

OJ 287 的引力波辐射研究*

孙玉涛^{1,2†} 刘杰英^{1,2} 刘进忠^{1,2} 艾艳丽^{1,2}
周 明^{1,2} 乔二林^{1,2}

(1 中国科学院国家天文台 / 云南天文台 昆明 650011)

(2 中国科学院研究生院 北京 100049)

摘要 类星体 OJ 287 的研究已经有 100 多年的历史, 它呈现周期性双峰爆发现象, 爆发周期为 12 yr, 比较好地解释观测的模型是双黑洞模型, 即次黑洞绕主黑洞运动, 并撞击主黑洞吸积盘从而引起爆发. 此模型合理地解释了 OJ 287 的光变曲线并正确预言了未来爆发时间, 这间接证明了广义相对论进动效应以及引力波的存在. 星系中心大质量黑洞是一类重要的引力波源, 而精确确定了其内部组分运动学方程的星系非常少, 由于双黑洞模型提供了精确的黑洞运动轨道, 故可以在这个运动轨道基础上研究其引力波辐射. 在已有工作基础上, 采用后牛顿近似方法首次得到了引力波辐射功率和波形随时间的演化关系, 根据目前引力波探测设备 IPTA (International Pulsar Timing Array) 的进展情况, 未来十几年内对 OJ 287 的引力波直接探测将成为可能.

关键词 类星体; 个别: OJ 287, 星系: 运动学和动力学, 引力波
中图分类号: P 157; **文献标识码:** A

1 引言

爱因斯坦第 1 次从理论上预言了引力波的存在^[1-2], 其后人们进行了许多理论和实验的研究, 人们对 PSR B1913+16 的研究间接证明了引力波的存在^[3-5], 但是直到近来由于探测技术的进步, 才有可能在实验上直接探测引力波. 引力波有两大类, 一类是宇宙早期时空度规的张量型扰动的残余引力波背景^[6-9], 另一类是大质量天体的加速运动产生的时空曲率波, 产生引力波的大质量天体有各种不同的波形及频率^[10-11], 不同的探测器能够探测不同频率波段的引力波. IPTA 是以探测超低频 ($10^{-9} \sim 10^{-8}$ Hz) 引力波为主要目标的引力波望远镜^[12], 其中周期性超大质量黑洞双星的引力辐射以及残余引力波都属于这类引力波源. 这种源产生的引力波频率很低, 但是振幅很大, 能量很强. 类星体 OJ 287 就是其中一个.

OJ 287 的观测资料积累有 100 多年的历史, 是研究得比较成熟的一个源. 典型特征是它呈现周期性双峰爆发现象, 平均爆发周期为 12 yr, 双峰间隔 $1 \sim 2$ yr^[13]. OJ 287 主黑

2010-01-13 收到原稿, 2010-02-02 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目 (107732028) 资助

† sunyt.1@163.com

洞质量达 $10^{10} M_{\odot}$, 次黑洞质量达 $10^8 M_{\odot}$, 轨道固有周期约为 9 yr, 距离地球约为 1 Gpc, 观测到的平均爆发周期约为 12 yr. 现在比较公认的模型是 Sillanpää 等^[14] 在 1988 年提出的双黑洞模型和 Valtonen^[13] 改进的双黑洞模型. Valtonen^[13] 在 2007 年用双黑洞进动模型计算了有引力辐射和没有引力辐射两种情况下对光变的预测, 发现没有引力辐射的情况下, 爆发将推迟 20 d, 而有引力辐射的情况则和观测非常接近, 只有 1 d 的误差. Valtonen^[13] 认为这是引力波存在的一个间接证据. 这种超大质量双黑洞绕转发射很强的引力波, 据估计 OJ 287 引力辐射功率已经达到典型类星体的电磁辐射总光度, 由于强大的引力波辐射损失角动量, 大约经过 10^4 yr, OJ 287 将自身塌缩合并. 目前 OJ 287 的引力辐射和电磁辐射对于双星系统损失能量来说都是不可或缺的部分^[15]. Valtonen 等^[16] 也提到用 OJ 287 作为源来直接探测引力波. 我们认为 Valtonen 等^[16] 提供的轨道模型是合理的, 并且在这个基础上进一步研究其引力波. 双黑洞或者说黑洞双星在星系内部普遍存在, 估计有 50% 的类星体内部是黑洞双星, 但是其双星轨道运动状态难以确定, 要得到引力波波形必须知道系统的内部运动状态, 然而在宇宙学尺度下, 非常难以确定任意一个星系内部组分的运动, 所以一般情形下只能用统计方法近似估算星系中心黑洞辐射引力波的概率或者研究随机引力波^[17-18]. OJ 287 是目前唯一观测上确定了、具有已知轨道组分的双黑洞, 因此 OJ 287 精确的轨道模型, 使得精确研究引力波波形成为可能^[17]. 下面计算 OJ 287 的引力波辐射时便采用这个双黑洞模型及其轨道.

我们将在此基础上进一步得到 OJ 287 引力波的辐射功率和振幅随时间的精确函数关系, 发现它的辐射振幅强度比 Hobbs 等^[19] 的结果还要强些. 这意味着对 OJ 287 的引力波验证会更快地到来. 我们首次得到了 OJ 287 的引力波辐射功率变化和振幅变化, 这两个参量对研究 OJ 287 的演化有重要意义.

2 弱场近似

根据广义相对论, 如果研究区域离大质量天体足够远或者引力场本身足够弱, 那么空间可以看作闵科夫斯基空间的一个小扰动, 即度规可以表示为众所周知的形式:

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

其中 $|h_{\mu\nu}| \ll 1$.

对于 OJ 287 来说, 我们采用弱场近似, 理由是目前次黑洞离主黑洞仍有相当大的距离, 估计有一万倍施瓦希半径. 那么爱因斯坦场方程可以展开为 \bar{h} 的一阶项:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi G T_{\mu\nu}, \quad (2)$$

场方程的解为

$$\bar{h}_{\mu\nu}(t, x) = 4G \int \frac{1}{|x-y|} T_{\mu\nu}(t-|x-y|, y) d^3y, \quad (3)$$

辐射功率可以表示为

$$p = \frac{G}{45c^5} \left\langle \frac{d^3 D^{ij}}{dt^3} \frac{d^3 D_{ij}}{dt^3} \right\rangle, \quad (4)$$

以及辐射振幅^[14]

$$h^{jk}(t, R) = \frac{2G}{Rc^4} \frac{d^2 D^{jk}}{dt^2}, \quad (5)$$

其中 G 为万有引力常数, c 为光速, x 为场点, y 为源点. R 为引力波源离地球的距离, $i, j = 1, 2$, D^{jk} 为质量极矩. 定义为

$$D_{ij} = q_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta^{kl} q_{kl}, \quad (6)$$

上式中 $q_{ij} = 3 \int y^i y^j T^{00}(t, y) d^3y$.

由此可以看出, 要求一个孤立系统的引力波辐射, 只需知道这个系统的能量动量密度张量的空间分布随时间的演化. 对 OJ 287 来说, 由于采用双黑洞质点模型, 只需知道每个黑洞的运动方程就可以了. 我们将采用数值方法解方程.

3 后牛顿二阶近似 PN2

一般情况下难以严格求解广义相对论问题, 但在某些情况下可以求近似解, 比如在物体运动速度不是太大时, 可以用后牛顿近似来逼近严格解^[20]. 在本文中我们将采用后牛顿近似计算, 我们此举的目的是拟合 Valtonen^[13] 轨道, 特别是进动角度, 如果不保留任一阶后牛顿项那么就不能表示进动, 出于描写轨道的目的, 我们发现取到后 PN2 是足够的 (见图 1~2). 当然, 如果再取更高阶的项, 比如 PN2.5, 那么应该更精确一些. 由于次黑洞和主黑洞质量比为 1%, 可以假定主黑洞为系统质量中心, 即主黑洞不动, 次黑洞围之绕转, 这样模型计算将得到进一步简化.

采用 Antonacopoulos^[21]1979 年给出的极端质量比条件下二体系统中小物体 m_1 的后牛顿二阶运动学方程

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{u}}{dt} = & -G \frac{m_2(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3} + \frac{1}{c^2} \left[-G \frac{m_2(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3} u_1^2 + 4G \frac{m_2(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \cdot \vec{u}_1}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3} \vec{u}_1 + \right. \\ & \left. 4G^2 \frac{m_2^2(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^4} \right] + \frac{1}{c^4} \left[-2G^2 \frac{m_2^2(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \cdot \vec{u}_1}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^4} \vec{u}_1 - 9G^3 \frac{m_2^3(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^5} + \right. \\ & \left. 2G^2 \frac{(m_2)^2 ((\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \cdot \vec{u}_1)^2}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^6} (\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

m_1 为次黑洞质量, m_2 为主黑洞质量, \vec{x}_1 和 \vec{x}_2 分别为次黑洞和主黑洞位置, \vec{u}_1 为次黑洞速度矢量. 为了更方便计算, 我们取主黑洞所在位置为坐标原点, 将上述方程进一步写为极坐标下的形式:

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = -\frac{Gm_2}{r^2} + \frac{3Gm_2}{c^2 r^2} - \frac{Gm_2 \dot{\phi}^2}{c^2} + \frac{4G^2 m_2^2}{c^2 r^3} - \frac{9G^3 m_2^3}{c^4 r^4}, \quad (8)$$

$$r\ddot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi} = \left(\frac{4Gm_2}{c^2} - \frac{2G^2 m_2^2}{c^4 r^2} \right) \dot{r}\dot{\phi}, \quad (9)$$

其中 $r = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$, 上面加点的项表示对时间求导. 观察方程 (8)~(9), 发现它们与牛顿万有引力定律只差光速的负平方项和负四次方项, 这两项分别叫做后牛顿一阶项和后牛顿

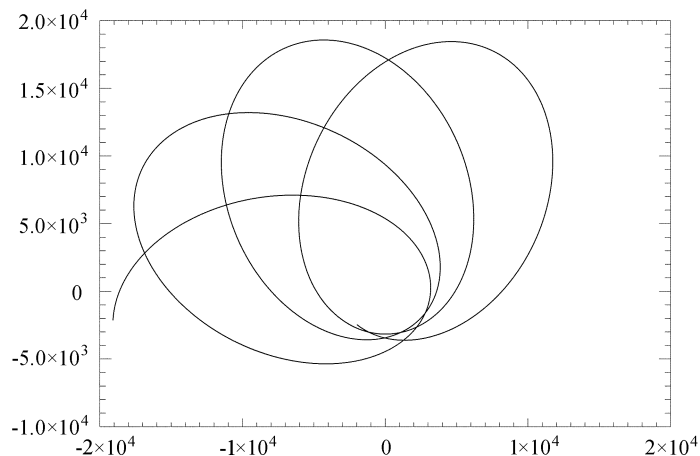


图 1 我们计算得到的 OJ 287 次黑洞的运动轨道图 (坐标面代表次黑洞的运动平面, 坐标单位为 AU). 轨道参数: 周期 9.4 yr, 进动率 40° / 周期, 半长轴 $a = 11239$ AU, 偏心率 $e = 0.71$

Fig. 1 The orbit of secondary black hole of OJ 287 based on our calculation (the secondary black hole moves in the plane of the coordinate, the unit of the coordinate is AU). The orbital parameters: period 9.4 yr, precessional rate 40° / cycle, semi-major axis $a = 11239$ AU, eccentricity $e = 0.71$

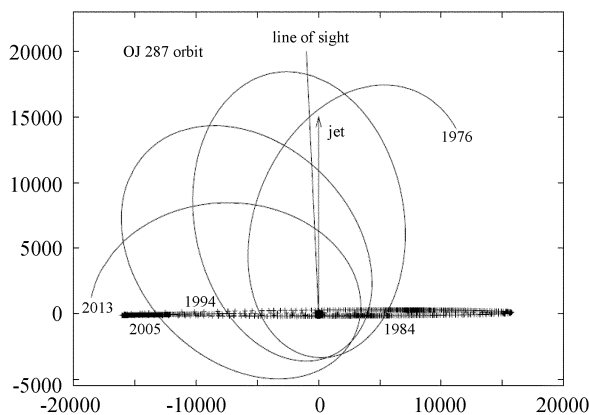


图 2 Valtonen^[13] 给出的 OJ 287 次黑洞轨道运动图 (坐标单位为 AU). 次黑洞在 1984、1994、2005 等年度穿过主黑洞吸积盘, 并引起光学爆发. 视线方向几乎与喷流同向. 轨道参数: 周期 9.3 yr, 进动率 39° / 周期, 半长轴 $a = 9300$ AU, 偏心率 $e = 0.667$

Fig. 2 The orbit of secondary black hole of OJ 287 based on Valtonen's calculation^[13] (the unit of the coordinate is AU). The secondary black hole went through the accretion disk of major black hole in 1984, 1994, 2005, etc., causing optical bursts. The line of sight is almost in the same direction of the jet. The parameters: period 9.3 yr, precessional rate 39° / cycle, semi-major axis $a = 9300$ AU, eccentricity $e = 0.667$

二阶项. 从方程 (9) 看出, 后牛顿项对进动应该是最关键的, 因为在纯粹的牛顿万有引力定律下方程 (9) 右边为零, 轨道没有进动.

4 数值求解

本节目标是用运动学方程 (8)~(9) 重新求得次黑洞轨道的数值解, 并在弱场近似和 PN2 近似下得到 OJ 287 的引力波功率和波形. 我们得到的次黑洞轨道运动图是对 Valtonen^[13] 结果的逼近, 而进一步得到的 OJ 287 的引力波功率和波形尚属首次.

Valtonen^[13] 在 2007 年得出了 OJ 287 的一个精确进动的次黑洞运动轨道, 次黑洞对主黑洞吸积盘的撞击导致我们观测到的光变, 这个模型比较成功地解释了 OJ 287 的双峰爆发并对爆发时间作出准确预言, 我们认为这个模型是合理的. 首先, 对 2005 年爆发时间的预言表明广义相对论下的进动是正确的, 如果没有进动效应, 爆发将比实际时间推迟 1 yr; 其次对 2007 年 9 月爆发时间的预言证明必须有能量和角动量的损失, 否则实际爆发时间会推迟 3 周. 而这种损失的成因可能是引力波辐射, 按照引力辐射的计算, 爆发时间与实际只差 1 d, 这间接表明引力波的存在. 下面将在这个模型基础上来求解引力波辐射强度, 以期直接探测引力波. 方法是利用 PN2 后牛顿运动方程, 就可以快速写出能量动量密度张量的表达式, 然后代入到弱场近似下的引力波总功率与振幅的表达式, 就可以顺利得到引力波强度的数值结果. 因此首先必须拟合 Valtonen^[13] 已经得到的轨道模型, 下面采用 PN2 来对 Valtonen^[13] 的计算结果进行拟合. 对方程 (8)~(9) 设定初始条件为最近点, 即初始距离为 $r = 3162$ AU, 初始角度 $\varphi = 0$, 初始径向速度 $\dot{r} = 0$, 切向速度为 $v = 0.275c$, 其数值解显示为图 1, 作为对照, Valtonen^[13] 结果如图 2, 两者能够近似吻合, 但是特征参数存在差别. 此差别的影响对研究引力波不重要, 在此误差范围内引力波波形基本没有改变, 引力波辐射功率会有少许改变, 因为我们的两黑洞距离要比 Valtonen^[13] 结果稍大一些, 但这不影响后面对探测可能性的结论的分析. 因为引力辐射强度与距离成反比, 距离越小辐射应该越强. 对此误差的解释见最后一节.

为了求得总辐射功率和振幅, 将质量极矩也写为极坐标下形式^[22]:

$$D_{11} = m_1 r^2 (3 \cos^2 \varphi - 1), \quad (10)$$

$$D_{12} = 3m_1 r^2 \cos \varphi \sin \varphi, \quad (11)$$

$$D_{22} = m_1 r^2 (3 \sin^2 \varphi - 1), \quad (12)$$

$$D_{33} = -m_1 r^2, \quad (13)$$

其余 $D_{ij} = 0$, 且 $i, j=1, 2, 3$. 接下来写出极坐标下方程 (10)~(13) 的二阶导数及三阶导数, 而这些导数可以由运动方程表示出来. 最后代入 (4)~(5) 式, 数值结果如图 3~4 所示.

5 结果分析及讨论

Valtonen^[13] 为了解释 OJ 287 的光变曲线提出了双黑洞进动模型, 考虑了引力波辐

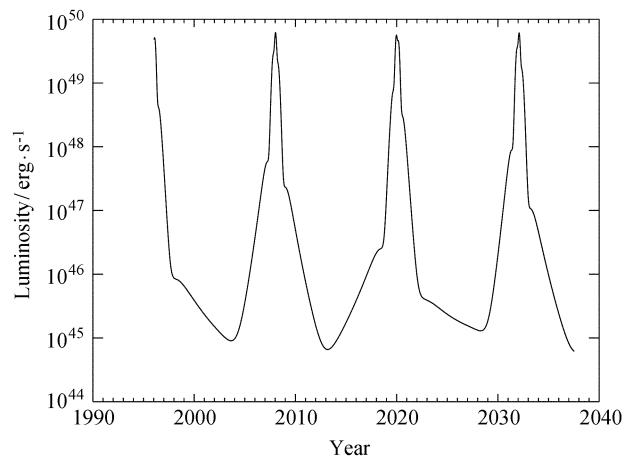


图 3 引力波辐射光度随时间的变化. 辐射光度最大值估计出现在 1996、2008、2020、2032 等年度, 接近 OJ 287 的光学爆发时间

Fig. 3 The variation of radiation luminosity of gravitational waves with time. The maximums of luminosity are expected to appear in 1996, 2008, 2020, 2032, etc., which are close to the time of optical bursts

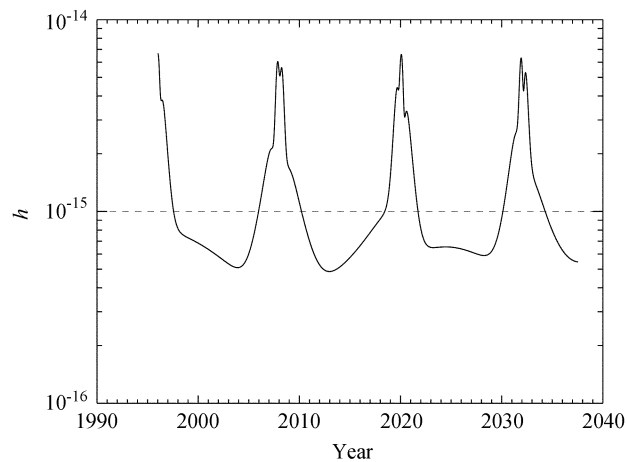


图 4 引力波辐射振幅随时间的变化. 最大振幅 (恰好处于 IPTA 探测器灵敏度的范围) 依次出现在 1996、2008、2020、2032 等年度, 接近光学爆发时间. 图中虚线表示 IPTA 大致的灵敏度

Fig. 4 The variation of the radiation amplification of gravitational waves with time. The maximums of the radiation amplification (just in the range of IPTA's sensitivity) are expected to appear in 1996, 2008, 2020, 2032, etc., which are close to the time of optical bursts. The dashed line indicates the rough sensitivity of IPTA

射损失角动量引起的轨道退缩效应,得到了足够精确的轨道方程.我们的主要目标在于引力波以及未来有可能的引力波探测方面,所以利用 Valtonen^[13]的轨道结论是一个很有力的条件,因为 OJ 287 是目前唯一观测上确定了、具有已知轨道组分的双黑洞.可以说,本研究是在 Valtonen^[13]工作的基础上进一步研究 OJ 287 辐射引力波的波形和光度随时间的变化.总结来说,本研究利用的结果主要是 Valtonen^[13]提供的进动轨道的偏心率、半长轴、进动角度及轨道周期等特征参数(见图 1~2 注释值),从而进一步得到 OJ 287 的引力波辐射光度及振幅(见图 3~5).

图 3 给出 OJ 287 的总引力辐射功率瞬时最大值可达 10^{49} erg/s,这可以和自身的电磁辐射总光度相比较,可见引力辐射损失能量在双黑洞绕转的最后阶段起着重要作用,可以利用这个结果来研究 OJ 287 的演化.瞬时辐射最大值将出现在 2020 和 2032 年,这时次黑洞恰好处于近星点的位置. Sivaram^[15]给出 OJ 287 的引力波辐射功率为一个常数值 10^{49} erg/s,然而辐射功率事实上是个瞬时量,也就是说时间的函数.图 3 给出了这个函数关系.这个关系可以用来进一步研究 OJ 287 的双星演化.

图 4 给出 OJ 287 在地球上的接收辐射振幅可达 10^{-15} ,其频率在 10^{-8} Hz 左右,虽然远高于 LISA 的灵敏度 (10^{-21}),但是频率太低,所以未来 LISA 难以探测到.由 Hobbs 等^[19]给出的图 5 可见, OJ 287 的引力辐射振幅已经接近脉冲探测的极限边缘,而且频率也很符合,但是我们的计算结果(图 4)显示 OJ 287 的引力波振幅要比图 5 所示的位置高出一个量级,即振幅是 10^{-15} 而不是 10^{-16} .这意味着对 OJ 287 的引力波探测会比以前认为的更容易.所以利用 IPTA 方法在未来几年内很有希望直接探测到来自 OJ 287 的引力波.如果用脉冲计时方法测量引力波,那么根据图 4,可以从 2010 年开始到 2020 年结束正好一个周期范围之内考察时间残差的改变,从而验证引力波的存在.这种探测可能性正在变得越来越大,特别是由于 SKA 计划, IPTA 探测灵敏度以及信噪比正在提高^[23].另外,中国的 500 m 射电望远镜 FAST 即将建成,它将寻找新的脉冲星,并能准确计时、更精确地测定脉冲时间,这些都有利于提高 IPTA 的探测精度.预计未来几个爆发周期内对 OJ 287 的低频引力波问题会有进展和结论.

虽然图 1~2 给出的轨道模型略有差别,周期、进动率和偏心率的差别很小,但是半长轴相差约 20%,这个差距相当大,问题在于我们没有考虑吸积盘撞击力的阻碍和引力波辐射对轨道的反作用.因为盘的撞击和辐射都损耗角动量和能量,使得轨道退缩.也就是说我们考虑的次黑洞处于主黑洞的引力场下作自由运动.此差别不影响引力波形,由于引力波辐射功率和振幅与半长轴成反比,我们的半长轴更大一些,而得到的辐射更强,所以如果在 Valtonen^[13]半长轴距离下,图 3~4 结果会更大一些.所以我们关于 OJ 287 引力辐射比原来预计的要强一些的结论是合理的.我们考虑次黑洞在主黑洞引力场中作自由运动而未考虑反作用效应的理由有:首先,黑洞撞击吸积盘大约持续几个月,相对于 12 yr 的轨道周期来说,只是一瞬间的过程,因此大部分时间次黑洞是自由的;其次,如果吸积盘足够薄,那么这个撞击力是可以忽略的.但是如果吸积盘为厚(比如 ADAF)盘,撞击过程会是重要的,由于次黑洞的突然减速,就会产生一个爆发式的引力波信号,如果这个信号足够强的话,那么它将可能是一个很好的 LISA 目标信号.但这个相互作用过程还有待于讨论.

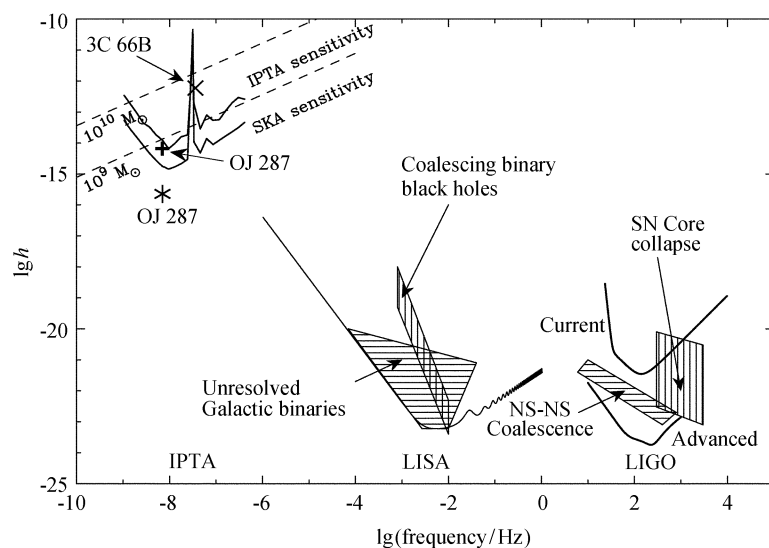


图 5 各类引力波探测器灵敏度. 射电星系 3C 66B 及类星体 OJ 287 辐射频率都位于 IPTA 波段. 我们得到的 OJ 287 计算结果 (振幅为 10^{-15} , 图示 “+” 处) 比 Hobbs 等^[19] 的结果 (振幅为 10^{-16} , 图示 “*” 处) 要高一个量级. 这说明 OJ 287 已经位于 IPTA 的探测边缘, 特别是接近 SKA 的灵敏度.

此图摘自 Hobbs 等^[19]

Fig. 5 The sensitivities of various kinds of gravitational wave detectors. The radiation frequencies of both the radio galaxy 3C 66B and quasar OJ 287 are in the detectable band of IPTA. Our calculation result (its amplification is 10^{-15} , marked by “+”) is one order of magnitude larger than that of Hobbs et al.^[19] (its amplification is 10^{-16} , marked by “*”). This indicates that OJ 287 is at the detecting edge of IPTA, especially close to the sensitivity of SKA. This figure is quoted from Hobbs et al.^[19]

致谢 在研究中得到王建成、邬文涛老师、李少昆、李晔、陈亮、秦龙华等同学的热心帮助和建议, 在此谨表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] Einstein A. Königlich Preußische Akadememie der Wissenschaften. Berlin: Sitzungsberichte, 1916: 688
- [2] Einstein A. Königlich Preußische Akadememie der Wissenschaften. Berlin: Sitzungsberichte, 1918: 154
- [3] Hulse R A, Taylor J H. ApJ, 1975, 195: L51
- [4] Taylor J H, Fowler L A, McCulloch P M. Natur, 1979, 277: 437
- [5] Taylor J H, Weisberg J M. ApJ, 1982, 253: 908
- [6] Zhang Y, Yuan Y F, Zhao W, et al. CQGra, 2005, 22: 1383
- [7] Zhang Y, Er X Z, Xia T Y, et al. CQGra, 2006, 23: 3783
- [8] Miao H X, Zhang Y. PhRvD, 2007, 75: 104009
- [9] Tong M L, Zhang Y. PhRvD, 2009, 80: 084022

- [10] Press W H, Thorne K S. ARA&A, 1972, 10: 335
- [11] Liu J Z. MNRAS, 2009, 400: 1850
- [12] Manchester R N. ChJAS, 2006, 6: 139
- [13] Valtonen M J. ApJ, 2007, 659: 1074
- [14] Sillanpää A, Haarala S, Valtonen M J, et al. ApJ, 1988, 325: 628
- [15] Sivaram C. arXiv:0803.2077
- [16] Valtonen M J, Lehto H J, Nilsson K, et al. Natur, 2008, 452: 851
- [17] Valtonen M J, Mikkola S, Merritt D, et al. IAU, 2009, 261: 1302
- [18] Pshirkov M S, Baskaran D, Postnov K A. MNRAS, 2010, 402: 417
- [19] Hobbs G, Archibald A, Arzoumanian Z, et al. CQGRA, 2010, 27: 084013
- [20] 温伯格著. 邹振隆译. 引力论与宇宙论. 北京: 科学出版社, 1972: 240-285
- [21] Antonacopoulos G. Ap&SS, 1979, 62: 217
- [22] Capozziello S, de Laurentis M, de Paolis F, et al. MPLA, 2008, 23: 99
- [23] Lazio T J W. arXiv:0910.0632

Study on Gravitational Wave Radiation from OJ 287

SUN Yu-tao^{1,2} LIU Jie-ying^{1,2} LIU Jin-zhong^{1,2} AI Yan-li^{1,2}

ZHOU Ming^{1,2} QIAO Er-lin^{1,2}

(1 *National Astronomical Observatories/Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences,
Kunming 650011*)

(2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

ABSTRACT Research on quasar OJ 287 has been lasted more than 100 years. It presents the phenomenon of periodic outburst with two peaks. Its period is 12 years. The better model to explain the observed phenomenon is the binary black hole model in which a black hole moves around a primary black hole. The secondary black hole crashed the main accretion disk, leading to the outbursts. Based on this model, the light curves of OJ 287 are reasonably explained and the future outbursts are correctly predicted. These indirectly prove that the precession effect of general relativity and the existence of gravitational waves. The massive black hole of binary in the center of galaxy is a very important class of gravitational wave source. However, it is still very difficult to accurately determine the kinematic equations of the internal components in galaxies. Because this model provides a precise track of the secondary black hole, the gravitational waves can be studied. Based on the existing works, it is the first time for us to deduce the temporal evolutions of radiation power and waveform of gravitational waves by using the post-Newtonian approximation method. According to the current progress of IPTA (International Pulsar Timing Array), this detection equipment is possible to directly detect gravitational waves from OJ 287 in the next few years.

Key words quasars: individual: OJ 287, galaxy: kinematics and dynamics, gravitational waves