

缓冲层 Ta 对 FePt 薄膜 $L1_0$ 有序相转变 及矫顽力的影响*

张丽娇¹⁾ 蔡建旺¹⁾ 孟凡斌²⁾ 李养贤²⁾

1) 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室, 北京 100080)

2) 河北工业大学材料学院, 天津 300130)

(2005 年 3 月 10 日收到, 2005 年 5 月 13 日收到修改稿)

制备了 Ta/FePt/C 系列多层膜, 研究了样品在不同温度退火后的磁特性和微结构. 实验结果表明, 不同厚度的 Ta 缓冲层具有不同的微结构特征, 显著影响 FePt 层的 $L1_0$ 有序相的形成及相应的矫顽力. 当 Ta 缓冲层较薄, Ta 层为非晶态, 且较为粗糙, 由此使 FePt 在界面处产生较多的缺陷并导致较高密度的晶界, 在退火过程中, 受束缚相对较弱的非晶态的 Ta 原子比较容易沿 FePt 的缺陷和晶界处向 FePt 层扩散, 使 FePt 在相变过程中产生的应力比较容易释放, 同时, Ta 在扩散过程中产生的缺陷, 降低了 FePt 有序化的转变势垒, 在较低温度下便形成有序相, 因而在合适的 Ta 层厚度下(1—2 nm) 样品的矫顽力较之无 Ta 缓冲层的情形可增强数倍甚至一个数量级. 随着 Ta 缓冲层厚度的增加, 其粗糙度减小, 随后晶态结构亦开始形成, Ta 原子大多被自身晶格束缚, 于是 Ta 缓冲层对 FePt 的有序相转变以及矫顽力的影响显著减小直至基本消失.

关键词: FePt 薄膜, $L1_0$ 相, 原子扩散

PACC: 7550, 8140

1. 引言

近年来, 磁存储硬盘记录密度几乎以年增长一倍的速度发展, 巨磁电阻效应(GMR)在读头的应用是其迅速发展的最根本动力. 另一方面, 对于磁记录介质材料, 需要相应提高其矫顽力以保证记录比特的稳定, 同时减薄磁性层的厚度以减小 $M_r t$ (这里 M_r 为剩磁, t 为磁性薄膜层厚度), 减小退磁场的影响, 而磁性颗粒的尺寸也需要不断减小, 且彼此无交换耦合相互作用, 以保证足够的信噪比. 由于目前纵向磁记录介质主流材料 CoPtCrB 的磁晶各向异性能大约只有 10^{-1} J/cm^3 , 尺寸在 10 nm 以下的 CoPtCrB 颗粒已处在超顺磁性的范围, 无法满足未来几年后磁记录介质所应该具备的基本物理要求, 因此, 研究适合的超高密度磁记录介质材料是当前磁学领域的一个热点. $L1_0$ 有序相 FePt (面心四方, 即 fct 结构) 具有极高的磁晶各向异性能 ($K_u \sim 7 \text{ J/cm}^3$) 小的超顺

磁极限颗粒尺寸 ($D \approx 2.8\text{—}3.3 \text{ nm}$) 以及优异的化学稳定性^[1,2]. 但是, 制备态的 FePt 合金通常都是无序的面心立方 (fcc) 结构, 其磁晶各向异性能很小, 需要 500°C 以上的高温退火才能使它转变成有序的 fct 相, 因而对于 FePt 体系来说, 降低有序化温度、颗粒大小一致且彼此均匀由非磁材料分隔、晶粒 c 轴沿面内或者垂直膜面取向是这一体系作为实用化磁记录介质(纵向或者垂直)要解决的三大问题. 虽然近年来研究人员对每一个问题都做了大量工作, 并且取得了积极进展, 但距离实际应用还有相当的差距. 事实上, 以上三个问题中的任何一个依然是目前许多研究课题的攻关方向. 在降低 FePt 有序化温度方面, 有人通过 Fe/Pt 的多层膜结构^[3], 减小了 $L1_0$ 相 FePt 形成的激活能^[4], 有效地降低了有序化温度; 另外人们还用添加 Ag, Sn, Bi, Zr, Cu^[5-8] 等元素的方法来降低有序相的退火温度.

Ta 是一种熔点特别高、表面自由能特别大的元素, 厚度在 10 nm 以下的溅射 Ta 膜通常是非晶态, 且在一定厚度范围内其表面比较平整, 使生长在其

* 国家自然科学基金(批准号 50271081)资助的课题.

上的过渡金属如 NiFe, CoFe 薄膜具有很强的(111) 结构^[9,40],同时薄膜具有较小的粗糙度,因而 Ta 几乎成为所有自旋阀、磁隧道结材料的经典缓冲层. 本文采用 Ta/FePt/C 简单结构,研究不同厚度的 Ta 作为缓冲层对于 FePt 薄膜磁特性的影响. 实验结果表明, Ta 作为缓冲层在一定的厚度范围内的确有效地降低了 FePt 合金有序化的退火温度,有利于有序相的低温形成.

2. 实 验

样品的具体结构为 Ta(*t* nm)/FePt(12 nm)/C(5 nm) 其中 *t* = 0, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, 2, 3, 4, 5, 10, 30, 50, 系列样品中 Ta 厚度的选取主要是为了兼顾 Ta 层在不同厚度范围具有不同的微结构特点, FePt 层厚度的选取则主要考虑到超高密度磁记录介质磁性层的有效厚度要求在 10 nm 左右甚至以下. 事实上, FePt 薄膜有序相转变和薄膜的厚度也是密切相关的, 通常薄膜越薄, 有序相转变越不容易, 所需退火温度越高. 本实验基片采用康宁玻璃盖玻片, 制备过程中, 先在玻璃基片上沉积一层 Ta 作为缓冲层, 再沉积磁性层 FePt, 为了防止磁性层被氧化, 最后沉积 5 nm 的 C 层. 样品由直流磁控溅射系统在室温下制备. 该系统装配有 4 支溅射枪, 可一次最多制备 16 片不同的样品, 其本底真空优于 4×10^{-5} Pa, 溅射时高纯 Ar 气的工作气压设为 0.6 Pa, 纯度 99.9% 以上的 Ta, C 作为靶材分别制备 Ta, C 薄膜; 细条状 Pt 片(纯度 99.99%) 对称放置于 Fe(纯度 99.9%) 靶上构成复合靶, 用以制备 FePt 合金薄膜. FePt 薄膜的化学成分由扫描电镜原子探针方法确定, 调整 Pt 片的数目和大小使 FePt 薄膜的成分控制在等原子比附近(偏差小于 1%). 各靶溅射速率分别为: Ta 靶 0.107 nm/s, FePt 为 0.20 nm/s, C 靶 0.02 nm/s, 样品各层的厚度由溅射时间控制.

制备好的样品放入真空炉中退火, 退火时真空环境优于 5×10^{-5} Pa, 升、降温速率为 10°C/min, 退火温度从 350°C 到 550°C, 保温时间均为 60 min. 样品的晶体结构通过日本理学 X 射线粉末衍射仪(Rigaku Powder X-ray Diffractometer) 测定, X 射线采用 Cu 靶 K α 线. 样品室温磁特性由美国 ADE 公司的高灵敏振动样品磁强计(型号: DMS Model 4 HF VSM) 测量, 最大测量磁场为 1.6 T, 磁场方向平行于膜面. 薄膜的表面粗糙度采用原子力显微镜观测. 通过

XPS 用 Ar 离子轰击剥离的方式观察了 Ta 原子扩散在 FePt 层中的分布.

3. 实验结果与讨论

我们测量了不同 Ta 缓冲层厚度的系列样品经过不同温度退火后的室温磁滞回线. 图 1 列出了样品在不同温度退火后矫顽力与缓冲层 Ta 厚度的变化关系. 图中横轴 Ta 层厚度采用对数坐标, 以便突出 Ta 层较薄时磁性变化的细节, 空心点则为 *t* = 0 的样品. 从图中可以看出, 当退火温度只有 350°C, 所有样品的矫顽力都还不小, 不过, Ta 层厚度在 2—5 nm 的样品的矫顽力(大于 100 kA/m) 明显不同于没有 Ta 缓冲层或 Ta 层极薄的情形. 随着退火温度升高至 400°C, 所有样品的矫顽力都有一定的增加. 非常有意思的是, Ta 层厚度在 1.2—30 nm 的样品, 矫顽力增加十分显著, 其中 Ta 层厚度为 2, 3, 4 nm 三个样品尤其突出, 矫顽力最高甚至达 400 kA/m, 较之没有 Ta 缓冲层的样品的矫顽力要大一个数量级. 当退火温度为 450°C 或更高, 所有样品的矫顽力随退火温度升高继续增加, 且不同退火温度下的矫顽力随 Ta 层厚度变化的趋势与 400°C 的情形基本相似. 进一步全面总结起来, 矫顽力随 Ta 缓冲层厚度的变化大致可划分为四个部分: 第一部分为 *t* = 0—1, 无 Ta 缓冲层的样品的矫顽力最小, 随着 Ta 层的引入, 样品的矫顽力随 Ta 层厚度逐渐增大; 第二部分为 *t* = 1—5, 矫顽力增强效应非常显著, 且随 Ta 的厚度变化敏感, 最大值位于 Ta 的厚度 1—2 nm 处, 是无 Ta 缓冲层样品矫顽力的数倍; 第三部分为 *t* = 5—30, 样品矫顽力基本不随 Ta 层厚度而改变, 数值大小明显低于第二部分, 不过相对无 Ta

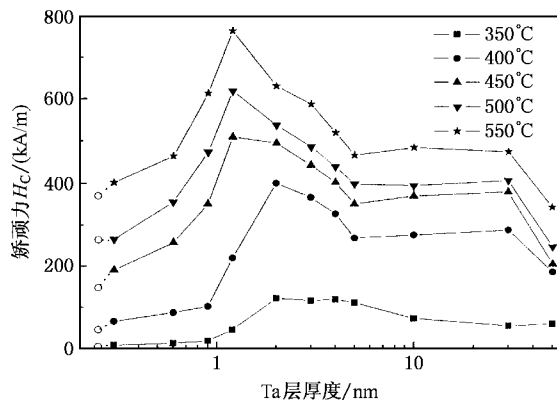


图 1 样品在不同的退火温度下矫顽力与缓冲层 Ta 厚度的关系曲线(其中空心点代表 *t* = 0 的样品)

缓冲层还是要大得多,第四部分为 $t > 30$, 样品矫顽力再次明显下降,甚至接近无 Ta 缓冲层的情况.

我们知道, FePt 薄膜制备态是无序的 fcc 结构, 其磁晶各向异性性能很小, 表现出软磁性, 当转变为 fct 结构的有序相后, 由于拥有特别大的磁晶各向异性性能, 巨大的矫顽力也就随之出现, 所以以上系列样品的矫顽力在不同退火温度下随 Ta 缓冲层厚度的变化, 可认为基本上反映着 FePt 薄膜中有序相的变化. 当然, 只有在获取样品 X 射线衍射 (XRD) 关于 fc(110)(220)(202) 和 fc(220) 等衍射峰的详尽信息之后, 样品有序化的程度包括有序相参量 S 的大小 ($S = 1$ 表示完全有序化) 及有序相所占的体积比 f 才能加以确定, 但上述衍射峰对于薄的 FePt 膜通常都非常弱, 因而 S 和 f 难以估计, 尤其当薄膜具有较强的 (111) 织构, 上述衍射峰几乎都不出现, S 和 f 更无法从常规 XRD 估计. 这里我们通过 X 射线衍射研究薄膜的结构特点, 并根据 Maesaka 等人^[9] 利用透射电镜研究 Ta 缓冲层的基本结果, 以说明 Ta 缓冲层是如何影响 FePt 层的微结构, 进而推断其对有序相的形成的影响, 并导致矫顽力的巨大增强.

对应以上矫顽力随 Ta 层厚度变化的典型样品 $t = 0, 1.2, 5, 30, 50$, 图 2 列出了它们在 500°C 下退火 60 min 后的 $2\theta/\theta$ 常规 X 射线衍射谱. 从图中可以看出, $t = 0$ 和 $t = 1.2$ 的样品仅出现不强的 FePt(111) 峰, 反映 FePt 薄膜具有一定的 (111) 织构; $t = 5$ 的样品具有很强的 FePt(111) 峰, 除此之外, 在 FePt(111) 峰一侧还出现了卫星峰, 标志 FePt 薄膜具有非常平整的上下表面 (即非常小的粗糙度) 以及很好的 (111) 织构. 对于 $t = 30$ 和 $t = 50$ 的样品, FePt(111) 峰和 Ta(200), Ta(202) 峰均出现了, 不过, FePt(111)

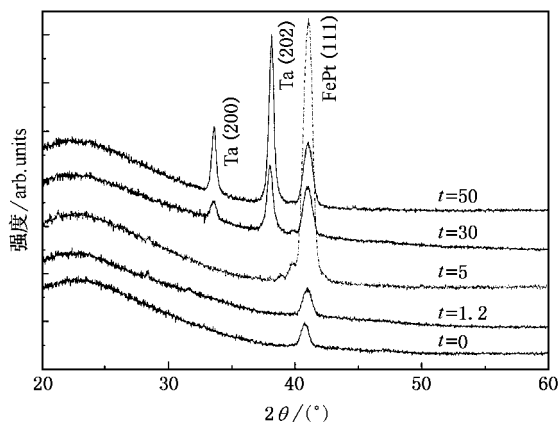


图 2 500°C 退火后样品 Ta(t nm)/FePt(12 nm)/Cu(5 nm) 的 XRD 曲线

峰较样品 $t = 5$ 的峰强明显减弱, 卫星峰消失, 且随着 Ta 层厚度从 30 nm 增加至 50 nm, FePt(111) 峰变得越来越弱, 而 Ta 峰则越来越强. 我们的结果表明, 较薄的 Ta 膜确实是非晶态, 随着 Ta 层的厚度增加至 30 nm, 才逐渐形成晶态. 另一方面, 从 FePt(111) 峰的半峰宽大小, 根据 Scherrer 方程 $D = \frac{0.9\lambda}{(\Delta_{2\theta})\cos\theta}$, 我们计算了 FePt 层沿生长方向的颗粒尺寸 D , 这里 λ 为 X 射线波长, $\Delta_{2\theta}$ 为半峰宽. 计算结果显示所有样品的 FePt 晶粒尺寸与 FePt 层厚度基本相等, 表明 FePt 层在生长方向为柱晶结构相干生长, 当然, 柱晶横向尺寸从上述 XRD 无法确知. 从薄膜的生长过程和 Ta 的物理特点, 不难想象在 Ta 缓冲层生长的早期 ($t = 0-1$), Ta 原子沉积于玻璃基片表面, 原子与原子之间以无定形的方式排列, 形成不连续的岛状结构, 甚至还没有完全覆盖玻璃基片, 沉积在它之上的 FePt 薄膜具有较多的缺陷且由此形成晶界^[9], FePt 薄膜上下表面因此具有一定的粗糙度, 基本上沿 FePt 的最密面即 (111) 面生长. 随着更多 Ta 原子的沉积 ($t = 1-5$), 基片表面被 Ta 原子完全覆盖, 原子与原子之间依然以无定形的方式排列, 并且 Ta 层表面粗糙度经过一个较大值之后逐渐随 Ta 层厚度增加而减小, Ta 层厚度至 5 nm 左右时形成非常平整的非晶结构^[9], 与此相对应, 生长在它之上的 FePt 薄膜经历一个粗糙度大、缺陷及晶界密度高的过程后, 由于 Ta 具有比较大的表面自由能, 最终在平整的 Ta 缓冲层上 FePt 层呈现比较理想的 (111) 织构, 同时 FePt 层上下表面非常平整. 事实上, 我们利用原子力显微镜 (AFM) 测试了上述样品的表面粗糙度, 结果的确同样显示 $t = 5$ 的样品有最小的表面粗糙度, 仅 0.3 nm 左右. Ta 层厚度的继续增加 ($t = 5-30$) 基本上继续保持这种平整的非晶结构, 但后来晶态结构逐渐形成以降低 Ta 层自身的能量, 由于 Ta 与 FePt 之间的晶体结构不同, 晶格常数相差又很大, 这时为了减小可能产生的应力能, Ta 缓冲层对 FePt 的影响越来越小^[10], 于是 FePt 的 (111) 织构变差, 所以 (111) 峰减弱, 最后 Ta 层非常厚的情况 ($t > 30$), Ta 层本身形成越来越好的晶态结构, 于是 Ta 峰越来越强, 同时, FePt(111) 峰变得越来越弱. 由于所有样品的 FePt 层都表现出 (111) 织构 (或好或差), $L1_0$ 有序相所特有的 (001)(110) 等超晶格峰都没有出现, 所以上述常规衍射谱并没有直接显示 FePt 有序相的形成随 Ta 层厚度的变化, 虽然如

此,以下我们将通过分析薄膜的上述结构特点来揭示 Ta 缓冲层对 FePt 有序相形成的影响.

一般认为,FePt 有序相的形成需要克服原子扩散的势垒以及结构转变中所产生的应力能. Ta 原子半径比较大, Ta 原子朝 FePt 层晶格中扩散应该几乎不可能,然而在金属纳米薄膜中, Ta 作为杂质原子,沿 FePt 层的缺陷处或晶界处扩散则相对比较容易. 对于 Ta 本身来说,非晶态 Ta 的能量较高, Ta 原子所受束缚较弱,比较容易沿 FePt 晶界扩散,使 FePt 合金从无序到有序相的转变过程中产生的应力比较容易释放,同时, Ta 扩散在 FePt 中产生的缺陷降低了 FePt 有序化的转变势垒,促进有序相的形成. 当 Ta 缓冲层非常薄($t = 0-1$)时,岛状的无定形 Ta 使 FePt 层生长时产生相对应的晶粒、缺陷及晶界, Ta 原子大部分在退火过程中沿 FePt 晶界扩散,促使 FePt 比较容易形成有序相,对应矫顽力与 Ta 层厚度曲线的第一部分;之后,非晶态 Ta 层($t = 1-5$)开始形成连续膜,经历粗糙度大、缺陷多的阶段, FePt 层的粗糙度、缺陷与晶界密度亦与此相对应,于是 Ta 原子对 FePt 晶界扩散的效果在一定情况下达到最佳,随后 Ta 层越厚越平整,并且随着 Ta 层平整度的改善 FePt 层生长时的缺陷、晶界密度降低,因而 Ta 原子对 FePt 的有效扩散逐渐变差,对应矫顽力随 Ta 层厚度迅速升高达到最大值后的显著下降,此即矫顽力与 Ta 层厚度曲线的第二部分;当 Ta 缓冲层厚度继续增加($t = 5-30$),继续保持平整的非晶结构直至晶态结构 Ta 出现, Ta 原子对 FePt 层晶界的扩散基本保持不变, Ta 对 FePt 有序相的形成保持一定的影响,对应矫顽力与 Ta 层厚度曲线的第三部分;随着 Ta 晶格的形成, Ta 原子所受束缚较强,难以脱离 Ta 缓冲层,而 FePt 的生长也基本上不受 Ta 缓冲层的影响,所以 Ta 缓冲层不再对 FePt 有序相的形成产生大的贡献作用,对应矫顽力与 Ta 层厚度曲线的第四部分.

我们利用 XPS 测量粗略地给出了 Ta 原子对 FePt 的扩散. 图 3 是 500℃ 退火 60 min 后 Ta (1.2 nm)/FePt(12 nm) 双层膜的 XPS 谱随 Ar 离子轰击时间的变化. 对于 XPS, 电子的逃逸深度为 1-3 nm, 因而信号主要来自表面 1-2 nm 以内的原子. 实验中, 控制 Ar 离子的轰击强度, FePt 的剥离速率为 1.2 nm/min. 从图中可以看出, FePt 的表面不存在 Ta 原子, 当轰击时间为 5 min, 可以明显探测到 Ta 原子的存在, 这一结果说明 Ta 原子在退火过程中沿

FePt 晶界扩散至距界面 6 nm 左右的地方. 由于信号强度较弱, 且探测条件的偏差, 比较不同 Ta 层厚度样品退火后不同深度处的绝对原子比显得有些牵强, 但确信无疑的是 Ta 原子的确朝 FePt 中扩散至距界面数纳米的地方.

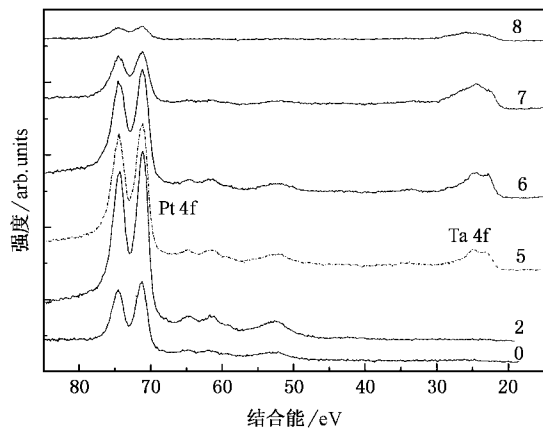


图 3 Ta(1.2 nm)/FePt(12 nm) 双层膜 500℃ 退火 60 min 后的 XPS 谱, 图中数字为对应的 Ar 离子轰击时间(单位为 min)

另一方面, 我们还将以磁分析的方法来间接证明不同情形下, Ta 原子对 FePt 层的不同扩散. 在考虑磁性材料内部粒子之间的交换相互作用及磁偶极相互作用时, 人们常常通过 ΔM 曲线的正负变化来进行判断, 对于以交换相互作用为主的系统, $\Delta M > 0$; 对于以磁偶极相互作用为主的系统, $\Delta M < 0$. 我们对样品进行了 ΔM 函数的测量, 由振动样品磁强计测出 IRM(等温剩磁测量)和 DCD(直流退磁测量)曲线, 然后可以得出 ΔM 值: $\Delta M(H) = M_{DCD}(H) - [1 - 2M_{IRM}(H)]$. 图 4 表示几个典型样品

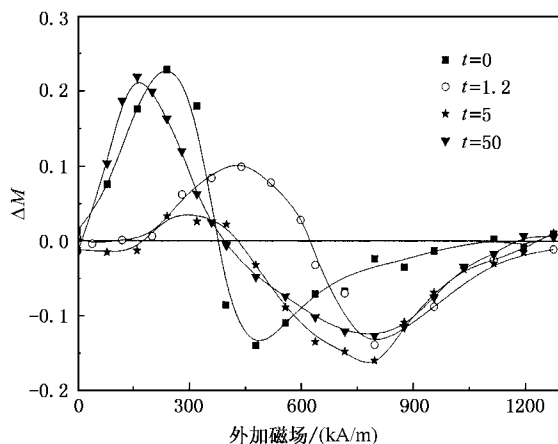


图 4 500℃ 退火后样品 Ta(t nm)/FePt(12 nm)/Co(5 nm) 的 ΔM 曲线

在 500℃ 退火后的 ΔM 曲线. 从图中可以观察到, $t = 0$ 的样品有一个比较高的正值, 表明 FePt 晶粒与晶粒之间存在较强的交换耦合作用. 随着 Ta 缓冲层的引入, 样品 ΔM 曲线正值明显减小, 说明了 FePt 磁性颗粒之间的交换耦合作用减弱. 这一结果间接证明在退火过程中非晶态 Ta 缓冲层中的 Ta 原子朝 FePt 晶粒边界的扩散, 部分晶界甚至变成了非磁性, 于是有效地削弱了 FePt 颗粒之间的交换耦合作用. 需要指出的是, 从 ΔM 曲线判断, Ta 层厚度 1.2 nm 时 FePt 晶粒之间的交换作用比 Ta 层厚度 5 nm 时的要强一些, 意味着 FePt 晶界中 Ta 原子的比例前者较后者要少一些, 但前者的矫顽力较后者要大得多, 这其实是合理的, 因为矫顽力的大小主要取决于有序相序参数 S 的大小与有序相所占的体积比 f , Ta 层厚度 1.2 nm 时由于其较多的缺陷和较大的粗糙度, 使 FePt 层具有较多的缺陷及由此形成高密度的晶界, Ta 原子沿着高密度的缺陷或晶界迁移, 更有效地促进 FePt 有序相的形成, 但由于扩散 Ta 原子的总数的有限, 难以使 FePt 晶界变成非磁, 隔断 FePt 晶粒与晶粒之间的交换作用. 最后, 当 Ta 层非常厚 ($t = 50$) 以致形成了较好的晶态结构, 从图 4 中可以看出 ΔM 曲线的上半部几乎接近于没有 Ta 缓

冲层的情形, 由于 Ta 缓冲层具有较好的晶体结构, 大多数 Ta 原子基本上被其自身晶格束缚, 退火过程中, 进入 FePt 层的 Ta 原子数很少, 所以 FePt 的生长及有序化基本上不受 Ta 缓冲层的影响, FePt 晶粒之间具有很强的交换作用. 通过更细致的微结构分析手段如透射电镜 (TEM), 仔细研究样品的原子扩散及有序化过程将是我们下一项工作的目标.

4. 结 论

我们研究了 Ta 作为缓冲层对 FePt 薄膜 $L1_0$ 有序相转变及矫顽力的影响. 实验结果表明, 较薄的 Ta 缓冲层为非晶态, 且较为粗糙, 由此使 FePt 在界面产生较多的缺陷并导致较高密度的晶界, 非晶 Ta 原子所受束缚相对较弱, 在退火过程中, 比较容易沿 FePt 的缺陷和晶界处向 FePt 层扩散, 使 FePt 在相变过程中产生的应力比较容易释放, 同时, Ta 在扩散过程中产生的缺陷降低了 FePt 有序化的转变势垒, 有利于形成低温有序相, 在较低温度下极大地增强了矫顽力. 随着 Ta 层厚度的增加以及晶态结构的形成, Ta 原子大多被自身晶格束缚, Ta 缓冲层对 FePt 的生长、有序相转变及矫顽力基本上没有影响.

- [1] Cebollada A, Weller D, Sticht J, Harp G R, Farrow R F C, Marks R F, Savoy R, Scott J C 1994 *Phys. Rev. B: Condens. Matter* **50** 3419
- [2] Farrow R F C, Weller D, Marks R F, Toney M F, Cebollada A, Harp G R 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 5967
- [3] Luo C P, Sellmyer D J 1995 *IEEE* **31** 2764
- [4] Endo Y, Oikawa K, Miyazaki T, Kitakami O, Shimada Y 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 7222
- [5] Hsu Y-N, Jeong S, Laughlin D E, Lambeth D N 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 7068

- [6] Kitakami O, Shimada Y, Oikawa K, Daimon H, Fukamichi K 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1104
- [7] Maeda T, Kai T, Kikitsu A, Nagase T, Akiyama J I 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 2147
- [8] Zhu Y, Cai J W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 393 (in Chinese) [竺云、蔡建旺 2005 物理学报 **54** 393]
- [9] Maesaka A, Sugawara N, Okabe A, Itabashi M 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7628
- [10] Kitakami O, Okamoto S, Shimada Y 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6880

Effects of Ta buffer layers on the ordering of equiatomic FePt thin films *

Zhang Li-Jiao¹⁾ Cai Jian-Wang¹⁾ Meng Fan-Bin²⁾ Li Yang-Xian²⁾

1) (*State Key Laboratory of Magnetism , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

2) (*School of Material Science and Engineering , Hebei University of Technology , Tianjin 300130 , China*)

(Received 10 March 2005 ; revised manuscript received 13 May 2005)

Abstract

The magnetic and microstructural properties of Ta/FePt/C thin films after annealing at various temperatures have been investigated. The results indicate that for a very thin Ta buffer with amorphous structure and relatively large roughness , defects and grain boundaries of high density are formed in the FePt film grown on it , which effectively lowers the energy barrier of the ordering with Ta interdiffusion into the grain boundaries of the FePt film during the annealing process. The formation of the $L1_0$ phase of FePt thin films is thus greatly promoted with the ordering temperature of FePt significantly reduced by introducing a thin Ta buffer layer. On the other hand , when Ta layer is relatively thick , its roughness accordingly reduces , and most of the interfacial Ta atoms are finally bounded with the advent of the crystalline structure of the Ta buffer. Therefore , Ta buffer layer at this thickness range has little effect on the ordering of FePt films .

Keywords : FePt film , $L1_0$ phase , interdiffusion

PACC : 7550 , 8140

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50271081).