时间尺度上, 可以用 LLG 方程很好地描述磁化强度的非线性动力学:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}^{\text{eff}} - \iota \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

其中 γ 为旋磁比, \mathbf{H}^{eff} 是有效场, ι 为吉尔伯特阻尼系数, 无量纲的阻尼为 $\alpha = \gamma \iota M_S$, 均匀磁化强度

$\mathbf{M} = M_S \mathbf{e}_r$ (M_S 为饱和磁化强度, \mathbf{e}_r 是径向单位矢量).

在较高的频率下, 正如 Ciornei 等^[2-4] 以及其他理论家^[5,6] 所指出的那样, 缺乏惯性对于磁化强度动力学来说是值得怀疑的. 超过 100 GHz 的高频特性与磁信息存储技术所设想的超快 (小于皮秒尺度) 磁化强度翻转方案相关^[8-12]. 在金属铁磁体^[41-43] 中, 构成磁化强度的电子本身具有惯性, 通过有限 (布洛赫状态) 寿命 τ 表示, 并且不能无限快地改变其动量. 这些研究表明, LLG 方程可修正为惯性朗道-利夫希茨-吉尔伯特 (inertial Landau-Lifshitz-Gilbert, ILLG) 方程^[2-4]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}^{\text{eff}} - \iota \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \tau \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} \right) \right], \quad (2)$$

其中 τ 为角动量弛豫时间, 其估计范围为飞秒级或以下^[13,44-46]. (2) 式的最后一项除了具有自旋进动和阻尼外, 还有一个二阶导数项 (由于角动量弛豫^[47]). 文献^[48, 49] 的模拟结果表明, 在小于角动量弛豫时间 τ 的时间尺度上, 在进动之上存在章动振荡, 如图 1 红线所示. 在不考虑惯性效应, 即 $\tau = 0$ 时, (2) 式可以退化为传统的 LLG 方程.

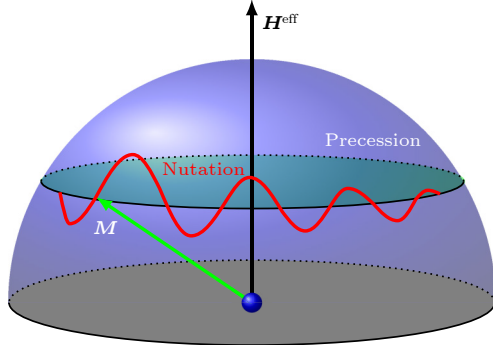


图 1 磁化强度动力学示意图^[40] (\mathbf{M} 在 \mathbf{H}^{eff} 周围的进动用蓝色实虚线表示, 章动用红色曲线表示)

Fig. 1. Schematic illustration of magnetization dynamics^[40] (The precessional motion of \mathbf{M} around \mathbf{H}^{eff} is depicted by the blue solid dashed curve, and the nutation is shown by the red curve).

3 皮秒或飞秒时间尺度上的章动动力学

Beaurepaire 等^[50] 在 1996 年的开创性实验揭示了亚皮秒尺度上自旋动力学的发生, 从而产生了超快磁性场. 并且 τ 值的确定是实验上的开放问题, 这是由于不同的理论研究表明, τ 值的范围从几飞

秒到几百皮秒不等. 为了解决这个问题, 需要能够在 THz 范围内进行磁场光谱分析. 在过去的几年中, 由桌面激光源^[51] 产生的宽带 THz 辐射已被用于研究不同类别材料的磁化强度动力学, 除了退磁效应类似于近红外辐射, 强烈辐射的 THz 磁场 \mathbf{H}_{THz} 可以产生塞曼扭矩 $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{THz}}$, 导致磁化强度矢量 \mathbf{M} 的进动持续到 THz 脉冲离开材料. 目前, 可以在超辐射电子源上产生强且可调谐的窄带 THz 磁场, 如在德国德累斯顿^[52,53] 的 TELBE 设备.

通过利用 TELBE 产生的辐射, 在强周期 THz 磁场下驱动薄膜铁磁体的磁化强度, 其基本思想是对 THz 磁场 \mathbf{H}_{THz} 的频率进行强迫振荡器实验, 用飞秒磁光克尔效应 (magneto-optical Kerr effect, MOKE) 检测响应的振幅和相位, 试图观察共振的特征. 假设 (1) 式和 (2) 式右边的第一项比其他项大得多, 且磁化强度对磁场呈线性响应, 可以将磁化强度响应解读为 THz 磁场的积分^[54]. 将 THz 磁场近似为角频率为 ω 的正弦激发, 在 \mathbf{M} 和 \mathbf{H}_{THz} 正交的情况下, 忽略共振效应的归一化磁化强度 $m(t) = M(t)/M_S$ 的时间响应可以简化为

$$m(t) = |\gamma| \int H_{\text{THz}} \sin(\omega t) dt = |\gamma| \frac{H_{\text{THz}}}{\omega} \cos(\omega t). \quad (3)$$

文献^[54] 研究了 3 种不同的薄膜样品, 它们都具有易平面磁化强度: 在 Si/SiO₂ 衬底上生长的非晶 CoFeB, 以及分别在单晶 MgO(100) 和 (111) 衬底上生长的外延 NiFe 和多晶的 NiFe. 为了从实验中估计 τ 的值, 对 (3) 式进行归一化, 通过实验测量分别得到 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 和 1.0 THz 等 6 个不同频率下 CoFeB、外延 NiFe 和多晶的 NiFe 的 MOKE 振幅的最大值, 大约都为 0.9, 所对应的峰值中心频率大约为 0.5, 0.55 和 0.55 THz. 用洛伦兹曲线拟合返回中心频率 ω_n . 根据文献^[29], 章动频率为

$$\omega_n = \frac{\sqrt{1 + \alpha\tau} |\gamma| H}{\alpha\tau} \approx 1/(\alpha\tau). \quad (4)$$

除此之外, 通过用铁磁共振波谱分别测量了所有 3 个样品中的吉尔伯特阻尼 α , 并提取相应的 τ 的值, 分别为 72, 49 和 12 ps. 用这些 τ 值求解惯性 LLG 方程的数值计算分别得到 3 个样品所对应的峰值中心频率大约为 0.5, 0.6 和 0.6 THz, 并再现了实验数据的主要特征. 第 1 个观察结果是, 峰值中心频率在不同的材料之间移动了约 10%, 几乎

独立于 α . 第 2 个重要的观察结果是, 实验峰值的宽度比模拟结果所预测的要大. 这种不匹配可能归因于自旋的惯性运动会受到材料的微观细节的影响. 据报道, 如果考虑宏观磁体的动力学, 惯性动力学保持不变.

目前的研究数据清楚地证明了在 THz 体系中存在一种共振, 其最合理的理论解释是磁系统中存在章动的激发: 在超短时间尺度上, 章动也可能发生在原子磁矩的水平上 [22]; 在文献 [5] 中, 认为低配位数的原子自旋会增强章动, 时间尺度可能在飞秒的量级. 更一般地来说, 这种自旋章动源于不均匀的自旋组态, 这导致了不均匀的有效场 \mathbf{H}^{eff} , 其大小和方向对于不同的晶格位置不同, 这些空间不均匀性是表面效应的典型结果, 在纳米级磁性系统 (如磁性纳米颗粒) 表面效应非常明显. 基于此, Bastardis 等 [22] 以原子论方法研究了铁磁性纳米颗粒中的磁化强度动力学, 提出表面效应引起的磁化强度章动的不同来源, 并解释了相应的共振峰及其频率. 其结果表明不均匀的自旋组态会导致粒子磁化强度动力学中的章动: 更准确来说, 在普通进动频率之外发现了净磁矩的动力学表现出两个不同频率的共振峰 f_c 和 f_n ; 将表面效应引起的章动与基于 LLG 方程的宏观方法得出的结果相比较, 该方程具有唯象系数的惯性项 (与宏观力矩的二阶时间导数成比例), 使得研究者能够根据原子参数 (如表面各向异性常数) 估计后者的系数. 事实上, 表面效应对纳米粒子铁磁共振的影响已经被研究了几十年.

3.1 铁磁共振和章动共振

铁磁共振 (ferromagnetic resonance, FMR) 是一种探测铁磁材料磁化强度的光谱技术, 也是探测自旋波和自旋动力学的标准工具, 这种现象是铁磁物质中外加恒定磁场和一定频率的微波磁场满足共振条件时产生的强烈吸收共振, 因此, 铁磁共振也是研究磁性材料动态磁性和测量饱和磁化强度、磁晶各向异性常数的有力工具, 同时利用铁磁共振现象可以做成许多微波器件.

在多个文献的报道中, 发现章动共振的频率比铁磁共振频率高, 为了更好地从 ILLG 方程理解这一点, 文献 [55] 用球形角度参数 (θ, ϕ) 来描述磁化强度的位置, 其中 θ 是极角, ϕ 是方位角, 由此可以得到

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = M_S (\dot{\theta}\mathbf{e}_\theta + \dot{\phi}\sin\theta\mathbf{e}_\phi), \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} = & M_S (-\ddot{\theta} - \dot{\phi}^2\sin^2\theta)\mathbf{e}_r \\ & + M_S (\ddot{\theta} - \dot{\phi}^2\sin\theta\cos\theta)\mathbf{e}_\theta \\ & + M_S (\ddot{\phi}\sin\theta + 2\dot{\phi}\dot{\theta}\cos\theta)\mathbf{e}_\phi. \end{aligned} \quad (5b)$$

在 z 方向上加静态磁场 $\mathbf{H} = H\hat{z}$ 和在 x 方向上较小的正弦磁场 \mathbf{h}_\perp :

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = H(\cos\theta\mathbf{e}_r - \sin\theta\mathbf{e}_\theta) + \mathbf{h}_\perp\cos(\omega t\hat{x}).$$

为了方便, 这里定义了无量纲量, 即无量纲时间 $t' = t/\tau$, 在球坐标系中 (2) 式变为

$$\begin{aligned} \theta'' = & -\theta' - \tilde{\tau}_1\phi'\sin\theta + \phi'^2\sin\theta\cos\theta - \tilde{\omega}_2\tilde{\tau}_1\sin\theta \\ & + \tilde{\omega}_3\tilde{\tau}_1\cos\theta\cos\phi\cos(\tilde{\omega}t'), \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\phi''\sin\theta = \tilde{\tau}_1\theta' - \phi'\sin\theta - 2\phi'\theta'\cos\theta - \tilde{\omega}_3\tilde{\tau}_1\sin\phi\cos(\tilde{\omega}t'), \quad (6b)$$

其中

$$\begin{aligned} \theta' &= d\theta/dt', & \theta'' &= d^2\theta/dt'^2, \\ \phi' &= d\phi/dt', & \phi'' &= d^2\phi/dt'^2, \end{aligned}$$

并且

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}_1 &= \tau/\tau_1 = 1/\alpha, \quad \tilde{\omega}_2 = \omega_2\tau = \tau\gamma H, \\ \tilde{\omega}_3 &= \omega_3\tau = \tau\gamma h_\perp, \quad \tilde{\omega} = \omega\tau. \end{aligned}$$

文献 [55] 采用双精度二阶龙格-库塔算法对 (6) 式进行了数值模拟, 其中使用的参数为

$$\gamma = 10^{11} \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{T}), \quad \tau = 10^{-14} \text{ s}, \quad \alpha = 0.1,$$

可以得到

$$\tilde{\tau}_1 = 10, \quad \tilde{\omega}_2 = 2 \times 10^{-3} \quad (H = 2 \text{ T}),$$

$$\tilde{\omega}_3 = 10^{-4} \quad (h_\perp = 0.1 \text{ T}).$$

首先, 在没有含时磁场驱动下, 即 $h_\perp = 0$, 由于惯性项导致的磁化强度的章动: 从任意的初始条件开始, 图 2 为磁化强度分量 $M_x/M_S = \sin\theta\cos\phi$, $M_y/M_S = \sin\theta\sin\phi$ 和 $M_z/M_S = \cos\theta$ 的时间演化. 图 2(b) 显示长时间动态 $t \gg \tau$, 而图 2(a) 显示短时间动态 $t < 10\tau$.

通过施加垂直于静磁场的振荡场, 来探究磁化强度的响应, 主要是磁化强度在平均值附近振荡的长久动力学状态. 对于振荡场频率 ω 和振幅 h_\perp 的固定值, 计算出横向磁化强度的平均值 $\langle M_\perp \rangle$ (随时间变化的平均值), 磁化强度表示为

$$M_\perp(t) = \sqrt{M_x^2(t) + M_y^2(t)}.$$

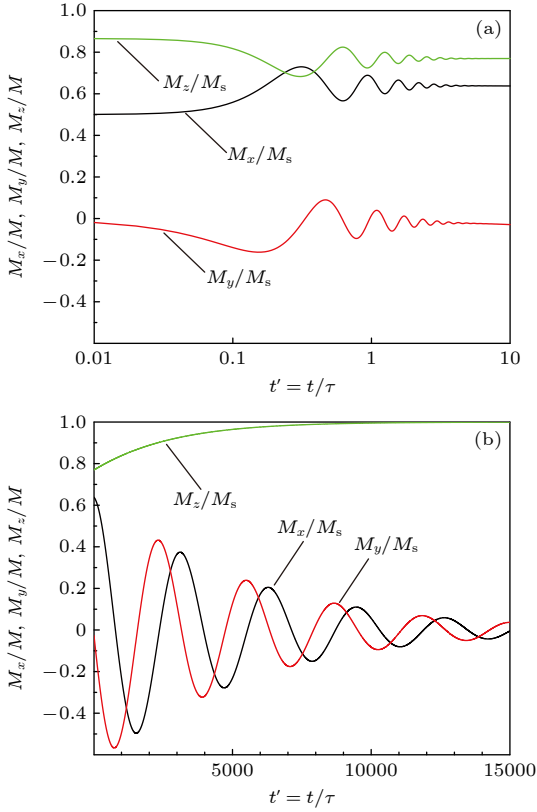


图2 磁化强度分量的时间演化 $M_x/M_S = \sin\theta\cos\varphi$ (黑线), $M_y/M_S = \sin\theta\sin\varphi$ (红线) 和 $M_z/M_S = \cos\theta$ (绿线), 对于 $H = 2$ T 和 $h_{\perp} = 0$ T 和任意的初始条件值 $\theta_0 = 30^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$, $\dot{\theta}_0 = 0$ rad/s 和 $\dot{\varphi}_0 = -2\sqrt{3} \times 10^{14}$ rad/s (a) 短时间动力学 $t < 10\tau$ 显示了由惯性项引起的章动振荡; (b) 长时间动力学 $t \gg \tau$ 显示了固定应用场周围的进动振荡^[55]

Fig. 2. Time evolution of the magnetization components $M_x/M_S = \sin\theta\cos\varphi$ (black line), $M_y/M_S = \sin\theta\sin\varphi$ (red line), and $M_z/M_S = \cos\theta$ (green line) for $H = 2$ T and $h_{\perp} = 0$ T, and for arbitrary initial conditions $\theta_0 = 30^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$, $\dot{\theta}_0 = 0$ rad/s, and $\dot{\varphi}_0 = -2\sqrt{3} \times 10^{14}$ rad/s: (a) Short time dynamics $t < 10\tau$ showing the nutation oscillations due to the inertial term; (b) long time dynamics $t \gg \tau$ showing the precession oscillations around the fixed applied field^[55].

对于固定 ω 值, 可以通过改变振幅值 h_{\perp} , 从而计算出对应的横向磁化率 $\chi_{\perp} = d\langle M_{\perp} \rangle / dh_{\perp}$. 为了证明响应是线性的, 即 $\langle M_{\perp} \rangle = \chi_{\perp} h_{\perp}$, 文献^[55] 通过选择 4 个场振幅 $h_{\perp} = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ 和 10^{-4} , 绘制了 $\langle M_{\perp} \rangle$ 对 h_{\perp} 的关系, 如图 3 插图所示. 并且通过对每个频率 ω 重复相同的模拟程序, 得到的横向磁化强度率 $\chi_{\perp}(\omega)$ 的两个共振: 即铁磁共振峰和章动共振峰,

$$\omega = \omega_2 = \gamma H = 2 \times 10^{11} \text{ rad/s},$$

$$\omega = \omega_{\text{nu}} = 1/\alpha\tau = 10^{15} \text{ rad/s},$$

如图 3 所示. 结果表明峰值的振幅相差 3 个数量

级, 而频率差为 4 个数量级, 惯性峰应该可以用通常的红外波长的光谱测量来测量.

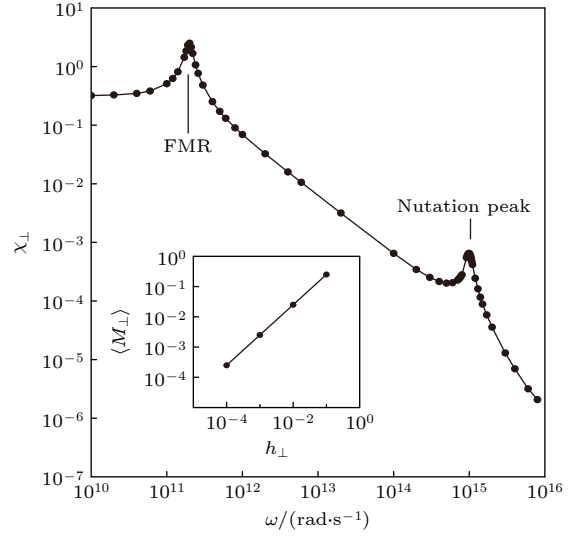


图3 横向磁化强度率 $\chi_{\perp}(\omega)$ 相对于振荡场脉冲 ω 的共振曲线, 观察到两个共振峰, 即低频的铁磁共振和高频的章动共振. 插图为横向磁化率 χ_{\perp} 的计算实例, 对于 $\omega = 2 \times 10^{11}$ rad/s 得到 $\langle M_{\perp} \rangle = \chi_{\perp} h_{\perp}$ ^[55]

Fig. 3. Resonance curve of the transverse susceptibility $\chi_{\perp}(\omega)$ with respect to the oscillating field pulsation ω . Two resonance peaks are observed: the ferromagnetic resonance at low frequency and the nutation resonance at high frequency. Inset: Example of the calculation of the transverse susceptibility χ_{\perp} such that $\langle M_{\perp} \rangle = \chi_{\perp} h_{\perp}$ obtained for $\omega = 2 \times 10^{11}$ rad/s^[55].

另一个值得关注的研究是: 由铁磁共振和章动共振注入到相邻金属中的自旋泵送电流^[56–58]. 考虑一个具有单亚晶格的铁磁体, 在外部塞曼场 $\mathbf{H} = H_0 \hat{z}$ 的作用下, 基态为 $\mathbf{M} = M_0 \hat{z}$, 自由能可表达为 $\mathcal{F}(\mathbf{M}) = -H_0 M_z - K M_z^2 / M_0^2$, 其中 K 是单轴各向性能能和 M_0 是基态磁矩. 因此, LLG 方程的有效场可以用 $\mathbf{H}^{\text{eff}} = \partial\mathcal{F}/\partial\mathbf{M}$ 来描述. 当施加一个小的振荡横向场 $\mathbf{h}(t) = h_x(t) \hat{x} + h_y(t) \hat{y}$ 时, 可以诱发小的磁化强度的振荡, $\mathbf{M}(t) = m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z(t) \hat{z}$, 其中

$$M_z(t) = \sqrt{M_0^2 - m_x^2(t) - m_y^2(t)} \approx M_0.$$

在线性响应理论描述的 $h_{\pm} = h_x \pm ih_y = h e^{\pm i\omega t}$ 和 $m_{\pm} = m_x \pm im_y = m e^{\pm i\omega t}$ 的基础上, 得到计算的磁化率表达式为^[56]

$$m_{\pm} = \frac{\gamma M_0}{\Omega_0 - \eta\omega^2 - \omega \pm i\omega\alpha} h_{\pm} = \chi_{\pm} h_{\pm}, \quad (7)$$

其中 η 表示角动量弛豫时间, 磁化强度的极点决定

了共振频率,

$$\Omega_0 = \gamma/M_0 [H_0 M_0 + 2K].$$

没有章动项 η , 只得到铁磁共振频率.

然而, 惯性导致的自旋章动引入了第 2 个共振, 即铁磁章动共振 (ferromagnetic nutation resonance, FMNR) 频率 [56]:

$$\omega_{\text{FMR}} = (\sqrt{1 + 4\eta\Omega_0} - 1)/(2\eta), \quad (8)$$

$$\omega_{\text{FMNR}} = -(\sqrt{1 + 4\eta\Omega_0} + 1)/(2\eta). \quad (9)$$

章动共振的负频率说明了章动共振与铁磁共振具有相反的旋向性. 所产生的自旋电流密度的直流分量可以表示为 [57]

$$j_s = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_0^2} \left[\mathbf{M}(t) \times \dot{\mathbf{M}}(t) \right]_z dt, \quad (10)$$

利用 (7) 式和 $\left[\mathbf{M}(t) \times \dot{\mathbf{M}}(t) \right]_z = i/2[m_+ \dot{m}_- - m_- \dot{m}_+]$, 自旋电流形式变为

$$j_s = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left[\frac{\omega\gamma^2}{(\Omega_0 - \eta\omega^2 - \omega)^2 + \alpha^2\omega^2} |h|^2 \right]. \quad (11)$$

为了更好地理解无惯性弛豫时间 $\eta = 0$ 和有惯性弛豫时间 $\eta = 10^{-13}$ s 对应的自旋电流的计算结果, 文献 [58] 将在铁磁共振频率下计算出的自旋电流表示为 j_s^{FMR} , 在章动频率下表示为 j_s^{FMNR} , 给出模拟图如图 4 所示. 这里需要注意的是铁磁共振频率处的自旋电流为正号, 但是章动共振频率处的自旋电流有相反的符号. 其原因在于进动模式逆时针旋转, 而章动模式顺时针旋转.

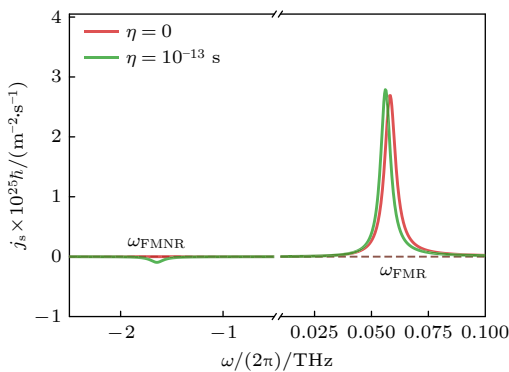


图 4 惯性弛豫时间 $\eta = 0$ s 和 $\eta = 10^{-13}$ s 下的自旋泵浦直流电流, 使用的参数是 $M_0 = 2\mu_B$, $K = 10^{-23}$ J, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 0.05$, $H_0 = 1 \text{ T}$, $|h| = 10^{-3} \text{ T}$, $g_r^{\uparrow\downarrow} = 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [58]

Fig. 4. The calculated spin pumping dc current for inertial relaxation times $\eta = 0$ s and $\eta = 10^{-13}$ s. The used parameters are $M_0 = 2\mu_B$, $K = 10^{-23}$ J, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 0.05$, $H_0 = 1 \text{ T}$, $|h| = 10^{-3} \text{ T}$, $g_r^{\uparrow\downarrow} = 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [58].

结合 (11) 式, 文献 [58] 给出了不同惯性弛豫时间 η 下计算得到的自旋电流的比值, 如图 5 所示. 此处铁磁共振频率位于千兆赫范围内, 在铁磁体中由于章动引起的位移很小, 在铁磁共振处的自旋电流大致与 $\omega_{\text{FMR}}^{-1} \approx 1/\Omega_0 + \eta$ 成比例. 然而, 在铁磁章动共振处的主要自旋电流贡献是 $\omega_{\text{FMR}}^{-1} \approx -\eta$. 因此, 当 η 较小时, 自旋电流的比值在 η 中是线性的; 然而, 当 η 较大时, 该比值偏离了线性. 这些结果应该通过检测自旋泵浦电流来激发磁体中磁惯性动力学的实验研究.

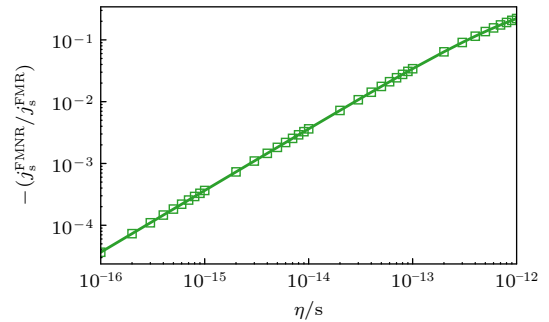


图 5 对于在章动共振到进动共振处的铁磁体, 自旋电流的比值对惯性弛豫时间 η , 使用的参数是 $M_0 = 2\mu_B$, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 0.05$, $K = 10^{-23}$ J 和 $H_0 = 1 \text{ T}$ [58]

Fig. 5. Ratio of spin current for ferromagnets at the nutation resonance to the precession resonance vs. inertial relaxation time η , the used parameters are $M_0 = 2\mu_B$, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 0.05$, $K = 10^{-23}$ J, and $H_0 = 1 \text{ T}$ [58].

3.2 惯性效应驱动的磁化强度的翻转

随着研究的深入, 关注点还是集中在超快磁化强度翻转. 在反铁磁体中自旋之间的交换相互作用导致了一种惯性行为 [11,59,60], 数值模拟表明它极大影响了反铁磁体中的自旋翻转. 虽然在光学 [61,62] 上产生的 100 fs 强磁场脉冲的作用过程中, 自旋方向几乎没有变化, 但该脉冲传递足够的自旋系统的动量, 以克服势垒, 在此作用后很长时间内重新定向到一个新的亚稳态. Kimel 等 [11] 注意到惯性驱动的自旋翻转并不局限于反铁磁体, 即使一个亚皮秒磁脉冲单独不能翻转一个铁磁层的磁化强度, 也需要强电场的帮助, 但是在两个铁磁层与强反铁磁耦合中, 通过惯性机制, 可以用超短磁脉冲进行翻转. 因此 Neeraj 等 [63] 在皮秒时间尺度上, 研究了惯性在磁场脉冲触发的薄膜铁磁体的磁化强度翻转中的作用. 为了理解 (1) 式和 (2) 式所表征的磁

化强度动力学行为, 在无限磁薄膜上进行模拟, 假设磁化强度在空间上是均匀的 (大自旋近似). 在 (2) 式中, 考虑到基本磁矩之间发生的不同相互作用:

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{\text{ani}} + \mathbf{H}_m, \quad (12)$$

式中, \mathbf{H}_a 为外加磁场, $\mathbf{H}_{\text{ani}} = 2K_1/(\mu_0 M_S) \mathbf{e}_y$ 为单轴磁晶各向异性场, K_1 为各向异性常数, $\mathbf{H}_m = -D \cdot \mathbf{M}$ 为静磁 (退磁) 场. D 是退磁张量, 当参考系统的主轴时, 使用 $D = \text{diag}(D_x, D_y, D_z)$. 对于 xy 平面上无限的薄膜, 退磁场的形式为 $\mathbf{H}_m = -M_z \mathbf{e}_z$.

考虑一个平面内易轴和难轴的薄膜, 各向异性场为 $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ani}} = 0.1 \text{ T}$, 如图 6(b) 所示, 各向异性场定义了系统中沿 y 轴的两个平衡磁化强度状态. 在球坐标中, 3 个单位向量为 $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$, 通过龙格库塔法分别求解 (1) 式和 (2) 式, 结果如图 6(a) 所示. 对于薄膜系统, 无惯性的磁化强度翻转^[64] 通常被描述为一个 3 步过程^[65]: 1) 一个位于薄膜平面上且垂直于 \mathbf{M} 的应用脉冲 \mathbf{H}_a 将产生一个塞曼转矩, 并将导致 \mathbf{M} 进入平面内的易轴; 2) 该转矩将同时产生一个垂直于薄膜平面的退磁场, 它使得 \mathbf{M} 围绕垂直于薄膜平面的轴进动; 3) 最后, 当所

施加的磁场关闭时, 磁化强度就会沿着 (12) 式中定义的有效磁场的方向弛豫. 同时发现, 同样的描述在磁化强度惯性动力学的情况下也是准确的, 因为章动是对进动相对较小的扰动.

数值求解 ILLG 方程得到的磁化强度翻转图, 如图 6(c) 所示. 在图的所有区域中, 都可以提取出完整的磁化强度动力学, 对于一些典型的情况, 如图 6(c) 中轨迹所示. 情况 1 代表激发后磁化强度状态弛豫到初始平衡状态的区域; 在情况 2 中, 所施加的脉冲在系统中沉积足够的能量, 使磁化强度通过平面内难磁化轴的存在所产生的势垒, 并翻转到相反的磁化强度状态; 对于情况 3 和情况 4, 磁化强度刚好接近平面外的难磁化轴的势垒 (即球体的顶部), 运动几次后分别弛豫到初始状态和相反的状态. 值得指出的是, 由于磁化强度动力学的多重稳定性和低耗散, 这种翻转表现出准随机弛豫行为. 事实上, 多个稳定点和低阻尼的存在, 导致了对初始条件的高灵敏度. 因此, 小的扰动可诱导放大翻转过程的概率, 对这一现象的更详细的描述见文献^[66]. 最特殊的区域是情况 5 所代表的区域, 其中磁化强度能够穿过平面外难轴的势垒, 并翻转到相反的磁化强度状态, 进动可以忽略不计. 因此这种类型的转换常被称为弹道翻转. 在文献^[67–69]

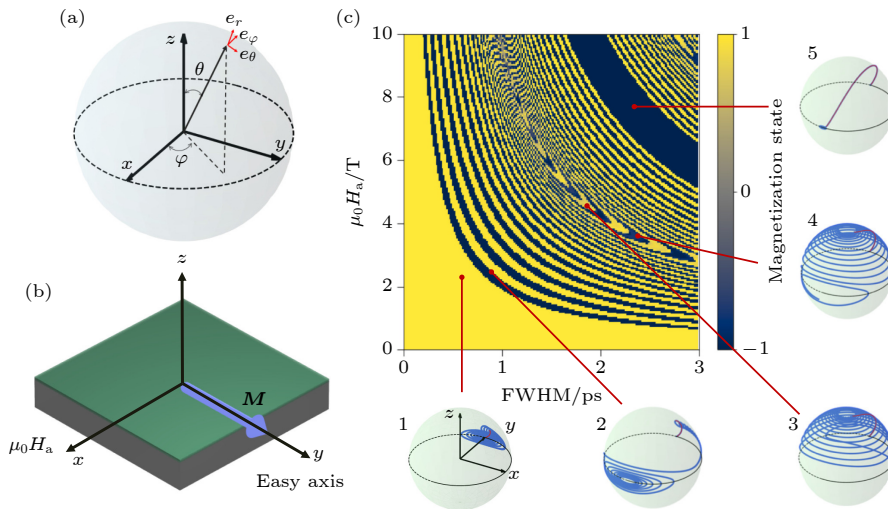


图 6 (a) 正文中描述的数值模拟的球坐标; (b) 考虑了薄膜体系的几何结构, 易磁化强度轴沿 y 方向, 平面内难磁化强度轴沿 x 方向; (c) 通过数值求解 ILLG 方程得到的不同磁脉冲振幅和 FWHM 的磁化强度状态图, 侧边图为主图选定点的磁化强度进动轨迹, 颜色条显示了模拟结束时磁化强度矢量的 y 分量, 磁化强度总是从正 y 方向开始, 即平行于易磁化强度轴排列^[63]

Fig. 6. (a) Spherical coordinates used for the numerical simulations described in the main text; (b) geometry of the thin film system considered, the easy magnetization axis lies along the y direction, and the in-plane hard magnetization axis is along the x direction; (c) main plot is the magnetization state diagram for different magnetic pulse amplitude and FWHM obtained by numerically solving the ILLG equation, side plots are magnetization precession trajectories in selected points of the diagram. The color bar shows the y component of the magnetization vector at the end of the simulation. The magnetization starts always from the positive y direction, i.e., aligned parallel to the easy magnetization axis^[63].

中, 旋进和弹道的描述有时可以互换使用, 用以表示用快慢自由度^[30]之间的分离来描述的翻转过程, 这可以通俗解释为: 以前的研究只考虑较慢的时间尺度, 如情况 5 中描述的翻转从未被观察到, 这里考虑到更快的翻转, 足以识别出两个翻转过程之间的定性差异.

将磁化强度翻转时间定义为在易轴 (几何中的 $+y$ 或 $-y$ 轴) 两侧弛豫之前最后一次穿过能量势垒所花费的时间. 根据此定义, 计算了不同半最大全宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 和外加磁场脉冲振幅下的磁化强度翻转时间, 如图 7 所示, 图 7(a), (b) 分别通过求解 LLG 和 ILLG 方程得到. 在这两个图中, 区域 1 对应于磁化强度从不穿过能量势垒的区域, 因此没有翻转. 另一方面, 区域 2 表示翻转时间相对较长的区域, 其中磁化强度在单一磁化强度球周围进动数次, 然后弛豫到两个平衡态中的任何一个. 同样, 如图 7 所示, 最奇特的观察结果在区域 3, 其对应于弹道翻转的情况, 对应翻转时间最快的情形, 并且在很大程度上与磁脉冲的宽度和振幅无关. 为了更好地体现这一点, 选择一个对数尺度来适当地突出区域 2 和区域 3 的翻转时间之间的不同数量级: 图 7(c) 是通过图 7(a), (b) 的对角线切割得到的, 对于 LLG 方程, 弹道翻转的宽度大约为 3.34 Tps, 对于 ILLG 方程, 弹道翻转的宽度大约为 4.16 Tps. 也就是说, 在后一种情况下, 大约增大 25%. 并且也注意到, 对于惯性动力学, 弹道区域在较高的 $\mu_0 H_a \times \text{FWHM}$ 值开始.

除了关心翻转过程的速度以外, 同样重要的是要理解与之相关的能量变化. 为了理解这一点, 可以计算磁系统上的场脉冲作用下单位体积功 ΔW :

$$\Delta W = \int_0^{t_p} \mu_0 \mathbf{H}_a \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} dt = \frac{\mu_0}{\gamma M_S} \int_0^\infty \alpha \left| \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right|^2 dt, \quad (13)$$

其中 t_p 是时间瞬间. 由能量平衡方程, 得到

$$\int_0^t \mu_0 \mathbf{H}_a \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} dt = \int_0^t \left(\frac{dA}{dt} + \frac{dK}{dt} + \frac{\alpha \mu_0}{\gamma M_S} \left| \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right|^2 \right) dt, \quad (14)$$

其中势能之和 $A = K_1 [1 - (M_y/M_S)^2] + 1/2 \mu_0 M_z^2$, 动能和耗散能量分别为

$$K = \mu_0 / (2\gamma M_S) \alpha \tau \left| d\mathbf{M}/dt \right|^2, \\ \int_0^t \mu_0 / (\gamma M_S) \alpha \left| d\mathbf{M}/dt \right|^2 dt.$$

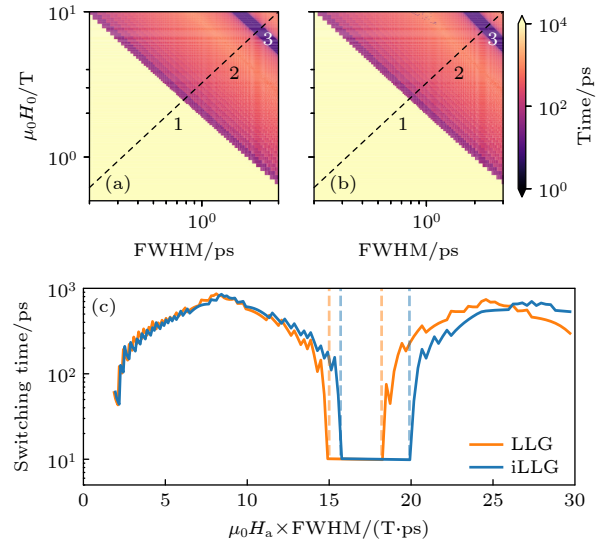


图 7 使用 (a) LLG 和 (b) ILLG 方程计算不同脉冲幅度和 FWHM 宽度的磁化强度翻转时间, 所有轴和振幅均为对数刻度; (c) 沿图 (a) 和 (b) 中黑色虚线所示的对角线切割 (即垂直于恒定脉冲能量线) 的翻转时间. 垂直虚线两次模拟的弹道翻转区域的边界^[63]

Fig. 7. Magnetization switching times calculated for different pulse amplitude and FWHM width using (a) the LLG and (b) the ILLG equations. All axes and amplitudes are in logarithmic scale; (c) switching time along the diagonal line cuts (i.e., perpendicular to the lines of constant pulse energy) shown by the black-dashed lines in panels (a) and (b). The dashed vertical lines indicate the boundaries of the ballistic switching region for the two simulations^[63].

运用 (14) 式, 文献 [63] 绘制了在磁场脉冲作用下, 无惯性 (LLG) 和有惯性 (ILLG) 系统能量的时间演变, 并且在所有情况下, 在足够长的时间内, 给出了耗散能量收敛到沉积能量的值, 分别用实线和黑虚线表示, 如图 8 所示. 结果显示这 4 种情况下达到这些值的方式明显不同, 在标准 LLG 动力学的进动翻转的情况下 (图 8(a)), 能量消耗相当缓慢, 与图 7 所显示的相对较长的翻转时间相一致. 在能量图中, 进动的势能在数百皮秒范围内被吉尔伯特阻尼耗散掉. 对于 ILLG 动力学的进动翻转 (图 8(b)), 沉积能量的耗散也是一个缓慢的过程, 但是这与 LLG 情况有两点不同. 首先, 由于一个额外的能量通道 (即动能通道) 现在可用, 因此总沉积能量大约是原来的两倍, 这也在动力学开始时产生了快速的过冲. 第二, 除了能量的缓慢耗散外, 现在势能和动能之间还有一个相对快速的周期性交换. 这发生在 THz 速率下, 这是能量动力学中自旋章动的特征. 有趣的是, 动能比势能弛豫得更快. 最后, 转向弹道翻转的情况, 即图 8(c), (d), LLG

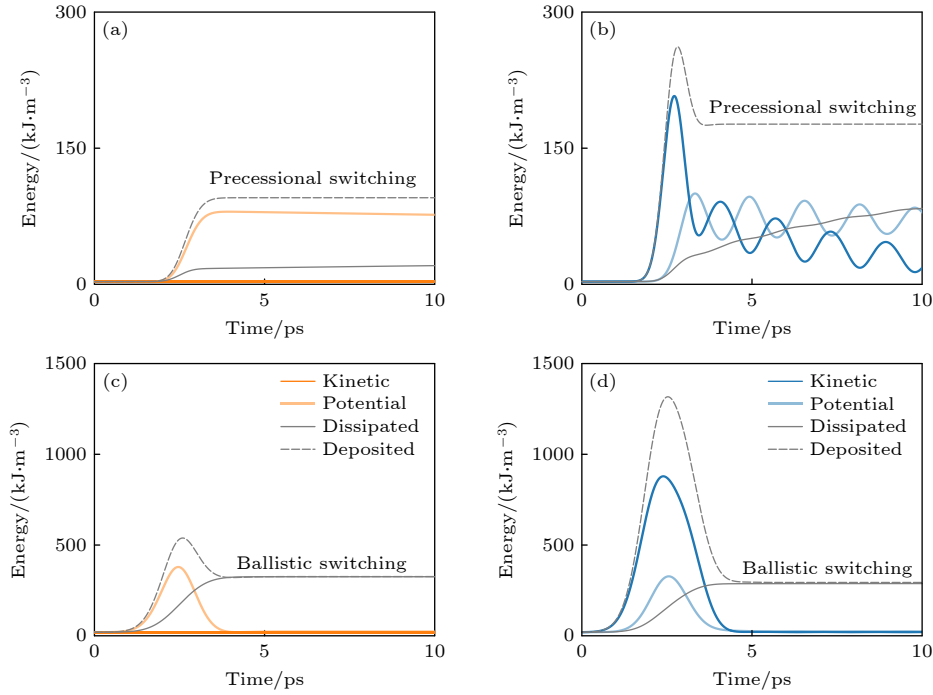


图 8 对于一些选定模拟参数, 动力学、势、耗散和沉积能量项的时间演变. 对于 2 T 振幅和 1 ps FWHM 的外加磁场的不同能量项的 (a) LLG 和 (b) ILLG 动力学, 即在进动翻转区域中; 对于 8 T, 2.1 ps 磁场脉冲的 (c) LLG 和 (d) ILLG 能量动力学, 即在弹道翻转区域^[63]

Fig. 8. Temporal evolution of the kinetic, potential, dissipated, and deposited energy terms for a few selected simulation parameters: (a) LLG and (b) ILLG dynamics of the different energy terms for an applied magnetic field of 2 T amplitude and 1 ps FWHM, i.e., in the precessional switching region; (c) LLG and (d) ILLG energy dynamics for 8 T, 2.1 ps magnetic field pulse, i.e., in the ballistic switching region^[63].

和 ILLG 动力学的耗散能量几乎相同, 但在图 8(d) 中的 ILLG 动力学情况下, 与图 8(b) 类似, 有一个比 LLG 情况更大的超调, 这也是由于动能项的额外贡献, 这种超调很有趣, 它是 ILLG 模型中动力学的相当普遍的特征.

综上所述, ILLG 方程模型下的弹道翻转区域的宽度比 LLG 情况下的宽度大 25%, 且预测了比 LLG 更大的稳定区域, 从应用角度来看, 弹道区域宽度的差异有助于超快翻转的可靠性, 并指导选择惯性较大的磁性存储装置材料, 设计基于超快磁化强度翻转的器件. 利用磁惯性, 可以大大提高反铁磁体和铁磁体的翻转速度, 这种基于惯性的自旋翻转机制为磁存储信息的超快记录和处理提供新的机会, 也将为基于超快磁化强度翻转的新实验提供可能性.

3.3 惯性自旋动力学的实验研究

章动效应的观测是实验研究的巨大挑战. 自从第 1 次在飞秒和皮秒的时间尺度上对磁性材料进行实验, 研究者们对磁性的基本理解有了很大的提

高. 由于 Beaupaire 等^[50] 观察到飞秒激光脉冲激发可以在亚皮秒时间尺度上诱导镍薄膜退磁, 激光诱导磁化强度动力学受到越来越多的关注, 寻找激光诱导退磁的统一图像, 了解过程在不同的材料中的重要作用. 3.3 节主要介绍利用 TR-MOKE 和 TIMMS 研究超快自旋动态响应^[70], 定量估计泵浦螺旋度对激光诱导退磁^[71] 的影响.

如图 9(a) 所示的 TR-MOKE 实验, 标准实验即线偏振光泵浦结果, 其中, 瞬态克尔旋转归一化到其静态值, 绘制出 $\Delta\theta/|\theta_0|$. 当施加 2 kG 的平面外场时, 激光激发后的克尔旋转在 250 fs 处显示出最大值; 如果翻转磁化强度就可以得到相同的具有相反符号的定性响应. 真正的磁响应, $\Delta M_z/M_{0,z}$ (其中 $M_{0,z}$ 表示 M_z 的静态值), 与 $\Delta\theta^+ - \Delta\theta^-$ 成正比, 两个相反场方向对应的克尔旋转瞬态之间的差异, 即只考虑在磁化强度翻转时发生符号变化的信号部分, 如图 9(b) 所示. 这些结果可以用一个函数来拟合, 该函数描述了在激光激发下电子、声子和自旋之间的能量再分配, 在低激光通量极限下的解析解表达式为^[70]

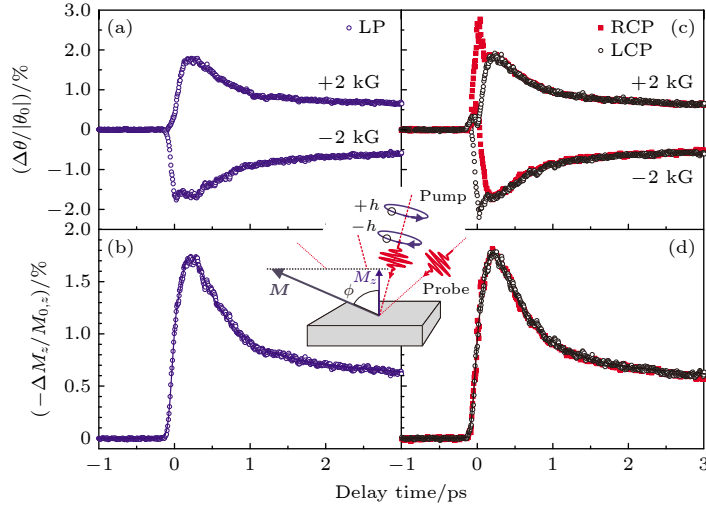


图 9 对于 ± 2 kG 的平面外施加场, 典型的 TR-MOKE 对 (a) 线性偏振 (LP) 光泵浦和 (c) 右 (开圆) 和左 (全正方形) CP 光泵浦的响应; (b) 通过平均图 (a) 中的曲线获得的对 LP 泵浦的真实磁化强度响应; (d) 通过对图 (c) 中相应的右 CP 曲线和左 CP 曲线求平均值获得的对右 CP 泵浦 (空心圆) 和左 CP 泵浦 (全正方形) 的真实磁化强度响应; (b) 和 (d) 中的实线使用 (15) 式拟合数据. 插图: 实验示意图; 倾斜磁化强度与表面法线成角度 ϕ ; CP 泵浦光子携带整个量子的角动量 $\pm\hbar$; 探测脉冲对 M_z 敏感^[70]

Fig. 9. Typical TR-MOKE response to (a) linearly polarized (LP) light pumping and (c) right (open circles) and left (full squares) CP light pumping, for an out of plane applied field of ± 2 kG; (b) genuine magnetization response to LP pumping obtained by averaging the curves in panel (a); (d) genuine magnetization response to right (open circles) and left (full squares) CP pumping obtained by averaging the corresponding right and left CP curves in panel (c); the solid lines in panels (b) and (d) are fits to the data using Eq. (15). Inset: Schematic representation of the experiment; the canted magnetization forms an angle ϕ with the normal to the surface; CP pump photons carry a whole quantum of angular momentum $\pm\hbar$; probe pulses are sensitive to M_z ^[70].

$$-\frac{\Delta M_z(t)}{M_{0,z}} = \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{A_1 F(\tau_0, t) - \frac{(A_2 \tau_E - A_1 \tau_M) e^{-t/\tau_M}}{\tau_E - \tau_M}}{\tau_E - \tau_M} \right] \Theta(t) + A_3 \delta(t) \end{array} \right\} * \Gamma(t), \quad (15)$$

其中 τ_E 为退磁时间, τ_M 为电子-声子平衡时间, $\Gamma(t)$ 是高斯激光脉冲, $*$ 表示卷积的乘积, $\Theta(t)$ 是阶跃函数, $\delta(t)$ 是狄拉克 δ 函数. 常数 A_1 表示电子、自旋和晶格平衡恢复后的 $-\Delta M_z/M_{0,z}$ 值.

热扩散冷却用函数 $F(\tau_0, t)$ 来描述, 在这样的例子中, 可以用类反平方根行为进行描述, 即

$$F(\tau_0, t) = \left(\sqrt{t/\tau_0 + 1} \right)^{-1},$$

并且 $\tau_0 \gg \tau_E, \tau_M$. 常数 A_2 与初始电子温升成正比. 常数 A_3 表示泵浦-探针时间重叠期间的状态填充效应的大小, 这可以用 δ 函数进行描述. 此处最重要的参数是 τ_E 和 τ_M , τ_E 描述了电子声子相互作用的时间尺度 (通常大约是 450 fs), 使电子与声子系统平衡; τ_M 描述了磁化强度损失的时间尺度 (通常大约是 100 fs).

Dalla 等^[70] 展示了右圆偏振 (right circularly polarized, RCP) 以及左圆偏振 (left circularly

polarized, LCP) 光泵浦后的退磁作用, 如图 9(c) 所示. 文献 [72, 73] 报道了当系统被圆偏振 (circularly polarized, CP) 光泵浦时, 在 0 ps 延迟处出现一个额外的峰值, 叠加在通常的响应上. 额外的峰值在磁化强度翻转时不会改变符号, 而在泵浦螺旋度翻转时则会改变符号. 还注意到, 除了附加峰的存在, 即使光子的角动量和磁化强度是平行的, 也总是能观察到与泵浦螺旋度无关的退磁作用. 这表明, 激光场与自旋之间角动量的直接转移, 以及激光增强自旋翻转散射的螺旋度依赖性, 都不是引起退磁过程的主要机制. 至于后者, 不能排除在电子系统内与螺旋无关的激光介导的角动量转移. 然而, 当忽略声子系统时, 这种机制会使退磁材料处于高激发态. 为了解决由于电子动量的轨道和自旋部分之间的交换导致的退磁, 在线性情况下, 通过减去在相反场中得到的两个信号, 如图 9(d) 所示, 两条曲线有重叠, 无明显差异.

文献 [70] 也给出了从 TIMMS 测量中获得的典型数据集, 如图 10 所示, 表明不同的曲线对应于不同的应用场: 0 ps 延迟附近的峰值是镜面反法拉第效应 (specular inverse Faraday effect, SIFE)/ 镜面光学克尔效应 (specular optical Kerr effect, SOKE) 的贡献, 它与应用场无关, 正如 TR-MOKE 实验所期望的那样. 在 SIFE/SOKE 峰值后, 如果没有应用场, 信号回到零, 而当应用 ± 2 kG 的平面外场时, 信号稳定到一个小但有限的 $\pm 0.05\%$. 推测这个小的贡献实际上是泵浦螺旋度和泵浦强度之间的有限相关性, 由于不完全垂直的入射, 以及光弹性调制器和样品之间反射的存在. 因此, TIMMS 测量证实了光子贡献最多为 $\pm 0.01\%$.

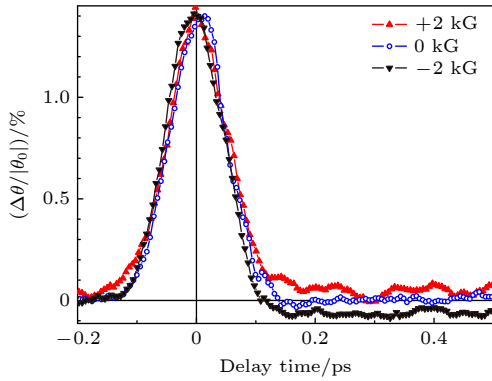


图 10 TIMMS 测量 SIFE/SOKE 峰值后的场依赖信号是由于泵浦螺旋度和强度之间的相关性 (线是对眼睛的引导)^[70]
 Fig. 10. TIMMS measurements: the field dependent signal after the SIFE/SOKE peak is due to a correlation between pump helicity and intensity (lines are guides to the eyes)^[70].

最后, 介绍惯性自旋动力学依赖的关键磁性质的第一个实验数据^[74], 即磁晶各向异性: 这里选择 3 种在氧化镁衬底上生长的外延钴薄膜, 它们具有面心立方 (face-centered cubic, fcc)、体心立方 (body-centered cubic, bcc) 和六边形紧密堆积 (hexagonal close packed, hcp) 晶体结构. 文献 [74] 首先给出了单周期 THz 泵浦-光探头实验的几何形状, 如图 11(a) 所示, 样品的磁化强度 M 通过外部偏置场 $|H_{\text{ext}}| = 100$ mT 沿 x 方向排列, 在实验过程中保持不变. 接下来, 为了表征 THz 脉冲, 在 $50 \mu\text{m}$ 厚的磷化镓晶体^[75] 中的光电采样测量的傅里叶变换, 如图 11(b) 所示, 结果表明所有的辐射都来自于相同的放大激光系统, 确保了固有的同步, 光束之间的相对延迟由机械平移级控制, 泵浦的调制频率等于激光重复频率的一半. 这里也显示了 3 个样品的简单轴磁化强度回路, 如图 11(c) 所示, hcp 样品的矫顽场约为 50 mT, 而 fcc 和 bcc 样品的矫顽场约为 30 mT.

文献 [74] 还给出了所有 3 个样品中 THz 场诱导动力学的时间分辨 MOKE 测量值, 如图 12 所示. 对于所有的样品, MOKE 响应主要由 THz 磁场 H_{THz} 周围磁化强度的相干进动决定, fcc 和 bcc 薄膜的振幅大于 hcp 薄膜. 图 12 所示的另一个研究结果也非常有趣, 当泵浦场离开样品时, 可以观察到一个相对较小的, 但可检测到的磁化强度的阻尼环^[74], 即发生在脉冲设置之后和脉冲终止之后的阻尼进动^[76], 这可以通过唯象公式来拟合这种

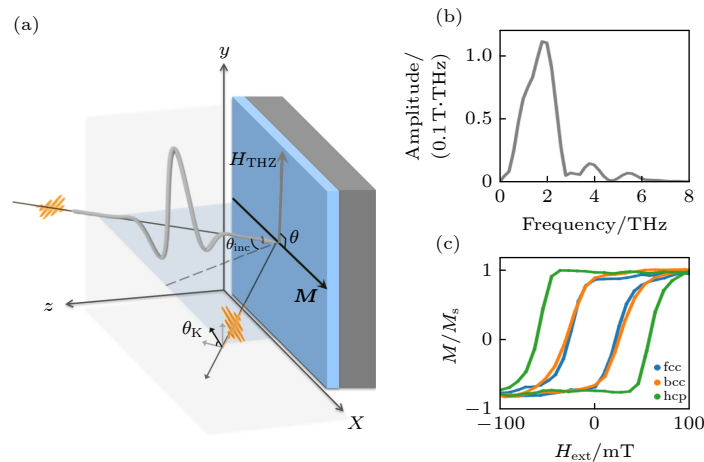


图 11 (a) THz 泵浦-MOKE 探头设置的几何形状; (b) THz 泵浦脉冲的频谱; (c) 使用纵向 MOKE 测量的 fcc, bcc 和 hcp 钴的磁化强度回路^[74]

Fig. 11. (a) Geometry of THz pump-MOKE probe setup; (b) frequency spectrum of terahertz pump pulse; (c) magnetization loops for fcc, bcc, and hcp cobalt measured using the longitudinal MOKE^[74].

行为:

$$\Delta\theta_K(t) = Ae^{-t/\tau_1} + Be^{-t/\tau_2}\sin(2\pi ft), \quad (16)$$

其中, τ_1 为非相干退磁^[77,78] 动力学的恢复时间, τ_2 是正弦振荡的衰减时间, f 是振荡的频率, A 和 B 分别是描述退磁振幅和正弦振荡振幅的常数.

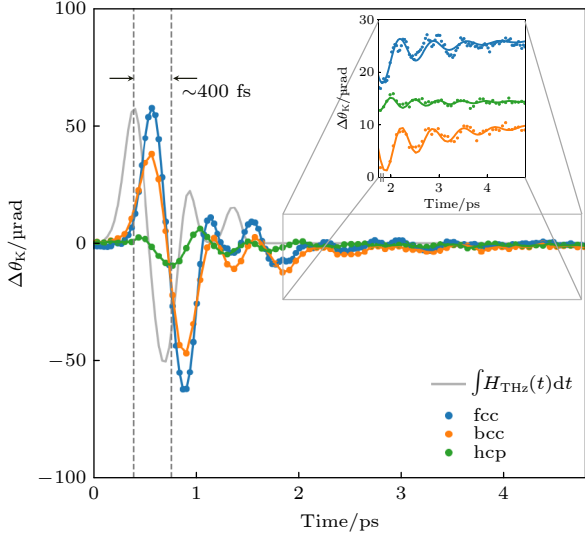


图 12 实心符号: 在 fcc, bcc 和 hcp 钴薄膜上的时间分辨克尔旋转测量. 虚线: 泵浦 THz 磁场 H_{THz} 的积分. 插图为 $t > 1.7$ ps 主要数据的放大图. 为了清晰起见, 数据被垂直移动. 连续线是用 (16) 式得到的最佳拟合^[74]

Fig. 12. Solid symbols: time-resolved Kerr rotation measurements on fcc, bcc, and hcp cobalt thin films. Dashed line: integral of the pump THz magnetic field H_{THz} . Inset: enlarged main panel data for $t > 1.7$ ps. The data are shifted vertically for clarity. The continuous lines are the best fits obtained using Eq. (16)^[74].

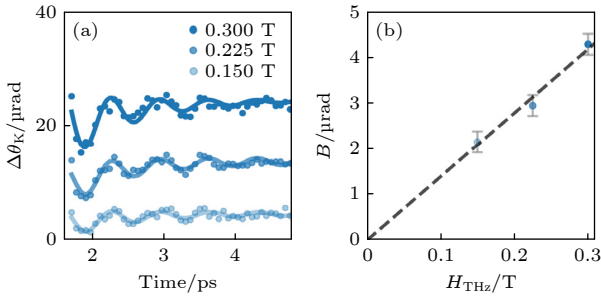


图 13 (a) 符号, 对于不同最大振幅的 THz 磁场值, 在 $t > 1.7$ ps 时的时间分辨克尔信号, 为了清晰起见, 数据被垂直移动. 实线, 使用 (16) 式得到的最佳拟合. (b) 符号, 提取振荡振幅 B 作为 THz 磁场和相应的标准差的函数. 虚线, 与施加零偏移量的数据进行线性拟合^[74]

Fig. 13. (a) Symbols, time-resolved Kerr signal at $t > 1.7$ ps for THz magnetic field values of different maximum amplitude. The data are vertically shifted for clarity. Solid lines, best fit obtained using Eq. (16). (b) Symbols, extracted oscillation amplitude B as a function of THz magnetic field and corresponding standard deviation. Dashed line, linear fit to the data with imposed zero offset^[74].

文献 [74] 最后展示了对 fcc 样本的 THz 场相关的测量, 如图 13 所示, 其对应图 12 中最大的信号. 时间分辨的 MOKE 信号如图 13(a) 所示, 最大场强分别为 75% 和 50%, 低于这里设置的噪声水平. 再次运用 (16) 式拟合, 并提取振幅和恢复时间作为 THz 场强的函数, 如图 13(b) 所示振荡振幅 B 作为 THz 场强的函数.

综上所述实验结果, 到目前为止文献研究结果与晶体钴薄膜中存在相当大的磁惯性相一致, 表现为对外部场和章动振荡的出现的滞后响应. 并且一个完整的惯性 LLG 方程可能包含不同的吉尔伯特系数和惯性阻尼系数, 或一个与时间相关的系数, 以充分描述磁化强度的动力学, 尤其飞秒尺度下的章动特征. 这些实验技术的发展和最重要的实验观察有助于惯性动力学的微观理解, 阐释章动频率对不同磁晶各向异性钴样品的强依赖性, 这相应地是依赖于自旋轨道耦合^[56,57] 的强度.

4 结 论

本文介绍了皮秒或飞秒时间尺度上的章动动力学. 理论上, 介绍了推广的惯性状态的吉尔伯特方程的研究, 章动效应预计将发生在飞秒时间尺度上, 并在短时间尺度上发生章动共振. 磁惯性动力学还在章动共振频率 (太赫兹) 下引入了自旋泵浦电流, 自旋泵浦电流在章动共振处与在进动共振处具有相反的符号. 最后介绍了超快磁场脉冲所触发的不同翻转动力学, 磁化强度表现出弹道翻转, ILLG 情况下的弹道翻转区域的宽度比 LLG 情况下的大 25%, 并且外部脉冲以特有的共振特征驱动自旋章动, 沉积的能量有一个额外的动能通道, 而在标准的快速磁学动力学中只有势能通道存在. 实验上, 本文首先介绍了利用 TR-MOKE 和 TIMMS 研究的 Ni 薄薄膜对 CP 激光激发的超快自旋动态响应, 定量估计了泵浦螺旋度对激光退磁的影响. 并且利用 TR-MOKE 测量了三个具有 fcc, bcc 和 hcp 晶体结构的外延钴样品中太赫兹场驱动的自旋动力学的演化, 观察到 3 个样本中出现了不同频率的太赫兹振荡和延迟的相干磁化强度响应及章动振荡的高次谐波. 虽然在超快的时间尺度上对磁惯性进行更深层次的微观理解, 远景非常诱人, 但是关于章动的理论解释尚未统一, 有待于更好的理论解释, 触发未来新的理论和实验研究.

在未来超快磁学领域的研究前景上,可以通过推广磁晶各向异性和形状各向异性以及铁磁体的有限尺寸来获得铁磁章动共振,根据复杂的波谱进一步处理张量电性质、章动自旋波的非线性和铁磁体的电导率等.此外,可以利用二阶矩和四阶矩的知识来研究静态磁化率、吸收曲线下的面积以及从光谱中提取势参数,它还可以描述磁化强度翻转过程中的弛豫动力学.这些研究旨在理解惯性自旋动力学的特性,探索惯性在磁化强度非线性动力学中的效应,如混沌^[79,80]等.

在实验上,预测可以通过检测自旋泵浦电流来激励对磁体中磁惯性动力学的实验探索.从估计角动量弛豫时间和测量的阻尼之间的恒定比值入手,预测用单一自由参数来重现所有的实验结果,提供惯性自旋动力学最有力的证据,实现更快、更有效的信息数据处理.从应用的角度来看,弹道区域宽度的这种差异可能有助于超快翻转的可靠性,并指导选择具有更大惯性的磁性存储材料,设计基于超快磁化强度翻转的器件,这将有助于实现皮秒尺度磁场脉冲诱导的超快磁化强度翻转.

参考文献

- [1] Sun Z Z, Wang X R 2005 *Phys. Rev. B* **71** 174430
- [2] Ciornei M C, Rubi J M, Wegrowe J E 2011 *Phys. Rev. B* **83** 020410(R)
- [3] Fähnle M, Steiauf D, Illg C 2011 *Phys. Rev. B* **84** 172403
- [4] Fähnle M, Steiauf D, Illg C 2013 *Phys. Rev. B* **88** 219905
- [5] Böttcher D, Henk J 2012 *Phys. Rev. B* **86** 020404(R)
- [6] Bhattacharjee S, Nordström L, Fransson J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 057204
- [7] Miron I M, Moore T, Szambolics H, Buda-Prejbeanu L D, Auffret S, Rodmacq B, Pizzini S, Vogel J, Bonfim M, Schuhl A, Gaudin G 2011 *Nat. Mater.* **10** 419
- [8] Back C H, Allenspach R, Weber W, Parkin S S P, Weller D, Garwin E L, Siegmann H C 1999 *Science* **285** 864
- [9] Tudosa I, Stamm C, Kashuba A B, King F, Siegmann H C, Stöhr J, Ju G, Lu B, Weller D 2004 *Nature* **428** 831
- [10] Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, Kirilyuk A, Tsukamoto A, Itoh A, Rasing Th 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601
- [11] Kimel A V, Ivanov B A, Pisarev R V, Usachev P A, Kirilyuk A, Rasing T H 2009 *Nat. Phys.* **5** 727
- [12] Mangin S, Gottwald M, Lambert C H, Steil D, Uhlir V, Pang L, Helm M, Alebrand S, Cinchetti M, Malinowski G, Fainman Y, Aeschlimann M, Fullerton E E 2014 *Nat. Mater.* **13** 286
- [13] Garanin D A, Kachkachi H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 014420
- [14] Gilbert T L 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 3443
- [15] Kuneš J, Kamberský V 2002 *Phys. Rev. B* **65** 212411
- [16] Kamberský V 1976 *Czech. J. Phys. B* **26** 1366
- [17] Kamberský V 2007 *Phys. Rev. B* **76** 134416
- [18] Brataas A, Tserkovnyak Y, Bauer G E W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 037207
- [19] Fähnle M, Illg C 2011 *J. Phys. Condens. Matter* **23** 493201
- [20] Ebert H, Mankovsky S, Ködderitzsch D, Kelly P J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 066603
- [21] Mondal R, Berritta M, Oppeneer P M, 2016 *Phys. Rev. B* **94** 144419
- [22] Bastardis R, Vernay F, Kachkachi H 2018 *Phys. Rev. B* **98** 165444
- [23] Li Y, Bailey W E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 117602
- [24] Döring W 1948 *Z. Naturforsch. A* **3** 373
- [25] De Leeuw F H, Robertson J M 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 3182
- [26] Zhu J X, Fransson J 2006 *J. Phys. Condens. Matter* **18** 9929
- [27] Walker G W 1917 *Proc. Roy. Soc. London A* **93** 442
- [28] Wegrowe J E, Ciornei M C 2012 *Am. J. Phys.* **80** 607
- [29] Olive E, Lansac Y, Meyer M, Hayoun M, Wegrowe J E 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 213904
- [30] Wegrowe J E, Olive E 2016 *J. Phys. :Condens. Matter* **28** 106001
- [31] Gamaly E G 2011 *Phys. Rep.* **508** 91
- [32] Kikuchi T, Tatara G 2015 *Phys. Rev. B* **92** 184410
- [33] Thonig D, Eriksson O, Pereira M 2017 *Sci. Rep.* **7** 931
- [34] Acremann Y, Back C H, Buess M, Portmann O, Vaterlaus A, Pescia D, Melchior H 2000 *Science* **290** 492
- [35] Hickey M C, Moodera J S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 137601
- [36] Widom A, Vittoria C, Yoon S D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 239701
- [37] Hickey M C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 239702
- [38] Gilmore K, Idzerda Y U, Stiles M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 027204
- [39] Mondal R, Berritta M, Carva K, Oppeneer P M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 174415
- [40] Mondal R, Berritta M, Nandy A K, Oppeneer P M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 024425
- [41] Titov S V, Dowling W J, Kalmykov Y P, Cherkasskii M 2022 *Phys. Rev. B* **105** 214414
- [42] Li Y, Barra A L, Auffret S, Ebels U, Bailey W E 2015 *Phys. Rev. B* **92** 140413
- [43] Eich S, Plötzing M, Rollinger M, Emmerich S, Adam R, Chen C, Kapteyn H C, Murnane M M, Plucinski L, Steil D, Stadtmüller B, Cinchetti M, Aeschlimann M, Schneider C M, Mathias S 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602094
- [44] Dornes C, Acremann Y, Savoini M, Kubli M, Neugebauer M J, Abreu E, Huber L, Lantz G, Vaz C A F, Lemke H, Bothschafter E M, Porer M, Esposito V, Rettig L, Buzzi M, Alberca A, Windsor Y W, Beaud P, Staub U, Zhu D, Song S, Glowonia J M, Johnson S L 2019 *Nature* **565** 209
- [45] Rzdolski I, Alekhin A, Ilin N, Meyburg J P, Roddatis V, Dissing D, Bovensiepen U, Melnikov A 2017 *Nat. Commun.* **8** 15007
- [46] Bigot J Y, Vomir M, Beaurepaire E 2009 *Nat. Phys.* **5** 515
- [47] Coffey W T, Kalmykov Yu P, Titov S V 2002 *Phys. Rev. E* **65** 032102
- [48] Zhang P, Chen G, Wang W, Zhang G, Wang H 2022 *Chin. J. Chem. Eng.* **46** 1
- [49] Basu B, Chowdhury D 2013 *Ann. Phys.* **335** 47
- [50] Beaurepaire E, Merle J C, Daunois A, Bigot J Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250
- [51] Hofmann M C, Fülöp J A 2011 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **44** 083001
- [52] Kovalev S, Green B, Golz T, Maehlein S, Stojanovic N, Fisher A S, Kampfrath T, Gensch M 2017 *Struct. Dyn.* **4** 024301
- [53] Kovalev S, Wang Z, Deinert J C, Awari N, Chen M, Green B, Germanskiy S, de Oliveira T V A G, Lee J S, Deac A,

- Turchinovich D, Stojanovic N, Eisebitt S, Radu I, Bonetti S, Kampfrath T, Gensch M. 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 114007
- [54] Neeraj K, Awari N, Kovalev S, Polley D, Hagström N Z, Arekapudi S S P K, Semisalova A, Lenz K, Green B, Deinert J C, Ilyakov I, Chen M, Bawatna M, Scalera V, d'Aquino M, Serpico C, Hellwig O, Wegrowe J E, Gensch M, Bonetti S 2021 *Nat. Phys.* **17** 245
- [55] Olive E, Lansac Y, Wegrowe J E 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 192407
- [56] Mondal R, Großenbach S, Rózsa L, Nowak U 2021 *Phys. Rev. B* **103** 104404
- [57] 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
- [58] Mondal R, Kamra A 2021 *Phys. Rev. B* **104** 214426
- [59] Radu I, Vahaplar K, Stamm C, Kachel T, Pontius N, Dürr H A, Ostler T A, Barker J, Evans R F L, Chantrell R W, Tsukamoto A, Itoh A, Kirilyuk A, Rasing Th, Kimel A V 2011 *Nature* **472** 205
- [60] Cheng R, Wu X, Xiao D 2017 *Phys. Rev. B* **96** 054409
- [61] Kirilyuk A, Kimel A V, Rasing T 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2731
- [62] Koopmans B, van Kampen M, Kohlhepp J T, de Jonge W J M 2000 *Phys. Rev. L* **85** 844
- [63] Neeraj K, Pancaldi M, Scalera V, Perna S, d'Aquino M, Serpico C, Bonetti S 2022 *Phys. Rev. B* **105** 054415
- [64] Winter L, Großenbach S, Nowak U, Rózsa L 2022 *Phys. Rev. B* **106** 214403
- [65] Stöhr J, Siegmann H C 2006 *Solid State Sci.* **5** 236
- [66] Serpico C, d'Aquino M, Bertotti G, Mayergoyz I D 2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 5224
- [67] d'Aquino M, Scholz W, Schrefl T, Serpico C, Fidler J 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 7055
- [68] Nozaki Y, Matsuyama K 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 053911
- [69] Bazaliy Y B 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 063920
- [70] Dalla Longa F, Kohlhepp J T, de Jonge W J M, Koopmans B 2007 *Phys. Rev. B* **75** 224431
- [71] Carpenè E, Mancini E, Dallera C, Brenna M, Puppini E, De Silvestri S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 174422
- [72] Wilks R, Hicken R J, Ali M, Hickey B J, Buchanan J D R, Pym A T G, Tanner B K 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 7441
- [73] Wilks R, Hughes N D, Hicken R J 2003 *J. Phys. Condens. Matter* **15** 5129
- [74] Unnikandanunni V, Medapalli R, Asa M, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Fullerton E E, Bonetti S 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 237201
- [75] Nahata A, Auston D H, Heinz T F, Wu C 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 150
- [76] Schumacher H W, Chappert C, Crozat P 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 10
- [77] Bonetti S, Hoffmann M C, Sher M J, Chen Z, Yang S H, Samant M G, Parkin S S, Dürr H A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 087205
- [78] Neeraj K, Sharma A, Almeida M, Matthes P, Samad F, Salvan G, Hellwig O, Bonetti S 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 102406
- [79] Alvarez L F, Pla O, Chubykalo O 2000 *Phys. Rev. B* **61** 11613
- [80] Laroze D, Bragard J, Suarez O J, Pleiner H 2011 *IEEE Trans. Magn.* **47** 3032

SPECIAL TOPIC—Nonlinear system theory and its frontier applications

Inertial magnetization dynamics on femtosecond scale^{*}

Li Zai-Dong^{1)2)†} Nan Xue-Meng¹⁾ Qu Chuan¹⁾ Liu Wu-Ming^{3)‡}

1) (*Tianjin Key Laboratory of Quantum Optics and Intelligent Photonics, School of Science,
Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 8 March 2023; revised manuscript received 28 April 2023)

Abstract

Inertia effect should be considered in ferromagnet magnetization dynamics on a sub picosecond-to-femtosecond-time scale. The inertia effect can be described by the inertial Landau-Lifshitz-Gilbert equation. This paper mainly introduces some theoretical and experimental developments of ultrafast ferromagnetic resonance, magnetization reversal and inertial spin dynamics. These results will be helpful in better understanding the basic mechanism of ultrafast demagnetization and magnetization reversal, and deepen the understanding of the microscopic mechanism of magnetic inertia. In the end, the development trend of future experimental and theoretical research are also presented.

Keywords: inertia effect, ferromagnetic resonance, magnetization reversal

PACS: 75.78.Jp, 42.65.Re, 02.60.Cb, 05.45.-a

DOI: [10.7498/aps.72.20230345](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230345)

^{*} Project supported by the Program of State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, China (Grant No. KF202203), the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2021YFA1400900, 2021YFA0718300, 2021YFA1402100), the National Nature Science of China (Grant Nos. 61835013, 12174461, 12234012), and the Space Application System of China Manned Space Program, China.

[†] Corresponding author. E-mail: lizd@email.tjut.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: wmliu@iphy.ac.cn



飞秒尺度下的惯性磁化强度动力学

李再东 南雪萌 屈川 刘伍明

Inertial magnetization dynamics on femtosecond scale

Li Zai-Dong Nan Xue-Meng Qu Chuan Liu Wu-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 107502 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230345

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230345>

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

磁振子宏观效应以及热扰动场对反磁化的影响

Macroeffect of magnons and thermal fluctuation on magnetization reversal

物理学报. 2022, 71(12): 127502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220168>

非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式

Ferromagnetic resonance frequency and spin wave mode of asymmetric strip nanomagnet

物理学报. 2020, 69(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191622>

多铁异质结构中逆磁电耦合效应的研究进展

Progress of converse magnetoelectric coupling effect in multiferroic heterostructures

物理学报. 2018, 67(15): 157513 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181272>

具有不同交换偏置方向的外延FeGa/IrMn双层膜的磁各向异性与磁化翻转

Magnetic anisotropy and reversal in epitaxial FeGa/IrMn bilayers with different orientations of exchange bias

物理学报. 2022, 71(12): 127501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220166>

三端磁隧道结的稳定性分析

Stability analysis in three-terminal magnetic tunnel junction

物理学报. 2019, 68(20): 207201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190927>

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>