

引力波标准汽笛与宇宙学

[赵文](#)

Citation: [中国科学: 物理学 力学 天文学](#) **48**, 079805 (2018); doi: 10.1360/SSPMA2018-00098

View online: <http://engine.scichina.com/doi/10.1360/SSPMA2018-00098>

View Table of Contents: <http://engine.scichina.com/publisher/scp/journal/SSPMA/48/7>

Published by the [《中国科学》杂志社](#)

Articles you may be interested in

[引力波物理](#)

国家科学评论 **4**, 687 (2017);

[宇宙黑暗面\(3D 宇宙\)的限制和哈勃参量的观测数据——哈勃参量宇宙学](#)

中国科学: 物理学 力学 天文学 **41**, 1452 (2011);

[宇宙中重子物质如何起源?](#)

科学通报 , ;

[中微子天体和类星体红移](#)

科学通报 **27**, 919 (1982);

[具有标量-旋量相互作用场的量子宇宙学](#)

中国科学A辑: 数学 物理学 天文学 技术科学 **19**, 58 (1989);



引力波标准汽笛与宇宙学

赵文^{1,2*}

1. 中国科学院星系与宇宙学重点实验室, 中国科学技术大学天文学系, 合肥 230026

2. 中国科学技术大学天文与空间科学学院, 合肥 230026

*联系人, E-mail: wzhaow@ustc.edu.cn

收稿日期: 2018-04-02; 接受日期: 2018-04-11; 网络出版日期: 2018-06-05

国家自然科学基金(编号: 11773028, 11633001, 11653002)、中央高校基础研究基金和中国科学院战略先导(编号: XDB23010200)资助项目

摘要 双中子星并合的引力波暴GW170817及其多波段电磁对应的发现标志着多信使引力波天文学时代的来临. 通过引力波探测器对致密双星并合产生的引力波波型的观测可以独立测量波源的光度距离, 这预示着引力波源可以作为“标准汽笛”来研究宇宙的膨胀历史, 从而提供了一种研究宇宙学的新途径. 本文介绍利用引力波“标准汽笛”来限制宇宙学参数的基本原理, 着重讨论各种确定波源距离和红移的方法. 同时讨论地基第二代和第三代引力波探测器, 以及空间引力波探测器对宇宙学参数, 特别是哈勃常数和暗能量参数的限制能力.

关键词 引力波, 致密双星并合, 宇宙学参数

PACS: 04.50.Kd, 04.25.Nx, 04.80.Cc

1 引言

爱因斯坦的广义相对论是目前最成功的引力理论, 在其提出后一百多年里, 已经通过了大量的实验检验, 包括实验室检验和天文观测检验. 基于广义相对论的现代宇宙学与高能天体物理学都取得了巨大的成功, 特别是 Λ CDM宇宙学模型可以成功解释目前几乎所有的宇宙学观测事实, 因此通常被称为“标准的宇宙学模型”. 因此广义相对论已经成为当代天文学和物理学框架中的基本要素. 而广义相对论所涉及的关于时间和空间等最基本的概念始终是物理科学的基础和前沿.

引力波是引力场波动性的集中体现, 也是爱因斯坦构造广义相对论的三大要素之一. 但是由于理论的高度非线性, 直到广义相对论提出四十多年后, Bondi 等人^[1]才首次在理论上证明了引力波存在. 由于引力相互作用非常微弱, 并且要产生引力辐射至少需要质量四极矩的加速运动, 因此实验室产生的引力波振幅一般不会大于 10^{-35} , 这远远超过了目前所有探测器的探测能力. 因此现阶段可观测的引力波信号全部来自于天体运动, 这意味着引力波研究天生就属于引力波天文学, 而非实验室科学. 尽管引力波探测最早可以追溯到20世纪60年代的韦伯棒, 但是人类第一次确定探测到的引力波信息来

引用格式: 赵文. 引力波标准汽笛与宇宙学. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 079805

Zhao W. Gravitational-wave standard siren and cosmology (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 079805, doi: 10.1360/SSPMA2018-00098

自于脉冲双星系统PSR B1913+16. 经过Arecibo望远镜对该系统的长期观测, 人们发现其公转轨道周期衰减是由于引力波辐射带走了能量和角动量引起的, 并且定量地和广义相对论的预言完全相符, 因此被认为是首次间接探测到了引力波的信号^[2]. 而人类第一次直接探测引力波直到最近才取得突破, 2016年2月11日, LIGO和Virgo合作组宣布, 他们首次捕捉到双黑洞并合所产生的引力波爆发信号GW150914^[3], 分析认为该事件中两个黑洞的质量均为30个太阳质量左右, 而爆发源距离地球约410 Mpc, 属于宇宙学尺度. 之后, LIGO和Virgo合作组又陆续发现了另外四例双黑洞并合的引力波爆发事件, 以及一例疑似事件. 特别是, 在2017年观测到了双中子星并合产生的引力波暴GW170817, 同时也在各种电磁波段(包括: γ -射线, X-射线, 紫外, 可见光, 红外, 射电)都观测到了该引力波暴的电磁对应体^[4]. 这些引力波事件的发现极大地丰富了人们对双中子星以及双黑洞并合事件中各种天体物理过程的理解, 标志着引力波天文学时代的来临.

目前, 已观测到的致密双星并合的引力波暴都发生在宇宙学尺度, 例如目前观测到的双黑洞并合都发生在红移为 $z \sim (0.1, 0.2)$ 左右, 而双中子星并合的GW170817也发生在 $z \sim 0.01$, 而最终的第二代引力波探测器将可以探测到红移范围为 $z \leq 0.1$ 的双中子星并合事件. 特别是第三代地基引力波探测器, 例如欧洲的爱因斯坦望远镜(Einstein Telescope, ET)和美国的宇宙勘探者(Cosmic Explorer, CE), 将可以探测到红移为 $z \sim 2$ 甚至更高红移处的引力波暴事件. 这使得利用引力波暴作为宇宙探针来研究宇宙学成为可能.

对于致密双星并合的引力波暴, 通过对引力波波型的观测可以直接得到波源距离的信息, 这是一种全新的宇宙测距方法, 成功避免了之前方法中依赖宇宙距离阶梯(Cosmic Distance Ladder)从而带来系统误差的缺陷^[5]. 如果有方法同时得到引力波源的红移信息, 那么该引力波暴就可以作为“标准汽笛”(Standard Siren)来研究宇宙的膨胀历史, 同时帮助确定各种宇宙学参数, 包括哈勃常数、暗能量状态参数、宇宙各组分能量密度, 甚至用来区分暗能量和修改引力等. 而引力波暴GW170817及其电

磁对应体的观测已经可以独立得到其光度距离和红移信息, 据此人们首次利用标准汽笛对哈勃常数做出了限制, 并检验了该方法的可靠性^[6]. 在本文中, 我们将介绍引力波源作为标准汽笛的基本原理, 包括利用引力波观测测量距离的方法, 确定波源红移的各种方法及其能够达到的精度, 同时讨论第二代和第三代地基引力波探测器, 以及LISA等空间引力波探测器测量宇宙学参数的能力.

2 宇宙中的引力波源与引力波探测器

宇宙中存在着各种各样的引力波源, 不同的波源产生的引力波的频率和振幅千差万别, 因此跟电磁波的探测一样, 人们发展出了不同的方法针对不同频段的引力波信号进行全波段探测^[7,8]. 目前, 针对高频段的引力波源, 国际上主流的方法是利用激光干涉仪引力波探测器进行探测. 例如对于频段在 $(10-10^4)$ Hz的引力波源, 主要是通过各种地基的激光干涉仪进行探测: 包括第一代的探测器, 如LIGO (The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), Virgo, GEO, TAMA等, 已经结束使命. 目前正在运行的是第二代探测器, 包括美国的两个AdvLIGO, 欧洲的AdvVirgo, 以及正在建设的包括日本的KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector)和印度的LIGO-India. 预计在未来几年内也会陆续投入使用. 正是通过第二代的AdvLIGO和AdvVirgo的观测, 人们首次发现了双黑洞和双中子星并合产生的引力波辐射, 从而开启了引力波天文学的新时代. 与此同时, 国际上第三代地面引力波天文台也在设计之中, 预计2030年左右可以投入运行. 目前主要的两个方案分别是欧洲的ET^[9]和美国的CE^[10]. 其中前者主要由六条臂长为10 km的迈克耳逊干涉连成两个正三角形结构, 因此该方案实际上是由三个探测器组成. 其噪音功率预计将比二代探测器减小两个量级以上, 而且其低频截至频率也将延伸到1 Hz左右, 将大大提高引力波的可探测时标, 以及提高探测器的定位能力. 而后者将保持探测器的“L”型结构, 但是臂长将在第二代探测器的基础上延长到40 km左右, 而噪音也将比ET在100 Hz左右的频段有所提高, 但是低频截

断只有 5 Hz 左右. 根据计算, ET 预将能够探测到红移 $z \sim 2$ 左右的双子星并合事件, 而 CE 的探测深度将更高. 而二者对双黑洞并合的探测深度则有可能达到 $z \sim 8$ 左右. 因此第三代地基引力波探测器预计将揭开引力波宇宙学的新时代, 极大地丰富人们对高红移宇宙的认识.

针对频率略低的引力波源 ($10^{-4} - 10^0$ Hz), 人们发展了空间的引力波探测器, 目前发展比较成熟的是 LISA (Laser Interferometer Space Antenna) 计划^[11], 预计将在 2034 年左右发射. 该计划将在地球的绕日轨道上发射三颗卫星, 组成三角形结构. 卫星之间通过激光来联系组成空间的激光干涉仪引力波天文台. 相对于地基的干涉仪, LISA 的臂长将达到百万公里的量级, 因此可以探测到更低频的引力波信号. 与此同时, 我国的天琴计划和太极计划也在顺利实施, 预计也将于 2030 年左右发射. 空间的引力波天文台, 其观测对象与地基的完全不同, 主要包括大质量双黑洞的并合, 极端质量比的双黑洞并合, 宇宙弦的引力辐射, 早期宇宙相变的引力辐射等. 因此, 人们期待空间的引力波天文台将为我们打开引力波天文学的全新领域. 本文中, 我们主要关注 LISA 对大质量双黑洞的观测以及宇宙学应用. 与此同时, 人们还提出了更长远空间引力波天文台方案, 主要包括美国的 BBO (Big Bang Observer) 和日本 DECIGO (Deci-hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory), 其敏感频段主要在 ($10^{-3} - 10^4$) Hz, 特别是集中在 (0.1, 1) Hz 左右, 从而与 LISA 和 LIGO 形成互补. 在图 1 中, 我们画出了第一代 (LIGO), 第二代 (AdvLIGO), 第三代 (ET) 的地基引力波探测器, 以及空间引力波探测器 LISA 和 BBO 的噪音曲线和敏感频段. 作为比较, 我们同时做出了作为地基干涉仪和 BBO 等主要观测目标的双中子星并合的引力波振幅. 注意, 与电磁波观测不同, 引力波观测主要是测量引力波的振幅而非能流, 因此仪器噪音降低一个量级, 可探测的波源数目将增加三个量级.

能够作为“标准汽笛”的引力波源目前主要是致密双星的并合事件, 包括双中子星的并合, 中子星-黑洞双星的并合, 以及双黑洞的并合. 其中地基的引力波探测器主要通过观测双中子星, 太阳质量双黑

洞, 以及中子星-黑洞双星的并合, 而空间的 LISA 等则主要是通过观测大质量双黑洞的并合. 对于这类致密双星并合的引力辐射, 人们已经发展了各种理论模型来很好地对其进行描述^[7]. 当双星距离较远, 星体的运动速度未达到相对论速度, 双星的公转轨道由于引力波辐射造成的衰减比较慢时, 后牛顿近似可以很好地描述其引力辐射, 该阶段被称为旋进 (Inspiral) 阶段. 但是在绕转阶段的晚期和并合时期, 通常统称为并合 (Merge) 阶段, 引力场非常强, 这时后牛顿近似失效, 因此一般采用数值相对论的方法来求解. 在双星最后并合成黑洞之后, 需要通过引力辐射将多余的自由度辐射掉而变成一个稳态的黑洞, 这个阶段通常被称为铃宕 (Ringdown) 阶段, 其辐射的引力波可以用黑洞振荡的准正则模式 (Quasinormal Mode) 来解析描述. 因此, 一个双星并合事件的引力辐射模板是由三部分有效叠加而成的, 这对引力波信号的搜寻非常重要. 目前, AdvLIGO 和 AdvVirgo 已经观测到五例双黑洞并合事件, 分别是 GW150914, GW151226, GW170104, GW170814, LVT151012. 据此, 人们得到的双黑洞并合的事件率为 $(12 - 213)/\text{Gpc}^3/\text{year}$ ^[12]. 根据图 2, 我们得到在 $z < 0.1$ 的红移区间内, 每年的事件率为

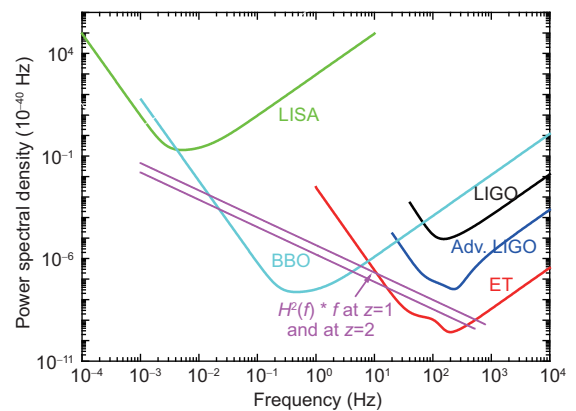


图 1 (网络版彩图) 地基的引力波探测器 (LIGO, AdvLIGO, ET) 和空间的引力波探测器 (LISA, BBO) 的噪音功率谱曲线. 作为对比, 我们同时画出了红移 $z = 1$ 和 $z = 2$ 处的双中子星并合的引力波辐射的振幅曲线

Figure 1 (Color online) This figure shows the noise power spectra of ground based gravitational-wave detectors (LIGO, AdvLIGO, ET) and the space-based detectors (LISA, BBO). For comparison, we also plot the signal spectra caused by the coalescence of binary neutron stars at redshift $z = 1$ and $z = 2$, respectively.

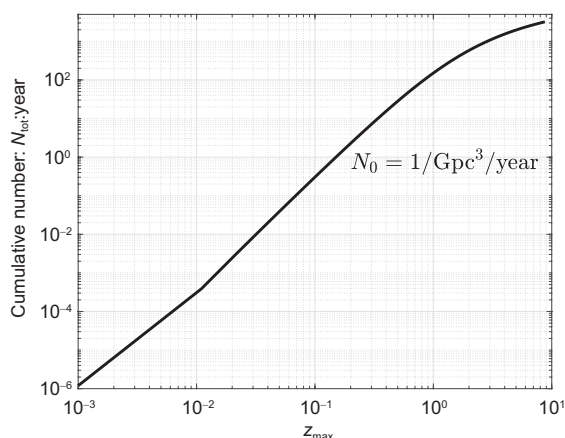


图 2 致密双星每年的累计并合率随红移 $z_{\max}$ 的变化关系, 注意这里我们选择归一化因子为 $N_0 = 1/\text{Gpc}^3/\text{year}$

Figure 2 The normalized coalescence rate of compact binaries per year as a function of $z_{\max}$. Note that, we have normalized the curve with the factor $N_0 = 1/\text{Gpc}^3/\text{year}$.

($3.7 - 66.5$)/year, 而在 $z < 2$ 的红移区间内, 每年的事件率为($6.9 \times 10^3 - 1.2 \times 10^5$)/year. 目前, 双中子并合事件目前只观测到一例, 即GW170817, 但是该源距离地球非常近, 红移仅为 $z = 0.01$ [4]. 据此得到的双中子星并合的事件率为($320 - 4720$)/Gpc³/year [4], 为双黑洞事件率的20倍左右. 根据图 2, 我们得到在 $z < 0.1$ 的红移区间内, 每年的事件率为($1.0 \times 10^2 - 1.5 \times 10^3$)/year, 而在 $z < 2$ 的红移区间内, 每年的事件率为($1.8 \times 10^5 - 2.7 \times 10^6$)/year. 对于中子星-黑洞的并合事件, 虽然目前还没有观测到, 但是理论估计事件率应该在上述两类事件之间. 因此我们发现, 考虑第三代引力波探测器, 每年的致密双星并合事件预计将达到数十万, 甚至百万的量级, 这就使得大样本的统计分析成为可能.

无论从星系形成的理论模型, 还是从目前对双黑洞的观测来说, 大质量黑洞在宇宙学尺度上的演化与并合都是不可避免的, 这是未来的空间引力波探测器(如LISA等)最主要的观测对象. 但是目前对该类并合事件的发生率的估算还有较大的不确定性, 这其中涉及很多非常复杂的物理过程. Klein等人 [11] 通过半解析方法认真研究了在不同的星系演化绘景中, 大质量双黑洞并合的事件发生率. 对于大质量黑洞的形成, 考虑三种不同的模型: 第一种是“轻种子”模型(即popIII模型), 认为超大质量

黑洞起源于popIII 恒星演化的遗迹; 第二种是“重种子”模型(即Q3d模型), 认为质量为 $10^5 M_\odot$ 的超大质量黑洞在宇宙早期($z \approx 15 - 20$) 已经形成了, 其形成的原因可能是星系碰撞或别的因素, 在该模型中考虑到大质量黑洞的并合与星系并合之间的时间延迟效应; 而第三种模型(即Q3nod 模型)与第二种模型几乎一样, 但是忽略了所谓的延迟效应. 通过半解析计算发现, 在popIII模型中, 对LISA来说, 在五年的运行时间内, 可探测到的大质量黑洞的并合事件为660例左右; 在Q3d模型中总事件率为40例; 而在Q3nod模型中则总事件为596例左右. 可见, 未来LISA等空间探测器预计可以探测到几十, 乃至数百个大质量双黑洞的并合事件, 为研究宇宙学, 特别是高红移宇宙演化提供可贵的观测样本.

3 引力波源作为宇宙探针

与Ia型超新星(SNIa)可以作为宇宙学标准烛光一样, 引力波源要能够作为“标准汽笛”来研究宇宙膨胀历史, 需要能够独立测出该引力波事件的距离和红移信息. 为此, 人们已经发展出了各种不同的方法来实现对距离和红移的测量. 在本章中, 我们将分别介绍针对引力波事件的距离测量和红移测量.

3.1 确定波源的距离

3.1.1 利用引力波波型

早在1986年, Schutz [5] 就发现: 通过观测致密双星并合的引力波波形可以独立测量该引力波爆发源的光度距离. 该方法的基本原理如下: 引力波振幅依赖于波源的啁啾质量(Chirp Mass, 双星质量的组合)和光度距离. 但同时, 质量又可以被引力波信号的相位测量精确确定, 因而只要同时测量到波源的振幅和相位信息就可以得到波源的光度距离. 需要指出的是, 这种测距方法成功避免了一般宇宙学测距所依赖的宇宙距离阶梯, 从而避免了由此带来的各种系统误差. 这是目前人们主要讨论的引力波源测距方法.

数学上, 引力波通常用张量 $h_{\alpha\beta}$ 来描述. 在广义相对论中, 考虑横向无迹规范, 引力波包含两个独立

的极化分量 h_+ 和 $h_\times$. 对于一个引力波探测器, 其可观测量是两个极化分量的线性组合, 即

$$h(t) = F_+(\theta, \phi, \psi)h_+(t) + F_\times(\theta, \phi, \psi)h_\times(t), \quad (1)$$

其中 F_+ 和 $F_\times$ 是探测器的响应函数, 依赖于引力波的极化角 ψ 和波源在天球上的方位角 (θ, ϕ) . 对于由多个探测器组成的探测器网络, 它们还依赖于每个探测器在地球上的位置、指向、两臂之间的张角、以及事件爆发时刻以及持续时间等, 因此一般来说, 响应函数还是时间的函数^[13].

考虑一个并合的致密双星系统, 其光度距离为 d_L , 双星质量分别为 m_1 和 m_2 . 总质量记为 $M = m_1 + m_2$, 质量比为 $\eta = m_1 m_2 / M^2$. 我们定义啁啾质量为 $\mathcal{M}_c = M\eta^{3/5}$. 对于宇宙学距离上的波源, 进入引力波波形的量是所谓的观测啁啾质量, 它跟物理啁啾质量的关系为: $\mathcal{M}_{c, \text{obs}} = (1+z)\mathcal{M}_{c, \text{phys}}$. 下面的讨论中, 我们将用 $\mathcal{M}_{c, \text{obs}}$ 表示观测啁啾质量. 考虑最低阶近似的引力波振幅, 在旋进阶段, 引力波的两个极化分量可以写为^[14]

$$h_+(t) = 2\mathcal{M}_c^{5/3} d_L^{-1} (1 + \cos^2 \iota) \omega^{2/3} (t_0 - t) \times \cos[2\Phi(t_0 - t; M, \eta) + \Phi_0], \quad (2)$$

$$h_\times(t) = 4\mathcal{M}_c^{5/3} d_L^{-1} \cos \iota \omega^{2/3} (t_0 - t) \times \sin[2\Phi(t_0 - t; M, \eta) + \Phi_0], \quad (3)$$

其中 ι 是双星轨道平面相对视线方向倾角, $\omega(t_0 - t)$ 是等效单体系统沿系统质心运动的角速度, $\Phi(t_0; M, \eta)$ 是相应的轨道相位. 其中常数 t_0 和 Φ_0 是双星并合的时间和并合时的相位角. 这里未考虑双星自旋的影响, 并假设公转轨道是近圆轨道. 其中相位角 Φ 可以用后牛顿方法来计算, 目前已经计算到了3.5阶后牛顿项. 在旋进阶段, 双星公转周期的变换率是可以忽略的, 因此一般采用稳相近似(Stationary Phase Approximation)对引力波波形进行傅里叶展开, 其傅里叶分量为

$$H(f) = A f^{-7/6} \exp[i(2\pi f t_0 - \pi/4 + 2\psi(f/2) - \varphi_{(2,0)})], \quad (4)$$

其中傅里叶振幅为

$$A = \frac{1}{d_L} \sqrt{F_+^2 (1 + \cos^2 \iota)^2 + F_\times^2 \cos^2 \iota} \sqrt{\frac{5\pi}{96}} \pi^{7/6} \mathcal{M}_c^{5/6}. \quad (5)$$

而函数 ψ 和 $\varphi_{(2,0)}$ 分别为

$$\psi(f) = -\psi_0 + \frac{3}{256\eta} \sum_{i=0}^7 \psi_i (2\pi M f)^{(i-5)/3}, \quad (6)$$

$$\varphi_{(2,0)} = \tan^{-1} \left(-\frac{2 \cos \iota F_\times}{(1 + \cos^2 \iota) F_+} \right). \quad (7)$$

注意, 该近似的高频截断一般选在 $f_{\text{upper}} = 2f_{\text{LSO}}$, 其中最小稳定轨道频率为 $f_{\text{LSO}} = 1/(6^{3/2} 2\pi M_{\text{obs}})$.

从公式(4)可以看出, 引力波波形 $H(f)$ 依赖于九个独立参数 $(\mathcal{M}_c, \eta, d_L, \theta, \phi, \psi, \iota, t_0, \psi_0)$. 因此通过分析引力波的九参数模型, 如Fisher矩阵方法或者蒙特卡罗方法, 可以得到对这九个模型参数的限制. 通过边缘化的其他参数可以得到对光度距离 d_L 的限制, 这是引力波源可以作为标准汽笛的根本原因. 这里需要指出的是, 这九个模型参数之间存在着耦合, 特别是距离参数 d_L 和倾角参数 ι 之间的耦合比较强, 因此如果有别的途径能够预先确定波源的倾角, 将大大提高对距离参数 d_L 的限制能力^[15, 16]. 例如, 如果能够观测到双中子星并合产生的 γ 射线暴, 由于该射线暴一般认为是集中在 ι 很小的范围内, 因此不但可以确定波源的方位角 (θ, ϕ) , 而且还可以确定另外两个角度 (ι, ψ) , 这样就可以大大减小 d_L 的测量误差^[16].

3.1.2 利用强引力透镜效应

最近, Liao等人^[17]提出了一种新的方法来对引力波源进行测距. 其核心思想如下: 假设某个引力波源产生的引力波传到探测器的途中, 存在强引力透镜效应(如大质量星系或者星系团作为透镜源), 则可以产生多个引力波像, 并且不同像之间存在时间延迟. 该时间延迟包括两种效应, 其一是几何效应, 其二是Shapiro时间延迟效应. 因此只要能够测量到不同像之间的到达时间差异, 就可以反推出引力波源的距离信息, 这就提供了一种新的对引力波源进行测距的方法. 与其他方法不同, 这种方法的优点在于, 距离测量不依赖于引力波振幅测量, 因此避免了系统校准带来的不确定性问题. 该方法不但可以应用到致密双星的并合事件, 而且可以应用到诸如超新星爆发等其他的引力波爆发事件.

具体的, 根据强引力透镜理论计算可以得到不同像之间的到达时间差异

$$\Delta t_{i,j} = \frac{D_{\Delta t}(1+z_d)}{c} \Delta \phi_{i,j}, \quad (8)$$

其中 $\Delta t_{i,j}$ 是两个像 i 和 j 的到达时间差, $\Delta \phi_{i,j} = [(\tilde{\theta}_i - \beta)^2/2 - \tilde{\psi}(\tilde{\theta}_i) - (\tilde{\theta}_j - \beta)^2/2 + \tilde{\psi}(\tilde{\theta}_j)]$ 是位于不同的方位 $\tilde{\theta}_i$ 和 $\tilde{\theta}_j$ 的像的费马势能(Fermat Potentials)的差异, 而 β 代表波源的空间方位. ψ 表示两维的透镜引力势能, 它依赖于临界密度 $\Sigma = c^2 D_s / (4\pi G D_d D_{ds})$, 其中 D_s , D_d , D_{ds} 分别是红移为 z_d 的透镜源, 红移为 z_s 的引力波源以及二者之间的角半径距离. 在实际观测中, 对于一个给定的强引力透镜的引力波事件, $\Delta t_{i,j}$, z_s , z_d , $\Delta \phi_{i,j}$ 都可以通过引力波及其电磁对应体观测得到, 因此由上述公式可以得到所谓的时间延迟距离 $D_{\Delta t}$. 而理论上该量由下式给出:

$$D_{\Delta t} = \frac{D_d(z_d) D_s(z_s)}{D_{ds}(z_d, z_s)}. \quad (9)$$

因此, 通过对 $D_{\Delta t}$ 的观测实际上就等价于对三个角半径距离组合的观测, 从而反过来限制宇宙演化模型, 这就是该方法的核心思想. 而在文章[17]中, 作者也对事件率做出了估计: 考虑第三代引力波探测器(如ET), 每年的事件率将达到50–100例, 从而可以对哈勃常数等宇宙学参数做出精确限制. 据估计, 如果能观测到10例这样的事件, 就可以把哈勃常数限制到0.7%的水平, 这已经高于目前传统的光学方法的限制水平.

3.2 确定波源的红移

作为标准汽笛, 必须能够独立测量引力波源的红移信息. 但是从上述两种方法来看, 后一种方法并不包含独立测量波源红移的机制. 前一种方法主要依赖引力波的波形, 但是致密双星的引力波波形并不直接依赖于红移 z , 它的信息只是包含在观测啁啾质量 $M_{c,obs} = (1+z)M_{c,phys}$ 中, 因此红移与波源的质量是完全简并的. 单纯从引力波观测难以得到波源的红移信息. 为了解决这个问题, 人们已经发展了各种不同的办法来提取引力波源的红移信息. 在本节中, 我们将集中介绍下面6种方法.

3.2.1 利用电磁对应体

一般情况下, 引力波爆发源的红移信息需要通过对其电磁对应体的观测而得到. 例如对于双中子星并合或者中子星-黑洞并合事件, 在引力波爆发的同时或者之后会同时伴随大量的电磁辐射, 如果能够通过对应的电磁手段测量到其中(如 γ 射线余辉中)的原子谱线就可以确定其红移[18]. 例如引力波事件GW170817就是通过光学认证, 找到其宿主星系NGC4993, 从而测出了红移(或等效的退行速度)[6]. 从GW170817的观测来看, 该类引力波暴的电磁对应体是非常丰富的, 覆盖了从 γ 波段到射电波段的全部电磁波段[19]: 在双星并合后2 s, Fermi/GBM 和INTEGRAL 发现了其 γ 射线暴GRB170817A. 随后在0.47–18.5 d也在光学、近红外和紫外波段发现了其电磁对应体SSS17a(又命名为DLT17ck或者AT2017gfo). 在引力波暴后第9 d发现了X射线爆发, 16 d后发现了射电爆发. 这里我们主要关注光学和近红外的电磁对应体. 当两个中子星并合, 将有约(10^{-3} – 10^{-2}) $M_\odot$ 的中子星物质被抛射到宇宙空间形成星系介质. 在抛射物质中, 将发生快中子俘获的核合成, 即 r -过程, 生成放射性重元素. 之后, 放射性元素衰变产生光学和近红外辐射. 该爆发过程通常称为千新星(Kilonova或Macronova). 对SSS17a的观测人们发现, 在光学和近红外的绝对星等可以达到–15到–16星等(AB星等), 其中光学波段辐射衰减得比较快, 持续两天左右, 而近红外辐射持续时间较长. 由于千新星的光学和近红外辐射是近似各向同性的, 因此原则上对于临近的事件, 都有可能通过光学望远镜对其进行光学认证, 并得到其红移信息. 第二代引力波望远镜阵列预计可以观测到红移 $z < 0.1$ 的绝大多数双中子星并合的引力辐射, 而且其空间的角分辨率预计可以达到10平方度的量级, 这正好对应着许多下一代光学望远镜的视场大小. 这里, 我们以WFST (Wide Field Survey Telescope)望远镜为例来简单论述. WFST是中国科学技术大学和紫金山天文台主导的一台大视场巡天望远镜, 口径为2.5 m, 具有直径3度的大视场(即7平方度), 用于开展大规模快速图像巡天观测的专用天文望远镜, 可以实现3度视场均匀高像质成像. 其

巡天速率为每小时600平方度, 因此3 d可以实现对北天区(约2万平方度)一次巡天. 根据望远镜设计, 短曝光(30 s)图像的极限星等可以达到 $r \sim 23$, 而长曝光可以探测 $r \sim 25$ 的暗天体. 考虑到千新星的绝对星等为 -15 至 -16 等, 加上WFST具有7平方度的大视场, 因此预计可以捕捉到位于北天区的, 并且红移 $z < 0.1$ 的绝大多数双中子星并合的光学对应体.

对于第三代引力波探测器, 其探测深度和空间定位能力将大大提高(如图3所示). 例如对于ET, 预计将可以在高置信度上探测到绝大多数红移 $z < 2$ 的双中子星并合事件, 因此每年的事件率预计将达到数十万乃至数百万的量级. 但是由于 $z > 0.1$ 的千新星比较难以观测, 因此对于这一类源, 其主要的电磁对应体一般认为是短伽玛射线暴(shGRB)及其余辉^[18]. 其红移信息主要依赖于对其光学余辉中的原子谱线观测. 一般认为shGRB是高度成束的, 因此只有小部分引力波暴对应的shGRB可以被观测到, 再加上 γ 暴持续时间较短, 其光学余辉测量有一定困难等因素. 在一般的讨论中, 人们作保守估计, 即通常假设在三年的观测时间内, 预计有约1000例双中子星并合可以找到其电磁对应体并确定红移. 需要指出的是, 对于BBO和DECIGO等空间探测器,

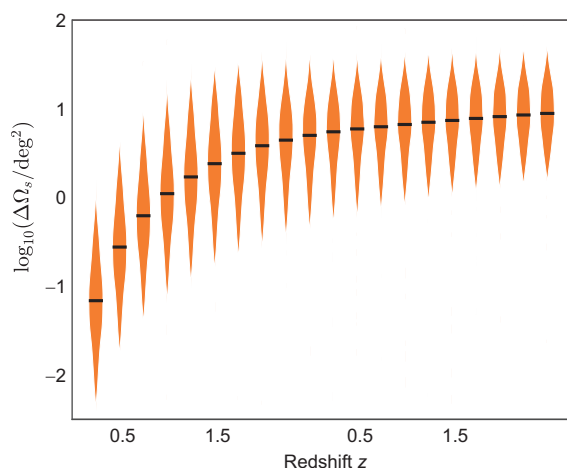


图3 (网络版彩图)第三代引力波探测器网络(包含三个ET, 分别位于美国、欧洲和澳大利亚)对双中子星并合事件的空间定位能力^[13]

Figure 3 (Color online) The localization capability of third-generation gravitational-wave detector network (including three ET-like detectors at the U.S., Europe and Australia) for the gravitational-wave bursts caused by binary neutron-star coalescences^[13].

其空间分辨率相对于地面探测器将大大提高, 达到 $1\text{--}100 \text{ arcsec}^2$, 预期可以直接找到其宿主星系从而确定红移^[20]. 如此, 则可用来作为标准汽笛的引力波源数目将大大提高, 达到数百万的量级.

空间的LISA主要观测的是大质量双黑洞的并合事件, 该事件一般认为会伴随着强烈的电磁爆发, 因此预期也应该存在丰富的电磁对应体. 但是为了能够成功认证电磁对应体并测出红移, 关键在于引力波探测器具有足够灵敏的空间定位能力. 如果其分辨率能够达到10平方度左右, 就可以与LSST (Large Synoptic Survey Telescope), WFST, ELT (Extremely Large Telescope), SKA (Square Kilometre Array)等的视场大小达到一个量级, 从而使得电磁认证, 特别是电磁暂现源认证成为可能. 在实际观测中, 具体有两种不同的情况来确定红移: 其一、如果光学对应体足够亮, 可以被LSST等光学望远镜直接观测到, 则通过直接测量得到引力波源的红移; 其二、如果电磁对应体呈现为射电喷流或闪耀, 则有可能通过SKA探测到其射电信号. 通过射电望远镜极高的空间角分辨率锁定其宿主星系, 其红移可以通过光学望远镜对星系的光谱或成像观测来得到^[21]. 在文章^[11]中, 作者对可以确定红移的大质量双黑洞并合的事件率作了估计, 发现如果考虑LISA五年的观测时间, 预计可能有约(1–450)例事件, 具体数目依赖于LISA最终的设计方案和大质量双黑洞的形成机制.

3.2.2 利用宿主星系或宿主星系团的红移分布

对于大量的无法通过光学认证来确定红移的引力波源(如太阳质量双黑洞并合, 高红移的太阳质量致密双星并合, 大质量双黑洞并合等), 也可以仅仅通过引力波观测确定其空间方位. 在该方位角内可能存在几个, 甚至数百个星系或者星系团, 每一个星系的红移都可以通过光学观测得到, 因此分析这些星系的红移可以得到一个红移分布函数, 作为引力波源红移的概率分布. 考虑该红移分布, 以及引力波观测得到的关于波源距离的限制, 该引力波源也可以作为标准汽笛来限制宇宙学. 在文献^[22, 23]中, 作者发现考虑LISA的观测以及宿主星系或宿主星系

团的红移分布, 可以将哈勃常数限制到1%的精度, 或者将暗能量的状态参数限制到4%–8%的精度. 在文献[24]中, 作者利用类似的方法考虑二代地基的引力波探测器网络, 发现若50个引力波事件被探测到, 则可以将哈勃常数确定在百分之几的精度.

3.2.3 利用致密双星的红移分布函数

最近, 在文章[25]中作者提出了一种新的方法. 在该方法中, 对宇宙学参数的估算只需要考虑引力波源的距离测量及其误差. 而波源的红移信息, 则考虑星族合成模型计算得到的致密双星的在不同红移处的并合率而得到关于引力波源红移的分布函数. 这样, 对于第三代引力波探测器, 如单个的ET, 即使无法进行波源的定位, 也可以用来对宇宙学参数进行限制. 同时, 该方法与上述第二种方法类似, 可以适用于任何类型的引力波源, 而不仅仅局限于双中子星并合. 因此, 每年的事件率在三代探测器时代可以达到 10^3 – 10^7 , 而事件红移范围可以达到 $z \sim 17$.

具体的, 考虑宇宙学参数 $\vec{\Omega} = (H_0, \Omega_m)$, 其中 H_0 是哈勃常数, Ω_m 是物质密度参数, D_i 代表利用引力波探测器测得的第 i 个引力波源的距离, z_i 表示其红移. 则宇宙学参数的概率分布函数可以表示为

$$P(\vec{\Omega}|\vec{D}) = \prod_{i=1}^n \int_0^{z_{\max}} P(\vec{\Omega}, z_i|D_i) dz_i, \quad (10)$$

其中,

$$P(\vec{\Omega}, z_i|D_i) \propto P(D_i|\vec{\Omega}, z_i)P(z_i|\vec{\Omega}). \quad (11)$$

这里 $P(D_i|\vec{\Omega}, z_i)$ 是观测数据的似然函数, 可以通过理论计算得到. 而 $P(z_i|\vec{\Omega})$ 则是关于波源红移的分布函数, 需要理论上作先验假设, 在实际计算中可以通过星族合成模型数值计算得到. 通过数值模拟, 作者发现: 考虑ET探测器, 如果有 10^5 个波源的距离测量达到10%的精度, 则可以将哈勃常数的误差限制达到1%的水平.

3.2.4 利用潮汐效应对引力波相位的修正

引力波波形测量不能得到红移信息的关键在

于, 无论在振幅还是相位中, 红移和波源质量总是以观测质量的形式出现, 因此红移与质量是完全简并的. 但是对于某一致密双星并合事件, 如果其中有一个天体不是黑洞(即它可以是中子星、白矮星, 甚至主序星), 则在双星距离很近时, 潮汐撕裂效应就变得非常明显, 因此该天体会发生形变, 从而带来新的四极矩. 该潮汐效应会改变引力波波形的相位. 有趣的是, 该修正依赖于星体的物理质量而非观测质量[26]. 因此, 如果能够观测到该相位修正项, 则可以打破红移与物理质量之间的简并, 从而得到波源的红移信息. 在文章[27]中, 作者首次对这种确定红移的方法进行了定量分析, 而在文章[28]中则利用该方法首次对宇宙学参数限制作了预研. 该方法的缺点在于, 相位的潮汐修正依赖于中子星的物态方程, 而该方程目前还不是非常清楚.

考虑双中子星并合事件, 如果不考虑潮汐效应, 则傅里叶空间中的波形可以写为公式(4)的形式. 如果考虑潮汐效应, 并且只考虑最低阶近似, 则该表达式的相位多出了如下的项:

$$\psi_{\text{tide}} = \sum_{a=1,2} \frac{3\lambda_a}{128\eta} \left[-\frac{24}{\chi_a} \left(1 + \frac{11\eta}{\chi_a} \right) \frac{x^{5/2}}{M^5} - \frac{5}{28\chi_a} \times (3179 - 919\chi_a - 2286\chi_a^2 + 260\chi_a^3) \frac{x^{7/2}}{M^5} \right], \quad (12)$$

其中后牛顿参数 $x = (\pi M f)^{2/3}$, $a = 1, 2$ 分别代表两个中子星, 而 $\chi_a = m_a/M$. 参数 $\lambda = (2/3)R_{\text{ns}}^5 k_2$ 描述了外部潮汐场引起的四极矩的强度, 它依赖于中子星半径 R_{ns} 和中子星物态方程的潮汐参数(Love Number) k_2 . 注意, 这里的质量 m_a 和 M 都指的是物理质量而非观测质量. 因此, 如果考虑潮汐效应对相位的修正, 可以打破质量与红移的简并而单独利用引力波观测确定波源的红移. 虽然该效应属于五阶后牛顿修正, 但是由于其系数比较大, 对于中子星约为 $O(R_{\text{ns}}/M)^5 \sim 10^5$, 因此修正项的大小可以达到一般3.5阶甚至3阶后牛顿修正项的量级. 在文章[27]中, 作者发现对于红移 $z < 1$ 的波源, 利用该方法, ET探测器可以将波源红移限制到8%–40%的精度, 而对 $1 < z < 4$ 的波源, 其红移精度则为9%–65%.

利用潮汐效应打破质量与红移之间的简并, 也

可以应用到双星并合后铃宕阶段的引力波波形, 该想法最近在文献[29]中被详细讨论. 其基本想法如下: 当两个中子星并合后在很短时间内形成一个超重中子星(Hypermassive Neutron Star). 该中子星发生条形形变并持续不到一秒的时间, 然后坍塌形成黑洞, 同时辐射具有特征频段的引力波. 该特征频率依赖于系统总的物理质量. 在文章中, 通过数值模拟, 作者发现该频率可以近似用关于物理质量的多项式函数拟合, 因此可以打破质量与红移之间的简并. 通过模拟ET的观测数据发现, 对于红移 $z < 0.04$ 的引力波源, 该方法可以将波源的红移限制在10%–20%的精度.

3.2.5 利用中子星质量分布函数

对于双中子星并合系统, 如果预先知道中子星物理质量, 则可以直接通过引力波观测得到的观测质量和物理质量的差别得到引力波源的红移信息. 那么, 目前中子星的理论和观测是否能够提供关于中子星质量的确定信息呢? 近年来, 大量近邻的中子星质量被观测得到了, 发现呈现多峰分布, 这反映了中子星不同形成机制带来的差别. 但是, 针对双中子星系统, 观测表明其中子星质量成近似高斯分布, 如文献[30]中作者发现双中子星系统中中子星的质量平均值为 $\sim 1.34M_{\odot}$, 方差为 $\sim 0.06M_{\odot}$, 即呈现出尖峰分布结构. 另外从理论角度来看, 星族合成理论也预言, 位于双中子星系统中的中子星质量呈尖峰分布, 其峰值应该在 $1.3M_{\odot}$ 左右, 该分布可以用高斯函数来近似. 而如果考虑宇宙学红移, 则通过引力波波型分析测量到的中子星质量必然偏离高斯分布, 因此与物理质量分布是有明显区别的. 在文献[31]中, 作者假设中子星质量满足某个高斯分布, 将其分布的峰值和方差设为可变量, 通过贝叶斯分析, 可以同时限制宇宙学参数和中子星的质量分布函数. 这种方法也避免了需要测量到双中子星并合所需要的电磁对应体观测. 分析发现, 对于第二代引力波探测器, 如果能够观测到100例双中子星并合事件, 则可以将哈勃常数限制到10%的精度, 同时将中子星质量分布的峰值误差现在到 $0.012M_{\odot}$, 而高斯分布的高斯偏差的精度则可以达到 $0.07M_{\odot}$. 如果

考虑第三代引力波探测器ET, 在文献[32]中, 作者考虑 10^5 个引力波事件, 发现对暗能量的探测能力将可以达到未来光学方法一样的精度.

3.2.6 利用宇宙演化导致的引力波相位修正

对于致密双星并合的引力辐射, 如前所述, 其引力波的傅里叶分量可以表示为公式(4)的形式. 在该近似中未考虑宇宙加(减)速膨胀所带来的高阶修正. 事实上, 在标准宇宙学模型中计算光子或引力子在宇宙中的传播方程并考虑到二阶项, 则同一事件的时间间隔 Δt_e 和观测到的时间间隔 Δt_o 之间的关系为[33]

$$\Delta t_o = \Delta T + X(z)\Delta T, \quad (13)$$

其中 z 为事件发生时的宇宙学红移, $\Delta T = (1+z)\Delta t_e$, 而

$$X(z) = \frac{1}{2} \left(H_0 - \frac{H(z)}{1+z} \right), \quad (14)$$

这里 H_0 为哈勃常数, 而 $H(z)$ 为红移 z 处的哈勃参数. 可见, 函数关系 $X(z)$ 直接依赖于宇宙学模型.

如果考虑到该效应, 则公式(4)的相位将带来新的修正项, 被称为宇宙加速膨胀带来的引力波相位调制[33]

$$\psi_{\text{acc}} = -\frac{25}{32768} X(z) M (\pi M f)^{-13/3}. \quad (15)$$

注意, 这里的质量 M 仍然是观测总质量. 因此, 对于某一双星并合的引力波爆发事件, 原则上通过观测引力波波型可以独立得到该波源的光度距离 d_L 和函数 $X(z)$. 因此, 可以利用 $d_L - X$ 的关系, 而非 $d_L - z$ 关系, 来限制宇宙学模型.

从表达式(15)可以看出该效应属于4阶后牛顿修正, 因此观测起来比较困难, 只有对于信噪比较高, 引力波暴数目比较大时才可以作为比较好的宇宙探针. 因此, 一般认为该方法并不适用于地面激光干涉仪(如LIGO)和类似于LISA这样的空间激光干涉仪. 在文献[33, 34]中, 讨论了BBO和DECIGO等空间的激光干涉仪, 针对 10^6 个双中子星并合的引力波事件, 作者发现可以将暗能量的状态参数限制到10%的精度.

4 宇宙学参数限制

本章将介绍致密双星并合的引力波源作为“标准汽笛”, 对宇宙学参数的限制能力. 我们分别讨论地基的激光干涉仪引力波天文台(包括第二代和第三代探测器), 和空间的激光干涉仪引力波探测器(包括LISA, BBO, DECIGO等), 对哈勃常数, 暗能量, 修改引力等的限制能力, 并与传统的电磁方法进行比较.

4.1 地基的激光干涉仪阵列

4.1.1 第二代地基引力波探测器时代

第二代地基的引力波探测器主要包括目前正在运行的AdvLIGO两个探测器和AdvVirgo探测器, 以及未来准备运行的KAGRA和LIGO-India, 五个探测器组成的探测器网络. 针对双中子星并合的引力波事件, 这些探测器能够探测到红移 $z \leq 0.1$ 的临近波源. 由于双中子星并合以及中子星-黑洞并合伴随着丰富的电磁辐射, 而且对于这些临近源, 其电磁(特别是可见光波段)的辐射完全可以被目前以及未来的望远镜观测到, 因而可以作为“标准汽笛”来研究宇宙膨胀历史. 在该红移范围内, 描述宇宙学红移和光度距离关系的哈勃定律近似成立, 因此这部分引力波源的观测提供了新的途径来测量哈勃常数. 需要指出的是, 目前一般的测量哈勃常数的方法大致分为两类: 一类是利用临近的SNIa, 例如分析SHoES中超新星的观测数据得到的关于哈勃常数的限制为 $H_0 = (73.24 \pm 1.74) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, 该方法的特点在于, 测量不依赖于其他宇宙学参数的选择, 而是直接拟合哈勃定律, 但是有可能受到各种系统误差的影响; 另一类是利用宇宙微波背景辐射(CMB)中, 温度和极化的扰动功率谱来联合限制宇宙学参数, 包括哈勃常数. 例如, 最近对Planck卫星观测数据的拟合得到的哈勃常数为 $H_0 = (67.74 \pm 0.46) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. 这种方法的系统误差相对较少, 但缺点是对哈勃常数的限制依赖于宇宙学模型的选择. 目前两种方法得到的结果有超过 3σ 的偏差, 这是目前宇宙学面临的难题之一. 造成这种不一致性可能有两种原因: 其一、有可能是

上述两种测量方法中至少一种方法存在未知的系统误差导致测量结果有较大偏差; 其二、可能是由未知的新物理导致的, 如演化的暗能量模型, 或者惰性中微子等. 因此, 引力波对哈勃常数的观测在未来有可能提供新的途径来解决这种不一致性问题.

下面, 我们以GW170817事件为例来介绍第二代引力波探测器对哈勃常数的探测能力^[6]. 如前所述, 在近邻宇宙中哈勃定律是满足的, 即距离 d_L 和哈勃速度(Hubble Flow Velocity, 或称退行速度) v_H 满足线性关系:

$$v_H = H_0 d_L, \quad (16)$$

其比例系数 H_0 即为哈勃常数. 注意, 退行速度 v_H 与宇宙学红移的关系为 $z = v_H/c$. 因此, 只要测到 v_H 和 d_L , 即可得到对哈勃常数的限制. 对于GW170817引力波爆发事件, 其退行速度是通过对宿主星系NGC4993的测量得到的. 由于引力波爆发不久, 人们就通过可见光观测认证了其宿主星系, 该星系相对于CMB静止参考系的运动速度为 $(3327 \pm 72) \text{ km s}^{-1}$, 考虑星系本动速度的影响, 得到的星系退行速度为 $v_H = (3017 \pm 166) \text{ km s}^{-1}$, 等价于宇宙学红移 $z = 0.01006 \pm 0.00055$. 对光度距离 d_L 的测量来自于分析引力波数据, 在模板拟合中, 除了 d_L , 还有多个模型参数(如中子星质量, 初始相位, 并合时间, 系统倾角等), 通过边缘化其他参数得到的距离限制为 $d_L = 43.8^{+2.9}_{-6.9} \text{ Mpc}$, 该误差包含了测量的统计误差、仪器系统误差、距离和倾角之间的耦合. 结合二者可以得到对哈勃常数 H_0 的限制 $H_0 = 70.0^{+12.0}_{-8.0} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. 如图4所示, 该结果与目前的CMB和SNIa的测量结果都是吻合的, 初次显示了引力波源作为标准汽笛来研究宇宙学的可行性. 但是由于引力波事例较少, 因此对哈勃常数的限制仍然比较弱, 目前尚无法达到传统方法的测量精度.

在最近的文章^[35]中, 作者系统分析了二代引力波探测器对哈勃常数的限制能力. 文章中同时考虑了双中子星并合和双黑洞并合两类引力波事件. 为了测量波源的红移, 作者考虑了两种途径, 一种是电磁对应体方法, 与GW170817类似; 另一种是利用宿主星系或宿主星系团的红移分布(如上一章所述).

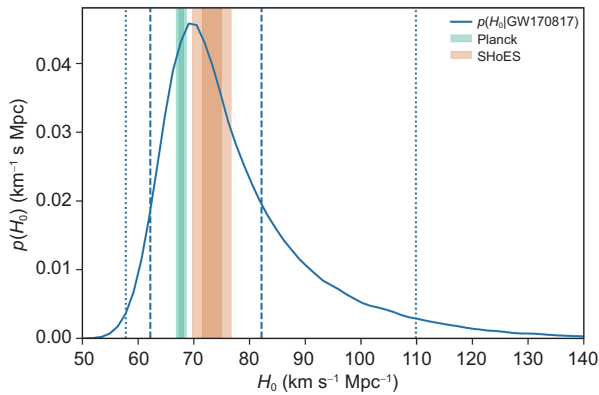


图 4 (网络版彩图)分析GW170817得到的哈勃常数的限制与CMB和超新星的结果进行比较 [6]

Figure 4 (Color online) The constraint of Hubble constant H_0 derived from GW170817 observations compares with those derived from CMB and SNIa observations [6].

分析发现, 如果~10/60/200例双中子星并合事件及其电磁对应体被观测到, 则可以将哈勃常数限制到4%/2%/1%的精度. 考虑到事件率, 作者认为如果第二代探测器达到设计灵敏度并成功运行两年, 有可能将哈勃常数限制到1%的精度, 这已经达到甚至超过了目前传统方法的限制水平.

4.1.2 第三代地基引力波探测器时代

第三代引力波探测器网络, 相对于第二代来说, 其对于近邻的引力波源的定位能力和对距离的限制能力都将大大提高, 前者有利于找到电磁对应体, 而后者则将直接提高对哈勃常数的限制能力. 在文章[13]中, 作者详细讨论了各种可能的三代探测器网络对双中子星并合以及中子星-黑洞并合事例的限制能力. 例如, 考虑三个分别位于美国, 欧洲和澳大利亚的ET组成的探测器网络, 则对 $z = 0.1$ 的双中子星并合事件的距离测量则可以达到10%–1%的精度(见图5). 考虑该红移处100个事例被观测到电磁对应体, 则可以将哈勃常数限制到0.3%的精度.

更重要的是, 三代引力波探测器可以探测到更高红移的引力波爆发事件. 例如对于ET来说, 红移 $z < 2$ 范围内的绝大多数双中子星并合事例都应该被探测到, 而且对于 $z < 1$ 的大多数事例的距离测量精度将达到10%以上, 而二维空间定位也将小

于10平方度(见图3), 因此通过对这些源及其电磁对应体的观测, 可以研究高红移宇宙学: 除了限制哈勃常数之外, 还可以用来研究暗能量的性质, 这也是目前宇宙学研究最重要的课题之一. 如前所述, 对于 $z > 0.1$ 的引力波源, 可观测的电磁对应体预计主要是束状辐射的 γ 射线暴及其余辉. 因此只有极少部分引力波源可以找到其电磁对应体并确定红移. 但是, 对于某个波源, 一旦确认其电磁对应体, 则该源的空间方位, 轨道倾角, 极化角则亦可以确定, 因此引力波观测对距离的测量能力将大大提高. 注意, 对于这些较高红移的引力波源, 其距离误差除了来自仪器噪音带来测量误差, 弱引力透镜带来的测量误差也是不可忽略的, 对于 $z = 1$ 的源, 弱引力透镜约带来5%的距离测量误差[36]. 在图6中, 我们模拟了1000个红移 $z \in (0.1, 2.0)$ 之间的双中子星并合引力波源的光度距离及其误差分布, 这里考虑的第三代引力波探测器包括美国的CE和欧洲的ET, 并假设引力波源在三维宇宙空间中均匀分布.

下面, 我们讨论这些波源对于宇宙学参数的限制. 考虑Robertson-Walker宇宙包含尘埃物质和暗能量. 暗能量的状态参数采用如下形式:

$$w(z) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}, \quad (17)$$

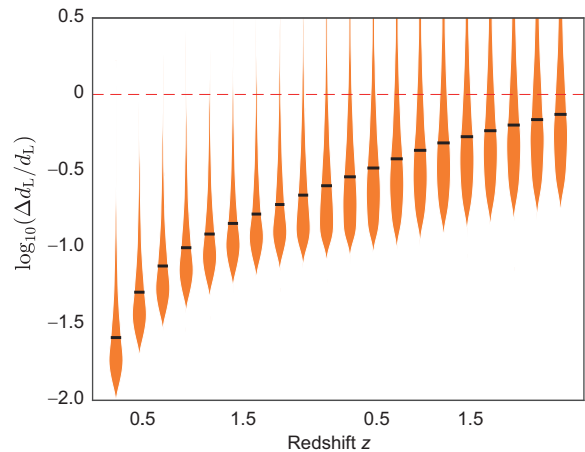


图 5 (网络版彩图)第三代引力波探测器网络(包含三个ET, 分别位于美国、欧洲和澳大利亚)对双中子星并合事件距离测量能力 [13]

Figure 5 (Color online) The distance measurement capability of third-generation gravitational-wave detector network (including three ET-like detectors at the U.S., Europe and Australia) for the gravitational-wave bursts caused by binary neutron-star coalescences [13].

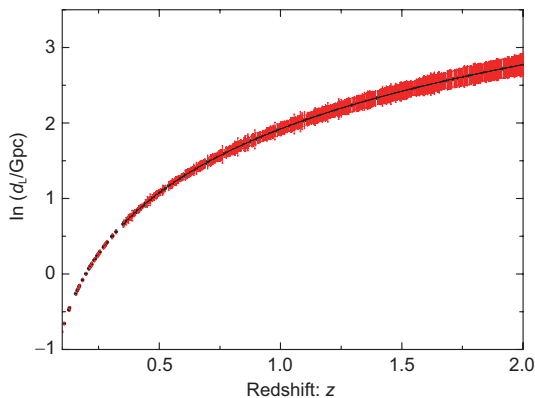


图 6 (网络版彩图)数值模拟得到的1000个双中子星并合引力波暴的光度距离及其误差分布, 这里我们考虑了ET和CE构成的三代探测器网络

Figure 6 (Color online) The distribution of 1000 d_L and the errors of binary neutron-star coalescences. Here we consider third-generation gravitational-wave detector network consisting of ET and CE.

其中 w_0 是现在的状态参数, w_a 描述了状态参数随红移的演化. 对于宇宙学常数模型, 我们有 $w_0 = -1$ 和 $w_a = 0$. 该模型包括五个参数, 分别是 w_0 , w_a , H_0 , Ω_m 和 Ω_k , 其中后两个参数分别为尘埃物质和宇宙曲率等效的能量密度参数. 对给定红移 z , 光度距离 d_L 是这5个参数的函数, 即:

$$d_L(z) = d_L(w_0, w_a, H_0, \Omega_m, \Omega_k; z). \quad (18)$$

原则上, 通过1000个标准汽笛的距离和红移观测可以同时限制这5个宇宙学参数. 但实际上, 在文章[14]中作者发现, 仅仅依靠引力波及其电磁对应体观测无法对任何一个参数进行限制, 其原因在于背景宇宙学参数(H_0 , Ω_m , Ω_k)和暗能量参数(w_0 , w_a)之间存在着很强的简并, 这种简并关系必须依靠其他的观测来打破. 值得指出的是, 该问题对于其他的宇宙学参数限制, 如SNIa 和重子声波振荡(BAO), 也是同样存在的. 在一般的宇宙学研究中, 通常考虑CMB数据来打破这种简并. 文章[14]中发现: 如果考虑联合CMB数据和引力波数据限制宇宙学参数, 实际上近似等价于利用CMB数据来确定背景宇宙学参数(H_0 , Ω_m , Ω_k), 而单独用引力波数据来限制暗能量参数(w_0 , w_a). 因此, 在数据模拟中, 我们只需要考虑利用引力波数据来限制暗能量参数(w_0 , w_a)即可.

在文章[13]中, 作者考虑了各种三代引力波探测器网络对暗能量参数的限制能力. 例如, 考虑ET和CE构成的探测器网络, 1000个双中子星并合事例可以得到如下限制:

$$\Delta w_0 = 0.048, \quad \Delta w_a = 0.28. \quad (19)$$

在图 7 中, 我们给出了不同的三代探测器网络对暗能量参数的限制能力, 并且跟未来的SNIa方法和BAO方法的限制能力作了对比. 注意, 这里的模拟SNIa数据考虑了未来的SNAP (Supernova/Acceleration Probe)计划, 而模拟BAO数据则考虑了未来的JDEM (Joint Dark Energy Mission)计划. 从图中我们发现, 未来的引力波方法对暗能量的限制能力可以达到甚至超过传统的光学方法. 在文章[37]中则采用重构暗能量参数方法研究了引力波标准汽笛对暗能量的限制能力并得到了类似的结论.

4.2 空间的激光干涉仪

4.2.1 LISA时代

与地基的引力波探测器不同, 空间的LISA等引

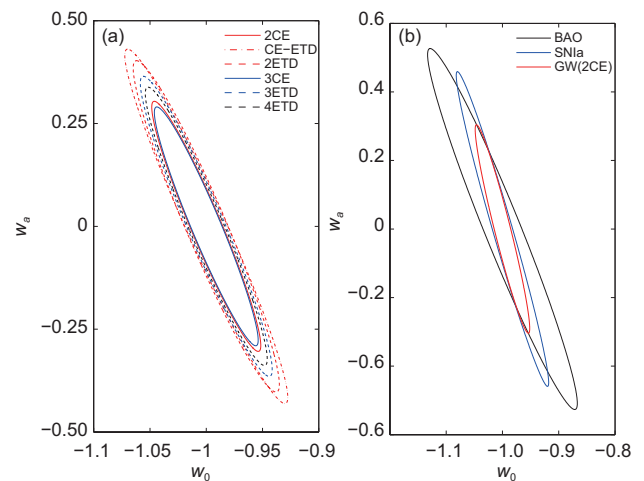


图 7 (网络版彩图) (a) 表示各类三代引力波探测器对暗能量参数的限制能力; (b) 比较了引力波方法和其他传统方法(SNIa和BAO)对暗能量的限制能力. 注意, 对于引力波探测器, 我们都假设了1000个引力波源(详情见参考文献[13])

Figure 7 (Color online) (a) Shows the constraints on equation-of-state of dark energy derived from various third-generation gravitational-wave detector networks; (b) compares the capabilities of gravitational-wave methods and the traditional electromagnetic methods (including SNIa and BAO). Note that, for each case of gravitational-wave methods, we have assumed 1000 sources (see ref. [13] for the details).

力波探测器, 包括我国的天琴和太极计划等, 主要的探测目标是大质量双黑洞的并合. 正因为如此, 利用这些引力波源作为标准汽笛具有如下几个特点: (1) 波源可以延伸到较高红移处, 最高红移可以达到 $z \sim 7$ 甚至以上, 因此为研究高红移处宇宙的演化提供了可能 [11,21]; (2) 相对地基的探测器, 该类波源数目较少, 往往只有几十个, 特别是红移小于 2 的事件率较低, 如果单独依赖该类引力波探测, 对宇宙学参数(特别是暗能量参数)的限制能力非常有限, 因此往往需要考虑跟其他宇宙学探针联合使用 [21]; (3) 由于该类波源的质量较大, 因此高阶后牛顿项的影响非常明显. 考虑这些修正项, 可以大大提高对引力波参数的限制能力 [38]; (4) 由于引力波信号的信噪比往往较高, 最终对波源距离的测量误差往往取决于弱引力透镜带来的误差, 而非仪器噪音带来的测量误差, 因此重构宇宙密度场进而消除弱引力透镜的影响至关重要 [39].

目前, LISA探测器的设计方案还没有最终确定(关于最近的有关LISA的设计方案和噪音曲线可以参考文献[40,41]). 在文献[21], 作者详细讨论了各种不同的设计方案对宇宙学参数的限制能力, 并考虑了各种大质量黑洞形成理论模型的影响. 我们在这里以其中一种比较理想的设计方案为例来介绍: 假设探测器臂长为 5×10^9 m; 低频噪音可以达到探路者噪音水平; 考虑拥有六个探测臂, 等效于两个独立的迈克耳逊干涉仪; 并假设卫星寿命为五年; 该方案被命名为N2A5M5L6 [11]. 对于给定的引力波源, 光度距离的误差来自三个方面, 分别是仪器噪音带来的测量误差, 弱引力透镜和星系本动速度带来的误差. 对于红移测量, 作者假定对于信噪比大于 8, 并且二维空间分辨率小于 10 平方度的源, 可以通过LSST 或者SKA等望远镜来认证其电磁对应体并确定红移, 并将红移可能的测量误差折算到光度距离的测量误差. 三种不同的大质量双黑洞形成模型, 即popIII, Q3d, Q3nod, 理论计算得到可测量的波源数目分别为 42 例, 15 例, 32 例. 如果考虑部分消除引力透镜影响并考虑并合和并合后铃宕阶段引力波的贡献(文中被称为“理想情况”), 则波源数可以提高到 46 例, 31 例, 50 例.

利用Fisher矩阵分析, 得到的宇宙学参数限

制如下: 如果只考虑对哈勃常数的限制, 其他宇宙学参数固定不变, 则得到 $\Delta h = 0.00712$ (popIII), 0.00996 (Q3d), 0.00531 (Q3nod), 这里 $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$; 在理想情况下, 该限制可以略微提高, 即 $\Delta h = 0.00412$ (popIII), 0.00446 (Q3d), 0.00307 (Q3nod). 另一方面, 如果假设其他宇宙学参数不变, 而只限制暗能量参数, 则得到 $\Delta w_0 = 0.253$, $\Delta w_a = 1.32$ (popIII), $\Delta w_0 = 0.584$, $\Delta w_a = 2.78$ (Q3d), $\Delta w_0 = 0.176$, $\Delta w_a = 1.00$ (Q3nod); 在理想情况下, 上述结果分别为 $\Delta w_0 = 0.149$, $\Delta w_a = 0.798$ (popIII), $\Delta w_0 = 0.241$, $\Delta w_a = 1.14$ (Q3d), $\Delta w_0 = 0.101$, $\Delta w_a = 0.544$ (Q3nod). 可见, 相对于三代的地面引力波探测器来说, LISA对暗能量的限制较弱. 在文章[42], 作者发现利用LISA的数据将可以重构暗物质和暗能量的相互作用随红移的演化行为, 即在红移 $z \in (1, 3)$ 范围内可以对相互作用做出比较好的限制. 因此, LISA数据提供了研究高红移宇宙学的可靠途径.

4.2.2 后LISA时代

第二代的空间引力波探测器, 目前讨论较多的包括两个: 分别是美国的BBO和日本的DECIGO. 以BBO为例, 它的敏感频段在 $(0.03 - 3) \text{ Hz}$, 其主要探测目标是在该频段的宇宙原初引力波, 同时通过对该频段太阳质量致密双星并合的观测, 也可以对宇宙学参数进行精确限制. 在之前的文章[20,33,34]中, 作者详细讨论了采用不同的探测方法, 这类探测器对宇宙学参数, 包括哈勃常数, 暗能量等的探测能力. 下面, 我们以文章[20]为例来介绍.

对于双中子星并合事件, 如果探测器的低频截断为 f_{low} , 则该事件从被探测器探测到直到双星并合, 其持续的时长为

$$t = 0.86 \text{ d} \times (2 \text{ Hz} / f_{\text{low}})^{8/3}. \quad (20)$$

可见, 对于某一双中子星并合事件, 原则上BBO可探测的时长可以达到数年, 乃至数十年. 考虑探测器的运动在仪器相应函数上的效应, 可以对引力波源进行精确定位, 因而预计可以通过与星系样本的光学认证找到其宿主星系并得到其红移信息. 因而,

对该类探测器来说, 可以作为标准汽笛的引力波源数目将大大增加, 达到 10^6 的量级, 而且由于较低的仪器噪音和较长的积分时间, 可探测波源的红移分布也将大大拓展, 最高可以探测到 $z \sim 5$ 甚至更高红移. 因此可以极大提高对各种宇宙学参数的探测能力. 在文章[20]中, 作者认为BBO预计可以使哈勃常数的限制达到0.1%的精度. 而对暗能量参数的限制, 则可以达到 $\Delta w_0 \sim 0.01$ 和 $\Delta w_a \sim 0.1$.

5 引力波标准汽笛的其他应用

5.1 区分暗能量和修改引力

为了解释宇宙晚期的加速膨胀, 目前存在两种机制, 一种是认为存在暗能量, 如前文所述, 其关键在于测量暗能量的状态方程及其演化行为; 另一种则是认为广义相对论在大尺度上需要修正, 即所谓的修改引力模型. 如何区分两种观点则是目前宇宙学研究的焦点之一. 而宇宙中的弱引力透镜观测则是目前区分两类模型的主流方法之一. 在文章[20]中, 作者发现如果考虑弱引力透镜对引力波放大效应, 将其作为一个观测量而非噪音, 则该效应携带关于宇宙密度场的信息. 由于ET等三代地基引力波探测器, 或者BBO等空间探测器预计可以测量到大量的双中子星并合事例并精确得到其距离信息, 而通过这些中子星分布可以追踪不同红移处宇宙密度的分布. 因而, 未来的引力波观测则有可能通过该效应的测量重构透镜功率谱. 由于暗能量模型和修改引力模型对宇宙不同红移处密度场分布的预言不同, 因此文章[43]进一步认为, 利用弱引力透镜效应可以区分这两种加速膨胀的解释机制.

5.2 限制暗能量的各向异性

最近通过SNIa测量不同空间方位的宇宙加速膨胀速率发现, 暗能量可能不是均匀各向同性分布, 而是存在偶极结构. 如果该分布被最终证实, 将对标准宇宙学模型提出极大挑战. 而引力波标准汽笛也分布在宇宙空间的不同方位和不同红移处, 因此和超新星类似, 也同样可以用来限制宇宙暗能量可能存在的各向异性. 在文章[44, 45]中, 作者分析

了未来的三代引力波探测器ET, 空间引力波探测器LISA, BBO, DECIGO等的观测, 利用这些波源作为标准汽笛对暗能量各向异性的限制能力, 并发现引力波源不但提供了新的途径来限制模型参数, 而且与超新星数据相比, 其探测能力也极大提高.

5.3 限制宇宙中的中微子质量

与通常的模型参数限制不同, 宇宙学观测数据一般都依赖多个模型参数, 因此必须考虑多参数的联合限制. 在这种情况下, 各种模型参数之间的耦合往往是非常强的. 而不同种类的宇宙学观测数据, 他们对模型参数的依赖行为不同, 因此综合考虑各种观测数据有利于打破参数之间的耦合, 从而提高所有参数的限制精度. 如前所述, 引力波标准汽笛提供了新的途径来研究宇宙学, 这些观测数据对宇宙学模型参数的依赖跟其他观测数据一般是不同的, 因此考虑引力波数据也可以对其他模型参数的限制. 例如, 在最近的文章[46]中作者发现, 如果考虑ET可观测到的1000个引力波源, 结合通常的CMB数据, BAO数据, 超新星数据等, 可以将宇宙中三代中微子总质量的限制提高约10%左右.

5.4 检验宇宙距离对偶关系

在宇宙学中, 距离有多种定义方法, 除了前面提到的光度距离 d_L , 角半径距离(Angular Diameter Distance) d_A 是另外一类经常使用的定义. 在标准宇宙学模型中, 这两种定义之间存在着距离对偶关系 $D_L D_A^{-1} (1+z)^{-2} = 1$. 该对偶关系的成立只依赖于两个条件: (1) 光子在宇宙中走零测地线并且满足真空中的测地线偏离方程; (2) 光子数目在宇宙传播过程中守恒. 因此通过检验该对偶关系可以对上述两条基本假设做出严格检验. 只要能够在同一红移区间内, 独立测量得到角半径距离和光度距离与红移的对应关系, 就可以用来检验距离对偶关系. 前者可以通过BAO, 强引力透镜事件, 或者星系成团性等观测来实现, 而后者则可以通过SNIa, 或者引力波观测来得到. 在文章[47]中, 作者结合引力波模拟数据和强引力透镜数据来限制距离对偶关系, 发现考虑ET的引力波观测数据, 对对偶关系的检验能力可

以达到与传统光学方法同样的精度.

6 结论

LIGO和Virgo引力波探测器发现的一系列引力波爆发事件,特别是双中子星并合产生的GW170817,开启了引力波天文学的新时代.对于地基和空间的激光干涉仪引力波探测器,最重要的波源是致密双星的并合,而这些引力波暴大都发生在宇宙学尺度,因此通过这些波源及其电磁对应体观测提供了研究宇宙学的新途径.本文中,我们介绍了致密双星并合的引力波源作为“标准汽笛”来研究宇宙膨胀历史的基本原理,即需要独立测量波源的距离和红移信息.我们详细介绍了目前文献中提到的两种测量距离的方法和六种测量波源红移的方法,并比较了其优缺点.针对各类地基的引力波探测器和空间引力波探测器,我们介绍了利用引力波源对宇宙学参数和宇宙学模型,特别是哈勃常数和宇宙暗能量状态参数的限制能力.研究发现,以AdvLIGO为代表的第二代地基引力波探测器可

以用来限制哈勃常数,并有可能与目前的光学方法的探测精度达到同一量级;而第三代引力波探测器以及空间引力波探测器则预期可以精确限制暗能量,这些结果显示了引力波源作为宇宙探测的巨大潜力.

最后需要指出的是,除了上述讨论的内容之外,引力波宇宙学还包括多个方面:(1)通过地基和空间的引力波探测器,预期有可能观测或限制宇宙学起源的各类引力波源(宇宙原初引力波,宇宙早期相变产生的引力波,宇宙弦产生的引力波等),为研究极早期宇宙学提供了新途径;(2)通过脉冲星计时阵列,也可以观测宇宙原初引力波和宇宙弦的引力辐射,从而限制早期宇宙模型^[48].同时,脉冲星计时阵列通过观测超大质量双黑洞的引力辐射也有可能作为“标准汽笛”来研究宇宙膨胀历史¹⁾;(3)通过宇宙微波背景辐射的极化观测可以探测极低频的宇宙原初引力波,这是目前研究极早期宇宙物理的主要途径.关于这些课题,已经有大量的文献作了详细讨论^[49],但在本文中我们并未涉及.

致谢 感谢西澳大利亚大学温琳清,中国科学技术大学孔旭和王挺贵,湖北第二师范学院范锡龙的有益讨论.

参考文献

- 1 Bondi H, van der Burg M G J, Metzner A W K. Gravitational waves in general relativity. VII. Waves from axi-symmetric isolated systems. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 1962, 269: 21–52
- 2 Weisberg J M, Nice D J, Taylor J H. Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16. *Astrophys J*, 2010, 722: 1030–1034
- 3 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
- 4 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 161101
- 5 Schutz B F. Determining the Hubble constant from gravitational wave observations. *Nature*, 1986, 323: 310–311
- 6 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. *Nature*, 2017, : 85–88
- 7 Zhao W, Zhang X, Liu X J, et al. Gravitational wave and gravitational-wave sources (in Chinese). *Prog Astron*, 2017, 35: 316–344 [赵文, 张星, 刘小金, 等. 引力波与引力波源. 天文学进展, 2017, 35: 316–344]
- 8 Blair D, Ju L, Zhao C N, et al. Gravitational wave astronomy: The current status. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2015, 58: 120402
- 9 Punturo M, Abernathy M, Acernese F, et al. The Einstein Telescope: A third-generation gravitational wave observatory. *Class Quantum Grav*, 2010, 27: 194002
- 10 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Exploring the sensitivity of next generation gravitational wave detectors. *Class Quantum Grav*, 2017, 34: 044001
- 11 Klein A, Barausse E, Sesana A, et al. Science with the space-based interferometer eLISA: Supermassive black hole binaries. *Phys Rev D*, 2016, 93: 024003

1) Zhao W. Super-massive black-hole binaries as standard sirens. in preparation.

- 12 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. GW170104: Observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 221101
- 13 Zhao W, Wen L. Localization accuracy of compact binary coalescences detected by the third-generation gravitational-wave detectors and implication for cosmology. *Phys Rev D*, 2018, 97: 064031
- 14 Zhao W, Van Den Broeck C, Baskaran D, et al. Determination of dark energy by the Einstein Telescope: Comparing with CMB, BAO, and SNIa observations. *Phys Rev D*, 2011, 83: 023005
- 15 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
- 16 Fan X, Messenger C, Heng I S. Probing intrinsic properties of short gamma-ray bursts with gravitational waves. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 181102
- 17 Liao K, Fan X L, Ding X, et al. Precision cosmology from future lensed gravitational wave and electromagnetic signals. *Nat Commun*, 2017, 8: 1148
- 18 Nakar E. Short-hard gamma-ray bursts. *Phys Rep*, 2007, 442: 166–236
- 19 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *Astrophys J*, 2017, 848: L12–L70
- 20 Cutler C, Holz D E. Ultrahigh precision cosmology from gravitational waves. *Phys Rev D*, 2009, 80: 104009
- 21 Tamanini N, Caprini C, Barausse E, et al. Science with the space-based interferometer eLISA. III: probing the expansion of the universe using gravitational wave standard sirens. *J Cosmol Astropart Phys*, 2016, 2016: 002
- 22 MacLeod C L, Hogan C J. Precision of Hubble constant derived using black hole binary absolute distances and statistical redshift information. *Phys Rev D*, 2008, 77: 043512
- 23 Petiteau A, Babak S, Sesana A. Constraining the dark energy equation of state using LISA observations of spinning massive black hole binaries. *Astrophys J*, 2011, 732: 82
- 24 Del Pozzo W. Measuring the Hubble constant using gravitational waves. *J Phys-Conf Ser*, 2014, 484: 012030
- 25 Ding X H, Biesiada M, Zheng X G, et al. Cosmological inference from standard sirens without redshift measurements. ArXiv: 1801.05073
- 26 Hinderer T, Lackey B D, Lang R N, et al. Tidal deformability of neutron stars with realistic equations of state and their gravitational wave signatures in binary inspiral. *Phys Rev D*, 2010, 81: 123016
- 27 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
- 28 Del Pozzo W, Li T G F, Messenger C. Cosmological inference using only gravitational wave observations of binary neutron stars. *Phys Rev D*, 2017, 95: 043502
- 29 Messenger C, Takami K, Gossan S, et al. Source redshifts from gravitational-wave observations of binary neutron star mergers. *Phys Rev X*, 2014, 4: 041004
- 30 Kiziltan B, Kottas A, Thorsett S E. The neutron star mass distribution. ArXiv: 1011.4291
- 31 Taylor S R, Gair J R, Mandel I. Cosmology using advanced gravitational-wave detectors alone. *Phys Rev D*, 2012, 85: 023535
- 32 Taylor S R, Gair J R. Cosmology with the lights off: Standard sirens in the Einstein Telescope era. *Phys Rev D*, 2012, 86: 023502
- 33 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
- 34 Nishizawa A, Yagi K, Taruya A, et al. Cosmology with space-based gravitational-wave detectors: Dark energy and primordial gravitational waves. *Phys Rev D*, 2012, 85: 044047
- 35 Chen Y H, Fishbach M, Holz D E. Precision standard siren cosmology. ArXiv: 1712.06531
- 36 Sathyaprakash B S, Schutz B F, Van Den Broeck C. Cosmography with the Einstein Telescope. *Class Quantum Grav*, 2010, 27: 215006
- 37 Cai R G, Yang T. Estimating cosmological parameters by the simulated data of gravitational waves from the Einstein Telescope. *Phys Rev D*, 2017, 95: 044024
- 38 Arun K G, Iyer B R, Sathyaprakash B S, et al. Higher signal harmonics, LISA's angular resolution, and dark energy. *Phys Rev D*, 2007, 76: 104016
- 39 Van Den Broeck C, Trias M, Sathyaprakash B S, et al. Weak lensing effects in the measurement of the dark energy equation of state with LISA. *Phys Rev D*, 2010, 81: 124031
- 40 Amaro-Seoane P, Audley H, Babak S, et al. Laser interferometer space antenna. ArXiv: 1702.00786
- 41 Cornish N, Robson T. The construction and use of LISA sensitivity curves. ArXiv: 1803.01944
- 42 Cai R G, Tamanini N, Yang T. Reconstructing the dark sector interaction with LISA. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 031
- 43 Camera S, Nishizawa A. Beyond concordance cosmology with magnification of gravitational-wave standard sirens. *Phys Rev Lett*, 2013, 110:

151103

- 44 Cai R G, Liu T B, Liu X W, et al. Probing cosmic anisotropy with gravitational waves as standard sirens. ArXiv: [1712.00952](#)
- 45 Lin H N, Li J, Li X. Testing the anisotropy of the universe using the simulated gravitational wave events from advanced LIGO and Virgo. ArXiv: [1802.00642](#)
- 46 Wang L F, Zhang X N, Zhang J F, et al. Impacts of gravitational-wave standard siren observation of the Einstein Telescope on weighing neutrinos in cosmology. ArXiv: [1802.04720](#)
- 47 Yang T, Holanda R F L, Hu B. Constraints on the cosmic distance duality relation with simulated data of gravitational waves from the Einstein Telescope. ArXiv: [1710.10929](#)
- 48 Liu X J, Zhao W, Zhang Y, et al. Detecting relic gravitational waves by pulsar timing arrays: Effects of cosmic phase transitions and relativistic free-streaming gases. *Phys Rev D*, 2016, 93: 024031
- 49 Cai R G, Cao Z, Guo Z K, et al. The gravitational-wave physics. *Natl Sci Rev*, 2017, 4: 687–706

Gravitational-wave standard siren and cosmology

ZHAO Wen^{1,2*}

¹ *Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, CAS Key Laboratory for Researches in Galaxies and Cosmology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China;*

² *School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*

The discoveries of gravitational-wave (GW) event GW170817, caused by the coalescence of binary neutron-star, as well as the electromagnetic counterparts in multi-frequency bands, mark the coming of multimessenger GW astronomy. By observing the GW waveform of compact binary coalescence, one can independently determine its luminosity distance, which indicates that this kind of GW sources can be treated as “standard sirens” to study the expansion history of the Universe. This provides a novel method for the research of cosmology. In this article, we introduce the basic principle of GW sources as “standard sirens”, and focus on various methods to determine the distance and redshift of GW events. We also discuss the detection capabilities of constraining cosmological parameters for (second-generation and third-generation) ground-based GW detectors and space-based GW detectors. In particular, we investigate the potential constraints on the Hubble constant and equation-of-state of dark energy.

gravitational waves, compact binary coalescence, cosmological parameter

PACS: 04.50.Kd, 04.25.Nx, 04.80.Cc

doi: [10.1360/SSPMA2018-00098](#)