

# 一维磁性光子晶体增强的法拉第旋光效应研究进展\*

朱瑞华, 吴春雷, 刘凤举, 祝 强

(牡丹江师范学院理学院超硬材料重点实验室, 牡丹江 157012)

**摘要** 简要报道了一维磁性光子晶体增强的法拉第旋光效应的理论与实验研究。总结了缺陷、空腔、带边、表面态等在一维光子晶体内引起的局域模式, 说明了增强的法拉第旋光效应与局域模式之间的关系。介绍了增强的法拉第旋光效应在光学器件功能单元中的应用。

**关键词** 增强的法拉第旋光效应 磁性光子晶体 局域模式

**中图分类号:** O484.4+3

**文献标识码:** A

## Reviews on the Enhanced Faraday Rotation Effect of One-dimensional Magnetic Photonic Crystals

ZHU Ruihua, WU Chunlei, LIU Fengju, ZHU Qiang

(Key Laboratory of Superhard Materials, School of Science, Mudanjiang Normal University, Mudanjiang 157012)

**Abstract** Both experimental and theoretical studies on the enhanced Faraday rotation effect of one-dimensional magnetic photonic crystal are briefly reported. The localized modes derived by the defects, cavities, band edges and surface states of the one-dimensional magnetic photonic crystals are reviewed, and the relations between the enhanced Faraday rotation and the localized modes are introduced. The applications of the enhanced Faraday rotation in functional elements of optical devices are presented.

**Key words** enhanced Faraday rotation effect, magnetic photonic crystal, localized modes

### 0 引言

近年来,人们对磁性光子晶体的光子局域态进行了广泛的研究。与电介质光子晶体类似,磁性光子晶体中光波局域处具有很强的电场强度和磁感应强度,常用于研究介质的非线性效应,如反铁磁体的二次谐波与三次谐波<sup>[1]</sup>。然而,磁性光子晶体的光子局域态也体现出一些独特的性质,如增强的法拉第旋光效应与增强的克尔旋光效应。磁性光子晶体对特定频率的入射光产生几倍或几十倍于同等厚度磁性材料的法拉第旋光角或克尔旋光角,成为有广泛应用潜力的高效旋光材料<sup>[2,3]</sup>。

寻找高效旋光材料一直是有趣的课题。起初没人想到磁性光子晶体,因为大多数的磁性材料对可见光及近红外光有强烈吸收,反射率和透射率很低,不能制成薄膜应用。早期的方法是在透明的介质薄膜中加入非透明的磁性粒子,如在聚乙烯醇中添加  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ <sup>[4]</sup>,在聚苯乙烯或耐热有机玻璃中添加 Co 粒子<sup>[5]</sup>,在有机树脂中加入掺钴的钡盐粒子<sup>[6]</sup>。通过控制这些磁性粒子的数量来保证一定的透射率。这种结构的旋光性质常采用磁性阵列模型计算<sup>[7,8]</sup>,此计算方法起始于对磁极化子的理论研究<sup>[9,10]</sup>。实验和计算表明,在透明的介质膜中掺入非透明的磁性粒子可以产生一定的法拉第

旋光角。此后,铋掺杂的钇铁石榴石( $\text{Bi}:\text{YIG}$ )激发了研究人员的兴趣,这种铁磁旋光材料对红光和近红外光近乎透明<sup>[11]</sup>,逐渐成为制备可见近红外频区的磁性光子晶体最常用的磁性材料<sup>[2,3]</sup>。此外, $\text{FeF}_2$ 、 $\text{MnF}_2$  等绝缘反铁磁体是远红外频区的旋光介质,使用这些材料制成的磁性光子晶体对远红外光具有增强的法拉第旋光效应,可以应用于远红外信号处理<sup>[12,13]</sup>。目前,磁性光子晶体已经被视为集成光学系统中新一代的快速的微型元件。磁性光子晶体可用于制作高精度的磁场探测器<sup>[14]</sup>,光通讯中的纳米级光开关,磁光的光空间调制器<sup>[15-17]</sup>及磁光数据存储单元等<sup>[18,19]</sup>。

研究表明,在一维、二维、三维磁性光子晶体中都可以获得增强的磁光效应<sup>[20,21]</sup>,其中对一维磁性光子晶体的研究最详尽,它的磁光性质可以使用传输矩阵方法或耦合模方法描述<sup>[22,23]</sup>,在实验上已经制备出了一维磁性光子晶体的器件单元。二维、三维磁性光子晶体的磁光性质主要依赖实验研究,近期也有关于二维磁性光子晶体磁光性质的理论模拟报道<sup>[24]</sup>。

本文论述的内容局限于一维磁性光子晶体,并报道了其光子局域态与法拉第旋光效应。依照局域模式的产生方式,可将一维磁性光子晶体分为 4 类:缺陷型磁性光子晶体、空腔型磁性光子晶体、带边局域型磁性光子晶体与光学表面态

\* 黑龙江省教育厅科研项目(11521298)

朱瑞华:男,1980年生,硕士,讲师,从事磁性多层膜、磁性光子晶体磁光效应的研究 E-mail:ruihuazhu@126.com

局域型磁性光子晶体。

### 1 缺陷型磁性光子晶体

1997 年, Inoue 教授课题组<sup>[25]</sup>对无序排列的磁性多层膜的磁光效应进行研究, 与固体物理中的无序系统导致电子的局域态类似, 无序排列的磁性多层膜展现出弱的光子局域模式, 并伴有一定的磁光效应; 此后, Inoue 等<sup>[26]</sup>在偶然的排列中找到了具有缺陷的周期结构, 即一维缺陷型磁性光子晶体, 该结构中产生了强的光子局域态, 同时伴随着增强的磁光效应。这种结构表示为  $(M/N)^j M_0 / (N/M)^j$ , 其中 M 表示磁性层, N 表示非磁性层,  $M_0$  层为缺陷层,  $j$  表示重复的次数。  $M_0$  层的光程为入射光波长  $\lambda$  的  $1/2$ 。 M 和 N 层的光程为  $\lambda/4$ , 这时可以获得波长为  $\lambda$  的缺陷模式。如使用 Bi : YIG 磁性层和  $SiO_2$  非磁性层, 令  $j=11$ , 计算得到的缺陷模式透射率为 2%, 伴随的旋光角度为  $28^\circ/\mu m$ , 为其中 1 个 YIG 单层旋光角度的 280 倍<sup>[26]</sup>。

对磁性光子晶体在微波与远红外波段的法拉第旋光效应也有相关的研究。该波段的法拉第旋光效应来自于磁矩共振引起的旋磁的磁化率张量<sup>[27]</sup>。在 2000 年左右, 研究人员开始了对远红外区域的一维磁性光子晶体的带隙结构的计算<sup>[28,29]</sup>, 直到 2006 年, Wang 等才报道了远红外区域的一维磁性光子晶体增强的法拉第旋光效应的理论<sup>[12]</sup>。

光子晶体内的各种局域模式放大了材料的旋光效应。旋光的磁性材料通常具有旋磁的磁导率张量(如  $FeF_2$ )或旋电的介电张量(如 YIG)。它们都可以导致左旋光波矢  $k_-$  不等于右旋光波矢  $k_+$ 。设光波在磁性介质中传播的距离为  $d$ , 法拉第旋光角为  $\theta_F$ , 则有:

$$\theta_F = (k_+ - k_-)d/2 \tag{1}$$

磁性光子晶体使特定频率的光波在光子晶体的磁性缺陷附近多次反射, 将光波局域在磁性缺陷附近。这样增大了光波在磁性介质中传播的距离  $d$ , 进而增大法拉第旋光角。

磁性光子晶体的透射率  $T$  随  $j$  值增加而明显下降, 而旋光角  $\theta_F$  随  $j$  值增加而上升,  $T$  与  $\theta_F$  之间存在制约关系。其原因之一是  $k_+ \neq k_-$ , 导致左旋光与右旋光的局域模式的频率不完全重合。  $j$  值较小时, 局域模式对应的透射峰频率较宽, 左旋光与右旋光的透射峰部分重合在一起, 重合部分透射率较高。当  $j$  足够大时, 局域模式的透射峰变尖锐, 左旋光与右旋光的透射峰分开, 导致光波透射率下降。

为提高磁性光子晶体的透射率, Sakaguchi 等提出在磁性光子晶体内引入多个相同厚度的缺陷磁性层, 使缺陷模式劈裂成缺陷带, 保证左旋光与右旋光的缺陷模式带始终有重合部分<sup>[30]</sup>。 Levy 等提出在一维光子晶体中引入磁性缺陷层与非磁性缺陷层, 通过设计磁性层与非磁性层的位置, 使磁性层的左旋光的低频模式与右旋光的高频模式精确重合, 提高透射率<sup>[23,31,32]</sup>。

导致透射率下降的另一个原因是磁性层介质对入射光波的吸收。光子晶体的局域模式延长了光波在晶体磁性层中传播的等效距离, 增加了光波的吸收, 降低了光波的透射率。这完全由材料本身光学性质决定, 无法通过调整光子晶

体结构而改变。

缺陷型磁性光子晶体制备过程中需要生长多个磁性层并反复进行退火, 由于制备复杂, 在应用中逐渐被空腔型磁性光子晶体取代。

### 2 空腔型磁性光子晶体

在周期性排列的电介质多层中添加一个或多个磁性空腔层, 构成空腔型磁性光子晶体。磁性空腔层破坏了电介质的周期性, 从而将光波局域在磁性空腔层附近, 进而产生增强的法拉第旋光效应。

1999 年, 人们开始以 Co 等材料为磁性空腔材料制备空腔型磁性光子晶体<sup>[33]</sup>, 如  $(TiO_2/SiO_2)^{10} Co / (SiO_2/TiO_2)^{10}$ <sup>[34]</sup>,  $(SiO_2/SiN)^4 Co / (SiN/SiO_2)^4$ ,  $(SiO_2/Ta_2O_5)^6 Bi : DyIG / (Ta_2O_5/SiO_2)^6$ <sup>[35]</sup> 结构。图 1 给出了实验测得的  $(TiO_2/SiO_2)^{10} Co / (SiO_2/TiO_2)^{10}$  空腔型磁性光子晶体的透射率与法拉第旋光角, 波长 620 nm 的光波的法拉第旋光角为  $0.342^\circ (8.6^\circ/\mu m)$ , 是磁性空腔单层的 5.6 倍, 遗憾的是其透射率近乎为零。透射率低的原因是 Co 磁性层表面的粗糙程度接近 10 nm, 使法拉第旋光频率出现偏移, 同时也抹平了透射峰<sup>[34]</sup>。与此类似,  $(SiO_2/Ta_2O_5)^6 Bi : DyIG / (Ta_2O_5/SiO_2)^6$  空腔型磁性光子晶体的法拉第旋光角达到  $12^\circ$ , 而透射率也接近零。

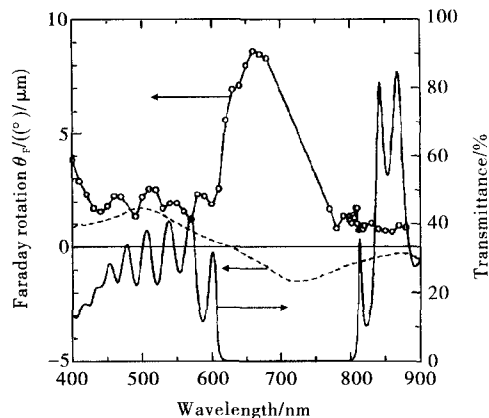


图 1 空腔型磁性光子晶体的法拉第旋光角与透射率<sup>[34]</sup>

Fig. 1 The Faraday rotation angles and transmittances of microcavity type magnetic photonic crystals<sup>[34]</sup>

同 Co 等材料相比, Bi : YIG 易于制作平滑的界面, Bi : YIG 空腔型磁性光子晶体可以获得很好的透射率, 如实验制备的  $(Ta_2O_5/SiO_2)^9 Bi : YIG / (SiO_2/Ta_2O_5)^9$  空腔型磁性光子晶体, 见图 2。测量得到的旋光角  $\theta_F = -5.41^\circ$ , 透射率  $T=46.79%$ , 该结构的旋光角是单层 Bi : YIG 的 150 倍<sup>[36]</sup>, 且与理论计算符合很好, 见图 3。

制备磁性光子晶体要求每生长一层磁性层后对晶体进行一次退火处理, 以防止表面颗粒化引起的粗糙界面影响光波透射率。由于空腔型磁性光子晶体的磁性层数量少, 退火次数少, 故其易于制备。

旋光角为  $45^\circ$  的磁性光子晶体在技术上有特殊的应用,

将外磁场的方向反转,前后通过的光波的偏振方向相互垂直,用于产生完全的通光与消光,可以作为磁性光空间调节器的基本单元。据此,定义优值  $M$  来恒量旋光器件的性能<sup>[15,16]</sup>。

$$M = T \sin(2\theta_F) \quad (2)$$

式中:  $T$  为透射率,  $\theta_F$  为法拉第旋光角。可见优值  $M$  的最大值为 1。

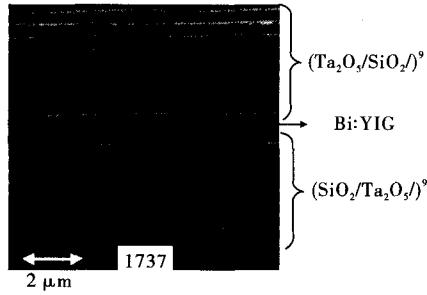


图 2 磁性光子晶体的扫描电子显微镜照片<sup>[36]</sup>

Fig. 2 The SEM photograph of magnetic photonic crystal<sup>[36]</sup>

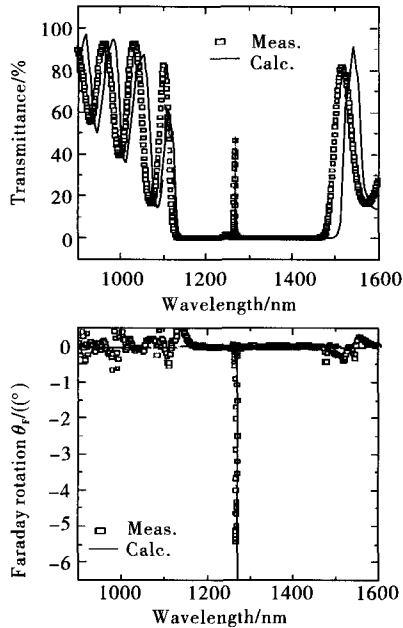


图 3 磁性光子晶体的透射率与法拉第旋光角<sup>[36]</sup>

Fig. 3 The Faraday rotation angles and transmittance of magnetic photonic crystal<sup>[36]</sup>

在忽略介质对光波吸收的前提条件下,多空腔结构可以显著地提高磁性光子晶体的透射率,在理论上实现优值接近于 1 的空腔型磁性光子晶体,如  $(\text{Ti}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^8 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{SiO}_2/\text{Ti}_2\text{O}_5)^8 (\text{SiO}_2/\text{Ti}_2\text{O}_5)^8 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{Ti}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^8$  双空腔磁性光子晶体。计算表明,对 1300 nm 的光波,它的法拉第旋光角为  $-46.79^\circ$ ,透射率达到了 99.95%,整个光子晶体的厚度为  $12.98 \mu\text{m}$ <sup>[37]</sup>。使用折射率更高的 Si 来代替  $\text{SiO}_2$  可以减少磁性光子晶体的层数,如  $(\text{Si}/\text{SiO}_2)^4 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{SiO}_2/\text{Si})^4 (\text{SiO}_2/\text{Si})^4 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{Si}/\text{SiO}_2)^4$ , 计算得到法拉第旋光角为  $45.57^\circ$ ,透射率为 99.83%,整个光子晶体

的长度为  $5.67 \mu\text{m}$ <sup>[38]</sup>。

磁性层对光波的吸收会对法拉第旋光角以及光波的透射率产生影响。电介质的损耗常采用复介电系数描述  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ ,而在光学中对材料的吸收系数的研究则采用复折射率,  $N = n + i\kappa$ ,  $\kappa$  称为吸收系数。二者之间有如下关系:  $\epsilon' = n^2 - \kappa^2$  和  $\epsilon'' = 2n\kappa$ 。许多材料不同波段的  $n, \kappa$  值都已经被光学实验测量,并记录在光学手册中<sup>[39]</sup>,由此可以计算材料的复介电系数。Kato 等的研究表明  $\kappa$  并不影响透射峰对应的波长,并且  $\kappa$  对法拉第旋光角以及透射率的影响存在临界值。在构成光子晶体的电介质层和铁磁层的  $\kappa$  小于临界值时,  $\kappa$  对  $\theta_F$  和  $T$  的影响可以完全忽略。当  $\kappa$  大于临界值时,随  $\kappa$  的增加  $\theta_F$  和  $T$  同时下降,优值减小。 $(\text{Si}/\text{SiO}_2)^4 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{SiO}_2/\text{Si})^4 (\text{SiO}_2/\text{Si})^4 \text{Bi} : \text{YIG} / (\text{Si}/\text{SiO}_2)^4$  空腔型磁性光子晶体的临界值为  $\kappa = 0.000001$ <sup>[38]</sup>。

近年来,研究人员已经制备出双空腔磁性光子晶体。由于制备技术的原因,双空腔磁性光子晶体并没有体现出比单空腔磁性光子晶体更优越的性质,然而它仍然是一个很有潜力的研究方向<sup>[40]</sup>。

相对于缺陷型磁性光子晶体,空腔型磁性光子晶体的另一优点为,可以排列成多种顺序,具有更大的自由度来调节材料的旋光效应。以  $\text{ZnF}_2, \text{SiO}_2$  两种电介质层和  $\text{FeF}_2$  反铁磁层等构成的远红外区域的磁性光子晶体为例,它可以排出顺序  $A = (\text{ZnF}_2/\text{SiO}_2)^j \text{FeF}_2 / (\text{SiO}_2/\text{ZnF}_2)^j$  和顺序  $B = (\text{SiO}_2/\text{ZnF}_2)^j \text{FeF}_2 / (\text{ZnF}_2/\text{SiO}_2)^j$  的两种单空腔磁性光子晶体。因光波由光疏介质射向光密介质的反射能流密度小于由光密介质射向光疏介质的反射能流密度,这一性质倾向于使光波局域在光密介质中。在结构 A 中  $\text{FeF}_2$  与  $\text{SiO}_2$  相比为光密介质,增强了光波在磁性空腔层的局域效应。而在结构 B 中  $\text{FeF}_2$  与  $\text{ZnF}_2$  相比为光疏介质,减弱了磁性空腔层对光波的局域效应,因而结构 A 中的法拉第旋光角大于结构 B 中的法拉第旋光角<sup>[13]</sup>。

### 3 磁性光子晶体带边

完整的一维磁性光子晶体对频率处于带边的光波产生增强的旋光效应,称为带边旋光效应<sup>[41]</sup>,这是由光子晶体特殊的色散关系所决定的。在各向同性的材料中,右旋光波和左旋光波的波矢分别为  $k_+$  和  $k_-$ ,它们的色散关系为:

$$k_{\pm} = n_{\pm}(\omega)\omega/c \quad (3)$$

用  $\delta k(\omega) = k_+(\omega) - k_-(\omega)$  表示右旋光与左旋光波矢差,用  $\delta\omega(k) = \omega_+(k) - \omega_-(k)$  表示波矢为  $k$  的右旋光与左旋光的频率差。外磁场不太强,则  $\delta\omega$  与  $\delta k$  有如下关系:

$$\frac{\delta k}{\delta\omega} \approx \frac{dk_+}{d\omega_+} \approx \frac{dk_-}{d\omega_-} \quad (4)$$

许多材料  $n_{\pm}(\omega)$  变化缓慢,  $k$  与  $\omega$  近似呈线性关系,  $\delta\omega$  和  $\delta k$  通常值较小。

光子晶体的周期性结构改变了光波近乎线性的色散关系,见图 4。在带边处光波的频率取得了极大值,即:

$$\left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{k\omega = \pi/2} = 0 \quad (5)$$

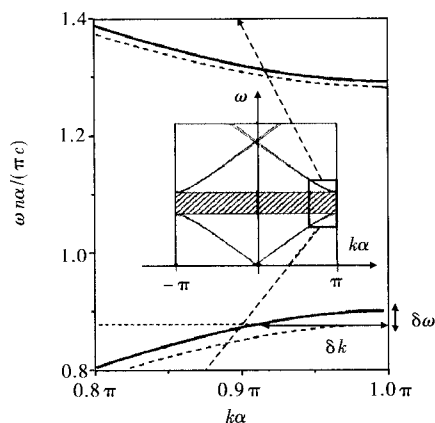


图 4 磁性光子晶体的带结构

Fig. 4 The band structure of magnetic photonic crystal

极值附近  $\delta\omega/\delta k$  趋近于零,  $\delta k$  必为较大的值, 由式(1)可以得出法拉第旋光角为较大的值。这种旋光效应也与光波的局域模式相关, 由光波群速度  $v = d\omega/dk$ , 在带边处光波传播的速度很慢, 对应于光波被局域在磁性光子晶体的各磁性层中。

以 11 个 Bi: YIG 层和 10 个 SiO<sub>2</sub> 层周期排列构成的磁性光子晶体为例。Bi: YIG 层的折射率为 2.6 而 SiO<sub>2</sub> 层的折射率为 1.45, 它们的厚度都是  $\lambda/4$ 。理论计算表明对  $\lambda = 1200$  nm 的光波, 它的法拉第旋光角为  $6^\circ$ <sup>[41]</sup>。

#### 4 光子晶体表面态

光子晶体中的“晶体”一词, 是将人们所熟知的对电子在周期性结构中的运动的描述方法应用到了电动力学中描述光波的传播。因这两种描述使用相似的波动方程, 在一维条件下方程的相似性更加明显。电子运动遵循的波动方程为薛定谔方程:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + [U(x) - E]\Psi = 0 \quad (6)$$

电磁波在各向同性材料中传播的波动方程为:

$$\frac{d^2E}{dx^2} + k_0^2 E = 0 \quad (7)$$

使用  $\frac{2m[U(x) - E]}{\hbar^2} \rightarrow k_0^2, \Psi \rightarrow E$ , 式(6)就转换为式(7), 把固体物理与电动力学联系起来。

达姆和肖克莱的研究表明, 晶体与具有势函数  $U$  不变的介质接触, 当电子的能量  $E$  小于势能  $U$  时, 将在晶体的禁带中出现表面态, 被称为达姆表面态。由  $E < U$  对应于  $k_0^2 < 0$  表明, 表面态出现在晶体的带隙中对应于波函数  $\Psi$  从边界处呈指数形式衰减。

对于光波, 也可以构建类似的例子。将 2 块光子晶体链接起来, 其中一块作为常规的光子晶体, 另一块用于产生  $U < E$  的势函数, 可以产生光学的达姆表面态。如一维磁性光子晶体 Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup>(Bi: YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>, 该光子晶体可视为由 (SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup> 构成的光子晶体 1 和由 (Bi: YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> 构成的光子晶体 2 的结合。理论计算和实验都

表明在 2 个光子晶体共同的带隙所在的区域内出现了透射的局域模式, 即表面态产生的局域模式, 并伴随有增强的法拉第旋光效应。对 800 nm 处的透射峰, 样品的法拉第旋光角达到了  $-0.82^\circ$ , 大于光子晶体 2 的旋光角  $-0.11^\circ$ <sup>[42]</sup>, 如图 5 所示。

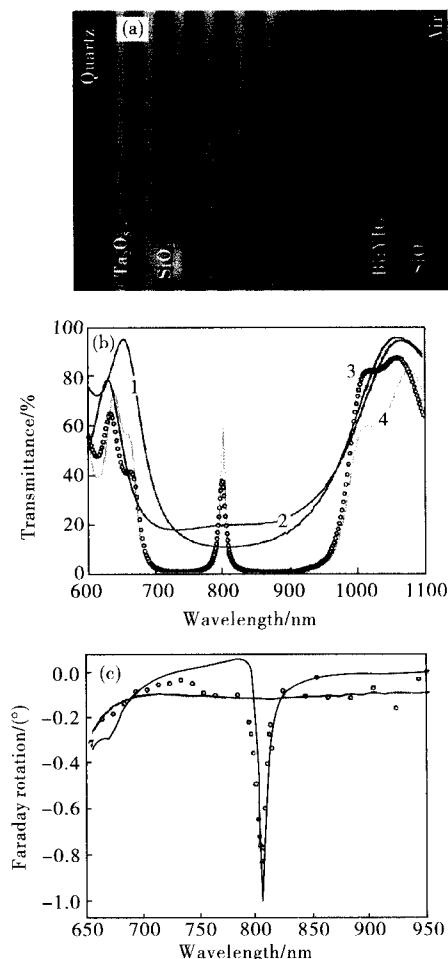


图 5 Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup>(Bi: YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> 磁性光子晶体的扫描电子显微镜照片(a)、透射率(b)和法拉第旋光角(c)<sup>[42]</sup>

Fig. 5 The SEM photograph (a), transmittance (b) and Faraday rotation angle (c) of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup>(Bi: YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> magnetic photonic crystal<sup>[42]</sup>

另一种获得光学表面态的方法是, 将一维磁性光子晶体与该光子晶体频隙波段具有负介电系数的材料相接<sup>[43]</sup>。由于等离激元的作用, 许多金属在可见光波段具有负的介电系数, 理论上采用 Drude 模型描述。金属 Au 是可见光波段常用的负介电系数材料, 特点是光学损耗低<sup>[44,45]</sup>。

Goto 等制成了 (SiO<sub>2</sub>/Bi: YIG/)<sup>5</sup>Au 型磁性光子晶体, 见图 6。(SiO<sub>2</sub>/Bi: YIG/)<sup>5</sup> 是一维磁性光子晶体, 而 Au 层为负介电系数层。该光子晶体的透射峰出现在 770 nm 附近, 波长处于 (SiO<sub>2</sub>/Bi: YIG/)<sup>5</sup> 的禁带及 Au 的禁止传播频率中。在实验中测量可以得到该结构的法拉第旋光角为  $0.4^\circ$ , 已经远大于 (SiO<sub>2</sub>/Bi: YIG/)<sup>5</sup> 的法拉第旋光角  $0.1^\circ$ ,

说明 Au 层增强了材料的法拉第旋光效应。

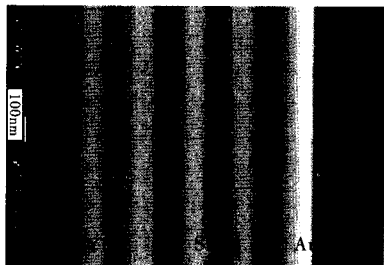


图 6  $(\text{SiO}_2/\text{Bi}:\text{YIG})/5\text{Au}$  光子晶体的扫描电子显微镜照片<sup>[43]</sup>

Fig. 6 The SEM photograph of  $(\text{SiO}_2/\text{Bi}:\text{YIG})/5\text{Au}$  magnetic photonic crystal<sup>[43]</sup>

## 5 结语

一维磁性光子晶体的增强的法拉第旋光效应来自于光子晶体内多种多样的局域模式。完整的磁性光子晶体不存在明显的缺陷,它对光波的局域效应是由于频带边缘的平缓的色散关系降低了光波的群速度,将光波分散局域在晶体的各个磁性层内。当磁性光子晶体具有空腔或者缺陷时,缺陷或空腔破坏了光子晶体的周期性,从而将光波局域在光子晶体的缺陷和空腔处,产生局域态,进而产生增强的法拉第旋光效应。采用多缺陷或多空腔结构可以提高材料的优值,采用高折射率的电介质层可以进一步缩短旋光器件的长度,电介质层的排列顺序对法拉第旋光角也有影响。此外,2个磁性光子晶体相接,或者磁性光子晶体与负介电系数的电介质相接也可能产生光学表面态,这是一种表面的局域态,它也可以产生增强的法拉第旋光效应。

利用增强的法拉第旋光效应可以制成具有强磁光响应的器件,磁光子晶体可能成为通往微型集成光学器件的一条新途径。

## 参考文献

- Zhou S, Li H, Fu S F, et al. Second harmonic generation from an antiferromagnetic film in one-dimensional photonic crystals [J]. *Phys Rev B*, 2009, 80(20): 205409
- Inoue M, Fujikawa R, Baryshev A, et al. Magnetophotonic crystals [J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2006, 39(8): R151
- Inoue M, Baryshev A V, Khanikaev A B, et al. Magnetophotonic materials and their applications [J]. *IEICE Trans Electron*, 2008, E91-C(10): 1630
- Yamaguchi K, Matsumoto K, Fujii T. Magnetic anisotropy by ferromagnetic particles alignment in a magnetic field [J]. *J Appl Phys*, 1990, 67(9): 4493
- Ohmori K, Imamura T, Yamaguchi K, et al. Magneto-optical Faraday effect of polystyrene foils containing fine cobalt particles [J]. *J Appl Phys*, 1992, 72(1): 207
- Matsumoto K, Sasaki S, Haraga K, et al. Magneto-optical Faraday effect of porous films comprised of cobalt-substituted barium ferrite fine particles dispersed in a resin [J]. *J Appl Phys*, 1992, 73(1): 339
- Inoue M, Isamoto K, Yamamoto T, et al. Magneto-optical Faraday effect of discontinuous magnetic media with a one-dimensional array structure [J]. *J Appl Phys*, 1996, 79(3): 1611
- Inoue M, Yamamoto T, Isamoto K, et al. Effect of structural irregularity on propagation properties of optical waves in discontinuous magneto-optical media with one-dimensional quasirandom array structures [J]. *J Appl Phys*, 1996, 79(8): 5988
- Wang X Z, Tilley D R. Magnetostatic modes on lateral magnetic superlattices [J]. *Phys Lett A*, 1994, 187(4): 325
- Zhu R H, Jia C, Wang X Z. Magnetostatic modes of a lateral ferromagnetic/ferromagnetic superlattice [J]. *Phys Lett A*, 2006, 355(1): 77
- Yang Q H, Zhang H W, Liu Y L. Study of magnetic and magneto-optical properties of heavily doped bismuth substitute yttrium iron garnet (Bi:YIG) film [J]. *Rare Metals*, 2006, 25(6): 557
- Wang X Z. The Faraday effect of an antiferromagnetic photonic crystal with a defect layer [J]. *J Phys: Condens Matter*, 2005, 17(36): 5447
- Zhu R H, Fu S N, Peng H Y. Far infrared Faraday rotation effect in one-dimensional microcavity type magnetic photonic crystals [J]. *J Magn Magn Mater*, 2011, 323(1): 145
- Fujikawa R, Tanizaki K, Baryshev A V, et al. Magnetic field sensors using magnetophotonic crystals [C]// *Proceeding of SPIE*. Boston, 2006: 63690G
- Takahashi K, Takagi H, Shin K H, et al. Enhancement of modulation rate of magneto-optical spatial light modulators with magnetophotonic crystals [J]. *J Appl Phys*, 2007, 101(9): 09C523
- Takahashi K, Takagi H, Shin K H, et al. Figures of merit of magneto-optical spatial light modulators with magnetophotonic crystals [J]. *Phys Status Solidi C*, 2007, 4: 4536
- Park Jae-Hyuk, Takagi H, Nishimura K, et al. Magneto-optic spatial light modulators driven by an electric field [J]. *J Appl Phys*, 2003, 93(10): 8525
- Eppler W R, Kryder M H. Garnets for short wavelength magneto-optic recording [J]. *Phys Chem Solids*, 1995, 56(11): 1479
- Du G X, Mori T, Suzuki M, et al. Magneto-optical effects in nanosandwich array with plasmonic structure of  $\text{Au}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Au}$  [J]. *J Appl Phys*, 2010, 107(9): 09A928
- Fujikawa R, Baryshev A V, Khanikaev A B, et al. Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures [J]. *J Mater Sci: Mater Electron*, 2009, 20(S1): S493
- Dokukin M E, Baryshev A V, Khanikaev A B, et al. Reverse and enhanced magneto-optics of opal-garnet heterostructures [J]. *Opt Express*, 2009, 17(11): 9062
- Kato H, Matsushita T, Takayama A, et al. Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals [J]. *J Appl Phys*, 2003, 93(7): 3906
- Steel M J, Levy M, Osgood R M. Photonic bandgaps with

- defects and enhancement of Faraday rotation [J]. *J Lightwave Techn*, 2000, 18(9):1297
- 24 Baek S, Baryshev A V, Inoue M. Superprism phenomenon in two-dimensional magnetophotonic crystals: Experiment and numerical simulation [J]. *J Appl Phys*, 2012, 111(7): 07E508
  - 25 Inoue M, Fujii T. A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures [J]. *J Appl Phys*, 1997, 81(8):5659
  - 26 Inoue M, Arai K, Fujii T, et al. Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers[J]. *J Appl Phys*, 1998, 83(11):6768
  - 27 Abraha K, Tilley D R. Theory of far infrared properties of magnetic surfaces, films and superlattice[J]. *Surf Sci Rep*, 1996, 24(5-6):125
  - 28 Wang J J, Zhou X F, Wan W L, et al. Transmission by antiferromagnetic-nonmagnetic multilayers [J]. *J Phys: Condens Matter*, 1999, 11(13):2697
  - 29 Zhou X F, Wang J J, Wang X Z, et al. Reflection and transmission by magnetic multilayers [J]. *J Magn Magn Mater*, 2000, 212(1-2):82
  - 30 Sakuguchi S, Sugimoto N. Transmission properties of multilayer films composed of magneto-optical and dielectric materials [J]. *J Lightwave Techn*, 1999, 17(6):1087
  - 31 Levy M, Yang H C, Steel M J, et al. Flat-top response in one-dimensional magnetic photonic bandgap structures with Faraday rotation enhancement[J]. *J Lightwave Techn*, 1964, 19(12):1964
  - 32 Steel M J, Levy M, Osgood R M. Photonic bandgaps with defects and the enhancement of Faraday rotation [J]. *J Lightwave Techn*, 2000, 18(9):1171
  - 33 Inoue M, Matsumoto K, Arai K I, et al. Preparation and property of magneto-optical microcavities composed of Co thin film and dielectric multilayers [J]. *J Magn Magn Mater*, 1999, 196-197:611
  - 34 Takeda E, Todoroki N, Kitamoto Y, et al. Faraday effect enhancement in Co-ferrite layer incorporated into one-dimensional photonic crystal working as a Fabry-Perot resonator [J]. *J Appl Phys*, 2000, 87(9):6782
  - 35 Inoue M, Arai K, Fujii T, et al. One-dimensional magnetophotonic crystals [J]. *J Appl Phys*, 1999, 85(8):5758
  - 36 Kato H, Matsushita H, Takayama H, et al. Preparation of magnetophotonic crystals with ND-controlled EB-evaporation method and their large enhancement of Faraday effect [J]. *J Magn Magn Mater*, 2004, 272-276(S):1305
  - 37 Kato H, Matsushita T, Takayama A, et al. Coexistence of large Faraday rotation and high transmittance in magnetophotonic crystals with multi-cavity structures [J]. *J Magn Magn Mater*, 2004, 272-276(S):e1327
  - 38 Kato H, Matsushita T, Takayama A, et al. Effect of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals for use in optical isolator devices [J]. *Opt Commun*, 2003, 219(1-6):271
  - 39 Palik E D. Handbook of optical solid [M]. USA: Academic press, 1998
  - 40 Goto T, Baryshev A V, Tobinaga K, et al. Faraday rotation of a magnetophotonic crystal with the dual-cavity structure [J]. *J Appl Phys*, 2010, 107(9):09A946
  - 41 Zhdanov A G, Fedyanin A A, Aktsipetrov O A, et al. Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophotonic crystals [J]. *J Magn Magn Mater*, 2006, 300(1):e253
  - 42 Goto T, Dorofeenko A V, Merzlikin A M, et al. Optical tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(11):113902
  - 43 Goto T, Baryshev A V, Inoue M, et al. Tailoring surface of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation [J]. *Phys Rev B*, 2009, 79(12): 125103
  - 44 Ordal M A, Bell R J, Alexander R W, et al. Properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W[J]. *Appl Optics*, 1985, 24(24):4493
  - 45 Svetovoy V B, van Zwol P J, Palasantzas G, et al. Optical properties of gold films and the Casimir force [J]. *Phys Rev B*, 2008, 77(3):035439

(责任编辑 余波)

(上接第 123 页)

- 31 Takayama Y, Tozawa T, Kato H. Superplasticity and thickness of liquid phase in vicinity of solidus temperature in a 7475 aluminum alloy[J]. *Acta Mater*, 1999, 47(4):1263
- 32 Koike J, Mabuchi M, Higashi K. In-situ observation of partial melting in superplasticity aluminum alloy composites at high temperature[J]. *Acta Metall Mater*, 1995, 43(1): 199
- 33 Iwasaki H, Mabuchi M, Higashi K. Plastic cavity growth during superplastic flow in AA 7475 Al alloy containing a small amount of liquid[J]. *Acta Mater*, 2001, 49(12):2269
- 34 Kaibyshev R, Musin F, Gromov D. Effect of liquid phase on superplastic behavior of a modified 6061 aluminum alloy [J]. *Scr Mater*, 2002, 47(9):569
- 35 Hu H E, Zhen L, Imai T. Strain rate sensitivity of a high strain rate superplastic TiN<sub>p</sub>/2014 Al composite [J]. *J Mater Process Techn*, 2010, 210(5):734
- 36 Miguel Lagos, Hector Duque. Two-phase theory for the superplastic flow[J]. *Int J Plast*, 2001, 17(3):369
- 37 蒋宇梅, 颜金华. 颗粒增强铝基复合材料研究与应用进展 [J]. *中国科技信息*, 2009(20):38
- 38 张迎元. 颗粒增强铝基复合材料的研究现状[J]. *材料开发与应用*, 1997, 12(5):33

(责任编辑 杨霞)