DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461.2024.04.009

面向TDI技术地面验证的激光干涉仪本底噪声分析

左凌云， 师浩森， 姚 远， 蒋燕义*， 马龙生

(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室， 上海 200241)

摘 要: 在空间引力波探测中, 由于星间激光干涉臂不等, 导致激光频率噪声不能共模消除, 从而使微弱的引力波信号被激光频率噪声淹没。时间延迟干涉 (TDI) 技术通过将激光相位数据在时间上延迟, 构成虚拟等臂干涉, 从而能减小激光频率噪声对引力波信号探测的影响。为了在地面验证TDI技术能够将激光频率噪声对引力波探测的影响降低至 3×10^{-7} Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ (傅里叶频率 1 mHz 处), 需要分析TDI地面验证系统本底噪声的主要来源。通过实验测量和计算分析, 提出了面向TDI技术地面验证的激光干涉仪的重要参数设计要求, 包括激光干涉臂的臂长差、激光频率稳定度、气压稳定度、激光功率稳定度以及各部件温度稳定度等。

关 键 词: 激光技术; 空间引力波探测; 激光干涉仪噪声分析; 时间延迟干涉; 激光频率噪声

中 图 分 类 号 : O436, P142.8+4 **文 献 标 识 码 :** A **文章编号:** 1007-5461(2024)04-00649-10

Background noise analysis of laser interferometer for test of TDI technology on ground

ZUO Lingyun, SHI Haosen, YAO Yuan, JIANG Yanyi, MA Longsheng*

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

Abstract: For space gravitational wave detection, as the lengths of laser interferometer arms are not matched, the laser frequency noise cannot be eliminated in common mode, leading to the weak interfering signals being submerged in large residual laser frequency noise. By time-shifting and linearly combining independent interfering signals, laser frequency noise can be greatly eliminated as laser interferometry with virtual equal interferometer arm lengths. Such a technique is called time delay interferometry (TDI). In order to experimentally validate that TDI technique can reduce the influence of laser frequency noise on gravitational wave detection to 3×10^{-7} Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ at Fourier frequency of 1 mHz on the ground, it is necessary to analyze the main frequency noise sources of laser interferometer. Based on experimental measurement and calculation analysis, experimental parameters of the laser interferometer are derived to meet the noise requirement of gravitational wave detection, including the maximum length difference

基金项目: 国家自然科学基金 (11927810)

作者简介: 左凌云 (1997 -), 女, 山西晋中人, 研究生, 主要从事光学频率精密控制方面的研究。E-mail: 1183230952@qq.com

导师简介: 蒋燕义 (1980 -), 女, 上海人, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事光场时频域精密控制方面的研究。E-mail: yyjiang@phy.ecnu.edu.cn

收稿日期: 2022-05-20; **修改日期:** 2022-06-17

*通信作者。

between interferometer arms, laser frequency stability, air pressure stability, laser power stability and temperature stability of experimental setups.

Key words: laser techniques; gravitational wave detection in space; noise analysis of laser interferometer; time-delay interferometry; laser frequency noise

0 引 言

宇宙中存在大量天体运动形成的引力波, 其中大部分引力波是由大质量黑洞、星系等天体的合并产生的, 它们分布在10^{-5}～1 Hz频段范围内。地面引力波探测器由于受到干涉仪臂长的限制, 只能探测1 Hz以上频段的引力波信号。而空间引力波探测系统的臂长可以达到百万公里量级, 因此其探测频段在10^{-4}～1 Hz范围内。空间引力波探测器由三个飞行器组成的近似等边三角形的激光干涉仪构成, 每个飞行器携带两束激光并互相发射[1]。当引力波通过干涉仪的时候, 三个干涉臂发生不同的长度变化, 从而引起激光干涉信号变化, 由此可以测量引力波信号。

由于受轨道运动的影响, 激光干涉臂长并不能保持严格相等, 一般臂长差能保持在臂长的1%以下[2,3]。因此激光干涉信号中还包含因为臂长不相等而无法完全共模消除的激光频率噪声, 而这一噪声比引力波信号还要大6～11个数量级[3], 这就要求探测激光的频率噪声要优于10^{-4} Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ (1 mHz～1 Hz傅里叶频率处)。而目前频率噪声最低的稳频激光的频率噪声只达到0.5 Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ (1 mHz～1 Hz傅里叶频率处, 波长1.5 μm)[4], 它是利用低温硅材料研制的光学参考腔作为频率参考实现的低噪声稳频激光, 而采用常温光学参考腔稳频激光的频率噪声约为5 Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ (1 mHz～1 Hz傅里叶频率处)[5, 6]。由此可见, 目前仅仅通过降低激光源的频率噪声无法满足引力波探测的需求。1999年, Tinto等[7]提出了TDI数据后处理技术, 通过将干涉仪测量数据在时域上进行适当的延时处理和线性组合, 得到一个虚拟等臂长激光干涉仪的测量数据, 从而在数据后处理的过程中消除激光源的频率噪声对干涉信号的影响, 同时还可以保留引力波信号。

为了验证TDI技术在空间引力波探测中的可行性, 2010年, De Vine等[8]在地面搭建双臂干涉仪来验证TDI技术, 采用距离为1 m的两个激光器间激光的传输来模拟星间激光传播引起的时间延迟, 并用激光相位调制的方法模拟补偿了不同飞行器上时钟频率噪声的差异, 初步验证了TDI技术可将激光频率噪声压制9个数量级左右 (3 mHz傅里叶频率处), 并验证了TDI处理结果能达到干涉仪本底噪声水平。2020年, Vinckier等[3]在地面验证了一种基于光学频率梳的TDI方案, 该方案利用光学频率梳产生与激光同源的时钟信号, 在消除激光频率噪声的同时, 可消除时钟频率噪声的影响, 在TDI数据处理中体现了激光与时钟频率同源的优势。该研究在地面验证系统中采用声光调制器 (AOM) 来模拟空间引力波探测中的多普勒频移和激光频率噪声延时, 通过TDI算法处理后, 可将激光频率噪声和时钟噪声对引力波探测的影响分别抑制7和1.5个数量级, 其中频率噪声抑制效果受限于干涉仪测量装置的噪声本底。2020年, Wu等[9]将光学频率梳作为激光源, 将光梳产生的微波信号作为时钟, 利用基于现场可编程门阵列 (FPGA) 的电子器件对稳频激光和光梳拍频的数字信号延时来模拟星间激光传播延时, 通过TDI数据处理后, 可将激光频率噪声对引力波探测的影响降低10个数量级左右 (0.1 mHz～0.1 Hz傅里叶频率处)。目前TDI技术地面验证实验所模拟的空间环境比较简单: 大部分实验没有模拟飞行器运动带来的多普勒频移随时间的变化, 也没有模拟激光延时随时间的变化。有些实验没有考虑不同卫星上时钟频率噪声不同的影响, 因此有必要在开展空间引力波探测之前, 在地面上对空间环境引入的影响进行充分的验证, 以确保TDI技术在空间引力波探测中的可靠运行。

在TDI技术地面验证实验中, 需要搭建低噪声的激光干涉仪, 验证TDI技术能有效抑制激光频率噪声对引力波探测的影响, 从而达到引力波探测 (特别是在mHz低频段) 的要求。本文研究了TDI技术地面验证实验装置的噪声来源, 包括激光频率噪声、光电探测中幅度-位相 (AM-PM) 噪声、以及温度和压强波动引入的激光频率噪声。同时, 为满足TDI技术地面验证的需要, 通过实验测量和计算, 得到了对搭建地面激光干涉仪的实验条件要求。本工作为后续建立激光干涉仪并开展TDI技术地面验证提供了参考。

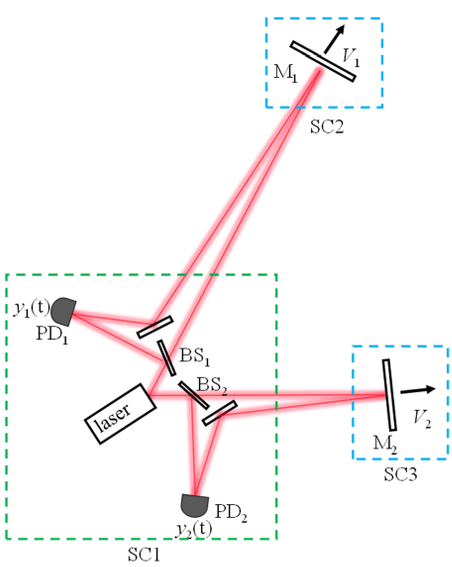
1　地面验证TDI技术的激光干涉仪

1.1　TDI技术原理

图1是空间引力波探测中激光干涉仪的原理简图。将飞行器1(SC1) 简化成一台激光器, 其发射的激光分成两束, 分别发射至飞行器2(SC2) 和3(SC3)。这里将飞行器2和3上的激光放大并锁相于飞行器1的激光再返回的功能用反射镜M_1和M_2代替。飞行器的轨道运动带来的反射镜M_1和M_2的运动速度记为V_1和V_2。从飞行器2和3返回的激光在飞行器1上与本振激光干涉, 在探测器PD_i上可得到拍频信号, 表示为[3]

$$y_i(t)=\left(1-\frac{2V_i}{c}\right)\left[v_0\left(t-T_i\right)+\Delta v_{\mathrm{noise}}\left(t-T_i\right)\right]-v_0(t)-\Delta v_{\mathrm{noise}}(t)+h_i(t), \tag{1}$$

式中: $v_0(t)$为t时刻的激光频率, $\Delta v_{\mathrm{noise}}(t)$为$t$时刻的激光频率噪声, T_i代表激光在飞行器间的传输造成的延时, $1-\frac{2V_i}{c}$为多普勒频移系数, $h_i(t)$为引力波信号, 公式中的下标i表示干涉仪i中的相关信号。



BS: beam splitter; M: mirror; PD: photo detector

图1　空间引力波探测中激光干涉仪原理简图

Fig. 1　Simplified diagram of laser interferometer for gravitational wave detection in space

从 (1) 式可以看出, 由于激光在飞行器间存在往返延迟T_i, 因此在探测器上进行干涉拍频时激光频率噪声无法共模消除。在TDI数据后处理技术中, 可将PD_1和PD_2探测的拍频信号进行以下延迟与相减处理

$$X(t)=\left[y_1\left(t-T_2\right)-y_1(t)\right]-\left[y_2\left(t-T_1\right)-y_2(t)\right]. \tag{2}$$

将 (1) 式代入 (2) 式, 由于 (1) 式中$\frac{2V_i}{c}\ll 1$, 因此可近似地认为$\left(1-\frac{2V_i}{c}\right)\Delta v_{\mathrm{noise}}\left(t-T_i\right)\simeq\Delta v_{\mathrm{noise}}\left(t-T_i\right)$, 最

终得到

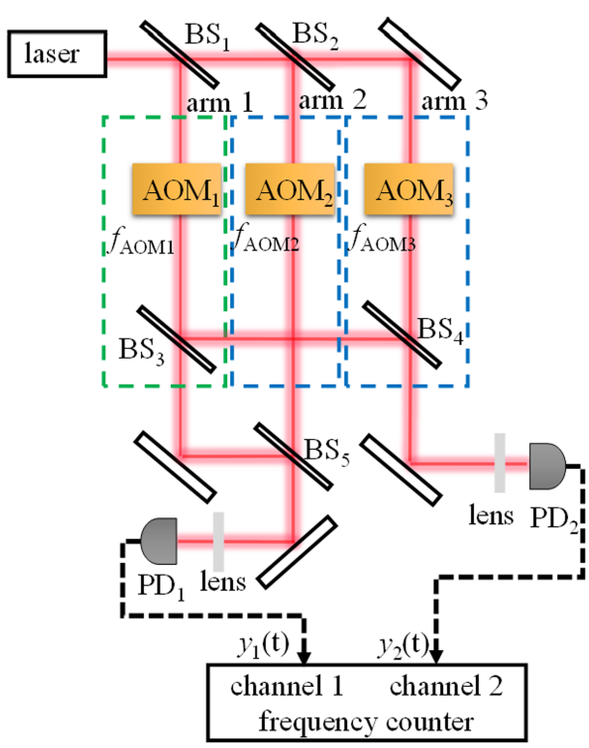
$$X(t)=h_1(t-T_2)-h_2(t-T_1)+h_2(t)-h_1(t). \tag{3}$$

从上式可以看出: 在保留要探测的引力波信号的同时, TDI 技术可以消除非等臂干涉引入的激光频率噪声的影响。

1.2 地面验证TDI技术的干涉仪装置

为了验证TDI技术能降低激光频率噪声影响, 同时研究该技术如何减小时钟频率噪声的影响, 以达到空间引力波探测的要求, 首先需要在地面上进行模拟验证。地面验证实验的关键在于需要模拟真实的空间探测环境, 例如激光传输延迟 (延迟时间还会因为轨道运动而发生变化)、激光频率噪声模拟、返回激光的多普勒频移、不同飞行器之间的时钟频率基准差异等。在目前可行的方案中, 可通过在TDI技术的地面验证系统中加入声光调制器 (AOM) 来模拟激光频率噪声、激光传输延迟以及返回激光的多普勒频移, 不同飞行器之间的时钟频率基准差异可以通过使用不同参考时钟的激光锁相光路来实现。

图2是TDI技术地面验证系统的原理简图。激光源发出波长为1064 nm的激光, 通过分束镜BS_1和BS_2分成3束, 其中臂1作为本振激光, 臂2和臂3模拟星间激光。三束激光分别经过三个AOM, 通过在AOM上加载不同的驱动频率来模拟多普勒频移和实际星间非等臂干涉延迟引入的激光频率噪声$\Delta\nu_{\mathrm{noise}}(t)$、$\Delta\nu_{\mathrm{noise}}(t-T_1)$和$\Delta\nu_{\mathrm{noise}}(t-T_2)$。光电探测器$PD_1$和$PD_2$分别得到臂1与臂2 (干涉仪1)、臂1与臂3 (干涉仪2) 的拍频信号$y_1(t)$和$y_2(t)$, 最后利用 (2) 式对两个拍频信号 $y_1(t)$ 和 $y_2(t)$ 进行TDI数据后处理, 从而验证TDI技术降低激光频率噪声影响的能力。



AOM: acoustic optical modulator; BS: beam splitter; PD: photoelectric detector

图2 TDI技术地面验证系统实验装置原理图

Fig. 2 Simplified diagram of experimental setup for verification of the TDI technique on ground

2　激光干涉仪的噪声分析

2.1　激光干涉仪噪声来源分析

TDI技术的地面验证需要验证该技术能否满足空间引力波探测的要求, 即在1 mHz傅里叶频率处的探测频率噪声优于3×10^{-7} Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$ [3]。这要求在建立地面模拟系统时, 激光干涉仪本身的噪声基底能达到或者优于该要求。本节首先分析了干涉仪噪声的来源, 并通过实验测量和计算对各噪声源提出了定量要求。

以图2所示的实验装置为例研究干涉仪的噪声基底。当使用以氢钟 (H-maser) 为频率基准合成的信号$f_{\text{AOM}i}$作为AOM的驱动信号时, 在两个探测器上分别得到两路干涉仪的拍频信号$y_1(t)$和$y_2(t)$, 可表示为

$$y_1(t)=\Delta v_{0-1}+\Delta f_{\text{AOM}-1}+\Delta v^n_{1064-1}\,, \tag{4}$$

$$y_2(t)=\Delta v_{0-2}+\Delta f_{\text{AOM}-2}+\Delta v^n_{1064-2}\,, \tag{5}$$

式中: $\Delta f_{\text{AOM}-1}=f_{\text{AOM1}}-f_{\text{AOM2}}=\Delta v_{\text{noise}}(t)-\Delta v_{\text{noise}}(t-T_1)$, $\Delta f_{\text{AOM}-2}=f_{\text{AOM1}}-f_{\text{AOM3}}=\Delta v_{\text{noise}}(t)-\Delta v_{\text{noise}}(t-T_2)$, 用于模拟激光频率噪声延迟; Δv_{0-i}是由于实验装置中干涉仪的两个干涉臂非严格相等而带来的残余激光频率噪声; Δv^n_{1064-i}是两个干涉臂之间相对温度或压强波动引起的有效光路变化产生的频率噪声以及光电探测器的AM-PM噪声。环境振动对干涉仪本底噪声的影响主要在0.1 Hz以上, 而且振动的影响小于引力波探测的要求 ($\le2\times10^{-4}$ Hz/$\sqrt{\text{Hz}}$@0.1 Hz), 因此本研究对振动不作详细讨论。系统中存在噪声Δv_{0-i}与Δv^n_{1064-i}, 从而使得$y_1(t)$和$y_2(t)$通过 (2) 式计算得到的$X(t)$并非为0, 最终限制了激光干涉仪的噪声基底。激光干涉仪中可引入上述噪声的实验参数包括AOM晶体的温度波动、光学底板温度波动、空气温度和压强的波动引起的有效光程差变化, 另外还包括光功率抖动引起的光电探测器探测到的电信号的相位波动, 即称为AM-PM噪声。

1) 激光干涉臂长度不等引起的残余激光频率噪声

由于在TDI地面验证实验装置中, 是将星间非等臂干涉仪的臂长差影响通过AOM驱动信号的时延来补偿, 因此在实验光路中需要使各干涉仪尽量等臂, 额外的臂长差会增加系统测量噪声基底。假设图2中每个干涉仪的臂长差ΔL_{arm}为5 mm, 在探测器上拍频时会残余激光频率噪声, 其大小为

$$\Delta v_{0-i}\approx\frac{2\pi\Delta L_{\text{arm}}}{\text{c}}\frac{\text{d}v_{\text{laser}}}{\text{d}t}=\alpha_1\frac{\text{d}v_{\text{laser}}}{\text{d}t}\,, \tag{6}$$

式中α_1可根据臂长差计算得到$\alpha_1=1.1\times10^{-10}$ s。

2) AM-PM噪声

在使用光电探测器探测拍频信号时, 光电探测器的非线性响应会导致激光功率抖动转化为相位波动, 即AM-PM噪声。激光功率波动产生的频率噪声可表示为

$$\Delta v_{\text{AM}-\text{PM}-i}=\frac{\beta}{2\pi P}\frac{\text{d}P}{\text{d}t}=\alpha_2\frac{\text{d}P}{\text{d}t}\,, \tag{7}$$

式中β为入射到光电探测器的AP-PM转化系数。当入射到探测器的光功率不超过1 mW时, β的典型值为$\beta=0.16\text{ rad}/\left(\frac{\text{d}P}{P}\right)$[10], 此时计算得到$\alpha_2=25.5\text{ W}^{-1}$。

3) 有效光程差变化引起的噪声

干涉臂的有效长度会随着光学器件的温度、空气的温度/压强波动而变化, 由此产生的相对频率噪声可表示为[11]

$$\frac{\Delta v^{n}_{1064-i}}{v_0}=\frac{1}{c}\left(\Delta L_{\mathrm{arm}}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\xi}+n\frac{\mathrm{d}\Delta L_{\mathrm{arm}}}{\mathrm{d}\xi}\right)\frac{\mathrm{d}\xi}{\mathrm{d}t}, \tag{8}$$

式中: ΔL_{arm}是两个干涉臂光路几何长度差, n是折射率, ξ为引起光程变化的因素, 包括温度和压强等。上式中第一项是由折射率变化引起的有效光程差变化, 第二项是绝对长度变化引起的光程差变化。根据图2, 可以将 (8) 式写成

$$\Delta v^{n}_{1064-i}=\alpha_{\mathrm{AOM}}\frac{\mathrm{d}\Delta T_{\mathrm{AOM}-i}}{\mathrm{d}t}+\alpha_{\mathrm{airT}}\frac{\mathrm{d}T_{\mathrm{air}}}{\mathrm{d}t}+\alpha_{\mathrm{airp}}\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{air}}}{\mathrm{d}t}+\alpha_{\mathrm{baseplate}}\frac{\mathrm{d}T_{\mathrm{baseplate}}}{\mathrm{d}t}, \tag{9}$$

式中: 第一项是第i个干涉仪的两个干涉臂中AOM晶体相对温度变化引入的频率噪声$\Delta v^{n}_{\mathrm{AOM}-i}$, $\Delta T_{\mathrm{AOM}-i}$是第$i$个干涉仪的两个干涉臂中AOM晶体的温度差, 根据AOM晶体折射率为2.2, 热光系数为$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}=1.1\times10^{-5}\ \mathrm{K}^{-1}$, 热膨胀系数为$2\times10^{-5}\ \mathrm{K}^{-1}$[12, 13]以及晶体长度为19 mm, 计算得到转换系数$\alpha_{\mathrm{AOM}}=0.98\ \mathrm{K}^{-1}$; 第二和三项分别是真空条件且干涉仪存在臂长差的情况下, 空气的折射率随温度和压强变化带来的频率噪声$\Delta v^{n}_{\mathrm{airT}-i}$和$\Delta v^{n}_{\mathrm{airp}-i}$, 根据臂长差5 mm、气压为100 Pa时的空气折射率随温度和压强的关系[14,15], 计算得到$\alpha_{\mathrm{airT}}=4.1\times10^{-6}\ \mathrm{K}^{-1}$和$\alpha_{\mathrm{airp}}=1.2\times10^{-5}\ \mathrm{Pa}^{-1}$; 第四项是光学底板的热膨胀产生的频率噪声$\Delta v^{n}_{\mathrm{baseplate}-i}$, 根据臂长差以及铝合金的热膨胀系数 ($2.5\times10^{-5}\ \mathrm{K}^{-1}$) 计算得到$\alpha_{\mathrm{baseplate}}=0.12\ \mathrm{K}^{-1}$。由于$\alpha_{\mathrm{airT}}$比$\alpha_{\mathrm{AOM}}$和$\alpha_{\mathrm{baseplate}}$小六个数量级, 因此空气温度变化引起的折射率变化可忽略。

(6)、(7) 和 (9) 式中的转化系数α在之后的数值模拟中将把温度/压强、激光频率、激光功率随时间的波动转化为干涉仪的频率噪声, 并进行TDI数据后处理。

2.2 激光干涉仪噪声数值模拟

根据以上分析可知, 影响激光干涉仪的频率噪声由激光干涉臂长度不等引起的残余激光频率噪声、光电探测AM-PM噪声、有效光程差变化引起的频率噪声构成。以下将根据TDI要求的噪声基底大小提出对各个器件的温度/压强、激光频率变化、激光功率变化等实验条件的要求。

当没有对AOM晶体采取温度控制时, 在一般实验室环境中, 一个干涉仪中两个AOM晶体的温度差的变化如图3(a) 中黑色曲线所示 (对应右侧纵坐标), 两个AOM晶体的温度差变化在50 mK以内, 1 s 、100 s 平均时间下温度差的稳定度为0.3 mK、0.2 mK, 如图3(b) 中黑色曲线所示。利用 (9) 式和转化系数α_{AOM}, 将干涉仪i中AOM晶体温度差的波动转化为频率噪声$\Delta v^{n}_{\mathrm{AOM}-i}$, 当只考虑AOM晶体温度波动产生频率噪声的情况时 (其余噪声贡献忽略不计), 结合 (4) 和 (5) 式计算得到$y_1(t)$和$y_2(t)$, 然后根据 (2) 式作TDI数据后处理得到$X(t)$ (延迟时间T_1、T_2分别为2 s和1 s), 根据$X(t)$计算可得到噪声基底的功率谱密度, 如图3(c) 中黑色曲线所示。从图中可以看到, 当没有对AOM进行温控时, 干涉仪的基底噪声高于引力波探测要求, 特别是低频处所引入的噪声非常大。

为了降低噪声本底, 对AOM的温度进行了反馈控制, 如图3(a) 中蓝色曲线所示 (对应左侧纵坐标), 两个AOM晶体的温度差在11 h内变化了0.5 mK, 1 s、100 s平均时间下的温度差的稳定度为76 μK、30 μK, 如图3(b) 中蓝色曲线所示。对温控后的AOM温度波动数据作如上相同的处理, 得到的结果如图 3(c) 中蓝色曲线

所示, 可发现对 AOM 进行温控后, 温度波动引入的频率噪声明显降低, 尤其在 0.1 mHz 傅里叶频率处的频率噪声降低了约 3 个数量级, 但目前经过温控后由 AOM 晶体引入的噪声仍高于引力波探测需求。上述对 AOM 晶体的温度控制是在非真空环境下实现的。因此还存在空气对流对 AOM 晶体温度的影响。

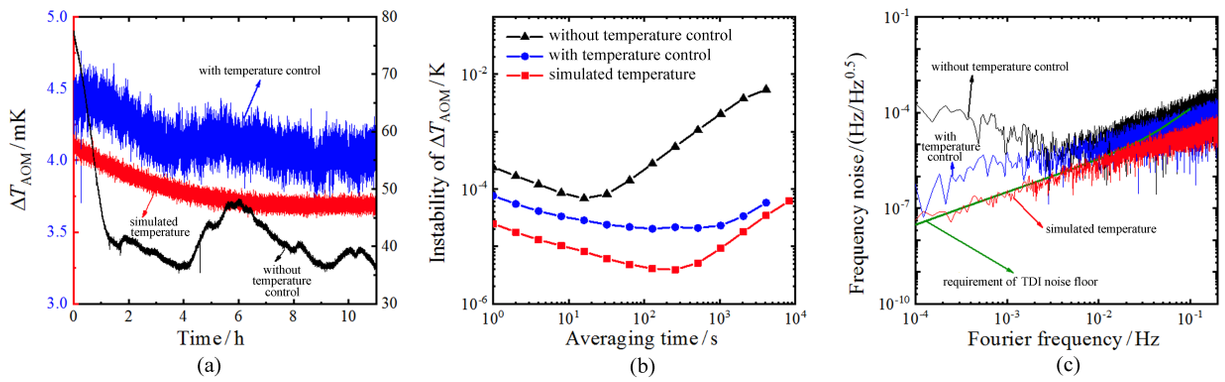


图 3　两个 AOM 晶体温度差及其对干涉仪测量噪声的影响。(a) AOM 晶体温度差随时间的波动; (b) AOM 晶体温度差的不稳定度; (c) 两个 AOM 晶体温度差对干涉仪测量噪声的影响

Fig. 3　Temperature difference between two AOM crystals and its effect on interferometer measurement noise.(a) AOM crystal temperature fluctuation with time; (b) Temperature difference instability fluctuation of AOM crystal with time; (b) Influence of temperature difference between two AOM crystals on measurement noise of interferometer

为了研究地面验证实验中各实验参数的控制要求, 使用数值模拟仿真了不同参数对噪声本底的影响。其中短时间参数起伏用白噪声模拟, 长时间的参数漂移用多项式模拟。

首先, 模拟 AOM 晶体的温度差随时间变化的数据如图 3(a) 中红色曲线所示 (对应左侧纵坐标), 为了满足引力波探测噪声基底的要求, 将短时间的温度差起伏设为 25 μK, 长期温度差漂移用三项式描述, 图 3(b) 中红色曲线为模拟得到的 AOM 晶体温度差的不稳定度, 曲线对应的具体数据参见表 1。此时经过如上方法计算后, 得到如图 3(c) 中红色曲线的结果。可以看到, 通过将 AOM 晶体温度差的短时稳定度提高 3 倍、百秒稳定度提高 5 倍, 就可以达到引力波探测需求。

表 1　底板温度、AOM 晶体温度、空气压强、激光频率和功率稳定度要求 (激光干涉仪臂长差 5 mm)

Table 1　Temperature instability of baseplate, AOM crystal, air pressure stability, laser frequency and power stability (length difference between interferometer arms is 5 mm)

Averaging time /s	$dT_{baseplate}$ /K	$d\Delta T_{AOM-i}$ /K	dp_{air}/p_{air}	dv_{laser}/v_{laser}	dP_{power}/P_{power}
1	2×10^{-4}	3×10^{-5}	1×10^{-2}	3×10^{-10}	2×10^{-4}
10	8×10^{-5}	1×10^{-5}	4×10^{-3}	1×10^{-10}	9×10^{-5}
10^2	5×10^{-5}	5×10^{-6}	2×10^{-3}	6×10^{-11}	5×10^{-5}
10^3	8×10^{-5}	1×10^{-5}	5×10^{-3}	1×10^{-10}	2×10^{-4}
10^4	8×10^{-4}	8×10^{-5}	4×10^{-2}	2×10^{-9}	2×10^{-3}

如果 AOM 晶体温度差的波动再变大, 将不能满足 TDI 噪声基底的要求。因此接下来在 AOM 晶体温度差波动确定的情况下, 通过数值模拟的方法来找到满足 TDI 噪声基底要求的参数波动条件。当干涉仪臂长差为 5 mm 时, 结合 AOM 晶体温度模拟的方法, 通过调节白噪声幅度大小来改变短时间稳定度, 调节二项式漂移来改变长时间稳定度, 从而模拟了激光频率噪声、光学底板的温度变化、空气压强以及光功率随时间

波动的数值, 如图4所示。分别将图4中模拟的数据代入 (9) 式, 得到对应的频率噪声, 根据 (2) 式做TDI数据后处理得到$X(t)$, 最后得到干涉仪探测信号的噪声谱密度。图4呈现了模拟数据能满足引力波探测需求的实验参数。对图4中模拟仿真的数据求Allan偏差[16](平均时间1～10^4 s), 得到表1所示的结果 (其中T_{AOM}=25 ºC, T_{air}=25 ºC, $T_{\mathrm{baseplate}}$=25 ºC, p_{air}=100 Pa, P_{power}=1 mW, ν_{laser}=2.82 × 10^{14} Hz)。

将图 3(a) 和图4中仿真数据转化为频率噪声并做TDI数据处理后的噪声大小如表2所示。表2中最右侧的噪声总和是将所有噪声引起的激光频率变化叠加在一起, 并对其作TDI数据后处理的计算结果, 处理后的频率噪声如图5所示。由图可知, 表1所列的实验条件可以满足引力波探测要求的噪声基底。由表2噪声贡献的计算可知, 在目前的模拟条件下, TDI数据后处理的噪声主要来源于光学底板热膨胀和AOM 晶体温度差的波动产生的频率噪声, 此时如果其他噪声贡献变大, 噪声总和将大于TDI要求的噪声本底大小。

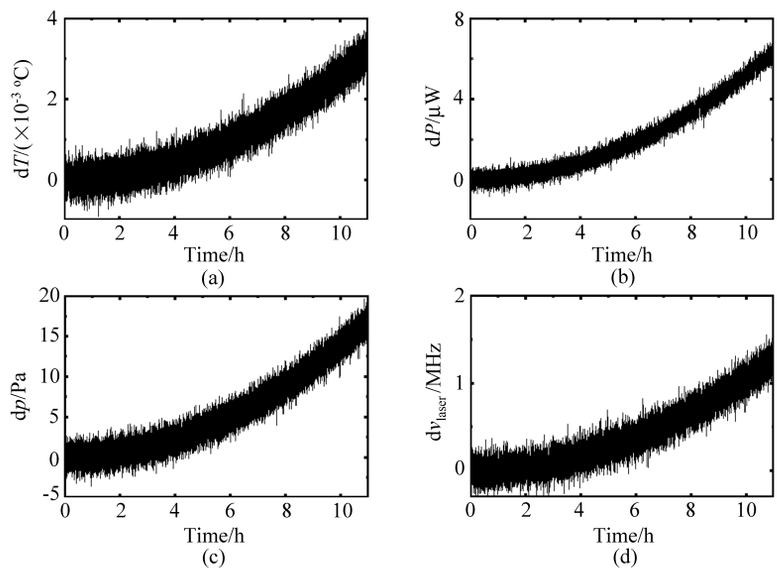


图4 干涉仪中相关参数随时间波动模拟数据图。(a) 底板的温度随时间变化; (b) 激光功率随时间变化; (c) 空气压强随时间变化; (d) 激光频率随时间变化

Fig. 4 Fluctuation of related parameters in an interferometer based on simulated data. (a) Temperature fluctuation of baseplate over time; (b) Fluctuation of laser power over time; (c) Fluctuation of air pressure over time; (d) Fluctuation of laser frequency over time

以上的模拟分析给出了一个满足TDI噪声基底要求的实验条件。一般情况下, 自由运转的激光频率不稳定度可以达到10^{-10}量级 (平均时间1 s), 激光功率在利用AOM做执行元件稳定控制的情况下, 可以到10^{-5}量级(平均时间1 s)[6], 因此从表1可看出, 一台频率稳定度较高的激光器在自由运转时, 可以满足表1中对激光频率不稳定度的要求。然而除了激光频率噪声波动之外, 其他实验参数都需要控制。从AOM的温度差波动分析中可知, 要求将AOM晶体温度差的短时稳定度提高3倍, 百秒稳定度提高5倍, 这就需要将实验装置放置在真空环境中并对AOM晶体进行很好的隔热、精密温控, 且两个AOM晶体的温度相关性要好。当AOM晶体长度缩短后, 比如将上述AOM晶体的长度从19 mm缩短到10 mm时, 此时对AOM晶体温度的稳定度要求可降低一倍。真空环境可以满足对气压稳定性的要求, 且真空环境中温度波动的影响很小。同时, 为了满足表1中对底板温度稳定性的要求, 在实验中需要通过对测试系统隔热, 并用加热片控温来实现底板的温度稳定; 也可以选择使用热膨胀系数更低的材料做底板, 从而降低对底板温度稳定性的要求。最后, 为了提高激光功率稳定度, 可以利用AOM作为光功率控制的执行元件从而稳定光的功率[17]。

表2 噪声贡献的大小 (激光干涉仪臂长差5 mm)

Table 2 Magnitude of the noise contribution (length difference between interferometer arms is 5 mm)

Fourier frequency / mHz	$\Delta v^{n}_{\mathrm{baseplate}-i}$ / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)	$\Delta v^{n}_{\mathrm{AOM}-i}$ / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)	$\Delta v^{n}_{\mathrm{airp}-i}$ / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)	Δv_{0-i} / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)	$\Delta v_{\mathrm{AM-PM}-i}$ / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)	Sum of the noise / (Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$)
0.1	3×10^{-8}	5×10^{-8}	1×10^{-8}	1×10^{-8}	1×10^{-8}	8×10^{-8}
1	2×10^{-7}	2×10^{-7}	7×10^{-8}	8×10^{-8}	5×10^{-8}	3×10^{-7}
10	2×10^{-6}	2×10^{-6}	8×10^{-7}	7×10^{-7}	6×10^{-7}	3×10^{-6}
100	2×10^{-5}	2×10^{-5}	6×10^{-6}	6×10^{-6}	4×10^{-6}	3×10^{-5}

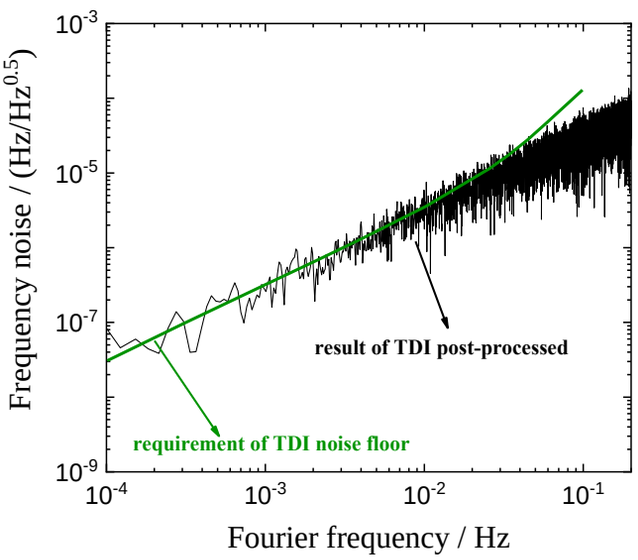


图5　模拟噪声的TDI数据处理结果

Fig. 5　Processing result of TDI data of simulation noise

3　结　论

本研究分析了激光干涉仪的噪声来源, 针对TDI技术地面验证装置对噪声基底的要求, 对激光干涉仪中各个器件的噪声进行了分析, 得到干涉仪的实验条件如下: 当激光干涉仪的臂长差在5 mm时, 需要采用在1～10^4 s平均时间内, 频率不稳定度优于2×10^{-9}的激光、AOM晶体之间温度差的稳定度需要优于8×10^{-5} K、底板的温度稳定度需要优于8×10^{-4} K、激光功率相对不稳定度需要优于2×10^{-3}、气压相对不稳定度要优于4×10^{-2} 以及真空度要优于100 Pa量级, 在此条件下, 该激光干涉仪系统采用TDI数据处理后的频率噪声基底可达到 3×10^{-7} Hz/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$ (1 mHz傅里叶频率处), 从而能满足地面验证TDI技术的要求。

参考文献:

[1] Danzmann K, Rüdiger A. LISA technology-concept, status, prospects [J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2003, 20(10): S1-S9.

[2] Tinto M, Armstrong J W. Cancellation of laser noise in an unequal-arm interferometer detector of gravitational radiation [J]. *Physical Review D*, 1999, 59(10): 102003.

[3] Vinckier Q, Tinto M, Grudinin I, *et al*. Experimental demonstration of time-delay interferometry with optical frequency comb [J]. *Physical Review D*, 2020, 102(6): 062002.

[4] Matei D G, Legero T, Häfner S, *et al*. 1.5 μm lasers with sub-10 mHz linewidth [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(26): 263202.

[5] Häfner S, Falke S, Grebing C, *et al*. 8×10^{-16} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(9): 2112-2115.

[6] Jin L, Jiang Y Y, Yao Y, *et al*. Laser frequency instability of 2×10^{-16} by stabilizing to 30-cm-long Fabry-Pérot cavities at 578 nm [J]. *Optics Express*, 2018, 26(14): 18699-18707.

[7] Tinto M, Dhurandhar S V. Time-delay interferometry [J]. *Living Reviews in Relativity*, 2005, 8(1): 4.

[8] De Vine G, Ware B, McKenzie K, *et al*. Experimental demonstration of time-delay interferometry for the laser interferometer space antenna [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(21): 211103.

[9] Wu H Z, Wang P P, Hao P, *et al*. Time delay interferometry using laser frequency comb as the direct signal source [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2022, 151: 106938.

[10] Taylor J, Datta S, Hati A, *et al*. Characterization of power-to-phase conversion in high-speed P-I-N photodiodes [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2011, 3(1): 140-151.

[11] Benkler E, Lipphardt B, Puppe T, *et al*. End-to-end topology for fiber comb based optical frequency transfer at the 10^{-21} level [J]. *Optics Express*, 2019, 27(25): 36886-36902.

[12] Jiri S, Helena T. Thermal expansion and structural properties of some $(PbO)_x(ZnO)_{35-x}(TeO_2)_{65}$ glasses [J]. *SN Applied Sciences*, 2021, 3(4): 484.

[13] Uchida N. Optical properties of single-crystal paratellurite (TeO_2) [J]. *Physical Review B*, 1971, 4(10): 3736.

[14] Edlén B. The refractive index of air [J]. *Metrologia*, 1966, 2(2): 71-80.

[15] Birch K P, Downs M J. Correction to the updated Edlén equation for the refractive index of air [J]. *Metrologia*, 1994, 31(4): 315-316.

[16] Bauch A. Caesium atomic clocks: Function, performance and applications [J]. *Measurement Science and Technology*, 2003, 14 (8): 1159-1173.

[17] Tricot F, Phung D H, Lours M, *et al*. Power stabilization of a diode laser with an acousto-optic modulator [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2018, 89(11): 113112.