

光子晶体光纤不同频率区域拉曼效应增益谱

柴宏宇 贾维国 韩 凤 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 依据拉曼效应下光子晶体光纤所满足的非线性相干耦合薛定谔方程,在两偏振方向输入不同频率激光脉冲时,导出了增益的表达式。通过数值模拟,其结果表明与不考虑拉曼效应时相比,增益谱的对称性遭到破坏。当两偏振模同处于正常色散区和反常色散区时高阶色散的增加会造成增益谱展宽,峰值降低。而当两偏振模处于不同的色散区时,高阶色散的影响并不明显。同时模拟结果表明两偏振模的色散系数主要对斯托克斯部分和反斯托克斯部分的增益谱产生影响。

关键词 光纤光学;不同频率区域;拉曼效应;增益谱

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1219001

Raman Effect on Gain Spectrum of Different Frequency Propagation Regimes in Photonic Crystal Fibers

Chai Hongyu Jia Weiguo Han Feng Menkeneimule
Yang Jun Zhang Junping

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

Abstract The expression of gains is derived from the coherently coupled nonlinear Schrödinger (NLS) equation in consideration of Raman effect when two laser pulses with different wavelengths are emitted into birefringent photonic crystal fiber along two polarization axes. The result shows the symmetry of gain spectrum is damaged compared with no consideration of Raman effect by numerical simulation. The gain spectrum is broaden and gain peak is reduced with higher-order dispersion increasing when two polarization modes are in the normal dispersion and anomalous dispersion regions. The gain spectrum is not obvious influenced by the higher-order dispersion when two polarization modes are in different dispersion regions. The result also shows that the two polarization mode dispersion coefficients majorly impact on Stokes and anti-Stokes of the gain spectrum, respectively.

Key words fiber optics; different frequency propagation regimes; Raman effect; gain spectrum

OCIS codes 060.4370; 190.4370; 190.4970; 190.5650

1 引 言

光子晶体光纤(PCF),又称为多孔光纤(HF)或微结构光纤(MF),是由一种单一介质和波长量级的空气孔构成微结构包层的新型光纤,以其灵活的结构设计和无截止单模特性、高非线性、色散特性、高双折射等独特光学特性吸引了越来越多的关注,在高功率光传输、光放大器、高速光子开关、保偏器件、短波长光孤子传输等领域具有广泛应用前

景^[1-3],在光子晶体激光器、光纤传感器、高密度波长复用/解复用器件以及相关光通信领域也有着十分广泛的应用^[4-5]。高双折射光纤中,在拉曼散射和参量放大的共同作用下,斯托克斯波和反斯托克斯波的变化性质是由受激拉曼散射和参量放大共同决定的,所以,研究参量放大和拉曼效应共同作用下增益谱随相关参量的变化情况,对频率转换和光纤开关的相关技术研究有很大的实际意义^[6-8]。在双

收稿日期: 2013-05-22; **收到修改稿日期**: 2013-07-31

基金项目: 国家自然科学基金(61167004)、内蒙古自然科学基金(2010MS0102)

作者简介: 柴宏宇(1987—),男,硕士研究生,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: kira.yu@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

折射光纤中传输的激光脉冲,当脉冲强度达到一定程度时,在光纤中会发生热效应。光纤中的温度会因热效应发生改变,从而使传输波长发生变化,温度如果升高就会导致波长变长。因为高双折射光纤为各向异性,导致在两偏振方向的升温幅度不同,使两偏振方向上的中心波长产生差异,所以即便输入相同频率的两个抽运波,在传输时因为热效应两偏振方向上也会出现频率差,进而导致两双折射轴的波长出现差异,这就会影响到相关光纤器件的性能。具体如光纤陀螺,作为一种用保偏光纤绕制的光纤传感器,其具有性能稳定、精度高等特点,但如果光波在光纤中传输时,在两偏振方向上的增益出现不同,导致变化也产生不同,这些差异在光纤长度上积分的效果会对光纤环进行相位调制,产生非互易性相位漂移,成为导致光纤陀螺漂移的一个主要因素^[9]。还有在光子晶体光纤偏振器中,利用保偏光纤具有两个保偏很好的偏振模,可以使在光纤中传输的两偏振模中一个光波处于截止状态,另一个光波处于传输状态,进而使光纤达到起偏的效果。如果考虑上述因素,传输过程中就会使工作波长产生漂移,一方面影响器件正常工作,另一方面,由于传播常数差的变化会造成两模之间发生耦合,导致

保偏光纤的两个正交偏振态间产生交叉相位移动,出现损耗现象^[10]。

考虑高双折射光纤中的拉曼散射效应(RSE)和参量放大(OPA),文献[11-13]研究了输入脉冲的偏振方向同双折射光纤的两轴成45°时,拉曼效应同参量放大共同影响所导致的增益及其相关特性。本文考虑在拉曼效应和参量放大的共同作用下,利用光子晶体光纤所满足的非线性相干耦合薛定谔方程^[11-13],引入平行拉曼增益的洛伦兹模型,分析了当入射两波长不同,偏振方向互相正交且平行于光纤双折射轴的光脉冲,在光子晶体光纤中传播时,由于拉曼效应和参量放大的作用,在正常和反常色散区所产生的增益谱及其变化特性,并着重分析了三阶色散和四阶色散在正常色散区和反常色散区对增益谱特性的影响。

2 理论分析

考虑拉曼效应,当入射两个不同波长偏振方向互相正交且平行于光纤双折射轴的光脉冲时,在光子晶体光纤中传输时所满足的非线性相干耦合薛定谔方程^[11-13]为

$$\begin{cases} \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{1}{v_{gx}} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{\beta_{31}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{41}}{24} \frac{\partial^4 A_x}{\partial t^4} = i \left\{ \left[\gamma_x - \frac{ig_0^\parallel(\Omega)}{8} \right] |A_x|^2 + \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] |A_y|^2 \right\} A_x \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} - \frac{1}{v_{gy}} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} - \frac{\beta_{32}}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} - i \frac{\beta_{42}}{24} \frac{\partial^4 A_y}{\partial t^4} = i \left\{ \left[\gamma_y - \frac{ig_0^\parallel(\Omega)}{8} \right] |A_y|^2 + \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] |A_x|^2 \right\} A_y \end{cases}, \quad (1)$$

式中 Ω 表示抽运波和斯托克斯波或反斯托克斯波的频率差。对于斯托克斯波 $\Omega = \omega_0 - \omega_s > 0$,其中, ω_0 为抽运波频率, ω_s 为斯托克斯波频率,而反斯托克斯波 $\Omega = \omega_0 - \omega_a < 0$ 。 ω_a 为反斯托克斯波频率。在平行和垂直于抽运波偏振方向的 x 、 y 方向均产生拉曼增益,定义平行于抽运波偏振方向的拉曼增益为平行拉曼增益:

$$g_0^\parallel(\Omega) = \text{Im}[16i\pi\omega_p \chi_{1111}^R(\Omega)/(c^2 k_p A_p)], A_p = \langle g_p^2 \rangle^2 / \langle g_p \rangle^4 \text{ 称为有效纤芯面积, } g_p = \iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy,$$

$F(x, y)$ 为光纤基模的模分布函数,系数 $k_p = [\beta_x(\omega_p) + \beta_y(\omega_p)]/2$, ω_p 为传播常数 β 展开为泰勒级数的频率。

垂直于抽运波偏振方向的拉曼增益为垂直拉曼增益: $g_0^\perp(\Omega) = \text{Im}[16i\pi\omega_p^2 \chi_{1122}^R(\Omega)/(c^2 k_p A_p)], \chi_{1111}^R$ 为平行于 x 轴的抽运波分量在 x 轴方向上的拉曼极化率, χ_{1122}^R 可看作是 y 方向的抽运波分量在 x 轴方向产生的拉曼极化率,且非线性极化率有如下关系: $\chi_{1122}^{NR} = \frac{1}{3} \chi_{1111}^{NR}$ 。垂直拉曼增益取常数 $g_0^\perp(\Omega) \approx 0.1 \text{ m/W}$,平行拉曼增益系数

数 $g_0^\parallel(\Omega)$ 采用洛伦兹模型^[14]:

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

式中系数 $f_R = 3.125 \text{ THz}$, $\omega_y = 8.2 \text{ THz}$ 。并定义非线性系数 $\gamma_x = \frac{2\pi\omega_{px}^2}{c^2 k_p A_p} \cdot \chi_{1111}^{NR}$, $\gamma_y = \frac{2\pi\omega_{py}^2}{c^2 k_p A_p} \cdot \chi_{1111}^{NR}$, A_x 为

沿 x 方向上输入的抽运波的振幅, A_y 为沿 y 方向上输入的抽运波的振幅, v_g 为群速度, $\beta_2 \equiv \left(\frac{d^2 \omega}{dk_x^2} \right)_{\omega=\omega_p}$ 为二

阶色散系数, $\beta_3 \equiv \left(\frac{d^3\omega}{dk_x^3}\right)_{\omega=\omega_p}^{-1}$ 为三阶色散系数, $\beta_4 \equiv \left(\frac{d^4\omega}{dk_x^4}\right)_{\omega=\omega_p}^{-1}$ 为四阶色散系数, z 为传输距离。由于输入的为两束不同波长的光波, 所以, $\gamma_x \neq \gamma_y, \beta_{21} \neq \beta_{22}, \beta_{31} \neq \beta_{32}, \beta_{41} \neq \beta_{42}$, 其中 β_{ij} 中 i 为 x 轴上的系数, j 为 y 轴上的系数。

为得到混合模抽运的稳态解, 引入微扰 u, v ; u 为 x 方向上的微扰, 包含有两个成分: 斯托克斯成分 u_s 、反斯托克斯成分 u_a ; 同理, y 方向的微扰亦包含 v_s, v_a 。引入微扰后的方程组(1)式的稳态解为

$$\begin{cases} A_x = (\sqrt{P} + u) \exp\left\{\left[\left[i\gamma_x + \frac{g_0''(\Omega)}{8}\right]P + \left[\frac{2}{3}i\gamma_x + \frac{g_0^+(\Omega)}{4}\right]P\right]z\right\} \\ A_y = (\sqrt{P} + v) \exp\left\{\left[\left[i\gamma_y + \frac{g_0''(\Omega)}{8}\right]P + \left[\frac{2}{3}i\gamma_y + \frac{g_0^+(\Omega)}{4}\right]P\right]z\right\} \end{cases}, \quad (3)$$

式中 P 为输入功率, 设两束光的输入功率相同。将(3)式代入(1)式线性化, 并采用群速度坐标系, 得到关于微扰 u, v 的方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{31}}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} - i \frac{\beta_{41}}{24} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} = i \left\{ \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P (u + u^*) + \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P (v + v^*) \right\} \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_{32}}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial \tau^3} - i \frac{\beta_{42}}{24} \frac{\partial^4 v}{\partial \tau^4} = i \left\{ \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P (v + v^*) + \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P (u + u^*) \right\} \end{cases}, \quad (4)$$

式中群速度坐标系中时间 $\tau = t - z \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{gy}} + \frac{1}{v_{gx}} \right) \right]$, 群速度失配(GVM) 为 $\delta = \frac{1}{v_{gy}} - \frac{1}{v_{gx}}$ 。

求(4)式微扰调制的特解形式为

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

式中 k 为波矢大小。将(5)式代入(4)式中, 可得

$$\mathbf{MY} = k\mathbf{Y}. \quad (6)$$

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

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P & \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P \\ - \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P & B & - \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & - \left[\frac{2}{3} \gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P \\ \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & C & \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P \\ - \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & - \left[\frac{2}{3} \gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4} \right] P & - \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] P & D \end{bmatrix}. \quad (7)$$

若使(6)式有解需满足条件为序数行列式等于0, 即

$$\det(\mathbf{M} - k\mathbf{I}) = 0. \quad (8)$$

因此将一阶色散系数 $\beta_{21} = |\beta_{21}| \text{sgn}(\beta_{21}), \beta_{22} = |\beta_{22}| \text{sgn}(\beta_{22})$ 、非线性系数 γ_x, γ_y 代入(8)式, 当沿着快轴和慢轴的光脉冲波长差(WD)小于10 nm时, 可以忽略方程中的 k 的一次项^[15], 转换为 k^2 的一元二次方程, 从而可以解得

$$k^2 = \frac{1}{2} \{-[AB + CD + (A+B)(C+D) + E^2 + F^2] \pm$$

$$\sqrt{[AB + CD + (A+B)(C+D) + E^2 + F^2]^2 - 4[ABCD + (AB + CD)EF + E^2 F^2 + GH(D + 2F - C)(A - 2E - B)]}\}, \quad (9)$$

式中,

$$\begin{cases} A = -\frac{\Omega\delta}{2} + \beta_{21}\frac{\Omega^2}{2} + \beta_{31}\frac{\Omega^3}{6} + \beta_{41}\frac{\Omega^4}{24} + \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P \\ B = -\frac{\Omega\delta}{2} - \beta_{21}\frac{\Omega^2}{2} + \beta_{31}\frac{\Omega^3}{6} - \beta_{41}\frac{\Omega^4}{24} - \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P \\ C = \frac{\Omega\delta}{2} + \beta_{22}\frac{\Omega^2}{2} + \beta_{32}\frac{\Omega^3}{6} + \beta_{42}\frac{\Omega^4}{24} + \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P \\ D = \frac{\Omega\delta}{2} - \beta_{22}\frac{\Omega^2}{2} + \beta_{32}\frac{\Omega^3}{6} - \beta_{42}\frac{\Omega^4}{24} - \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P \\ E = \left[\gamma_x - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P, \quad F = \left[\gamma_y - \frac{ig_0''(\Omega)}{8}\right]P, \quad G = \left[\frac{2}{3}\gamma_x - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4}\right]P, \quad H = \left[\frac{2}{3}\gamma_y - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4}\right]P \end{cases}, \quad (10)$$

经化简可得 $AB + CD + (A + B)(C + D) + E^2 + F^2 < 0$, 所以只有满足 $ABCD + (AB + CD)EF + E^2F^2 + GH(D + 2F - C)(A - 2E - B) < 0$, K 有复数解时, 才能产生增益^[13]。定义增益为

$$G(\Omega) = 2\text{Im}(K) = \sqrt{2}\{[AB + CD + (A + B)(C + D) + E^2 + F^2]^2 - 4[ABCD + ABE^2 + CDF^2 + E^2F^2 + GH(D + 2F - C)(A - 2E - B)] + [AB + CD + (A + B)(C + D) + E^2 + F^2]\}^{1/2}. \quad (11)$$

当输入两束不同频率激光脉冲时, 由于光子晶体光纤具有良好的非线性, 而两偏振方向上的波长差不可能很大, 所以两偏振方向上的非线性系数近似相等, 选取 $\gamma_x = 100 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\gamma_y = 100 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。因为光子晶体光纤有很好的色散性, 取二阶色散系数 $\beta_{21} = 25 \text{ ps}^2/\text{km}$, 由于两偏振方向上的传输波长相差很小, 群速度色散随波长减小而线性增加, 所以 β_{22} 与 β_{21} 的差别不太大, 与波长差有关, 当波长差为 2 nm 时取 $\beta_{22} = 26 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。输入两束相同频率的激光脉冲时选取非线性系数 $\gamma = 100 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 二阶色散系数 $\beta_2 = 25 \text{ ps}^2/\text{km}$ 。由于三阶和四阶色散取值非常小, 两个波长之间的差别对增益的影响可以忽略, 近似的认为两个波长上的三阶四阶色散系数相等, 取 $|\beta_3| = 3.0 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{km}$, $|\beta_4| = 4.49 \times 10^{-5} \text{ ps}^4/\text{km}$ ^[16-17]。

3 模拟结果分析

3.1 两者同在正常色散区

当两者都在正常色散区时, β_{21} 与 β_{22} 同为正数, β_3 与 β_4 取正值。群速度失配取 $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$, 考虑拉曼效应, 沿两偏振方向输入不同频率激光脉冲时增益随功率的增加而变化的关系如图 1 所示。从图中可以看出考虑拉曼效应以后, 与不考虑拉曼效应时^[11,17] 相比, 在反斯托克斯(频率差小于零)部分和斯托克斯部分(频率差大于零)的增益谱出现不对称性。考虑了三阶和四阶色散效应后, 增益中加入了 β_3 同 β_4 的影响, 使得增益较不考虑三阶和四阶色散效应时^[11-12,17] 展宽更为明显, 但峰值有所降低。并且发现改变 β_{31} 、 β_{41} 与 β_{32} 、 β_{42} 他们分别影响斯托克斯

部分和反斯托克斯部分增益的展宽, 在合理的范围内取值越大增益的展宽越迅速。这表明三阶和四阶色散可以造成增益谱峰值的降低和偏移, 增益谱形状发生变化, 三阶和四阶色散系数越大增益谱的展宽越快。

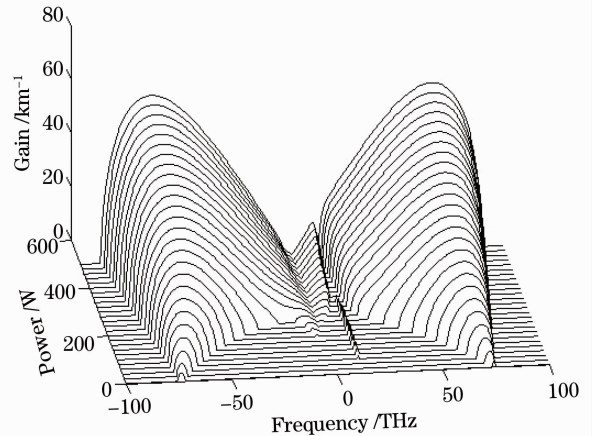


图 1 在正常色散区, 增益随频率和功率的变化关系
Fig. 1 Gain versus frequency and power in normal dispersion regime

当 $\delta = 1.9 \text{ ps/m}$, 输入的功率 $P = 250 \text{ W}$ 时, 增益随波长差的变化关系如图 2 所示。从图中可以看出随着两偏振方向上的波长差增加, β_{21} 与 β_{22} 的差值也随之增加, 增益出现小幅的展宽和增大。

图 3 为两偏振方向恒定输入功率 $P = 250 \text{ W}$ 时, 增益随 GVM 增加而变化的关系图。通过改变三阶和四阶色散系数, 可以发现 β_{31} 、 β_{41} 与 β_{32} 、 β_{42} 分别主要影响斯托克斯部分和反斯托克斯部分的增益变化, 随着色散系数的增大, 增益谱峰值增加、宽度

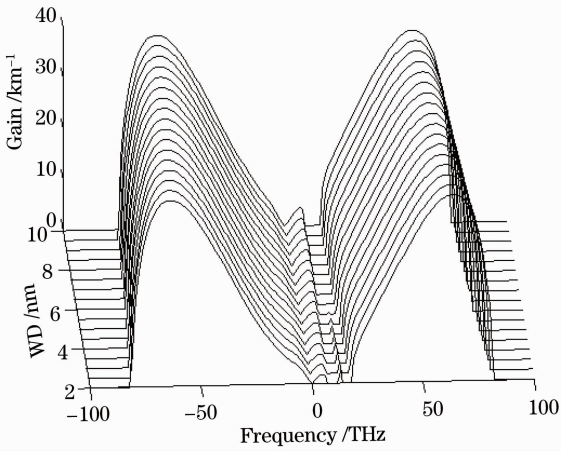


图 2 在正常色散区,增益随波长差的变化关系
Fig. 2 Gain versus wavelength difference in normal dispersion regime

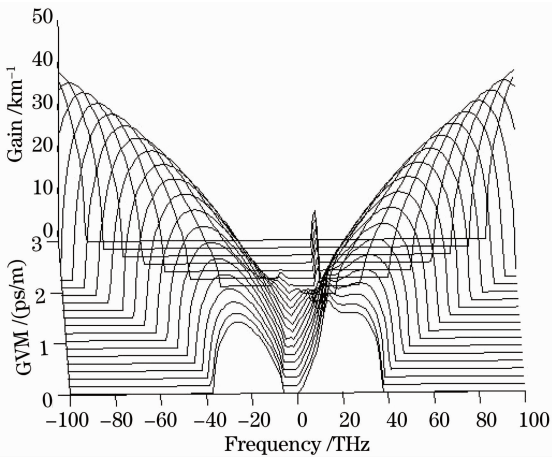


图 3 在正常色散区,增益随频率和 GVM 常数的变化关系
Fig. 3 Gain versus frequency and GVM in normal dispersion regime

变窄。

3.2 两者同在反常色散区

当在反常色散区时,二阶色散系数为负值,取值的绝对值不变。除二阶色散系数外其他参数取值同在正常色散区时相同。图 3 为增益谱随功率的增加而变化的关系。同样由于考虑了拉曼效应,斯托克斯部分和反斯托克斯部分的增益谱与不考虑拉曼效应时相比呈现出了差别,三阶和四阶色散系数对图形的变化也有一定影响,若增加三阶和四阶色散系数增益谱出现展宽的现象。 β_{31} 、 β_{41} 与 β_{32} 、 β_{42} 的增加都可造成增益谱的展宽,但前者主要影响斯托克斯部分,后者主要影响反斯托克斯部分。

在反常色散区当 $\delta=1.9$ ps/m,输入的功率 $P=250$ W 时,增益随波长差的变化关系如图 5 所示。从图中可以看出随着两偏振方向上的波长差增加,

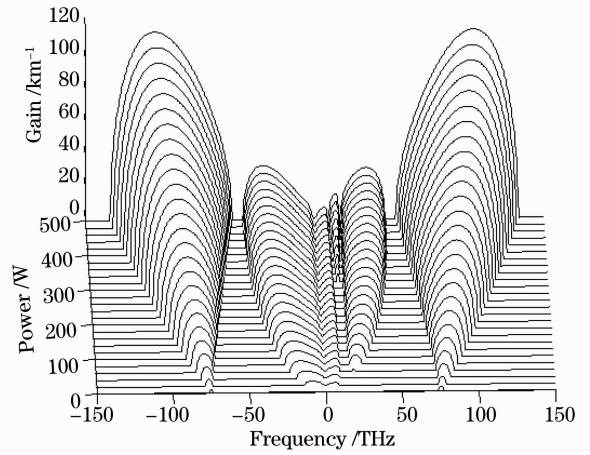


图 4 在反常色散区,增益随频率和功率的变化关系
Fig. 4 Gain versus frequency and power in anomalous dispersion regime

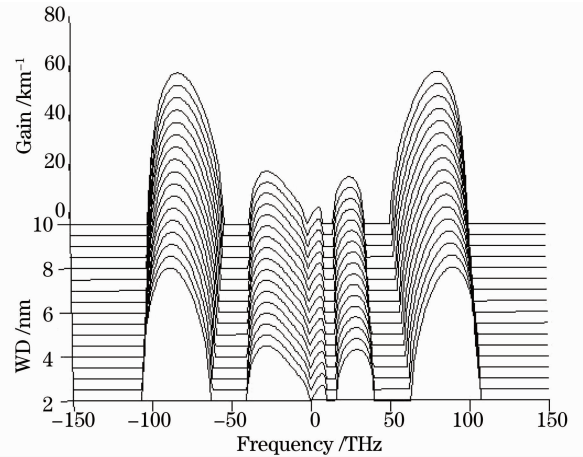


图 5 在反常色散区,增益随波长差的变化关系
Fig. 5 Gain versus wavelength difference in anomalous dispersion regime

β_{21} 与 β_{22} 的差值也随之增加,增益出现小幅的展宽和增大。若略微增大三阶和四阶色散系数,增益谱也将会出现一定的展宽。

图 6 为两偏振方向恒定输入功率 $P=250$ W 时,增益随 GVM 增加而变化的关系图。与在正常色散区时相同,通过改变三阶和四阶色散系数,可以发现 β_{31} 、 β_{41} 与 β_{32} 、 β_{42} 分别主要影响斯托克斯部分和反斯托克斯部分的增益变化,但随着色散系数的增大,增益谱发生展宽、峰值降低。

3.3 两者一个在正常色散区一个在反常色散区

当 β_{21} 与 β_{22} 处于不同的色散区时,一个为正数一个为负数,由于他们的绝对值相差不大,通过增益的(10)式可以看出在这种情况下,不管哪个取正数对方程的影响都相同。三阶和四阶色散系数同样取正值,这时得出在不同色散区增益随功率的变化关

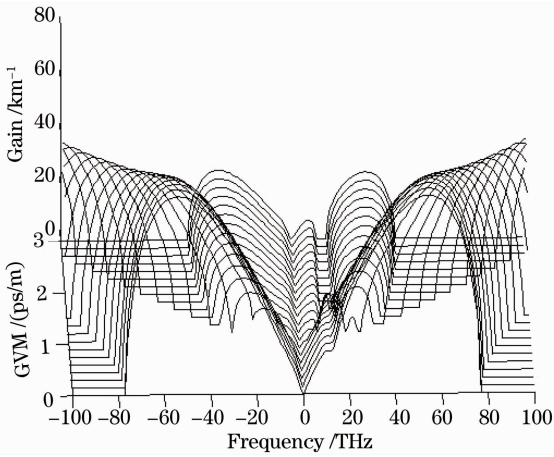


图 6 在反常色散区,增益随频率和 GVM 常数的变化关系

Fig. 6 Gain versus frequency and GVM in anomalous dispersion regime

系如图 7 所示。

图 7 反映出在不同色散区时,考虑拉曼效应以后增益谱两侧失去对称性,斯托克斯部分有一个增益峰,但明显是几个增益峰融合后产生的。反斯托克斯部分有两个增益峰。 β_{31} 、 β_{41} 与 β_{32} 、 β_{42} 同样对增益有一定的展宽作用,但影响的程度远没有在正常色散区和反常色散区时那么明显。

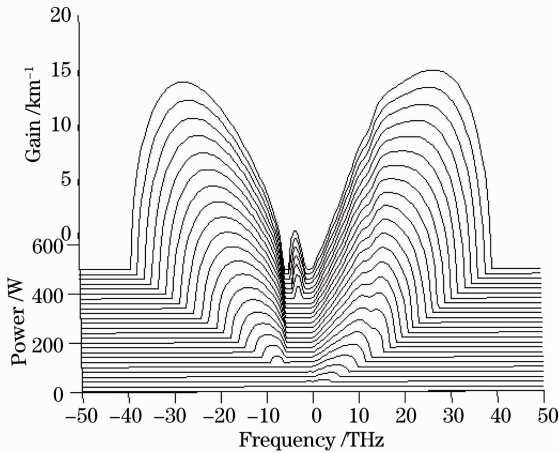


图 7 在不同色散区,增益随频率和功率的变化关系

Fig. 7 Gain versus frequency and power in different dispersion regimes

当 $\delta=1.9$ ps/m,输入功率 $P=250$ W 时可以得到增益随波长差的变化关系如图 8 所示。随着两波长绝对值差的增加,反斯托克斯部分的强增益峰有着微弱的增强,斯托克斯部分在功率为 250 W 时只出现一个增益峰,但随着波长差的增加,出现逐渐分离为两个增益峰的趋势。所有增益峰都出现略微的展宽。

在不同色散区时当两偏振方向输入功率恒定

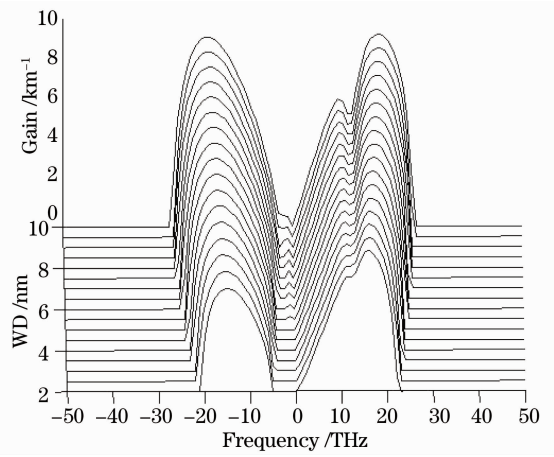


图 8 在不同色散区,增益随波长差的变化关系

Fig. 8 Gain versus wavelength difference in different dispersion regimes

($P=250$ W)时,图 9 为增益随 GVM 增加而变化的关系图。

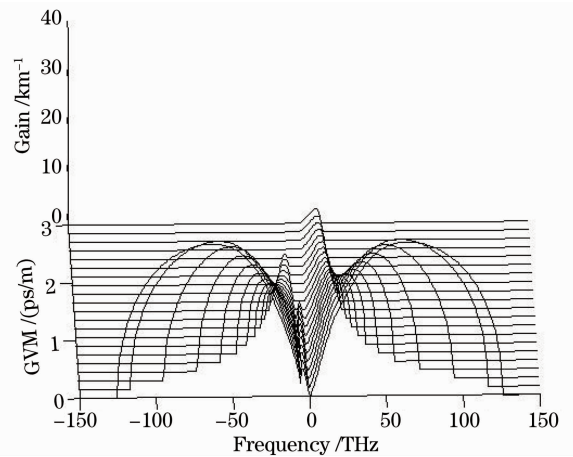


图 9 在不同色散区,增益随频率和 GVM 常数的变化关系

Fig. 9 Gain versus frequency and GVM in different dispersion regimes

从图 9 中可以看出,在不同色散区时,随着 GVM 的增加,增益迅速衰减,峰值降低宽度变窄,反斯托克斯部分的两个增益峰最终消失,斯托克斯部分的增益峰则最终维持在一个峰值和宽度都很小的状态。通过改变三阶和四阶色散系数,发现随着三阶和四阶色散系数的增加,增益峰有出现增大和展宽,在 GVM 较小时尤为明显。

4 结 论

当光子晶体光纤沿两偏振方向输入不同频率的脉冲时,考虑拉曼效应以后,破坏了增益谱斯托克斯部分和反斯托克斯部分的对称性,增益谱结构发生

了明显的改变。高阶色散对增益谱也有很大的影响:在正常色散区,三阶四阶色散系数的增大会使增益谱展宽,峰值降低;反常色散区三阶四阶色散系数的增加同样可以造成增益谱的展宽^[18-19];当 β_{21} 与 β_{22} 处在不同的色散区时,高阶色散系数的变化对增益谱的影响没有以上两种情况那么明显。并且数值模拟结果表明, β_{31} 与 β_{41} 主要对斯托克斯部分的增益谱产生影响而 β_{32} 与 β_{42} 主要对反斯托克斯部分的增益谱产生影响。

参 考 文 献

- 1 Qiu Min. Analysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite-difference time-domain method [J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2001, 30(5): 327-330.
邱敏. 用有限差分域法分析光子晶体光纤的制导模式[J]. *微波和光学技术快报*, 2001, 30(5): 327-330.
- 2 Liu Xiaoyi, Zhang Fangdi, Zhang Min, *et al.*. Design and analysis of a novel single-mode single-polarization photonic crystal fiber based on polarization-dependent coupling and absorption effect [J]. *Chin Phys B*, 2007, 16(6): 1710-1718.
- 3 S Kim, J U Kang. Polarization-independent "figure-eight" birefringent Sagnac variable comb-filter/attenuator [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2004, 16(2): 494-496.
- 4 Ning Tigang, Qin Xi, Pei Li, *et al.*. A novel way to measure the temperature characteristic of polarization-maintaining fiber [J]. *Chinese J Lasers*, 2006, 33(8): 1078-1080.
宁提纲, 秦曦, 裴丽, 等. 新型保偏光纤温度特性的测试方法[J]. *中国激光*, 2006, 33(8): 1078-1080.
- 5 K J Han, Y W Lee, J Kwon, *et al.*. Simultaneous measurement of strain and temperature incorporating a long-period fiber grating inscribed on a polarization-maintaining fiber [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2004, 16(9): 2114-2116.
- 6 N A Silva, N J Muga, A N Pinto. Influence of the stimulated Raman scattering on the four-wave mixing process in birefringent fibers [J]. *J Lightwave Technol*, 2009, 27(22): 4979-4988.
- 7 Q Lin, G P Agrawal. Raman response function for silica fibers [J]. *Opt Lett*, 2006, 31(21): 3086-3088.
- 8 M Katsuragawa, K Hakuta. Raman gain measurement in solid parahydrogen [J]. *Opt Lett*, 2000, 25(3): 177-179.
- 9 Bi Congzhi, Wu Yanji. Polarization-maintaining fiber for fiber-optic gyroscope [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(S): 566-569.
毕聪志, 吴衍记. 适用于光纤陀螺的保偏光纤特性研究[J]. *红外与激光工程*, 2007, 36(S): 566-569.
- 10 Gong Zhibing, Zhang Shuanmin. Polarization-preserving fiber-optic polarizer [J]. *Appl Opt*, 1992, 13(2): 40-42.
- 11 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.
- 12 Jia Weiguo, Qiao Lirong, Wang Xuying, *et al.*. The gain spectrum character under Raman scattering and parametric amplification [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(19): 194209.
贾维国, 乔丽荣, 王旭颖, 等. 拉曼效应和参量放大共同作用下增益谱特性[J]. *物理学报*, 2012, 61(19): 194209.
- 13 G P Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, Third Edition. Applications of Nonlinear Fiber Optics [M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 146-147, 151-153.
阿格拉沃尔. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹译. 北京: 电子工业出版社, 2002. 146-147, 151-153.
- 14 Wang Xuying, Jia Weiguo, Yin Jianquan, *et al.*. Parametric amplification and Raman scattering 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量放大与拉曼散射[J]. *光学学报*, 2011, 31(6): 0606001.
- 15 Jia Weiguo, Shi Peiming, Yang Xingyu, *et al.*. Modulation instability of near frequency propagation regime in polarization-maintaining fibers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(9): 4575-4581.
贾维国, 史培明, 杨性愉, 等. 保偏光纤中相近频率传输区域的调制不稳定性[J]. *物理学报*, 2006, 55(9): 4575-4581.
- 16 W H Reeves, D V Skryabin, F Biancalana, *et al.*. Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion engineered photonic crystal fibers [J]. *Nature*, 2003, 424(6948): 511-515.
- 17 Chai Hongyu, Jia Weiguo, Han Feng, *et al.*. Raman effect on parametric amplification gain spectra of different frequency propagation regimes in polarization maintaining fibers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(4): 044215.
柴宏宇, 贾维国, 韩风, 等. 保偏光纤中在不同频率区域拉曼效应和参量放大增益谱[J]. *物理学报*, 2013, 62(4): 044215.
- 18 Zhong Xianqiong, Xiang Anping. Modulation instability induced by cross-phase modulation in case of high-order dispersion and saturable nonlinearity [J]. *Chinese J Lasers*, 2009, 36(2): 391-397.
钟先琼, 向安平. 高阶色散和饱和非线性下的交叉相位调制不稳定性[J]. *中国激光*, 2009, 36(2): 391-397.
- 19 Zhong Xianqiong, Xiang Anping. Modulation instability gain spectrum varying with the incident optical power in case of high order dispersion [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(4): 364-366.
钟先琼, 向安平. 高阶色散下随入纤功率变化的不稳定性增益谱[J]. *激光技术*, 2007, 31(4): 364-366.

栏目编辑: 王晓球