

五百米口径球面射电望远镜脉冲星研讨会(3)

Local organizers

Zhiqiang Shen (SHAO)
Zhen Yan (SHAO)
Fang Wu (SHAO)
Maochun Wu (SHAO)
Yajun Wu (SHAO)

FAST Pulsar Symposium 3

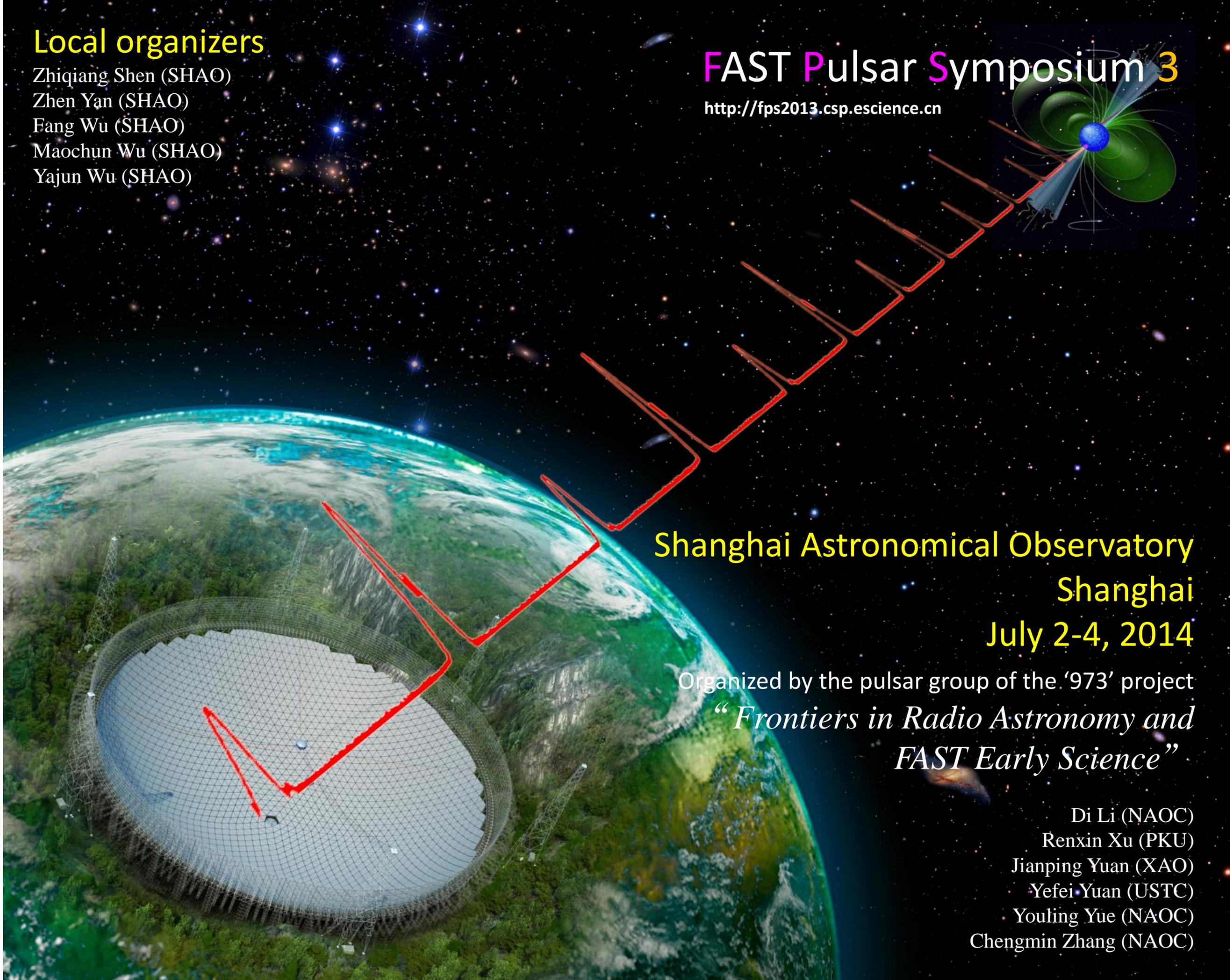
<http://fps2013.csp.espace.cn>



Shanghai Astronomical Observatory
Shanghai
July 2-4, 2014

Organized by the pulsar group of the '973' project
"Frontiers in Radio Astronomy and
FAST Early Science"

Di Li (NAOC)
Renxin Xu (PKU)
Jianping Yuan (XAO)
Yefei Yuan (USTC)
Youling Yue (NAOC)
Chengmin Zhang (NAOC)



FAST Pulsar Symposium3
2-4 July, 2014, Shanghai, China



500 米口径球面射电望远镜脉冲星专题研讨会

第三次会议

脉冲星**不仅**有助于认识时空的本质和强力的低能行为、开辟引力波天文窗口，**而且**在工程应用上其导航和时间标准的建立或根本上促进人类社会的进步，相关研究**还是**国内 FAST、HMXT 和国际 SKA 等大型天文设备的核心课题。然而，脉冲星研究人才的培养却迫在眉睫。此 FPS 系列会议的宗旨就是为了有效地推动国内脉冲星同行之间的交流、了解国际研究动态、培育未来脉冲星骨干，见证中国脉冲星研究队伍的成长和壮大历程。

作为“973 计划”项目的一部分，脉冲星组（“课题 1”）组织的每年一次 FPS 会议以中国脉冲星学者为主，并邀请部分国际同行参加。第一次会议于 2012 年 8 月 13 日至 16 日在新疆昌吉园林宾馆举行。第二次会议，于 2013 年 7 月 1 日至 3 日在云南昆明滇池宾馆召开。这次是第三次会议，于 2014 年 7 月 2 日至 4 日在上海天文台召开。50 位来自高校和科学院的学者和研究生参加了此次会议。

科学组委会：

“973”项目脉冲星组

地方组委会：

上海天文台 沈志强，闫振，吴芳，吴茂春，吴亚军

贰零壹肆年拾贰月

目 录

1. Predicting the Braking Indices of Nulling and Intermittent Pulsars	Abdujappar Rsusul.....	1
2. Frequency-dependent timing and simulating PTAs with ptime and psim	代实	4
3. 脉冲星辐射的研究与应用	杜源杰	5
4. 吸积中子星在引力辐射下的周期演化	付妍妍, 魏益焕, 张承民	6
5. 关于超强磁场下电子压强与磁场关系两种相反的观点	高志福	8
6. The effect of Doppler residual on binary pulsars	龚碧平	11
7. 固态夸克集团星中电子的自发磁化	来小禹	12
8. 中子星质量与半径的观测限制	李兆升	14
9. 振荡驱动的脉冲星磁层活动	林梦翔	16
10. 如何从 TZO 演变出超长周期 CCO?	刘雄伟.....	18
11. Analysis of Short bursts in AXPs/SGRs	屈稚杰.....	19
12. 用脉冲星计时检验时空的基本对称性	邵立晶	21
13. Summary of anti-glitch observations and models	仝号.....	23
14. 辨别脉冲星正交模	王陈	25
15. 处于吸积相的夸克集团星	徐仁新	26

16. 上海天马射电望远镜脉冲星观测研究	闫振, 沈志强, 吴鑫基	27
17. A New Model for Pulsar Distance	姚菊枚	29
18. 使用 40 米射电望远镜和 DFB 开展脉冲星计时研究	袁建平, 刘志勇, 李琳, 王娜, 郝龙飞	30
19. 快速射电暴巡天望远镜	岳友岭	33
20. Position Angle Curve Revisited	Rai Yuen, D. B. Melrose	35
21. 电磁辐射对 Crab 脉冲星自旋周期演化的影响	张月竹, 魏益焕, 张承民	37
22. 脉冲星计时阵及其对宇宙原初引力波的限制	赵文	39
23. 固态夸克星框架下的两类周期跃变模型	周恩平	42
24. 会议日程		44

Predicting the Braking Indices of Nulling and Intermittent Pulsars

Abdujappar Rsusul

Institute of Astrophysics

Huazhong Normal University

Wuhan 430079

P. R. China

Email: abdujappar@gmail.com

1 Introduction

The braking index tells us about the physics which causes the spin down of the pulsar. For the intermittent pulsar, the importance of the measurement of braking index is significant, because this provides us with information about whether the “off” state is dominated by magnetic dipole radiation, or if other unknown braking mechanisms still exist. Yet, observers could not measure the braking index of PSR B1931+24 even after 13 years of observation, because of the lack of data about its transition into (or out of) a radio-on phase [Young et al. (2013)]. However, the existence of pulsar wind torque and its relationship with pulsar’s emission gives us the possibility to estimate the braking indices of intermittent pulsars that have observed period first derivatives in “on” and “off” state. In this paper, we will discuss the braking indices of three intermittent pulsars and one nulling pulsar which have no reliable observed second derivatives.

2 METHODS AND RESULTS

For intermittent pulsars, the difference between the “on” and “off” state rotational slow-down energy loss is expressed as follows [Kramer et al. (2006)]

$$\dot{E}_w = \dot{E}_{\text{on}} - \dot{E}_{\text{off}} = 2T\pi\nu. \quad (1)$$

where $\dot{E}_{\text{on}} = -4\pi^2 I\nu\dot{\nu}_{\text{on}}$, $\dot{E}_{\text{off}} = -4\pi^2 I\nu\dot{\nu}_{\text{off}}$, the I is the moment of inertia of the neutron star, $\dot{\nu}_{\text{on}}$ is the “on” state rotation frequency derivative, $\dot{\nu}_{\text{off}}$ is the “off” state rotation frequency derivative, T is the total electromagnetic torque, $T = 2jB_0R_{\text{pc}}^2/3c$. where $j = c\pi R_{\text{pc}}^2\rho$ is electric current, $R_{\text{pc}} = \sqrt{2\pi\nu R^3/c}$, $\rho = \Omega B/2\pi c$. Combining equations 1 and the relation of torque above, we find

$$\dot{\nu}_{\text{off}} - \dot{\nu}_{\text{on}} = B_0 \rho R_{\text{pc}}^4 / (3I). \quad (2)$$

In our model, in order to calculate the braking index, we need to take time derivative of Eq.7. When we take the derivative of the charge density ρ , we will replace it with ρ_{GJ} . Here we discuss three different cases for the two variables, in which the variation of R_{pc} and ρ can cause current variation in polar cap region and this variation results in different spin-down features of pulsar rotation.

In case 1, R_{pc} is changing and ρ is constant, and therefore

$$\ddot{\nu}_{\text{on}} - \ddot{\nu}_{\text{off}} = 2\dot{\nu}_{\text{on}}(\dot{\nu}_{\text{on}} - \dot{\nu}_{\text{off}})/\nu. \quad (3)$$

In case 2, R_{pc} is constant and ρ is changing, and therefore

$$\ddot{\nu}_{\text{on}} - \ddot{\nu}_{\text{off}} = \dot{\nu}_{\text{on}}(\dot{\nu}_{\text{on}} - \dot{\nu}_{\text{off}})/\nu. \quad (4)$$

In case 3, the both R_{pc} and ρ are changing, and therefore

$$\ddot{\nu}_{\text{on}} - \ddot{\nu}_{\text{off}} = 3\dot{\nu}_{\text{on}}(\dot{\nu}_{\text{on}} - \dot{\nu}_{\text{off}})/\nu. \quad (5)$$

In general, the evolution of the rotation rate of the pulsar is expressed by the power law equation $\dot{\nu} = -K\nu^n$, where n is the braking index. When K is constant, we can write the braking index as $n = \nu\ddot{\nu}/\dot{\nu}^2$ and $n = 3$ is associated with the pure magnetic-dipole radiation-dominated case [Lorimer (2005)]. For the intermittent pulsar scenario, we consider the braking index $n_{\text{on}} = \nu\ddot{\nu}_{\text{on}}/\dot{\nu}_{\text{on}}^2$ for “on” state and $n_{\text{off}} = \nu\ddot{\nu}_{\text{off}}/\dot{\nu}_{\text{off}}^2$ for “off” state. So, we can write the equations (3), (4), (5) with n_{on} and n_{off} . Here, for short, we just discuss the Eq.3 as an example.

$$n_{\text{on}} - n_{\text{off}} \dot{\nu}_{\text{off}}^2 / \dot{\nu}_{\text{on}}^2 = 2(1 - \dot{\nu}_{\text{off}}/\dot{\nu}_{\text{on}}) \quad (\text{case1}) \quad (6)$$

In this case, we assume that the braking indices n_{on} and n_{off} of neighboring observations are constant, namely $n_{\text{on}(i)} = n_{\text{on}(i+1)}$, $n_{\text{off}(i)} = n_{\text{off}(i+1)}$. For convenience purposes, we replace $A_i = \dot{\nu}_{\text{off}(i)}^2 / \dot{\nu}_{\text{on}(i)}^2$ and $B_i = 2(1 - \dot{\nu}_{\text{off}(i)} / \dot{\nu}_{\text{on}(i)})$ into the Eq.4. So, for the two epochs of observing data of $\dot{\nu}_{\text{off}(i)} / \dot{\nu}_{\text{on}(i)}$ we can write two equations as below

$$n_{\text{on}(i)} - n_{\text{off}(i)} A_i = B_i \quad (7)$$

$$n_{\text{on}(i+1)} - n_{\text{off}(i+1)} A_{i+1} = B_{i+1}. \quad (8)$$

Then, by using the assumption of constant braking indices ($n_{\text{on}(i)} = n_{\text{on}(i+1)}$, $n_{\text{off}(i)} = n_{\text{off}(i+1)}$), we derive $n_{\text{on}(i)}$ (or $n_{\text{off}(i)}$) from Eq.7 and Eq.8

$$n_{\text{on}(i)} = (B_i - A_i B_{i+1} / A_{i+1}) (1 - A_i / A_{i+1})^{-1}. \quad (9)$$

We have used the data of PSR B1931+24 which is observed at 8 different epochs [Young et al. (2013)] and for the data of other three pulsars B0823+26 [Young et al. (2012)], J1841-0500 [Camilo et al. (2012)] and J1832+0029 [Lorimer et al. (2012)], please see [Abdujappar et al. (2014)]. The results are given in Table 1.

Table 1: Braking indices of four pulsars are given under the three cases. Parameters are tabulated from column one to column seven as pulsar name and braking index of n_{on} , n_{off} for the three cases.

PSR Name	case 1		case 2		case 3	
	n_{on}	n_{off}	n_{on}	n_{off}	n_{on}	n_{off}
B1931+24	1.35 ± 0.06	1.56 ± 0.15	0.68 ± 0.03	0.78 ± 0.07	2.03 ± 0.09	2.33 ± 0.22
B0823+26	1.04 ± 0.01	1.04 ± 0.01	0.52 ± 0.00	0.52 ± 0.00	1.56 ± 0.01	1.56 ± 0.02
J1841-0500	1.60 ± 0.01	2.52 ± 0.05	0.80 ± 0.00	1.26 ± 0.03	2.40 ± 0.01	3.78 ± 0.08
J1832+0029	1.44	1.78	0.72	0.89	2.16	2.68

3 Interpretation

The observed $\dot{\nu}_{\text{on}}$ and $\dot{\nu}_{\text{off}}$ of four pulsars provide us with an unique possibility to derive their braking indices. This is especially significant considering that it is very hard to observe their second derivative of rotational frequency. All the obtained values of n_{on} and n_{off} of the three intermittent pulsars and one nulling pulsar, in three different cases, are almost within the range of observed braking indices. According to the calculated braking indices of n_{off} , we concluded that a pulsar’s magnetosphere, including the polar cap region, may never become entirely depleted of plasma during the “off” state. The calculated braking indices indicate that the dominance of either electromagnetic torque or out-flowing current are switching according to the changes of magnetosphere configuration, which includes both polar cap size variation and charge density variation in the polar cap region.

References

- [Abdujappar et al. (2014)] Abdujappar R., et al., 2014, PASP, 126:338–344
- [Kramer et al. (2006)] Kramer M. et al., 2006, Science, 312, 549
- [Lorimer (2005)] Lorimer, D. R., Kramer, M., 2005, Handbook of Pulsar Astronomy
- [Young et al. (2012)] Young, N. J., et al., 2012, MNRAS, 427 (1): 114 - 126
- [Young et al. (2013)] Young, N. J., et al., 2013, MNRAS, 429 (3): 2569 - 2580
- [Lorimer et al. (2012)] Lorimer, D. R. et al., 2012, ApJ, 758 : 141
- [Camilo et al. (2012)] Camilo, F., et al., 2012, ApJ, 746, 63

Frequency-dependent timing and simulating PTAs with ptime and psim

代实 (Shi Dai)

北京大学物理学院 北京 100871

CSIRO Astronomy and Space Science, Australia

Email: daishi@pku.edu.cn

毫秒脉冲星 (MSPs) 的短自转周期和稳定的脉冲轮廓使它们成为探索各种天体物理现象的有力工具。Pulsar Timing Array (PTA) 由多个MSPs组成, 其主要的目标之一是探测低频的引力波 (GW)。为了达成这个目标, 我们不仅需要长期地监测大量的MSPs, 还要尽可能地提高测时 (timing) 的精度。

尽管我们知道MSPs的脉冲轮廓非常稳定, 但是我们也观察到了轮廓随频率的演化。对于 PTAs, 当我们要求timing精度达到几十纳秒时, 即使微弱的脉冲轮廓演化也可能导致可观噪声, 从而影响引力波的探测。脉冲轮廓随频率的演化与星际闪烁 (scintillation) 现象结合, 导致不同频率的轮廓在累积轮廓 (频率和时间上的平均轮廓) 中的权重不同, 而由于scintillation在时间和频率空间上都是随机出现的, 所以最终的累积轮廓会出现由轮廓演化导致的不稳定性, 表现为残差 (timing residuals) 中白噪声。

目前为止, 我们仍然不清楚脉冲轮廓的频率演化以及scintillation现象对timing精度到底有多大的影响, 以及能不能通过模拟随频率演化的轮廓来消除。我们的工作的目标就是回答上述两个问题。我们正在开发的两个软件包ptime和psim, 前者 (ptime) 是模拟脉冲轮廓随频率的演化, 并且集成了frequency dependent timing的算法, 尝试消除脉冲轮廓演化导致的噪声; 后者 (psim) 则是一个模拟PTA原始数据 (raw data) 的软件包, 通过它可以模拟包括脉冲轮廓演化, scintillation, 射电干扰 (radio frequency interference, RFI) 在内的效应, 帮助我们理解这些效应对高精度 timing的影响。

基于Parkes Pulsar Timing Array (PPTA) 的数据, 我们研究了24颗MSPs的脉冲轮廓演化现象。我们使用psim模拟了轮廓演化和scintillation效应, 并且应用ptime进行了测时, 发现我们的frequency dependent timing算法能很好的提高timing精度, 论证了我们的算法的可行性; 我们也对实际的PPTA数据应用了ptime进行timing, 结果显示对于timing精度的改进并不明显。我们的结果说明, 对于现实的PPTA数据, 简单地应用frequency dependent timing并不能有效地提高timing精度, 还有很多效应我们没有理解, 比如profile本身的不稳定性和RFI的影响等等。

脉冲星辐射的研究与应用

杜源杰

钱学森空间技术实验室

北京海淀区104号 100094

Email: dyj@nao.cas.cn

脉冲星的科学研究范围涵盖了天文学、空间科学与物理学等几乎所有的学科领域。作为自然界自转稳定度最高的天体，脉冲星在时间基准、深空自主导航、行星质量测定、引力波探测等领域有重大的应用价值和光明的前景。

地面的射电望远镜、光学望远镜到太空中的X射线望远镜、伽玛射线望远镜均把脉冲星作为最重要的观测源，为了更好地观测脉冲星，需要更高灵敏度、更高时空分辨率的望远镜，这极大地推动了相关观测技术的发展。目前，我国在建的大型科学装置有：中国科学院的空间科学先导专项硬X射线调制望远镜（HXMT）；还有地面的500米口径射电望远镜（FAST）等，它们对脉冲星的观测早已提上日程。因此需要准备大量优秀的脉冲星课题来应对将来海量的多波段数据，力争做出有世界影响力的工作。

我将积极开展脉冲星科学、脉冲星计时及其应用、天体测量、脉冲星时间基准等领域的研究工作，推进空间时间基准、脉冲星空间科学应用和脉冲星自主导航等领域的发展，并且为将来相关的空间科学计划、搭载实验、深空探测等打下扎实的理论、学科和队伍基础。

今后我们将陆续开展以下的工作：

(1) 夯实脉冲星多波段辐射这一领域：重点利用将来的HXMT和FAST的多波段观测数据，结合国际上其他波段的数据，进一步完善环间隙理论模型，提升我们研究成果的国际影响力；开展年轻脉冲星和毫秒脉冲星脉冲辐射的统计研究，研究其族群演化的性质。

(2) 面向国家战略需求，积极开展脉冲星的应用研究，力求做到“研而致用”。针对将来脉冲星深空探测和科学研究的需求，研制基于脉冲星的高灵敏度、高时间分辨率的新型X射线计时探测器。

吸积中子星在引力辐射下的周期演化

付妍妍^{†‡}, 魏益煊^{†‡}, 张承民[‡]

[†]渤海大学 数理学院物理系

中国 辽宁锦州 121000

[‡]中国科学院国家天文台

中国 北京 100012

Email: zhangcm@bao.ac.cn

1 引言

通过对双星中子星系统吸积过程中自旋周期演化基本原理的研究[1], 在加入引力辐射影响的基础上, 推导了中子星角速度 Ω_{cr} 随该星体形变率 ε 的变化规律, 讨论了在何种情况下引力辐射对中子星周期变化的影响较大, 使周期的加快速度减慢。最后也通过图呈现出二者在吸积过程中的关系。

2 基本公式及原理

在中子星吸积过程中, 自旋周期 P 的变化与自身磁场 B 的关系式是[2, 3, 4]:

$$-\dot{P} = 2.7 \times 10^{-4} (syr^{-1}) \cdot [m^{3/7} R_6^{6/7} I_{45}^{-1}] B_{12}^{2/7} P^2 \dot{M}_{18}^{6/7} n(\omega_s) \quad (1)$$

式中 I_{45} 是中子星以 $10^{45} g \cdot cm^2$ 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fastness因子[3]。磁场演化方程在文献中已经给出[5]。

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。引入最低阶的引力辐射就是四级子 (quadrupole), 由于加入了引力辐射, 使得中子星会伴随一个随时间变化的四极矩。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, 其转动惯量为 I , 中子星形变率为 ε 。引力辐射引起的周期变化率 \dot{P}_{GW} 得:

$$\dot{P}_{GW} = \frac{32 G}{5 c^5} I \varepsilon^2 \frac{(2\pi)^4}{P^3} = 2.72 \times 10^{-14} (ss^{-1}) I_{45} \varepsilon^2 P^{-3} \quad (2)$$

定义中子星吸积过程中的周期变化率为 \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: $\dot{P} = \dot{P}_{AC} + \dot{P}_{GW}$.

中子星的自旋角速度 Ω_{cr} 随中子星形变率 ε 的变化公式

$$\Omega_{cr} = 2.7 \times 10^2 \text{ rad/s} \dot{M}_{18}^{1/5} I_{45}^{-2/5} R_{A6}^{1/10} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/10} (\varepsilon_{-4})^{-2/5} \quad (3)$$

其中吸积率 \dot{M}_{18} 是以 10^{18} g/s 为单位, 转动惯量 I_{45} 是以 $10^{45} \text{ g} \cdot cm^2$ 为单位, 特征半径 R_A 是以 10^6 cm , 即中子星半径为单位, M_{\odot} 为太阳质量, ε_{-4} 是以 10^{-4} 为单位。

在中子星吸积加速的过程中, 当自旋周期减小到10ms左右的时候, 依公式(3)可知, $\varepsilon = 8.36 \times 10^{-5}$, 也就是说当 ε 在 10^{-4} 量级左右, 引力辐射对中子星自旋周期

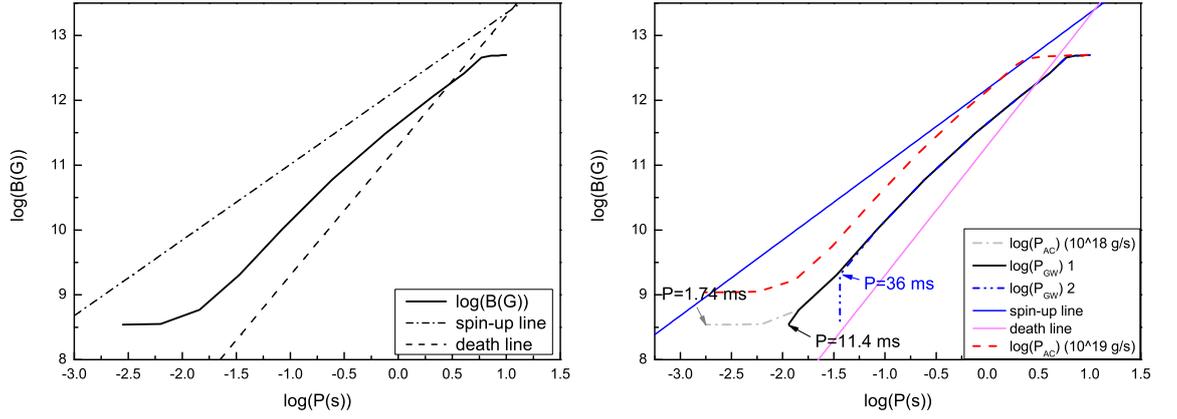


Figure 1: 图为中子星吸积率 $\dot{M} = 10^{18} g/s$, 中子星形变率取 $\varepsilon = 10^{-3}$ 时, 在正常吸积过程与加入引力辐射两种情况下, 中子星自旋周期 P 与磁场 B 的演化对比图, 其中初始周期 $P_0 = 10s$, 初始磁场 $B_0 = 5 \times 10^{12} G$

变化的影响开始明显, 甚至是开始制约。

3 结果与讨论

在中子星吸积过程中, 我们同时考虑中子星吸积加速和引力波减速, 我们推导了两种情况能量变化率相等的情况下, 中子星的自旋角速度 Ω_{cr} 随中子星自身形变率 ε 的变化公式, 见公式(3)。当初始周期 $P_0 = 10s$, 初始磁场 $B_0 = 5 \times 10^{12} G$ 时, 取其周期减小到 $10ms$, 可知 ε 在 10^{-5} 量级左右, 引力辐射对中子星自旋周期变化的影响开始明显。

两种情况的临界自旋周期 $P = 4.28ms$, 临界自旋角速度 $\Omega_{cr} = 1469$, 说明在自旋周期减小到 $4.28ms$ 之前, 中子星吸积过程对其自身周期的改变作用起主导作用; 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, 使中子星周期减小速度减慢。

References

- [1] Alpar M. A., et al, 1982, Nature, 300, 728
- [2] Pan Y. Y., Wang N. & Zhang C. M., 2013, Ap&SS, 346, 119
- [3] Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars. Wiley, New York
- [4] Wang J., Zhang C. M., Zhao Y. H., et al. 2011, A&A, 526, 88
- [5] Zhang C. M. & Kojima Y., 2006, MNRAS, 336, 137

关于超强磁场下电子压强与磁场关系两种相反的观点

高志福

中国科学院新疆天文台 中国 新疆 830000

Email: zhifugao@xao.ac.cn

1 引言

磁星就是一类由强磁场供能的脉冲星。根据超强磁场顺磁起源假设[1], [2], 质量大的磁星, 其磁场强度也较大, 最高的磁场强度约为: $(3.0 \sim 4.0) \times 10^{15}$ G。本文中, 我们关注的是磁星内部简并的相对论电子。有关在中子星强磁场对平衡态物质组分的影响在以前的研究中已经描述得很详细了 [3], [4]。关于超强磁场下的电子压强, 比较流行的观点是: 磁场越强, 电子压强越低。由于地球上没有足够高的强磁场, 对于这样的流行观点, 我们不能通过实验直接进行验证。但经过认真的核查, 我们发现计算电子费米能的流行方法与电子朗道能级的量子化是相矛盾的。

2 超强磁场下电子压强

在超强磁场 ($B^* = B/B_{cr}$, $B_{cr} = 4.414 \times 10^{13}$ G) 下, 朗道柱面沿磁场方向形成窄长的圆柱状。通过引入狄拉克- δ -函数, 可以得到超强磁场中电子费米能 $E_F(e)$ 简洁的表达式:

$$E_F(e) \simeq 43.44 \left(\frac{B}{B_{cr}} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \frac{Y_e}{0.0535} \right)^{1/4} \text{ MeV} , \quad (1)$$

这里 $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ g cm³ 是标准核密度, Y_e 是电子丰度 [5], [6]。磁场越强, 电子费米能就越高, 高值的电子费米能可能来源于磁场的自由能。我们还得到超强磁场下电子压强 P_e 随磁场强度 B 的关系:

$$P_e \simeq 6.266 \times 10^{30} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \frac{B}{B_{cr}} \frac{Y_e}{0.0535} \right) \text{ dyne cm}^{-2} \dots \quad (2)$$

既然 $P_e \propto E_F^4(e)$, 而 $E_F(e)$ 又随 B 的增加而增大, 因此 P_e 也随 B 的增加而增大 [7]。

3 关于 P_e 与 B 关系的两种截然相反的观点

按照流行的观点, 在强磁场中, 电子压强同电子费米能一样, 都随着磁场强度的增强而降低 (如参考文献 [4], [8])。我们知道, 按照文献 [9] 的计算, 在六维相空间

及强磁场中相对论电子微观状态数密度为:

$$N_{pha} = \frac{1}{h^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x dp_y dp_z = \frac{1}{h^3} \int_0^{p_F} dp_z \int_0^{\infty} p_{\perp} dp_{\perp} \int_0^{2\pi} d\Phi = \frac{\pi p_F}{h^3} \int_0^{\infty} dp_{\perp}^2, \quad (3)$$

式中 $\Phi = \tan^{-1} p_y / p_x$ 。为了得到超强磁场中电子的第 n 个朗道能级的简并度 ω_n ，根据量子化要求,并且做积分变求和的替换,得到电子的第 n 个朗道能级简并度,

$$\omega_n = \frac{1}{h^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{A < p_{\perp}^2 < B} p_{\perp} dp_{\perp} = \frac{2\pi (B - A)}{h^2} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-2} \frac{B}{B_{cr}}, \quad (4)$$

式中 $A = m^2 c^2 \frac{B}{B_{cr}} 2n$, $B = m^2 c^2 \frac{B}{B_{cr}} 2(n + 1)$ [10]. 上述的计算方法引自经典教材 *Statistical Mechanics (1965)* [11]。另外的统计教科书 *Statistical Mechanics (2003)* [12]也给出了在相对论磁场中电子第 n 个朗道能级简并度的表达式:

$$\omega_n = \frac{1}{h^2} \int dp_x dp_y = \frac{1}{h^2} \pi p_{\perp}^2 \Big|_n^{n+1} = \frac{4\pi m_e \mu_e B}{h^2} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-2} \frac{B}{B_{cr}}, \quad (5)$$

式中 $\mu'_e = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ 是电子磁矩。在沿磁场方向的动量间隔 Δp_z 内,对于非相对论电子气体微观态数由下式给出 [13]:

$$\frac{eBS}{2\pi\hbar c} \frac{L_z}{2\pi\hbar} \Delta p_z = \frac{eBV}{4\pi^2\hbar^2 c}. \quad (6)$$

从方程 (6) 可得到非相对论磁场中电子的第 n 个朗道能级简并度的表达式:

$$\omega_n = g_{n0} \frac{eB}{2\pi\hbar c} = g_{n0} \frac{4\pi m_e \mu_e B}{h^2}, \quad (7)$$

式中使用了非相对论电子回旋运动的解 $\hbar\omega_B = 2\mu_e B$ 。令人困惑的是,将方程 (4) 或方程 (5) 与方程 (7) 进行对比,我们发现:相对论磁场中电子在第 n 个朗道能级简并度的表达式完全与相应的非相对论中的情况一致。上述方法的本质在于把动量空间中位于第 n 与第 $n + 1$ 之间的朗道能级的圆环面归属于第 n 个朗道能级。这样一个人为的假设等同于允许电子在垂直于磁场方向的动量(或能量)是连续变化的,这显然违背了在强磁场下电子朗道能级的量子化观点。朗道能级量子化的观点明确地告诉我们:在 $p_{\perp}(n)$ 与 $p_{\perp}(n + 1)$ 之间没有任何微观量子态。

为了精确地描述电子朗道能级量子化,必须引入狄拉克- δ 函数 $\delta(\frac{p_{\perp}}{m_e c} - [2(n + \sigma + \frac{1}{2})B^*]^{\frac{1}{2}})$ [5]。大家知道,薛定谔方程(或狄拉克方程)的本征波函数能够被扩展成为一个无穷级数,当波函数有界时,通过对无穷阶级数截断,首先给出一个沿磁场方向连续变化的 p_z ,再求解相对论薛定谔方程(或狄拉克方程),可得到最大的电子朗道能级数 n_{max} ,逻辑上,首先给定 p_z ,然后决定最大的朗道能级数。作为一种变通的方法,我们重写方程 (7),

$$\begin{aligned} \omega_n &= \frac{1}{h^2} g_{n0} \int_0^{2\pi} d\phi \int \delta\left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} - [2(n + \sigma + \frac{1}{2})B^*]^{\frac{1}{2}}\right) p_{\perp} dp_{\perp} \\ &= \frac{2\pi}{h^2} g_{n0} \int \delta\left(\frac{p_{\perp}}{m_e c} - [2(n + \sigma + \frac{1}{2})B^*]^{\frac{1}{2}}\right) p_{\perp} dp_{\perp}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\phi = \arctan p_y/p_x$, $g_{n0} = 2 - \delta_{n0}$ 是电子自旋简并度。由于电子是费米子, 根据泡利不相容原理, 电子数密度 n_e 等于它的微观状态数密度 N_{pha} , 换句话说, 当计算 ω_n 和 N_{pha} 时, 必须考虑狄拉克- δ -函数, 否则就会得到“ $E_F(e)$ 随磁场强度 B 的增加而降低”这一错误结论。

感谢新北京大学天文系徐仁新教授对这次 973 大会的精心组织; 本文的研究工作得到新疆自然科学基金: No.2013211A053的支持。

References

- [1] Q. H. Peng, H. Tong, MNRAS, **378**, 159 (2007)
- [2] Q. H. Peng, H. Tong, Procs. of the 10th Symp. Nuclei in the Cosmos, Mack- inac Island, Michigan, USA, 27 July-1 August 2008, POS (NIC X) 189 (2009)
- [3] D. G. Yakovlev, et al., Phys. Rep., **354**, 1 (2001)
- [4] D. Lai, S. L. Shapiro, ApJ, **383**, 745 (1991)
- [5] Z. F. Gao, N. Wang, D. L. Song, et al., ApSS, **334**, 281 (2011)
- [6] Z. F. Gao, Q. H. Peng, N. Wang , et al., ApSS, **342**, 55 (2012)
- [7] Z. F. Gao, et al. Mod. Phys. Lett.A., **28(36)**, 1350138 (2013)
- [8] D. Lai, Rev. Mod. Phys., **73**, 629 (2001)
- [9] V. Canuto, H. Y. Chiu, Phys. Rev., **173**, 1210 (1968)
- [10] V. Canuto, H. Y. Chiu, Space Sci. Rev., **12**, 3 (1971)
- [11] R. Kubo, Statistical Mechanics (North-Holland, 1965), pp. 278-280.
- [12] R. K. Pathria, Statistical Mechanics, 2nd edn. (Elsevier, 2003), p. 280.
- [13] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Quantum Mechanics, ed. W. H. Freeman (Pergamon Press, 1965), pp. 459-460.

Discussion

袁建平副研究员(新疆天文台): 可以把强磁场下电子压强和磁星的辐射机制结合起来用以解释观测现象。)

高志福: 谢谢袁老师, 我们会在今后的研究工作中把强磁场下电子压强与外部观测现象结合起来。)

The effect of Doppler residual on binary pulsars

龚碧平

华中科技大学物理学院

中国 湖北 武汉 430074

Email: bpgong12@gmail.com

Abstract

In a binary pulsar system, the pulse signals are sent during orbital motion of the pulsar. The drift of the pulse frequency changes with the orbital velocity projecting to line of sight, which varies at different orbital phase. And it has been taken for granted that the net red-shift and blue-shift of an full orbit circle be cancelled out, so that the effect of Doppler shift to the signal in binary motion can not be accumulated over the orbital period. However, taking the propagation time at each velocity state into account, the symmetry of the velocity distribution over the orbital phase is broken, which results in net increase of Doppler shift over each orbit. It is the accumulation of such shift that explains a number of strange timing behavior displayed in binary pulsar systems.

固态夸克集团星中电子的自发磁化

来小禹

新疆大学物理学院

中国 新疆 乌鲁木齐 830046

Email: laixy@pku.edu.cn

1 引言

大质量恒星演化末期不可避免的引力塌缩会引起发生超新星爆发，爆发之后可能在中心残留一个致密天体，即脉冲星类天体。引力塌缩过程可将中心天体压缩到极高的密度，甚至达到若干倍的饱和核物质密度（后者约为每立方厘米 10^{14} 克）。如此高的重子密度下，物质究竟是以强子的形式存在还是以解禁夸克的形式存在，即脉冲星究竟是中子星还是夸克星，依然是不清楚的问题。从基本物理原理上说，脉冲星内部的条件处于非微扰量子色动力学范畴，目前除了格点数值模拟之外只能作模型化的处理；从天文学观测上说，目前对脉冲星质量和半径的观测还不能很好地区分中子星和夸克星模型。

综合脉冲星的谱线观测、超新星爆发过程的重子污染问题、射电脉冲星表面的辐射性质等观测，以及高重子数密度条件下可能的物理过程的理论推测，本人选择以脉冲星类天体实质是固态夸克集团星为出发点。在这一框架下，本人计算了固态夸克集团星的质量半径关系，得到的大质量（大于2倍太阳质量）脉冲星 [1, 2]；本文将介绍固态夸克集团星中电子发生自发磁化的问题。

脉冲星类天体的强磁场（ $10^9 \sim 10^{13}$ 高斯）是其非常显著的特征。对于强磁场的起源，也有广泛的讨论，其中磁冻结效应和磁发电机机制是最普遍的观点。宏观的磁场由于磁扩散效应会发生衰减，即使衰减时标非常长。然而，如果磁场是由于内禀磁矩导致的，磁扩散效应就不存在了，这样脉冲星即使经历很长的时间，其磁场也不会衰减。本人类比金属中电子可能发生的自发磁化，研究了固态夸克集团星中的电子系统发生自发磁化的条件。结论是，电子的自发磁化不仅可以产生观测到的强磁场，而且运用磁场强度可以对固态夸克集团星的性质做出限制 [3]。

2 固态夸克集团星中的电子

电子是费米子，遵循Pauli不相容原理，并且电子之间还存在库仑排斥，这两种效应相抗衡的结果，使得自旋相同的电子体系可能具有更低的能量。因为自旋相同的电子不能足够近，所以库仑能较低。这一简单的原理对于普通的金属并不一定适用，因为普通金属中原子结构比较复杂，每个晶格具有若干电子，同一晶格的电

子之间和不同晶格的电子之间的相互作用需要用不同的方式去考虑。因此，只有几类特殊的金属才具有铁磁性。

然而，固态夸克集团星的情形就简单得多。固态夸克集团星的晶格单元是夸克集团，每个夸克集团中包含若干夸克，而这些夸克是三味轻夸克，即 u 、 d 和 s 。夸克的轻味对称性使得这三味夸克的数目几乎相等，而微弱的轻味对称性破缺使得 u 和 d 的数目稍微多于 s 的数目，所以夸克集团物质中单位重子的带电量 Z/A 相当低， $Z/A \lesssim 10^{-4}$ （普通物质中 $Z/A \simeq 0.5$ ）。也就是说，固态夸克集团星中，几乎一万个晶格对应一个电子，电子体系可以看做dilute Fermi gas。并且，电子的数密度还是相当大的，其费米能约为10 MeV，所以电子还是极端相对论性的。这时，电子受到的晶格的束缚相当小，如果不考虑电子和电子之间的库仑作用，电子几乎是完全自由的。

相距 r 的电子之间的库仑相互作用可以近似用 $V \propto \delta(r - a)$ 来描述，其中 a 为散射长度。这里将 a 取为晶格长度，即认为晶格会屏蔽电子的作用。这样，电子体系的总能量密度与电子体系的偏振参数 $\xi = (n_+ - n_-)/n_+ + n_-$ 有关。如果能量最低的情形对应 $\xi \neq 0$ ，则电子体系将发生自发磁化。发生自发磁化之后，如果电子体系的总磁矩对应 10^{12} 高斯的磁场，那么要求单位重子带电量 $Z/A > 10^{-6}$ 。

3 结论与讨论

我们应用 δ 势描述固态夸克集团星中电子之间的库仑相互作用，得到电子体系能够发生自发磁化，并且如果单位重子带电量 $Z/A > 10^{-6}$ ，就足以产生观测到的 10^{12} 高斯的磁场。值得注意的是，单位重子的带电量 Z/A 反应了夸克物质中 s 夸克和 ud 夸克的相对数目，即轻味对称性破缺的程度，与非微扰量子色动力学的性质有关。

虽然脉冲星类天体强磁场的起源一般用是磁冻结效应和磁发电机机制来解释，但是从固态夸克集团性角度，我们提出了一种新的可能机制，即电子体系的自发磁化。这样产生的内禀磁矩不会受到磁扩散效应的影响而衰减。我们期待未来对于脉冲星磁场的观测，特别是年老的脉冲星的磁场，来检验我们的结论。

References

- [1] X. Y. Lai & R. X. Xu, MNRAS, **398**, L31 (2009)
- [2] X. Y. Lai, C. Y. Gao & R. X. Xu, MNRAS, **431**, 3282 (2013).
- [3] X. Y. Lai & R. X. Xu, arXiv: 1410.4949

中子星质量与半径的观测限制

李兆升

北京大学物理学院

天文系

中国 北京 100871

Email: lizhaosheng@pku.edu.cn

1 引言

广义的中子星是恒星塌缩、超新星爆发的产物，其物质组成一直以来是天体物理中研究的热点。关于中子星的本质，目前有两大类模型，一类是引力束缚的中子星模型，另外一类是自束缚的夸克（集团）星模型。它们预言的质量半径关系也截然不同。对于中子星而言，其半径会随着质量的增加而减小；而低质量的夸克星的半径会随着质量的增加而增加。我们将会介绍目前流行的限制中子星质量半径的方法。

2 介绍

人们对中子星的内部结构的认识不尽相同，提出了不同类型的中子星结构模。其中，强子星(HadronStar)内部无游离夸克组成的夸克物质，而中心密度足够高时会形成具有夸克物质核心的混合/混杂星(Hybrid/Mixed Star)。几乎完全由夸克物质构成的致密星称为夸克星(Quark Star)。以夸克集团为主要自由度的夸克集团星(Quark-Cluster Star)有别于通常的中子星和夸克星。强子星和混合/混杂星是引力束缚的，这两类致密星都拥有由原子核和电子气等组成的壳层(Crust)；而夸克星和夸克集团星的表面是色作用自束缚的，原则上可以不具有壳层。表面直接裸露的夸克(集团)星称为裸夸克(集团)星。

为了区分并筛选这些中子星模型，第一种手段是找到大质量的中子星。近几年来，有两个2倍太阳质量左右的中子星被观测证实(PSR J1614-2230 [1]和PSR J0348+0432[2])，这个观测事实，排除了大部分极限质量不能超过的中子星物态模型。

另一种手段是利用表面束缚方式的差异来检验中子星模型。具体方式如下：星体的质量-半径($M - R$)关系与表面粒子束缚能。自束缚的夸克集团星的表面密度($> 10^{14}\text{g/cm}^3$)是非零的，未达到极限质量时其半径会随着质量的增加而增加(特别地，对于低质量夸克集团星，其引力作用可以忽略，可以认为 $M \propto R^3$)；而对于引力束缚的中子星而言，其半径会随着质量的增加而减小(质量越大引力越强，则对星体的“压缩”就越厉害，故而半径越小)。因此，对于小质量的致密星（中子星或夸克集团星），自束缚系统与引力束缚系统所预言的半径差别很大，如果能测量到小质量的中子星的半径，同样可以对中子星模型给出非常强的限制。

3 方法

中子星的质量可以由其处于的双星系统中的动力学行为测定，但是，中子星半径一般都很小，直接测量其半径非常的困难。到目前为止，中子星半径的主要测量方法有以下几种：

1). 测量出中子星表面的红移，然后独立测量其质量，进而确定半径。但是到目前为止，只有唯一的源 EXO 0748-676 宣称测量到红移 $z = 0.35$ ，而且，在2003年的后续观测中,此红移并没有被再次观测到，因此，这个方法并不普适。

2). 观测低质量X双星的中子星在宁静态期间的X射线辐射，其辐射的能谱与其质量和半径相关。拟合其X射线能谱，给出质量和半径的范围。但是，此方法基于中子星的大气模型，质量半径的限制结果，非常敏感的依赖于氢吸收系数 N_H 和中子星表面的大气成分。

3). 拟合 X 射线脉冲星的脉冲轮廓，限制其质量半径。X 射线脉冲星是其表面热斑因周期性自转，表现出脉冲形式的辐射。在强引力场的影响下，热斑的辐射束弯曲，因此，我们观测到的脉冲轮廓，与脉冲星的质量、半径、热斑位置、热斑区域以及热斑的数目都有关。但是，这种模型依赖的参数过多，给出的中子星质量半径区间较大，对模型的限制很弱。

4). X 射线双星中的 I 型暴。X 射线双星中，致密星是一个中子星（这里不考虑黑洞），伴星一般是主序阶段的恒星。伴星中的 H/He 由洛希瓣流向中子星。中子星吸积的物质在其表面累积，因中子星表面引力场极强，累积的物质被压缩，可能引发不稳定的核燃烧，这种现象叫做 I 型暴。I 型暴中，有一类非常特殊的 PRE（光球层半径膨胀）暴，在爆发初始阶段，其辐射半径迅速增加，然后逐渐变小，与此同时，辐射的流量最强并基本保持不变;辐射半径减到最低后，辐射流量同样变弱。在流量最强时，其辐射的光度为爱丁顿光度，随后的冷却过程是在整个中子星表面发生，此时，冷却阶段（cooling tail）的辐射面积与中子星的半径相关。这种方法，测量到半径的系统误差在3%-8%之间，而爱丁顿光度的系统误差5%-10%之间，对质量和半径限制的最大的不确定度，来自于源的距离的测量误差。

4 我们的结果

我们限制了4U 1746-37的质量和半径，见 arXiv:1405.3438。

References

- [1] P. B. Demorest, T. Pennucci, S.M. Ransom , et al., Nature, **467(7319)**: 1081-1083 (2010).
- [2] J. Antoniadis, P. Freire, N. Wex, et al., Science, **340(6131)** (2013).

振荡驱动的脉冲星磁层活动

林梦翔 (Mengxiang Lin)

北京大学物理学院

北京 100871

Email: linmx97@gmail.com

传统的射电脉冲星的辐射是转动供能的，即带有强磁场的脉冲星由于自转产生的单极感应，从而在脉冲星表面产生强大电场加速带电粒子，从而产生辐射。由于glitch现象（脉冲星突然的“自转加快”）的频繁出现，使我们期望在glitch之后星体会发生整体的振荡。这个工作就是研究脉冲星的振荡对磁层活动的影响。

另外一个有意思的现象是AXP/SGR的射电辐射。所谓AXP/SGR就是一类自转周期比较长（ $2-10$ s）的脉冲星。它们在宁静态时是没有观测到射电辐射的，但是目前为止有四个源探测到了射电辐射¹，并且都是在outburst之后探测到的，且它们的射电辐射都在以月或年的时标在衰减。目前为止理论上还没有对此现象的合理解释。

我们主要考查振荡对脉冲星内间隙加速区的影响。振荡同转动一样，会影响脉冲星表面的Goldreich-Julian电荷密度，从而影响脉冲星表面电场加速粒子的过程，继而改变内间隙加速区的性质，最终影响脉冲星的辐射。我们系统地分析了振荡的影响，考虑三种模式：曲率辐射（CR）、共振逆康普顿散射（ICS）以及双光子湮灭（ 2γ ），并给出了在有振荡的情况下脉冲星内间隙加速区性质的一般解。实际的内间隙性质取决于高度最小的那一种模式。一般来说，振荡会带来如下效应：(1) 更大间隙两端的电势差；(2) 更小的间隙高度；(3) 更大的极冠区大小，从而会有更宽的射电辐射束；(4) 随着振荡幅度的变化可能会引起模式变换。

作为以上物理模型的应用，我们尝试用振荡来理解AXP/SGR的射电辐射现象。由于脉冲星到底是中子星还是夸克星目前尚无定论，所以我们在中子星的磁星模型和固态夸克星模型下都尝试来理解AXP/SGR的射电辐射。在磁星模型下，由于其具有超强磁场（ 10^{14} G），它们始终处于射电death line之上；我们提出振荡会使射电辐射束变宽，从而增大被探测到的机率，即：宁静态时可能由于射电辐射束太窄而没有被探测到，在outburst之后射电辐射束变宽从而被探测到。在固态夸克星模型下，并不需要有超强磁场，故我们假设AXP/SGR只具有典型脉冲星磁场（ 10^{12} G），从而它们处在射电death line以下，自然也就没有射电辐射；在outburst之后，振荡提供的额外的电势差使得脉冲星被激活至射电death line以上，从而有射电辐射，并且射电辐射随着振荡的耗散而衰减，最终消失。图1以其中一个探测到射电辐射的AXP/SGR，1E 1547.0-5408为例，计算内间隙在振荡下的性质并与单极感应所能提供的最大电势差（ ΔV_{\max} ）作比较。只有当内间隙两端的电势差（ ΔV ）小于最大电势差时，射电辐射才可能存在。可以看到，在取偶极位

¹See McGill Online Magnetar Catalog:

<http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>

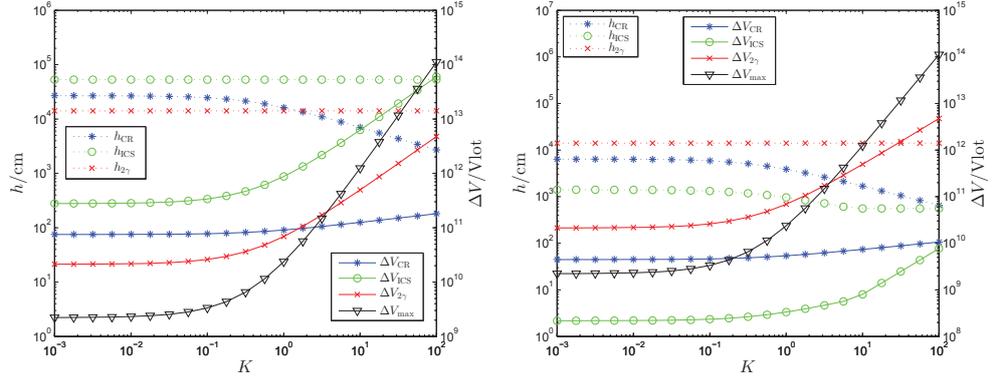


Figure 1: Gap properties of 1E 1547.0-5408 under different K , the dimensionless amplitude of oscillations, which approximately equals to the ratio of oscillation velocity and rotational velocity in the surface of the pulsar. The dotted lines represent the gap heights, while the solid lines represent the voltages across the gap. The blue lines with star points, green lines with circle points, and red lines with cross points represent modes of curvature radiation (CR), inverse Compton scattering (ICS) and two-photon progress (2γ), respectively. A dipole magnetic field $B = 10^{12}$ G is assumed. Other parameters are $P = 2.07$ s, $T = 5 \times 10^6$ K. The black solid line with inverted triangle markers represent the maximum voltage across the polar cap. If ΔV is less than this critical value, the gap becomes above the death line, and radio emission is reactivated. The left and right panels are for the dipole and multipole magnetic field configurations, respectively.

形的 10^{12} G的磁场的情况下, 在没有振荡时脉冲星位于射电death line 以下, 无射电辐射, 在振荡幅度超过临界值之后, 脉冲星位于射电death line 以上, 可以有射电辐射, 与观测相符。

如何从TZO演变出超长周期CCO?

刘雄伟

西华师范大学物理与电子信息学院

四川 南充 637002

Email: xiongwliu@163.com

1 引言

1E1613是超新星遗迹RCW103中心的X射线源。该源X射线流量的光变周期约6.67小时，已有观测还无法证实这个周期究竟是双星的轨道周期还是中心致密天体（CCO）的自转周期，但似乎更像自转周期一些。6.67小时如果是CCO的自转周期的话就太特别了，因为遗迹RCW103的年龄只有约2000年，而在超新星爆发中诞生的致密星自转周期一般都很短（约几毫秒到几百毫秒），转动如此快的致密星如何能在短短2000年的时间里就减慢到周期长达几个小时？这是一个尚待解决的课题。已有的方案都需要假设这颗致密星是“磁星”，并且假设它环绕着一个遗迹盘。但现在观测到有遗迹盘环绕的“磁星”4U0142的周期只有几秒（周期并不比其它“磁星”长）。我们的方案认为1E1613和RCW103是从一颗TZO演化来的。

2 方案

TZO是具有中子星核的红巨星/红超巨星，是由一颗中子星进入其伴星后形成的一种预言中的天体。按已有的理论在银河系中大约有20-200颗这种天体，但是目前只找到一个候选者。

我们的研究发现，TZO的中子星核的磁场会与公共包层发生强烈的耦合，从而对中子星核产生一个很强的制动力矩。这个力矩可以在约几个月到上千年的时间里将中子星核几乎完全制动，角动量被包层物质的对流带到TZO的外层。在核被制动后，如果TZO的包层被某种活动瓦解掉（如强烈的星风、中子星核发生夸克相变、吸积到核表面的重子物质发生夸克相变等），核就可以裸露出来被观测到，成为一颗周期很长的CCO（即1E1613），而瓦解了的包层就变成了类似于超新星遗迹的气体壳层（即RCW103）。

3 小结

(1) 我们的方案可以解释1E1613和RCW103已有的所有观测；(2) 我们的方案预言银河系里现有的TZO数量为个位数，这可以解释为什么这么难观测到；

(3) 如果1E1613和RCW103是由TZO演化而来，应该在TZO核燃烧阶段产生了一些特征元素，精确测量RCW103的元素丰度可以检验方案的正确性；(4) 如果方案得到证实，那么1E1613很可能是一颗夸克星。

Analysis of Short bursts in AXPs/SGRs

Zhijie Qu (屈稚杰)

Department of Astronomy, Peking University, Beijing 100871

Email: quzhijie@pku.edu.cn

Anomalous X-ray pulsars (AXPs) and Soft gamma repeaters (SGRs) are isolated stars with unexpected high X-ray luminosity. They usually have no optical, inferred or radio counterpart. They also show many temporal activities, such as glitches, short bursts and outburst. Short bursts are firstly used to identify the AXPs or SGRs, since researchers preferred to regard that only SGRs have active short bursts. However, based on more and more observations, AXPs/SGRs have been sharing more and more similarities, especially the existence of short bursts in AXPs. Now, analysis of short bursts are an effective way to diagnose the physical processes may happen in AXPs/SGRs.

We used a new method, called Bayesian blocks method, to detect the short bursts in AXPs/SGRs, which was firstly used in Lin et al. (2014) to locate the short bursts. Compared to traditional methods, this method could provide a more precise way to determine the beginning time and the end time for every short burst and also show a stronger ability to detect the dim bursts. The example for the results of Bayesian blocks method is show in Fig. 1.

Using the detected short bursts, we analyze the temporal and spectral properties for both the persistent emission and the short bursts. We firstly show that the waiting time distribution can be described by a single lognormal function for SGR 0501+4516,

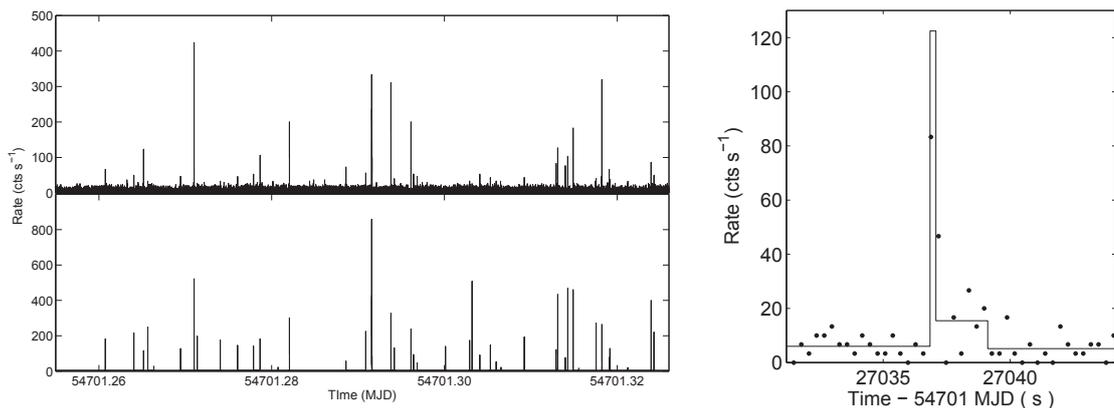


Figure 1: The example of Bayesian blocks method.

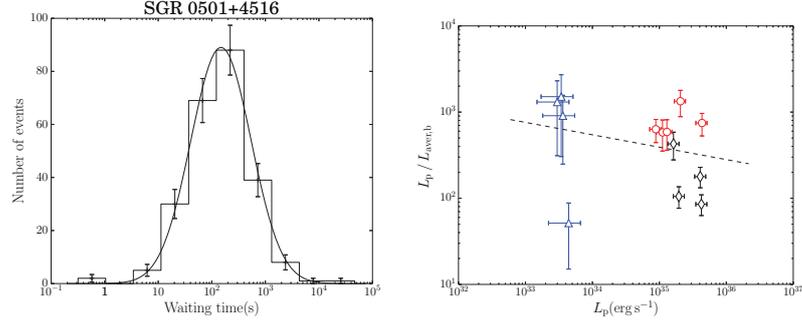


Figure 2: *Right panel*: the waiting time distribution. *Left panel*: the relationship between the energy ratio and persistent luminosity.

shown in Fig. 2. For duration distribution, our results show that it can be fitted well by the sum of two lognormal function for all AXPs/SGRs we chose, then we divided the short bursts into two classes phenomenologically by their duration. We fitted spectra for these two classes short bursts and found that spectra are similar, also shown in Fig. 3. which may indicate that there is no apparent difference for the longer and the shorter bursts. The energy released by persistent emission and bursts is also considered in our work. The energy ratio (the persistent energy over the burst energy) shows quite little change while the persistent luminosity change apparently, shown in Fig. 2.

Based on our results, we prefer to regard the similarities between the spectra for two classes of short bursts as an evidence for that they may share the same origin. What is more important is that the almost constant energy ratio may be a hint for the energy origin, as the role it played in Type I X-ray burst. We think a successful model for AXPs/SGRs should involve these two points into consideration.

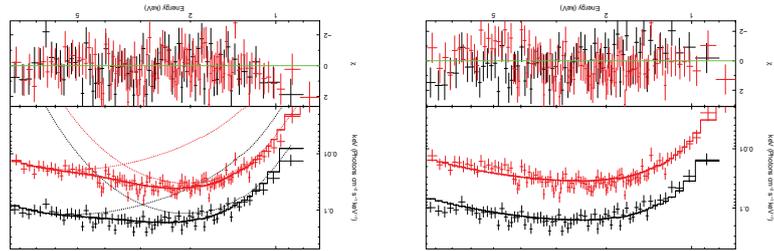


Figure 3: The comparison of spectra for two classes short bursts. The right one is fitted in two black bodies model, while the left one is in optically thin thermal bremsstrahlung model.

用脉冲星计时检验时空的基本对称性

邵立晶

北京大学物理学院

理论物理研究所

中国 北京 100871

Email: lshao@pku.edu.cn

1 引言

毫秒脉冲星的自转非常稳定，使得用脉冲星计时这门技术研究脉冲星物理成为一门极端精确的科学。对脉冲轮廓的研究能给出脉冲星自转的丰富信息。若脉冲星处于双星系统中，那么，可用它精确的脉冲信号，研究其在伴星的引力场中的运动情况，从而研究并检验轨道运动的引力理论 [8]。本文将简单介绍用毫秒脉冲星的轮廓形态演化与脉冲到达时间来检验时空的基本对称性。

2 引力理论框架

本节将简单介绍引力实验中最常用的两个引力理论框架，即后牛顿参数化框架 (Parameterized post-Newtonian formalism; PPN) [9] 和标准模型拓展 (Standard Model Extension; SME) [1]。

2.1 后牛顿参数化框架

Will 等人在多体运动的度规的后牛顿展开中，引入普遍的势能形式，用十个参数来刻画引力理论的各个特征，如非线性程度、能动量守恒等 [9]。这十个参数在不同的引力理论中，会有不同的取值。通过对这十个参数的实验限制，可检验不同的引力理论。本文主要讨论局域洛伦兹对称性参数 α_1 , α_2 和局域位置不变性参数 ξ 。在广义相对论中，局域洛伦兹不变性与局域位置不变性都得到保证，有 $\alpha_1 = \alpha_2 = \xi = 0$ 。

2.2 标准模型拓展

与 PPN 框架从度规出发不同，标准模型拓展从拉格朗日密度出发，写出了最普遍的含有领头阶洛伦兹对称性破坏的拉格朗日密度， $\mathcal{L}_{\text{gravity}} = \mathcal{L}_{\text{LI}} + \mathcal{L}_{\text{LV}}$ [1]，其中 $\mathcal{L}_{\text{LI}} = \sqrt{-g}(R - 2\Lambda)/16\pi G$ 是洛伦兹不变的项，而洛伦兹破坏的项为

$$\mathcal{L}_{\text{LV}} = \frac{\sqrt{-g}}{16\pi G} \left(-uR + s^{\mu\nu} R_{\mu\nu}^T + t^{\kappa\lambda\mu\nu} C_{\kappa\lambda\mu\nu} \right). \quad (1)$$

通过计算发现，在脉冲星观测中，洛伦兹破坏项的最重要的贡献来自 $s^{\mu\nu}$ 场的真空期望值 $\bar{s}^{\mu\nu}$ [1, 4]。

3 脉冲星观测中的信号

通过详细的研究与论证，我们得到在 PPN 框架中 α_1 , α_2 , ξ 的影响为：

- α_1 : 近圆轨道双星系统的“轨道极化效应” [2, 6];
- α_2 : 单星的自转绕其“绝对速度”的进动 [3, 5];
- ξ : 单星的自转绕其“绝对加速度”的进动 [3, 7]。

在 SME 框架中，以上几种效果以叠加的方式进行，使得其最后的运动行为变得极为复杂，但仍是迹可循 [1, 4]。

4 结论与展望

通过对以上可观测效应的深入研究以及跟观测的比对，我们给出了最强的对局域洛伦兹对称性破坏 [6, 5, 4] 与局域位置不变性破坏 [7] 的限制， α_1 , α_2 , ξ 和 $\bar{s}^{\mu\nu}$ 都比原有的限制有了量级上的超越。FAST 与 SKA 望远镜将扩大可用毫秒脉冲星数目，并提高计时精度，将对现有限制有更强的提高，或将有机会探测到对广义相对论预言的偏离。

References

- [1] Q. G. Bailey and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **74**, 045001 (2006).
- [2] T. Damour and G. Esposito-Farèse, Phys. Rev. D **46**, 4128 (1992).
- [3] K. Nordtvedt, ApJ **320**, 871 (1987).
- [4] L. Shao, Phys. Rev. Lett. **112**, 111103 (2014).
- [5] L. Shao, R. N. Caballero, M. Kramer, N. Wex, D. J. Champion and A. Jessner, Class. Quant. Grav. **30**, 165019 (2013).
- [6] L. Shao and N. Wex, Class. Quant. Grav. **29**, 215018 (2012).
- [7] L. Shao and N. Wex, Class. Quant. Grav. **30**, 165020 (2013).
- [8] N. Wex, arXiv:1402.5594 [gr-qc].
- [9] C. M. Will, Living Rev. Rel. **17**, 4 (2014).

Summary of anti-glitch observations and models

Hao Tong

Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences

Urumqi, Xinjiang 830011

P. R. China

Email: tonghao@xao.ac.cn

1 Summary of anti-glitch observations

In 2013, Kaspi group discovered an unusual spindown event in magnetar 1E 2259+586 (Archibald et al., 2013, *Nature*, 497, 591). They debbed this timing event as "anti-glitch". This is followed by some theoretical papers. Whether anti-glitch is internal or external origin is the key point. Details are in below. Similar timing event has been reported before (Woods, P. M., Kouveliotou, C., van Paradijs, J., et al. 1999, *ApJ*, 524, L55), however with a lower accuracy. Previously, "radiation braking" has already been discussed in the magnetar model (Thompson et al. 2000, *ApJ*, 543,340). R. C. Duncan gave a comments on this discovery. The english there is very fluent. Long term timng of magnetar 1E 2259+586 find another anti-glitch event, which is also accompanied by radiative changes (Dib & Kaspi, arXiv:1401.3085).

2 Summary of anti-glitch models

Possible explanations for anti-glitch includes:

0. Internal angular momentum exchange. This is provided by the author themselves. In this case, angular momentum reservior other than the crust superfluid must be involved, e.g the core superfluid.

1. Magnetospheric model by Lyutikov (arXiv:1306.2264). Opening of previously closed magnetic field lines may provided an enhanced torque. This may cause a rapid spindown, i.e. anti-glitch. In this model, anti-glitch will always happen after magnetar outburst, e.g. giant flares and intermediate flares etc. I am not sure whether it can explain the non-detection of anti-glitch after the 2004 giant flare of SGR 1806-20.

2. Magnetar wind model by Tong (arXiv:1306.2445). An enhanced particle wind during the observational interval can explain the net spindown. In this wind braking scenario, there is no anti-glitch. Anti-glitch is just a period of enhanced spindown. Future observations of one anti-glitch without radiative event or anti-glitch with a very short time scale (seconds) can rule out this model.

3. Accretion model by Katz (arXiv:1307.0586). This model is based on accretion model for AXPs and SGRs. Accretion of retrograde matter may cause the central neutron star spindown. However, a self-consistent explanation of anti-glitch (and observations of AXPs and SGRs) is still lacking. I want to know whether there are some predictions different from models based on the magnetar model.

4. Quark nova model by Ouyed (arXiv:1307.1386). This model is too complicated for me to understand. I want to know whether and how to rule out this model.

5. Collision by small body by Huang (arXiv:1310.3324). This paper reminds me of the collision paper about magnetar burst (including giant flares). The small body may at the same time bring additonal angular momentum, which can be either positive (glitch) or negeative (anti-glitch).

6. Change of stellar configuration by Garcia (arXiv:1402.0848). Decay of toroidal field will make the stellar configuration more spherical. This may result in a spin-down event. I am not sure whether it can explain the period derivative changes (two times larger) and the outburst (flux enhancement and spectral changes).

For an update of anti-glitch observations and models, please see my homepage: <http://www.escience.cn/people/tonghao/index.html>

辨别脉冲星正交模式

王陈

国家天文台

北京 100012

Email: wangchen@nao.cas.cn

脉冲星射电辐射的偏振位置角轮廓的经常存在90度的跳变现象，一般认为在跳变前后辐射处于两个正交的线偏振偏振模式（正常波模和非正常波模），因此该现象也被称为“正交模式”（orthogonal polarization modes）现象。正交模式现象很早就被发现了，对该现象的观测研究和理论解释也有很多。一般认为可能是由于辐射机制的原因，比如在某些相位等离子体速度方向的加速辐射机制占主导，辐射处于正常模式，而在其他相位曲率辐射占主导，辐射处于非正常模式。另外一种可能是偏振辐射在磁层中传播效应，比如正常波模的折射效应会导致两种模式分离，由于两种模式的强度分布不一样，非相干叠加后得到的净偏振在不同相位可能由不同模式主导。

以前的研究都不能给出观测的正交模式中哪部分属于正常波模，哪部分属于非正常波模。我们提出了一种新的方法，利用脉冲星的自转轴方向来辨别脉冲星的正交偏振模式。根据脉冲星偶极偏振辐射的几何模型，在S型偏振曲线中心斜率最大的位置，视线方向、磁轴（或磁场）方向与自转轴在同一平面，因此投影得到的磁场方向应该与自转轴方向平行。对正常波模，偏振方向平行磁场方向，因此在中心处的偏振位置角应该等于自转轴方向角；对非正常波模，偏振方向垂直于磁场方向，因此在中心处的偏振位置角应该与自转轴方向角差90度。因此可以利用自转轴方向与中心处偏振位置角比较来确定是哪种本征波模。对个别年轻脉冲星，可以通过其周围对称的星风云直接得到自转轴方向。而对大多数脉冲星，难以直接得到自转轴方向，但可以根据统计脉冲星自转轴方向与自行方向的一致性，用自行方向代替自转轴方向来辨别偏振模式。利用这种方法我们辨别了14颗有正交模式现象脉冲星的本征模式，以及4颗锥双峰脉冲星的偏振模式。这些结果可以用来限制脉冲星的偏振辐射与传播机制。

处于吸积相的夸克集团星

徐仁新 (Renxin Xu)

北京大学物理学院

北京 100871

Email: r.x.xu@pku.edu.cn

尽管发现第一颗脉冲星已时过近半个世纪，很遗憾关于脉冲星的内部结构至今未能定论。这一窘境源于两个因素：观测上提供的信息不足以明确区分推测的各类物态；理论上因夸克之间相互作用丰富的非微扰效应而难以有效地推算。流行的观点源于1930年代初Landau的猜测，并逐渐发展成为“中子星”概念：脉冲星可看作“巨原子核”，只不过电子处于其中而导致中子远比质子多（而一般稳定原子核内中子、质子数目近乎相等）。值得注意的是：1930年代所认为的质子和中子等“基本粒子”在1960年代后被认为是由更基本的“夸克”所组成。在夸克和轻子层次上建立的粒子物理标准模型已经被众多实验检验，如最近发现早已预言的Higgs粒子。

基于若干天文观测表现，我们提出脉冲星类致密天体其实为夸克集团所构成的凝聚态物质；这一看法建立在夸克和轻子层次上。夸克集团物质具有硬的物态，跟后来发现的大质量中子星吻合。具有刚性的夸克集团星星震过程所释放的巨大能量有助于理解反常X射线脉冲星和软 γ 射线暴的爆发现象，且其星震在观测上自然呈现出两种类型的glitch特征（无论是否有显著能量释放）。

然而，X射线暴等双星系统中的致密星表现可能暗示着在星的最外层应该由正常物质所组成。对于传统的夸克星而言，若超新星爆发后形成裸露的夸克物质表面，吸积率低的情况下夸克物质表面库仑势垒不足以阻碍吸积物质瞬即解禁相变；这就不能维持大量正常物质存在于夸克物质表面以上。但是对于夸克集团星而言，我们将会看到，其表面以上出现的奇异势垒（strangeness barrier）能够有效地维持着星表以上非奇异物质的存在。

在FPS2文集的46-47页曾经阐述：尽管一般稳定的原子核是近乎两味（u、d）对称的，但超新星爆发而形成的压缩重子物质很可能是倾向于三味（u、d、s）对称的。所以，我们一般也认为夸克集团物质是带奇异数的，也是奇异物质。这样，吸积的非奇异物质转变为奇异物质就需要弱作用的参与（本质上是将u或d夸克转变成s夸克）。跟传统夸克星（那里解禁相变在先而弱作用在后）不同的是，原子核撞击夸克集团星的过程有点类似于有弱作用参与的两个原子核反应。以吸积质子为例，正如穿过库仑势垒不能确保发生pp反应（ $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ），穿越夸克集团星库仑势垒的质子大多因来不及奇异化而被散射回到夸克集团物质以外。如此，夸克集团星表面之外维持大量正常的、非奇异物质（原子核和电子）的存在。

在低吸积率（如星风吸积）时，夸克集团星表面可能形成正常物质组成的冕（这有助于理解4U 1700+24的红移、质量函数以及热辐射区大小改变等观测特征）。而在较高吸积率（如溢出 L_1 点吸积）时，表面可能形成密度较大的大气层、海洋甚至总质量达到 $10^{-8} M_{\odot}$ 以上的壳层，这对于在固态奇异夸克集团星框架内理解I型X射线暴甚至super-burst是必要的。

上海天马射电望远镜脉冲星观测研究

闫振^{[1]*}, 沈志强^[1], 吴鑫基^[2]

[1]中国科学院上海天文台, 中国 上海 200030

[2]北京大学天文系, 中国 北京 100871

*Email: yanzhen@shao.ac.cn

1 引言

脉冲星不仅是验证强磁场、强引力等极端条件物理规律的空间实验室, 而且是探测引力波以及星际介质的重要探针[1, 2]。鉴于其重要物理意义及应用价值, 脉冲星被列为新建的上海天马射电望远镜重要科学目标之一。经过一期工程的建设, 该望远镜已配备四个低频波段(L、S、C、X)的接收机以及数字化终端(DIBAS)。DIBAS具有相干和非相干消色散模块, 最大支持带宽分别为800 MHz和6000 MHz, 既支持脉冲星搜寻观测又支持在线叠加模式脉冲星观测[3]。

2 上海天马射电望远镜脉冲星试观测结果

天马望远镜利用DIBAS终端在各种模式下对一系列重要脉冲星进行了试观测。图1展示的是采用非相干消色散(左图)和相干消色散模块(右图)在S波段对北天周期最短(~ 1.57 ms)毫秒脉冲星PSR B1937+21的观测结果(积分时间为10 min)。相干消色散观测可清楚地分辨出PSR B1937+21主脉冲为“双峰”结构, 而非相干消色散观测未能分辨。这是由于采用相干消色散不仅可消除子通道间色散影响, 而且还可消除子通道内色散影响。

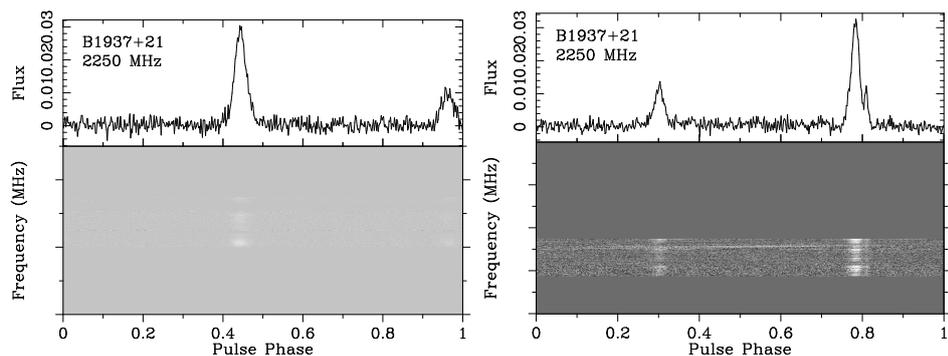


Figure 1: 非相干和相干消色散模式下PSR B1937+21天马望远镜观测结果

图2展示的是对脉冲星PSR J0248+6021的S波段搜寻模式观测数据(取其中基本无干扰的64 MHz带宽, 时长约为10 min)处理结果。在进行搜寻处理过程中, 假

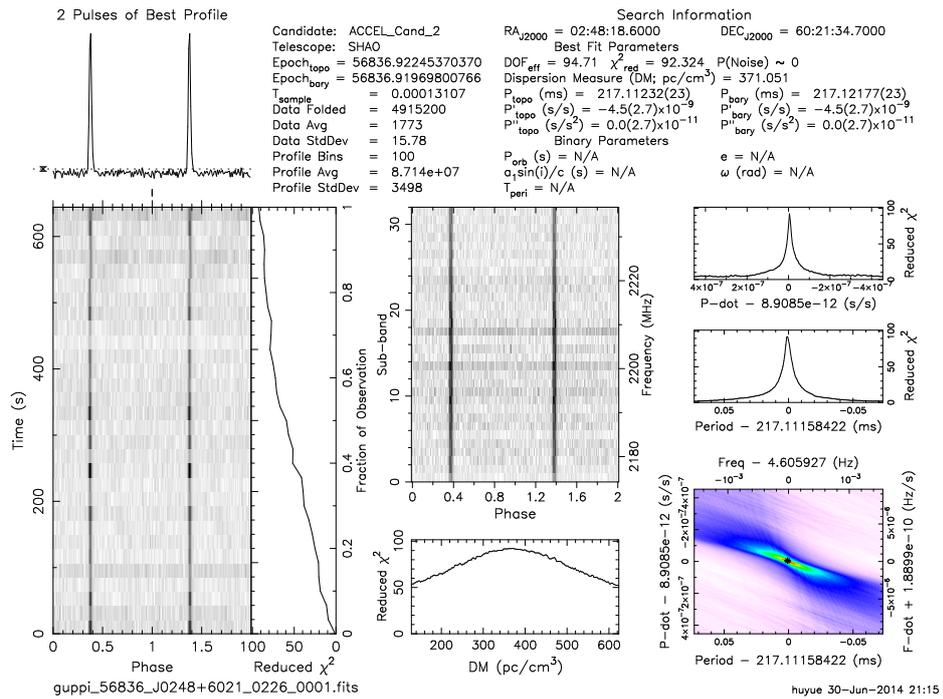


Figure 2: 天马望远镜对PSR J0248+6021搜寻观测结果

设脉冲星自转周期、色散量等参数都未知，进行“盲”搜寻。从图中信息可知，利用上述观测数据已经成功搜寻到该脉冲星自转周期和色散量等参数。

3 上海天马射电望远镜脉冲星观测研究展望

我们将利用天马射电望远镜有计划地开展脉冲星类天体的观测研究工作，例如：脉冲星搜寻、脉冲星多波段积分轮廓、流量和偏振测量、特殊脉冲星（如银心磁星、毫秒脉冲星、具有周期跃变现象的脉冲星，等）和射电暂现源的长期监测[3]，等。

*本研究是上海65米射电望远镜项目组集体智慧的结晶。本项研究工作得到了上海市科学委员会的资助，资助课题编号为:08DZ1160100和13ZR1464500。

References

- [1] Lorimer D. R. and Kramer M. . Handbook of Pulsar Astronomy. December 2004.
- [2] Han, J. L. 2008, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 175, 62
- [3] 闫振, 沈志强, 吴鑫基; 上海65米射电望远镜脉冲星观测研究, FAST脉冲星研讨会II文集, 2013年

A New Model for Pulsar Distance

Jumei Yao

Xinjiang Astronomical Observatory, CAS

Urumqi 830011

P. R. China

Email: yaojumei@xao.ac.cn

1 Introduction

We present a new model for pulsar distance by modelling galactic distribution of free electrons. New model makes use of more pulsars with revised independent distance. Considering that the distance to many high-latitude pulsars have been underestimated, the scale-height and mid-plane electron density were changed for thick disk component. New model contains new spiral structure [1]. At the same time some new results of Gum Nebula were added to the new model. Most of pulsars distance have been revised at present. New model will give more accurate distance for pulsars.

2 Distance for high-latitude pulsars

There are 23 high-latitude ($|b| > 40^\circ$) pulsars with independent distance. Table 1 shows that for new model 11 pulsars distance fall between lower limit and upper limit and only 2 pulsars' distance error are larger than 40%. When compare with NE2001 [2] new model give more accurate distance for high-latitude pulsars.

Err	0%	0%-20%	20%-40%	>40%
New Model	11	6	4	2
NE2001	7	6	0	10

Table 1: Compare with NE2001 ($|b| > 40^\circ$)

This work is funded by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) under No.11173041, and National Basic Research Program of China (2012CB821801).

References

- [1] L. G. Hou & J. L. Han, The observed spiral structure of the Milky Way, 2014, arXiv1407.7331,
- [2] J. M. Cordes, & T. J. W. Lazio, NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations, 2002, astro-ph/0207156

使用40米射电望远镜和DFB开展脉冲星计时研究

袁建平 刘志勇* 李琳 王娜

中国科学院新疆天文台

中国 新疆 乌鲁木齐830000

*Email: liuzhy@xao.ac.cn

郝龙飞

中国科学院云南天文台

中国 云南 昆明650216

1 引言

脉冲星大部分集中在银道面附近，由于我国地处北半球，只有部分时间能观测到银道面附近的脉冲星。而云南40米射电望远镜地理纬度是 $+25.0^\circ$ ，是我国最靠南的射电天文设备，观测脉冲星具有地理位置优势，因此，利用云南40米射电望远镜开展脉冲星观测研究十分必要。

船帆座超新星遗迹中的脉冲星 PSR J0835-4510是非常年轻、明亮的天体。它具有从射电到 γ （伽玛）的多波段辐射，使之成为研究最广泛的中子星之一。伽玛波段的脉冲轮廓有两个相隔0.42相位的峰，其第一峰滞后于射电0.12相位。由于Vela脉冲星的时间噪声很大，要从伽玛光子叠加出最优的轮廓，需要高精度的星表，因此在射电波段频繁密集的对它进行计时观测有助于研究它的高能辐射。

2 观测

观测所使用的云南40米射电望远镜配备有S/X双频接收机，由于脉冲星的频谱一般为幂律谱，指数为负，观测频率越高，脉冲星辐射的流量密度越低，所以我们在相对低频的S波段观测。观测中心频率2256 MHz，射频信号经降频后得到中频信号，输入到终端设备。我们所使用的脉冲星信号记录终端是数字滤波器组（Digital Filter Bank, DFB）。DFB时间精度高，能够处理带宽为1GHz的中频全偏振信号，有四种操作模式：周期折叠、搜寻、频谱仪和基带输出[1]。DFB系统基于“现场可编程门阵列”（Field-Programmable Gate Array, FPGA），处理器采用多相滤波器构架。整个系统有一个5 MHz参考频率，再倍频可以得到各种频率，最高频率是用于采样钟的2048 MHz。串行器需要640 MHz的参考信号，被送到包含串并行转换器的后端传输模块（Rear Transition Module, RTM）。数据序列传输的速度是10.24 Gbps。基于DFB开发的相应观测软件，实现了自动连续发送观测源、实时计算目标地平高度和显示观测结果、智能避开高山遮挡、控制噪声二极管等功能。DFB观测软硬件系统的建立大大提高了观测的方便性、稳定性和观测效率。

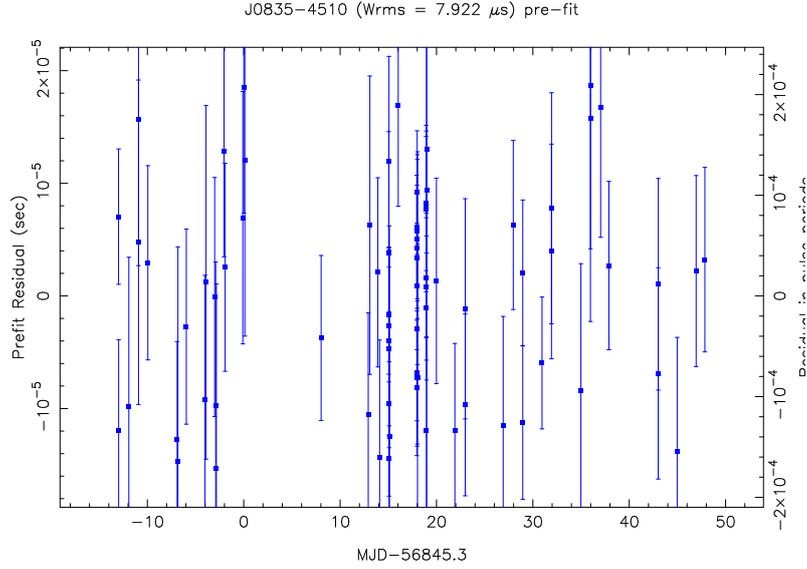


Figure 1: PSR J0835-4510的计时残差。

我们的观测从2014年6月下旬开始，观测大约120颗源，每颗源观测时长依据脉冲星流量密度不同而定为4-48分钟不等，子积分时间是1分钟。平均一个月观测3轮，一些特殊的源，比如发生模式变换的源、发生自转突变的源，观测更频繁。根据接收机带通和无线电环境，我们设置DFB采集中频信号带宽是251.5 MHz，子通道带宽0.5 MHz，子积分时间30秒，每周期512个bin。数据记录是psrfits格式，原始数据用PSRCHIVE软件包处理[3]：包括去干扰、消色散、周期叠加。得到累积后的脉冲总强度轮廓，把它和标准轮廓进行相关，得到脉冲到达天线的到达时间TOA（Time Of Arrival）。然后用TEMPO2处理TOA：先把到达观测站的到达时间转换到太阳系质量中心处的到达时间，然后用最小二乘法拟合自转参数、天体测量参数等[2]。这里我们报告PSR J0845-4510（Vela）的观测结果。PSR J0845-4510（Vela）的自转参数如表格1所示，相对于这个自转模型的计时残差如图1。

3 讨论

新疆天文台南山25米射电望远镜从2000年1月开始脉冲星计时观测，上海65米射电望远镜也即将开始天文观测。包括云南40米射电望远镜，国内三台望远镜都把脉冲星作为重要科学研究目标。因此，在未来几年国内将有3台望远镜开展脉冲星计时观测研究。南山25米射电望远镜在L波段工作，云南40米射电望远镜在S波段，上海天马65米望远镜在C波段进行脉冲星计时观测，利用观测获得的多频计时数据可以开展脉冲星色散量（变化）的研究，特别是与超新星遗迹成协的脉冲星。目前有些源的色散量的测量误差还很大，对它们进行观测研究，可以更精确的测量色散

Fit and data-set	
Pulsar name	J0835–4510
MJD range	56832.3–56893.1
Number of TOAs	76
Rms timing residual (μ s)	7.9
Weighted fit	Y
Reduced χ^2 value	1.0
Measured Quantities	
Pulse frequency, ν (s^{-1})	11.18760857049(3)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-1.561850(4) \times 10^{-11}$
Second derivative of pulse frequency, $\ddot{\nu}$ (s^{-3})	$9.7(3) \times 10^{-22}$
Third derivative of pulse frequency, F3 (s^{-4})	$7.9(7) \times 10^{-28}$
Set Quantities	
Right ascension, α (hh:mm:ss)	08:35:20.5430826
Declination, δ (dd:mm:ss)	-45:10:34.43975
Epoch of frequency determination (MJD)	56862
Epoch of position determination (MJD)	56862
Epoch of dispersion measure determination (MJD) ..	56862
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	67.99
Proper motion in right ascension, $\mu_\alpha \cos \delta$ ($mas\ yr^{-1}$)	-49.68
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\ yr^{-1}$)	29.9
Parallax, π (mas)	3.5
Assumptions	
Clock correction procedure	TT(BIPM2011)
Solar system ephemeris model	DE421
Model version number	5.00

Table 1: 使用TEMPO2拟合得到的PSR J0845–4510 (Vela) 自转参数，其他参数来自于PSRCAT星表。

量，提高计时测量精度。联合新疆25米射电望远镜、云南40米射电望远镜和上海天马65米射电望远镜，对一些自转突变脉冲星开展脉冲星计时观测。目标是更准确的测量自转突变发生时间，密切的跟踪突变后的恢复过程；发现更多的脉冲星自转突变，以扩充此类事件样本。这些观测有助于加深我们对中子星结构以及自转突变触发机制的理解。

致谢：本工作受国家重点基础研究发展计划（973计划，编号2012CB821801）和国家自然科学基金（编号NSFC 11173041）资助。感谢新疆天文台脉冲星组和云南天文台射电天文组。

References

- [1] G. Hampson & A. Brown, A 1GHz Pulsar Digital Filter Bank and RFI Mitigation System, 2008, www.jb.man.ac.uk/pulsar/observing/DFB.pdf (2014.08.28)
- [2] G. Hobbs, R. T. Edwards & R. N. Manchester, 2006, MNRAS, Vol 369, Issue 2, pp. 655-672
- [3] A. W. Hotan, W. van Straten, R. N. Manchester, 2004, PASA, 21, 302

快速射电暴巡天望远镜

岳友岭

中国科学院国家天文台

中国 北京 100012

Email: ylyue@yahoo.com

1 引言

快速射电暴 (FRB) 是近几年脉冲星领域研究的热点。其源自宇宙学距离的剧烈的事件, 很可能开辟一个新的研究领域。本文提出了一种利用小型的20米级射电望远镜进行FRB巡天搜索的方案。FRB的信号特点与脉冲星的单个脉冲类似, 在脉冲星搜索中被发现。在间歇 (Intermittent) 脉冲星、RRAT (rotating radio transient)、巨脉冲脉冲星等几类有时变特点的脉冲星类别之外又增加了一类。但FRB是单个不重复事件, 来自宇宙学距离, 不太可能由脉冲星产生。其可能源自双脉冲星合并, 大质量中子星塌缩等剧烈的事件。脉冲星已经发现2400余颗, 相当一部分是由单个脉冲发现的, 比如第一颗脉冲星和RRAT, 单个脉冲的发现方法适用于FRB的巡天搜索。

2 FRB巡天望远镜

现代望远镜向大口径和阵列两个方向发展, 但对于搜索FRB并不是最优的。10米至20米口径的小型望远镜是最适合FRB巡天的望远镜, 在灵敏度和巡天速度两个方面取得平衡。大望远镜更合适FRB余辉和定位的观测。结合我国目前和计划中的望远镜, 此处提出几个可能用于FRB巡天的望远镜。具体口径参数, 可根据谱做进一步优化。目前FRB观测到7个, 统计误差较大。

方案1: 天籁项目。虽然是为中性氢观测设计的, 但其具有合成多波束, 天区覆盖大, 非常合适FRB巡天。同时适合脉冲星尤其是RRAT和间歇脉冲星的巡天。

方案2: 我国为SKA开发的DVAC望远镜, 口径约15米, 适合FRB巡天。

方案3: 30米球面望远镜, 类似FAST密云模型, 布置多个馈源, 进行中星仪式扫描巡天。

方案4: 一个几面4至8米小天线组成的阵, 成本低。第一个FRB (Lorimer Burst) 流量达到30Jy, 6米的望远镜即可观测到。

3 FRB巡天终端和软件

FRB类似脉冲星信号的特点，使得终端和软件无需单独开发，基于现有脉冲星软件和终端即可开展。除现有终端如PDFB，此处也提出2种方案。

方案1：基于FPGA的终端。CASPER ROACH板卡的脉冲星搜索终端已经在云南天文台40米望远镜进行了测试。与PDFB效果接近，可很好的观测到vela脉冲星的单个脉冲，可用于FRB的搜索。

方案2：软件终端。FPGA终端的开发需要硬件专业知识，天文专业研究人员需专门学习。随着PCIe接口的高速采样卡的改进，可以直接将射频采样数据传输至计算机进行处理。近几年混合架构计算的兴起，GPU/MIC计算卡的可以直接处理几百MHz带宽的采样数据。这两项进步使以接近纯软件的形式开发终端成为可能，不需要专业FPGA编程。2015年底，预计两块计算卡实现500MHz带宽的FRB搜索，成本低于FPGA终端，且天文专业研究人员即可修改优化软件。

4 总结讨论

快速射电暴刚被发现，其产生物理机制还不清楚，很可能开辟一个新的研究方向。利用小型的20米级的望远镜进行FRB巡天，可在一年内发现几十至甚至上百个新的FRB。终端技术和搜索软件已经成熟，无需单独开发。如果能做到快速响应，可利用110米和FAST进行余辉观测，发现其物理机制。

即使短时间内无法建造小型望远镜，也可利用现有的望远镜进行同时巡天（Commensal/piggy-back/parallel survey）。25米望远镜比较适合，40米和65米口径较大，但亦可进行。可使用现有望远镜放置终端，只需中频信号分为2路即可，不干扰观测，同时可放置多个终端进行结果比对。因可做到实时搜索，只存储有一定信噪比的数据进行后期进一步处理，没有大量数据存储压力。这是自然科学基金项目支持可进行的项目，可促进与计算机和电子学科的合作。

致谢

项目由国家重点基础研究发展计划（2012CB821800）和国家自然科学基金（11103045）资助。

参考文献

- [1] <https://casper.berkeley.edu/>
- [2] Lorimer, D. R. et al., 2007, Science, 318, 777
- [3] Thornton, D. et al., 2013, Science, 341, 53

Position Angle Curve Revisited

Rai Yuen^{1,2,3} and D. B. Melrose¹

¹*School of Physics, The University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia*

²*CSIRO Astronomy and Space Science, Australia Telescope National Facility, P.O. Box 76, Epping, NSW 1710, Australia*

³*Xinjiang Astronomical Observatory, 150, Science-1 Street, Urumqi, Xinjiang, 830011, China*

Email: ryuen@xao.ac.cn

1 Introduction

The swing of position angle (PA) is described in the rotating vector model (RVM) as due to the projection (perpendicular to the line of sight) of the magnetic field line to the linearly polarized component in the radio emission at the source point resulting in the well-known S-shaped characteristic curve as the pulsar rotates (Radhakrishnan and Cooke, 1969). In the RVM, the PA swing is calculated based on the path of the line of sight through the center of the star as the open-field region sweeps across it (Lyne and Manchester, 1988)¹ and so is not tangent to the field line at the point of emission. In the tangent model, however, the line of sight and the emission is directed along the field line (assumed dipolar structure) tangent at the source point (Gangadhara, 2004). The model then identifies the location of the visible emission point for given obliquity angle, α , between the rotation and the magnetic axes, and the viewing angle, ζ , between the rotation axis and the line of sight, as a function of the rotational phase, ψ , and the path that traces out by the visible emission point through an open-field region as the pulsar rotates. The angular error introduced is $\arcsin(d/r)$, where d is the perpendicular distance between the lines of sight in the RVM and the tangent model. We compare the evolution of PA with ψ as predicted in the RVM with that in the tangent model, and explore the implications of the differences.

2 PA Curves

Figure 1 shows the path of the visible emission point through an open-field region and the corresponding variation in PA as predicted in the tangent model and in the RVM.

¹Radhakrishnan and Cooke (1969) pointed out (their Fig. 3) that the line of sight that is tangent to the field line does not pass through the magnetic pole, but later authors ignored this point.

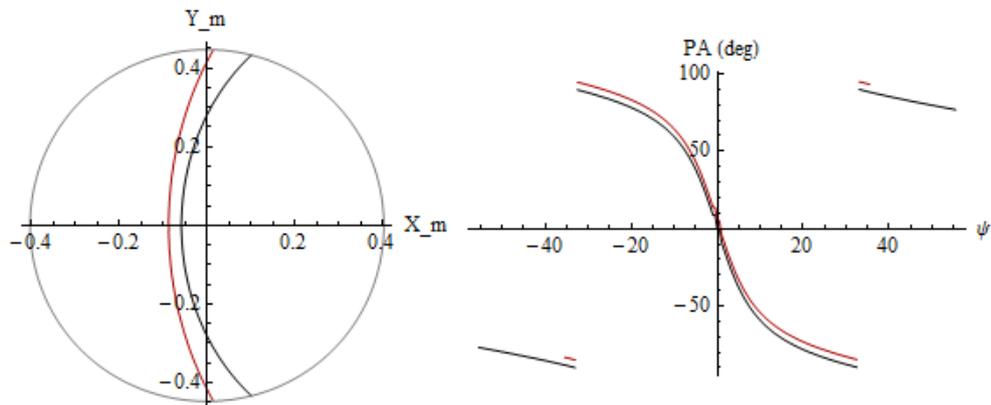


Figure 1: Differences in the path through the open-field region in the magnetic frame (left) and the observed PA curve (right) between the tangent model (dark) and the RVM (red), for $\alpha = 45^\circ$ and $\zeta = 50^\circ$, and emission height at 0.2 of the light cylinder radius. The red curve in the PA plot is shifted by $+5^\circ$ for clarity.

The swing of the PA curve over the range of ψ given in the latter model is generally narrower than that in the former model, with the largest difference occurs for large $\beta = \zeta - \alpha$. Furthermore, the difference in the observed shape of the PA curve depends on $\Delta\psi$, in which the PA curve resembles an S-shape in the latter model as opposed to a more complicated curve predicted in the former model for the parameters chosen in the figure.

3 Discussion and Conclusions

The comparison shows that the RVM predicts the PA variation well near $\psi = 0$, but under-predicts the range of ψ that can be seen at greater emission heights. The errors introduced by assuming that the line of sight passes through the origin in the RVM include an underestimation of the height of emission, and hence either to an overestimation of α , for $\beta > 0$, or to an underestimation of α , for $\beta < 0$.

References

- Gangadhara, R. T.: 2004, *ApJ* **609**, 335
 Lyne, A. G. and Manchester, R. N.: 1988, *MNRAS* **234**, 477
 Radhakrishnan, V. and Cooke, D. J.: 1969, *Astrophys. Lett.* **3**, 225

电磁辐射对Crab脉冲星自旋周期演化的影响

张月竹^{†‡}, 魏益焕[†], 张承民[‡]

[†]渤海大学 物理系

中国 锦州 121000

[‡]中国科学院国家天文台

中国 北京 100012

Email: yzzhang@bao.ac.cn

1 引言

脉冲星的平均磁场 $B \sim 10^{12}G$, 由于脉冲星转动, 使它具有电磁辐射。脉冲星靠消耗自转能来弥补辐射出去的能量, 从而导致自转速度的逐渐放慢。本文的研究对象是Crab脉冲星自转演化。1969年天文学家在蟹状星云中发现了一颗脉冲星(PSR B0531+21), 即Crab脉冲星, 它诞生于1054年, 是一颗相当年轻的脉冲星, 根据ATNF提供数据^[1], 其现时自转周期 $P=0.033085$ s。Crab脉冲星除了辐射射电脉冲, 还有X射线和光学射线, 其辐射光子的能量超过30 KeV, 最高可达10 TeV, 而且非常稳定, 因此天文学家将Crab脉冲星看成是宇宙中最稳定的高能辐射源之一, 并将其作为一种标准源来测量宇宙其他辐射源的能量。作为标准源Crab脉冲星有着长期的观测记录, 同时也是FAST预计观测的标准源之一^[2, 3, 4]。此外Crab脉冲星是首颗被确认为历史上超新星爆发遗迹的天体, 也是唯一一颗准确知道其诞生年龄的脉冲星, 在研究脉冲星自旋周期的特性中具有重要的作用。本文的主要工作是研究Crab脉冲星自旋周期的变化。根据脉冲星磁场偶极模型^[5], 我们预测Crab脉冲星在电磁辐射作用下的初始自旋周期和未来任意时刻的自旋周期的变化, 依次预测FAST脉冲星巡天的样本参数范围。

2 Crab脉冲星的电磁辐射

由旋转的动能推导其辐射能, 因 $E_{rot} = E_{em}$ ^[5], 所以

$$\dot{E}_{em} = I\Omega\dot{\Omega} = K_1\Omega^4 \quad (1)$$

其中 $K_1 = -\frac{B_p^2 R^6}{6c^3}$, 将 $P = \frac{2\pi}{\Omega}$ 代入上式有

$$[P\dot{P}] = -\frac{K_1(2\pi)^2}{I} \quad (2)$$

因此

$$P^2 = 2t[P\dot{P}] + P_i^2 \quad (3)$$

对于Crab脉冲星, $P = 33$ ms, $\dot{P} = 4.23 \times 10^{-13}$, $t = 960$ yr, 代入(3)式, 求得Crab脉冲星的初始周期 $P_i \sim 0.01556$ s。P与t的关系, 如图(1)所示 一万年

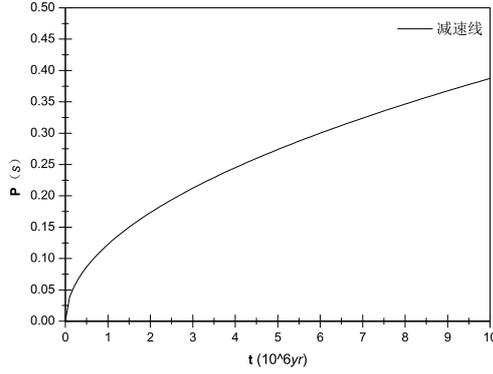


Figure 1: 周期P随时间t的变化关系图。

后Crab脉冲星在电磁辐射的作用下自转周期 $P = 0.0952s$ ，根据图(1)我们可以求出在未来任意时刻Crab脉冲星在电磁辐射作用下的自旋周期。

3 结果与讨论

根据公式(3)我们讨论，当 $P_i \ll P$ 时

$$t \sim \frac{P}{2\dot{P}} = T \quad (4)$$

即实际年龄约等于它的特征年龄。此时

$$P^2 = \frac{P_i^2}{1 - \frac{t}{T}} \quad (5)$$

或者从另一角度考虑， P_i 很小时我们将其忽略不计，此时

$$P = \sqrt{2t[P\dot{P}]} \sim \sqrt{t} \quad (6)$$

其中 $[P\dot{P}]$ 是常量，若 $P = 10 \text{ s}$ ， $t = 3.6 \times 10^{15} \text{ s}$ ，若 $P = 100 \text{ s}$ ， $t = 3.6 \times 10^{17} \text{ s}$ 。也就是说若干年后脉冲星的自旋周期只与它的年龄有关。

References

- [1] Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., AJ, 2005, 129, 1993
- [2] Nan R. D., ScChG, 2006, 49, 129N
- [3] Nan R. D., SPIE, 2008, 7012E, 1EN
- [4] Nan R. D., Li D., MS&E, 2013, 44, 2022N
- [5] Shapiro S. L., Teukolsky S. A., Wiley, New York, 1983

脉冲星计时阵及其对宇宙原初引力波的限制

赵文

中国科学技术大学大学物理学院

天文学系

中国 安徽 230026

Email: wzha07@ustc.edu.cn

1 引言

宇宙原初引力波在极早期宇宙中的产生是现代宇宙学的一个基本预言，它的合理性仅仅依赖于广义相对论和量子论的正确性。原初引力波的振幅直接反映的是早期宇宙的暴涨能标，而其谱指数的大小则可以直接告诉我们早期宇宙的演化行为。因此探测原初引力波是我们研究宇宙极早期历史的唯一的“化石”。

目前一般认为，探测原初引力波依赖三种方法：其一是宇宙微波背景辐射功率谱，特别是其B-模极化功率谱。这种方法主要探测的是极低频的原初引力波成分($f < 10^{-15}$ Hz) 今年3月份，美国BICEP2工作组首次宣称他们通过该方法在 7σ 的置信度上发现了引力波信号，并且认为表征引力波振幅大小的张量-标量比为 $r = 0.2$ 。目前还有很多的观测计划，包括Planck卫星在内，预计将在不久的将来对该结果进行检验；第二种方法就是我们比较熟悉的激光干涉仪引力波探测器对高频的引力波($f = [10^{-4}, 10^4]$ Hz)进行直接探测，目前已有的LIGO, VIRGO还远远没有能够探测到该引力波背景，但是人们期望未来的AdvLIGO, AdvVIRGO, LISA, BBO, DECIGO等能够大大提高探测的灵敏度，从而首次直接探测到高频的原初引力波信号；第三种方法就是本文需要讨论的利用毫秒脉冲星精准的计时特点，建立脉冲星计时阵列，从而探测或限制中等频段的引力波背景。该方法主要敏感的频段是 $f = [10^{-9}, 10^{-7}]$ Hz。目前正在运行的计时阵列主要有澳大利亚的PPTA，欧洲的EPTA和美国的NANOGrav。未来的FAST望远镜和SKA望远镜也将参加这方面的探测。

2 观测

对于脉冲星计时阵，引力波背景辐射通常可以写为幂率形式 $h_c(f) = A(f/\text{yr}^{-1})^\alpha$ ，其中参数 A 描述的是振幅，而 α 描述的是谱指数。而相应的引力波的功率谱为 $P(f) = \frac{h_c^2}{12\pi^2 f^3}$ ，能量密度为 $\Omega_{\text{gw}}(f) = \frac{2\pi^2}{3H_0^2} f^2 h_c^2(f)$ 。最近，PPTA工作组[1]，EPTA工作组[2]，和NANOGrav工作组[3]分别汇报了他们最近的观测结果。虽然都没有能够探测到引力波信号，但是他们都对引力波参数给出了很好地限制。由于三个工作组给出的限制都非常接近，我们在图1中只给出了EPTA的结果作为代表。

此外，为了描述未来的观测计划对引力波的可能限制，我们考虑下面几个望远镜：其一为未来的PPTA最终观测目标（20颗脉冲星，观测五年，每颗脉冲星的信号残差为100纳秒）；其二为SKA望远镜（100颗脉冲星，观测10年，每颗脉冲星的信号残差为50纳秒）；其三为我国的FAST望远镜（50颗脉冲星，每颗脉冲星的信号残差为30纳秒），对于FAST望远镜，我们分别考虑总的观测时间为5年，10年，15年和20年。对于这些观测计划，预计将对引力波参数的限制，我们也在图1中给出了。

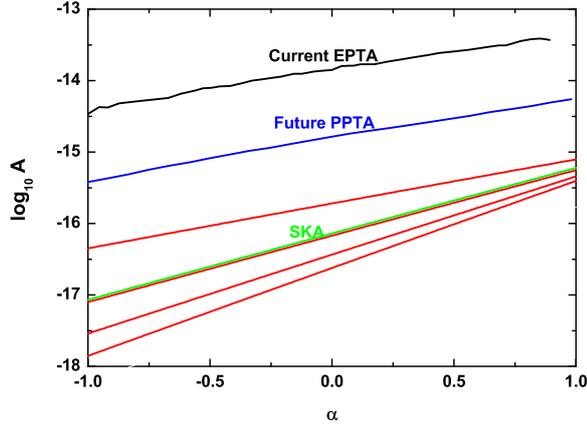


Figure 1: 各种脉冲星计时阵对引力波参数 A 和 α 的限制,其中对于FAST望远镜我们分别假设了总的观测时间为 $T = 5, 10, 15, 20$ 年,分别对应图中的红线(从上到下).

3 对暴涨宇宙学参数的限制

对于宇宙原初引力波，我们通常用所谓的张量-标量比 r 来描述其振幅，而用谱指数 n_t 来描述其随频率的变化。其能量密度可以写为 $\Omega_{\text{gw}}(k) = \frac{15}{16} \frac{\Omega_m^2 A_s r}{H_0^2 \eta_0^4 k_{\text{eq}}^2} \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_t}$ ，其中 $k_* = 0.002 \text{Mpc}^{-1}$ 。对比上节的结果，我们可以得到对应关系： $\alpha = n_t/2 - 1$ 和 $A = 0.88\sqrt{r} \times 10^{5n_t - 18}$ 。因此在图2中，我们作出了目前以及未来的观测对暴涨参数 r 和 n_t 的限制，其中阴影部分是被目前的微波背景辐射观测所排出的部分。从图中可以看出，对于蓝谱的引力波，即 $n_t > 0$ ，未来的观测很有可能探测到引力波信号。但是对于红谱的情况，观测的可能性是比较渺茫的。最近BICEP2工作组认为原初引力波的振幅为 $r = 0.2$ ，如果这个结果正确的话，那未来的FAST和SKA望远镜应该可以探测或检验所有预言引力波蓝谱的早期宇宙模型。

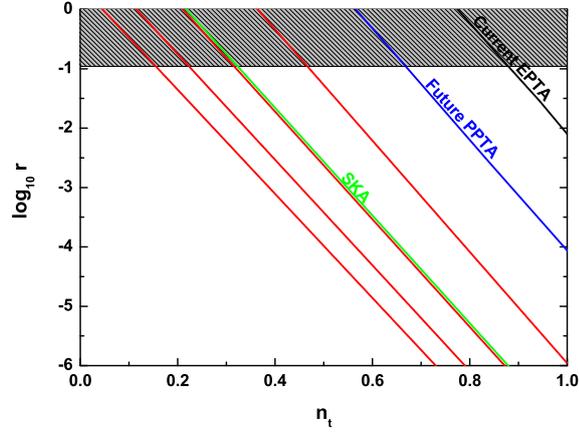


Figure 2: 各种脉冲星计时阵对原初引力波的振幅 r 和谱指数 n_t 的限制,其中对于FAST望远镜我们分别假设了总的观测时间为 $T = 5, 10, 15, 20$ 年,分别对应图中的红线(从上到下).

References

- [1] R. M. Shannon et al., *Science*, **342**, 334 (2013).
- [2] van Haasteren et al., *MNRAS*, **414**, 3117 (2011).
- [3] P. B. Demorest et al., *Astrophys. J.* **762**, 94 (2013).

固态夸克星框架下的两类周期跃变模型

周恩平 (Enping Zhou)

北京大学物理学院

北京 100871

Email: zhouenpingz715@sina.com

1 引言：脉冲星的周期跃变

一般来讲，脉冲星在偶极辐射过程中损失自转能从而会导致自转减慢，然而对于许多脉冲星，其自转除了会随着时间变慢之外，还会在特定时间发生周期变短的跃变。理解这种周期跃变现象，对于我们认识脉冲星的物态是非常有帮助的。

然而值得注意的是，脉冲星的周期跃变过程中的能量释放的特征，则是不尽相同的，一种是像Vela这样的脉冲星，虽然经常发生大的周期跃变，周期跃变时在各个波段的观测数据中却没有看到很明显的流量增加，另一种是像AXP/SGR这样的脉冲星，在发生周期跃变的同时往往伴随着高能波段的流量增加。

无论是哪种理论模型，如果想要顺利成章得解释脉冲星周期跃变现象，那它必须也能在一个框架下解释这两种在能量释放上截然不同的周期跃变现象。在固态夸克星框架下，则可以分别用体积不变和体积改变的两种星震模型，来解释这两种周期跃变现象。

2 固态夸克星模型下的两种周期跃变现象

对于自束缚的小质量的固态夸克星，由于与中子星的引力束缚不同，其质量半径关系也与中子星明显不同，其质量近似于半径的三次方增长，而当质量增大到一个太阳质量左右时，引力的束缚已经变得不可忽略，因而其质量半径关系会表现出与中子星类似的趋势，半径会随着质量的变大而变小，这也就使得夸克星存在一个最大半径，而这一最大半径对于理解AXP/SGR这样的伴随着能量释放的周期跃变是很有意义的。

许多观测证据表明，AXP/SGR通过周围的回落盘进行着吸积，如果其半径本身已经接近最大半径，那么在吸积物质质量增大的过程中，星体最稳定状态的半径反而会减小。但是由于固体的刚性，星体的半径并不可能完全随着质量半径关系给出的稳定半径演化，在这种情形下，星体的半径超过最稳定状态的理论半径，会积累大量的弹性能。随着吸积的进行，此偏离越来越大，弹性能积累也越来越多，当超过固体的应力极限时，星体会发生破碎，整个星体的半径变小。对于这一类的周期跃变现象，通过定量计算可以知道，对于转动和引力平衡的刚体，其引力能释放与转动能增加刚好相等，故不会有能量放出，而当转动慢于此平衡转速时，转动能的

增加与引力能的减小量之间的差距迅速增大。由于绝大多数AXP/SGR的自转都很慢，自转周期远大于转动和引力平衡的周期0.7ms，故在周期跃变过程中，转动能的增加与引力能的释放相比几乎可以忽略，故在这类周期跃变中，会有大量的能量最终于辐射的形式爆发出来，能量的多少取决于周期跃变的幅度。这种体积改变的星震，可以解释发生在AXP/SGR上的伴随大量能量释放的周期跃变现象。

另一种情形则与星体的冷却和自转减慢有关。一般认为，一个旋转的流体星球，其平衡位形应该是一个马克洛林椭球。而铁核塌缩过程形成的原初脉冲星，在诞生初期温度很高，可以认为是流体，在其损失转动能自转变慢的过程中，其平衡位形按照马克洛林椭球给出的位形变化。当脉冲星冷却到一定温度时，星体会发生固化，之后星体的位形就不能完全按照马克洛林椭球给出的椭率发生变化，椭率大于理论上的平衡位形的椭率，开始积累弹性能。随着星体损失转动能自转变慢，星体实际位形与马克洛林椭球给出的位形偏差也会变大，当弹性能积累到一定程度时，星体会发生破碎，椭率会突然变小，发生周期跃变现象。由于星体整体位形变化并不多，引力能的释放并不多，而考虑星体的平衡位形条件，可以定量得计算出在这类周期跃变现象中弹性能、引力能的减少量与转动能的增加量之间的关系，计算结果表明，即使对于Vela脉冲星发出的一些较大的周期跃变，也可以几乎不放出能量。这种星震我们称之为体积不变的星震，可以用来解释发生在Vela上的不伴随能量释放的周期跃变现象。

定量的计算表明，对于同样质量、半径的脉冲星，发生同样幅度的周期跃变，体积不变的星震释放的能量可以比体积改变的星震释放的能量少6到7个量级。

定性上来理解，造成这种差别的主要原因在于，赤道附近的物质，对于转动惯量有着最大的贡献，而极区的物质，虽然和赤道附近的物质一样贡献着引力能，但是对转动惯量却几乎没有贡献，因此在整个星体发生塌缩的第一种图像里，有许多物质释放了引力能，但是却并没有引起转动惯量的明显变小，因而转动能增加并不明显，而在第二种图像里，星震过程中星体体积保持不变，只是椭率改变，近似得可以看做把赤道区域的一部分物质转移到了极区，引力能并没有发生明显的变化，但是转动惯量却变化明显，因而损失的能量基本全部转化为转动能，而没有多余的能量通过辐射来释放。

3 总结

在固态夸克星框架下，我们可以通过有吸积、体积变化的星震和体积不发生变化的星震这两种模型，来理解观测中有能量释放和没有能量释放的两种脉冲星周期跃变现象。

Scientific Program of FAST Pulsar Symposium 3

July 2-4, 2014, Shanghai, China

(Language: *English* or *Chinese*; but the presentation should be written in *English*)

===== Wednesday, July 2 =====

8:30 -- 11:30 Registration (On the hall of the 3rd floor of Astronomy Mansion, SHAO)

Conference Opening

Chair: Renxin Xu (30min = 25+5)

14:00 -- 14:10: Welcome addresses by Prof. Xiaoyu Hong

14:10 -- 14:20: LOC message by Dr. Zhen Yan

14:20 -- 14:50 Zhiqiang Shen: *The Tian-Ma radio telescope system*

14:50 -- 15:20 Di Li: *Advantages of single antenna in the array era*

15:20 -- 16:00 *Taking a photograph, Coffee Break*

Session 1: Pulsar observations

Chair: Chenmin Zhang (20min = 15+5)

16:00 -- 16:20 Zhen Yan: *Pulsar Studies with Shanghai Tian-Ma radio telescope*

16:20 -- 16:40 Youling Yue: *A simple telescope for searching fast radio bursts*

16:40 -- 17:00 Jianping Yuan: *Spectrum of timing noises in pulsars*

17:00 -- 17:20 Yuanjie Du: *VLBI Astrometry of PSR J0218+4232*

17:20 -- 17:40 Shi Dai: *A study of the pulse profiles for 25 millisecond pulsars*

===== Thursday, July 3 =====

Session 2: Pulsar astronomy and astrophysics I

Chair: Jianping Yuan (20min = 15+5)

08:00 -- 08:20 Wenming Yan: *Polarization observations of pulsars at Nanshan*

08:20 -- 08:40 Chen Wang: *Origin of pulsar orthogonal polarization modes*

08:40 -- 09:00 Zhigang Wen: *The nulling and subpulse drifting properties of PSR J1727-2739*

09:00 -- 09:20 Hao Tong: *Anti-glitch of magnetars in the wind braking scenario*

09:20 -- 09:40 Enping Zhou: *Two types of glitches in a solid quark star model*

09:40 -- 10:20 *Coffee Break*

Session 3: Pulsar astronomy and astrophysics II

Chair: Hao Tong (20min = 15+5)

10:20 -- 10:40 Chengmin Zhang: *Millisecond pulsars and recycling in binary system*

10:40 -- 11:00 Zhaosheng Li: *An ultra-low mass and small radius compact object?*

10:00 -- 11:20 Zhijie Qu: *Analysis of short bursts in a few magnetars*

11:20 -- 11:40 Lin Li: *Pulsar wind model for the spin-down behavior of intermittent pulsars*

11:40 -- 12:00 Abdujappar Rusul: *Predicting the braking indices of nulling and intermittent pulsars*

Afternoon: Tour to the site of Tian-Ma telescope

13:30pm: to get together on the small square inside the SHAO entrance door

18:00 -- 20:00 Banquet

20:30: back to SHAO by bus after banquet

===== Friday, July 4 =====

Session 6: Pulsar astronomy and astrophysics III

Chair: Biping Gong (20min = 15+5)

08:00 -- 08:20 Wen Zhao: *Constraining relic GWs by PTAs: in light of BICEP2 results*

08:20 -- 08:40 Lijing Shao: *Testing local Lorentz invariance of gravity with pulsars*

08:40 -- 09:00 Xia Zhou: *Magnetic damping and the r-mode evolution*

09:00 -- 09:20 Mengxiang Lin: *Oscillation driven magnetospheric activity*

09:20 -- 09:40 Jumei Yao: *A new model for pulsar distance*

09:40 -- 10:20 *Coffee Break*

Session 7: Pulsar astronomy and astrophysics IV

Chair: Youling Yue (20min = 15+5)

10:20 -- 10:40 Biping Gong: *The effect Doppler residual on binary pulsar systems*

10:40 -- 11:00 Xiongwei Liu: *From TZO to CCO?*

10:00 -- 11:20 Xiaoyu Lai: *Magnetism of pulsars and magnetars*

11:20 -- 11:40 Yanjun Guo: *Quark-cluster matter in relativistic mean-field model*

11:40 -- 12:00 Renxin Xu: *Probing EoS of cold dense matter with advanced facility*