

低双折射光纤中拉曼效应对增益谱的影响

韩 凤 贾维国 柴宏宇 张俊萍 门克内木乐 杨 军

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 内蒙古 呼和浩特 010021)

摘要 利用光脉冲在非线性光纤中传播时所满足的波动方程, 导出了在拉曼效应和参量放大共同作用下, 激光脉冲在低双折射光纤中传输时所满足的耦合模方程。给出了沿光纤的快轴输入线偏振光抽运时, 在拉曼效应和参量放大共同作用下的增益。结果表明, 拉曼效应可导致参量放大下的斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱由对称变为不对称。输入不同的功率或传输常数差, 增益谱的峰值和位置均会随之发生变化。

关键词 光纤光学; 低双折射光纤; 拉曼效应; 增益; 斯托克斯波

中图分类号 O415 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0729002

Raman Effect on Gain Spectrum in Low-Birefringence Fiber

Han Feng Jia Weiguo Chai Hongyu Zhang Junping Menke Neimule Yang Jun

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

Abstract According to the wave equation of the optical pulse propagating in the nonlinear fiber, the nonlinear coupled equations is deduced under the Raman effect and the parametric amplification in the low-birefringence fiber. The gain spectra is obtained from the coaction of Raman effect and parametric amplification when the pump linearly polarized along the fast axis of low-birefringence fiber. The results show that the Raman effect can lead to asymmetric of Stokes and anti-Stokes gain spectra. The maximum value and location of the gain spectra are different when power of input pulse and propagation constant are variable.

Key words fiber optics; low-birefringence optical fiber; Raman effect; gain; Stokes

OCIS codes 060.4370; 190.5650; 190.4370; 350.7420

1 引 言

传统的通信光纤中, 不圆度、偏芯度、微弯和弯曲等因素会导致光纤传播两个线性偏振模式的速度不同, 从而引起相位差异, 而且相位差会随着光纤的长度累加, 对光纤通信产生不利影响^[1]。低双折射光纤是一种能够长距离传输光信号且保持光的偏振态的光纤, 理想的低双折射光纤能够以完全相同的速度传播两个正交的线振模式, 相位差非常小, 而且和光纤的长度没有必然的关系^[1-2]。低双折射光纤的应用非常广泛, 如光放大器^[3]、光纤传感器、光纤电流互感器和光纤陀螺等。另外, 需要传输且保持线偏振光的偏振态和准确的对称轴时, 可以使用低双折射光纤。

激光脉冲在低双折射光纤中传输时, 沿主轴的两个偏振分量, 由于交叉相位调制(XPM)这种非线性效应感应的光场发生耦合, 在正常色散区和反常色散区均能产生增益谱^[4-5]; 当激光脉冲的强度较大时, 不但会和电子发生相互作用产生电子非线性效应引起参量放大, 而且还会和晶格振动中的光学声子发生相互作用, 产生分子非线性效应引起的拉曼散射效应^[6]。本文考虑了拉曼效应^[7], 对于垂直于抽运波偏振方向上的拉曼增益谱呈常数, 平行于抽运波偏振方向上的拉曼增益谱呈洛伦兹型^[8]。讨论了当输入偏振光的偏振方向沿着快轴传播时, 在参量放大和拉曼效应的共同作用下, 增益谱随其他相关参量的变化。

收稿日期: 2013-01-15; **收到修改稿日期**: 2013-03-12

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: 韩 凤(1987—), 女, 硕士研究生, 主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: han811318@yahoo.cn

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

2 理 论

光纤中光传播距离 z 时,慢变化振幅 $A(z,t)$ 所满足的方程为^[1]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\Delta\beta' A, \quad (1)$$

$$\Delta\beta'_i = \frac{k_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n_i |F(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy} = \left\{ \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] |A_i|^2 + \left[\frac{2}{3}\gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] |A_j|^2 + \left[\frac{1}{3}\gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right] A_j^2 A_i^* \exp(-2i\Delta\beta'z)/A_i \right\}, \quad (2)$$

式中 $\gamma = \frac{2\pi\omega_p^2 \chi_{xxxx}^{NR}}{c^2 k_p A_p}$ 为非线性系数, $g_0''(\Omega) = 16i\pi\omega_p^2 \chi_{xxxx}^R(\Omega)/c^2 k_p A_p$ 为平行于抽运波偏振方向上的拉曼增益,即平行拉曼增益, $g_0^\perp(\Omega) = 16i\pi\omega_p^2 \chi_{xxyy}^R(\Omega)/c^2 k_p A_p$ 为垂直拉曼增益,参量 A_p 称为有效纤芯截面,定义为

$$A_p = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy}.$$

把(2)式代入(1)式,得到光脉冲沿双折射光纤两主轴传输的正交偏振分量的演化,可表示为非线性耦合薛定谔方程(NLSE)^[12-13]:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = [A |A_x|^2 A_x + B |A_y|^2 A_x + CA_y^2 A_x^* \exp(-2i\Delta\beta z)] \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = [A |A_y|^2 A_y + B |A_x|^2 A_y + CA_x^2 A_y^* \exp(2i\Delta\beta z)] \end{cases}, \quad (3)$$

其中 A_x, A_y 分别为输入抽运沿 x, y 轴方向上偏振的慢变振幅, $\Delta\beta$ 为传输常数差 $\Delta\beta = \frac{2\pi}{L_B}$, L_B 为拍长。

$$A = i\gamma + \frac{g_0''(\Omega)}{8}, B = \frac{2}{3}i\gamma + \frac{g_0^\perp(\Omega)}{4}, C = \frac{1}{3}i\gamma +$$

$\frac{g_0^\perp(\Omega)}{4}$, 方程组最后一项为简并四波混频项,在低双

折射光纤中这一项不可忽略, β_{1x}, β_{1y} 分别为 x, y 轴方向的传输常数,对于低双折射光纤假设有 $\beta_{1x} \approx \beta_{1y} \approx \beta_1$ 。平行拉曼增益 $g_0''(\Omega)$ 和垂直拉曼增益 $g_0^\perp(\Omega)$ 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 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$, 而反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) < 0$ 。取 $g_0^\perp(\Omega) \approx 0.1 \text{ m/W}$, $g_0''(\Omega)$ 采用洛伦兹模型^[13]:

$$g_0''(\Omega) = \left\{ \frac{100(\Omega - 5)f_R}{[(\Omega - 5)^2 - \omega_f^2]^2 + [2(\Omega - 5)f_R]^2} + 0.55 \right\} / 1.6, \quad (4)$$

式中系数 $f_R = 3.125 \text{ THz}$, $\omega_f = 8.2 \text{ THz}$ 。图 1 给出

式中 $\beta_1 \beta_2$ 为波数线性部分的一、二阶泰勒级数。

对于低双折射光纤,当考虑四波混频时,不同偏振态上的非线性传播常数为^[9-11]

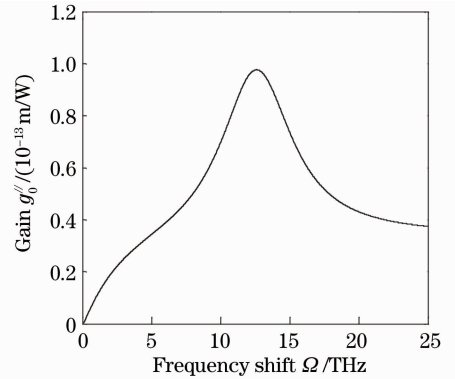


图 1 平行拉曼增益系数的洛伦兹模型

Fig. 1 Lorentz model for parallel Raman gain coefficient 了归一化拉曼增益 $g_0''(\Omega)$ 与频移 Ω 的变化关系。

引入下面圆偏振分量重写以上方程组,得

$$\begin{cases} A_+ = (\bar{A}_x + i\bar{A}_y)/\sqrt{2} \\ A_- = (\bar{A}_x - i\bar{A}_y)/\sqrt{2} \end{cases}, \quad (5)$$

式中 $\bar{A}_x = A_x \exp(i\Delta\beta z/2)$, $\bar{A}_y = A_y \exp(i\Delta\beta z/2)$, A_+, A_- 分别表示右旋圆偏振态和左旋圆偏振态,这

样(3)式简化为

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2} = \frac{i\Delta\beta}{2}A_- + \frac{iA'}{2}(|A_+|^2 A_+ + 2|A_-|^2 A_+) + \frac{iB'}{2}(|A_+|^2 A_+) - \\ \frac{iC'}{2}(|A_+|^2 A_+ - 2|A_-|^2 A_+) \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_-}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_-}{\partial t^2} = \frac{i\Delta\beta}{2}A_+ + \frac{iA'}{2}(|A_-|^2 A_- + 2|A_+|^2 A_-) + \frac{iB'}{2}(|A_-|^2 A_-) - \\ \frac{iC'}{2}(|A_-|^2 A_- - 2|A_+|^2 A_-), \end{cases} \quad (6)$$

式中 $A' = \gamma - \frac{ig''_0(\Omega)}{8}$, $B' = \frac{2\gamma}{3} - \frac{ig'_0(\Omega)}{4}$, $C' = \frac{\gamma}{3} - \frac{ig'_0(\Omega)}{4}$ 。

考虑偏振态沿快轴的情形($A_x = 0$), 则(6)式的稳态解为

$$A_x = 0, \quad A_y = p_0^{1/2} \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right], \quad (7)$$

则

$$\begin{cases} A_+ = (i\sqrt{p_0}) \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right] \\ A_- = (-i\sqrt{p_0}) \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right] \end{cases}, \quad (8)$$

式中 p_0 是入射功率, z 为传输距离, 引入微扰项 a_{\pm} 后, 则稳态解为

$$\begin{cases} A_+ = (i\sqrt{p_0} + a_+) \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right] \\ A_- = (-i\sqrt{p_0} + a_-) \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right] \end{cases}. \quad (9)$$

将(9)式代入(6)式, 并使 a_+ 和 a_- 线性化, 设微扰具有下列形式的特解:

$$\begin{cases} a_+ = u_+ \exp[i(kz - \Omega t)] + v_+ \exp[-i(kz - \Omega t)] \\ a_- = u_- \exp[i(kz - \Omega t)] + v_- \exp[-i(kz - \Omega t)] \end{cases}, \quad (10)$$

可得到如下形式的色散关系^[9]:

$$[(K - \beta_1 \Omega)^2 - c_1][(K - \beta_1 \Omega)^2 - c_2] = 0, \quad (11)$$

式中 K 为微扰波数, $c_1 = \frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + 2Np_0\right)$, $c_2 = \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta - \frac{2}{3}Np_0\right) \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta\right)$,

$$N = \frac{3}{2} \left[\gamma - \frac{ig''_0(\Omega)}{8} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{2\gamma}{3} - \frac{ig'_0(\Omega)}{4} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\gamma}{3} - \frac{ig'_0(\Omega)}{4} \right]. \quad (12)$$

忽略拉曼效应时有

$$\begin{cases} c_1 = \frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + 4\gamma p_0\right) \\ c_2 = \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta - \frac{4}{3}\gamma p_0\right) \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta\right) \end{cases}. \quad (13)$$

解(11)式得

$$(K - \beta_1 \Omega)^2 = \frac{1}{2} \left\{ (c_1 + c_2) \pm [(c_1 + c_2)^2 - 4c_1 c_2]^{1/2} \right\}, \quad (14)$$

微扰波数 K 如果存在虚部, 即 c_1 或 $c_2 < 0$ 时, 则可产生增益, 定义增益^[12-15]:

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

3 结果分析与讨论

3.1 正常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = 1$

当 $\beta_2 > 0$ 时, $c_1 > 0$, 由 $c_2 \leq 0$, 由于激光脉冲沿快轴输入, 则 $\Delta\beta > 0$, 可得 $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta > 0$, 所以, 当 $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2$

$+\Delta\beta - \frac{2}{3}Np_0 \leq 0$ 时存在增益。

由 $\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \Delta\beta - \frac{2}{3}Np_0 \leq 0$, 可得

$$\Omega^2 \leq \frac{4Np_0}{3\beta_2} - \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} = \frac{4N}{3\beta_2} \left(p_0 - \frac{3\Delta\beta}{2N} \right) = \frac{4N}{3\beta_2} (p_0 - p_{cr}) = \Omega_{cl}^2, \quad (16)$$

式中 Ω_{cl} 为频移临界值, p_{cr} 为入射功率临界值, $p_{cr} = \frac{3\Delta\beta}{2N}$; 当 $p_0 \geq p_{cr}$ 时, 增益存在。对应增益为

$$g(\Omega) = 2\text{Im} K = 2 \left[\left(\frac{2}{3}Np_0 - \frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 - \Delta\beta \right) \left(\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 + \Delta\beta \right) \right]^{1/2} = 2 \left\{ \left(\frac{1}{2}\beta_2 \right)^2 \left[\left(\frac{4Np_0}{3\beta_2} - \Omega^2 - \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} \right) \left(\Omega^2 + \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} \right) \right] \right\}^{1/2} = |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2) \sqrt{(\Omega^2 + \Omega_{c2}^2)(\Omega_{cl}^2 - \Omega^2)}, \quad (17)$$

式中 $\Omega_{c2} = \sqrt{\frac{2\Delta\beta}{\beta_2}}$, 图 2, 3 为当 p_0 取不同值时, 考虑拉曼增益前后的增益谱。取色散系数 $\beta_2 = 65.69 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 非线性系数 $\gamma = 44.9 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。

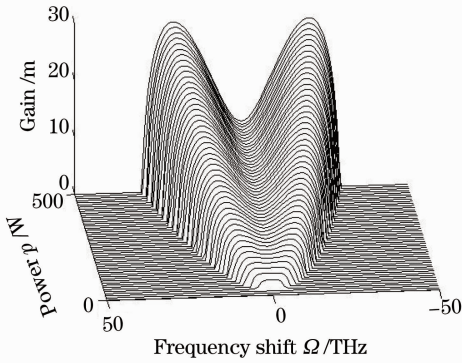


图 2 忽略拉曼增益, 输入 p 不同情况下的增益谱
Fig. 2 Spectra of gain versus input power without Raman gain

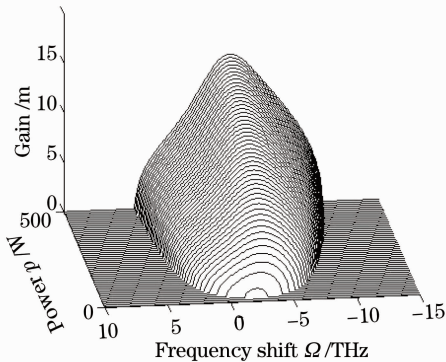


图 3 考虑拉曼增益, 输入 p 不同情况下的增益谱
Fig. 3 Spectra of gain versus input power with Raman gain

如图 2 所示, 在不考虑拉曼增益的情况下, 输入功率大于功率临界值时, 有增益峰出现, 最初为单峰结构, 随着输入功率的增加, 分裂为对称的双峰结

构, 增益谱变宽, 峰值明显增强。图 3 为考虑拉曼效应时的情况。显然拉曼效应明显改变了增益谱结构, 输入功率较小时, 无增益峰出现, 当输入功率达到功率临界值时, 反斯托克斯波出现增益谱, 为单峰结构, 随着功率的增加, 宽度逐渐加宽, 越过中心频率, 向斯托克斯波方向延伸, 反斯托克斯波部分有一明显的增益峰, 随入射功率的增加明显增强, 整个增

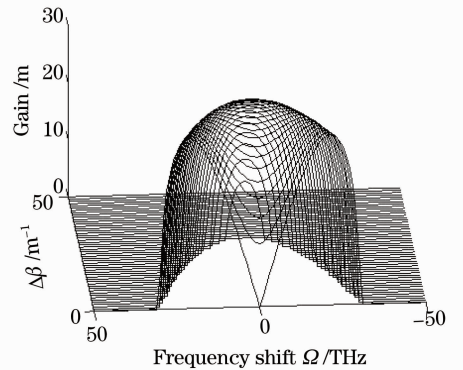


图 4 忽略拉曼增益, 输入 $\Delta\beta$ 不同情况下的增益谱
Fig. 4 Spectra of gain versus input $\Delta\beta$ without Raman gain

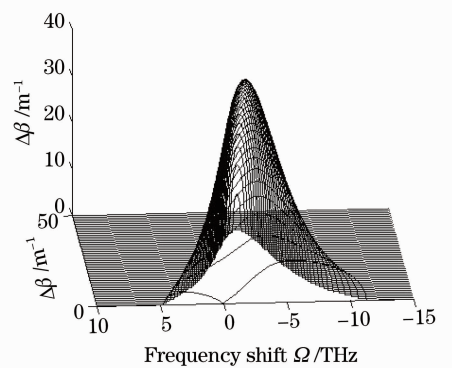


图 5 考虑拉曼增益, 输入 $\Delta\beta$ 不同情况下的增益谱
Fig. 5 Spectra of gain versus input $\Delta\beta$ with Raman gain

增益谱始终为单峰结构,一开始展宽明显,到一定程度展宽趋于一定值。

取输入功率 $p_0 = 500 \text{ W}$, 当传输常数差 $\Delta\beta$ 取不同值时,可得到在正常色散区 ($\beta_2 > 0$), 考虑拉曼增益前后的增益随传输常数差 $\Delta\beta$ 的变化关系,如图 4 和图 5 所示。

如图 4 所示,忽略拉曼增益时,开始为双峰对称结构,随着传输常数差的增加,两峰融合为单峰结构,初期增益峰不随着传输常数差的增加而增大,随

后,展宽明显变窄,强度变小,最后消失。图 5 为考虑拉曼增益,开始为不对称的双峰结构,反斯托克斯的峰值和展宽明显大于斯托克斯波,当传输常数差增加到一定程度时,反斯托克斯和斯托克斯增益谱融合,增益峰在靠近中心频率的反斯托克斯范围内,随着传输常数差的增加迅速增大,随后迅速减小,最后消失,整体频谱展宽逐渐减小。将(17)式求导数可得到峰值极大值,即

$$\begin{aligned} \frac{dg(\Omega)}{d\Omega} &= \beta_2 \Omega \left(\sqrt{\frac{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}} - \sqrt{\frac{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}} \right), \\ \frac{dg(\Omega)}{d\Delta\beta} &= \sqrt{\frac{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}} - \sqrt{\frac{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}}. \end{aligned} \quad (18)$$

由(18)式可知,峰值的极值与输入功率 p_0 , 传输常数差 $\Delta\beta$ 和频率差 Ω 有关外,还与拉曼增益的函数有关,当 $\frac{dg}{d\Omega} = \frac{dg}{d\Delta\beta} = 0$ 时,在输入功率解 $p_0 = 500 \text{ W}$, 在平行拉曼增益洛伦兹模型下,当传输常数差 $\Delta\beta$ 为 20 m^{-1} , 频率差 $\Omega = -2.5 \text{ THz}^{-1}$ 时,极大值为 39.6032 m^{-1} 。

3.2 反常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = -1$

当 $\beta_2 < 0$ 时,由 $c_1 \leq 0$, 可得 $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + 2Np_0 \geq 0$, 解得 $p_0 \geq -\frac{\beta_2 \Omega^2}{4N} = p_{\text{cr1}}$ 时,增益存在。其中 p_{cr1} 为入射功率临界值, Ω_{c3} 为输入功率一定时,频移临界值 $\Omega_{\text{c3}}^2 = \frac{4Np_0}{\beta_2}$ 。其对应的增益为^[16]

$$\begin{aligned} g(\Omega) &= 2 \left[\left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 \right) \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + 2Np_0 \right) \right]^{1/2} = 2 \left\{ \left(\frac{1}{2}\beta_2 \right)^2 \left[\Omega^2 \left(\Omega^2 + \frac{4Np_0}{\beta_2} \right) \right] \right\}^{1/2} = \\ &|\beta_2| \text{sgn}(\beta_2) [\Omega^2 (\Omega^2 - \Omega_{\text{c3}}^2)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (19)$$

此增益谱为非封闭曲面,在本文中不予讨论。

当 $\beta_2 < 0, c_2 \leq 0$, $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta \geq 0$ 时, $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta - \frac{2}{3}Np_0 \leq 0$, 解得: $\Omega^2 \geq -\frac{2\Delta\beta}{\beta_2} = \Omega_{\text{c4}}^2 = -\Omega_{\text{c2}}^2$, $\Omega^2 \leq \frac{4Np_0}{3\beta_2} - \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} = \frac{4N}{3\beta_2} \left(p_0 - \frac{3\Delta\beta}{2N} \right)$ 有可能为负值,而 $\Omega^2 > 0$, 所以此条件下无增益谱。

当 $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta \leq 0$, $\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta - \frac{2}{3}Np_0 \geq 0$, 解得: $\Omega^2 \leq -\frac{2\Delta\beta}{\beta_2} = \Omega_{\text{c4}}^2$,

$$\Omega^2 \geq \frac{4Np_0}{3\beta_2} - \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} = \frac{4N}{3\beta_2} \left(p_0 - \frac{3\Delta\beta}{2N} \right) = -\frac{4N}{3\beta_2} (p_{\text{cr}} - p_0) = \Omega_{\text{c5}}^2 = \Omega_{\text{c1}}^2,$$

式中 p_{cr} 为功率临界值, $p_{\text{cr}} = \frac{3\Delta\beta}{2N}$ 。当 $p_0 \leq p_{\text{cr}}$ 时,上式成立; Ω_{c4} , Ω_{c5} 为频移临界值。对应的增益为

$$\begin{aligned} g(\Omega) &= 2 \left[\left(\frac{2}{3}Np_0 - \frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 - \Delta\beta \right) \left(\frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + \Delta\beta \right) \right]^{1/2} = \\ &2 \left\{ \left(\frac{1}{2}\beta_2 \right)^2 \left[\left(\frac{4Np_0}{3\beta_2} - \Omega^2 - \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} \right) \left(\Omega^2 + \frac{2\Delta\beta}{\beta_2} \right) \right] \right\}^{1/2} = |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2) \sqrt{(\Omega^2 - \Omega_{\text{c4}}^2) (\Omega_{\text{c1}}^2 - \Omega^2)}. \end{aligned} \quad (20)$$

取色散系数 $\beta_2 = -65.69 \text{ ps}^2/\text{km}$, 传输常数差 $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 非线性系数 $\gamma = 44.9 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 当输入功率 P_0 取不同值时,可以得到考虑拉曼增益前后,在反常色散区 ($\beta_2 < 0$), 增益随频移的变化关系,如图 6 和图 7 所示。

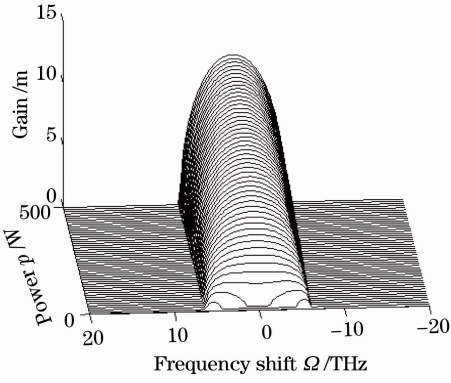


图 6 忽略拉曼增益,输入 p 不同情况下的增益谱
Fig. 6 Spectra of gain versus input power without Raman gain

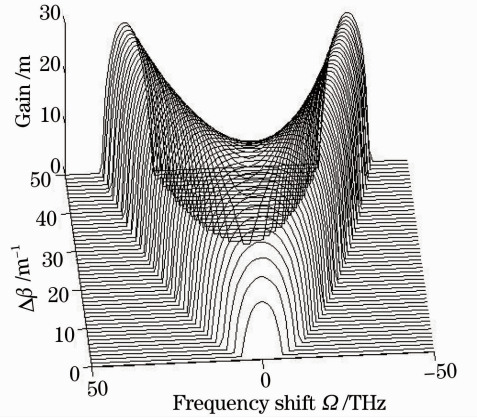


图 8 忽略拉曼增益,输入 $\Delta\beta$ 不同情况下的增益谱
Fig. 8 Spectra of gain versus input $\Delta\beta$ without Raman gain

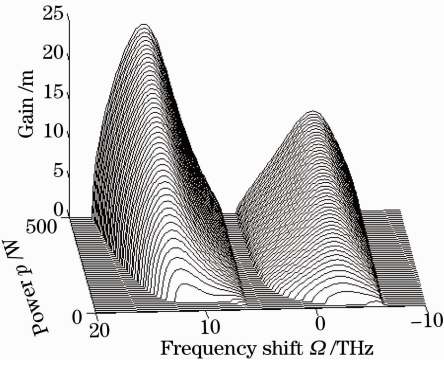


图 7 考虑拉曼增益,输入 p 不同情况下的增益谱
Fig. 7 Spectra of gain versus input power with Raman gain

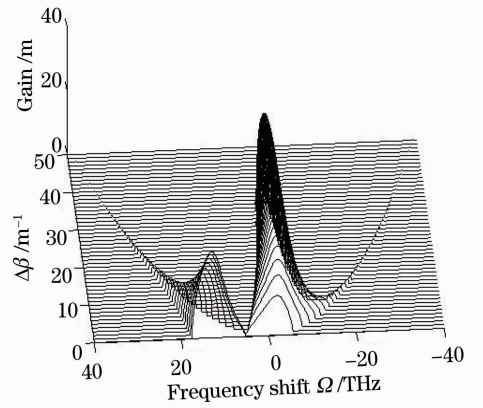


图 9 考虑拉曼增益,输入 $\Delta\beta$ 不同情况下的增益谱
Fig. 9 Spectra of gain versus input $\Delta\beta$ with Raman gain

如图 6 所示,忽略拉曼情况下,在输入功率较小时两峰远离中心频率,随着输入功率的增加,增益峰值增大,增益谱宽度向中心频率方向加宽,输入功率增加到一定程度时两峰融合,外侧展宽不随频率差的变化而变化。图 7 考虑拉曼情况,在输入功率较小时两峰同样远离中心频率,随着功率的增加,斯托克斯波向远离中心频率方向展宽,而反斯托克斯波向中心频率方向层宽,并越过中心频率,继续向斯托克斯部分展宽,整个增益谱中,斯托克斯波的峰值明显高于反斯托克斯波。

取输入功率 $p_0 = 500$ W,当传输常数差 $\Delta\beta$ 取不同值时,可得到在反常色散区($\beta_2 < 0$)考虑拉曼增益前后的增益谱,增益随频移的变化关系,如图 8 和图 9 所示。

如图 8 所示,忽略拉曼效应,斯托克斯波与反斯托克斯波融合,为单峰结构,随着传输常数的增加,斯托克斯波与反斯托克斯波^[17]分裂,并向中心频率两侧偏移,整个增益谱的峰值不随传输常数的变化而变化。图 9 考虑拉曼效应,开始为不对称双峰结构,斯托克斯波远离中心频率,且峰值较大,反斯托克斯波的峰值接近中心频率,随着传输常数差的增加,两峰向远离中心频率两侧偏移,斯托克斯波的峰值减小,展宽变小,反斯托克斯波分裂成两个增益峰,外侧的增益峰展宽和峰值变化不大,而内侧的峰值增大,然后减小,展宽明显减小。将(20)式求导可得峰值极大值,即

$$\begin{cases} \frac{dg(\Omega)}{d\Omega} = \beta_2 \Omega \left(\sqrt{\frac{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}} - \sqrt{\frac{\beta_2 \Omega^2 + 2\Delta\beta}{4Np_0/3 - \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta}} \right), \\ \frac{dg(\Omega)}{d\Delta\beta} = \sqrt{\frac{\beta_2 \Omega^2 - 4Np_0/3 - 2\Delta\beta}{2\Delta\beta - \beta_2 \Omega^2}} - \sqrt{\frac{2\Delta\beta - \beta_2 \Omega^2}{\beta_2 \Omega^2 - 4Np_0/3 - 2\Delta\beta}}, \end{cases} \quad (21)$$

与正常色散区相同,当 $\frac{dg}{d\Omega} = \frac{dg}{d\Delta\beta} = 0$ 时,在输入功率解 $p_0 = 500 \text{ W}$,在平行拉曼增益洛伦兹模型下,当传输常数差 $\Delta\beta = 20 \text{ m}^{-1}$,频率差 $\Omega = -2.75 \text{ THz}^{-1}$ 时,极大值为 39.6113 m^{-1} 。

当沿慢轴输入光脉冲,则(6)式的稳态解为

$$\begin{aligned} A_x &= i p_0^{1/2} \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right], \\ A_y &= 0 \end{aligned} \quad (22)$$

则:

$$A_{\pm} = i \sqrt{p_0} \exp\left[i\left(\frac{3}{2}A' + \frac{1}{2}B' + \frac{1}{2}C'\right)p_0 z\right], \quad (23)$$

引入微扰项得

$$\begin{aligned} A_{\pm} &= (\sqrt{p_0} + a_{\pm}) \exp\left\{i\left[\frac{3}{2}\left(\gamma - \frac{ig''(\Omega)}{8}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{2}{3}\gamma - \frac{ig^{\perp}(\Omega)}{4}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}\gamma - \frac{ig^{\perp}(\Omega)}{4}\right)\right]p_0 z\right\}, \end{aligned} \quad (24)$$

可得与(11)式一样的色散关系,只将 c_2 中的 $\Delta\beta$ 变为 $-\Delta\beta$,然后可参考快轴做相似讨论。

4 结 论

对于低双折射光纤,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与忽略拉曼效应作用情况下有很大差别,拉曼效应改变了斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱的对称性;在正常色散区,增益谱以反斯托克斯波的增益为主。随着传输常数差的加大,呈现单一反斯托克斯波的增益谱,其增益谱宽度加宽、强度增强,达到极大值后,当传输常数差继续增大,反斯托克斯波的增益谱迅速衰减、消失。在反常色散区,传输常数差较小且保持不变时,增益谱为双峰结构,以斯托克斯波为主,随着功率的增大,增益谱宽度加宽、强度增强,结构不发生改变;当输入功率一定时,随传输常数差的增加,斯托克斯波迅速衰减、消失,反斯托克斯波的增益谱分裂,然后以不同的速度衰减、消失。

参 考 文 献

- 1 Govind P Agrawal. Nonlinear Fiber Optics [M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010.
阿戈沃. 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, 2010.
- 2 S G Murdoch, R Leonhardt, J D Harvey. Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers [J]. Opt Lett, 1995, 20(8): 866-868.

- 3 Xu Jiangming, Leng Jinyong, Hou Jing, et al.. Cascaded all-fiber 1020 nm light source based on fiber Raman amplification [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(8): 0806001.
许将明, 冷进勇, 侯静等. 基于光纤拉曼放大的级联式全光纤 1020 nm 光源 [J]. 光学学报, 2011, 31(8): 0806001.
- 4 Wu Chongqing, Fu Songnian, Dong Hui, et al.. Investigation on the vector of polarization mode dispersion [J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(3): 2542-2546.
吴重庆, 付松年, 董晖等. 偏振模色散矢量的研究 [J]. 物理学报, 2002, 51(3): 2542-2546.
- 5 S Trillo, S Wabnitz. Parametric and Raman amplification in birefringent fibers [J]. J Opt Soc Am B, 1992, 9(7): 1061-1082.
- 6 L Schenato, M Santagiustina, C G Smeda. Fundamental and random birefringence limitations to delay in slow light fiber parametric amplification [J]. J Lightwave Technol, 2008, 26(23): 3721-3726.
- 7 Li Chunming, Sun Xiuping, Zhang Xihe, et al.. Study of polarized light properties of stimulated Raman scattering in the birefringence fibers [J]. Acta Optica Sinica, 2005, 25(3): 382-386.
李春明, 孙秀平, 张喜和等. 双折射光纤受激拉曼散射偏光特性的实验研究 [J]. 光学学报, 2005, 25(3): 382-386.
- 8 Q Lin, G P Agrawal. Raman response function for silica fibers [J]. Opt Lett, 2006, 31(21): 3086-3088.
- 9 Jiang Nuan, Li Zhizhong, Yang Huayong, et al.. Birefringence analysis of polarization maintaining fiber and research on characteristic of all-fiber best-length experimental systems [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7): 0706003.
姜暖, 李智忠, 杨华勇等. 保偏光纤双折射分析及全光纤拍长测试方法对比研究 [J]. 光学学报, 2012, 32(7): 0706003.
- 10 Zhou Xiaojing, Wu Baojian, Wen Feng, et al.. Nonlinear coupled-mode equations for guided optical waves in elliptically birefringent magneto-optical fibers [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(7): 0719003.
周晓璟, 武宝剑, 文峰等. 椭圆双折射磁光光纤中导波光的非线性耦合模方程研究 [J]. 光学学报, 2011, 31(7): 0719003.
- 11 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, 尹健全等. 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.
- 12 W Stefan. Modulation polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium [J]. Phys Rev A, 1988, 38(4): 2018-2021.
- 13 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.
- 14 J E Rothenberg. Quantum-noise suppression in lasers via memory-correlation effects [J]. Phys. Rev. A, 1990, 42(3): 682-693.
- 15 E Seve, P Tchofo Dinda, G Millot, et al.. Modulational instability and critical regime in a highly birefringent fiber [J]. Phys Rev A, 2008, 54(4): 3519-3524.
- 16 Zhang Jinggui, Xiang Yuanjiang, Zhang Lifu, et al.. Influence of nonlinear dispersion effects on modulation instability in metamaterials [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(7): 0706004.
张景贵, 项元江, 章礼富等. 负折射介质中非线性色散效应对调制不稳定性的影响 [J]. 中国激光, 2012, 39(7): 0706004.
- 17 M Tianprateep, J Tada, F Kannari. Influence of polarization and pulse shape of femtosecond initial laser pulses on spectral broadening in microstructure fibers [J]. Opt Rev, 2005, 12(3): 179-189.