

GdFeCo 磁光薄膜中 RE-TM 反铁磁耦合与激光感应超快磁化翻转动力学研究^{*}

高瑞鑫¹⁾ 徐 振²⁾ 陈达鑫¹⁾ 徐初东¹⁾ 陈志峰¹⁾ 刘晓东¹⁾ 周仕明²⁾ 赖天树^{1)†}

1) 光电材料与技术国家重点实验室 物理科学与工程技术学院 中山大学 广州 510275)

2) 先进光子材料与器件国家重点实验室 物理系 复旦大学 上海 200433)

(2008 年 6 月 11 日收到, 2008 年 8 月 4 日收到修改稿)

使用飞秒时间分辨抽运-探测磁光克尔光谱技术,研究了激光加热 GdFeCo 磁光薄膜跨越铁磁补偿温度时稀土-过渡金属 (RE-TM) 反铁磁交换耦合行为和超快磁化翻转动力学. 实验观察到由于跨越铁磁补偿温度、净磁矩携带者交换而引起的磁化翻转反常克尔磁滞回线以及在同向外磁场下,反常回线上大于和小于矫顽力部分的饱和磁化强度不同,显示出 GdFeCo 中 RE 与 TM 之间的非完全刚性反铁磁耦合. 在含有 Al 导热底层的 GdFeCo 薄膜上观测到饱和磁场下激光感应磁化态翻转及再恢复的完整超快动力学过程. 与剩磁态的激光感应超快退磁化过程比较,发现外磁场似乎并不影响磁畴核化和扩张速率,只影响磁化方向.

关键词: 补偿温度, 磁化翻转, 反铁磁耦合, GdFeCo

PACC: 7847, 7215H, 7550S, 7560

1. 引 言

随着信息量的急剧增加,对信息的存储密度和速度要求越来越高,因此发展超高密度、高速记录技术成为信息科学领域的新课题. 高密度记录必须使用高矫顽力(H_c)记录介质以克服超顺磁效应^[1],而目前的磁记录头又无法饱和磁化高矫顽力介质. 因此,光辅助磁记录技术^[2,3]被发展,它利用聚焦激光束加热记录介质到居里温度(T_c)或超过补偿温度(T_m)实现磁记录,其最大记录速度受限于介质的光致热化速率及热感应磁化翻转速率. 因而研究光-磁相互作用的超快磁化动力学过程,是发展高速磁光存储器件的前提. 基于抽运-探测磁光克尔技术,Beaurepaire 等人^[4]在 Ni 薄膜中首次观察到了亚皮秒的超快退磁过程;Hohlfeld 等^[5,6]在 T_m 低于室温的 GdFeCo 薄膜中首次观察到了激光热化至 T_c 的磁化翻转动力学过程;最近,Stanciu 等^[7]又在 GdFeCo 中观察到了光致热化温度跨越 T_m 的超快磁化翻转动

力学过程,但在 1.2 ns 内尚未能观测到磁化翻转的恢复,表明样品的冷却时间至少在数纳秒,大大限制了记录速率. 本文改进了 GdFeCo 薄膜样品的热传导底层材料,呈现出热扩散速率显著提高,在 250 ps 左右即观察到磁化翻转开始恢复. 同时,在饱和磁化态的光感应磁化翻转与剩磁态的磁化恢复过程对比中,发现光激发后初始数十皮秒内两过程的变化速率相同. 此外,观测到在抽运-探测光路负延迟处的反常磁滞回线上,同向外磁场高于和低于 H_c 段的饱和磁化强度并不相同. 本文对这些新现象给出了合理解释,结果对加深 RE-TM 反铁磁耦合和磁化翻转机理的认识具有重要意义.

2. 实验描述

来自钛宝石激光放大器的 150 fs 脉宽,中心波长 800 nm,重复率 1 kHz 的线偏振激光脉冲序列,进入一个标准的非共线抽运-探测实验装置^[8],其中抽运光通过可控延迟线,以控制抽运与探测光之间的时间延迟. 输出的抽运和探测光聚焦到样品上同一

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60490290,60678009)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20050558030)和国家重大基础研究计划(批准号:2007CB925104)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn

点, 抽运光斑尺寸至少二倍于探测光斑尺寸, 抽运/探测光流密度比大于 10. 抽运光正入射, 而探测光小角度入射. 从样品上反射的探测光的极克尔转角由光电对管组成的平衡光桥^[9]测量, 差分输出信号由锁相放大器放大、检测. 光学斩波器以约 340 Hz 频率调制探测光, 并同步锁相放大器.

实验样品为 GdFeCo 薄膜, 由磁控溅射法生长于玻璃衬底上. 其多层结构为 Glass/Al(10 nm)/SiN(5 nm)/GdFeCo(30 nm)/SiN(20 nm). Al 作为热扩散传导层, SiN 作为保护层, 铁磁补偿温度高于室温. 使用 Al 代替目前报道中采用的 AlTi 热扩散传导层^[5,7], 是希望利用 Al 的大热传导系数, 加快热扩散传导, 缩短光辅助磁记录周期.

3. 实验结果与讨论

3.1. RE-TM 反铁磁耦合与翻转交换机理

图 1 所示为 GdFeCo 薄膜的磁光极克尔磁滞回线. 无抽运光时, 实心点线磁滞回线表现出铁磁薄膜通常的磁滞回线特征, 矫顽力(H_c)约 2000 Oe($1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$), 称其为“冷”回线. 当流密度为 5.3 mJ/cm^2 的抽运光激发样品后, 探测脉冲延迟时间为 -5 ps (等价于延迟近 1 ms 的激光脉冲周期) 时, 测量到的回线如空心点线所示, 称为“热”回线.

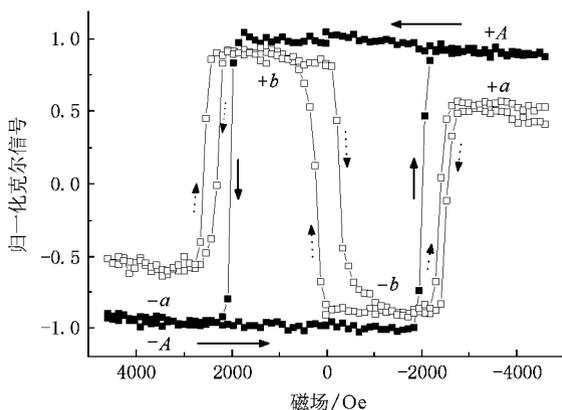


图 1 GdFeCo 薄膜的极克尔磁滞回线(实心点线为无抽运光的“冷”磁滞回线, 空心点线为抽运光激发后近 1 ms 时的“热”磁滞回线. 图中箭头表示磁场扫描时, 回线的运行方向. $+A$ 和 $-A$ 分别表示冷回线中正、反向饱和和磁化态. $+a$ 和 $-a$ 分别表示热回线中正、反向饱和和磁化态, 而 $+b$ 和 $-b$ 分别表示激光辅助磁化翻转正、反向饱和和磁化态. 冷、热回线克尔信号由冷回线饱和和磁化态的最大克尔信号归一化)

热回线表现出反常的克尔回线形状, 它的运行方向与冷回线完全不同, 并出现两个矫顽力, 一个比冷矫顽力略大, 而另一个则远小于冷矫顽力. 在此二矫顽力之间的磁化态发生了磁化翻转, 如图 1 中 $+b$ 和 $-b$ 磁化态. Stanciu 等人^[7]曾获得类似的实验结果, 但其中 a 和 b 磁化态的饱和磁化强度不同, 且均小于冷回线中的饱和磁化强度的现象, 在报道中并未涉及和讨论.

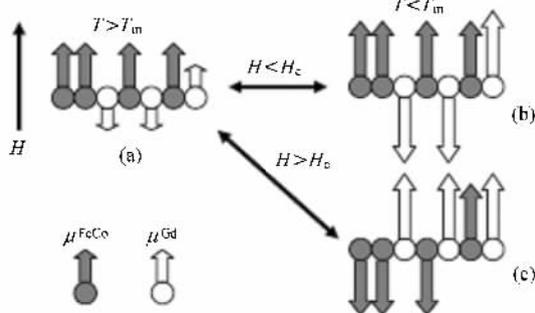


图 2 不同外磁场强度下光致 RE-TM 反铁磁耦合取向示意图 (左下角插图为图例, 实心符号为 FeCo 磁矩, 空心符号为 Gd 磁矩. T_m 为铁磁补偿温度, H_c 为矫顽力)

关于热回线的形状反常, Stanciu 等人给出了初步解释, 所基于的模型如图 2 所示. 由于 RE-TM 系统的反铁磁耦合、RE 和 TM 原子磁矩随温度升高而减小的速率不同^[10,11]以及铁磁补偿温度(T_m)高于室温, 所以当激光加热样品使其温度升高、跨越 T_m 时, 会导致体系的净磁矩 μ ($\mu = \mu^{\text{Gd}} - \mu^{\text{FeCo}}$) 改变符号, 进而导致可能的磁化翻转^[12]. 无抽运光时, 温度低于补偿温度, RE 原子磁矩大于 TM 原子磁矩, 净磁矩 μ 与 RE 同向, TM 原子磁矩与外磁场反平行取向. 当抽运激光加热样品, 使其温度高于 T_m 时, TM 原子磁矩大于 RE 原子磁矩, 因而净磁矩 μ 改变符号, 发生磁化翻转, TM 原子磁矩变为与外磁场平行取向, 如图 2(a) 所示. 此温度下 ($T > T_m$) 的克尔回线环应该是完全与冷回线环反向的, 即上下翻转的, 如图 1 中热回线环中 $+b$ 和 $-b$ 段所示, 体系的矫顽力也显著减小, 由 $+b$ 和 $-b$ 段之间的小回线环所示. 此时 $-a$ 段应该在 $+b$ 段的延长线上, 而 $+a$ 段应该在 $-b$ 段的延长线上. 然而, 由于热扩散和传导, 导致样品温度降低, 再次跨越 T_m , 向室温趋近. 此温度下 ($T < T_m$) TM 原子磁矩小于 RE 原子磁矩, 净磁矩 μ 又改变符号, 导致可能的磁化再次翻转. 然而, 由于 H_c 的恢复, 只有磁场强度大于 H_c 段

能够发生磁化翻转,如图 2(c)所示,对应于图 1 中热回线的 $-a$ 和 $+a$ 段. 而当磁场小于 H_c 段,恢复性翻转不能发生,激光辅助的磁化翻转态被冻结,如图 2 中(b)所示,对应图 1 中 $-b$ 和 $+b$ 段.

对于图 1 中热回线环的 a, b 段的饱和磁化强度均小于冷回线的,并且 a 段的又略小于 b 段的这一新现象,我们认为正是反映了磁矩的温度依赖、RE 与 TM 反铁磁耦合与磁化翻转交换机理. a, b 段的饱和磁化强度均小于冷回线的,表明有抽运激光加热后,样品辐照区内平均温度略高于室温,热回线的 H_c 也比冷回线的略大,进一步支持这一观点. 而 a 段的饱和磁化强度小于 b 段的,我们认为这正揭示了 RE-TM 反铁磁耦合的非完全刚性特征,即磁场作用驱使 RE 或 TM 磁矩的完全翻转,并不能保证处于被迫反铁磁耦合的所有 TM 或 RE 磁矩也完全翻转. 在图 1 中 b 段,是磁化翻转后的饱和磁化态,此时磁场直接驱动 TM 磁矩完全平行磁场, TM 子系统被饱和磁化(图 2(b));在 a 段,RE 原子磁矩大于 TM 原子磁矩,磁场直接驱动 RE 磁矩完全平行于磁场, RE 子系统达到饱和磁化(图 2(c)),而 TM 子系统则通过反铁磁耦合被迫发生磁化翻转. 因 800 nm 波段的磁光克尔信号主要反映 TM 子系统的磁化状态^[13,14], a 段的饱和磁化强度小于 b 段的,正显示了通过反铁磁耦合的 TM 子系统的被迫磁化翻转是不完全的,非饱和的(如图 2(c)所示,一个 FeCo 磁矩没有翻转). 因此我们的实验揭示出 GdFeCo 反铁磁耦合系统中反铁磁耦合的非完全刚性特征,而这种非完全刚性反铁磁耦合行为,我们在 TbFeCo 反铁磁耦合体系中也观察到^[15].

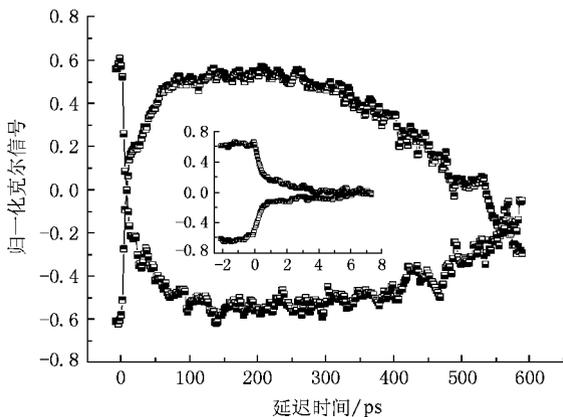


图 3 正反向饱和磁场下的光致磁化翻转超快过程时间延迟扫描归一化克尔信号曲线(插图是前 10 ps 的高分辨扫描放大)

3.2. 跨越补偿温度的超快磁化翻转动力学

为了探索光辅助磁记录的磁化翻转速率,我们利用飞秒时间分辨抽运-探测磁光克尔光谱研究了样品在饱和和外磁场下的激光感应超快磁化翻转动力学过程. 如图 3 所示,在 600 ps 扫描时间尺度内,已显示出一个近完整的磁化翻转和再恢复过程,而 Stanciu 等人的报道中在 1.2 ns 扫描尺度内尚未观察到磁化翻转恢复,表明我们的样品的热扩散速率更快,更利于实现高速数据存储,我们推测这与导热层材料 Al 的热传导系数高于 AlTi 有关^[16]. 在延迟零点附近的克尔信号跳跃,对应于激光感应的超快电子-自旋交换作用引起的超快退磁化^[17],如插图所示. 之后,一个近 100 ps 的快速磁化翻转过程发生. 此快速磁化翻转过程是由于晶格温度上升,跨越 T_m 后, TM 磁矩占优,实现从 RE 饱和磁化平行磁场态(图 1 中 $+a$ 和 $-a$ 段)向 TM 饱和磁化平行磁场态(图 1 中 $+b$ 和 $-b$ 段)的磁化翻转,对应于磁畴的反向再结核和扩张过程^[18-20]. 然后,磁化翻转慢慢持续,在约 260 ps 时翻转达到最大程度. 此段慢磁化翻转过程,我们认为对应于晶格温度衰减,并在约 260 ps 时温度降回到 T_m . 之后,由于 RE 磁矩又占优,磁化翻转开始恢复,即由 TM 饱和磁化平行磁场态($\pm b$)向 RE 饱和磁化平行磁场态($\pm a$)恢复,如图 3 中 260 ps 后的单调克尔信号衰减所示.

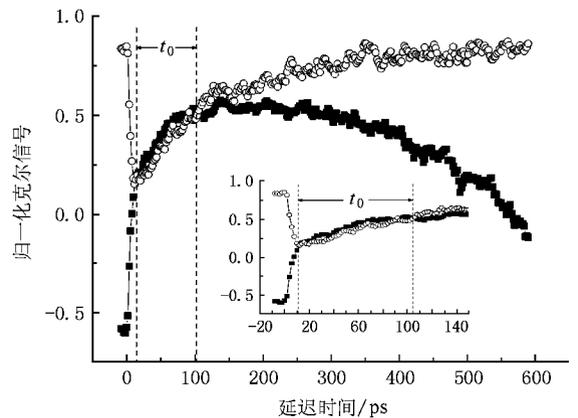


图 4 饱和磁场(实心方块)和剩磁态(空心圆点)在相同抽运激光流密度条件下的超快光感应磁化动力学时间延迟扫描曲线(插图是前 150 ps 的高分辨扫描放大)

为了研究磁场对磁畴结核与扩张速率的影响,我们同时观测了相同抽运激光流密度下剩磁态的激光感应超快退磁化与磁化恢复动力学过程,如图 4

中空心点线所示。作为比较,我们将饱和磁场下磁化翻转曲线也绘制在图 4 中。可以发现,在前 100 ps 内,两条曲线几乎平行,即具有相同的变化速率。而如上所述,此段磁化变化对应磁畴再结核和扩张。因此,图 4 表明剩磁态和饱和磁化态的畴结核和扩张速率相同,即外磁场只影响畴结核的初始磁化方向,而不影响其速率。用双指数和函数拟合空心点线,获得两个时间常数为 67 ps 和 207 ps。短时间常数应该对应于快的畴结核和扩张过程,而长时间常数应该对应自旋-晶格作用弛豫时间。

4. 结 论

实验观察到由于激光加热 GdFeCo 磁光薄膜跨

越铁磁补温度、净磁矩携带者交换而引起的磁化翻转反常克尔磁滞回线。由回线上大于和小于矫顽力时饱和磁化强度的不同,反映出 FeCo 磁矩处于平行与被迫反平行外磁场时的磁矩翻转态差异,揭示出 GdFeCo 反铁磁耦合系统中反铁磁耦合的非完全刚性特征。在含有 Al 导热底层的 GdFeCo 薄膜上,600 ps 时间尺度范围内已观测到饱和磁场下激光感应磁化态翻转及再恢复的完整超快动力学过程,显示 Al 导热底层有助于样品热扩散性能的改善。通过比较饱和磁场下的磁化翻转过程与剩磁态的激光感应超快退磁化过程,发现外磁场不影响磁畴结核和扩张速率,只控制磁畴结核的初始磁化方向。这些结果均对深入理解 GdFeCo 合金薄膜中 RE-TM 反铁磁耦合和磁化翻转机理具有重要意义。

- [1] White R L 2000 *J. Magn. Magn. Mater.* **209** 1
- [2] Hamann H F, Martin Y C, Wickramasinghe H K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 810
- [3] Katayama H, Hamamoto M, Sato J, Sato J, Murakami Y, Kojima K 2000 *IEEE Transactions on Magnetics* **36** 195
- [4] Beaurepaire E, Merle J C, Daunois A, Bigot J Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250
- [5] Hohlfeld J, Gerrits Th, Bilderbeek M, Rasing Th 2001 *Phys. Rev. B* **65** 012413
- [6] Ota N, Sekine M, Awano H, Bilderbeek M, Hohlfeld J, Rasing Th 2002 *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** 1650
- [7] Stanciu C D, Tsukamoto A, Kimel A V, Hansteen F, Kirilyuk A, Itoh A, Rasing Th 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 217204
- [8] Kampfrath T, Ulbrich R G, Leuenberger F, Munzenberg M, Sassi B, Felsch W 2002 *Phys. Rev. B* **65** 104429
- [9] Wilks R, Hughes N D, Hicken R J 2003 *J. Phys: Condens. Matter* **15** 5129
- [10] Aeschlimann M, Vaterlaus A, Lutz M, Stampanoni M, Meier F, Siegmann H C, Klahn S, Hansen P 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2189
- [11] Chekanov A, Matsumoto K, Ozaki K 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4657
- [12] Saito T, Ohmura N, Maedomari J, Shinagawa K, Tsushima T 1989 *Solid State Commun.* **72** 147
- [13] Katayama T, Miyazaki M, Arimune H, Shibata T 1984 *J. Magn. Soc. Jpn.* **8** 121
- [14] Zhou Q C, Wang J F, Xu R Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1639 (in Chinese)[周青春、王嘉赋、徐荣青 2002 物理学报 **51** 1639]
- [15] Liu X D, Xu Z, Gao R X, Hu H N, Chen Z F, Wang Z X, Du J, Zhou S M, Lai T S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 232501
- [16] Zhang B S, Wang J H, Li L B, An G Y 1997 *J. Harbin Institute of Technology* **29** 112 (in Chinese)[张宝生、王建华、李立波、安阁英 1997 哈尔滨工业大学学报 **29** 112]
- [17] Vomir M, Andrade L H F, Guidoni L, Guidoni L, Bigot J Y 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 237601
- [18] Ji H, Robbins M O 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2538
- [19] Li Z, Zhang S 2004 *Phys. Rev. B* **69** 134416
- [20] Lyberatos A, Earl J, Chantrell R W 1996 *Phys. Rev. B* **53** 5493

RE-TM antiferromagnetic coupling and laser induced ultrafast magnetization reversal dynamics in GdFeCo magneto-optical films^{*}

Gao Rui-Xin¹⁾ Xu Zhen²⁾ Chen Da-Xin¹⁾ Xu Chu-Dong¹⁾ Chen Zhi-Feng¹⁾
Liu Xiao-Dong¹⁾ Zhou Shi-Ming²⁾ Lai Tian-Shu^{1)†}

1) (State Key Lab of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics and Engineering, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

2) (State-Key Lab for Advanced Photonic Materials Devices, Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(Received 11 June 2008; revised manuscript received 4 August 2008)

Abstract

The RE-TM antiferromagnetic coupling behavior and magnetization reversal dynamics in passing through the ferromagnetic compensation temperature (T_m) due to laser heating of GdFeCo films are investigated using femtosecond time-resolved pump-probe Kerr spectroscopy. Owing to sample temperature passing through T_m and hence the exchange of net magnetic moment carriers, an abnormal hysteresis loop is observed. The saturation magnetization difference between magnetization states above and below coercive field is found under a same direction of magnetic field, which reveals the incomplete rigid coupling between RE and TM sub-lattices in GdFeCo. A complete ultrafast magnetization reversal and recovery dynamic process is experimentally observed at the saturation magnetic bias on the sample with Al heat sink layer. Besides, by comparing magnetization reversal at saturation magnetic bias with magnetization recovery at remanence, it was found that the magnetic field applied externally does not affect the rate of domain nucleation and growth, but only their magnetization direction.

Keywords: compensation temperature, magnetization reversal, antiferromagnetic coupling, GdFeCo

PACC: 7847, 7215H, 7550S, 7560

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60490290, 60678009), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050558030) and the National Basic Research Program of China (2007CB925104).

[†] Corresponding author. E-mail: stslts@mail.sysu.edu.cn