

掺铒光纤中方波信号高次谐波的快慢光特性

王甫 王智 吴重庆 刘国栋 毛雅亚 孙振超 李强

Superluminal and slow light of high-order harmonic for rectangle signal in erbium-doped fiber

Wang Fu Wang Zhi Wu Chong-Qing Liu Guo-Dong Mao Ya-Ya Sun Zhen-Chao Li Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 244205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.244205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高次谐波的 Guo-舄 erg-Crasemann 理论及其截断定律

Guo-舄 erg-Crasemann theory for high harmonic generation and its cutoff law

物理学报.2015, 64(12): 124207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124207>

KTP 倍频器件温度适应性扩展研究

Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device

物理学报.2015, 64(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094205>

空气中等离子光栅诱导探测光丝三次谐波辐射放大的实验研究

Efficient generation of third harmonic radiation of air filament induced by plasma grating

物理学报.2014, 63(18): 184206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184206>

利用椭圆高斯光束产生 266nm 紫外连续激光

Generation of 266 nm continuous-wave with elliptical Gaussian beams

物理学报.2014, 63(5): 054204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054204>

高非线性光纤中四波混频的磁控机理研究

Research on magnetic control mechanism of four-wave mixing in highly nonlinear fiber

物理学报.2013, 62(2): 024213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.024213>

## 掺铒光纤中方波信号高次谐波的快慢光特性\*

王甫 王智 吴重庆† 刘国栋 毛雅亚 孙振超 李强

(北京交通大学理学院光信息科学与技术研究所, 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044)

(2015年6月29日收到; 2015年8月15日收到修改稿)

光纤中方波信号的慢光技术在全光通信和光纤传感等领域具有重要的应用前景. 提出了谐波相对延时量的度量方法, 分别采用速率方程和相干布居振荡理论, 对掺铒光纤中方波信号的基波和高次谐波的快慢光特性进行了研究. 在无抽运光输入情况下, 改变入射光功率, 入射探测光的基波最大相对延时量能达到20%, 且存在实现最大相对延时量的入射光功率为8 mW; 在有抽运光输入的情况下, 改变信号光增益, 入射探测光的基波相对超前量同样能达到-20%, 且随着信号光增益的增大而增加.  $N$ 次谐波( $N = 1, 3, 5, 7, \dots$ )在频率 $f/N$ ( $f$ 为基波信号最大延时量对应的调制频率)处有最大相对延时量, 且它们的最大延时量相同, 频率处于相干布居振荡引起的光谱烧孔带宽内.

**关键词:** 快慢光, 谐波相对延时量, 相干布居振荡, 掺铒光纤

**PACS:** 42.65.Ky, 42.81.Cn, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.64.244205

## 1 引言

慢光在全光信号光处理、全光缓存、光信号延迟等方面有着重要应用<sup>[1,2]</sup>, 从而受到广泛关注. 尤其在高比特速率系统中, 小于1比特的精确光延迟在时域内是很难实现的, 而采用快慢光技术可以对介质中光的群速度进行精确而连续的控制<sup>[3]</sup>. 慢光的机理可描述为: 当光通过无源或有源的介质时, 其有效折射率通常是光频的函数, 即 $n_{\text{eff}} = n(\omega)$ , 在这种介质中, 群速度可以表示为 $v_g = c/(n + \omega \partial n / \partial \omega)$ , 当 $\partial n / \partial \omega > 0$ 时可以实现慢光<sup>[3]</sup>. 受激布里渊散射和受激拉曼散射产生的散射光, 其有效折射率不仅是光频的函数, 而且会随着抽运光功率的变化而变化, 调节抽运光功率可以调节慢光的减慢程度<sup>[4-6]</sup>. 处于电磁诱导透明效应的介质, 不仅材料透明且色散非常大, 可以产生群速度很小的慢光<sup>[7]</sup>. 改变介质的空间结构, 使得介质的有效折射率发生变化, 进而实现对入射光群速度的减慢, 这样就产生了结构慢光<sup>[8]</sup>.

利用有源介质内的相干布居振荡(CPO)实现快慢光的方法, 具有在常温条件下、固体材料中易于实现且时间延迟量连续可调的优势而受到广泛关注. 当饱和介质的粒子数分布在两个光域的拍频内产生振荡时, 将会产生CPO, 出现频域内的烧孔, 可以实现慢光<sup>[9-12]</sup>. 早期, 人们用高斯脉冲光注入到掺铒光纤(EDF)中, 来观察高斯脉冲的慢光<sup>[12]</sup>. 近期, 人们用周期性调制的信号光来观察慢光. Bigelow等<sup>[12]</sup>在室温条件下, 将波长为514.5 nm的正弦信号光入射到红宝石(ruby)晶体中, 据称获得了大小为57.5 m/s的群速度, 同时测量了周期性调制信号光的功率幅值随着调制频率的变化. 但他们度量慢光的方法是以参考光波形与其平均光功率的交点和探测光波形与其平均光功率的交点作为参考点, 测量了两个参考点间的时延差 $t_d$ , 再换算成群速度. Melle等<sup>[13,14]</sup>建立了CPO模型, 将波长为1536 nm正弦信号光入射到不同掺杂浓度的1 m的EDF中, 从理论和实验两方面研究调制深度、EDF的掺杂浓度以及入射信号光的平均功率对慢光相对延时的影响, 且他们度量慢光的方

\* 国家自然科学基金(批准号: 61275075, 61571035)和北京市自然科学基金(批准号: 4144080, 4132035)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cqwu@bjtu.edu.cn

法, 仍然是基于 EDF 中的信号光波形与平均光功率的交点作为参考点来测量时延差  $t_d$ , 计算出相对延时量  $F = t_d f_m$  作为度量标准 ( $f_m$  为调制频率), 约在 0.04—0.17 范围内. Calderón 等<sup>[14]</sup> 测量了不同长度不同掺杂浓度下的 EDF 中慢光的相对延时量, 并观察到当注入不同强度的抽运光时, 探测光由慢光向快光转变, 度量方法同前. 文献<sup>[15—20]</sup> 将 1550 nm 正弦光信号入射到不同掺杂浓度长度为 2 m 的 EDF 中, 也观察到慢光, 他们度量慢光的方法是以探测光和参考光最高点作为参考点, 测量了时延差  $t_d$ , 研究了相对延时量随调制频率以及外界环境温度的变化关系.

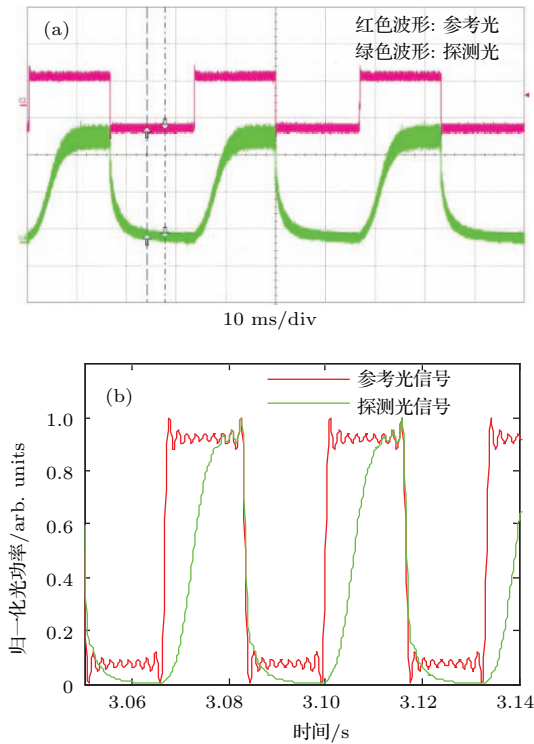


图 1 (网刊彩色) 调制频率 30 Hz 时探测光和参考光的输出波形 (a) 实验结果; (b) 仿真结果

Fig. 1. (color online) the waveforms of probe and reference signal at the modulation frequency of 30 Hz: (a) Experimental results; (b) simulation results.

从以上的研究可以看出, 对于周期性信号慢光的研究, 尽管都观察到慢光现象, 但描述方法却不够统一. 由于周期信号的波形失真, 仅仅依靠参考点的相对延迟量来度量光速减慢, 在理论和实验上都存在问题. 无论以最大值作为参考点还是以与平均值的交点作为参考点, 其合理性都值得商榷. 尤其对于非正弦周期性信号, 失真很严重, 例如方波信号, 选用不同的参考点将得出不同的结果. 当调制频率为 30 Hz 的周期性方波信号入射到 EDF

中, 从实验和理论仿真上得到的探测光和参考光的输出波形如图 1 所示. 这时探测光不再是理想的方波, 它所产生的时间延迟主要体现在各次谐波的延迟<sup>[21—23]</sup>. 基于目前快慢光描述方法的局限性, 以及很少有文献对于方波信号在 EDF 中快慢光进行研究的现状, 我们提出适用于任意波形信号的快慢光度量方法<sup>[24]</sup>, 且利用它实现了正弦和方波信号的基波信号在有源介质中快慢光的研究. 另外, 以前的快慢光研究都是针对正弦信号和单脉冲信号, 而实际光通信的信号源多采用方波信号, 所以方波信号的快慢光对于数字光通信和传感等方面会更有意义. 本文分别采用速率方程和 CPO 理论, 对 EDF 中方波信号的基波和高次谐波的快慢光特性进行了研究; 其次, 实验上分析了入射光功率和信号光增益对方波基波信号的相对延时量的影响.

## 2 方波信号在 EDF 中的速率方程和 CPO 理论

注入 EDF 的方波光信号可写为

$$P_s(0, t) = P_0 \left[ 1 + m \sum_{N=1}^{\infty} A_N \cos(N\Omega t) \right], \quad (1)$$

其中  $P_0$  是光信号的直流部分,  $m$  是调制深度,  $\Omega$  是输入方波信号的角频率,  $A_N$  是方波泰勒展开系数.

根据 EDF 中的光传输方程<sup>[24]</sup>

$$\frac{dP_s}{dz} = [\sigma_{21}\rho - (\sigma_{21} + \sigma_{12})n_1]\eta_s P_s, \quad (2)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_{13}n_1\eta_p P_p, \quad (3)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{P_s\sigma_{21}}{\hbar\omega_s A_s} n_1 + \frac{P_p\sigma_{13}}{\hbar\omega_p A_p} n_1 - \frac{n_2}{\tau} - \frac{P_s\sigma_{21}}{\hbar\omega_s A_s} n_2, \quad (4)$$

式中  $z$  是光纤的长度;  $P_s$  是信号光功率;  $P_p$  是抽运光功率;  $n_1 + n_2 = \rho$ ,  $n_1$  和  $n_2$  分别是基态和亚稳态载流子浓度,  $\rho$  是铟粒子的浓度;  $\sigma_{21}$  ( $\sigma_{21}$ ) 是在信号光频率为  $\omega_s$  时发射 (吸收) 截面积,  $\sigma_{13}$  是在抽运光频率  $\omega_p$  时吸收截面积;  $\eta_s = A_c/A_s$  ( $\eta_p = A_c/A_p$ ) 是光纤纤芯面积与信号光模斑面积 (抽运光模斑面积) 的比值,  $A_c$  是光纤纤芯面积,  $A_s$  是信号光模斑面积,  $A_p$  是抽运光模斑面积;  $\tau$  是亚稳态载流子寿命. 这里根据铟光纤的参数确定仿真时采用的参数  $\sigma_{21} \approx \sigma_{21} = 3.6 \times 10^{-25} \text{ m}^{-3}$ ,

$\sigma_{13} = 3 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $A_c = 7.8 \text{ } \mu\text{m}^2$ ,  $A_s = 16 \text{ } \mu\text{m}^2$ ,  $A_p = 20 \text{ } \mu\text{m}^2$ ,  $\tau = 10.5 \text{ ms}$ , 实验采用的 EDF 长度为 14 m, 钕离子的掺杂浓度为  $1.6 \times 10^{25}$ .

通过数值求解方程 (1)–(4) 得到不同调制频率下的输出的参考光和探测光.

参考光和探测光经过 Fourier 变换可分别表示为

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}}(f_m) &= \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{ref}}(L, t) e^{-i2\pi f_m t} dt \\ &= P_0 + P_1 e^{i\phi_{\text{ref}}^1(f_m)} \\ &\quad + \sum_{N=2}^{\infty} P_N e^{i\phi_{\text{ref}}^N(Nf_m)}, \quad (5) \\ P_{\text{probe}}(f_m) &= \int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{probe}}(L, t) e^{-i2\pi f_m t} dt \\ &= u_0 + u_1 e^{i\phi_{\text{probe}}^1(f_m)} \\ &\quad + \sum_{N=2}^{\infty} u_N e^{i\phi_{\text{probe}}^N(Nf_m)}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中  $f_m$  是调制频率,  $P_0$  和  $u_0$  是直流分量,  $u_N(P_N)$  和  $\phi_{\text{probe}}^N(Nf_m)(\phi_{\text{ref}}^N(Nf_m))$  是谐波的幅值和相位, 各次谐波的相对延时量 FHF $D^N$  ( $N$ -order harmonic fractional delay) 可以通过参考光和探测光的谐波的相位差来定义:

$$\begin{aligned} \text{FHF}D^N &= [\varphi_{\text{probe}}^N(Nf_m) - \varphi_{\text{ref}}^N(Nf_m)] / (2\pi), \\ N &\geq 1. \quad (7) \end{aligned}$$

由方波信号的泰勒展开可知,  $N$  是谐波的阶数且取值是奇数, 对于有源介质中的快慢光而言, 最受关注的是信号光所产生的最大相对延时量和它对应的调制频率. 下面研究方波信号的基波和高次谐波在 EDF 中传播后, 最大相对延时量和它对应的最优化基波调制频率之间的关系.

根据 CPO 理论, 方波信号在 EDF 中传输 [24], 输出的信号光可以表示为

$$\varphi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp[i(\beta(\omega)z - \omega t)] d\omega, \quad (8)$$

式中的  $\beta(\omega) = n\omega/c$  是传输常数,  $n$  是折射率,  $F(\omega)$  是输入信号的频谱, 由  $2N$  条线状谱组成:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \pi \sum_{N=1}^{\infty} A_N \{ \delta[\omega - (\omega_0 - N\Omega)] \\ &\quad + \delta[\omega - (\omega_0 + N\Omega)] \}. \quad (9) \end{aligned}$$

EDF 的折射率可以用 (10) 式来表示 [13,24]:

$$n(\omega_m) = n_0 + \frac{\alpha_0 c T_1}{2\omega_0} \frac{I_0}{1 + I_0}$$

$$\times \left( \frac{\omega_m}{(\omega_m T_1)^2 + (1 + I_0)^2} \right), \quad (10)$$

式中的  $n_0$  是光纤折射率的线性部分, 不随注入光强的改变而改变; 式中第二项是非线性折射率部分, 它随注入光强而变;  $I_0$  是入射光功率与 EDF 饱和功率的比值,  $\alpha = g_0 - \alpha_0$  是未饱和的增益和吸收系数的差值,  $\omega_m$  是调制信号的角频率,  $\omega_0$  是光载波的角频率,  $T_1$  是 EDF 中亚稳态载流子寿命.

输出信号光可以化简为

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{N=1}^{\infty} A_N \{ \delta[\omega - (\omega_0 - N\Omega)] \right. \\ &\quad \left. + \delta[\omega - (\omega_0 + N\Omega)] \} \right\} \\ &\quad \times \exp \left\{ i \left[ \left[ n_0(\omega_0) + \frac{\alpha_0 c T_1}{2\omega_0} \frac{I_0}{1 + I_0} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. \times \frac{\omega - \omega_0}{(1 + I_0)^2 + T_1^2(\omega - \omega_0)^2} \right] \frac{\omega}{c} z - \omega t \right] \right\} d\omega. \quad (11) \end{aligned}$$

进一步化简可得

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \sum_{N=1}^{\infty} \exp \left\{ i \left[ \omega_0 n_0(\omega_0) \frac{z}{c} - \omega_0 t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\alpha_0 c T_1}{2\omega_0} \frac{I_0}{1 + I_0} \frac{(N\Omega)^2}{(1 + I_0)^2 + T_1^2(N\Omega)^2} \frac{z}{c} \right] \right\} \\ &\quad \times \cos \left[ \left( N\Omega n_0(\omega_0) + \frac{\alpha_0 c T_1}{2} \frac{I_0}{1 + I_0} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \frac{N\Omega}{(1 + I_0)^2 + T_1^2(N\Omega)^2} \right) \frac{z}{c} - N\Omega t \right]. \quad (12) \end{aligned}$$

由于  $\omega_0 \gg \Omega$ , 上式可以再次化简为

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \sum_{N=1}^{\infty} \cos \left[ \left( n_0(\omega_0) + \frac{\alpha_0 c T_1}{2} \frac{I_0}{1 + I_0} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \frac{1}{(1 + I_0)^2 + T_1^2(N\Omega)^2} \right) \frac{N\Omega z}{c} - N\Omega t \right] \\ &\quad \times \exp \left\{ i \left[ \omega_0 n_0(\omega_0) \frac{z}{c} - \omega_0 t \right] \right\} \\ &= \sum_{N=1}^{\infty} \cos(\beta'_{N0} N\Omega z - N\Omega t) \\ &\quad \times \exp \left\{ i \left[ \omega_0 n_0(\omega_0) \frac{z}{c} - \omega_0 t \right] \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

经过有源介质后各次谐波产生的群时延为

$$\begin{aligned} \beta'_{N0} &= \frac{n_0(\omega_0)}{c} + \frac{\alpha_0 T_1}{2} \frac{I_0}{1 + I_0} \\ &\quad \times \frac{1}{(1 + I_0)^2 + T_1^2(N\Omega)^2}, \quad (14) \end{aligned}$$

所以方波信号  $N$  次谐波的参考光与探测光所产生的延迟时间可以表示为

$$\begin{aligned} \tau_{dN} &= \left[ \beta'_{N0} - \frac{n_0(\omega_0)}{c} \right] L \\ &= \left[ \frac{\alpha_0 T_1}{2} \frac{I_0}{1 + I_0} \frac{1}{(1 + I_0)^2 + T_1^2 (N\Omega)^2} \right] L. \end{aligned} \quad (15)$$

为了讨论在 EDF 中传输的方波信号的基波和高次谐波的快慢光特性关系, 这里采用延迟时间与对应的谐波的调制频率的乘积作为各次谐波的相对延时量. 各次谐波的相对延时量 ( $N$ -order fractional delay) 可以简化为  $F_N$ , 此时它表示为

$$\begin{aligned} F_N &\equiv \tau_{dN} N f_m \\ &= \left[ \frac{\alpha_0 T_1}{2} \frac{I_0}{1 + I_0} \frac{1}{(1 + I_0)^2 + T_1^2 (2\pi N f_m)^2} \right] N f_m L. \end{aligned} \quad (16)$$

(16) 式展示了在 EDF 中传输后, 方波的各次谐波的相对延时量可以通过改变入射信号光的功率和调制频率来调谐. 基波的功率幅值远大于高次谐波的功率幅值, 即在频域上探测光的基波处于主导地位, 所以在以前的方波信号的快慢光研究 [22–24] 中, 我们用基波相对延时量作为评价方波快慢光的标准, 然而对于高次谐波的快慢光特性研究也必不可少.

方波信号  $N$  次谐波的最大相对延时量可以表示为

$$F_{N-\max} = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha_0 I_0 L}{(1 + I_0)^2}, \quad (17)$$

对应的最优化基波调制频率为

$$\delta_{N-\max} = \frac{1 + I_0}{2\pi N T_1}. \quad (18)$$

### 3 方波信号高次谐波的快慢光

#### 3.1 实验系统

实验系统如图 2, 它由三部分组成: 信号源部分, 慢光发生单元以及探测部分. 信号源部分的功能为产生一定调制深度且足够功率、中心波长为 1530 nm 的信号源; 码型发生器产生不同频率的方波电信号, 它驱动电光调制器对可调激光器输出的连续光进行调制, 得到调制深度为 0.6 的周期性方波信号光; 为了克服调制器损耗对信号光的影响, 采用了一个增益可调的掺铒光纤放大器对其进行放大; 调节可调衰减器改变反馈光强, 可以实现对信号光功率的无失真放大. 被测部分包括一个具有双向抽运的被测 EDF 和一段作为参考光的光程相等的光纤延迟线; 在这里, 信号源产生的信号光被 98 : 2 的耦合器分成两束, 其中功率为 2% 的光束用来作为参考光, 98% 的光束作为探测光; 探测光经过光隔离器注入到 EDF 中, 后再次经过隔离器出射到达探测部分; 当检测慢光时, 无抽运光向 EDF 注入; 当检测快光时, 注入一定功率的抽运光. 为了实时监测注入的信号光功率, 在参考光的一路插入了一个分光比为 50 : 50 的耦合器. 测试部分包括两个可调衰减器和两个光电探测器, 以及示波器. 可调衰减器的作用是因防止光电探测器饱和而失真.

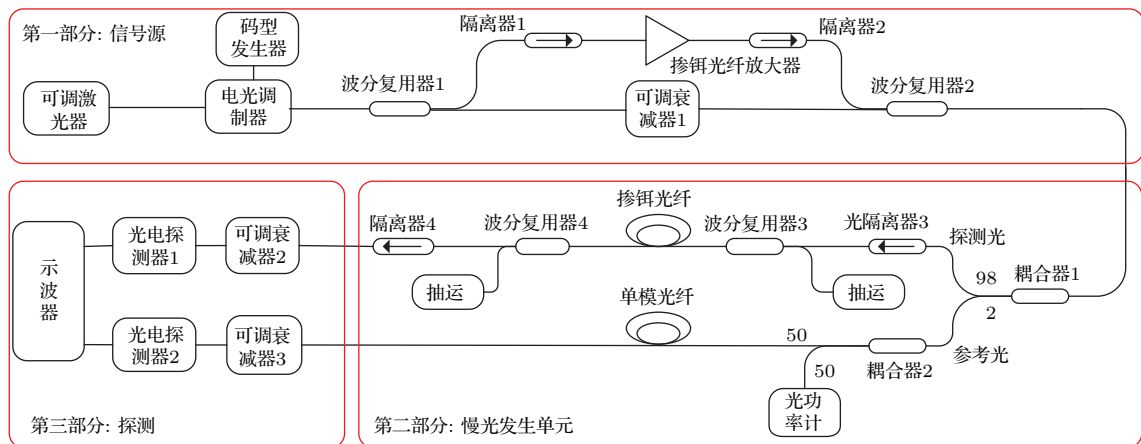


图 2 实验系统

Fig. 2. Experiment setup.

### 3.2 信号光功率和信号光增益对基波相对延时量的影响

采用基波相对延时量的度量方法, 研究入射信号光功率和信号光增益对入射探测光相对延时量的影响, 如图3所示. 图3(a)从理论和实验两个方面展示了平均光功率范围由1—10 mW的方波信号光入射到实验系统中, 探测光与参考光之间所产生的基波相对延时量随着调制频率的变化. 从图3(a)中可见, 对于不同的入射光功率, 存在最大相对延时量  $F_{\max} = 20\%$ , 且对应一个重要阈值的光功率值  $P_0 = 8 \text{ mW}$ , 入射信号光功率小于8 mW时, 探测光的相对延时量会随着入射光功率的增加而增大, 如果入射光信号光功率大于8 mW时, 探测光的相对延时量会随之减小. 然而, 最大相对延时量

对应的调制频率则随着入射信号光的增大而线性增大. 图3(b)是平均功率为1 mW的信号光入射到系统中, 增大EDF的980 nm抽运光功率, 使得信号光处于放大状态, 不同信号光增益情况下, 基波相对延时量随着调制频率的变化. 从图3(b)中可以得到, 随着信号光增益的增加, 基波相对延时量也随着增大且能达到最大相对超前量  $-20\%$ , 它对应的调制频率也随之增大. 将上面的实验结果与正弦信号慢光的结果相比: 对于基频信号而言, 正弦信号和方波信号一样, 主要受到入射光功率、信号增益等因素的影响, 且它们的最大相对延时量近似相等, 只是方波信号的失真相对较大. 然而由于方波信号的广泛应用, 所以方波信号的慢光研究更有意义.

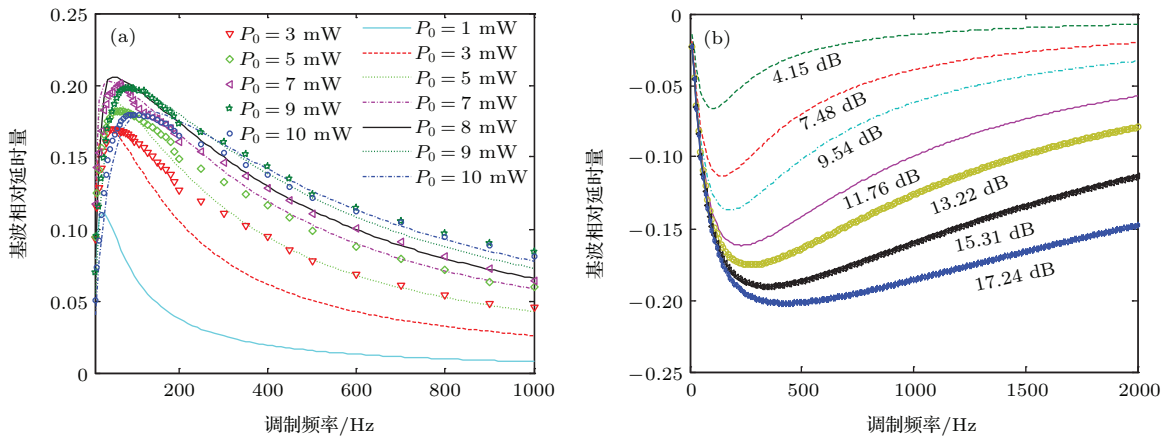


图3 (网刊彩色) 入射光功率 (a) 和信号光增益 (b) 对快慢光基波相对延时量的影响

Fig. 3. (color online) The dependence of FHFD for slow and fast light on incident power (a) and optical gain (b).

### 3.3 EDF中N阶谐波的快慢光

为了研究方波入射情况下各次谐波的相对延时量的数值关系, 将平均功率为500 μW、调制深度为0.6的方波信号注入到14 m长的EDF中, 利用谐波相对延时量的测量方法, 得到方波各次谐波所产生的相对延时量, 如图4所示. 可以看到, 各次谐波所产生的相对延时量随着基波调制频率的变化都呈现先增大后减小的趋势, 且基波的最大相对延时量与高次谐波的最大相对延时量几乎相等. 其中图4(b)是图4(a)的细节图, 可以看出, 基波的最大相对延时量对应入射信号光的调制频率为22 Hz, 而三次谐波对应的基波调制频率为7 Hz.

图5是方波各次谐波的最大相对延时量之间

的数量关系和对应最优化调制频率之间的数量关系, 可以看出N次谐波 ( $N = 1, 3, 5, 7, \dots$ ) 在频率  $f/N$  ( $f$  为基波信号最大延时量对应的调制频率) 处有最大相对延时量, 且最大延时量相同. 这与CPO的理论分析完全符合, 即基波和高次谐波的最大相对延时量对应的基波调制频率满足反比关系, 这种关系满足方程(17)和(18).

采用相同的实验装置, 将入射方波平均功率改变为1 mW, 加入980 nm直流抽运光, 使得信号光增益为9.54 dB, 观察各次谐波相对延时量随着基波调制频率的变化. 由于抽运光的加入使得入射的信号光呈现快光效应, 相对延时量为负值. 与慢光情况一样, 存在最大相对延时量, 基波的相对延时量与高次谐波相等, 如图6(a)所示. 图6(b)是

图6(a)的细节图,可以看出基波的最大相对延时量对应的调制频率为175 Hz,是三次谐波对应基波调制频率58 Hz的3倍,五次和七次谐波也具有同样的特征.这说明在快光情况下,基波和高次谐波最大相对延时量均为对应自身频率为175 Hz时获得,即 $f_M \times N = 175 \text{ Hz}$  ( $f_M$ 为 $N$ 次谐波相对延时最大时对应的基波频率).

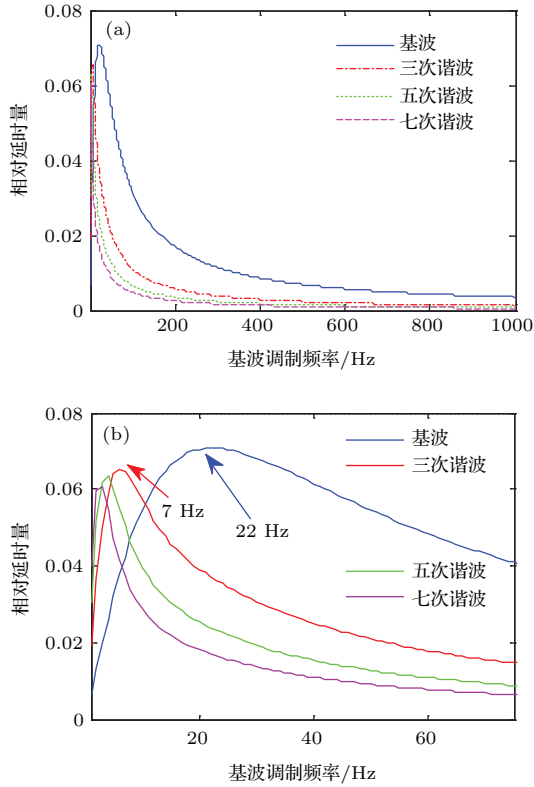


图4 (网刊彩色)慢光情况下,方波信号各次谐波所产生的相对延时量(a)和细节图(b)  
Fig. 4. (color online) The FHF $D^N$  of different order harmonics in case of slow light (a) and detailed drawing (b).

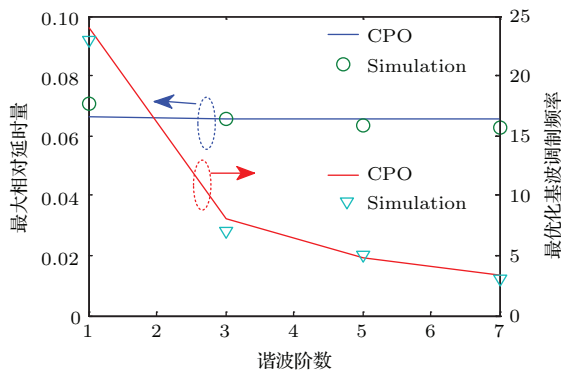


图5 (网刊彩色)慢光情况下,各次谐波最大相对延时量和最优化基波调制频率  
Fig. 5. (color online) The maximum fractional delay and corresponding optimum frequency of different order harmonics in case of slow light.

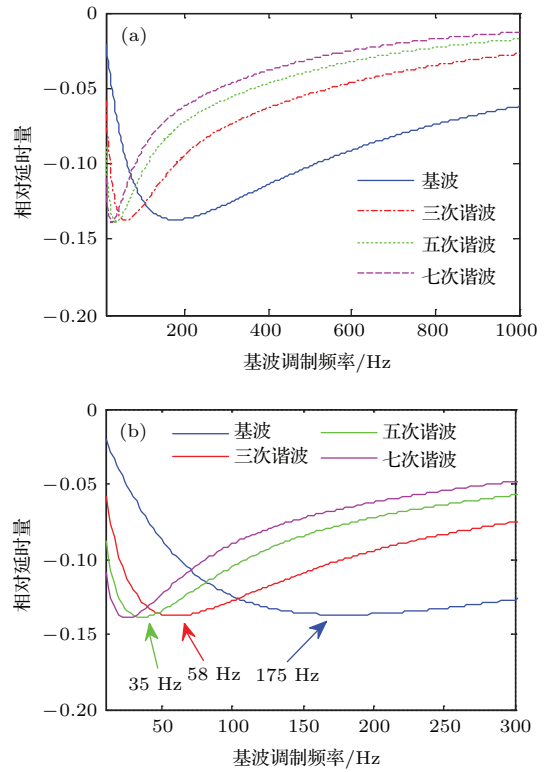


图6 (网刊彩色)快光情况下,方波信号各次谐波所产生的相对延时量(a)和细节图(b)  
Fig. 6. (color online) The FHF $D^N$  of different order harmonics in case of fast light (a) and detailed drawing (b).

图7展示了加入980 nm抽运情况下,方波各次谐波的相对延时量的数量关系和它对应的入射基波调制频率的数量关系,可以看出基波最大相对延时量和 $N$ 次谐波几乎是相同的,它们对应的基波调制频率满足 $N$ 倍的关系,这与CPO的理论分析完全符合,即基波和高次谐波在相同的自身频率下,取得最大相对延时量,这种关系满足方程(17)和(18).

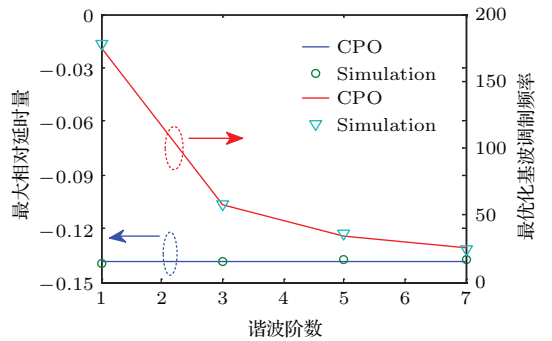


图7 (网刊彩色)快光情况下,各次谐波的最大相对延时量和最优化基波调制频率  
Fig. 7. (color online) The maximum fractional delay and corresponding optimum modulation frequency of different order harmonics in case of fast light.

通过上面的方波信号入射到EDF中的快慢光的分析,我们得到无论在快光或者慢光情况下,基波和高次谐波在频率 $f/N$  ( $f$ 为基波信号最大延时量对应的调制频率)处有最大相对延时量,且它们的最大相对延时量是相同的.基于这个结论,通过基波的慢光特性可以推断出高次谐波相对延时量的最大值和对应的基波调制频率,这样基波的相对延时量就可以作为方波信号快慢光的评价标准.

## 4 结 论

本文从速率方程和相干布居振荡理论两个方面,研究了方波的各次谐波在EDF中的快慢光特性.首先,针对方波信号的高次谐波的快慢光度量鲜有研究的问题,本文提出适用于方波信号谐波的快慢光度量新方法.其次,研究了方波中基波与高次谐波的相对延时量的关系,发现 $N$ 次谐波( $N = 1, 3, 5, 7, \dots$ )在频率 $f/N$  ( $f$ 为基波信号最大延时量对应的调制频率)处有最大相对延时量且相同,该频率处于相干布居振荡引起的光谱烧孔带宽内.最后,采用基波相对延时量作为快慢光的度量方法,实验研究了入射信号光功率和信号光增益对方波快慢光的影响.基于 $N$ 次谐波相对延时量之间的关系,通过测量基波信号的慢光特性,进而推断出其他高次谐波相对延时量的最大值和对应的基波调制频率.这样我们将全面地知悉注入到EDF中方波信号的快慢光特性,对方波信号的快慢光技术在全光通信和传感中的应用具有重要的指导意义.

## 参考文献

- [1] Wang X X, Sun J X, Sun Y H, Li A J, Chen Y, Zhang X J, Kang Z H, Wang L 2015 *Chin. Phys. B* **24** 074204
- [2] Wang N, Zhang Y D, Wang H, Tian H, Qiu W, Wang J F, Yuan P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 014216

- [3] Zhao Y, Zhao H W 2009 *Opt. Laser Technol.* **41** 517
- [4] Pant R, Byrnes A, Christopher G 2012 *Opt. Lett.* **37** 969
- [5] Zheng D, Pan W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064210 (in Chinese) [郑狄, 潘炜 2011 物理学报 **60** 064210]
- [6] Sharping J E, Okawachi Y, Gaeta A L 2005 *Opt. Express* **13** 6092
- [7] Zhang J P, Hernandez G, Zhu Y F 2008 *Opt. Lett.* **33** 46
- [8] Zhu N, Wang Y, Ren Q, Zhu L, Yuan M, An G 2014 *Opt. Laser Technol.* **57** 154
- [9] Schweinsberg A, Lepeshkin N N, Bigelow M S, Boyd R W, Jarabo S 2006 *Europhys. Lett.* **73** 218
- [10] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Shin H, Boyd R W 2006 *J. Phys. Condens. Matter.* **18** 3117
- [11] Shin H, Schweinsberg A, Gehring G, Schwartz K, Chang H J, Boyd R W, Park Q H 2007 *Opt. Lett.* **32** 906
- [12] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903
- [13] Melle S, Calderón O G, Carreño F, Cabrera E, Antón M A, Jarabo S 2007 *Opt. Commun.* **279** 53
- [14] Calderón O G, Melle S, Antón M A, Carreño F, Yáñez F A, Granado E C 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053812
- [15] Yáñez F A, Calderón O G, Melle S 2010 *J. Opt.* **12** 104002
- [16] Zhang Y D, Qiu W, Ye J B, Wang N, Wang J F, Tian H 2008 *Opt. Commun.* **281** 2633
- [17] Qiu W, Zhang Y D, Ye J B, Wang N 2008 *Appl. Opt.* **47** 1781
- [18] Ye J B, Zhang Y D, Qiu W, Xu H W 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 563 (in Chinese) [叶建波, 掌蕴东, 邱巍, 徐焕文 2008 中国激光 **35** 563]
- [19] Qiu W, Ma Y C, Lü P, Liu D, Xu X J, Zhang C H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094204 (in Chinese) [邱巍, 马英驰, 吕品, 刘典, 徐晓娟, 张程华 2012 物理学报 **61** 094204]
- [20] Qiu W, Gao B, Lin P, Zhou J T, Li J, Jiang Q L, Lü P, Ma Y C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214205 (in Chinese) [邱巍, 高波, 林鹏, 周婧婷, 李佳, 蒋秋莉, 吕品, 马英驰 2013 物理学报 **62** 214205]
- [21] Novak S, Moesle A 2002 *J. Lightwave Technol.* **20** 975
- [22] Wang F, Wu C Q, Wang Z, Liu G D, Sun Z C 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 034207
- [23] Wang F, Wu C Q, Wang Z, Mao Y Y, Sun Z C 2013 *Proc. SPIE 9043* Beijing, November 11–15, 2013 p1
- [24] Wang F, Wu C Q, Wang Z, Sun Z C, Mao Y Y, Liu L L, Li Q 2015 *Opt. Commun.* **352** 96



# Superluminal and slow light of high-order harmonic for rectangle signal in erbium-doped fiber\*

Wang Fu Wang Zhi Wu Chong-Qing<sup>†</sup> Liu Guo-Dong Mao Ya-Ya  
Sun Zhen-Chao Li Qiang

(Key Laboratory of Education Ministry on Luminescence and Optical Information Technology, Institute of Optical Information,  
School of Science, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

( Received 29 June 2015; revised manuscript received 15 August 2015 )

## Abstract

The slow light technology of the rectangle signal propagating in erbium-doped fiber (EDF) has potential applications in the fields of all optical communication and optical fiber sensing. The method of using harmonics fractional delay to evaluate the slow/fast light of rectangle signal propagating in the EDF is proposed, and the characteristics of phase delay for fundamental and high order harmonics components are analyzed for the first time based on the rate equations and the theory of the coherent population oscillations (CPO). We experimentally demonstrate the dependences of fundamental fractional delay on input power and optical gain. The maximum fractional delay 20% is obtained when the input power is about 8 mW without pump. The negative fractional delay  $-20\%$  is also achieved and it will increase with the rising of the optical gain. The  $N^{\text{th}}$ -order fractional delays ( $N = 1, 3, 5, 7$ ) of rectangle signal propagating in EDF without pump are investigated. Their maximum fractional delays are all about 0.07 and the corresponding fundamental modulation frequencies are 22, 7, 5 and 3 Hz, respectively. What is more, the  $N^{\text{th}}$ -order fractional delays ( $N = 1, 3, 5, 7$ ) with pump are also investigated. Their maximum fractional delays are all about  $-0.135$  and the corresponding fundamental modulation frequencies are 175, 58, 35 and 25 Hz, respectively. The experiments indicate that the maximum  $N^{\text{th}}$ -order fractional delays are equal and they will be achieved at the frequency  $f/N$  (the fundamental harmonic fractional delay is maximum at the modulation frequency  $f$ ). The results show good agreement with CPO and the frequency is also located in the spectral burning hole.

**Keywords:** slow and fast light, harmonics fractional delay, coherence population oscillations, erbium doped fiber

**PACS:** 42.65.Ky, 42.81.Cn, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.64.244205

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61275075, 61571035) and the Beijing Natural Science Foundation, China (Grant Nos. 4144080, 4132035).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [cqw@bjtu.edu.cn](mailto:cqw@bjtu.edu.cn)