arXiv:2603.01764v1 [physics.optics] 2 Mar 2026

通过检验西格特关系区分热光与伪热光

Xi Jie Yeo, [1] Justin Yu Xiang Peh, [1] Darren Ming Zhi Koh, [1] Christian Kurtsiefer, [1,2] 和 Peng Kian Tan[1]
[1] *Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 3 Science Drive 2, Singapore 117543*
[2] *Department of Physics, National University of Singapore, 2 Science Drive 3, Singapore 117551**（日期：2026年3月3日）

热光（包括黑体辐射和自发辐射）具有光子聚束现象。然而，热光源通常光谱密度较低，限制了其实际应用。因此，人们常改用亮度更高、相干时间更长的伪热光源。伪热光同样具有光子聚束现象，但这一特性可能不足以完全复现真正热光的行为。本文展示了一种方法，可直接检验两种具有光子聚束现象的光源是否满足西格特关系：一种是经旋转毛玻璃散射的激光，另一种是气体放电灯发出的自发辐射。该方法探究了热光应满足的一项基本判据。

I. 热光与伪热光

黑体辐射在宽广的频率范围内形成稳定的光场，不同位置或不同时刻的光之间不存在固定的相位关系 [1]。类似地，当处于热平衡且具有运动的粒子（如原子）组成的系综发生自发辐射时，不同发射过程之间相位随机的光也会随之产生 [2–5]。

热光包括黑体辐射 [6, 7] 和气体放电灯的自发辐射 [8–11]，会呈现光子聚束 [12–16]，：与随机泊松计时统计所描述的情况相比，光电探测事件似乎更加密集 [17]；从数学上说，这可用二阶关联函数$g^{(2)}(\tau = 0) > 1$表示。

然而，黑体辐射的谱密度由其表面温度决定，这使其光子聚束的输出亮度低于实际应用所需的阈值。黑体光谱的宽带特性会将聚束行为的相干时间尺度缩短至飞秒量级，使其光子聚束无法被标准光电探测器探测到。

因此，人们通常采用替代性的“伪热”光源来展示光子聚束。典型实现方式包括：激光束经时变色散介质散射，例如旋转毛玻璃扩散片 [18–23]，，或悬浮在液体中、进行布朗运动的粒子 [24–27]。由于底层的激光激发，这类伪热光源可产生明亮的光子聚束光，其相干时间尺度足够长，能够被现有光电探测器轻易分辨。

在此，我们证明，伪热光产生的光子关联可以与热辐射产生的光子关联区分开来，尽管两者都具有典型的时间光子聚束特性。

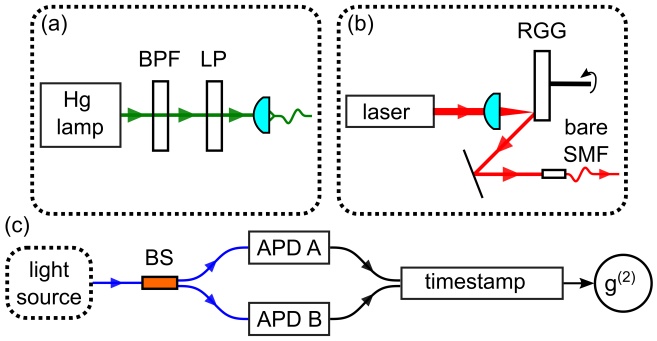

图 1. (a) 基于汞 (Hg) 蒸气气体放电灯的热光源；(b) 激光经旋转毛玻璃扩散片散射产生的伪热光。(c) 用于测量二阶光探测时间关联 $g^{(2)}(\tau)$ 的 Hanbury-Brown–Twiss 干涉仪。（BPF：带通滤光片，LP：线偏振片，RGG：旋转毛玻璃，BS：光纤分束器，APD：雪崩光电探测器，SMF：单模光纤）

II. 光子聚束的特征

我们比较两种具有光子聚束特性的光源：一种是基于汞（Hg）低压气体放电灯自发发射的热光源，另一种是基于激光经旋转毛玻璃片散射而产生的伪热光源（见图 1(a) 和 (b)）。

对于热光，汞灯在 546.1 纳米附近的自发辐射经由中心波长为 546 纳米、光学通带为 3 纳米的光谱滤光片选出。滤光片捕获了由天然汞同位素混合物中非零核自旋引起的超精细分裂所产生的多条光谱发射线。多个彼此不相干的发射成分会使最终的 $g^{(2)}(0)$ 低于理想热光的 2。光谱滤波后的光通过线偏振片以提高干涉可见度，并由单模光纤投射到单一空间模式中。

伪热光由一台 780 nm 分布式反馈激光器发出的光照射到

* christian.kurtsiefer@gmail.com

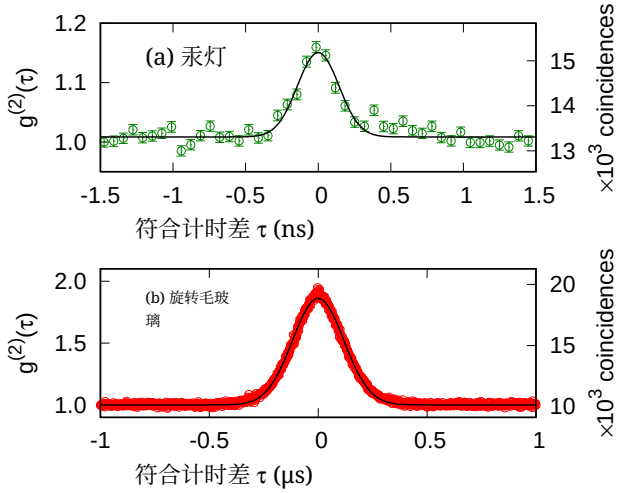

图 2. 光子聚束特征。(a) 汞灯表现出光子聚束，其 $g^{(2)}{}_{\text{汞}}(\tau=0)=1.142\pm0.007$，相干时间尺度为 $\tau_{\text{Hg}}=0.35\pm0.02$ ns（这两个数值均为拟合结果，实线）。(b) 旋转毛玻璃产生的散射光结果为 $g^{(2)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(0)=1.859\pm0.002$，且为 $\tau_{\text{RGG}}=277.5\pm0.6$ ns。

粒度为 1500 的旋转毛玻璃散射器上制备而成（见图 1(b)）。将光纤（适用于 780 nm 的单模光纤）的裸露端置于距受光照射点约 19 cm 处，以收集毛玻璃散射出的光。旋转毛玻璃散射出的光预计会呈现光子聚束，其特征可用具有高斯轮廓的二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 描述 [28–31]，

$$g^{(2)}(\tau)=1+e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_{\text{RGG}}}\right)^2}, \tag{1}$$

其中，τ_{RGG} 是该光源光子聚束特征的相干时间尺度。

光束在毛玻璃表面的焦斑尺寸 ϕ 直径约为 $4\,\mu$m，距旋转轴的径向距离 R 约为 10mm。电机驱动毛玻璃以 $T\approx4$ms 的周期旋转。在距毛玻璃 19 cm 处收集散射光，该距离远大于 $\phi=4\,\mu$m 的焦斑尺寸。对于我们的参数，预测相干时间尺度 τ_{RGG} [28–31] 为 $\tau_{\text{RGG}}\approx\phi T/(4\pi R)$，即 $\tau_{\text{RGG}}\approx130$ ns。

为检测来自两个光源的光中是否存在光子聚束特征，采用了 Hanbury-Brown–Twiss（HBT）干涉仪（见图 1(c)）。为此，将光源发出的光通过分束器，照射一对主动猝灭型硅雪崩光电二极管（APD）。随后为光子探测事件添加时间戳，并统计探测器之间的探测时间差直方图，再用高斯模型对直方图进行拟合，如图 2 所示。

来自汞灯和旋转毛玻璃的光都表现出时间光子聚束。拟合得到的峰值$g^{(2)}{}_{\text{汞}}(\tau=0)=1.142\pm0.007$ 显著低于

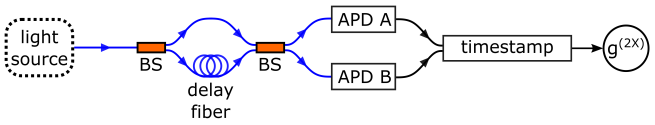

图 3. 用于测量干涉光子关联 $g^{(2X)}(\tau)$ 的实验装置。选择延迟光纤引入 $\Delta=2.22\,\mu$s 的光学延迟，以测试来自旋转毛玻璃的散射光；测试来自汞灯的光时，则引入 $\Delta=10$ns 的光学延迟。（BS：分束器，APD：雪崩光电探测器）

理论热光峰值 $g^{(2)}(\tau=0)=2$，这与不同谱线的贡献所产生的结果一致。此外，$\tau_{\text{Hg}}=0.35\pm0.02$ ns 的相干时间尺度很短，使标准光电探测器难以分辨光子探测对的时间。

相比之下，旋转毛玻璃的输出表现出明显更强的光子聚束行为，$g^{(2)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(\tau=0)=1.859\pm0.002$，其相干时间尺度为 $\tau_{\text{RGG}}=277.5\pm0.6$ns，长了 3 个数量级，因此使用现成的探测器即可轻松分辨。由此，旋转毛玻璃散射光成为一种广受欢迎的伪热光源，常用于演示光子聚束。

III. 测试西格特关系

热光具有光子时间关联，包括特征性的光子聚束，并满足西格特关系 [32–37]

$$g^{(2)}(\tau)=1+|g^{(1)}(\tau)|^2, \tag{2}$$

其中，$g^{(1)}(\tau)$ 是一阶关联函数，其模 $|g^{(1)}(\tau)|$ 即为干涉可见度。

如上一节所示，可通过 HBT干涉仪中的光子聚束测量获得 $g^{(2)}(\tau)$。由于操作简便、实用，这一方法被用作热光的一般性测试。

可以使用迈克耳孙干涉仪扫描一系列光程差，从而获得 $g^{(1)}(\tau)$。这可能较为困难，因为扫描范围需要达到相干时间尺度的量级。以上例子中，$\tau_{\text{RGG}}=277.5$ ns 的相干时间意味着需要对 83 米的光程差进行扫描，这在实际操作中并不可行。

或者，也可以使用不对称马赫-曾德尔干涉仪，通过干涉关联 $g^{(2X)}(\tau)$ 检验西格特关系（见图 3）。这种方法可同时揭示二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 和一阶关联函数的模 $|g^{(1)}(\tau)|$。该方法的优点是通过测量 $|g^{(1)}(\tau)|$，不受相位影响

而非 $g^{(1)}(\tau)$，且无需测量一系列光程差。

强度平衡干涉仪的输出端口A, B 处相应的光场$E_{A,\ B}(t)$为

$$E_{A,B}(t) = \frac{E(t) \pm E(t+\Delta)}{\sqrt{2}}, \tag{3}$$

其中， $E(t)$是干涉仪的输入光场。固定光学延迟 Δ 由单模光纤引入，其长度远大于光预期的特征相干时间。

在我们的实现中，干涉仪输出端口处的光子事件由硅雪崩光电探测器（APD）探测并标记时间戳。光电探测器之间的干涉光子相关 $g^{(2X)}(\tau)$为

$$g^{(2X)}(\tau) = \frac{\langle E_A^*(t+\tau)E_B^*(t)E_B(t)E_A(t+\tau)\rangle}{\langle E_A^*(t)E_A(t)\rangle\langle E_B^*(t)E_B(t)\rangle} \tag{4}$$

其中， $\langle \dots \rangle$ 是对测量时间 t进行的系综平均， τ 是双光子事件符合时间间隔。

将式（3）代入式（4）展开后，可以证明 [38, 39] 非零项为

$$\begin{aligned} g^{(2X)}(\tau) =& \frac{1}{4}g^{(2)}(\tau+\Delta) + \frac{1}{4}g^{(2)}(\tau-\Delta) \\ &+ \frac{1}{2}[g^{(2)}(\tau) - |g^{(1)}(\tau)|^2]\,. \end{aligned} \tag{5}$$

此时，时间光子聚束 $g^{(2)}(\tau = 0)$特征将表现为两个侧峰 $g^{(2X)}(\tau)$，其幅度为原幅度的 $1/4$，位于光子探测时间延迟 $\tau = \pm\Delta$处。

若测试光符合西格特关系式(2)，并注意到光学延迟长度的选择满足$g^{(2)}(\tau = \Delta) = 1$，则 $g^{(2X)}(\tau = 0) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4} + \frac{1}{2} = 1$。这使得 $\tau = 0$附近出现平坦的符合基线。

图4展示了本研究中对两种光源测得的 $g^{(2X)}(\tau)$实验结果。汞灯发出的光在 $\tau = 0$ 附近呈现平坦区域，这表明其与西格特关系符合良好，因此与热光的预期相符。

由旋转毛玻璃装置制备的光在 $\tau = 0$ 附近呈现出非平坦的聚束特征，明显违反了西格特关系（$g^{(2)}(\tau) - |g^{(1)}(\tau)|^2 \neq 1$，见图 4 (b)）。将实验测得的 $g^{(2X)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(\tau)$拟合到式 (5)，得到中心聚束峰 $g^{(2X)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(0) = 1.412 \pm 0.002$和 $-|g^{(1)}(0)|^2 = -0.421 \pm 0.003$。然而，尽管 $|g^{(1)}(0)|^2$ 的幅度与中心聚束峰幅度相近，其相干时间尺度 $\tau_c = 149 \pm 2$ns 短于 $\tau_{\text{RGG}} = 172.8 \pm 0.6$ ns，因此无法完全抵消 $\tau = 0$ 附近的聚束特征。

这种偏离热光预期的现象表明，旋转毛玻璃光源应被视为伪热光源，而非热光源。

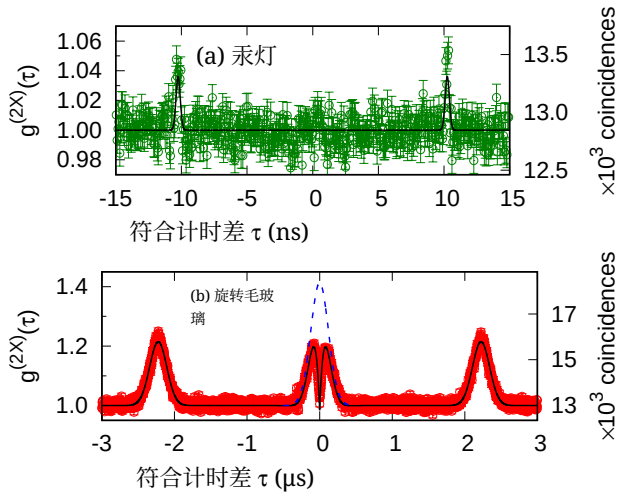

图 4. 干涉光子关联的实验结果。(a) 汞灯发出的光显示出两个聚束侧峰 $g^{(2X)}{}_{\text{汞}}(\tau = \pm\Delta) = 1.044 \pm 0.003$，振幅降低，为 $\tau_{\text{Hg}} = 0.41 \pm 0.03$ ns。(b) 旋转毛玻璃的散射光呈现出一个中心聚束峰（蓝色虚线）$g^{(2X)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(\tau = 0) = 1.412 \pm 0.002$ 以及两个较小的侧峰$g^{(2X)}{}_{\text{旋转毛玻璃}}(\tau = \pm\Delta) = 1.206 \pm 0.002$, 为 $\tau_{\text{RGG}} = 172.8 \pm 0.6$ ns。实线显示了对式 (5) 的拟合。

IV. 结论

我们发现，检验西格特关系可以作为一种有用的工具，用以区分热光与伪热光，从而提供超出光子聚束观测之外的额外信息。因此，探测干涉光子关联 $g^{(2X)}(\tau)$可以成为热光更有力的证据。

致谢

本研究获量子工程计划（NRF2021-QEP2-03-P02）、教育部以及新加坡总理公署国家研究基金会的支持。

[1] C. C. Davis, *Lasers and electro-optics*（剑桥大学出版社，1996年）。

[2] M. Planck, ¨不可逆辐射过程，Ann.Phys. 306, 69 (1900).

[3]A. Einstein，《爱因斯坦的光子概念提议——1905年《物理学年鉴》论文译文》，《美国物理学杂志》33, 367 (1965). [4] R. J. Glauber，光子关联，《物理评论快报》10, 84 (1963). [5] R. Loudon， *The Quantum Theory of Light* (牛津，英国，2000). [6] P. K. Tan、A. H. Chan 和 C. Kurtsiefer，穿越大气湍流的光学强度干涉测量，《皇家天文学会月刊》457, 4291 (2016). [7] Y. Deng、H. Wang、X. Ding、Z.-C. Duan、J. Qin、M.-C. Chen、Y. He、Y.-M. He、J.-P. Li、Y. H. Li， *et al.*，相距1.5亿千米的光源之间的量子干涉，《物理评论快报》123, 080401 (2019). [8] R. V. Rebka、G. A.and Pound，时间关联光子，《自然》180, 1035 (1957). [9] R. H. Brown 和 R. Twiss，光强涨落的干涉测量。II. 对部分相干光理论的实验检验，《伦敦皇家学会会刊》243, 291 (1958). [10] B. L. Morgan 和 L. Mandel，热光束中的光子聚束测量，《物理评论快报》16, 1012 (1966). [11] D. B. Scarl，部分相干光中的光子相关测量，《物理评论》175, 1661 (1968). [12] R. H. Brown 和 R. Q. Twiss，LXXIV. 一种用于射电天文学的新型干涉仪，《伦敦、爱丁堡和都柏林哲学杂志与科学期刊》45, 663 (1954). [13] R. H. Brown 和 R. Q. Twiss，两个相干光束中光子之间的关联，《自然》177, 27 (1956). [14] R. J. Glauber，光学相干性的量子理论，《物理评论》130, 2529 (1963). [15] L. Mandel and E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics* 1995 (剑桥大学出版社，). [16] M. Fox, *Quantum optics: An Introduction*，《牛津物理学硕士系列》（牛津大学出版社，2006). [17] R. J. Glauber，光子关联，《物理评论快报》10, 84 (1963). [18] W. Martienssen 和 E. Spiller，光束中的相干性与涨落，《美国物理学杂志》32, 919 (1964). [19] F. Arecchi 和 R. Bonifacio，光学微波激射放大器理论，《IEEE量子电子学杂志》1, 169 (1965). [20] T. Gonsiorowski 和 J. C. Dainty，准热光源产生的光的关联特性，《美国光学学会杂志》73, 234 (1983). [21] G. Scarcelli、A. Valencia 和 Y. Shih，光子计数区间内伪热场动量关联的实验研究，《物理评论A辑》70, 051802 (2004). [22] A. Valencia、G. Scarcelli、M. D'Angelo 和 Y. Shih，利用热光进行双光子成像，《物理评论快报》94, 063601 (2005). [23] Y. Zhou、F. Li、B. Bai、H. Chen、J. Liu、Z. Xu 和 H. Zheng，超聚束伪热光，《物理评论A辑》95, 053809 (2017). [24]F. T. Arecchi、M. Giglio 和 U. Tartari，《统计介质对相干光的散射》，《物理评论》163，186（1967年）。[25] R. Pecora, *Dynamic light scattering: applications of photon correlation spectroscopy*（Springer Science & Business Media，1985年）。[26] D. Dravins、T. Lagadec 和 P. D. Nu˜nez，《利用电子连接的望远镜进行光学孔径合成》，《自然·通讯》6，6852（2015年）。[27] P. K. Tan 和 C. Kurtsiefer，《用于表征极窄谱线的时间强度干涉测量》，《皇家天文学会月刊》469，1617（2017年）。[28] L. E. Estes、M. Narducci 和 R. A. Tuft，《旋转毛玻璃的光散射》*，《美国光学学会杂志》61，1301（1971年）。[29] E. Jakeman，《波前曲率对匀速运动目标中心散射激光的相干特性的影响》，《物理学杂志A辑》8，L23（1975年）。[30] P. N. Pusey，《运动粗糙表面产生的激光散斑的光子相关研究》，《物理学杂志D辑》9，1399（1976年）。[31] T. A. Kuusela，《伪热光二阶相干性的测量》，《美国物理学杂志》85，289（2017年）。[32] A. J. F. Siegert， *On the Fluctuations in Signals Returned by Many In* 麻省理工学院辐射实验室（1943年）。[33] H. Z. Cummins 和 E. R. Pike， *Photon correlation andlight beating spectroscopy*（Springer Science+Business Media，1974年）。[34] E. Jakeman，论 k分布噪声的统计特性，《物理学杂志A辑：数学与通论》13，31（1980年）。[35] P.-A. Lemieux 和 D. J. Durian，利用 n 阶强度相关函数研究非高斯散射过程，《美国光学学会杂志》A辑 16，1651（1999年）。[36] D. Ferreira、R. Bachelard、W. Guerin、R. Kaiser 和 M. Fouch´e，连接场相关与强度相关：西格特关系及其检验方法，《美国物理学杂志》88，831（2020年）。[37] P. Lass`egues、M. A. F. Biscassi、M. Morisse、A. Cidrim、N. Matthews、G. Labeyrie、J. Rivet、F. Vakili、R. Kaiser、W. Guerin、 *et al.*，场相关与强度相关：从恒星到量子发射体的西格特关系，《欧洲物理杂志D辑》76，246（2022年）。[38] A. Lebreton、I. Abram、R. Braive、I. Sagnes、I. Robert- Philip 和 A. Beveratos，通过干涉光子相关测量明确区分相干光与混沌光，《物理评论快报》110, 163603（2013年）。[39] X. J. Yeo、E. Ernst、A. Leow、J. Hwang、L. Shen、C. Kurt- siefer 和 P. K. Tan，直接测量实用激光光源中相干光的比例，《物理评论A辑》109，013706（2024年）。