

重金属缓冲层和覆盖层对 TbFeCo 超薄膜 磁性及热稳定性的影响*

刘骏杭¹⁾²⁾³⁾ 朱照照⁴⁾ 毕林竹³⁾ 王鹏举³⁾ 蔡建旺^{1)2)3)†}

1) (中国科学技术大学稀土学院, 合肥 230026)

2) (中国科学院赣江创新研究院, 赣州 341119)

3) (中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100190)

4) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2022 年 11 月 23 日收到; 2023 年 1 月 6 日收到修改稿)

非晶态稀土-过渡金属合金亚铁磁薄膜具有很强的垂直磁各向异性、超快的磁矩翻转速度以及磁矩和角动量补偿的特性, 是当前自旋电子学以及超快信息存储领域的重要研究对象. 本文采用磁控溅射制备了系列 $X/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}/X$ 三明治结构薄膜 ($0.13 \leq x \leq 0.32$, $X = \text{SiO}_2$, Pt 和 W), 系统地研究了重金属 Pt, W 作为 TbFeCo 超薄膜的缓冲层和覆盖层 (统称包覆层) 对其室温下磁性和热稳定性的影响. 实验结果显示, 被 SiO_2 包覆的 TbFeCo 薄膜具有垂直磁各向异性, 磁矩补偿成分在 $0.21 < x < 0.24$ 范围内. 用 Pt 包覆的 3 nm 和 5 nm TbFeCo 超薄膜, 则不出现磁矩补偿现象, 在整个研究成分范围对应薄膜的磁矩始终由 FeCo 主导, 且在 250 °C 高真空退火后垂直磁各向异性消失; 当以 W 作为包覆层时, 超薄 TbFeCo 的磁矩补偿点复现, 在补偿点成分附近, 其有效垂直各向异性场超过 11.5 T, 且经过 350—400 °C 退火后 TbFeCo 依然保持良好的垂直磁各向异性. 最后, 通过 $[\text{Pt}/\text{TbFeCo}]_5/\text{Pt}$ 和 $[\text{W}/\text{TbFeCo}]_5/\text{W}$ 多周期多层膜的宏观磁性测量和结构表征, 发现 Pt/TbFeCo 存在界面晶化, 导致以 Pt 作为包覆层时 TbFeCo 超薄膜不存在磁矩补偿, 且在垂直磁各向异性方面和热稳定性等方面的严重弱化. 重金属 W/TbFeCo 超薄膜体系具有磁矩补偿、巨大垂直磁各向异性场和高热稳定性的特点, 研究结果对今后设计基于非晶态稀土-过渡金属合金纳米磁性超薄膜的自旋电子学器件具有重要参考价值.

关键词: 亚铁磁/重金属异质结, 磁矩补偿, 垂直磁各向异性, 热稳定性

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Gg, 75.70.-i, 71.20.Eh

DOI: 10.7498/aps.72.20222239

1 引言

非晶态稀土-过渡金属合金 (rare earth-transition metal alloy, RE-TM) 薄膜作为一种典型的亚铁磁材料, 由于其在超快磁化动力学、垂直磁各向异性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA)、电流驱动磁化翻转以及磁光克尔效应等方面具有众多独特的优势, 在自旋电子学以及低功耗

超快磁存储领域的研究中占据了重要的地位. 在稀土-过渡金属合金中, 稀土元素的磁矩主要来自 4f 电子, 它被外围的 5d 和 6s 壳层所屏蔽, 其非球对称的电子分布使稀土元素具有较大的磁各向异性; 与过渡铁磁金属 3d 电子的直接交换作用不同, 稀土 4f 电子和过渡金属 3d 电子之间的交换作用比较复杂: 首先稀土原子中的 4f 电子与 5d 电子产生耦合, 随后使外层 s 电子发生极化, 最终 4f 与 3d 电子发生交换耦合, 是一种间接的交换作用. 通

* 国家自然科学基金 (批准号: 51871236) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jwcai@iphy.ac.cn

常, 轻稀土原子 (如 Pr, Sm, Eu 等) 的磁矩与过渡金属原子的磁矩以平行方式排列, 合金呈现铁磁性; 重稀土原子 (如 Gd, Tb, Tm 等) 的磁矩与过渡金属原子的磁矩以反平行方式排列, 合金呈现亚铁磁性. 因此一定温度下可以通过调节重稀土元素和过渡金属元素的占比, 使稀土-过渡金属合金的磁矩刚好相互抵消, 达到总磁矩为零的状态, 即成分导致的磁矩补偿 (magnetic compensation)^[1]. 另外, 由于稀土原子磁矩和过渡金属原子磁矩的温度依赖性相差较大, 某些成分的稀土-过渡金属合金可通过调节温度达到净零磁矩, 称之为温度导致的磁矩补偿^[2]; 更有意思的是, 由于稀土和过渡金属具有不同的旋磁比, 其磁矩补偿时所处的成分和温度点往往与角动量补偿点不一致, 而这也是补偿亚铁磁有别于反铁磁材料的一个重要特征. 由于稀土-过渡金属合金在角动量补偿点附近依旧具有一定磁矩信号, 研究其在角动量补偿时的磁化动力学, 极大地促进了超快磁化翻转和磁畴壁动力学的发展^[3-5]. 需要指出, 稀土-过渡金属合金薄膜所具有的大垂直磁各向异性多年来一直是磁性薄膜领域研究的重点问题之一. 自从 1973 年 Gambino 等^[6]利用溅射方法首次制备出具有垂直磁各向异性的非晶态稀土-过渡金属合金 GdCo 薄膜以来, 基于稀土-过渡金属合金垂直薄膜的相关工作急剧增长, 并且在磁泡存储和磁光存储领域占据了重要的地位. 非晶态稀土-过渡金属磁性薄膜垂直磁各向异性的起源较为复杂, 界面环境和制备工艺等因素会影响垂直磁各向异性^[7-9]. 人们相继提出了与自旋-轨道耦合相关的单离子各向异性^[10,11]、偶极相互作用^[10]、原子对有序^[12-14]、应力相关的磁致伸缩^[15]、柱状和孔洞模型^[16]、晶格团簇^[17]、键向各向异性^[18]、各向异性交换作用^[19]、赝偶极相互作用^[20]、赝晶体模型^[21]等诸多假设, 但一般认为单离子各向异性和原子对有序在稀土-过渡金属薄膜的垂直磁各向异性中起主要作用^[22,23].

在当前的自旋电子学领域中, 以重金属/磁性金属层为核心结构的自旋-轨道力矩 (spin-orbit torque, SOT)^[24]有望使磁随机存储器 (MRAM) 实现大规模应用. 在这种结构中, 当电流通过重金属层时, 由于重金属层中的自旋霍尔效应^[25]或者重金属/铁磁层界面 Rashba-Edelstein 效应^[26]的存在, 会将电荷流转化为自旋流并注入到磁性层中, 导致磁矩发生翻转, 从而实现信息的写入. 有研究指出, 在自旋-轨道力矩主导的磁矩翻转机制

下, 自旋-轨道力矩产生的等效磁场和磁性层的磁化强度成反比^[27-29], 因此对于处在磁矩补偿点附近的稀土-过渡金属合金而言, 自旋-轨道力矩所产生的等效磁场理论上可以达到无穷大, 从而可以实现非常高效的电流诱导磁矩翻转. 但需要注意的是, 对于处于磁矩补偿点附近的稀土-过渡金属合金, 尽管其总磁矩接近于零, 但此时有效垂直各向异性场和矫顽力都会急剧增大, 从而使不同磁矩状态之间的能量势垒也会增强. 因此, 在磁矩补偿点附近电流导致磁化强度翻转的临界密度是否会显著降低依旧是一个开放问题. 尽管如此, 已有大量的研究表明, 在稀土-过渡金属合金的角动量补偿点附近, 其自旋-轨道力矩驱动的磁畴壁运动具有最快的速度^[30], 表明基于重金属/稀土-过渡金属合金结构的自旋-轨道力矩器件在运算速度方面具有巨大的优势. 另一方面, 为了实现基于自旋-轨道力矩原理的 MRAM 器件, 高效电信号读出也不可或缺, 可将重金属/磁性金属结构的信息记录层与 CoFeB/MgO 磁隧道结结构相结合. 考虑到自旋电子学器件的制备需要与微电子工艺兼容, 所有磁性功能层包括磁隧道结, 通常要在 350 °C 及以上 (但不超过 420 °C) 的温度进行退火, 退火后磁性层具有或保持良好的垂直磁各向异性, 这其实对大部分垂直磁性薄膜, 尤其纳米磁性薄膜, 是一个非常苛刻的限制. 目前人们对于重金属/稀土-过渡金属合金超薄膜结构的磁性和热稳定性缺少认识.

总之, 基于重金属/稀土-过渡金属合金薄膜结构的自旋-轨道力矩器件可以作为下一代自旋电子器件的信息记录层, 并且在运算速度、外场稳定性和能耗方面具有潜在的优势, 同时也对稀土-过渡金属合金纳米薄膜的磁矩补偿点的可调控性、垂直磁各向异性及其热稳定性提出了非常高的要求. 研究和探索热稳定性较高、垂直磁各向异性较强并且磁矩状态电调控的重金属/稀土-过渡金属合金超薄膜材料体系, 对自旋电子学与磁存储器件具有重要的意义. 本文系统地研究了不同重金属材料 (Pt 和 W) 作为 $\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}$ (简称 TbFeCo) 垂直薄膜的缓冲及覆盖层对其室温下的磁性和热稳定性的影响. 研究结果揭示了重金属 Pt/TbFeCo 的界面晶化对于 TbFeCo 纳米薄膜的磁补偿点和热稳定性产生显著影响, 同时证明重金属 W/TbFeCo 超薄膜体系具有磁矩补偿、巨大垂直磁各向异性场和高热稳定性的特点, 对设计基于重金属/非晶态稀土-过渡金属合金纳米磁性薄膜的自旋电子学器

件具有重要指导意义.

2 实验过程

采用超高真空磁控溅射, 在热氧化的单晶 Si 衬底上沉积了不同成分、不同厚度的 Pt, W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}/Pt, W 三明治结构系列薄膜, 其中 x 为 Tb 原子占比, $0.13 \leq x \leq 0.32$. 系列样品包括:

1) 参考样品 SiO₂(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5, 50 nm)/SiO₂(3 nm);

2) Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/Pt(3 nm);

3) W(5 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/W(5 nm).

为更细致地表征重金属/TbFeCo 界面的影响, 还制备了多周期的 [Pt, W/TbFeCo] 多层膜和对应于 TbFeCo 总厚度的三明治对照样品, 具体如下,

4) [Pt(3 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(5 nm)]₅/Pt(3 nm) 和对照样品 Pt(3 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(25 nm)/Pt(3 nm);

5) [W(5 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(5 nm)]₅/Pt(5 nm) 和对照样品 W(5 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(25 nm)/W(5 nm).

所有样品包含有同时沉积的 5 mm×5 mm 大面积均匀薄膜和用作磁输运测试的霍尔条图形样品, 后者通过厚度为 0.1 mm 的金属掩模板获得. 霍尔条的中心主线宽度为 0.5 mm, 横向线条宽度为 0.3 mm. 溅射系统的背景真空优于 3×10^{-6} Pa, 采用高纯氩气 (纯度优于 99.9996%) 作为工作介质, 气体流量为 20 sccm, 在 0.5 Pa 的气压下工作. 所有靶材的纯度都优于 99.99%, 溅射速率控制在 0.2—0.9 Å/s 之间. Pt 靶和 Fe_{0.75}Co_{0.25} 合金靶采用直流溅射, W 和 Tb 靶采用射频溅射. 通过固定 Fe_{0.75}Co_{0.25} 合金靶的溅射参数并调节 Tb 靶的溅射功率得到不同成分的 TbFeCo 薄膜, 具体成分由能量色散 X 射线谱 (EDS) 确定, 与相关靶材的溅射速率相一致. 通过 X 射线反射率 (XRR) 测量 20—30 nm 厚不同单层膜的精确厚度, 进而得到不同靶材在不同溅射参数下的溅射速率. 多层膜样品的结晶结构通过 X 射线衍射 (XRD) $2\theta/\omega$ 扫描进行表征. 样品的退火在高真空 (优于 4×10^{-5} Pa) 退火炉中完成. 薄膜磁性通过振动样品磁强计

(VSM) 和超导量子磁强计 (SQUID) 来表征, 样品的输运测量在自制磁输运测量系统和综合物性测量系统 (PPMS) 中完成.

3 实验结果与讨论

首先研究了厚度为 50 nm 的 Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x} 合金薄膜的磁性随成分 x ($0.13 \leq x \leq 0.32$) 的变化. 为了保证样品免受衬底状态及环境的影响, 在热氧化 Si 基片上先原位沉积了 3 nm SiO₂, 且在 TbFeCo 薄膜上覆盖了 3 nm SiO₂ 以防止磁性金属层被氧化. 磁测量结果显示, 不同成分的所有 50 nm TbFeCo 薄膜的垂直磁滞回线都呈现出较好的矩形, 剩磁比接近 100%, 说明这些 TbFeCo 厚膜都具有良好的垂直磁各向异性. 图 1(a) 和图 1(b) 是两个代表性样品 $x = 0.16$ 和 $x = 0.24$ 在磁场垂直膜面方向的磁滞回线. 除明显的垂直方向易磁化特征, 两个不同成分样品的饱和磁化强度和矫顽力均差别很大. 图 1(c) 给出了 Tb 含量在 13%—32% 范围内 TbFeCo 厚膜的饱和磁化强度 M_S 和垂直矫顽力 $\mu_0 H_C$. 从图 1(c) 中可以看出, 当 Tb 含量从 13% 增加至 21%, M_S 单调快速递减至很小的值, 约为 10^5 A/m, 进一步增加 Tb 含量从 24% 至 32%, M_S 从低谷单调递增. 由于矫顽力与样品有效垂直各向异性场相关, 而各向异性场反比于饱和磁化强度, 所以实验中同时观察到 $\mu_0 H_C$ 的变化趋势与 M_S 相反, 在 Tb 含量为 21%—24% 之间存在极大值; 当 $x = 0.21$ 时 $\mu_0 H_C$ 的数值高达 0.94 T. 以上 M_S 的变化特征基本表明, 亚铁磁 Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x} 合金薄膜室温下存在磁矩补偿, 补偿成分位于 $0.21 < x < 0.24$ 区间内. 对于亚铁磁 TbFeCo, Tb 和 FeCo 的磁矩反平行, 当 Tb 含量较低时, 合金中来自 FeCo 磁矩的贡献占主导, 磁化强度方向 (即总磁矩方向) 和 FeCo 的磁矩方向一致; 随着 Tb 的含量增多, FeCo 的磁矩被 Tb 的磁矩进一步抵消, 因而 TbFeCo 的磁化强度迅速减小; 当 Tb 的含量增加到一定程度, FeCo 和 Tb 的磁矩被完全抵消, TbFeCo 的磁化强度为零; 进一步增加 Tb 的含量, 合金中 Tb 磁矩的贡献开始占主导, 磁化强度方向和 Tb 的磁矩方向一致 (而与 FeCo 的磁矩方向相反), 因此合金磁化强度随 Tb 成分的进一步增加逐渐增大.

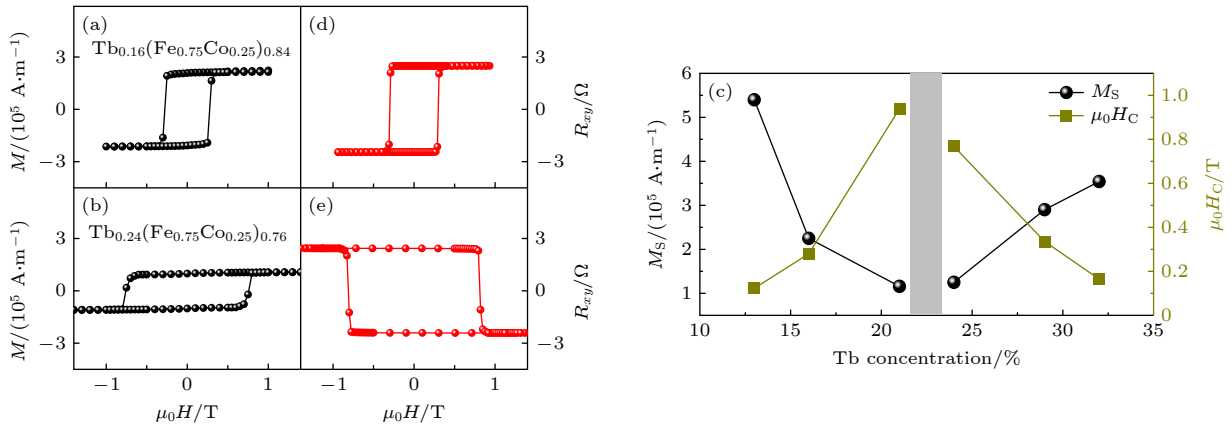


图 1 (a) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 的面外方向磁滞回线; (b) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.24}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.76}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 的面外方向磁滞回线; (c) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 的饱和磁化强度和垂直矫顽力随 Tb 含量的变化; (d) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 的霍尔电阻回线; (e) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.24}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.76}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 的霍尔电阻回线

Fig. 1. The out plane of M - H loops of the samples of (a) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ and (b) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.24}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.76}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$; (c) the saturation magnetization and perpendicular coercivity as a function of Tb concentration for $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$. The Hall resistance loops of the samples (e) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ and (f) $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_{0.24}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.76}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$.

进一步测量了所有这些 50 nm 厚 TbFeCo 薄膜的反常霍尔效应 (anomalous Hall effect, AHE). 图 1(d) 和图 1(e) 是代表性样品 $x = 0.16$ 和 $x = 0.24$ 的霍尔电阻回线. 从图 1(d) 和图 1(e) 可以看出, 两者与对应的垂直磁滞回线完全相似, 另外特别突出的是, 两样品的饱和霍尔电阻的极性相反. 众所周知, 磁性金属薄膜在垂直磁场 H 作用下的霍尔电阻 R_{xy} 与垂直方向的磁化强度 M 满足关系, $R_{xy} = R_o H + R_s \cdot M$, 来自正常霍尔效应的磁场线性项 (第一项) 通常远小于来自反常霍尔效应的 M 相关项 (第二项). 由于稀土原子的磁矩主要来自于局域的 4f 电子, 基本不参与材料的电输运过程, 对反常霍尔电阻贡献很小, 可以说不管 Tb 成分的高低, TbFeCo 薄膜的反常霍尔效应主要由 FeCo 的 3d 电子贡献, 反常霍尔电阻回线则直接反映了合金薄膜中 FeCo 磁矩随外磁场的变化, 所以实验中观测到样品 $x = 0.16$ 和 $x = 0.24$ 的饱和霍尔电阻的极性相反, 恰好证明前者的 FeCo 磁矩与总磁矩 (或饱和外磁场) 一致, 后者的 FeCo 磁矩与总磁矩相反, 两样品之间存在磁矩补偿成分. 需要特别强调的是, 反常霍尔电阻的测量灵敏度高, 霍尔电阻大小与磁性薄膜的总磁矩 (即薄膜样品的磁化强度数值和厚度与面积的乘积) 基本无关, 并可直接反映补偿亚铁磁的补偿点前后变化, 所以本文主要通过样品的反常霍尔效应来表征

TbFeCo 超薄膜的磁性. 顺便指出, 通过反常霍尔电阻回线的测量, 我们观察到, 以 SiO_2 包覆的 5 nm $\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}$ 超薄膜同样呈现垂直方向易磁化的特点, 且磁矩补偿同样发生在 $0.21 < x < 0.24$ 范围, 与 50 nm 厚度的 $\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}$ 的结果一致. 不过, 相比于 $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 薄膜, 相同成分下的 $\text{SiO}_2(3 \text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(5 \text{ nm})/\text{SiO}_2(3 \text{ nm})$ 样品的垂直矫顽力明显减小, 如 50 nm $\text{Tb}_{0.24}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.76}$ 的垂直矫顽力 $\mu_0 H_C$ 高达 0.81 T, 而对应 5 nm 样品的垂直矫顽力减小为 0.26 T. 矫顽力主要由样品的磁各向异性与微结构所决定. 对于不同厚度的垂直磁化样品, 界面反磁化核的贡献随厚度的变化可能有明显的变化, 而反磁化形核场是影响薄膜矫顽力的重要因素; 此外, 静磁能随薄膜厚度的变化将影响磁畴大小和分布, 进而影响矫顽力. 对于 $\text{SiO}_2/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}/\text{SiO}_2$ 样品的矫顽力随 TbFeCo 厚度细致变化的探讨, 不是本文的重点, 以下将主要研究以重金属 Pt 和 W 包覆的 $\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}$ 超薄膜的磁性.

以 3 nm Pt 作为缓冲层和覆盖层, 制备了 3 和 5 nm 厚的 $\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}$ 超薄膜三明治结构系列样品, 并测量了它们的霍尔电阻回线. 结果显示, Tb 含量最少的 $\text{Pt}/\text{Tb}_{0.13}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.87}(3 \text{ nm})/\text{Pt}$ 样品不再具有垂直磁各向异性, 为面内

易磁化, 垂直薄膜方向需要 560 mT 的外磁场才达到饱和磁化; 相同成分下, Pt/Tb_{0.13}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.87} (5 nm)/Pt 样品则具有垂直易磁化特征. 图 2(a) 给出了这两个样品的霍尔电阻回线. 当 Tb 含量大于 13%, 包括 3 和 5 nm 厚度的所有样品, 全都具有垂直磁各向异性, 且总的来说, 3 nm 样品的垂直矫顽力小于 5 nm 样品的对应值. 图 2(b) 为代表性样品 Pt/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(3, 5 nm)/Pt 的霍尔电阻回线. 3 和 5 nm TbFeCo 样品的垂直矫顽力分别为 25 和 210 mT. 磁输运测量结果表明, 对于 Pt/TbFeCo/Pt 样品, 过薄的 TbFeCo 磁性层不利于大的垂直磁各向异性, 这和 Co/Pt, CoFeB/MgO 等依靠界面各向异性获得垂直各向异性的情形完全不同. 图 2(c) 是 Pt/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/Pt 系列样品的垂直矫顽力 $\mu_0 H_C$ 随 Tb 含量的变化. 有意思的是, 在整个成分区间 $0.13 \leq x \leq 0.32$, $\mu_0 H_C$ 随 Tb 含量增加一直单调增加, 始终没有出

现极大点, Pt/TbFeCo 超薄膜垂直矫顽力的表现与 50 nm TbFeCo 厚样品存在巨大差异. 此外, 对照图 2(a) 和图 2(b) 中反常霍尔电阻的极性, 可以发现 $x = 0.24$ 时并没有发生反常霍尔电阻极性的转变. 事实上, 在整个成分区间 $0.13 \leq x \leq 0.32$, 反常霍尔电阻的极性一直都没有发生变化. 图 2(c) 是 Pt/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/Pt 系列样品的反常霍尔电阻 (R_{AHE}) 的总结. 从图 2(c) 中可以看出, 相同成分下 3 和 5 nm TbFeCo 样品的霍尔电阻数值差别不大, 这是由于 Pt 的电阻率显著小于 TbFeCo 的电阻率所致 (可采用等效并联电路来理解); 有意思的是, 两系列样品的反常霍尔电阻随 Tb 成分增加而逐渐单调减小, 并保持为正值, 说明在重金属 Pt/超薄膜 Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}/Pt 结构中, 室温下的磁矩补偿成分在 $0.13 \leq x \leq 0.32$ 以外或者根本不存在磁矩补偿亚铁磁. 无疑地, 重金属 Pt/超薄膜 Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}/Pt 的磁

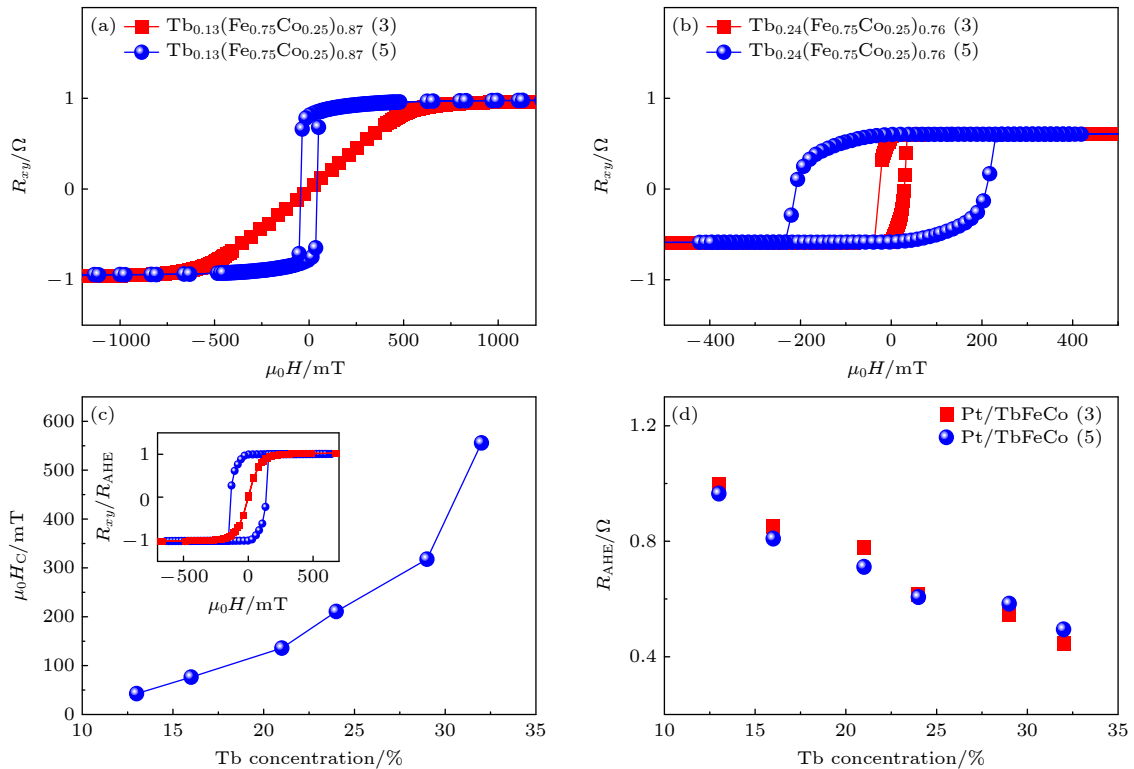


图 2 (a) Pt(3 nm)/Tb_{0.13}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.87}(3, 5 nm)/Pt(3 nm) 的霍尔电阻回线; (b) Pt(3 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(3, 5 nm)/Pt(3 nm) 的霍尔电阻回线; (c) Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/Pt(3 nm) 的矫顽力随 Tb 含量的变化; (d) Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/Pt(3 nm) 的饱和反常霍尔电阻随 Tb 含量的变化. 图 (c) 的插图为 Pt(3 nm)/Tb_{0.21}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.79}(5 nm)/Pt(3 nm) 样品在制备态和 250 °C 退火后的归一化霍尔电阻回线

Fig. 2. The Hall loops of the samples of (a) Pt(3 nm)/Tb_{0.13}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.87}(3, 5 nm)/Pt(3 nm), and (b) Pt(3 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(3, 5 nm)/Pt(3 nm); (c) the coercivity as a function of Tb concentration for Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/Pt(3 nm); (d) the saturated anomalous Hall resistance as a function of Tb concentration in Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/Pt(3 nm). The inset in Figure (c) shows the normalized Hall resistance loops of the sample Pt(3 nm)/Tb_{0.21}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.79}(5 nm)/Pt(3 nm) in the as-deposited state and after annealed 250 °C.

矩大小和/或状态发生了改变,将在本文的最后一部分通过进一步的实验阐明其可能原因.最后,对具有垂直磁各向异性的Pt/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/Pt系列样品进行了250 °C真空退火1 h的处理.所有样品经过250 °C退火后,垂直磁各向异性都被破坏了.图2(c)的插图是代表性样品Pt/Tb_{0.21}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.79}(5 nm)/Pt的制备态和退火后的霍尔电阻回线.从图2(c)可以看到,退火后样品的易磁化方向不再位于膜面法线方向,表明以重金属Pt作为缓冲层和覆盖层的超薄TbFeCo热稳定性较差.顺便指出,我们制备并研究了参考样品Pt(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/SiO₂(3 nm)和SiO₂(3 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/Pt(3 nm)的磁性,发现Pt无论作为单独的缓冲层还是单独的覆盖层(另一层统一为SiO₂),都没有出现磁矩补偿,薄膜总磁矩始终由FeCo主导;另外,这类样品的垂直各向异性可以在250 °C退火后不被破坏,但无法经受300 °C的真空退火,说明Pt作为缓冲层或者覆盖层(另一界面层为SiO₂),不利于TbFeCo薄膜垂直各向异性的热稳定性,而Pt同时作为缓冲层和覆盖层时,热稳定性最差.总之,Pt/TbFeCo/Pt结构在自旋电子学器件中的可能应用将遇到难以回避的热稳定性问题.

我们将另一种具有大自旋霍尔角的重金属W替代Pt作为缓冲层和覆盖层,制备了W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/W系列三明治结构薄膜,考虑到其高电阻率,W的厚度设定为5 nm.霍尔电阻测量结果表明,在0.13 ≤ *x* ≤ 0.32的整个成分区间,3和5 nm TbFeCo系列样品全都表现出垂直磁各向异性,并且两系列超薄样品均在Tb含量为21%—24%发生磁矩补偿.图3(a)和图3(b)是Tb含量为21%和24%的W/TbFeCo/W代表性样品的霍尔电阻回线.从图3(a)和图3(b)中可以看出,4个样品均呈现垂直方向易磁化的特点,并且*x* = 0.21和0.24的两组样品的反常霍尔电阻极性相反,对应两个成分的5 nm TbFeCo样品的垂直矫顽力高达0.7—1 T,比相同成分下的SiO₂/TbFeCo(5 nm)/SiO₂的垂直矫顽力还大很多.图3(c)是所有不同成分、不同厚度W/TbFeCo/W样品的反常霍尔电阻的总结.总的来看,3 nm TbFeCo样品的霍尔电阻数值小于同成分的5 nm TbFeCo样品,这是由于具有较大电阻率的W层具有一定分流效应,随磁性层TbFeCo厚度增加,

分流效应的贡献相对减小;其次,不管TbFeCo的厚度是3 nm还是5 nm,反常霍尔电阻的符号均在Tb含量为21%—24%之间发生改变,意味着两组样品的磁矩补偿成分均位于该区域,图中以灰色区域表示,和50 nm TbFeCo的厚样品结果完全一致.返回图3(a)和图3(b)再仔细检查,可以看出3 nm TbFeCo样品的矫顽力明显小于对应成分5 nm样品的矫顽力数值,太薄的TbFeCo层可能对W/TbFeCo/W的垂直各向异性有一定的不利影响.我们进一步对W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W系列样品在300和350 °C退火1 h.发现高温退火后样品依然保持良好的垂直磁各向异性,且相比于制备态,饱和反常霍尔电阻基本不变,同时,退火过程不改变TbFeCo磁矩补偿成分的位置.图3(d)为代表性样品W/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(5 nm)/W经过300和350 °C退火后的霍尔电阻回线.高温退火后样品仍具有典型的垂直易磁化特征,矫顽力随退火温度逐渐有所减小,但需要强调的是,对*x* = 0.21和0.24的W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W样品进一步研究发现,两者在400 °C退火1 h后仍然保持良好的垂直磁各向异性,说明其优异的温度稳定性.

为了仔细表征W/TbFeCo/W样品的垂直磁各向异性,采用平面霍尔效应的构型测量了W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W系列样品制备态和300 °C退火后的霍尔电阻随面内磁场的变化.对于垂直磁性薄膜,在平行于膜面外磁场(纵向或横向)作用下,随外磁场的增加磁矩逐步转向面内外磁场方向,对应的反常霍尔电阻数值减小,当面内外磁场大于或等于垂直磁性薄膜的有效垂直各向异性场,磁矩沿外场方向平行于膜面,磁矩垂直分量为零,对应反常霍尔电阻变为零.需要指出的是,由于垂直磁化样品的反常霍尔效应远大于材料的各向异性磁电阻或对应的平面霍尔效应,各向异性磁电阻效应的贡献可以忽略不计,因此按照平面霍尔效应测量几何构型,随着面内磁场的增加,反常霍尔电压逐渐减小而趋于零时所对应的磁场,即为垂直磁性薄膜的有效垂直各向异性场.图3(e)是代表性样品W/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(5 nm)/W制备态的霍尔电阻随面内纵向外磁场的变化,其有效垂直各向异性场 $\mu_0 H_K$ 约为6.4 T.图3(e)总结了W/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W系列样品制备态和300 °C退火后的垂直矫顽力、有效垂

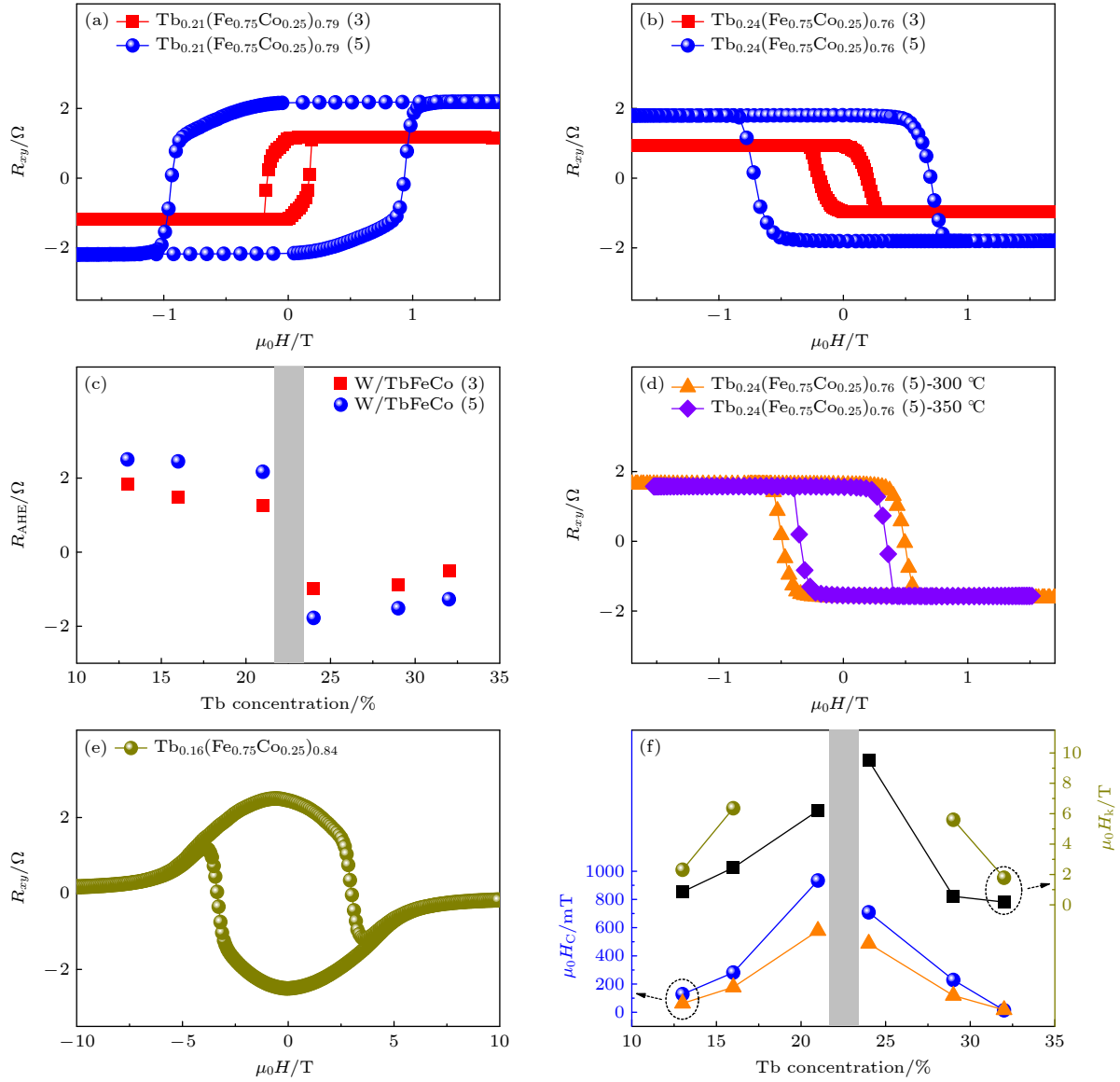


图 3 (a) W(5 nm)/Tb_{0.21}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.79}(3, 5 nm)/W(5 nm) 的霍尔电阻回线; (b) W(5 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(3, 5 nm)/W(5 nm) 的霍尔电阻回线; (c) W(5 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/W(5 nm) 的反常霍尔电阻随 Tb 含量的变化; (d) W(5 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(5 nm)/W(5 nm) 经过 300 和 350 °C 退火后的霍尔电阻回线; (e) W(5 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(5 nm)/W(5 nm) 的横向霍尔电阻随面内纵向外磁场的变化; (f) W(5 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W(5 nm) 在制备态和 300 °C 退火后的垂直矫顽力和有效垂直磁各向异性场随 Tb 含量的变化, 蓝线和深黄线分别代表制备态下的矫顽力和有效垂直各向异性场, 橙线和黑线分别代表退火后矫顽力和有效各向异性场

Fig. 3. The Hall loops of the samples of (a) W(5 nm)/Tb_{0.21}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.79}(3, 5 nm)/W(5 nm) and (b) W(5 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(3, 5 nm)/W(5 nm); (c) the anomalous Hall resistance as a function of the Tb concentration in samples W(5 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(3, 5 nm)/W(5 nm); (d) the Hall loops of the sample W(5 nm)/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(5 nm)/W(5 nm) after annealed at 300 and 350 °C; (e) the transverse Hall resistance as a function of longitudinal in-plane field for the sample W(5 nm)/Tb_{0.16}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.84}(5 nm)/W(5 nm); (f) the coercivity and effective perpendicular anisotropic field as a function of Tb concentration in W(5 nm)/Tb_x(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{1-x}(5 nm)/W(5 nm), where blue circle and dark yellow circle represent the coercivity and effective perpendicular anisotropic fields in the as-deposited samples, respectively, and orange circle and black circle represent the corresponding parameters for the 300 °C annealed samples.

直各向异性场. 在灰色标记区域 $0.21 < x < 0.24$, 矫顽力和有效垂直各向异性场存在极大值. 由于 $x = 0.21$ 和 0.24 的样品接近磁矩补偿点, 即使利用 PPMS 超导磁场高至 11.5 T, 制备态样品仍然未

能实现面内方向的磁化饱和, 说明对应的 $\mu_0 H_K$ 大于 11.5 T; 经过 300 °C 退火后, $\mu_0 H_K$ 有所降低, 但 W/Tb_{0.24}(Fe_{0.75}Co_{0.25})_{0.76}(5 nm)/W 样品有效垂直各向异性场仍高达约 10 T. 顺便指出, 我们

还制备并研究了参考样品 $\text{W}(5\text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(5\text{ nm})/\text{SiO}_2(3\text{ nm})$ 和 $\text{SiO}_2(3\text{ nm})/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}(5\text{ nm})/\text{W}(5\text{ nm})$ 的磁性, 发现 W 无论作为单独的缓冲层还是单独的覆盖层 (另一层统一为 SiO_2), 磁矩补偿均出现在 $0.21 < x < 0.24$ 成分范围; 另外, 这类样品的垂直各向异性可经受 300°C 以上的真空退火. 总之, 补偿亚铁磁超薄膜结构 W/TbFeCo/W (包括 W/TbFeCo, TbFeCo/W) 表现非常好的垂直磁各向异性和热稳定性, 适合于自旋电子学器件应用的进一步开发和研究.

至此, 我们发现选择不同重金属 Pt, W 作为缓冲层和覆盖层, TbFeCo 超薄膜的磁性和热稳定性存在巨大差异. Ishibashi 等^[1]最近研究了 Pt/TbFeCo/MgO 结构的磁矩补偿成分随 TbFeCo 厚度的变化, 他们推测 Pt 和 TbFeCo 之间的界面原子混合使得 Tb 失去磁性, 导致超薄 TbFeCo 的磁

矩补偿点需要更高 Tb 含量. 为了澄清 Pt, W 不同影响的物理来源, 制备了多周期的 $[\text{Pt}, \text{W}/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(5\text{ nm})]_5/\text{Pt}$, W 多层膜以突出界面效应, 产生足够强的测量信号使结果可靠; 同时, 作为多周期结构样品的对照, 还制备了对应的三层膜 $\text{Pt}, \text{W}/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(25\text{ nm})/\text{Pt}, \text{W}$, 其 TbFeCo 厚度与多层结构中 TbFeCo 的总厚度一致. 图 4(a) 和图 4(b) 分别给出了 Pt, W 相关多周期样品和对应三层膜样品在垂直膜面方向的磁滞回线. $[\text{Pt}/\text{TbFeCo}]_5/\text{Pt}$ 多层膜的矫顽力为 40 mT , 而 $\text{Pt}/\text{TbFeCo}/\text{Pt}$ 三层膜的矫顽力为 310 mT , 多层结构使矫顽力减小了约 8 倍, 最令人诧异的是 $[\text{Pt}/\text{TbFeCo}]_5/\text{Pt}$ 多层膜的饱和磁化强度几乎是 $\text{Pt}/\text{TbFeCo}/\text{Pt}$ 三层膜的 2 倍. 另一方面, $[\text{W}/\text{TbFeCo}]_5/\text{W}$ 多层膜和 $\text{W}/\text{TbFeCo}/\text{W}$ 三层膜的矫顽力分别为 290 mT 和 420 mT , 多层结构使矫顽力的减小比较有限, 同时最为重要的是,

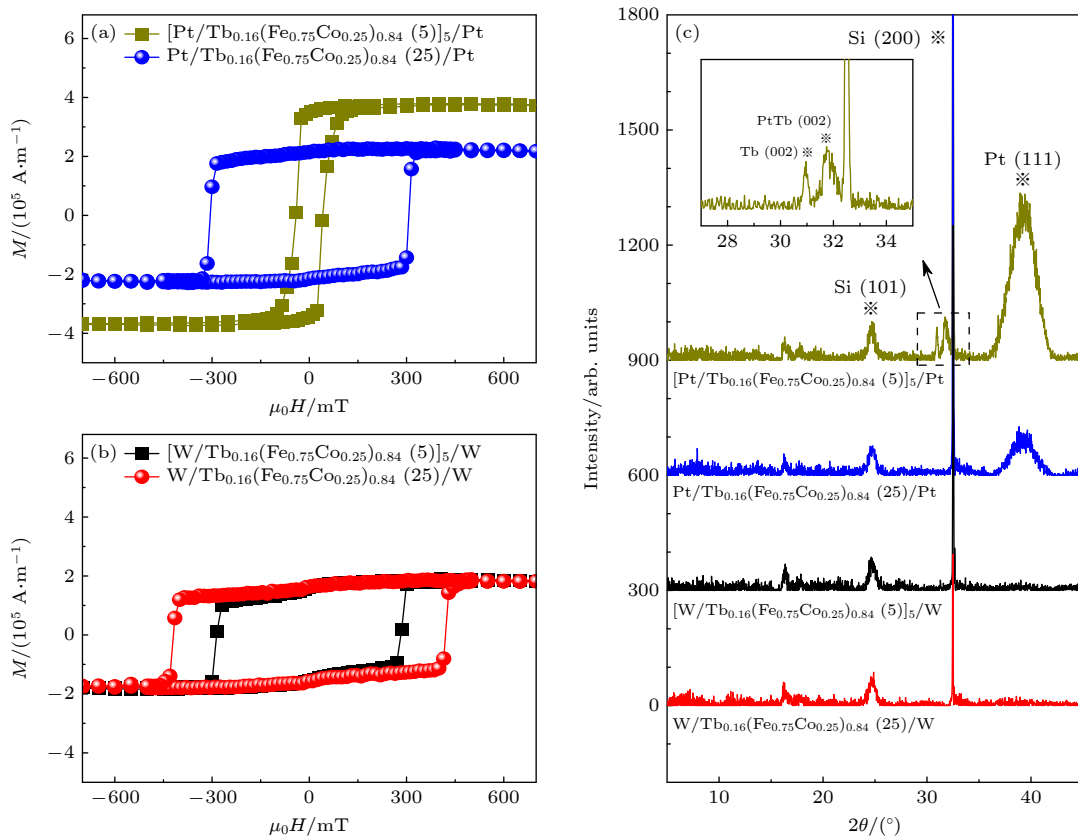


图 4 (a) $[\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(5\text{ nm})]_5/\text{Pt}(3\text{ nm})$ 多层膜和 $\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(25\text{ nm})/\text{Pt}(3\text{ nm})$ 三层膜的面外方向磁滞回线; (b) $[\text{W}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(5\text{ nm})]_5/\text{W}(5\text{ nm})$ 多层膜和 $\text{W}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(25\text{ nm})/\text{W}(5\text{ nm})$ 三层膜的面外方向磁滞回线; (c) 上述 Pt, W 多层膜和三层膜样品的 X 射线衍射图, 插图为对应衍射峰的放大图

Fig. 4. The out plane of M-H loops of samples of (a) $[\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(5\text{ nm})]_5/\text{Pt}(3\text{ nm})$, $\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(25\text{ nm})/\text{Pt}(3\text{ nm})$, and (b) $[\text{W}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(5\text{ nm})]_5/\text{W}(5\text{ nm})$, $\text{W}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{0.16}(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{0.84}(25\text{ nm})/\text{W}(5\text{ nm})$. (c) The X-ray diffraction patterns of above four samples. The inset shows the zoom of the diffraction peaks.

多层膜的饱和磁化强度与三层膜完全一样大,也就是说 W 层几乎不影响超薄膜 TbFeCo 的饱和磁化强度,与 Pt 层的巨大影响形成鲜明对照. 进一步测量了以上 4 个样品的 X 射线衍射谱,图 4(c) 给出了样品的 X 射线 $2\theta/\omega$ 扫描衍射图. 从图 4(c) 中可以看出, Pt/TbFeCo/Pt 三层膜除了 Si 衬底的几个峰 (Si 基片掺杂所致) 和 Pt (111) 外无其它衍射峰; 而 [Pt/TbFeCo]₅/Pt 多层膜除了 Si 衬底和 Pt 的衍射峰, 在 32° 附近有明显的两个额外衍射峰, 它们与 PtTb (002) 和 Tb (002) 峰位接近, 说明结晶性非常好的 Pt 层导致非晶态 TbFeCo 层的界面出现了部分晶化和相分离, 可能形成了结晶性 Pt-Tb 合金, 从而造成 TbFeCo 的有效饱和磁化强度升高、垂直磁各向异性降低; 同时, 应当指出, Pt/超薄 TbFeCo/Pt 结构在退火后界面晶化进一步加强, 因而垂直磁各向异性被完全破坏. 反观 [W/TbFeCo]₅/W 多层膜和 W/TbFeCo/W 三层膜的 X 射线衍射图, 二者除了 Si 衬底外都无其它衍射峰, 说明 TbFeCo 层无论厚薄都具有良好的非晶态. 需要指出的是, 本实验条件下制备的 5 nm W 层, 主要以 β -W 存在, 但结晶性不强, 且取向度比较随机, 所以在衍射图中没有观察到 W 的衍射峰. 正是由于 W 层的这些特点, 使非晶态 TbFeCo 几乎不受 W 的界面影响, 保持其良好的垂直磁各向异性和很强的热稳定性.

4 结 论

本文系统地研究了重金属 Pt, W 作为 TbFeCo 超薄膜的缓冲层和覆盖层对其室温下磁性和热稳定性的影响, 发现当用 Pt 作为缓冲层和覆盖层时, TbFeCo 的磁矩补偿成分发生了巨大偏移, 并且其垂直磁各向异性和热稳定性极差; 而以 W 代替 Pt 后, 超薄 TbFeCo 的磁矩补偿成分与厚膜完全一致, 且具有较高的垂直磁各向异性和超过 $350\text{--}400^\circ\text{C}$ 的极好热稳定性. 通过多周期结构样品的磁性测量和 X 射线衍射, 证明 Pt/TbFeCo 界面存在 TbFeCo 的部分晶化和相分离是导致 TbFeCo 超薄膜磁性巨大变化的根本原因. 结果表明, 采用重金属 W 作为缓冲层和覆盖层, 能保持 TbFeCo 超薄膜的垂直磁各向异性并具有非常好的热稳定性, 可望成为自旋电子学器件发展中的重要候选材料.

参考文献

- [1] Ishibashi M, Yakushiji K, Kawaguchi M, Tsukamoto A, Nakatsuji S, Hayashi M 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 022405
- [2] Seung Ham W, Kim S, Kim D H, Kim K J, Okuno T, Yoshikawa H, Tsukamoto A, Moriyama T, Ono T 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 242405
- [3] Li W, Yan J, Tang M, Lou S, Zhang Z, Zhang X L, Jin Q Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 184432
- [4] Radu I, Vahaplar K, Stamm C, Kachel T, Kimel A V 2011 *Nature* **472** 205
- [5] Kim D H, Okuno T, Kim S K, Oh S H, Nishimura T, Hirata Y, Futakawa Y, Yoshikawa H, Tsukamoto A, Tserkovnyak Y, Shiota Y, Moriyama T, Kim K J, Lee K J, Ono T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 127203
- [6] Chaudhari P, Cuomo J J, Gambino R J 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 337
- [7] Ota S, Van Thach P, Awano H, Ando A, Toyoki K, Kotani Y, Nakamura T, Koyama T, Chiba D 2021 *Sci. Rep.* **11** 6237
- [8] Ceballos A, Charilaou M, Molina-Ruiz M, Hellman F 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 033901
- [9] Hebler B, Hassdenteufel A, Reinhardt P, Karl H, Albrecht M 2016 *Front. Mater.* **3** 8
- [10] Mizoguchi T, III G S C 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 3570
- [11] Suzuki Y, Takayama S, Kirino F, Ohta N 1987 *IEEE Trans. Magn.* **23** 2275
- [12] III G S C, Mizoguchi T 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 1753
- [13] Harris V G, Aylesworth K D, Das B N, Elam W T, Koon N C 1992 *IEEE Trans. Magn.* **28** 2958
- [14] Harris V G, Aylesworth K D, Das B N, Elam W T, Koon N C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1939
- [15] Takagi H, Tsunashima S, Uchiyama S, Fujii T 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 1642
- [16] Leamy H J, Dirks A G 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 2871
- [17] Suzuki, Takao 1985 *J. Magn. Magn. Mater.* **50** 265
- [18] Egami T, Graham C, Dmowski W, Zhou P, Flanders P, Marinero E, Notarys H, Robinson C 2003 *IEEE Trans. Magn.* **23** 2269
- [19] Meiklejohn W H 1986 *Proc. IEEE* **74** 1570
- [20] Wang Y J, Leng Q W 1990 *Phys. Rev. B* **41** 651
- [21] Mergel D, Heitmann H, Hansen P 1993 *Phys. Rev. B* **47** 882
- [22] Shan Z S, Sellmyer D J 1990 *Phys. Rev. B* **42** 10433
- [23] Cheng S C N, Kryder M H 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 7202
- [24] Manchon A, Železný J, Miron I M, Jungwirth T, Sinova J, Thiaville A, Garello K, Gambardella P 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 035004
- [25] Dyakonov M I, Perel V I 1971 *Phys. Lett. A* **35** 459
- [26] Miron I M, Gaudin G, Auffret S, Rodmacq B, Schuhl A, Pizzini S, Vogel J, Gambardella P 2010 *Nat. Mater.* **9** 230
- [27] Ueda K, Mann M, de Brouwer P W P, Bono D, Beach G S D 2017 *Phys. Rev. B* **96** 064410
- [28] Je S G, Rojas-Sánchez J C, Pham T H, Vallobrá P, Malinowski G, Lacour D, Fache T, Cyrille M C, Kim D Y, Choe S B, Belmeguenai M, Hehn M, Mangin S, Gaudin G, Boulle O 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 062401
- [29] Lee J W, Park J Y, Yuk J M, Park B G 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 044030
- [30] Kim S K, Beach G S D, Lee K J, Ono T, Rasing T, Yang H 2022 *Nat. Mater.* **21** 24

Magnetic properties and thermal stability of ultrathin TbFeCo films encapsulated by heavy metals Pt and W*

Liu Jun-Hang¹⁾²⁾³⁾ Zhu Zhao-Zhao⁴⁾ Bi Lin-zhu³⁾Wang Peng-Ju³⁾ Cai Jian-Wang^{1)2)3)†}1) (*School of Rare Earths, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)2) (*Ganjiang Innovation Academy, Chinese Academy of Sciences, Ganzhou 341119, China*)3) (*State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)4) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

(Received 23 November 2022; revised manuscript received 6 January 2023)

Abstract

Amorphous rare earth (RE)-transition metal (TM) ferrimagnetic alloy films have been intensively studied recently in spintronics and ultrafast information storage due to the large perpendicular magnetic anisotropy (PMA), ultrafast magnetization switching, and the presence of magnetization compensation and angular momentum compensation. In this work, we fabricate $X/\text{Tb}_x(\text{Fe}_{0.75}\text{Co}_{0.25})_{1-x}/X$ ($0.13 \leq x \leq 0.32$, $X = \text{SiO}_2$, Pt and W) trilayers by magnetron sputtering, and systematically investigate the magnetic properties and thermal stabilities of the ultrathin TbFeCo films encapsulated by heavy metals Pt and W at room temperature. The 5–50-nm-thick TbFeCo films sandwiched by SiO_2 exhibit PMA with magnetic compensation occurring in Tb concentration x between 0.21 with 0.24. For 3-nm- and 5-nm-thick TbFeCo ultrathin films encapsulated by Pt, however, there is no magnetic compensation observed throughout the composition range $0.13 \leq x \leq 0.32$ with the film magnetization dominated by the FeCo moment. Nevertheless, the weakened PMA for the Pt/ultrathin TbFeCo/Pt trilayers is completely destroyed after annealing at 250 °C. When the buffer layer and capping layer of Pt are replaced by W, the ultrathin TbFeCo films show magnetic compensation at $0.21 < x < 0.24$, so do the thick TbFeCo films. The effective PMA field (H_K) exceeds 11.5 T for the W/ultrathin TbFeCo/W films near the compensation composition, and remarkably, the H_K decreases slowly on annealing, with PMA maintained even after annealing at 350–400 °C. We further prepare $[\text{Pt}/\text{TbFeCo}]_5/\text{Pt}$ and $[\text{W}/\text{TbFeCo}]_5/\text{W}$ multilayers to clarify the origin of the huge difference between Pt/ultrathin TbFeCo/Pt and the W counterpart. It is found that there are partial recrystallization and phase separation for TbFeCo layer around the Pt/TbFeCo interface, leading to the disappearance of magnetic compensation and the deterioration of the PMA in the Pt/ultrathin TbFeCo/Pt films. With large PMA, W/ultrathin TbFeCo/W films show the presence of magnetic compensation, and excellent thermal robustness. The present study provides a promising heavy metal/RE-TM heterostructure for spintronic applications.

Keywords: ferrimagnetic alloy/heavy metal heterostructure, magnetic compensation, perpendicular magnetic anisotropy, thermal stability

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Gg, 75.70.-i, 71.20.Eh

DOI: 10.7498/aps.72.20222239

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51871236).

† Corresponding author. E-mail: jwcai@iphy.ac.cn

重金属缓冲层和覆盖层对TbFeCo超薄膜磁性及热稳定性的影响

刘骏杭 朱照照 毕林竹 王鹏举 蔡建旺

Magnetic properties and thermal stability of ultrathin TbFeCo films encapsulated by heavy metals Pt and W

Liu Jun-Hang Zhu Zhao-Zhao Bi Lin-zhu Wang Peng-Ju Cai Jian-Wang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 077501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222239

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222239>

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

外尔半金属WTe₂/Ti异质结的热稳定性拉曼散射研究

Thermal stability study of Weyl semimetal WTe₂/Ti heterostructures by Raman scattering

物理学报. 2022, 71(19): 197501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220712>

垂直各向异性Ho₃Fe₅O₁₂薄膜的外延生长与其异质结构的自旋输运

Epitaxial growth of Ho₃Fe₅O₁₂ films with perpendicular magnetic anisotropy and spin transport properties in Ho₃Fe₅O₁₂/Pt heterostructures

物理学报. 2021, 70(7): 077501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201737>

石墨烯封装单层二硫化钼的热稳定性研究

Thermal stability of MoS₂ encapsulated by graphene

物理学报. 2018, 67(22): 226501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181255>

耐高温CrAlON基太阳能光谱选择性吸收涂层的制备与热稳定性

Preparation and thermal stability of CrAlON based spectrally selective absorbing coatings

物理学报. 2021, 70(2): 027103 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200845>

Ge₅₀Te₅₀/Zn₁₅Sb₈₅纳米复合多层薄膜在高热稳定性和低功耗相变存储器中的应用

Application of Ge₅₀Te₅₀/Zn₁₅Sb₈₅ nanocomposite multilayer films in high thermal stability and low power phase change memory

物理学报. 2020, 69(14): 146101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200502>

Sn₁₅Sb₈₅相变薄膜的厚度效应

Thickness effect of Sn₁₅Sb₈₅ phase change film

物理学报. 2021, 70(22): 226102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210973>