

耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪瞬态响应及应用

李立^{1,2}, 张新陆¹, 孙平平¹, 陈历学²

(1 哈尔滨工程大学 理学院, 哈尔滨 150001)

(2 哈尔滨工业大学 物理系, 哈尔滨 150001)

摘 要:对耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪光脉冲瞬态响应进行了理论和数值研究. 利用光束追迹法推导了脉冲传输的解析关系, 并数值模拟了传输光场随时间的演化. 输出脉冲形状可通过控制损耗进行调解, 响应速度为皮秒量级. 由于马赫-曾德尔干涉仪两输出端口的互补性, 在输出端可同时实现光脉冲微分和积分操作. 利用损耗控制机制, 可实现单通道脉冲微分和积分操作转换. 引入增益补偿损耗, 可实现脉冲压缩及产生可调单一触发光脉冲.

关键词:环形腔; 马赫-曾德尔干涉仪; 瞬态响应

中图分类号: TN253

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2007)10-1788-5

0 引言

耦合腔光波导及干涉仪结构作为未来实现低阈值小型化集成光子器件的理想候选者得到了广泛关注^[1-2]. 由于耦合腔结构具有群速减慢和非线性增强效应^[3-4], 因此, 即使在低非线性材料构成的小尺寸腔结构中也能获得明显的非线性效应, 这一特性为实现高速低阈值全光开关开辟了新途径. 自 1999 年 J E Heebner 等人提出利用非线性光纤环形腔耦合光纤马赫-曾德尔干涉仪实现毫瓦量级全光开关以来^[5], 基于光纤、波导及光子晶体结构的耦合腔马赫-曾德尔干涉仪得到了广泛研究^[6-11]. 然而, 众多研究都集中于稳态响应, 对动力学问题及脉冲响应的研究报导却很少. 本文在理论上研究耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪光脉冲瞬态响应. 利用光束追迹法推导出脉冲传输的解析关系. 当脉冲宽度远大于腔寿命或准连续光入射时, 该解析关系可过渡到稳态响应. 数值模拟脉冲传输随时间的动态演化. 基于瞬态响应特性, 分析其在光脉冲微分、积分、压缩以及触发脉冲产生等信号处理方面的应用, 并对响应速度进行讨论.

1 理论分析

耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪结构如图 1. 在等臂马赫-曾德尔干涉仪一个波导臂上弱耦合一波导环形谐振腔. 其中, 耦合环形腔波导臂视为调制臂, 直通波导臂视为参考臂. 当信号光由入射端入射后, 经过第一个 3 dB 耦合器被分成等幅度的两束光. 其中一束光经过环形腔调制后传输到输出端, 另

一束光则直接由直通波导传输到输出端. 经输出端 3 dB 耦合器, 两束光通过光学耦合作用从输出端口输出. 因此, 要得到耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪的光学传输特性, 首先需研究耦合环形腔波导调制臂的传输响应.

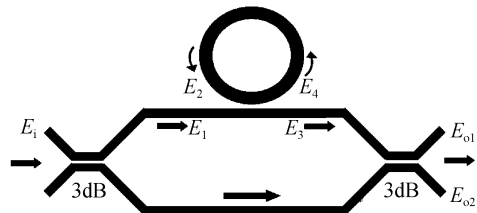


图 1 耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪

Fig. 1 Microring resonator-coupled Mach-Zehnder interferometer

如图 1, $E_1, E_2 (E_4)$ 和 E_3 分别为波导环形腔的入射场, 循环场和透射场. 令 κ 和 σ 分别为弱耦合波导环形腔耦合区的耦合系数和透射系数, 且满足归一化条件 $|\kappa|^2 + |\sigma|^2 = 1$ 和对易关系 $\kappa\sigma^* - \kappa^*\sigma = 0$. 忽略双折射效应, 考虑时间依赖传输, t 时刻耦合区传输关系为^[12]

$$\begin{pmatrix} E_3(t) \\ E_4(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa & j\sigma \\ j\sigma & \kappa \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{pmatrix} \quad (1)$$

腔内循环场传输由 $E_2(t) = a \exp(j\omega\tau) E_4(t - \tau)$ 来描述, 其中 a 是单程振幅传输因子, ω 是入射光频率, τ 是腔寿命.

假设入射场 $E_1(t)$ 为持续时间 $\Gamma = u\tau$ 的单矩形脉冲, 即在时间 $0 \leq t \leq \Gamma$ 内 $E_1(t)$ 等于常量, 而在其它任意时刻 $E_1(t) = 0$, 其中 u 大于 1, 并令 U 是 u 的整数部分. 利用光束追迹法推导脉冲传输的解析关系. 在 $t = 0$ 到 $t < \tau$ 时间内, 耦合环形腔波导的传输场为

$$E_3(0) = \kappa E_1(0) + j\sigma E_2(0) = \kappa E_1(0) \quad (2)$$

在 $t = \tau$ 到 $t < 2\tau$ 时间内

$$E_3(1) = \kappa E_1(1) + j\sigma E_2(1) = \kappa E_1(1) - a\sigma^2 E_1(0) \exp(j\omega\tau) \quad (3)$$

以类似方式反复推导,在 $t = n\tau$ 到 $t < (n+1)\tau$ 内

$$E_3(n) = \kappa E_1 - a\sigma^2 E_1 \sum_{q=1}^n [(a\kappa)^{q-1} \exp(jq\omega\tau)] \quad (4)$$

相位延迟由 $\theta = \arg(E_3/E_1)$ 确定

$$\theta(n) = \pi + \omega\tau + a \tan \left(\frac{\kappa \sin(\omega\tau)}{-\kappa \cos(\omega\tau)} + \frac{a\sigma^2 \sum_{q=1}^n (a\kappa)^{q-1} \sin[(q-1)\omega\tau]}{a\sigma^2 \sum_{q=1}^n (a\kappa)^{q-1} \cos[(q-1)\omega\tau]} \right) \quad (5)$$

上述表达式适用于 $1 \leq n \leq (U-1)$. 然而,当 $t > u\tau$ 时,入射场突然消失, $E_1(t) = 0$. 此时,透射场只来源于耦合腔中内建循环放大场的耦合释放. 在临界时间 $t = U\tau$ 到 $t < (U+1)\tau$ 内

$$E_3(U) = \xi \kappa E_1 - a\sigma^2 E_1 \sum_{q=1}^U [(a\kappa)^{q-1} \exp(jq\omega\tau)] \quad (6)$$

相应的相位延迟为

$$\theta(U) = \pi + \omega\tau + a \tan \left(\frac{\xi \kappa \sin(\omega\tau)}{-\xi \kappa \cos(\omega\tau)} + \frac{a\sigma^2 \sum_{q=1}^U (a\kappa)^{q-1} \sin[(q-1)\omega\tau]}{a\sigma^2 \sum_{q=1}^U (a\kappa)^{q-1} \cos[(q-1)\omega\tau]} \right) \quad (7)$$

其中符号函数 ξ 定义为

$$\xi = \begin{cases} 1, U\tau < t < u\tau \\ 0, u\tau < t < (U+1)\tau \end{cases}$$

在入射场消失后的时刻 $t = (U+L)\tau$ 到 $t < (U+L+1)\tau$

$$E_3(U+L) = -a\sigma^2 E_1 \sum_{q=L+\eta}^{U+L} [(a\kappa)^{q-1} \exp(jq\omega\tau)] \quad (8)$$

$$\theta(U+L) = \pi + \omega\tau +$$

$$a \tan \left(\frac{\sum_{q=L+\eta}^{U+L} (a\kappa)^{q-1} \sin[(q-1)\omega\tau]}{\sum_{q=L+\eta}^{U+L} (a\kappa)^{q-1} \cos[(q-1)\omega\tau]} \right) \quad (9)$$

式中符号函数 η 定义为

$$\eta = \begin{cases} 0, (U+L)\tau < t < (u+L)\tau \\ 1, (u+L)\tau < t < (U+L+1)\tau \end{cases}$$

这里 L 是从 1 到无穷的整数.

定义耦合环形腔光波导的复振幅传输因子为

$$\mathbf{A}(t) = |E_3(t)/E_1(t)| \exp[j\theta(t)] = \mathbf{A}(t) \exp[j\theta(t)] \quad (10)$$

结合以上分析可得到任意时刻复振幅传输因子.

当脉宽 $\Gamma = u\tau$ 的单矩形脉冲 $E_i(t)$ 入射时,由传输矩阵计算可得耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪输出场

$$\begin{pmatrix} E_{o1}(t) \\ E_{o2}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2}/2 & j\sqrt{2}/2 \\ j\sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \mathbf{A}(t) & 0 \\ 0 & \beta \zeta(t) \end{pmatrix} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} \sqrt{2}/2 & j\sqrt{2}/2 \\ j\sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_i \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\beta E_i}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{A}(t) - \zeta(t) \\ j(\mathbf{A}(t) + \zeta(t)) \end{pmatrix} \quad (11)$$

式中 $\beta = \exp(j\varphi_0)$ 是两臂相位因子. 符号函数 $\zeta(t)$ 定义为

$$\zeta(t) = \begin{cases} 1, t \leq u\tau \\ 0, t > u\tau \end{cases}$$

它是在马赫-曾德尔干涉仪直通参考臂上概念性地引入一个完美吸收体,用来满足在时刻 $t > u\tau$ 后参考臂光场消失为零的要求. 由式(11)可得输出端透过率

$$T_{o1}(t) = |E_{o1}|^2 / |E_i|^2 = [A^2(t) + \zeta^2(t) - 2A(t)\zeta(t)\cos\theta(t)]/4 \quad (12a)$$

$$T_{o2}(t) = |E_{o2}|^2 / |E_i|^2 = [A^2(t) + \zeta^2(t) + 2A(t)\zeta(t)\cos\theta(t)]/4 \quad (12b)$$

以上给出透射光场随时间演化的瞬态响应关系.

2 瞬态响应

下面对耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪光脉冲瞬态响应进行数值模拟. 图 2 分别给出谐振频率光脉冲 ($\omega\tau = 2m\pi, m$ 为整数) 入射,在 $a \leq \kappa$ 和 $a > \kappa$ 条件下输出场随时间的演化. 发现传输场存在上升沿和下降沿响应,这与稳态响应不同,且传输场不再连续变化,而在腔寿命整数倍时刻 ($t = n\tau, n$ 为整数) 发生跳变. 如果脉冲持续时间 Γ 大于环形腔上升沿响应时间 (或稳态响应时间),在下降沿响应之前传输场将达到稳态传输,即由瞬态响应过渡到稳态响应. 上升沿响应时间可用来衡量耦合腔马赫-曾德尔干涉仪稳态操作响应时间. 对不同的传输因子 a ,瞬态响应不同,包括上升沿和下降沿响应时间,及过渡到稳态时的输出光强. 图 2 显示,无论是在欠耦合 ($a < \kappa$),临界耦合 ($a = \kappa$),还是过耦合 ($a > \kappa$) 条件下^[13],上升沿和下降沿响应时间都随传输因子 a 增大而增大. 这是由于腔 Q 值或精细度 $F \approx (\pi/2) \cdot (1 + \kappa a) / (1 - \kappa a)$ 的增强导致系统延迟增大造成的. 对于过渡到稳态时的输出光强,随着 a 的增加,当 $a \leq \kappa$ 时,端口 1 和 2 的输出光强分别减小和增加;而当 $a > \kappa$ 时,则分别增加和减小. 需要指出的是,如图 2(b),在过耦合条件下 (如 $a = 1$),端口 2 的下降沿响应将产生一个尖锐过冲,其脉宽和峰值可通过传输因子 a 来调节. 增大 a ,峰值提高,同时伴随脉宽增宽. 此过冲产生是由于谐振腔内建循环放大场瞬间释放造成的. 过冲现象的产生对系统的稳定和器件的防护非常有害. 在利用耦合腔马赫-曾德尔干涉仪实现光开关时,无论脉冲操作还是准稳态操作,初始上升沿响应和最终下降沿响应都会对开关消光比,系统稳定性以及信息串扰产生影响,在实际

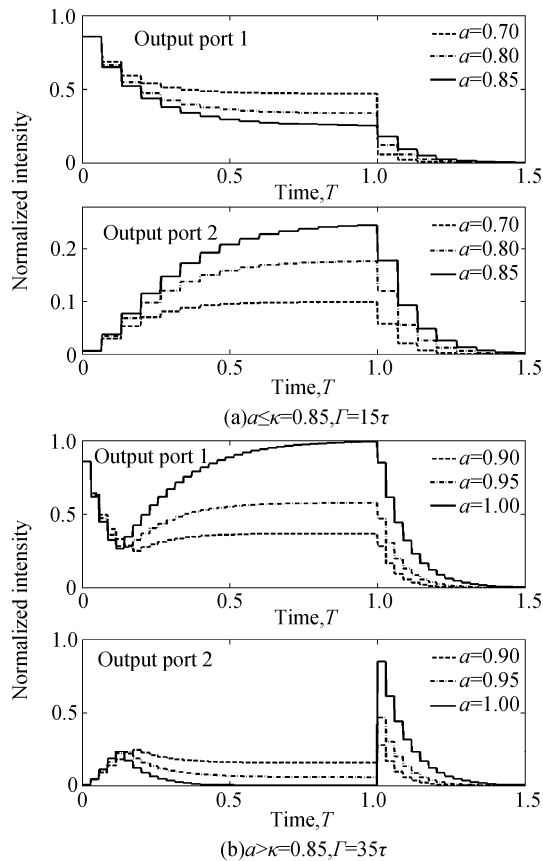


图2 输出端传输场的瞬态响应

Fig. 2 Transient response of transmitted field at output ports

应用中应加以考虑.

3 应用及讨论

基于耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪光脉冲瞬态响应特性,可实现光脉冲积分器、微分器、脉冲压缩及触发脉冲发生器等功能器件.

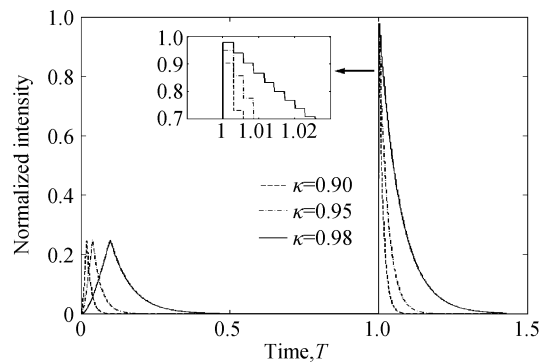
3.1 光脉冲积分器和微分器

对谐振频率脉冲入射,耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪将进行微分和积分操作.如图2,瞬态输出响应类似电学的微分和积分电路响应.光脉冲微分/积分形状可通过控制腔损耗来调节.图2(a)给出在 $a \leq \kappa$ 条件下,谐振频率矩形脉冲入射的微分和积分曲线.由于马赫-曾德尔干涉仪两个输出端口的互补性,脉冲微分和积分可同时在两输出端口获得.另外,其微分和积分性能优于图2(b)在 $a > \kappa$ 条件下的行为.结合图2(a)和(b)输出端口1的瞬态响应,发现通过损耗控制机制,即控制 a 在 $a \leq \kappa$ 的某值和 $a > \kappa$ 的某值之间转换,可实现单通道脉冲微分和积分操作转换.

3.2 脉冲压缩及触发脉冲发生器

图2(b)显示,端口2的下降沿响应产生一个尖锐过冲,控制损耗可调节脉宽和峰值.这一特性可实现脉冲压缩和产生触发脉冲.图3给出在引入增

益补偿损耗($a=1$)的情况下,持续时间 $\Gamma=350\tau$ 的谐振频率矩形脉冲的脉冲压缩和触发脉冲演示.模拟结果显示,操作响应时间为 Γ ,矩形脉冲压缩成一尖锐脉冲.当 $\kappa=0.98$ 时,压缩比约为 $1/13$,且压缩比随耦合系数 κ 减小而增大.当用于产生触发脉冲时,可通过选择适当的耦合系数 κ 获得所需锐度和峰值的脉冲.需要指出,在优化耦合系数 κ 时,触发脉冲高锐度和高峰值之间的权衡必须考虑.当选择高耦合系数 κ 来获得高峰值时,触发脉冲锐度将被降低,反之,当需要高锐度时,触发脉冲峰值将被减小.此外,注意到伴随触发脉冲产生的还有一个次脉冲,它由上升沿响应造成的.次脉冲峰值和锐度都远小于触发脉冲,通常可忽略,或使用衰减器将其滤除来产生完全的单一触发脉冲.

图3 脉冲压缩与触发脉冲 ($T=350\tau$)Fig. 3 Pulse compression and trigger pulse ($T=350\tau$)

响应速度是光子器件的重要指标.基于损耗控制机制,耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪的响应速度主要由环形腔的响应时间决定,可由腔寿命 $T=2\pi n\rho\mathcal{F}/ca$ 近似估计,其中 n 是腔折射率, a 是损耗因子, ρ 和 \mathcal{F} 分别为环形腔半径与精细度, c 是光速.对半径为 $10\ \mu\text{m}$,精细度为 50 的波导环形腔,响应时间约为 20 ps.因此,调节速度是超快的.另外,调节损耗会对输出脉冲能量、脉宽和峰值产生影响,且都随损耗减小而增大.

与光纤环形腔相比^[12],耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪的性能更加优越.尤其是马赫-曾德尔干涉仪的双通道输出使脉冲微分/积分操作可同时进行,并行处理,控制损耗可使微分/积分操作在两通道间相互转化.对单纯的环形腔,上述功能至少需要两个以上环形腔组合并同时操作才能实现,这将导致系统结构和控制操作过程变得复杂.因此,耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪以其结构紧凑,性能优越,操作方便等优点,在实际应用上具有明显的优势.

4 结论

本文理论研究了耦合环形腔马赫-曾德尔干涉

仪光脉冲瞬态响应. 利用光束追迹法给出了脉冲传输的解析关系,并数值模拟了传输场随时间的演化. 脉冲瞬态响应可实现脉冲微分/积分、压缩及产生触发脉冲等,控制损耗可调节输出脉冲形状,响应速度为皮秒量级. 由于马赫-曾德尔干涉仪两输出端口的互补性,脉冲微分/积分可同时获得. 通过控制损耗,可实现单通道脉冲微分/积分操作转换. 引入增益补偿损耗,可实现脉冲压缩及产生可调单一触发光脉冲. 耦合环形腔马赫-曾德尔干涉仪具有的这些效应在光信号处理方面具有潜在应用.

参考文献

- [1] XU Q F, SANDHU S, POVINELLI M L, *et al.* Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**(12):123901-1-4.
- [2] HEEBNER J E, BOYD R W. Slow light, induced dispersion, enhanced nonlinearity, and optical solitons in a resonator-array waveguide[J]. *Phys Rev E*, 2002, **65**(3):036619-1-4.
- [3] HEEBNER J E, LEPESHKIN N N, SCHWEINSBERG A, *et al.* Enhanced linear and nonlinear optical phase response of AlGaAs microring resonators[J]. *Opt Lett*, 2004, **29**(7):769-771.
- [4] CHEN Y, BLAIR S. Nonlinearity enhancement in finite coupled-resonator slow-light waveguides [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(15):3353-3366.
- [5] HEEBNER J E, BOYD R W. Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator[J]. *Opt Lett*, 1999, **24**(12):847-849.
- [6] NGUYEN T G, MITCHELL A, VISAGATHILAGAR Y S. Demonstration of a numerically optimized resonantly enhanced Mach-Zehnder modulator[J]. *IEEE Photon Techn Lett*, 2006, **18**(3):454-456.
- [7] BANANEJ A, LI C F. Controllable all-optical switch using an EDF-ring coupled M-Z interferometer[J]. *IEEE Photon Techn Lett*, 2004, **16**(9):2102-2104.
- [8] ZHANG Ting, ZHAO Shuai, CHEN Kai, *et al.* A flat-top interleaver based on a M-Z interferometer with two ring cavities[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(7):1053-1056.
张婷,赵帅,陈凯,等.一种基于双光纤环形腔的M-Z型交错复用器[J].光子学报,2005, **34**(7):1053-1056.
- [9] HE Yu-jun, YIN Cheng-qun, LI Yong-qian, *et al.* A novel BOTDR system based on all fiber Mach-Zehnder interferometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(6):721-724.
何玉钧,尹成群,李永倩,等.一个新型的基于全光纤 Mach-Zehnder 干涉仪 BOTDR 系统[J].光子学报,2004, **33**(6):721-724.
- [10] LI Jia-fang, FENG Ming, LI Yi-gang, *et al.* 48-line linear cavity multi-wavelength Er-doped fiber laser [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(4):485-488.
李家方,冯鸣,李乙钢,等.48-波长线形腔多波长掺铒光纤激光器[J].光子学报,2005, **34**(4):485-488.
- [11] MARTINEZ A, GRIOL A, SANCHIS P, *et al.* Mach-Zehnder interferometer employing coupled-resonator optical waveguides[J]. *Opt Lett*, 2003, **28**(6):405-407.
- [12] PANDIAN G S, SERAJI F E. Optical pulse response of a fibre ring resonator[J]. *IEE Proceedings-J*, 1991, **138**(3):235-239.
- [13] HEEBNER J E, WONG V, SCHWEINSBERG A, *et al.* Optical transmission characteristics of fiber ring resonators [J]. *IEEE J Quan Electron*, 2004, **40**(6):726-730.

Transient Response and Applications of Microring Resonator-coupled Mach-Zehnder Interferometer

LI Li^{1,2}, ZHANG Xin-lu¹, SUN Ping-ping¹, CHEN Li-xue²

(1 College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(2 Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Received date: 2006-07-12

Abstract: Transient response of optical pulse is investigated theoretically and numerically on microring resonator-coupled Mach-Zehnder interferometer. The analytical formulations of optical pulse process are derived by the method of light beam tracing, and transmission evolution with time is numerically demonstrated. Based on transient response, optical differentiation, integration, pulse compression and trigger pulse generation can be realized. Transmitted pulse shape can be adjusted by controlling loss. Response speed is about picosecond order. Pulse differentiation and integration can be synchronously achieved at output ports, respectively, due to the complementarity between two ports. Conversion of differentiation and integration can be also realized at one channel by controlling loss. By introducing gain to compensate loss, pulse compression and single trigger pulse generation can be obtained.

Key words: Microring resonator; Mach-Zehnder interferometer; Transient response



LI Li was born in 1980. He received his B. S. degree and M. S. degree from Harbin Institute of Technology (HIT), in 2003 and 2005, respectively. At present, he is a Ph. D. candidate at Department of Physics, HIT, and works at College of Science, Harbin Engineering University. His main research interests focus on nonlinear photonic switching, optical bistability, and solid-state laser.