

# 飞秒激光诱导与探测 FePt 薄膜超快磁化进动的研究

陈志峰<sup>1</sup> 张冰志<sup>1</sup> 陈达鑫<sup>2</sup> 徐初东<sup>2</sup> 刘翠红<sup>1</sup> 方晓惠<sup>1</sup>

<sup>1</sup>广州大学物理与电子工程学院, 广东 广州 510006

<sup>2</sup>中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275

**摘要** 运用全光学方法研究了具有较弱磁晶各向异性的 FePt 薄膜中的超快磁化进动行为。利用飞秒激光脉冲诱导产生磁化进动, 基于时间分辨磁光克尔光谱方法测量其动力学过程, 并通过拟合分析获得了进动频率与 Gilbert 阻尼因子的外场及激发能量依赖关系。基于微磁学理论和实验条件推导的磁化进动频率表达式能够很好地解释进动频率的非线性外场依赖关系, 而频率随激发能量缓慢增大源于更高的平衡温度。分析表明本征磁阻尼因子比文献报道的  $L1_0$ -FePt 薄膜的磁阻尼小得多, 而有效磁阻尼随外场增大迅速减小源于磁不均匀性。实验还发现提高激发脉冲能量可以减缓一致性磁化进动的能量耗散。

**关键词** 超快光学; 磁化进动; 飞秒激光; 时间分辨

**中图分类号** O433 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/CJL201542.s107001

## Ultrafast Magnetization Precession in FePt Film Induced and Probed by Femtosecond Laser

Chen Zhifeng<sup>1</sup> Zhang Bingzhi<sup>1</sup> Chen Daxin<sup>2</sup> Xu Chudong<sup>2</sup>  
Liu Cuihong<sup>1</sup> Fang Xiaohui<sup>1</sup>

<sup>1</sup> School of Physics and Electronic Engineering, Guangzhou University, Guangzhou, Guangdong 510006, China

<sup>2</sup> State-Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou, Guangdong 510275, China

**Abstract** Ultrafast magnetization precession in the FePt film with weak magnetocrystalline anisotropy is studied using the all-optical method. The magnetization precession is induced by femtosecond laser pulses, and its dynamics is measured by time-resolved magneto-optical Kerr spectroscopy. After fitting and theoretical analyzing, field-dependent and excitation-energy-dependent precession frequency and Gilbert damping factor are obtained. Frequency equation deduced based on micromagnetics and the experimental condition can well explain the nonlinear field-dependence of precession frequency. Frequency is found to increase with the increasing excited energy, and can be attributed to the higher equilibrium temperature. In addition, intrinsic damping factor which is much smaller than that observed in  $L1_0$ -FePt film reported in recent literature is obtained. The effective damping rapidly decreases with the increasing field, and that can be attributed to the magnetic inhomogeneity. Moreover, it is found that increase of excited energy can slow down energy dissipation of the uniform magnetization precession.

**Key words** ultrafast optics; magnetization precession; femtosecond laser; time-resolved

**OCIS codes** 310.6870; 320.7130; 300.6500

## 1 引言

由于高达  $10^6 \text{ J/m}^3$  的磁晶各向异性,  $L1_0$  相的 FePt 薄膜在下一代超高密度磁记录技术中具有很高的应用价值, 因而近年来引起了广泛的关注<sup>[1-3]</sup>。对于磁记录, 引入超短激光脉冲, 不但可以降低瞬态矫顽场以辅

**收稿日期:** 2015-01-19; **收到修改稿日期:** 2015-03-01

**基金项目:** 国家自然科学基金(11204044、11404071)、广东省自然科学基金(2014A030313523、S2013010014807)、广州市属高校科研计划(2012A089、2012A090)

**作者简介:** 陈志峰(1982—), 男, 博士, 讲师, 主要从事超快光子学与超快过程方面的研究。E-mail: chenzf@gzhu.edu.cn

助写入<sup>[3,4]</sup>,还能显著提高磁化反转速度<sup>[5,6]</sup>,对记录密度和记录速度的发展都有着很大裨益。因此,研究 FePt 薄膜在超短光脉冲作用下的磁化动力学,对于发展 FePt 基的高速高密度存储器件具有重要意义。介质的磁阻尼是决定磁化反转速率的重要因素<sup>[5]</sup>,因此最近一些工作致力于全光学方法诱导和探测超快磁化进动力学的研究上<sup>[7,8]</sup>。传统测量磁阻尼的方法通常采用铁磁共振,在频域中进行非局域测量<sup>[9]</sup>,通过共振吸收峰的展宽间接显示进动阻尼的信息。而全光学方法可在时域中直接得到局域的进动开关速率及磁阻尼信息,具有直观、灵敏、时间与空间分辨率高等优势<sup>[7,8]</sup>。Kim 等<sup>[10]</sup>测量了具有强垂直磁各向异性的 L1<sub>0</sub> 相 FePt 薄膜的超快磁化进动,获得的 Gilbert 阻尼因子(约 0.27)比一般铁磁金属中测得的阻尼因子大得多。如此大的磁阻尼是否是 FePt 合金所共有的特性? 或者只是与强磁晶各向异性相关联? 在本文中,利用飞秒激光脉冲诱导具有较弱磁晶各向异性的 FePt 薄膜中的超快磁化进动,基于时间分辨磁光克尔光谱方法测量其动力学过程,分析获得了磁化进动频率与磁阻尼的外场依赖及激发能量依赖关系,并获得很小的本征磁阻尼因子(小于 0.0278),同时讨论了物理成因。

## 2 实 验

实验样品是生长在 MgO (001)衬底上的 10 nm 厚单层 FePt 薄膜,在约 550 °C 中采用磁控溅射方法制备。样品制备方法与文献<sup>[10]</sup>报道的方法相似,且膜厚与其 6.5 nm 膜厚相近,都小于一般铁磁金属的光穿透深度,因而不妨碍激光脉冲对薄膜的有效抽运与探测。区别于文献<sup>[10]</sup>样品的强垂直各向异性,此处样品在相对较低的温度下退火,较弱的磁晶各向异性场不足以克服退磁场,令样品的易磁化方向沿面内取向。文献<sup>[10]</sup>中采用磁光极克尔效应进行测量,但因样品本身是垂直磁化系统,为了使磁化进动的垂直分量能在热磁背景中显现,施加了高达 2.3 T 的斜向磁场。为便于对比分析,此处同样采用磁光极克尔效应进行测量。同时注意到,磁光极克尔效应更适合用于测量面内磁化系统的磁化进动。因极克尔效应测量的是样品磁化的垂直分量,只需利用相对较小的外磁场使面内磁化系统产生一定的垂直磁化分量,此条件下热退磁背景信号对探测进动信号的影响将被大幅度降低。

时间分辨磁光克尔光谱实验如图 1 所示。线偏振飞秒激光脉冲序列由钛宝石飞秒激光放大器产生,脉冲宽度约 150fs,中心波长 800 nm,脉冲序列的重复频率为 1.14 kHz。激光束经由分束片分成强度比大于 40 的两束光,其中抽运光(pump)经过可控光学延迟线,与探测光(probe)一同聚焦后垂直入射样品表面。为减小探测区域内由高斯光斑形成的温度梯度所造成的影响,令抽运光与探测光的聚焦直径比约为 2:1。由于极克尔效应,从样品反射的探测光偏振方向发生偏转,克尔转角的大小即反映了样品的磁化信息。反射的探测光经过格兰棱镜(G-L)后分成相互垂直的两束偏振光,最后进入差分探测器进行光电转换。差分探测器输出的信号经由锁相放大器运算去噪后被读入到计算机进行记录。实验中通过垂直磁场发生器对样品施加垂直磁场(由于磁隙内磁力线略有发散,探测点实际磁场与样品法线之间存在一较小夹角),磁场大小受计算机控制。

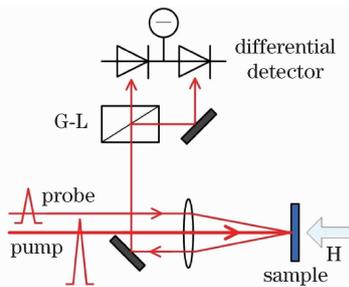


图 1 时间分辨磁光克尔光谱实验原理图

Fig. 1 Experiment schematic of time-resolved magneto-optical Kerr spectroscopy

飞秒激光脉冲诱导磁化进动的原理如图 2 所示。样品受抽运脉冲激发,由于电子-自旋弛豫而产生超快热退磁<sup>[11]</sup>,瞬态饱和磁化与瞬态磁各向异性同时受到调制,从而有效场从原来的  $H_{\text{eff}}$  变为  $H'_{\text{eff}}$ 。  $H'_{\text{eff}}$  决定了新的磁化平衡方向,磁化  $M$  将绕之发生进动。随后,自旋晶格弛豫以及热扩散使饱和磁化与有效磁各向

异性逐渐恢复<sup>[11]</sup>,  $H'_{\text{eff}}$  的大小和方向也随之恢复。但磁化  $M$  仍会在百皮秒到数纳秒的时间尺度内保持绕瞬态的磁化平衡方向进动, 直至  $M$  和  $H'_{\text{eff}}$  都恢复到初始方向 ( $H_{\text{eff}}$  的方向)。

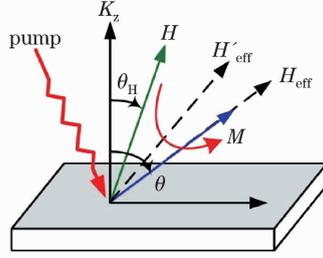


图 2 激光脉冲诱导磁化进动原理图

Fig. 2 Schematic of magnetization precession induced by laser pulse

### 3 结果分析与讨论

首先在无抽运光情况下测量了磁光克尔磁滞回线(未展示), 正如预期, 回线只显示出面内磁化系统在垂直磁场下的难轴回线特征。随后在给定 480 mT 外加磁场下, 测量了不同抽运脉冲能量密度激发的磁化动力学曲线。如图 3 所示, 抽运光脉冲到达后, 在 1 ps 内激发起超快退磁, 而在随后数百 ps 的磁化恢复过程中, 伴随着显著的阻尼振荡信号。此实验现象正与上述飞秒脉冲诱导的磁化进动过程相符合。从图中可看到, 更大的抽运脉冲能量引起的热退磁与后续振荡信号的幅度都更大, 这是因为激发区域达到更高的瞬态温度, 引起有效磁各向异性的变化也更显著, 因而磁化平衡取向的偏离角度也更大。

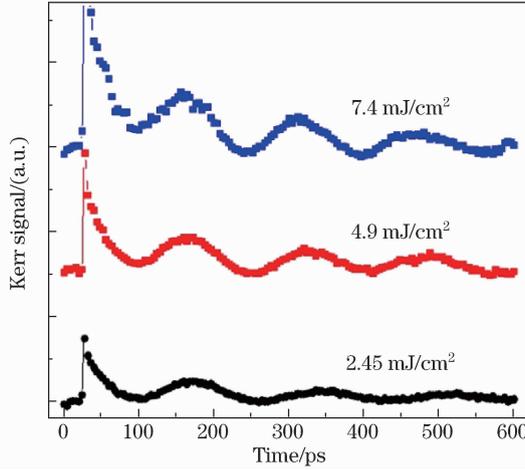


图 3 强度为 480mT 外场下不同抽运脉冲能量密度激发的磁化动力学曲线

Fig. 3 Traces of magnetization dynamics under the same external field of 480 mT but different pump energy density

接着保持抽运脉冲能量密度为 2.45 mJ/cm<sup>2</sup>, 测量了不同外加磁场强度下的磁化动力学曲线, 如图 4 所示。热退磁与磁化进动幅度随外场强度增大而增大, 是因为在更大的外场下将产生更大的离面磁化分量, 此时激光脉冲对退磁场的调制作用更大, 使磁化平衡取向的偏离角度增大, 导致磁化进动幅度也随之增大。

对动力学曲线进行拟合分析可以获得磁化进动频率与阻尼信息。磁化进动动力学由 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H) + \frac{\alpha}{M_s} \left( M \times \frac{dM}{dt} \right), \quad (1)$$

式中  $M$  和  $H$  分别为磁化和磁场矢量,  $M_s$  为饱和磁化强度,  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼因子。通常  $\alpha$  远小于 1, 磁化向平衡态的弛豫具有指数规律。考虑到热磁恢复, 采用以下带有背景项的阻尼谐波函数对磁化动力学进行拟合<sup>[12]</sup>:

$$\Delta\theta_k \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \sin(2\pi\nu t + \varphi) + B(t), \quad (2)$$

式中  $\tau_a$  与  $\varphi$  分别为磁化进动的衰减时间常数和进动初相,  $\nu$  即为进动频率。热磁恢复背景项可表达为

$$B(t) \propto A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sl}}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_h}\right), \quad (3)$$

式中  $\tau_{sl}$  和  $\tau_h$  分别为自旋-晶格弛豫时间常数和热扩散时间常数。利用(2)式首先对图 4 所示不同外场下测得的数据进行拟合, 所得到的  $\tau_{sl}$  (约 20ps) 和  $\tau_h$  (约 150ps) 基本保持不变, 显示出采用(2)式拟合的合理性。同时提取出的  $\nu$  与  $\tau_e$  分别在图 5(a) 和 5(b) 中分别以方块及三角形显示。从图中看到,  $\nu$  与  $\tau_e$  均随外场增大呈现非线性增大。

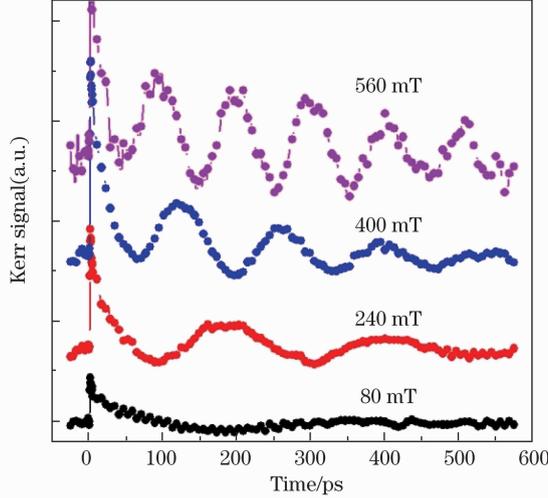


图 4 能量密度为 2.45mJ/cm<sup>2</sup> 的抽运脉冲激发不同外场强度下的磁化动力学曲线

Fig. 4 Traces of magnetization dynamics under the same pump energy density of 2.45 mJ/cm<sup>2</sup> but different external field

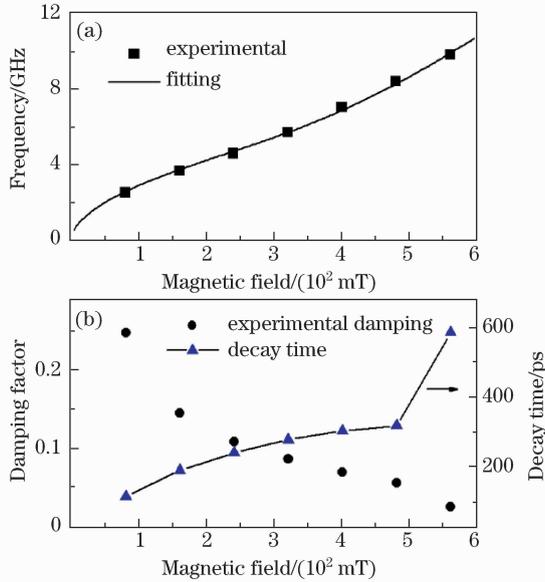


图 5 外场依赖的进动频率、进动衰减时间及有效阻尼因子。(a) 进动频率的实验值与拟合曲线;

(b) 进动衰减时间与有效阻尼因子的实验值

Fig. 5 Field-dependent precession frequency, decay time and effective damping factor. (a) Experimental precession frequency and the fitting curve; (b) experimental precession decay time and effective damping factor

下面根据实验条件推导一致性进动角频率的外磁场依赖关系。虽然在实验中采用激光脉冲诱导产生吉赫兹频段的磁化进动, 但除了激发零点后的较短延迟时间段, 磁化进动频率仍然由稳态有效场  $H_{eff}$  决定。Kittel 从稳态旋磁方程出发, 给出了球坐标中磁化进动角频率  $\omega$  与磁自由能  $F$  的关系<sup>[12]</sup>:

$$\omega = \frac{\gamma}{\mu_0 M_S \sin\theta} \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2} \quad (\theta = \theta_0, \varphi = \varphi_0), \quad (4)$$

式中  $\gamma$  为旋磁比,  $\mu_0$  为真空磁导率。考虑塞曼能、退磁能与磁晶各向异性,  $F$  表达为

$$F = -\mu_0 M_S (H_x \sin\theta \cos\bar{\omega} + H_y \sin\theta \sin\bar{\omega} + H_z \cos\theta) - K_x \sin^2\theta \cos^2\bar{\omega} - K_y \sin^2\theta \sin^2\bar{\omega} - K_z \cos^2\theta + \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \cos^2\theta, \quad (5)$$

式中  $K$  为磁晶各向异性常数。简单起见, 令外磁场水平分量沿  $x$  轴, 即  $H_x \neq 0, H_y = 0$ , 磁化平衡取向被限制在  $xz$  平面内, 从而求得  $F$  对  $\theta, \varphi$  的二次偏导数:

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right|_{\bar{\omega}=0} = \mu_0 M_S (H_x \sin\theta + H_z \cos\theta) + (-2K_x + 2K_z - \mu_0 M_S^2) \cos 2\theta, \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right|_{\varphi=0, H_y=0} = 0, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right|_{\varphi=0} = \mu_0 M_S H_x \sin\theta + 2(K_x - K_y) \sin^2\theta. \quad (8)$$

将(6)~(8)式代入(4)式, 注意到当不施加外磁场时完全观察不到光诱导的磁化进动, 故应有  $K_x \approx K_y \ll K_z$ , 并引入唯象的磁晶各向异性场  $H_a = 2K_z/\mu_0 M_S$ , 退磁场  $H_d = M_S$ , 得

$$\omega(H) = \frac{\gamma}{\sin\theta} \sqrt{[(H_a - H_d) \cos 2\theta + H \cos(\theta - \theta_H)] H \sin\theta_H \sin\theta}, \quad (9)$$

式中  $\theta_H$  为外场方向与  $z$  轴的夹角。磁化平衡取向( $\theta$ )即磁自由能最低的方向, 满足  $\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0$ , 故(9)式的  $\theta$  由(10)式给出:

$$(H_a - H_d) \sin 2\theta + 2H \sin(\theta - \theta_H) = 0. \quad (10)$$

由于(10)式没有解析解, 不能得到显式的拟合式, 因此编写了基于数值求解和寻优的拟合程序, 对进动频率的实验结果进行了拟合, 如图 5(a) 中的实线所示。拟合得到有效各向异性场  $H_a^{\text{eff}} = H_a - H_d = -346$  mT, 利用振荡样品磁力计(VSM)测得的  $M_S = 8.86 \times 10^5$  A/m, 计算得到  $K_z = 3.4 \times 10^5$  J/m<sup>3</sup>。此处  $H_a - H_d < 0$ , 正表明磁晶各向异性场不足以克服退磁场, 使样品的易磁化方向落在面内。进动频率的外场依赖曲线在外场较弱时显示出平方根函数的特点。注意到此区间磁化的离面角度较小( $\theta$  接近  $90^\circ$ ), 同时  $|H_a - H_d| \gg H$ , 因而有( $C$  为常数)

$$(H_a - H_d) \cos(2\theta) + H \cos(\theta - \theta_H) \approx (H_a - H_d) \cos(2\theta) \approx C, \quad (11)$$

从而令(9)式显示出平方根函数的特点。另一方面, 在较强外场下进动频率显示出与外场的非线性关系, 有别于小角度面内近似下进动频率的线性外场依赖结果<sup>[7,12]</sup>, 这是由于实验中较强外场下的磁化离面角度相对较大, 而  $\theta$  受外场非线性调制, 便导致了  $\omega(H)$  在较强外场下的非线性变化。

关于 Gilbert 阻尼因子,  $\alpha$  与  $\tau_a$  满足<sup>[13]</sup>:

$$\tau_a = \frac{2\mu_0 M_S}{\alpha \gamma \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)} \quad (\theta = \theta_0, \varphi = \varphi_0). \quad (12)$$

将(6)式与(8)式代入(12)式, 可得

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{1}{2} \alpha \gamma \left[ H_a^{\text{eff}} \cos 2\theta + H \cos(\theta - \theta_H) + \frac{H \sin\theta_H}{\sin\theta} \right]. \quad (13)$$

基于(13)式与(10)式求出外场依赖的  $\alpha$  因子如图 5(b) 中圆点所示。可以看到, 随着外场增大  $\alpha$  呈现明显减小的趋势, 在  $H = 560$  mT 时达到最小值 0.0278。外场依赖的磁阻尼也在其他一些铁磁合金薄膜上被观察到<sup>[12,14,15]</sup>, 可以归因于非本征阻尼  $\alpha_{\text{ex}}$  的贡献。在此情况下, 应引入有效阻尼因子  $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_0 + \alpha_{\text{ex}}$ , 其中  $\alpha_0$  为材料的本征阻尼因子。 $\alpha_{\text{ex}}$  的成因主要来自多模自旋波的激发<sup>[14]</sup> 和磁不均匀性<sup>[12,15]</sup>。前者指除了激发起一致性磁化进动外, 还同时存在其他自旋波模式。它的一个重要特征是在信号频谱中会出现额外的频率峰<sup>[14]</sup>。对动力学曲线进行了傅里叶分析, 得到的频谱都只具有单个频率峰, 对应图 5(a) 中的进动频率  $\nu$ , 表明振荡信号中只有一致性磁化进动的贡献。因此外场依赖的磁阻尼应源于对于磁不均匀性, 其原因可能是薄膜厚度不均, 材料缺陷以及弱磁场下形成的磁畴结构等<sup>[12]</sup>。这些因素会导致探测区域内磁学性质的空间分布, 从而形成多频率叠加或频率展宽的磁化进动信号, 呈现出阻尼增大的进动过程<sup>[12,16]</sup>。测得的阻尼因子随外

场增大而减小,也与磁不均匀性的物理特征相符。因为有效场  $H_{\text{eff}}$  由外场  $H$  与具有一定分布的有效各向异性场  $H_a^{\text{eff}}$  合成,外场较大时  $H_a^{\text{eff}}$  的空间涨落影响也会相应减弱。因此可以将相对大的外场下测到的  $\alpha_{\text{eff}}$  近似看作  $\alpha_0$ <sup>[15]</sup>。在图 5(b)中,560 mT 外场下  $\alpha_{\text{eff}}$  降至 0.0278,表明样品的本征阻尼因子  $\alpha_0$  应小于此值。

运用上述方法对图 3 所示 480 mT 外场下不同抽运脉冲能量对应的动力学数据进行了分析,获得了激发能量密度依赖的进动频率  $\nu$  和有效阻尼因子  $\alpha_{\text{eff}}$ ,如图 6 所示。 $\nu$  随激发能量增加缓慢增大,可归因于更大的激发能量使平衡温度上升。注意到(9)式中的  $(H_a - H_d) \cos 2\theta$  取负值,对外场起抵消作用。平衡温度上升使  $|H_a - H_d|$  减小,从而令  $\nu$  增大。另一方面, $\alpha_{\text{eff}}$  随激发能量增加而显著减小,表明更大的激发光脉冲能量可以减缓一致性磁化进动的能量耗散。但注意到  $\alpha_{\text{eff}}$  随激发能量变化显著,是否仍归因于磁不均匀性的表现,或存在其他物理机制,有待进一步的论证。

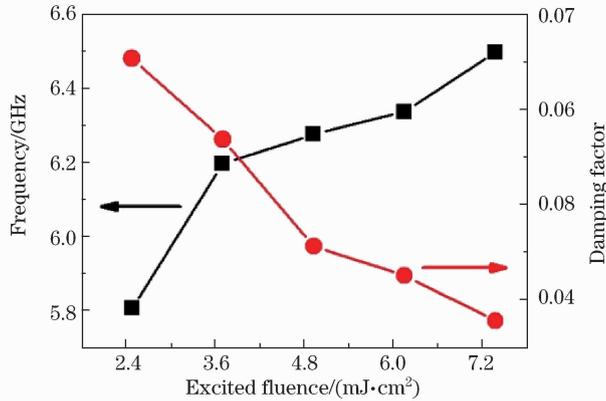


图 6 激发能量密度依赖的进动频率与有效阻尼因子

Fig. 6 Precession frequency and effective damping factor dependent on the excitation energy density

## 4 结 论

在具有较弱磁晶各向异性的面内磁化 FePt 薄膜上,利用飞秒激光脉冲诱导产生超快磁化进动,并运用时间分辨磁光克尔光谱方法测量了其动力学过程。基于微磁学理论并根据实验条件推导了磁化进动频率及 Gilbert 阻尼的表达式,通过拟合分析获得进动频率与磁阻尼的外场及激发能量依赖关系。分析得到本征磁阻尼因子小于 0.0278,比文献报道的  $L1_0$ -FePt 薄膜的磁阻尼小得多,表明大的磁阻尼并非 FePt 合金所共有的特性。有效磁阻尼的外场依赖源于磁不均匀性,而增大激发脉冲能量可以减缓一致性磁化进动的能量耗散。

## 参 考 文 献

- 1 Sun S H, Murray C B, Weller, D *et al.*. Monodisperse FePt nanoparticles and ferromagnetic FePt nanocrystal superlattices[J]. Science, 2000, 287(5460): 1989-1992.
- 2 Chen J S, Lim B C, Hu J F, *et al.*. Low temperature deposited  $L1$  FePt - C (001) films with high coercivity and small grain size[J]. Appl Phys Lett, 2007, 91(13):132506.
- 3 Liu X D, Xu Z, Gao R X, *et al.*. Single laser pulse induced dynamic magnetization reversal mechanism of perpendicularly magnetized  $L1_0$ FePt films[J]. J Appl Phys, 2009, 106(5): 053907.
- 4 Xu Chudong, Chen Zhifeng, Chen Daxin, *et al.*. Origin of anomalous hysteresis loops induced by femtosecond laser pulses in GdFeCo amorphous films[J]. Appl Phys Lett, 2010, 96(9): 092514.
- 5 Stanciu C D, Kimel A V, Hansteen F, *et al.*. Ultrafast spin dynamics across compensation points in ferrimagnetic GdFeCo: the role of angular momentum compensation[J]. Phys Rev B, 2006, 73(22): 220402.
- 6 Chen Zhifeng, Gao Ruixin, Wang Zixin, *et al.*. Field-dependent ultrafast dynamics and mechanism of magnetization reversal across ferrimagnetic compensation points in GdFeCo amorphous alloy films[J]. J Appl Phys, 2010, 108(2): 023902.
- 7 Kampen M V, Jozsa C, Kohlhepp J T, *et al.*. All-optical probe of coherent spin waves[J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(22): 227201.
- 8 Tsukamoto A, Nakagawa K, Itoh A, *et al.*. Excitation of coherent spin waves at ultrafast thermomagnetic writing[J]. IEEE Trans Magn, 2004, 40(4): 2543-2545.
- 9 Farle M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers[J]. Rep Prog Phys, 1998, 61(7): 755-826.

- 10 Kim J W, Song H S, Jeong J W, *et al.*. Ultrafast magnetization relaxation of  $L1_0$ -ordered  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  alloy thin film[J]. Appl Phys Lett, 2011, 98(9): 092509.
- 11 Beaurepaire E, Merle J C, Daunois A, *et al.*. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel[J]. Phys Rev Lett, 1996, 76(22): 4250—4253.
- 12 Walowski J, Kaufmann M D, Lenk B, *et al.*. Intrinsic and non-local Gilbert damping in polycrystalline nickel studied by Ti: sapphire laser fs spectroscopy[J]. J Phys D, 2008, 41(16): 164016.
- 13 Müller G M, Münzenberg M. Activation of additional energy dissipation processes in the magnetization dynamics of epitaxial chromium dioxide films[J]. Phys Rev B, 2008, 77(2): 020412.
- 14 Guisan S S, Rott K, Reiss G, *et al.*. Inductive and magneto-resistive measurements of Gilbert damping in  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  thin films and microstructures[J]. J Phys D, 2008, 41(16): 164015.
- 15 Malinowski G, Kuiper K C, Lavrijsen R, *et al.*. Magnetization dynamics and Gilbert damping in ultrathin  $\text{Co}_{48}\text{Fe}_{32}\text{B}_{20}$  films with out-of-plane anisotropy[J]. Appl Phys Lett, 2009, 94(10): 102501.
- 16 Platow W, Anisimov A N, Dunifer G L, *et al.*. Correlations between ferromagnetic-resonance linewidths and sample quality in the study of metallic ultrathin films[J]. Phys Rev B, 1998, 58(9): 5611-5621.

栏目编辑: 刘丰瑞