

基于自发参量下转换产生参量荧光的光谱 分布特性理论分析*

卢宗贵¹⁾²⁾³⁾ 刘红军^{1)†} 景 峰²⁾ 赵 卫¹⁾ 王屹山¹⁾ 彭志涛²⁾

1) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

3) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2008 年 7 月 21 日收到, 2008 年 11 月 13 日收到修改稿)

采用放大传递函数理论模拟和分析了基于自发参量下转换产生参量荧光的光谱分布特性. 结果表明: 非简并态下随着相位匹配角的增大, 参量荧光空间强度角分布呈现变大趋势, 而整个荧光光谱成分的分布逐渐倾向于连续的弱分布状态. 对于简并态附近出现荧光光谱具有宽带宽集中分布的特征, 采用两种不同的抽运光脉冲进行了对比分析, 并且对此特征关于相位匹配角变化的敏感特性, 采用放大传递函数和光谱成分概率分布函数两种不同理论的模拟结果一致.

关键词: 参量下转换, 参量荧光

PACC: 4265K, 4280

1. 引 言

自发参量下转换产生超荧光是基于单色抽运光子流和量子噪声对非线性晶体的综合作用, 由于介质的非线性极化所导致的不同频率光波之间的能量耦合过程, 非线性介质本身不参与能量的净交换, 却使光波的频率发生变化, 同时产生两种不同频率光波成分(信号光和闲频光), 量子噪声得到放大, 放大的量子噪声通常被称为参量荧光^[1-3].

早在 1961 年, Louisell 等就理论预言了光参量荧光现象的出现^[4], 几年以后并由 Magde 等陆续观察到^[5-7]. 关于参量荧光的研究一直在不断深入, 1995 年 Trapani 等研究了在行波参量产生时, 其从群速匹配的角度研究了光参量产生(OPG)的超荧光角分布和谱分布^[8], 2000 年 Devaux 等研究了第 I 类 LBO 晶体在简并状态下的参量荧光时空特性并通过建立放大传递函数(ATF)数值模拟出荧光光环并很好地验证了实验现象^[9], 2005 年马晶等证实了 Trapani 的群速自匹配理论^[10], 2007 年侯米娜等利用单晶体实现了可调谐光参量荧光的产生^[11], 2008 年

Shy Acco 等对基于 PPLN 晶体对荧光产生的光谱和功率进行了模拟并得到了实验验证^[12]. 此外近年来普遍采用激光抽运非线性晶体的 OPG 过程产生量子纠缠态^[13-16], 2008 年 So-Young beak 等对于基于 I 类自发参量下转换产生的荧光光谱特性进行了测试和分析^[17].

本文利用波长为 $0.532 \mu\text{m}$ 抽运光脉冲和 BBO 晶体在 I 类($e \rightarrow o + o$)非共线相位匹配的特征参数, 采用放大传递函数理论模拟和分析了基于自发参量下转换产生参量荧光的光谱分布特性. 结果表明: 对于非简并态, 随着抽运光相位匹配角增大, 荧光单色成分(以波长 $0.8 \mu\text{m}$ 为例)从晶体输出的角度变大, 从而导致荧光空间强度角分布表现为增大趋势, 而整个荧光光谱成分分布(以 $0.7\text{--}2.1 \mu\text{m}$ 为例)是从分散分布逐渐倾向于连续的弱分布的趋势; 对于相位匹配角增大到某一范围内时, 简并态附近出现荧光光谱具有宽带宽集中分布的特征, 采用两种不同的抽运光脉冲(波长分别为 $0.532 \mu\text{m}$ 和 $0.4 \mu\text{m}$)进行对比分析发现在不同的抽运光脉冲情况下都存在此特征; 关于相位匹配角的变化对于简并态附近光谱成分集中分布区域形状和强弱程度变化的敏感特

* 国家自然科学基金(批准号: 60678013)资助的课题.

† E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn

征,同时采用放大传递函数和光谱成分概率分布函数两种不同理论的数值模拟结果一致,微小的相位匹配角变化导致其荧光光谱分布的显著变化。

2. 理论与模拟

I 类相位匹配($e \rightarrow o + o$)的自发参量下转换产生荧光的过程是抽运光子(e 光)进入非线性晶体中时自发的参量下转换为具有相同偏振状态光子对(o 光)的过程。量子噪声本身在方向上具有无规则性,但是能够产生荧光的噪声(即被放大的噪声)必须满足一定的相位匹配条件,而注入的抽运光具有方向性,所以围绕此方向的信号噪声只要满足一定的相位匹配条件就会被放大,放大的信号噪声的不同频率成分对应晶体的输出角度不一样而呈现空间上荧光强度角分布状态^[10,11],具体实验方案示意图见图 1。

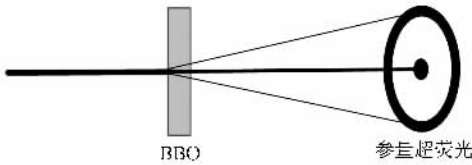


图 1 实验方案示意图

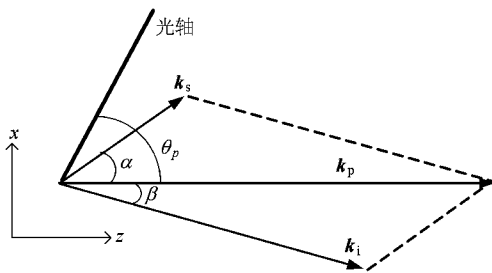


图 2 非共线相位匹配示意图

本文采用非共线相位匹配方式(如图 2 所示), k 代表波矢量, λ 代表光的波长,下标 p, s 和 i 分别对应抽运光、信号光和闲频光, α 代表信号光波矢量与抽运光波矢量的夹角(即非共线角), β 代表对应的闲频光波矢量与抽运光波矢量的夹角, θ_p 代表抽运光波矢量与光轴之间的夹角即相位匹配角。当三波非共线相互作用满足理想相位匹配条件时^[18,19],存在如下关系:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}, \quad (1)$$

$$|k_s| \cos\alpha + |k_i| \cos\beta = |k_p|, \quad (2)$$

$$|k_s| \sin\alpha = |k_i| \sin\beta. \quad (3)$$

实际三波非共线相互作用时并不能完全满足理想相位匹配条件,总是存在相位失配,假设在垂直于抽运光波矢方向(对应图 2 中的 x 方向)无相位失配^[17,20-22],只考虑径向(Z 轴方向,下标 L 为标识)相位失配量:

$$\Delta k_L = |\Delta k_L| = |k_p - k_s \cos\alpha - k_i \cos\beta|. \quad (4)$$

为了考察光参量放大过程中参量荧光的光谱分布特性,采用对应于某一时空模式 m 下的放大传递函数(ATF)来分析^[9,23],具体如下:

$$ATF(\Phi_m, \theta_m, \lambda_m) = \frac{\alpha \Phi_m(\theta_m, \lambda_m)}{G_0}, \quad (5)$$

$\alpha \Phi_m(\theta_m, \lambda_m)$ 表示光子在某一模式 m 下得到的增益,在无信号光注入、抽运光无耗尽的情况下,对光参量相互作用采用量子理论模式的分析可得^[9,23]

$$\alpha \Phi_m(\theta_m, \lambda_m) = (\gamma L)^2, \quad (6)$$

其中

$$\gamma = \frac{g}{K} \begin{cases} g > \frac{\Delta k}{2}, K = \sqrt{g^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}, \Gamma = \sin(KL), \\ g \leq \frac{\Delta k}{2}, K = \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - g^2}, \Gamma = \sinh(KL). \end{cases}$$

(7)

这里的 L 为非线性晶体的长度, g 和 Δk 为参量增益系数和全部相位失配量,分别定义为

$$g = 4\pi d_{\text{eff}} [I_p (2\epsilon_0 n_p n_{ms} n_{mi} c \lambda_{ms} \lambda_{mi})]^{1/2} \quad (8)$$

$$\Delta k = |\Delta k| = |k_p - k_{ms} - k_{mi}|. \quad (9)$$

G_0 为非简并态下满足完全相位匹配模式下的增益,其计算表达式为

$$G_0 = \sin^2(g_0 L), \quad (10)$$

其中

$$g_0 = 4\pi d_{\text{eff}} [I_p (2\epsilon_0 n_p n_{o_s} n_{o_i} c \lambda_1 \lambda_i)]^{1/2}.$$

(5)–(10) 式中其他参数符号分别为:角度(Φ_m, θ_m)表示波矢量关于晶轴的传播方向, I_p 为抽运光强(假设为定值 350 MW/cm^2), d_{eff} 为晶体的有效非线性耦合系数; ϵ_0 为介电常数; n_p 为抽运光的折射率, n_{ms} 和 n_{mi} 分别为对应于光子模式 m 的信号光和闲频光的折射率; c 为真空中的光速; $\lambda_{ms}, \lambda_{mi}$ 分别为对应于光子模式 m 的信号光与闲频光的波长。本文图 3 给出了非共线参量下转换过程中满足理想相位匹配条件(下标 0 为标识)和不满足理想相位匹配(下标 m 为标识,代表光子模式 m)时的各参量之间的波矢量关系。 Z 为晶体的光轴,抽运光波矢量 k_p 在 YOZ

平面内, θ_p 和 θ_s 分别为抽运光波矢量 k_p 和信号光波矢量 k_s 与 Z 轴的夹角, Φ_s 为信号光波矢量 k_s 与 X 轴的夹角, Δk 为相位失配。

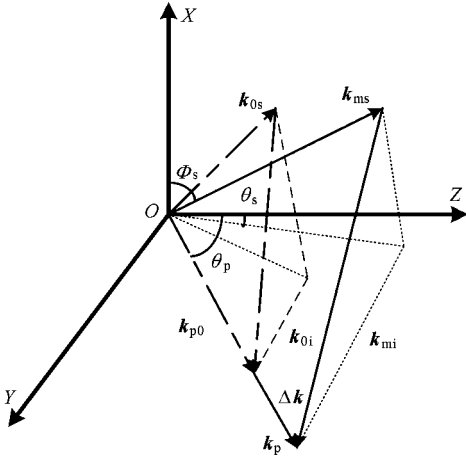


图3 BBO 晶体中非共线相位匹配矢量示意图

实际计算中 G_0 的取值在本文 3.1 节中为信号光波长为 800 nm 对应的非简并态满足理想相位匹配条件时的参量增益,而在 3.2 节和 3.3 节的数值模拟中由于是讨论光谱成分的分布变化,近似采用指定的相位匹配角简并态满足理想相位匹配条件时的参量增益^[9,10]。相位失配量的取值,近似采用沿抽运光方向的径向相位失配量(具体示意见图 3):

$$\Delta k_{\text{ml}} = |\Delta \mathbf{k}_{\text{ml}}| = |\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_{\text{ms}} A - \mathbf{k}_{\text{mi}} B|, \quad (11)$$

其中

$$A = \sin \Phi_s \cos(\theta_s - \theta_p),$$

$$B = \sqrt{1 - \left(\frac{k_{\text{ms}} \sqrt{1 - A^2}}{k_{\text{mi}}} \right)^2}.$$

相位失配严重影响了 ATF 函数值大小,这一函数同时表征参量放大的转换效率,当满足理想相位匹配条件时($\Delta k = 0$),参量转换效率最大,不满足理想相位匹配条件时($\Delta k \neq 0$),参量相互作用还能发生,但参量转换效率随着失配量绝对值的变大将很快下降,即 ATF 函数值迅速变小,本文假设只有当满足 $\text{ATF} \geq 44\%$ 的条件时光子才能得到放大^[9]。

相位失配的存在同时严重影响了自发参量下转换产生参量荧光的光谱成分,尤其是简并态附近的荧光光谱成分分布的变化非常敏感,为了评估相位失配的存在如何影响 I 类简并态附近自发参量下转换产生的参量荧光光谱特性,通常使用评估量子纠缠光子对采用的光子对量子态 $|\psi\rangle$ ^[17,24]:

$$|\psi\rangle = C \iint d\omega_1 d\omega_2 \mathcal{S}(\lambda_s, \lambda_i, \alpha) \times \varepsilon_p(\omega_1 + \omega_2) a_1^+(\omega_1) a_2^+(\omega_2) |0\rangle, \quad (12)$$

其中

$$\mathcal{S}(\lambda_s, \lambda_i, \alpha) = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k(\lambda_s, \lambda_i, \alpha) \times L}{2}\right). \quad (13)$$

函数 $\mathcal{S}(\lambda_s, \lambda_i, \alpha)$ 定义为光子对交叉点光谱的分布函数,实质可以用来描述荧光光谱成分在简并态附近的相对概率分布^[17,25,26], $\Delta k(\lambda_s, \lambda_i, \alpha)$ 为实际计算中采用的径向相位失配量,其表达式为

$$\Delta k(\lambda_s, \lambda_i, \alpha) = k_p(\lambda_p, \theta_p) - k_s(\lambda_s) \cos(\alpha) - k_i(\lambda_i) \times \cos\left(\arcsin\left(\frac{k_s(\lambda_s) \sin(\alpha)}{k_i(\lambda_i)}\right)\right) \quad (14)$$

其中

$$k_p(\lambda_p, \theta_p) = \frac{2\pi n_{\text{eff}}(\lambda_p, \theta_p)}{\lambda_p},$$

$$k_{s,i} = \frac{2\pi n_{s,i}}{\lambda_{s,i}}.$$

(12)–(14) 式中其他参数符号分别定义为: C 是固定常数, Δk 是径向相位失配量, L 是晶体长度, $\varepsilon_p(\omega_1 + \omega_2)$ 代表抽运激光脉冲的包络, $a_1^+(\omega_1)$ 和 $a_2^+(\omega_2)$ 分别表示信号光和闲频光的产生因子, θ_p 为相位匹配角, n_{eff} 为抽运光的有效折射率值。

因为满足 I 类相位匹配时的自发参量下转换产生参量荧光中信号光和闲频光成分的偏振状态相同,当荧光从晶体出射的角度为定值时,通过自发参量下转换中的波长对应关系($\lambda_i = \lambda_s \lambda_p / (\lambda_s - \lambda_p)$) 和 (13)–(14) 式可以准确地模拟出在简并态附近信号光和闲频光各自的单光子成分的分布状态,此方法不仅对于不同的抽运光波长同样适用,而且同样适用于自发参量下转换产生纠缠光子对光谱特性分布^[17,25,26]。

3. 数值结果与分析

3.1. 参量荧光空间强度角分布的变化

不同光谱成分的参量荧光从晶体出射的角度不同,并且其强度也随着光谱成分的变化而变化,直观上讲为荧光成分和荧光强度随着角度的变化而变化,即参量荧光空间强度呈现角分布的状态^[10,11]。为了考察其变化,以波长为 0.8 μm 的参量荧光单色成分为例来分析。依据图 3 所示,假设抽运波长为 0.532 μm 和抽运光 (Φ_p, θ_p) 为常数,将非简并态的

相位失配量(11)式代入 ATF 模型(5)在 (ϕ_s, θ_s) 平面内计算荧光单色成分的 ATF (ϕ_s, θ_s) 数值变化,具有代表性的模拟结果见图 4—图 6,其数据图采用灰度等级表示,其明暗程度表征 ATF 数值大小。

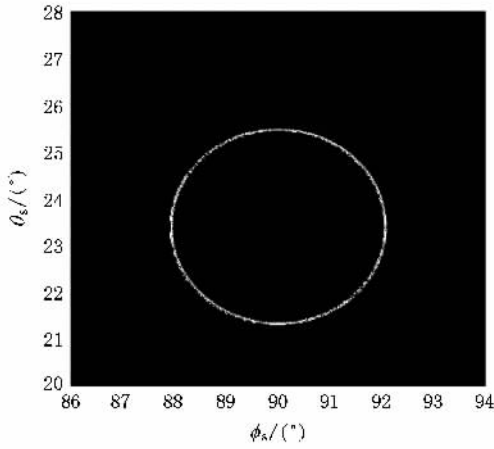


图 4 $\theta_p = 23.4^\circ, \lambda_s = 0.8 \mu m$

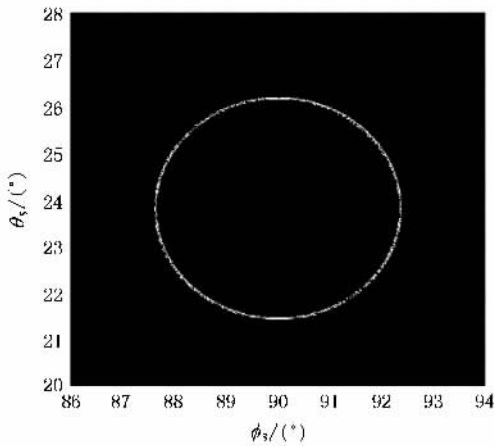


图 5 $\theta_p = 23.8^\circ, \lambda_s = 0.8 \mu m$

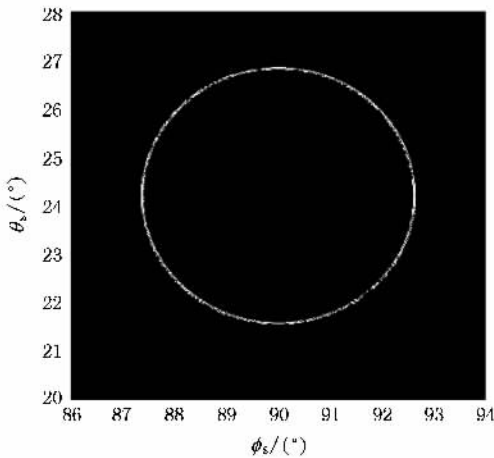


图 6 $\theta_p = 24.2^\circ, \lambda_s = 0.8 \mu m$

数值结果显示 随着相位匹配角的增大,荧光光环的直径逐渐变大,这说明波长为 $0.8 \mu m$ 的荧光单色成分输出角度逐渐变大,即其空间强度角分布呈现逐渐变大趋势。为了更好地说明此现象,依据非共线相位匹配(2)–(4)式数值计算了随着抽运光相位匹配角变化的非共线角(见图 7),其角度变化与图 4—图 6 所示的变化趋势一致。

由上述分析,可以判定随着相位匹配角的增大,荧光单色成分输出角度逐渐变大,不同相位匹配角状态下产生的整个荧光光谱空间强度角分布完全不一样。

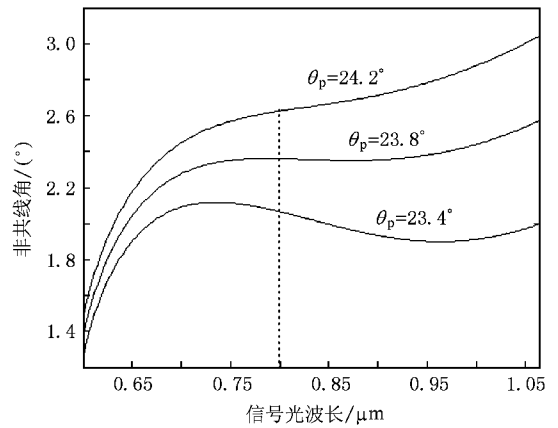


图 7 不同相位匹配角情况下,信号光共线角的变化情况

3.2. 参量荧光光谱成分分布变化

当抽运光以不同相位匹配角入射时,荧光光谱成分的分布状态也在发生变化。以抽运波长为 $0.532 \mu m$,假设抽运光波矢量 k_p 在 YOZ 平面内($\phi_s = 90^\circ$),将非简并态的相位失配量(11)式代入 ATF 模型(5)式,随着相位匹配角从小到大逐渐变化,在 (λ_s, θ_s) 平面内计算荧光光谱成分波长为 $0.7—2.1 \mu m$ 为例的 ATF (λ_s, θ_s) 数值变化,本文给出了三个具有典型代表的模拟结果(见图 8—图 10)。

数值结果显示:相位匹配角较小时(见图 8),光谱开始处于分散分布,并且有两个不同的较窄带宽的集中分布区域;当相位匹配角增大到某一范围内时(见图 9),光谱成分开始处于连续分布状态,并且在简并态附近具有带宽为 200 nm 荧光集中分布的特征,随着相位匹配角继续增大,光谱分布逐渐倾向于连续的弱分布状态(见图 10)。

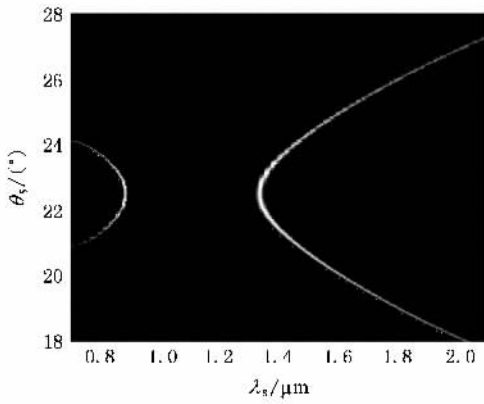


图 8 $\theta_p = 22.5^\circ$ $\lambda_s = 0.7\text{--}2.1 \mu\text{m}$

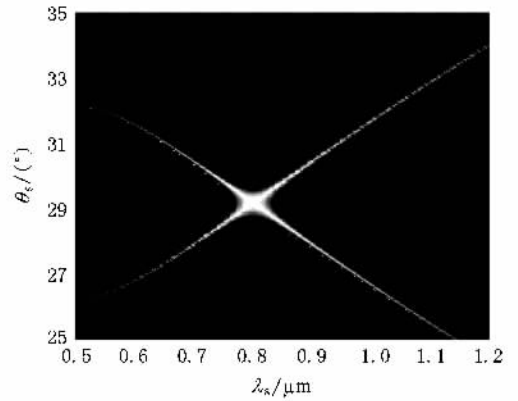


图 11 $\theta_p = 29.2^\circ$ $\lambda_p = 0.4 \mu\text{m}$ $\lambda_s = 0.5\text{--}1.2 \mu\text{m}$

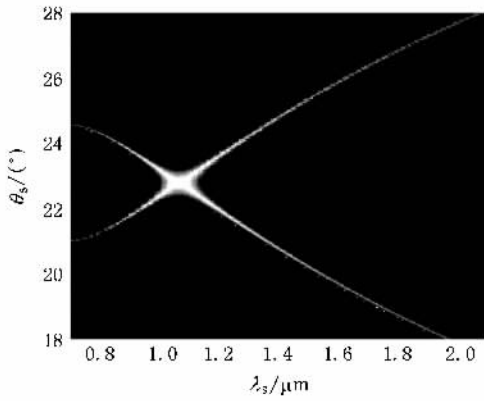


图 9 $\theta_p = 22.78^\circ$ $\lambda_s = 0.7\text{--}2.1 \mu\text{m}$

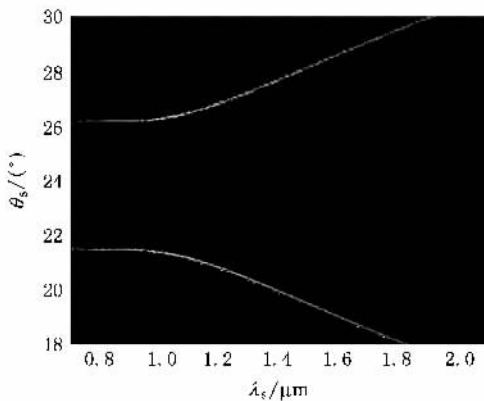


图 10 $\theta_p = 23.8^\circ$ $\lambda_s = 0.7\text{--}2.1 \mu\text{m}$

配角增大到一定范围内时存在此特征,但是由于抽运光波长改变,光谱带宽改变为 60 nm 范围(见图 11)。由此可以判定:当相位匹配角在一定范围内时,简并态附近的光参量荧光光谱分布有一个集中的强分布区域,但是随着抽运光波长的变化光谱带宽会发生变化。

当简并态附近具有宽带宽光谱成分集中分布的特征时,相位匹配角的变化对于集中分布区域的形状和强弱程度变化非常敏感,为此同时采用 ATF 放大传递函数和自发参量下转换产生参量荧光的光谱成分概率分布函数(13)式对荧光光谱成分的分布对其进行了详细的研究分析。

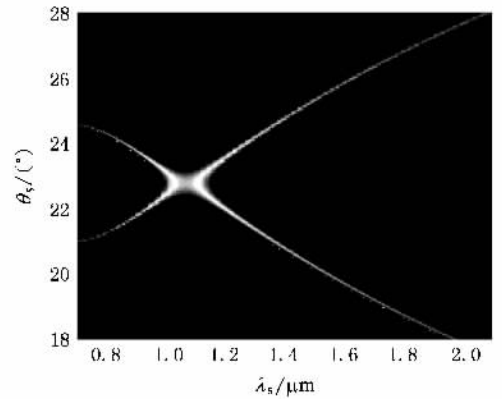


图 12 $\theta_p = 22.77^\circ$ $\lambda_s = 0.7\text{--}2.1 \mu\text{m}$

3.3. 简并态附近宽带宽荧光光谱成分集中分布的特征

当相位匹配角增大到一定范围内时,简并态附近出现宽带宽荧光光谱成分集中分布的特征(见图 9),改变抽运光脉冲的波长(波长为 0.4 μm),利用相同方法进行数值模拟的结果显示:同样当相位匹

图 12 与图 14 中数值结果对比分析显示:当 $\theta_p = 22.77^\circ$ 时,荧光集中分布的光谱成分带宽较宽,而当 $\theta_p = 22.78^\circ$ 时带宽稍微较窄,图 12 中显示荧光光谱集中分布的中心部分明显存在一个强度较弱区域,与其相对应,图 13 中显示光谱概率分布明显在中心有一个较小概率分布区域。

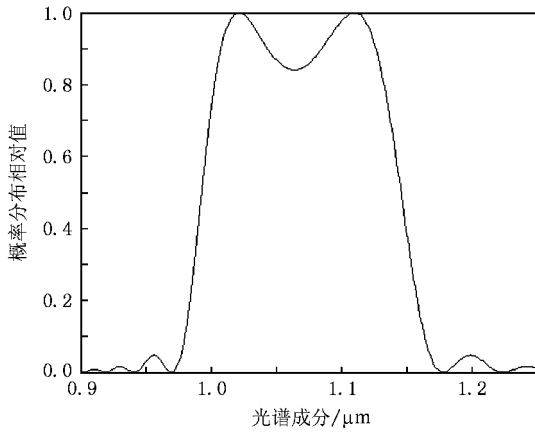


图 13 $\theta_p = 22.77^\circ$ 时的光谱成分概率分布

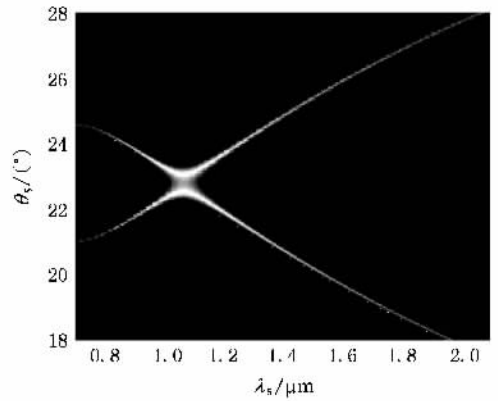


图 16 $\theta_p = 22.79^\circ, \lambda_s = 0.7-2.1 \mu\text{m}$

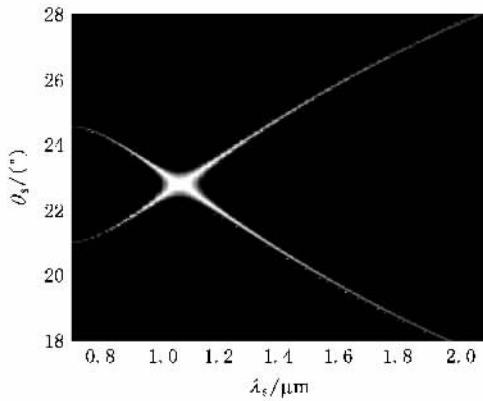


图 14 $\theta_p = 22.78^\circ, \lambda_s = 0.7-2.1 \mu\text{m}$

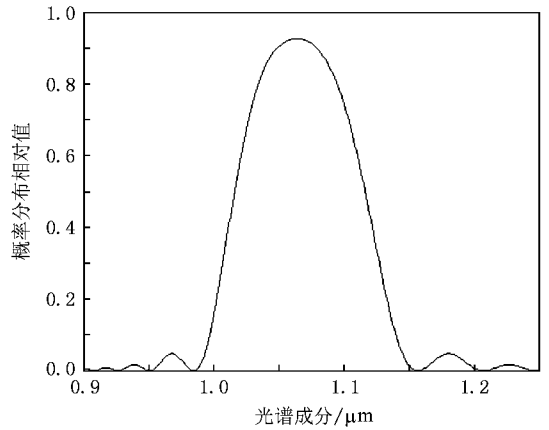


图 17 $\theta_p = 22.79^\circ$ 时的光谱成分概率分布

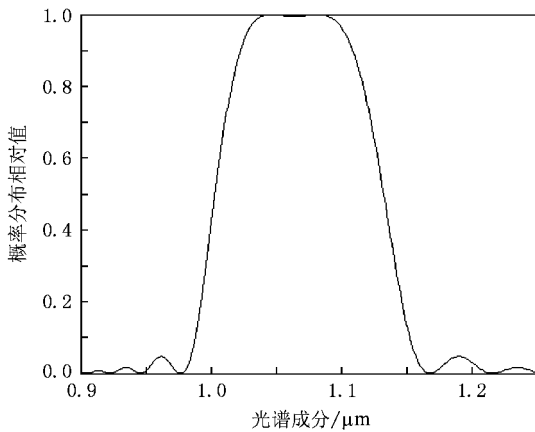


图 15 $\theta_p = 22.78^\circ$ 时的光谱成分概率分布

图 16 与图 14 中数值结果对比分析显示 :当 $\theta_p = 22.79^\circ$ 时 , 荧光集中分布的光谱成分带宽较窄 , 荧光分布已经开始倾向于弱的连续分布 . 同样在图 17 中显示光谱带宽变窄 , 而且集中分布的光谱成分概

率分布值相对图 15 中显示的值整体偏小 .

两种不同的理论模拟结果一致 , 说明当简并态附近具有宽带宽光谱成分集中分布的特征时 , 相位匹配角的变化对于此特征的变化非常敏感 , 微小的相位匹配角变化导致其分布区域形状和强弱程度的显著变化 .

4. 结 论

本文利用波长为 $0.532 \mu\text{m}$ 抽运光脉冲和 BBO 晶体在 I 类 ($e \rightarrow o + o$) 非共线相位匹配的特征参数 , 采用放大传递函数理论模拟和分析了基于自发参量下转换产生参量荧光的光谱分布特性 . 结果表明 : 对于非简并态 , 随着抽运光相位匹配角增大荧光单色成分 (以波长为 $0.8 \mu\text{m}$ 为例) 从晶体输出的角度变大 , 从而导致荧光空间强度角分布表现为增大趋势 , 而整个荧光光谱成分分布 (以 $0.7-2.1 \mu\text{m}$ 为例) 是从分散分布逐渐倾向于连续的弱分布趋势 ; 对于相

位匹配角增大到某一范围内时,简并态附近出现荧光光谱具有宽带宽集中分布的特征,采用两种不同的抽运光脉冲(波长分别为 $0.532 \mu\text{m}$ 和 $0.4 \mu\text{m}$)进行对比分析发现在不同的抽运光脉冲情况下都存在此特征;关于相位匹配角的变化对于简并态附近光谱成分集中分布区域形状和强弱程度变化的敏感特征,同时采用放大传递函数和光谱成分概率分布函

数两种不同理论的数值模拟结果一致,微小的相位匹配角变化导致其荧光光谱分布的显著变化.该结论对于光参量荧光的产生、光参量振荡的产生、自发参量下转换产生的量子纠缠态的理论和实验提供了一定的理论依据,对于通过光参量啁啾脉冲放大获得高信噪比超短脉冲和量子成像技术的发展具有重要的实际意义.

- [1] Giallorenzi T G , Tang C L 1968 *Phys. Rev.* **166** 225
- [2] Kleinman D A 1968 *Phys. Rev.* **174** 1027
- [3] Tang C L 1975 *Quantum electronics : A treatise*. Volume 1 *Nonlinear Optics*. Part A (A76-42001 21-74) (New York , Academic Press , Inc. 419)
- [4] Louisell W , Yariv A , Siegman A E 1961 *Phys. Rev.* **124** 1646
- [5] Magle D , Mahr H 1967 *Phys. Rev. Lett.* **18** 905
- [6] Haris S , Oshman M K , Byer R L 1967 *Phys. Rev. Lett.* **18** 732
- [7] Pearson J E , Yariv A , Ganiel U 1973 *Appl. Opt.* **12** 1165
- [8] Trapani P D , Andreoni A , Banfi G P *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3164
- [9] Devaux F , Lantz E 2000 *Eur. Phys. J. D* **8** 117
- [10] Ma J , Zhang R B , Liu B *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4765 (in Chinese)[马 晶、章若冰、刘 博等 2005 物理学报 **54** 4765]
- [11] Hou M N , Liu H J , Zhao W *et al* 2007 *Acta phys. Sin.* **56** 5872 (in Chinese)[侯米娜、刘红军、赵 卫等 2007 物理学报 **56** 5872]
- [12] Shy Acco , Pinhas Blau , Ady Ady Arie 2008 *Opt. Lett.* **33** 1264
- [13] Bouwmeester D , Pan J W , Mattle K *et al* 1998 *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **356** 1733
- [14] Angelo M D , Chekhova M V , Shih Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 013602
- [15] Altman A R , Köprülü K G , Comdorf E *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 123601
- [16] Jia X J , Su X L , Pan Q *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2717 (in Chinese)[贾晓军、苏晓龙、潘 庆等 2005 物理学报 **54** 2717]
- [17] So-Young Beak , Yoon-Ho Kim 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043807
- [18] Liu H J , Zhao W , Yang Y *et al* 2006 *Appl. Phys. B* **82** 585
- [19] Liu H J , Chen G F , Zhao W *et al* 2001 *Opt. Commun.* **197** 507
- [20] Penzkofer A , Lehmeier H J 1993 *Optical and Quantum Electronics* **25** 815
- [21] Xia J F , Wei Z Y , Zhang J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 0256 (in Chinese)[夏江帆、魏志义、张 杰 2000 物理学报 **49** 0256]
- [22] Schimpf D N , Rothhardt J , Limpert J *et al* 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2837
- [23] Devaux F , Lantz E 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2245
- [24] Grice W P , Walmsley I A 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1627
- [25] Rubin M H 1996 *Phys. Rev. A* **54** 5349
- [26] Kim Y H , Grice W P 2005 *Opt. Lett.* **30** 908

Theoretical analysis of spectral properties of parametric fluorescence via spontaneous parametric down-conversion^{*}

Lu Zong-Gui^{1,2,3)} Liu Hong-Jun^{1)†} Jing Feng²⁾ Zhao Wei¹⁾ Wang Yi-Shan¹⁾ Peng Zhi-Tao²⁾

1) (*State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900 China*)

3) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 21 July 2008 ; revised manuscript received 13 November 2008)

Abstract

In this paper, we use the amplification transfer function (ATF) to numerically calculate and analyze the spectral properties of parametric fluorescence (PF) via spontaneous parametric down-conversion. The results show that the output angle of single-wavelength PF which is nondegenerate is amplified and the whole spectrum of PF gradually becomes weak and has a continuous distribution. About the dense distribution of the broadband spectrum constituents near the degenerate state, we select two different pump pulses to numerically calculate it. With respect to the sensitive character of the phase-matching angle near the degenerate state, we use ATF and the spectrum probability distribution function (SPDC) to calculate and analysis it individually, the two results are consistent with each other.

Keywords : parametric down-conversion, parametric fluorescence

PACC : 4265K, 4280

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60678013).

[†] E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn