



## 强聚焦泵浦产生纠缠光子的Hong-Ou-Mandel干涉

田颖 蔡吾豪 杨子祥 陈峰 金锐博 周强

## Hong-Ou-Mandel interference of entangled photons generated under pump-tight-focusing condition

Tian Ying Cai Wu-Hao Yang Zi-Xiang Chen Feng Jin Rui-Bo Zhou Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 054201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211783

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211783>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

纠缠光子对的级联Hong-Ou-Mandel干涉研究及其在多时延参数测量中的应用

Cascaded Hong-Ou-Mandel interference of entangled photon pairs and its application in multiple delay parameters measurement

物理学报. 2021, 70(12): 120302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210071>

量子存储研究进展

Research progress of quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030307 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190039>

基于拉曼协议的量子存储

Raman protocol-based quantum memories

物理学报. 2019, 68(3): 034203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182215>

量子相干

Quantum coherence

物理学报. 2019, 68(3): 030304 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181779>

基于DNA编码与交替量子随机行走的彩色图像加密算法

Color image encryption algorithm based on DNA code and alternating quantum random walk

物理学报. 2021, 70(23): 230302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211255>

基于II类周期极化铌酸锂波导的通信波段小型化频率纠缠源产生及其量子特性测量

Generation and quantum characterization of miniaturized frequency entangled source in telecommunication band based on type-II periodically poled lithium niobate waveguide

物理学报. 2018, 67(14): 144204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180329>

# 强聚焦泵浦产生纠缠光子的 Hong-Ou-Mandel 干涉\*

田颖<sup>1)</sup> 蔡吾豪<sup>1)</sup> 杨子祥<sup>1)</sup> 陈峰<sup>2)</sup> 金锐博<sup>1)†</sup> 周强<sup>3)‡</sup>

1) (武汉工程大学, 光学信息与模式识别湖北省重点实验室, 武汉 430205)

2) (山东大学物理学院, 济南 250100)

3) (电子科技大学基础与前沿研究院, 成都 610054)

(2021年9月29日收到; 2021年11月8日收到修改稿)

Hong-Ou-Mandel (HOM) 干涉是光子的一种非经典效应, 在量子光学中起到重要作用. 偏硼酸钡 ( $\beta$ -barium borate, BBO) 具有较高的非线性效率, 常被用来产生双光子态, 进而展示 HOM 干涉. 然而, 在以前的实验中, 人们往往使用带通滤光片对双光子的频谱进行过滤, 所得光谱由带通滤光片直接决定, 而对 BBO 晶体自身的原始光谱, 特别是泵浦光强聚焦下的原始光谱, 缺乏系统性研究. 本文对泵浦光强聚焦条件下 BBO 晶体产生的双光子纠缠态光谱分布和 HOM 干涉进行了深入研究. 理论计算发现, 使用 50 mm 透镜聚焦的情况和无聚焦情况相比, 下转换光的光谱宽度会增加 7.4 倍, HOM 干涉条纹的宽度会减少为无聚焦情况的 1/8, 干涉条纹可见度会从 53.0% 提高到 98.7%. 实验上使用 II 型 BBO 晶体制备了能量-时间纠缠态, 并进行了 HOM 干涉, 获得了  $(86.6 \pm 1.0)\%$  的干涉可见度. 干涉可见度极大提高的原因在于强聚焦改善了光谱的对称性. 此外, 本文提出的不同入射角获得不同光谱分布的技术方案有望在未来应用于高维量子纠缠态的制备.

**关键词:** Hong-Ou-Mandel 干涉, 偏硼酸钡晶体, 聚束效应, 量子信息

**PACS:** 42.50.St, 03.65.Ud, 42.65.Lm, 42.50.Dv

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211783

## 1 引言

Hong-Ou-Mandel (HOM) 干涉效应自 1987 年被 Hong 等<sup>[1]</sup>发现以来, 一直在量子光学中起着重要作用<sup>[1-3]</sup>. HOM 干涉是光子聚束效应的体现, 是光子作为玻色子的一种非经典效应. HOM 干涉可用于实现 Bell 态测量, 被应用于隐形传态<sup>[4]</sup>、量子密钥分发<sup>[5]</sup>; HOM 干涉也可用于检查光子不可区分度, 被应用于玻色采样和量子计算等<sup>[6]</sup>; 此外, HOM 干涉是一种相位不敏感干涉, 比起马赫-曾德尔 (Mach-Zehnder, MZ) 干涉有天然优势, 被应用

于时域的精密测量<sup>[7,8]</sup>, 可以实现阿秒量级的时间测量<sup>[9]</sup>. 人们对 HOM 干涉现象进行了广泛的研究, HOM 干涉不仅存在于时域测量中, 在频域中也可以进行测量<sup>[10-12]</sup>, 还可以在空间分布中进行测量<sup>[13]</sup>. 实现 HOM 干涉的光子不仅可以来自于自发参量下转换过程 (spontaneous parametric down-conversion, SPDC), 也可以来自于原子辐射. 如 2016 年, Kobayashi 等<sup>[14]</sup>进行有关原子辐射的实验, 两个原子各自独立地发射一个光子, 这些光子随后产生了 HOM 干涉. 此外, HOM 干涉是产生 2002 态 (即 NOON 态中  $N = 2$ ) 的基础, 该量子态在高分辨率的量子测量中有重要应用<sup>[15]</sup>. 目前实验上实

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12074299, 91836102, 11704290) 和国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0307400) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jrbqyj@foxmail.com

‡ 通信作者. E-mail: zhouqiang@uestc.edu.cn

现 HOM 干涉的光子大多数是使用非线性光学晶体的 SPDC 过程制备的, 其中偏硼酸钡 ( $\beta$ -barium borate, BBO) 晶体是一种应用广泛的晶体.

作为硼酸盐晶体中的一种, BBO 晶体由我国科学家陈创天院士及其团队于 1984 年首次发现<sup>[16]</sup>, 由于其具有非线性效率高的特点, 在量子光学实验中被广泛使用. BBO 晶体通常被应用于产生高亮度的纠缠光子<sup>[17,18]</sup>, 在空间分布为束状 (beam-like) 的情况下<sup>[19–21]</sup> 具有最高的亮度. 截至目前, BBO 晶体已被用于制备 6, 8, 10 和 12 光子纠缠态<sup>[22–25]</sup>. 本文采用的 BBO 晶体由山东大学制备, 山东大学在 BBO 晶体制备方面有着多年的技术积累<sup>[26,27]</sup>.

以前已经有很多小组展示了基于 BBO 晶体制备双光子, 并在此基础上进行 HOM 干涉. 但是在之前实验中, 人们往往使用带通滤光片对双光子的频谱进行过滤, 所得光谱宽度和形状由带通滤光片直接决定, 而对 BBO 晶体自身的原始光谱, 特别是泵浦光强聚焦下的原始光谱, 缺乏系统性研究. 如文献<sup>[28–30]</sup> 研究了不同聚焦条件下双光子的空间分布; 文献<sup>[31,32]</sup> 研究了不同聚焦条件下双光子的空间-时间分布; 文献<sup>[33,34]</sup> 计算了不同聚焦条件下双光子的频域分布, 特别是文献<sup>[34]</sup>, 详细计算了在泵浦光不同聚焦条件下, 信号光和闲频光的收集效率、亮度、频域纯度和宣布式效率, 并对这些参数进行了优化. 但是, 所有这些文献<sup>[28–34]</sup> 都没有研究不同聚焦条件下的双光子频谱宽度. 为了探究这一问题, 本文对泵浦光强聚焦条件下的参量下转换和 HOM 干涉进行理论和实验研究. 本文分为 5 个部分: 首先在引言部分介绍 HOM 干涉和 BBO 晶体的概况和本文的研究动机; 然后在理论部分论述泵浦光聚焦条件下 SPDC 的频域分布和 HOM 干涉理论; 接着在数值模拟部分模拟泵浦光在不同聚焦条件下产生双光子的频域分布和 HOM 干涉; 在实验部分利用 II 型的 BBO 晶体制备了双光子态, 并对双光子的频谱和 HOM 干涉进行了测量; 最后是讨论和结论部分.

## 2 理 论

在 SPDC 过程中产生的双光子态可表示为<sup>[35]</sup>

$$|\Psi\rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_s d\omega_i f(\omega_s, \omega_i, \theta) \hat{a}_s^\dagger(\omega_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle, \quad (1)$$

其中下标  $s$  和  $i$  分别表示信号光和闲频光;  $\omega$  为角

频率;  $\hat{a}^\dagger$  为光子产生算符;  $f(\omega_s, \omega_i, \theta)$  是信号光和闲频光的联合频谱分布振幅 (joint spectral amplitude, JSA) 函数, 其中  $\theta$  为泵浦光的入射角, 为了考察  $\theta$  对 JSA 的影响, 专门把  $\theta$  列出. JSA 等于泵浦波包函数  $\alpha(\omega_s, \omega_i)$  与相位匹配函数  $\phi(\omega_s, \omega_i, \theta)$  的乘积<sup>[36,37]</sup>, 即:

$$\text{JSA} = f(\omega_s, \omega_i, \theta) = \alpha(\omega_s, \omega_i) \times \phi(\omega_s, \omega_i, \theta). \quad (2)$$

常用的泵浦波包函数满足高斯分布, 可表示为

$$\alpha(\omega_s, \omega_i) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_s + \omega_i - \omega_p}{\sigma_p}\right)^2\right], \quad (3)$$

其中,  $\omega_p$  和  $\sigma_p$  分别是泵浦光的中心波长和带宽. 相位匹配函数可表示为

$$\phi(\omega_s, \omega_i, \theta) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \exp\left(\frac{i\Delta k L}{2}\right), \quad (4)$$

式中,  $L$  是晶体的长度;  $\Delta k = k_s + k_i - k_p$  是下转换光与泵浦光波矢的差值, 它是  $\omega_s$ ,  $\omega_i$  和  $\theta$  的函数, 其中

$$k_s = \frac{2\pi n_o(\lambda_s)}{\lambda_s}, \quad k_i = \frac{2\pi n^e(\lambda_i, \theta)}{\lambda_i},$$

$$k_p = \frac{2\pi n^e(\lambda_p, \theta)}{\lambda_p},$$

$$n^e(\lambda, \theta) = \frac{n_o(\lambda) n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o(\lambda)^2 \sin^2 \theta + n_e(\lambda)^2 \cos^2 \theta}},$$

其中  $n_o$  和  $n_e$  是  $o$  光和  $e$  光的折射率, 本文采用的 BBO 晶体是负单轴晶体, 满足 II 型共线匹配 ( $e \rightarrow o + e$ ). JSA 不能在实验上直接测量, 而 JSA 的强度分布, 即联合频谱强度 (joint spectral intensity, JSI) 函数可在实验上直接测量, 即:

$$\text{JSI} = |f(\omega_s, \omega_i, \theta)|^2. \quad (5)$$

把 JSI 的二维分布图在横轴和纵轴上做投影, 可以得到信号光和闲频光的光谱分布图. 在 HOM 干涉中, 二端符合计数概率与 JSA 及时间延迟  $\tau$  之间的关系可以表示为<sup>[38]</sup>

$$P(\tau) = \frac{1}{4} \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_s d\omega_i |f(\omega_s, \omega_i, \theta) - f(\omega_i, \omega_s, \theta) e^{-i(\omega_s - \omega_i)\tau}|^2. \quad (6)$$

在以往的理论模型中, 人们往往只考虑泵浦光无聚焦的近似情况, 泵浦光的入射角只有一个, 即晶体的切割角. 而在实验中, 往往需要对泵浦光进行聚焦来提高泵浦光的能量密度, 进而提高下转换

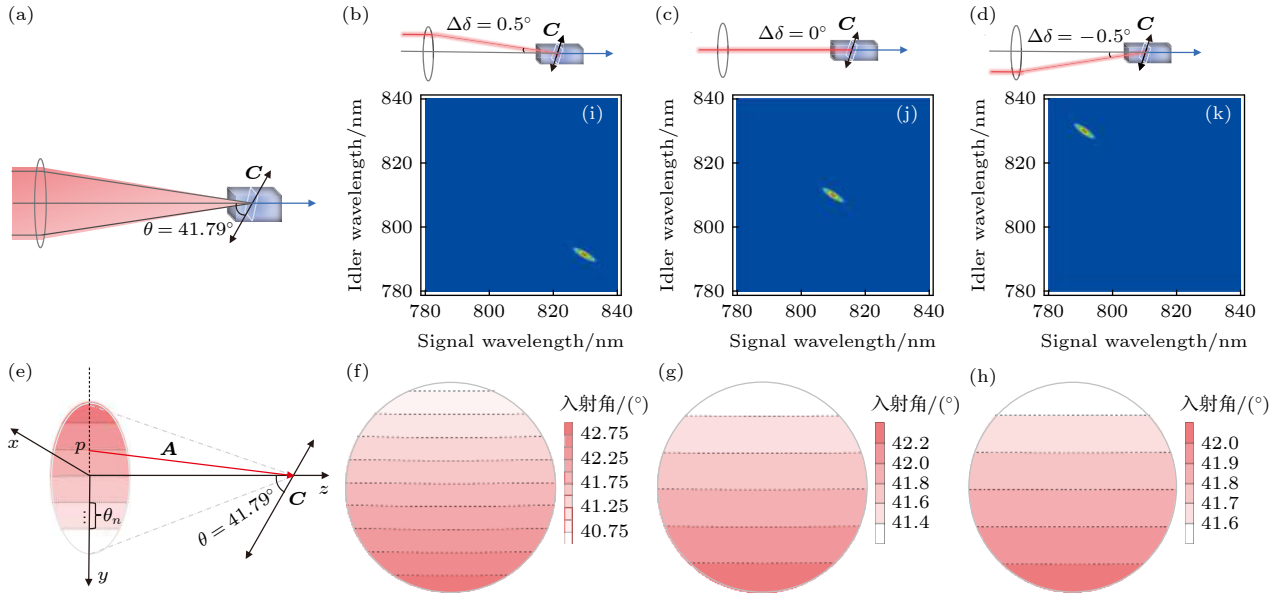


图 1 (a) 泵浦光强聚焦于 BBO 晶体的示意图; (b)–(d) 入射角分别为  $42.29^\circ$ ,  $41.79^\circ$  和  $41.29^\circ$  时的方案图和联合频谱强度图; (e) 计算泵浦光斑上任意一点  $p$  的入射角的立体模型; (f)–(h) 透镜焦距分别为 50, 100 和 200 mm 时泵浦光斑的入射角分布

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the BBO crystal under the tight focusing; (b)–(d) setups and JSIs with the incident angles of  $42.29^\circ$ ,  $41.79^\circ$ , and  $41.29^\circ$ , respectively; (e) three dimensional (3D) model for calculating the incident angle of an arbitrary point  $p$  on the pump; (f)–(h) distribution of the incident angle using lenses with the focal lengths of 50, 100, and 200 mm, respectively.

光源的亮度, 但这样做泵浦光光斑的不同分布处就有不同的入射角, 不同入射角对应了不同的 JSI 分布, 如图 1(a)–(d) 所示<sup>[35]</sup>. 图 1(a) 是泵浦光强聚焦时的示意图. 考虑 II 型 ( $e \rightarrow o + e$ ) 共线匹配 BBO 晶体的泵浦光的波长为 405 nm, 当下转换光子波长简并时, 对应的入射角为  $41.79^\circ$ , 当入射角变化  $\pm 0.5^\circ$  的时候, 信号光和闲频光的中心波长相差 33 nm, 如图 1(b)–(d) 所示. 表 1 对比了入射角变化  $\pm 1^\circ$  之内的信号光和闲频光的波长情况, 可以看到, 在入射角变化  $\pm 1^\circ$  的时候, 信号光和闲频光的波长相差 67 nm, 可见入射角对下转换光的频谱分布有非常大的影响. 在本文的理论模型中, 下转换光子被单模光纤收集, 因此仅考虑共线匹配 SPDC 的情况, 非共线匹配产生的光子不会被收集, 所以不予考虑.

为了精确计算泵浦光光斑的不同光点所对应的入射角, 建立了一个立体数学模型, 如图 1(e) 所示. 首先确定光轴方向为向量  $\mathbf{C}$ , 光轴与水平方向的夹角为晶体切割角  $41.79^\circ$ . 然后确定从泵浦光斑上的任意一点  $p$  射出的光线为向量  $\mathbf{A}$ . 最后, 根据向量间的点乘关系, 可以求出  $p$  点射出的光线与光轴之间形成的夹角, 即入射角为

$$\theta = \arccos \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}}{|\mathbf{A}| |\mathbf{C}|}. \quad (7)$$

图 1(f)–(h) 是考虑泵浦光光斑腰束直径为 1 mm 和透镜焦距为 50, 100 和 200 mm 条件下, 光斑上每个点对应的入射角分布. 可见入射角的等高线近似呈水平线分布, 这主要是因为焦距远远大于光斑尺寸而形成的. 利用水平分布这一特性, 可以极大地简化 JSA 的计算过程.

把每个切割角对应的 JSA 加起来, 就是总的 JSA:

$$\text{JSA}_{\text{total}} = \sum_{n=1}^N \eta_n f(\omega_s, \omega_i, \theta_n), \quad (8)$$

其中,  $n$  为入射角的序号,  $\eta_n$  是入射角  $\theta_n$  对应的泵浦光强度所占比例. 总的 JSI 是  $\text{JSA}_{\text{total}}$  的模方, 即

$$\text{JSI}_{\text{total}} = |\text{JSA}_{\text{total}}|^2. \quad (9)$$

表 1 不同入射角对应的信号光与闲频光的波长  
Table 1. Wavelengths of the signal and idler under different incident angles.

$\theta / (^\circ)$	$\Delta\theta / (^\circ)$	$\lambda_{s0} / \text{nm}$	$\lambda_{i0} / \text{nm}$
40.79	-1.0	777.834	844.941
41.29	-0.5	793.565	827.130
41.79	0	809.897	810.103
42.29	0.5	826.854	793.819
42.79	1.0	844.459	778.243

### 3 数值模拟

首先对不同聚焦条件下总的 JSA 和 JSI 进行数值计算, 整体方案如下: 第一步, 考虑  $\theta_n$ , 根据图 1(e)—(h) 中的入射角分布, 将泵浦光斑沿  $y$  轴划分为数个光条, 每个光条具有相同的入射角, 总共划分了 41 个光条; 第二步, 考虑  $\eta_n$ , 泵浦光斑的强度呈高斯分布, 因此可以把每个光条包含的光强积分起来, 变成一个点, 即为该入射角所占的比例  $\eta_n$ ; 第三步, 考虑  $JSA_{total}$ , 利用  $\theta_n$  和  $\eta_n$ , 根据 (8) 式, 可以画出相应的联合频谱分布. 图 2(a)—(c) 是在无透镜、透镜焦距为 200 和 50 mm 时的 JSI 分布, 图 2(d) 和 2(e) 是在透镜焦距为 100 mm 和透镜焦距为 100 mm 并使用带宽为 12.1 nm 的带通滤波片 (band pass filter, BPF)(如图 2(f)所示) 时的 JSI 分布, JSI 的上方和右方是其边缘投影, 分别对应了信号光与闲频光的光强分布. 图 2(f)是图 2(e)中所使用的 BPF 透过率的测试图, 中心波长为 810 nm, 滤光片的半高全宽 (full width at half maxi-

mum, FWHM) 为 12.1 nm, 透过率的最高值为 86.0%. 在该模拟中, 采用 4 mm 长的 II 型共线匹配 BBO 晶体, 泵浦光的中心波长为 405 nm, 频谱宽度 (FWHM) 为 0.53 nm. 可以发现, 在透镜焦距为 100 mm 时, 信号光带宽为 11.84 nm, 闲频光带宽为 12.15 nm. 而在无聚焦时信号光带宽为 2.52 nm, 闲频光带宽为 3.69 nm, 可以看到聚焦程度对下转换光谱有非常大的影响. 需要指出的是, 图 2(e) 是一个能量-时间纠缠态的 JSI.

然后模拟了不同聚焦条件下的 HOM 干涉. 根据 (6) 式, 利用图 2 中 JSI 对应的 JSA 分布, 可以对 HOM 干涉图进行模拟, 图 3(a) 为泵浦光无聚焦情况下的 HOM 干涉图, 条纹宽度 (FWHM) 是 488 fs, HOM 干涉可见度 ( $V$ ) 是 53.0% (小数点后保留 1 位); 图 3(b)—(d) 给出了使用焦距为 200, 100 和 50 mm 的透镜聚焦泵浦光情况下的 HOM 干涉图; 图 3(e) 为使用焦距为 100 mm 的透镜聚焦泵浦光, 并加上带宽为 12.1 nm 的 BPF 情况下的 HOM 干涉图. 图 3(b)—(e) 中 FWHM 分别是 242, 121, 61 和 151 fs, 最大宽度是最小宽度的 8 倍.

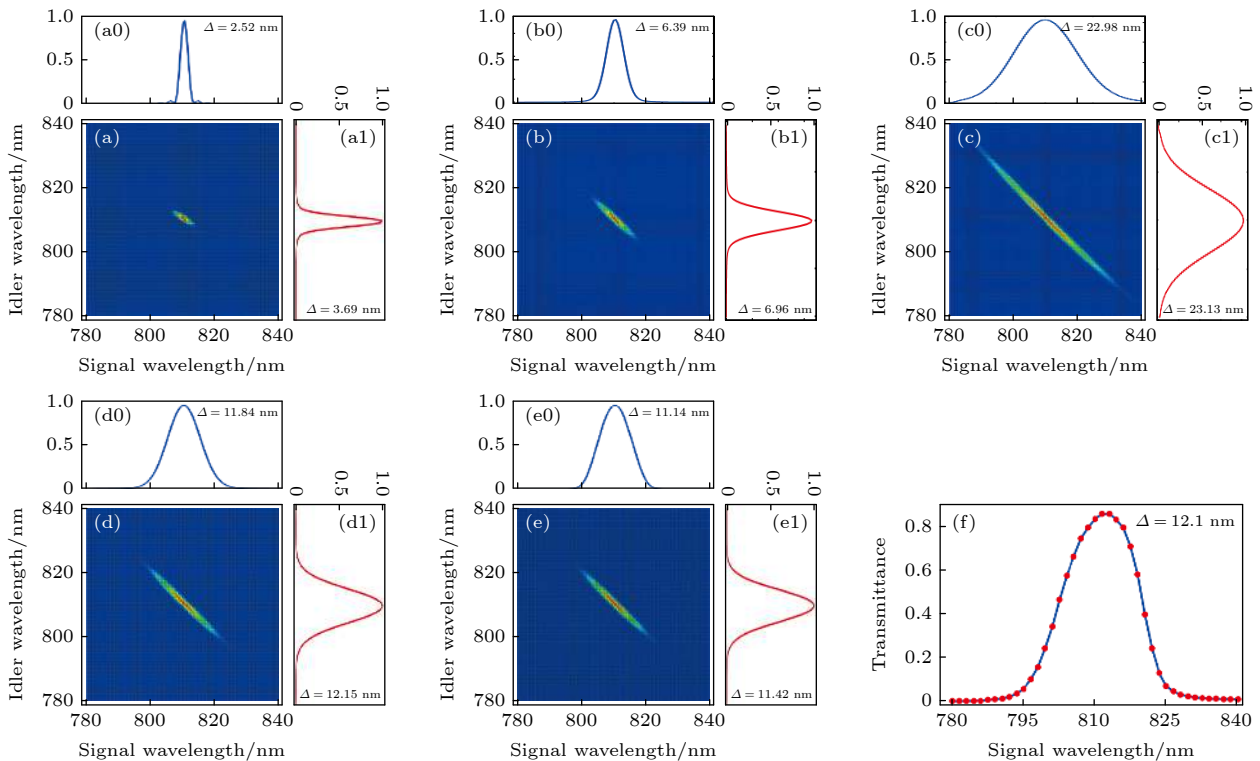


图 2 不同聚焦条件下的 JSI 分布和边缘投影分布 (a) 无透镜 (焦距为  $\infty$ ); (b)—(d) 透镜焦距分别为 200, 50 和 100 mm; (e) 透镜焦距为 100 mm 加上带宽为 12.1 nm 的 BPF; (f) BPF 的透过率测试图, 图中  $\Delta$  为半波全宽

Fig. 2. Joint spectral intensities and marginal projection under different focusing conditions: (a) No lens; (b)—(d) using lenses with focal lengths of 200, 50, and 100 mm, respectively; (e) focal length of the lens is 100 mm and the BPF with a bandwidth of 12.1 nm; (f) transmittance of the BPF,  $\Delta$  is FWHM.

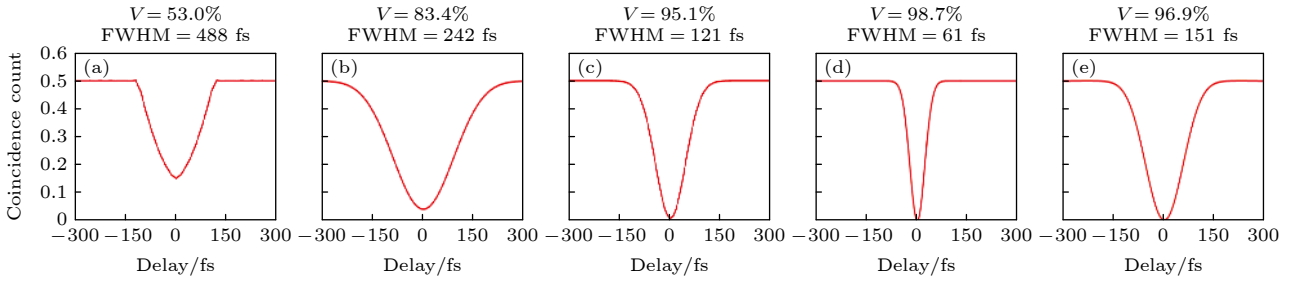


图 3 不同焦距透镜聚焦条件下的 HOM 干涉模拟图 (a) 无透镜聚焦; (b)–(d) 透镜焦距分别为 200, 100 和 50 mm; (e) 透镜焦距为 100 mm 加上带宽为 12 nm 的 BPF, 图中  $V$  为干涉可见度, FWHM 为干涉条纹的宽度  
 Fig. 3. Simulated HOM interference under different focusing conditions: (a) Using no lens; (b)–(d) using lenses with a focal length of 200, 100, and 50 mm respectively; (e) focal length of the lens is 100 mm and a BPF with a bandwidth of 12 nm. In the figure,  $V$  is the visibility of interference, and FWHM is the width of the interference fringe.

图 3(b)–(e) 中 HOM 干涉所对应的干涉可见度分别是 83.4%, 95.1%, 98.7% 和 96.9%. 可见泵浦光的聚焦情况对 HOM 干涉条纹也有很大影响. 其中 HOM 干涉条纹的 FWHM 变窄是因为  $JSA_{total}$  光谱变宽造成的, 双光子频域分布和时域 HOM 干涉之间满足傅里叶变换关系, 可由扩展的维纳-辛钦定理解释<sup>[38]</sup>. 干涉度的提高是因为强聚焦条件改善了光谱的对称性, 将在讨论部分做详细分析.

### 4 实验与结果

为了对理论模型进行验证, 利用 SPDC 过程产生的孪生光子对进行了 HOM 干涉实验, 实验装置如图 4 所示. 本实验使用的激光器为单横模多纵模激光二极管 (LD), 中心波长标定值为 405 nm, 带宽标定值为 0.53 nm, 由长春镭锐激光公司生产, 型号为 LR-BSP-405/100 mW<sup>[39]</sup>. 在实验过程中, 首先使用短波通滤光片 (short pass filter, SPF) 滤掉激光中的红外光成分, 然后使用焦距为 100 mm 的透镜  $L_1$ , 把光聚焦在 II 型匹配的 BBO 晶体上, 在晶体外测得泵浦光的束腰半径为 0.67 mm, 再用焦距为 100 mm 的透镜  $L_2$  把下转换光进行准直.

该 BBO 晶体由山东大学制备, 晶体长度为 4 mm, 通光面为 2 mm × 4 mm, 通光面上镀有 810 nm 和 405 nm 的抗反射膜. 晶体切割角为  $\theta = 41.9^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ . 在产生下转换光之后, 用双色镜 (DM) 和长波通滤光片 (long pass filter, LPF) 滤掉泵浦光, 使用 12.1 nm 宽的 BPF 对下转换光进行过滤, 该 BPF 的透过率测试结果如图 2(f) 所示. 再使用一个偏振分束器 (polarization beam splitter, PBS) 将信号光与闲频光分开, 之后分别耦合至单模光纤中. 单模光纤可以直接连接到单光子探测器 (Excelitas 公司的 SPCM-AQRH-10-FC) 上测量单计数, 然后再通入到符合计数器 (PicoQuant 公司的 PicoHarp300) 上进行统计分析. 当激光器输出 66 mW 的泵浦光时, 可以得到的单计数分别为 116 和 152 kHz, 符合计数为 1.47 kHz.

得到较高的单计数和符合计数之后, 把光纤连接到单光子光谱仪 (Princeton Instruments 公司的 Acton SpectraPro SP-2300) 上测量光子光谱. 调节 BBO 晶体的角度, 使得通道 1 与通道 2 两路光的中心波长逐渐接近, 测量结果如图 5(a) 所示. 通道 1 的中心波长为 812.25 nm、带宽为 11.33 nm, 通道 2 的中心波长为 813.60 nm、带宽为 11.45 nm,

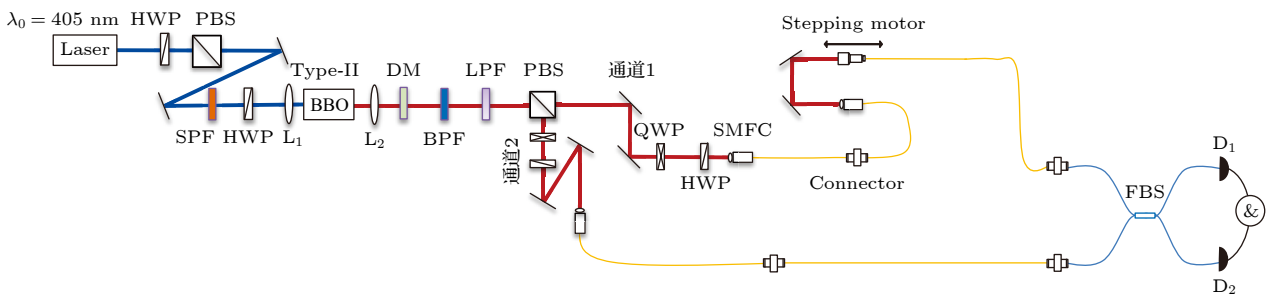


图 4 HOM 干涉实验装置图  
 Fig. 4. Experimental setup of HOM interference.

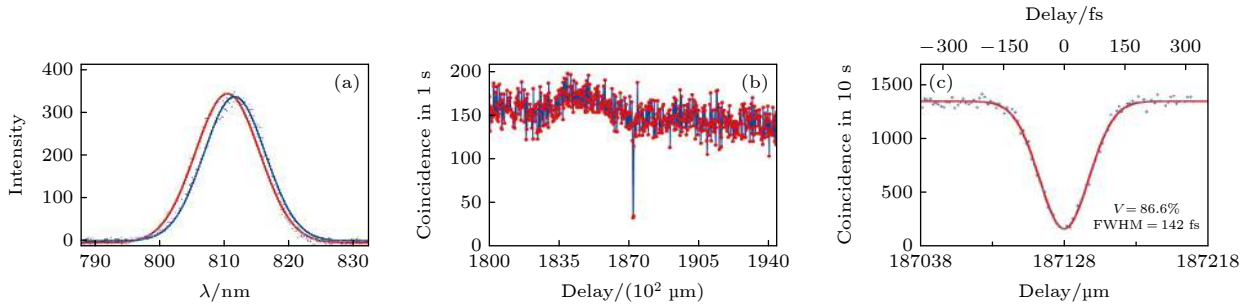


图 5 (a) 信号光与闲频光的光谱图, 红色为信号光 (通道 1), 蓝色为闲频光 (通道 2); (b) 粗略扫描得到的 HOM 干涉图样; (c) 精细扫描得到的 HOM 干涉图样

Fig. 5. (a) Spectrogram of the signal and the idler, red is the signal (Channel 1), blue is the idler (Channel 2); (b) HOM interference pattern obtained from rough scanning; (c) HOM interference pattern obtained from precise scanning.

可以发现两通道的中心波长基本相等. 下转换光平均波长为 812.93 nm, 这是因为温度上升后泵浦激光的波长比标定的 405 nm 波长偏移了 1.46 nm. 通道 1 和通道 2 的光谱重合度高是下一步测量 HOM 干涉的基础.

完成光谱测量之后, 把通道 1 和通道 2 连入到一个光纤分束器 (fiber beam splitter, FBS) 上, 进行 HOM 干涉. 为了获得最佳的干涉度, 需要保证两个通道的光子在每个维度上都不可区分. 首先, 为了确定二者在 FBS 处有相同的偏振, 在两个通道前方都加入了半波片和 1/4 波片进行调节. 同时, 为了保证两通道在时间上重合, 通道 2 加入了较长的光纤跳线; 通道 1 引入一个步进电机来实现时间延迟的扫描, 从而保证两路在时间上重合. 该步进电机的延迟扫描范围为 0—200 mm, 最小步长为 1  $\mu\text{m}$ , 由电脑通过 LabVIEW 程序进行实时控制. 在具体操作时, 首先用卷尺测量出通路 1 和通路 2 的长度来估计延迟长度, 把测量的精度控制在  $\pm 3$  cm 范围内, 然后进行大范围的粗略扫描, 扫描步长为 20  $\mu\text{m}$ , 扫描步数为 1000, 得到的结果如图 5(b) 所示, 可以发现有两个点掉落到底端, 表明形成的 dip 不是偶然情况. 根据粗略扫描的结果, 以掉落到底端的两个点为中心进行更加精细的扫描, 扫描步长为 2  $\mu\text{m}$ , 扫描 100 步之后得到 HOM 干涉条纹如图 5(c) 所示, 对应的 HOM 干涉可见度为  $(86.6 \pm 1.0)\%$ , FWHM 为 142 fs, 与图 3(e) 中的模拟结果基本一致.

## 5 讨论

在本文的理论分析中, 考虑到透镜焦距远大于

泵浦光光斑尺寸, 为了简化计算, 对泵浦光只近似地采用了几何光学模型. 如果要做更精细的分析, 则需要考虑高斯光束的传播特性、泵浦光在晶体中的折射特性等. 特别是要考虑强聚焦导致光束的瑞利距离很小的情况, 当其小于晶体的长度时, 实际参与有效相互作用的晶体长度约为瑞利距离的 2 倍. 另外, 本实验中使用 12.1 nm 的 BPF 获得了干涉可见度为  $(86.6 \pm 1.0)\%$  的 HOM 干涉. 这个干涉可见度可以进一步提高, 比如调节晶体角度让信号光与闲频光的中心波长更加接近, 使用窄线宽的泵浦激光或使用更窄的 BPF.

为了便于对比, 把图 2 和图 3 中透镜焦距与双光子光谱宽度以及 HOM 干涉可见度之间的关系总结于图 6 之中. 通过图 6 可知, 对泵浦光进行聚焦可以极大地提高 HOM 干涉的可见度, 如用 50 mm 焦距透镜聚焦对应的干涉可见度是 98.7%, 而无聚焦时 HOM 干涉可见度仅为 53.0%, 这一现象可由下面的理论解释: HOM 干涉可见度的大小由频谱的交换对称性 (即  $f(\omega_s, \omega_i, \theta) = f(\omega_i, \omega_s, \theta)$ ) 决定. 根据 (6) 式, 当  $\tau = 0$  时, 如果满足  $f(\omega_s, \omega_i, \theta) = f(\omega_i, \omega_s, \theta)$ , 则  $p(\tau) = 0$ , 即干涉可见度为 100%. 当无聚焦时, 其交换对称性较差, 并非所有成分都沿着对称轴  $\omega_s = \omega_i$  分布, 如图 1(c) 所示, 因此干涉可见度较低. 强聚焦可以让不同入射角所对应的光谱成分沿着对称轴  $\omega_s = \omega_i$  分布, 如图 1(b)—(d) 所示, 当这些成分叠加起来之后, 更多光谱成分沿着对称轴分布, 有效改善了光谱的交换对称性, 因此干涉可见度获得极大提高. 这种通过聚焦来提高 HOM 干涉可见度的方法是一个通用的方案, 不仅对 BBO 可用, 对其他晶体, 如 LBO, KDP, PPKTP, PPLN, PPLT 等也适用.

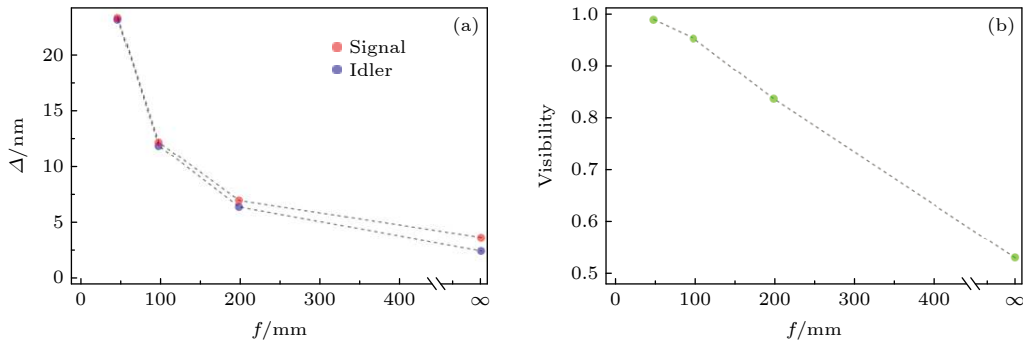


图 6 (a) 透镜焦距  $f$  与双光子光谱宽度 ( $\Delta$  为半波全宽) 之间的关系图; (b) 透镜焦距  $f$  与 HOM 干涉可见度之间的关系图

Fig. 6. (a) Diagram of the relationship between the lens focal length  $f$  and the biphoton spectral width ( $\Delta$ , the FWHM); (b) diagram of the relationship between lens focal length  $f$  and HOM interference visibility.

下面讨论在近红外波段, BBO 晶体相对于其他常用晶体的优缺点. 虽然目前 PPKTP (periodically poled  $\text{KTiOPO}_4$ ) 晶体和 PPLN (periodically poled lithium niobate) 晶体有更高的非线性系数, 在很多要求低泵浦功率的量子光学实验中逐步替代了 BBO 晶体. 但是 BBO 晶体依然有很多自身的优势. 1) 价格优势, BBO 晶体的价格比 PPKTP 晶体的价格低很多. 因为周期极化的工艺成本比较高, PPKTP 晶体的价格是 BBO 晶体的 5—10 倍 (根据晶体长度、市场供需等情况而定). 2) 调谐范围优势, PPKTP 晶体的温度调谐范围比较小, 而 BBO 晶体的角度调谐范围比较大. 理论计算结果表明, II 型 PPKTP 晶体在  $100\text{ }^\circ\text{C}$  的范围内, 波长改变范围是  $16\text{ nm}$ , 而 II 型 BBO 晶体在  $10^\circ$  旋转角范围内的调谐范围是  $191\text{ nm}$ . 因此调谐范围方面, BBO 晶体的优势更大. 3) 亮度的相对优势, 虽然 II 型 BBO 晶体的有效非线性系数 ( $d_{22} = 1.11\text{ pm/V}$ , 对应波长为  $810\text{ nm}$ ) 比 II 型 PPKTP 晶体有效非线性系数 ( $d_{24} = 2.6\text{ pm/V}$ , 对应波长为  $810\text{ nm}$ ) 低<sup>[40, 41]</sup>. 但是只要加载给 BBO 晶体的泵浦功率强一些, 就可以实现相同的亮度, 从而弥补非线性系数不足的问题. 而对于 PPKTP 晶体来说, 泵浦光功率不能一味增加, 因为要保证单光子源的统计特性, 实验中往往保持平均光子数在 0.1 以下. 另外, 目前  $405\text{ nm}$  附近的高功率 (大于  $100\text{ mW}$ ) 蓝色激光二极管技术已经非常成熟, 成本低, 因此实验中容易获得. 总之, BBO 晶体依然有很多自身优势, 可以在量子物理实验中获得广泛应用.

此外, 本文提出的这种不同入射角获得不同光谱分布的技术有望在未来应用于高维量子纠缠态 (qudit) 态的制备. 图 1(b)—(d) 给出了 3 种不同入

射角对应的不同 JSI 的分布, 如果把这 3 种 JSI 组合到一起, 则可以得到三维的 qudits, 可以实现 3 比特的频率编码. 同理, 这种方法可以推广到  $N$  个人射光的情况, 得到  $N$  比特的 qudits. 我们将在未来的实验中, 对这一效果进行展示.

## 6 结 论

本文从理论分析、数值模拟、实验验证 3 个方面对强聚焦条件下基于 BBO 晶体的 HOM 干涉效应进行了研究. 首先在理论上给出了频谱分布和 HOM 干涉的公式, 计算了不同入射角对应的 SPDC 光的中心波长; 然后模拟了不同聚焦条件下的 JSI 分布和 HOM 干涉条纹, 发现使用  $50\text{ mm}$  透镜聚焦的情况和无聚焦情况相比, 干涉条纹可见度会从  $53.0\%$  提高到  $98.7\%$ ; 最后搭建了实验装置, 测试了下转换光的符合计数、光谱分布和 HOM 干涉, 得到了  $(86.6 \pm 1.0)\%$  的干涉可见度. 通过对泵浦光进行强聚焦来提高 HOM 干涉可见度是一种通用的方法, 对于其他晶体也实用. 此外, 本文提出的不同入射角获得不同光谱分布的技术有望在未来应用于高维 qudits 的制备.

## 参考文献

- [1] Hong C K, Ou Z Y, Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044
- [2] Zhang Y, Hou F Y, Liu T, Zhang X F, Zhang S G, Dong R F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 144204 (in Chinese) [张越, 候飞雁, 刘涛, 张晓斐, 张首刚, 董瑞芳 2018 *物理学报* **67** 144204]
- [3] Sun T, Wang Y, Li J, Wang Q 2019 *Acta Photon. Sin.* **48** 0427001 (in Chinese) [孙涛, 汪洋, 李剑, 王琴 2019 *光子学报* **48** 0427001]
- [4] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [5] Gisin N, Pironio S, Sangouard N 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105**

070501

- [6] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Qin J, Wu D, Ding X, Hu Y, Hu P, Yang X Y, Zhang W J, Li H, Li Y, Jiang X, Gan L, Yang G, You L, Wang Z, Li L, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2020 *Science* **370** 1460
- [7] Zhang Z, Yuan C, Shen S, Yu H, Zhang R, Wang H, Li H, Wang Y, Deng G, Wang Z, You L, Wang Z, Song H, Guo G, Zhou Q 2021 *NPJ Quantum Inf.* **7** 123
- [8] Fan Y R, Yuan C Z, Zhang R M, Shen S, Wu P, Wang H Q, Li H, Deng G W, Song H Z, You L X, Wang Z, Wang Y, Guo G C, Zhou Q 2021 *Photonics Res.* **9** 1134
- [9] Lyons A, Knee G C, Bolduc E, Roger T, Leach J, Gauger E M, Faccio D 2018 *Sci. Adv.* **4** eaap9416
- [10] Gerrits T, Marsili F, Verma V B, Shalm L K, Shaw M, Mirin R P, Nam S W 2015 *Phys. Rev. A* **91** 013830
- [11] Jin R B, Gerrits T, Fujiwara M, Wakabayashi R, Yamashita T, Miki S, Terai H, Shimizu R, Takeoka M, Sasaki M 2015 *Opt. Express* **23** 28836
- [12] Jin R B, Shimizu R, Fujiwara M, Takeoka M, Wakabayashi R, Yamashita T, Miki S, Terai H, Gerrits T, Sasaki M 2016 *Quantum Sci. Technol.* **1** 015004
- [13] Jachura M, Chrapkiewicz R 2015 *Opt. Lett.* **40** 1540
- [14] Kobayashi T, Ikuta R, Yasui S, Miki S, Yamashita T, Terai H, Yamamoto T, Koashi M, Imoto N 2016 *Nat. Photonics* **10** 441
- [15] Ono T, Okamoto R, Takeuchi S 2013 *Nat. Commun.* **4** 2426
- [16] Chen C T, Wu B C, Jiang A D, You G M 1984 *Sci. Sin. B* **14** 598 (in Chinese) [陈创天, 吴柏昌, 江爱栋, 尤桂铭 1984 中国科学 B **14** 598]
- [17] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A, Sergienko A V, Shih Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [18] Kwiat P G, Waks E, White A G, Appelbaum I, Eberhard P H 1999 *Phys. Rev. A* **6** 0
- [19] Niu X L, Huang Y F, Xiang G Y, Guo G C, Ou Z Y 2008 *Opt. Lett.* **33** 968
- [20] Takeuchi S 2001 *Opt. Lett.* **26** 843
- [21] Xu X Y, Wang Q Q, Pan W W, Sun K, Xu J S, Chen G, Tang J S, Gong M, Han Y J, Li C F, Guo G C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 260501
- [22] Lu C Y, Zhou X Q, Gülhne O, Gao W B, Zhang J, Yuan Z S, Goebel A, Yang T, Pan J W 2007 *Nat. Phys.* **3** 91
- [23] Yao X C, Wang T X, Xu P, Lu H, Pan G S, Bao X H, Peng C Z, Lu C Y, Chen Y A, Pan J W 2012 *Nat. Photonics* **6** 225
- [24] Huang Y F, Liu B H, Peng L, Li Y H, Li L, Li C F, Guo G C 2011 *Nat. Commun.* **2** 546
- [25] Zhong H S, Li Y, Li W, Peng L C, Su Z E, Hu Y, He Y M, Ding X, Zhang W, Li H, Zhang L, Wang Z, You L, Wang X L, Jiang X, Li L, Chen Y A, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 250505
- [26] Li Z, Cheng C, Romero C, Lu Q, de Aldana J R V, Chen F 2017 *Opt. Mater.* **73** 45
- [27] Jia Y, de Aldana J R V, Romero C, Ren Y, Lu Q, Chen F 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 072701
- [28] Molina-Terriza G, Minardi S, Deyanova Y, Osorio C I, Hendrych M, Torres J P 2005 *Phys. Rev. A* **72** 065802
- [29] Torres J P, Molina-Terriza G, Torner L 2005 *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **7** 235
- [30] Benmink R S, Liu Y, Earl D D, Grice W P 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023802
- [31] Osorio C I, Valencia A, Torres J P 2008 *New J. Phys.* **10** 113012
- [32] Brambilla E, Caspani L, Lugiato L A, Gatti A 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013835
- [33] Kolenderski P, Wasilewski W, Banaszek K 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013811
- [34] Benmink R S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053805
- [35] Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, Walmsley I A 2008 *New J. Phys.* **10** 093011
- [36] Raymer M G, Noh J, Banaszek K, Walmsley I A 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023825
- [37] Zhai Y W, Dong R F, Quan R A, Xiang X, Liu T, Zhang S G 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 120302 (in Chinese) [翟艺伟, 董瑞芳, 权润爱, 项晓, 刘涛, 张首刚 2021 物理学报 **70** 120302]
- [38] Jin R B, Shimizu R 2018 *Optica* **5** 93
- [39] Cai N, Cai W H, Wang S, Li F, Shimizu R, Jin R B 2022 *J. Opt. Soc. Am. B* **39** 77
- [40] Smith A "SNLO" <http://www.as-photonics.com/snlo>[2021-11-22]
- [41] Jin R B, Cai W H, Ding c, Mei F, Deng G W, Shimizu R, Zhou Q 2020 *Quan. Eng.* **2** e38

# Hong-Ou-Mandel interference of entangled photons generated under pump-tight-focusing condition\*

Tian Ying<sup>1)</sup> Cai Wu-Hao<sup>1)</sup> Yang Zi-Xiang<sup>1)</sup> Chen Feng<sup>2)</sup>  
Jin Rui-Bo<sup>1)†</sup> Zhou Qiang<sup>3)‡</sup>

1) (*Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition,  
Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430205, China*)

2) (*School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China*)

3) (*Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

( Received 29 September 2021; revised manuscript received 8 November 2021 )

## Abstract

Hong-Ou-Mandel (HOM) interference is a non-classical effect of photons and plays an important role in quantum optics. The  $\beta$ -barium borate (BBO) has a high nonlinear efficiency, and is commonly used to generate biphoton states, thereby exhibiting HOM interference. However, in previous experiments, researchers often used band-pass filters, so the resulting spectrum was directly determined by the band-pass filter. As a result, the original spectrum of the BBO crystal, especially the spectrum under tight focusing, was lack of systematic research. In this paper, the biphoton spectral distribution and HOM interference generated by the BBO crystal under the condition of tight focusing are systematically studied for the first time. Theoretical calculations show that using a lens with 50-mm focusing length, the spectral width of the down-converted photons is increased by 7.9 times that of the non-focused case; the width of the HOM interference fringe is reduced to 1/8, and the visibility of the interference fringe increases from 53.0% to 98.7%. We experimentally prepare the energy-time entanglement state by using type-II BBO crystal and perform HOM interference, thereby obtaining the interference visibility of  $(86.6 \pm 1.0)\%$ . The increasing of the HOM visibility is due to the improvement of biphoton's spectral symmetry. In addition, the proposed technique by which different spectral distributions are obtained at different incident angles is expected to be applied to the preparation of high-dimensional qudits in the future.

**Keywords:** Hong-Ou-Mandel interference,  $\beta$ -barium borate crystal, bunching effect, quantum information

**PACS:** 42.50.St, 03.65.Ud, 42.65.Lm, 42.50.Dv

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211783

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074299, 91836102, 11704290) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0307400).

† Corresponding author. E-mail: [jrbqyj@foxmail.com](mailto:jrbqyj@foxmail.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [zhouqiang@uestc.edu.cn](mailto:zhouqiang@uestc.edu.cn)