

静磁波与导波光的磁光耦合理论*

武保剑 刘公强

(上海交通大学应用物理系, 上海 200240)

摘 要 根据耦合模理论, 分析了磁光波导中静磁波与导波光的相互作用特点, 给出了导波光模式之间的耦合方程。理论分析表明, 仅当垂直磁化时, 发生模式转换的导波光才被全部衍射, 此时衍射效率等于模式转换效率。计算了斜向场作用下 YIG 薄膜中导波光的反斯托克斯相互作用衍射效率, 所得结论与实验结果一致。适当倾斜静磁场, 导波光的模式转换和衍射效率均可比垂直磁化时明显提高。同时改变静磁体波传播方向和斜向场的偏离方向(与垂直方向的夹角不变), 导波光的衍射效率几乎不变。

关键词 静磁波, 导波光, 模式转换, 衍射效率。

1 引 言

静磁波的工作是达蒙-埃斯巴契早在 1961 年研究磁性物体表面时做出的出色工作^[1]。利用静磁波的传播特性, 可做成许多微波器件, 如静磁波延迟线等。在磁光介质波导中, 静磁波与导波光相互作用, 可导致导波光的模式转换和衍射效应。利用这一原理, 可做成频谱分析器、光调制器以及光偏转器等多种新型磁光波导器件, 并用于光通信、光信息处理和激光雷达等领域。这类基于静磁波的集成磁光器件与声光器件相比, 有可通过改变静磁场扩大载波频率范围以及很高的调制、扫描速度等优点^[2]。但这类磁光器件的衍射效率目前还较低而难以实用化, 为此人们用具有高比法拉第旋转的 Bi-YIG 薄膜取代 YIG 薄膜, 一定程度上提高了衍射效率^[3]。理论分析表明, 适当的不均匀偏磁场中激发的静磁波可使导波光衍射效率明显提高^[4]。实验指出^[5], 在垂直于静磁体波传播方向的平面内将静磁场适当倾斜一个角度, 可明显提高导波光的衍射效率。本文着重理论研究斜向静磁场中静磁波与导波光的相互作用以及导波光模式之间的耦合特点, 弄清导波光衍射效率与模式转换效率的关系(以前文献往往将两者混在一起), 也有助于分析偏置磁场以及静磁波等对导波光衍射效率的影响, 进而为改善这类磁光波导器件的衍射性能寻找途径。

2 静磁波与导波光的相互作用

将衬底上外延生长的磁光薄膜波导置于自由空间中, 如图 1 所示。紧贴磁光薄膜的微带

* 上海市自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1998-05-31; 收到修改稿日期: 1998-09-14

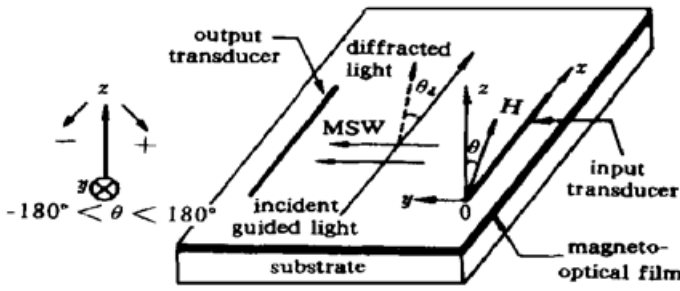


Fig. 1 Waveguided-light diffraction from magnetostatic waves in film waveguide

线变换器激发的静磁波沿 y 轴方向传播, 并与导波光入射方向(x 轴) 相互垂直。内静磁场 H_i 在 xz 平面内且偏离 z 轴 θ 角, H_i 为外加磁场 H_e 、磁晶各向异性等效场 H_a 以及退磁场 H_d 的矢量和。

导波光通过磁化介质时出现磁光效应, 并在介质中产生一附加电极化强度 ΔP , $\Delta P = \Delta \epsilon \cdot E$, $\Delta \epsilon$ 为与磁光效应有关的附加介电系数张量^[6]。根据耦合模理论^[7]

将 ΔP 视为微扰, 则有波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} - \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta \mathbf{P}) = 0 \quad (1)$$

式中 μ 和 ϵ 分别为无微扰时的磁导率和介电常数, 在光频范围内 $\mu \approx \mu_0$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, ϵ_r 为相对介电常数。

将 E_z 和 E_y 分别用无微扰时的 TM 波和 TE 波分量展开, 即

$$\left. \begin{aligned} E_z(x, y, z, t) &= \sum_T \frac{1}{2} A(x) \epsilon_z(z) \exp [i(\omega_M t - \beta_M \cdot \mathbf{r})] + c. c. \\ E_y(x, y, z, t) &= \sum_T \frac{1}{2} B(x) \epsilon_y(z) \exp [i(\omega_E t - \beta_E \cdot \mathbf{r})] + c. c. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 $A(x)$ 、 $B(x)$; $\epsilon_z(z)$ 、 $\epsilon_y(z)$; ω_M 、 ω_E 和 β_M 、 β_E 分别为 TM 模和 TE 模的复振幅、归一化横向电场分量、角频率和传播矢量, $c. c.$ 表示前项的复数共轭, \sum_T 表示对所有模数求和。若磁光薄膜很薄, 只能传播 TM_0 模和 TE_0 模的导波光, 而且导波光很好地限制在波导内传播, 并假设 $A(x)$ 、 $B(x)$ 沿 x 方向的变化十分缓慢^[4], 将(2)式代入(1)式, 分别乘以 $\epsilon_z^{(0)}(z)^*$ 和 $\epsilon_y^{(0)}(z)^*$, 对 z 在 $(-\infty, +\infty)$ 区域积分, 利用无微扰时 TM 波和 TE 波的波动方程和正交归一化条件^[7]以及近似关系,

$$\beta_{M0} \approx \beta_{E0} = n_2 k_0, \quad \omega_M \approx \omega_E \quad (3)$$

式中 $n_2 = \sqrt{\epsilon_r}$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中导波光波长, 可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA^{(u)}}{dx} \exp [i(\omega_M^{(u)} t - \beta_{M0}^{(u)} x)] + \frac{dA^{(d)}}{dx} \exp [i(\omega_M^{(d)} t - \beta_{M0}^{(d)} \cdot \mathbf{r})] = \\ - \frac{ik_0}{2\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r}} \Delta \epsilon_{32}^{(0)} \{ B^{(u)}(x) \exp [i(\omega_E^{(u)} t - \beta_{E0}^{(u)} x)] + B^{(d)}(x) \exp [i(\omega_E^{(d)} t - \beta_{E0}^{(d)} \cdot \mathbf{r})] \} \\ \frac{dB^{(u)}}{dx} \exp [i(\omega_E^{(u)} t - \beta_{E0}^{(u)} x)] + \frac{dB^{(d)}}{dx} \exp [i(\omega_E^{(d)} t - \beta_{E0}^{(d)} \cdot \mathbf{r})] = \\ - \frac{ik_0}{2\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r}} \Delta \epsilon_{23}^{(0)} \{ A^{(u)}(x) \exp [i(\omega_M^{(u)} t - \beta_{M0}^{(u)} x)] + A^{(d)}(x) \exp [i(\omega_M^{(d)} t - \beta_{M0}^{(d)} \cdot \mathbf{r})] \} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 A 、 B 、 ω_M 、 ω_E 和 β_{M0} 、 β_{E0} 右上角的符号(u)和(d)分别对应于 TM_0 模(或 TE_0 模)的未衍射光和衍射光, 实际上(2)和(3)式也应作类似的理解。

$\Delta \epsilon_{32}^{(0)} = (\Delta \epsilon_{23}^{(0)})^* = \epsilon_0 \{ -if_1(M_{0x} + m_x^{(0)}) + [2f_{44}M_{0z} + (\Delta f/3)(2M_{0z} + \sqrt{2}M_{0x})]m_y^{(0)} \} \quad (5)$
 f_1 为一级磁光系数, 与法拉第效应相联系; $\Delta f = f_{11} - f_{12} - 2f_{44}$, f_{11} 、 f_{12} 和 f_{44} 为二级磁光

系数张量的三个分量, 与科顿-穆顿(Cotton-Mouton)效应相联系。 $M_{0x} = M_0 \sin \theta$, $M_{0z} = M_0 \cos \theta$, M_0 为静态磁化强度。 $m_x^{(0)}$ 和 $m_y^{(0)}$ 可由静磁波传播方程^[4]得到, 即

$$\left. \begin{aligned} m_x^{(0)} &= Q \cos \theta \{ (\omega\beta \sin \theta - s\omega) T [\exp(\beta |k_s| d) - 1] - (\omega\beta \sin \theta + s\omega) \times \\ &\quad [1 - \exp(-\beta |k_s| d)] \} \exp(-ik_s y) \\ m_y^{(0)} &= iQ \{ (s\omega - \omega\beta \sin \theta) T [\exp(\beta |k_s| d) - 1] + (s\omega + \omega\beta \sin \theta) \times \\ &\quad [1 - \exp(-\beta |k_s| d)] \} \exp(-ik_s y) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 $s = \pm 1$, 分别对应于沿 y 轴正向和反向传播的静磁波; $\omega\beta = \gamma H_i$, γ 为旋磁比, ω 为静磁波角频率; d 为磁光薄膜厚度; $\beta = \sqrt{\mu_{22}/\mu_{33}}$, k_s 为静磁波传播常数, 满足零模色散方程

$$|k_s| = \frac{1}{|\beta| d} \arctan \frac{2\mu_{33} |\beta|}{\mu_{33}^2 |\beta|^2 + \mu_{23}^2 - 1} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{4\pi^2 s G_s \omega_n}{\beta |k_s| d (\beta^2 |k_s|^2 d^2 + 4\pi^2) (\omega\beta - \omega^2)}, \quad G_s = \frac{J(k_s) \exp(\beta |k_s| d)}{4s\beta d (\alpha_2 - 1)}, \\ \omega_n &= \gamma M_0 \approx \gamma M_s, \quad J(k_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(y) \exp(ik_s y) dy, \\ \alpha_2 &= \mu_{33}\beta + s\mu_{23}, \quad T = (\alpha_2 + 1)/(\alpha_1 - 1), \quad \alpha_1 = \mu_{33}\beta - s\mu_{23}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 μ_{22} 、 μ_{23} 与 μ_{33} 为相对磁导率张量的分量, $J(y)$ 为电流分布函数。

磁光效应引起的附加介电系数张量导致了 TM_0 和 TE_0 模之间的耦合, 若入射导波光为 TM_0 波, 则由于磁光耦合作用, 磁光波导中通常会激发出另外三种情形的光导波, 即衍射的 TM_0 波和 TE_0 波以及未衍射的 TE_0 波, 它们是耦合在一起的^[8]。为了讨论方便, 本文只考虑衍射光频率上移即反斯托克斯相互作用情形, 对于斯托克斯相互作用, 可作类似分析。将 $m_x^{(0)}$ 和 $m_y^{(0)}$ 改写为如下形式:

$$\left. \begin{aligned} m_x^{(0)} &= \frac{1}{2} |m_x^{(0)}| \{ \exp[i(\omega t - k_s y + \mathcal{Q})] + \exp[-i(\omega t - k_s y + \mathcal{Q})] \} \\ m_y^{(0)} &= -\frac{1}{2} |m_y^{(0)}| \{ \exp[i(\omega t - k_s y + \mathcal{Q})] - \exp[-i(\omega t - k_s y + \mathcal{Q})] \} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 \mathcal{Q} 、 \mathcal{Q} 可由(6)式确定。将(9)式代入(5)式, 进而代入(4), 在下列相匹配条件下,

$$\beta_{M0}^{(u)} + k_s = \beta_{E0}^{(d)}, \quad \beta_{E0}^{(u)} + k_s = \beta_{M0}^{(d)} \quad (10)$$

并对时间求平均, 可得反斯托克斯相互作用的耦合模方程为

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} A^{(u)} \\ B^{(u)} \\ A^{(d)} \\ B^{(d)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\tilde{\kappa} & 0 & -\kappa \\ \tilde{\kappa} & 0 & \kappa^* & 0 \\ 0 & -\kappa & 0 & -\tilde{\kappa} \\ \kappa^* & 0 & \tilde{\kappa} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^{(u)} \\ B^{(u)} \\ A^{(d)} \\ B^{(d)} \end{pmatrix} \quad (11)$$

式中 $\tilde{\kappa} = \kappa \exp(-i\Delta_1 x)$, $\Delta_1 = \beta_{E0}^{(u)} - \beta_{M0}^{(u)} \approx \beta_{E0}^{(d)} - \beta_{M0}^{(d)}$, κ^* 为 κ 的复数共轭,

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{k_0 f_1 M_{0x}}{2 \sqrt{\epsilon}}, \quad \kappa_{\mp} = \kappa_1 \exp(\mp i\mathcal{Q}) \mp \kappa_2 \exp(\mp i\mathcal{Q}), \\ \kappa_1 &= \frac{k_0 f_1 |m_x^{(0)}|}{4 \sqrt{\epsilon}}, \quad \kappa_2 = \frac{k_0 |m_y^{(0)}|}{4 \sqrt{\epsilon}} \left[2f_{44} M_{0z} + \frac{1}{3} \Delta f (2M_{0z} + \sqrt{2} M_{0x}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

设输入端 $x = 0$ 处的边界条件为

$$A^{(u)}(0) = A_0, \quad A^{(d)}(0) = B^{(u)}(0) = B^{(d)}(0) = 0 \quad (13)$$

令

$$c_1 = \kappa^2 + |\kappa_-|^2, \quad c_2 = \kappa^2 + |\kappa_+|^2 \quad (14)$$

$$d_1 = \kappa(\kappa_+^* + \kappa_-), \quad d_2 = \kappa(\kappa_-^* + \kappa_+) \quad (15)$$

$$\beta_{1,2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(c_1 + c_2) \pm \sqrt{(c_1 - c_2)^2 + 4d_1d_2}} \quad (16)$$

在 $\Delta_1 \approx 0$ 条件下, 利用(13)式可得(11)式的解为

$$\left. \begin{aligned} A^{(d)}(x) &= A_0 d_2 f(x) \\ A^{(u)}(x) &= -A_0 [c_2 f(x) + f^{(2)}(x)] \\ B^{(d)}(x) &= -\frac{A_0}{\kappa^2 - \kappa_+ \kappa_-} [(\kappa d_2 + \kappa_+ c_2) f^{(1)}(x) + \kappa_+ f^{(3)}(x)] \\ B^{(u)}(x) &= \frac{A_0}{\kappa^2 - \kappa_+ \kappa_-} [(\kappa d_2 + \kappa c_2) f^{(1)}(x) + \kappa f^{(3)}(x)] \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

式中 $f^{(1)}$ 、 $f^{(2)}$ 和 $f^{(3)}$ 分别为 $f(x)$ 的一阶、二阶和三阶导数。

当 $(c_1 - c_2)^2 + 4d_1d_2 = 0$, 即切向磁化时, $\beta_1 = \beta_2$, 有

$$f(x) = -\frac{x \sin \beta_1 x}{2\beta_1} \quad (18)$$

当 $(c_1 - c_2)^2 + 4d_1d_2 \neq 0$, 即垂直磁化或斜向磁化时, $\beta_1 \neq \beta_2$, 有

$$f(x) = \frac{\cos \beta_1 x - \cos \beta_2 x}{\beta_1^2 - \beta_2^2} \quad (19)$$

不考虑导波光传播损耗时, 输入端 ($x = 0$) 的入射光强应等于输出端 ($x = x_0$) 的衍射光与未衍射光光强之和, 即

$$I_0 \propto |A_0|^2 = |A^{(u)}|^2 + |B^{(u)}|^2 + |A^{(d)}|^2 + |B^{(d)}|^2 \quad (20)$$

导波光的模式转换效率 η_{MC} 为输出端(衍射和未衍射)的 TE_0 波光强与入射光强之比, 即

$$\eta_{MC} = \frac{|B^{(u)}|^2 + |B^{(d)}|^2}{|A_0|^2} \quad (21)$$

衍射效率 η_b 为输出端的衍射光(TE_0 波和 TM_0 波)光强与入射导波光光强之比, 即

$$\eta_b = \frac{|A^{(d)}|^2 + |B^{(d)}|^2}{|A_0|^2} \quad (22)$$

3 计算与讨论

3.1 当 $\theta = 90^\circ$ 即切向磁化

当 $\theta = 90^\circ$ 即切向磁化时, 磁光薄膜中激发和传播静磁表面波。这时

$$m_x^{(0)} = 0, \quad \kappa_1 = 0, \quad \kappa_{\mp} = i\kappa_2,$$

κ 和 κ_2 可由(12)式得到, 所得耦合系数与文献[8]一致。

3.2 当 $\theta = 0^\circ$ 即垂直磁化

当 $\theta = 0^\circ$ 即垂直磁化时, 磁光薄膜内激发和传播正向静磁体波。此时

$$\kappa = 0, \quad \kappa_{\mp} = -(\kappa_1 \mp \kappa_2), \quad d_1 = d_2 = 0, \quad c_{1,2} = (\kappa_1 \mp \kappa_2)^2, \quad \beta_{1,2} = |\kappa_1 \pm \kappa_2|,$$

$f(x)$ 由(19)式确定。则

$$A^{(d)} = B^{(u)} = 0, \quad B^{(d)} = \frac{A_0 c_1 \sin \beta_2 x}{\beta_2 \kappa} \tag{23}$$

由(23)式知, 磁光波导中只存在 $TM_0^{(u)}$ 和 $TE_0^{(d)}$ 两种模式的导波光, 即发生模式转换的导波光同时也发生了衍射。因此, 垂直磁化时, 衍射效率等于模式转换效率。于是垂直磁化情形的衍射效率或模式转换效率为

$$\eta = \frac{|B^{(d)}|^2}{A_0^2} = \sin^2[(\kappa_1 - \kappa_2)x] \tag{24}$$

与文献[2]给出的结果一致。

3.3 在斜向场情形下

在斜向场情形下, 磁光耦合系数均不为 0, 磁光波导中有四种情形的导波光存在, 它们之间的耦合用(11)式描述, 这时衍射效率不同于模式转换效率, 比垂直磁化情形复杂。 $f(x)$ 由(19)式给出。当磁光薄膜中不存在静磁波时, $\kappa_z = 0, d_1 = d_2 = 0$, 则 $A^{(d)} = B^{(d)} = 0$, 即无衍射发生。静磁波的存在导致了导波光的衍射效应, 通常衍射角很小, 四种导波光混合在一起, 通过一对偏振片可实验确定导波光的振幅^[8]。

根据以上理论分析, 计算了斜向静磁场作用下YIG磁光薄膜中不同传播方向的静磁体波对导波光模式转换和衍射效率的影响。计算中只改变斜向场方向, 其它参量保持不变。在所考虑的偏角范围内, 为保证能够激发静磁体波, 取 $H_i = 54 \text{ kA/m}$ 。其余参量为: 静磁波频率 $f = 2.5 \text{ GHz}$; 微带线变换器宽度 $w = 20 \mu\text{m}$, 孔径 $l_1 = 1 \text{ cm}$, 其线电流密度 $J_0 = 3 \times 10^3 \text{ A/m}$; 对于 YIG 薄膜, $4\pi M_s = 1750 \text{ kA/m}, d = 7 \mu\text{m}, \sqrt{\epsilon} = 2.2$; 静磁波与导波光的相互作用距离 $x_0 = 1 \text{ cm}$ 。导波光波长为 $1.3 \mu\text{m}$ 时 YIG 薄膜的磁光系数为^[2]: $f_1 = 2.44 \times 10^{-9} (\text{A/m})^{-1}, f_{44} = 5.84 \times 10^{-15} (\text{A/m})^{-2}, \Delta f = -2.92 \times 10^{-15} (\text{A/m})^{-2}$ 。衍射效率和模式转换效率随磁场偏角 θ 变化的理论曲线如图 2 和图 3 所示。图 4 为 Kololollsev 等人所得到的衍射光相对强度 $I_\theta/I_{\theta=0}$ 的实验结果^[5]。

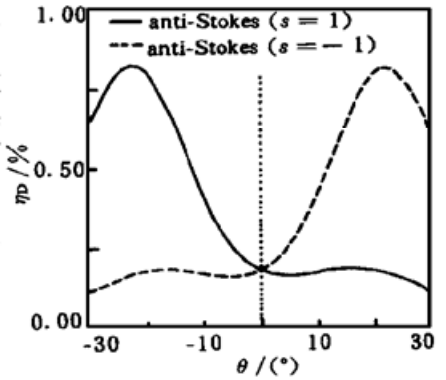


Fig. 2 Theoretical curves of diffraction efficiency

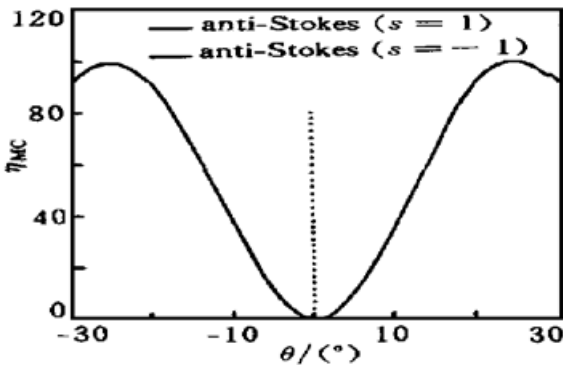


Fig. 3 The curves of mode-conversion efficiency

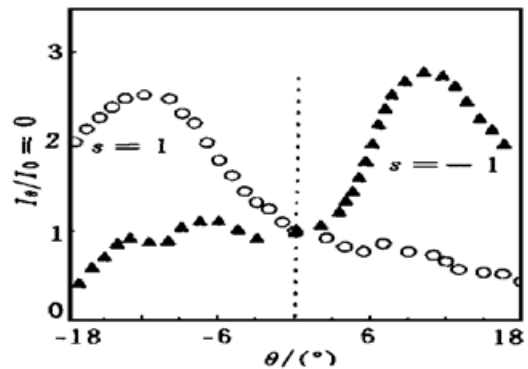


Fig. 4 Experimental results of relative intensity of diffracted light

3.4 讨 论

1) 由(22)式知, 衍射效率 η_θ 正比于衍射光相对强度 $I_\theta/I_{\theta=0}$, 因此图 2 和图 4 可进行比较, 不难看出, 计算得到的衍射效率曲线与实验规律基本一致。当静磁体波沿 y 轴正向传播

并与导波光发生作用时, 往 x 轴负向逐渐偏离垂直方向的静磁场($\theta < 0$) 可使导波光衍射效率明显提高并逐渐趋于最大; 往 x 轴正向逐渐倾斜磁场时($\theta > 0$), 衍射效率出现波动, 但变化不大, 有逐渐减小的趋势。对于沿 $-y$ 方向传播的静磁波情形, 与上述变化相反。显然, 衍射效率对斜向场偏角 θ 的依赖不具有对称性, 即衍射效率关于偏角 θ 是非互易的。根据(12)式, 衍射效率的非互易性是由静磁波的非互易性和斜向磁场引起的^[1]。

2) 垂直磁化时, 导波光衍射效率与静磁波传播方向无关, 且等于模式转换效率。根据图2, 对于正向传播的静磁波($s = 1$)情形, 当 $\theta = -22.5^\circ$ 时衍射效率最大为 0.82%; 对于反向传播的静磁波($s = -1$)情形, 当 $\theta = 22^\circ$ 时衍射效率最大为 0.81%, 它们约是垂直磁化时的 4.5 倍。可近似认为, 对应于这两种情形的衍射效率曲线是对称的, 即同时改变静磁波传播方向和斜向场的偏离方向(与垂直方向的夹角不变), 衍射效率几乎不变。这与实验结果一致。从而可推知, 当导波光入射方向与静磁波传播方向垂直时, 衍射效率与导波光的入射方向无关。

3) 由图3知, 两种情形的模式转换效率是重合在一起的, 即导波光的模式转换效率与静磁波的传播方向无关。模式转换效率关于偏角 θ 是对称的, 垂直磁化时的模式转换效率最低(等于衍射效率)。在 $\theta = \pm 25^\circ$ 时模式转换效率趋于最大, 约为 99.5%。

最后指出的是, 计算中所用的一些参数, 如磁光系数等, 文献[5]中没有提供, 因此, 图2与图4中的有关参数难免有点不同, 致使两图中曲线的最大衍射效率大小及其对应的磁场偏角有些差别。但这些次要参数的具体取值只会影响衍射效率等的相对大小, 不改变曲线的变化规律。本文从理论上解释了适当的斜向场可提高导波光衍射效率的实验规律, 也得到了与实验基本一致的衍射效率曲线。

结 论 斜向静磁场作用下, 静磁波与导波光的磁光耦合作用可用(11)式来描述, 该耦合模方程也是分析导波光模式转换和衍射效率的基础。模式转换效率与衍射效率是两个不同的概念, 垂直磁化时两者的值相等。在静磁波与导波光相互作用中, 衍射是在模式转换的基础上进行的。理论计算和实验表明, 采用适当倾斜的静磁偏场可明显提高导波光的模式转换和衍射效率。可见, 斜向场方法也是改善这类磁光波导器件衍射性能的一种有效方法。

参 考 文 献

- [1] Damon R W, Eshbach J R. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab. *J. Phys. Chem. Solids*, 1961, **19**(3/4): 308~ 320
- [2] Tsai C S, Young D. Magnetostatic-forward-volume-wave-based guided-wave magneto-optic Bragg cells and applications to communications and signal processing. *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 1990, **MTT-38**(5): 560~ 570
- [3] Young D, Tsai C S. X-band magneto-optic Bragg cells using bismuth-doped yttrium iron garnet waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(21): 2242~ 2244
- [4] Tsai C S, 刘公强. 不均匀磁场中的静磁波传播和导波光衍射理论. *光学学报*, 1999, **19**(1): 63~ 71
- [5] Kolololtsev O V, Gaidai Y A, Zaets V I. Diffraction of optical guided waves by magnetostatic waves in inclined magnetic field. *Proc. of 1995 European Integrated Optics Conference*, Delft, Netherlands, April 3~ 6, 1995, 221 ~ 223
- [6] Torfeh M, Courtois L, Smoczynski L *et al.*. Coupling and phase matching coefficients in a magneto-optical TE-TM mode converter. *Physica (B)*, 1977, **89**: 255~ 259
- [7] Yariv A. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(9): 919~ 933

- [8] Tsai C S, Young D, Chen W *et al.*. Noncollinear coplanar magneto-optic interaction of guided optical wave and magnetostatic surface waves in yttrium iron garnet-gadolinium gallium garnet waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**(7) : 651~ 654

Theory for Magneto-Optical Couplings of Magnetostatic Waves and Guided Optical Waves

Wu Baojian Liu Gongqiang

(*Department of Applied Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240*)

(Received 31 May 1998; revised 14 September 1998)

Abstract According to the coupled-mode theory, the interaction of guided optical waves (GOWs) and magnetostatic waves (MSWs) in magneto-optical waveguide are theoretically studied and the coupled-mode equations are obtained. The angular dependence of GOW diffraction efficiency for anti-Stokes interaction in YIG film are calculated. The theoretical curves have the same characteristics as the experimental results. Only in the case of normal magnetization, the waveguided lights with mode conversion are all diffracted and the diffraction efficiency is equal to the mode-conversion efficiency. Under appropriately inclined bias magnetic field, both mode-conversion efficiency and diffraction efficiency may be increased distinctly in comparison with normal magnetization. After changing the direction of MSW propagation, the angular dependence of DE becomes symmetrical.

Key words magnetostatic wave, guided optical wave, mode conversion, diffraction efficiency.