

# 单模双折射光纤中的增益

尹建全, 贾维国, 王旭颖, 通拉嘎

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

**摘要:** 在双折射光纤中, 根据受激拉曼散射和参量放大共同作用下的斯托克斯波和反斯托克斯波所满足的耦合模方程, 考虑输入泵浦波是线偏振光, 推导出了与泵浦波偏振方向垂直的斯托克斯波和反斯托克斯波的增益系数; 研究了双折射色散渐变光纤中, 斯托克斯波和反斯托克斯波增益随相关参量的变化关系. 结果表明, 与泵浦波偏振方向垂直的斯托克斯波和反斯托克斯波增益的变化趋势是完全相同和对称的; 同时表明, 通过改变失配系数  $\Delta k_3$ , 在适当的传输位置, 可以实现对斯托克斯波和反斯托克斯波有选择性的输出, 以达到输出频率转换的目的.

**关键词:** 增益系数; 受激拉曼散射(SRS); 参量放大(OPA); 斯托克斯波; 反斯托克斯波

**中图分类号:** O437.3      **文献标识码:** A      **文章编号:** 1000-0364(2011)02-0321-06

## Gain of single-mode birefringence fiber

YIN Jian-Quan, JIA Wei-Guo, WANG Xu-Ying, TONG La-Ga

(Institute of Physics Science and Technology, Inner Mongolia University, Inner Mongolia Hohhot 010021, China)

**Abstract:** According to the coupled mode equations of the Stokes and anti-stokes when acted by stimulated Raman scattering and parametric amplification simultaneously in birefringence fiber, the pump wave is linearly polarized and aligned with the x-axis. The gains have been derived out about the Stokes and anti-stokes in the y polarization. The gain spectra have been discussed as function of correlation parameters in birefringence dispersion-decreasing fiber. The result shows that gain spectra are absolutely symmetrical orthogonal to the pump. At the same time, we can achieve the aim of outputting the frequency conversion of the Stokes and anti-stokes alternatively in appropriate transmission place by changing mismatch  $\Delta k_3$ .

**Key words:** gain coefficient, stimulated raman scattering(SRS), parametric amplification(OPA), stokes wave, anti-stokes wave

## 1 引言

受激拉曼散射(SRS)和参量放大(OPA)是光纤非线性光学中非常重要的非线性过程;喇曼光纤放大器的原理就是基于光纤中受激拉曼散射制成的,而光参量放大现已广泛用于光谱学、光化学研究中.

激光脉冲在双折射光纤中传输时,当脉冲强度达到一定阈值时,会产生参量放大和受激拉曼散射等非线性效应.对于光纤中的拉曼效应进一步研究发现,泵浦波的偏振方向对拉曼过程影响很大,实验显示,当泵浦波以一定的偏振角输入到双折射光纤中时,在双折射轴(快轴与慢轴方向)两个方向上都会发生受激拉曼散射与参量放大现象,产生斯托

收稿日期: 2010-07-30

基金项目: 国家自然科学基金(60468001);内蒙古自然科学基金(2010MS0102)

作者简介: 尹建全(1984—),男,内蒙古丰镇市人,硕士,主要研究领域为激光物理.

通讯作者: 贾维国. E-mail: jayin2008@163.com

克斯波和反斯托克斯波<sup>[1]</sup>,所产生的斯托克斯波和反斯托克斯波除了在相互平行的方向上发生耦合作用外,在两个相互正交偏振方向之间也会发生相互耦合作用<sup>[2-4]</sup>;双折射光纤中,在拉曼散射和参量放大同时存在的情况下,斯托克斯波和反斯托克斯波的相关性质是由受激拉曼散射和参量放大共同决定<sup>[2-7]</sup>,因此,对于研究参量放大和拉曼散射共同作用时增益系数随相关参量的变化,对于光纤开关和频率转换具有现实意义.本文主要研究了与泵浦波偏振方向相垂直的方向上,拉曼散射和参量放大共同作用时产生的斯托克斯波和反斯托克斯波的增益系数随相关参量的变化关系,从而得出了一些有意义的结论.

## 2 理论

### 2.1 耦合模方程

单模双折射光纤中对任意偏振的光场相关电场可以写为<sup>[8]</sup>:

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2} r \{ E_j \exp[i\beta_j(\omega_0)z - i\omega_0 t] + c. c. \}, \quad (1)$$

其中  $\omega_0$  为波的频率,  $\beta_j$  为线性模传播常量,  $r$  为任意方向偏振光的单位偏振矢量,  $E_j$  为时间的慢变化函数. 在考虑受激拉曼散射的情况下, 以  $\omega_s, \omega_a, \omega_p$  分别表示斯托克斯波、反斯托克斯波和泵浦波的频率, 根据能量守恒和动量守恒易知:  $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ , (1)式可以改写为<sup>[4]</sup>:

$$\begin{aligned} E(r, z, t) = & \frac{1}{2} x \{ g_s(r) E_x \exp[i\beta_x(\omega_s)z - i\omega_s t] + \\ & g_a(r) E_x \exp[i\beta_x(\omega_a)z - i\omega_a t] + \\ & g_p(r) E_{px} \exp[i\beta_x(\omega_p)z - i\omega_p t] + c. c. \} + \\ & \frac{1}{2} y \{ g_s(r) E_y \exp[i\beta_y(\omega_s)z - i\omega_s t] + \\ & g_a(r) E_y \exp[i\beta_y(\omega_a)z - i\omega_a t] + \\ & g_p(r) E_{py} \exp[i\beta_y(\omega_p)z - i\omega_p t] + c. c. \}, \end{aligned} \quad (2)$$

在上式中,  $r = (x, y)$  为横截面的径向坐标,  $x$  为沿  $x$  方向偏振光的单位偏振矢量,  $y$  为沿  $y$  方向偏振光的单位偏振矢量,  $g_j(r)$  ( $j = s, a, p$ ) 分别是斯托克斯波、反斯托克斯波和泵浦波的横模截面积. 在小信号条件(即输入泵浦波未衰减)下, 达到稳态时, 沿  $y$  轴方向偏振的斯托克斯波光场所满足的耦合波方程是<sup>[4]</sup>:

$$\begin{aligned} -i \frac{dE_y}{dz} = & \frac{2\pi\omega_s^2}{c^2 k_s} \left( \frac{2}{A_{s1}} \{ [\chi_{1111}^{NR} + \chi_{1111}^R] |E_{py}|^2 + \right. \\ & [\chi_{1122}^{NR} + \chi_{1122}^R] |E_{px}|^2 E_y + \\ & \frac{1}{A_{s2}} \{ [\chi_{1111}^{NR} + 2\chi_{1111}^R] E_{py}^2 E_{ay}^* \exp(i\Delta k_2 z) + \\ & [\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R] E_{px}^2 E_{ay}^* \exp(i\Delta k_3 z) + \\ & [2\chi_{1212}^{NR} + 2\chi_{1212}^R + \chi_{1221}^R] \cdot \\ & E_{py} E_{px} E_{ax}^* \exp(i\Delta k_4 z) + \\ & \left. \frac{2}{A_{s1}} \{ [\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R] E_{py}^* E_{px} \exp(i\Delta k_5 z) + \right. \\ & \left. [\chi_{1212}^{NR} + \chi_{1212}^R] E_{py} E_{px}^* \exp(i\Delta k_6 z) \} E_x \right), \quad (3) \end{aligned}$$

上式中  $\chi_{ijkl}^{NR}$  为三阶非线性极化率,  $\chi_{ijkl}^R$  为拉曼极化率,  $\Delta k_{2-6}$  称为失配系数,  $A_{s1} = \langle g_s^2 \rangle \langle g_p^2 \rangle / \langle g_p^2 g_s^2 \rangle$ ,  $A_{s2} = \langle g_s^2 \rangle \langle g_p^2 \rangle / \langle g_p^2 g_s g_a \rangle$  为有效截面积,  $E_{sy}, E_{ay}, E_{py}$  分别表示  $y$  方向的斯托克斯, 反斯托克斯, 泵浦波的振幅.

我们只考虑与泵浦波偏振方向(设泵浦波沿  $x$  轴方向偏振)垂直的沿  $y$  方向偏振的斯托克斯波和反斯托克斯波的情况, 那么(3)式中有关  $E_{py}, E_{py}^*$  的项均为零, 化简(3)式得:

$$\begin{aligned} -i \frac{dE_y}{dz} = & \frac{2\pi\omega_s^2}{c^2 k_s} \left( \frac{2}{A_{s1}} [\chi_{1122}^{NR} + \chi_{1122}^R] P E_y + \right. \\ & \left. \frac{1}{A_{s2}} [\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R] P E_{ay}^* \exp(i\Delta k_3 z), \right) \quad (4) \end{aligned}$$

设  $E_{px}^2 = p$  为  $x$  轴偏振方向上输入的泵浦功率, 引入参量:  $g_0^\perp(\Omega) = 16i\pi\omega_s^2 \chi_{1122}^R / c^2 k_s A_{s2}$ ,  $\Omega$  为相对中心频率的偏移量, 其实部表示为  $y$  轴方向(垂直于  $x$  轴方向)的拉曼增益, 因为非线性极化率  $\chi_{1122}^{NR} = \chi_{1221}^{NR} = \frac{1}{3} \chi_{1111}^{NR}$ , 非线性系数  $\gamma = 2\pi\omega_s^2 \chi_{1111}^{NR} / c^2 k_s A_{s1}$ , 所以(4)式化为:

$$\begin{aligned} -i \frac{dE_y}{dz} = & \left( \frac{2}{3} \gamma p - \frac{ig_0^\perp(\Omega)p}{4} \right) E_y + \\ & \left( \frac{1}{3} \gamma p - \frac{ig_0^\perp(\Omega)p}{8} \right) E_{ay}^* \exp(i\Delta k_3 z), \quad (5) \end{aligned}$$

$$\text{令 } \eta = \frac{2}{3} \gamma p - \frac{ig_0^\perp(\Omega)p}{4} \kappa = \frac{1}{3} \gamma p - \frac{ig_0^\perp(\Omega)p}{8}$$

则(5)式成为:

$$\frac{dE_y}{dz} = i(\eta E_y + \kappa E_{ay}^* \exp(i\Delta k_3 z)), \quad (6)$$

通过对(6)式交换下标  $a$  和  $s$ ,  $i$  和  $-i$ , 得到  $y$  方向的反斯托克斯耦合模方程:

$$\frac{dE_{ay}^*}{dz} = -i(\eta E_{ay}^* + \kappa E_y \exp(i\Delta k_3 z)), \quad (7)$$

求解耦合模方程组(6),(7)得到<sup>[9-10]</sup>:

$$E_{sy} = \epsilon_s \exp i z \left( \frac{\Delta k_3}{2} \pm \left[ \frac{\Delta k_3^2}{4} + (\eta^2 - \eta \Delta k_3 - k^2) \right]^{\frac{1}{2}} \right), \quad (8)$$

$$E_{sy}^* = \epsilon_a \exp i z \left( \frac{\Delta k_3}{2} \pm \left[ \frac{\Delta k_3^2}{4} + (\eta^2 - \eta \Delta k_3 - k^2) \right]^{\frac{1}{2}} \right) - \Delta k_3, \quad (9)$$

$\epsilon_s, \epsilon_a$  分别为满足边界条件的常数.

## 2.2 定义增益系数

定义:

$$\Delta K = \frac{\Delta k_3}{2} \pm \left[ \frac{\Delta k_3^2}{4} + (\eta^2 - \eta \Delta k_3 - k^2) \right]^{\frac{1}{2}},$$

增益系数为  $\Delta K$  的虚部,由  $E_{sy}, E_{sy}^*$  的结果可知  $G_{sy} = G_{ay} = G$ , 求解得:

$$G = \left\{ \frac{-A \pm \sqrt{A^2 + B^2}}{2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

其中:

$$A = \frac{\Delta k_3^2}{4} + \frac{1}{3} \gamma^2 p^2 - \frac{2}{3} \gamma p \Delta k_3 - \frac{3}{64} g_0^{\perp}(\Omega)^2 p^2,$$

$$B = g_0^{\perp}(\Omega) p \left( \frac{\Delta k_3}{4} - \frac{1}{6} \gamma p \right)$$

## 3 计算结果分析与讨论

根据实验研究,在平行于泵浦方向时拉曼增益呈洛伦兹函数规律变化,在垂直泵浦方向呈现为常数<sup>[4,12]</sup>,取  $g_0^{\perp}(\Omega) = 2.82 \text{ cm/W}^{[4]}$ . 由于  $\Delta k_3 = 2\Delta\beta - \beta_2\Omega^2$ , 在色散缓变光纤中<sup>[11]</sup>,  $\beta_2$  为群速度色散,  $\beta_2(z) = \beta_2(0) \exp(-2uz)$ ,  $z$  为传输距离,  $u$  为光纤色散纵向变化参量,其中色散常数  $\beta_2(0)$  取  $62 \text{ ps}^2/\text{km}$ , 传输常数差  $\Delta\beta = \beta_y - \beta_x$ , 由于双折射光纤中传输常数差  $\Delta\beta \neq 0$ , 以下讨论中  $\Delta\beta$  均取  $-3.14/\text{m}$ , 色散纵向变化参量  $u$  取  $0.5 \text{ dB/km}$ , 此时,增益  $G$  为输入泵浦功率  $P$ , 非线性系数  $\gamma$  和传输距离  $z$  三个变量的函数,下面用数值模拟讨论增益与它们之间的关系.

### 3.1 增益 $G$ 随非线性系数 $\gamma$ 的变化关系

图1表示当输入泵浦功率  $P$  取  $1 \text{ W}$ , 在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ) 增益  $G$  随频移  $\Omega$  和非线性系数  $\gamma$  的变化关系,由图可以看出非线性系数  $\gamma$  决定了峰值的大小;  $\gamma$  一定时,随着  $\Omega$  的增加,增益  $G$  缓慢增加,最后趋于稳定的数值;当频率  $\Omega$  一定时,增益  $G$  随着非线性系数  $\gamma$  的增大而缓慢减小. 可以很清楚

的看到,反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 增益的变化趋势是完全相同和对称的.

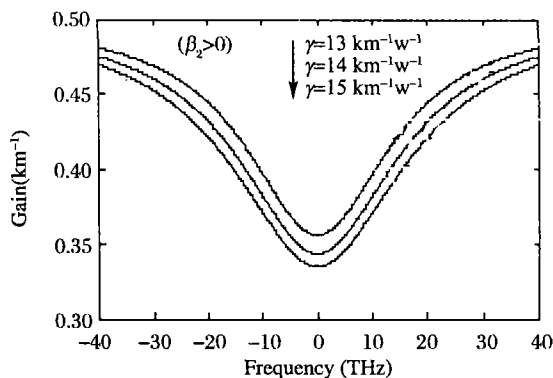


图1 在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ), 增益  $G$  随非线性系数  $\gamma$  的变化关系

Fig. 1 Normal-dispersion regime ( $\beta_2 > 0$ ), The variation of gain coefficient with the nonlinearity coefficient

图2表示在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ) 增益  $G$  随频率  $\Omega$  和非线性系数  $\gamma$  的变化关系,由图可以看出反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 的增益呈对称的曲线,随着非线性系数  $\gamma$  的增加,增益峰值增大,增益谱加宽,并且向远离中心频率的方向移动. 斯托克斯波和反斯托克斯波增益只出现在频率很窄的一范围内.

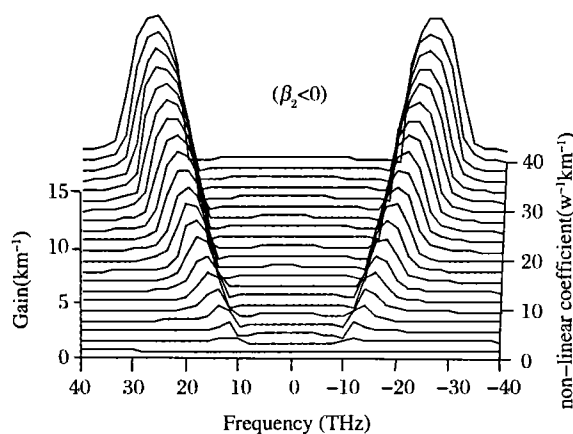


图2 在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ), 增益  $G$  随非线性系数  $\gamma$  的变化关系

Fig. 2 Anomalous-dispersion regime ( $\beta_2 < 0$ ), The variation of gain coefficient with the nonlinearity coefficient

### 3.2 增益 $G$ 随输入功率 $P$ 的变化关系

图3表示在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ), 非线性系

数  $\gamma$  取  $13/\text{kmW}$  时, 增益  $G$  随泵浦输入功率  $P$  和频移  $\Omega$  的变化关系, 可以很清楚的看到, 反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 的变化趋势是完全相同和对称的. 输入功率  $P$  值决定了峰值的大小,  $P$  值一定时, 整个增益向中心频率外扩展, 增益  $G$  也相应的增加, 最终达到稳定的数值, 当频移  $\Omega$  一定时, 增益  $G$  随着输入功率的增大而增大.

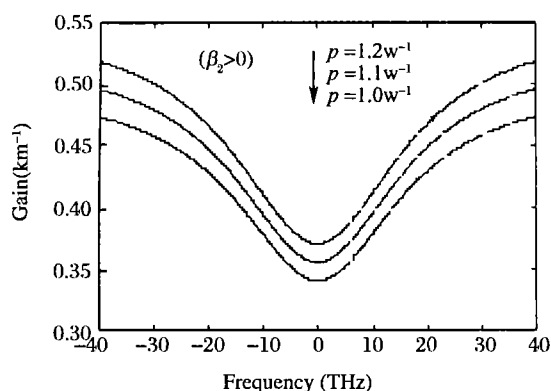


图3 在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ), 增益  $G$  随输入功率  $P$  的变化关系

Fig. 3 Normal-dispersion regime ( $\beta_2 > 0$ ), The variation of gain coefficient with input power  $P$

图4表示在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ) 增益  $G$  随输入泵浦功率  $P$  和频移  $\Omega$  的变化关系, 可以看到, 反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 呈对称的曲线; 随着输入功率  $P$  的增大, 增益谱逐渐远离中心频率, 并且增益的峰值增高、增益谱加宽.

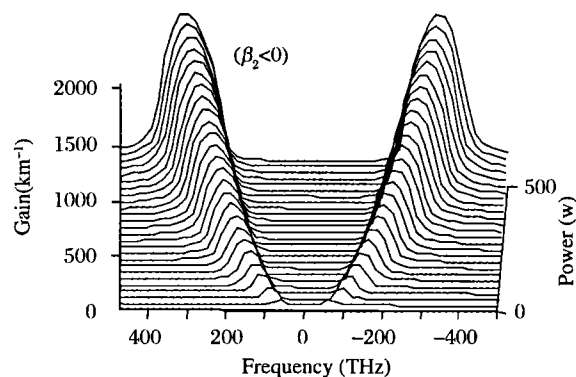


图4 在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ), 增益  $G$  随输入泵浦功率  $P$  的变化关系

Fig. 4 Anomalous-dispersion regime ( $\beta_2 < 0$ ), The variation of gain coefficient with input power  $P$

### 3.3 增益 $G$ 随传输距离 $z$ 的变化关系

图5显示了在正常色散区  $\gamma = 13/\text{kmW}$  时,  $G$  随传输距离  $z$  和频移  $\Omega$  的变化关系. 从图中可以看出增益谱在正频区(反斯托克斯波)和负频区(斯托克斯波)的变化趋势是完全相同和对称的, 并向中心频率外无限扩展, 当传输距离达到一定值时, 增益不随传输距离变化, 最后趋于稳定的数值.

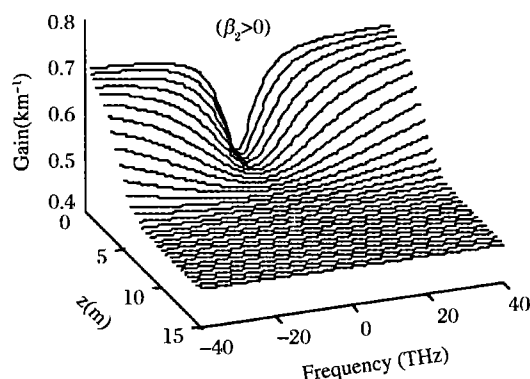


图5 在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ), 增益  $G$  随传输距离  $z$  的变化关系

Fig. 5 Normal-dispersion regime ( $\beta_2 > 0$ ), The variation of gain coefficient with the transmission distance  $z$

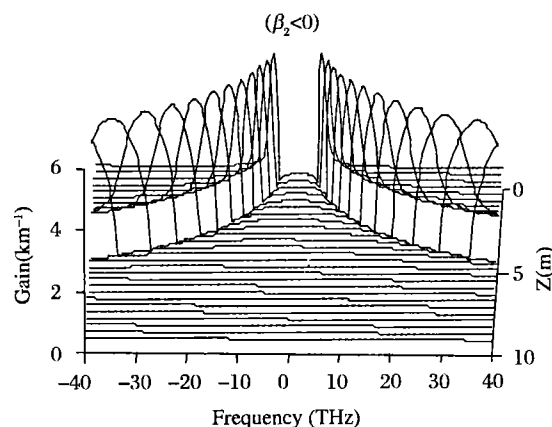


图6 在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ), 增益  $G$  随传输距离  $z$  的变化关系

Fig. 6 Anomalous-dispersion regime ( $\beta_2 < 0$ ), The variation of gain coefficient with the transmission distance  $z$

图6所示为在反正常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ), 增益  $G$  随传输距离  $z$  和频移  $\Omega$  的变化关系, 从图中可以看出, 反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 增益的变化趋势呈对称的上凸曲线, 随着传输距离的增加曲线对称地向远离中心频率的方向偏

转并逐渐变宽,其增益峰值保持不变,利用这一性质,在适当的传输位置可提取 T-频脉冲。

3.4 增益  $G$  随传输常数差  $\Delta\beta$  的变化关系

图 7 显示了在正常色散区,增益  $G$  随传输常数差  $\Delta\beta$  和频移  $\Omega$  的变化关系,由图可以看出起初  $\Delta\beta=0$  时也就是当单模光纤的结构各向均匀时,没有偏振模色散产生,此时与泵浦波偏振垂直的方向没有增益产生,当传输常数差  $\Delta\beta$  较小时斯托克斯波和反斯托克斯波产生的增益靠近泵浦波频率,形成一体,并且峰值较小,随着传输常数差  $\Delta\beta$  逐渐增加时,增益峰值逐渐增大,谱宽加宽,当传输常数差  $\Delta\beta$  进一步增大时,增益谱分裂变为双峰且峰值相应变大并逐渐变窄,最后峰值大小趋于稳定,反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 的曲线完全对称。

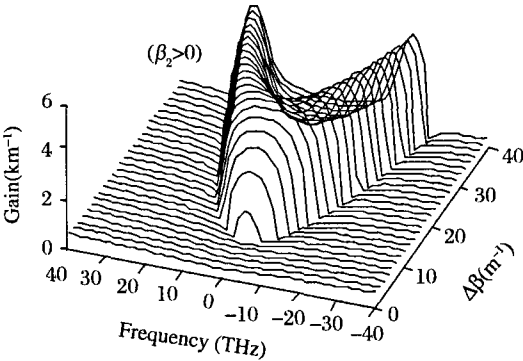


图 7 在正常色散区 ( $\beta_2 > 0$ ), 增益  $G$  随传输常数差  $\Delta\beta$  的变化关系

Fig. 7 Normal-dispersion regime ( $\beta_2 > 0$ ), The variation of gain coefficient with the transmission constant

图 8 显示了在反常色散区,增益  $G$  随传输常数差  $\Delta\beta$  和频移  $\Omega$  的变化关系,可以很清楚的看到,它与正常色散区的情况恰好相反,当传输常数差  $\Delta\beta$  很大时没有增益产生,当传输常数差  $\Delta\beta$  较大时斯托克斯波和反斯托克斯波产生的增益谱靠近泵浦波频率并形成一体,增益只有一个峰,并且峰值较小,随着传输常数差  $\Delta\beta$  的减小,增益分裂变为双峰,并且峰值相应变大、宽度逐渐变窄,最后峰值趋于稳定,反斯托克斯波 ( $\Omega > 0$ ) 和斯托克斯波 ( $\Omega < 0$ ) 的曲线完全对称。

3.5 斯托克斯波与反斯托克斯波之间能量耦合

根据公式(8)有:

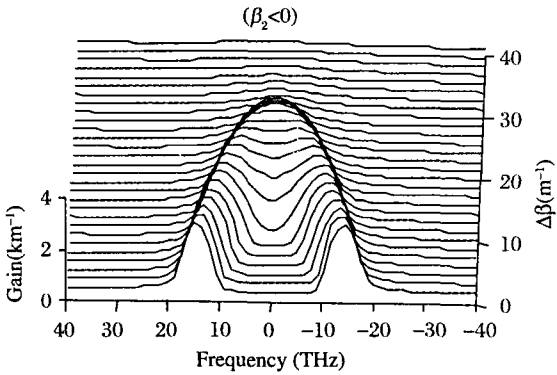


图 8 在反常色散区 ( $\beta_2 < 0$ ), 增益  $G$  随传输常数差  $\Delta\beta$  的变化关系

Fig. 8 Anomalous-dispersion regime ( $\beta_2 < 0$ ), The variation of gain coefficient with the transmission constant difference  $\Delta\beta$

$$E_{sy} = \epsilon_s \exp i z \left( \frac{\Delta k_3}{2} + \left[ \frac{\Delta k_3^2}{4} + (\eta^2 - \eta \Delta k_3 - \kappa^2) \right]^{\frac{1}{2}} \right)$$

然后对其指数部分进行实部与虚部的分离,令

$$a + ib = \frac{\Delta k_3}{2} + \left[ \frac{\Delta k_3^2}{4} + (\eta^2 - \eta \Delta k_3 - \kappa^2) \right]^{\frac{1}{2}},$$

则  $E_{sy}$  可表示为:

$$E_{sy} = \epsilon_s \exp (ai - b) z,$$

其复共轭为:

$$E_{sy}^* = \epsilon_s^* \exp (-ai - b) z,$$

所以斯托克斯波在  $y$  轴上的振幅为:

$$|E_{sy}| = \xi_s \exp (-2bz);$$

同理得反斯托克斯波在  $y$  轴上的振幅为:

$$|E_{ay}| = \xi_a \exp (2bz).$$

因此反斯托克斯与斯托克斯振幅之比为:

$$\frac{|E_{ay}|}{|E_{sy}|} = C \exp (4bz),$$

其中 ( $C = \frac{\xi_a}{\xi_s}$  为常数取 0.137), 虚部  $b$  正是本文所求的增益  $G$ ,  $z$  为传输距离, 所以

$$\frac{|E_{ay}|}{|E_{sy}|} = C \exp (4Gz).$$

图 9 所示为输入泵浦功率  $P=0.5\text{W}$  时, 斯托克斯波与反斯托克斯波的振幅比随失配系数  $\Delta k_3$  和传输距离  $z$  的变化关系, 从图中可以看出, 传输距离  $z$  决定  $|E_{ay}|/|E_{sy}|$  的峰值;  $z$  一定时, 比值随失配系数  $\Delta k_3$  迅速增加, 并达到一峰值, 然后迅速衰减并趋于 0. 所以在  $z$  值一定时, 通过改变失

配系数  $\Delta k_3$  来改变反斯托克斯波与斯托克斯波的相对振幅,实现对斯托克斯波和反斯托克斯波有选择性的输出,以达到输出频率转换的目的.

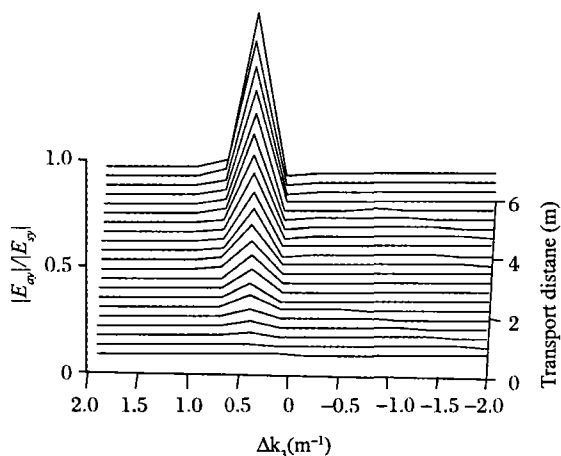


图9  $|E_{\sigma_y}|/|E_y|$  随失配系数  $\Delta k_3$  和传输距离  $z$  的变化关系

Fig. 9 The variation of Intensity ratio of Stokes and anti-Stokes with the mismatch  $\Delta k_3$

## 4 结 语

单模双折射色散缓变光纤中,输入的强泵浦光只沿  $x$  轴方向偏振时,不考虑斯托克斯波与反斯托克斯波之间的正交偏振耦合,只考虑与泵浦波偏振方向垂直的情况下,在受激拉曼散射(SRS)和参量放大(OPA)共同作用下,观察到斯托克斯波与反斯托克斯波增益随相关参量的变化情况,结果发现斯托克斯波和反斯托克斯波增益的变化趋势是完全相同和对称的;可以利用上述性质,提取 T 频亮脉冲和 T 频暗脉冲;同时,通过改变失配系数  $\Delta k_3$ ,在适当的传输位置,可以实现对斯托克斯波和反斯托克斯波有选择性的输出,以达到输出频率转换的目的.

### 参考文献:

- [1] Schenato L, Santagiustina M, Someda C G. Fundamental and random birefringence limitations to delay in slow light fiber parametric amplification [J]. *Journal of Light Wave Technology*, 2008, 26(23): 3721
- [2] Chee J K, Liu J M. Polarization-dependent parametric and raman processes in a birefringent Optical Fiber[J]. *IEEE J. Quantum Electron*, 1990, 26(3): 541
- [3] Morgan P N, Liu J M. Parametric four-photo mixing followed by stimulated raman scattering with optical pulses in birefringent optical fibers [J]. *IEEE J. Quantum Electron*, 1991, 27(4): 1011
- [4] Trillo S, Wabnitz S. Parametric and raman amplification in birefringent fibers [J]. *J Opt. Soc. B*, 1992, 9(7): 1061
- [5] Stenersen K, Jain R K. Small-stokes-shift frequency conversion in single-mode birefringent fibers [J]. *Opt. Commun.*, 1984, 51: 121
- [6] Park H G, Park J D, Lee S S. Pump-intensity-dependent frequency shift in Stokes and anti-Stokes spectra generated by stimulated four-photon mixing in birefringent fiber [J]. *Appl. Opt.*, 1987, 26: 2974
- [7] Chee J K, Liu J M. Raman-assisted parametric frequency and polarization conversion in a birefringent fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1989, 14: 820
- [8] Agrawal G P. *Nonlinear fiber optics, application of fiber optics*[M]. Jia D, Yu Z, et al. transl. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002(in Chinese)
- [9] Wen X Y. Jacobi elliptic function envelope solutions of nonlinear-Schrödinger equation[J]. *J. At. Mol. Phys.*, 2007 24(6): 1172(in Chinese) [闻小永. 非线性 Schrödinger 方程的 Jacobi 椭圆函数包络解[J]. 原子与分子物理学报, 2007 24(6): 1172]
- [10] Zhang J L, Wang M L, Wang Y M, et al. The Periodic wave solutions for the cubic nonlinear Schrödinger equation [J]. *J. At. Mol. Phys.*, 2003, 20(3): 390(in Chinese) [张金良, 王明亮, 王跃明, 等. 立方非线性 Schrödinger 方程的 Jacobi 椭圆函数周期解[J]. 原子与分子物理学报, 2003, 20(3): 390]
- [11] Travers J C, Stone J M, Rulkov A B, et al. Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber [J]. *Opt. Express*, 2007, 15(20): 13205
- [12] Lin Q, Agrawal G P. Raman response function for silica fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2006, 31(21): 3086