

# 色散位移光纤中参量放大和拉曼散射增益谱特性

贾维国<sup>1</sup> 乔丽荣<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>内蒙古大学物理科学与技术学院, 内蒙古 呼和浩特 010021)  
(<sup>2</sup>内蒙古广播电视大学教务处, 内蒙古 呼和浩特 010010)

**摘要** 根据高双折射色散位移光纤中参量放大和拉曼散射共同作用下的耦合波方程,通过引入拉曼增益的洛伦兹模型,研究了增益谱随相关参量的变化关系。结果表明,增益谱只与三阶色散项的大小及四阶色散项有关;在正常色散区  $\text{sgn}(\beta_4)=1$  的较大输入功率区域,T 频率斯托克斯波增益谱呈现单一峰值。所以,利用色散位移光纤,可提取单一 T 频率脉冲。

**关键词** 非线性光学;高双折射;色散位移光纤;参量放大;拉曼散射;增益谱

**中图分类号** O437      **文献标识码** A      **doi:** 10.3788/CJL201239.s105001

## Gain Spectrum Characteristic under Raman Scattering and Parametric Amplification in Dispersion Shifted Fiber

Jia Weiguo<sup>1</sup> Qiao Lirong<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot, Inner Mongolia 010021, China)  
(<sup>2</sup>Academic Affairs Office, Inner Mongolia Radio & TV University, Hohhot, Inner Mongolia 010010, China)

**Abstract** The coherently coupled nonlinear Schrödinger (NLS) equation in which Parametric Amplification and Raman scattering together acting has been utilized in high birefringence Dispersion Shifted fiber. The gain spectrums have been studied under Raman scattering and parametric amplification together acting when the pump wave polarization is oriented at  $45^\circ$  between the axes by quoting Lorentzian model of Raman gain spectra in high birefringence Dispersion Shifted fiber. The result shows that the gain spectrums only has relationship with magnitude of third-order dispersion and fourth-order dispersion. The Stokes Gain has displayed single pulse when biggish input power in the normal dispersion regime. So that the T frequency single pulses can be extracted when high birefringence Dispersion Shifted fiber has been used.

**Key words** nonlinear optics; highly birefringence; dispersion shifted fiber; parametric amplification; Raman scattering; gain spectrum

**OCIS codes** 190.4410; 190.5650; 140.3550

## 1 引 言

石英双折射光纤作为光纤通信的媒介,在相干光通信系统、光信息处理、光制导技术、光纤逻辑门等领域具有很大的应用潜力,如激光器和放大器、光开关、传感器、可调谐器件、多芯光纤耦合器等<sup>[1,2]</sup>。在高双折射光纤中,输入一抽运激光脉冲,当偏振方向沿着双折射主轴时,则激光脉冲的偏振态保持不变,但在与抽运波同偏振方向产生附加频率成分<sup>[3~5]</sup>。实验证明<sup>[6]</sup>,当偏振方向同双折射主轴成

$45^\circ$ 角时,在两主轴上,产生的输入功率相等,由于在两主轴上有不同的群速度,导致不同的频率成分,在传输相对短的距离后分离,所以相互正交的偏振态不产生相互作用。当激光脉冲在石英高双折射光纤中传输,脉冲强度达到一定阈值时,会产生光参量放大(OPA)和受激拉曼散射(SRS),SRS导致额外的抽运消耗使得 OPA 过程过快地进入饱和状态,当抽运功率较高时,被 SRS 放大的脉冲信号将出现频谱展宽和分裂,出现超连续展宽谱,这对高速光通信

收稿日期: 2012-01-16; 收到修改稿日期: 2012-02-20

基金项目: 国家自然科学基金(61167004)和内蒙古自然科学基金(2010MS0102)资助课题。

作者简介: 贾维国(1960—),男,硕士,教授,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: jwg1960@163.com

尤为不利<sup>[7,8]</sup>;因此研究非线性引起的参量放大和拉曼散射对双折射光纤共同作用时其增益系数随相关参量的变化,对光纤开关和频率转换具有现实意义。对于色散位移光纤,由于波导色散的影响,零色散波长向长波方向移动到 $\lambda=1.55\ \mu\text{m}$ ,导致二阶色散为零,同时获得最低损耗,从而实现低损耗、宽频带的传输,所以在色散位移光纤中需要考虑高阶色散项<sup>[9,10]</sup>。

本文利用激光脉冲在高双折射色散位移光纤中,在光参量放大和拉曼散射共同作用下所满足的非线性薛定谔方程(NLSE)<sup>[11,12]</sup>,并引入平行拉

曼增益的洛伦兹模型<sup>[13]</sup>,考虑了在色散位移光纤中,当输入抽运波偏振方向同两双折射轴成 $45^\circ$ ,导出了沿两相互正交双折射轴方向产生的斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱表达式,讨论并分析了色散位移光纤中增益谱的相关特性。

## 2 理论分析

### 2.1 非线性耦合薛定谔方程

对于高双折色散位移光纤,当拉曼散射和参量放大共同作用时,激光脉冲所遵循的非线性耦合薛定谔方程为<sup>[11,12]</sup>

$$\begin{cases} \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\beta_{3,x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4,x}}{24} \frac{\partial^4 A_x}{\partial t^4} = i \left\{ \left[ \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] |A_x|^2 + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] |A_y|^2 \right\} A_x, \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} - \frac{1}{v_{gy}} \frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\beta_{3,y}}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4,y}}{24} \frac{\partial^4 A_y}{\partial t^4} = i \left\{ \left[ \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] |A_y|^2 + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] |A_x|^2 \right\} A_y, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $A_x$ 、 $A_y$ 为输入抽运沿两偏振方向的复振幅, $v_{gx}$ 、 $v_{gy}$ 为对应的群速度, $\beta_{ix}$ 、 $\beta_{iy}$  ( $i=3,4$ )为 $i$ 阶色散系数;定义平行拉曼增益为

$$g_0^{\parallel}(\Omega) = \frac{16i\pi\omega_p^2\chi_{1111}^R}{c^2 k_p A_p}$$

的虚部<sup>[10]</sup>(为 $x$ 方向偏振的抽运波分量在 $x$ 轴方向产生的拉曼增益),垂直拉曼增益为

$$g_0^{\perp}(\Omega) = \frac{16i\pi\omega_p^2\chi_{1111}^R}{c^2 k_p A_p}$$

的虚部<sup>[14]</sup>(为 $y$ 方向偏振的抽运波分量在 $x$ 轴方向产生的拉曼增益),所以 $ig_0^{\parallel}(\Omega)$ 的实部为平行拉曼增益, $ig_0^{\perp}(\Omega)$ 的实部为垂直拉曼增益, $\Omega$ 为抽运波与斯托克斯波或反斯托克斯波的频率差,对于斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$ ,而反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) < 0$ ;  $\chi_{ijkl}^{\text{NR}}$ 表示三阶非线性极化率, $\chi_{ijkl}^R$ 表示拉曼极化率, $A_p = \langle g_p^2 \rangle^2 / \langle g_p \rangle^4$ 称为有效截面积,系

数 $k_p = [\beta_x(\omega_p) + \beta_y(\omega_p)]/2$ ,其中, $\beta_x$ 、 $\beta_y$ 分别为 $x$ 、 $y$ 方向的传播常数。 $\gamma_{px} = \frac{2\pi\omega_{px}^2}{c^2 k_p A_p} \chi_{1111}^{\text{NR}}$ ,  $\gamma_{py} =$

$\frac{2\pi\omega_{py}^2}{c^2 k_p A_p} \chi_{1111}^{\text{NR}}$ 为非线性系数。

### 2.2 增益的导出

考虑在高双折射色散位移光纤中,当输入抽运波的偏振方向与双折射轴成 $45^\circ$ 角时,这时散射过程的抽运能量会平均分配到两双折射轴上,在两双折射轴的两个边带(即 $x$ 、 $y$ 方向)产生斯托克斯波和反斯托克斯波。

定义输入抽运强度 $|A_x|^2 = |A_y|^2 = P$ ,色散系数 $\beta_{ix} = \beta_{iy} = |\beta_i| \text{sgn}(\beta_i)$  ( $i=3,4$ ),非线性系数 $\gamma_{px} = \gamma_{py} = \gamma$ 。对于平行拉曼增益系数 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ ,采用平行拉曼增益系数 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ 的洛伦兹模型:

$$g_0^{\parallel}(\Omega) = \left\{ \frac{100(\Omega - 5)f_R}{[\Omega - 5]^2 - \omega_\gamma^2 + [2(\Omega - 5)f_R]^2} + 0.55 \right\} / 1.6. \quad (2)$$

图1给出了归一化拉曼增益表达式 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ 与频移 $\Omega$ 的变化关系,系数取值: $f_R = 3.125\ \text{THz}$ ,  $\omega_\gamma = 8.2\ \text{THz}$ 。利用振幅微扰理论,引入微扰 $u$ 、 $v$ 后的方程组(1)的稳态解为

$$\begin{cases} A_x = (\sqrt{P} + u) \exp \left\{ \left\{ \left[ \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] P + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] P \right\} z \right\} \\ A_y = (\sqrt{P} + v) \exp \left\{ \left\{ \left[ \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] P + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] P \right\} z \right\}. \end{cases} \quad (3)$$

令群速度失配(GVM)  $\delta = \frac{1}{v_{gy}} - \frac{1}{v_{gx}}$ ,采用群速度坐标系 $\tau = t - z \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{v_{gy}} + \frac{1}{v_{gx}} \right) \right]$ ,得到关于 $u$ 、 $v$ 的方程

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4x}}{24} \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} = i \left\{ \left[ \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] P(u + u^*) + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{px} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] P(v + v^*) \right\} \\ \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{v_{gy}} \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{\beta_{3y}}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4y}}{24} \frac{\partial^4 v}{\partial t^4} = i \left\{ \left[ \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8} \right] P(v + v^*) + \left[ \frac{2}{3} \gamma_{py} - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4} \right] P(u + u^*) \right\} \end{cases} \quad (4)$$

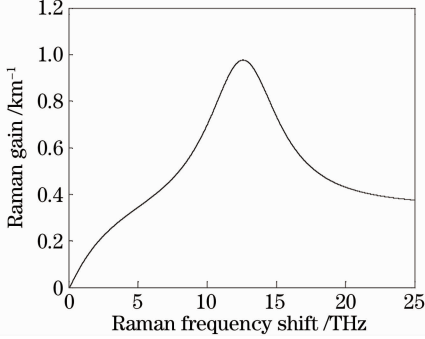

 图1 平行拉曼增益系数  $g_0^{\parallel}(\Omega)$  的洛伦兹模型

Fig. 1 Lorentz model for parallel Raman gain coefficient

将微扰调制写为特解的形式

$$\begin{cases} u = u_s \exp[i(\Omega\tau - kz)] + u_a \exp[i(-\Omega\tau + kz)] \\ v = v_s \exp[i(\Omega\tau - kz)] + v_a \exp[i(-\Omega\tau + kz)] \end{cases} \quad (5)$$

式中  $u_s$  为  $x$  方向上的斯托克斯成分,  $u_a$  为  $x$  方向上

的反斯托克斯成分。同理,  $y$  方向的微扰亦包含  $v_s$ ,  $v_a$ , 将(5)式特解代入方程组(4), 化为下列  $4 \times 4$  矩阵形式:

$$\mathbf{M}\mathbf{Y} = \mathbf{K}\mathbf{Y}. \quad (6)$$

式中  $\mathbf{Y} = (u_a \ u_s^* \ v_a \ v_s^*)$ ,  $\mathbf{M}$  称为系数矩阵, (6)式有解的条件为

$$\det(\mathbf{M} - \mathbf{K}\mathbf{I}) = 0. \quad (7)$$

由此解得的关于  $K$  的色散关系为

$$K^2 = \frac{1}{2}(-W + \sqrt{W^2 - 4N}), \quad (8)$$

式中:

$$\begin{cases} W = [AB + CD + (A + B)(C + D) + 2\eta^2 P^2], \\ N = ABCD + (AB + CD)\eta^2 P^2 + \eta^4 P^4 + \\ \quad \kappa^2 P^2 (D + 2\eta P - C)(A - 2\eta P - B) \end{cases} \quad (9)$$

而

$$\begin{cases} A = -\frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_3| \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\Omega^3}{6} + |\beta_4| \operatorname{sgn}(\beta_4) \frac{\Omega^4}{24} + \eta P, \\ B = -\frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_3| \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\Omega^3}{6} - |\beta_4| \operatorname{sgn}(\beta_4) \frac{\Omega^4}{24} - \eta P, \\ C = \frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_3| \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\Omega^3}{6} + |\beta_4| \operatorname{sgn}(\beta_4) \frac{\Omega^4}{24} + \eta P, \\ D = \frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_3| \operatorname{sgn}(\beta_3) \frac{\Omega^3}{6} - |\beta_4| \operatorname{sgn}(\beta_4) \frac{\Omega^4}{24} - \eta P, \\ \eta = \gamma - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)}{8}, \quad \kappa = \frac{2}{3}\gamma - \frac{ig_0^{\perp}(\Omega)}{4}, \end{cases} \quad (10)$$

对于某些  $\Omega$  值,  $K$  变为复数, 这时会产生增益, 定义其增益为

$$G = 2 |\operatorname{Im}(K)|. \quad (11)$$

由(8)式, 仅当  $4N \geq 0$  时存在。通过对增益谱(11)式的数值模拟, 增益谱只与三阶色散项的大小有关, 与三阶色散项的符号无关, 与四阶色散项有关, 所以, 下面主要讨论对三阶色散项的大小和对四阶色散项符号的依赖关系。

## 3 结果分析与讨论

### 3.1 在正常色散区 $\operatorname{sgn}(\beta_4) = 1$

分别取色散系数  $|\beta_3| = 0.3 \text{ ps}^3/\text{km}$ ,  $|\beta_4| =$

$0.002 \text{ ps}^4/\text{km}$ , 非线性系数  $\gamma = 25.8 / (\text{W} \cdot \text{km})$ , 群速度失配  $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$ , 图 2~5 中的系数取值均相同, 将平行拉曼增益系数  $ig_0^{\parallel}(\Omega)$  的实部按洛伦兹模型代入(11)式, 相对于垂直于抽运波偏振方向上的拉曼增益为  $ig_0^{\perp}(\Omega)$ , 根据垂直拉曼增益和平行拉曼增益的相对关系<sup>[9]</sup>, 近似取  $ig_0^{\perp}(\Omega)$  的实部为  $ig_0^{\perp}(\Omega) \approx 0.1 / (\text{W} \cdot \text{km})$ , 群速度失配  $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$ , 当输入功率  $P$  取不同值时, 可以得到在正常色散区  $\operatorname{sgn}(\beta_4) = 1$ , 色散位移光纤中, 斯托克斯波与反斯托克斯波的增益  $G$  随输入功率的变化关系, 如图 2 所示。

从图 2 中可以看出, 斯托克斯波增益谱和反斯

托克斯波增益谱明显不同于常规光纤<sup>[14]</sup>。对于常规光纤( $\beta_2 \neq 0, \beta_3 = 0, \beta_4 = 0$ ),在正常色散区,由于参量放大与拉曼散射的相互作用,在整个增益谱呈现超连续谱多峰结构,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱为不对称结构,斯托克斯部分增益明显高于反斯托克斯部分;对于色散位移光纤,当 $\beta_3 \neq 0$ 时,同时存在斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱,并且,输

入功率较小时,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现对称结构,随着输入功率的增大,反斯托克斯波增益谱迅速衰减,与此同时,斯托克斯波增益谱由单峰变成双峰,最后形成较强的单峰增益谱;当 $\beta_3 = 0$ 时,形成单峰斯托克斯波增益谱,随着输入功率的增大,宽度加宽、强度增强;很明显利用色散位移光纤,在相对较大的输入功率区域,可形成单一 T 频率脉冲。

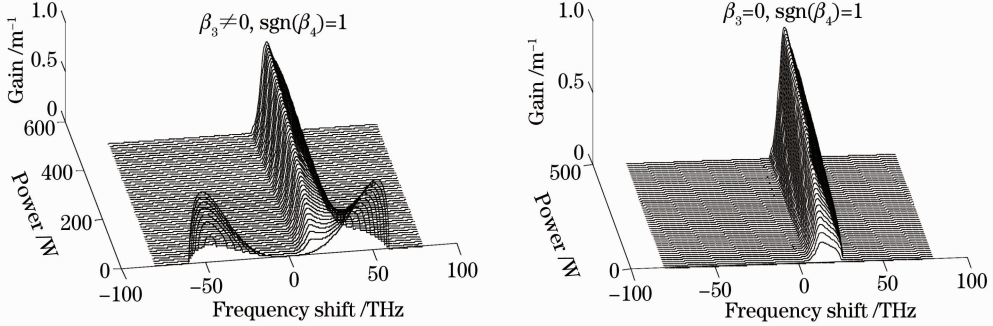


图 2 在正常色散区,不同色散条件,输入功率  $P$  不同情况下,斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱

Fig. 2 Stokes and anti-Stokes gain versus input power  $P$  under different dispersions in the normal dispersion regime

如图 3 所示,输入功率  $P = 260$  W,当群速度失配  $\delta$  取不同值时,在正常色散区  $\text{sgn}(\beta_4) = 1$ ,在不同色散条件下,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱随群速度失配的变化关系。图 3 显示,对于  $\beta_3 \neq 0$  和

$\beta_3 = 0$  两种条件下,均表现出相同的,只有斯托克斯波增益谱的单峰结构。并且其结构基本不随群速度失配系数变化。同样可方便地提取单一 T 频率脉冲。

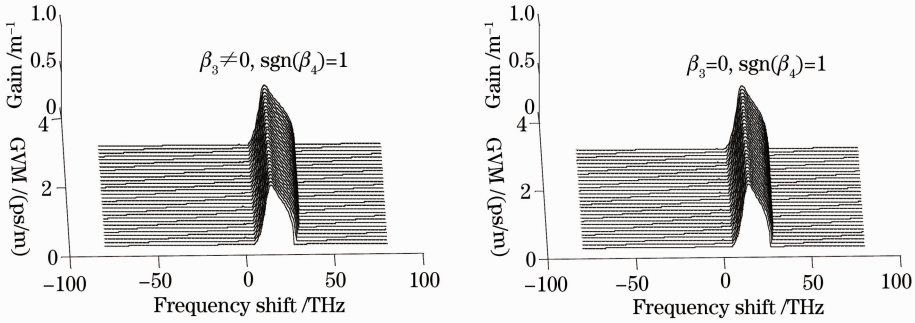


图 3 在正常色散区,不同色散条件,不同群速度失配情况下,斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱

Fig. 3 Stokes and anti-Stokes gain versus GVM under different dispersion in the normal dispersion regime

### 3.2 在反常色散区 $\text{sgn}(\beta_4) = -1$

在反常色散区  $\text{sgn}(\beta_4) = -1$ ,图 4 为群速度失配  $\delta = 1.9$  ps/m 时,当输入功率  $P$  取不同值时,在不同色散条件下斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱。

对于常规光纤( $\beta_2 \neq 0, \beta_3 = 0, \beta_4 = 0$ ),在整个增益谱呈现超连续谱不对称的多峰结构,以反斯托克斯波增益谱为主导。对于色散位移光纤,当  $\beta_3 \neq 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$ ,在输入功率较小时,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现对称单峰结构,随着输入功率的增大,其反斯托克斯波增益谱宽度展宽与强

度增强较斯托克斯波大,所以随着输入功率的增加,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现出不对称结构,反斯托克斯波增益谱更靠近抽运频率;当  $\beta_3 = 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$ ,在输入功率较小时,只有反反斯托克斯波增益谱,随着输入功率的逐步增大,反斯托克斯波增益谱的宽度逐步加宽、强度增强,并随之产生斯托克斯波增益谱,之后,斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱随着输入功率增加,宽度逐步加宽、强度增强,整个增益谱不对称,反斯托克斯波增益谱的宽度较宽、强度较强,更靠近抽运频率。

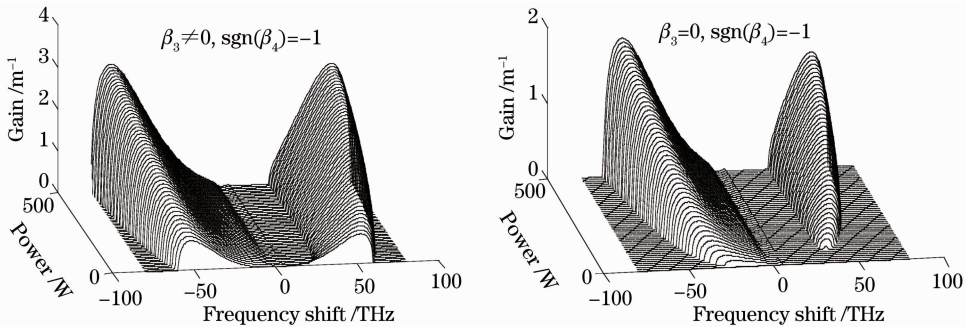


图 4 在反常色散区,不同色散条件,输入功率  $P$  不同情况下,斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱

Fig. 4 Stokes and anti-Stokes gain versus input power  $P$  under different dispersions in the normal dispersion regime

图 5 为在反常色散区  $\text{sgn}(\beta_4) = -1$ , 输入功率  $P = 260 \text{ W}$ , 在不同色散条件下, 当群速度失配  $\delta$  取不同值时, 斯托克斯波与反斯托克斯波增益  $G$  谱的变化关系。对于常规光纤 ( $\beta_2 \neq 0, \beta_3 = 0, \beta_4 = 0$ ), 结构的变化主要发生在低群速度失配区域, 当群速度失配增大后, 增益谱结构不发生变化, 整个增益谱以反斯托克斯波增益谱为主导<sup>[12]</sup>。对于色散位移光纤, 当  $\beta_3 \neq 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$ , 斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱均显示出对称单峰结构, 随群速度失配

增加, 增益谱的宽度加宽, 强度增强, 但斯托克斯波与反斯托克斯波的单峰对称性没有变; 当  $\beta_3 = 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$  时, 在输入功率较小时, 最初只有反斯托克斯波增益谱, 随着输入功率的逐步增大, 反斯托克斯波增益谱宽度展宽与强度增大, 斯托克斯波增益谱也随之出现, 其展宽与强度随着输入功率的增大逐步增大。斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现出不对称结构, 反斯托克斯波增益谱的宽度与强度较斯托克斯波增益谱大, 并且更靠近抽运频率。

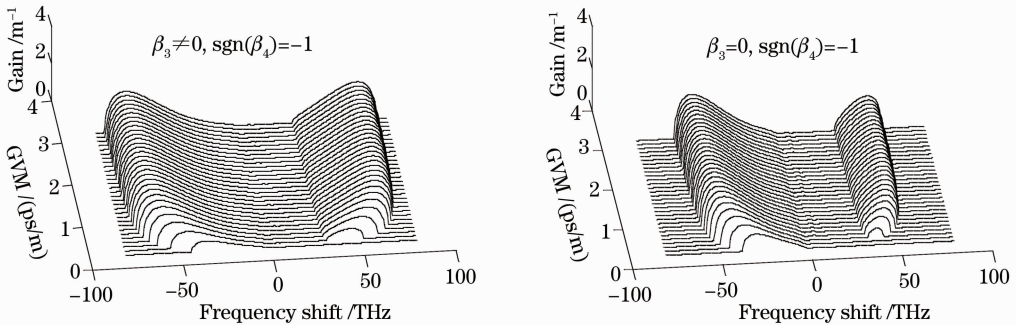


图 5 在反常色散区,不同色散条件,不同群速度失配情况下,斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱

Fig. 5 Stokes and anti-Stokes gain versus GVM under different dispersions in the normal dispersion regime

## 4 结 论

在色散位移光纤中, 引入平行拉曼增益的洛伦兹模型, 在光参量放大和拉曼散射共同作用下, 斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱, 与三阶色散项的大小和四阶色散项有关, 而与三阶色散项的符号无关, 在正常色散区  $\text{sgn}(\beta_4) = 1$ , 不论是  $\beta_3 \neq 0, \text{sgn}(\beta_4) = 1$ , 还是  $\beta_3 = 0, \text{sgn}(\beta_4) = 1$ , 在较大输入功率区域, 呈现单一峰值的斯托克斯波增益谱。利用色散位移光纤, 可提取单一  $T$  频率脉冲。在反常色散区  $\text{sgn}(\beta_4) = -1$ , 当  $\beta_3 \neq 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$ , 在较小输入功率时, 斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱均显示出对称单峰结构, 其对称性不随群速度失配变化; 当输入功率较大时, 反斯托克斯波增益谱展宽与强度增强较斯托

克斯波大, 斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现出不对称结构。当  $\beta_3 = 0, \text{sgn}(\beta_4) = -1$  时, 斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱呈现出不对称结构, 反斯托克斯波增益谱的宽度较宽、强度较强, 更靠近抽运频率。

## 参 考 文 献

- 1 J. C. Knight. Photonic crystal fibers [J]. *Nature*, 2003, **424**(6590): 847~851
- 2 K. P. Hansen. Introduction to nonlinear photonic crystal fibers [J]. *Fiber. Commun.*, 2005, **2**: 226~254
- 3 M. Lehtonen, G. Genty, H. Ludvigsen *et al.*. Supercontinuum generation in highly birefringent microstructured fiber[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **82**: 2197~2199
- 4 Li Wei, Chen Hui, Chen Ming. High symmetry of the mode field distribution photonic crystal fiber with high birefringence [J].

- Chinese J. Lasers*, 2012, **39**(2): 0205002
- 黎 薇, 陈 辉, 陈 明. 高对称性模场分布的高双折射光子晶体光纤[J]. *中国激光*, 2012, **39**(2): 0205002
- 5 Cui Liang, Li Xiaoying, Zhao Ningbo. Dispersion property measurement of photonic crystal fiber by using spontaneous four wave mixing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(1): 0119002
- 崔 亮, 李小英, 赵宁波. 利用自发四波混频测量光子晶体光纤色散[J]. *光学学报*, 2012, **32**(1): 0119002
- 6 A. Proulx, J. M. Menard, N. Ho *et al.*. Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructured fibers[J]. *Opt. Express*, 2003, **11**: 3338~3345
- 7 Shang Tao. Theoretical Study on Raman Amplifier and Optical Parameter Amplifier Based on Photonic Crystal Fiber [D]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2007
- 尚 韬. 基于光子晶体光纤的拉曼放大器及光学参量放大器的理论研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2007
- 8 Liu Chu, Eric Rees, Toni Laurila *et al.*. Experimental research on supercontinuum generation from nanosecond pulse and conventional single mode fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 0705003
- 刘 楚, Eric Rees, Toni Laurila 等. 纳秒脉冲在普通单模光纤中产生超连续谱的实验研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(7): 0705003
- 9 G. P. Agrawal. Applications of Nonlinear Fiber Optics. Second Edition[M]. Boston: Academic Press, 2008
- 10 Hao Zhijian, Zhao Chujun, Wen Jianguo *et al.*. Dispersive-wave soliton generation in photonic crystal fiber with three zero-dispersion wavelengths[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1006003
- 郝志坚, 赵楚军, 文建国 等. 具有三个零色散波长的光子晶体光纤中色散波孤子的产生[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1006003
- 11 S. Trillo, S. Wabnitz. Parametric and raman amplification in birefringent fibers [J]. *Opt. Soc. Am. B.*, 1992, **9**(7): 1061~1082
- 12 Wang Xuying, Jia Weiguo, Yin Jianquan *et al.*. Raman effect and parametric amplification in photonic crystal fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(6): 0606001
- 王旭颖, 贾维国, 尹建全 等. 光子晶体光纤中的参变放大与拉曼散射[J]. *光学学报*, 2011, **31**(6): 0606001
- 13 Q. Lin, G. P. Agrawal. Raman response function for silica fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(21): 3086~3088
- 14 Jia Weiguo, Qiao Lirong, Wang Xuying *et al.*. Raman effect on parametric amplification gain spectrum in birefringence fiber[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(9): 094215
- 贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 等. 双折射光纤中拉曼效应对参量放大增益谱的影响[J]. *物理学报*, 2012, **61**(9): 094215

栏目编辑: 李文喆