

文章编号: 0253-2239(2005)12-1595-5

四端口光纤声光器件的耦合模理论*

胡 力¹ 刘国祥¹ 贾 波²

(¹ 电子科技大学通信与信息工程学院, 成都 610054)
(² 复旦大学光纤研究中心, 上海 200433)

摘要: 简述了光纤的声致折变机制, 在复合光波导理论基础上讨论了光纤零耦合器与常规光纤耦合器的本质区别, 指出零耦合器实质上是一段可以选择激励的双模光纤。从耦合模理论出发, 求解了零耦合器中声致模耦合渐进方程组, 给出了四端口光纤声光器件功率耦合的完整解析表达式, 阐明了器件输出光的频移特性, 解释了器件在声光谐振时具有的倍频声光调制、可调光移频、光滤波、光分束、光开关等功能。最后报道了器件作为可调光分束器或光开关的研究实例。

关键词: 导波与光纤光学; 耦合模; 复合光波导; 声光效应; 零耦合器

中图分类号: TN25 文献标识码: A

Coupling Mode Theory of Acousto-Optic Fiber Devices with Four Ports

Hu Li¹ Liu Guoxiang¹ Jia Bo²

(¹ *Institute of Communication and Information Engineering, University of Electronic Science
and Technology of China, Chengdu 610054*)
(² *Optical Fiber Research Center, Fudan University, Shanghai 200433*)

Abstract: The acoustic-induced refraction index change in optic fiber is introduced simply. Based on the composite waveguide theory, the difference between the general fiber coupler and the null coupler is discussed, and the latter in essence acts like a section of two-mode fiber which can be exciting separately. From the coupling mode theory, the asymptotic acoustic-induced coupling-mode equations in null coupler is resolved, and a complete analytic expression for power conversion between the fibers is given out firstly. With that, the frequency shift characteristics and functions provided with this kind of device at resonance frequency are explained. In the end, an experimental study on an acousto-optic tunable splitter or a switch is reported.

Key words: guided wave and fiber optics; coupling mode; composite optical waveguide; acousto-optic effect; null coupler

1 引 言

近年来对光纤声光器件的研究引人注目, 这类器件利用声波激起光纤折射率的周期扰动形成声光光栅。由于外加声波的频率和功率可调, 因此是一类可调的行波声光光栅。

四端口的光纤声光器件是在光纤耦合器基础上提出, 利用耦合腰区复合波导模场良好的空间叠合度提高了声光耦合效率, 利用融锥过渡段的模式分离功能实现了与光纤系统的简单兼容。国内外已对之作了大量的理论和实验研究工作^[1~5]。

本文从耦合模理论出发, 导出了四端口光纤声光器件完整的模式耦合数理模型, 所得解析表达式描述了器件的频移、滤波、开关功能, 也说明了器件的声光调制功能。作为实验研究例, 给出了器件作为可调光束分配器和光开关的实验特性。

2 四端口光纤声光器件的模耦合

2.1 光纤的声致折射率变化

在光栅中传输的两束光产生能量耦合所需要的布拉格谐振条件为

* 上海市光科技攻关项目(012261037)资助课题。

作者简介: 胡 力(1944~), 男, 电子科技大学通信与信息工程学院教授, 主要从事电磁场理论与微波技术、光波导理论与技术、光纤通信等的研究。E-mail: huli@uestc.edu.cn

收稿日期: 2004-12-27; 收到修改稿日期: 2005-07-06

$$L_B = \Lambda, \quad (1)$$

式中 $L_B = 2\pi/\beta_+ - \beta_-$ 是传播常量为 β_+ 和 β_- 的两传输光拍长; Λ 是光栅周期, 这里为媒质中光传输方向的声波波长。

如果将光纤耦合器腰区等效为半径 R 的介质棒, 在 $\Lambda \gg 2\pi R$ 的低频条件下, 声波传输的色散关系可近似为^[6]

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\kappa} = \left(\frac{\pi R c_{\text{ext}}}{f} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

式中 κ 为声波传播常量, f 为声波频率, c_{ext} 为材料中的声波速度。

声光光栅的强度是空间和时间的函数。在光纤中形成声光光栅的主要因素是几何弯曲。将低频正弦弹性声波驱动下光纤的横向位移表示为

$$u(z, t) = u_0 \cos(\Omega t - \kappa z), \quad \Omega = 2\pi f, \quad (3)$$

式中 u_0 为光纤横向最大振幅, $\Omega = 2\pi f$ 为声波角频率。假设弯曲发生在 y 坐标方向, 由弹光应变理论可得到光纤本地等效折射率的增量^[7]

$$\begin{cases} \Delta n(x, y, z, t) = \Delta n(x, y) \cos(\Omega t - \kappa z), \\ \Delta n(x, y) = n_0(1 + \chi) \kappa^2 u_0 y, \end{cases} \quad (4)$$

$\Delta n(x, y)$ 为折射率增量振幅, χ 为材料弹光系数, n_0 为纤芯折射率。

2.2 零耦合器腰区模场

将两独立单模光纤的标量模场分别记为 $\phi_1(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_1 z)]$ 和 $\phi_2(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_2 z)]$ 。两平行紧靠的单模光纤在适当高温下被熔融拉伸即制成四端口的光纤定向耦合器。将耦合腰区复合波导中的基模和次低阶模场分别记为 $\psi_+(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_+ z)]$ 和 $\psi_-(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_- z)]$ 。按照复合波导理论^[8], 只要腰区两端的过渡锥足够缓变, 复合波导中的模场振幅可以被近似认为是两独立单模光纤模场振幅的线性叠加:

$$\psi_+ = \frac{\phi_1 + \xi^{1/2} \phi_2}{\sqrt{1 + \xi}}, \quad \psi_- = \frac{-\xi^{1/2} \phi_1 + \phi_2}{\sqrt{1 + \xi}}, \quad (5)$$

式中 $\xi^{1/2}$ 是与光纤相似程度有关的正实数, ξ 为叠加模场功率比。利用微扰理论可以解得

$$\xi^{1/2} = -\frac{\beta_1 - \beta_2}{2C_0} + \frac{1}{\sqrt{M}}, \quad (6)$$

其中记

$$M = \frac{1}{(\beta_1 - \beta_2)^2 / 4C_0^2 + 1} = \frac{4\xi}{(1 + \xi)^2}, \quad (7)$$

C_0 是两单模光纤间的互耦合系数, 与两光纤模场的叠合程度有关:

$$C_0 \approx k_0 \left[\int_{A_1} (n - n_2) \phi_2 \phi_1 dA / \left(\int_{A_\infty} \phi_2^2 dA \right) \right] \approx k_0 \left[\int_{A_2} (n - n_1) \phi_2 \phi_1 dA / \left(\int_{A_\infty} \phi_1^2 dA \right) \right], \quad (8)$$

式中 n 是复合波导横截面折射率分布, n_1 和 n_2 分别是两单根光纤横截面的折射率分布。

在光纤 1 注入单位功率、光纤 2 注入功率为零的初始条件下, 微扰理论给出 $z = L$ 的腰区末端两光纤输出的归一化光功率分别为

$$\begin{cases} P_1(z) = 1 - M \sin^2 \left(\frac{C_0 L}{\sqrt{M}} \right), \\ P_2(z) = M \sin^2 \left(\frac{C_0 L}{\sqrt{M}} \right), \end{cases} \quad (9)$$

M 为两光纤间的功率转换效率。对于两全同光纤构成的耦合器, $\beta_1 = \beta_2$, $\xi = M = 1$, (5) 式给出复合波导两低阶模分别是对称和反对称场, (9) 式表明可获得光纤间的全功率转换。

对于两不同光纤构成的耦合器, 如果 $\beta_1 \geq \beta_2$, (6) 式给出 ξ 的范围为 $(0, 1)$, 在 $(\beta_1 - \beta_2)/C_0 \gg 1$ 的极限情况下, $\xi \rightarrow 0$, (5) 式给出 $\psi_+ = \phi_1$, $\psi_- = \phi_2$; 如果 $\beta_1 \leq \beta_2$, (6) 式给出 ξ 的范围为 $(1, \infty)$, 在 $(\beta_2 - \beta_1)/C_0 \gg 1$ 的极限情况下, $\xi \rightarrow \infty$, (5) 式给出 $\psi_+ = \phi_2$, $\psi_- = -\phi_1$ 。即在极限情况下, 传播常量大的光纤激励起复合波导中的基模, 传播常量小的光纤激励起次低阶模, 两种情况下均有 $M \rightarrow 0$, (9) 式给出 $P_1(z) \equiv 1$, $P_2(z) \equiv 0$, 这就是零耦合器的情况。

零耦合器中激励起的 ψ_+ 或 ψ_- 独立传输, 对任何光波长, 在任意腰区位置均不发生功率转换, 并通过末端过渡锥各自回到相应的独立光纤中。可见, 零耦合器腰区实际上相当于一段可选择激励的双模光纤, 两低阶模场在腰区空间充分叠合, 过渡锥则具有模式分离的功能。零耦合器的制作工艺是对一根光纤的耦合段先作充分预拉来实现的, 预拉段的传播常量随直径变细而减小。

2.3 声致模耦合的数理表达

如果在零耦合器腰区激励起弹性声波, 声光效应将导致复合波导两最低阶模间的功率耦合。将两最低阶模场振幅表示为距离的函数 $b_+(z) \psi_+ \exp[i(\omega t - \beta_+ z)]$ 和 $b_-(z) \psi_- \exp[i(\omega t - \beta_- z)]$, 它们所满足的标量模幅度耦合方程为

$$\begin{cases} \frac{db_+(z)}{dz} + i2D_{++}b_+(z) = -i2D_{+-}b_-(z)\exp[i(\beta_+ - \beta_-)z], \\ \frac{db_-(z)}{dz} + i2D_{--}b_-(z) = -i2D_{-+}b_+(z)\exp[-i(\beta_+ - \beta_-)z], \end{cases} \quad (10)$$

式中 D 是声致模场振幅耦合系数。声光同向传输时的声致折射率改变已由(4)式给出,相应的互耦合系数为

$$D_{+-} = D_{-+} = C_a \cos(\Omega t - \kappa z), \quad C_a = \frac{k_0}{2} \int_{A_\infty} \Delta n(x, y) \cdot \phi_+ \phi_- dA, \quad (11)$$

按照渐进近似解法,将(11)式代入(10)式,略去(10)式中的快变振荡项,得到缓变的幅度耦合方程组:

$$\begin{cases} \frac{db_+(z)}{dz} + iC_a \exp(i\Omega t) \exp(2i\delta z) b_-(z) = 0, \\ \frac{db_-(z)}{dz} + iC_a \exp(-i\Omega t) \exp(-2i\delta z) b_+(z) = 0, \end{cases} \quad (12)$$

δ 称为失谐因子, C_a 为声光耦合系数,当(1)式的布拉格条件得以满足时 $\delta = 0$

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_+ - \beta_- - \kappa) = \pi \left(\frac{1}{L_B} - \frac{1}{\Lambda} \right), \quad (13)$$

方程组(12)的通解为

$$\begin{cases} b_+(z) = \left[c_1 \frac{\delta - \sqrt{C_a^2 + \delta^2}}{C_a} \exp(i\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) + c_2 \frac{\delta + \sqrt{C_a^2 + \delta^2}}{C_a} \exp(-i\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) \right] \times \\ \exp(i\Omega t) \exp(i\delta z), \\ b_-(z) = [c_1 \exp(i\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) + c_2 \exp(-i\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z)] \exp(-i\delta z), \end{cases} \quad (14)$$

解式中 c_1 和 c_2 是与 z 无关的待定常数,由具体问题的边界条件确定。

利用(5)式,可将复合波导中总场的通解写为

$$\psi(x, y, z, t) = b_+(z) \frac{\phi_1 + \xi^{1/2} \phi_2}{\sqrt{1 + \xi}} \exp[i(\omega t - \beta_+ z)] + b_-(z) \frac{-\xi^{1/2} \phi_1 + \phi_2}{\sqrt{1 + \xi}} \exp[i(\omega t - \beta_- z)], \quad (15)$$

将(14)式代入(15)式,在光纤1内部忽略 ϕ_2 ,在光纤2内部忽略 ϕ_1 ,可写出复合波导中两光纤模场的近似通解 $E_1(z, t)$ 和 $E_2(z, t)$ 。在 $E_2(0, t) = 0$ 的边界条件下确定常数 c_1 和 c_2 的关系后,得到

$$\begin{aligned} E_1(z, t) = A \left\{ [i2\delta \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) - 2\sqrt{\delta^2 + C_a^2} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z)] \exp\left(-i\frac{\kappa z}{2}\right) - \right. \\ [i2\xi\delta \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) + 2\xi\sqrt{\delta^2 + C_a^2} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z)] \exp\left(i\frac{\kappa z}{2}\right) - \\ i2\xi^{1/2} C \exp(i\Omega t) \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) \exp\left(-i\frac{\kappa z}{2}\right) - \\ \left. i2\xi^{1/2} C \exp(-i\Omega t) \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) \exp\left(i\frac{\kappa z}{2}\right) \right\} \exp\left[i\left(\omega t - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z\right)\right], \quad (16a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_2(z, t) = A \left\{ [i2\xi^{1/2} \delta \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) - 2\xi^{1/2} \sqrt{\delta^2 + C_a^2} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z)] \exp\left(-i\frac{\kappa z}{2}\right) + \right. \\ [i2\xi^{1/2} \delta \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) + 2\xi^{1/2} \sqrt{\delta^2 + C_a^2} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z)] \exp\left(i\frac{\kappa z}{2}\right) - \\ i2\xi C \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) \exp(i\Omega t) \exp\left(-i\frac{\kappa z}{2}\right) + \\ \left. i2C \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2}z) \exp(i\Omega t) \exp\left(i\frac{\kappa z}{2}\right) \right\} \exp\left[i\left(\omega t - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z\right)\right], \quad (16b) \end{aligned}$$

式中的常数 A 含有待定常数 c_1 ,可由输入端口功率确定。从(16)式可以看到,模场振幅中既含有频率为 ω 的光载波振幅分量,也含有频率分别为 $(\omega \pm \Omega)$ 的上下移频光振幅分量。

求(16)式的模方,在 $P_1(0, t) = 1$ 的边界条件下确定常数 A ,通过繁琐的推导,可得到两光纤归一化传输功率的完整解析表达式

$$P_1 = \left\{ \left[1 - \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \right] \cdot \left[1 - M \sin^2\left(\frac{\kappa z}{2} + \epsilon\right) \right] + \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{M}{4} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) + \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{M}{4} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \right\} + \left\{ \pm 2C \sqrt{M(1-M)} \left[\frac{\delta}{C^2 + \delta^2} \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cos\left(\frac{\kappa z}{2}\right) + \frac{1}{\sqrt{\delta^2 + C_a^2}} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \sin\left(\frac{\kappa z}{2}\right) \right] \times \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cos\left(\Omega t - \frac{\kappa z}{2}\right) + \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{M}{2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cdot \cos(2\Omega t - \kappa z) \right\}, \quad (17a)$$

$$P_2 = \left\{ \left[1 - \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \right] \cdot M \sin^2\left(\frac{\kappa z}{2} + \epsilon\right) + \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{(1 \pm \sqrt{1-M})^2}{4} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) + \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{(1 \mp \sqrt{1-M})^2}{4} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \right\} + \left\{ \mp 2C \sqrt{M(1-M)} \left[\frac{\delta}{\delta^2 + C_a^2} \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cos\left(\frac{\kappa z}{2}\right) + \frac{1}{\sqrt{\delta^2 + C_a^2}} \cos(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \sin\left(\frac{\kappa z}{2}\right) \right] \times \sin(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cos\left(\Omega t - \frac{\kappa z}{2}\right) - \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \frac{M}{2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z) \cdot \cos(2\Omega t - \kappa z) \right\}, \quad (17b)$$

其中

$$\tan \epsilon = \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + C_a^2}} \tan(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z), \quad (17c)$$

式中的上下排符号分别对应于 $\xi > 1$ 或者 $\xi < 1$ 的情形(工艺上是对光纤 1 或对光纤 2 作预拉)。总功率满足 $P_1 + P_2 = 1$ 。两式右边第一花括弧内容与文献[2]的一致,(17)式的推导过程表明,该花括弧中的第一项是载波光功率、第二项和第三项分别是频率为 $\omega \pm \Omega$ 的上下频移光功率。两式右边第二花括弧中是载波光与频移光之间、以及频移光之间的干涉光功率,这两项对于理解器件的声光调制功能是很重要的^[9~11]。

将(11)式~(17)式中的 Ω 换为 $-\Omega$,可以得到声波与光波反向传输时的相应公式。

3 器件的声光谐振特性

对于常规光纤定向耦合器, $M \neq 0$ 。声光谐振时 $\delta = 0$,由(17)式可以导出在位置 $L = \pi/(2C_a)$ 处两光纤输出的载波光功率为零,输出的上下频移光功率及频移光拍频相干功率之和为

$$\begin{cases} P_1(L, t) = M \cos^2\left(\Omega t - \frac{\kappa \pi}{4C_a}\right), \\ P_2(L, t) = 1 - M \cos^2\left(\Omega t - \frac{\kappa \pi}{4C_a}\right), \end{cases} \quad (18)$$

输出功率被二倍声频调制。只有耦合腰区由两全同光纤构成时才可能实现 100% 的调制。

对于零耦合器, $M = 0$ 。由(17)式看到,光纤 1 只输出载波光功率,光纤 2 在 $\xi \rightarrow \infty$ 的情况下输出上频移光的功率,在 $\xi \rightarrow 0$ 的情况下输出下频移光的功率

$$\begin{cases} P_1(z, t) = 1 - \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z), \\ P_2(z, t) = \frac{C_a^2}{\delta^2 + C_a^2} \sin^2(\sqrt{\delta^2 + C_a^2} z), \end{cases} \quad (19)$$

声光谐振时,在位置 $L = \pi/(2C_a)$ 处两光纤将发生全功率转换 $P_1(L, t) = 0, P_2(L, t) = 1$ 。

相位条件 $C_a L = \pi/2$ 由耦合腰区长度和 C_a 确定。如(11)式、(4)式、(3)式所示, C_a 正比于耦合腰区声场和光模场的叠合程度,也正比于声波功率^[12]。

四端口声光光纤器件输出光的频移产生于腰区的声致模耦合。表 1 列出了声光同向传输和反向传输情况下零耦合器声光谐振时输出光的频移方向。

四端口光纤声光器件具有电可调功能,以零耦合器为基础的器件在理论上可获得 100% 的消光比。显然,输出光的频移随声波频率改变;通过声波的加载与否可以实现光开关的功能;改变声波驱动功率可以改变两输出光功率的分束比;失谐因子所含声光波长关系表明器件具有光滤波特性,改变声波频率可以改变光滤波的峰值位置。

表 1 零耦合器声光谐振时输出光的频移

Table 1 Frequency shifts of the null coupler out-ports at acoustic-optical resonance

	Input ports	Output ports and the frequency shifts
Copropagating waves	Pretapered fiber excites $LP_{11} (\xi=\infty)$	Unpretapered fiber exports up-shift light $(\omega+\Omega)$
	Unpretapered fiber excites $LP_{01} (\xi=0)$	Pretapered fiber exports down-shift light $(\omega-\Omega)$
Counterpropagating waves	Pretapered fiber excites $LP_{11} (\xi=\infty)$	Unpretapered fiber exports down-shift light $(\omega-\Omega)$
	Unpretapered fiber excites $LP_{01} (\xi=0)$	Pretapered fiber exports up-shift light $(\omega+\Omega)$

耦合腰区的椭圆横截面导致光腰模场以两正交的偏振态传输。由于各偏振态中两基模传播常量差不等,两种偏振态的声光谐振条件也不同。为获得与偏振无关的器件,已有采用双声频驱动、光腰扭绞、腰区横截面控制^[13]等方法的实验报道,其实用价值还有待探索。但另一方面,这一偏振特性也使四端口声光器件具有可调的偏振态分离功能。

4 实验制作

尽管光纤融锥耦合器的制作工艺已很成熟,但声光谐振条件对零耦合器的腰区直径、横截面形态、足够的长度和均匀性等物理参量提出了很高的要求。作为实验研究,利用自行设计的光纤扫描融锥设备获得的零耦合器参量为:均匀腰区直径约10 μm 、长度约20 mm,两端过渡锥长度约12 mm,工作光波长1550 nm,耦合比1:5000、插入损耗小于0.15 dB。以铝质喇叭锥导入压电陶瓷(PZT)产生的声频振荡,测得声光谐振时的射频(RF)驱动频率为0.962 MHz。输出光分束比测试曲线如图1所示,表明声光谐振时输出光功率按射频驱动电压正弦或余弦平方的规律变化,可用电控分束比范围大于80%。在声频驱动电压45 V处器件实现了最大功率转换,在该电压下的开关消光比大于15 dB。

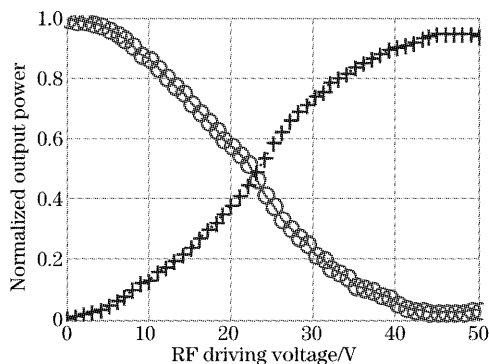


图 1 实验器件的可调分光比曲线

Fig. 1 Tunable branching curves of an experiment device

5 结 论

四端口光纤声光器件表现出多种电可调功能,

具有插损小、与光纤系统兼容的全光纤器件特点。本文较为系统地研究了器件的数理模型,(17)式给出了端口功率转换的完整解析表达式,全面说明了器件功能的数理特征。器件的实用化和批量制作还有待工艺的进一步完善和专用设备的研发。实验表明,可调光分束和光开关是其最具现实意义的功能。

参 考 文 献

- 1 T. A. Birks, D. O. Culverhouse, S. G. Farwell *et al.*. 2×2 single-mode fiber routing switch[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(10): 722~724
- 2 T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. O. Culverhouse. The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1996, **14**(11): 2519~2529
- 3 A. Diez, G. Kakarantzas, T. A. Birks *et al.*. 1-D acoustic cavity in optical fibers using two acoustic Bragg gratings[J]. *Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(9): 975~977
- 4 H. S. Park, K. Y. Song, S. H. Yun *et al.*. All-fiber wavelength-tunable acousto-optic switches based on intermodal coupling in fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2002, **20**(10): 1864~1868
- 5 Cheng Kai, Li Tong, Jin Tao *et al.*. All-fiber acousto-optic coupled ring resonator with the function to convert continuous laser light to pulse train[J]. *Chin. J. Lasers*, 2003, **30**(4): 325~328 (in Chinese)
- 程 凯,李 佟,金 弢等. 可实现连续激光——脉冲转换的全光纤声光耦合环形谐振腔[J]. *中国激光*, 2003, **30**(4): 325~328
- 6 J. N. Blake, B. Y. Kim, H. E. Engan *et al.*. Analysis of intermodal coupling in a two-mode fiber with periodic microbends [J]. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(4): 281~283
- 7 H. F. Taylor. Bending effects in optical fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1984, **2**(5): 617~628
- 8 A. W. Snyder, J. D. Love. *Optical Waveguide Theory* [M]. London and New York: Ophapman and Hall, 1983
- 9 Liu Guoxiang, Hu Li, Ye Kunzhen *et al.*. Characters of acousto-optic intensity modulation based on optical fiber fused taper coupler[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12): 1498~1500 (in Chinese)
- 刘国祥,胡 力,叶昆珍等. 光纤熔锥耦合器的声光调制特性 [J]. *光学学报*, 2001, **21**(12): 1498~1500
- 10 S. G. Farwell, D. O. Culverhouse, T. A. Birks *et al.*. Low-loss all-fibre amplitude modulator at 1.55 μm [J]. *Electron. Lett.*, 1996, **32**(6): 577~578
- 11 Li Qun, Liu Xiaoming, Li Tong *et al.*. Influence of acoustic wave attenuation on the properties of fiber AOTF [J]. *Chin. J. Lasers*, 2001, **A28**(5): 463~466 (in Chinese)
- 历 群,刘小明,李 佟等. 单模光纤中声波传输的衰减及其对光纤声光滤波器工作特性的影响[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(5): 463~466
- 12 Kuanxin Yu, Shiya He, Anen Jiang. Fiber acousto-electro-optic modulator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(S1): 521~522
- 13 S. G. Farwell, M. N. Zervas, R. I. Laming. 2×2 fused fiber null couplers with asymmetric waist cross sections for polarization independent (<0.01 dB) switching[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(9): 1671~1679