

文章编号:1004-4213(2011)04-0565-4

聚焦光在单轴晶体中的感应磁化

石天真, 张耀举

(温州大学 物理与电子信息工程学院, 浙江 温州 325035)

摘 要:运用矢量衍射理论, 分析了高度聚焦的圆偏振激光脉冲在具有逆法拉第效应的单轴晶体中产生的感应磁化分布. 详细研究了界面位置不同对磁化分布的影响, 比较了小双折射效应的单轴晶体中的磁化分布与均匀介质中的磁化分布. 计算结果发现:随着界面向透镜移动, 磁化强度的最大值和磁化斑的最小值位置沿着光轴方向移动. 在单轴晶体中的磁化强度大于在均匀介质中的磁化强度. 但是, 在单轴晶体中的磁化斑的大小比在均匀介质中的小. 描述单轴晶体各向异性的光磁常量与各向同性的光磁常量的比值愈大, 磁化强度愈大, 磁化斑愈小.

关键词:矢量衍射; 单轴晶体; 逆法拉第效应; 磁化

中图分类号: O436

文献标识码: A

doi: 10. 3788/gzxb20114004. 0565

0 引言

现代信息技术的发展迫切需要提高存储信息的容量和读写速度. 传统的磁记录是利用强磁场使磁介质中的磁化方向翻转, 从而记录“0”和“1”的数字信息. 计算机的发展需要能高速读和写的随机存取存储器(Random Accesses Memory, RAM). 但是强磁场的惯性大, 它的改变速率不可能很高^[1], 因此传统的磁记录读写速度比较低, 不能满足下一代高速存储器发展的需要. 最近几年, 人们提出多种方式来提高磁记录的读写速度, 其中全光磁存储是一种具有巨大应用潜力的磁记录方式. 全光磁存储是利用激光脉冲和逆法拉第效应, 通过改变圆偏振光的螺旋方向使光磁材料中的感应磁化方向发生翻转^[2]. 这种磁化翻转的速率很高, 可以达到皮秒甚至飞秒数量级^[2]. 在 2007 年, 荷兰的 C. D. Stanciu 等用实验证明使用单束 40 fs 的圆偏振激光脉冲可以在 GdFeCo 铁磁合金材料中实现全光磁记录, 但是记录的磁化斑比较大^[2] (感应磁斑大小为 100 μm). 对于快速、高密度磁存储来说, 一方面要提高磁化翻转速度, 另一方面还应该提高存储的记录密度. 最近, 本课题组使用高数值孔径的矢量衍射理论分析发现, 将高数值孔径透镜^[3]、固体浸没透镜^[4]和衍射光学元件^[5]引入到全光磁存储系统中, 磁记录的密度可以大大提高. 在这些分析计算

中, 均假设记录介质是各向同性的、非磁性的光磁材料. 然而, 实际的具有逆法拉第效应的光磁材料 (例如 GdFeCo) 大多是各向异性的铁磁合金材料, 这些材料或多或少接近于单轴晶体. 为了使理论模拟结果更接近于实际情况, 本文分析了高度聚焦的圆偏振光在具有逆法拉第效应的、各向异性的单轴晶体中的感应磁化分布, 讨论了各向同性-单轴晶体界面的位置对磁化分布的影响.

1 矢量衍射理论

图 1 为所研究的磁光存储系统的光路图.

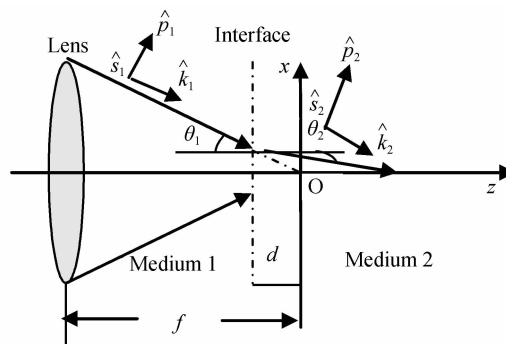


图 1 磁光存储系统光路图

Fig. 1 Magneto-optic storing system

聚焦透镜是一个高数值孔径透镜; 介质 1 是均匀各向同性介质, 假设为空气, 它的折射率等于 1; 介质 2 是磁记录介质, 它是具有逆法拉第效应的、轴向双折射的单轴晶体. 假设晶体是正交晶系中的

基金项目: 国家自然科学基金(No. 61078023)和浙江省大学生科研创新团队项目(No. 2009R424058)资助

第一作者: 石天真(1984-), 女, 硕士研究生, 主要研究方向为激光束的传输与转换. Email: shitianzhenchun@163.com

导师(通讯作者): 张耀举(1960-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为光学显微镜、光存储以及光学俘获等. Email: zhangyaoju@sohu.com

收稿日期: 2010-08-10; 修回日期: 2010-11-26

晶体,三个正交轴分别沿着 x, y, z 方向,其中晶体在 z 轴(光轴)方向具有双折射.本文选择光在均匀介质(介质 2 不存在)聚焦时的焦点 O 为坐标原点.介质 1 和介质 2 的分界面在 $z = -d$ 平面. \hat{k}_1 和 \hat{k}_2 分别为光在介质 1 和介质 2 中的波矢.入射光为圆偏振光. \hat{p}_1 和 \hat{p}_2 分别表示在介质 1 和 2 中平行入射面的偏振矢量,而 \hat{s}_1 和 \hat{s}_2 表示垂直入射面的偏振矢量.对于一般的单轴晶体, o 光折射率(n_o)和 e 光的折射率(n_e)相差比较小,当 $|n_o - n_e| < 10^{-3}$ 时,在轴向双折射的单轴晶体中聚焦场分布可以表达为^[6]

$$E(r_2) = -iE_0 \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} \{ \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} [t_p \exp(iW_p) \cdot (\cos \varphi A_x + \sin \varphi A_y) \hat{p}_2 + t_s \exp(iW_s) \cdot (-\sin \varphi A_x + \cos \varphi A_y) \hat{s}_2] \exp(ik_2 r_2) \} d\varphi d\theta_1 \quad (1)$$

式中: E_0 是常量,大小取决于入射光的功率; $\alpha = \sin^{-1}(\text{NA})$ 是最大的会聚角, NA 是聚焦透镜的数值孔径; $k_2 = 2\pi n_o / \lambda$ 是在介质 2 中 o 光的波矢大小, λ 是光在真空中的波长; A_x 与 A_y 分别是入射激光束在 x 与 y 方向的复振幅分布.当入射光为圆偏振光时, A_x 与 A_y 可表示为

$$\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = p(r) \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, $p(r)$ 为入射光的振幅分布.为了简化计算,假设光均匀入射到透镜上,即 $p(r) = 1$. t_p 和 t_s 分别表示 o 光平行入射面和垂直入射面的偏振光的透射系数^[7]

$$t_s = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3)$$

$$t_p = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (4)$$

式(1)中, $W_p = W + \Delta W$ 和 $W_s = W$ 分别表示 p 偏振和 s 偏振光的像差函数. W 是由界面的存在而产生的像差函数,可以表达为^[6]

$$W = kd(n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1) \quad (5)$$

式中, $k = 2\pi / \lambda$ 是在真空中的波矢, ΔW 是在介质 2 中由非常光和寻常光所导致的像差,表示为^[6]

$$\Delta W = k(d + z) \Delta n \sin^2 \theta_2 / \cos \theta_2 \quad (6)$$

式中, $\Delta n = n_e - n_o$ 表示在介质 2 中非常光与寻常光的折射率之差.

对于左旋圆偏振光,式(1)可以简化为

$$E(r, \varphi, z) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = E_0 \pi \begin{bmatrix} -i(I_0 + I_2 e^{i2\varphi}) \\ I_0 - I_2 e^{i2\varphi} \\ -2I_1 e^{i\varphi} \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中, r, φ, z 是柱坐标系的坐标, I_0, I_1 和 I_2 可以表示为

$$I_0 = \int_0^\alpha \{ \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} \{ t_s \exp(iW) + t_p \cos \theta_2 \cdot \exp[i(W + \Delta W)] \} J_0(k_1 r \sin \theta_1) \cdot \exp(ik_2 z \cos \theta_2) \} d\theta_1 \quad (8)$$

$$I_1 = \int_0^\alpha \{ \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} t_p \sin(\theta_2) \exp[i(W + \Delta W)] \} J_1(k_1 r \sin \theta_1) \exp(ik_2 z \cos \theta_2) \} d\theta_1 \quad (9)$$

$$I_2 = \int_0^\alpha \{ \sin \theta_1 \sqrt{\cos \theta_1} \{ t_s \exp(iW) - t_p \cos \theta_2 \cdot \exp[i(W + \Delta W)] \} J_2(k_1 r \sin \theta_1) \cdot \exp(ik_2 z \cos \theta_2) \} d\theta_1 \quad (10)$$

2 磁化分布

对于具有磁光效应的单轴晶体,由于逆法拉第效应,它的磁化强度公式可以表示为^[8]

$$\mathbf{M} = i\mathbf{A}_1 [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*] + i\mathbf{A}_2 (E_x E_y^* - E_x^* E_y) \hat{e}_z \quad (11)$$

式中, A_1 和 A_2 所描述的是单轴晶体中的光磁常量.把式(7)代入式(11),从而可以得到在单轴晶体中的磁化分布.

图 2(a)~(c)显示的是界面处于不同位置时对磁化分布的影响.其中实线表示当介质 2 为均匀介质时在其中的磁化分布,点线和虚线表示当介质 2 为单轴晶体时在其中的磁化分布.点线和虚线代表单轴晶体的各向异性光磁常量 A_2 与各向同性法拉第常量 A_1 之比 $\gamma (= A_2 / A_1)$ 分别为 2 和 0.5 时的磁化分布.在图 2 和图 3 的计算中,计算参量取值为:当介质 2 为单轴晶体时, $n_o = 1.5427$, $n_e - n_o = 0.05$, $A_1 = 1$;当介质 2 为均匀介质时, $n_2 = n_o = 1.5427$, $A_1 = 1$.比较图 2(a)~(c)发现,当 $d = 0$ 时,在均匀介质和单轴晶体中的磁化强度的最大值都在 $z = 0$ 的平面上;当 $d = \lambda$ 时,在均匀介质中的磁化强度的最大值在 $z = 0.825\lambda$ 平面上, γ 值为 2 和 0.5 时,在单轴晶体中的磁化强度的最大值都在 $z = 0.875\lambda$ 平面上;当 $d = 2\lambda$ 时,在均匀介质中的磁化强度的最大值在 $z = 1.64\lambda$ 平面上, γ 值为 2 和 0.5 时,在单轴晶体中的磁化强度的最大值都在 $z = 1.76\lambda$ 平面上.因此随着均匀介质界面和单轴晶体界面离开焦点距离 d 的增加,在均匀介质和单轴晶体中的磁化强度的最大值沿着光轴方向移动.更为重要的是,在单轴晶体中的磁化强度大于在均匀介质中的磁化强度.此外,光磁常量的比值 γ 愈大,磁化强度愈大.数值结果也显示,在单轴晶体中和均匀介质中,在光轴方向的磁化强度分布的 FWHM 基本不变.

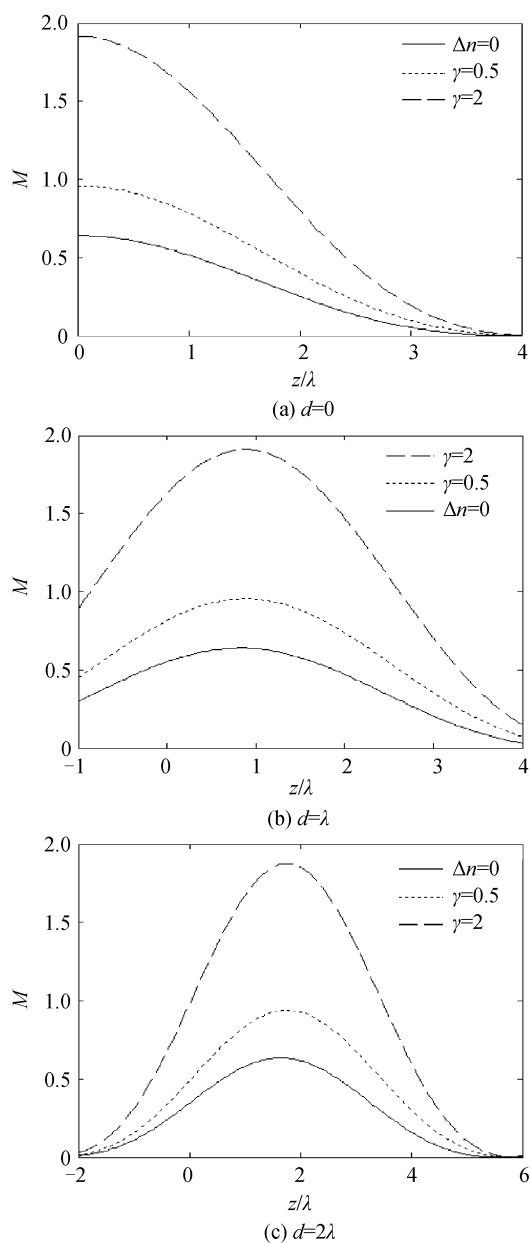


图2 光轴方向的磁化强度分布

Fig. 2 Magnetization distributions along the optical axial

图3(a)~(c)显示的是界面处于不同位置时, 横向磁化分布的半高全宽 FWHM(称为磁化斑的大小)随着 z 的变化. 图中实线表示在均匀介质中的情况, 点线和虚线表示在单轴晶体中的情况. 由此可见, 在单轴晶体中的磁化斑的大小小于在均匀介质中磁化斑的大小, 这对提高磁记录的密度是有用的. 单轴晶体的光磁常量的比值 γ 愈大, 磁化斑愈小. 如果增加 γ 值, 磁化斑可以进一步减小. 当 d 值为 λ 时, 在 $z=-\lambda$ 的平面上, 在均匀介质中的磁化斑大小为 0.46753λ , 而在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑大小为 0.45417λ ; 当 d 值为 2λ 时, 在 $z=-\lambda$ 的平面上, 在均匀介质中的磁化斑大小为 0.58976λ , 而在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑大小为 0.56583λ , 在 $z=0.5\lambda$ 的平面上, 在均匀介质中的

磁化斑大小为 0.45656λ , 而在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑大小为 0.44782λ ; 当 $d=3\lambda$ 时, 在 $z=0.5\lambda$ 的平面上, 在均匀介质中的磁化斑大小为 0.49269λ , 而在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑大小为 0.48796λ . 数值结果表明: d 值由 λ 变为 2λ , 在 $z=-\lambda$ 的平面上, 在均匀介质中的磁化斑的大小增大 26.14%, 而在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑的大小增大 24.59%, 所以 d 值愈大, 磁化斑愈大.

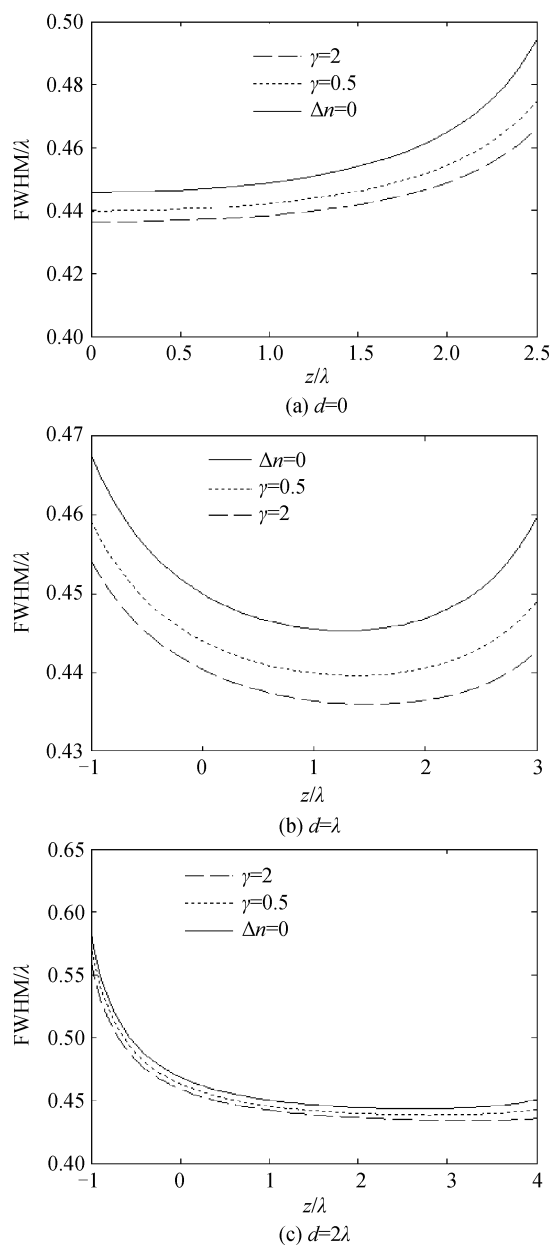


图3 磁化斑在光轴的变化情况

Fig. 3 Magnetization spot variation in the optical direction

当 d 值比较大时, 例如 $d=3\lambda$, 在 $z=0.5\lambda$ 的平面上, 在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑相对于均匀介质减小 0.96%, 而在 $d=2\lambda$, 在 $z=0.5\lambda$ 的平面上, 在单轴晶体中 ($\gamma=2$) 的磁化斑相对于均匀介质减小 1.91%, 定义相对误差小于 1% 时, 在单轴晶

体中磁化斑大小与在均匀介质中磁化斑的大小的差别可以忽略不计, 所以 $d > 2\lambda$, 在单轴晶体中磁化斑大小与在均匀介质中磁化斑的大小的差别可以忽略不计.

3 结论

利用矢量衍射理论分析了高度聚焦的激光脉冲在具有逆法拉第效应的单轴晶体中的磁化分布. 讨论了均匀介质-单轴晶体界面位置的不同对磁化分布的影响, 比较小双折射效应的单轴晶体中的磁化分布与均匀介质中的磁化分布. 结果发现: 随着界面向透镜移动, 磁化强度的最大值和磁化斑的最小值位置沿着光轴方向移动. 在单轴晶体中的磁化强度大于在均匀介质中的磁化强度, 但是, 在单轴晶体中的磁化斑的大小比在均匀介质中的小. 描述单轴晶体各向异性的光磁常量与各向同性的光磁常量的比值愈大, 磁化强度愈大, 磁化斑愈小. 对于高密度磁记录来说, 总是期望磁化斑比较小, 磁化强度比较大. 从本文的计算结果可见, 双折射的单轴晶体对于磁记录是有利的.

Magnetization in the Uniaxial Crystal Induced by Highly Focusing Laser Beam

SHI Tian-zhen, ZHANG Yao-ju

(College of Physics and Electronic Information, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China)

Abstract: Based on the vector diffraction theory, magnetization distributions induced by tightly focusing circularly polarized laser pulses were analyzed in the uniaxial crystal with the inverse Faraday effect. The dependence of the magnetization distributions on the position of the interface was studied. The magnetization distributions in the uniaxial crystal with small birefringence effect and in the isotropic medium were compared. Numerical results show that when the interface is closed to the lens, the positions of the maximum magnetization intensity and the minimum magnetization spot shift along the optical axial direction. The magnetization intensity in the uniaxial crystal is bigger than that in the isotropic medium, but the size of the magnetization spot in the uniaxial crystal is smaller than that in the isotropic medium. For larger ratio (defined as a ratio of the anisotropic optic-magneto constant to the isotropic optic-magneto constant in the uniaxial crystal), magnetization intensity is larger but the magnetization spot is smaller.

Key words: Vector diffraction; Uniaxial crystal; Inverse Faraday effect; Magnetization

参考文献

- [1] BACK C H, ALLENSPACH R, WEBER W, *et al.* Minimum field strength in precessional magnetization reversal [J]. *Science*, 1999, **285**(5429): 864-867.
- [2] STANCIU C D, HANSTEEN F, KIMEL A V, *et al.* All-optical magnetic recording with circularly polarized light[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(4): 7601-7604.
- [3] ZHANG Yao-ju, BAI Jian-ping. High-density all-optical magnetic recording using a high-NA lens illuminated by circularly polarized pulse light[J]. *Physics Letters A*, 2008, **372**(41): 6294-6297.
- [4] ZHANG Yao-ju, BAI Jian-ping. Theoretical study on all-optical magnetic recording using a solid immersion lens[J]. *JOSA B*, 2009, **26**(1): 176-182.
- [5] ZHANG Yao-ju, OKUNO Y, XU Xun. All-optical magnetic superresolution with binary filters pupil[J]. *JOSA B*, 2009, **26**(7): 1379-1383.
- [6] STALLINGA S. Axial birefringence in high-numerical-aperture optical systems and the light distribution close to focus[J]. *JOSA A*, 2001, **18**(11): 2846-2859.
- [7] 玻恩 M, 沃耳夫 E. 光学原理[M]. 杨葭荪, 译. 7 版. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [8] VOLKOV P V, NOVIKOV M A. Inverse faraday effect in anisotropic media[J]. *Physical Properties of Crystals*, 2002, **47**(5): 888-892.