

引用格式: 侯飞雁, 权润爱, 项晓, 等. 基于实地光纤的双向量子时间传递实验研究[J]. 时间频率学报, 2020, 43(4): 253-261.

基于实地光纤的双向量子时间传递实验研究

侯飞雁^{1,2,3}, 权润爱^{1,2,3}, 项晓^{1,2,3}, 靳亚晴^{1,2,3},

董瑞芳^{1,2,3}, 刘涛^{1,2,3}, 张首刚^{1,2,3}

- (1. 中国科学院 国家授时中心, 西安 710600;
2. 中国科学院 时间频率基准重点实验室, 西安 710600;
3. 中国科学院大学 天文与空间科学学院, 北京 101048)

摘要: 高精度的时间传递技术已经广泛地应用在守时授时、导航定位、科学研究等各个领域。量子时间传递技术利用频率纠缠脉冲作为时间信号的载体, 结合高精度的量子测量技术可以极大地提高时间传递精度。由于频率纠缠脉冲自身的高度关联性, 量子时间传递技术具有更高的安全性。本文在 9.76 km 的实地光纤中开展了双向量子时间传递实验研究, 得到的时间传递稳定度在平均时间是 10 s 时为 1.55 ps, 平均时间是 20 480 s 时为 92 fs。飞秒量级的双向量子时间传递结合其安全性优势, 有望在高精度的中长途传递系统中获得广泛应用。

关键词: 量子时间传递; 实地光纤; 频率纠缠源; 色散消除

DOI: 10.13875/j.issn.1674-0637.2020-04-0253-09

Experimental research on two-way quantum time transfer based on solid fiber

HOU Fei-yan^{1,2,3}, QUAN Run-ai^{1,2,3}, XIANG Xiao^{1,2,3}, JIN Ya-ting^{1,2,3},

DONG Rui-fang^{1,2,3}, LIU Tao^{1,2,3}, ZHANG Shou-gang^{1,2,3}

- (1. National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China;
2. Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China;
3. School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101048, China)

Abstract: High-precision time transfer technology has been widely applied in a variety of fields, such as punctual timing, navigation and positioning, scientific research, and so on. Quantum time transfer technology, which uses frequency entangled pulse as the carrier of time signals, and combined with high-precision quantum measurement technologies, can greatly improve the time transfer accuracy. Due to the high correlation of the frequency entangled pulse itself, quantum time transfer technology has higher security. We carry out the two-way

收稿日期: 2020-04-23; 接受日期: 2020-05-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(12033007; 61875205; 61801458; 91836301); 中国科学院前沿科学重点研究资助项目(QYZDB-SSWSLH007); 中国科学院“西部之光”人才培养计划“西部青年学者”B类资助项目(XAB2019B15; XAB2019B17); 中国科学院战略性先导科技专项C类资助项目(XDC07020200); 中国科学院重点资助项目(ZDRW-KT-2019-1-0103); 广东省重点研发资助项目(2018B030325001)

quantum time transfer experiment in a 9.76 km solid fiber. The time transfer stability is 1.55 ps over 10 s, and 92 fs over 20 480 s. The femtosecond-scale two-way quantum time transfer is expected to be widely used in high-precision medium and long distant transmission system.

Key words: quantum time transfer; solid fiber; frequency entangled source; dispersion cancellation

0 引言

高精度频率参考和时间标准在科学研究、导航和定位等许多领域变得越来越重要。而精确时间标准的建立与时间传递的性能以及在多台原子钟之间的时间比对精度直接相关^[1]。由于光纤具有低损耗, 高可靠性和高稳定性等优点, 光纤时间传递 (TTOF) 比其他基于卫星的同类时间传递技术^[2-3]具有更好的性能。据报道, TTOF 在数百千米的光纤上, 可以实现数十皮秒的同步精度^[4-6]。通过补偿光纤传播延迟的波动, 双向时间传递方法的稳定度可以保持在皮秒以下, 对应的平均时间为数小时^[7-15]。另一方面, 在军事用途的导航系统^[16]、金融网络^[17]等领域安全时间传递至关重要。尽管双向传递可以检测中间人 (MITM) 的延迟攻击, 但是经典技术容易受到恶意方的干扰, 从而对时间传递性能产生不利影响^[18]。

为了准确而且安全地在相距甚远的时钟间传递时间信息, 急需开发新的时间传递方法。使用频率纠缠的光子对作为时间信号的载体, 结合单光子探测器能够精确地检测到极低功率的信号, 能够消除大多数系统误差, 并且可以保持数据流量的安全性的优势, 量子增强的时间传递技术有望进一步提高时间传递精度^[18,19-27]。此外, 量子力学的互补原理保证了量子时间同步技术的安全性^[28-30]。

尽管具有潜在的高精度和安全性, 但是由于相对较低的光子数以及通过光纤传播后脉冲受到色散影响会展宽, 量子时间传递的优越性仍未得到充分认识。频率纠缠光有一个突出的优点: 非局域色散消除特性。该特性可以消除光纤色散对量子时间传递的影响。该特性在 1992 年由 Franson 在理论上提出^[31], 随后在实验上利用局域测量的方法得到了验证^[32-34]。作者所在研究团队于 2019 年在实验上利用非局域测量的方式证明了该特性^[35]。信号光和闲置光分别经过色散量相同但是符号相反的介质传播后, 信号光由于色散引入的展宽可以被闲置光非局域地抵消, 因此二阶关联函数的分布不受色散的影响, 由二阶关联函数得到的时间差信号也不受色散的影响。

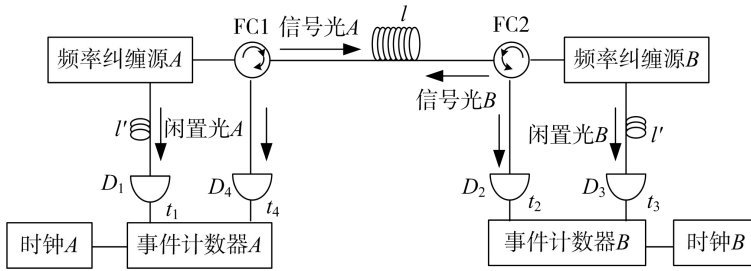
目前, 作者所在研究团队已经在 20 km 光纤盘上利用频率纠缠光的非局域色散消除特性实现了 45 fs 的时间同步稳定度, 对应的平均时间是 40 960 s^[27]。为了研究双向量子时间同步技术的实际应用, 量子时间同步研究团队首次在 9.76 km 实地光纤上开展了双向量子时间传递 (Q-TWTOF) 实验研究。研究中利用频率纠缠源的非局域色散消除特性可以提高时间传递稳定性。实验结果表明, 以时间偏差 (TDEV) 表示的时间传递稳定性在 10 s 的平均时间内达到 1.55 ps, 在 20 480 s 的平均时间内达到 92 fs。当前, Q-TWTOF 方案的性能主要受限于纠缠光子对的损耗、事件计时器的有限数据采集速率以及单光子探测器和事件计时器的时间抖动。Q-TWTOF 方案与类似的经典时间同步方案相比, 时间传递稳定度有显著的提高。结合固有的安全性优势, Q-TWTOF 方案对于在中长距离上进行高准确度和安全的时间传递非常有用。

本文的安排如下, 第 1 部分介绍 Q-TWTOF 方案及其理论分析, 第 2 部分介绍实验装置和实验结果, 第 3 部分为总结。

1 双向量子时间传递理论分析及实验设计

图 1 为基于光纤的双向量子时间传递方案的原理图。A 地和 B 地分别有一个频率纠缠源, 两台超导单光子探测器, 一台与本地时钟同步的事件计时器用来记录光子的到达时间。A 地频率纠缠源产生的信

号光子经过长度为 l 的光纤传递到 B 地，为了补偿信号光子在光纤里产生的色散，在闲置光路中加入一段长度为 l 的色散补偿光纤。超导单光子探测器 D_1 和 D_2 探测到达的闲置光 A 和信号光 A 。事件计时器记录光子的到达时间分别为 $\{t_1^{(j)}\}$ 和 $\{t_2^{(j)}\}$ ，其中 $j=1, \dots, n$ ，表示时间戳序列。利用互相关算法^[36]处理 $\{t_1^{(j)}\}$ 和 $\{t_2^{(j)}\}$ 得到 t_2 和 t_1 的时间差。假设钟 A 和钟 B 的钟差为 t_0 ，可以得到 $t_2 - t_1 = l/v_{g,A} - l'/v'_{g,A} - t_0$ ，其中 v_g 和 v'_g 是光子在传递光纤和色散补偿光纤中的传播群速度。对 B 地的频率纠缠源作相同的操作，信号光 B 经过同一段光纤传递到 A 地，闲置光 B 经过与 A 地相同长度的色散补偿光纤。对记录的时间序列 $\{t_3^{(j)}\}$ 和 $\{t_4^{(j)}\}$ 作互相关运算得到时间差 $t_4 - t_3 = l/v_{g,B} - l'/v'_{g,B} + t_0$ 。如果纠缠源 A 和 B 波长相同，则信号光 A 和 B 在光纤中传播群速度相同 $v_{g,A} = v_{g,B}$ ，闲置光 A 和 B 在色散补偿光纤中的传播群速度相同 $v'_{g,A} = v'_{g,B}$ ，可以得到钟差的表达式为 $t_0 = \frac{(t_4 - t_3) - (t_2 - t_1)}{2}$ 。



注：FC 为光纤环形器； $D_1 \sim D_4$ 为单光子探测器。待同步的时钟 A 和 B 分别位于 A 、 B 两地， A 、 B 两地分别有一个频率纠缠源、一对超导单光子探测器、一个事件计时器与时钟同步。纠缠源产生的闲置光经过长度为 l 的色散补偿光纤由本地的单光子探测器探测，事件计时器记录其到达时间，信号光经过长度为 l 的传递光纤传到对端由对端的单光子探测器探测，对端的事件计时器记录其到达时间。

图 1 Q-TWTOF 方案原理图

根据量子场理论，在时空点 (D_1, t_1) ， (D_2, t_2) ， (D_3, t_3) ， (D_4, t_4) 同时探测到光子的概率正比于光场的四阶关联函数^[37]：

$$G^{(4)} = \langle \Psi | E_1^{(-)} E_2^{(-)} E_3^{(-)} E_4^{(-)} E_4^{(+)} E_3^{(+)} E_2^{(+)} E_1^{(+)} | \Psi \rangle, \quad (1)$$

式 (1) 中， $E_j^{(\pm)}$ 表示第 j 个探测器电场算符的正频、负频分量，正比于电场湮灭（产生）算符 \hat{a}_j (\hat{a}_j^\dagger)。

$$\begin{aligned} E_j^{(+)}(D_j, t_j) &\propto \hat{a}_j(D_j, t_j), \\ E_j^{(-)} &= (E_j^{(+)})^\dagger, j = 1, 2, 3, 4, \end{aligned} \quad (2)$$

式 (1) 中， $|\Psi\rangle$ 是输入场的态函数。设频率纠缠源 A 的态函数是 $|\Phi_A\rangle$ ，纠缠源 B 的态函数是 $|\Theta_B\rangle$ ，输入场态函数表达式可以表示为 $|\Psi\rangle = |\Phi_A\rangle \otimes |\Theta_B\rangle$ 。假设两个纠缠源是通过相同的单色光泵浦，进行简并 Π 类自发参量下转换过程得到的，态函数可以写成：

$$\begin{aligned} |\Phi_A\rangle &= \int d\Omega f(\Omega) \hat{a}_{s,A}^\dagger(\omega_0 + \Omega) \hat{a}_{i,A}^\dagger(\omega_0 - \Omega) |0\rangle, \\ |\Theta_B\rangle &= \int d\Omega g(\Omega) \hat{a}_{s,B}^\dagger(\omega_0 + \Omega) \hat{a}_{i,B}^\dagger(\omega_0 - \Omega) |0\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

式 (3) 中， $\hat{a}_{s,A(B)}^\dagger$ 和 $\hat{a}_{i,A(B)}^\dagger$ 分别是频率纠缠源 $A(B)$ 信号光和闲置光的产生算符。 $|0\rangle$ 表示真空态。理想情况下信号光和闲置光是频率反关联的，中心频率是 ω_0 。 $f(\Omega) = g(\Omega) = \text{sinc}(DL\Omega/2)$ 表示纠缠源联合频

谱的振幅函数。其中 L 是晶体长度, D 是信号光和闲置光在晶体中传播群速度倒数之差。为了简化推导, 假设 $f(\Omega)$ 是高斯函数 $f(\Omega) \approx e^{-\gamma(\Omega DL)^2}$, 其中 $\gamma = 0.048\ 22$ 。

第 j 个探测器处的湮灭算符可以表示为:

$$\begin{cases} \hat{a}_1(l', t_1) = \int d\omega \hat{a}_{i,A}(\omega) e^{-i\omega(t_1-t_{A0})} e^{ik'(\omega)l'} \\ \hat{a}_2(l, t_2) = \int d\omega \hat{a}_{s,A}(\omega) e^{-i\omega(t_2-t_{B0})} e^{ik(\omega)l} \\ \hat{a}_3(l', t_3) = \int d\omega \hat{a}_{i,B}(\omega) e^{-i\omega(t_3-t_{B0})} e^{ik'(\omega)l'} \\ \hat{a}_4(l, t_4) = \int d\omega \hat{a}_{s,B}(\omega) e^{-i\omega(t_4-t_{A0})} e^{ik(\omega)l} \end{cases}, \quad (4)$$

式(4)中, t_{A0} 和 t_{B0} 分别表示钟 A 和钟 B 的起始时间, 两钟的钟差可以表示为 $t_0 = t_{A0} - t_{B0}$ 。 $k(\omega)$ 和 $k'(\omega)$ 分别表示光子在传递光纤和色散补偿光纤中的传递常数。传递常数在中心频率 ω_0 处做 Taylor 展开到二阶项可以表示为:

$$\begin{aligned} k(\omega) &= \frac{n(\omega)\omega}{c} = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}k_2(\omega - \omega_0)^2 \\ k'(\omega) &= \frac{n'(\omega)\omega}{c} = k'_0 + k'_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}k'_2(\omega - \omega_0)^2 \end{aligned}, \quad (5)$$

把式(2)至式(5)代入式(1), 四阶关联函数可以表示为^[31-32]

$$G^{(4)}(\tau, \tau') = G^{(2)}(\tau)G^{(2)}(\tau') \propto e^{-\frac{\tau^2 + \tau'^2}{2\sigma^2}}, \quad (6)$$

式(6)中, $\tau = (t_4 - t_3) - t_0 - k_1l + k'_1l'$, $\tau' = (t_2 - t_1) + t_0 - k_1l + k'_1l'$, $\sigma = \sqrt{\gamma D^2 L^2 + \frac{1}{\gamma D^2 L^2} \left(\frac{k_2l + k'_2l'}{2}\right)^2}$ 。从 σ

的表达式可以看出如果 k_2 和 k'_2 符号相反, 可以调节色散补偿光纤的长度 l' 使 $|k_2l + k'_2l'| \rightarrow 0$ 。二阶关联函

数的半高宽 $\Delta\tau_{\text{FWHM}} = \Delta\tau'_{\text{FWHM}} \approx 2.355\sigma$, 积分 $\iint d\tau d\tau' (\tau - \tau') G^{(4)}(\tau, \tau')$, 可以得到 $\langle \tau - \tau' \rangle = 0$, 对应于经

典双向时间传递结论 $\langle t_0 \rangle = \frac{\langle (t_4 - t_3) - (t_2 - t_1) \rangle}{2}$ 。 t_0 的标准差可以表示为:

$$\begin{cases} \Delta t_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2(t_4 - t_3) + \Delta^2(t_2 - t_1)} \\ \Delta^2(t_4 - t_3) = \int d\tau [(t_4 - t_3) - \langle t_4 - t_3 \rangle]^2 G^{(2)}(\tau) = 4\sigma^2 \\ \Delta^2(t_2 - t_1) = \int d\tau' [(t_2 - t_1) - \langle t_2 - t_1 \rangle]^2 G^{(2)}(\tau') = 4\sigma^2 \end{cases}, \quad (7)$$

将式(6)代入式(7)可以得到 $\Delta t_0 = \sqrt{2}\sigma$ 。对于理想的单光子探测器, N 个光子对得到的 t_0 的标准差为

$$\langle \Delta t_0 \rangle_N = \frac{1}{\sqrt{2N}} \langle \Delta t_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\gamma D^2 L^2 + \frac{1}{\gamma D^2 L^2} \left(\frac{k_2l + k'_2l'}{2}\right)^2}, \quad (8)$$

实际实验中, 单光子探测器和事件计时器都会引入时间抖动, 因此在 Δt_0 中要加 Δt_{jitter} :

$$\langle \Delta t_0 \rangle_N = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{(\gamma D^2 L^2 + \frac{1}{\gamma D^2 L^2} \left(\frac{k_2l + k'_2l'}{2}\right)^2) + \Delta t_{\text{jitter}}^2}. \quad (9)$$

实验上, 公式(9)表示 t_0 的标准差正比于二阶关联函数的宽度 σ_m , 反比于符合计数 N 的平方根, 即:

$$\langle \Delta t_0 \rangle_N = \frac{\sigma_m}{\sqrt{N}}, \quad (10)$$

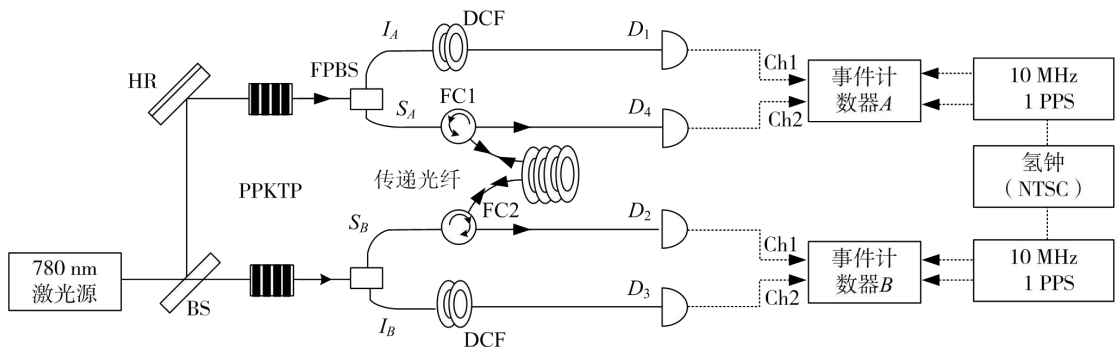
式(10)中,

$$\sigma_m = \sqrt{\gamma D^2 L^2 + \frac{1}{\gamma D^2 L^2} \left(\frac{k_2 l + k_2' l'}{2} \right)^2} + \Delta t_{\text{jitter}}^2. \quad (11)$$

实验中采用的 II 类周期极化 PPKTP 晶体的 $D \cdot L = 2.96 \text{ ps}$, 由于文中传递光纤由两部分组成, 公式(9)中 $k_2 l$ 改写为 $k_2^1 l_1 + k_2^2 l_2$, 其中 $l_1 = 4.09 \text{ km}$ 和 $l_2 = 5.67 \text{ km}$ 分别表示光纤盘和实地光纤的长度, $k_2^1 \approx -2.17 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ 和 $k_2^2 \approx -1.82 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$ 分别是两种光纤的二阶色散常数; DCF 的长度 $l' = 1.245 \text{ km}$, 二阶色散常数 $k_2' \approx 1.86 \times 10^{-25} \text{ s}^2/\text{m}$; $\Delta t_{\text{jitter}} = 70 \text{ ps}$ 表示单光子探测器和事件计时器抖动的半高全宽(FWHM)。将上述参数代入 σ_m 表达式, 得到二阶关联函数的 FWHM 宽度为 100 ps 。

2 实验装置和实验结果

如图 2 所示为 Q-TWTTOF 方案的实验装置图。光源采用外腔倍频产生的连续 780 nm 激光, 780 nm 激光被 50:50 分束器 (BS) 分成两束分别聚焦到两个 PPKTP 晶体进行自发参量下转换获得 1560 nm 频率反关联纠缠光源。纠缠光子对耦合进光纤偏振分束器 (FPBS), 信号光子 (S_A) 经过光纤环形器 (FC1) 注入到传递光纤中 (传递光纤由 4.09 km 光纤盘和 5.67 km 实地光纤连接而成)。传递光纤损耗为 86.8% 。 S_A 经过光纤传输后从 FC2 输出由探测器 D_2 进行探测, 事件计时器 B 记录光子到达时间为 $\{t_2^{(j)}\}$ 。闲置光子 (I_A) 经过长度是 1.245 km 的色散补偿光纤 (DCF), 由探测器 D_1 进行探测, 事件计时器 A 记录 I_A 的到达时间为 $\{t_1^{(j)}\}$ 。纠缠源 B 产生的 S_B 经过与 S_A 相同的传递光纤由探测器 D_4 探测, 事件计时器 A 记录 S_B 的到达时间为 $\{t_4^{(j)}\}$ 。 I_B 经过长度是 1.245 km 的色散补偿光纤由 D_3 探测, 事件计时器 B 记录 I_B 的到达时间为 $\{t_3^{(j)}\}$ 。超导单光子探测器的探测效率为 50% 。事件计时器的生产厂家为 Eventech Ltd, 型号为 A033-ET。事件计时器的每个输入端口数据率大约是 6 kHz , 每组数据采集时长 10 s , 每组数据包包含约 60000 个时间序列。实验中的时钟 A 和 B 共用中国科学院国家授时中心氢钟的频率信号和秒脉冲信号。



注：图中实直线为光路，实曲线为光纤，虚线为电缆。780 nm 激光由 BS 分成两束分别泵浦两个 PPKTP 晶体，产生的频率纠缠光耦合进 FPBS，两纠缠源的信号光 S_A 和 S_B 分别经过 FC 和 9.76 km 光纤到达对端，由探测器 D_2 和 D_4 探测。闲置光 I_A 和 I_B 分别经过 DCF 由 D_1 和 D_3 探测。事件计时器 A 和 B 分别记录探测器 D_1 、 D_4 和 D_2 、 D_3 探测的光子到达时间。时钟 A 和 B 共用国家授时中心 (NTSC) 氢钟信号并为事件计时器 A 和 B 提供秒脉冲信号 (PPS) 和 10 MHz 信号。

图 2 Q-TWTTOF 方案的实验装置图

对记录的时间序列 $\{t_1^{(j)}\}$ 和 $\{t_2^{(j)}\}$ 作互相关运算可以得到二阶关联函数的分布, 如图 3 所示。横坐标表示信号光和闲置光的相对时延, 为了方便分析, 将符合峰的中心位置归零, 纵坐标表示符合计数。数据每个相邻点之间的坐标间隔为 16 ps , 表示处理数据的通道分辨率, 该值是综合考虑数据信噪比和精

度来确定的。图中每个数据点表示每个相对时延值对应的符合计数。通过对实验值分布进行高斯拟合得到符合分布的 FWHM 为 102 ps，和理论计算结果吻合良好。每组数据符合计数为 1 161。代入公式 (9) 得到对应的 $\langle \Delta t_0 \rangle_N = 1.25$ ps。从二阶关联函数的分布中可以提取得到 10 s 平均时间内的时间差 $t_2 - t_1$ 、 $t_4 - t_3$ 和 t_0 。图 4 为 $t_2 - t_1$ 、 $t_4 - t_3$ 和 t_0 的时间稳定性分布。圆点加实线和正方形加实线是单向的时间差 $t_4 - t_3$ 和 $t_2 - t_1$ 的时间稳定性，二者随环境变化波动较大，而且变化规律一致，二者相减后可以将波动抵消，得到 t_0 的稳定性如图中三角形加实线所示，平均时间是 10 s 时， t_0 稳定度为 1.55 ps；平均时间是 20 480 s 时， t_0 稳定度为 92 fs。

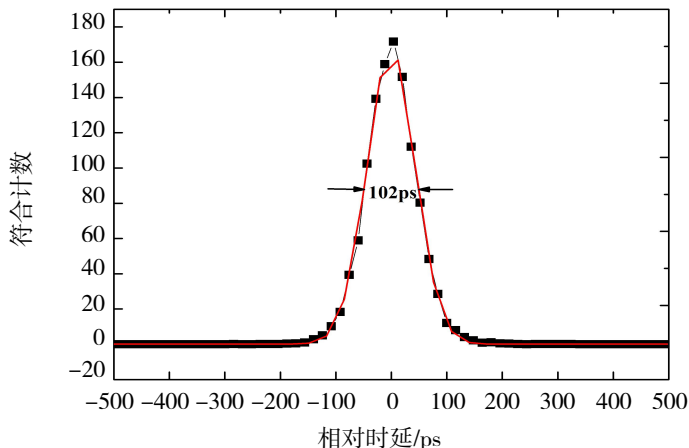


图 3 经过实地光纤传递后的频率纠缠源二阶关联函数分布

用 15 m 的光纤代替 9.76 km 的实地光纤，移走 DCF，测量系统的时间传递性能如图 4 中的倒三角加实线所示。平均时间是 10 s 时， t_0 的稳定度为 344 fs，平均时间是 20 480 s 时，稳定度为 30 fs。系统的时间同步稳定性表示该系统可以达到的最佳时间稳定性。加入实地光纤以后时间同步稳定度变差的原因有两方面的原因：一个是传递链路引入的损耗导致符合计数降低，没有经过实地光纤时符合计数为 5 100/10 s，经过实地光纤后符合计数为 1 161/10 s；另一个是加入实地光纤后由于色散补偿不完全，二阶关联函数的宽度加宽，加入实地光纤前二阶关联函数 FWHM 为 69.7 ps，加入实地光纤后二阶关联函数 FWHM 为 102 ps。由公式 (10) 可以得到： $\langle \Delta t_0 \rangle_N$ 正比于二阶关联函数的宽度，反比于光子符合计数的平方根，因此经过实地光纤传递后，时间同步稳定度比没有加光纤时的稳定度差。

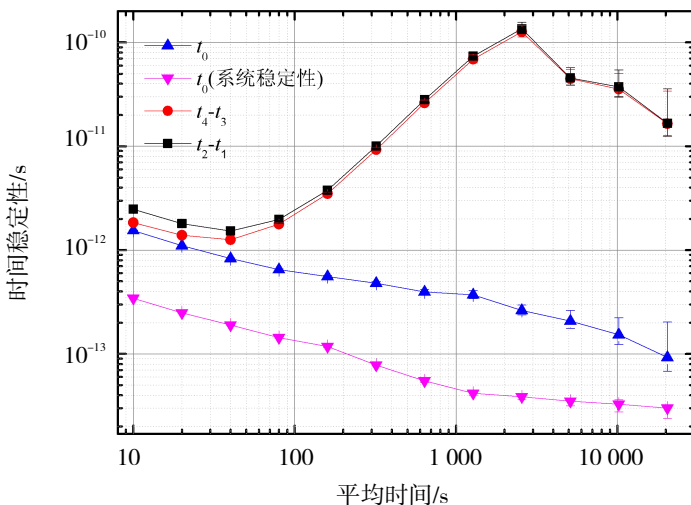


图 4 实地光纤双向时间传递时间稳定度

和 20 km 光纤盘中双向量子时间传递的结果 (TDEV: 688 fs @ 10 s, 62 fs @ 20 480 s) 相比, 9.76 km 的实地光纤的结果 (TDEV: 1.55 ps @ 10 s, 92 fs @ 20 480 s) 较差。原因在于: ① 实地光纤实验中采用的 DCF 是补偿 10 km 单模光纤盘纤的, 和 9.76 km 实地光纤的色散量不完全匹配, 得到二阶关联函数 FWHM 为 102 ps, 而 20 km 光纤盘实验中的二阶关联函数 FWHM 为 88 ps。② 9.76 km 的实地光纤的损耗为 86.8%, 20 km 光纤盘的损耗为 71.8%, 所以经过传递以后符合计数降低, 实验测量得到前者 10 s 内的符合计数约为 1 161, 后者 10 s 内的符合计数约为 2 936。将 20 km 盘纤和 9.76 km 实地光纤的符合计数率和二阶关联函数宽度代入公式 (10) 可以得到 t_0 的标准差分别为 0.69 ps 和 1.25 ps, 这与实验数据 t_0 的标准差 1.15 ps 和 1.73 ps 均吻合较好。需要说明的是, 在理想情况下, 双光子符合计数与符合宽度无关。但在实际实验中, 单光子探测器有固有的死区时间, 这导致暗时间段内会产生随机分布的离散时间序列。当色散存在的时候, 测得的时间序列中会增加更多的随机噪声, 从而降低光子对的收集效率。因此色散效应会降低信噪比, 而非局域色散消除效应可以从噪声中恢复有效信号。所以色散消除越彻底, 符合计数率越高。

除了传递链路的损耗外, 限制目前双向量子时间传递稳定度的因素主要包括: 单光子探测器和事件计时器的抖动以及事件计时器的数据流量限制。本文中使用的单光子探测器和事件计时器的总抖动约为 70 ps, 因此测量到的纠缠光子对二阶关联函数的宽度的最小也只能达到 70 ps 左右, 如果采用抖动更低的单光子探测器和事件计时器, 可以有效地降低二阶关联函数测量的宽度, 进而优化时间传递稳定度。本文中采用的事件计时器两个数据输入端口的数据流量之和不能超过 12 kHz, 因此为了避免数据流量过大, 实验中将下转换晶体前的 780 nm 激光的功率衰减到了 10 mW 左右, 这也限制了纠缠光的亮度, 如果采用不限制数据流量的事件计时器则可以提高纠缠光源的亮度, 进而优化时间传递稳定度。因此下一步我们拟采用时间抖动小的单光子探测器和亚皮秒精度的不限制数据流量的事件计时器来优化时间传递稳定度。

3 总结

我们利用频率纠缠光的非局域色散消除的特性, 在 9.76 km 实地光纤中实现了高精度的量子时间同步, 得到的时间同步稳定度在平均时间是 10 s 时为 1.55 ps, 20 480 s 时为 92 fs。系统的时间同步稳定性为: 平均时间是 10 s 时为 344 fs, 平均时间是 20 480 s 时, 稳定度为 30 fs。下一步我们将对传递光纤的色散进行精确补偿, 使二阶关联函数的宽度降低, 同时提高符合计数, 并且采用亚皮秒精度的事件计时器, 数据的采集率将不受限制, 同时采用低抖动的超导单光子探测器, 时间同步的结果还可以进一步改善。

参考文献:

- [1] PETIT G, JIANG Z. Precise point positioning for TAI computation[J]. International Journal of Navigation and Observation, 2008: 562878.
- [2] PIESTER D, BAUCH A, BREAKIRON L, et al. Time transfer with nanosecond accuracy for the realization of International Atomic Time[J]. Metrologia, 2008(45): 185.
- [3] JIANG Z, HUANG Y J, ZHANG V, et al. BIPM 2017 TWSTFT SATRE/SDR calibrations for UTC and Non-UTC links[K]. BIPM Technical Memorandum, 2017.
- [4] KREHLIK P, SLIWICZYNSKI L, BUCZEK L, et al. Fiber-optic joint time and frequency transfer with active stabilization of the propagation delay[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2012, 61(10): 2844-2851.

- [5] ´SLIWICY´ NSKI Ł, KREHLIK P, CZUBLA A, et al. Dissemination of time and rf frequency via a stabilized fibre optic link over a distance of 420 km[J]. *Metrologia*, 2013(50): 133.
- [6] LOPEZ O, KANJ A, POTTIE P E, et al. Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network[J]. *Applied Physics B*, 2013(110): 3-6.
- [7] ROST M, FUJIEDA M, PIESTER D. Time transfer through optical fibers (TTTOF): progress on calibrated clock comparisons [C]//EFTF-European Frequency & Time Forum, Noordwijk: IEEE, 2010.
- [8] ROST M, PIESTER D, YANG W, et al. Time transfer through optical fibers over a distance of 73 km with an uncertainty below 100 ps[J]. *Metrologia*, 2012(49): 772.
- [9] LOPEZ O, KÉFÉLIAN F, JIANG H, et al. Frequency and time transfer for metrology and beyond using telecommunication network fibres[J]. *Comptes Rendus Physique*, 2015(16): 531.
- [10] WANG B, GAO C, CHEN W, et al. Precise and continuous time and frequency synchronisation at the 5×10^{-19} accuracy level[J]. *Scientific Reports*, 2012(2): 556.
- [11] YIN F, WU Z, DAI Y, et al. Stable fiber-optic time transfer by active radio frequency phase locking[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(10): 3054-3057.
- [12] RAUPACH S M, GROSCHE G. Chirped frequency transfer: a tool for synchronization and time transfer[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 2014(61): 920.
- [13] CHEN X, LU J, CUI Y, et al. Simultaneously precise frequency transfer and time synchronization using feed-forward compensation technique via 120 km fiber link[J]. *Scientific Reports*, 2015(5): 18343.
- [14] KREHLIK P, SCHNATZ H, ´SLIWICY´ NSKI Ł. A hybrid solution for simultaneous transfer of ultrastable optical frequency, RF frequency and UTC time-tags over optical fiber[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 2017(64): 1884.
- [15] LESSING M, MARGOLIS H, BROWN C T A, et al. Frequency comb-based time transfer over a 159 km long installed fiber network[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(22): 1101.
- [16] JAFARNIA-JAHROMI A, BROUMANDAN A, NIELSEN J, et al. GPS vulnerability to spoofing threats and a review of antispoofing techniques[J]. *International Journal of Navigation & Observation*, 2012: 127072.
- [17] ANGEL J J. When finance meets physics: the impact of the speed of light on financial markets and their regulation[J]. *The Financial Review*, 2014, 49(2): 271.
- [18] NARULA L, HUMPHREYS T E. Requirements for secure clock synchronization[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2018(12): 749.
- [19] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Advances in quantum metrology[J]. *Nature Photonics*, 2011(5): 222-229.
- [20] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Quantum-enhanced positioning and clock synchronization[J]. *Nature*, 2001, 412(6845): 417-419.
- [21] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Positioning and clock synchronization through entanglement[J]. *Physical Review A*, 2001, 65(2): 2309.
- [22] BAHDER T B, GOLDING W M. Clock synchronization based on second-order quantum coherence of entangled photons[C]//AIP Conference Proceedings, 2004, 734(1): 395-398.
- [23] WANG J, TIAN Z, JING J, et al. Influence of relativistic effects on satellite-based clock synchronization[J]. *Physical Review D*, 2016, 93(6): 5008.
- [24] VALENCIA A, SCARCELLI G, SHIH Y. Distant clock synchronization using entangled photon pairs[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 85(13): 2655-2657.

- [25] QUAN R A, ZHAI Y W, WANG M, et al. Demonstration of quantum synchronization based on second-order quantum coherence of entangled photons[J]. *Entific Reports*, 2016(6): 30453.
- [26] QUAN R A, DONG R F, ZHAI Y W, et al. Simulation and realization of a second-order quantum-interference-based quantum clock synchronization at the femtosecond level[J]. *Optics Letters*, 2019(44): 614.
- [27] HOU F Y, QUAN R A, DONG R F, et al. Fiber-optic two-way quantum time transfer with frequency-entangled pulses[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(2): 3849.
- [28] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Quantum cryptographic ranging[J]. *Journal of Optics B: Quantum Semiclass.* 2002, 4(4): 413.
- [29] LEE C, ZHANG Z, STEINBRECHER G R. et al. Entanglement-based quantum communication secured by nonlocal dispersion cancellation[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(6): 2331.
- [30] LAMAS-LINARES A, TROUPE J. Secure quantum clock synchronization[J]. *Advances in Photonics of Quantum Computing, Memory, and Communication XI*, 2018: 10547.
- [31] FRANSON J D. Nonlocal cancellation of dispersion[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(5): 3126-3132.
- [32] BAEK S Y, Y W CHO, KIM Y H. Nonlocal dispersion cancellation using entangled photons[J]. *Optics Express*, 2009, 17(21): 19241-19252.
- [33] O' DONNELL K A. Observations of dispersion cancellation of entangled photon pairs[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(6): 3601.
- [34] JEAN-PHILIPPE W M, DONOHUE J M, RESCH K J. Direct characterization of ultrafast energy-time entangled photon pairs[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(5): 3601.
- [35] LI B, HOU F, QUAN R, et al. Nonlocality test of energy-time entanglement via nonlocal dispersion cancellation with nonlocal detection[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(5): 3803.
- [36] QUAN R A, DONG R F, HOU F Y, et al. High-precision nonlocal temporal correlation identification of entangled photon pairs for quantum clock synchronization[J]. *Arxiv*, 1907: 08925.
- [37] GLAUBER R J. The quantum theory of optical coherence[J]. *Physical Review*, 1963, 130(6): 2529-2539.