

中子星吸积加速与引力辐射影响*

付妍妍^{1,2†} 张月竹^{1,2} 魏益焕¹ 张承民^{2‡} 禹少华² 潘元月²
郭元旗² 王德华^{2,3}

(1 渤海大学数理学院物理系 锦州 121000)

(2 中国科学院国家天文台 北京 100012)

(3 贵州师范大学物理与电子科学学院 贵阳 550001)

摘要 研究了中子星双星系统吸积过程中的中子星自旋加速, 得到其周期随着吸积质量的变化关系. 并且通过对中子星磁场与周期演化分析, 对比脉冲星的观测, 获得了理论与观测类似的结果. 在此基础上, 研究了引力辐射作用对中子星自旋加速过程的影响, 并且推导了吸积过程中中子星自旋周期变化率, 探讨了吸积与引力辐射影响相当的临界角速度 Ω_{cr} , 评估了中子星的自旋在引力辐射下的影响.

关键词 脉冲星: 普通, 恒星: 中子, 双星: 普通, X射线: 双星, 恒星: 演化
中图分类号: P145; **文献标识码**: A

1 引言

中子星是大质量恒星演化的终端产物之一. 一般对于质量大约为 $8-15 M_{\odot}$ 的恒星演化到生命末期的时候, 恒星内部的核能就被耗尽, 星体内部的辐射压和热压将无法与自身引力平衡, 此时恒星就开始塌缩, 引起超新星爆发. 核心形成的致密星体依靠中子的简并压或核力与自身的引力保持平衡, 此致密星体就是中子星^[1].

观测发现, 大部分中子星是孤立的, 还有一些存在于双星系统中^[2], 截止到2014年, ATNF (Australia Telescope National Facility) 脉冲星数据网已经记录了2 300多颗脉冲星, 其中有230多颗处于中子星双星系统^[3]. 在中子星双星系统的吸积初期, 中子星的磁场极强($\sim 10^{12}$ Gs)^[4], 吸积物质与中子星磁极形成X-ray源^[5]. 随着吸积质量的增加, 积累的物质通过磁极不断堆积到中子星表面, 导致磁极区域面积扩大, 其磁力线总数保持不变, 磁力线密度不断变小, 从而引起中子星磁场衰减^[6]. 除此之外, 还有许多因素会导致磁场衰减, 如壳层屏蔽^[7]和欧姆耗散^[8-9]等. 在中子星双星系统中, 伴星可以为中子星提供足够的吸积质量, 这导致中子星自旋不断加快, 当吸积质量达到 $\sim 0.1-0.2 M_{\odot}$ 时, 其

2014-11-24收到原稿, 2015-01-14收到修改稿

*国家自然科学基金项目(11173034)及国家重点基础研究发展计划(2012CB821800)资助

[†]fychao@bao.ac.cn

[‡]zhangcm@bao.ac.cn

自旋周期可加速到毫秒量级(~ 20 ms), 即形成毫秒脉冲星^[4,10]. 由于吸积的质量不同, 中子星可能演化为周期分布为毫秒到几十毫秒的再生脉冲星(recycled pulsar)^[11-12].

假设中子星球体形变率为 ε , 由于轻微形变导致的质量四极矩而产生引力辐射, 这将消耗自转动能, 对中子星的自旋产生影响^[1]. 引力辐射会消耗吸积得到的角动量, 从而限制了毫秒脉冲星自旋的最大速率.

另外, 毫秒脉冲星研究是目前在建的500 m口径球面射电望远镜(FAST)的重要科学目标之一^[13-14], 而脉冲星与引力辐射研究也是FAST的重要关注点^[15-17]. 因此, 本文研究内容将为FAST巡天的脉冲星样本特性提供演化信息.

本文主要内容如下: 第2部分介绍吸积中子星磁场, 以及自旋周期演化; 第3部分详细讨论了引力辐射对吸积中子星自旋周期影响, 并且推导出中子星临界自旋周期 Ω_{cr} 随中子星形变率 ε 的变化公式; 文章最后一部分给出了吸积中子星演化和形成的结论及其相应的讨论.

2 吸积中子星自旋周期演化

2.1 中子星磁场衰减模型

中子星通过吸积伴星质量导致磁场衰减的理论模型由Zhang和Kojima提出(以下简称ZK06)^[18]. 假设中子星壳磁场是冻结的, 当磁场为 10^{12} Gs时, 吸积的物质会通过开放的磁力线落到磁偶极区域; 随着吸积物质不断堆积增多, 极冠范围扩大, 磁力线的密度会被稀释, 这导致磁场减弱^[19-20]. 通过这一系列过程, 当中子星所吸积的质量超过 $\sim 0.1-0.2 M_{\odot}$ 时, 中子星的磁球半径将逐渐接近星体表面^[21-23], 磁场将最终达到底磁场 $\sim 10^8$ Gs, 即磁场可达到最低值约为 10^8 Gs^[24-25]. 磁场衰减公式表达为:

$$B = \frac{B_f}{\{1 - [C/\exp(y) - 1]^2\}^{7/4}}, \quad (1)$$

式中 y 为质量参数 $y = 2\Delta M/(7M_{\text{cr}})$, M_{cr} 为中子星的壳质量 $\sim 0.2 M_{\odot}$, 吸积质量与吸积率 \dot{M} 及吸积时间 t 满足关系 $\Delta M = \dot{M}t$, 参数 $C = 1 + (1 - X_0^2)^{1/2} \sim 2$, $X_0^2 = (B_f/B_0)^{4/7}$, B_0 是初始时刻($t=0$)时的中子星磁场, B_f 被定义为中子星的底磁场, 其物理意义是当磁球半径 R_M 到达中子星表面时的磁场值^[26-27], 磁球半径的表达式为:

$$R_M = 0.5(\phi/0.5)R_A, \quad (2)$$

R_A 为阿尔文半径, 也叫磁球特征半径, 其中参数 ϕ 代表中子星的磁球半径和阿尔文半径的关系, 一般情况下取 $\phi = 0.5$ ^[1,28].

$$R_A = 3.2 \times 10^8 (\text{cm}) \cdot \dot{M}_{17}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} m^{-1/7} = 1.7 \times 10^8 (\text{cm}) \cdot \dot{M}_{18}^{-2/7} [B_{12} R_6^3]^{4/7} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-1/7}, \quad (3)$$

其中, \dot{M}_{18} 是以 10^{18} g/s为单位的的质量吸积率, μ_{30} 是以 10^{30} Gs \cdot cm³为单位的磁矩, m 是以太阳质量 M_{\odot} 为单位的的中子星质量, B_{12} 是以 10^{12} Gs为单位的的中子星磁感应强度, R_6 是以 10^6 cm为单位的的中子星半径.

这样我们得到底磁场的表达式为:

$$B_f = 4.5 \times 10^8 (\text{Gs}) \cdot \dot{M}_{18}^{1/2} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{1/4} R_6^{-5/4} (\phi/0.5)^{-7/4}, \quad (4)$$

当中子星所吸积物质的质量达到约 $0.2 M_{\odot}$ 时, 磁场将达到底磁场 B_f ^[29],

$$B_f \sim 10^8 (\text{Gs}) \cdot (\dot{M}/10^{18})^{1/2}. \quad (5)$$

2.2 吸积中子星自旋周期的变化

在中子星进行再循环演化的早期阶段中, 其初始自旋周期很长, 中子星就会被加速^[30], 但是当初始周期较短时, 中子星又会被减速. 中子星自旋周期 P 的变化与自身磁场 B 的关系式^[28]是:

$$\begin{aligned} -\dot{P} &= 5.8 \times 10^{-5} (\text{s}\cdot\text{yr}^{-1}) \cdot [m^{-3/7} R_6^{12/7} I_{45}^{-1}] B_{12}^{2/7} (P L_{37}^{3/7})^2 n(\omega_s) \\ &= 2.7 \times 10^{-4} (\text{s}\cdot\text{yr}^{-1}) \cdot [m^{3/7} R_6^{6/7} I_{45}^{-1}] B_{12}^{2/7} P^2 \dot{M}_{18}^{6/7} n(\omega_s), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 I_{45} 是中子星以 $10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ 为单位的转动惯量, L_{37} 为以 10^{37} erg/s 为单位的中子星光度, $n(\omega_s)$ 为无量纲力矩, 其中 ω_s 是快因子(fastness parameter)^[29].

如果加入引力辐射之后, 中子星自旋周期的变化率就会有所不同. 假设中子星有着轻微偏离球形的形变, 如均匀分布的椭球星体, 引力辐射引起的周期变化率 \dot{P}_{GW} 为:

$$\begin{aligned} \dot{P}_{\text{GW}} &= \frac{32 G}{5 c^5} I \varepsilon^2 \frac{(2\pi)^4}{P^3} \\ &= 2.72 \times 10^{-11} (\text{s}\cdot\text{s}^{-1}) I_{45} \varepsilon^2 P^{-3}. \end{aligned} \quad (7)$$

定义中子星吸积引起的周期变化率为 \dot{P}_{AC} , 那么中子星吸积过程中引力辐射作用下的中子星周期变化率 \dot{P} 为:

$$\dot{P} = \dot{P}_{\text{AC}} + \dot{P}_{\text{GW}}. \quad (8)$$

2.3 吸积中子星的自旋周期图(B-P图)

2.3.1 平衡周期线方程(加速线方程)与死亡线方程

假设中子星磁场的对称轴与其自旋轴重合, 当磁层半径处物质的频率加速到开普勒频率, 我们会得到自旋周期和磁场的对应关系, 成为中子星的加速线方程, 也叫做平衡周期线方程^[2,31]. 表达式为:

$$P_{\text{eq}} = 2.4 (\text{ms}) \cdot B_9^{6/7} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-5/7} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}}\right)^{-3/7} R_6^{16/7}, \quad (9)$$

式中 P_{eq} 是平衡自旋周期, B_9 是以 10^9 Gs 为单位的偶极磁场, M 为中子星质量, \dot{M} 为中子星吸积率, \dot{M}_{Edd} 为爱丁顿吸积率(10^{18} g/s), R_6 是以 10^6 cm 为单位的中子星半径. 当式中中子星吸积率 \dot{M} 等于爱丁顿吸积率 \dot{M}_{Edd} , 即 $\dot{M} = 10^{18} \text{ g/s}$ 时, 得到的平衡周期线即为爱丁顿加速线.

我们知道在中子星的磁球层中, 充满了高能粒子. 当极冠的电压高于一定边界值时, 极冠中不断产生的正负电子对就会被加速, 当极冠电压低于这个值时, 这种脉冲行为就会停止. 这种脉冲行为停止的界限我们可以用边界磁场和自旋周期的关系来表达: B_s/P^2 , 根据理论预言这个边界电压值 B_{12}/P^2 约为0.2, 其中中子星磁场 B_{12} 是以 10^{12} Gs 为单位, 这一结果也与脉冲星的观测分布大体相符, 这个方程就是脉冲星的死亡线方程^[32].

2.3.2 自旋周期图(B-P图)

首先, 利用ATNF pulsar catalogue的脉冲星数据^[3], 我们可以画出所有脉冲星的自旋周期及磁场B-P分布图, 如图1, 并且可以通过观察得出普通脉冲星及毫秒脉冲星相对于加速线和死亡线的分布关系. 通过观察我们得出, 普通脉冲星的周期一般在0.5 s左右, 磁场一般在 10^{12} Gs左右; 而毫秒脉冲星的周期一般在5 ms左右, 其磁场一般集中在 10^8 - 10^9 Gs左右. 这种分布与理论上吸积过程会使脉冲星加速、周期减小、磁场减小的模型相一致.

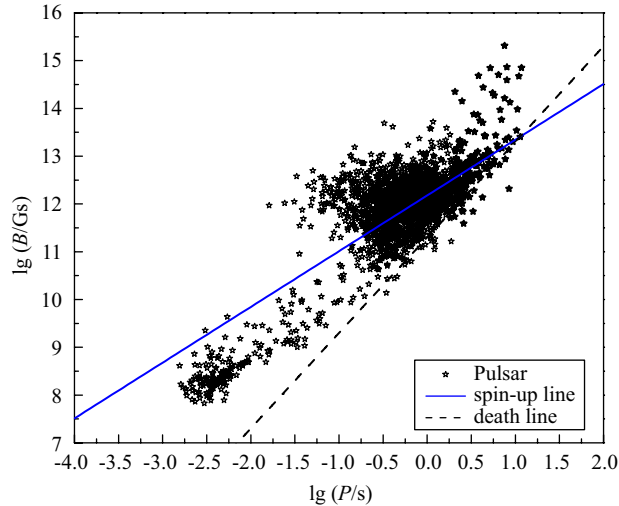


图1 脉冲星自旋周期及磁场分布图, 数据取自 ATNF 脉冲星数据网.

Fig. 1 The diagram of magnetic field versus spin period, and the data are taken from the ATNF pulsar catalogue.

根据上面的中子星磁场和周期演化的基本方程, 假设这一观察过程中吸积率是不变的, 中子星的初始周期 P_0 和吸积加速之后的周期 P , 进行数值计算, 我们就可以得到相应的B-P分布图. 当初始周期 $P_0=10$ s, 初始磁场 $B_0=5 \times 10^{12}$ Gs时, 将吸积率 $\dot{M}=10^{17}$ g/s, $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\dot{M}=10^{19}$ g/s 3种情况的B-P分布图放到一起比较, 如图2, 并且观察它们与平衡周期加速线之间的关系. 当假定吸积率为 $\dot{M}=10^{19}$ g/s时, 我们通常称为超爱丁顿情况下, 所得出的B-P分布图位置靠近爱丁顿加速线. 从图中我们可以看出, 此种情况的B-P分布图在周期较大的时候, 会出现自旋周期位于爱丁顿吸积加速线上方, 也说明了吸积率对中子星吸积过程的影响.

在B-P分布图中, 我们可以看出吸积率 \dot{M} 对中子星自旋周期及自身磁场演化分布的影响, 中子星演化的自旋周期和磁场的位置接近于自己的平衡周期线, 并且演化是依赖于吸积率的. 当设定吸积率较低时, 平衡周期线就会位于以爱丁顿吸积率为标准的加速线的下方, 相对应的毫秒脉冲星的B-P分布图也会说明中子星自身的底磁场是依赖于吸积率的. 拥有较高吸积率的吸积中子星演化的B-P曲线会位于拥有较低吸积率的上方, 并且演化的趋势都沿着相应的平衡周期线展开.

在上述计算过程中假设了吸积率是不变的, 但是实际情况下许多中子星双星中的吸积过程是变化的(如表现为暂现源), 即使对于稳定的吸积过程, 在末期也会经历吸积率

逐渐减小的过程^[25], 这些都会影响吸积过程最终周期的大小.

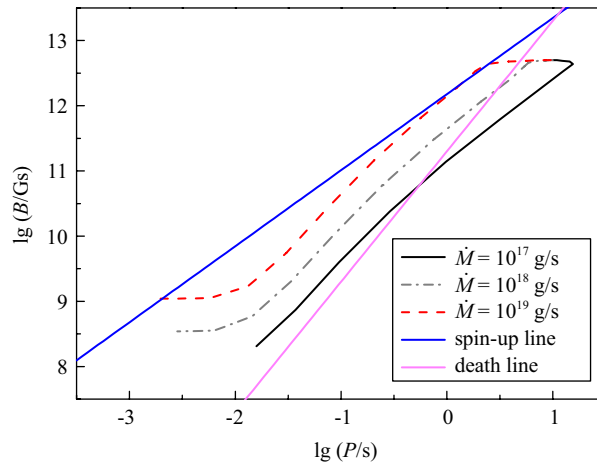


图2 吸积中子星B-P演化图, 其中初始周期 $P_0=10$ s, 初始磁场 $B_0=5\times 10^{12}$ Gs, 吸积率分别取 $\dot{M}=10^{17}$ g/s, $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\dot{M}=10^{19}$ g/s, 蓝实线为爱丁顿加速线(见(9)式).

Fig. 2 The B-P diagram for the accreting NSs with the initial period $P_0=10$ s, the initial magnetic field $B_0=5\times 10^{12}$ Gs, and the accretion rate \dot{M} is 10^{17} g/s, 10^{18} g/s, and 10^{19} g/s, respectively. The blue solid line is the Eddington spin-up line (see Eq.(9)).

在吸积过程中, 中子星自旋周期和磁场的变化还可以通过数据画出. 当吸积率 \dot{M} 给定时, 如 $\dot{M}=10^{18}$ g/s, 中子星自旋周期 P 与磁场 B 随吸积质量 ΔM 的变化关系, 如图3. 通过图3我们可以观察到, 吸积中子星的周期随着吸积质量的增大, 从初始的10 s减小到10 ms左右, 说明星体的自旋在加速; 同时中子星自身的磁场也从 10^{12} Gs减小到 10^8 Gs左右. B-P演化轨迹与观测的分布是相符合的.

当中子星吸积加速过程中加入引力辐射的影响, 在吸积演化的晚期, 中子星最后能达到的最小自旋周期将会受到引力辐射的影响和制约. 由于引力辐射的减速效应, 会使毫秒脉冲星的最小自旋周期变长. 当中子星吸积率分别取 $\dot{M}=10^{18}$ g/s和 $\dot{M}=10^{19}$ g/s, 中子星形变率分别取 $\epsilon=10^{-4}$ 和 $\epsilon=10^{-5}$ 时, 画出正常吸积过程与加入引力辐射的吸积过程中中子星自旋周期 P 与磁场 B 的演化对比图, 如图4所示.

从图4中可以看出, 在正常吸积过程中, 中子星可以达到的最小自旋周期为1.74 ms. 而加入引力辐射的吸积过程中, 当中子星形变率 $\epsilon=10^{-4}$ 时, 中子星达到的最小自旋平衡周期为44 ms, 此时周期变化率 $\dot{P}_{AC}=\dot{P}_{GW}=3.2\times 10^{-15}$ s/s; 当中子星形变率 $\epsilon=10^{-5}$ 时, 中子星达到的最小自旋平衡周期为17.5 ms, 此时周期变化率 $\dot{P}_{AC}=\dot{P}_{GW}=5.1\times 10^{-16}$ s/s. 可见引力辐射在中子星吸积加速过程的后期不仅使中子星自旋周期的减小速度减慢, 同时也会影响延长中子星能达到的最小自旋周期.

根据目前所观测到的脉冲星周期分布的拟合来看, 孤立的毫秒射电脉冲星与双星系系统中的毫秒脉冲星的周期分布大体一致, 稍微有点区别. 孤立的毫秒射电脉冲星的周期分布峰值为4.7 ms左右, 而双星中的毫秒脉冲星周期分布峰值为3.5 ms左右. 一般认为, 孤立毫秒脉冲星的形成也是来自双星吸积, 但是其伴星在演化晚期的轨道较小, 由于太靠近毫秒脉冲星, 导致辐射蒸发伴星^[33-34].

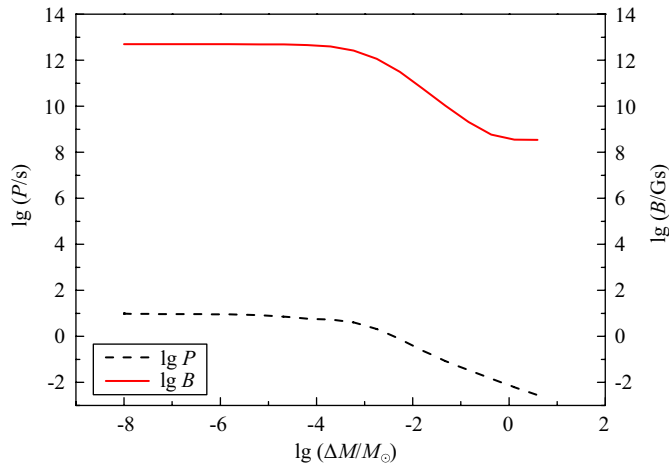


图 3 中子星磁场(周期)相对吸积质量图, 图中吸积率 $\dot{M}=10^{18}$ g/s.

Fig. 3 The diagram of magnetic field (period) versus accretion mass, in which the accretion rate is $\dot{M}=10^{18}$ g/s

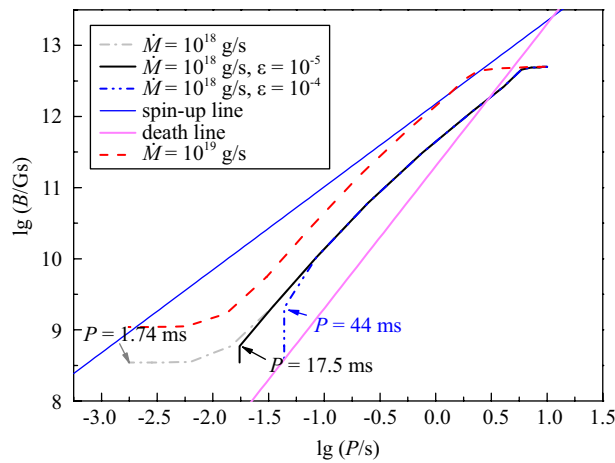


图 4 吸积中子星B-P演化图, 演化曲线考虑引力辐射效应, 其中初始周期 $P_0=10$ s, 初始磁场 $B_0=5\times 10^{12}$ Gs. 图中虚线代表 $\dot{M}=10^{19}$ g/s, 点虚线代表 $\dot{M}=10^{18}$ g/s, 黑色实线代表 $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\epsilon=10^{-5}$, 点点虚线代表 $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\epsilon=10^{-4}$.

Fig. 4 The B-P diagram for the accreting NSs with the initial period $P_0=10$ s and the initial magnetic field $B_0=5\times 10^{12}$ Gs, in which the effect of gravitational radiation is taken into account. In the B-P diagram, the dashed line stands for $\dot{M}=10^{19}$ g/s, the dot-dashed line stands for $\dot{M}=10^{18}$ g/s, the black solid line stands for $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\epsilon=10^{-5}$, and the dot-dot-dashed line stands for $\dot{M}=10^{18}$ g/s, $\epsilon=10^{-4}$.

3 引力辐射对吸积中子星周期的影响

中子星自旋周期的变化不仅受吸积过程影响, 还会受到引力辐射的影响. 假设中子星是一种有着轻微形变, 并且均匀分布的椭球星体, 引力辐射引起的能量变化率为^[1]:

$$\dot{E}_{\text{GW}} = -\frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I^2 \varepsilon^2 \Omega^6, \quad (10)$$

可以得到动能损失率星体减速关系:

$$\dot{E}_{\text{GW}} = I \Omega \dot{\Omega} \propto \Omega^6. \quad (11)$$

在中子星双星系统中, 吸积加速率由动量守恒给出:

$$\begin{aligned} I \dot{\Omega} &= \dot{M} R_M^2 \sqrt{\frac{GM}{R_M^3}} = \dot{M} \sqrt{GM R_M} \\ &= \dot{M} \sqrt{\frac{2GM}{c^2} \left(\frac{c^2 R_M}{2} \right)} \\ &= \dot{M} c \sqrt{\frac{R_s R_M}{2}} = \frac{\dot{M} c}{2} \sqrt{R_s R_A}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中 R_s 为史瓦西半径, 且 $R_s = 2GM/c^2$, 一般取 ~ 4.2 km.

当引力波引起的减速率与吸积加速率相当时, 中子星的自转速度达到平衡值. 所以我们可知 $I \Omega \dot{\Omega} = \frac{\dot{M} c}{2} \Omega \sqrt{R_s R_A}$, 由(10)式和(12)式, 可得

$$\frac{\dot{M} c}{2} \Omega \sqrt{R_s R_A} = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I^2 \varepsilon^2 \Omega^6, \quad (13)$$

由上式整理可得

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{cr}} &= \left(\frac{5 \dot{M} c^6}{64 G I^2 \varepsilon^2} \sqrt{R_s R_A} \right)^{\frac{1}{5}} \\ &= 2.39 \times 10^{-15} \dot{M}_{18}^{\frac{1}{5}} G^{-\frac{1}{5}} I_{45}^{-\frac{2}{5}} c^{\frac{6}{5}} (R_s R_A)^{\frac{1}{10}} \varepsilon^{-\frac{2}{5}} \\ &= 3.4 \times 10^2 \text{ (rad/s)} \dot{M}_{18}^{\frac{1}{5}} I_{45}^{-\frac{2}{5}} R_{A6}^{\frac{1}{10}} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{10}} (\varepsilon_{-5})^{-\frac{2}{5}}, \end{aligned} \quad (14)$$

即为中子星临界角速度 Ω_{cr} 随中子星形变率 ε 的变化公式, 其中 ε_{-5} 是以 10^{-5} 为单位.

在中子星吸积加速的过程中, 当自旋周期减小到10 ms左右的时候, 根据(14)式可知, 中子星形变率 $\varepsilon \sim 10^{-5}$, 引力辐射对中子星自旋周期变化的影响开始明显. 这意味着, 引力波减速效应只有当快速转动才起作用.

中子星形变率与强磁场存在着一定的正比关系, 当中子星磁场强度达到 10^{15} Gs时, 形变率 ε 会达到 10^{-4} ^[35]. 但是据目前中子星的实际观测情况来看, 中子星磁场一般不会达到 10^{15} Gs, 所以形变率的数值不会高于理论值. 此外, 中子星形变率与其他物理量之间的关系还有待于探索与研究.

当 $\varepsilon = 10^{-5}$ 时, 引力辐射引起的能量变化率 $\dot{E}_{\text{GW}} = 1.76 \times 10^{21} \text{ (erg/s)} \Omega^6$; 吸积引起的能量变化率 $\dot{E}_{\text{AC}} = 1.19 \times 10^{35} \text{ (erg/s)} \Omega$. 为了研究两者的加速和减速效果, 我们将两种情况画到同一个图中进行观察.

当 Ω_{cr} 定义域取10-10000时, 所得的图像如图5所示. 图中的交点为引力辐射引起的能量变化率与正常吸积引起的能量变化率相等的情况, 即 $\dot{E}_{\text{AC}} = \dot{E}_{\text{GW}} = 6.4 \times 10^{37}$ erg/s, 此时 $\Omega_{\text{cr}} = 583$ rad/s, 所对应的周期 $P = 1.08 \times 10^{-4}$ s, 即10.8 ms.

从图5中可以看出, 当中子星的自旋加速到周期为 $P=10.8$ ms之前, 引力辐射对 neutron star 周期改变的影响不太大; 当中子星的自旋周期减小到 $P=10.8$ ms以后, 引力辐射开始对 neutron star 周期改变起到主导作用, 而 neutron star 吸积过程对其周期变化的影响开始慢慢减弱.

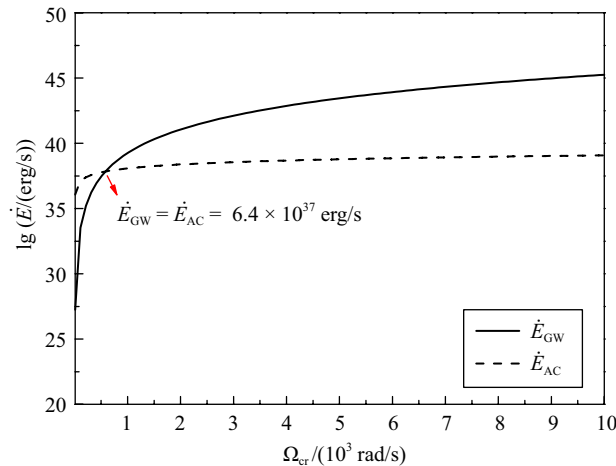


图 5 中子星能量变化率相对自旋角速度图, 其中中子星形变率 $\varepsilon = 10^{-5}$. 图中虚线为吸积过程中的能量变化率(见(12)式), 实线为考虑引力辐射效应时的能量变化率(见(10)式). Ω_{cr} 是以 10^3 rad/s为单位的角速度.

Fig. 5 The diagram of energy gradient versus angular velocity, in which the neutron star deformation rate is $\varepsilon = 10^{-5}$. The dashed line stands for the accretion process only (see Eq.(12)), and the solid line stands for the case when the effect of gravitational radiation is considered (see Eq.(10)). Ω_{cr} is the palstance in units of 10^3 rad/s.

4 结论及其讨论

在中子星吸积过程中, 我们考虑吸积加速与引力波引起辐射减速两种情况, 研究对 neutron star 自旋周期变化的影响. 我们推导了两种情况引起的转动动能变化率相同时, neutron star 临界角速度 Ω_{cr} 随 neutron star 自身形变率 ε 的变化公式(见(14)式). 当中子星初始周期 $P_0=10$ s, 初始磁场 $B_0=5 \times 10^{12}$ Gs时, 加速到达周期约10 ms, 可得到 neutron star 的形变率 ε 在 10^{-5} 量级左右. 只有在快速转动时(周期低于10 ms), 引力辐射对 neutron star 自旋周期变化的影响开始明显, 这可以解释为什么毫秒脉冲星的自旋周期没有加速到亚毫秒量级.

当 $\varepsilon = 10^{-5}$ 时, neutron star 自旋周期 $P=10.8$ ms, 自旋角速度 $\Omega_{\text{cr}}=583$ rad/s, 此时能量变化率 $\dot{E}_{\text{AC}} = \dot{E}_{\text{GW}} = 6.4 \times 10^{37}$ erg/s. 说明在自旋周期减小到10.8 ms之前, neutron star 吸积过程对其自身周期的改变起主导作用; 当吸积过程中的能量变化率与引力辐射引起的能量变化率相等时, 引力辐射作用开始明显增加, 使 neutron star 自旋周期加速缓慢.

在本文的计算中, neutron star 质量假定为 $1.4 M_{\odot}$, 这个 neutron star 质量值是针对46颗具有可

靠测量的中子星系统的统计而得到的平均值, 其中包括射电脉冲双星系统和X射线中子星系统, 这一统计结果也与许多理论值相吻合^[36-37].

此外, 一般而言双星系统中的脉冲星通过吸积加速过程, 最终都会演化到爱丁顿平衡周期线的下方, 但是根据ATNF提供的脉冲星双星系统的数据观察会发现, 也有一些双星脉冲星位于爱丁顿平衡周期线的上方. 我们认为, 这可能是由于存在高吸积率的脉冲星双星系统所导致的. 计算表明, 在超爱丁顿情况下(吸积率 $\dot{M}=10^{19}$ g/s)自旋周期及磁场演化位置可以出现在B-P图上方(见图2).

参 考 文 献

- [1] Shapiro S L, Teukolsky S A. *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*. New York: John Wiley, 1983
- [2] Bhattacharya D, van den Heuvel E P J. *PhR*, 1991, 203: 1
- [3] Manchester R N, Hobbs G, Teoh A, et al. *AJ*, 2005, 29: 1993
- [4] Alpar M A, Cheng A F, Ruderman M A, et al. *Nature*, 1982, 300: 728
- [5] Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J. *A&A*, 2007, 469: 807
- [6] Cheng K S, Zhang C M. *A&A*, 1998, 337: 441
- [7] Zhang C M. *A&A*, 1998, 330: 195
- [8] Cheng K S, Zhang C M. *A&A*, 2000, 361: 1001
- [9] Geppert U, Rheinhardt M, Zambias T. *A&A*, 2003, 412: L33
- [10] Burderi L, D'Antona N, Burgay M. *ApJ*, 2002, 574: 325
- [11] Camilo F, Thorsett S E, Kulkarni S R. *ApJ*, 1994, 421: L15
- [12] Kaspi V M. *PNAS*, 2010, 107: 7147
- [13] Nan R D. *ScChG*, 2006, 129: 148
- [14] Smits R, Lorimer D R, Kramer M, et al. *A&A*, 2009, 505: 919
- [15] Yue Y L, Li D, Nan R D. *IAUS*, 2013, 291: 577
- [16] Li D, Nan R D, Pan Z C. *IAUS*, 2013, 291: 325
- [17] Nan R D, Li D, Jin C J, et al. *IJMPD*, 2011, 20: 989
- [18] Zhang C M, Kojima Y. *MNRAS*, 2006, 336: 137
- [19] Melatos A, Phinney E S. *PASA*, 2001, 18: 421
- [20] Melatos A, Payne D. *ApJ*, 2005, 623: 1044
- [21] Li X D, Wang Z R. *A&A*, 1996, 307: 5
- [22] Li X D, Wang Z R. *ApJ*, 1999, 513: 845
- [23] Zhang C M, Wang J, Zhao Y H, et al. *A&A*, 2011, 527: 83
- [24] Phinney E S, Kulkarni S R. *ARA&A*, 1994, 32: 591
- [25] Tauris M, Langer N, Kramer M. *MNRAS*, 2012, 425: 1601
- [26] Taam R E, van den Heuvel E P J. *ApJ*, 1986, 305: 235
- [27] Tauris M, Langer N, Kramer M. *MNRAS*, 2011, 416: 2130
- [28] Ghosh P, Lamb F K. *ApJ*, 1979, 234: 296
- [29] Pan Y Y, Wang N, Zhang C M. *Ap&SS*, 2013, 346: 119
- [30] Wang J, Zhang C M, Zhao Y H, et al. *A&A*, 2011, 526: 88
- [31] van den Heuvel E P J. *NYASA*, 1977, 291: 39
- [32] Ruderman M A, Sutherland P G. *ApJ*, 1975, 196: 51
- [33] 蔡炎, 阿里塔尼, 赵永恒, 等. *天文学报*, 2011, 52: 449
- [34] Cai Y, Ali Taani, Zhao Y H, et al. *ChA&A*, 2012, 36: 137
- [35] Bonazzola S, Marck A. *A&A*, 1994, 44: 655
- [36] 程争, 张承民, 赵永恒, 等. *天文学报*, 2013, 54: 514
- [37] Cheng Z, Zhang C M, Zhao Y H, et al. *ChA&A*, 2014, 38: 294

Accreting Neutron Star Acceleration and Effects of Gravitational Radiation

FU Yan-yan^{1,2} ZHANG Yue-zhu^{1,2} WEI Yi-huan¹ ZHANG Cheng-min²
YU Shao-hua² PAN Yuan-yue² GUO Yuan-qi² WANG De-hua^{2,3}

(1 Department of Physics, School of Mathematics and Physics, Bohai University, Jinzhou 121000)

(2 National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

(3 School of Physics and Electronic Science, Guizhou Normal University, Guiyang 550001)

ABSTRACT In this paper we study the neutron star's spin acceleration in binary systems, and the relation how the spin period changes with the accreted mass. We analyze the evolution of magnetic fields and the spin periods of neutron stars, and compare the modeled results with the observational data of pulsars, to show that they are consistent with each other. Considering the effect of gravitational radiation on the spin-up process of neutron stars, we derive the changing rate of the neutron star's spin periods in the accretion process. We estimate the critical angular velocity Ω_{cr} , at which the accretion torque is balanced by that of gravitational radiation, and discuss the influence of gravitational radiation on neutron star's spin evolution.

Key words pulsars: general, stars: neutron, binaries: general, X-rays: binaries, stars: evolution