

损耗可控条件下掺铒光纤中光速减慢现象的研究*

邱 巍 掌蕴东 叶建波 田 赫 王 楠 王 号 王金芳 袁 萍

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所 哈尔滨 150080)

(2007 年 4 月 20 日收到, 2007 年 9 月 25 日收到修改稿)

由于相干布居振荡效应, 光脉冲通过处于吸收状态的掺铒光纤介质时, 将导致群速度传输减慢. 由掺铒光纤的吸收特性可知, 此时必伴随着强烈的吸收损耗, 这势必会给实际的慢光信号测量及光通信领域带来诸多的困难. 从铒离子基态粒子速率方程出发, 对损耗可控条件下的光速减慢传输进行了数值仿真研究, 并加以实验验证. 研究表明, 抽运光强度越高, 信号光损耗系数越小, 抽运掺铒光纤长度越长, 信号光损耗系数越小. 通过优化抽运光强度、掺铒光纤长度等参量, 可以实现损耗可控条件下的光脉冲群速度减慢传输.

关键词: 时间延迟, 吸收损耗, 掺铒光纤

PACC: 4265, 4281D

1. 引 言

随着激光的出现以及激光技术的发展, 人们对光以及光与物质相互作用的本质有了更深入的理解, 光学研究也拓展到了非线性领域, 这就使得向传统意义上的光速发起挑战成为可能. 近年来, 控制光波在介质中传输的速度已经成为光子学领域的一个研究热点.

由光波的群速度与折射率的关系

$$v_g = c / \left[n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega} \right]$$

可以看出, 若介质的折射率随光波频率变化很大 ($\omega \frac{dn}{d\omega} \gg 1$), 群速度就会变得很小. 所以, 在很窄的频率范围内介质的折射率发生急剧变化是实现光速减慢的关键所在^[1-3]. 2003 年, Boyd 研究组^[9, 10]在室温条件下利用光谱烧孔技术在红宝石晶体中观测到了极慢光传输现象, 这种技术为慢光在光子学中的应用提供了可能. 文献 [9] 报道的实验只需要一束激光, 并且烧孔的位置随激光频率漂移而发生改变, 所以不需要把激光频率锁定到特定的跃迁频率上. 实际上, 激光器甚至不用调到单纵模状态, 因为所有模式都会产生延迟. 实验中所用到的介质是室温条件下的晶体, 观测到最慢的群速度为 (57.5 ± 0.5) m/s. 此实验为信号光延迟技术的实用化奠定了基

础. 但是, 实验只能使用特定波长的激光信号源, 且需要特殊晶体, 这些限制了此项技术在实际中的应用. 随着科学研究的不断深入, 人们已经把对光速控制研究的注意力转移到了光纤介质中. 2005 年, Song 等^[11]利用光纤中的受激布里渊散射过程首次在普通光纤中实现了光速操控. 2006 年, Schweinsberg 等^[12]利用相干布居振荡技术在掺铒光纤中观测到慢光、超光传输现象.

由于掺铒光纤介质具有强烈的吸收特性, 因此在实现光脉冲群速度减慢传输的同时, 必然会导致信号光强度的损耗^[13-15], 这给慢光信号测量及慢光传输技术在实际中的应用带来诸多困难. 实现低损耗状态下的慢光信号传输, 才能使光速减慢技术在实际应用中具有真正的意义. 针对以上存在的问题, 本文以铒离子基态粒子速率方程及跃迁概率方程和光传输方程为基础, 建立了一种损耗可控条件下实现群速度减慢传输的模型. 根据本文所建立的模型对损耗可控条件下实现群速度减慢传输进行了理论仿真研究. 讨论了在不同参数控制下所实现的光信号损耗可控及对应的群速度减慢传输特性. 同时, 还进行了相应的实验研究以及分析, 进一步验证了增益补偿技术的可行性.

2. 理论及实验

铒离子能级结构可简化为二能级系统, 设定亚

* 国家自然科学基金(批准号: 60478014, 60272075)资助的课题.

稳态的粒子数密度为 n_2 , 基态粒子数密度为 n_1 , 从基态粒子速率方程出发, 在忽略损耗情况下的光传输方程为^[16]

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} = -R_{13} A n_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial z} = -W_{12} A n_1 + W_{21} A n_2,$$

式中 A 为纤芯掺杂的有效面积, W 为与信号有关的跃迁概率, R 为与抽运有关的跃迁概率. 同时定义

$$b_p = \frac{\Gamma_p \sigma_{13}}{A},$$

$$b_s = \frac{\Gamma_s (\sigma_{12} + \sigma_{21})}{A},$$

$$c_s = \Gamma_s \sigma_{21} \rho L.$$

这里 Γ_s 和 Γ_p 分别为信号光和抽运光模场与纤芯掺杂区的重叠积分因子, σ_{12} 和 σ_{13} 分别为基态对信号光和抽运光的吸收截面, σ_{21} 为亚稳态的受激发射截面. 进一步可以得出输出信号光强度与输入信号光强度关系的表达式及基态粒子数分布的一阶非线性微分方程. 对输入信号光强度进行强度调制,

$$P_s(0, t) = P_s^0(0) [1 + m_s \cos \omega t],$$

其中 $P_s^0(0)$ 是未加调制时输入信号光强度, m_s 是输入调制系数. 在引入调制后, 基态粒子数可以表示为

$$N_1(t) = N_1^0 [1 + \delta \cos(\omega t + \phi)].$$

调制频率为抽运光和探测光的拍频. 由基态粒子数分布的一阶非线性微分方程及基态粒子数表达式可得

$$\begin{aligned} & -N_1^0 \delta \omega \sin(\omega t + \phi) \\ & = P_s^0(0) [1 + m_s \cos \omega t] \\ & \times \{ \exp[-b_s N_1^0 (1 + \delta \cos(\omega t + \phi))] + c_s \} - 1 \} \\ & + P_p^0(0) \{ \exp[-b_p N_1^0 (1 + \delta \cos(\omega t + \phi))] - 1 \} \\ & + \frac{N_0 - N_1^0 (1 + \delta \cos(\omega t + \phi))}{\tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

定义有效频率

$$\omega_{\text{eff}} = P_s^0(L) b_s + P_p^0(L) b_p + \frac{1}{\tau}.$$

由(2)式得出

$$\begin{aligned} \tan \phi & = -\frac{\omega}{\omega_{\text{eff}}}, \\ N_1^0 \delta & = \frac{m_s [P_s^0(L) - P_s^0(0)]}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $P_s^0(L)$ 为未加调制时输出信号光强度. 利用方程(3), 在保留一次谐波近似下通过三角函数转换,

得到输出信号光强度表达式

$$P_s(L, t) = P_s^0(L) [1 + \xi \cos(\omega t - \theta_s)], \quad (4)$$

式中 ξ 为输出调制系数. 在定义

$$b [P_s^0(L) - P_s^0(0)] = \kappa$$

条件下, 最后得到下列表达式:

$$\xi = \frac{m_s}{\sqrt{\omega^2 + \omega_{\text{eff}}^2}} \sqrt{\omega^2 + (\omega_{\text{eff}} - \kappa)^2},$$

$$\tan \theta_s = -\frac{\omega}{\frac{\omega_{\text{eff}} + \omega^2}{\kappa} - \omega_{\text{eff}}}. \quad (5)$$

定义信号光强度损耗系数

$$\eta = \ln \frac{P_s^0(0)}{P_s^0(L)}. \quad (6)$$

由文献[12]的理论分析可知, 当抽运光强度为零时, 掺铒光纤处于吸收状态, 为强吸收介质. 基于光纤调制技术, 幅值调制的信号光可近似为三频率光波成分, 以频谱中间部分作为抽运光源, 以两边频带作为探测光源. 根据相干布居振荡效应, 当抽运光和探测光的拍频(抽运光与探测光之间的频差)小于或近似等于粒子弛豫时间的倒数时, 粒子在基态和亚稳态之间振荡, 导致探测光吸收降低. 由于探测光束在很窄的频率间隔内经受了降低的吸收, 即经历饱和吸收, 由克拉默斯-克勒尼希色散关系可知, 吸收的变化对应着折射率在同样的范围内迅速增加. 由于折射率的急剧变化, 群折射率

$$n_g = n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}$$

也变得非常大, 其中 ω 为探测光在晶体中的频率. 因此, 相应群速度变得非常小, 物理上表现为脉冲传输延迟. 光脉冲通过此强吸收介质, 在群速度减慢传输的同时, 光强损耗很大. 反之, 在增益介质中, 布居振荡效应又导致光脉冲经历增益饱和, 脉冲传输超前. 光脉冲通过此放大介质, 实现超快群速度传输的同时, 强度得到增强. 由以上分析可知, 在一定长度光纤的输出端连接一 980 nm 激光源抽运的掺铒光纤, 通过此外接抽运的掺铒光纤后信号光强度得到增强. 通过控制掺铒光纤的长度及抽运光强度等参量, 使得光脉冲时间延迟大小可控, 从而达到损耗可控条件下实现信号光群速度可控的目的.

实验装置如图 1 所示. 在实验中, 调制后的信号光脉冲从信号光源(波长为 1550 nm, 最大输出强度为 4.5 mW)输出, 经数显光衰减器后耦合进入强度分配为 98:2 的分束器中. 其中 2% 的光束作为参考信号直接由探测器接收, 变成电信号送入示波器.

另外 98% 的光束作为主光路激光,经掺铒光纤后,进入 980 nm 抽运的掺铒光纤.从掺铒光纤中输出的激光信号由同一型号的 InGaAs 探测器进行接收,此探测器的信号也输入示波器.通过比较示波器上主光路和参考光路的信号在时域上的位置变化来确定

通过掺铒光纤的信号光所发生的时间延迟.为了进行准确的定量计算,我们把示波器上的两路激光信号的数据都输入计算机,通过专业软件进行精确计算,最终得出激光信号经过掺铒光纤前后的时间延迟和幅度变化.

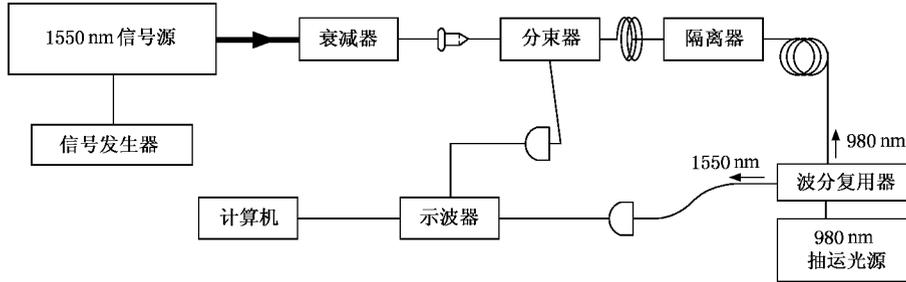


图 1 实验装置示意图

本文在数值仿真与实验验证的过程中,所用的主要参数如下:入射信号光强度为 1 mW,掺铒光纤长度为 20 m,其参数由光纤公司提供,纤芯半径为 1.66 μm ,铒离子掺杂浓度为 $5.4 \times 10^{24}/\text{m}^3$,吸收系数 α 和发射系数 β 分别为 $\alpha_s = 2.826 \text{ dB/m}$, $\alpha_p = 3.715 \text{ dB/m}$, $\beta_s = 4.318 \text{ dB/m}$. 外接抽运掺铒光纤的增益 G 及吸收光谱如图 2 所示,光纤的参量值由 Lucent 公司提供,如表 1 所列,其中 n_0 为铒离子的掺杂浓度.抽运光波长为 980 nm,信号光波长为 1550 nm. 铒离子亚稳态到基态弛豫时间 τ 的典型值为 10 ms.

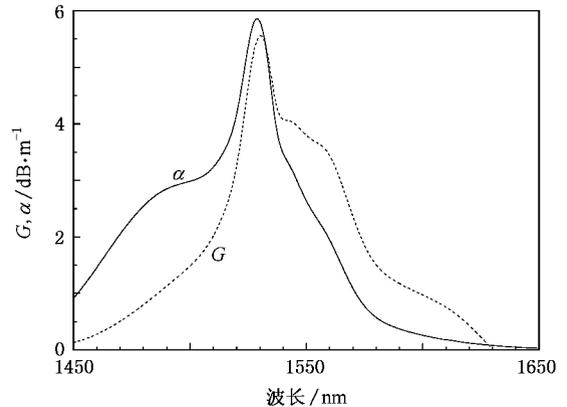


图 2 掺铒光纤的增益 G 及吸收光谱

表 1 实验所用光纤的参量取值

参 量	取 值
$r/\mu\text{m}$	1.44
$R/\mu\text{m}$	125
$\alpha_s/\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$	2.6375
$\alpha_p/\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$	4.57
n_0/m^{-3}	8.55×10^{24}
$\beta_s/\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$	3.7959
τ/ms	10

3. 结果及分析

我们选用强度为 1 mW 的信号光进行实验研究.此信号光经 20 m 光纤后,实验测得输出强度为 $0.0321 \mu\text{W}$,光脉冲的时间延迟及相应的群速度如图 3 所示,图中曲线为理论仿真结果,数据点为实验结果.从图 3 可以看出,当群速度减慢的同时,强度会

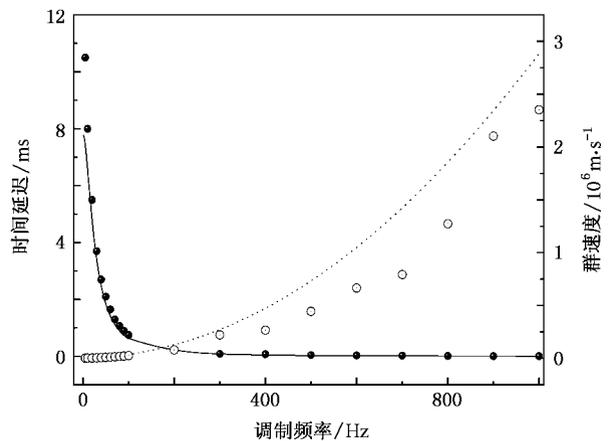


图 3 强度为 1 mW 的信号光经光纤后光脉冲的时间延迟及相应的群速度

受到很大的影响.如此低的信号光强度对于实际的

慢光测量及在通信系统中的应用都会带来困难. 如上所述, 此时若在光纤后面连接一波长为 980 nm 的激光源抽运的 12 m 掺铒光纤, 将对信号光起到增益补偿作用, 达到了信号光强度的低损耗. 从图 3 还可以看出, 经光纤后光脉冲传输延迟. 调制频率越低, 相互作用越强; 信号光的时间延迟越大, 光纤介质中的群速度越慢. 此时实验测得最慢的传输速度为 1.904×10^3 m/s.

经强度为 50 mW 的激光源抽运的掺铒光纤后, 信号光强度由 $0.0321 \mu\text{W}$ 增强至 0.922 mW, 此时损耗系数为 0.08338. 从图 4 可见, 经此增益补偿后光脉冲仍为减慢传输, 实验测得最慢的群速度为 3.764×10^3 m/s. 虽然经此抽运光纤后群速度有所增加, 但此时的光强损耗大大减小, 这给实验中的测量带来了很大的便利. 当调制频率为 10 Hz 时, 实验测得的信号光经增益补偿作用前后的脉冲波形如图 4 (b)(c) 所示. 并且由理论分析可知, 抽运掺铒光纤的长度及抽运光强度对信号光的延迟及损耗系数都有很大的影响.

下面的理论仿真及实验验证分别研究了不同条件下损耗系数及群速度可控的实现. 图 5 给出了输出信号光强度及损耗系数与抽运光强度的关系. 从图 5 可以看出, 光脉冲通过强吸收介质光速减慢传输的同时, 光强损耗很大. 反之, 在增益介质中, 光脉冲经历增益饱和, 脉冲传输超前. 光脉冲通过此增益介质, 实现超快光传输的同时, 光强得到增强. 由此可知, 信号光经过这两段参数匹配的掺铒光纤后, 可以实现低损耗状态下慢光传输.

从图 5 的理论及实验结果可以看到, 随着抽运光强度的不断增强, 输出光强度也不断增加, 此时的损耗系数随之减小. 当抽运光强度为 60 mW 时, 实验测得输出光强度已达到了 0.956 mW, 此值已经很接近入射的信号光强度. 利用损耗系数与抽运光强度的关系, 可以实现低损耗条件下光波群速度可控. 同时从理论分析可知, 掺铒光纤的长度对损耗系数也有着重要的影响. 图 6 给出了输出端信号光强度及损耗系数与抽运掺铒光纤长度的关系. 从图 6 可以看出: 随着光纤长度的增加, 输出的信号光强度有一缓慢的变化过程, 表明此长度范围内光纤长度变化对光强损耗的影响并不是很显著. 当光纤长度超过 10 m 以后, 输出光强度迅速增加.

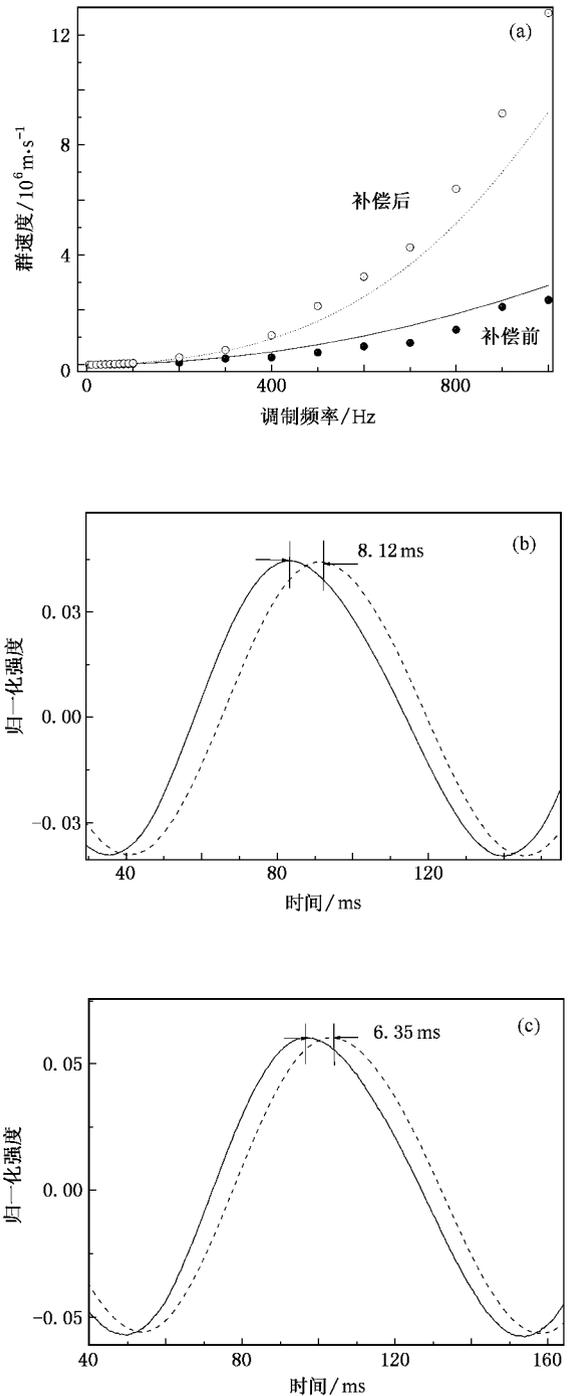


图 4 经 20 m 光纤后光脉冲强度增益补偿前后的传输情况 (a) 经光纤后光脉冲的群速度和经强度增益补偿后光脉冲的群速度对比, 抽运光强度为 50 mW, 曲线为理论计算结果, 数据点为实验测量结果; (b) 调制频率为 10 Hz 时, 增益补偿前信号光脉冲的时间延迟; (c) 调制频率为 10 Hz 时, 增益补偿后信号光脉冲的时间延迟

在抽运光强度为 45 mW 时, 对经过长度分别为 12, 15, 20 m 的抽运掺铒光纤的光脉冲时间延迟进行了比较分析, 结果如图 7 (a) 所示. 图 7 (b) 为信号光

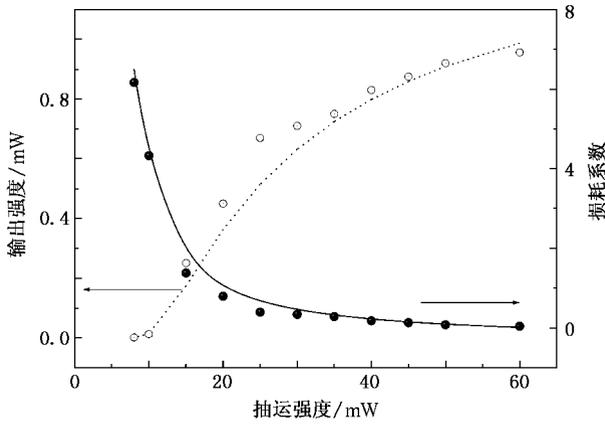


图 5 输出信号光强度及损耗系数与抽运光强度的关系 曲线为理论计算结果,数据点为实验结果

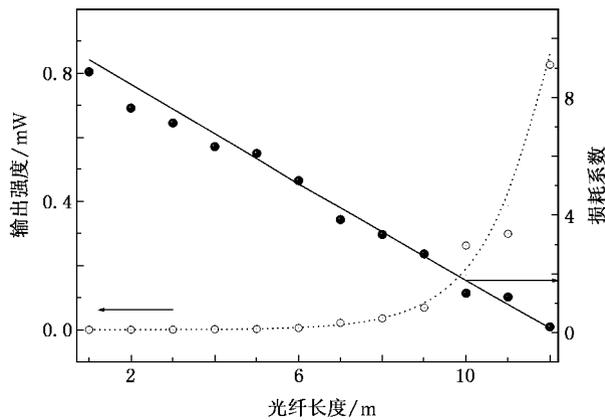


图 6 输出端信号光强度及损耗系数与掺铒光纤长度的关系 抽运光强度为 45 mW,曲线为理论计算结果,数据点为实验结果

经光纤后在不同长度的抽运掺铒光纤介质中光脉冲时间延迟与调制频率的关系。图 7(c)为信号光经 12、20 m 的抽运掺铒光纤后时间延迟的理论计算结果与实验测量结果的比较,两者符合较好。从图 7 可以看出,在抽运掺铒光纤长度超过 15 m 后,时间的超前程度迅速增加。由此可见,选择不同的抽运掺铒光纤长度,在输出端会得到不同的光脉冲时间延迟。基于以上理论结果的分析,抽运掺铒光纤的长度对光强损耗有显著影响,同时对光脉冲的时间延迟也有相当大的影响。所以,选择合适的光纤长度,可以实现在损耗可控条件下群速度减慢传输。当抽运掺铒光纤长度为 20 m 时,在抽运光纤中光脉冲的时间超前很大,会导致输出端所测定的光脉冲时间延迟从正值过渡到负值,此时对应的群速度也相应地从正值变为负值,即实现了慢光到超快光速

传输的转变,此种方法也为实现慢光到超快光的转变开辟了新的途径。

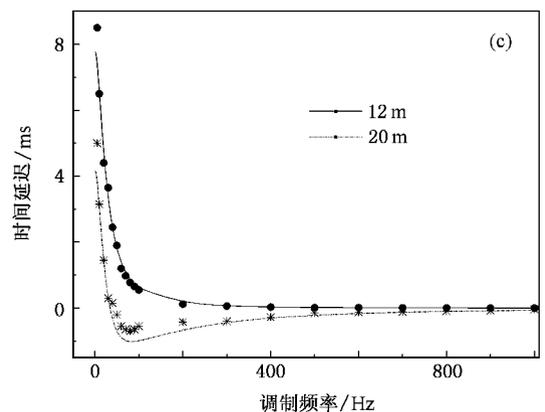
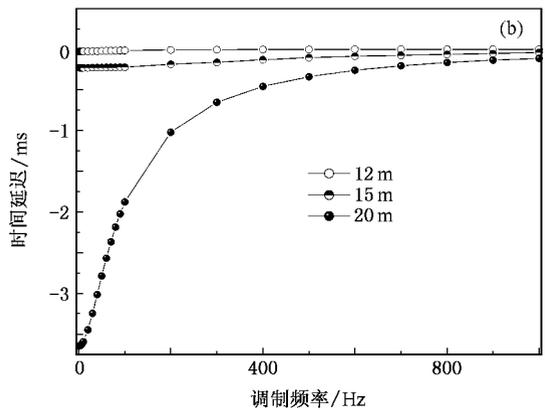
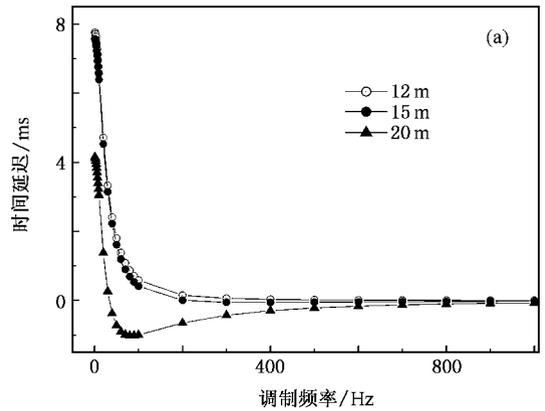


图 7 抽运光强度为 45 mW 时,不同抽运光纤长度所对应的信号光时间延迟 (a)信号光的时间延迟随调制频率的变化 (b)在抽运掺铒光纤介质中信号光的时间延迟随调制频率的变化 (c)理论计算结果与实验测量结果的对比,曲线为理论计算结果,数据点为实验测量结果

由以上的讨论分析可知,980 nm 激光源抽运的掺铒光纤长度及抽运源强度对损耗系数及光脉冲的

时间延迟影响很大. 通过控制掺铒光纤的长度及抽运源强度可以实现光群速度可控.

4. 结 论

信号光在传输过程中的强度损耗给实际的慢光信号测量及通信领域带来了诸多的困难. 本文通过

增益补偿技术, 在实现光速减慢传输的同时, 使损耗系数降至最低. 讨论了损耗系数随抽运光强度及掺铒光纤长度的变化关系. 研究表明: 抽运光强度越高, 信号光损耗系数越小; 抽运掺铒光纤长度越长, 信号光损耗系数越小. 通过优化抽运光强度、掺铒光纤长度等参量, 可以实现损耗可控条件下的光速减慢传输.

- [1] Steinberg A M , Kwait P G , Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 708
- [2] Spielmann C , Szpöcs R , Stingl A , Krausz F 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2308
- [3] Wang L J , Kuzmich A , Dogariu A , 2000 *Nature* **406** 277
- [4] Harris S E , Field J E , Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [5] Agarwal G S , Dey T N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 203901
- [6] Harris S E , Field J E , Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** R29
- [7] Kasapi A , Jain M , Yin G Y , Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [8] Hau L V , Harris S E , Dutton Z , Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [9] Bigelow M S , Lepeshkin N N , Boyd R W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903
- [10] Bigelow M S , Lepeshkin N N , Boyd R W 2003 *Science* **301** 200
- [11] Song K Y , Herráez M G , Thévenaz L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1782
- [12] Schweinsberg A , Lepeshkin N N , Bigelow M S 2006 *Europhys. Lett.* **73** 218
- [13] Budker D , Kimball D F , Rochester S M , Yashchuk V V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767
- [14] Lou S Q , Ren G B , Yan F P , Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [娄淑琴、任国斌、延凤平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229]
- [15] Wang L R , Zhao Y T , Ma J , Zhao J M , Xiao L T , Jia S T 2006 *Chin. Phys.* **15** 365
- [16] Novak S , Gieske R 2002 *J. Lightwave Technol.* **20** 986

Research on group velocity slowdown in erbium-doped optical fiber under controllable absorption loss^{*}

Qiu Wei Zhang Yun-Dong Ye Jian-Bo Tian He Wang Nan Wang Hao Wang Jin-Fang Yuan Ping

(Institute of Optoelectronics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150080 , China)

(Received 20 April 2007 ; revised manuscript received 25 September 2007)

Abstract

Group velocity of the optical pulse propagation would be reduced based on coherent population oscillation effect in an absorbing medium. According to the absorption properties of erbium-doped optical fiber , there would appear a sharp absorption loss , which brought more difficulties to the actual measurement of slow light and its application in communications. From the ground rate equation of erbium-ion , the delay of optical pulse was simulated under controllable absorption loss , and experiments were implemented to verify the theoretical results. Moreover , we researched how the different pump power and fiber length effect the signal loss and the optical pulse delay.

Keywords : time delay , absorption loss , erbium-doped optical fiber

PACC : 4265 , 4281D