

保偏光纤和偏振器对传输光光谱的影响

张春熹, 李彦*, 徐宏杰, 冯丽爽, 梁生

北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100083

摘要 保偏光纤和偏振器的参数以及它们之间的连接角度对传输光的光谱特性有重要的影响。利用琼斯矩阵建立了光波的传输模型, 首次讨论了光波偏振度、光纤长度、光纤之间以及光纤与器件之间的对轴角度等对输出光谱的影响。研究表明, 当光纤之间或光纤与器件之间的对轴角度不为零时, 完全非偏振光的输出光谱形状不会发生改变, 而偏振或部分偏振光波的输出光谱中叠加了周期函数。对轴角度一定时, 光纤越长, 周期函数的周期越小; 光纤长度一定时, 在一定的范围内, 对轴角度越大, 周期函数的幅值越大。通过实验对结论进行了验证。结论对采用保偏光纤和偏振器的系统具有理论指导意义。

关键词 保偏光纤; 偏振器; 光谱; 琼斯矩阵

中图分类号: O436 文献标识码: A 文章编号: 1000-0593(2008)07-1689-06

引言

保偏光纤(polarization maintaining fiber, PMF)能保持输入光波的偏振态; 偏振器(polarizer)能使沿透光轴方向的偏振分量无损通过, 从而在其出射端获得单偏振光^[1], 由于这些特点, 它们多被用于光纤传感^[2]、光谱测试等许多领域。近年来, 人们对它们在系统中的作用及影响开展了各种研究。1982年, Pavlath等研究了光纤陀螺中的双折射和偏振效应^[3]。Burns等对采用保偏光纤、偏振器和宽谱光源的光纤陀螺的输出、非互易相位误差以及非互易相位误差的范围进行了研究^[4-6]。米剑等研究了由于光纤陀螺中保偏光纤熔接误差及光学器件的不完善引起的偏光干涉效应^[7]; 他们还用宽谱光和偏光干涉效应对保偏光纤的拍长进行了测量^[8]。对于光波在保偏光纤和偏振器中传播时, 它们的参数以及它们之间的对轴角度对输出光谱特性影响的研究至今尚无报道。

本文以保偏光纤和偏振器为研究对象, 分析了它们对传输光光谱特性的影响, 利用琼斯矩阵建立了光波在保偏光纤和偏振器中的传输模型, 讨论了光纤长度、光纤之间以及光纤与器件之间的对轴角度等因素对输出光谱特性的影响, 最后通过实验对结论进行验证。

1 理论

一束光入射进保偏光纤时, 如果其振动方向跟保偏光纤的主轴呈一定角度, 则可将其分解为沿慢轴和快轴的偏振分量。由于偏振模色散^[9], 不同的偏振分量通过一定长度的保偏光纤后具有不同的光程。当把两根保偏光纤的主轴按一定角度对接时, 从第一根光纤输出的光波的2个偏振分量在进入第二根光纤时将发生偏振模式的交叉耦合; 当保偏光纤的主轴与偏振器的透光轴成一定角度对接时, 从偏振器输出的光波将是沿透光轴方向传输的主波与耦合波的干涉输出。由于保偏光纤和偏振器的上述特性, 光波经保偏光纤和偏振器传输后, 输出光谱的形状将发生变化。

为了分析保偏光纤和偏振器对传输光光谱特性的影响, 下面建立光波在2根保偏光纤和偏振器中的光路传输模型。光路结构如图1所示, 光波经保偏光纤1(PMF1)、保偏光纤2(PMF2)传输后从偏振器输出。

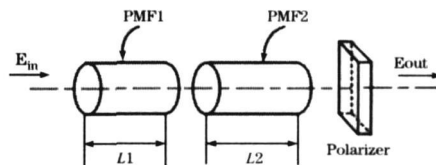


Fig 1 Optical configuration assumed in the calculation

收稿日期: 2006-12-26, 修订日期: 2007-03-28

基金项目: 国家自然科学基金项目(60207002)资助

作者简介: 李彦, 女, 1975年生, 北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院博士研究生

e-mail: lett1rom@aspe.buaa.edu.cn

* 通讯联系人

建立 xoy 坐标系, 定义入射光、PMF1, PMF2 和偏振器的坐标轴分别是 (x_s, y_s) , (x_1, y_1) , (x_2, y_2) 和 (x_p, y_p) , 它们与 x 轴正方向的夹角分别是 α_1 , α_2 , α_3 和 α_4 , 其中 x_p 是偏振器的透光轴, 如图 2 所示。

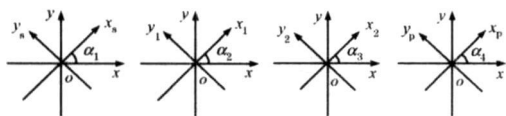


Fig 2 Orientation of the source, birefringence axes of PMFs and polarizer

在模型建立之前, 做出如下假设: 光纤和偏振器的传输损耗为零; 光纤与光纤之间以及光纤与偏振器之间的连接损耗为零; 保偏光纤没有扭曲, 忽略其内部的偏振串扰。

假设入射光波的光场矢量为^[6, 10]

$$\begin{bmatrix} E_{xs}(t) \\ E_{ys}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_{xs}(t) \\ e_{ys}(t) \end{bmatrix} \cdot \sqrt{I_s} \cdot \exp(j\omega_0 t) \quad (1)$$

其中 I_s 是光波的光强, ω_0 是中心频率, 并且有

$$\begin{aligned} \langle e_{xs}(t) \cdot e_{xs}^*(t) \rangle &= \frac{1}{2}(1+p) \\ \langle e_{ys}(t) \cdot e_{ys}^*(t) \rangle &= \frac{1}{2}(1-p) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\langle e_{xs}(t) \cdot e_{ys}^*(t) \rangle = \langle e_{ys}(t) \cdot e_{xs}^*(t) \rangle = 0$$

其中 $\langle \rangle$ 表示时间平均, p 为偏振度。为了在旋转坐标系中描述光波, 引入旋转矩阵

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中 $\alpha = \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ 。因此输入的光场矢量可表示为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_x^{\text{in}}(\lambda) \\ E_y^{\text{in}}(\lambda) \end{bmatrix} &= R(\alpha_1) \cdot \begin{bmatrix} e_{xs}(t) \\ e_{ys}(t) \end{bmatrix} \cdot \sqrt{I_s} \cdot \exp(j\omega_0 t) \\ &= \begin{bmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{bmatrix} \cdot \sqrt{I_s} \cdot \exp(j\omega_0 t) \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \langle e_x(t) \cdot e_x^*(t) \rangle &= \frac{1}{2}(1+p\cos 2\alpha_1) \\ \langle e_y(t) \cdot e_y^*(t) \rangle &= \frac{1}{2}(1-p\cos 2\alpha_1) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\langle e_x(t) \cdot e_y^*(t) \rangle = \langle e_y(t) \cdot e_x^*(t) \rangle = \frac{1}{2}p\sin 2\alpha_1$$

输入光的相干矩阵为^[11]

$$J_{\text{in}} = I_s \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(1+p\cos 2\alpha_1) & \frac{1}{2}p\sin 2\alpha_1 \\ \frac{1}{2}p\sin 2\alpha_1 & \frac{1}{2}(1+p\cos 2\alpha_1) \end{bmatrix} \quad (6)$$

对于慢轴沿 x 轴、长度和折射率差分别为 L 和 $\Delta n = n_x - n_y$ 的保偏光纤, 其琼斯矩阵为^[12]

$$D(L, \Delta n) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-j2\pi\tau) \end{bmatrix} \quad (7)$$

其中, $\tau = \frac{L\Delta n}{c}$, c 为真空中的光速, f 为光波频率。振幅消光系数为 ε 的偏振器, 其琼斯矩阵为^[13]

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (8)$$

输入光波在图 1 所示光路中的传输矩阵为

$$\begin{aligned} G &= R(\alpha_4) \cdot R \cdot R(-\alpha_4) \cdot R(\alpha_3) \cdot D(L_2, \Delta n_2) \cdot R(-\alpha_3) \cdot \\ &\quad R(\alpha_2) \cdot D(L_1, \Delta n_1) \cdot R(-\alpha_2) \\ &= R(\alpha_4) \cdot M \cdot R(\theta_3) \cdot D(L_2, \Delta n_2) \cdot R(\theta_2) \cdot D(L_1, \Delta n_1) \cdot \\ &\quad R(-\alpha_2) \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $\theta_2 = \alpha_2 - \alpha_3$, $\theta_3 = \alpha_3 - \alpha_4$ 。因此输出光波的相干矩阵为

$$J_{\text{out}} = G \cdot J_{\text{in}} \cdot G^H \quad (10)$$

其中 H 表示共轭转置。输出光波的总光强等于相干矩阵 (10) 的迹, 即

$$I_{\text{out}} = \text{Tr}[J_{\text{out}}] \quad (11)$$

把 (3), (6), (7) 和 (8) 式代入 (9) 式求出 G , 再联立 (9) ~ (11), 求出输出光的光强

$$\begin{aligned} I_{\text{out}} &= \frac{1}{2}(1+\varepsilon^2)I_s + \frac{p}{16}(1-\varepsilon^2)I_s\{2A + 2B\cos(2\pi\tau_2) + \\ &\quad 2D\cos(2\pi\tau_1) + (2C+D)\cos[2\pi\tau(\tau_1+\tau_2)] + \\ &\quad (D-2C)\cos[2\pi\tau(\tau_1-\tau_2)]\} \end{aligned} \quad (12)$$

其中,

$$\begin{aligned} A &= \cos 2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) + \cos 2(\theta_2 + \theta_3 - \theta_1) + \\ &\quad \cos 2(\theta_2 - \theta_3 + \theta_1) + \cos 2(\theta_2 - \theta_3 - \theta_1) \\ B &= \cos 2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) + \cos 2(\theta_2 + \theta_3 - \theta_1) - \\ &\quad \cos 2(\theta_2 - \theta_3 + \theta_1) - \cos 2(\theta_2 - \theta_3 - \theta_1) \\ C &= \cos 2(\theta_1 + \theta_3) - \cos 2(\theta_3 - \theta_1) \\ D &= \cos 2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) - \cos 2(\theta_2 + \theta_3 - \theta_1) + \\ &\quad \cos 2(\theta_2 - \theta_3 + \theta_1) - \cos 2(\theta_2 - \theta_3 - \theta_1) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\theta_1 = \alpha_1 - \alpha_2$$

(13) 式中的 θ_1 , θ_2 和 θ_3 分别是输入光的 x_s 分量跟保偏光纤的慢轴之间、两根保偏光纤的慢轴之间以及保偏光纤慢轴与偏振器透光轴之间的夹角。(12) 式表示了理想单色光波的输出光强; 对于准单色光波的输出光谱, 需要用 (12) 式求出所有频率对应的输出光强。从 (12) 式可以得到, 完全非偏振光波的输出光强只与输入光的光强和偏振器的振幅消光系数有关, 而与保偏光纤的参数、光纤之间以及光纤与偏振器之间的对称角度无关; 对于偏振或部分偏振光, 输出光波的光强与所有的参数都有关。

2 讨论

由于完全非偏振光的输出光强只与输入光的光强和偏振器的振幅消光系数有关, 其它的光路参数对它没有影响, 因此下面只对偏振或部分偏振光波进行讨论。

(1) 当 $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0$ 时, 由 (12) 式得

$$I_{\text{out}} = \frac{I_s}{2}(1+p) + \frac{I_s}{2}\varepsilon^2(1-p) \quad (14)$$

也就是说, 当入射光波的 x_s 轴与 PMF1 的慢轴、PMF1 的慢轴和 PMF2 的慢轴、PMF2 的慢轴与偏振器的透光轴之间相互重合时, 输出光强只跟输入光波的光强、偏振度和偏振器的消光比有关; 由于 $0 < p \leq 1$, 所以此种情况下输出光强小于输入光强。

(2) 当 θ_1 , θ_2 和 θ_3 中的任意两个等于 0 , 另一个等于 90° 时, 输出光强为

$$I_{out} = \frac{I_s}{2}(1-p) + \frac{I_s}{2}\varepsilon^2(1+p) \quad (15)$$

把(15)式跟(14)式相比可得,(2)的输出情况跟(1)的输出情况一样,只是输出光强不同。

(3) 当 θ_1, θ_2 和 θ_3 中的任意两个等于 0° , 另一个不等于 0° 时, 输出光强为

$$I_{out} = \begin{cases} \frac{I_s}{2}(1+p\cos 2\theta_1) + \frac{I_s}{2}\varepsilon^2(1-p\cos 2\theta_1), \\ \theta_2 = \theta_3 = 0^\circ, \theta_1 \neq 0^\circ \\ \frac{I_s}{2}(1+p\cos 2\theta_2) + \frac{I_s}{2}\varepsilon^2(1-p\cos 2\theta_2), \\ \theta_1 = \theta_3 = 0^\circ, \theta_2 \neq 0^\circ \\ \frac{I_s}{2}(1+p\cos 2\theta_3) + \frac{I_s}{2}\varepsilon^2(1-p\cos 2\theta_3), \\ \theta_1 = \theta_2 = 0^\circ, \theta_3 \neq 0^\circ \end{cases} \quad (16)$$

从(16)式可得, 输出光强除了跟偏振度、偏振器的消光比、输入光强有关外, 还跟不为零的角度值的2倍的余弦值有关; 输出光谱的形状不会改变。

(4) 当 θ_1, θ_2 和 θ_3 都不等于 0° 时, A, B, C 和 D 都不为零。为了分析光纤长度对输出光强的影响, 假设角度不变, 令一根光纤的长度等于零。下面分两种情况进行讨论。

当 $L_2 = 0$ 时, (12) 式进一步化简得

$$I_{out} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon^2)I_s + \frac{p}{8}(1-\varepsilon^2)I_s[(A+B) + 2D\cos(2\pi f\tau_1)] \quad (17)$$

对于准单色光波, 从(17)式可得其输出光谱中叠加了一个周期函数 $\frac{p}{4}(1-\varepsilon^2)I_s D \cos(2\pi f\tau_1)$, 其周期为 $T_1 = c/(L_1 \Delta n_1)$ 、幅值为 $\frac{p}{4}(1-\varepsilon^2)I_s D$ 、自变量为光波频率 f 。函数的周期跟光纤长度 L_1 呈反比, 即光纤越长, 周期越小。从(13)式知 $D = \cos 2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) - \cos 2(\theta_2 + \theta_3 - \theta_1) + \cos 2(\theta_2 - \theta_3 + \theta_1) - \cos 2(\theta_2 - \theta_3 - \theta_1)$, 为了分析幅值跟角度的关系, 假设 θ_2 为变量, θ_1 和 θ_3 为常量, 且 $\theta_1, \theta_3 \in [0^\circ, 45^\circ]$ 。由于余弦函数是偶函数, 只需考虑半个周期内角度的变化, 可得

$$\begin{aligned} -(\theta_1 + \theta_3) &\leq \theta_2 \leq 90^\circ - (\theta_1 + \theta_3) \\ \theta_1 + \theta_3 &\leq \theta_2 \leq 90^\circ + (\theta_1 + \theta_3) \\ -(\theta_3 - \theta_1) &\leq \theta_2 \leq 90^\circ - (\theta_3 - \theta_1) \\ \theta_3 - \theta_1 &\leq \theta_2 \leq 90^\circ + (\theta_3 - \theta_1) \end{aligned} \quad (18)$$

令, $E_1 = \max\{-(\theta_1 + \theta_3), \theta_1 + \theta_3, -(\theta_3 - \theta_1), \theta_3 - \theta_1\} \leq \theta_2$, $F_1 = 90^\circ + \min\{-(\theta_1 + \theta_3), \theta_1 + \theta_3, -(\theta_3 - \theta_1), \theta_3 - \theta_1\}$, 则在 $E_1 \leq \theta_2 \leq F_1$ 区间内, 随 θ_2 的增大, $|D|$ 的值增大, 即输出光谱中叠加的周期函数的幅值增大。

同理, 当 $L_1 = 0$ 时, (12) 式可简化为

$$I_{out} = \frac{1}{2}(1+\varepsilon^2)I_s + \frac{p}{8}(1-\varepsilon^2)I_s[(A+D) + (B+D)\cos(2\pi f\tau_2)] \quad (19)$$

准单色光波的输出光谱中叠加了周期函数 $\frac{p}{8}(1-\varepsilon^2)I_s(B+D)\cos(2\pi f\tau_2)$, 其周期为 $T_2 = c/(L_2 \Delta n_2)$ 、幅值为 $\frac{p}{8}(1-\varepsilon^2)I_s(B+D)$ 、自变量为光波频率 f 。函数的周期跟光纤长度

L_2 呈反比, 即光纤越长, 周期越小。由于

$$B+D = 2[\cos 2(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) - \cos 2(\theta_2 - \theta_3 - \theta_1)] \quad (20)$$

令 $E_2 = \theta_1 + \theta_3$, $F_2 = 90^\circ - (\theta_1 + \theta_3)$, 则在 $E_2 \leq \theta_2 \leq F_2$ 区间内, 随 θ_2 的增大, $|B+D|$ 的值增大, 即输出光谱中叠加的周期函数的幅值增大。

当 $L_1 \neq 0$ 且 $L_2 \neq 0$ 时, 从(12)式可知, 在准单色光波的输出光谱中叠加的周期函数与对轴角度 θ_1, θ_2 和 θ_3 以及光纤长度 L_1 和 L_2 均有关, 此时周期函数的周期与幅值比较复杂。当对轴角度是常数时, 周期函数的周期随光纤加长而减小; 在光纤长度一定时, 在一定的范围内对轴角度越大, 周期函数的幅值越大。这种情况将在下面的实验与仿真中得到验证。

综上所述, 当光纤与光纤之间或光纤与器件之间的对轴角度不为零时, 输入光波经保偏光纤和偏振器传输后输出光谱中会叠加周期函数, 周期函数的周期和幅值与对轴角度和光纤长度有关。

3 仿真与实验

为了对上述结果进行验证, 我们进行了如下的实验。实验器材包括带有保偏尾纤的偏振度为 0.4 的准单色光源超辐射发光二极管(SLD)和 Y 波导集成光学偏振器($\varepsilon \approx 0.001$)、保偏光纤、Ericsson 的保偏光纤熔接机和 Agilent 86142B 光谱仪(OSA)。搭建如图 3 所示的光路结构。图 3 中, 保偏光纤 AB 和 BC 分别是 SLD 和集成光学偏振器的尾纤。SLD 发出的光经保偏光纤 AB 和 CD 后传输到集成光学偏振器, 从偏振器输出的光波由 OSA 测试。

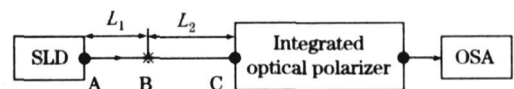


Fig 3 Experimental configuration

SLD 和偏振器的尾纤跟芯片的对轴角度分别约为 2° 和 1° , 并且芯片和尾纤的耦合点即图 3 中的 A 和 C 点是固定的, 偏振器的尾纤 BC 长度 L_2 为 1.5 m。给 SLD 施加 90 mA 的驱动电流, 用 OSA 测试的 SLD 尾纤输出的光谱如图 4 所示。

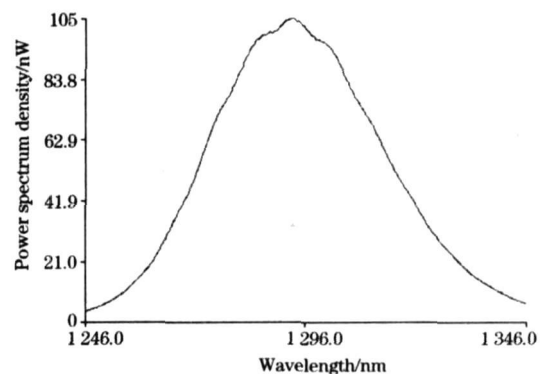


Fig 4 Output spectrum of SLD

下面以保偏光纤 AB 与 BC 之间的对轴角度 θ_2 和保偏光纤 AB 的长度 L_1 为变量, 分别对各种情况下的输出光谱进行测试。

(1) 保偏光纤 AB 的长度 L_1 为 1.65 m, 连接角度 θ_2 分别取 15° 和 45° , 输出光谱如图 5 所示。

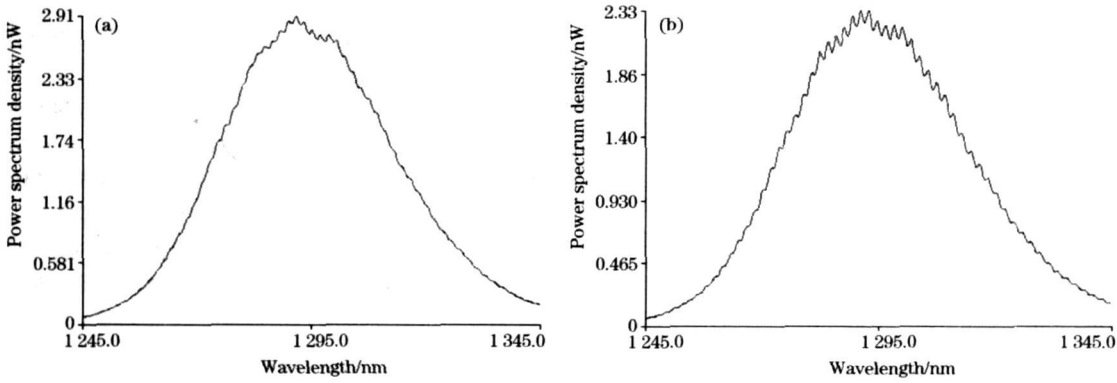


Fig 5 Output spectra of experiments ($L_1 = 1.65\text{ m}$, $L_2 = 1.5\text{ m}$)
(a): 15° ; (b): 45°

(2) 用保偏光纤熔接机把 SLD 的尾纤跟一段长 4.15 m 的同种类型保偏光纤对轴熔接, 则保偏光纤 AB 的长度 L_1 为 5.8 m, 连接角度 θ_2 分别取 15° 和 45° , 输出光谱如图 6 所示。

外, 虽然光路中具有器件的传输损耗、光纤之间的熔接损耗以及 Y 波导的 3 dB 分光损耗, 但仍可看到图 5 和图 6 中各光波的总功率比 SLD 输出的总功率小。两种情况下的仿真光谱如图 7 所示。

与图 4 相比, 图 5 和图 6 的光谱中叠加了周期函数; 另

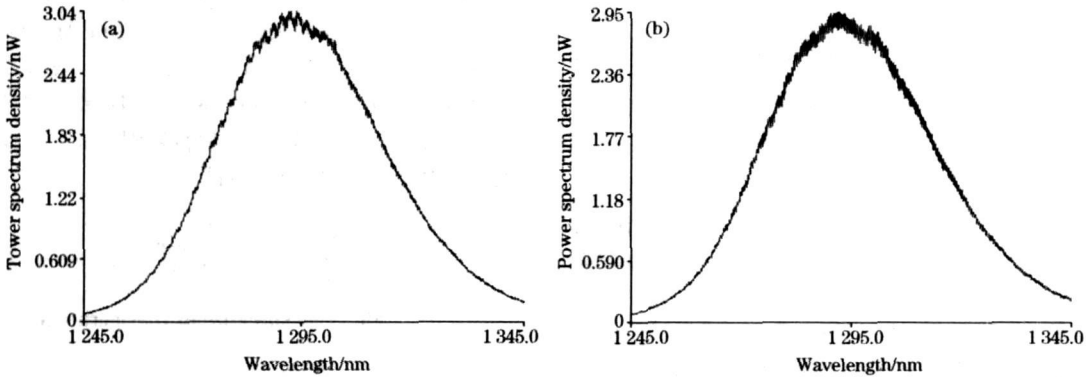


Fig 6 Output spectra of experiments ($L_1 = 5.8\text{ m}$, $L_2 = 1.5\text{ m}$)
(a): 15° ; (b): 45°

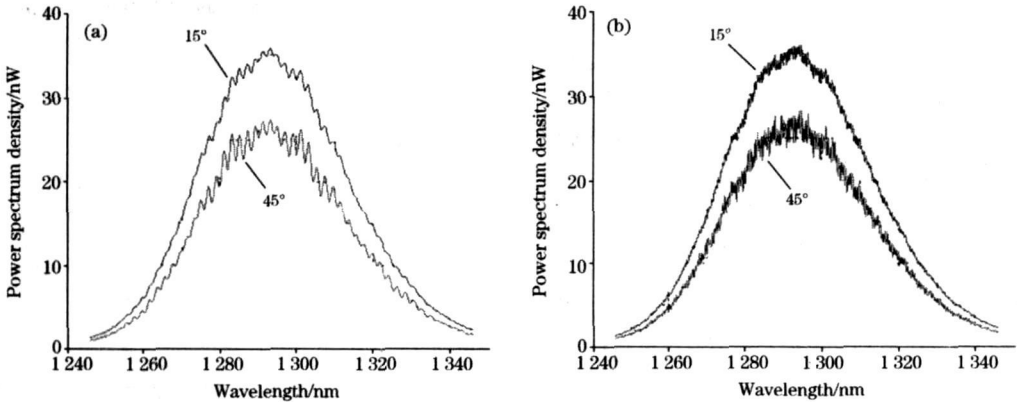


Fig 7 Output spectra of simulation
(a): $L_1 = 1.65\text{ m}$, $L_2 = 1.5\text{ m}$; (b): $L_1 = 5.8\text{ m}$, $L_2 = 1.5\text{ m}$

上述两种情况下, 输出光谱的平均波长 $\bar{\lambda}$ 、总功率 P_{total} 、半最大值全宽(FWHM)、光谱中叠加周期函数的周期 $\Delta\lambda$ 以及周期函数的幅值所占光谱中最大功率谱密度的百分比 $\Delta P/P_{\text{max}}$ 的计算值和测试值分别如表 1 和表 2 所示。

Table 1 Simulated parameters of output spectra

L_1/m	L_2/m	$\theta_2/(\circ)$	$\bar{\lambda}/\text{nm}$	$P_{\text{total}}/\mu\text{W}$	FWHM/nm	$\Delta\lambda/\text{nm}$	$\Delta P/P_{\text{max}}/\%$
1.65	1.5	15	1 295.060	2.80	44.582	1.7	2.7
		45	1 295.062	2.08	44.585	1.7	5.5
5.8	1.5	15	1 295.059	2.80	44.581	0.5	3.3
		45	1 295.060	2.08	44.583	0.5	6.5

Table 2 Tested parameters of output spectra

L_1/m	L_2/m	$\theta_2/(\circ)$	$\bar{\lambda}/\text{nm}$	$P_{\text{total}}/\mu\text{W}$	FWHM/nm	$\Delta\lambda/\text{nm}$	$\Delta P/P_{\text{max}}/\%$
1.65	1.5	15	1 295.4	2.193	43.7	2	2
		45	1 295.9	1.790	44.4	2	5
5.8	1.5	15	1 295.5	2.294	43.7	0.44	3
		45	1 295.9	2.266	44.4	0.43	6

从表 1 和表 2 可得, 当 L_1 的长度一定、保偏光纤的对轴角度 θ_2 取不同数值时, 输出光谱的形状不同: (1) 当光纤长度一定时, 在一定的角度范围内随 θ_2 的增大, 光谱中周期函数的幅值增大、周期保持不变, 光波的总功率减小, 平均波长和 FWHM 增大; (2) 当保偏光纤的对轴角度 θ_2 一定时, 随 L_1 的加长周期函数的周期变小。把表 2 和表 1 比较可得, 在考虑熔接损耗和计算误差的情况下, 实验结果与仿真的结果相符。

4 结 论

从保偏光纤和偏振器出发, 分析了它们对传输光光谱特性的影响。研究表明, 当光纤之间以及光纤与器件之间的对

轴角度不为零时, 完全非偏振光经保偏光纤和偏振器传输后, 输出光谱的形状不会改变, 但功率值下降; 偏振或部分偏振光经保偏光纤和偏振器传输后, 输出光谱中将会叠加周期函数。周期函数的周期跟光纤长度有关, 幅值大小跟光纤之间以及光纤与器件之间的对轴角度有关, 即周期随光纤长度的增加而减小, 幅值随光纤之间或光纤与器件之间对轴角度的增大而增大。该结论得到了实验验证。此外, 实验中还发现, 光纤长度和对轴角度改变时, 输出光谱的平均波长、总功率和 FWHM 也会发生改变, 从而影响光谱的稳定性。因此, 实际应用中, 当光纤长度一定时, 为了控制光谱形状的变化程度, 应调整光纤之间以及光纤与器件之间的对轴角度。

参 考 文 献

[1] LIAO Yan biao(廖延彪). Fiber Optics(光纤光学). Beijing: Tsinghua University Press(北京: 清华大学出版社), 2000.

[2] DING Xiao ping, WANG Wei, FU Lian chun((丁小平, 王 薇, 付连春). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2006, 26(6): 1176.

[3] Pavlath G A, Shaw H J. Applied Optics, 1982, 21(10): 1752.

[4] Burns W K, Chen C L, Moeller R P. Journal of Lightwave Technology, 1983, 1: 98.

[5] Burns W K, Moeller R P. Journal of Lightwave Technology, 1984, 2(4): 430.

[6] Burns W K. Journal of Lightwave Technology, 1986, 4(1): 8.

[7] MI Jian, ZHANG Chun xi, LI Zheng, et al(米 剑, 张春熹, 李 铮, 等). Acta Optica Sinica(光学学报), 2006, 26(8): 1140.

[8] MI Jian, ZHANG Chun xi, LI Zheng, et al(米 剑, 张春熹, 李 铮, 等). Journal of Optoelectronics • Laser(光电子• 激光), 2006, 17(9): 1074.

[9] YAN Da wu(晏大武). Sichuan Communication Technology(四川通信技术), 2002, 32(2): 69.

[10] Mathis R F, May B, Lasko T. SPIE, Fiber Optic and Laser Sensors XII, 1994, 2292: 283.

[11] Born M, Wolf E(Editor). Principles of Optics(光学原理). Translated by YANG Jia sun(杨葭荪, 译). Beijing: Electronics Industry Press(北京: 电子工业出版社), 2007.

[12] Blake J N, Feth J R, Szafraniec B. U. S. Patent: 5, 377, 283, 1994.

[13] LIAO Yan biao(廖延彪). Polarization Optics(偏振光学). Beijing: Science Press(北京: 科学出版社), 2003.

Influence of Polarization Maintaining Fibers and Polarizer on the Lightwave Spectrum

ZHANG Chunxi, LI Yan*, XU Hongjie, FENG Lishuang, LIANG Sheng

School of Instrument Science and Opto-Electronics Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China

Abstract The parameters of polarization maintaining fibers and polarizer, and the splicing angles between them have important influence on the spectral characteristics of lightwave propagating in them. The transmission model of lightwave was established using Jones matrix. For the first time, the effect of degree of polarization, fiber lengths, splicing angles between fibers and between fiber and component on the output spectrum was discussed. It was indicated that the shape of output spectrum of the unpolarized lightwave will not change when the splicing angles between fibers and between fiber and component were not zero, while there were periodical functions added to the output spectrum of polarized or partially polarized lightwave. The result that when the angles were constants, the longer the fibers were, the smaller the periods of periodical functions, and that when the fiber lengths were constants, in a certain range the bigger the angles, the larger the amplitudes of periodical functions, was achieved. The conclusions were verified by experiments and they could supply theoretical guidance for the systems using polarization maintaining fibers and polarizer.

Keywords Polarization maintaining fiber; Polarizer; Spectrum; Jones matrix

(Received Dec. 26, 2006; accepted Mar. 28, 2007)

* Corresponding author