

光子晶体光纤中的参变放大与拉曼散射

王旭颖 贾维国 尹健全 通拉嘎 门克内木乐 杨 军 张俊萍

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 内蒙古 呼和浩特 010021)

摘要 光子晶体光纤(PCF)有着传统光纤无法比拟的优良特性,特别是具有极好的非线性效应和双折射效应;当输入抽运波偏振方向同双折射轴成 45° 时,通过引入拉曼增益的洛伦兹模型,研究了光子晶体光纤中在参变放大和拉曼散射共同作用下的增益谱特性。结果表明,由于参变放大和拉曼散射的相互作用,输入功率和群速度失配对光子晶体光纤的增益有重要影响。随着输入功率和群速度失配的增大,增益谱强度增强,宽度加宽。在反常色散区,输入功率较大并达到稳定时,斯托克斯波增益谱呈现多峰结构;在正常色散区,斯托克斯波增益大于反斯托克斯增益。当满足一定关系时,在光子晶体光纤中传播的抽运波可以分解为脉冲序列,由此分离和提取 T 频脉冲。

关键词 光子晶体光纤;增益谱;洛伦兹模型;拉曼散射;参变放大

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201131.0606001

Parametric Amplification and Raman Scattering in Photonic Crystal Fiber

Wang Xuying Jia Weiguo Yin Jianquan Tong Laga Menke Neimule
Yang Jun Zhang Junping

(School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot, Neimenggu 010021, China)

Abstract Photonic crystal fiber (PCF) has excellent features compared with the traditional optical fiber, especially nonlinear effect and birefringence effect. By quoting Lorentzian model of Raman gain spectra in PCF, the gain spectra are studied under the action of Raman scattering together with parametric amplification, when the pump wave polarization is oriented at 45° between the axes. The result shows that the input power and the group velocity mismatching have a great influence on the gain spectra because of the interaction between parametric amplification and Raman scattering. The gain spectrum bandwidth widened and the intensity enhanced as the input power and the group-velocity mismatching enlarged. Stokes-wave is multiple-peaked structure when input power is greater and stable in anomalous dispersion regime. The Stokes-waves gain are greater than anti-Stokes waves gain in normal dispersion regime. The pump wave can be changed into pulse array under certain conditions so that the T-frequency pluses can be extracted from it.

Key words photonic crystal fiber; gain spectrum; Lorentzian model; Raman scattering; parametric amplification

OCIS codes 060.4370; 060.5295; 190.4370; 190.4970; 190.5650

1 引 言

光子晶体光纤(PCF),又称多孔光纤或微结构光纤^[1,2],由于其独特的波导结构,灵活的制作方法,使得 PCF 与常规光纤相比拥有许多独特的属性;如无尽单模特性、可调色散特性、高非线性和色散补偿等^[3~5]。自 1996 年 Knight 等^[1]制造出无尽

单模光子晶体光纤以来,这一研究课题引起了研究者的广泛关注,被广泛应用于光通信、光传感和非线性光学等应用领域,更重要的是现在光子晶体光纤的研究已经对非线性光学研究产生了革命性的影响^[6]。光子晶体光纤中光场能被高度局域集中,可极大地提高非线性光学相互作用的效率,具有比普

收稿日期: 2010-12-03; 收到修改稿日期: 2011-01-23

基金项目: 国家自然科学基金(60468001)和内蒙古自然科学基金(2010MS0102)资助课题。

作者简介: 王旭颖(1984—),女,硕士研究生,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: wangxuying1984@163.com

导师简介: 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

通光纤高的非线性效应,如自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频(FWM)和受激拉曼散射(SRS)等的共同作用,因此高非线性效应的PCF在非线形光学领域有着重要的研究价值^[7~10]。

本文通过引入拉曼增益的洛伦兹模型^[11],根据光子晶体光纤的非线性薛定谔方程(NLSE)^[12~14],当输入抽运波偏振方向同两双折射轴成45°时,讨论了光子晶体光纤中,在参变放大和拉曼散射共同作用下,沿两相互正交双折射轴方向上产生的斯托

克斯波和反斯托克斯波增益谱表达式。讨论并分析了增益随其相关参量的变化关系。

2 理 论

2.1 非线性薛定谔方程

考虑参变放大及拉曼散射对双折射光纤的影响,含高阶色散的对称型光子晶体光纤中 x 方向偏振的抽运波沿 z 轴的传输方程为^[12~14]

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4x}}{24} \frac{\partial^4 A_x}{\partial t^4} = i \frac{2\pi\omega_p^2}{c^2 k_p A_p} \{ [(\chi_{1111}^{NR} + \chi_{1111}^R) |A_x|^2 + (2\chi_{1122}^{NR} + 2\chi_{1122}^R) |A_y|^2] A_x + (\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R) A_y^2 A_x^* \exp(i\Delta k_1 z) \}, \quad (1)$$

式中 A_x 为输入抽运波沿 x 方向上偏振的振幅, v_{gx} 为群速度, $\beta_{2x} = \left(\frac{d^2 \omega}{dk_x^2} \right)_{\omega=\omega_p}^{-1}$ 为一阶色散系数; χ_{ijkl}^{NR} 和 χ_{ijkl}^R 分别表示三阶非线性极化率和拉曼极化率, $A_p = \langle g_p^2 \rangle / \langle g_p \rangle^4$ 称为有效截面积, 系数 $k_p = [\beta_x(\omega_p) + \beta_y(\omega_p)]/2$, 失配常数 $\Delta k_1 = 2(\beta_y - \beta_x)$, 其中, β_x 和 β_y 分别为沿 x, y 方向的传播常数。

(1)式的最后一项与两偏振分量之间的相干耦合有关,并导致简并的四波混频,平均贡献为零,可忽略;因此发生在 x 方向上的混合模抽运波满足的耦合模方程为

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4x}}{24} \frac{\partial^4 A_x}{\partial t^4} = i \frac{2\pi\omega_p^2}{c^2 k_p A_p} [(\chi_{1111}^{NR} + \chi_{1111}^R) |A_x|^2 + (2\chi_{1122}^{NR} + 2\chi_{1122}^R) |A_y|^2] A_x. \quad (2)$$

2.2 光子晶体光纤中混合模抽运的条件

当抽运波以一定的偏振角输入到光子晶体光纤中,在平行和垂直于抽运波偏振方向上都会产生拉曼增益谱^[15]。考虑双折射光纤中输入抽运的偏振方向与双折射轴成45°的情况,这时散射过程的抽运能量会平均分配到两双折射轴上,称为混合模抽运结构,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。混合模抽运分解到两双折射轴的两个边带均产生斯托克斯波和反斯托克斯波,实验结果也表明这一散射过程恰好包含两个边带^[16]。

在混合模抽运结构中,抽运波振幅分解为沿两双折射轴方向的两个边带方程,在 x 方向偏振的抽运波所满足的(1)式中,右边的第一项中的 χ_{1111}^R 为平

行于 x 轴的抽运波分量在 x 轴方向上的拉曼极化率,右边的第二项中的 χ_{1122}^R 是 y 方向的抽运波分量在 x 轴方向产生的拉曼极化率;由于考虑到光纤为石英光纤(SiO₂ 具有中心对称结构),则非线性极化率有如下关系: $\chi_{1122}^{NR} = \frac{1}{3} \chi_{1111}^{NR}$; 定义平行拉曼增益为

$$g_0^{//}(\Omega) = \frac{16i\pi\omega_p \chi_{1111}^R(\Omega)}{c^2 k_p A_p} \text{的虚部, 垂直拉曼增益为 } g_0^\perp(\Omega) = 16i\pi\omega_p^2 \chi_{1122}^R / c^2 k_p A_p \text{的虚部; 并令非线性系数 } \gamma_x = \frac{2\pi\omega_p^2}{c^2 k_p A_p} \chi_{1111}^{NR}, \gamma_y = \frac{2\pi\omega_p^2}{c^2 k_p A_p} \chi_{1111}^{NR}, \text{ (2)式可写为}$$

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4x}}{24} \frac{\partial^4 A_x}{\partial t^4} = i \left\{ \left[\gamma_x - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] |A_x|^2 + \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] |A_y|^2 \right\} A_x. \quad (3)$$

考虑到输入抽运的偏振方向为45°的散射过程,由(3)式同理可得到含高阶色散的对称型光子晶体光纤中有关 y 方向偏振的抽运波沿 z 轴的传输方程为

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{v_{gy}} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3y}}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{4y}}{24} \frac{\partial^4 A_y}{\partial t^4} = i \left\{ \left[\gamma_y - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] |A_y|^2 + \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] |A_x|^2 \right\} A_y. \quad (4)$$

在 $g_0^{//}(\Omega)$ 和 $g_0^\perp(\Omega)$ 中, Ω 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 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$,而对于反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) <$

0, 可将垂直拉曼增益取为常数 $g_0^\perp(\Omega) \approx 0.1 \text{ m/W}$, 平行拉曼增益系数 $g_0^{//}(\Omega)$ 可采用洛伦兹模型^[11]:

$$g(\Omega) = \frac{\left\{ \frac{100(\Omega - 5)f_R}{[10(\Omega - 5)^2 - 0.1\omega_\gamma^2]^2 + 10[2(\Omega - 5)f_R]^2} + 0.55 \right\}}{1.6}, \quad (5)$$

式中系数 $f_R = 3.125 \text{ THz}$, $\omega_\gamma = 8.2 \text{ THz}$. 图 1 给出了归一化拉曼增益表达式 $g_0^{//}(\Omega)$ 与频移 Ω 的变化关系.

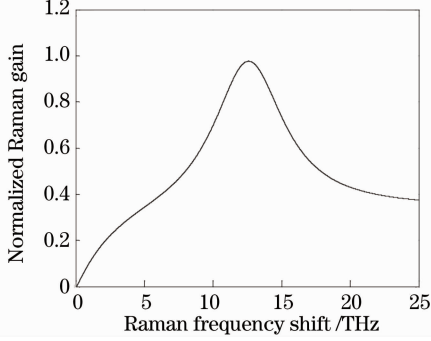


图 1 平行拉曼增益系数 $g(\Omega)$ 的洛伦兹模型

Fig. 1 Lorenz model for parallel Raman gain coefficient
由于抽运波沿 45° 方向入射, 定义输入抽运强度

$|A_x|^2 = |A_y|^2 = P$, 色散系数 $\beta_{3x} = \beta_{3y} = |\beta_i| \text{sgn } \beta_i$ (阶数 $i = 1, 2, 3, 4$), 非线性系数 $\gamma_{px} = \gamma_{py} = \gamma$, 此时引入微扰 u 和 v 后, 可得(3), (4)式的稳态解为

$$\begin{aligned} A_x &= (\sqrt{P} + u) \exp \left\{ \left\{ \left[\gamma_{px} - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] P + \left[\frac{2}{3}\gamma_{px} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] P \right\} z \right\} \\ A_y &= (\sqrt{P} + v) \exp \left\{ \left\{ \left[\gamma_{py} - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] P + \left[\frac{2}{3}\gamma_{py} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] P \right\} z \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

令群速度失配 $\delta = \frac{1}{v_{gy}} - \frac{1}{v_{gx}}$, 采用群速度坐标系

$\tau = t - z \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{gy}} + \frac{1}{v_{gx}} \right) \right]$, 将(6)式代入(3), (4)式并保留 u 和 v 的一次项, 得到关于 $A_{x,y}$ 的方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} - i \frac{\beta_{4x}}{24} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} = \\ i \left\{ \left[\gamma_{px} - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] P (u + u^*) + \left[\frac{2}{3}\gamma_{px} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] P (v + v^*) \right\} A_x \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{3y}}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial \tau^3} - i \frac{\beta_{4y}}{24} \frac{\partial^4 v}{\partial \tau^4} = \\ i \left\{ \left[\gamma_{py} - \frac{ig_0^{//}(\Omega)}{8} \right] P (v + v^*) + \left[\frac{2}{3}\gamma_{py} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] P (u + u^*) \right\} A_y \end{cases} \quad (7)$$

将微扰写为特解的形式:

$$\begin{cases} u = u_s \exp[i(\Omega\tau - kz)] + u_a \exp[i(-\Omega\tau + kz)] \\ v = v_s \exp[i(\Omega\tau - kz)] + v_a \exp[i(-\Omega\tau + kz)] \end{cases} \quad (8)$$

式中 u 为 x 方向上的微扰可含两个成分, 即 x 方向上的斯托克斯成分 u_s 和反斯托克斯成分 u_a , 同理, y 方向的微扰亦包含 v_s 和 v_a , 将上式特解代入方程组(7), 化为下列 4×4 矩阵形式:

$$\mathbf{M}\mathbf{Y} = \mathbf{K}\mathbf{Y}. \quad (9)$$

定义矩阵 $\mathbf{Y}^T = [u_a \quad u_s^* \quad v_a \quad v_s^*]$, \mathbf{M} 称为系数矩阵:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & \eta P & \kappa P & \kappa P \\ -\eta P & B & -\kappa P & -\kappa P \\ \kappa P & \kappa P & C & \eta P \\ -\kappa P & -\kappa P & -\eta P & D \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_2| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^2}{2} + |\beta_3| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^3}{6} + \\ & \quad |\beta_4| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^4}{24} + \eta P, \\ B &= -\frac{\Omega\delta}{2} - |\beta_2| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^2}{2} + |\beta_3| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^3}{6} - \\ & \quad |\beta_4| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^4}{24} - \eta P, \\ C &= \frac{\Omega\delta}{2} + |\beta_2| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^2}{2} + |\beta_3| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^3}{6} + \\ & \quad |\beta_4| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^4}{24} + \eta P, \\ D &= \frac{\Omega\delta}{2} - |\beta_2| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^2}{2} + |\beta_3| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^3}{6} - \\ & \quad |\beta_4| \text{sgn } \beta_i \frac{\Omega^4}{24} - \eta P, \end{aligned}$$

$$\eta = \gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}, \kappa = \frac{2}{3}\gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4}. \quad (11)$$

(9)式有解的条件为

$$\det(\mathbf{M} - \mathbf{K}\mathbf{I}) = 0. \quad (12)$$

2.3 增益的导出

(12)式中关于 K 的四次方程,其三次项和一次项系数在满足输入抽运的偏振方向与双折射轴成 45° 的条件下,相对于二次项和常数项可忽略,写为

$$K^4 + MK^2 + N = 0, \quad (13)$$

式中 M 为 K 的二次项系数 $M = [AB + CD + (A + B)(C + D) + 2\eta^2 P^2]$, N 为常数项 $N = ABCD + (AB + CD)\eta^2 P^2 + \eta^4 P^4 + \kappa^2 P^2(D + 2\eta P - C)(A - 2\eta P - B)$ 。因此,由(13)式解得的色散关系为

$$K^2 = \frac{1}{2}(-M + \sqrt{M^2 - 4N}). \quad (14)$$

对于某些 Ω 值,当 K 为复数时,产生增益,定义其增益为

$$G = 2|\text{Im } K|. \quad (15)$$

由(14)式可知增益仅在 $4N \geq 0$ 时存在。

3 计算结果分析与讨论

3.1 在反常色散区 $\text{sgn } \beta_2 = -1$

分别取色散系数 $|\beta_2| = 2.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, $|\beta_3| = 3.0 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{km}$, $|\beta_4| = 4.49 \times 10^{-5} \text{ ps}^4/\text{km}$,非线性系数 $\gamma = 100 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ [17],将平行拉曼增益系数 $g_0''(\Omega)$ 的洛伦兹模型代入表达式,对于垂直于抽运波偏振方向上的拉曼增益 $g_0^\perp(\Omega)$,根据垂直拉曼增益和平行拉曼增益的相对关系[11],近似取 $g_0^\perp(\Omega) \approx 0.1 \text{ m/W}$ (下文图中取值均相同)。当输入功率 P 和群速度失配 δ (GVM)分别取不同值时,可以得到在反常色散区 $\text{sgn } \beta_2 = -1$,斯托克斯波 $[\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0]$ 与反斯托克斯波 $[\Omega = (\omega_0 - \omega_s) < 0]$ 的增益 G 随输入功率 P 和群速度失配 δ 的变化关系如图 2,3 所示。

由图 2 可见,当 $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$ 时,随着输入功率 P 的增加,两部分的增益谱宽度均逐步加宽并且强度逐步增强。反斯托克斯部分的增益谱始终表现为双峰结构,并且随着输入功率的增加,双峰逐步靠近,右峰峰值高于左峰;斯托克斯部分增益谱较复杂,增益谱起初表现为单峰结构,此增益随着输入功率的增加,宽度逐渐变宽、峰值逐渐增强,并且始终为斯托克斯部分增益谱中最强的部分。随着输入功率的增加,靠近抽运频率处出现第二个增益,且增益的宽度和增益峰值都较小;随着输入功率的继续增

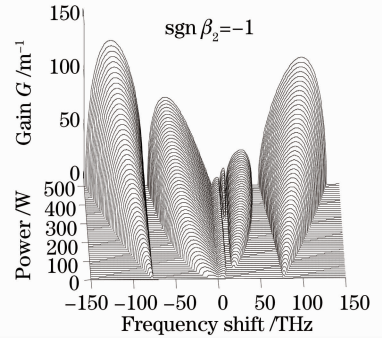


图 2 在反常色散区光子晶体光纤输入功率 P 不同情况下的增益谱

Fig. 2 Gain spectrum with different input power P in photonic crystal fiber within the anomalous dispersion regime

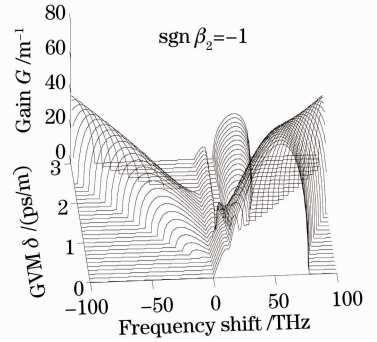


图 3 在反常色散区光子晶体光纤群速度失配不同情况下的增益谱

Fig. 3 Gain spectrum with different δ in photonic crystal fiber within the anomalous dispersion regime

大,在其两个增益峰之间出现第三个增益,增益的宽度和峰值均随输入功率的增加而增大;随着输入功率的进一步增大,在第二个和第三个增益峰间出现第四个增益,最后形成较为稳定的四峰结构,相同功率条件下,靠近抽运频率处的增益谱峰值较小且宽度较窄;随着频移的增加成阶梯状。对比整个变化过程,在输入功率较大,达到稳定时,斯托克斯部分较反斯托克斯部分出现了多峰结构。

图 3 为输入功率 $P = 250 \text{ W}$ 时,增益 G 随群速度失配 δ 的变化关系,当 δ 较小时,反斯托克斯波增益谱为稳定的单峰结构,随着 δ 逐渐增大,增益强度随之增大,运动轨迹远离抽运频率向右平移。随 δ 的增加,斯托克斯波增益谱由单峰结构逐渐断裂为三峰结构,三峰峰值随频移依次增大,靠近抽运频率的两峰峰值及展宽均不随 δ 变化,而远离抽运频率的主峰始终保持峰值、宽度与起初单峰值相当,运动轨迹远离抽运频率向左平移,因此可以利用斯托克斯部分和反斯托克斯部分增益谱的分离,在特定

的功率及群速度失配范围内,提取 T 频脉冲。对比之下,反斯托克斯部分出现了较复杂的多峰结构,而斯托克斯部分始终为单峰形态。

3.2 在正常色散区 $\text{sgn } \beta_2 = 1$

色散系数和非线性系数的取值同上,当 P 和 δ 分别取不同值时,可以得到在正常色散区 $\text{sgn } \beta_2 = 1$,斯托克斯波与反斯托克斯波的增益 G 随输入 P 和 δ 的变化关系如图 4,5 所示。

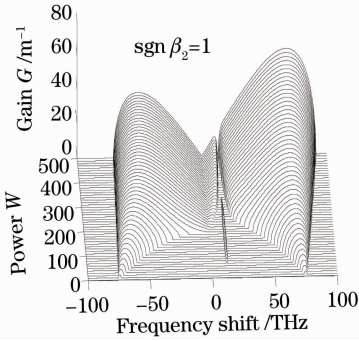


图 4 在正常色散区光子晶体光纤输入功率不同情况下的增益谱

Fig. 4 Gain spectrum with different input power in photonic crystal fiber within the normal dispersion regime

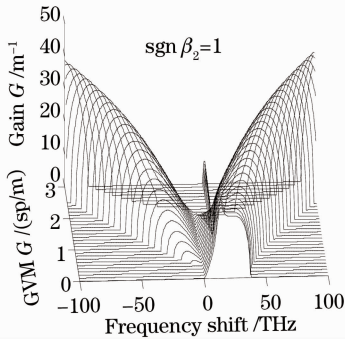


图 5 在正常色散区光子晶体光纤群速度失配不同情况下的增益谱

Fig. 5 Gain spectrum with different GVM in photonic crystal fiber within the normal dispersion regime

从图 4 中可以看出,群速度色散 $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$ 时,随着输入功率的增强,两部分增益谱的宽度均逐步加宽、强度逐步增强;且相同功率情形下,斯托克斯波的增益始终远大于反斯托克斯波增益。随着输入功率的增大,最初为单峰结构的反斯托克斯增益谱,逐渐出现了峰值极微弱的第二峰和靠近抽运频率的第三峰,同功率条件下,三峰峰值和展宽差异较大;而斯托克斯增益谱却始终保持着单峰结构。

图 5 所示为在正常色散区 $\text{sgn } \beta_2 = 1$,输入功率 $P = 250 \text{ W}$ 时,增益 G 随群速度失配 δ 的变化关系。

如图 5 所示,随群速度失配增加,斯托克斯波增益谱由单峰逐渐断裂为三部分,靠近抽运频率的增益较弱,随着群速度失配增加峰宽度、峰值逐渐减小,直至消失;中间增益峰较右侧峰峰值相对较小,随着群速度失配的增加,宽度不变,强度逐渐加强;而右侧峰宽度基本保持不变、强度逐渐增强,其运动轨迹远离抽运频率向右线性平移。反斯托克斯波增益谱随群速度失配的增加而强度加强、宽度增宽,运动轨迹远离抽运频率向左平移,同样可以提取 T 频脉冲。图 4,5 整个过程中,斯托克斯波强度明显大于反斯托克斯波强度。

4 结 论

对于光子晶体光纤来说,在参变放大与拉曼散射的共同作用下,引入拉曼增益的洛伦兹模型使得相同条件下的斯托克斯波与反斯托克斯波彼此不对称。在反常色散区,当输入功率较大,达到稳定时,产生的反斯托克斯波增益谱出现了复杂的多峰结构;而在正常色散区,斯托克斯增益明显强于反斯托克斯增益。虽然增益谱发生了不同程度的断裂变形,但总体上,无论是斯托克斯波还是反斯托克斯波,增益谱宽度均随输入功率的增加,逐渐加宽,强度逐渐增强。不同功率、不同群速度失配区域,增益谱有着不同的特征,因此可以在特定的色散区,特定的功率及群速度失配范围内,提取 T 频脉冲。

参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 2 J. C. Knight. Photonic crystal fibres [J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 847~851
- 3 Li Honglei, Lou Shuqin, Guo Tieying *et al.*. Design of practical dispersion compensation photonic crystal fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(s2): 125~128
- 4 李宏雷, 娄淑琴, 郭铁英等. 实用化色散补偿光子晶体光纤设计[J]. *光学学报*, 2009, **29**(12): 125~128
- 5 Qi Yuefeng, Bi Weihong, Liu Yanyan *et al.*. Research on transmission spectrum characteristics of the photonic crystal Bragg fiber grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1178~1183
- 6 齐跃峰, 毕卫红, 刘燕燕等. 光子晶体光纤布拉格光栅传输谱特性研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 1178~1183
- 7 Wang Qinyue, Hu Minglie, Chai Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(1): 57~66
- 8 王清月, 胡明列, 柴路. 光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J]. *中国激光*, 2006, **33**(1): 57~66
- 9 S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth *et al.*. Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(13): 2864~2869
- 10 G. P. Agrawal. Applications of Nonlinear Fiber Optics[M]. Jia

- Dongfang *et al.*. Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry. 2002
- G. P. Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方等译. 北京: 电子工业出版社, 2002
- 8 Wang Qiuguo, Zhang Hu, Zhang Xia *et al.*. Supercontinuum generation using 120 fs femtosecond pulse laser in a dispersion flattened photonic crystal fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 353~355
王秋国, 张 虎, 张 霞等. 飞秒脉冲在光子晶体光纤中的超连续谱产生[J]. 中国激光, 2009, **36**(s1): 353~355
- 9 C. Canat, R. Spittel, S. Jetschke *et al.*. Analysis of the multifilament core fiber using the effective index theory[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(5): 4644~4654
- 10 Wang Yanbin, Hou Jing, Liang Dongming *et al.*. Study of supercontinuum generation in the normal-dispersion regime of photonic crystal fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(4): 1073~1077
王彦斌, 侯 静, 梁冬明等. 光子晶体光纤正常色散区超连续谱产生的研究[J]. 中国激光, 2010, **37**(4): 1073~1077
- 11 Lin Q., G. P. Agrawal. Raman response function for silica fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(21): 3086~3088
- 12 Trillo S., Wabnitz S.. Parametric and Raman amplification in birefringent fibers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(7): 1061~1082
- 13 J. D. Harvey, R. Leonhardt, Stephane Coen *et al.*. Scalar modulation instability in normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber[J]. *J. Opt. Lett.*, 2003, **28**(15): 2225~2227
- 14 E. Seve, P. Tchofo Dinda, G. Millot *et al.*. Modulational instability and critical regime in a highly birefringent fiber[J]. *Phy. Rev. A*, 1996, **54**(4): 3519~3524
- 15 Jia Weiguo, Yang Xingyu. Vector modulation instability in an arbitrary polarized direction in strong birefringence fibers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(3): 1053~1058
贾维国, 杨性愉. 强双折射光纤中任意偏振方向矢量调制不稳定性[J]. 物理学报, 2005, **54**(3): 1053~1058
- 16 Rothenberg J. E.. Modulational instability for normal dispersion[J]. *Phys. Rev. A.*, 1990, **42**(1): 682~685
- 17 Jia Weiguo, Zhou Yanyong, Han Yongming *et al.*. Scalar modulation instability in photonic crystal fiber couplers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(9): 6323~6329
贾维国, 周彦勇, 韩永明等. 光子晶体光纤耦合器中的标量调制不稳定性[J]. 物理学报, 2009, **58**(9): 6323~6329