

拉曼效应和参量放大共同作用下增益谱特性*

贾维国^{1)†} 乔丽荣²⁾ 王旭颖¹⁾ 门克内木乐¹⁾ 杨军¹⁾ 张俊萍¹⁾

1) (内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

2) (内蒙古广播电视大学, 呼和浩特 010010)

(2012年1月7日收到; 2012年4月7日收到修改稿)

根据激光脉冲在双折射光纤中传输时, 拉曼效应和参量放大共同作用下所遵循的耦合模方程, 基于平行拉曼增益的洛伦兹模型, 给出了输入抽运波偏振方向沿相互正交的双折射轴时, 拉曼效应和参量放大共同作用所导致的增益. 讨论并分析了在不同色散区相关参量对增益谱特性的影响. 结果表明, 拉曼效应改变了非线性和色散的相互平衡, 使得参量放大斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱彼此不对称; 当输入功率一定时, 其增益谱结构确定, 非线性系数和色散系数两者之间相对变化时, 增益谱的强度和展宽有所改变.

关键词: 拉曼效应, 参量放大, 增益谱, 双折射光纤

PACS: 42.65.Yj, 42.65.Dr, 42.60.Fc

1 引言

石英双折射光纤作为光纤通讯的媒介, 在许多领域的相关器件中, 具有很大的应用潜力^[1-3], 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 (OPA) 和受激拉曼散射 (SRS), SRS 导致额外的抽运消耗使得 OPA 过程过快的进入饱和状态, 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, 既而出现超连续展宽谱, 这对高速光通信尤为不利^[4]; 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.

在高双折射石英光纤中, 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^[5]; 实验证明^[6], 当偏振方向同双折射主轴成 45° 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. 当脉冲强度达到一定阈值时, 不但和轨道电子发生相互作用产生参量放大, 而且还要和光学声子发生相互作用产生拉曼散射效应^[7]. 本文利用了参量放大和拉曼效应共同作用下, 连续波或准连续波在双折射光纤中传输时所满足的非线性耦合模方程, 并引入平行拉曼增益的洛伦兹模型^[8] (当抽运波沿 x 方向偏振时, 在平行于抽运波偏振的 x 方向, 产生平行拉曼增益, 在垂直于抽运波偏振的 y 方向产生垂直拉曼增益, 垂直拉曼增益相对平行拉曼增益较小, 并且近似为一常数^[8-10]); 在小信号传输条件下, 当输入两抽运波偏振方向沿两相互正交的双折射轴时, 并利用振幅微扰理论, 导出了在参量放大和拉曼效应共同作用下, 斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱表达式, 讨论并分析了在拉曼效应和参量放大共同作用下的增益谱随其相关参量的变化关系的相关性质.

2 理论分析

当输入两束同频率的激光脉冲, 其偏振方向相互正交且平行于双折射光纤的主轴时, 考虑拉曼效

* 国家自然科学基金 (批准号: 61167004) 和内蒙古自然科学基金 (批准号: 2010MS0102) 资助的课题.

† E-mail: jwg1960@163.com

应时,在绝热条件近似下,参量放大和拉曼效应共同作用下,所满足的非线性耦合模方程^[8,9]为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_x}{\partial z} - \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} \\ &= i \cdot \left[\left(\gamma - \frac{i g_0^{//}(\Omega)}{8} \right) |A_x|^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{i g_0^\perp(\Omega)}{4} \right) |A_y|^2 \right] A_x, \quad (1a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_y}{\partial z} - \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} \\ &= i \cdot \left[\left(\gamma - \frac{i g_0^{//}(\Omega)}{8} \right) |A_y|^2 \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{i g_0^\perp(\Omega)}{4} \right) |A_x|^2 \right] A_y, \quad (1b) \end{aligned}$$

其中 A_x 和 A_y 为输入两抽运沿 x 方向和 y 方向偏振的振幅, $\beta_{1x,y}$ 为一阶色散系数, $\beta_{2x,y} \equiv \left(\frac{d^2 \omega}{dk_{x,y}^2} \right)_{\omega=\omega_p}^{-1}$ 为二阶色散系数, $\gamma = \frac{2\pi\omega_p^2 \chi_{1111}^{NR}}{c^2 k_p A_p}$ 为非线性系数,参量 A_p 称为有效纤芯截面,定义为 $A_p = \frac{\left[\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy}$. 定义 $g_0^{//}(\Omega) = 16i\pi\omega_p^2 \chi_{1111}^R(\Omega) c^2 k_p A_p$ 的虚部为平行拉曼增益,为 x 方向偏振的抽运波分量在 x 轴方向产生的拉曼增益,所以 $i g_0^{//}(\Omega)$ 的实部为平行拉曼增益; $i g_0^\perp(\Omega)$ 的实部为垂直拉曼增益,为 y 方向偏振的抽运波分量在 x 轴方向产生的拉曼增益;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 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$,而反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) < 0$.

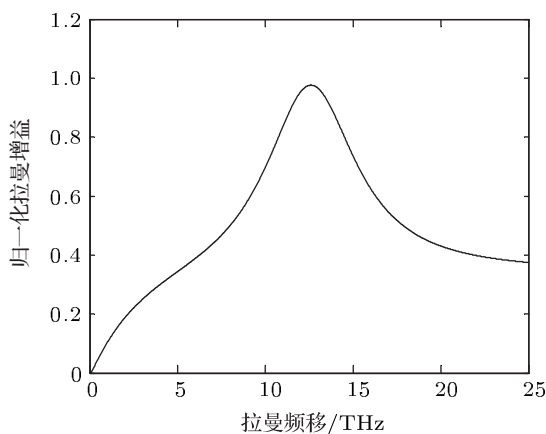


图1 平行拉曼增益系数 $g(\Omega)$ 的洛伦兹模型

考虑在高双折射光纤中,输入两束同频率的激

光脉冲,其偏振方向相互正交且平行于双折射光纤的主轴,并且,两激光脉冲的泵浦波的振幅相等,这样在两双折射轴的两个边带(即 x, y 方向)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^[10-12]. 由于我们所考虑的光纤为石英光纤(SiO_2 具有中心对称结构);对于垂直拉曼增益取常数 $g_0^\perp(\Omega) \approx 0.1 \text{ m}^{-1} \cdot \text{kW}^{-1}$,平行拉曼增益系数 $g_0^{//}(\Omega)$ 采用洛伦兹模型^[5]

$$g(\Omega) = \frac{1}{1.6} \left(\frac{100(\Omega - 5) f_R}{[(\Omega - 5)^2 - \omega_\gamma^2]^2 + [2(\Omega - 5) f_R]^2} + 0.55 \right), \quad (2)$$

其中系数 $f_R = 3.125 \text{ THz}$, $\omega_\gamma = 8.2 \text{ THz}$. 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(如图1).

由于所考虑的两相干激光脉冲的抽运波的振幅相等,能量在两双折射轴上相等,设 $|A_x|^2 = |A_y|^2 = P$,表示沿双折射光纤的主轴 x 轴和 y 轴方向上输入的抽运功率;可以从方程(1)得到其稳态解,并引入微扰 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 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 . 引入微扰后的方程组(1)的稳态解为

$$\begin{aligned} A_x &= (\sqrt{P} + u) \exp \left\{ \left[\left(\gamma - \frac{i g_0^{//}(\Omega)}{8} \right) P \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{i g_0^\perp(\Omega)}{4} \right) P \right] z \right\}, \\ A_y &= (\sqrt{P} + v) \exp \left\{ \left[\left(\gamma - \frac{i g_0^{//}(\Omega)}{8} \right) P \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{i g_0^\perp(\Omega)}{4} \right) P \right] z \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

采用群速度坐标系,令 $\tau = t - z \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_{gy}} + \frac{1}{v_{gx}} \right) \right]$,群速度失配为 $\delta = \frac{1}{v_{gy}} - \frac{1}{v_{gx}}$,并将(3)式代入方程组(1),得到方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{v_{gx}} \cdot \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \\ &= i \cdot \left[\left(\gamma - \frac{i g_0^{//}(\Omega)}{8} \right) P (u + u^*) \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{2}{3} \gamma - \frac{i g_0^\perp(\Omega)}{4} \right) P (v + v^*) \right] A_x, \\ & \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{v_{gy}} \cdot \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \end{aligned}$$

$$=i \cdot \left[\left(\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right) P(v + v^*) + \left(\frac{2}{3}\gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) P(u + u^*) \right] A_y. \quad (4)$$

为求解方程组 (4), 将微扰调制写为特解的形式

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

将上式特解代入方程组 (4), 由于两抽运波为同频率的激光脉冲, 因此可将二阶色散系数近似写为 $\beta_{2x} = \beta_{2y} = |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2)$, 可得到有关 u_s, u_a, v_s, v_a 的线性方程组, 化简得到如下色散关系:

$$K^2 = B + A^2 \pm [(B + A^2)^2 + C^2 - (B - A^2)^2]^{1/2}, \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2}\Omega\delta, \\ B &= |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2)\Omega^2 \left[\frac{1}{4} |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2)\Omega^2 + \left(\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right) P \right], \\ C &= |\beta_2| \text{sgn}(\beta_2)\Omega^2 \left(\frac{2}{3}\gamma - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) P. \end{aligned} \quad (7)$$

定义增益系数

$$G = 2|\text{Im}(K)|. \quad (8)$$

当 $C^2 - (B - A^2)^2 > 0$ 时, 求得增益为

$$G = 2 \left\{ [(B + A^2)^2 + C^2 - (B - A^2)^2]^{1/2} - (B + A^2) \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

3 结果与讨论

3.1 在反常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = -1$

当输入功率 P_0 ($|A_p|^2 = |A_x|^2 = |A_y|^2 = P_0$) 取不同值时, 可以得到在反常色散区 ($\text{sgn}(\beta_2) = -1$), 在不同参数下增益谱随输入功率的变化关系, 如图 2 所示. 由于非线性系数 γ 代表输入抽运光同轨道电子相互作用而产生的非线性效应, 拉曼效应代表输入抽运光同光学声子所产生的非线性效应,

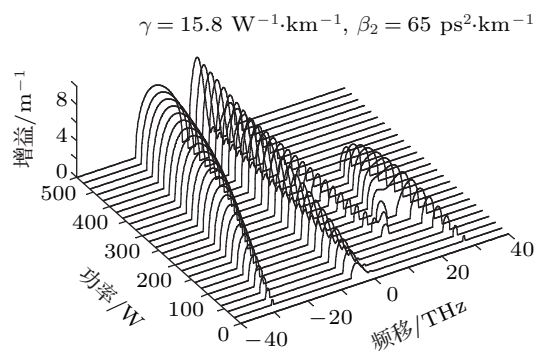
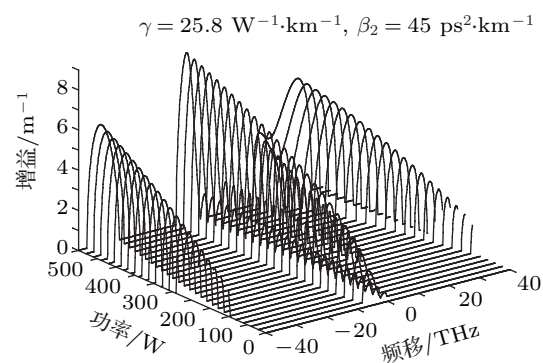
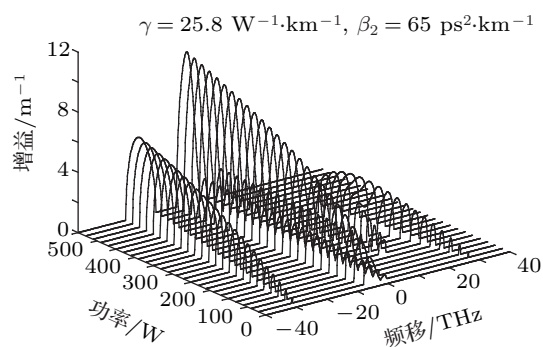


图 2 在反常色散区 ($\text{sgn}(\beta_2) = -1$), 不同参数下增益谱随输入功率的变化关系

根据实验规律 [5], 平行拉曼增益系数 $g_0''(\Omega)$ 采用洛伦兹模型, 垂直拉曼增益取常数. 在单模非线性光纤中, 如果不考虑拉曼效应, 由于非线性和色散相互作用维持光孤子的稳定传输; 反斯托克斯部分增益和斯托克斯增益是对称的 [8]. 考虑拉曼散射效应后, 对于图 2 所给出的增益谱变化可以看出, 在反常色散区斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱为不对称结构, 这是和参量放大与拉曼散射效应的相互作用有关, 在整个增益谱中, 反斯托克斯部分增益明显强于斯托克斯部分; 当非线性系数 γ 不变, 随

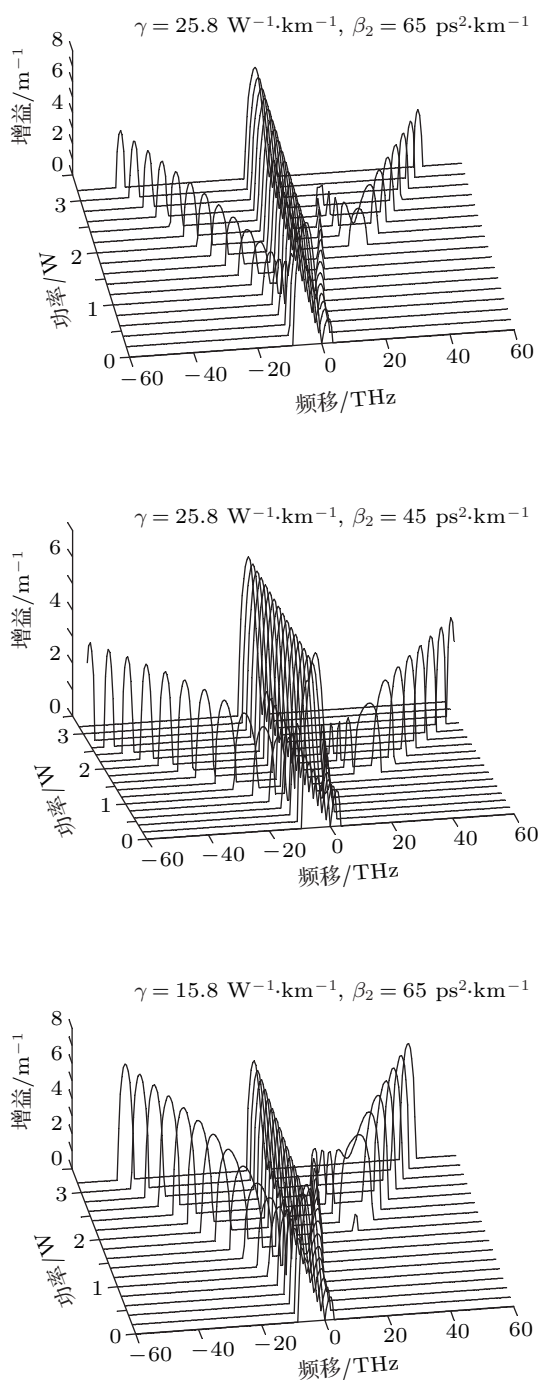


图3 在反常色散区 ($\text{sgn}(\beta_2) = -1$), 不同参数下增益谱随群速度失配的变化关系

着二阶色散系数 β_2 的降低, 整个增益谱中, 靠近中心频率的斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱峰值和宽度变化较小, 远离中心频率部分有较大的向外展宽, 尤其是斯托克斯波部分, 认为这一展宽主要是由于非线性效应所导致的参量放大和拉曼效应共同作用的结果. 当二阶色散系数 β_2 不变, 随着非线性系数 γ 的减小时, 明显看出, 这一展宽部

位特点和展宽变化趋势同 β_2 减小的有所不同, 整个增益谱的相对位置没变, 靠近中心频率的斯托克斯波和反斯托克斯波增益谱峰值和宽度变化较小, 远离中心频率部分的增益谱中, 反斯托克斯波部分明显展宽, 向中心频率方向展宽, 这一主要是由于色散效应所致展宽. 但非线性系数 γ 和二阶色散系数 β_2 的相对改变, 对增益谱结构不产生质的影响, 这主要是我们在导出耦合模方程时, 采用了绝热近似^[7,8] (认为轨道电子的运动和原子运动相互绝热).

取输入功率 $P_0 = 400 \text{ W}$ 保持不变, 当群速度失配 δ 取不同值时, 可以得到在反常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = -1$, 在不同参数下, 增益谱 G 随群速度失配 δ 的变化关系, 如图3所示.

图3中, 当随群速度失配较小时, 斯托克斯和反斯托克斯波增益谱起初均表现为单峰结构, 以反斯托克斯波增益谱为主, 随着群速度失配的增加逐渐断裂为双峰, 靠近中心频率的增益峰展宽变化不明显, 另一峰则随群速度失配的增大向远离中心频率的方向偏移, 峰值逐步增大, 谱宽逐步加宽, 其斯托克斯和反斯托克斯波增益谱形态不再变化, 其增益谱主要结构形态的变化发生在低群速度失配区域; 从整个图形的走势看, 似乎在输入功率不变时, 相关参量对整个增益谱影响不大, 认为在输入功率一定时, 输入抽运波和轨道电子与光学声子的相互作用的性质相对确定, 在非线性系数和色散系数中, 当其中之一减小时, 改变了两者之间的平衡关系, 增益谱的强度和展宽有所改变, 总体结构没有发生变化.

3.2 在正常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = 1$

图4为正常色散区 $\text{sgn}(\beta_2) = 1$, 在不同参数下增益谱随输入功率的变化关系. 在整个增益谱呈现出, 由于参量放大与拉曼效应共同相互作用所导致的多峰结构, 以斯托克斯波增益谱为主导; 在非线性系数和色散系数中, 当其中之一减小时, 总体形态结构没有改变, 但增益谱产生了强度和展宽的相对变化. 当非线性系数 γ 不变, 随着二阶色散系数 β_2 的降低, 非线性引起的参量放大与拉曼效应相对增大, 整个增益谱展宽减小, 强度降低; 当非线性系数 γ 减小, 二阶色散系数 β_2 保持不变时, 除了靠近中心频率的斯托克斯波和反斯托克斯波增

增益谱有相对变窄外,其他远离中心频率的增益谱展宽增加明显,这一展宽主要是由于非线性效应的减小,导致二阶色散系数 β_2 的相对增大,增益谱展宽.当输入功率 $P_0 = 400$ W 保持不变,增益随群速度失配和其他参数的变化关系如图 5 所示,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,整个增益谱以斯托克斯波增益谱为主导.非线性系数 γ ,二阶色散系数 β_2 ,两者中产生相对变化时,增益谱的强度和展宽发生变化;当非线性系数 γ 不变,二阶色散系数 β_2 降低时,增益谱的强度相对降低,宽度展宽,这

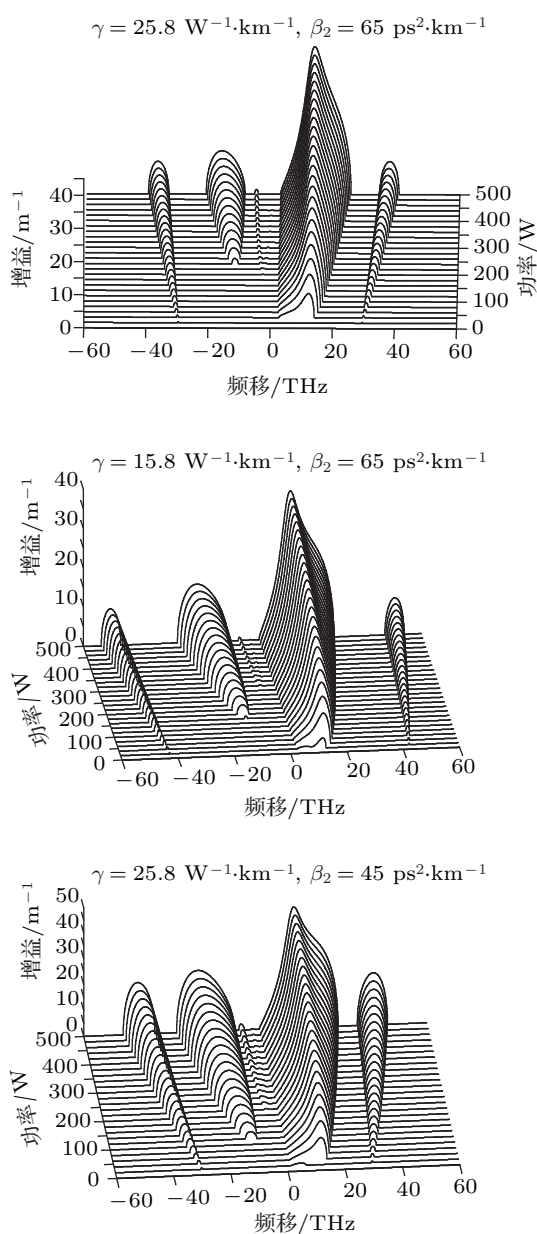


图 4 在正常色散区 ($\text{sgn}(\beta_2) = 1$), 不同参数下增益谱随输入功率的变化关系

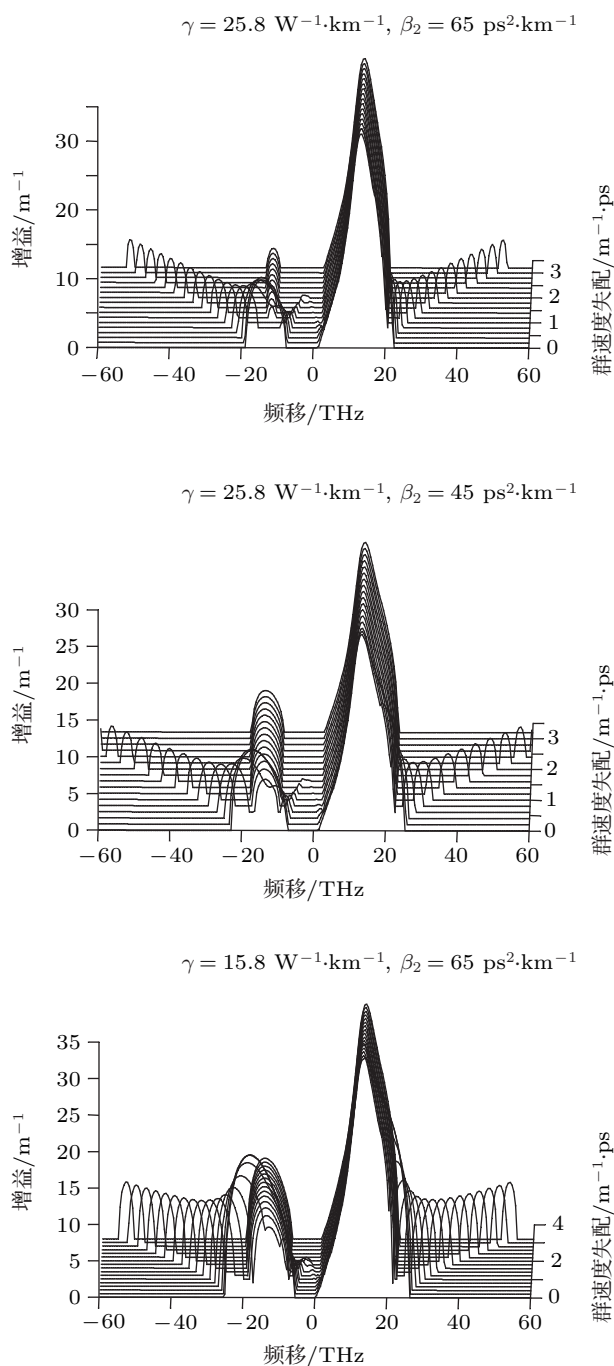


图 5 在正常色散区 ($\text{sgn}(\beta_2) = 1$), 不同参数下增益谱随群速度失配的变化关系

是当二阶色散系数 β_2 降低时,改变了非线性系数 γ 和二阶色散系数 β_2 之间的相对平衡,其展宽是由于非线性效应所致.当然,当非线性系数 γ 变小,二阶色散系数 β_2 保持不变时,其展宽主要是由于色散效应所致,在这种情况下,整个增益谱的强度也在增强,这主要是参量放大与拉曼效应的相互作用的结果.

4 结论

对于双折射光纤中,在绝热条件下,考虑拉曼效应与参量放大相互作用下,并引入平行拉曼增益的洛伦兹模型;显示出斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱的彼此不对称,说明拉曼散射存在改变了非线性色散相互平衡,对斯托克斯波与反斯托克斯波增益谱产生了影响.在反常色散区,反斯托克斯波明显强于斯托克斯波,而在正常色散区,情况恰好相反,斯托克斯波明显强于反斯托克斯波.输入功率一定时,输入抽运波和轨道电子与光学声子的

相互作用的性质相对确定,在非线性和色散系数中,当其中之一减小时,改变了两者之间的平衡关系,但不改变增益谱的整体相对结构;在参数不变的情况下,当输入功率增大时,拉曼效应与参量放大相互作用增强,增益谱的相对峰值强度增强和谱宽加宽;而群速度失配较小时,随着群速度失配的变化,增益谱结构相对较复杂,对增益谱峰值影响较大,说明相互之间作用较强;群速度失配较大时,增益谱结构趋于简单,相互之间作用较弱,在其他参数不变时,对增益谱峰值影响不大.

-
- [1] Wu C Q, Fu S N, Dong H, Liu H T, 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2542 (in Chinese) [吴重庆, 付松年, 董晖, 刘海涛 2002 物理学报 **51** 2542]
- [2] Liu XY, Zhang FD, Zhang M, 2007 *Chin. Phys.* **16** 1710
- [3] Seve E, Dinda P T, Millot G 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3519
- [4] Shang T 2007 *Theoretical study on raman amplifier and optical parameter amplifier based on photonic crystal fiber* (Shanghai: Shanghai Jiaotong University)
- [5] Lin Q, Agrawal G P 2006 *Opt. Lett.* **31** 3086
- [6] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics Third Edition & Applications of Nonlinear Fiber Optics* (Boston: Academic Press)
- [7] Trillo S, Wabnitz S 1992 *Opt. Soc. Am. B* **9** 1061
- [8] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y, Yang J, Zhang J P, Men-Ke Neimule 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064215 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖, 杨军, 张俊萍, 门克内木乐 2012 物理学报 **61** 064215]
- [9] Wang X, Jia W G, Yin J Q, Tonglaga, Menkeneimule, Yang J, Zhang J P 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 606001 (in Chinese) [王旭颖, 贾维国, 尹建全, 通拉嘎, 门克内木乐, 杨军, 张俊萍 2011 光学学报 **31** 606001]
- [10] Park H G, Park J D, Lee S S 1987 *Appl. Opt.* **26** 2974
- [11] Chee J K, Liu J M 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **14** 820
- [12] Rothenberg J E 1990 *Phys. Rev. A* **42** 682

The gain spectrum character under Raman scattering and parametric amplification*

Jia Wei-Guo^{1)†} Qiao Li-Rong²⁾ Wang Xu-Ying¹⁾ Men-Ke Neimule¹⁾
Yang Jun¹⁾ Zhang Jun-Ping¹⁾

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

2) (*Inner Mongolia Radio & TV University, Hohhot 010010, China*)

(Received 7 January 2012; revised manuscript received 5 April 2012)

Abstract

According to the nonlinear coupled equation under the joint action of Raman scattering and parametric amplification when the optical pulse propagates in the birefringent fiber, based on Lorentzian model of parallel Raman gain spectrum, the gain spectrum is obtained by combining Raman scattering and parametric amplification when the pump wave polarization direction is along the two orthogonal birefringence axes. The gain spectrum is discussed as a function of input parameters (input power, the group velocity mismatch) in different dispersion regimes. The result shows that the balance between non-linearity and dispersion is destructed by Raman scattering. Stokes and anti-stokes gain spectrum are asymmetric because of Raman effect. The structure of gain spectrum is confirmed when input power is constant. The intensity and width of gain spectrum change with dispersion and nonlinear parameter.

Keywords: Raman effect, parametric amplification, gain spectrum, birefringent fiber

PACS: 42.65.Yj, 42.65.Dr, 42.60.Fc

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61167004), and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia (Grant No. 2010 MS 0102).

† E-mail: jwg1960@163.com