

文章编号: 0253-2239(2001)11-1305-04

# 单模光纤中四波混频的自诱导相位匹配\*

张 军 李 劬 罗 售 余 陈 英 礼

(上海交通大学应用物理系, 上海 200240)

**摘要:** 报道了无双折射单模光纤中四波混频的一种新型相位匹配方式。这种相位匹配仅由抽运光产生的自相位调制和互相位调制的共同作用即可提供。文中报道了实验结果, 并从理论上成功地解释了该四波混频相位匹配的机理, 与实验符合得很好。

**关键词:** 光纤; 四波混频; 自诱导相位匹配

中图分类号: O437.1 文献标识码: A

## 1 引 言

自从 1974 年 Stolen 等人<sup>[1]</sup>首次在石英光纤中观察到四波混频以来, 这一现象得到了广泛的研究。在石英光纤中实现四波混频相位匹配有多种方法, 在多模光纤中, 相位匹配可以由模式色散来提供。在单模光纤中, 一种方法是采用位于反常群速度色散区、且显著偏离零色散波长的抽运光, 这样材料色散和非线性效应引起的相位失配有可能会互相抵消<sup>[2]</sup>; 如果运转在正常群速度色散区, 则采用保偏光纤中模式双折射来实现相位匹配<sup>[3]</sup>。而我们在实验中, 却在根单模无双折射光纤中观察到位于正常群速度色散区的四波混频现象, 该现象表现出明显的阈值性。进一步实验发现四波混频的频移量与光纤的长度有关。研究表明这种四波混频的相位匹配是由抽运光产生的自相位调制和互相位调制来实现的, 我们称它为自诱导相位匹配。

## 2 实验与理论分析

实验光路如图 1 所示。光源为 Continuum PY61 型 Nd: YAG 脉冲激光器, 倍频后输出波长 532 nm, 重复频率 10 Hz, 脉宽 80 ps。实验所用光纤为 Newport 公司生产的 FSA-10 型光纤, 芯径为 3.1  $\mu\text{m}$ , 在 532 nm 波长处为单模。由于拍长远大于实验中光纤的长度, 可认为该光纤是无双折射的。实验中光纤松散地平放在平台上以保证没有弯曲及外力引起的附加双折射。入射激光经过起偏器  $P_1$

和二分之一波片 W 后耦合入光纤。通过旋转波片, 可以改变入射光的偏振方向。一台光学多道分析仪 OMA4 置于光纤的出射端, 用来观测出射激光的光谱。

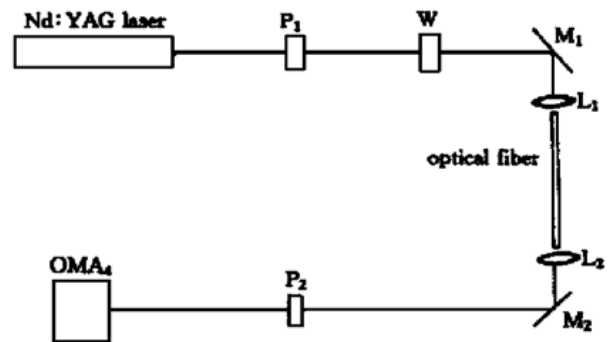


Fig. 1 Experimental setup.  $P_1, P_2$ : polarizer; W: half wave plate;  $L_1, L_2$ : microscope objective;  $M_1, M_2$ : mirror

图 2 是出射激光的频谱。图 2(b) 所对应的检偏器  $P_2$  位置相对于图 2(a) 对应的  $P_2$  位置旋转了  $90^\circ$ , 所用光纤长度为 30 cm, 光纤内激光峰值功率为 2 kW。从图 2(b) 中可以清楚地看到抽运光两则对称的旁瓣, 两旁瓣间的波长间隔为 10 nm。光纤出射端的抽运光和边带仍保持了很好的线偏振性, 而且斯托克斯光和反斯托克斯光的偏振方向与抽运光相垂直。在实验中发现四波混频现象表现出明显的阈值性, 在图 2 所对应的实验条件下, 光纤长度为 30 cm, 阈值功率约为 1800 W。

需要指出的是, 四波混频的两边带的波长间隔达 10 nm, 光纤中残留双折射不足以提供满足这么高频移的相位匹配。另外在实验中通过旋转波片 W 任意改变入射激光的偏振方向, 均能得到如图 2 所示一样的结果, 斯托克斯光和反斯托克斯光的偏振方向也保持与抽运光相垂直。我们认为, 这里相

\* 国家自然科学基金(69577013)资助课题。

收稿日期: 2000-10-18; 收到修改稿日期: 2000-11-24

位匹配是由抽运光自相位调制和互相位调制效应来实现的。

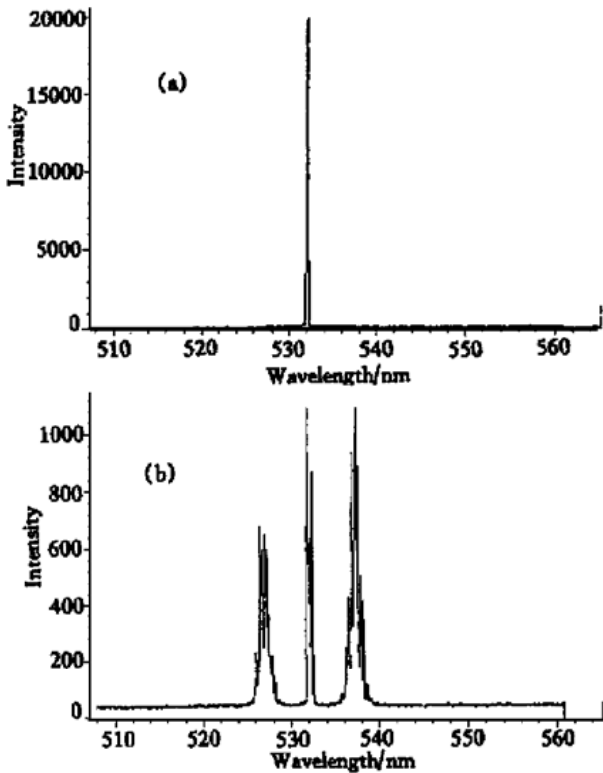


Fig. 2 Spectra of the output light from the fiber. (a) The spectrum when the direction of the analyzer  $P_2$  was such that the transmission of the pump pulse was the maximum. (b) The spectrum when  $P_2$  was rotated by an angle of  $90^\circ$

当非线性偏振不稳定可以忽略的时候, 抽运光在传输过程中保持线性偏振状态, 自相位调制导致的非线性折射率增量为

$$\Delta n_{\parallel} = n_2 I. \quad (1)$$

对于与抽运光正交偏振的边带, 抽运光对其互相位调制导致的非线性折射率增量为<sup>[2]</sup>

$$\Delta n_{\perp} = \frac{2n_2 I}{3}. \quad (2)$$

式中  $I$  为抽运光的光强,  $n_2$  为非线性折射率系数, 对于石英光纤,  $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}^{[4]}$ 。正是  $\Delta n_{\parallel}$  与  $\Delta n_{\perp}$  的差值提供了相位匹配。在抽运光频率简并的情况下, 四波混频的波矢失配量  $k$  由下式给定:

$$k = \frac{n'_s \omega_s}{c} + \frac{n'_a \omega_a}{c} - \frac{2n'_p \omega_p}{c}, \quad (3)$$

$n'_s$ 、 $n'_a$  和  $n'_p$  分别是斯托克斯光、反斯托克斯光及抽运光的有效折射率, 可表示为线性折射率  $n_j$  与非线性折射率  $\Delta n_j$  的和:

$$n'_j = n_j + \Delta n_j. \quad (4)$$

这样  $k$  也可表示为:

$$k = \Delta k_m + \Delta k_{\text{NL}}, \quad (5)$$

式中  $\Delta k_m$  和  $\Delta k_{\text{NL}}$  分别代表由材料色散、非线性效应引起的相位失配。其中  $\Delta k_m$  可以用四波混频的频移量来表示, 当远离色散波长时, 有<sup>[2]</sup>

$$\Delta k_m = \beta_2 \Omega^2, \quad (6)$$

这里

$$\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p. \quad (7)$$

对于 532 nm 抽运波长, 群速度色散系数  $\beta_2$  约为  $60 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。当斯托克斯光、反斯托克斯光与抽运光偏振方向正交时, 由(1)式和(2)式可得

$$\Delta k_{\text{NL}} = \frac{\Delta n_{\perp} \omega_s}{c} + \frac{\Delta n_{\perp} \omega_a}{c} - \frac{2\Delta n_{\parallel} \omega_p}{c} = \frac{-2n_2 I \omega_p}{3c}, \quad (8)$$

用功率来表示

$$\Delta k_{\text{NL}} = -\frac{2n_2 P_0 \omega_p}{3c A_{\text{eff}}}. \quad (9)$$

$P_0$  为抽运光的功率, 而  $A_{\text{eff}}$  是光纤的有效纤芯截面。引入非线性系数  $\gamma$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_p}{c A_{\text{eff}}} \approx \gamma, \quad (10)$$

则有

$$\Delta k_{\text{NL}} = -\frac{2\gamma P_0}{3}. \quad (11)$$

$k = 0$  时, 参量增益对应四波混频峰值, 可得

$$\beta_2 \Omega^2 = \frac{2\gamma P_0}{3}, \quad (12)$$

即为

$$\Omega^2 = \frac{2\gamma P_0}{3\beta_2}. \quad (13)$$

由此可计算出四波混频的频移  $\nu = \Omega/2\pi$  为 5.3 THz,  $\lambda$  为 5 nm, 与图 2 所示的结果完全一致。

实验发现, 频移值和所用光纤长度密切相关, 图 3 所示为不同光纤长度与相应的频移的关系。可

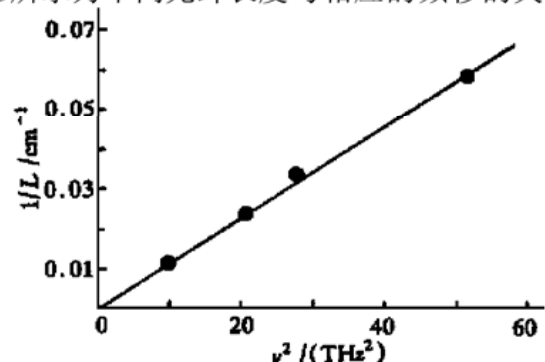


Fig. 3 Square of the frequency shift  $\nu$  versus the reciprocal of fiber length  $L$ . The solid line is the theoretical linear fit

以看出  $1/L$  与  $\nu^2$  成正比关系。我们可以通过对传播方程的求解得出这一结果。

电场强度可表示为

$$\begin{aligned} E = & (1/2)\{e_x A_p \exp[i(\beta_p z - \omega_p t)] + \\ & e_y A_s \exp[i(\beta_s z - \omega_s t)] + \\ & e_y A_a \exp[i(\beta_a z - \omega_a t)]\} F(x, y) + C. C. . \end{aligned} \quad (14)$$

式中  $F(x, y)$  为模式分布函数,  $A_p, A_s, A_a$  分别是抽运波、斯托克斯光和反斯托克斯光的慢变振幅,  $\beta_p, \beta_s, \beta_a$  为传播常数。抽运光沿  $x$  方向偏振, 斯托克斯光和反斯托克斯光沿  $y$  方向偏振。在本实验情况下, 作准连续波近似是合理的。由(14)式和麦克斯韦方程, 可得到三束波的传播方程:

$$\frac{dA_p}{dz} = i\gamma \left[ |A_p|^2 + \frac{2}{3}|A_s|^2 + \frac{2}{3}|A_a|^2 \right] A_p + \frac{2}{3} A_p^* A_s A_a \exp(i\Delta\beta z), \quad (15)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma \left[ \frac{2}{3}|A_p|^2 + |A_s|^2 + 2|A_a|^2 \right] A_s + \frac{1}{3} A_p^2 A_a^* \exp(-i\Delta\beta z), \quad (16)$$

$$\frac{dA_a}{dz} = i\gamma \left[ \frac{2}{3}|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + |A_a|^2 \right] A_a + \frac{1}{3} A_p^2 A_s^* \exp(-i\Delta\beta z). \quad (17)$$

式中  $\Delta\beta = \beta_s + \beta_a + 2\beta_p = \Delta k_m$ 。由于相对于斯托克斯波和反斯托克斯波来说抽运波足够强, 抽运消耗效应可以忽略, 因而由(15)式可得

$$A_p(z) = \sqrt{P_0} \exp(i\sqrt{P_0}z), \quad (18)$$

式中  $P_0 = |A_p(0)|^2$  为入射抽运波的功率。将(18)式代入(16)式、(17)式, 可得(16)式、(17)式的通解为

$$A_s(z) = C_1 \exp(gz) \exp[iz(\sqrt{P_0} - \Delta\beta/2)], \quad (19)$$

$$A_a(z) = C_2 \exp(gz) \exp[iz(\sqrt{P_0} - \Delta\beta/2)], \quad (20)$$

式中  $C_1, C_2$  由边界条件决定, 参量增益  $g$  为

$$g = \sqrt{\left(\frac{1}{3}\sqrt{P_0}\right)^2 - k^2}, \quad (21)$$

式中  $k = \Delta\beta - 2\sqrt{P_0}/3$  即为(5)式所示的波矢失配量。相应的功率增益为

$$g_0 = 2g = \sqrt{\left(\frac{2}{3}\sqrt{P_0}\right)^2 - k^2}, \quad (22)$$

当  $k = 0$  时, 四波混频有最大功率增益。

$$g_{\max} = \frac{2\sqrt{P_0}}{3}, \quad (23)$$

此条件下斯托克斯光和反斯托克斯光的输出功率为

$$P_{s,a}(L) = P_{s,a}(0) \exp(2\sqrt{P_0}L/3). \quad (24)$$

四波混频的阈值功率  $P_t$  定义为当斯托克斯光或反斯托克斯光的输出功率等于抽运功率 10% 时的入射抽运功率。对于增益为  $g_0$  的参数过程的阈值功率, 文献[5] 给出一个近似, 为

$$g_0 L \approx 16. \quad (25)$$

应用于本文, 即

$$\frac{2\sqrt{P_t}L}{3} \approx 16. \quad (26)$$

可见阈值功率  $P_t$  反比于光纤长度, 也就是说相应的

频移值的平方和  $L$  成反比。根据(26)式计算所得阈值功率  $P_t$  约为 1600 W。这和我们实验中得到的阈值功率 1800 W 很接近, 说明这是一种较好的近似方法。

虽然自诱导相位匹配四波混频并不一定伴随受激拉曼散射的出现, 但当入射光功率超过阈值功率后, 我们发现受激拉曼散射很容易产生, 这说明受激拉曼散射的阈值只比自诱导相位匹配四波混频的阈值略微高出一些, 由于受激拉曼散射迅速地消耗了抽运波, 当入射功率进一步提高, 自诱导相位匹配四波混频的频移并不随之而显著增加。

**结论** 我们在正常群速度色散区, 首次观察到无双折射单模光纤中自诱导相位匹配四波混频效应, 这种新型的相位匹配方式是由抽运光产生的自相位调制和互相位调制联合效应来提供的, 四波混频产生的边带与抽运波的偏振方向相垂直。进一步研究表明频移值的平方与所用光纤的长度成反比。对其机理所作的理论分析也得到与实验相当吻合的结果。

## 参 考 文 献

- [1] Stolen R H, Bjorkholm J E, Ashkin A. Phase matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides. *App. Phys. Lett.*, 1974, **24**(7): 308~ 310
- [2] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd ed. New York: Academic, 1995. Chap. 10
- [3] Stolen R H, Bosch M A, Lin C. Phase matching in birefringent fibers. *Opt. Lett.*, 1981, **6**(5): 213~ 215
- [4] Mollenauer L F, Stolen R H, Gordon J P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**(13): 1095~ 1097
- [5] Tai K, Hasegawa A, Tomita A. Observation of

modulational instability in optical fibers. *Phys. Rev.*

*Lett.*, 1986, **56**(2): 135~ 138

## Self-Induced Phase Matching in Four Wave Mixing in a Single-Mode Fiber

Zhang Jun Li Qu Luo Shouyu Chen Yingli

(*Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240*)

(Received 18 October 2000; revised 24 November 2000)

**Abstract:** The self-induced phase matching in four wave mixing in a nonbirefringent single-mode optical fiber has been observed. It has been shown that in a nonbirefringent single-mode fiber the phase matching necessary for four-wave mixing can be accomplished with the combination of self-phase modulation and cross-phase modulation induced by pump laser pulse.

**key words:** optical fiber; four-wave mixing; self-induced phase matching