

磁振子宏观效应以及热扰动场对反磁化的影响

李柱柏 魏磊 张震 段东伟 赵倩

Macroeffect of magnons and thermal fluctuation on magnetization reversal

Li Zhu-Bai Wei Lei Zhang Zhen Duan Dong-Wei Zhao Qian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 127502 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220168

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220168>

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

稀土永磁体及复合磁体反磁化过程和矫顽力

Magnetization reversal and coercivity in rare-earth permanent magnets and composite magnets

物理学报. 2019, 68(17): 177501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190364>

磁畴壁手性和磁斯格明子的拓扑性表征及其调控

Magnetic domain chirality and tuning of skyrmion topology

物理学报. 2018, 67(13): 137508 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180513>

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>

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>

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>

核((Nd_{0.7}, Ce_{0.3})₂Fe₁₄B)-壳(Nd₂Fe₁₄B)型磁体反磁化的微磁学模拟

Micromagnetic simulations of reversal magnetization in core ((Nd_{0.7}, Ce_{0.3})₂Fe₁₄B)-shell (Nd₂Fe₁₄B) type

物理学报. 2020, 69(14): 147501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200435>

磁振子宏观效应以及热扰动场对反磁化的影响*

李柱柏^{1)2)†} 魏磊¹⁾ 张震¹⁾²⁾ 段东伟¹⁾²⁾ 赵倩²⁾

1) (内蒙古科技大学材料与冶金学院, 包头 014010)

2) (内蒙古科技大学理学院, 包头 014010)

(2022年1月24日收到; 2022年2月24日收到修改稿)

热扰动导致的磁反转是越过能量势垒的不可逆反转, 称为热助隧穿. 本文研究 Pr-Fe-B 磁体热扰动导致的磁反转弛豫现象, 反转磁矩与时间自然对数关系可表示为与能垒之间的关系, 因此反磁化弛豫现象可用磁振子按能量的玻色统计分布率来解释, 是磁振子宏观效应的体现. 反磁化不可逆过程的临界尺寸为纳米级, 与理论磁畴壁尺寸接近, 证实热扰动反磁化经过磁畴壁形核去钉扎过程. 在实空间反磁化耦合体积增大能减小磁振子隧穿的反磁化概率, 热扰动场减小; 热扰动后效场测量值与热扰动场计算值基本是一致的. 温度升高, 热扰动能量增大, 由于耦合作用热扰动后效场有所减小, 但热扰动后效场相对于矫顽力的作用增大.

关键词: 热扰动, 磁振子, 磁畴壁, 反磁化

PACS: 75.60.Lr, 75.60.Jk, 75.40.Gb, 75.45.+j

DOI: 10.7498/aps.71.20220168

1 引言

磁体反磁化是微观磁矩反转的宏观体现, 除了外磁场, 热扰动也会推动磁体反磁化^[1,2], 即热助隧穿^[3]. 对于磁有序系统, 磁矩和自旋矢量热运动称为热扰动. 因为交换作用, 磁矩热扰动会带动临近磁矩进动, 在温度不太高的情况下, 热扰动可以理解为一组自旋波组合^[4]. 这和晶格格点振动产生的格波(声子)类似, 因此自旋波也称为磁振子. 尽管对反磁化过程有较多研究, 但从微观准粒子磁振子角度对反磁化过程探讨很少, 而且反磁化形核、钉扎、非一致反转等过程一直是难以理清的概念^[5,6]. 为降低磁反转需要的能量, 反磁化过程一般需要经过反磁化畴形核^[7,8]. 对于具有高矫顽力的永磁体, 反磁化形核发生在磁晶各向异性场较低区域. 当反磁化形核体积达到临界时, 才会突破钉扎发生不可逆位移和拓展^[9]. 临界形核体积大小反映了磁晶各

向异性能、交换能和塞曼能之间的竞争和平衡^[10,11], 因此, 推测反磁化临界形核体积是理解反磁化过程的关键. 本文对 Pr-Fe-B 磁体热激活反磁化进行分析, 从磁振子这个微观层面解释不可逆反磁化临界过程, 研究临界过程需要越过的体积, 进一步深入理解反磁化形核和钉扎过程. 而且, 磁性能随温度上升而衰减对磁体热稳定性是不利的, 热扰动对热稳定性影响程度也是需要探讨的问题^[12].

2 实验方法

本实验制备 Pr-Fe-B 磁体薄带, 并对 Pr-Fe-B 薄带进行磁性测试和分析, 薄带分子式按原子百分比为 $\text{Pr}_{13}\text{Fe}_{81}\text{B}_6$. 先按分子式成分将稀土金属 Pr, Fe 和 Fe-B 合金称重配料, 采用电弧熔炼成合金块. 将合金小块放入底部有小孔的石英管中, 然后感应熔炼成熔液后用氩气吹到旋转铜辊上制成薄带, 通过调整铜辊转速使薄带的反磁化曲线方形

* 国家重点研发计划(批准号: 2021YFB3500100)、国家自然科学基金(批准号: 51861030)、内蒙古自治区自然科学基金(批准号: 2020MS01007)和内蒙古自治区高等学校创新团队发展计划(批准号: NMGIRT2215)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lzbgj@163.com

度和矫顽力最佳. 薄带厚度为 1—2 mm, X 射线衍射证实薄带主要为 Pr₂Fe₁₄B 相纳米晶结构. 采用 QD 公司超导量子干涉仪振动磁强计 (SQUID VSM) 测量薄带磁滞回线、回复曲线、热激活反磁化曲线. 磁性测量时所加磁场与薄带长度方向平行, 薄带厚度与长度比约为零, 因此样品沿长度方向退磁因子几乎为零、可忽略不计.

3 结果与讨论

图 1(a) 为薄带在温度 300 K 测得的磁滞回线, 矫顽力为 19.4 kOe (1 Oe = 10³/(4π) A/m). 快淬薄带结构各向同性, 但反磁化曲线具有较好方形度, 说明薄带结构均匀, 晶粒之间有较好耦合作用, 反磁化行为较为一致. 为研究热扰动对反磁化的影响, 将磁体正向磁化饱和, 然后分别加反向场 15, 18, 20 kOe 并保持 1200 s. 如图 1(b) 所示, 在反磁化场保持不变的情况下, 磁矩仍然会反转, 但反磁化磁矩随时间增加而逐渐减小. 由于永磁体内禀磁晶各向异性, 自旋磁矩矢量平行于易磁化轴能量最低, 但热运动会使自旋磁矩偏离易轴即平衡位置而扰动, 这样因为交换作用会引邻近原子磁矩进动, 从而产生自旋波, 在物理上也称为磁振子. 在外场保持不变情况下, 磁矩反转源于磁矩热扰动越过能量势垒不可逆反磁化^[13]. 如图 2(a) 所示, 反转磁矩值与时间的自然对数呈线性关系, 满足公式 $M(t) = S \ln t + \text{const}$, $M(t)$ 为与时间 t 相关磁矩

值, S 为磁黏滞系数, const 为常数. 由于反转磁矩与时间自然对数呈线性关系, 时间 t 可表示为自然指数函数形式, 为弛豫时间 $\tau = \tau_0 \exp[\Delta E_i / (k_B T)]$ 的倍数. 这里 τ_0 为一预设指数因子, ΔE_i 为能量势垒, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度. 这是按能量势垒 ΔE_i 的玻尔兹曼系统分布 $f = f_0 \exp[-\Delta E_i / (k_B T)]$ 结果, f_0 是 τ_0 的倒数, 为一预设频率^[14].

按照上述分析, $M(t)$ 与时间 t 之间关系就体现为 $M(t)$ 与能垒 ΔE_i 之间的关系. 从图 1 可以看出, 从反向场 17 kOe 到 21 kOe 的反磁化曲线斜率是基本一致的, 因此能垒 ΔE_i 增大斜率是线性的, 在反向场 18 kOe 和 20 kOe 的 $M(t)$ 与时间自然对数关系, 即 $M(t)$ 与能垒 ΔE_i 之间是线性关系. 在反向场 15 kOe, 绝大部分晶粒磁矩处于正向, 只有极少部分晶粒反磁化, ΔE_i 变化很小, 可以认为 ΔE_i 变化是线性的, 所以在 15 kOe 反向场的 $M(t)$ 与时间自然对数也呈线性关系 (见图 2(a)). 在磁有序体系微观上自旋磁矩热运动可理解为磁振子的形式. 磁振子为玻色子, 按能量分布统计率应符合玻色统计率 $f = f_0 \{\exp[\Delta E_i / (k_B T)] - 1\}^{-1}$, 在高能态 $\Delta E_i / (k_B T) \gg 1$, 可简化成 $f = f_0 \exp[-\Delta E_i / (k_B T)]$. 根据上述统计分布律, 随能量升高磁振子数以指数形式减少.

按照上述理论, 即使外场保持不变, 由于热运动磁矩也能克服能量势垒反转, 降低磁体矫顽力, 这是磁振子的宏观效应. 在热扰动和外场作用下,

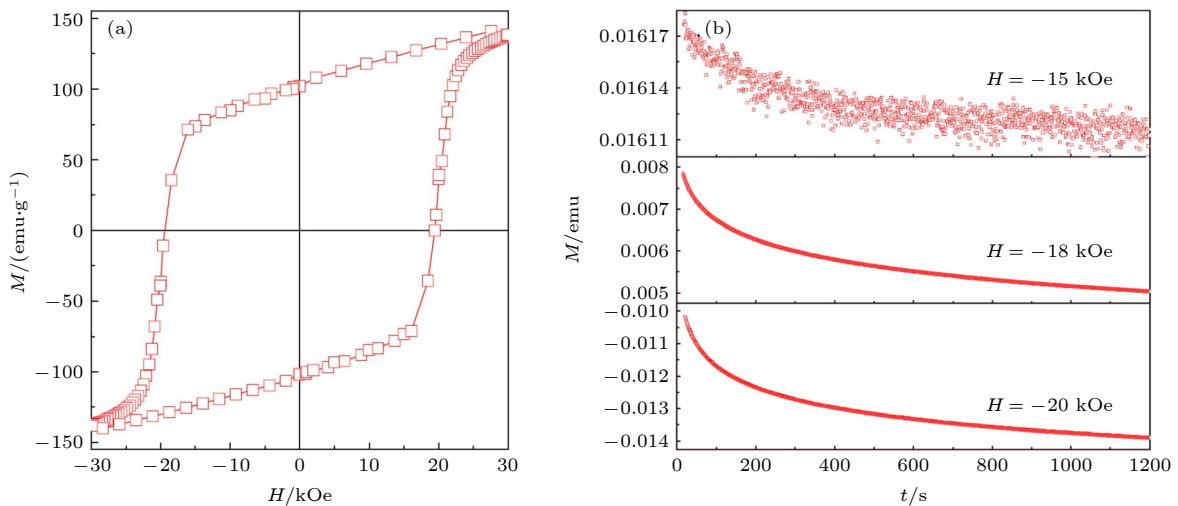


图 1 (a) Pr-Fe-B 磁体薄带在 300 K 的磁滞回线 (1 emu/g = 1 A·m²/kg); (b) 分别施加反向场 15, 18, 20 kOe 并保持 1200 s 条件下磁矩的变化

Fig. 1. (a) Hysteresis loop of Pr-Fe-B magnet at temperature of 300 K; (b) the variations of magnetic moments with the time under the field of -15, -18 and -20 kOe, respectively.

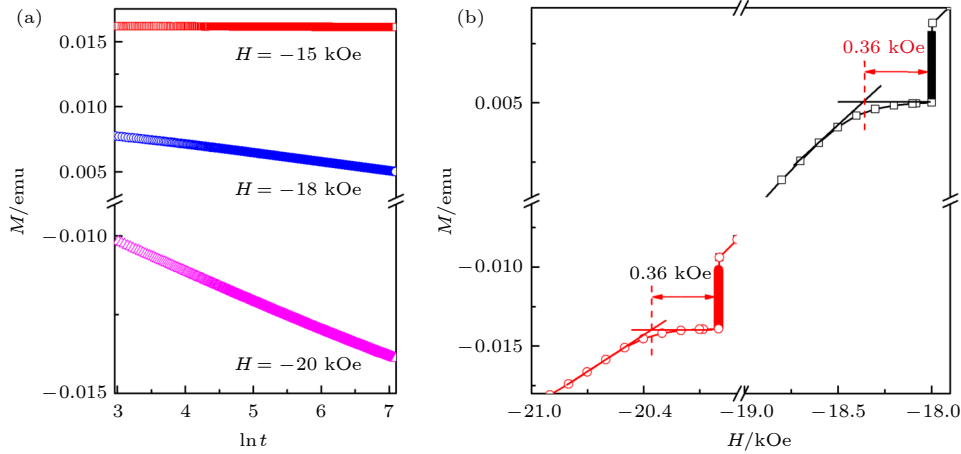


图 2 (a) 反转磁矩与时间自然对数关系; (b) 热扰动反磁化后效场 H_{af} 的测量和拟合

Fig. 2. (a) Dependence of magnetic moments on the natural logarithm of time; (b) the fitting and measurement of the aftereffect of thermal fluctuation.

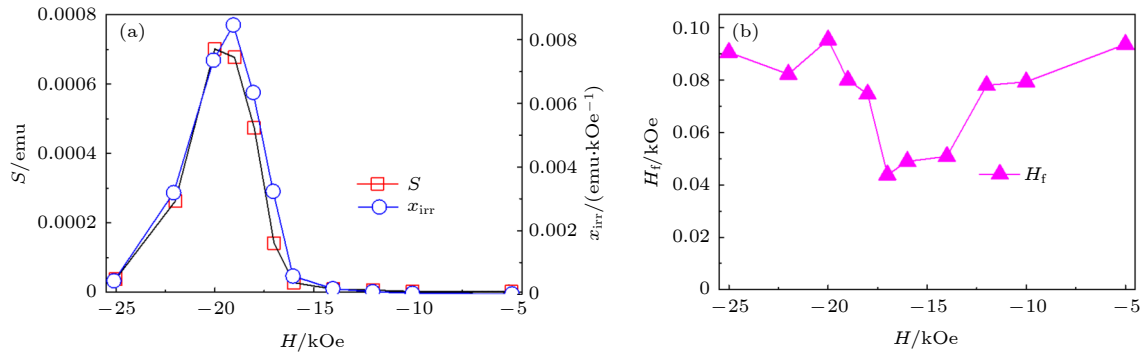


图 3 Pr-Fe-B 磁体的 (a) 磁黏滞系数 S 、不可逆磁化率 x_{irr} 和 (b) 由公式 $H_f = S/x_{irr}$ 得到 H_f

Fig. 3. (a) Magnetic viscosity coefficient S and irreversible magnetic susceptibility x_{irr} , (b) the fluctuation field obtained by the formula of $H_f = S/x_{irr}$ of Pr-Fe-B magnet.

磁反转克服的能量势垒为 $H + \Delta E_i$, 外磁场只降低了磁体反磁化势垒 H , 热扰动克服能量势垒为 ΔE_i . 如预设 f_0 为 $7.2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ($\tau_0 = 1.39 \times 10^{-11} \text{ s}$), 按照公式 $\tau = \tau_0 \exp[\Delta E_i/(k_B T)]$, 弛豫时间 τ 为 1 s, 大部分小于 $25 k_B T$ 的能量势垒 ΔE_i 能被克服^[14].

为验证热扰动反磁化效果, 对其后效场 H_{af} 进行测量. 如图 2(b) 所示, 在反磁化场 18 和 20 kOe 分别保持 1200 s, 再以速度 10 Oe/s 增大磁场, 当磁场增大到一定值时, 磁矩才会明显下降. 对反磁化曲线做切线拟和, 反磁化后效场 H_{af} 均为 0.36 kOe. 在反磁化曲线的一般测量过程中, 可近似认为每个测量点磁场等待时间很短, 约为 1 s. 基于此测量数据, 可计算由于热扰动导致矫顽力降低值. 按公式 $\tau = \tau_0 \exp[\Delta E_i/(k_B T)]$, 1 s 对应所克服势垒约为 $25 k_B T$, 1200 s 对应的大致为 $32.1 k_B T$, 其差值为 $7.1 k_B T$, 对应热扰动后效场 H_{af} 为 0.36 kOe. 以此

计算, 每单位 $k_B T$ 对应矫顽力降低值为 0.05 kOe, 保持 1200 s 大体能克服势垒 ΔE_i 为 $32.1 k_B T$, 矫顽力降低值为 1.6 kOe.

可采用扰动场 H_f 表示热扰动对反磁化的作用. 图 3(a) 为根据热激活反磁化曲线获得的磁黏滞系数 S 和由回复曲线获得的不可逆磁化率 x_{irr} , 图 3(b) 为由公式 $H_f = S/x_{irr}$ 计算得到的热扰动场^[15]. 如图 3(b) 所示, H_f 在 0.04—0.1 kOe 之间, 这和根据统计分布率获得热扰动能量 $k_B T$ 对应矫顽力降低值 0.05 kOe 接近, 说明 H_f 计算值与热扰动宏观效应基本符合.

热扰动引起的反磁化是不可逆磁反转, 需要越过一定临界体积即激活体积, 激活体积^[15] $v = k_B T/(H_f M_s)$, 玻尔兹曼常数 $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, 温度 $T = 300 \text{ K}$, 饱和磁化强度 $M_s = 1.55 \text{ T}$, H_f 在 0.04—0.1 kOe (3183—7957 A/m) 之间. 根据上述

数据可得到磁反转临界尺寸 $v^{1/3}$ 在 9.4—6.9 nm 之间, 这与磁畴壁尺寸计算公式 $\delta = \pi(A/K)^{1/2}$ 得到磁畴壁尺寸 3.7 nm 处于同一数量级 [5,13], 这里 A 为交换积分常数, K 为磁晶各向异性场. 按公式 $\delta = \pi(A/K)^{1/2}$ 计算采用了与磁畴壁内自旋矢量旋转一致的近似, 而实际自旋角度差在畴壁内中心大、两边逐渐减小, 同时在晶粒边界由于缺陷导致磁晶各向异性减小等因素, 实际磁畴壁尺寸比理论值大 [16]. 通过热扰动场计算获得的反磁化临界尺寸为纳米级, 与实际磁畴壁尺寸近似, 这证实热激活反磁化经过磁畴壁形核去钉扎过程 [8,9]. 形核是反磁化降低能量的方式, 晶粒边界由于缺陷浓度大, 易形成反磁化中心, 在外磁场和热扰动作用下, 反磁化畴壁形核达到临界尺寸去钉扎实现晶粒反磁化.

如上所述, 热扰动效应与反磁化畴壁尺寸密切相关. 如图 3(b) 所示, 当反磁化外场小于 17 kOe, H_f 随磁场增大而减小. 由于部分晶粒完成反磁化, 已反磁化晶粒由于耦合作用会推动未发生反磁化晶粒磁反转. 晶粒之间耦合作用会增大反磁化畴壁尺寸 [17], 热激活体积增大, 依据 $H_f = k_B T / (vM_s)$, 热扰动场 H_f 减小. 尽管磁振子具有不确定性, 由于实空间的耦合会降低磁振子导致反磁化概率, 从而减弱热扰动对反磁化的影响. 当外场大于 18 kOe, 热扰动场 H_f 增大; 这部分晶粒磁晶各向异性场 K 较大, 同时晶间耦合作用有所减弱, 依据公式 $\delta = \pi(A/K)^{1/2}$, 反磁化形核的畴壁尺寸减小, 因而热扰动场增大.

温度升高, 热扰动能量 $k_B T$ 增大, 磁振子数量增大, 其频率分布也有所变化, 热扰动场的作用可能也会增强. 图 4 为 120 K 到 380 K 磁体热扰动后效场 H_{af} 值 (等待时间为 1200 s) 和 H_{af}/H_c 比值, 但如图 4 所示, 实测热扰动后效场 H_{af} 值随温度上升而降低. 纳米晶永磁体晶粒之间耦合作用源于交换积分常数 A 和磁晶各向异性场 K 之间的竞争. 随着温度升高, $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 晶体交换积分常数 A 比磁晶各向异性场 K 降低幅度小 [18], 晶粒之间耦合作用更显著, 这会增大反磁化临界形核体积, 因此热扰动效应会减弱, 这应是实测 H_{af} 随温度上升稍微降低的原因. 温度升高, $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 晶体磁晶各向异性场减小, 磁体矫顽力 H_c 下降幅度更大, 所以 H_{af} 与 H_c 的比值增大, 热扰动效应的相对作用在增大.

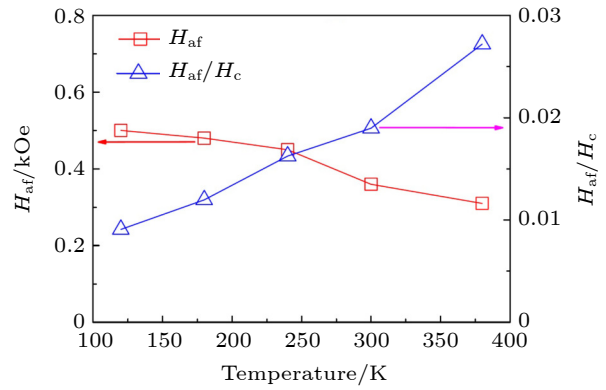


图 4 Pr-Fe-B 磁体从 120 K 到 380 K 的热扰动后效场 H_{af} 和 H_{af}/H_c 比值

Fig. 4. Aftereffect field H_{af} of thermal fluctuation and the ratio of H_{af} and H_c in Pr-Fe-B magnet between 120 K and 380 K.

4 结 论

本文对 Pr-Fe-B 磁体热扰动反磁化即磁振子宏观效应进行研究, 磁振子按能量遵循玻色统计分布率, 因此磁振子导致的弛豫反转磁矩与时间自然对数关系可表示为与能量势垒之间的关系. 磁振子推动磁矩反转需要越过一定临界体积, 即激活体积. 激活尺寸与理论磁畴壁尺寸接近, 证实热扰动反磁化也需经过磁畴壁形核去钉扎过程. Pr-Fe-B 薄带磁体已反磁化晶粒由于耦合作用会推动未发生反磁化的晶粒磁反转, 晶间耦合作用会增大反磁化畴壁尺寸, 从而导致热激活体积增大, 热扰动场 H_f 值减小. 对 Pr-Fe-B 薄带的热扰动后效场测量, 获得热扰动能量 $k_B T$ 对应矫顽力降低值为 0.05 kOe, 这与热扰动场测量计算值接近. 尽管磁振子具有不确定性, 由于实空间的耦合会降低磁振子导致反磁化的概率, 从而减弱热扰动对反磁化的影响.

参考文献

- [1] Toga Y, Miyashita S, Sakuma A, Miyake T 2020 *NPJ Comput. Mater.* **6** 67
- [2] Zhang H W, Zhang S Y, Shen B G, Goll D, Kronmüller H 2001 *Chin. Phys.* **10** 1169
- [3] Zhong W D 1996 *Physics* **25** 37 (in Chinese) [钟文定 1996 *物理* **25** 37]
- [4] Naser H, Rado C, Lapertot G, Raymond S 2020 *Phys. Rev. B* **102** 014443
- [5] Zhao G P, Wang X L, Yang C, Xie L H, Zhou G 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 09K102
- [6] Zhu M G, Liu X M, Fang Y K, Li Z B, Li W 2006 *Rare. Metals.* **25** 630
- [7] Zhao G P, Zhao M G, Lim H S, Feng Y P, Ong C K 2005

- Appl. Phys. Lett.* **87** 162513
- [8] Li Z B, Shen B G, Niu E, Sun J R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 062405
- [9] Givord D, Rossignol M, Barthem V M T S 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **258-259** 1
- [10] Zhang H W, Rong C B, Du X B, Zhang S Y, Shen B G 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **278** 127
- [11] Liu D, Zhao, T Y, Shen, B G, Peng F, Zhang M, Hu F X, Sun J R 2021 *J. Magn. Magn. Mater.* **527** 167773
- [12] Tang X, Li J, Miyazaki Y, Sepehri-Amin H, Ohkubo T, Schrefle T, Hono K 2020 *Acta Mater.* **183** 408
- [13] Li Z B, Li Y, Qin Y, Zhang X F, Shen B G 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 177501 (in Chinese) [李柱柏, 李赞, 秦渊, 张雪峰, 沈保根 2019 物理学报 **68** 177501]
- [14] Fischbacher J, Kovacs A, Oezelt H, Gusenbauer M, Schrefl T, Exl L, Givord D, Dempsey N M, Zimanyi G, Winklhofer M, Hrkac G, Chantrell R, Sakuma N, Yano M, Kato A, Shoji T, Manabe A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 072404
- [15] Wohlfarth E P 1984 *J. Phys. F: Met. Phys.* **14** L155
- [16] Jiang S T, Li W 2003 *Condensed Matter Physics of Magnetism* (Beijing: Science Press) p242 (in Chinese) [姜寿亭, 李卫 2003 凝聚态磁性物理 (北京: 科学出版社) 第242页]
- [17] Zhang H W, Rong C B, Zhang J, Zhang S Y, Shen B G 2002 *Phys. Rev. B* **66** 184436
- [18] Gong Q H, Yi M, Xu B X 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 084406

Macroeffect of magnons and thermal fluctuation on magnetization reversal*

Li Zhu-Bai^{1)2)†} Wei Lei¹⁾ Zhang Zhen¹⁾²⁾ Duan Dong-Wei¹⁾²⁾ Zhao Qian²⁾

1) (School of Materials and Metallurgy, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China)

2) (School of Science, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China)

(Received 24 January 2022; revised manuscript received 24 February 2022)

Abstract

The magnetization reversal resulting from the thermal fluctuation is irreversible for overcoming the energy barrier, and it is called the thermally assisted tunneling. In this paper the relaxation in magnetization reversal resulting from the thermal fluctuation is observed in Pr-Fe-B permanent magnet. The dependence of magnetic moment on the time natural logarithm is the same as that on the energy barrier in the thermally assisted tunneling. So the relaxation in magnetization reversal originates from the macroeffect of magnons which follow Bose distribution law. The critical size in the irreversible magnetization reversal obtained by the fluctuation field is on a nanometer scale and close to the theoretical domain wall size, indicating that the thermally assisted magnetization reversal undergoes the nucleation and de-pinning of domain wall. The increase of coupling volume will reduce the possibility of magnons tunneling in magnetization reversal due to the weakening effect of thermal fluctuation. The variation of fluctuation field with the field verifies the effect of exchange coupling in Pr-Fe-B magnets, and the calculated value of fluctuation field is consistent with the aftereffect of thermal activation. With the increase of temperature the thermal fluctuation energy increases, and though the aftereffect of thermal fluctuation weakens due to the exchange coupling, the ratio of thermal fluctuation aftereffect to coercivity increases in Pr-Fe-B magnet.

Keywords: thermal fluctuation, magnons, domain wall, magnetization reversal

PACS: 75.60.Lr, 75.60.Jk, 75.40.Gb, 75.45.+j

DOI: 10.7498/aps.71.20220168

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFB3500100), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51861030), the Inner Mongolia Autonomous Region Natural Science Foundation, China (Grant No. 2020MS01007), and the Program for Innovative Research Team in Universities of Inner Mongolia Autonomous Region, China (Grant No. NMGIRT2215).

† Corresponding author. E-mail: lzbj@163.com