

文章编号: 0258-7025(2003)Supplement-0107-03

磁性薄膜畴结构的非线性磁光效应

黄志高^{1,2}, 陈志高^{1,2}, 李洪才¹, 林秀¹, 都有为²

(¹福建师范大学物理系, 福建 福州 350007)
(²南京大学物理系, 江苏 南京 210093)

摘要 导出了 bcc Fe, hcp Co, fcc Ni 磁性膜不同表面、不同磁化取向、不同输入与输出极化组合下的二次谐波 (SHG) 和磁诱导二次谐波 (MSHG)。获得了一个模拟畴结构的非线性磁光响应成像图, 用它可解释最近的实验结果。

关键词 非线性光学; 磁性薄膜; 磁畴

中图分类号 O431

文献标识码 A

Nonlinear Magneto-Optical Effect of Domain Structure for Magnetic Films

HUANG Zhi-gao^{1,2}, CHEN Zhi-gao^{1,2}, LI Hong-cai¹, LIN Xiu¹, DU You-wei²

(¹Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou, Fujian 350007, China)
(²Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu 210093, China)

Abstract SHG and MSHG of bcc Fe, hcp Co and fcc Ni magnetic films with different surface, direction of magnetization and input-output polarization combinations are derived. The image of nonlinear magneto-optical response of a modeling domain structure is obtained, which can explain some recent experimental facts.

Key words nonlinear optics; magnetic film; magnetic domain

1 引言

Pan^[1]等基于对称性理论导出了一种新的非零的来自表面的二次谐波 (SHG); Hubner^[2]等从理论上首先研究了非线性磁光克尔效应并预言了大的非线性磁光克尔旋转角的存在。J. Reif^[3]等在 Fe 的 (110) 表面上提供了第一个实验证据; Koopmans^[4]等人则在以 SiO₂ 为衬底的 Fe/Cr 多层膜上观察到非线性磁光克尔角的巨大增强。磁诱导二次谐波 (MSHG) 因为对表面和界面变化十分敏感, 通过 MSHG 发展的非线性磁光技术提供了一种有效而简单的探测磁性膜表面和界面磁特性的新方法^[5]。本文研究了 bcc Fe、hcp Co 和 fcc Ni 磁性薄膜的畴结构的非线性光学成像。

2 非线性磁光效应理论

Hubner 等对磁性薄膜表面和界面 SHG 信号的光场进行了研究^[2], 得到了频率为 2ω 的反射光(即

二次谐波)的电场可表示为

$$E_{\varphi}^{(2\omega)}(\phi, \theta) = 2i(\omega/c) |E_0^{(\omega)}|^2 \begin{bmatrix} A_p F_c \cos\phi \\ A_s \sin\phi \\ A_p N^2 F_s \cos\phi \end{bmatrix} \chi^{(2)} \times \begin{bmatrix} f_c^2 t_p^2 \cos^2\phi \\ t_s^2 \sin^2\phi \\ f_s^2 t_p^2 \cos^2\phi \\ 2f_s t_p t_s \cos\phi \sin\phi \\ 2f_c f_s t_p^2 \cos^2\phi \\ 2f_c t_p t_s \cos\phi \sin\phi \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中 $\chi^{(2)}$ 为二阶非线性极化率张量; 式中各参量定义见文献[6]。SHG 信号的强度表示为

$$I_{\varphi}^{(2\omega)}(\phi, \theta) = |E_{\varphi}^{(2\omega)}(\phi, \theta)|^2 \quad (2)$$

磁性薄膜的非线性极化强度表示为^[6]

$$P_i(2\omega) = [\chi_{ijk}^+(M) + \chi_{ijk}^-(M)] E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (3)$$

式中 $\chi_{ijk}^+(M)$ 和 $\chi_{ijk}^-(M)$ 分别表示 $\chi^{(2)}$ 张量的偶、奇对称的矩阵元。利用晶体对称操作转换矩阵, 并结合晶体的结构类型, 可以得到不同晶体结构、不同晶面及不同磁化强度取向下的 $\chi^{(2)}$ 的矩阵表示。表 1 给出了立方晶系某些晶面和磁化强度取向的非零矩阵元。

基金项目: 教育部骨干教师基金和福建省自然科学基金资助课题。

作者简介: 黄志高(1964-), 男, 教授, 博士, 主要从事纳米磁性材料研究。

表 1 立方晶系结构的(001)面且 M 平行[100], [010] 和 [001]方向的非零矩阵元

Table 1 Independent non-zero elements of $\chi^{(2)}$ for (001) surface of cubic structure with surface magnetization M parallel to [100], [010] and [001]

| M | Non-zero element $\chi^{(2)}$ | |
|--------------|-------------------------------------|------------------------------------|
| | Odd in M (magn.) | Even in M (nonmag.) |
| $M // [100]$ | $xyx=xcxy, yxx, yyy, yzz, zyz=zzxy$ | $zxx, zyy, yyz=yzy, xxx=xczx, zzz$ |
| $M // [010]$ | $xxx, xyy, xzz, zxz=zzx, yxy=yyx$ | $zxx, zyy, yyz=yzy, xxx=xczx, zzz$ |
| $M // [001]$ | $xyz=xczy=-yxx=-yzx$ | $xxx=xczx=yyz=yzy, zxx=zyy, zzz$ |

对于单畴的磁性薄膜, SHG 强度可表示为

$$I(2\omega, \mathbf{M}) = |E_{\varphi}^{(\text{even})}(2\omega, \mathbf{M}) \pm E_{\varphi}^{(\text{odd})}(2\omega, \mathbf{M})|^2 \quad (4)$$

其中“ \pm ”分别对应磁化强度取正、反方向时的 SHG。现在定义一个与磁化强度正、反取向相关的磁信号 MSHG^[5]

$$AM = [I^{(2\omega)}(\mathbf{M}) - I^{(2\omega)}(-\mathbf{M})] / [I^{(2\omega)}(\mathbf{M}) + I^{(2\omega)}(-\mathbf{M})] \quad (5)$$

对于多畴结构, 可以把 SHG 表示为

$$I(2\omega, \mathbf{M}) = \left| \sum_i [E_{\varphi}^{(\text{even})}(2\omega, \mathbf{M}_i) + E_{\varphi}^{(\text{odd})}(2\omega, \mathbf{M}_i) e^{ik \cdot \mathbf{r}_i}] \right|^2 \quad (6)$$

(6)式 $k \cdot \mathbf{r}_i$ 表示第 i 个畴的空间相位。

3 结果与讨论

在数值计算中, 非零矩阵元间的关系及 Fe, Co, Ni 过渡金属不同频率下的复折射率和自旋-轨道相互作用大小的确定详见文献[6]。先研究单磁畴情况下 SHG 及 MSHG。根据公式(1)~(5), 计算了

Fe, Co, Ni 过渡金属不同的表面、磁化强度取向及在不同的输入和输出的偏振模式下的 SHG 和 MSHG, 图 1~3 是三个典型的例子。图 1 给出了 bcc 结构 Fe 的(001)表面且 M 沿[100]和 $[\bar{1}00]$ 方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系, $\theta=45^\circ, \hbar\omega=1.64 \text{ eV}, n=2.87+i3.28, N=2.14+i2.48$ 。图 2 给出了六方晶系结构 Co(0001)表面且 M 沿[Y]和 $[-Y]$ 轴方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系, $\theta=45^\circ, \hbar\omega=1.64 \text{ eV}, n=2.40+i4.64, N=1.57+i2.93$ 。图 3 给出了 fcc 结构 Ni(001)表面且 M 沿[010]和 $[0\bar{1}0]$ 方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系, $\theta=45^\circ, \hbar\omega=1.64 \text{ eV}, n=2.13+i4.73, N=1.72+i2.48$ 。从计算结果看到, 对 Fe(001)晶面, M 取不同的方向如[100], [010]和[001], 其 $I(2\omega), AM$ 随 φ 的变化曲线完全不同, 且在 AM 大小上有大的差别。在[100]方向 AM 变化很大(从 $-0.8 \sim 0.8$), 在[010]方向 AM 变化较小($-0.15 \sim 0.02$), 而在[001]方向 AM 等于零。

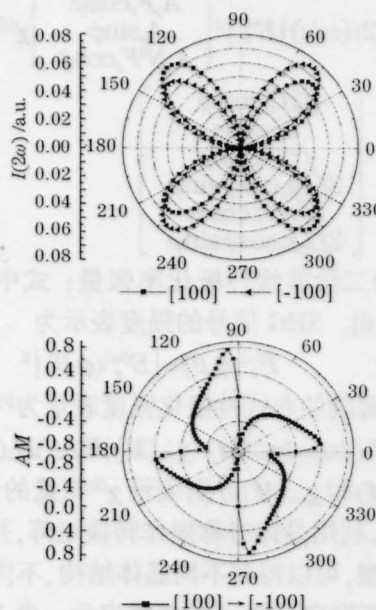


图 1 bcc 结构 Fe(001)表面且 M 沿[100]和 $[\bar{1}00]$ 方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系

Fig.1 The φ dependencies of P-polarized $I(2\omega)$ along [100] and $[\bar{1}00]$, their AM for (001) surface of bcc Fe

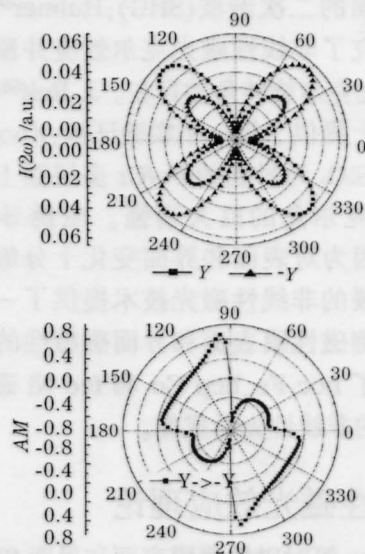


图 2 六方晶系结构 Co(0001)表面且 M 沿[Y]和 $[-Y]$ 轴方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系

Fig.2 The φ dependencies of P-polarized $I(2\omega)$ along [Y] and $[-Y]$, their AM for (0001) surface of hcp Co

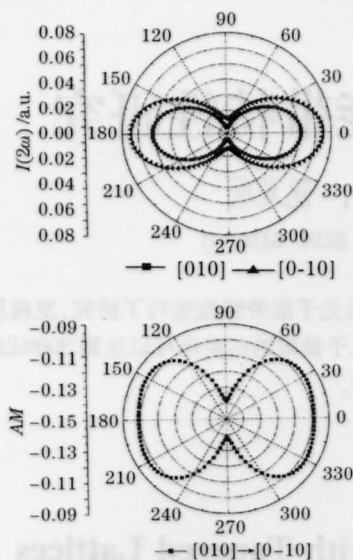


图3 fcc 结构 Ni(001)表面且 M 沿[010]和 $[0\bar{1}0]$ 方向时 P 极化的 $I(2\omega)$ 及 AM 随 φ 的变化关系。

Fig.3 The φ dependencies of P-polarized $I(2\omega)$ along [010] and $[0\bar{1}0]$, their AM for (001) surface of fcc Ni

对 Fe, Co, Ni 三种材料, 由于结构、光学常数及自旋-轨道相互作用的大小不同, 它们的 SHG 和 MSHG 也不一样。另外从 $I(2\omega)$, AM 随 φ 和 ϕ 的变化可以看到输入和输出的偏振模式对结果有重要的影响。通过理论分析, 使人们选择优化的模式从实验上来研究表面和界面的磁性。

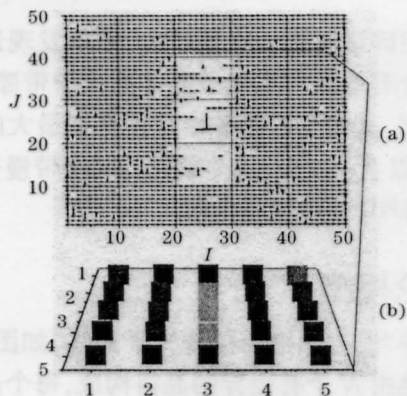


图4 (a) bcc Fe(001)表面的一种模拟畴结构的自旋组态; (b) 对应于图4(a)的磁畴结构的二次谐波的光强度的灰度随空间位置 (I_x, I_y) 的变化

Fig.4 (a) Spin configuration of a modeling domain structure for (001) surface of bcc Fe; (b) Gray scale of SHG intensity as functions of I_x and I_y responding to the domain structure in (a)

在实际材料中, 磁性表面或界面是以多畴出现的, 所以研究多畴系统的 SHG 对解释实际的测量结果就很有意义的。通过 Monte Carlo 方法模拟了一个包含 50×50 具有相同磁矩但有不同取向的小单畴的二维 bcc Fe(001) 磁性膜, 其畴结构的自旋组态如图 4(a) 所示。其中假设最近邻小单畴间的距离为 10 nm, “ $\rightarrow, \leftarrow, \uparrow, \downarrow$ ” 分别表示自旋沿 $i, -i, j, -j$ 方向, 空白区表示自旋垂直于 (001) 表面。同时假设每个测量光斑的尺寸为 10×10 个小单畴。另外把二维磁性膜分为 25 个测量光点, 以 (I_x, I_y) 表示 $(I_x, I_y = 1, 2, 3, 4, 5)$ 。根据式(6), 计算了图 4(a) 所示二维磁性膜的 SHG, 其灰度随空间位置 (I_x, I_y) 的变化如图 4(b) 所示。从图中可以看到, 当畴垂直于薄膜的表面时, SHG 最小, 对应于浅色的灰度; 当畴平行于薄膜的平面时, SHG 增强, 灰度加深。但是, 对于复杂的畴结构(其中包含不同取向的小磁畴), 由于相干叠加使 SHG 和灰度变得复杂。利用这种叠加原理可以较好地解释最近的实验结果^[7]。

参考文献

- 1 P. R. Pan, H. D. Wei, Y. R. Shen. Optical second-harmonic generation from magnetized surface[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1989, **39**(2): 1229-1234
- 2 W. Hubner, K. H. Bennemann, K. Bohmer. Theory for nonlinear optical response of transition metals: polarization dependence as a fingerprint of the electronic structure at surfaces and interfaces[J]. *Phys. Rev. (B)*, 1994, **50**(23): 17597-17605
- 3 J. Reif, J. C. Zink, C. M. Schneider *et al.*. Effect of surface magnetism on optical second harmonic generation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(20): 2878-2881
- 4 B. Koopmans, M. G. Koerkamp, Th Rasing *et al.*. Observation of large Kerr angles in the nonlinear optical response from magnetic multilayers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(18): 3692-3695
- 5 Th. Rasing, Nonlinear magneto-optics [J]. *J. Magn. Mater.*, 1997, **175**: 35-50
- 6 Huang Zhigao, Zeng Minyone, Cai Huang *et al.*. Study of the nonlinear magnetical Kerr rotations at the surfaces and interfaces in transition metal thin films [J]. *Mate. Sci. Engng. (B)*, 2000, **76**: 38-42
- 7 V. Kirilyuk, A. Kirilyuk, Th. Rasing. A combined nonlinear and linear magneto-optical microscopy [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**(17): 2306-2308