

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.03.01

激光干涉仪引力波探测器

王运永¹, 朱兴江^{1,4}, 刘 见¹, 马宇波¹, 朱宗宏¹,
曹军威², 都志辉², 王小鸽²,
钱 进³, 殷 聪³, 刘忠有³,
David Blair⁴, Ju Li⁴, Zhao Chun-nong⁴

(1. 北京师范大学 天文学系, 北京 100875; 2. 清华大学, 北京 100084; 3. 中国计量科学研究院, 北京 100013; 4. University of Western Australia, Australia)

摘要: 引力波的存在是爱因斯坦在广义相对论中提出的一个重要预言, 引力波探测是当代物理学最重要的前沿领域之一。经过近半个世纪的艰苦努力, 随着几个大型激光干涉仪引力波探测器于本世纪初的出现并于近几年达到前所未有的灵敏度, 引力波探测进入了一个崭新的时代。人类有望在第二代地基激光干涉仪引力波探测器开始科学运行 (约 2015 年) 之后的几年内, 不仅可以直接探测到引力波, 更将打开一扇观测宇宙的新窗口。引力波探测也将成为继电磁辐射、宇宙线和中微子之后, 人类探索宇宙奥秘的又一重要手段。论述了激光干涉仪引力波探测器的性能和工作原理, 详细分析了其关键部件, 如: 迈克尔孙干涉仪、法布里-珀罗腔、功率循环系统、激光器、清模器、倒摆、单体几何反弹簧过滤器、真空系统等结构, 性能和工艺特点, 展望了其广阔的发展前景。

关 键 词: 引力波; 激光; 干涉仪; 法布里-珀罗腔; 功率循环; 隔震

中图分类号: P142.8⁺⁴ **文献标识码:** A

1 引 言

爱因斯坦的广义相对论是 20 世纪人类在自然科学领域所取得的最辉煌的成就之一。它深刻地揭示了力学的本质, 开创了近代物理学研究的新纪元。

引力波是广义相对论最重要的预言^[1, 2], 引力波的探测是当代物理学重要的前沿领域之一。引力波的探测不仅对检验近代物理学的基础——广义相对论, 揭示其丰富的非线性效应有着重要意义, 而且为探讨引力场的量子化和大统一模型, 研究宇宙起源和演化提供了新

收稿日期: 2013-01-15; 修回日期: 2014-04-22

资助项目: 国家自然科学基金 (11073005); 973 项目 (2012CB821804)

通讯作者: 刘 见, 625709280@qq.com

途径。

引力波的理论研究和探测实验的发展催生了一门新兴的交叉学科——引力波天文学^[3, 4]。由于引力辐射独特的物理机制和特性,使得引力波天文学研究范围更广,能够提供其他天文观测方法不可能获得的信息,加深人们对宇宙中天体结构的认识。它以全新的手段和理念探寻宇宙中未知的质量体系,是继以电磁辐射(如可见光、红外线、紫外线、X射线、伽玛射线和射电)为探测手段的传统天文学之后,人类观测宇宙的一个新窗口。

随着理论研究的深入和实验技术的进步,人类对引力波的探测终于在广义相对论发表半个世纪之后开展起来^[5]。但是,由于引力波信号非常弱,各种噪声非常强,迄今为止还没有被直接探测到。引力波探测仍然是21世纪最具挑战性的物理学难题之一。

引力波存在的间接证据来自于射电脉冲双星的观测。1974年美国物理学家泰勒(Taylor)和休尔斯(Hulse)利用位于波多黎各的Arecibo射电天文望远镜,发现了中子双星PSR 1913+16^[6]。随后通过长达14年的连续观测^[7-9],他们的研究小组发现两颗子星在绕其质心公转时,其轨道的半长轴逐渐变小,周期逐渐变短。根据广义相对论,由两个质量组成的体系,当两个质量绕其质心转动时,由于质量四极矩发生变化会产生引力辐射;辐射出的引力波带走能量使系统的总能量减小,从而使轨道的半长轴变小,周期变短。目前,对这一系统超过30年的监测显示,其轨道周期衰减率为广义相对论所预言的由于引力辐射引起的周期衰减率的 0.997 ± 0.002 倍^[10]。这是迄今为止人类对广义相对论最完美的检验,进一步巩固了广义相对论在引力物理中的地位,使人们看到了在宇宙中直接探测引力波的希望。泰勒和休尔斯也因此荣获1993年诺贝尔物理学奖。

20世纪60年代,美国物理学家韦伯(Weber)领导的研究小组建成了世界上第一个引力波探测器——共振棒,将引力波从纯理论研究带入了可以进行实验探测的时代^[11, 12]。随后在全世界掀起了引力波探测的热潮,几年之内就有10多台共振棒引力波探测器建成运转,中国科学院高能物理研究所和中山大学也加入了这个行列^[13-17]。由于当时达到的灵敏度较低($h \approx 10^{-15} \sim 10^{-17}$),探测频带很窄(约为几个赫兹),这些尝试都没能取得成功。到了20世纪90年代,几乎所有的共振棒都关闭了。韦伯的实验虽然没有得到预期的结果,但他仍不愧为一代物理学大师,他所开创的引力波直接探测的研究一直延续下来,发明的共振棒引力波探测器也一直在改进、升级和应用^[18-21],成为目前的主流引力波探测器——激光干涉仪引力波探测器的补充和辅助。

用干涉仪探测引力波的想法是前苏联科学家哥森史特因(Gertsenshtein)和普斯托瓦伊特(Pustovoit)在1963年首先提出来的。美国麻省理工学院教授韦思(Weiss)也独立地提出这个观点,并在1971年对激光干涉仪进行了广泛深入的研究和设计,考虑了几乎所有的关键部件,辨认出主要噪声源并全面论述了控制这些噪声的方法。韦思的工作标志着激光干涉仪引力波探测器设计原型的诞生。到了20世纪80年代,若干小型样机陆续建成,并用它们做了大量基础研究,取得了宝贵的经验^[22-27]。20世纪90年代,一些大型激光干涉仪引力波探测器在世界各地开始筹建,迅速掀起了引力波探测的新高潮。到了21世纪初,几台千米级的激光干涉仪引力波探测器相继建成并投入运转。它们是美国的LIGO(Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory)^[28],包括位于利文斯顿(Livingston)的一个臂长为4 km和

位于汉福德 (Hanford) 的两个臂长分别为 4 km 和 2 km 的干涉仪; 位于意大利比萨 (Pisa) 附近, 由意大利和法国联合建造的臂长为 3 km 的 Virgo^[29]; 位于德国汉诺威 (Hannover), 由英国和德国联合建造的臂长为 600 m 的 GEO600^[30]; 位于东京日本国立天文台臂长为 300 m 的 TAMA300^[31]。澳大利亚也在积极筹建南半球唯一的干涉仪 AIGO, 设计臂长为 4 km^[32]; 这台干涉仪的联网运行将大大提高引力波源的定位精度, 具有非常重大的科学价值。目前第一代激光干涉仪引力波探测器的灵敏度是 10^{-22} , 达到了当初的设计目标, 频带宽度为几十赫兹到几千赫兹^[33]。激光干涉仪引力波探测器由于探测灵敏度高, 频带宽度大, 具有广阔的发展前景。它的出现开辟了引力波探测的新时代, 给引力波探测带来了新的希望。

引力波探测和激光干涉仪引力波探测器的蓬勃发展也引起了中国科学家的强烈关注, 很多大学和科研机构都已开展相关研究, 并积极参与国际交流与合作。

本文为系列文章中的第一篇, 主要介绍激光干涉仪引力波探测器的工作原理和相关噪声, 详细分析了其关键部件, 如: 迈克尔孙干涉仪、法布里-珀罗腔、功率循环系统、激光器、清模器、倒摆、单体几何反弹簧过滤器、真空系统等结构, 性能和工艺特点, 展望了其广阔的发展前景。我们将在后续文章中详细讨论引力波探测的天文学意义, 相关噪声源的分析以及引力波数据处理等问题。

2 激光干涉仪引力波探测器简介

2.1 工作原理

激光干涉仪引力波探测器的工作原理^[34, 35]如图 1 所示。

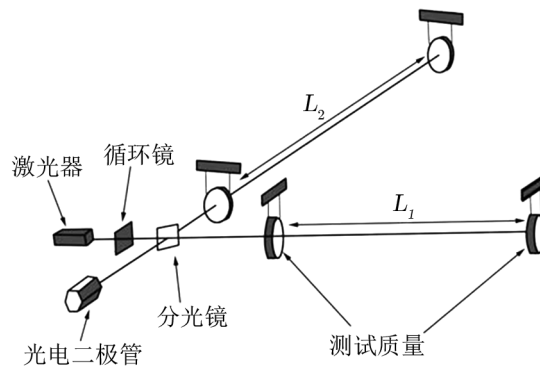


图 1 激光干涉仪引力波探测器工作原理简图

原则上讲, 激光干涉仪引力波探测器是一台“变异”的迈克尔孙干涉仪, 其相互垂直的两臂各有一个法布里-珀罗腔, 并带有功率循环镜。本节我们暂不考虑法布里-珀罗腔和循环镜的作用, 只把它们等效为单个镜子。从激光器发出的一束单色的频率稳定的激光, 在分光镜上被分为强度相等的两束, 一束经反射进入干涉仪的臂, 另一束透过分光镜进入与其垂直的另一臂。经臂末端镜子反射, 两束光折回并在分光镜上相遇, 产生干涉。设干涉仪的臂长为

L , 光的角频率为 ω_0 , 光往返一次的行程为 $2L$, 所产生的相位移动为 $\phi(t) = \omega_0 t_r = 2\omega_0 L/c$. 它是一个常数, 大小与 L 成正比. 由于两个臂长相等 (即 $L_1 = L_2$), 往返一次产生的相移相同. 由于从分光镜反射的光有半波损失, 两束光干涉减弱, 这时无光线进入, 探测器输出信号为零. 当引力波到来时, 由于它的极化特性, 两个臂的长度做相反的变化, 即一臂伸长时另一臂相应缩短, 从而使两束相干光有了光程差, 破坏了相干减弱的初始条件, 有光线进入光探测器, 光探测器有信号输出, 该信号的大小与光程差 (即引力波强度) 有关. 探测到这个信号即表明探测到引力波.

下面讨论引力波引起的相移. 为简单起见, 设到来的引力波是正弦波, 角频率为 ω_g , 振幅为 h_0 , $h(t) = h_0 \cos(\omega_g t)$. 由于引力波的作用, 光在一次往返后引起的相移为:

$$\phi(t) = \omega_0 t_r = \frac{2\omega_0 L}{c} \pm \frac{\omega_0}{2} \int_{t-2L/c}^t h(t) dt, \quad (1)$$

其中第一项是常数, 与引力波作用无关. 我们只关心第二项, 设其为 $\delta\phi$, 它是引力波引起的相移. 将 $h(t)$ 代入得:

$$\delta\phi = \frac{\omega_0}{2} \int_{t-2L/c}^t h_0 \cos(\omega_g t) dt. \quad (2)$$

由于 $h_0 \ll 1$, 则有:

$$\delta\phi \approx \frac{h_0 \omega_0}{2 \omega_g} \left\{ \sin(\omega_g t) - \sin \left[\omega_g \left(t - \frac{2L}{c} \right) \right] \right\} = h_0 \frac{\omega_0}{\omega_g} \sin(\omega_g \frac{L}{c}) \cos \left[\omega_g \left(t - \frac{L}{c} \right) \right]. \quad (3)$$

可以看出, 引力波以自己的频率 ω_g 调制光的位相, 调制指数可以近似地表示为:

$$h_0 \frac{\omega_0}{\omega_g} \sin(\omega_g \frac{L}{c}) \approx h_0 \omega_0 \frac{L}{c}. \quad (4)$$

它与光的频率 ω_0 , 引力波强度 h_0 及臂长 L 有关, 臂长 L 越大, 调制作用越强.

通常引力波可认为是很多傅里叶分量组成的混合物, 每个傅里叶分量都具有上述效应, 除非是非线性部分所占比重很大. 由于引力波强度很弱, 非线性部分可以忽略, 以上的近似分析是合理的.

法布里-珀罗腔的作用类似于将非常多的 L 折叠起来, 增加 $\delta\phi$ 值, 提高探测灵敏度. 循环镜的作用是让离开干涉仪的光重返干涉仪回收利用以降低霰弹噪声. 法布里-珀罗腔及循环镜将在第3章详述.

2.2 噪声源

在地球上建造的激光干涉仪引力波探测器中主要的噪声源有以下几种.

(1) 地面震动噪声 (Seismic Noise)

地面震动噪声是由于自然现象和人类活动引起的. 如微地震、海浪的运动、大风引起的房屋及树木的晃动对地基的影响、大雨及冰雹引起的地面震动、交通运输、工农业生产、矿山开采、建筑工地引起的地面震动等. 地面震动噪声通过多种途径传递到干涉仪的测试质量,

其中测试质量所处地面的水平方向运动会直接导致测试质量的纵向运动。地球表面在其他自由度上的运动也会耦合到测试质量。

典型的地表运动幅度为 $x = \alpha/f^2$, 其中 f 是地表振动频率, α 是常数, 一般为 $10^{-7} \sim 10^{-9}$ 量级, 与具体的地域有关。可以看出, 地表震动噪声对激光干涉仪引力波探测器灵敏度的影响在低频部分 (几十赫兹以下) 最严重, 而这个频带的地表震动是普通隔震系统最难处理的。

(2) 霰弹噪声 (Shot Noise)

从统计物理可知, 激光器所发射的光子数目本身是有涨落的, 也就是说激光束的强度是有起伏的。激光束强度的涨落在干涉仪输出端引起的噪声, 称之为霰弹噪声, 又叫散粒噪声。引力波噪声误差 h 中的霰弹噪声的大小可以用谱密度表示:

$$h_{\text{shot}}(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P_{\text{in}}}}. \quad (5)$$

(3) 辐射压力噪声 (Radiation Pressure Noise)

在干涉仪臂中往返运动的光束中的光子, 在撞击到镜子 (即测试质量) 表面之后, 会向相反的方向折回, 动量发生变化。这种光子动量的变化使镜子受到一种压力, 称为光辐射压力。在该力的作用下, 镜子会向光子弹回方向的反方向反冲, 其平衡位置发生变化。由于光子数目的统计涨落, 辐射压力不是常数, 它是有统计涨落的。这种辐射压力的涨落会直接引起测试质量位置的波动, 形成噪声, 称之为辐射压力噪声。引力波噪声误差 h 中辐射压力噪声的大小也可以用谱密度表示为:

$$h_{\text{rp}}(f) = \frac{2}{L} X(f) = \frac{1}{mL f^2} \sqrt{\frac{\hbar P_{\text{in}}}{2\pi^3 c \lambda}}. \quad (6)$$

在激光干涉仪引力波探测器中, 有两种与光的量子特性相关的噪声源, 它们与输入功率 P_{in} 的关系是相反的。霰弹噪声随功率 P_{in} 的增大而减小, 但是辐射压力噪声随功率 P_{in} 的增大而增大。我们可以把这两种噪声看成一种噪声的两张面孔, 它们都是由光子的量子效应引起的, 故称之为光量子噪声 (也叫光学读出噪声)。

在低频区域, 辐射压力噪声占主导地位。在高频区域, 霰弹噪声占主导地位。增加输入光束的功率 P_{in} 可以改善干涉仪在高频区域的灵敏度, 但是要以增加低频区域的噪声为代价。因此, 对于任何一个给定的工作频率来说, 干涉仪内部都会存在一个最佳激光功率。选择这个最佳激光功率可使霰弹噪声和辐射压力噪声的大小得到折中, 光量子噪声的这两种形式都合理地减到最小。这时, 激光干涉仪的位移灵敏度达到一个最佳值。这个最佳值是干涉仪位移灵敏度的一个基本极限, 称为标准量子极限, 它是激光干涉仪引力波探测器灵敏度提高的最后障碍。

在激光干涉仪引力波探测器中, 标准量子极限产生的根本原因是量子力学的测不准原理。引力波通过时, 由它引起的时空畸变会使干涉仪测试质量的相对位置发生变化, 探测到这种相对位置的变化, 就能证实引力波的存在。然而, 引力波引起的位移量是非常小的, 激光干涉仪引力波探测器必须以非常高的精度进行长度测量。量子力学中的测不准原理告诉我

们,如果两个力学量的算符是不对易的,则这两个算符对应的力学量一般不能同时具有确定的值。把量子力学的测不准原理应用在激光干涉仪引力波探测器的测试质量上,能很好地解释标准量子极限问题。根据测不准原理,如果测试质量的相对位置以极高的精度进行测量,那么测试质量的动量会因此受到扰动;随后,这种动量扰动会产生位置的不确定性,这种位置的不确定性有可能掩盖引力波引起的极微小的位移。这就是说,量子力学测不准原理对干涉仪灵敏度的提高产生了一个极限,它被称为标准量子极限。

使干涉仪探测灵敏度突破“标准量子噪声极限”的技术称为“量子噪声压低”(QNR),有时也被称为“量子非破坏设计”(QND)。大幅度突破标准量子极限的出路在于改变常规干涉仪的光学结构或读出线路的设计,利用信号循环技术和压缩态激光技术,也可以在一定的频率范围内以适当的尺度突破标准量子极限。

我们知道,标准模型的根基是量子场论。在量子场论中,电磁场的最低能量状态叫“真空态”或称为“零点场”。根据量子力学的测不准原理,没有什么东西的能量是绝对为零的。既然真空是电磁场的一个能量状态(即便是最低能态),它的能量也是不为零的,因而是有涨落的。

从量子场论我们知道,电磁场是用振幅和相位这两个正交量来描述的。真空涨落就寓于振幅和相位这两个正交量的涨落之中。涨落水平能够在这两个正交量之间对立地进行互易,但两个涨落的乘积受测不准原理的约束。根据这种理解,在激光干涉仪引力波探测器中,霰弹噪声产生于干涉仪激光场相位正交分量的不确定性,而辐射压力噪声源自干涉仪激光场振幅正交分量的不确定性,光量子噪声完全是由从干涉仪分光镜面对暗口的一面进入的这些附加的真空涨落引起的。

光场的两个正交分量的涨落都是可以压缩的。既然通过输出口进入干涉仪内部的电磁场真空态的两个正交量(相位和振幅)的涨落在满足测不准原理的条件下可以相互对立地进行互易,为了降低霰弹噪声,我们就可以把这种量子态进行压缩,使相位涨落引起的噪声降低(不考虑振幅涨落噪声的增加),得到一个压缩态。若把以牺牲振幅噪声为代价而使相位噪声降低的压缩态注入干涉仪的输出口,那么被光探测器探测到的光信号中的霰弹噪声就会被降低。该方法也适用于辐射压力噪声,这就是压缩激光技术。让压缩激光通过一个特殊的过滤腔并适当地转动压缩相角,可以使霰弹噪声(主要在高频部分起作用)和辐射压力噪声(主要在低频部分起作用)都被压低,从而改善激光干涉仪引力波探测器的光量子噪声。

(4) 热噪声 (Thermal Noise)

在激光干涉仪引力波探测器中,测试质量体和悬挂系统的热噪声影响最大。干涉仪的测试质量系统实质上是一个悬挂于稀薄气体中的单摆,它所处的周围环境相当于一个具有热量的大容器,测试质量系统通过耗散机制与其进行能量交换。交换来的能量作为一种涨落力注入到测试质量系统中,使其悬挂测试质量体(即镜子)本身及其表面发生热运动,导致位置涨落,形成噪声,称为热噪声。热噪声的根源是分子的无规则运动,分子运动的经典形式是布朗于1882年发现的,热噪声的大小可以用涨落-耗散理论来计算。

(5) 引力梯度噪声 (Gravity Gradient Noise)

引力梯度噪声又称牛顿噪声,起因是镜子周围质量分布引起的质量密度的涨落变化。质量分布的变化引起局部牛顿引力场的变化,产生引力梯度噪声。这种噪声会使隔震系统“短路”,直接作用在镜子上,是无法回避的。引力梯度噪声是低频段的主要噪声源之一。

(6) 散射光子噪声 (Stray Light Noise)

在光的传输过程中,少部分激光会被散射离开主光束。当它们随后被反射回来时,会和干涉仪中携带引力波信号的光束耦合。这些散射光携带的是它们散射面上的信息,因此会污染期望中的信号,形成噪声。在设计激光干涉仪引力波探测器的真空室和真空管道时,要采取必要的措施,使该噪声减至最小。

(7) 残余气体噪声 (Residual Gas Noise)

激光干涉仪引力波探测器的真空室和真空管道中会有少量气体残留下来。这些残留气体除了引起热噪声外,它的密度扰动会使折射率发生涨落,对激光束传播产生影响,形成噪声,称为残余气体噪声。另外,残余气体分子对镜面不同部位的撞击是随机的。撞击产生的压力在镜面上的分布是不均匀的,它会引起镜子晃动,这也是残余气体噪声的一种表现形式。

2.3 引力波探测的意义

引力波探测的意义主要体现在以下几个方面,首先,引力波探测将直接验证广义相对论的一大预言,提供强场中引力行为的最好检验。特别值得一提的是其他引力理论也有关于引力辐射的预言,但在这些理论下引力波的性质与广义相对论所预言的有所不同。例如广义相对论下只有张量波,并且只有两个偏振态;而在其他理论下有标量波,也可以有额外的偏振模式。因此,关于引力波传播速度、波形及偏振态的测量,可以很好地检验各种引力理论。其次,引力波信号所蕴含的天体物理信息很多将无法由传统天文学手段获得。这意味着引力波探测将开启人类观测宇宙的一个全新的窗口,例如:引力波使我们可以直接“窥探”黑洞的形成、双黑洞系统的并合或者蕴藏有超大质量黑洞的星系中心,测量中子星的内部结构和物态,了解超新星爆炸的内部过程,揭开伽玛射线暴的前身系统之谜等。同时我们也可以预见这些问题的研究将得力于引力波和传统电磁波、中微子等观测手段的结合(即所谓的 multimessenger astronomy)。最后,由于引力波几乎不与物质发生相互作用,原初引力波背景的探测可以使人类观测宇宙的极限往前推到宇宙大爆炸初期(直至普朗克时标 10^{-43} s),研究暴涨和相变等极早期物理过程。正如 20 世纪的射电天文观测革新了人类对宇宙的认识,如脉冲星、类星体、星际分子以及宇宙微波背景辐射的发现,引力波天文学也将在 21 世纪掀起一场认识宇宙以及基础物理的大革命。

天文学研究的基础是天体辐射,传统的天文学通过观测天体的电磁辐射而进行研究。传统天文台的主要探测仪器是天文望远镜,包括光学望远镜和射电望远镜等。激光干涉仪引力波探测器面对的不只是一个研究课题——寻找引力波,最重要的是,它所开辟的是一个新领域——引力波天文学。像望远镜在传统天文台中的作用一样,激光干涉仪引力波探测器是引力波天文台的基础设备。因此,在一些文章中,直接把激光干涉仪引力波探测器称为“引力波望远镜”

引力波是物质运动或物质体系的质量分布发生变化时产生的一种引力辐射,引力波源

遍布整个宇宙空间。以引力波探测为基础的引力波天文学是一门正在崛起的新兴交叉科学。由于引力辐射独特的物理机制和特性,使得引力波天文学研究的范围更广泛、更全面,物理分析更精确、更深刻。它以全新的探测理念和探测方法揭示宇宙的奥秘,探寻未知的天体和物质。它能提供其他天文观测方法不可能获得的信息,加深人们对宇宙中天体结构的认识,是继以电磁辐射(包括射电、红外线、可见光、紫外线、X射线和伽玛射线)为研究基础的传统天文学之后,人类观测宇宙的一个新窗口,对研究宇宙的起源和进化,拓展天文学的研究领域都有极其重要的意义。随着引力波的发现,人类必将迎来引力波天文学蓬勃发展的新时代。

2.4 宇宙中的引力波源

宇宙中最可能存在的引力波源有以下几大类。

(1) 密近双星的绕旋与并合

对建在地面上的引力波探测器来说,致密双星系统是首选的引力波源。这种双星系统可以是中子星-中子星、中子星-白矮星、中子星-黑洞、黑洞-黑洞等。由于星体的尺寸一般都较小,例如中子星直径一般为20 km左右,它们靠得很近,以较高的频率绕质心转动,这意味着质量四极矩的二阶导数很大,引力波以很高的功率辐射。理论计算表明,其辐射能量是如此之大,以至于一个彼此相距几千米的双星会在几分钟甚至几秒钟之内失去它们的大部分势能。随着时间的增加,引力波的振幅和频率都会增加,直到两个天体足够靠近而并合。密近双星的并合过程分为绕旋、并合、余波三个阶段,每个阶段辐射的引力波波形各不相同。

(2) 超新星爆发

超新星质量很大,又很致密,在经历非常大的加速而坍缩的过程中,对于II型超新星来说,如果它的核在坍缩时偏离对称轴,将有引力波辐射出来。根据这种引力波的强度和波形特点,可以用来判断这类超新星爆发的尚未清楚的机制。

(3) 中子星或黑洞形成

当一颗星体的核燃料耗尽时,它将坍缩成一颗中子星或黑洞。探测中子星或黑洞形成过程中辐射的引力波,会对该星体核坍缩的物理过程、跳动及随后发生的震荡提供重要信息。此外,球状星团内黑洞的生成,星系核和类星体内黑洞的生成,星体被黑洞俘获等天文现象都会有爆发性引力辐射产生;引力波探测是发现和研究这类剧烈天体变化过程的最佳方法。

(4) 新生中子星的“沸腾”

新诞生的中子星温度可高达 10^9 K量级。其极大的热量可导致中子星内部不稳定,从而使该星核中的物质被拖拽到“中微子气体”中。根据理论估算,这种“沸腾”时间约为0.1 s,导致爆发性引力波产生。

(5) 坍缩星核的离心悬起

当一个临近坍缩的星核快速自转时,在尺寸达到中子星的直径之前,可能因为离心作用而悬起,为收缩到中子星的尺度,它将以引力波的形式把轨道能量释放出去。

(6) 旋转的致密星体

具有非轴对称质量分布的星体旋转时,会发射连续的引力波,旋转的致密星体如中子星

就属此类。质量的非轴对称分布可能来自导致星体变形的极端强磁场, 也可能来自星体形成的历史过程中的形变, 或者来自对星体物质的吸积过程。

(7) 超大质量黑洞

正在吞噬周围天体的超大质量黑洞 ($M > 10^5 M_{\odot}$) 也是非常好的连续引力波辐射源, 但其频率较低, 一般为 mHz 量级。在地球上探测很困难, 但却是太空引力波探测的有力候选者。

(8) 随机背景辐射

宇宙中存在着大量的引力波源, 连续的和爆发性的, 由于数量巨大, 分布范围极广, 它们发射的引力波相互迭加, 形成一种随机背景引力辐射。这种随机背景引力辐射主要由以下三种成分组成: (1) 数量庞大的密近双星系统辐射的连续引力波; (2) 黑洞形成前期发射的引力波; (3) 宇宙大爆炸时的遗迹引力辐射。

3 激光干涉仪引力波探测器的基本结构

激光干涉仪引力波探测器是由光学部分、机械部分和电学部分等组成。下面将分别进行讨论。

光学部分的主体结构如图 2 所示。它包括迈克尔孙干涉仪、法布里-珀罗腔、光循环镜、光隔离器、波片、光信号引出系统等。现就主体光学部分进行分析。

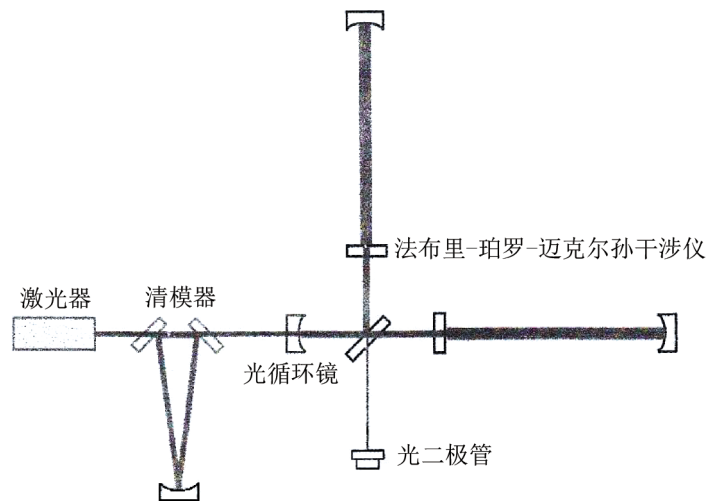


图 2 激光干涉仪引力波探测器的主体光学部分示意图

3.1 迈克尔孙干涉仪 (Michelson Interferometer)

迈克尔孙干涉仪是用来测量长度和长度变化的设备。它是美国物理学家迈克尔孙 (Michelson) 于 1881 年发明的。迈克尔孙与他的同事们不仅用它进行了著名的以太风实验,

还利用这种装置研究了光谱的精细结构,并第一次以光的波长为基准对标准米尺进行了测定。它在引力波探测中的应用,催生了新一代引力波探测器——激光干涉仪引力波探测器,大大提高了对引力波探测的灵敏度和频带宽度,给引力波探测带来了新的希望^[37, 38]。

原则上讲,激光干涉仪引力波探测器是一台“变异”的迈克尔孙干涉仪,其相互垂直的两臂各有一个法布里-珀罗腔,并带有光循环镜和其他功能部件。暂不考虑法布里-珀罗腔、循环镜及其他部件的作用,只把它们等效为单个镜子,图2就简化为一台单次往返的、普通的迈克尔孙干涉仪。从激光器而来的一束单色稳频激光在分光镜上分成两束,一束经分光镜反射进入干涉仪的Y臂,称此光束为Y光束;另一束经分光镜折射进入与其垂直的另一个臂(称之为X臂),该光束被称为X光束。经臂的末端镜反射后,两束光都返回分光镜,并相互干涉。如果两臂末端的反射镜面严格地相互垂直,则迈克尔逊干涉仪和没有多次散射的、厚度为 d 的(d 为两臂的长度差)两个平行平面所产生的干涉是一样的,为等倾干涉,干涉图样为明暗相间的圆环。设光在臂末端反射镜的入射角为 α ,则两束光的相位差为:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos \alpha + \phi' \quad . \quad (7)$$

其中 λ 为光的波长, ϕ' 为两束光在分光镜的反射膜上反射和从分光镜透射时引起的相位差。

因为两束光都经自己的臂末端镜反射一次,相位变化相同,这个过程对 ϕ' 无贡献。因此, ϕ' 的值是由两束光在分光镜上形成时产生的。由于这两束光分别是在分光镜上反射和透射形成的,它们之间的相位差为 π ,这是唯一对 ϕ' 有贡献的部分,因此我们得到 $\phi' = \pi$ 。

下面我们计算X光束和Y光束相互干涉后光强度的分布。光强又称光的能流密度,它用光振幅的平方来表示。由于测量仪器的响应时间比光波的振动周期大得多,光强的测量实质上是光波的能流密度在仪器响应时间间隔内累积强度的平均值。设仪器的响应时间为 τ ($\tau \gg T$, T 为光波振动周期),则光强为 $I = (1/\tau) \int_0^\tau A^2 dt$ 。由于X光束和Y光束是由同一束光分成的,故它们是振动方向相同、频率相同的单色光,可表示为:

$$\psi_x = A_1 \cos(\varphi_1 - \omega t) \quad . \quad (8)$$

$$\psi_y = A_2 \cos(\varphi_2 - \omega t) \quad . \quad (9)$$

两束光叠加起来的合振动为:

$$\psi = \psi_x + \psi_y = A_1 \cos(\varphi_1 - \omega t) + A_2 \cos(\varphi_2 - \omega t) = A \cos(\varphi - \omega t) \quad . \quad (10)$$

其中合振幅为:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad . \quad (11)$$

两束光叠加后的强度为:

$$I = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A^2 dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] dt \quad . \quad (12)$$

由于 A_1 和 A_2 是常数,我们有:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\varphi_2 - \varphi_1) dt \quad . \quad (13)$$

设两束光在相遇点 p 的相位差为 $\Delta\varphi(p) = \varphi_2(p) - \varphi_1(p)$ 。如果 $\Delta\varphi(p)$ 在观察时间内不随时间变化 (这相当于无引力波存在的情况), 则有:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi \quad . \quad (14)$$

对于定态光波来说, 相位差 $\Delta\varphi(p)$ 是由空间位置决定的。在不同的空间位置两束光有不同的相位差, 叠加后 $2A_1A_2 \cos \Delta\varphi$ 有不同的数值, 光将有不同的强度, 即在光波的重叠区域光强度分布变得不均匀了。光强度进行了重新分布, 有些地方增强, 有些地方减弱, 因此光场中出现了明暗交错的情况, 这就是干涉图样。 $2A_1A_2 \cos \Delta\varphi$ 称为干涉项。对定态光波来说, $\varphi_1(p)$ 和 $\varphi_2(p)$ 是它们的空间相位, 只与空间位置有关, 因此相位差 $\Delta\varphi(p)$ 也只与空间位置有关。不同的空间点具有不同的相位差, 因而有不同的干涉项的值。由于干涉项与时间无关, 因而干涉图样是稳定的。

当 $\Delta\varphi = 2j\pi$ ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, $\cos \Delta\varphi = 1$, 干涉相长, 干涉条纹是亮纹; 当 $\Delta\varphi = (2j + 1)\pi$ 时, $\cos \Delta\varphi = -1$, 干涉相消, 干涉条纹是暗纹 (j 称为条纹的级次)。 $j = 0$ 对应于干涉环的中心点, 为干涉环的 0 阶项, 此处我们看到的是一个强度均匀的视场^[39]。

如前所述, 从迈克尔逊干涉仪的两臂返回的 X 光束和 Y 光束在一个往返光程后产生的相位差由公式 (7) 给出。若 X 臂和 Y 臂长度相等 (即 $d = 0$), 则 $\Delta\varphi = \phi' = \pi$, 干涉仪的输出口对应的是暗条纹, 我们看到的是一个暗视场, 没有光线进入光探测器, 其输出信号为 0。这是激光干涉仪引力波探测器设置的初始条件。

下面讨论引力波的作用。为简单起见设引力波在垂直于 X 和 Y 臂所形成的平面方向入射。在引力波作用下, 迈克尔逊干涉仪的 X 臂伸长而 Y 臂相应地缩短。光在一臂中往返一次后相位变化为:

$$\phi_{x,y}(t) = \omega_0(t + t_r^{x,y}) \quad . \quad (15)$$

求出光在一臂中往返一次所用的时间 t_r^x 和 t_r^y 的值即可得到 $\phi_x(t)$ 和 $\phi_y(t)$ 。两束光在臂中往返一次之后, 相位差为:

$$\Delta\phi = \phi_x - \phi_y = \frac{2\omega_0(L_x - L_y)}{c} + \Delta\phi_{\text{GW}}(t) \quad . \quad (16)$$

设干涉仪的两臂长度相等, 即 $L_x = L_y$, 则:

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\text{GW}}(t) = \omega_0 \int_{t-2L/c}^t h(t') dt' \quad . \quad (17)$$

如果迈克尔逊干涉仪的臂长 L 远远小于引力波波长 (这个假设在地基激光干涉仪引力波探测器中是合理的), 则上式可近似地写成:

$$\Delta\phi_{\text{GW}}(t) \approx \frac{2L\omega_0}{c} h(t) \quad . \quad (18)$$

可以看出: 当引力波存在时, 两光束的初始相位差不再是 π , 而是增加了 $\Delta\phi_{\text{GW}}(t)$, 这就破坏了相干减弱的初始条件, 光探测器有光线进入, 其输出信号是引力波引起的。

下面分析激光干涉仪对引力波频率的响应 $H(\omega)$ 。利用傅里叶级数将 $h(t)$ 展开 ($h(t) = \int h(\omega)e^{i\omega t}d\omega$)，定义：

$$\Delta\phi_{\text{GW}}(t) = \int h(\omega)e^{i\omega t}H(\omega)d\omega \quad . \quad (19)$$

$$H(\omega) = \frac{2L\omega_0}{c} \frac{\sin(L\omega/c)}{L\omega/c} e^{i\omega L/c} \quad . \quad (20)$$

可以看出，干涉仪对引力波的频率响应 $H(\omega)$ 有如下特性：

- (1) 干涉仪的臂长 L 越大，对引力波的响应越强；
- (2) 若干涉仪的臂长 L 与引力波波长相比不能被忽略，则光在往返过程中由于平均效应使干涉仪对引力波的响应反而减弱，特别是当 $L = n\lambda_{\text{GW}}/2$ 时。

图 3 是 $L = 3 \text{ km}$ 和 75 km 时，激光干涉仪引力波探测器对引力波频率的响应曲线 (图中假定 $L = 3 \text{ km}$ 时的最佳响应为 1)。

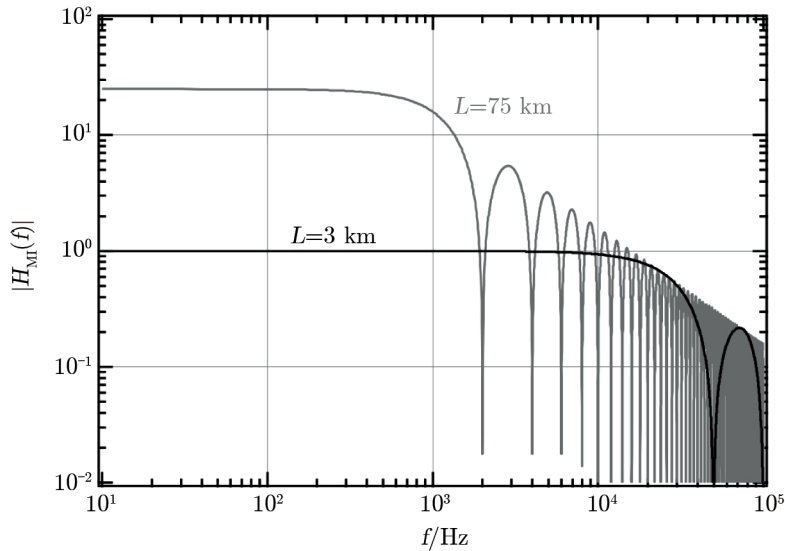


图 3 迈克尔逊干涉仪对引力波的频率响应^[40]

3.2 法布里-珀罗腔 (Fabry-Perot Cavity)

从上节的讨论可知，在迈克尔逊干涉仪中，引力波引起的相位变化 $\Delta\phi_{\text{GW}}$ 与臂长 L 成正比，臂长越大，相位变化越大。这种正比关系直到臂长增大到引力波波长的 $1/4$ 成立，此时光在臂中往返一次的时间等于引力波的半个周期。例如，对于频率为 100 Hz 的引力波来说，为了获得最佳探测效果，根据计算，迈克尔逊干涉仪的臂长应为 75 km 。在地球上建造这么大尺度的干涉仪是不可能的：第一，造价太高，技术太复杂；第二，在这么大的距离上，地表的球面效应很大，不能再把它看成一个平面。

能否把迈克尔逊干涉仪的臂折叠起来，使光在其中的行程达到对引力波的最佳探测效果，而折叠后的长度又合适，使我们有可能在地球上建造它，维修它？这种技术是有的，那就

是用 GEO600 的光延迟线技术, 和用于 LIGO, Virgo 和 TAMA300 的法布里-珀罗腔, 它们都是可行的。法布里-珀罗腔^[41-43]的应用更普遍, 我们下面将详细讨论它。

3.2.1 法布里-珀罗腔的工作原理

法布里-珀罗腔的工作原理如图 4 所示。为了看起来清楚, 把本来重叠的光分开画了。

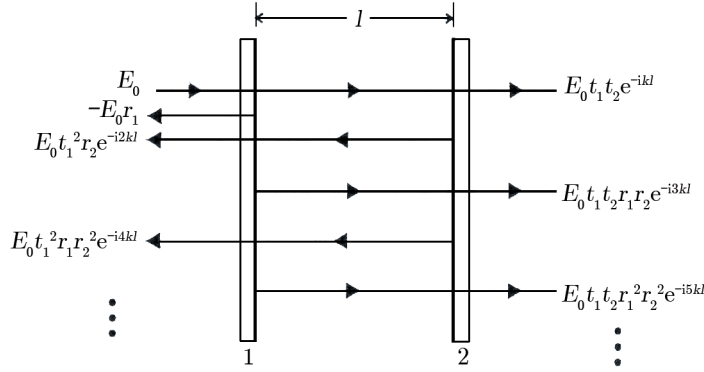


图 4 法布里-珀罗腔的工作原理图^[43]

一个理想的法布里-珀罗腔由 2 个平面镜组成, 称其为镜 1 和镜 2。它们对光的电场分量振幅的反射率分别记为 r_1 和 r_2 , 透射率记为 t_1 和 t_2 , 两镜相距为 l , 根据能量守恒定律, 在不考虑光在镜子上的损耗时有 $r_1^2 + t_1^2 = 1$ 和 $r_2^2 + t_2^2 = 1$ 。

如果在镜子 1 上的振幅损耗系数为 a_1 , 在镜子 2 上的振幅损耗系数为 a_2 , 则有 $r_1^2 + t_1^2 + a_1^2 = 1$ 和 $r_2^2 + t_2^2 + a_2^2 = 1$ 。

通常镜面的反射系数都设计得很高, 反射膜不含导电物质。设一束电场振幅为 E_0 的单色光从左边垂直入射到镜子 1, 一部分光经反射变成向左行进的光束, 振幅为 $-E_0 r_1$; 另一部分透过镜子 1 向镜子 2 行进, 振幅为 $E_0 t_1$ 。到达镜子 2 后, 一部分透过镜子继续向右行进, 其复振幅为 $E_0 t_1 t_2 e^{-ikl}$ ($k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ 是光的波矢量)。剩余部分被镜子 2 反射而向镜子 1 行进, 其复振幅为 $E_0 t_1 r_2 e^{-ikl}$, 当它到达镜子 1 后, 其中的一部分透过镜子 1 继续向左行进, 并与当初被反射的光束结合在一起。这部分透射光的复振幅为 $E_0 t_1^2 r_2 e^{-i2kl}$; 另一部分光被镜子 1 反射朝镜子 2 行进, 复振幅为 $E_0 t_1 r_2 r_1 e^{-i2kl}$ 。连续重复第一次透射光 (振幅为 $E_0 t_1$) 向右行进的同样过程。结果各有一个光束系列分别透过两个镜子, 后继光束的复振幅由前一光束乘上一个附加系数 $r_1 r_2 e^{-i2kl}$ 得到。

我们最终能看到的是什么呢? 实际上这些光束在空间是叠加在一起的, 因此我们得到的光束的振幅是这些光束振幅之和。从上述分析可知, 这是一个等比级数。从大家熟知的级数求和公式可以知道, 从法布里-珀罗腔透射出去的合光束, 有如下的透射系数:

$$t_c = t_1 t_2 e^{-ikl} \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{-i2kl})^n = \frac{t_1 t_2 e^{-ikl}}{1 - r_1 r_2 e^{-i2kl}} \quad (21)$$

透射光束的强度 $|t_c|^2$ 与 kl 有关:

(1) 当 $t_c \neq 0$ 时, 从镜 2 透射出去的功率值是变化的, 它的大小取决于无穷级数各光束间的相对相位, 这种透射光束或多或少总是存在的;

(2) 当从腔内透射出的功率达最大值时 (即 $2kl = 2n\pi$, n 为整数), 光在腔内实现共振;

(3) 法布里-珀罗腔内的光束也是一个光束无穷级数之和, 其总能量取决于级数中各光束间的相对相位。调节腔的长度使光在腔内共振, 我们可以调节这些相位关系积累光能量。也就是说, 调节光束系列间各光束的相位关系就可以在两个镜子之间把光积累起来。

从法布里-珀罗腔反射出去的光, 包括第一次入射时从镜 1 直接反射的光束, 及随后在腔内做过一次和多次往返后反射出去的所有光束, 该合光束的反射系数为:

$$r_c = -r_1 + t_1^2 r_2 \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{-i2kl})^n = -r_1 + \frac{t_1^2 r_2}{1 - r_1 r_2 e^{-i2kl}} \quad (22)$$

为了弄清为什么法布里-珀罗腔能把干涉仪的臂折叠起来, 我们详细讨论被腔反射的光束。为简单起见, 设镜 2 是一面理想的镜子 (即其透射系数 t_2 和耗损系数 a_2 等于 0), 此时 $r_2 = 1$ 。在这种情况下, 被反射的电场分量 (以下简称电场) 总幅度 r_c 与腔的调节无关 ($r_c = -r_1 + t_1^2$), 只与镜 1 有关。

可以看出, 当镜 2 的耗损系数 a_2 和透射率 t_2 不为零时, 被腔反射的总能量在共振处有一个凹槽。这是可以理解的, 因为在远离共振点时, 腔内积累的能量很少, 总反射系数 r_c 几乎只包括从第一个镜子反射的光束的反射系数。当法布里-珀罗腔被精确地调到共振时, 腔内的场强很高, 从镜 1 右边入射的光的振幅为:

$$E_{\text{inside}} = E_0 \frac{t_1}{1 - r_1 e^{-i2kl}}, (r_2 = 1) \quad (23)$$

因为 $t_1 \ll 1$, 只有一小部分电场透过镜 1 并和直接从镜 1 向左反射的电场叠加。因为当 $e^{-i2kl} \approx 1$ 或 $kl = n\pi$ 时发生共振, 我们可以把从镜 1 透射而逃逸的电场表示为:

$$E_{\text{esc}} = E_0 \frac{t_1^2}{1 - r_1 (1 - i2kl)} \quad (24)$$

这个电场的实部近似等于 $E_0(1 + r_1)$, 这意味着:

$$E_{\text{refl}} = -r_1 E_0 + E_{\text{esc}} = E_0 \quad (25)$$

换句话说, 逃出的光束和直接反射的光束叠加后, 给出的合光束具有的电场为 E_0 , 与腔偏离共振时给出的值是一样的。

3.2.2 法布里-珀罗腔的特性参数

法布里-珀罗腔的性能常用如下参数表示:

(1) 自由频谱范围 (Free Spectral Range)

法布里-珀罗腔的自由频谱范围定义为 $\Delta f_{\text{FSR}} \equiv c/2l$, 其中 l 是腔的长度, c 为光速, Δf_{FSR} 的大小等于光在腔内往返一次所用时间的倒数, 它表示腔内两个共振峰之间的频率间隔。

(2) 锐度 (Finesse)

锐度定义为自由频谱范围 Δf_{FSR} 与腔共振峰半高全宽 Δf_{FWHM} 之比, 即 $\mathcal{F} \equiv \Delta f_{\text{FSR}}/\Delta f_{\text{FWHM}}$ 。对一般的法布里-珀罗腔来说, 锐度可由下面的公式求出:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} . \quad (26)$$

锐度 \mathcal{F} 关系到有多少光能量可以在腔内积累, 也与法布里-珀罗腔共振峰的尖锐程度有关, 它是由镜子加工工艺的“精巧”程度决定的。

(3) 贮存时间 (Storage Time)

对于光延迟线来说, 这个概念很好理解: 它是一个光子从进入光延迟线到经过次反射最后走出延迟线所用的时间, 也就是光在延迟线内“停留”的时间。对于法布里-珀罗腔来说, 有的光子进入腔内被镜 2 反射一次, 就从镜 1 透出来了, 它在腔内只往返一次; 有的往返多次才出来。也就是说, 光子在腔内停留的时间是不同的, 有的往返一次, 有的往返 N ($N \rightarrow \infty$) 次。因此我们所说的存贮时间, 对法布里-珀罗腔来说, 是光子在腔内的平均停留时间。

假设我们用光束来照射一个处于共振状态的法布里-珀罗腔, 照射时间相当长, 然后突然关闭光源, 设此时刻为 $t = 0$, 这时在近端镜上继续有光出来, 但其强度以指数 e^{-t/t_s} 形式衰减, 我们定义 t_s 为法布里-珀罗腔的存贮时间。它可用法布里-珀罗腔的参数表示为:

$$t_s = \frac{l}{c} \frac{1 + r_2^2}{1 - r_1^2 r_2^2} \approx \frac{1}{\Delta f_{\text{FSR}}} \frac{1}{1 - r_1^2 r_2^2} . \quad (27)$$

当 $0 \ll r_1 \leq r_2 \approx 1$ 时, 有 $t_s \approx \mathcal{F}/(2\pi\Delta f_{\text{FSR}})$ 。

(4) 贮存的总能量

贮存在法布里-珀罗腔内的总能量可由下式得出:

$$E_{\text{FP}} = g_{\text{FP}} P_0 \frac{l(1 + r_2^2)}{c} . \quad (28)$$

其中 g_{FP} 是腔内等效功率增强系数, 对于给定腔长和镜子的参数, 它是可以用公式求出 (此处不详述); P_0 是入射光强度。当 $0 \ll r_1 \leq r_2 \approx 1$ 时, 有 $E_{\text{FP}} = 2P_0\mathcal{F}/\pi\Delta f_{\text{FSR}}$ 。贮存在法布里-珀罗腔内的能量, 并不等于照射光的功率与贮存时间的乘积, 即 $E_{\text{FP}} \neq P_0 t_s$, 其原因就是腔内光束间的干涉。腔内离开镜 1 向右行进的光束的振幅是由两个振幅相互干涉后生成的。这两个振幅中, 一个是从腔外向镜 1 入射, 并透射进来而向右行进的光束之振幅, 另一个是腔内从镜 2 反射后向镜 1 行进的光束之振幅, 而这种光束的振幅也是依次相干得来的。换句话说, 入射到腔内的光束, 由于新进来的光与贮存在腔内的光互相干涉, 可以经历较多次的反射, 即光在腔内的停留时间比上面定义的贮存时间 t_s 要长。当镜 1 具有比较高的透射率, 而镜 2 具有非常高的反射系数时, 腔内光的振幅几乎是按 t_s 计算所得振幅值的两倍 (即功率为 4 倍)。这是带有法布里-珀罗腔的激光干涉仪引力波探测器的真实情况。

3.3 功率循环系统 (Power recycling system)

在频率较高的区域, 特别是在频率高于 300 Hz 时, 激光干涉仪引力波探测器的噪声中霰弹噪声将占主导地位。增加输入到干涉仪内的光束功率, 可使霰弹噪声减小从而提高探测灵

敏度。增加干涉仪内光束功率的方法有两种：一种是增加激光器的功率，这受到技术上的限制，特别是受到激光器功率稳定性和频率稳定性的限制；另一种方法是在激光器功率不变的情况下，使用功率循环利用技术来提高干涉仪内的有效功率。

功率循环方法是由德里沃 (Drever) 和史凌 (Schilling) 提出来的^[44]。其基本的想法是把从干涉仪中反射出来的光 (即被浪费的功率) 重新收集起来，再注入干涉仪中，进行循环利用。这种想法非常巧妙。通常激光干涉仪引力波探测器工作点选在暗条纹，即在相干减弱的条件下工作，这时的灵敏度最高。所有的载频光都从非探测口 (又称载频口) 射出，而所有的差动信号 (即所期望的引力波信号) 都从探测口 (又称信号口) 输出。应该强调一下，从激光干涉仪引力波探测器载频口漏出的载频光波一点也没有被利用。如果干涉仪内的光损耗很小，大部分的入射光功率都经载频口漏出去了。如果把这部分漏出的光与从激光器来的新鲜光混合，并一起注入到干涉仪内，则干涉仪内的有效功率将大大增加。

设干涉仪是共轴的，即从干涉仪回来的光和将要射入干涉仪的光在同一条轴上，则可以在激光器和分光镜之间放上一面镜子，实现光能的回收。这面镜子称为功率循环镜，它等于在干涉仪上又组成了一个法布里-珀罗腔。腔的一个端镜是功率循环镜，另一面端镜是把干涉仪等效成的一个复合镜，我们称这个法布里-珀罗腔为“功率循环腔”。为使激光干涉仪引力波探测器获取最高的灵敏度，功率循环腔要与入射光发生共振。光循环的作用只是相当于使用一个功率更大的激光器来照射干涉仪，不会影响干涉仪的传递函数。这时因为功率循环腔内只有载频光，所有的差动信号都通过分光镜从探测口逃出了干涉仪。由于光波霰弹噪声对灵敏度的影响反比于光束功率的平方根，带有功率循环镜的干涉仪的归一化频率响应，可以由不带功率循环镜时干涉仪的归一化频率响应乘以等效功率增益的平方根求得。等效功率增益是功率循环腔内的功率与入射光功率之比。功率循环镜的反射系数和干涉仪内的功率损耗，决定了等效功率增益的大小。

现在分析功率循环镜与干涉仪的耦合问题。如前所述，我们可以把干涉仪看成是一个复合镜子，它与功率循环镜组成一个法布里-珀罗腔，称为功率循环腔。功率循环镜为前端镜。光通过它入射到功率循环腔内，复合镜为该腔的后端反射镜。设功率循环镜的反射系数为 R_R ，复合镜的反射系数为 R_{com} 。当功率循环腔共振时，从循环镜向复合镜行进的光束的功率为：

$$P_R = \left(\frac{\sqrt{1 - R_R}}{1 - \sqrt{R_R R_{com}}} \right)^2 P_{in} \quad (29)$$

P_{in} 是入射光的功率。设循环腔内的功率增益为 G ，不考虑循环镜的功率损耗时有：

$$G = \left(\frac{\sqrt{1 - R_R}}{1 - \sqrt{R_R R_{com}}} \right)^2 \quad (30)$$

当复合镜的反射系数 R_{com} 固定时，如果 $R_R = R_{com}$ ，则 G 达到最大值。这时所有的光都进入干涉仪，没有光从循环镜上漏出，这种条件称为临界耦合。当功率循环镜与干涉仪达到临界耦合时，功率循环增益为 $G = 1/(1 - R_{com})$ 。 R_{com} 反映了干涉仪内部的综合状态，它主要取决于干涉仪内部的功率损耗。功率损耗越小， R_{com} 越大。图 5 给出了等效功率增益与 R_R 及 R_{com} 的关系：

- (1) 当 $R_{\text{com}} = R_R$ 时, 等效功率增益 G 达最大值, 如曲线上的“●”所示;
- (2) 当 $R_{\text{com}} < R_R$ 时, 称为欠耦合, G 值随 R_R 的增加急速下降;
- (3) 当 $R_{\text{com}} > R_R$ 时, 称为过耦合, G 值随 R_R 的增大缓慢上升;
- (4) 在任何耦合状况下, G 值随 R_R 的增大而增大, 因此尽可能地减少干涉仪内部的功率损耗是提高功率循环效率的重要手段。

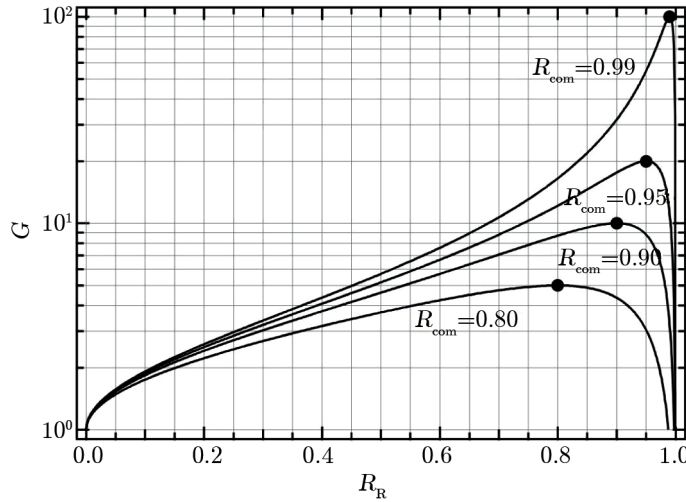


图 5 等效功率增益 G 与功率循环镜反射系数 R_R 的关系^[40]

为了实现最大的有效功率增益, 功率循环镜的透射系数应该这样选择:

$$|t_{\text{PR}}|^2 = 1 - a_{\text{PR}} - |r_{\text{PR}}|^2 = (1 - a_{\text{PR}})[1 - (1 - a_{\text{PR}})(1 - a_{\text{int}})] \approx a_{\text{int}} + a_{\text{PR}} \quad (31)$$

其中 a_{PR} 是功率循环镜的损耗, a_{int} 是干涉仪内的总损耗。这种选择下, 得到的功率增益为:

$$|G_{\text{PR}}|^2 = \frac{1}{a_{\text{int}} + a_{\text{PR}}/(1 - a_{\text{PR}})} \approx \frac{1}{a_{\text{int}} + a_{\text{PR}}} \quad (32)$$

等效功率增益的大小受干涉仪内功率损耗限制, 这种功率损耗主要是由于镜子的反射系数是有限的, 相互干涉有不完善性, 以及横向光学基片的散射和吸收。干涉仪内部的损耗可表示为:

$$1 - a_{\text{int}} = r_{\text{arm}}^2 (1 - a_{\text{BS}}) \frac{1 + C}{2} \quad (33)$$

r_{arm} 是臂的功率反射系数, a_{BS} 是分光镜的功率损耗, C 是干涉仪的直观可视度, 即对比度, 在理想状态下 C 等于 1。

设干涉仪的臂长是固定的, 要想增加光在臂中的贮存时间, 需要光在臂中的反射次数增加。由于镜子的反射系数是有限的, 这将导致有效功率增益降低。

3.4 激光器

激光器^[45-47]是激光干涉仪引力波探测器的光源, 用于引力波探测的干涉仪对光源有特殊要求^[48, 49]。

3.4.1 对激光束的要求

激光干涉仪引力波探测器对激光束有五个方面的要求。

(1) 高输出功率和好的功率稳定性

如前所述,激光干涉仪引力波探测器的灵敏度与激光功率成正比,一般要求激光器的输出功率为几十瓦到一百多瓦。输出功率不但要大,还要有好的稳定性;因为输出光束强度的涨落会影响暗纹工作点锁定位置的剩余涨落,从而影响干涉仪的灵敏度。它们的关系如下:

$$\Delta L_{\text{int}} = \frac{\delta P}{P} \Delta L_{\text{RMS}} \quad . \quad (34)$$

其中 ΔL_{int} 表示干涉仪的位移噪声,它在干涉仪控制中是个很重要的参量。 $\delta P/P$ 表示激光束相对强度的涨落, ΔL_{RMS} 表示围绕干涉仪工作点的剩余涨落。对于激光干涉仪引力波探测器来说要求 $\delta P/P$ 达到 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 数量级,因此要对激光器的输出功率进行实时控制使其保持稳定。这要求干涉仪的控制系统有较高的开路增益,以压制工作点的剩余涨落。

(2) 单一的振动频率

为使激光干涉仪引力波探测器能够稳定地锁定在需要的工作点上,要求激光器输出的光束具有单一的振动频率。激光频率涨落引起的噪声是影响干涉仪灵敏度最严重的噪声之一。当干涉仪的臂长不对称时(设长度差为 ΔL),频率涨落 $\delta\nu$ 产生的噪声就会出现在干涉仪的灵敏度中。干涉仪的灵敏度与频率噪声的关系为:

$$\tilde{h}_{\text{FM}} = \frac{\delta\nu}{\nu} \frac{\Delta L}{L} \quad . \quad (35)$$

其中 ν 是激光的频率, L 是干涉仪的臂长。对于具有法布里-珀罗腔的迈克孙干涉仪来说有:

$$\tilde{h}_{\text{FM}} = \frac{\Delta L}{L} \frac{\Delta \mathcal{F}}{\mathcal{F}} \frac{\delta\nu}{\nu} \quad . \quad (36)$$

这里 \mathcal{F} 和 $\Delta \mathcal{F}$ 分别是法布里-珀罗腔的锐度及两臂锐度之差。

(3) 输出光束光斑的横截面是纯净的 TEM00 模式

激光束光斑的横向模式是指在垂直于光轴的横截面上,电磁场的分布模式,又称为 TEM 模式 (Transverse Electromagnetic Mode)。用两个整数 m 和 n 表征为 TEM mn , m 是水平扫描光线时的极小值, n 是垂直扫描光线时的极小值。激光振荡常见的高阶模式,是由偏离光轴的光波形成的。

下面分析光斑模式的表达式。假设以激光器长度方向(即激光传播的方向)为 z 轴,建立一个直角坐标系,以激光器谐振腔的中央为原点, z 坐标点上, x 方向的电场分量振幅可表示为:

$$E_{mn}^x(z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_m \frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} H_n \frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega(z)^2}} \quad , \quad (37)$$

其中 $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$, $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda$ 。从上式可以看出在光束的横截面上(即与光轴垂直的 x - y 平面内),电场强度的振幅分布是厄米多项式与高斯函数的乘积,称之为厄米-高斯分布。在坐标原点处,激光是平面波,此处成为光腰。

高阶横向模式会影响激光干涉仪引力波探测器输出信号的对比度,必须通过清模器予以清除。

(4) 线性极化

光波是横波,其电场分量及磁场分量(在这里我们只讨论电场分量部分)的振动方向是与光的传播方向垂直的。如果电场分量的振动方向相对于光的传播方向是不对称的,则称为偏振,偏振又称极化。如果一束光的电场分量始终在一个平面内振动,则称之为平面偏振光,平面偏振光电矢量振动的投影是一条直线,因此平面偏振光又称线偏振光,也称这种光的极化为线性极化。

为满足激光干涉仪引力波探测器的统调及稳定运行的需要,保证干涉仪有较高的灵敏度,要求激光器输出的光束是线性极化的。

(5) 内在噪声低

激光干涉仪引力波探测器的灵敏度主要是由其噪声水平决定的。激光源作为干涉仪的前端部件,本身的内在噪声必须远远小于干涉仪的总体噪声水平,以确保干涉仪有期望的探测灵敏度。

3.4.2 激光器类型的选择

激光干涉仪引力波探测器所用的激光器可从以下四种类型中进行选择^[46, 48, 49]:

- (1) 典型的大功率激光器,如 Ar^+ 激光器;
- (2) 主激光振荡功率放大器(MOPA);
- (3) 相干相加激光器;
- (4) 注入-锁频激光器。

相干相加是让两个频率相等,相位相同的光束相干相加,获得较高的功率。但由于要使用很多激光器,系统变得很复杂,而且频率稳定性也会变坏,因此它也不是最佳候选者。

注入-锁频激光器是用一个稳定的低噪声主激光器,注入、锁定一个高功率激光器(称为从属激光器)。主激光器具有单一频率,但是一般说来,功率比从属激光器低。利用注入-锁频技术,我们可以得到频率单一的高功率激光,频率涨落也很小,调节主激光器的频率可以控制注入-锁频激光器的频率。只要把主激光器的频率稳定在一定的范围之内,注入-锁频激光器的频率涨落就可以被压制。对于大型的激光干涉仪引力波探测器来说,这是一种较好的激光光源。目前干涉仪使用的 YAG 激光器的波长为 1064 nm。

3.5 清模器 (Mode Cleaner)

如前所述,激光干涉仪引力波探测器要求激光束的横向剖面具有纯净的 TEM00 模式,即应该是基础厄米-高斯模式。因为高阶模式与干涉仪的不对称性相耦合,会使输出信号的对比度变差。

在实际应用中,激光束的横向剖面是 TEM00 模式与高阶模式的混合物。从光源来的激光束必须通过清模器来清除高阶横向模式^[48]。清模器的主体部分是一个具有高透射率的法布里-珀罗腔,多数为环型腔。环型腔清模器具有如下优点: 1) 清模效果好; 2) 光束抖动噪声小; 3) 能选择极化形式; 4) 具有高的频率稳定性。

3.5.1 清模器的结构

清模器是由 2 个平面镜和 1 个凹面镜组成的 1 个锐角三角形，所有的镜子都通过隔震系统与地表噪声高度隔离。

从干涉仪和校直控制系统而来的误差信号通过控制线路反馈到清模器，对其工作状况进行调整。对腔体长度和各个镜子方向的控制是通过磁铁-线圈驱动器实现的。磁铁-线圈驱动器线圈中的控制电流与固定于镜子上的永磁铁相互作用，使镜子移动或转动；每个镜子上安有 4 块永磁铁。

清模器所有的部件都放在真空室中，为减小真空室中剩余气体引起的噪声及隔离外部声响的干扰，真空度要好于 10^{-5} Pa。

3.5.2 透射率与清模效果

设入射到清模器环型法布里-珀罗腔中的光束剖面具有厄米-高斯模式，法布里-珀罗腔的透射率由下式给出：

$$T_{\text{cav}}(\phi) = \frac{(t_I t_O)^2}{(1 - r_I r_O r_E)^2} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (38)$$

在这里 r 和 t 分别表示光的电场分量的反射率和透射率；I、O 和 E 分别表示输入镜、输出镜和端镜； F 定义为：

$$F = \frac{4r_I r_O r_E}{(1 - r_I r_O r_E)^2} \quad (39)$$

ϕ 是光在法布里-珀罗腔中走一圈产生的相位 $\phi = -2kl + 2(m + n + 1)\eta$ ； k 是光的波数， l 是法布里-珀罗腔的长度， η 是 Gouy 相位， m 和 n 是整数，表示横向模式的级数。

法布里-珀罗腔的反射系数取决于 TEM_{mn} 模式（即厄米-高斯光束的本征模式）。当光在腔内共振时，光走一圈产生的相位是 $\phi = 2n\pi$ (n 是任何整数)。清模器的法布里-珀罗腔中， $r_I = r_O$ ，腔具有最佳透射率。图 6 给出了清模器法布里-珀罗腔的透射特性。虚线代表 S 极化光，实线代表 P 极化光 ($r_I = r_O = 0.9, r_E = 0.9999$)。

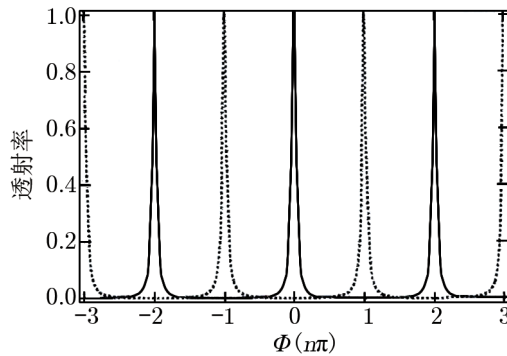


图 6 清模器法布里-珀罗腔的透射性能^[48]

当基础高斯模式 TEM₀₀ 在腔内共振时，法布里-珀罗腔的行为好像一个窄频带通道过

滤器,它是相位 ϕ 的函数。基础高斯模式共振时,高阶模式从腔的输入端反射出去,通过清模器的光束中就不含高阶模式,这是清模器的主要功能。

光束横向模式的质量常用一个参数 M^2 的值来表示。 M^2 值可以利用光束分析器在测量光束传播时取得。沿着光束的传播方向, z 光束的横向剖面表示为:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{n\pi\omega_0^2} \right)^2} . \quad (40)$$

其中 λ 是激光的波长, n 是传播介质的折射率, ω_0 是含有高阶横向模式的光束的光腰半径。利用上面公式,我们可以把含有高阶模式的普通光束看成一个厄米-高斯光束,它的光腰半径是基础高斯模式 TEM00 光束之光腰半径的 M 倍。若 $M = 1$, 则该光束的横向剖面只有 TEM00 模式^[48]。

光束剖面的几何形状是高级厄米-高斯模式与基础厄米-高斯模式的混合。混合模式中,高阶模式与基础厄米-高斯模式的相对振幅是随时间变化的,这导致光束剖面几何形状的涨落。由于清模器清除了高阶模式,这种几何涨落也减小了。

3.5.3 极化选择

利用清模器,可以对入射光的极化进行选择。根据矢量合成与分解法则,我们可以把入射光的极化方向分解为 S 极化分量和 P 极化分量, S 分量与光的入射面垂直,而 P 分量与光的入射面平行,(如图 7 所示)。

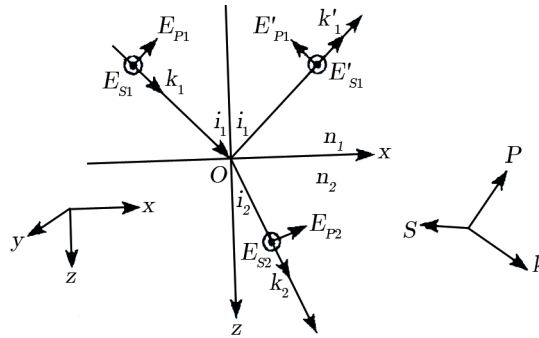


图 7 光振动矢量的分解图^[50]

设图中入射光从折射率为 n_1 的介质射向折射率为 n_2 的介质。光的入射角为 i_1 , 折射角为 i_2 。反射光和折射光的电矢量和波矢分别记为 E_1, K_1, E_2, K_2 。光的振动电矢量分解成 S 分量和 P 分量后,和波矢 K 组成右手坐标系,规定 S 分量沿 $+y$ 方向为正。根据菲涅尔公式,可以得到 S 分量和 P 分量反射率与透射率的复振幅。反射率为:

$$\tilde{r}_S = \frac{E'_{S1}}{E_{S1}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} , \quad (41)$$

$$\tilde{r}_P = \frac{E'_{P1}}{E_{P1}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)} . \quad (42)$$

透射率为:

$$\tilde{t}_S = \frac{E_{S2}}{E_{S1}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)} \quad , \quad (43)$$

$$\tilde{t}_P = \frac{E_{P2}}{E_{P1}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)} \quad . \quad (44)$$

光强度的反射率为 $R_S = |r_S|^2$ 和 $R_P = |r_P|^2$; 光强度的透射率 $T_S = |t_S|^2 n_2/n_1$ 和 $T_P = |t_P|^2 n_2/n_1$ 。

清模器环型法布里-珀罗腔的极化选择效应来自 S 极化分量与 P 极化分量之间的相位差, 它刚好为 π 。当 S 极化分量在腔内共振时, P 极化分量恰好处于反共振状态。这时清模器环型法布里-珀罗腔的透射系数为:

$$T_{\text{cav}}(\phi) = \frac{(t_1 t_0)^2}{(1 + r_1 r_0 r_E)^2} \cdot \frac{1}{1 - F' \sin^2(\phi/2)} \quad , \quad (45)$$

其中,

$$F' = \frac{4r_1 r_0 r_E}{(1 + r_1 r_0 r_E)^2} \quad . \quad (46)$$

当 S 极化分量在腔内共振时, 腔对它的透射率达最大值, 而对 P 极化分量的透射率很低, 反之亦然。

使用环型法布里-珀罗腔做清模器还有另一个优点: 它不必在腔的输入镜前面放法拉第隔离器, 因为输入镜是沿对角线方位放置的, 从这个镜子向外反射的光自动地与从激光器而来的入射光分开了。如果不用法拉第隔离器, 直线型法布里-珀罗腔就做不到这一点。

3.6 隔震与悬镜 (Seismic Attenuation and Mirror Suspension)

由连续的或随机的地表运动在激光干涉仪中产生的噪声信号称为地表震动噪声。地表运动通过机械接触传递到干涉仪的测试质量 (即镜子), 干扰测试质量之间的距离, 形成干涉仪的地表震动噪声。它严重地限制了干涉仪的探测灵敏度, 必须加以隔离。

3.6.1 被动机械过滤器 (Passive Mechanical Filter)

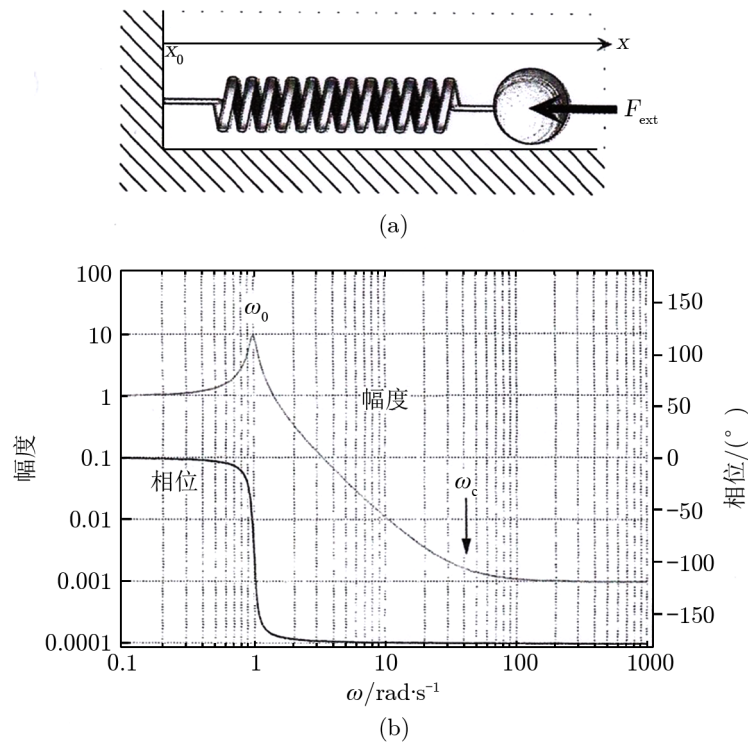
为了衰减地表震动噪声, 需要把激光干涉仪引力波探测器的镜子 (如分光镜, 法布里-珀罗腔的前端镜与后端镜, 功率循环镜, 清模器的输入镜、输出镜和端镜, 以及其他光路中的镜子) 悬挂起来。悬挂点通过一个无源的机械过滤器 (又称被动隔震器) 与有噪声的地表面相接^[43, 51]。下面我们来分析被动机械过滤器的作用。

为简单起见, 我们把镜子与被动机械过滤器等效为一个用弹簧悬挂起来的小球。同时为分析方便, 我们把弹簧和小球放在一个无摩擦的平面上, 弹簧的左端固定在悬挂点上, 右端连在可沿 x 方向运动的小球上 (如图 8 (a) 所示)。

不考虑损耗, 小球的运动方程为:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + K(x - x_0) = F_{\text{ext}} \quad . \quad (47)$$

其中 m 是小球的质量 (即有效载重质量), $K = mg/L$ 是弹簧的弹性系数, x_0 是悬挂点的位置。

图 8 被动机械过滤器简化模型和传递函数曲线^[52]

置, F_{ext} 是外部作用力。该方程的解可写成频率的函数:

$$x(\omega) = \frac{\omega_0^2 x_0(\omega) + F_{\text{ext}}(\omega)/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (48)$$

其中 $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 是系统的共振频率。在无外力的情况下 (即 $F_{\text{ext}} = 0$) 悬挂点和有效载重质量 m 之间的传递函数为:

$$\frac{x(\omega)}{x_0(\omega)} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (49)$$

图 8(a) 给出了被动机械过滤器等效模型, (b) 给出了传递函数曲线。从图中可以看出:

(1) 当 $\omega < \omega_0$ 时, 悬挂点的运动全部传递到有效载重质量, 也就是说, 测试质量的运动幅度等于悬挂点的运动幅度 $x(\omega) = x_0(\omega)$ 。

(2) 在共振频率 ω_0 附近, 测试质量的运动幅度增大。共振时 ($\omega = \omega_0$) 运动幅度达最大值, 相位移动 -90° ; 高于共振频率时 ($\omega > \omega_0$), 相位移动 -180° 。

(3) 当 ω 超过临界频率 $\omega_c = \sqrt{m/M}\omega_0$ 时, 传递函数的幅度趋于常数; 当 $\omega > \omega_0$ 时, 振动被衰减为 $x(\omega)/x_0(\omega) = \omega_0^2/\omega^2$, 在这里 M 是弹簧的质量线密度。

(4) 在共振频率 ω_0 与临界频率 ω_c 之间传递函数按 $1/\omega^2$ 变化, 把地表运动到测试质量的传递压低。被动机械过滤器有很好的隔震作用。

在激光干涉仪引力波探测器中, 每个测试质量都被悬挂起来形成一个单摆。测试质量 m 与悬线质量线密度 M 之比非常大, 从而使 ω_c 非常大。因此在频率较高的区域, 我们可以放心地忽略衰减的饱和效应。实际应用中, 我们可以把 n 个被动机械过滤器串联起来使用, 这时存在 n 个本征模式, 每个本征模式都有自己的共振频率。不考虑耗散, 这时的传递函数为:

$$\frac{x(\omega)}{x_0(\omega)} = \prod_{i=1}^n \frac{\omega_i^2}{\omega_0^2 - \omega_i^2} \quad (50)$$

在低频近似的情况下, 即 $f < \omega_i/2\pi$ 时衰减系数趋近于 $1/f^{2n}$, n 是级联被动机械过滤器的个数。因此在镜子悬挂点上多加几级被动机械过滤器就可以获得较好的隔震效果。在早期建造的激光干涉仪引力波探测器中, 如 LIGO、GEO600 和 TAMA300, 都采用了这种技术。其方法是用橡胶板和很重的弹性不锈钢板交替地堆放在一起, 组成一个多层的堆积平台, 置于地面和镜子悬挂系统之间起隔震作用^[41]。镜子也采用多级悬挂方式。

除了把多个被动机械过滤器串联使用之外, 另一种改善被动机械过滤器隔震特性的手段是降低共振频率。以倒摆与隔震台为基础的地表震动噪声衰减系统就是根据这种思想建立起来的, 目前已成为通用的隔震方式。

3.6.2 地表震动噪声衰减系统 (Seismic Attenuation System)

地表震动衰减系统的基本设计原则是这样的^[53, 54]:

(1) 在激光干涉仪引力波探测器中, 在最低探测频率上要求测试质量的运动要小于 10^{-19} , 过滤器的级数和每级共振频率的选择要以此条件为依据。

(2) 过滤器在水平方向的衰减依靠的是单摆, 而在垂直方向的衰减依靠的是弹性元件 (如弹簧)。由于它们运动部件的质量不是无穷大, 在临界频率之上, 它们的衰减特性趋向饱和, 这种饱和效应不能影响干涉仪对地表震动衰减的要求。

(3) 测试质量在各个自由度上的运动都要像在水平方向的运动一样被衰减, 因为机械过滤器结构的不对称性及垂直度问题都会产生交叉耦合。

(4) 需要用带有超低共振频率 (低于 100 mHz) 的机械过滤器搭建一个顶隔震平台, 它不但能压制测试质量在低频范围内的运动 (这是其剩余运动的主体部分), 而且还提供了在低频情况下悬挂测试质量的地点。

(5) 激光干涉仪具有非常小的动态范围, 只有在这个小范围内, 它才能产生与测试质量运动成正比的线性信号, 这就要求探测器和各个测试质量必须同时锁定在这个线性区域, 同时要求测试质量的运动速度必须尽可能地低, 超低频隔震平台能起到这种作用。

(6) 机械过滤器要用高品质的材料制造以减少热噪声, 特别是最后一级, 它连接测试质量, 更要用品质极高的材料物质如石英或蓝宝石晶体制造。

(7) 高品质的摆贮存着大量能量, 而且在它的共振频率上以较大的振幅运动, 这种额外运动会超过允许范围并使干涉仪的控制遇到困难, 因此地表震动衰减系统要想办法阻尼这种共振同时又不能引入其他噪声。

让我们以基本的地表震动衰减系统 (如图 9 所示) 为例, 进行详细的讨论。

可以看出, 一个实用的地表震动衰减系统至少包括三个基本部分: 顶台、倒摆和镜子悬

挂系统。现在分别讲述如下。

1) 倒摆 (Inverted Pendulum)

倒摆^[54-56]是由质量很轻,强度很大的材料做成,具有非常低的共振频率(小于100 mHz)。

地表震动衰减系统使用倒摆,主要出于以下考虑:

(1) 在地表震动峰值幅度为微米数量级的频带内(100 ~ 300 mHz),对 x 、 y 、 z 和 θ 方向的运动提供足够大的衰减系数。

(2) 倒摆运动的恢复力非常小,用倒摆可以搭建一个平台以放置整个地表震动衰减系统的其他部件和镜体悬链,负载可达100 kg以上。当振动频率 f 远远小于摆的共振频率 f_0 时,使负载 M 移动距离 x 所需要的力为 $F \approx \omega_0^2 x$ 。计算可知,若 $M = 1000 \text{ kg}$, $x = 1.0 \text{ cm}$, $F = 0.4 \text{ N}$, 它是非常小的。这样就可以使用“轻柔”的磁铁-线圈驱动器在很宽的频率范围内($\text{DC} \approx 100 \text{ mHz}$)来控制悬挂点和镜子的位置,功率损耗很小。

(3) 可以提供一个“准惯性”平台,在这个平台上可以有效地阻尼悬链的运动,探测运动引起的反冲。

(a) 倒摆的稳定性

为了研究倒摆的基本动力学问题,我们把倒摆简化成一个理想模型,如图10所示。

一个质量为 M 的等效负载,由一根长度为 l 没有质量的刚性杆垂直地支撑着,它通过一个角刚度为 K 的弹性关节与地相连。有效负载 M 是想要与地表震动隔离的目标,它表示为一个点质量。简化倒摆参数为: l ——倒摆腿的长度, m ——倒摆腿的质量, I ——倒摆腿相对其质心的转动惯量, K_θ ——柔韧关节的转动弹簧常数, (x, z) ——有效负载的位置坐标, (x_l, z_l) ——倒摆腿质心的坐标, (x_0, z_0) ——柔韧关节与地接触点的位置坐标, θ ——倒摆腿与垂直轴的夹角。利用上述参数我们可以写出倒摆的运动方程:

$$J\ddot{\theta} = -K\theta + Mgl \sin \theta \quad , \quad (51)$$

其中 J 是倒摆系统相对于支撑点的转动惯量, $-K\theta = N_l l$ 是弹性力矩, $Mgl \sin \theta = N_{\text{grv}}$ 是重力力矩。

在小角度近似下,上式可改写成:

$$J\ddot{\theta} = -K_{\text{eff}}\theta \quad , \quad (52)$$

其中 $K_{\text{eff}} = K - Mgl$ 是有效弹簧常数。可以看出,重力作为一种“反弹簧”减小了总刚度。

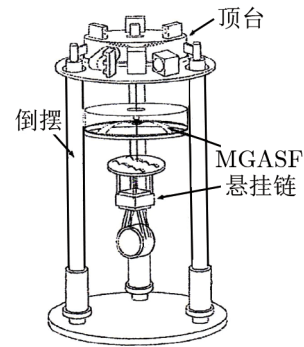


图9 地表震动衰减系统结构示意图^[52]

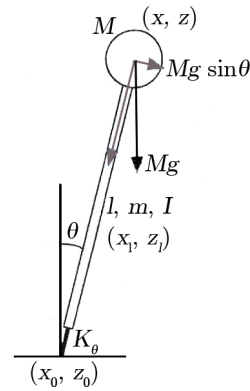


图10 倒摆简化示意图^[54]

倒摆的总势能为:

$$U_{\text{pot}} = \frac{1}{2}K\theta^2 + Mgl(\cos\theta - 1) \approx \frac{1}{2}K_{\text{eff}}\theta^2 + Mgl\frac{\theta^4}{4!} + O(\theta^6) \quad (53)$$

设重力与弹力之比为 R , $R = Mgl/K$ 。在小角度近似的情况下, 系统的约化势能 U_{pot}/K 与不同 R 之间的关系为:

(1) 当 $R \ll 1$ 时, 倒摆系统是非常稳定的, 但力与 θ 的关系曲线很陡, 相应于高的共振频率和较大的恢复力。

(2) 随着 R 值的增加, 在 $\theta = 0$ 附近, 势能曲线变得“平坦”。相应于小的恢复力和低的共振频率, 倒摆系统仍然是稳定的。

(3) 当 $R \lesssim 1$ 时, 倒摆系统仍然是稳定的, 共振频率很低; 当 $R = 1$ 时, 在 $\theta = 0$ 周围恢复力为 0。

(4) 当 $R \gtrsim 1$ 时, 重力开始在势能中占主导地位, $\theta = 0$ 处不再是稳定平衡点, 倒摆系统成为双稳定系统。

(5) 当 $R \gg 1$ 时, 势能总是为负值, 倒摆成为不稳定系统。

(b) 倒摆的共振频率

设倒摆的线刚度为 k , $k = K/l^2$, 其共振频率为:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M} - \frac{g}{l}} \quad (54)$$

从前面的分析我们知道, 共振频率越低, 系统的隔震能力越强。原则上讲, 适当调整倒摆的线性刚度和有效负载, 可以获得任意低的共振频率。实际上, 一个机械不可能将其共振频率调得任意小而又让其保持倒摆特性; 从倒摆系统的安全稳定性考虑, 我们希望 M/k 值小一些; 但从倒摆的衰减特性考虑, 我们希望其共振频率 f_0 尽可能地小, 即 M/k 值尽可能地大。这是相互矛盾的。在设计倒摆时, 必须统筹兼顾, 在两者之间进行调和。

(c) 倒摆的传递函数

为了研究倒摆的传递函数^[57-59], 我们需要考虑倒摆腿的质量 m 和它相对于其质心的转动惯量 J , 倒摆腿上弹性关节的线性刚度 K 。

忽略垂直方向的地表震动, 倒摆的运动方程为:

$$(M + \frac{m}{4} + \frac{J}{l^2})\ddot{x} - (\frac{m}{4} - \frac{J}{l^2})\ddot{x}_0 - \frac{l}{g}(M + \frac{m}{2})(x - x_0) + K(x - x_0) = 0 \quad (55)$$

作为频率的函数, 方程的解为:

$$x(\omega) = \frac{\omega_0^2 + \beta\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} x_0(\omega) \quad (56)$$

对于均匀的摆腿有:

$$\omega_0^2 = \frac{K - (M + m/2)g/l}{M + m/3} = \frac{K - A}{D} \quad (57)$$

$$\beta = \frac{m/6}{M + m/3} = \frac{C}{D}, \quad (58)$$

其中 $A = (M + m/2)g/l$, $C = m/6$, $D = M + m/3$.

倒摆的传递函数 (如图 11 所示) 为:

$$\frac{x(\omega)}{x_0(\omega)} = \frac{\omega_0^2 + \beta\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (59)$$

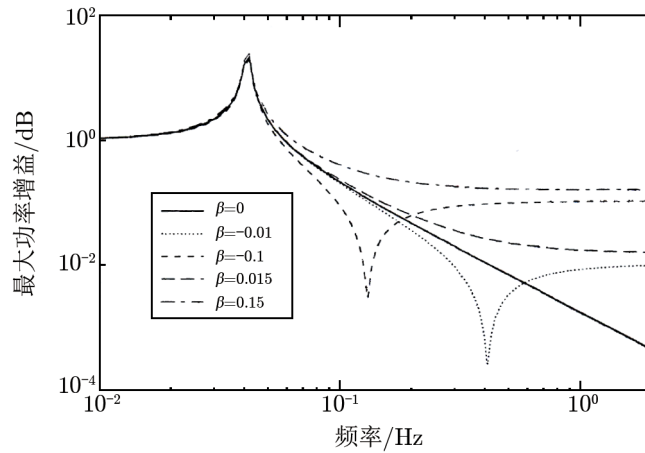


图 11 倒摆传递函数曲线^[59]

(d) 倒摆的打击中心效应 (Center of Percussion Effect)

当频率 $f \gg f_0/\sqrt{\beta}$ 时, 倒摆顶部的传递函数为 $x(\omega) = -\beta x_0(\omega)$ 。这就是说系统有一个临界频率 $f_c = f_0/\sqrt{\beta}$, 高于这个频率时, 传递函数是一个常数。也就是说, 这时的传递函数曲线变为平坦直线, 倒摆不再具有衰减特性。C 点是倒摆的一个特殊位置, 称为倒摆的撞击中心。若倒摆上存在这样一个撞击中心, 当倒摆腿的地基以高于临界频率摇摆时, 倒摆的腿将绕其撞击中心转动, 撞击中心保持不动。因此倒摆的顶部就向相反方向摆动, 其大小为 $x(\omega) = -\beta x_0(\omega)$, 与 β 值的大小有关。当频率超过临界频率, 倒摆不再具有衰减特性的效应称为撞击中心效应^[60]。

可以看出: ① 当 $\beta = 0$ 时, 传递函数对应于理想倒摆, 没有撞击中心效应; ② 当 $\beta > 0$ 时, 撞击中心效应使传递函数曲线变平, 倒摆无衰减作用; ③ 当 $\beta < 0$ 时, 传递函数曲线出现一个下冲, 当频率高于下冲点频率时传递函数曲线变平, 倒摆也无衰减作用。

在传递函数中, $\beta\omega^2$ 的存在表示撞击效应。为了使地表震动衰减系统能够正常工作, 需要使 $\beta = 0$ 或使 β 尽可能小, 以便把临界频率 f_c 推到地表震动衰减系统的所有其他共振频率范围之外。这等同于把撞击点放在 $s = l$ 的位置上, 即让它与顶部的负载悬挂点相重合或与底部的弹性关节的绞接点相重合。有三种方法可以做到这一点:

(1) 使用无质量的腿, 因为 $\beta = (m/6)/(M + m/3)$, 当 $m = 0$ 时 $\beta = 0$, 这虽然是不现实的, 但可以把腿的质量设计得尽可能小。

(2) 把地表震动衰减系统的顶部桌面放置在与撞击中心相同的水平上, 这要求有一段质量很大的腿伸出在顶部桌面以外。

(3) 在每条腿的弹性关节下面加上一个平衡重物, 调节平衡重物的质量和位置可以把撞击中心下移到柔韧关节铰接点的高度上。通常采用的方法是用轻质材料做倒摆腿, 并在每条腿上配置一个平衡重物, 平衡重物放在柔韧关节之下, 形状做成钟形。撞击点在腿上的位置取决于钟形平衡重物的质量大小与位置。

2) 顶台

在地表震动衰减系统中, 倒摆系统由三条腿组成。其顶部支撑一个圆形桌面 (称为顶台)。顶台上有加速度计、传感器 (Linear Variable Differential Transducer, LVDT)、步进马达驱动器、线圈-磁铁驱动器等部件, 用于倒摆初始位置的调整 and 状态控制。

3) 镜体悬挂系统

镜体悬挂是一个重要而复杂的问题, 通常是把起不同作用的单元如过滤器、被动阻尼器、反冲质量、镜子等用钢丝 (或其他材料如石英或碳纤维做成的丝) 串联起来组成一条链, 把镜体悬挂在顶台提供的悬挂点上。这里分别讨论如下。

(a) 过滤器 (Filter)

如前所述, 地表震动水平模式和垂直模式的交叉耦合大大限制了机械隔震系统的性能。因此垂直方向的隔震问题必须引起重视。在装有倒摆的地表震动衰减系统中, 水平方向有非常低的共振频率, 垂直方向隔震子系统也需要在低频范围内有足够大的衰减系数。在合理的空间内设计这样的子系统是不容易的。例如: 用直线弹簧制造一个共振频率为 300 mHz 的机械过滤器, 弹簧的长度就要在 3 m 以上, 这显然太庞大了。目前已研发了几种解决方法, 普遍感兴趣的一种是单体几何反弹簧过滤器^[61, 62] (Monolithic Geometric Anti-Spring Filter, MGASF)。本质上讲, MGASF 是把一组悬臂弹簧固定成一个特殊的几何形状以获得所需要的反弹簧效应, 其基本结构如图 12 所示。

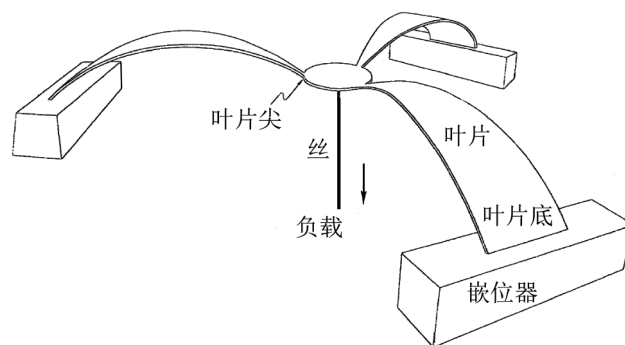


图 12 单体几何反弹簧过滤器的结构^[63]

MGASF 是由一组径向排列的悬臂弹簧组成^[52, 63, 64], 它们固定在一个共同的圆形结构的护圈上, 通过一个中心圆盘向相反方向辐射。被隔震的有效负载挂在中心位置, 加工好的

叶片是平的, 而且在重物的作用下像钓鱼杆一样柔韧。它们以适当的初始角度固定在一个嵌位器件上, 以提供一定的弯曲度。调节嵌位器件, 使叶片得到适当的水平和垂直方向的压缩, 然后把嵌位器件定位。我们可以用一个简单的模型来分析 MGASF 的工作原理。

悬臂弹簧系统可以看成是由两根独立的弹簧组成, 一根是水平的, 另一根在垂直方向。参数 K_z , K_x , l_{oz} 和 l_{ox} 分别表示每根弹簧垂直和水平的弹簧常数和自然长度。

叶片的尖端直接加有负载, 质量为 m 。垂直的弹簧单独地在平衡点支撑重物。尖端在工作点 (即平衡的) 的位置为 Z_{eq} 。定义参数 Z 为尖端的实际高度和工作点位置的差。水平方向的位置是固定的。水平弹簧的长度为 $l = \sqrt{X_0^2 + Z^2}$ 。

在垂直轴方向的运动方程为:

$$m\ddot{Z} = -K_z Z - K_x(l - l_{ox})\frac{Z}{l} \quad (60)$$

在工作点 ($Z = 0$) 附近把公式展开, 取 Z 的一级项有:

$$m\ddot{Z} = -\left\{K_z + K_x\left(1 - \frac{l_{ox}}{X_0}\right)\right\}Z \quad (61)$$

定义 K_{eff} 为有效垂直弹簧常数 $K_{eff} = K_z + K_x(1 - l_{ox}/X_0)$ 。当水平弹簧被压缩时, 即 $X_0 < l_{ox}$ 时, K_{eff} 变小 ($K_{eff} < K_z$)。

以上是线性反弹簧效应原理, 得益于把悬臂叶片组装成特殊的几何形状而实现反弹簧效应, 这就是我们命名这种过滤器为几何反弹簧过滤器的原因。“单体”一词来源于 MGASF 的叶片仅由一块钢板做成。依靠增加压缩值, 人们可以把垂直共振频率调得任意低, 但是超过临界压缩点 $K_{eff} = 0$ 系统就不再稳定了。临界压缩值由下式给出:

$$X_0 = \frac{K_x l_{ox}}{K_x + K_z} \quad (62)$$

当 MGASF 作为垂直方向的普通谐振子工作时, 它在垂直方向有隔震功能, 传递函数为 $H_{z0}(\omega) = Z/Z_g = \omega_0^2/(\omega_0^2 - \omega^2)$, 其中 Z_g 表示相对地面的高度, $\omega_0^2 = K_{eff}/m$ 是垂直方向共振的局部角频率。

(b) 镜体悬挂子系统 (Suspension Subsystem)

镜体悬挂子系统是激光干涉仪引力波探测器地表震动衰减系统的机械部分与核心光学部件 (镜体) 间的接合部分, 它位于机械过滤器链的最下端, 直接与测试质量相连。

镜体悬挂子系统的作用如下^[52, 65]:

- (1) 在一个准惯性框架内使镜子保持静止
- (2) 为控制测试质量位置的器件提供空间

为使干涉仪正常运转, 必须使用驱动器控制测试质量的位置和方向。镜体悬挂子系统为这些器件提供了空间。

(3) 提供额外的地表震动衰减功能

镜体悬挂子系统本身就是隔震链的最后一个环节, 特别是用轻丝来悬挂测试质量, 可以获得较高的衰减性能。另外镜体悬挂子系统也能衰减隔震链前几级中产生的内部噪声。

(4) 减慢镜子的低频剩余运动

镜体悬挂子系统必须提供足够大的阻尼, 压低测试质量的摆动漂移的幅度和速度, 使干涉仪容易锁定在工作点上。我们定义“剩余运动”为在低于探测频带上摆的运动。理论上讲, 在不损害干涉仪灵敏度前提下, 剩余运动可以有任意大的振幅。实际上, 干涉仪需要在暗纹条件下工作 (精度为 10^{-12} m), 剩余运动必须被阻尼到此值以下。

镜体悬挂链中通常含有被动阻尼器 (Passive Damper), 反冲质量及镜子本身。悬挂子系统的耗散特别小是一个重要的特性, 即非常低的热噪声, 这可由非常低耗散 (即 Q 值非常高) 的材料获得。当前 LIGO 用熔硅作悬挂丝。

3.7 真空系统 (Vacuum System)

3.7.1 激光干涉仪引力波探测器对真空度的要求

激光干涉仪引力波探测器的真空系统由真空管道和真空室两大部分组成。光束在真空管道中穿行, 真空室中放置所有的测试质量、光学镜和隔震系统^[66, 67]。光束在真空系统中产生的相位涨落是由光与真空中剩余气体分子的碰撞产生的, 它是在测量时间内光束与大量剩余气体分子碰撞的一种统计效应, 其大小与剩余气体分子的数量, 运动速度和极化特性有关^[68]。

激光干涉仪引力波探测器对真空度的要求较高。原则上讲, 剩余气体分子引起的光束相位噪声应小于地表震动噪声与霰弹噪声之和。计算表明, 在激光干涉仪引力波探测器的探测频带内, 剩余气体分子引起的相位涨落 (噪声) 谱是平坦的。

真空系统中剩余气体的主要成分是氢分子, 要求氢的分压强小于 1.33×10^{-7} Pa。在这种真空度下, 光束的相位噪声小于测试质量为 1000 kg 重时的量子极限噪声。当氢的分压强为 1.33×10^{-4} Pa 时, (相当于水的分压强为 1.33×10^{-5} Pa), 剩余气体引起的光束相位噪声与热噪声、地表震动噪声及霰弹噪声的总和具有相同的数量级。在这种真空度下, 剩余气体的阻尼不会对激光干涉仪镜体悬挂系统的机械性能产生影响。

3.7.2 气体释放

为了使真空系统中剩余气体保持如此低的水平, 最重要的措施是减少材料的气体释放率。真空管道的不锈钢壁是主要的气体释放源。通过特殊的退火工艺可使氢气的释放率低于 1.33×10^{-17} Pa · L⁻¹ · s⁻¹ · cm⁻²。在这种释放率下, 只在各个真空管道单元的端点抽真空, 管道内氢的分压值即可达到需要的水平。为了减少管壁水的释放, 常用的方法是用不太贵的隔热材料把管道包起来, 然后在管壁上通大电流, 在 140 °C 的温度下保持 30 d。经过这样烘烤, 水分子的释放率可低于 1.33×10^{-14} Pa · L⁻¹ · s⁻¹ · cm⁻², 能够满足需要。

高分子物质在真空管道中是有害的, 它会污染镜面涂层, 使光的散射和吸收加大。在高功率激光被应用的情况下, 高的吸收率会使镜子发热, 影响镜子的性能, 甚至引起局部损伤。因此对真空部件及其他放置物要进行严格的清洁处理。

3.7.3 表面处理

如前所述, 在真空系统中减少气体分子释放的通用方法是加热烘烤。对于激光干涉仪引力波探测器来说, 其真空管道的长度为数百米 (如 GEO600 和 TAMA300) 到数千米 (如

LIGO 和 Virgo), 直径也在 0.5 m 左右。加热烘烤困难很大, 人们已经研究出很多方法对真空管道的表面进行处理, 改善表面的特性, 减少气体的释放。常用的方法有: 电学抛光技术 (Electrochemical Buffing) 和电磨光 (Electro Polishing) 镀膜技术等^[69, 70]。

4 激光干涉仪引力波探测器的发展前景

作为引力波探测的主流设备, 激光干涉仪具有广阔的发展前景。在对现有的装置进行升级改造的同时, 一些新思维新设计也大张旗鼓地开展起来。

4.1 激光干涉仪引力波探测器的升级

采用新材料、新技术和新工艺对正在运行的干涉仪进行升级改造, 以便降低噪声、提高灵敏度, 这是世界各大引力波探测实验室都在加紧进行的工作。其中包括 100 w 以上大功率高稳定性激光器、大直径大质量晶体材料、新的抛光和镀膜技术、高强度硅纤维悬挂丝、信号循环技术和输出清模技术等^[71, 72]。通过升级, 可望把探测灵敏度提高 1 个数量级左右。特别地, 最近 LIGO 科学合作组织在 GEO600 探测器中首次成功实现了利用压缩态激光以降低量子霰弹噪声的目标, 为进一步提高引力波探测器的灵敏度奠定了坚实的基础^[73]。图 13 显示了地基激光干涉仪引力波探测器的设计灵敏度曲线。这些探测器中有第一代的地面探测器如 LIGO^①, 也包括第二代的 (即升级后的, 也是所谓高级的) 探测器, 如: 高级 LIGO (aLIGO)^[76], 高级 Virgo (aVirgo)^[77] 和正在筹建的日本的 KAGRA^[78] (原名为 LCGT^[79]), 以及第三代的目前仍处于设计阶段的爱因斯坦望远镜^[80] (Einstein Telescope, 简称 ET, 包括两种可能的方案 ET-B 和 ET-D, 分别详见文献 [81] 和文献 [82])。

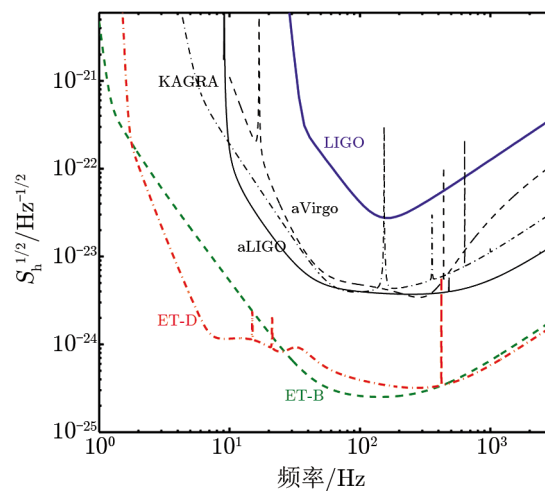


图 13 地基激光干涉仪引力波探测器灵敏度曲线

^①图 13 中所示的理论预计灵敏度已于 2005 年底被实现^[74], 最近的一次科学运行 (S6) 达到了两倍优于预计的灵敏度^[75]。

4.2 空间引力波激光干涉仪

以地球为基地的激光干涉仪引力波探测器, 由于臂长的限制和地表噪声的影响探测频率一般都在 1 Hz 以上。许多天体物理的引力波源所辐射的引力波主要都集中在 1 Hz 以下(如银河系内的双白矮星、宇宙中的大质量双黑洞等), 在太空建立大臂长的激光干涉仪是探测这种低频引力波的理想选择。因为太空基本上处于真空状态, 温度接近绝对零度, 又无地球上存在的震动噪声, 实验条件非常好。20 世纪 80 年代就有人提出过这种设想, 20 世纪 90 年代开始可行性研究, 其中一个引人注目的工程就是 LISA^[83, 84] (Laser Interferometer Space Antenna)。

设计中的 LISA 含有 3 艘宇宙飞船, 彼此相距 5×10^6 km, 呈正三角形排列, 处于绕太阳运行的轨道上。在绕太阳公转的同时, 3 艘宇宙飞船也围绕它们的质心旋转。每艘飞船上都装有一对带有镜面的测试质量(每个 1 kg) 和 2 台独立的激光器。当引力波通过时, 3 艘宇宙飞船中每 2 艘之间的距离都会发生变化。安装在飞船内的激光器发出的光在测试质量的镜面间来回穿行, 产生干涉, 用光电转换器件可以探测干涉引起的光强度变化。空间引力波激光干涉仪 LISA 的探测频率为 0.1 mHz ~ 1.0 Hz。

起初, LISA 是一个由欧空局 (ESA) 和美国宇航局 (NASA) 合作的项目, 并且计划于 2013 年发射仅含一艘宇宙飞船的 LISA 探路者号。2011 年由于经费等问题 NASA 终止了这一合作^①。目前, 这一项目为 ESA 主导, 并已更名为 eLISA/NGO (分别代表 evolved LISA 和 New Gravitational-wave Observatory), 计划于 2022 年发射^[85]。

4.3 地下引力波激光干涉仪

为了减小地球表面震动及引力梯度的干扰, 提高激光干涉仪引力波探测器的灵敏度(特别是在低频部分的灵敏度), 把干涉仪建在地下是一个很好的选择。中国科学家汤克云、朱宗宏、王运永、钱进等人提出的 CEGO (China Einstein Gravitational-wave Observatory)^[86-88] 就是这样一种方案。该地下探测站的主要特点是探测频带位于地面探测站和空间探测站之间, 具有独特的研究区域, 而且地表震动噪声低, 低频部分(低于几十赫兹)的灵敏度高。该方案设想在约 500 m 的地下, 建造一个臂长 4 ~ 5 km 的激光干涉仪, 探测频率为 1 ~ 2000 Hz。此外, KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector) 和设计中的爱因斯坦望远镜也计划建于地下。

5 结束语

引力波探测是当代物理学最重要的前沿领域之一。激光干涉仪引力波探测器的出现给引力波探测带来了突破性进展。作为引力波探测的主流设备, 它在世界各地迅速兴建, 掀起了引力波探测的新高潮, 并于近几年达到了前所未有的灵敏度。人类有望在第二代地基激光干涉仪引力波探测器投入科学运行(约 2015 年)之后的几年内, 不仅可以直接探测到引力波, 更将打开一扇观测宇宙的新窗口, 进入引力波天文学的时代。

^①<http://news.discovery.com/space/a-farewell-to-lisa-110408.html>

参考文献:

- [1] Einstein A. Sitzungsberichte der Physikalisch-mathematischen Klasse. Berlin: Preuss. Akad. Wiss., 1916: 688
- [2] Einstein A. Sitzungsberichte der Physikalisch-mathematischen Klasse. Berlin: Preuss. Akad. Wiss., 1918: 154
- [3] Schutz B F. *Class. Quant. Grav*, 1999, 16: A131
- [4] Marx J, Danzmann K, Hough J, et al. <http://arxiv.org/abs/1111.5825>, 2014
- [5] Weber J. *Phys. Rev.*, 1960, 117: 306
- [6] Hulse R A, Taylor J H. *ApJ*, 1975, 195: L51
- [7] Taylor J H, Weisberg J M. *ApJ*, 1982, 253: 908
- [8] Taylor J H, Wolszmann A, Damour T, et al. *Nature*, 1992, 355: 132
- [9] Taylor J H. *Rev. Mod. Phys.*, 1994, 66: 711
- [10] Weisberg J M, Nice D J, Taylor J H. *ApJ*, 2010, 722: 1030
- [11] Weber J. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, 22: 1320
- [12] Weber J. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 24: 276
- [13] Blair D. *The detection of gravitational wave*, Cambridge: Cambridge University press, 1991
- [14] Coccia E, Fafone V, Frossati G, et al. *Phys. Rev. D*, 1998, 57: 2051
- [15] Allen Z A, Astone P, Baggio L, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 5046
- [16] Ju L, Blair D G, Zhao C. *Rep. Prog. Phys.*, 2000, 63: 1317
- [17] Astone P. *Class. Quant. Grav*, 2002, 19: 1227
- [18] Cerdonio M, Conti L, Lobo J A, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 031101
- [19] Conti L, de Rosa M, Marin F, et al. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93: 3589
- [20] Cerdonio M. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 2003, 114: 81
- [21] Aguiar O D. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2011, 11: 1
- [22] Forward R. *Phys. Rev. D*, 1978, 17: 379
- [23] Takahashi R, Mizuno J, Miyoki S, et al. *Phys. Lett. A*, 1994, 187: 157
- [24] Robertson D I, Morrison E, Hough J, et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1995, 66: 4447
- [25] Shoemaker D, Schilling R, Schnupp L, et al. *Phys. Rev. D*, 1988, 38: 423
- [26] Abramoviccia A, Althouse W, Camp J, et al. *Phys. Lett. A*, 1996, 218: 157
- [27] Fritschel P, González G, Lantz B, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80: 3181
- [28] Abramovici A, Althouse W E, Drever R W P, et al. *Science*, 1992, 256: 325
- [29] Caron B, et al. *Class. Quant. Grav*, 1997, 14: 1461
- [30] Lück H, et al. *Class. Quant. Grav*, 1997, 14: 1471
- [31] Ando M, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86: 3950
- [32] Barriga P, et al. *Class. Quant. Grav*, 2010, 27: 084005
- [33] Kawamura S. *Class. Quant. Grav*, 2010, 27: 084001
- [34] Coyne D. LIGO Report, <http://www.ligo.caltech.edu/docs/P/P990006-00.pdf>, 2014
- [35] Sigg D. *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Ed. P. Langacker, World Scientific, Singapore, 2000, 592
- [36] Weiss R. LIGO Report, <http://www.ligo.caltech.edu/docs/P/P720002-01/P720002-01.pdf>, 2014
- [37] Schenzle A, DeVoe R G, Brewer R G. *Phys. Rev. A*, 1982, 25: 2606
- [38] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. *Appl. Phys. B*, 1983, 31: 97
- [39] 崔宏滨, 等. *光学*. 北京: 科学出版社, 2008
- [40] Arai K. *Dissertation*, Tokyo: Uni. of Tokyo, 2001
- [41] Drever R W P, Ford G M, Hough J, et al. *Proceedings of the 9th International Conference on General Relativity and Gravitation 1980*, Schutz E, ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1983: 265
- [42] Meers B J. *Phys. Lett. A*, 1989, 142: 465
- [43] Saulson P. *Fundamentals of Interferometer Gravitational Wave Detectors*, Singapore: World Scientific, 1994
- [44] Drever R W P. *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 1983, 124: 321

- [45] Farinas A D, Gustafson E K, Byer R L. *Opt. Lett.*, 1994, 19: 114
- [46] Freitag I, Golla D, Knoke S, et al. *Opt. Lett.*, 1995, 20: 462
- [47] Tulloch W M, Rutherford T S, Huntington E H, et al. *Opt. Lett.*, 1998, 23: 1852
- [48] Nagano S. Dissertation. Tokyo: Uni. of Tokyo, 1999
- [49] Takeno K. Dissertation. Tokyo: Uni. of Tokyo, 2006
- [50] 中井贞雄. 激光工程原理与应用. 熊纛译. 北京: 科学出版社, 2002
- [51] Giaime J, Saha P, Shoemaker D, et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1996, 67: 208
- [52] Takamori A, Dissertation, Tokyo:Uni. of Tokyo, 2002
- [53] Beccaria M, Bernardini M, Bougleux E, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 1997, 394: 397
- [54] Losurdo G. Dissertation. Pisa: Scuola Normale Superiore di Pisa, 2001
- [55] Beccaria M, Bernardini M, Braccini S, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 1998, 404: 455
- [56] Pinoli M, Blair D G, Ju L. *Measurement Science and Technology*, 1993, 4: 995
- [57] Winterflood J, Blair D G. *Phys. Lett. A*, 1996, 222: 141
- [58] Barton M A, Kanda N, Kuroda K. *Rev. Sci. Instrum.*, 1996, 67: 3994
- [59] Losurdo G, Winterflood J, Performance of the inverted pendulum as pre-isulator for the Virgo superattenuator, VIR-TRE-PIS-4600-142, 1998
- [60] Holloway L E, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 1997, 54: 176
- [61] Kanda N, Barton M A, Kuroda K, *Rev. Sci. Instrum.*, 1994, 65: 3780
- [62] Winterflood J, Blair D G, *Phys. Lett. A*, 1998, 243: 1
- [63] Cella G, Sannibale V, Desalvo R, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2005, 540: 502
- [64] Tatsumi D, Barton M A, Uchiyama T, et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1999, 70: 1561
- [65] Takahashi R, Kuwahara F, Kuroda, K, Vibration Isolation Stack for TAMA300, in Proceedings of the TAMA International Workshop on Gravitational Wave Detection [Edited by K. Tsubono et al.], Tokyo: Universal Academy Press, 1997: 95
- [66] Saito Y, Ogawa Y, Horikoshi G, et al. *Vacuum*, 1999, 53: 353
- [67] Saito Y, Horikoshi G, Takahashi R, et al. *Vacuum*, 2001, 60: 3
- [68] Matuda N, Saito Y, Ogawa Y, et al. *Vacuum*, 1993, 44: 443
- [69] Baba Y, Sato K. Super Mirror-Flat Finishing of Metal Surfaces by Electrochemical Buffing, Proc. 15 th Int. ISDEIV, 1992: 3
- [70] Saito Y, Matuda N, Ogawa Y, et al. *Vacuum*, 1996, 47: 609
- [71] Meers B J. *Phys. Rev. D*, 1988, 38: 2317
- [72] Somiya K. *Phys. Rev. D*, 2003, 67: 122001
- [73] The LIGO Scientific Collaboration. *Nature Phys.*, 2011, 7: 962
- [74] Abbott B P, Abbott R, Acernese F, et al. *Nature*, 2009, 460: 990
- [75] Abadie J, Abbott B P, Abbott R, et al. *Phys. Rev. D*, 2012, 85: 082002
- [76] Harry G M, *Class. Quant. Grav.*, 2010, 27: 084006
- [77] Acernese F, Alshourbagy M, Antonucci F, et al. <https://pub3.ego-gw.it/itf/tds/file.php?callFile=VIR-0027A-09.pdf>, 2014
- [78] Somiya K. *Class. Quant. Grav.*, 2012, 29: 124007
- [79] Kuroda K. *Class. Quant. Grav.*, 2010, 27: 084004
- [80] Punturo M, et al. *Class. Quant. Grav.*, 2010, 27: 194002
- [81] Hild S, Chelkowski S, Freise A. <http://arxiv.org/abs/0810.0604>, 2014
- [82] Hild S, Abernathy M, Acernese F, et al. *Class. Quant. Grav.*, 2011, 28: 094013
- [83] Danzmann K, Rüdiger A, *Class. Quant. Grav.*, 2003, 20: 1
- [84] Gair J R, Barack L, Creighton T, et al. *Class. Quant. Grav.*, 2004, 21: 1595
- [85] Amaro-Seoane P, Aoudia S, Babak S, et al. *Class. Quant. Grav.*, 2012, 29: 124016

[86] <http://www.ligo.caltech.edu/docs/G/G050048-00/G050048-00.pdf>, 2014

[87] 汤克云, 康飞, 王运永, 等. 科学中国人, 2004, 6: 32

[88] Ding Y. Science, 2004, 304: 375

The Laser Interferometer Gravitational Wave Detector

WANG Yun-Yong¹, ZHU Xing-Jiang^{1,4}, LIU Jian¹, MA Yu-Bo¹, ZHU Zong-Hong¹,
CAO Jun-Wei², DU Zhi-Hui², WANG Xiao-Ge², QIAN Jin³,
YIN Cong³, LIU Zhong-You³, David BLAIR⁴, JU Li⁴, ZHAO Chun-Nong⁴

(1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. Tsinghua University, Beijing 100084, China; 3. Chinese Academy of Metrology, Beijing 100013, China; 4. University of Western Australia, WA 6009, Australia)

Abstract: Gravitational Waves (GWs) are perturbations of space-time which propagate at the speed of light. The existence of GWs is one of the greatest predictions of Einstein's relativistic gravitational theory. GWs could carry information of the stars and the Universe which is inaccessible to electromagnetic radiation, cosmic rays and neutrinos. Direct detection of GWs is one of the most challenging and exciting subjects in physics. The efforts of direct detection of GWs started at the middle of last century. After near 50 years, large-scale laser interferometer GW detectors, such as LIGO in US and Virgo in Italy, were built in the beginning of this century. Although no GWs have been detected directly, these first generation detectors have reached their design sensitivities (which is unprecedented) anticipated more than 20 years ago. It is expected that not only direct detection of GWs will become possible after the advanced versions of LIGO/Virgo come online in around 2015, we will also be able to open a new window to observe our Universe and thus start the time of GW astronomy. We review the working principle, the performances and structures of the core parts of LIGO/Virgo alike GW interferometers, including the high sensitivity Michelson interferometer, the Fabry-Perot cavity, the power recycling system, the high power stabilized laser, the mode cleaner, the seismic attenuation system and the vacuum system.

Key words: gravitational wave; Laser; interferometer; Fabry-Perot cavity; power recycling; Seismic Attenuation