

文章编号: 0253-2239(2003)09-1149-4

混合记录热效应研究*

裴先登 夏又新** 黄 浩 王海卫

(华中科技大学计算机学院外存储国家专业实验室, 武汉 430074)

摘要: 在混合记录系统中, 记录材料矫顽力依赖于温度, 激光可用来降低矫顽力使得仅仅在激光加热的地方磁元翻转。对波导锥尖近场光斑和记录介质热响应进行了仿真研究, 结果证实采用高矫顽力的磁记录材料、波导锥尖近场热辅助写的技术方案可以用来克服超顺磁极限的限制。

关键词: 混合记录; 超顺磁极限; 近场热效应; 双梯度记录

中图分类号: O438 文献标识码: A

1 引 言

磁记录面密度以每年 60% 的速率提高, 近年来更是以每年 100% 的速率提高。显然提高记录密度的最有效的手段是减小记录磁元的体积, 也就是要减小磁微粒的体积, 而随着记录密度的不断提高, 磁微粒体积的减小必将受到超顺磁极限的限制。超顺磁极限从本质上讲就是磁微粒的能量势垒不足以抵御外来冲击而使记录保持标准所需的 10 年。经验显示, 要使磁微粒保持磁化十年不翻转, 必须得满足 $K_u V / (K_B T) \geq 40$, 其中, K_u 是各向异性系数, V 是磁微粒体积, K_B 为波尔兹曼常量, T 为保存温度。若设 v 为记录位元体积, 则 $v = kV$, k 为每个位元

包含磁微粒的个数。实践证明, 为了得到介质信号一定的信噪比, k 必须保持某一足够大的数值。显然随着磁记录密度的提高, 当 k 保持一定时, 减小记录位元 v , 则必须使 V 减小, 磁微粒的能量势垒也将不断减小, 从而难以稳定。为解决超顺磁极限问题, IBM 公司提出了采用双层记录技术方案, 即上层磁层为读写层, 下层磁层是为了克服超顺磁极限的限制而与读写层磁场方向完全相反但强度相对较小的磁层, 在两个磁层之间是由 0.8 nm 厚的 Au 元素组成的隔离层, 它可以有效地保证上下两个磁层互不干扰。富士通公司的 Seiya Ogawa 教授也提出了他们的与 IBM 类似的技术方案, 如图 1 所示。

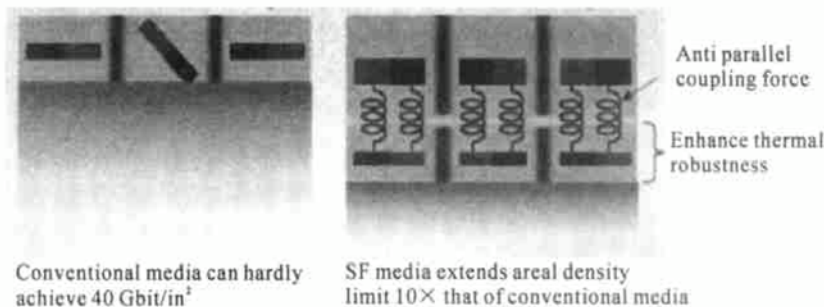


Fig. 1 Dual-magnetic recording overcomes superparamagnetic

记录信息时, 上下两层记录的磁偏转方向相反, 但上层强, 下层弱, 读取时读的是上层记录, 上下两

层之间的磁力可以克服超顺磁极限。通过这种方法, 理论上记录密度可以提高 10 倍以上, 在实验室他们已实现了超过 100 Gb/in² 以上的记录密度。

* 国家重点基础研究 973(G19990330) 和国家自然科学基金(60273077) 资助课题。

** 通讯地址: 华中科技大学西 12 舍 113 室, 430074。

E-mail: youxinxia@sohu.com

收稿日期: 2002-07-29; 收到修改稿日期: 2002-10-29

从以上分析可以看出: 他们的技术方案要求在记录介质上同时写入方向完全相反的两个记录, 当记录密度很高时, 还要求有相应高的道密度, 这对读写磁头提出了很高的要求, 暂时还很难满足。为此世界主要存储设备研究中心和公司如 Philips、

Sharp、卡内基梅隆大学数据存储系统中心、日立 (Hitachi) 等都对混合记录进行了重点研究, 提出了采用高矫顽力的磁记录材料与热辅助写的技术方案, 如采用浮动技术, 充分利用磁记录位密度高且近场光斑馈热可提高道密度的特点, 采用波导面与磁道垂直的方法形成近场光斑照射记录介质, 降低介质矫顽力, 在此光斑范围内, 利用磁头磁化翻转来记录数据。该方案道密度由近场光斑决定, 而位密度由磁头决定, 因而可以突破超顺磁极限, 同时提高道密度, 实现超高记录密度, 本文对这一方案的热效应进行了仿真研究。

2 近场光斑的仿真研究

近场记录的特点是浮动高度极低, 所以传统的标量衍射理论在这里不适用。下面我们用矢量衍射理论来建立如下模型: 在直角坐标系中, 设平面 $z=0$ 是衍射屏, 在屏的原点有一个衍射孔 D (D 的形状没有限制), 在 $z=z_0$ 处有一观察屏, 有一束光经 D 衍射, 已知该光场在 D 上的分布, 求该光场在观察屏上的分布。设场分布为 $u(x, y, z)$, 在 D 上有

$$u(x, y, z) = f(x, y),$$

$f(x, y)$ 为已知函数。将 $f(x, y)$ 表示为傅里叶积分:

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\mathcal{H}} F_0(k_x, k_y) \exp[i(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y, \quad (1)$$

则有

$$F_0(k_x, k_y) = \iint_{\mathcal{H}} f(x, y) \exp[-i(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y, \quad (2)$$

现在我们来寻求点 (x, y, z) 处的场解 $f(x, y, z)$, 为此我们将 $f(x, y, z)$ 表示为傅里叶积分

$$f(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\mathcal{H}} F(k_x, k_y, z) \exp[i(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y, \quad (3)$$

比较上面两个傅里叶积分可知, $F(k_x, k_y, z)$ 与 $F_0(k_x, k_y)$ 很相似, 下面我们来寻找两者的关系, 将 $f(x, y, z)$ 的傅里叶积分式代入标量波动方程 $\nabla^2 f + k^2 f = 0$ 得

$$\iint_{\mathcal{H}} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - (k^2 - k_x^2 - k_y^2) F(k_x, k_y, z) \right] \exp[i(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y = 0, \quad (4)$$

从而可得

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - (k^2 - k_x^2 - k_y^2) F(k_x, k_y, z) = 0. \quad (5)$$

令

$$k_z^2 = k^2 - k_x^2 - k_y^2,$$

上式可写成

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - k_z^2 F = 0;$$

该方程有如下形式的解

$$F(k_x, k_y, z) = F_0(k_x, k_y) \exp(\pm ik_z z). \quad (6)$$

这样我们就得到了点 (x, y, z) 处的场解 $f(x, y, z)$ 为

$$f(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\mathcal{H}} F_0(k_x, k_y) \exp[i(xk_x + yk_y \pm zk_z)] dk_x dk_y, \quad (7)$$

或用 $f(x, y)$ 表示为

$$f(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{\mathcal{H}} \left[\iint_{\mathcal{H}} f(x, y) \exp[i(xk_x + yk_y)] dk_x dk_y \right] \exp[i(xk_x + yk_y \pm zk_z)] dk_x dk_y.$$

以波导锥尖出口光场为输入, 设出口光场能量密度为 1, 计算盘片上的光强分布, 结果如图 2 所示。图 2 是将 x, y 以不同的值代入后在计算机上仿真求解的四个不同头盘间距 δ 的光强分布图。图 2

中波导锥尖出口处芯层厚宽比为 1: 2, 芯层厚度是 0.1 个波长, 出口芯层宽度是 0.2 个波长, 入口芯层宽度是 4 个波长。从图 2 可以看出: 在 0.05 个波长的近场范围内光场基本上没有发散^[1, 2]。

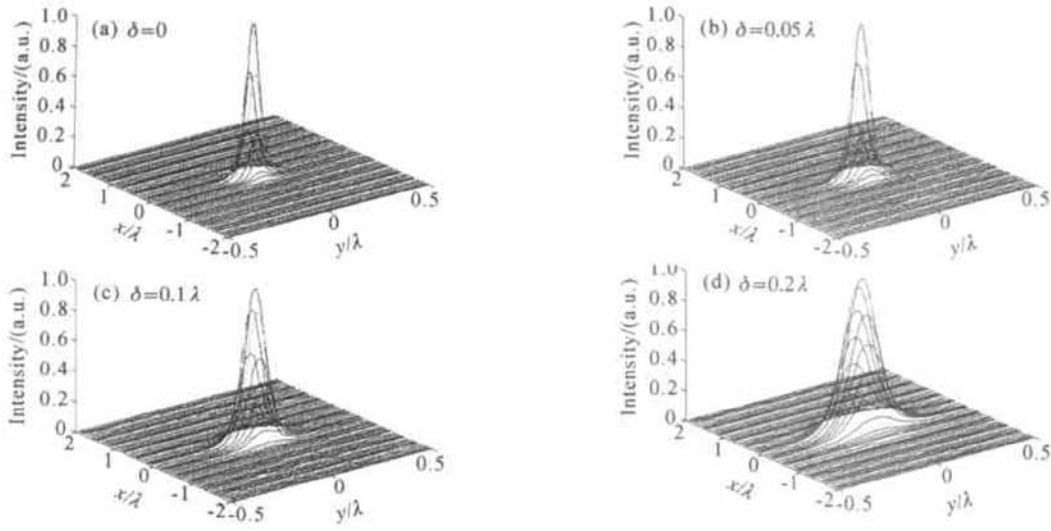


Fig. 2 Optical intensity distributing on disk

3 记录介质热响应仿真研究

现有磁记录道密度一般为 100 kTPI, 相应的道宽约为 250 nm; 按我们的设计目标, 如采用混合磁记录技术方案, 道密度可达到 500 kTPI, 相应的道宽约为 50 nm。按照近场加热光斑决定道宽的设计思想, 要求近场热效应的宽度要控制在 50 nm 左右, 而现有磁记录介质的厚度可以做到 20 nm 以下, 当激光加热光斑的尺寸大于激光作用时间内热量的传播深度时, 则可近似按一维热传导问题处理, 并假设光斑功率在材料表面被完全吸收或反射。这样热传导方程为^[3,4]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha_r} \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \tag{8}$$

式中 α_r 为材料的热扩散率, T 为温度, t 为时间。设作用于介质表面的激光功率密度在时间上恒定不变, 且空间分布均匀, 即光功率

$$p_s(t) = \begin{cases} p_s, & 0 \leq t \leq t_0 \\ 0, & t > t_0 \end{cases}$$

其中 t_0 为激光加热时间。忽略沿介质平面方向的散热, 边界条件可简化为

$$\begin{cases} z = 0 \text{ 时,} & -\lambda(\partial T/\partial z) = \alpha_1 p_s(t) \\ z = \infty \text{ 时,} & t = 0, T = 0 \end{cases}$$

式中 λ 为材料热导率。这样热传导方程的简化解为

$$T(z, t) = \begin{cases} \frac{2\alpha_1 p_s}{\lambda} \sqrt{\alpha_1 t} \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{\alpha_1 t}}, & t \leq t_0 \\ \frac{2\alpha_1 p_s}{\lambda} \sqrt{\alpha_1} \left[\sqrt{t} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{\alpha_1 t}} - \sqrt{t-t_0} \operatorname{ierfc} \frac{z}{\sqrt{4\alpha_1(t-t_0)}} \right], & t > t_0 \end{cases} \tag{9}$$

α_1 为介质材料表面的吸收比, ierfc 为互补误差函数

$$\operatorname{ierfc}(x) = \int_x^\infty \operatorname{erfc}(s) ds,$$

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-s^2) ds.$$

当 $t \leq t_0$ 时, 在 $z = 0$ 处(即材料的表面) 的温度为

$$T(0, t) = \frac{2\alpha_1 p_s}{\lambda} \sqrt{\frac{\alpha_1 t}{\pi}}. \quad t \leq t_0 \tag{10}$$

当 $t > t_0$ 时, 由于 P_s 为 0, 是一个冷却过程, 这与磁

光盘热辅助写记录的冷却过程是一样的。因为材料的热导率、比热容、热扩散率都会随时间而改变, 所以我们不能直接利用(10) 式得到记录介质热效应的时间响应。在实际求解过程中, 我们假设材料表面初始温度为 T_0 , 将材料相应的热导率、比热容、热扩散率、介质材料表面的吸收比代入上式, 求出函数 $T = f(t)$ 的关系。取材料的热导率、比热容、热扩散率的变化都不超过 1% 时的温度对时间的解(T_1, t_1) 为第一次解, 再将温度为 T_1 时材料相应的热导率、比热容、热扩散率、介质材料表面的吸收比代入(10) 式, 同理求出温度对时间的第二次解(T_2, t_2)。

依此类推,一直到材料的矫顽力下降到符合写记录时的温度 T_n 为止,再将所有时间相加得到的时间 t 即为记录介质热响应时间。为了测定光源与波导锥尖之间的光耦合效率,我们制作了一批二氧化硅-氮化硅锥尖,芯层厚度为 60 ~ 100 nm,最小的出口宽度为 1~ 3 μm ,实验测定,这批锥尖的光耦合传输效率最少在 6% 左右;随着出口尺寸的增加,光耦合传输效率也会相应地增加,最大可达到 11%。这样我们取出口光斑功率为 3 mW,则可保证 20 mW/ μm^2 以上的功率输出。由于现阶段还没找到理想的混合记录材料,我们以磁光记录材料 CoPt 相应的热学参量,激光功率为 3 mW(波导实验测试结果)代入上式,利用计算机仿真求解出相应的温度时间曲线如图 3 所示(假设初始温度为 300 K),根据文献报道^[5-7]:磁记录材料矫顽力的拐点可以在 450 K 左右出现,从图 3 我们可以得出所需加热时间不到 0.1 μs ,这样若取记录盘半径为 1 英寸(合 25.4 mm),转速为 7200 r/min,矩形波导长为 2 μm ,宽为 50 nm,则加热光斑偏离磁道的距离还不到 1/100 nm,加热时间约为 0.1045 μs ,可以满足要求。可见采用波导锥尖近场热场和磁场双梯度可以

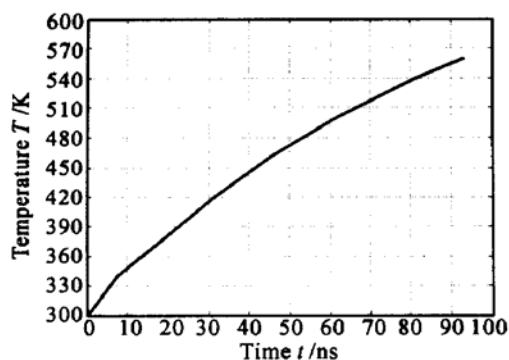


Fig. 3 Thermal effect temperature-time relation curve

克服超顺磁极限和磁头高密度读写的限制。

总结 本文通过对近场光斑进行仿真研究得出在 0.05 个波长范围内能量基本上没有发散;利用波导热传输效率试验结果,通过对近场加热进行仿真研究得出采用波导近场馈热可以有效地降低记录材料的矫顽力,从而方便对数据的写入;在此基础上表明了采用波导近场加热方案可以克服超顺磁极限和磁头高密度读写的限制,能有效地解决混合记录馈热问题。

参 考 文 献

- 1 Huang Hao. *Research on Some Key Technologies for Near-Field Recording Disc Driver* (近场记录光盘驱动器若干关键技术研究). [Dr Thesis.] Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 1999. 6: 5~ 9 (in Chinese)
- 2 Huang Hao, Pei Xiandeng, Huang Jun. Study of write energy of near field recording optical disc. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1999, **19**(2): 191~ 195 (in Chinese)
- 3 Holman J P. *Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill, Inc. 1976. 102~ 104
- 4 Lu Jian, Ni Xiaowu. *The Interaction Physics of Laser and Materials* (激光与材料相互作用物理学). Beijing: Mechanical Industry Publishing House, 1996. 26~ 29 (in Chinese)
- 5 Akagi F, Igarashi M, Yoshida K *et al.*. Thermal stability in longitudinal thin film media. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2001, **37**(4): 1534~ 1536
- 6 Ohmori H, Itoh A, Maesaka A *et al.*. High coercivity longitudinal recording medium prepared using non-heating process. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2001, **37**(4): 1488~ 1490
- 7 Hoinville J R. Micromagnetic modeling of the thermomagnetic recording process. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2001, **37**(4): 1524~ 1526

A Study on Heat Effect of Hybrid Recording

Pei Xiandeng Xia Youxin Huang Hao Wang Haiwei

(National Laboratory of Storage System, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 29 July 2002; revised 29 October 2002)

Abstract: In a hybrid recording system, the coercivity is dependent on temperature, and an external laser can locally reduce its value to a point where the field from the magnetic head is sufficient to switch the magnetization and this occurs only where this area crosses the magnetic field from the head. The rectangle waveguide near field optical spot and the recording media heat effect have been studied. The results indicate that the rectangle waveguide near field heating technology can break superparamagnetic limit.

Key words: hybrid recording; superparamagnetic limit; near field heat effect; dual-gradient recording