

宇宙中的几类引力波源*

张杨 赵文 袁业飞

中国科学技术大学 天体物理中心 合肥 230026

摘要 本文讨论了引力波的基本概念,介绍了作为引力波探测计划目标的几种较重要的发射源,包括周期性源、突发式源、以及早期宇宙残余的引力波。文中还介绍了近期引力波源研究的一些结果,包括我们最近得到的加速膨胀宇宙中的残余引力波能谱以及引力波探测最新现状。

关键词 引力波, 黑洞, 中子星, 宇宙学

1 引力波简介

引力波是广义相对论理论所预言的一种物理现象。最早爱因斯坦等在弱场近似下发现引力波的存在,后来其它人研究也证明了引力辐射带走能量,即引力辐射使得孤立引力源的引力质量下降。按照广义相对论,引力场在空间中以光速传播,就形成引力波。这种波是具有两个独立自由度的、自旋为 2 的波。与其它种类的物理波动类似,引力波也携带能量。在引力波传播所经过的时空点处,发生空间伸缩等物理现象。引力波与电磁波有许多类似的性质,但是电磁波是电磁场在时空中的传播,而引力波是时空度规场自身扰动的传播。引力波在天体物理、宇宙学的许多物理过程中发生影响。引力波的研究和探测对于天体物理、宇宙学有重要意义。从理论角度来看,广义相对论理论是迄今最为成功的引力理论,它的许多重要预言都得到了观测和实验的验证。然而,它的一项重大预言——引力波,尚未被直接探测到。这阻碍了引力场的量子理论、基本粒子的统一理论和理论物理的发展。引力波探测对于物理学的进一步发展的研究具有重大意义。下面简短地介绍引力波的基本性质,引力波源,以及探测方面的现状。

通常引力波的能量密度要远远小于电磁波的能量。这就给引力波的探测带来很大困难。引力辐射大致分为三种:周期性的孤立源引力辐射 (*periodic sources*),主要来自中子星自转,双致密星系统的相互绕转以及黑洞的吸积等;突发式的引力波辐射事件 (*pulsed sources*),如超新星爆发等;随机引力波源,例如宇宙背景的残余引力波 (*relic gravitational waves*),它产生于早期宇宙的量子涨落,经过宇宙膨胀的若干阶段(尤其是暴涨),最终演化成现在的宇宙残余背景引力波。我们现简要介绍弱场近似下的引力辐射的性质和产生,更详细的讨论可以参考文献 [1, 2, 3]。假设引力场是弱场,背

*2004 年 12 月 8 日收到

得到国家自然科学基金 1073008 和科技部 NKBRF G19990754 的资助

景时空是平直的, 用闵可夫斯基度规来描述, 而引力波可以看作在背景时空度规的扰动传播, 可以用度规张量来描述,

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1)$$

其中 $\eta_{\mu\nu}$ 是闵可夫斯基度规, $h_{\mu\nu} (|h_{\mu\nu}| \ll 1)$ 为度规扰动。时空间隔线元为

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2)$$

$h_{\mu\nu}$ 是一个 4×4 的对称张量, 有十个的分量, 但是由于引力场方程具有规范不变性和坐标变换下不变的性质, 因此实际上引力波只有两个独立的动力学自由度。如果我们假设某一列引力波沿 z 轴方向传播, 在横向无迹 (TT) 规范下, 引力波的度规为

$$h_{\mu\nu}^{TT} dx^\mu dx^\nu = h_+(x^i, t)(dx^2 - dy^2) + 2h_\times(x^i, t)dxdy, \quad (3)$$

其中 h_+ 和 $h_\times$ 即为引力波的两个独立的自由度, 称为辐射引力场的两个极化自由度。当引力波经过我们的探测仪器时, 将导致探测仪器的长度产生伸缩效应。如果仪器原始长度为 L , 当引力波 h_{jk} 经过的时候, 仪器长度的变化为 [4]

$$\delta L = \frac{1}{2} L h_{jk} \hat{n}^j \hat{n}^k, \quad (4)$$

h_+ 分量可以使得探测仪器 x 和 y 方向的长度产生周期振荡, 而 $h_\times$ 分量可以使得探测仪器 x 轴与 y 轴夹角方向的长度产生振荡。

引力波辐射的机制和电磁场的产生机制不同, 引力波是四极辐射, 也就是说引力波源的能动张量的四极矩需随时间变化。假设探测器距离引力波源为 r , 接收的引力波信号为 (取到一阶小量)

$$h_{ij}^{TT}(t, r) = \frac{2G}{r c^5} \frac{d^2}{dt^2} Q_{ij}^{TT}(t - r). \quad (5)$$

其中 Q_{ij}^{TT} 为 TT 规范下的引力波源的能动张量的四极矩。如果假设引力波的两个极化分量相当, 引力波的能量流密度量级为 [5]

$$I = \frac{\pi c^3}{4G} h^2 \nu^2, \quad (6)$$

距离地球距离为 r 的波源, 在时间 $T \approx 1/\nu$ 内辐射的能量为 $\Delta E = 4\pi r^2 I / \nu$, 引力波的振幅为

$$h \approx \frac{1}{r} \left(\frac{G}{\pi^2 c^3} \frac{\Delta E}{\nu} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

若知道引力波的频率 ν 及引力源的能量损失, 就可以对引力波的振幅作出估计。更高极矩所产生的引力辐射非常微弱, 通常忽略不计。

2 孤立引力波源的引力辐射

本小节简要介绍一下几种孤立的引力波辐射源。对于地面的和空间的引力波探测仪器来说孤立的引力波源都是极为重要的探测对象。这种波源主要分为两类: 周期性波源和突发式波源。实际的引力波发射过程依赖于具体的物理环境和条件, 我们对这些过程细节不完全了解, 只能作量级的估算。

2.1 周期性的引力波源 (*periodic sources*)

2.1.1 双星系统 两个紧靠的星体互相绕转而形成的体系, 具有能量 - 动量张量的四极矩, 可以产生引力辐射。引力辐射带走能量, 可以使得该系统的频率增加。这类系统通常包括双中子星系统、双黑洞系统以及一个黑洞和一个中子星组成的系统。目前发现的一千多颗脉冲星中, 有六个双中子星系统, 分别为 PSR J1518+4904 , B1913+16 , B1534+12 , B2127+11c , B2303+46 , B1820-11 , 共同质量在 $M_1 + M_2 \sim 2.6 - 2.8M_\odot$, 其中 PSR B1820-11 的伴星可能不是中子星, 参见 [6] 。对于地面干涉仪引力波探测器, 致密双星系统是一类最重要的引力波源。如果波源距离地球的距离为 r , 那么我们接收到的引力波的幅度约为 [5]

$$h \approx 10^{-21} \frac{100pc}{r} \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{5/3} \left(\frac{\nu}{10^{-4}Hz} \right)^{2/3}, \quad (8)$$

这里 m 是星体的质量, 而引力波的频率和双星系统的旋转频率相当。由上式可见, 质量比较大且距离比较近的双星系统才有较强的引力波。

理论计算表明双致密星系统可以被发现的概率 D 与系统并合的速率的关系为 [8]

$$\frac{D_{BH}}{D_{NS}} = \frac{R_{BH}}{R_{NS}} \left(\frac{M_{BH}}{M_{NS}} \right)^{5/2}, \quad (9)$$

其中下标 BH 和 NS 分别指的是双黑洞系统和双中子星系统。 M_{BH} 和 M_{NS} 分别为系统的啁质量 (*chirp mass*) $M = (M_1 M_2)^{3/2} / (M_1 + M_2)^{1/5}$ 。如果假设 $M(BH) > M_{cr} = 80M_\odot$, 可以得到结果

$$\frac{D_{BH}}{D_{NS}} = \left(\frac{80M_\odot}{10M_\odot} \right)^{-1.35} \left(\frac{8.5M_\odot}{1.40M_\odot} \right)^{5/2} \approx 5.5. \quad (10)$$

如果黑洞的质量可以小于 $80M_\odot$, 这个估计值将会更大。可见双黑洞系统是比双中子星系统更普遍的一种引力波源。几个黑洞的可能候选者为, Cyg X-1 , LMC X-3 , LMC X-1 , A0620-00 , GS2023+338 , GSR1121-68 , GS2000+25 , GRO J0422+32 , GRO J1655-40 , XN Oph 1977 , 数据来源于 [7] 。它们的平均质量为 $8.5M_\odot$ 。这一类周期性的引力波源是地面上探测最可能直接探测到的。

2.1.2 旋转的中子星 旋转的中子星是另外一种比较重要的周期性引力波源。当中子星关于旋转轴不对称时, 四极矩会随时间变化, 可以产生引力辐射。根据四极矩模型不同, 其辐射的频率和中子星的自转频率相当, 平均幅度为 [8] [9]

$$h = (3 \sim 17) \times 10^{-27} \frac{I_{zz}}{10^{45}g \cdot cm^2} \frac{\epsilon}{10^{-6}} \frac{10kpc}{r} \left(\frac{f}{200Hz} \right)^2, \quad (11)$$

其中 r 为到引力波源的距离, I_{zz} 为惯量张量沿转轴方向的分量, f 为中子星的转动频率, ϵ 为垂直转轴方向的椭率。由该公式可以通过 h 的上限估计星体椭率的上限。最近 *LIGO* 引力波探测器第二次的科学运行 [10] 对 28 个孤立的脉冲星进行探测, 但是

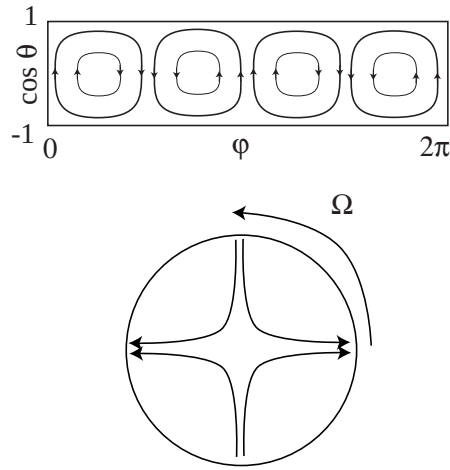


图 1 R- 模式的低阶扰动，流体相对于星体转动的流动示意图，其中下图是赤道剖面图。 [4]

在 $\sim 0.3 \times 10^{-23}$ 的测量精度上仍然没有发现引力波信号，并由此定出了它们的椭率的上限。例如，脉冲星 B0021-72C 的频率 $f = 173.71$ Hz，频率变化率 $\dot{f} = +1.50 \times 10^{-15}$ Hz/s，引力波上限 $h = 4.3 \times 10^{-24}$ ，椭率上限 $\epsilon = 16 \times 10^{-5}$ ；脉冲星 B0021-72F 的 $f = 381.16$ Hz， $\dot{f} = -9.37 \times 10^{-15}$ Hz/s， $h = 7.2 \times 10^{-24}$ ，椭率上限 $\epsilon = 5.7 \times 10^{-5}$ ；椭率最小的是脉冲星 J2124-3358， $f = 202.79$ Hz， $\dot{f} = -8.45 \times 10^{-16}$ Hz/s，椭率上限 $\epsilon = 0.45 \times 10^{-5}$ 。有关这次观测的敏感度以及对所观测的 28 个脉冲星的限制，参见 LIGO 第二次科学运行结果报告 [10]。

2.1.3 R- 模式的不稳定性 近年来研究表明转动的相对论星体具有一类不稳定的扰动模式，称为 R- 模式 [11, 12, 13]。当不考虑引力辐射时，这类模式是稳定的，但引力辐射可以反作用于该模式，导致扰动不稳定，其能量消耗来源于星体的转动能量。这类扰动模式具有以下两个特点：(1) 没有粘性时，它们对所有的角速度都是不稳定的；(2) 只考虑主要项时，引力辐射只取决于动量密度的分布以及演化，而与质量分布无关。

图 1 给出了低转速星体最低阶辐射模式的流体扰动，参见 [4]。这种扰动的演化其实就是相应于地球大气和海洋里的 Rossby 波。图中的线表示了流体的流线。星体低速旋转时，流体运动几乎没有径向分量。当星体不转动时，流体会以图示的模式以恒定的角速度循环运动，流体的动量四极矩具有恒定的振幅。有转动时，科里奥里 (Coriolis) 力的作用使得循环具有周期性，四极矩对时间的二阶导数非零，产生引力辐射。对中子星物质粘性的研究表明，在中子星刚形成时，在一段时期内（可以持续一年左右的时间）R- 模式为不稳定的，产生近周期性的强引力辐射，此时星体转动频率约为 10^3 到 10^2 Hz 的量级，引力波的振幅为 [12]

$$h \approx 2.3 \times 10^{-26} \left(\frac{P_c}{1 \text{ ms}} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{yr}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ kpc}}{r} \right), \quad (12)$$

其中 P_c 为星体的自转周期， M 为星体质量， R 为半径， $\dot{M}$ 为年质量吸积率。对于星

体 $Sco X-1$, $r = 0.7 \text{ kpc}$, $\dot{M} = 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, 有 $h \approx 3.5 \times 10^{-26}$ 。目前直接探测这一类源较困难。

2.1.4 X 射线双星系统中的中子星 近年来, *Rossi* 卫星 X 射线探测器发现一类发射 X 射线的双星系统的功率谱呈准周期性的高频信号 [4], 有些作者认为这种准周期性可能是两种频率合成的结果, 其中一种频率即为中子星的旋转频率。观测发现中子星的旋转频率都集中在 $250 - 350 \text{ Hz}$ 左右的一个极窄的范围内。我们知道, 一颗中子星诞生时可以具有比较高的频率 (几百 Hz 左右), 但会很快减缓至几十 Hz 的正常频率。但是在一个双星系统中, 当其伴星变成一颗红巨星时, 中子星开始吸积它的质量和角动量, 虽然该吸积过程非常缓慢 ($\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$), 但吸积的角动量可以使得中子星旋转速度加快并加热其壳层。一般认为毫秒脉冲星就是这样形成的。但是为什么 X 射线双星系统中的中子星的转动频率都集中在 300 Hz 附近呢? 也有人认为由于缺乏有效的导热机制, 使得中子星的吸积盘上可能存在一个温度梯度, 只要该温度分布具有大尺度的不对称性, 就可以产生质量的四极距 ($\sim 10^{-7} MR^2$), 从而可以以引力辐射的形式带走吸积盘上的角动量, 从而限制星体的旋转频率。该机制只适用于吸积过程, 当吸积结束以后, 过程就会很快停止。只要知道脉冲星的转动频率, 进一步可以分析出引力波的频率。有些研究者认为 [14], 在一些源中, 引力波的振幅可以达到 $h \sim (0.5 - 3) \times 10^{-26}$ 的量级。这一类源的直接探测比较困难。

2.2 突发式的引力波源 (*pulsed sources*)

2.2.1 超新星爆发 核塌缩超新星爆发使得星体物质以极高的速度 (可以达到 $0.001c$ 的量级) 爆发, 最后在中心形成一个致密的核, 一般为一个中子星或者黑洞。由于超新星的前身星具有几十个太阳质量的巨大质量, 而且具有致密的核球以及极大的加速度, 因此它可能是一个理想的引力波源。但是如果超新星爆发为完全的球对称, 就不会有引力辐射产生。下面的几个可能的物理过程被认为将导致超新星非球对称爆发:

- (1) 原初的密度和温度的扰动可能使得星体不均匀地塌缩;
- (2) 高速旋转可以导致压力不稳定性 (*bar instability*);
- (3) 流体动力学不稳定性可以产生很大的对流, 它可以影响星体的原初爆发;
- (4) 遗留的中子星形成时具有很小的激发能量。该过程损失的能量约为

$$|E| \sim 3 \times 10^{53} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-1} \text{ erg}, \quad (13)$$

其中大部分能量以中微子形式带走, 只有大约不到 10^{-7} 的能量被引力波带走。而辐射的引力波的振幅为 [8]

$$h \approx 2 \times 10^{-19} \frac{10 \text{ kpc}}{r} \left(\frac{\Delta E}{10^{-4} M_{\odot}} c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{10^3 \text{ Hz}}{\nu} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

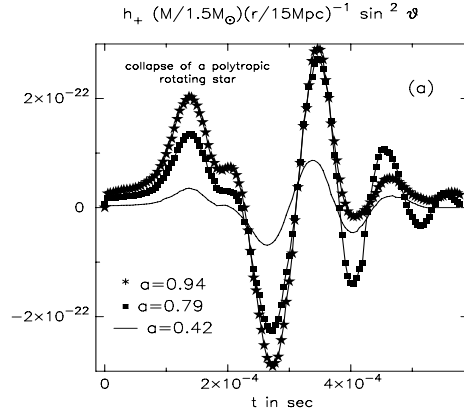


图 2 某一特定参数下的黑洞塌缩过程中, 引力辐射的振幅 [17]

其中 ΔE 为有引力波带走的能量。

2.2.2 黑洞的形成过程 当中子星吸积到足够多的物质而超过其临界质量的时候, 只要存在微小的扰动, 一般最终会塌缩成一个黑洞。如果该过程偏离球对称, 就会有引力波辐射出来。可以用解析的方法来求解该过程 [15, 16], 但由于非线性的爱因斯坦方程非常复杂, 可以用数值模拟的方法来解。文献 [17] 作了一些简单的假设进行拟合, 可以描述大质量恒星塌缩成黑洞的过程。结果表明, 辐射的引力波的能谱与塌缩星体的初始状态无关, 仅由黑洞的质量和角动量决定。塌缩的过程可以作如下描述 [18]:

当星体总的角动量 $a = J/(\frac{GM^2}{c^2})$ 大于临界值 a_{crit} 的时候, 塌缩不会发生; 而当条件不满足的时候, 小扰动会急剧增长, 最终导致星体的塌缩。图 2 给出了该过程中辐射的引力波振幅, 参见 [17]。其中 h_+ 分量是主要的, 而 $h_{\times}$ 分量非常小, 可以忽略不计。一般该过程中的能量损失 $\Delta E_{GW}/M_{core}c^2 \leq 7 \times 10^{-4}$ 。

2.2.3 并合的致密双星 两颗互相绕转的致密双星系统, 由于引力波带走了能量, 双星会不断靠近, 转动加快, 最终将以两星的并合而结束。并合过程中发生的引力辐射也是一种较重要的引力波源。由于这类过程大都在强引力场中进行, 详细求解非常复杂。一般采取数值的办法来拟合 [19, 20, 21]。设距离地球距离为 r 的双星系统, 约化质量为 m , 对该过程中作简单的估算给出辐射引力波约为 [2]:

$$h \approx 4 \times \frac{G^{5/3}}{c^4} \frac{1}{r} m^{5/3} \nu^{2/3}, \quad (15)$$

当两星接触以后, 该过程就很快结束了。此时对应于最大的辐射频率 $\nu \approx 10^3$ Hz。在这种情况下, 如果取 $r = 10$ kpc, 可以得到 $h = 5 \times 10^{-19}$ 。这种双星系统的并合过程是一种非常强的引力波源, 但是这种事件发生的频率却非常小 [5]。在银河系中, 一般几千年才会发生一次, 只有在宇宙学尺度上, 事件发生的频率才会变得比较大一些。

3 宇宙中的残余引力波 (relic gravitational waves)

除了宇宙微波背景辐射 (CMB), 宇宙中也存在随机的引力波。这可以是大量上述的孤立源的集体贡献, 也可以是宇宙膨胀过程产生的。我们主要关心后者, 通常称为宇宙的残余引力波。在宇宙早期量子场的真空能量为主时期, 宇宙经历一段指数型的膨胀过程, 宇宙标度因子 $a(t) = e^{Ht}$ 。由量子场的涨落引起宇宙中能量分布的非均匀与各向异性, 同时也导致时空度规产生了相应的扰动

$$g_{\mu\nu}(\vec{x}, \tau) = a^2(\tau)(\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(\vec{x}, \tau)), \quad (16)$$

其中 τ 为共形时间, $h_{\mu\nu}(\vec{x}, \tau)$ 是度规的微小扰动, 其中张量型部分是通常的残余引力波。时空度规为

$$ds^2 = a^2(\tau)[d\tau^2 - (\delta_{ij} + h_{ij})dx^i dx^j], \quad (17)$$

膨胀宇宙中引力波的场方程

$$\partial_\mu(\sqrt{-g}h_{ij}(\vec{x}, \tau)) = 0. \quad (18)$$

做动量空间中的分解

$$h_{ij}(\vec{x}, \tau) = \frac{\sqrt{16\pi}l_{pl}}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\lambda=1}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{k} \varepsilon_{ij}^\lambda(\vec{k}) \frac{1}{\sqrt{2k}} [a_k^{(\lambda)} h_k^{(\lambda)}(\tau) e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} + a_k^{+(\lambda)} h_k^{(\lambda)*}(\tau) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}}], \quad (19)$$

其中 l_{pl} 是 Planck 长度。对于固定 k - 模可以直接求解方程, 得到 $h_k^{(\lambda)}(\tau)$ 。在物质为主的宇宙学模型下, 宇宙残余引力波的性质已经有过一系列的研究 [22, 23, 24, 25], 得到了残余引力波的功率谱 [26, 27]。而观测显示宇宙现阶段是加速膨胀的, 主要由暗能量和暗物质驱动。最近我们研究了加速膨胀宇宙中的残余引力波问题 [28]。在红移 $(1+z) \approx (\Omega_\Lambda/\Omega_m)^{1/3} \approx 1.3$ 到现阶段 ($z=0$), 宇宙在做加速膨胀, 这对于残余引力波有影响。通过理论计算, 我们得到现阶段 (τ_H) 残余引力波的谱 $h(k, \tau) = \frac{4l_{pl}}{\sqrt{\pi}} k |h_k(\tau)|$, 其各个频段的表达式为

$$\begin{aligned} h(k, \tau_H) &= A \left(\frac{k}{k_H}\right)^{2+\beta}, \quad k \leq k_E \\ h(k, \tau_H) &= A \left(\frac{k}{k_H}\right)^{\beta-1} \frac{1}{(1+z_E)^3}, \quad k_E \leq k \leq k_H \\ h(k, \tau_H) &= A \left(\frac{k}{k_H}\right)^\beta \frac{1}{(1+z_E)^3}, \quad k_H \leq k \leq k_2 \\ h(k, \tau_H) &= A \left(\frac{k}{k_H}\right)^{1+\beta} \left(\frac{k_H}{k_2}\right) \frac{1}{(1+z_E)^3}, \quad k_2 \leq k \leq k_s \\ h(k, \tau_H) &= A \left(\frac{k}{k_H}\right)^{1+\beta-\beta_s} \left(\frac{k_s}{k_H}\right)^{\beta_s} \frac{k_H}{k_2} \frac{1}{(1+z_E)^3}, \quad k_s \leq k \leq k_1. \end{aligned} \quad (20)$$

这里 A 是由初始条件决定的幅值, 若引力波和密度扰动大致相当地贡献了 CMB 各向异性, 则 $A \sim 10^{-5}$, β_s 是宇宙再加热过程的模型参数, β 为极早期宇宙暴涨阶段的模

型参数, 采用共形时间 τ 表示标度因子 $a(\tau) \propto \tau^{\beta+1}$ (特殊的 de Sitter 情况 $\beta = -2$), $k_H = 4\pi \times 10^{18} \text{ Hz}$, $k_E = k_H/1.33$, $k_2/k_E = 51$, $k_s = 2\pi \times 10^8 \text{ Hz}$, $k_1 = 6\pi \times 10^{10} \text{ Hz}$ 。残余引力波谱由图 3 给出。结果表明, 这个功率谱不同于假设现阶段是物质为主的计算结果, 即现阶段宇宙加速膨胀使得引力波谱产生扭曲; 另外在高频段, 谱的幅度较为敏感地取决于暴涨模型参数 β , 大的 β 值给出大的引力波幅度。残余引力波的直接探测是目前正在进行和计划中的探测项目的主要科学目标之一。

残余引力波还可以通过 *Sachs - Wolf* 效应而直接产生 CMB 的扰动和极化。分析表明, 微波背景辐射的极化可以分解为电场型和磁场型的。引力波可以产生磁场型的极化, 而标量型密度扰动则不能 [29, 30, 31]。引力透镜效应也可以产生磁场型极化, 不过它产生的极化是在比较小的尺度。因此如果探测到大尺度上的 CMB 各向异性的磁场型极化, 那么就极有可能是残余引力波引起的, 因而引力波信号有可能首先通过 CMB 的探测而发现 [32]。DASI [33] 以及最近 WMAP [34] 已经给出温度 - 电场型极化的交叉关联, 但尚未得到磁场型极化的信号。目前希望下一代微波背景探测器 *Planck* 能够提供磁场型极化的信息。这也将大大促进宇宙残余引力波的探测。

4 引力波探测现状

目前引力波探测主要有以下几种方法: 常用的激光干涉仪方法, 由于引力波引起两个方向的尺度变化, 导致这两个方向上的激光束相位差, 因而产生干涉, 这种探测装置可以放置在地面或者空间, 分别可以探测频率在 $\sim 10^2 \text{ Hz}$ 和 $\sim 10^{-3} \text{ Hz}$ 附近的引力波; 低温共振法, 把球形或棒形的探测器置于低温环境, 降低震动噪音, 通常利用分布在地球不同区域的多个这种探测器进行联合探测, 可以提高灵敏度, 频率在 $\sim 10^3 \text{ Hz}$ 。利用脉冲星探测的方法, 我们地球上接收到宇宙中的毫秒脉冲星的脉冲信号非常稳定, 但是当有引力波通过时, 地球与脉冲星间的距离发生变化, 导致脉冲信号到达时刻的变化, 尤其我们知道多个稳定的毫秒脉冲星时, 通过关联降低和消除噪音, 采用这种方法也可以探测引力波 [35, 36]; 还有我们前面提到的通过探测 CMB 磁场型极化的方法, 这种方法可以认为是间接地探测宇宙残余引力波。

目前正在运行的地面激光干涉方法探测引力波的主要大项目有位于美国的 LIGO 计划, 位于德国的 GEO 计划, 日本的 TAMA 计划等。过两年中, LIGO 的探测灵敏度大大提高。根据 LIGO 今年的报告 [10], 第二次科学运行结果给出的频率在 $(100 \sim 10^3 \text{ Hz})$ 间的灵敏度达到 $0.3 \times 10^{-23} \sim 10^{-23}$ 。前面也提到, 这已经对于 28 个脉冲星的引力波辐射给出了限制。最近我们利用这个探测结果, 对于加速膨胀宇宙中的残余引力波进行分析, 得到了极早期宇宙暴涨模型参数的一个限制: $\beta \leq -1.8$ 。预期引力波探测在不远的将来有光明前景, 进一步推动天文学和物理学的进展。

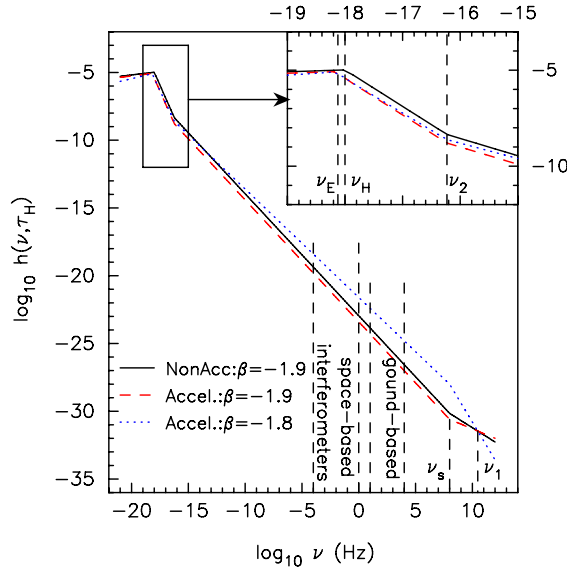


图 3 加速膨胀宇宙中残余引力波谱 [28]

参考文献

References

- [1] Weinberg, S., 1972, "Gravitation and Cosmology", Wiley.
- [2] Landau, L.D. and Lifshitz, E.M. 1975, "The Classical Theory of Fields", Pergamon Press. Oxford.
- [3] Carrol, S.M. arXiv:gr-qc/9712019, NSF-ITP/97-147 .
- [4] Finn, L.S., arXiv:gr-qc/9903107, 1998, Lectures given at XXVI SLAC Summer Institute on Particle Physics "Gravity: From the Hubble Length to the Planck Length", .
- [5] Grishchuk, L.P., 1988, Usp.Fiz.Nauk **156**, 297.
- [6] Nice, D.J., Sayer, R.W. and Taylor, J.H. 1996, ApJ. Lett., **466**, L87.
- [7] Cherepashchuk, A.M., 1996, Usp.Fiz.Nauk **166**, 809 [1996 Phys. Usp., **39** 759].
- [8] Grishchuk, L.P., Lipunov, V.M. and Postonv, K.A. arXiv:astro-ph/0008481, 2001, Phys.Usp., **44**, 1.
- [9] Jaranowski, P., Krolak, A., and Schutz, B.F., 1998, Phys.Rev.D. **58** 063001.
- [10] Abboot, B., et.al., ArXiv:gr-qc/0410007, LIGO-P040008-A-Z.
- [11] Andersson, N., 1998 ApJ., **502**, 708.
- [12] Andersson, N., et.al. 1999, ApJ., **516**, 307.
- [13] Friedman, J.L. and Morsink S., 1998, ApJ., **502**, 714.
- [14] Bildsten, L., 1998, ApJ. Lett., **501**, 89.
- [15] Seidel, E., and Moore, T., 1987, Phys.Rev.D **35**, 2287.
- [16] Seidel, E., 1990, Phys.Rev.D **42**, 1884.
- [17] Stark, R.F. and Piran, T., 1985, Phys.Rev.Lett., **55**, 891.
- [18] Ferrari, V., 2000, Annalen Phys., **1**, 3.
- [19] Smarr, L., 1979, "Source of Gravitational Radiation, Cambridge University Press, Cambridge.
- [20] Baker, J., et.al., 1997, Phys.Rev.D **55**, 829.
- [21] Anninos, P. and Brandt, S., 1998 Phys.Rev.Lett., **81**, 508.
- [22] Starobinsky, A. A., 1979, JEPT Lett., **30**, 682.

-
- [23] Rubakov, V. A., Sazhin, M. V., and Veryaskin, A. V. 1982, Phys.Lett., **115B**, 189.
 - [24] Fabbri, R. and Pollock, M. D., 1983, Phys.Lett., **125B**, 445.
 - [25] Abbott, L. F. and Wise, M. B., 1984, Nucl.Phys., **B224**, 541.
 - [26] Grishchuk, L., 1997, Class.Quant.Grav., **14**, 1445.
 - [27] Grishchuk, L., 2001, Lecture Notes Physics **562**, 164.
 - [28] Zhang, Y., Yuan, Y. F. and Zhao, W., Submit to Class. Quan.Grav , 待发表.
 - [29] Seljak, U., and Zaldriaga, M., 1997, Phys.Rev.Lett., **78**, 2054.
 - [30] Zaldriaga, M. and Seljak, U., 1997, Phys.Rev.D **55**, 1830.
 - [31] Hu, W., and White, M., 1997, Phys.Rev.D **56**, 597.
 - [32] 张杨, 郝蓓, 赵文, 2004, 天文学报 **46**, No.1. 1-7.
 - [33] Kovac, J., et.al. 2002, Nature **420**, 772.
 - [34] Kogut, A., et.al. 2003, ApJ.Suppl., **148**, 161.
 - [35] Lorimer, D. R., , astro-ph/0104388, (see also Living Reviews in Relativity) .
 - [36] 张杨, 赵文, 2003, 天文学报增刊, **44**, 273 .

The Gravitational Waves Sources in the Universe

Yang Zhang, Wen Zhao, Yefei Yuan
Astrophysics Center
University of Science and Technology of China
Hefei, Anhui, China

ABSTRACT In this article the physics of gravitational waves is briefly discussed, and several kinds of sources for gravitational waves are reviewed, including the periodic sources, the pulsed sources. Presented is also the spectrum for relic gravitational waves in the current accelerating universe that we have recently obtained. Besides, some of the important progress are mentioned in experimental detections as well as in theoretical study of gravitational waves.

Key words gravitational waves, black holes, pulsars, cosmology