首例引力波探测事件 GW150914 与引力波天文学

刘见^①, 王刚^{②③}, 胡一鸣^{④⑤⑥}, 张腾^⑦, 罗子人^{④⑤}, 王晴岚^{④⑤}, 邵立晶^{⑧*}

① School of Physics, University of Western Australia, Nedlands, 6009 WA, Australia;

② Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Gran Sasso Science Institute, L'Aquila I-67100, Italy;

③ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, Pisa I-56127, Italy;

④ Max Planck Institute for Gravitational Physics, Albert Einstein Institute, Hannover D-30167, Germany;

⑤ Leibniz Universität Hannover, Hannover D-30167, Germany;

⑥ 清华大学信息技术研究院, 北京 100084;

⑦ Scottish Universities Physics Alliance, School of Physics and Astronomy, The University of Glasgow, Glasgow G12 8QQ, UK;

⑧ Max Planck Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute), Potsdam-Golm D-14476, Germany

* 联系人, E-mail: lshao@aei.mpg.de

2016-04-01 收稿, 2016-04-09 修回, 2016-04-11 接受, 2016-04-21 网络版发表

People Programme (Marie Curie Actions)(606176)资助

摘要 100年前, 爱因斯坦从广义相对论出发, 在理论上预言了引力波的存在. 自20世纪60年代开始, 科学家开始试图在实验上检测来自不同天体物理过程和宇宙学演化过程的引力波信号. 经过了50多年的努力, 位于美国的LIGO引力波探测器在2015年9月14日终于首次直接探测到了双黑洞合并的引力波信号, 为人类的天文学研究打开了一扇全新的“引力波窗口”. 可以预见在不久的将来引力波研究会从各个不同的引力波频段上探索宇宙的未知信息. 本文从引力波的物理内容、空间和地面的探测手段及噪声限制、引力波在天体物理学等方面的可预见的科学产出、国内和国际上在这个研究领域的最新发展动态等方面, 对引力波天文学做了简单的综述和讨论. 另外, 本文还就LIGO的首例引力波直接探测事件GW150914及其背后的双黑洞合并的物理过程做了一定的介绍.

关键词 引力波, 天体物理学, 致密天体

400多年前, “现代科学之父” 伽利略把自制的望远镜指向了天空, 开辟了天文学的新纪元. 随着对科学认识的不断深化与技术水平的不断进步, 现代天文学已经大大拓展了望远镜的观测能力, 实现了从射电波段(波长 $\lambda > 0.1$ mm)到伽玛波段($\lambda < 0.01$ nm)对各种天体进行全方面的精准探测. 另外, 天体物理学家还发展了对宇宙射线(主要成分为高能质子、核子、电子, 及其反物质等)与中微子的观测. 所有这些技术的实现, 大大地推进了人类对宇宙的认识, 引发了人们对宇宙的科学层面上的思考.

但是, 无论是电磁波段上的观测, 还是宇宙射线

和中微子的观测, 都有一定的局限性. 以电磁波段为例: (1) 并非所有的天体物理活动都有相应的电磁对应体. 一般而言并不预期双黑洞合并事件会伴随任何强烈的电磁信号; (2) 即使存在电磁对应体(如双中子星合并事件), 由于光子与物质的相互作用较强, 在致密环境下光深很大, 只有表面处的光子才能辐射出来, 所以它们不能提供天体物理活动深处的直接信息; (3) 在辐射出来的光子的传播过程中, 由于宇宙中存在着大量的中性的与电离的介质, 使得它们被宇宙学介质吸收、散射等, 而难以到达地球.

所以, 我们需要一架全新的大视野的望远镜去

引用格式: 刘见, 王刚, 胡一鸣, 等. 首例引力波探测事件 GW150914 与引力波天文学. 科学通报, 2016, 61: 1502–1524

Liu J, Wang G, Hu Y M, et al. GW150914 and gravitational-wave astronomy (in Chinese). Chin Sci Bull, 2016, 61: 1502–1524, doi: 10.1360/N972016-00429

深入理解宇宙上很多极端的(而又恰恰是至关重要的)天体物理学过程. 引力波正是提供了这样一个崭新的“观测窗口”, 能够克服电磁波观测、宇宙射线与中微子观测上的重重困难, 深入理解极端天体物理环境下的动力学过程.

2015年9月14日, 美国的激光干涉引力波天文台(Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory, LIGO)使用升级后的高新LIGO(advanced LIGO)探测器, 观测到了首例双黑洞合并事件(图1)^[1], 从而打开了人类认识宇宙的全新一页, 迈进了引力波天体物理学纪元.

1 广义相对论与引力波

1915年11月, 阿尔伯特·爱因斯坦向普鲁士科学院报告了引力场方程, 从而正式宣告了广义相对论的建立^[2]. 在此后的100年里, 广义相对论从各个方

面经受住了实验的考验^[3], 其中有水星近日点的进动、太阳引力场下光线的弯折、地球引力场导致的引力红移效应、太阳系中射电信号的时延行为、脉冲星双星系统中引力波辐射导致的轨道周期变化、地球自转造成的坐标系拖曳等. 在地球实验室的“寻找第五种力”的大量精确实验中, 以及宇宙学尺度上的现代观测中, 广义相对论也经受住了各种类型的考验. 来自不同的时空尺度上的不同类型的实验与观测都证明了, 广义相对论在很高的精度上与现有的实验观测相一致.

这些精确的实验结果增强了人们对于广义相对论的正确性的信心, 从而有很多科学工作者把广义相对论的计算用到了各类科学与技术中, 比如卫星的发射与运行、黑洞吸积盘理论、宇宙大尺度结构形成等, 都取得了成功. 甚至在日常生活中, 广义相对论也发挥了很大的作用. 如在全球定位系统(GPS)中,

图 1 (网络版彩色)2015年9月14日协调世界时09:50:45, 在Hanford和Livingston的两台LIGO探测器先后探测到一次时长短于1 s的引力波信号. 数据均经过35~350 Hz的带通滤波. 第一行显示了探测器的原始数据, 第二行显示了该频段内的引力波信号, 第三行显示去掉信号后的残余数据, 第四行显示了原始数据的时间-频率图^[1]

Figure 1 (Color online) September 14 2015, 09:50:45.39 UTC, a gravitational wave signal shorter than 1 s was detected by the twin LIGO detectors located in Hanford and Livingston. The data was bandpass filtered within 35–350 Hz. The first panel shows the original data from the detectors, the second panel shows the gravitational wave signal within the frequency band, the third panel shows the residual data after removing the signal, and the fourth panel shows the time-frequency plot of the original data^[1]

倘若不使用广义相对论效应带来的修正,那么其误差将是不可容忍的^[4].

那么,这是否就意味着广义相对论的所有预言都得到了证实?它是否是最终的引力理论?其实不然,比如爱因斯坦对引力波的预言迟迟没有得到直接的实验验证(在对脉冲星双星系统的观测中得到了间接的验证^[5-8]).而对广义相对论的实验验证大多限制在低速、弱引力场的领域,对高速、强引力场的时空几何动力学的实验观测几乎没有.在广义相对论中,由于引力的效应大小直接正比于引力常数 G ,而相比于其他相互作用(强相互作用、弱相互作用、电磁相互作用),引力耦合是非常弱的.这就意味着,想要产生很强的时空几何动力学过程,必须有非常极端的物理环境,比如双黑洞合并.

LIGO所观测到的GW150914正是一例双黑洞合并事件.两个大质量天体分别坍缩成黑洞后,可以形成双黑洞系统.双黑洞在相互绕转的过程中,会辐射引力波,引力波逐渐地带走了双黑洞系统的能量.这些能量的来源是双黑洞的轨道能(从牛顿引力的观点来说,包括动能和势能).能量的损失使得双黑洞系统越旋越近,最终合并.在这最后的合并过程中,黑洞的轨道速度达到将近光速,周围的引力场非常之强,使得时空的动力学过程十分剧烈,并辐射出大量的引力波^[9].第四部分具体介绍事例GW150914.

虽然说在双黑洞附近的引力场如此之强,但由于距离我们地球太远,双黑洞合并所产生的引力波只有非常之小的一部分能量传到我们的探测器.所以,我们需要设计非常灵敏的探测器去捕获它.引力波天文学想要成为现实,探测器的原理、设计、运行、维护是关键.在下面的章节中,我们主要介绍测量各个波段的引力波探测器.

2 引力波探测

长久以来,人们一直纠结于引力波存在的真实性,直到20世纪60年代费曼用黏珠实验这一理想实验证明了引力波携带能量,从而证实了引力波的真实存在^[10],之后Bondi将其广为宣传^[11].从20世纪60年代起,陆续有人提出利用实验方法测量引力波的想法.虽然引力波十分微弱,对引力波的探测也十分困难,但很快就有直接探测到引力波的声称^[12].虽然之后的观测并不支持这一探测^[13],但这些早期的探索无疑激起了学界对于引力波的巨大兴趣.到目

前为止,从低频到高频的许多波段,都有不尽相同的探测手段可用以探测引力波.

在高频段(kHz),主要的探测方式是共振棒探测器.利用引力波和测试质量的共振来提取引力波信号.在低频段(10 Hz~3 kHz)的引力波探测主要由地面激光干涉引力波探测器主导.干涉仪利用高功率激光测量相距数千米的测试质量间的空间变化来寻找引力波.较低频(mHz)内的引力波由置于太空的数百万千米基线的空间激光干涉仪测量.脉冲星计时阵列则能测量超低频(nHz)的引力波,它利用的是精确测量脉冲星电磁脉冲到达地球的时间,并比较不同脉冲星脉冲到达地球时间的空间关联.此外还有利用宇宙微波背景辐射(CMB)极化模式测量宇宙原初引力波的方法.下面,我们分别介绍这些不同频段的引力波探测手段.

2.1 共振棒探测器

早在20世纪60年代初期,马里兰大学物理学教授Weber^[14]首次提出可以用大质量的铝棒作为引力波的接收天线直接探测引力波.他设计并制造了当时世界上第一个地面引力波探测器——共振棒探测器,也常被称做韦伯棒.该探测器是一个长1.5 m、直径0.61 m的大型圆柱形铝棒,重1.2 t.在室温下该探测器的第一级纵向机械模式的本征振动频率是1.66 kHz,带宽约为几个赫兹^[15].当入射引力波的频率和探测器的振动频率相同时,探测器将会共振.这一机械振动的信号由一系列放置在探测器上的压电晶体接收转换为电信号放大后输出,再经过复杂的信号处理过程最终得到引力波信号.韦伯棒在室温下运行,探测器的热噪音把探测器的应变灵敏度限制在 $10^{-16} \text{ Hz}^{-1/2}$ 的量级^[16],这种灵敏度是很难探测到引力波的.

Weber的共振棒探测器在1965年开始运行,在1968年,他发表文章称放置于马里兰的两个探测器检测到相关信号,其中一组信号的相关性尤其好,发生错误的概率为8000年一次^[17].而后他将其中一个探测器移到位于芝加哥的美国阿贡国家实验室,两个探测器相距1000 km.在81天的时间里,他又声称观测到十几个相关信号^[18].全世界范围内约10个研究组尝试重复Weber的实验,但是都没有得到和Weber相同的信号^[19].

基于Weber棒状探测器的相关工作,世界各地包

括前苏联^[20]、美国^[21]、英国^[13]和日本^[22]等都陆续建造起其他的探测器。国内的中山大学^[23]也建立起常温共振棒探测器开始相关研究,灵敏度达到同期国际先进水平。由于引力波信号极其微弱,棒状探测器必须满足许多苛刻的条件才能够达到高的灵敏度。首先探测器需要用精密的隔震系统悬挂起来以隔绝地面震动;其次是所用材料需要有很高的品质因子以减少探测器和引力波谐振时候的能量损失^[24];再次探测器需要在低温环境运行以降低金属原子的热运动^[25],减少探测器热噪音。

共振棒探测器在接下来的数十年里被不断地改进行升级,20世纪90年代是共振棒探测器发展的黄金时期。发展方向主要集中在采用更好的隔震系统、品质因子更高的材料^[24]、更低的运行温度^[25]、损耗更低的信号转换放大系统^[26]等几个方面。以西澳大利亚大学的探测器NIOBE^[27]为例,如图2所示^[28],它使用的材料是纯铌(Nb),品质因子是所有金属材料中最高的。它的工作温度为5 K,大大降低了热噪音。其型号读取采用的是基于超导量子干涉仪(SQUID)的超导传感器。新一代的共振棒探测器应变灵敏度达到了 $10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$,相比Weber的探测器提高了成千上万倍。

在1997~2000年间,世界上主要的低温共振棒引力波探测器ALLEGRO^[29], AURIGA^[30], EXPLORER^[31], NAUTILUS^[32]和NIOBE^[27]联合起来组成了国际引力波事例合作组织IGEC^[33],对引力波信号进行复合测量。只有当多个探测器同时观测到有相关性

的信号,才能肯定是一个真实的引力波信号。棒状探测器的工作系数(duty factor)很高,能够长时间地对引力波信号进行观测。而多个探测器组成探测网之后,更是可以对引力波信号进行不间断探测。

在此之后还诞生了一些和共振棒探测器原理类似的球状探测器,例如MiniGRALL^[34]和Schenberg^[35]。这种球状探测器在各个方向上有相同的灵敏度,能实现全方向引力波测量并同时测量引力波的偏振和方向^[36]。球状探测器在高频段有较好的灵敏度,而且带宽较棒状探测器有所提高。

由于经费等原因,NIOBE在2000年首先停止运行。之后由于灵敏度被激光干涉引力波探测器LIGO超越,ALLEGRO也于2007年终止了运行。共振棒探测器探测带宽通常只有几到几十赫兹,限制了有可能的引力波源^[37]。经过多年的观测和数据分析之后,还是没能直接探测到引力波^[38]。

共振棒探测器作为第一代引力波探测器,在引力波史上有着重要地位。虽然没能直接探测到引力波,但是也成功地对银河系内的爆发性引力波信号给出了上限^[39]。而且其所运用到的超低温、超高品质因子材料以及精密测量技术都促进了很多相关科学的发展。

2.2 地面激光干涉仪

利用激光干涉仪测量引力波的方案在20世纪60年代初期由苏联人Gertsenshtein和Pustovoid^[40,41]提出,Weiss^[42]也独立提出这一设想。和共振棒探测器相比,激光干涉仪最大的优点是能在较宽的频带范围内保持高的探测灵敏度。第一台激光干涉仪原型机由Forward^[43]于1978年在Hughes Research Laboratories建成。长基线的激光干涉引力波探测器在20世纪90年代开始在全球各地建造,并于21世纪初期开始数据采集。其中包括日本的TAMA300^[44],美国的LIGO^[45],英德合建的GEO600^[46]以及法意合建的Virgo^[47]。接下来的十多年里面,这些干涉仪取得了许多的数据但并没有探测到引力波^[48]。在此期间,探测器的灵敏度被不断提高。新的地面激光干涉引力波探测器包括LIGO-India^[49], KAGRA^[50]也被提出和开始建造。其中KAGRA是首个位于地下并采用低温技术的探测器,其工作温度为20 K。LIGO和Virgo计划升级到高新LIGO^[51]和高新Virgo^[52], LIGO于2015年首先完成升级,灵敏度较之前提高约3倍,并

图2 (网络版彩色)位于西澳大利亚大学的NIOBE低温共振棒引力波探测器^[28]。重1.5 t,长3 m,半径0.3 m。工作温度5 K,用液体氮冷却。谐振频率713 Hz,采用低温隔震系统,品质因子为 2.3×10^8 ^[28]

Figure 2 (Color online) The NIOBE cryogenic resonant gravitational wave detector located in the University of Western Australia^[28]. It weighs 1.5 t, and is 3 m long with diameter 0.3 m. The resonance frequency is 713 Hz, and it adopted cryogenic isolation system, and the measured quality factor is 2.3×10^8 ^[28]

于2015年9月14日首次探测到双黑洞产生的引力波信号,开启了引力波天文学的新篇章^[1].下面分别从探测器的噪音和基本结构对地面激光干涉仪做了比较全面的介绍和分析.

2.2.1 噪音分析

引力波探测器探测的是引力波作用下探测器所在空间尺度的变化,这一变化体现在探测器上是两臂发生原子核尺度千分之一大小的伸长和缩短.许多因素都可以导致干涉臂长度发生变化.要准确探测到真实的引力波信号,需要降低和消除许多噪音.

地面激光干涉引力波探测器的噪音源有很多,主要分为以下3类:(1)位移噪音,任何让干涉臂两测试质量之间发生位移变化的噪音.其主要包含地震噪音、热噪音和牛顿引力梯度噪音等;(2)光学噪音,探测器用激光来探测引力波,任何激光的固有噪音都会带入到测量结果中.其主要包括量子噪音、激光频率强度噪音以及散射激光噪音等.(3)电子噪音,即探测器所用到的电学设备包括反馈控制回路、光电探测器以及模数数模转换中引入的噪音.下面将对其中比较重要,对探测器灵敏度起主要限制作用的噪音做介绍和分析其可行的降低和消除方法.

(i)地震噪音.探测器建造在地面上,不可避免地受到地面震动的干扰.地表运动通过机械结构传递到测试质量,导致测试质量之间的距离发生波动形成位移噪音.地震噪音主要来自于自然界如微小地震、暴风雨、海浪拍击大陆,或者是来自人类自身的各种活动.地震噪音主要影响探测器低频段的灵敏度,一般是10 Hz以下^[53].虽然噪音频率低于探测器探测频率,但是也可能通过和悬挂隔震系统的耦合干扰到探测频段的信号.

一般而言,比较安静的环境下地震噪音的频谱有如下表达式^[54]:

$$X_s(f) = \frac{10^{-8}}{f^2}, \quad (1)$$

可以看出,地震噪音随着频率升高衰减的非常快.在10 Hz附近,地震噪音在 10^{-10} m/Hz^{1/2}量级,这是很大的一个量.如果要测量到极其微弱的引力波信号,就需要有非常好的隔震系统来抑制地震噪音.

抑制地震噪音主要的方法有两类:(1)被动抑制^[55].单摆系统具有很好的隔震效果,对于一个简单单摆,在单摆的固有频率以上,震动以 f^2 迅速衰减.而对于 N 级串联单摆,震动在高频段按照 f^{2N} 衰减.可

以利用这一性质将测试质量多级悬挂起来,一步步抑制探测频段的地震噪音.通过降低悬挂系统的固有频率,还能更进一步抑制地震噪音.(2)主动抑制^[56],顾名思义就是通过主动测量地震噪音信息,通过滤波放大等信号处理环节后将其反馈到驱动器,驱动器驱动测试质量悬挂系统,使得测试质量保持位置不变.这种方法要求检测地震噪音的传感器具有很高的精度,否则控制过程会引入新的噪音.实际的地面激光引力波探测器中,这两种隔震方法都会用到^[51].两者相互配合以达到理想的噪音水平.

(ii)热噪音.热噪音主要影响探测器在中频也就是几十赫兹到几百赫兹的灵敏度.由于探测器的工作温度不是绝对零度,因此测试质量或者悬挂系统内部分子都会有无规则热运动,这一热运动会导致测试质量之间相对位移的微小波动,形成噪音^[57].热噪音主要体现在两个方面:(1)悬挂热噪音;(2)测试质量热噪音.

测试质量由石英玻璃纤维悬挂,石英玻璃纤维尤其是上下两个接触点会有损耗,产生悬挂热噪音.采用高品质因子的材料作为悬线或者特殊形状的悬线能降低悬挂热噪音^[58].

测试质量热噪音又可以分为4种:(1)测试质量基质布朗噪音,是由于测试质量基质材料内部分子无规则布朗运动导致的.测试质量基质一般采用的是品质因子很高损耗很低的石英玻璃,另外测试质量的热震动模式一般都在数万赫兹以上,远高于探测器的探测频段,因此测试质量基质布朗噪音不是主要限制探测器灵敏度的噪音.(2)镀膜布朗噪音.测试质量需要交替镀上折射率不一的材料提高其反射率^[59],这些镀层材料有很好的光学特性但是机械损耗比较大,而且镀层与镀层之间镀层和基质之间也有内部摩擦,这些损耗会导致镀膜布朗噪音.(3)镀层会在吸收部分激光能量之后发生热弹性效应而变形,产生热弹性噪音^[60].(4)镀层材料的折射率会在热的作用下发生波动,影响激光的光程以及相位,称为热折射噪音^[61].镀膜层的热噪音是现阶段主要影响探测器灵敏度的热噪音,现在许多研究都在寻找高折射率低机械损耗的镀膜材料^[62,63].另外采用低温技术降低探测器的运行温度也能在一定程度上抑制热噪音.

(iii)重力梯度噪音.重力梯度噪音又称为牛顿噪音,是由于测试质量周围的质量分布发生变化,引

起测试质量受到的牛顿引力发生变化. 通常频率比较低, 在10 Hz以下. 它可以是地震波或者是人类活动导致. 不同于地震噪音是通过机械传递到测试质量上, 重力梯度噪音直接作用在测试质量上引起测试质量位置的波动.

可以在探测器周围放置一些加速计或地震仪, 测量地表震动等信息, 从中提取出局部引力场变化的信号, 再反馈到探测器以降低重力梯度噪音的干扰^[64]. 将探测器建在引力场相对稳定的位置, 也能减小重力梯度噪音. 日本的KAGRA建造在数百米深的地下^[65], 未来的爱因斯坦望远镜也将建在地下^[66], 其重力梯度噪音相对于地面能够被衰减一个数量级.

(iv) 量子噪音. 量子噪音是引力波探测过程中十分重要的噪音源, 它来源于激光本身的自然属性, 其几乎覆盖了第二代地面探测器所有的探测频段, 与其他噪音源不同的是, 该类噪音是在测量过程中产生的, 主要可以分为霰弹噪音(shot noise)和辐射压力噪音(radiation pressure noise), 分别在高频与低频带起主导作用.

对于霰弹噪音, 简单地说来源于干涉仪输出端随时间接收到的光子流并不是均匀的, 而是存在一定的涨落. 该噪音与激光功率的平方成正比, 而引力波信号的强度又跟激光功率本身成正比, 在简单的迈克尔逊干涉仪中, 与引力波应变等同的霰弹噪音的振幅谱密度可以表示为

$$h_m(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P}}, \quad (2)$$

其中, L 是探测器的臂长, c 是光速, λ 是激光的波长, P 是激光功率. 也就是说, 通过提高激光的功率可以提高信噪比.

量子噪音的另一部分则是辐射压力噪音. 激光束中的光子携带动量, 当它们撞击到自由悬挂的测试质量后发生反射时会把动量传递给测试质量, 形成辐射压力. 由于光子在时间上并不是连续地击打测试质量, 因此辐射压力会有涨落, 造成测试质量位置随时间的涨落, 这就是辐射压力噪音. 同样, 在简单的引力波干涉仪中, 与引力波应变等同的辐射压力噪音的振幅谱密度可以表示为

$$h_{rp}(f) = \frac{1}{mf^2 L} \sqrt{\frac{\hbar P}{2\pi^3 c \lambda}}, \quad (3)$$

m 代表测试质量的质量, 辐射压力噪音随着频率的增加以 $1/f^2$ 的速率减小.

有趣的是, 在高频区域, 可以通过提高激光的功率来压低霰弹噪音, 以提高干涉仪的灵敏度, 但却意味着在低频区域增加了辐射压力噪音, 所以, 在每个频率上存在一个最佳功率值可以使这两个噪音的和达到最小. 对于一个参数确定的激光干涉仪, 在每个频率上能够达到的量子噪音最小值就是标准量子极限. 目前有很多的技术可以突破标准量子极限的限制, 常被称为“量子非破坏设计”^[67]. 比如利用信号循环技术, 多向输出以及改变干涉仪的光学设计等, 都可以突破标准量子极限. 例如使用以萨尼亚克为基型的速度测量干涉仪, 目前格拉斯哥大学正在进行该实验^[68].

探测器还有其他如散射光噪音^[69]以及残余气体噪音^[70]等, 也会一定程度上影响探测器的灵敏度, 在此不做详细介绍.

2.2.2 突破量子极限

在前面的量子噪音部分, 对量子噪音进行了介绍. 在这一章节, 将简单介绍几种目前突破标准量子极限的方式和原理.

在此之前, 先提出两个概念, 也就是振幅分量和相位分量, 在场论中一般用这两个分量来描述电磁场. 每次测量都伴有在振幅和相位上的不确定性, 如果进行无数次的测量, 那么每一次的测量值就会在真值附近形成一个分布. 表示了每一次测量的不确定性. 值得一提的是, 这种不确定性存在最小的极限, 它是由海森堡不确定关系决定的. 这是激光本身的量子属性, 假如可以直接测出光的振幅或相位, 这种不确定性也是存在的. 在实际中用干涉仪来测量光的相位变化, 然而光通过干涉仪测量的噪音不仅仅是相位分量上的不确定性, 同时由于光的辐射压力对测试质量的冲量会造成测试质量位置的扰动, 辐射压取决于光强, 换言之就是光的振幅, 辐射压力的不确定性造成了测试质量位置变化的随机性, 测试质量位置的变化会耦合到光的相位变化上来, 这就是我们测量到的辐射压力噪音. 根据这样的原理, 几种突破标准量子极限的方法被提出, 以下我们对其中几种进行基本原理的简单介绍.

(i) 压缩态激光注入. 压缩态激光通常可以用3个参数来描述: (1) 压缩程度或者反压缩程度. 就像上面提到的, 非压缩态的激光在振幅和相位分量上的不确定性呈现相同的分布, 而压缩激光就意味着, 在某个方向将不确定度进行压缩, 同时也会造成与

其正交方向上的不确定度的放大. 那么某方向未经压缩的不确定度的极限与经过压缩机制后的不确定度极限之比就是压缩程度. 同理正交方向上原本的不确定度的极限与被放大额不确定度的极限的比就叫反压缩程度. (2) 压缩角度, 也就是刚刚提到的方向, 在某个分量方向上对不确定度进行压缩. (3) 压缩态的激光的频率. 这里并不是指激光本身的频率, 而是引力波探测频率, 对于非压缩态的激光, 其任意分量上的不确定性是不依托于频率的, 后面会提到可以选择在不同的频段上进行不同方向或程度上的激光压缩. 由于引力波通过作用于干涉仪带来激光的相位变化, 也就是引力波信号应该在相位分量上表示. 那么如果对相位分量进行压缩, 就会得到更小的相位分量噪音, 然而并不会影响信号的强度, 但同时也就意味着会有更强的辐射压力噪音会耦合到相位分量上来, 所以在高频区霰弹噪音主导的频段, 进行压缩是有效的; 相反, 在低频区域, 为了减少辐射压噪音, 则应在振幅分量上进行压缩. 然而只通过相位和振幅压缩, 只能在某段频率上提高探测器的灵敏度. 最早进行压缩态激光注入实验的是 GEO600^[71], 之后 LIGO^[72,73]也进行了该实验.

(ii) 零差输出. 以上通过压缩某一分量来获得在相位分量上更高的信噪比. 那么改变输出的分量方向如何呢? 也就是说, 不在相位分量上进行测量了. 当然, 最直观的一个影响就是会损失一部分信号, 因为信号是在相位分量上的, 选择与相位分量夹角为 θ 的方向测量, 自然只能测到 $\cos(\theta)$ 的信号强度. θ 这里的叫做零差角, 在零差输出中, 也就是局部震荡光与信号光的相位差. 同时, 原本在相位分量上的辐射压噪音在该输出方向上的分量和与之相关的振幅分量噪音会发生抵消, 又因为辐射压噪音是与频率相关的, 于是在一个特定的频率, 会存在一个特定的输出方向能够实现更大的信噪比. 然而, 这种方法也只能在很窄的一个频段上实现对标准量子极限的突破, 而在其他频段, 由于辐射压力噪音在随频率变化, 于是抵消不完全反而会使原本振幅分量的噪音贡献到该输出方向上来. 如果能够随着频率改变输出分量方向, 那么就能实现在低频区对辐射压噪音的消除, 这种方法叫多向输出.

同理, 如果可以随频率改变压缩态激光的压缩角度, 也就能够实现宽频带上对标准量子极限的突破了. 目前这样的技术也被认为可能被用在未来爱

因斯坦望远镜上^[74].

(iii) 速度测量干涉仪. 还有一种方式就是通过改变干涉仪的光学设计. 迈克尔逊干涉仪通过测量激光相位的变化, 也就是测量测试质量的相对位置变化来探测引力波. 但根据海森堡不确定关系, 不同时间的位置算符是不对易的, 也就是说, 即使在没有引力波的作用时, 不能通过测量某次测试质量的位置而确定下一时刻的位置, 那么下一时刻的位置测量值就自然引入了一个不确定度. 于是人们就想到通过在动量守恒的系统里测量测试质量的动量, 这样不同时刻的动量算符就是对易的. Braginsky 最早把这种探测手段带到引力波探测中来, 被称作“速度计”. 后来在 2003 年, Chen^[75]指出, 萨尼亚克干涉仪就可以作为速度计. 萨尼亚克干涉仪和迈克尔逊干涉仪不同, 分开的两束激光会以不同方向通过两个臂, 而不是像迈克尔逊干涉仪, 分开的两束激光只分别通过两个正交的臂. 光在臂中传播需要时间那么两束激光会在不同的时刻感受每个测试质量的位置信息, 或者说每个测试质量在两个时刻被测量了位置, 这样最后通过干涉得到的信息就是测试质量的速度. 但是这样的干涉仪当引力波频率很低时, 也就是在测试质量被两次测量的时间差内测试质量的位移很小时, 探测到的信号也就很小, 而迈克尔逊干涉仪的输出在一定范围内不存在跟频率相关的反应函数. 然而我们关心的引力波探测器灵敏度是信噪比, 对于萨尼亚克干涉仪的设计, 低频区的辐射压力噪音被大部分消除了, 总体理论上的信噪比提高了^[76].

2.2.3 探测器基本结构

(i) 迈克尔逊干涉仪. 迈克尔逊干涉仪是由美国物理学家在 1881 年发明的一种测量长度和长度变化的仪器. 一个简单的迈克尔逊干涉仪构型如图 3 所示, 它包含激光源、分光镜和两面反射镜. 激光由激光源发出, 在分光镜处分成相互垂直传播的两束, 分别向着两面反射镜传播. 到达两面反射镜表面又分别被反射回来. 这两束反射回来的光在分光镜上复合并发生干涉, 一部分光沿着光源方向传播, 另一部分则在输出端被光电探测器收集起来.

光电探测器上的光强 I_{out} 满足:

$$I_{\text{out}} = \frac{I_{\text{in}}}{2} [1 + \cos(\Delta\Phi(t))], \quad (4)$$

其中, I_{in} 是输入激光光强, $\Delta\Phi(t)$ 是两臂内传播的激光在臂内往返一次积累的相位差. 在引力波到达探测

图3 (网络版彩色)迈克尔逊干涉仪基本结构示意图. 两面反射镜和分光镜分别构成两条等长为 L 的臂. 当引力波传播到该干涉仪的时候, 会在一个方向上使臂长压缩, 在与之垂直方向上使臂长拉伸. 这一长度变化会改变该方向传播光的相位. 在分光镜表面复合的光分别包含两臂长度变化的信息, 并发生干涉产生干涉图样, 被光电探测器检出

Figure 3 (Color online) Illustration of the basic layout of a Michelson interferometer. Two reflecting mirror and the beam splitter consist two arms with identical armlength L . When a gravitational wave passes through the detector, it will stretch the arm in one direction while compress in the other. Such changes in the armlength will alter the phase of the light. The light recombine at the beam splitter carries the information of the armlength change, and will produce an interference fringe, which would be detected by the photo detector

器之前 $\Delta\Phi(t)$ 等于 180° , 两干涉臂内激光发生相消干涉 I_{out} 等于0, 探测器输出端此时为暗端. 当 h_+ 引力波垂直到达探测器平面时, 在波的前半个周期水平方向臂被压缩 ΔL , 竖直方向臂被拉伸 ΔL , 后半周期则相反. ΔL 是直接和引力波强度相关, 它近似满足 $\Delta L = hL/2$, 其中 h 表示引力波强度. 引力波的作用效果是使得两条臂产生 $2\Delta L$ 的长度差, 臂内往返一次的光积累 $4\Delta L$ 的光程差. 所以(4)式中的两臂内激光的相位差可以表示为

$$\Delta\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \times 4\Delta L. \quad (5)$$

由于引力波信号极其微弱, 即使是银河系内较强的引力波源, 其产生的引力波信号强度 $h \approx 10^{-22}$. 对于臂长为10 km 的干涉仪, 臂长改变为 10^{-18} m, 仅相当于原子核尺寸的千分之一. 简单的迈克尔逊干涉仪要测量这样的长度是非常困难的, 只有不断增加臂长才能提高测量精度. 当然也不是臂长越长越好, 最佳臂长应该是引力波波长的四分之一. 若臂长大于引力波波长的四分之一, 则会有部分相位被抵消掉, 减小了总的相位差. 对于频率为100 Hz的引力波, 最佳臂长是750 km. 然而由于地表曲率以及造价等的限制, 在地面建造如此长臂长的干涉仪是不可

能的. 实际上的干涉仪都是采用法布里-珀罗腔来折叠干涉臂增加等效臂长.

(ii) 法布里-珀罗-迈克尔逊干涉仪. 利用法布里-珀罗谐振腔来折叠干涉臂增加等效臂长提高灵敏度是地面激光干涉引力波探测器普遍采用的方法^[77]. 其示意图如4所示.

法布里-珀罗-迈克尔逊干涉仪原理非常简单, 在普通迈克尔逊干涉仪的分光镜后, 分别在光路上放置两面反射镜(ITM), 和端镜(ETM)形成法布里-珀罗谐振腔. 入射激光在腔内来回反射多次之后再透射而出, 等效于增加了干涉臂的长度, 也增加了两臂内传播的激光发生干涉时候的相位差. 使用法布里-珀罗谐振腔的干涉仪的等效臂长为 $N \cdot 2L$, 其中 N 是光在谐振腔内来回反射的次数. $N = F/2\pi$, 其中 F 是腔的精细度(Finesse)^[78], 是与构成谐振腔的两面端镜的反射透射性质有关的量. 当端镜选定后, F 也被确定. 对于4 km臂长的干涉仪, 若精细度 F 为500, 则来回反射次数约为80, 等效于一臂长为640 km的简单迈克尔逊干涉仪. 对于100 Hz的引力波, 这是一个比较理想的臂长. 法布里-珀罗谐振腔工作在谐振状态, 输出信号对腔长变化非常敏感. 引力波引起的微小腔长变化能在输出端产生很大的信号. 同时由于激光在法布里-珀罗腔内谐振, 在 F 越大谐振越强时, 其带宽会变窄. 所以选择法布里-珀罗腔的精细度时候, 需要协调灵敏度和探测带宽.

(iii) 功率循环和信号循环. 为了进一步提高探测器的灵敏度, 在高新LIGO里面采用了“双循环”的构型, 即功率循环和信号循环.

理想情况下, 干涉仪的输出端为暗端. 即没有引力波时, 输出端接收到光强为零. 这样两干涉臂在有

图4 (网络版彩色)含法布里-珀罗谐振腔的干涉仪结构原理图

Figure 4 (Color online) Illustration of an interferometer with Fabry-Pérot cavities

引力波时产生较差运动产生的信号具有最高的信噪比. 这也意味着几乎所有的输入激光, 除去在光学元件上损耗的部分, 都朝着激光器原路返回了. 如果这部分激光进入激光器会给激光器的功率和频率带来不稳定性, 因此在返回到激光器之前通过一些隔离装置废弃掉了. 同时, 在高频段干涉仪的噪音主要由霰弹噪音起主导, 增大谐振腔内的激光功率可以降低霰弹噪音. 所以循环利用返回激光器方向的废弃激光, 使其重新注入法布里-珀罗腔, 能够大大提高腔内激光功率, 降低噪音提高灵敏度. 这一技术称为“功率循环”^[79,80], 其实现方法是在激光器和分光镜之间加入一面镜子, 称之为功率循环镜(PRM), 它和干涉仪形成另一个谐振腔称为功率循环腔(PRC). 激光在功率循环腔内谐振功率放大, 相当于采用了更高功率的激光器.

信号循环则是在探测器的信号输出端放置一面信号循环镜(SRM), 它同样和干涉仪构成一个新的谐振腔称为信号循环腔. 通过调节信号循环镜的位置和反射透射系数, 可以动态的调节探测器的灵敏度曲线. 例如可以精确调节信号循环镜的位置, 使信号循环腔处于谐振状态, 则探测器的灵敏度会提高, 但是会牺牲探测带宽, 即带宽会变窄. 反之则会降低灵敏度增加探测带宽. 若将信号循环镜放置于失谐位置, 则能改变峰值灵敏度频率的位置. 而改变信号循环镜的反射率则相当于改变信号循环腔的精细度, 同样也能调节探测器的灵敏度和探测带宽.

双循环技术在1991年由Strain实验上实现^[81], 它被充分研究^[82,83]并运用在高新LIGO上. 采用“双循环”结构的探测器结构示意图如图5.

图5 (网络版彩色)采用“双循环”法布里-珀罗-迈克尔逊干涉仪结构示意图. 图中PRM代表功率循环镜, SRM代表信号循环镜

Figure 5 (Color online) Illustration of Fabry-Pérot-Michelson interferometer adopting double recycling. PRM means power recycling mirror, SRM means signal recycling mirror

探测器还有其他系统, 如隔震系统: 四级悬挂减震系统能将测试质量震动降低到悬挂顶端的百万分之一; 真空系统: 一万立方米的超高真空系统, 气压为 10^{-7} Pa, 仅为大气压的万亿分之一; 反馈控制系统: 数百级的反馈控制系统能在一秒之内自动准直干涉臂16384次(详见 <https://www.ligo.caltech.edu/>). 本文不一一详细介绍. 总而言之, 激光干涉仪是一个复杂的系统, 每一个组成部分都有很重要的作用, 各个子系统相互协调稳定工作是探测引力波的基础.

2.3 空间探测器

对于低频引力波波段(100 nHz~0.1 Hz), 由于地源噪音的影响, 地球上的探测很难克服这些噪音而到达足够的探测灵敏度. 目前可行的探测手段是通过发射航天器到太空中进行探测. 空间引力波探测器利用激光干涉, 基本的构造是3个(或3个以上)独立的航天器, 每个航天器各自沿测地线行进, 也可以认为是空间的自由落体运动, 这个涉及空间探测器的一个核心技术——无拖曳航天. 即在空间探测器中, 包含有一个测试质量, 整个航天器以这个测试质量为中心, 跟随其沿测地线运动.

(i) 弱光锁相和无拖曳航天简介. 空间引力波探测任务干涉臂长一般为数十万至数百万公里, 由于激光发散角的存在以及接收口径的限制, 当激光由一个航天器发出传播到另一个航天器时, 被接收的功率大大衰减. 以LISA为例, 航天器间距为 5×10^6 km, 激光出射功率约为1 W, 激光接收功率约为100 pW, 衰减系数为 10^{-10} . 若航天器将接收激光直接反射, 那么返回至原航天器的接收功率将为 10^{-20} W. 由于探测器噪音及散粒噪音的影响, 难以做干涉测量. 因此接收到激光的航天器不能仅仅作为一个反射器而应该作为一个转发器. 当航天器接收到远端航天器发射过来的激光时(100 pW), 它将本地激光器的一小部分($100 \mu\text{W} \sim 1 \text{ mW}$)与其干涉, 并读出本地激光与接收激光的相位差. 控制器利用此相位差作为误差信号反馈控制于本地激光器, 使本地激光器的相位与接收激光相位进行锁定. 然后本地激光携带着接收激光的相位信息发射回原航天器. 此时发射回原航天器的激光功率约为1 W, 远大于接收激光的功率100 pW, 并且与接收激光同相, 这就叫弱光锁相放大技术.

激光干涉系统实际测量的是测试质量之间的由

引力波引起的距离变化. 如果测试质量暴露在太空中会受到各种扰动力的影响, 如太阳风、太阳辐射和宇宙辐射等. 为了避免测试质量遭受外界扰动的影响, 我们将测试质量保护在航天器中. 这样外界扰动力就直接作用在航天器上. 当航天器被外界扰动力作用时, 它跟测试质量间就会产生一个相对位移. 我们用位移传感器读出这个位移, 通过控制器控制航天器上的微推进器推动航天器, 使航天器与测试质量间的相对位移为零(近似为零). 如此, 而测试质量由于不受外界扰动力(drag)的影响而作测地运动(自由落体运动), 航天器便在反馈控制下跟随测试质量做近似测地运动. 这就是无拖曳航天技术.

(ii) LISA和eLISA. 由NASA和ESA共同合作的空间引力波探测计划LISA(Laser Interferometer Space Antenna)干涉臂长 $5 \times 10^6 \text{ km}$ ^[84]. 在2011年4月NASA宣布退出LISA项目, 之后ESA单方面继续支持相关研究, 并将其更名为eLISA(Evolved LISA)(<https://www.elisascience.org/>), 其轨道示意图如图6所示. 并预计于2034年前后发射. 2015年12月3日, ESA成功发射LISA Pathfinder, 目前正在对无拖曳航天、光学系统和惯性传感系统等相关核心技术进行测试(<http://sci.esa.int/lisa-pathfinder/>).

空间引力波探测激光干涉仪(eLISA, ASTROD-GW^[85,86], Big Bang Observer^[87], DECIGO^[88,89], Taiji^[90]和TianQin^[90,91])的信噪比比地面探测器更高, 对于研究天体物理、宇宙和基本物理十分重要. 而激光干涉空间引力波探测器所面临的一个关键问题是不等长干涉臂所造成的频率噪音(除DECIGO为等臂长法布里-珀罗干涉仪外, 其他的空间计划均要面对此

问题), 要达成要求的目标灵敏度, 激光频率噪音的消减是必须的.

宇宙空间中的引力场不是静态的. 太阳系中的引力场由3个因子决定: (1) 太阳系中物质的动态分布, (2) 太阳系外物质的动态分布(银河系、外星系、宇宙等), (3) 经过太阳系的引力波. 在太阳系中天体或航天器的运动遵循下列天文动力学方程^[85]:

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_{\text{SolarSys-Grav}} + \mathbf{a}_{\text{Gal-Cosm}} + \mathbf{a}_{\text{GW}} + \mathbf{a}_{\text{non-grav}}, \quad (6)$$

其中, $\mathbf{a}$ 是天体或航天器的加速度, $\mathbf{a}_{\text{SolarSys-Grav}}$ 是太阳系质量分布依引力论所产生的加速度, $\mathbf{a}_{\text{Gal-Cosm}}$ 是银河系和宇宙物质分布所引起的加速度, $\mathbf{a}_{\text{GW}}$ 是引力波所引起的加速度, $\mathbf{a}_{\text{non-grav}}$ 是非引力来源引起的加速度. 航天器之间的距离依太阳系引力(包括太阳振荡所产生的引力), 以及经过太阳系的引力波而定. 由于空间引力波的探测多使用无拖曳航天器, 故在(6)式中 $\mathbf{a}_{\text{non-grav}}$ 为噪音, 且一般将局部引力的变化亦归于此噪音内.

在传统的迈克尔逊干涉仪中, 两条干涉臂可以很精确地相等, 激光信号通过两条干涉臂具有相同的时间迟延, 因此可以将激光的频率噪音准确的消掉. 但是在空间引力波探测的任务当中, 由于航天器轨道的动力学性质, 航天器之间的距离在随时间不断的变化, 因而并不能组成精准的等臂长的空间干涉仪. 激光的频率噪音将不能在传统的接收器处相消, 因而如何处理非等臂长的空间干涉仪, 尽可能将激光频率噪音从信号中除去成为一个需要解决的问题. 一种新的干涉方式给空间探测器探测引力波提供了可能, 这个就是时间迟延干涉(time delay interferometry).

激光干涉空间引力波探测器要达到要求的目标灵敏度, 激光频率噪音的消减是必须的. 将两束干涉激光的时间迟延尽量匹配, 匹配的越好(时间迟延差越小), 则干涉信号激光频率噪音能够消减的程度越好, 则越接近要求的目标灵敏度. 对于非等臂长的迈克尔逊干涉仪, 此处以文献[92]中的例子做说明, 如图7所示, 臂长分别为 L_1 , L_2 干涉仪. 激光分束后分别通过两条干涉臂, 返回的激光与各自的出射激光进行干涉测量, 测量结果分别记为 $y_1(t)$, $y_2(t)$. 其中 $C(t)$ 记为激光频率的波动. 随时间的变化, 认为是激光的频率噪音. 同时 $h_1(t)$, $h_2(t)$ 记为引力波的信号, 而将 $n_1(t)$, $n_2(t)$ 记作其他残留在 $y_1(t)$, $y_2(t)$ 中的噪音. $y_1(t)$, $y_2(t)$ 可描述为

图6 (网络版彩色)eLISA轨道示意图(图片来源: eLISA)

Figure 6 (Color online) Illustration of eLISA orbit (credits: eLISA)

$$y_1(t) = C(t-2L_1) - C(t) + h_1(t) + n_1(t), \quad (7)$$

$$y_2(t) = C(t-2L_2) - C(t) + h_2(t) + n_2(t). \quad (8)$$

从方程(7)中, $y_1(t)$ 在 t 时刻的测量中包含有 $C(t)$ 在 $2L_1$ (取光速 $c=1$)之前的噪音 $C(t-2L_1)$, 与 t 时刻即时的噪音 $C(t)$ 进行干涉. 从方程(8)可以看到类似的情况对于 $y_2(t)$ 测量. 比较两者的测量值:

$$y_1(t) - y_2(t) = C(t-2L_1) - C(t-2L_2) + h_1(t) - h_2(t) + n_1(t) - n_2(t). \quad (9)$$

如果进行时间的平移: 将 $y_1(t)$ 平移到激光通过干涉臂2之前, 即 $y_1(t-2L_2)$; 将 $y_2(t)$ 平移到激光通过干涉臂1之前, 即 $y_2(t-2L_1)$, 比较两者测量:

$$y_1(t-2L_2) - y_2(t-2L_1) = C(t-2L_1) - C(t-2L_2) + h_1(t-2L_2) - h_2(t-2L_1) + n_1(t-2L_2) - n_2(t-2L_1). \quad (10)$$

从方程(9), (10)看到在 $y_1(t)-y_2(t)$ 和 $y_1(t-2L_2)-y_2(t-2L_1)$ 中激光频率噪音有相同的时间结构. 通过用方程(9)减去方程(10), 可以得到一个不含由于激光频率波动所引起的噪音 $C(t)$ 的测量:

$$\begin{aligned} X &\equiv [y_1(t) - y_2(t)][y_1(t-2L_2) - y_2(t-2L_1)] \\ &= h_1(t) - h_2(t) + n_1(t) - n_2(t) - [h_1(t-2L_2) - h_2(t-2L_1) + n_1(t-2L_2) - n_2(t-2L_1)]. \end{aligned} \quad (11)$$

由上述 X 的组合表达式, 可以看到通过在时域的范围进行适当的变换, 对所记录的不同的干涉测量结果进行组合, 使得消除激光频率噪音变得可行. 这就是时间迟延干涉的原理所在. 在动态干涉的情况下仍有光程差, 但其差减小时, 激光频率噪音虽不为零, 但仍然可以减小.

以上是对时间迟延干涉的原理在固定不等臂长情况的简单介绍, 但是在实际的空间任务中, 由于航

天器轨道的动力学性质, 干涉臂的臂长随时间不断的变化, 即干涉臂长是时间的函数, 情况更为复杂, 但通过更为巧妙多变的时间迟延干涉方式, 依然能够消除主要的频率噪音, 而同时保留引力波信号. 有关时间迟延干涉的方法, 1997年首先在ASTROD任务概念研究中被提出^[93,94], 所提出的两种时间迟延干涉方案如下, 其中S/C i ($i=1,2,3$)分别表示3个航天器, 箭头表示激光传播的路径:

- (1) Path 1: S/C3→S/C1→S/C3→S/C2→S/C3;
Path 2: S/C3→S/C2→S/C3→S/C1→S/C3;
- (2) Path 1: S/C3→S/C1→S/C2→S/C3;
Path 2: S/C3→S/C2→S/C1→S/C3.

激光通过干涉臂时被锁相放大在航天器之间传播, 经过Path 1和Path 2之后在S/C3进行干涉测量. 同时这个也涉及到空间引力波探测的另一个重要的核心技术——弱光锁相. 上述方案比在LISA的时间迟延干涉研究中被归为第1代干涉方式. 通过LISA/eLISA的更广泛的理论研究, 发展出第2代时间迟延干涉方式, 能够更好消除由于动态干涉臂长所引起的频率噪音, 证实空间引力波探测器利用时间迟延干涉探测引力波的可行性^[92,95-98]. 同时利用基于后牛顿星历的引力波探测器轨道, 通过数值模拟时间迟延干涉路径, 得到直接的数值结果, 也进一步证实了其可行性^[99-103].

(iii) 中国空间引力波探测器: “天琴”和“太极”简介. “天琴”由中山大学牵头, 是中国本土的空间引力波探测器^[91]. 与其他同类项目不同的是, 它选择一个确定的引力波辐射源作为信号来源(称为参考源), 它更像是一个有针对性的探测器(detector), 而不是一个观测站(observatory). 通过对已知信号的测量, 既可校验系统是否达到预期设定目标, 又可对测量频段内的其他未知引力波信号进行标定. 它的设计方案专门着重于固定的、保守的观测源, 暂定为超紧凑双白矮星系统 RX J0806.3+1527^[104,105], 其周期为5.4 min, 在已知的白矮星系统中最短.

与美国的LIGO相比, LIGO是在地面探测高频段引力波, 其探测对象是极端天体事件产生的信号, 持续时间非常短. 而“天琴”由于事先选定的参考源, 它瞄准的是低频连续信号, 这其中包含的物理信息更加丰富. 而且预计“天琴”在上天几个月就能测到目标源的引力波辐射.

“天琴”由三颗全同地球高轨卫星组成, 三颗卫

图7 非等臂长干涉示意图^[92]

Figure 7 Illustration of unequal-arm-length interferometers^[92]

星呈等边三角形, 每颗卫星内部包含一个或一对无拖曳控制的检验质量, 其工作频段是0.1~100 mHz. 由J0806.3产生的引力波信号, 使得不同卫星上的检验质量之间的距离发生细微的变化, 这个变化的大小仅仅只有几十个皮米. 为了测量出这个细微的变化, 在每个卫星上均由外差式激光干涉仪来完成此项工作, 测距精度要达到 $1 \text{ pm/Hz}^{1/2}@6 \text{ mHz}$, 激光的频率稳定性达到 $10 \text{ Hz/Hz}^{1/2}@6 \text{ mHz}$. 相关技术团队早在多年前就已开始了预研, 2010年在华中科技大学引力实验中心搭建的10 m外差干涉仪原型, 位移测量精度达 $10 \text{ nm/Hz}^{1/2}@100 \text{ mHz}$ ^[106]. 为了进一步地提高精度, 对基于FPGA的数字相位计及超稳光学平台的发展, 使得精度提高到 $0.2 \text{ pm/Hz}^{1/2}@100 \text{ mHz}$ ^[107]. 针对空间的激光稳频, 利用Pound-Drever-Hall方法, 前期的实验结果已达到 $10 \text{ Hz/Hz}^{1/2}@1 \text{ Hz}$ ^[108]. 未来对超稳隔震系统及其他相关技术的研究, 可在靠近“天琴”工作的低频获得更好的实验结果. “天琴”相对于其他项目来说, 由于比较保守的设计, 风险较小、且资金预算较低, 所以在投入有限的科研项目中有较大的竞争力.

早在2008年, 中国科学院(CAS)首先开展了中国空间引力波探测的预备研究, 并得到了晨兴数学中心的大力支持. 希望填补LISA与LIGO测量频段间的空白, CAS将目标频段定在0.1~10 Hz. 这个频段曾一度被人们认为是比较“干净”的频段, 不存在特别的天体引力波源, 因此是一个探测背景引力波辐射的好窗口^[109,110]. 直到近十多年, 通过X射线和光学波段的观测以及星系结构形成理论发展, 人们逐渐认识到中等质量黑洞的存在^[111~113]. 中等质量黑洞介乎恒星质量黑洞和超大质量黑洞之间, 是0.1~10 Hz 频段的重要天体波源.

理论模型和观测结果使人们相信中等质量黑洞存在于低红移的星团和高红移的早期星系结构中. 按照冷暗物质模型, 我们现在观察到的星系结构和超大质量黑洞都是由再电离前的密度涨落演化而来. 演化的种子黑洞很可能由第一代恒星(红移20~30之间)死亡形成. 由于没有金属丰度, 缺少有效冷却机制, 第一代恒星质量很大, 星风损失少, 死亡形成的黑洞约在几百太阳质量的量级^[114,115]. 这些种子黑洞随着暗物质晕的碰撞而合并, 结合吸积机制, 伴随着星系结构的演化而慢慢成长, 最终形成当今星系中的超大质量黑洞^[116]. 因此对高红移轻种子黑洞的探

测, 能帮助我们认识暗物质晕的阶梯并合过程(hierarchical assembling process), 宇宙早期结构形成, 第一代恒星的演化周期以及早期宇宙的气体动力学等. 因此, 此方案可与JWST互补, 分别关心宇宙再电离以前的黑暗和光明部分. 与此同时, 天文观测表明中等质量黑洞以极大的可能性存在于低红移的局部宇宙($z<2$)^[117~119]. 这些黑洞用电磁波途径很难追踪, 通过引力波的手段可以方便地对它们进行探测, 这将为我们提供重要的线索去研究和理解致密星团、球状星团、年轻星团和矮星系的生长和演化, 以及它们之间的关系.

在0.1~10 Hz波段的空间引力波探测器, 是由Bender和Begelman^[120]在2004年首先提出的ALIA. 当时提出的主要目的是作为LISA项目的后续, 因此并未考虑中等质量黑洞波源作为其科学目标. 在此基础之上, Gong等人^[121]在2010年首次提出了中国的空间引力波探测计划, 正式将中等质量黑洞波源作为其主要的科学牵引. 在积累了一定的硬件技术之后^[122,123], Gong等人^[124]发现2010年提出的方案在技术指标的实现上存在一定难度, 因此在2015年提出了改进的空间引力波计划. 此计划也列入了中国科学院空间科学50年规划, 并命名为cLISA(Continuous Laser Interferometer Space Antenna). 所幸的是, 在降低技术指标之后, cLISA对高红移及低红移的中等质量黑洞仍有可观的事件率, 它对早期宇宙结构形成的意义也被更为详细地论述^[125]. 2016年, cLISA正式更名为“太极”, 也与“天琴”一起, 成为中国未来空间引力波探测任务的候选者.

2.4 脉冲星计时阵列

顾名思义, 脉冲星有着周期脉冲的特征. 自脉冲星发现以来^[126], 射电望远镜可以对脉冲星进行长时间的观测. 许多突破性的研究都是通过对脉冲星的脉冲计时(timing)的观测和记录实现的. 举例来说, 第一个发现的系外行星是围绕脉冲星公转的^[127], 第一个引力波的间接证据是通过研究脉冲星-中子星系统的计时数据给出的^[9]; 对于中子星内部结构的理解很大程度上来自对中子星的自转突变(glitch)的研究, 而这又是来自对计时数据的仔细研究^[128~130]. 简言之, 通过比较观测到的脉冲星的脉冲到达时间(time-of-arrival, TOA)与理论的预言, 可以得到所谓的计时残差:

$$R_j = (\phi_j - N_j)/\nu, \quad (12)$$

其中,从脉冲频率 ν 以及其导数出发,可以计算给定时间的相位 ϕ_j .而我们通常在相位为整数时记录到脉冲信号,所以观测值为 N_j .计时残差包含了所有在脉冲星计时模型中没有考量到的物理效果.由于引力波会影响观测到的计时信号,同时它又并没有包含在脉冲星计时模型中,因此有望通过分析计时残差得到引力波信号.问题在于,引力波信号通常非常微弱,一般而言,引力波引起的计时残差小于100 ns.脉冲星有着很好的周期性,为了研究引力波的效应,不能对其长期计时不规则性视而不见.因此,一般用来实施脉冲星计时阵列的脉冲星,都是有着极高周期性、计时误差小、不规则性极低的毫秒脉冲星.以PSR J0437-4715为例,其计时误差可以好于~30 ns^[131].

对于一系列平面引力波 h_{ij} ,我们可以计算出给定时刻 t ,其对应的计时残差:

$$R(t) = -\int_0^t dt \frac{\delta\nu(t)}{\nu}, \quad (13)$$

其中,多普勒频移项可以表达为

$$\frac{\delta\nu(t)}{\nu} = H^{ij} (h_{ij}^e - h_{ij}^p), \quad (14)$$

其中, h_{ij}^e 是在地球上观测时的引力波应变, h_{ij}^p 则是脉冲星辐射出脉冲时的应变.而 H^{ij} 依赖于地球、脉冲星和引力波源的相对夹角^[132~134].

由于时间残差中的其余项(除了原子钟误差和星表误差)对不同的脉冲星都应该是各自独立的,而对于同一个引力波源,其对脉冲星的影响是一致的,所以通过研究不同脉冲星的计时残差之间的相关性,可以分离出引力波的效应.

脉冲星计时阵列所测量引力波的频率上下限由脉冲星的观测策略决定.对单个脉冲星的观测持续时长确定了引力波的频率下限.目前观测时间最长的毫秒脉冲星也只有几十年的量级,所以频率下限为 10^{-9} Hz.另一方面,对脉冲星观测的采样率确定了可以探测的引力波的频率上限.一般而言,对于同一个脉冲星的观测,两次观测之间会间隔数星期,所以脉冲星计时阵列可以测量的引力波频率上限约在 10^{-7} Hz.

目前有多个脉冲星计时阵列项目试图探测引力波.三个独立的项目:欧洲脉冲星计时阵列EPTA^[135]、北美纳赫兹引力波天文台NANOGrav^[136]

和帕克斯脉冲星计时阵列PPTA^[134]共同组成了国际脉冲星计时阵列IPTA^[137].

对于脉冲星计时阵列而言,其预期探测的引力波源主要来自于星系中心的超大质量双黑洞的绕转.对类星体的观测表明,宇宙演化的历史中星系中心一般伴随着超大质量黑洞^[138].现有的星系形成模型倾向于支持大质量的星系由较小星系并合而成.当两个星系并合后,两个超大质量黑洞会由于引力束缚而形成双黑洞系统,并产生引力波辐射^[139],现有的观测也支持这样系统的存在^[140].单独的双黑洞系统并不能够被轻易探测,但是许多系统混合在一起可以组合成信号更强的随机背景信号.预测由超大质量双黑洞引起的随机背景信号具有形式为 $h_c(f) = A_{c,yr} [f/1 \text{ yr}^{-1}]^{-2/3}$ 的功率谱.其中 f 是引力波频率, $A_{c,yr}$ 是频率为 1 yr^{-1} 时的随机背景的特征振幅.一般而言, $A_{c,yr} > 10^{-15}$,同时谱指数为 $-2/3$.Shannon等人^[141]在2015年报告了PPTA的观测结果,以95%的置信度给出了 $A_{c,yr} < 10^{-15}$ 的上限.以91%~99.7%的概率排除了不同模型下预言的 $A_{c,yr}$.这一理论与预言相矛盾的观测结果说明我们对于星系中心黑洞演化的理解还需要进一步加深,要么双黑洞演化被阻滞,要么被周围环境急剧加速.

要想进一步提高脉冲星计时阵列的灵敏度,可以通过多种方法实现:增加观测时间、增加观测频率、增加观测样本等.未来几年陆续开始工作的大型射电望远镜,如SKA^[142],FAST^[143]等都有望提高脉冲星计时阵列的灵敏度.

2.5 微波背景辐射的B模极化

除了前面介绍的引力波探测器,实验宇宙学家还用微波背景辐射的B模极化作为原初引力波的观测窗口^[144].从原理上来说,在宇宙大爆炸的早期,作为张量模式的引力波辐射会在微波背景辐射光子的极化上留下特殊的印迹(称为B模极化).2014年春,BICEP2合作组公布说已经探测到了B模极化,但后来更进一步的分析发现,微波背景辐射前景污染的消除存在争议,所测到的B模极化可能只是前景的影响^[145].

3 引力波天文学

引力波的探测,不仅仅为人类打开一扇研究宇宙的新窗口,更为解决天文学研究中一些现有的难

题提供了新的途径。

由于引力波的信息往往来自波源中心, 光深较厚处, 一般利用电磁波的手段往往力所不及; 而物质对于引力波而言是“光深薄”的。通过结合引力波的观测和电磁波段的观测, 可以对源的物理性质做出更好的解读。比如说, 银河系内的中子星可能由于磁场或者流体力学效应在表面产生一定的凸起, 这种不均匀的物质分布会引起旷日持久的引力波辐射。即使引力波信号较弱, 但是由于距离较近, 并且可以有足够长的时间积累信噪比, 因而依然可以探测。对于这一类型引力波的探测, 可以用来研究核子物质在高压下的物理性质, 如其状态方程、超流超导状态等^[146,147]。引力波信息还可以用来判别超新星爆发的机制, 现有的理论模拟无法精确预言超新星爆发时的引力波波形, 但是通过主元分析的方法, 可以判别超新星爆对应的机制^[148]。可惜的是超新星辐射的引力波的信号并不强, 因此只有当超新星距离极近时才可以探测到其所发出的引力波。即使没有观测到引力波, 通过没有观测到引力波这一事实也可以对一些物理量做出限制。比如中子星的状态方程^[147], 伽玛暴的张角^[149,150], 甚至对哈勃常数的测量¹⁾。当然, 如果可以探测到引力波, 可以研究的课题就更广泛了。

更有意思的研究往往来自双致密天体并合的过程。通过分析双致密天体并合过程的数据, 可以了解其对应的物理参数, 如大致方位、距离、质量等^[151,152]。如果两个致密天体中起码有一个是中子星, 即所谓的中子星双星系统(区别于双中子星系统), 那么由于有物质的存在, 在由并合过程辐射引力波的同时还会通过各种机制产生电磁波^[153]。现有的研究表明短伽玛暴有可能起源于双中子星并合过程, 除了伽玛射线以外, 还可能再观测到光学或射电余辉^[154]。而在并合时通过潮汐撕裂甩出去的部分普通物质可能会由r过程而形成不稳定的核子, 并由于裂变而放热, 因为它的峰值光度比一般的新星高三个量级, 这种短时标的变星现象现在一般叫千新星^[155]。对于伽玛暴和光学余辉而言, 观测者只有在特定方向上才可以观测到这些现象, 目前为止, 还没有一个短伽玛暴的距离小于高新LIGO对双中子星的极限探测距离的^[156]。而千新星则几乎在所有方向都

可以观测。不过, 其较低的光度, 较远的距离, 导致探测十分困难, 目前为止也只有三个可能的电磁例^[157~159]。

通常来说, 结合引力波和电磁波观测的方法有两种, 即外部触发和电磁追踪。外部触发指的是对于如伽玛暴或超新星这样有望辐射引力波的电磁波爆发现象, 可以通过分析在伽玛暴或超新星爆发时的引力波探测器数据搜索其对应的引力波信号^[160]。由于引力波探测器几乎具有全方位的响应, 只要存在信号, 可以事后挖掘, 因此这一策略并不需要快速数据处理。而当引力波数据的快速处理发现了引力波信号时, 可以通过不同探测器之间的时间差和相位差确定信号来源的空间位置^[161]。然而, 由于这种空间定位的定位精度很低, 在高新LIGO的早期数据中, 预期的空间定位精度基本上在100~1000平方度之间^[162], 这一次的GW150914的90%置信区间的面积就有500平方度左右^[163]。引力波的电磁对应体相对较暗, 要想在如此巨大的天区中搜寻出暗淡的电磁波对应体, 无异于大海捞针。第一次观测运行(O1)期间目前公布的一次事件GW150914和一个候选体LVT151012从质量上说都是双黑洞并合, 一般而言并不预期有电磁辐射信号, 大部分的观测结果也没有观测到相关的电磁波暂变源^[163]。注意到费米望远镜的GBM检测器报告了一次可能的成协信号^[164], 但是其他望远镜无法证实^[165]。在面对广度和深度不可兼得的两难局面时, 为了可以尽可能提高引力波的电磁对应体的探测效率, 一些优化望远镜观测策略的方法被提出^[166]。在实现多信使天文学的观测以后, 可以通过多个信道的信息限制源的物理信息, 比如说, 确定引力波事件的宿主星系^[167]。

通过引力波研究宇宙学的想法, 最初发轫于1986年。由于双致密天体并合的信号直接包含了光度距离 D_L (事实上, 直接测量量是红移距离 $D_L(1+z)$)。传统意义上的宇宙学测距, 需要通过所谓的宇宙学阶梯一步步校准标准烛光, 这个过程中一级级传递着系统误差; 然而, 引力波对于光度距离的测量是独立于宇宙学阶梯的, 所以避免了误差传递以及相应的模型依赖。只要可以观测到引力波事件的光学对应体, 并进而测量其宿主星系的红移, 即可用以研究宇宙学^[168]。甚至有研究指出30个GW-GRB成协事件

1) Hu Y M, Hendry M, et al. Private Communication 2016

就可以把哈勃常数测量到1%的精度^[169].

然而,要实现宇宙学尺度的电磁对应体观测,需要面对两个挑战,首先,目前的地面引力波探测器灵敏度还是太低,无法测量太遥远的天体,而伽玛暴的张角太小,在探测距离内观测到伽玛暴的可能性非常低;其次,在如此遥远的距离上,千新星会很微弱而难以观测.因此有一些工作也致力于不需要寻找电磁对应体就可以研究宇宙学的方法.比如,使用下一代的引力波探测器:爱因斯坦望远镜,其超高的灵敏度可以探测双中子星合并时的潮汐效应,可以将距离与红移解耦合,从而通过引力波信号本身同时得到光度距离和红移^[170],或者不需要精确寻找引力波事件的宿主星系,而是通过星系团的红移和大样本数据得出宇宙学信息^[171].

4 GW150914

引力波事件GW150914的发现论文^[1]突破100次引用仅仅用了四周时间.在新闻发布会的时候,物理学评论快报(*Physical Review Letter*, PRL)的服务器由于不堪重负而宕机,最后临时扩增了4倍的服务器才勉强承受了大量的访问.

在这篇论文中,主要呈现了3个事实:人类首次直接探测到引力波;恒星级双黑洞存在;黑洞与引力波的形式与爱因斯坦的预言没有出入.这是在人类科技史上具有里程碑意义的一次重大发现.

为了确凿无疑地证明真地探测到了引力波,而非别的什么噪音,需要计算误警率,或者说,背景噪音产生类似数据的可能性,如何准确地估计这一数值并不是一个简单的任务^[174].负责探测的软件实时地分析数据,当得到的信噪比高于一个预设的阈值时,标志为可能的候选,当多个探测器在相距一定时间内都有候选时,被视为同时信号(coincidence),并计算总信噪比.人为的在两个探测器得到的候选中引入一个相同的时间平移(确保此平移长于光速通过地球的时长),使用同样的方法,会得到一批完全不同的同时信号,并可以计算其相应的总信噪比.在LIGO公布的这批结果中,一共使用了38.6天的数据,其中有总长大约17天的时间两台探测器同时处于工作状态.以0.1 s为间隔不断平移数据,相当于累计了约608000年的数据.这么长的数据中,被探测到的GW150914是总信噪比最高的,因此误警率非常低,或者说显著性超过 5.1σ ,如图8所示.

图8 (网络版彩色)两种不同的探测方法测量的 p 值^[1]. (a) 利用探测非预设模板的引力波探测软件cWB得到的结果^[172]; (b) 利用专门测量双致密星并合信号的pyCBC得到的结果^[173]

Figure 8 (Color online) p -value calculated from two different detection pipelines^[1]. (a) The result from the gravitational wave burst detection pipeline cWB assuming no templates^[172]; (b) the result from pyCBC which is dedicated to CBC signals^[173]

此外,还探测到一个信噪比相对较低的候选体 LVT151012,意味着2015年10月12日探测到的LIGO Virgo瞬变源(transient).对这个信号的分析表示它也是来自两个黑洞的并合,距离更远,达到 1100^{+500}_{-500} Mpc,两个黑洞的质量分别为 23^{+18}_{-5} 和 15^{+4}_{-5} 倍太阳质量^[175].

通过仔细分析数据,对这个信号的一些物理参数进行了限制,比如说,可以限制双黑洞的质量,双星系统的距离等.还可以更进一步对黑洞的自转做出限制.比较可惜的是,这次数据的信噪比相对来说还是不够高,所以不能对自转做出很好的限制,但至少可以说系统的总自转不大,这可以理解为两个黑洞的自转都比较小,或者是两个黑洞自转较大,但由

于方向相反而抵消^[176]。

为了验证信号与广义相对论的预言是否一致, 将广义相对论下拟合的最佳波形从数据中扣除, 结果表明残余数据的性质与噪音一致。此外, 把数据的旋近部分与铃宕部分分开进行拟合物理参数, 得到的结果一致性很高。还可以调节与引力理论相关的参数, 看得到的波形是否与观测结果一致, 结论是没有足够的证据支持非广义相对论的替代引力理论。总而言之, 可以证明, 爱因斯坦是正确的^[177]。

通过这两次信号, 还可以对宇宙中的双黑洞系统的并合事件率做出一定的限制。要注意到, 由于我们不知道双黑洞系统的质量分布究竟是如何的, 估计或多或少需要一定的假设, 并且最终的结果受这些假设的影响很严重。我们可以假设三种情形, 每一次探测都是一种独立的分类; 黑洞质量分布与质量的对数成正比; 黑洞数目是质量的幂律分布。利用一些统计学方法, 可以计算出3种情形下的事件率, 分别为

$$83^{+168}_{-63} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}, 33^{+62}_{-26} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}, \\ 100^{+201}_{-79} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1} \text{ [179]}.$$

值得注意的是, 如图9所示, 根据我们的计算, 在接下来进行的第二次、第三次观测运行(O2, O3)颗粒无收可能性非常低, 几乎确定会在将来看到更多的引力波信号!

除此之外, LIGO和Virgo科学合作组织仔细地研究了仪器的性质, 以确保不会把噪音误当做信号^[178]。还仔细地研究了仪器的调校, 确保在处理数据时把由调校带来的系统误差仔细地考虑进去^[179]。同时, 研究了这一信号对于天文学的意义, 特别对如何形成黑洞双星系统进行了讨论^[180]。这一信号的探测把我们预估的双黑洞事件率提高了, 也可以研究由双黑洞并合事件产生的随机引力波背景^[181], 还同时对比了中微子探测器, 看有没有与引力波事件成协的中微子^[182]。

LIGO在探测到引力波信号的时候同时把警报传达给了实现签署过备忘录的合作伙伴, 包括中国科学院新疆天文台南山望远镜在内的数十台望远镜对

图9 (网络版彩色)在未来探测到0, 5, 10, 35个事件的概率分布^[172]

Figure 9 (Color online) The probability distribution of detection 0, 5, 10 and 35 events in the future^[172]

引力波可能的来源进行了观测^[163]。

5 结论与展望

首例引力波直接探测事例(GW150914)从观测上证明了: (1) 广义相对论预言的引力波存在; (2) 广义相对论预言的黑洞存在; (3) 天体物理理论预言的双黑洞系统存在。

GW150914是高新LIGO在工程阶段探测到的, 而高新LIGO的升级还没有彻底完成。随着高新LIGO的升级, 它的灵敏度会更高, 从而有潜力测到更多的引力波事件。正如Kip Thorne所说的, 我们的目标不仅仅是一个引力波事件, 而是打开引力波天文学的窗口。

高新LIGO打开的是10~1000 Hz的引力波窗口。我们现在所理解的引力波的波谱要远远比这个范围宽广。幸而我们有其他波段的探测器正在紧张地筹建中, 也终将在别的波段上探测到引力波, 打开引力波窗口, 并更好地理解引力波物理及引力本身。

我国在引力波天文学领域起步较晚。但如今, 国内有两个较大的空间引力波项目(“太极”和“天琴”)正在被热烈地探讨中。我国的引力波研究也必将逐步赶上欧美的水平, 并做出自己的贡献。

致谢

感谢北京大学许甫荣教授的邀稿和徐仁新教授的讨论, 感谢澳大利亚墨尔本大学博士生孙翎对全文做了仔细地阅读。感谢中山大学罗俊院士和梅健伟教授提供封面图片。

参考文献

- 1 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 061102
- 2 Einstein A. *Die Feldgleichungen der Gravitation*. Berlin: Sitzungsber K Preuss Akad Wiss, 1915. 844–847
- 3 Will C M. The confrontation between general relativity and experiment. *Living Rev Rel*, 2014, 17: 4
- 4 Ashby N. Relativity in the global positioning system. *Living Rev Rel*, 2003, 6: 1
- 5 Hulse R A, Taylor J H. Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys J Lett*, 1975, 195: L51–L53
- 6 Norbert W. Testing relativistic gravity with radio pulsars. arXiv: 1402.5594
- 7 Taylor J H, Fowler L A, McCulloch P M. Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR 1913+16. *Nature*, 1979, 277: 437–440
- 8 Taylor J H, Weisberg J M. A new test of general relativity—Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys J*, 1982, 253: 908–920
- 9 Suryanarayana S B, Schutz B F. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. *Living Rev Rel*, 2009, 12: 2
- 10 Preskill J, Thorne K S. Foreword to Feynman Lectures on Gravitation, Feynman Lectures on Gravitation. In: Hatfield D, ed. Boston: Addison-Wesley, 1995
- 11 Bondi H. Plane gravitational waves in general relativity. *Nature*, 1957, 179: 1072–1073
- 12 Weber J. Gravitational radiation. *Phys Rev Lett*, 1967, 18: 498–501
- 13 Drever R W P, Hough J, Bland R, et al. Search for short bursts of gravitational radiation. *Nature*, 1973, 246: 340–344
- 14 Weber J. Detection and generation of gravitational waves. *Phys Rev*, 1960, 117: 306–313
- 15 Weber J. Observation of the thermal fluctuations of a gravitational-wave detector. *Phys Rev Lett*, 1966, 17: 1228–1230
- 16 Lindley D. A fleeting detection of gravitational waves. *Physics*, 2005, 16: 19
- 17 Weber J. Gravitational-wave-detector events. *Phys Rev Lett*, 1968, 20: 1307–1308
- 18 Weber J. Evidence for discovery of gravitational radiation. *Phys Rev Lett*, 1969, 22: 1320–1324
- 19 Tyson J A. Null search for bursts of gravitational radiation. *Phys Rev Lett*, 1973, 31: 326–329
- 20 Braginsky V B. Electromagnetic detectors of gravitational waves. *Sov Phys JETP*, 1974, 38: 865–869
- 21 Douglass D H, Gram R Q, Lee R W. Two-detector-coincidence search for bursts of gravitational radiation. *Phys Rev Lett*, 1975, 35: 480–483
- 22 Hirakawa H, Kazumichi N. Search for gravitational radiation at 145 Hz. *Phys Rev Lett*, 1975, 35: 330–334
- 23 Hu E K, Guan T R, Yu B, et al. A recent coincidence experiment of gravitational waves with long baseline. *Chin Phys Lett*, 1986, 3: 529–532
- 24 Blair D G, Ivanov E N, Tober M E, et al. High sensitivity gravitational wave antenna with parametric transducer readout. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 1908–1911
- 25 Astone P, Bassan M, Bonifazi P, et al. First cooling below 0.1 K of the new gravitational-wave antenna “NAUTILUS” of the Rome group. *Europhys Lett*, 1991, 16: 231–235
- 26 Awschalom D D, Warnock J, Hong J M, et al. Magnetic manifestations of carrier confinement in quantum wells. *Phys Rev Lett*, 1989, 62: 199–202
- 27 Ju L, Blair D G, Zhao C. Detection of gravitational waves. *Rep Prog Phys*, 2000, 63: 1317–1427
- 28 Qin J Y. Sensitivity enhancement of gravitational wave detectors via optomechanical interactions. Dissertation for Doctoral Degree. Perth: University Western Australia, 2016
- 29 Mauceli E, Geng Z K, Hamilton W O, et al. The Allegro gravitational wave detector: Data acquisition and analysis. *Phys Rev D*, 1996, 54: 1264–1275
- 30 Vitale S, Cerdonio M, Coccia E, et al. Gravitational-wave stochastic background detection with resonant-mass detectors. *Phys Rev D*, 1997, 55: 1741–1751
- 31 Astone P, Bassan M, Bonifazi P, et al. Long-term operation of the Rome “Explorer” cryogenic gravitational wave detector. *Phys Rev D*, 1993, 47: 362–375
- 32 Astone P, Bassan M, Bonifazi P, et al. The gravitational wave detector NAUTILUS operating at $T=0.1$ K. *Astropart Phys*, 1997, 7: 231–243
- 33 Astone P, Babusci D, Baggio L, et al. Methods and results of the IGEC search for burst gravitational waves in the years 1997–2000. *Phys Rev D*, 2003, 68: 022001

- 34 Waard A D E, Bassan M, Benzaim Y, et al. Preparing for science run 1 of MiniGRAIL. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S79–S84
- 35 Aguiar O D, Andrade L A, Barroso J J, et al. The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: Status report. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S239–S244
- 36 Fafone V. Developments in resonant-mass detectors. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S223–S229
- 37 Aguiar O D. Past, present and future of the resonant-mass gravitational wave detectors. *Res Astron Astrophys*, 2011, 11: 1–42
- 38 Astone P, Baggio L, Bassan M, et al. IGEC2: A 17-month search for gravitational wave bursts in 2005–2007. *Phys Rev D*, 2010, 82: 022003
- 39 Allen Z A, Astone P, Baggio L, et al. First search for gravitational wave bursts with a network of detectors. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 5046–5050
- 40 Gertsenshtein M E, Pustovoit V I. On the detection of low frequency gravitational waves. *Sov Phys JETP*, 1962, 16: 433–435
- 41 Gertsenshtein M E. Wave resonance of light and gravitational waves. *Sov Phys JETP*, 1962, 14: 84–85
- 42 Weiss R. Electromagnetically coupled broadband gravitational antenna. Quarterly Progress Report. MIT Research Laboratory of Electronics, 1972, 105: 54–76
- 43 Forward R L. Wideband laser-interferometer gravitational-radiation experiment. *Phys Rev D*, 1978, 17: 379–390
- 44 Takahashi R, TAMA Collaboration. Status of TAMA300. *Class Quantum Grav*, 2004, 21: S403–S408
- 45 Sigg D, LIGO Science Collaboration. Status of the LIGO detectors. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S51–S56
- 46 Willke B, Aufmuth P, Aulbert C, et al. The GEO 600 gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2002, 19: 1377–1387
- 47 Acernese F, Amico P, Arnaud N, et al. Status of Virgo. *Class Quantum Grav*, 2003, 20: S609–S616
- 48 Abadie J, Abbott B P, Abbott R, et al. Search for gravitational waves associated with gamma-ray bursts during LIGO science run 6 and Virgo science runs 2 and 3. *Astrophys J*, 2012, 760: 1–12
- 49 Unnikrishnan C S. IndIGO and LIGO-India: Scope and plans for gravitational wave research and precision metrology in India. *Int J Mod Phys D*, 2013, 22: 1341010
- 50 Somiya K, KAGRA Collaboration. Detector configuration of KAGRA—the Japanese cryogenic gravitational-wave detector. *Class Quantum Grav*, 2012, 29: 124007
- 51 Harry G M, LIGO Scientific Collaboration. Advanced LIGO: The next generation of gravitational wave detectors. *Class Quantum Grav*, 2010, 27: 084006
- 52 Acernese F, Agathos M, Agatsuma K, et al. Advanced Virgo: A second-generation interferometric gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2014, 32: 024001
- 53 Abbott R, Adhikari R, Allen G, et al. Seismic isolation for Advanced LIGO. *Class Quantum Grav*, 2002, 19: 1591–1597
- 54 Takamori A. Low frequency seismic isolation for gravitational wave detectors. Dissertation for Doctoral Degree. Tokyo: University of Tokyo, 2002
- 55 Giaime J, Saha P, Shoemaker D, et al. A passive vibration isolation stack for LIGO: Design, modeling, and testing. *Rev Sci Instrum*, 1996, 67: 208–214
- 56 Hua W S, Adhikari R, Debra D B, et al. Low-frequency active vibration isolation for advanced LIGO. In: *Proceedings of SPIE, Astronomical Telescopes + Instrumentation*. International Society for Optics and Photonics, 2004, 5500: 194–205
- 57 Rowan S, Hough J, Crooks D R M. Thermal noise and material issues for gravitational wave detectors. *Phys Lett A*, 2005, 347: 25–32
- 58 Gillespie A, Raab F. Thermal noise in the test mass suspensions of a laser interferometer gravitational-wave detector prototype. *Phys Lett A*, 1993, 178: 357–363
- 59 Harry G M, Gretarsson A M, Saulson P R, et al. Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings. *Class Quantum Grav*, 2002, 19: 897–918
- 60 Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P. Thermodynamical fluctuations and photo-thermal shot noise in gravitational wave antennae. *Phys Lett A*, 1999, 264: 1–10
- 61 Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P. Thermo-refractive noise in gravitational wave antennae. *Phys Lett A*, 2000, 271: 303–307
- 62 Crooks D R M, Cagnoli G, Fejer M M, et al. Experimental measurements of mechanical dissipation associated with dielectric coatings formed using SiO₂, Ta₂O₅ and Al₂O₃. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: 4953–4965
- 63 Harry G, Bodiya T P, DeSalvo R. *Optical Coatings and Thermal Noise in Precision Measurement*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012
- 64 Driggers J C, Evans M, Pepper K, et al. Active noise cancellation in a suspended interferometer. *Rev Sc Instrum*, 2012, 83: 024501
- 65 Aso Y, Michimura Y, Somiya K, et al. Interferometer design of KAGRA gravitational wave detector. *Phys Rev D*, 2013, 88: 043007
- 66 Punturo M, Abernathy M, Acernese F, et al. The Einstein Telescope: A third-generation gravitational wave observatory. *Class Quantum Grav*, 2010, 27: 194002

- 67 Braginsky V B, Vorontsov Y I, Thorne K S. Quantum nondemolition measurements. *Science*, 1980, 209: 547–557
- 68 Graf C, Barr B, Bell A, et al. Design of a speed meter interferometer proof-of-principle experiment. *Class Quantum Grav*, 2014, 31: 215009
- 69 Vinet J Y, Brissou V, Braccini S. Scattered light noise in gravitational wave interferometric detectors: Coherent effects. *Phys Rev D*, 1996, 54: 1276–1286
- 70 Zucker M E, Whitcomb S E. Measurement of optical path fluctuations due to residual gas in the LIGO 40 meter interferometer. In: *Proceedings of 7th Marcel Grossman Meeting*. Singapore: World Scientific, 1996. 1434–1436
- 71 Grote H, Danzmann K, Dooley K L, et al. First long-term application of squeezed states of light in a gravitational-wave observatory. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 181101
- 72 Chua S S Y, Slagmolen B J J, Shaddock D A, et al. Quantum squeezed light in gravitational-wave detectors. *Class Quantum Grav*, 2014, 31: 183001
- 73 Aasi J, Abadie J, Abbott B P, et al. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light. *Nat Photonics*, 2013, 7: 613–619
- 74 Hild S, Abernathy M, Acernese F, et al. Sensitivity studies for third-generation gravitational wave observatories. *Class Quantum Grav*, 2011, 28: 094013
- 75 Chen Y B. Sagnac interferometer as a speed-meter-type, quantum-nondemolition gravitational-wave detector. *Phys Rev D*, 2003, 67: 122004
- 76 Hild S. *Advanced Interferometers and the Search for Gravitational Waves: Lectures From the First VESF School on Advanced Detectors for Gravitational Waves*. Switzerland: Springer International Publishing, 2014. 291–314
- 77 Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl Phys B*, 1983, 31: 97–105
- 78 Freise A, Strain K A. Interferometer techniques for gravitational-wave detection. *Living Rev Rel*, 2010, 13: 1
- 79 Drever R W P. *Gravitational Radiation*. Berlin: Springer Verlag, 1983. 321–338
- 80 Meers B J. Recycling in laser-interferometric gravitational-wave detectors. *Phys Rev D*, 1988, 38: 2317–2326
- 81 Strain K A, Meers B J. Experimental demonstration of dual recycling for interferometric gravitational-wave detectors. *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 1391–1394
- 82 Buonanno A, Chen Y B. Quantum noise in second generation, signal-recycled laser interferometric gravitational-wave detectors. *Phys Rev D*, 2001, 64: 042006
- 83 Buonanno A, Chen Y B. Signal recycled laser-interferometer gravitational-wave detectors as optical springs. *Phys Rev D*, 2002, 65: 042001
- 84 LISA Study Team. *LISA: A cornerstone mission for the observation of gravitational waves*. ESA System and Technology Study Report ESA-SCI 11. 2000
- 85 Ni W T. Gravitational waves, dark energy and inflation. *Mod Phys Lett A*, 2010, 25: 922–935
- 86 Ni W T. ASTROD-GW: Overview and progress. *Int J Mod Phys D*, 2013, 22: 1341004
- 87 Crowder J, Cornish N J. Beyond LISA: Exploring future gravitational wave missions. *Phys Rev D*, 2005, 72: 083005
- 88 Kawamura S, Nakamura T, Ando M, et al. The Japanese space gravitational wave antenna: DECIGO. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S125–S131
- 89 Kawamura S, Ando M, Seto N, et al. The Japanese space gravitational wave antenna: DECIGO. *Class Quantum Grav*, 2011, 28: 094011
- 90 Cyranoski D. Chinese gravitational-wave hunt hits crunch time. *Nature*, 2016, 531: 150–151
- 91 Luo J, Chen L S, Duan H Z, et al. TianQin: A space-borne gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2016, 33: 035010
- 92 Tinto M, Dhurandhar S V. Time-delay interferometry. *Living Rev Rel*, 2014, 17: 6
- 93 Ni W T, Shy J T, Tseng S M, et al. Progress in mission concept study and laboratory development for the ASTROD-Astrodynamic Space Test of Relativity using Optical Devices. In: *Proceedings of SPIE*. 1997, 3116: 105–116
- 94 Ni W T. ASTROD and gravitational waves. In: Tsubono K, Fujimoto M K, Kuroda K, eds. *Gravitational Wave Detection*. Tokyo: Universal Academy Press, 1997. 117–131
- 95 Armstrong J W, Estabrook F B, Tinto M. Time-delay interferometry for space-based gravitational wave searches. *Astrophys J*, 1999, 527: 814–826
- 96 Estabrook F B, Tinto M, Armstrong J W. Time-delay analysis of LISA gravitational wave data: Elimination of spacecraft motion effects. *Phys Rev D*, 2000, 62: 042002
- 97 Shaddock D, Tinto M, Estabrook F B, et al. Data combinations accounting for LISA spacecraft motion. *Phys Rev D*, 2003, 68: 061303
- 98 Vallisneri M. Geometric time delay interferometry. *Phys Rev D*, 2005, 72: 042003

- 99 Wang G, Ni W T. ASTROD-GW time delay interferometry. *Chin Astron Astrophys*, 2012, 36: 211–228
- 100 Dhurandhar S V, Ni V T, Wang G. Numerical simulation of time 314 delay interferometry for a LISA-like mission with the simplification of having only one interferometer. *Adv Space Res*, 2013, 51: 198–206
- 101 Wang G, Ni W T. Numerical simulation of time delay interferometry for eLISA/NGO. *Class Quantum Grav*, 2013, 30: 065011
- 102 Wang G, Ni W T. Orbit optimization for ASTROD-GW and its time delay interferometry with two arms using CGC ephemeris. *Chin Phys B*, 2013, 22: 049501
- 103 Wang G, Ni W T. Orbit optimization and time delay interferometry for inclined ASTROD-GW formation with half-year precession-period. *Chin Phys B*, 2015, 24: 059501
- 104 Beuermann K, Thomas H C, Reinsch K, et al. Identification of soft high galactic latitude RASS X-ray sources. II. Sources with PSPC count rate $CR < 0.5$ cts/s. *Astron Astrophys*, 1999, 347: 47–54
- 105 Israel G L, Hummel W, Covino S, et al. RX J0806.3+1527: A double degenerate binary with the shortest known orbital period: 321 s. *Astron Astrophys*, 2002, 386: L13–L17
- 106 Yeh H C, Yan Q Z, Liang Y R, et al. Intersatellite laser ranging with homodyne optical phase locking for Space Advanced Gravity Measurements mission. *Rev Sci Instrum*, 2011, 82: 044501
- 107 Liang Y R, Duan H Z, Xiao X L, et al. Note: Inter-satellite laser range-rate measurement by using digital phase locked loop. *Rev Sci Instrum*, 2015, 86: 016106
- 108 Luo Y X, Li H, Yeh H C, et al. A self-analyzing double-loop digital controller in laser frequency stabilization for inter-satellite laser ranging. *Rev Sci Instrum*, 2015, 86.4: 044501
- 109 Phinney E S. The Big Bang Observer: Direct detection of gravitational waves from the birth of the Universe to the present. NASA Mission Concept Study, 2004
- 110 Seto N, Kawamura S, Nakamura T. Possibility of direct measurement of the acceleration of the universe using 0.1 Hz band laser interferometer gravitational wave antenna in space. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 221103
- 111 Van der Marel R P. Coevolution of black holes and galaxies. arXiv: 0302101
- 112 Colbert E J M, Miller M C. Observational evidence for intermediate-mass black holes in ultra-luminous X-ray sources. arXiv: 0402677
- 113 Miller M C. Gravitational radiation from intermediate-mass black holes. *Astrophys J*, 2002, 581: 438–450
- 114 Madau P, Rees M J. Massive black holes as population III remnants. *Astrophys J Lett*, 2001, 551: L27–L30
- 115 Heger A, Woosley S E. The nucleosynthetic signature of population III. *Astrophys J*, 2002, 567: 532–543
- 116 Cole S, Lacey C G, Baugh C M, et al. Hierarchical galaxy formation. *Mon Notices R Astron Soc*, 2000, 319: 168–204
- 117 Noyola E, Gebhardt K, Bergmann M. Gemini and Hubble Space Telescope evidence for an intermediate-mass black hole in ω Centauri. *Astrophys J*, 2008, 676: 1008–1015
- 118 Matsushita S, Kawabe R, Matsumoto H, et al. Formation of a massive black hole at the center of the superbubble in M82. *Astrophys J Lett*, 2000, 545: L107–L111
- 119 Fabbiano G. The hunt for intermediate-mass black holes. *Science*, 2005, 307: 533–534
- 120 Bender P L, Begelman M C. Trends in space science and cosmic vision 2020. In: *Proceedings of 39th ESLAB Symposium*. Noordwijk, 2005. 33–38
- 121 Gong X F, Xu S N, Bai S, et al. A scientific case study of an advanced LISA mission. *Class Quantum Grav*, 2011, 28: 094012
- 122 Liu H S, Dong Y H, Li Y Q, et al. The evaluation of phasemeter prototype performance for the space gravitational waves detection. *Rev Sci Instrum*, 2014, 85: 024503
- 123 Dong Y H, Liu H S, Luo Z R, et al. Methodological demonstration of laser beam pointing control for space gravitational wave detection missions. *Rev Sci Instrum*, 2014, 85: 074501
- 124 Gong X F, Lau Y K, Xu S N, et al. Descope of the ALIA mission. *J Phys Conf Ser*, 2015, 610: 012011
- 125 Gong X F, Xu S N, Yuan Y F, et al. Laser interferometric gravitational wave detection in space and structure formation in the early universe. *Chin Astron Astrophys*, 2015, 39: 411–446
- 126 Hewish A, Bell S J, Pilkington D H, et al. Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 1968, 217: 709–713
- 127 Wolszczan A, Dail A F. A planetary system around the millisecond pulsar PSR 1257+12. *Nature*, 1992, 355: 145–147
- 128 Thompson C, Duncan R C. The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars I. Radiative mechanism for outbursts. *Mon Notices R Astron Soc*, 1995, 275: 255–300
- 129 Archibald R F, Kaspi V M, Ng C Y, et al. An anti-glitch in a magnetar. *Nature*, 2013, 497: 591–593
- 130 Hu Y M, Pitkin M, Heng I K S, et al. Glitch or anti-glitch: A Bayesian view. *Astrophys J Lett*, 2014, 784: L41–L44
- 131 Verbiest J P W, Bailes M, Straten W V, et al. Precision timing of PSR J0437–4715: An accurate pulsar distance, a high pulsar mass, and a limit on the variation of Newton's gravitational constant. *Astrophys J*, 2008, 679: 675–680

- 132 Sazhin M V. Opportunities for detecting ultralong gravitational waves. *Sov Astron*, 1978, 22: 36–38
- 133 Detweiler S. Pulsar timing measurements and the search for gravitational waves. *Astrophys J*, 1979, 234: 1100–1104
- 134 Hobbs G B, Bailes M, Bhat N D R, et al. Gravitational-wave detection using pulsars: Status of the Parkes Pulsar Timing Array project. *Pub Astron Soc Austr*, 2009, 26: 103–109
- 135 Janssen G H, Stappers B W, Kramer M, et al. European pulsar timing array. In: *Proceedings of 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More 983*. AIP Publishing, 2008. 633–635
- 136 Jenet F, Finn L S, Lazio J, et al. The north american nanohertz observatory for gravitational waves. *arXiv*: 0909.1058
- 137 Hobbs G, Archibald A, Arzoumanian Z, et al. The international pulsar timing array project: Using pulsars as a gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2010, 27: 084013
- 138 Shankar F, Weinberg D H, Miralda-Escudé J. Accretion-driven evolution of black holes: Eddington ratios, duty cycles and active galaxy fractions. *Mon Notices R Astron Soc*, 2012, 27: 9
- 139 Begelman M C, Blandford R D, Rees M J. Massive black hole binaries in active galactic nuclei. *Nature*, 1980, 287: 307–309
- 140 Yan C S, Lu Y J, Dai X Y, et al. A probable milli-parsec supermassive binary black hole in the nearest quasar Mrk 231. *Astrophys J*, 2015, 809: 117–126
- 141 Shannon R M, Ravi V, Lentati L, et al. Gravitational waves from binary supermassive black holes missing in pulsar observations. *Science*, 2015, 349: 1522–1525
- 142 Janssen G H, Hobbs G, McLaughlin M, et al. Gravitational wave astronomy with the SKA. *arXiv*: 1501.00127
- 143 Nan R D, Wang Q M, Zhu L C, et al. Pulsar observations with radio telescope FAST. *Chin J Astron Astrophys*, 2006, 6: 304–310
- 144 Ogburn R W, Ade P A R, Aikin R W, et al. The BICEP2 CMB polarization experiment. In: *Proceedings of SPIE. Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*. 2010, 7741: 77411G
- 145 Ade P A R, Aghanim N, Ahmed Z, et al. Joint analysis of BICEP2/Keck Array and Planck data. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 101301
- 146 Kokkotas D K, Schwenzer K. r-mode astronomy. *Eur Phys J A*, 2016, 52: 38
- 147 Abadie J, Abbott B P, Abbott R, et al. Beating the spin-down limit on gravitational wave emission from the VELA pulsar. *Astrophys J*, 2011, 737: 93
- 148 Logue J, Ott C D, Heng I S, et al. Inferring core-collapse supernova physics with gravitational waves. *Phys Rev D*, 2012, 86: 044023
- 149 Chen H Y, Holz D E. Gamma-ray-burst beaming and gravitational-wave observations. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 181101
- 150 Clark J, Evans H, Fairhurst S, et al. Prospects for joint gravitational wave and short gamma-ray burst observations. *Astrophys J*, 2014, 809: 53
- 151 Weinstein A. Astronomy and astrophysics with gravitational wave in the advanced detector era. *Class Quantum Grav*, 2012, 29: 124012
- 152 Veitch J, Raymond V, Farr B, et al. Robust parameter estimation for compact binaries with ground-based gravitational-wave observations using LALInference. *Phys Rev D*, 2015, 91: 420003
- 153 Metzger B D, Berger E. What is the most promising electromagnetic counterpart of a neutron star binary merger. *Astrophys J*, 2011, 746: 48
- 154 Berger E. Short-duration gamma-ray burst. *arXiv*: 1311.2603
- 155 Li L X, Paczyński B. Transient events from neutron star mergers. *Astrophys J*, 1998, 507: L59–L62
- 156 Coward D M, Howell E J, Piran T, et al. The swift short gamma-ray burst rate density: Implications for binary neutron star merger rates. *Mon Notices R Astron Soc*, 2012, 425: 2668–2673
- 157 Tanvir N R, Levan A J, Fruchter A S, et al. A kilonova associated with the short-duration gamma-ray burst GRB 130603B. *Nature*, 2013, 500: 547–549
- 158 Jin Z P, Li X, Cano Z, et al. The light curve of the macronova associated with the long-short burst GRB 060614. *Astrophys J*, 2015, 811: L22
- 159 Jin Z P, Hotokezaka K, Li X, et al. The 050709 macronova and the GRB/macronova connection. *arXiv*: 1603.07869
- 160 Aasi J, Abbott B P, Abbott R, et al. Search for gravitational waves associated with gamma-ray bursts detected by the interplanetary network. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 011102
- 161 Singer L P, Price L R. Rapid Bayesian position reconstruction for gravitational-wave transients. *Phys Rev D*, 2016, 93: 024013
- 162 Singer L P, Price L R, Farr B, et al. The first two years of electromagnetic follow-up with advanced LIGO and Virgo. *Astrophys J*, 2014, 795: 105
- 163 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Localization and broadband follow-up of the gravitational-wave transient GW150914. *arXiv*: 1602.08492
- 164 Connaughton V, Burns E, Goldseain A, et al. Fermi GBM observation of LIGO gravitational event GW150914. *arXiv*: 1602.03920
- 165 Savchenko V, Ferrigno C, Mereghetti S, et al. INTEGRAL upper limits on gamma-ray emission associated with the gravitational wave event GW150914. *Astrophys J Lett*, 2016, 820: L36

- 166 Chan M L, Hu Y M, Messenger C, et al. Maximizing the detection probability of kilonovae associated with gravitational wave observations. arXiv: 1506.04035
- 167 Fan X L, Messenger C, Heng I S. A Bayesian approach to multi-messenger astronomy: Identification of gravitational-wave host galaxies. *Astrophys J*, 2014, 795: 43
- 168 Schutz B F. Determining the Hubble constant from gravitational wave observations, *Nature*, 1986, 323: 310–311
- 169 Nissanke S, Holz D E, Dalal N, et al. Determining the Hubble constant from gravitational wave observation of merging compact binaries. arXiv: 1307.2638
- 170 Messenger C, Read J. Measuring a cosmological distance-redshift relationship using only gravitational wave observations of binary neutron star coalescences. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 091101
- 171 Del Pozzo W. Inference of cosmological parameters from gravitational waves: Applications to second generation interferometers. *Phys Rev D*, 2012, 86: 043011
- 172 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. The rate of binary black hole mergers inferred from Advanced LIGO observations surrounding GW150914. arXiv: 1602.03842
- 173 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW150914: The advanced LIGO detectors in the era of first discoveries. arXiv: 1602.03838
- 174 Capano C, Dent T, Hanna C, et al. Systematic errors in estimation of gravitational-wave candidate significance. arXiv: 1601.00130
- 175 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW150914: First results from the search for binary black hole coalescence with Advanced LIGO. arXiv: 1602.03839
- 176 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Properties of the binary black hole merger GW150914. arXiv: 1602.03840
- 177 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Tests of general relativity with GW150914. arXiv: 1602.03841
- 178 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observing gravitational-wave transient GW150914 with minimal assumptions. arXiv: 1602.03843
- 179 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Characterization of transient noise in Advanced LIGO relevant to gravitational wave signal GW150914. arXiv: 1602.03844
- 180 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Calibration of the Advanced LIGO detectors for the discovery of the binary black-hole merger GW150914. arXiv: 1602.03845
- 181 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Astrophysical implications of the binary black-hole merger GW150914. arXiv: 1602.03846
- 182 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW150914: Implications for the stochastic gravitational wave background from binary black holes. arXiv: 1602.03847

GW150914 and gravitational-wave astronomy

LIU Jian¹, WANG Gang^{2,3}, HU YiMing^{4,5,6}, ZHANG Teng⁷, LUO ZiRen^{4,5},
WANG QingLan^{4,5} & SHAO LiJing⁸

¹ School of Physics, University of Western Australia, Nedlands, 6009 WA, Australia;

² Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Gran Sasso Science Institute, L'Aquila I-67100, Italy;

³ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, Pisa I-56127, Italy;

⁴ Max Planck Institute for Gravitational Physics, Albert Einstein Institute, Hannover D-30167, Germany;

⁵ Leibniz Universität Hannover, Hannover D-30167, Germany;

⁶ Research Institute of Information Technology, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

⁷ Scottish Universities Physics Alliance, School of Physics and Astronomy, The University of Glasgow, Glasgow G12 8QQ, UK;

⁸ Max Planck Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute), Potsdam-Golm D-14476, Germany

On September 14, 2015, the first detection of gravitational waves at the advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) detectors, in the United States, marked the beginning of “gravitational-wave astronomy”, that opens a new window looking into the violent sides of our Universe. It is very promising that at other wavelengths detections of gravitational waves with various space-based and ground-based observatories will show up in the near future of this century. These observatories include space-based laser interferometer antennas, pulsar timing arrays, cosmic microwave background satellites, etc.

The field of gravitational waves will reveal a lot of new information on the unknown aspects of our Universe, including, (i) the cosmic inflation in the early Universe, (ii) the formation and evolution of supermassive black holes, and supermassive black hole binaries that are related to the history of galaxy mergers, (iii) the stellar evolution of binary systems, especially the stellar mass black hole binaries, (iv) the inspiral and subsequent merger of binary neutron stars, and the equation of state of superdense nuclear matters, (v) various fundamental aspects of gravitational theories, and so on.

To guarantee the success of gravitational-wave observations, many aspects of gravitational-wave detectors have to be addressed, especially the principles of design, the understanding of various noises and possible ways to eliminate and/or suppress these noises.

In the paper, we briefly review the physics of the general relativity and gravitational waves. Different classes of gravitational-wave detectors operating or to be operated at complementary wavelength bands from nano-Hz to kilo-Hz are presented, while their various noises and practical methods to overcome them are also discussed. The two Chinese projects, Taiji and TianQin, which are both proposed as space-based laser interferometer antennas, are reviewed. Their brief histories, project rationales, scientific aims, pros and cons in the upcoming gravitational-wave era, are discussed. We also review the expected fruitful science to our understandings of astrophysics and cosmology with the gravitational-wave astronomy, with more gravitational-wave detections. Gravitational waves bring in information that is complementary to what can be obtained with electromagnetic observations. For example, gravitational-wave observations of binary neutron stars are supposed to reveal the mechanism of the progenitor of short gamma-ray burst. The possible joint observations of gravitational waves and electromagnetic counterparts will lead to a new era of multi-messenger astronomy. Finally, the first direct detection event, GW150914, and the merger of binary black holes behind the scene, are discussed in context. The event's implications for astrophysics, black hole physics, alternative gravity theories are briefly presented.

gravitational wave, astrophysics, compact objects

doi: 10.1360/N972016-00429