

长光纤中拉曼光子时间模式的影响因素研究

刘楠楠^{*}, 窦振铭, 贾若一, 赵钰, 丁贝贝, 郝蕴琦, 翟凤潇

郑州轻工业大学物理与电子工程学院河南省磁电信息功能材料重点实验室, 河南 郑州 450001

摘要 在有损耗、色散和自相位调制的影响下, 通过分段分析法计算了自发拉曼散射光子的二阶相关函数, 研究了长光纤中脉冲光泵浦下自发拉曼散射的时间模式特性。研究表明: 在无色散和自相位调制的情况下, 自发拉曼散射光子的二阶相关函数不受泵浦光损耗的影响, 仅由泵浦光脉宽和拉曼光子相干时间之间的比值决定, 与自发参量下转换光子的二阶相关函数具有相同的表达式; 在有色散和自相位调制的情况下, 由色散和自相位调制共同引起的泵浦光脉宽变化, 以及泵浦光和拉曼光子间色散致走离, 使拉曼光子的时间模式发生改变。自发拉曼散射光子的二阶相关函数取决于光纤损耗系数、色散参数和初始泵浦光脉宽等因素, 不再与自发参量下的转换光子相同。

关键词 非线性光学; 拉曼散射; 光纤; 时间模式; 二阶相关函数; 色散; 自相位调制

中图分类号 O437

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.0919001

Influencing Factors of Temporal Modes of Raman Photons in Long Optical Fibers

Liu Nannan^{*}, Dou Zhenming, Jia Ruoyi, Zhao Yu, Ding Beibei, Hao Yunqi, Zhai Fengxiao
Henan Key Laboratory of Magnetolectric Information Functional Materials, College of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450001, Henan, China

Abstract Under the influence of loss, dispersion, and self-phase modulation, the second-order correlation function of spontaneous Raman scattering photon is calculated by piecewise analysis, and the time mode characteristics of spontaneous Raman scattering pumped by pulsed light in long optical fiber are studied. The results show that in the case of no dispersion and self-phase modulation, the second-order correlation function of spontaneous Raman scattering photon is not affected by pump loss, but is only determined by the ratio of pump pulse width to Raman photon coherence time. It has the same expression as the second-order correlation function of spontaneous parametric downconversion photons. In the case of dispersion and self-phase modulation, the change of pump pulse width caused by dispersion and self-phase modulation and the dispersion-induced temporal wall-off between pump light and Raman photons change the time mode of Raman photons. The second-order correlation function of spontaneous Raman scattering photons depends on the fiber loss coefficient, dispersion parameters and initial pump pulse width, which is no longer the same as that of spontaneous parametric down conversion photons.

Key words nonlinear optics; Raman scattering; fiber; temporal modes; second-order correlation function; dispersion; self-phase modulation

收稿日期: 2021-10-20; 修回日期: 2021-11-27; 录用日期: 2021-12-06

基金项目: 国家自然科学基金(61905222, 62105296)、河南省高等学校重点科研项目(22A140011, 22A140031)、河南省重点研发与推广专项(222102210284)

通信作者: *lnn@zzuli.edu.cn

1 引言

石英具有非晶体的性质,所以光纤中的拉曼散射具有宽谱特性^[1]。当泵浦光功率密度高于阈值时,光纤中会产生受激拉曼散射,由此可实现宽带拉曼放大器^[2-3]和拉曼激光器^[4-7]的制备。当泵浦光功率密度低于阈值时,自发拉曼散射光子产生于真空,具有热光性质,是制备真正热光光源的有效资源^[8-10]。有关热光的应用,如基于热光二阶相干性的远距离传感常要求所使用的热光具有单一的空间和时间模式^[11-12]。基于光纤四波混频的纠缠光源在量子信息中具有潜在的应用价值,然而光纤中的拉曼散射光子作为噪声光子常常会降低纠缠光源的纯度^[13-16]。近年来,文献^[17-18]通过在纠缠光子的产生装置中增加空间时间滤波器,可以将与纠缠光子具有不同模式的拉曼光子滤除以提纯纠缠光子。因此,无论是利用自发拉曼散射制备热光光源,还是将自发拉曼散射光子作为噪声光子予以滤除,均需了解其空间和时间模式。利用单模光纤产生的拉曼散射光子具有单一的空间模式^[19-21],然而在采用脉冲光泵浦时,拉曼散射光子的产生时间决定于泵浦脉冲,其时间模式将受光纤中其他效应的影响而变得复杂^[22]。

脉冲光泵浦的自发拉曼散射光子可以形成多模热场^[9-10]。当探测器的响应时间远大于脉冲的持续时间时,多模热场的二阶相关函数 $g_R^{(2)}$ 与光场的平均模式数 M 有简单的关系,即 $g_R^{(2)} = 1 + 1/M$ ^[23-24]。对于单空间、单偏振模式的光场,二阶相关函数反映了光场的平均时间模式数,随着光场时间模式数的增加,二阶相关函数值减小。已有研究报道,光纤中自发拉曼散射光子的时间模式受到色散的影响,其二阶相关函数值随着色散致拉曼散射光子与泵浦光子间走离的增大而减小。当泵浦光和拉曼散射光子的波长关于零色散波长对称时,二阶相关函数值达到最大,此时二阶相关函数与自发参量下转换光子的二阶相关函数具有相同的表达式^[8,25]。然而,报道中忽略了光纤中的其他效应[光纤损耗和自相位调制(SPM)等],所以未能给出二阶相关函数与色散的确切关系。

本文考虑光纤中的损耗、色散和 SPM 效应,在海森伯绘景下得到自发拉曼光子的二阶相关函数,由此分析了二阶相关函数与光纤长度、拉曼光子波长、色散参数、泵浦光脉宽和拉曼散射光子相干时间的关系。结果表明,实际光纤中自发拉曼散射光子

的时间模式取决于光纤损耗系数、色散参数、初始泵浦脉宽和滤波器带宽等。本研究有助于制备基于拉曼散射的真正热场,且对基于光纤四波混频的纠缠光子的提纯有重要的意义。

2 理论分析

2.1 分析模型

拉曼散射过程可以描述为一个频率为 ω_p 的泵浦光子被散射为一个频率为 ω_s 的低频 Stokes 光子与一个频率为 Ω 的光学声子,整个过程中能量和动量保持守恒,即 $\omega_p = \omega_s + \Omega$, $k_p = k_s + K$, 其中 k_p 、 k_s 和 K 分别为泵浦、Stokes 光子和声子的传播常数。光纤中, SiO_2 分子的振动能级与转动能级互相耦合,彼此交叠会产生一个频带。声子场具有宽谱特性,所产生的拉曼增益谱宽为 40 THz,且在泵浦光频率 13 THz 附近达到最大峰值。

当泵浦光为脉冲光时,Stokes 光子的产生时间由泵浦光脉冲确定,其时间模式依赖于泵浦光脉冲。长光纤中,随着传输距离的变化,泵浦光脉冲会受到光纤损耗、SPM 和色散等的影响而产生变化,从而影响 Stokes 光子的时间模式。此外,由于 Stokes 光子在光纤的不同部位均可产生,且 Stokes 光子的群速度与泵浦光子往往不一致,所以不同光纤部位所产生的 Stokes 光子到达光纤尾端的时间不同,从而影响光纤输出端 Stokes 光子的时间模式。

为了便于分析,将长度为 L 的光纤分为 N 段,每段光纤长为 l ,Stokes 光子在各段光纤内概率性产生,如图 1 所示。当 $N \rightarrow \infty$,即 $l \rightarrow 0$ 时,可作如下近似:在各段光纤内,泵浦脉冲保持不变,且泵浦光和所产生的 Stokes 光子同步传输,且不会产生时间走离;在两小段光纤之间,泵浦光的脉宽和强度发生改变,且泵浦光和所产生的 Stokes 光子产生时间走离。因此,各小段光纤内所产生的 Stokes 光子具有不同的时间模式和增益,整根光纤输出端的 Stokes 光子是各段光纤所产生的 Stokes 光子的混合。

为了研究光纤输出端 Stokes 光子的时间模式特性,将光纤输出端接入带通滤波器中以滤除残余泵浦光,然后将滤波后的 Stokes 光子输入 HBT (Hanbury Brown-Twiss)干涉仪^[26-27]中以测量其二阶相关函数 $g_R^{(2)}$ 。HBT 干涉仪中,单光子探测器 D1 和 D2 的响应时间远大于泵浦脉冲的持续时间。由于 $g_R^{(2)} = 1 + 1/M$,因此 $g_R^{(2)}$ 值越大代表被测光场的模式数越少。

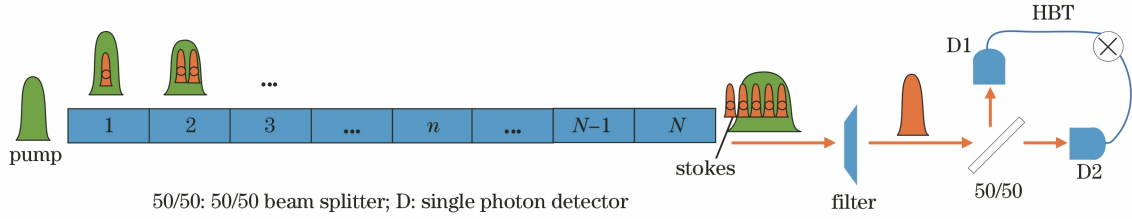


图 1 模型分析图

Fig. 1 Model analysis diagram

2.2 泵浦脉冲的演化

整根光纤输出端的 Stokes 光子是每小段光纤所产生的 Stokes 光子的混合, 而每小段光纤内 Stokes 光子的时间模式会受到泵浦光脉冲的影响, 因此首先分析泵浦光脉冲在长光纤中的演化过程。

泵浦光脉冲在长光纤中传输时, 会受到损耗、色散和 SPM 的影响。光纤损耗会导致脉冲强度降低。色散会导致脉冲产生线性啁啾, 脉冲展宽。SPM 会导致脉冲频谱的展宽。色散和 SPM 又会相互影响, 共同作用, 从而改变泵浦的脉冲和频谱的形状。假设同一小段光纤内泵浦脉冲不变, 脉冲参数取泵浦光通过这段光纤尾端后的参数。同时, 还假设入射泵浦光的频谱为高斯型, 且在传输中均保持高斯型, 仅频谱带宽发生改变。根据参考文献[28], 第 n 段光纤内泵浦光的电场算符可写为

$$E_{p,n}(t) = E_{p,n} \int \exp \left[-\frac{(\omega_{p,n} - \omega_{p,0})^2}{2\sigma_{p,n}^2} (1 + iC_{p,n}) \right] \times \exp[i(k_{p,n}z - \omega_{p,n}t)] d\omega_{p,n}, \quad (1)$$

式中: $\omega_{p,n}$ 和 $k_{p,n}$ 分别为第 n 段光纤中泵浦光的角频率和传播常数; $\omega_{p,0}$ 为泵浦光的中心角频率; $C_{p,n}$ 为第 n 段光纤中泵浦光的啁啾系数; $\sigma_{p,n}$ 为第 n 段光纤中泵浦光的带宽; $E_{p,n}$ 为第 n 段光纤所对应的泵浦光电场强度, 与光强的关系为

$$P_{p,n} = |E_{p,n}|^2 = P_{p,0} \exp \left(-\alpha \frac{n}{N} L \right), \quad (2)$$

式中: $P_{p,n}$ 为第 n 段光纤中的泵浦光强; $P_{p,0}$ 为泵浦光入射光纤时的光强; α 为光纤的衰减系数。 $C_{p,n}$ 可表示为

$$C_{p,n} = C_0 + \frac{n\beta_2}{N\tau_{p,0}^2} L (1 + C_0^2), \quad (3)$$

式中: C_0 为初入光纤的啁啾系数; β_2 为色散系数; $\tau_{p,0}$ 为泵浦光初入光纤的脉宽。 $\sigma_{p,n}$ 可表示为

$$\sigma_{p,n} = \sigma_{p,0} \sqrt{1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \phi_{\max,n}^2}, \quad (4)$$

式中: $\phi_{\max,n} = \gamma P_{p,0} L_{\text{eff},n}$, 其中 γ 为光纤的非线性系

数, $L_{\text{eff},n} = \frac{1 - \exp \left(-\alpha \frac{n}{N} L \right)}{\alpha}$ 为前 n 段光纤的有效长度; $\sigma_{p,0}$ 为泵浦光初入光纤的带宽。

当入射泵浦脉冲为无啁啾的高斯脉冲, 且 $\phi_{\max,n} < 1$ 时, 第 n 段光纤中泵浦光的脉宽^[28]可以表示为

$$\tau_{p,n} = \tau_{p,0} \sqrt{1 + \sqrt{2} \phi_{\max,n} \frac{l_n}{L_D} + \left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \phi_{\max,n}^2 \right) \frac{l_n^2}{L_D^2}}, \quad (5)$$

式中: l_n 为前 n 段光纤的长度; L_D 为光纤的色散长度, $L_D = \tau_{p,0}^2 / |\beta_2|$ 。当泵浦脉冲的波长在正常色散区域时, 随着脉冲在光纤中的传播, 脉冲逐渐展宽, 且展宽速度与入射脉冲的脉宽相关。

2.3 拉曼散射的算符演化

为了计算拉曼散射光子的二阶相关函数, 首先在海森伯绘景下分析 Stokes 光子的算符演化过程。

当 $E_p(\omega_p)$ 的脉冲泵浦一段三阶非线性光纤时, 通过光纤三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 的虚部作用可以产生拉曼散射, 而一个泵浦光子被散射为一个 Stokes 光子和一个光学声子。Stokes 光子从真空场中产生, 算符由 $\hat{a}_s(\omega_s)$ 演化为 $\hat{b}_s(\omega_s)$, 光学声子的算符由 $\hat{S}(\Omega)$ 演化为 $\hat{S}'(\Omega)$ 。为了滤除泵浦光、研究 Stokes 光子的时间模式, 需要将 Stokes 光子通过滤波器, 通过滤波器后 Stokes 光子的算符演化为 $\hat{c}_s(\omega_s)$ 。以下计算过程中, 仅讨论偏振方向与泵浦光偏振方向平行的拉曼光子。

光纤中拉曼过程对应的相互作用哈密顿量^[29]可表示为

$$\hat{H}_R = c_0 \text{Im}(\chi^{(3)}) \int [E_p(t) E_s^-(t) E^-(t) + \text{h. c.}] dV, \quad (6)$$

式中: c_0 为与实验参数有关的常数; $\text{Im}(\chi^{(3)})$ 为三阶非线性极化率的虚部; h. c. 表示厄米共轭; $E_p(t)$ 为经典泵浦光场的电场强度; $E_s^-(t)$ 和 $E^-(t)$ 分别为

量子化 Stokes 光子和声子的电场算符的负频部分。

考虑第 n 段光纤中 Stokes 光子和声子的算符演化过程,第 n 段光纤中泵浦光的电场强度如式 (1),Stokes 光子和声子的电场算符可分别表示为

$$E_{s,n}^-(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \hat{a}_{s,n}^\dagger(\omega_{s,n}) \exp[-i(k_{s,n}z - \omega_{s,n}t)] d\omega_{s,n}, \quad (7)$$

$$E_n^-(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \hat{S}_n^\dagger(\Omega) \exp[-i(K_n z - \Omega_n t)] d\Omega_n, \quad (8)$$

式中: z 为传播距离; t 为传播时间; $\hat{a}_{s,n}^\dagger(\omega_{s,n})$ 和 $\hat{S}_n^\dagger(\Omega_n)$ 分别为第 n 段光纤中 Stokes 光子和声子的

产生算符,产生频率为 $\omega_{s,n}$ 的 Stokes 光子和频率为 Ω_n 的声子。一般情况下,声子算符不满足对易关系,即 $[\hat{S}_n, \hat{S}_n^\dagger] \neq 1$ 。但当拉曼过程中产生的 Stokes 光子数远小于光纤中的原子数量时,可将声子算符作为波色算符进行处理,即 $[\hat{S}_n, \hat{S}_n^\dagger] \approx 1$ ^[29]。由于本文研究自发拉曼散射光子的时间模式,而且拉曼过程中产生的 Stokes 光子数远小于光纤中的原子数量,因此在以下计算过程中采用这个近似。

将式(7)和式(8)代入式(6),并将对体积的积分转换为对光纤长度的积分,即 $\int dV = \int_{-l/2}^{l/2} A_{\text{eff}} dz$,其中 A_{eff} 为光纤的有效模面积,可得到第 n 段光纤中拉曼散射的相互作用哈密顿量,可表示为

$$\hat{H}_n = \frac{c_0 A_{\text{eff}} \text{Im}(\chi^{(3)}) E_{p,n} l}{2\pi} \iiint \exp\left[-\frac{(\omega_{p,n} - \omega_{p,0})^2}{2\sigma_{p,n}^2} (1 + iC_{p,n})\right] \times \exp[(\omega_{s,n} + \Omega_n - \omega_{p,n})t] \hat{a}_{s,n}^\dagger(\omega_{s,n}) \hat{S}_n^\dagger(\Omega_n) d\omega_{p,n} d\omega_{s,n} d\Omega_n + \text{h. c.} \quad (9)$$

将式(9)代入演化算符与哈密顿量的关系式 $\hat{U}_n = \exp\left[\frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}_n dt\right]$ (\hbar 为约化普朗克常数)中,可得第 n 段光纤中演化算符的表达式为

$$\hat{U}_n = \exp\left[g_{R,n} \iint F_n(\omega_{s,n}, \Omega_n) \hat{a}_{s,n}^\dagger(\omega_{s,n}) \hat{S}_n^\dagger(\Omega) d\omega_{s,n} d\Omega - \text{h. c.}\right], \quad (10)$$

式中: $g_{R,n}$ 为第 n 段光纤中拉曼散射的增益系数, $g_{R,n} = -i\hbar c_0 A_{\text{eff}} \text{Im}(\chi^{(3)}) E_{p,n} l$; $F_n(\omega_{s,n}, \Omega_n)$ 为第 n 段光纤中 Stokes 光子和光学声子的联合频谱。 $|F_n(\omega_{s,n}, \Omega_n)|^2$ 表示拉曼散射过程中同时产生频率为 $\omega_{s,n}$ 的 Stokes 光子和频率为 Ω_n 的声子的概率。因为拉曼散射过程中相位匹配自动满足,所以可以不考虑相位匹配项,则联合频谱函数可近似表示为

$$F_n(\omega_{s,n}, \Omega_n) \approx \exp\left[-\frac{(\omega_{s,n} + \Omega_n - \omega_{p,0})^2}{2\sigma_{p,n}^2} (1 + iC_{p,n})\right]. \quad (11)$$

根据算符演化方程可以得出第 n 段光纤中 Stokes 光子的湮灭算符为

$$\hat{b}_{s,n}(\omega_{s,n}) = \hat{U}_n^\dagger \hat{a}_{s,n}(\omega_{s,n}) \hat{U}_n = \hat{a}_{s,n}(\omega_{s,n}) + g_{R,n} \int F_n(\omega_{s,n}, \Omega_n) \hat{S}_n^\dagger(\Omega_n) d\Omega_n + o(g_{R,n}), \quad (12)$$

式中: $o(g_{R,n})$ 为拉曼增益的高阶项。由于仅关注低增益下的自发拉曼散射,因此在下面的计算过程中将其忽略。

由于光纤输出端的 Stokes 光子为每段光纤中

所产生的 Stokes 光子的混合,因此对于 Stokes 光子的算符演化而言,在整根光纤后进行滤波与在每小段光纤中进行滤波有相同的结果。为了便于计算,按照滤波器在每小段光纤内对 Stokes 光子算符产生滤波作用进行分析。在第 n 段,通过滤波器的滤波,Stokes 光子的湮灭算符可演化为

$$\hat{c}_{s,n}(\omega_{s,n}) = f(\omega_s) \hat{b}_{s,n}(\omega_{s,n}), \quad (13)$$

式中: $f(\omega_s)$ 为滤波器的频谱函数。在下面的计算过程中,假设滤波器为高斯型,即 $f(\omega_s) = \exp[-(\omega_s - \omega_{s0})^2 / 2\sigma_s^2]$,其中 ω_{s0} 和 σ_s 分别为滤波器的中心频率和带宽。

由于拉曼光子的频率与泵浦光子不同,故每段光纤产生的拉曼光子和光纤中的泵浦脉冲将会出现不同程度的走离,可在每段拉曼光子对应的电场算符上引入相对相位来表示。假设每段光纤中拉曼光子在对应光纤段的末端产生,后段光纤产生的拉曼光子相对于当前段光纤产生的拉曼光子在时间上有 $\delta\tau$ 的时延, $\delta\tau = l \int_{\lambda_s}^{\lambda_p} D(\lambda) d\lambda$,其中 $D(\lambda)$ 为光纤的色散系数; λ_p 为泵浦光波长; λ_s 为 Stokes 光子波长。当 $\delta\tau > 0$ 时,说明泵浦光子比拉曼光子传播得慢,后

段光纤产生的拉曼光子落后于当前段光纤产生的拉曼光子,当 $\delta\tau < 0$ 时情况相反, $\delta\tau = 0$ 说明两段光纤产生的拉曼光子在时间上重合。两个不同波长的光脉冲经过整段光纤后的延迟 $\Delta\tau$ 与每段光纤产生的延迟 $\delta\tau$ 之间的关系为

$$\Delta\tau = N\delta\tau = L \int_{\lambda_s}^{\lambda_p} D(\lambda) d\lambda. \quad (14)$$

因此,第 n 段光纤产生的拉曼光子的电场算符可写为

$$E_{s,n}^-(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \hat{c}_{s,n}^\dagger(\omega_{s,n}) \exp\{-i\{k_{s,n}z - \omega_{s,n}[t + (n-1)\delta\tau]\}\} d\omega_{s,n}. \quad (15)$$

此时,光纤输出的拉曼光子的电场算符可表示为

$$E_s^-(t) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int f(\omega_{s,n}) \left[\hat{a}_{s,n}^\dagger(\omega_s) + g_{R,n} \int F_n^*(\omega_{s,n}, \Omega_n) \hat{S}_n(\Omega_n) d\omega_n \right] \exp\{i\omega_{s,n}[t + (n-1)\delta\tau]\} d\omega_{s,n}, \quad (16)$$

式中: $F_n^*(\omega_{s,n}, \Omega_n)$ 为第 n 段光纤中 Stokes 光子和光学声子的联合频谱的共轭。由于相位 $-ik_{s,n}z$ 与下述计算无关,为简化公式已将其忽略。

2.4 拉曼光子的二阶相关函数

通过计算 Stokes 光子的二阶相关函数来分析拉曼散射的时间模式特性。由于单光子探测器 D1 和 D2 的响应时间远大于泵浦光脉冲的持续时间,故利用 HBT 装置测量得到的 Stokes 光子的二阶相

关函数^[30]可表示为

$$g_R^{(2)} = \frac{\iint \langle E_s^-(t_1) E_s^-(t_2) E_s^+(t_2) E_s^+(t_1) \rangle dt_1 dt_2}{\left(\int \langle E_s^-(t_1) E_s^+(t_1) \rangle dt_1 \right)^2}, \quad (17)$$

式中: t_1 和 t_2 分别为单光子探测器 D1 和 D2 的响应时间。将式(16)代入式(17),可得出 Stokes 光子的二阶相关函数为

$$g_R^{(2)} = 1 + \frac{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \exp[-\alpha(n+m)L/N] \frac{\sigma_{p,n} \sigma_{p,m} \tau_s}{\sqrt{\tau_s^2 + (\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2}} \exp\left\{-\frac{2\ln 2(m-n)^2 \Delta\tau^2}{N^2[\tau_s^2 + (\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2]}\right\}}{\left[\sum_{q=1}^N \exp(-\alpha qL/N) \sigma_{p,q} \right]^2}, \quad (18)$$

式中: $\exp(-\alpha qL/N)$ 为泵浦光衰减对各小段光纤中产生的 Stokes 光子数的影响; $\exp[-\alpha(n+m)L/N]$ 为各小段光纤中泵浦光的不同衰减对 Stokes 光子二阶关联的影响; $\sigma_{p,i}$ ($i = n, m, q$) 为由 SPM 造成泵浦光频谱的展宽对二阶关联和光子数的影响; $(\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2$ 为各小段光纤中泵浦光的不同脉宽对 Stokes 光子二阶关联的影响,泵浦光脉宽的变化由色散和 SPM 共同决定; $\exp\left\{-\frac{2\ln 2(m-n)^2 \Delta\tau^2}{N^2[\tau_s^2 + (\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2]}\right\}$ 为由色散造成各小段光纤中产生的 Stokes 光子间的延迟对输出 Stokes 光子二阶关联的影响。

如果忽略泵浦光损耗、色散和 SPM 的影响,即衰减系数 $\alpha = 0$,那么泵浦光的脉宽和带宽均保持不变,即 $\tau_{p,n} = \tau_{p,m} = \tau_{p,0}$, $\sigma_{p,n} = \sigma_{p,m} = \sigma_{p,0}$,各小段光纤中产生的 Stokes 光子间无时延,即 $\delta\tau = 0$,则式

(18)可以简化为

$$g_R^{(2)} = 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau_p/\tau_s)^2}}. \quad (19)$$

此时,Stokes 光子的二阶相关函数与自发参量下转换光子的二阶相关函数具有相同的表达式^[8,31],仅由泵浦光的脉宽与 Stokes 光子的相干时间的比值决定,这表明由光子和声子参与的三粒子过程,与仅有光子参与的三粒子过程具有类似的时间模式特性。

值得注意的是,当光纤中仅存在损耗($\tau_{p,n} = \tau_{p,m} = \tau_{p,0}$, $\sigma_{p,n} = \sigma_{p,m} = \sigma_{p,0}$, $\Delta\tau = 0$),或仅存在 SPM ($\alpha = 0$, $\tau_{p,n} = \tau_{p,m} = \tau_{p,0}$, $\Delta\tau = 0$)时,式(18)仍可以简化为式(19),由此说明单纯的光纤损耗或 SPM 不会影响拉曼光子的时间模式。单纯的光纤损耗仅减小拉曼光子的强度,与探测损耗类似^[32],不改变拉曼光子的模式分布。单纯的 SPM 仅改变泵浦光的

频谱,对泵浦光脉冲和拉曼光子的产生时间无影响,也不改变拉曼光子的时间模式。当光纤中仅存在色散($\alpha=0, \sigma_{p,n}=\sigma_{p,m}=\sigma_{p,0}$)时,式(18)可简化为

$$g_R^{(2)} = 1 + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{\tau_s}{\sqrt{\tau_s^2 + (\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2}} \times \exp\left\{-\frac{2\ln 2(m-n)^2 \Delta\tau^2}{N^2[\tau_s^2 + (\tau_{p,n}^2 + \tau_{p,m}^2)/2]}\right\}, \quad (20)$$

式中: $\tau_{p,j}$ 为第 j 段光纤中泵浦光的脉宽, $\tau_{p,j} = \tau_{p,0} \sqrt{1+l_j^2/L_D^2}$ ($j=n, m$),其仅受光纤色散的影响。式(18)中的 $\tau_{p,j} = \tau_{p,0} \sqrt{1+\sqrt{2}\phi_{\max,j}l_j/L_D + (1+4\phi_{\max,j}^2/3\sqrt{3})l_j^2/L_D^2}$ ($j=n, m$)由光纤损耗、色散和 SPM 共同决定。在正常色散区,SPM 使色散所导致的泵浦光脉冲展宽加速,拉曼光子的时间模式数增多, $g_R^{(2)}$ 值减小。

实验中,在光纤损耗、色散和 SPM 的共同作用下,泵浦脉冲在光纤中传输时会发生改变,从而影响拉曼光子的时间模式特性,而色散所引起的泵浦光子与拉曼光子间的走离也造成拉曼光子时间模式的改变。接下来,在不同条件下对式(18)进行仿真模拟。

3 仿真结果

为了研究实际光纤中拉曼散射的时间模式,首先根据参考文献[33]中单模光纤的色散值,利用二次多项式进行拟合可以得出普通单模光纤的二阶色散函数,表达式为

$$D(\lambda) = -7.56667 \times 10^{-5} \lambda^2 + 0.28686\lambda - 246.22429. \quad (21)$$

令 $D(\lambda) = 0$,可以得出零色散波长 $\lambda_0 = 1313.3$ nm。随着波长的增加,色散参数 $D(\lambda)$ 由负值变为正值且逐渐增大。定义 $\lambda < 1313.3$ nm 为正常色散区,脉冲在色散和 SPM 的作用下随光纤长度的增加而展宽。定义 $\lambda > 1313.3$ nm 为反常色散区,在色散和 SPM 的作用下可使脉冲形成孤子。本文令泵浦脉冲处于正常色散区,随着其在光纤中传播距离的增大而逐渐展宽。在零色散点 $\lambda_0 = 1313.3$ nm 处,脉冲的群速度最大,当脉冲波长远离零色散点时,脉冲的群速度减小。在正常色散区和反常色散区总有一对波长,它们所对应的两个脉冲的群速度相等。

3.1 光纤长度对 $g_R^{(2)}$ 的影响

通过式(18)可以看出 Stokes 光子的二阶相关函数与泵浦光和 Stokes 光子间的色散致时间走离

相关。由式(14)可知,在色散参数 $D(\lambda)$ 固定的情况下,Stokes 光子的二阶相关函数与光纤长度成正比。因此,本节分析光纤长度对 $g_R^{(2)}$ 的影响。

在分析模型中,假设 $N \rightarrow \infty$,可得到式(18)。在实际仿真计算中, N 为影响计算精度的参数,为此仅需采用有限大的 N 值获得出足够的精度即可。经计算,在光纤长度 $L = 10$ km 的情况下,当 $N = 30$ 时, $g_R^{(2)}$ 已不再随 N 改变,说明此时已经满足计算所需的精度。在接下来的仿真计算中,光纤长度在 10 km 以内,采用 $N = 50$ 可以保证仿真结果的精确度。

固定泵浦波长 $\lambda_p = 1298$ nm,泵浦初始脉宽 $\tau_{p,0} = 5$ ps,初始峰值功率 $P_{p,0} = 1$ W,Stokes 光子的波长 $\lambda_s = 1305.0$ nm,衰减系数 $\alpha = 0.092$ (对应的光纤损耗为 0.4 dB/km),带宽 $\Delta\lambda_s = 0.4$ nm。当光纤长度 L 从 0.1 km 增加到 9.1 km 时, $g_R^{(2)}$ 值逐渐减小,如图 2 所示。由式(14)可知,随着光纤长度的增加,泵浦脉冲与 Stokes 光子之间的色散致时间走离逐渐增大。因此,各小段光纤产生的 Stokes 光子间的相位延迟增加,这会导致光纤输出的混合 Stokes 光子的时间模式数增多, $g_R^{(2)}$ 值减小。

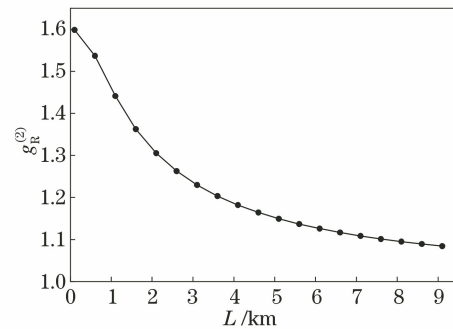


图 2 $g_R^{(2)}$ 随光纤长度 L 的变化

Fig. 2 Variation of $g_R^{(2)}$ with fiber length L

3.2 拉曼光子波长和光纤零色散波长对 $g_R^{(2)}$ 的影响

通过 3.1 节的分析可知,泵浦光和 Stokes 光子之间的色散致时间走离使长光纤产生的 Stokes 光子的时间模式数增多, $g_R^{(2)}$ 值减小。由式(18)可知,泵浦光和 Stokes 光子之间的色散致时间走离不仅与光纤长度成正比,还与泵浦光和 Stokes 光子的波长相关。本节固定泵浦光波长,分析在不同零色散波长的光纤中, $g_R^{(2)}$ 与 Stokes 光子波长的关系。仿真中,选用光纤长度 $L = 1$ km,泵浦光波长 $\lambda_p = 1298$ nm,初始峰值功率 $P_{p,0} = 1$ W,初始脉宽 $\tau_{p,0} = 5$ ps,衰减系数 $\alpha = 0.092$,拉曼光子带宽 $\Delta\lambda_s = 0.4$ nm。

在光纤零色散波长为 λ_0 时,由式(21)拟合得出的 1313.3 nm 时, $g_R^{(2)}$ 随 Stokes 光子波长的变化如图 3 曲线 1 所示。当 Stokes 光子波长 λ_s 从 1300 nm 改变到 1370 nm 时, $g_R^{(2)}$ 值先减小,在 $\lambda_s = 1313.3$ nm 时达到极小,接着 $g_R^{(2)}$ 值增大,在 $\lambda_s = 1328.7$ nm 时达到最大,然后随着 λ_s 的增大而逐渐减小。将 $\lambda_p = 1298$ nm 和式(21)代入式(14),当 $\Delta\tau = 0$ 时,可得 Stokes 光子的波长为 1328.7 nm,即泵浦光的群速度与 Stokes 光子相同,两者之间无走离。当 $\lambda_s = 1328.7$ nm 时, $g_R^{(2)}$ 最大,Stokes 光子的模式数最少。当 λ_s 小于光纤零色散波长 1313.3 nm 时,Stokes 光子波长与泵浦光波长均在正常色散区, $\Delta\tau$ 随着 λ_s 的增加而增大。当 λ_s 增加到零色散波长时,Stokes 光子无色散,群速度最大, $\Delta\tau$ 达到极大,模式数增加到极大, $g_R^{(2)}$ 达到极小值。当 λ_s 继续增加时,Stokes 光子进入反常色散区,则其群速度随着波长的增加而减小。当 $\lambda_s = 1328.7$ nm 时,Stokes 光子的群速度与泵浦光相同,两者不发生走离, $g_R^{(2)}$ 达到最大值。随着 Stokes 光子波长的继续增大,其群速度持续减小, $\Delta\tau$ 持续增大, $g_R^{(2)}$ 一直减小,趋近于 1。

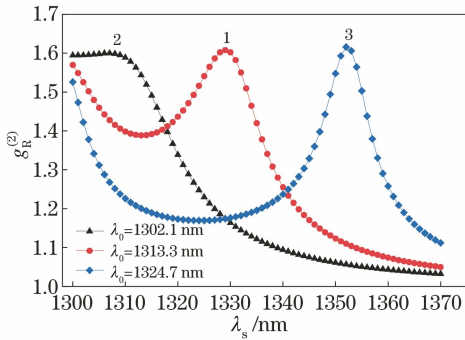


图 3 不同零色散波长的光纤中 $g_R^{(2)}$ 随 Stokes 光子波长 λ_s 的变化

Fig. 3 Variation of $g_R^{(2)}$ with Stokes photon wavelength λ_s in fibers with different zero dispersion wavelengths

为了对比不同零色散波长对拉曼光子二阶相关函数的影响,通过改变色散曲线函数[式(21)]的截距来改变光纤的零色散波长。当光纤零色散波长分别为 1302.1 nm 和 1324.7 nm 时, $g_R^{(2)}$ 随 Stokes 光子波长的变化如图 3 曲线 2 和曲线 3 所示。从图 3 曲线 2 和曲线 3 可以发现,不同零色散波长对应的三条曲线有相似的变化趋势,均是先减小,后增大,再减小,期间形成尖峰形状。但是,相较曲线 1,曲线 2 随 λ_s 的变化较缓慢,而曲线 3 随 λ_s 的变化更加迅速。对比三条曲线还可以看出,随着零色散波

长的增加, $g_R^{(2)}$ 最大值所对应的 Stokes 光子波长增大,而曲线的尖峰宽度减小,这是因为当泵浦光和 Stokes 光子的色散相同,即它们之间无时间走离时, $g_R^{(2)}$ 取最大值。当泵浦光波长固定、零色散波长增加时,泵浦光波长与光纤零色散波长之间的距离增大,泵浦光的色散增大,则 $g_R^{(2)}$ 取得最大值对应的 Stokes 光子波长也需增大,以满足 Stokes 光子与泵浦光之间无走离的条件。Stokes 光子波长距零色散波长越远,色散越大,当其波长改变时,泵浦光和 Stokes 光子之间的时间延迟变化越迅速, $g_R^{(2)}$ 的变化也越大,因此形成的尖峰宽度越窄。

3.3 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 对 $g_R^{(2)}$ 的影响

已有研究表明,在无色散的影响下,拉曼光子的二阶相关函数与自发参量下转换光子相同^[31],其由泵浦光脉宽和拉曼光子相干时间之间的比值决定,如(19)式。本节在有损耗、色散和 SPM 的情况下,分析拉曼光子的二阶相关函数与泵浦光脉宽和拉曼光子相干时间之间的比值的

关系。在不同的色散条件下,固定 Stokes 相干时间,改变初始泵浦光脉宽,或固定初始泵浦光脉宽,改变 Stokes 相干时间。计算 $g_R^{(2)}$ 随泵浦光脉宽和拉曼光子相干时间之间的比值 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化,并且与式(19)所对应的曲线进行对比。两种色散条件下均选用光纤长度 $L = 1$ km,泵浦波长 $\lambda_p = 1298$ nm,初始峰值功率 $P_{p,0} = 1$ W,衰减系数 $\alpha = 0.092$,Stokes 光子带宽 $\Delta\lambda_s = 0.4$ nm 进行仿真计算。

首先设定 Stokes 光子波长 $\lambda_s = 1305$ nm,用来计算 $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化,此时 Stokes 光子和泵浦光之间的色散致时间走离 $\Delta\tau = -7.4$ ps。固定 Stokes 光子带宽 $\Delta\lambda_s = 0.4$ nm(对应的相干时间 $\tau_s = 3.76$ ps),当泵浦光初始脉宽 $\tau_{p,0}$ 从 1 ps 改变到 25 ps 时, $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化如图 4(a)菱形点曲线所示。从图 4(a)菱形点曲线可以看到, $g_R^{(2)}$ 先增大后减小,当 $\tau_{p,0} = 0.9$ ps 时, $g_R^{(2)}$ 取得最大值。固定泵浦光初始脉宽 $\tau_{p,0} = 5$ ps,当 Stokes 光子带宽 $\Delta\lambda_s$ 从 0.1 nm 改变到 2.0 nm(Stokes 光子的相干时间 τ_s 从 15.00 ps 改变到 0.75 ps)时, $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化如图 4(a)圆形点曲线所示。从图 4(a)圆形点曲线可以看出,两种情况下, $g_R^{(2)}$ 均随着 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的增大而减小。上述两组数据有很大差别:增大 Stokes 的相干时间 τ_s ,可使 $g_R^{(2)}$ 接近 2;减小泵浦光初始脉宽 $\tau_{p,0}$,不能使 $g_R^{(2)}$ 接近 2。图 4(a)的实线是根据(19)式绘制的。从图 4(a)实

线可以看出,两组数据均未落在曲线上。综上可知,在有损耗、色散和 SPM 的影响下,泵浦光脉宽和拉曼光子的相干时间对 $g_R^{(2)}$ 的改变并不等价。

然后设定 Stokes 光子波长 $\lambda_s = 1328.7 \text{ nm}$, 计算 $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化,此时 Stokes 光子和泵浦光之间无色散致时间走离,即 $\Delta\tau = 0$, 仿真结果如图 4(b) 所示。图 4(b) 中: 菱形点是在固定 Stokes 光子带宽 $\Delta\lambda_s = 0.4 \text{ nm}$ (对应的相干时间 $\tau_s = 3.89 \text{ ps}$)、改变泵浦光初始脉宽时, $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化情况; 圆形点是在固定泵浦光初始脉宽 $\tau_{p,0} = 5 \text{ ps}$ 、改变 Stokes 光子的带宽时, $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化情况; 实线是根据式 (19) 绘制的曲线。从

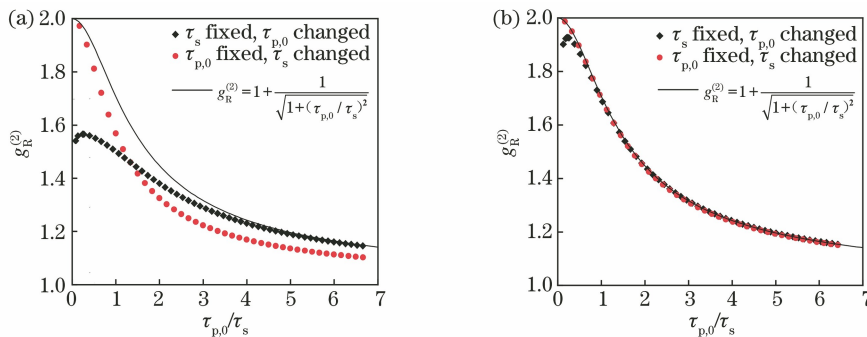


图 4 $g_R^{(2)}$ 随 $\tau_{p,0}/\tau_s$ 的变化。(a) $\lambda_s = 1305.0 \text{ nm}$; (b) $\lambda_s = 1328.7 \text{ nm}$

Fig. 4 Variation of $g_R^{(2)}$ with $\tau_{p,0}/\tau_s$. (a) $\lambda_s = 1305.0 \text{ nm}$; (b) $\lambda_s = 1328.7 \text{ nm}$

4 结 论

在有损耗、色散和 SPM 的影响下,本文计算了单模长光纤中自发拉曼散射光子的二阶相关函数,详细分析了影响其时间模式的多种因素。光纤长度的增加使泵浦光和拉曼光子的色散致时间走离增大,输出拉曼光子的时间模式增多。当泵浦光波长在正常色散区、拉曼光子波长从正常色散区一直增大时,输出拉曼光子的时间模式数会先增多,接着减少,然后再增多。当光纤中存在色散和 SPM 效应时,泵浦光脉宽和拉曼光子相干时间对拉曼光子二阶相关函数的影响不再等价,存在最优的初始泵浦光脉宽使拉曼光子的时间模式数最少。在正常色散区,SPM 使色散所造成的泵浦光脉冲展宽加速,拉曼光子的时间模式数增多,二阶相关函数值减小。

根据上述研究,当利用脉冲光泵浦光纤的拉曼散射实验制备真正热场时,可以通过以下方式减小热光的模式数:选择合适的泵浦光波长和拉曼光子波长,使两者具有相同的群速度,即泵浦光脉冲与拉曼光子间无色散致时间走离;在保证所需热光光强度达标的同时,尽可能选择带宽小的滤波器对拉

图 4(b) 可以看出,圆形数据点落在曲线上,而菱形数据点中较小的 $\tau_{p,0}$ 所对应的几个数据点与曲线有所偏离,且随着注入泵浦光脉宽 $\tau_{p,0}$ 的增加, $g_R^{(2)}$ 先增大,当 $\tau_{p,0} = 0.9 \text{ ps}$ 时, $g_R^{(2)}$ 达到最大值,然后 $g_R^{(2)}$ 逐渐减小,这表明在泵浦光和拉曼光子间无色散致时间走离时,色散和 SPM 效应仍可沿光纤改变所传播的泵浦光脉宽,对输出拉曼光子的时间模式造成影响。在色散和 SPM 的影响下,泵浦光初始脉宽 $\tau_{p,0}$ 越窄,脉冲展宽的速度越快,因此当 $\tau_{p,0}$ 逐渐增大时, $g_R^{(2)}$ 先增大后减小,存在最优的 $\tau_{p,0}$ 使 $g_R^{(2)}$ 最大,即光场模式数最少。

曼光子进行滤波;选择最优的泵浦光初始脉宽,使展宽后的泵浦光脉宽最窄。在纠缠光子提纯方面,可以适当增加泵浦光和拉曼光子间的色散致走离,使拉曼光子的时间模式数增多,增大拉曼光子和纠缠光子间的时间模式差异增强提纯效果。本文的研究对光纤中纠缠光子的提纯和基于拉曼散射的真正热场的制备有重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Stolen R H, Ippen E P. Raman gain in glass optical waveguides [J]. Applied Physics Letters, 1973, 22 (6): 276-278.
- [2] Bromage J. Raman amplification for fiber communications systems [J]. Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(1): 79-93.
- [3] Islam M N. Raman amplifiers for telecommunications [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2002, 8(3): 548-559.
- [4] Baek S H, Roh W B. Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber [J]. Optics Letters, 2004, 29(2): 153-155.
- [5] Shen C C, Cai X L, Sang Y B, et al. Investigation of multispectral SF₆ stimulated Raman scattering laser [J]. Chinese Optics Letters, 2020, 18(5): 051402.

- [6] 车潇华, 徐杰, 李恒达, 等. 主动调 Q 次级拉曼模激光器的研究[J]. 光学学报, 2020, 40(6): 0614001. Che X H, Xu J, Li H D, et al. Actively Q-switched Raman mode with relatively lower gain coefficient for Raman laser[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(6): 0614001.
- [7] 李昊, 黄威, 裴闻喜, 等. 连续波 1.7 μm 全光纤气体拉曼激光光源[J]. 光学学报, 2021, 41(3): 0314001. Li H, Huang W, Pei W X, et al. Continuous-wave 1.7 μm all-fiber gas Raman laser source[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(3): 0314001.
- [8] Liu N N, Su J, Liu Y H, et al. Temporal mode properties of Raman scattering in optical fibers[J]. Optics Express, 2021, 29(9): 13408-13415.
- [9] Raymer M G, Li Z W, Walmsley I A. Temporal quantum fluctuations in stimulated Raman scattering: coherent-modes description[J]. Physical Review Letters, 1989, 63(15): 1586-1589.
- [10] Raymer M G, Mostowski J. Stimulated Raman scattering: unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation[J]. Physical Review A, 1981, 24(4): 1980-1993.
- [11] Lee G H, Im D G, Kim Y, et al. Observation of second-order interference beyond the coherence time with true thermal photons[J]. Optics Letters, 2020, 45(24): 6748-6751.
- [12] Ihn Y S, Kim Y, Tamma V, et al. Second-order temporal interference with thermal light: interference beyond the coherence time[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(26): 263603.
- [13] Kawahara H, Medhipour A, Inoue K. Effect of spontaneous Raman scattering on quantum channel wavelength-multiplexed with classical channel[J]. Optics Communications, 2011, 284(2): 691-696.
- [14] Khubchandani B L. Implications of Raman scattering and phase noise on multiple four-wave mixing processes in an optical fiber[J]. Optics Letters, 2014, 39(16): 4859-4862.
- [15] Friis S M M, Rottwitt K, McKinstrie C J. Raman and loss induced quantum noise in depleted fiber optical parametric amplifiers[J]. Optics Express, 2013, 21(24): 29320-29331.
- [16] Guo X S, Liu N N, Liu Y H, et al. Generation of continuous variable quantum entanglement using a fiber optical parametric amplifier[J]. Optics Letters, 2016, 41(3): 653-656.
- [17] Huang Y P, Kumar P. Distilling quantum entanglement via mode-matched filtering[J]. Physical Review A, 2011, 84(3): 032315.
- [18] Shahverdi A, Sua Y M, Tumeh L, et al. Quantum parametric mode sorting: beating the time-frequency filtering[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 6495.
- [19] Brainis E, Clemmen S, Massar S. Spontaneous growth of Raman Stokes and anti-Stokes waves in fibers[J]. Optics Letters, 2007, 32(19): 2819-2821.
- [20] Mondal P, Varshney S K. Unified analysis of coherence property of a Stokes wave generated via a stimulated Raman process in optical fiber[J]. Applied Optics, 2020, 59(5): 1280-1285.
- [21] Stolen R H, Lee C, Jain R K. Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1984, 1(4): 652-657.
- [22] Raymer M G, Walmsley I A, Mostowski J, et al. Quantum theory of spatial and temporal coherence properties of stimulated Raman scattering[J]. Physical Review A, 1985, 32(1): 332-344.
- [23] Goodman J W. Statistical optics[M]. New York: Wiley Classics Library, 2000: 60-109.
- [24] Ou Z J. Quantum optics for experimentalists[M]. Hackensack: World Scientific, 2017.
- [25] Liu N N, Dou Z M, Liu Y H, et al. Evaluating dispersion of optical fiber by analyzing the temporal mode property of Raman scattering[J]. Proceedings of SPIE, 2021, 1190: 11909O.
- [26] Brown R H, Twiss R Q. Correlation between photons in two coherent beams of light[J]. Nature, 1956, 177(4497): 27-29.
- [27] 韩亚帅, 吴道华, 郭文梅. 基于 modified-HBT 干涉仪的压缩态光场光子统计特性的理论和实验研究[J]. 光学学报, 2020, 40(22): 2227001. Han Y S, Wu D H, Guo W M. Theoretical and experimental studies on photon statistics properties of squeezed light based on modified-HBT interferometer[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(22): 2227001.
- [28] Agrawal P G. 非线性光学[M]. 贾东方, 葛春风, 译. 5 版. 北京: 电子工业出版社, 2019: 39-89. Agrawal P G. Nonlinear fiber optics[M]. Jia D F, Ge C F, Transl. 5th ed. Beijing: Electronic Industry Press, 2019: 39-89.
- [29] Ou Z Y. Efficient conversion between photons and between photon and atom by stimulated emission[J]. Physical Review A, 2008, 78(2): 023819.
- [30] Ma X X, Li X Y, Cui L, et al. Effect of chromatic-dispersion-induced chirp on the temporal coherence properties of individual beams from spontaneous four-wave mixing[J]. Physical Review A, 2011, 84(2): 023829.
- [31] Tapster P R, Rarity J G. Photon statistics of pulsed parametric light[J]. Journal of Modern Optics, 1998, 45(3): 595-604.
- [32] Liu N N, Liu Y H, Guo X S, et al. Approaching single temporal mode operation in twin beams generated by pulse pumped high gain spontaneous four wave mixing[J]. Optics Express, 2016, 24(2): 1096-1108.
- [33] 张学敏. 基于迈克尔逊白光干涉法的光纤色度色散测量研究[D]. 天津: 天津大学, 2009: 65-73. Zhang X M. Research on chromatic dispersion measurement of fiber based on Mickelson white-light interferometry [D]. Tianjin: Tianjin University, 2009: 65-73.