

五百米口径球面射电望远镜脉冲星研讨会(1)

**Invited speakers**

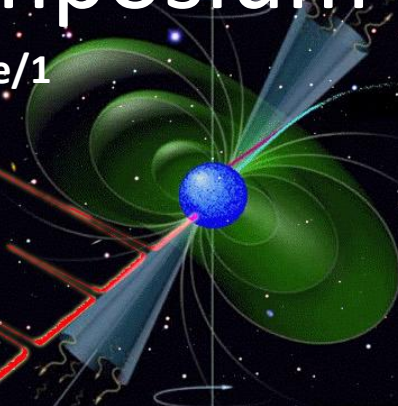
J. M. Cordes (Cornell)  
G. Hobbs (ATNF)  
R. N. Manchester (ATNF)

**Local organizers**

Xiaoyu Lai (XJU)  
Jing Liu (XJU)  
Guoliang Lv (Chair, XJU)  
Zhaojun Wang (XJU)  
Wenming Yan (XAO)  
Jianping Yuan (XAO)  
Xia Zhou (XAO)  
Chunhua Zhu (XJU)

**FAST Pulsar Symposium 1**

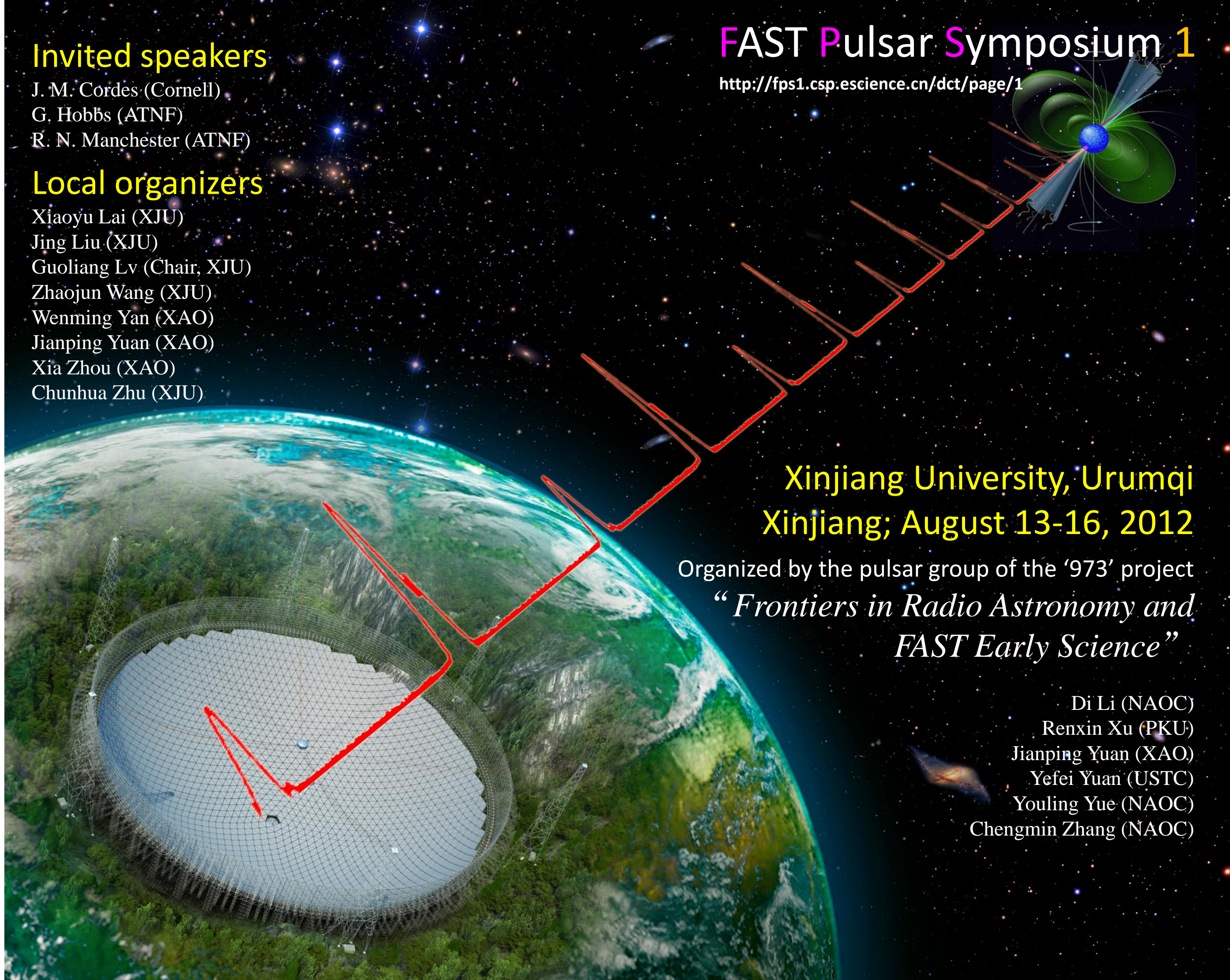
<http://fps1.csp.escience.cn/dct/page/1>



**Xinjiang University, Urumqi  
Xinjiang; August 13-16, 2012**

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)



第一届500米口径球面射电望远镜脉冲星项目组研讨会  
FAST Pulsar Symposium I



---

## 500米口径球面射电望远镜脉冲星组专题研讨会第一次会议

射电天文学在天文和天体物理方面一直起着重要的作用。中国的500米口径球面射电望远镜（Five hundred meters Aperture Spherical Telescope, 简称FAST）是目前世界上已经建成和计划建造的最大的单口径射电望远镜，它将不仅促进中国科学技术的发展，而且将推动全世界射电天文学的进步。着眼于FAST在未来能够达到的科学目标，国家重点基础研究发展计划，即“973计划”，正在研究围绕FAST的科学。此计划由6个研究小组组成，其中一个就是关于脉冲星的。作为“973计划”的一部分，脉冲星组将组织每年一次的学术研讨会，让中国脉冲星天文学家聚集一堂，并邀请部分国际同行参加；交流思想，激发讨论，酝酿合作。作为第一次会议，本会议于2012年8月13日至16日在新疆昌吉园林宾馆召开。

科学组委会：

973计划脉冲星组

地方组委会：

新疆大学

中国科学院新疆天文台

新疆大学-国家天文台联合天体物理中心

贰零壹贰年拾贰月

---

## 目 录

1. The FASTrophysics of Precision Pulsar Timing	James Cordes.....	1
2. 射电脉冲星的相位分离谱的研究	陈建玲等.....	4
3. 再循环演化通道形成毫秒脉冲星双星的前身星	陈文聪.....	7
4. 用引力透镜方法测量孤立中子星的质量	代实.....	9
5. Annular Gap Model for Multi-wavelength Pulsed Emission from Young and Millisecond Pulsars	杜源杰.....	12
6. 脉冲星导航周期模糊度问题的一些思考	高明飞等.....	15
7. 简并的相对论电子的费米能	高志福.....	18
8. 超长周期脉冲星：TZO演化的后裔？	刘雄伟.....	21
9. 40米天线脉冲星观测	郝龙飞等.....	24
10. Fermi $\gamma$ -ray Pulsars	候贤.....	27
11. The Early Science Opportunities for the FAST	李菡.....	31
12. Low-mass X-ray Binaries with Strange Quark Stars	吕国梁, 朱春花.....	34

13. 通过X射线偏振来区分中子星和夸克集团星	卢吉光.....	37
14. Pulsar Searching and Timing	R.N. Manchester.....	40
15. 强磁场下电子气体的Fermi能以及磁星的X-ray光度	彭秋和.....	44
16. 磁星的制动机制	全号.....	48
17. 利用脉冲星计时阵探测宇宙残余引力波	童明雷.....	49
18. 利用帕克斯脉冲星计时阵搜寻引力波记忆效应	王晶波.....	53
19. 脉冲星由夸克集团物质构成?	徐仁新.....	56
20. Pulsar Timing at Nanshan with DFB	袁建平等.....	58
21. Glitches Detected in Southern Radio Pulsar	于萌.....	61
22. 20颗脉冲星的偏振观测	闫文明, 王娜.....	64
23. FAST 低频脉冲星巡天	岳友岭.....	67
24. 中子星和伽玛射线暴余辉	俞云伟.....	70
25. Statistic of Pulsars in Galaxy disks and Globular Clusters	张承民等.....	73
26. 测站参考时间对脉冲星计时影响	赵成仕.....	76
27. 综合脉冲星时	赵书红.....	79
28. 会议日程.....		81

# The FASTrophysics of Precision Pulsar Timing

*James Cordes*  
*Department of Astronomy*  
*Cornell University*  
*Ithaca, NY 14853 USA*  
Email: [cordes@astro.cornell.edu](mailto:cordes@astro.cornell.edu)

## 1 Introduction

In this paper I discuss the limitations of pulsar timing that are introduced by the astrophysics of the neutron stars and their magnetospheres, by the interstellar medium, and by related instrumentation effects. I mention how the FAST telescope can make important contributions to the detection of gravitational waves using pulsars.

## 2 Requirements on Pulsars as Clocks

Pulsar timing underlies the great triumphs in testing theories of gravity, determining masses of neutron stars (NS), and constraining plasma densities in the interstellar medium (ISM). It is also key to ongoing attempts to detect long-wavelength gravitational waves (GWs) produced by a variety of possible sources, including inspirals and mergers of supermassive black-hole binaries, cosmic strings, and the inflation era.

Improving the precision of pulsar timing is a high-priority goal in order reap the benefits of all timing applications, but efforts are largely driven by the requirements of the most demanding application, GW detection with a pulsar timing array (PTA, i.e. an ensemble of pulsars that are timed with one or more telescopes).

GW detection with a PTA can be compared with the requirements for ground-based laser-interferometer detectors. In the kHz frequency band for a LIGO-like instrument, detection of dimensionless strains  $h \sim 10^{-22}$  requires measurement of a path-length difference  $\Delta L \sim hL$  over an  $L \sim 4$  km distance, much smaller than an atomic nucleus. For a pulsar timing array, the effective path length is the light-travel distance over the data span  $T$ ,  $L \sim cT$  and the dimensionless strain at nano-Hertz frequencies is  $h \sim 10^{-16}$  to  $10^{-14}$ , corresponding to  $\Delta L \sim 10^3$  cm to  $\sim 1$  km, a small fraction of the radius of a NS,  $R_{\text{NS}} \sim 10$  km. Detection of GWs with a PTA over  $T \sim 10$  yr means, in effect, tracking the position of the NS as it orbits any companion and moves in the Galaxy to a precision of this order. The timing precision needed is  $\sigma_t \lesssim 100$  ns because the standard fitting function removes some of the signal.

The use of pulsars as clocks is enabled by their spin stability and only a small fraction of pulsars are suitable for GW detection. Among the entirety of pulsars that have spin periods from 1.5 ms to about 10 s, only those with periods  $\lesssim 10$  ms are competitive and even among these millisecond pulsars (MSPs), only a fraction can be used, based on estimates of their spin stability [1]. If the spin represents the clock mechanism, the “ticks” of the clock correspond to the pulses that we measure. Pulses are a consequence of the rotation of beamed radiation from the pulsar magnetosphere that is also modulated in time by dynamical aspects of the relativistic plasma. Variability of the amplitudes and phases of individual pulses (*pulse jitter*) causes timing errors even with high signal-to-noise ratio (S/N) data (see below).

### 3 The Interstellar Medium (ISM)

The ionized ISM causes time-of-arrival (TOA) fluctuations that are strongly frequency dependent [2]. The particular effects include:

1. **Dispersion measure variations:** The integrated electron density  $DM = \int_0^D ds n_e(s)$  to distance  $D$  is variable because electron density variations  $\delta n_e$  exist on scales from  $\sim 10^3$  km to  $\gtrsim$  pc and the line of sight varies because of motions of the Earth, pulsar, and ISM. Multiple frequency observations are needed to measure and remove  $\delta DM$  at each epoch.
2. **Pulse broadening from scattering:** Length scales  $\ll 1$  AU cause multipath scattering that broadens pulses asymmetrically and biases TOAs. The bias is very strongly frequency dependent ( $\propto \nu^{-4}$ ) and can be removed through appropriate broadband measurements.
3. **Intensity scintillations:** The same scattering effect causes constructive and destructive interference that appears as 100% variations in the intensity  $I(t, \nu)$ . One effect on timing is related to the increase and decrease of the S/N that causes the radiometer-noise timing error to differ from epoch to epoch.
4. **Refraction:** Larger scale variations in  $n_e$  refract pulsar radiation and increase the path length. In addition, referencing TOAs to the solar-system barycenter is direction dependent. These two effects introduce timing perturbations  $\propto \nu^{-4}$  and  $\propto \nu^{-2}$  respectively.
5. **Faraday rotation:** The timing perturbation  $\sim 0.18$  ns  $\nu^{-3}$ RM is negligible for most objects but could be important in special cases.

An important aspect of precision timing is to diagnose, measure, and remove interstellar plasma effects. Requirements include *wideband spectrometers*, *long integrations with high observing cadences*, and *high sensitivity*. FAST can provide these and therefore can contribute greatly to PTA science.



## 4 Pulsar Quality

In addition to spin noise and interstellar effects, timing variations from *radiometer noise* and from *pulse jitter* are highly important. The timing error from radiometer noise  $\propto W/(S/N)_1\sqrt{N}$  (where  $W$  = pulse width,  $N$  = number of pulses, and  $(S/N)_1$  is the S/N for a single pulse) and therefore benefits from a large telescope, wider bandwidths, and longer integration times. Jitter produces a timing error  $\propto f_J W/\sqrt{N}$  where  $f_J \approx 1$  is the “jitter parameter” that is the ratio of pulse-phase jitter to pulse width. The two contributions (radiometer noise and jitter) are about equal when  $(S/N)_1 \approx 1$ . The jitter contribution is correlated over wide bandwidths and therefore is *not* improved by increasing the bandwidth. It can be reduced only with longer integration times (larger  $N$ ). From these expressions and from studies of spin noise, it is clear that the best MSPs are those with the narrowest pulses and smallest period derivatives  $\dot{P}$ , which correlate with the strength of spin noise.

## 5 Prospects and Challenges

The big question for PTA science is ‘When will we detect GWs?’ The answer is not well known but current understanding of timing precision suggests that (a) improvements in TOA precision are needed by developing algorithms and making observations that allow all the effects discussed above to be minimized and (b) surveys for new MSPs need to continue to increase the number that have high timing precision. A related question, then, is ‘What new instruments are needed to detect GWs and begin GW astrophysics?’ On existing telescopes, digital backend processors that provide full-Stokes parameters with coherent dedispersion are now the norm. To provide sky coverage and sensitivity, larger telescopes are needed around the world. In this respect, FAST can be extremely important for the success of GW science. This requires adequate telescope time for pulsar surveys and for pulsar timing with high cadence. The high sensitivity of FAST will cause the timing precision of many (but not all) MSPs to be jitter dominated rather than radiometer noise dominated. FAST will also be able to provide the necessary S/N to quantify interstellar scintillations and to apply new algorithms aimed at removing their effects. The proposed 110-m telescope in western China will also be important for allowing higher-cadence timing observations.

## References

- [1] R. M. Shannon & J. M. Cordes, **ApJ**, 725, 1607 (2010)
- [2] J. M. Cordes & R. M. Shannon, arXiv:1010.3785

## 射电脉冲星的相位分离谱的研究

陈建玲

运城学院物理与电子工程系

中国 山西 044000

温志刚

新疆天文台

中国 新疆 830011

王洪光

广州大学物理与电子工程学院

中国 广州 510006

Email: cosmic008@yahoo.com.cn

### 1 引言

大部分脉冲星在射电波段的流量密度谱可以用幂律谱来拟合，谱指数 $\alpha = -1.8 \pm 0.2$  Maron [1]。然而，有些脉冲星的累积脉冲轮廓的宽度和形状随频率变化，我们认为，一种可能的原因不同相位的辐射谱指数有所不同，为此，我们分析了23颗脉冲星的射电相位分离谱。多波段轮廓数据来源于四篇文献：Hankins& Rickett [2]，Hankin et al. [3]，Kramer et al. [4]，Kuzmin et al. [5]。这里给出相关结果。

### 2 数据处理与结果

假设脉冲星在任意相位段的谱都是幂律谱，即 $I = kf^{-\alpha}$ 。则一个相位段与参考相位段（可任意选取）的相对谱指数为 $\lambda = \alpha_i - \alpha_0$ 。当选取参考相位段后，测量每个频率上其他相位段相对参考相位段的强度比例，对各相位段的比例进行拟合，即可得到相对谱指数 Chen et al. [6]。我们得到了23颗射电脉冲星的相位分离谱，根据形状可以分为四种类型，即“ $\Lambda$ ”型，“M”型，“V”型，以及前后不对称型，部分结果见图（1）—（4）。

### 3 讨论

从上述结果可以看出轮廓随频率演化和谱的关联性，例如，“ $\Lambda$ ”型和“M”型轮廓边缘谱变陡，都表现出轮廓变窄的趋势。相位分离谱为理解轮廓的演化提供了一个思路，可能在脉冲星磁层中不同部位的辐射谱是有差异的。我们希望对更多的样本进行分析，看是否存在几种简单的类型。FAST灵敏度高，可以提高轮廓边缘的信噪比，对这方面的研究无疑会起到重要作用。

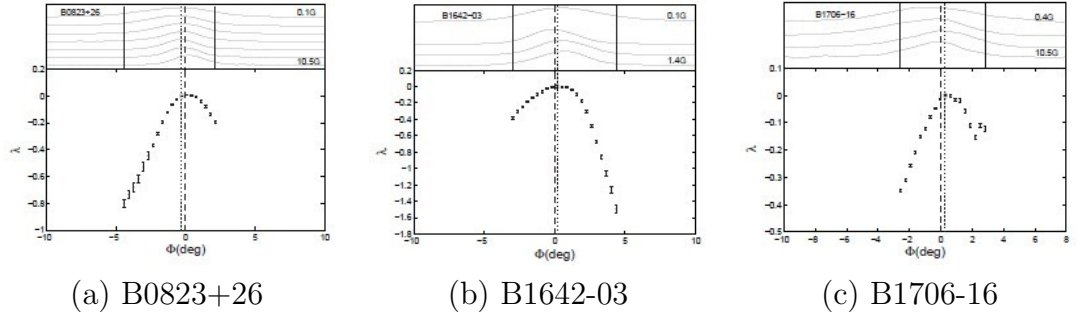


Figure 1: “Λ”型：中间平，两边陡。每个图上边的窗口表示每个源的多波段脉冲轮廓，下面的窗口为对应的相位分离谱的图。其中实线，虚线，点线和空心的菱形分别对应轮廓边界，中心相位，参考相位和参考相位对应的谱。

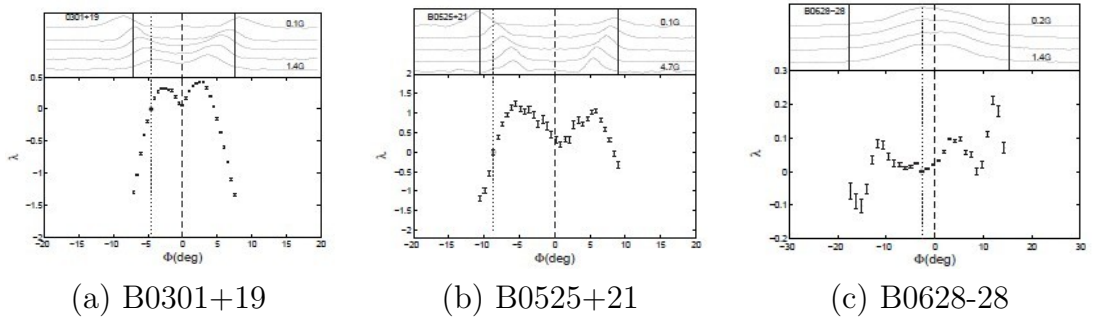


Figure 2: “M”型，中间谱略陡，向边缘先变平，后变陡

## References

- [1] Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., Wielebinsky, R., *A&AS*, **147**, 195 (2000).
- [2] Hankins, T. H., Rickett, B. J., *ApJ*, **311**, 684 (1985).
- [3] Hankins, Timothy, H., Izvekova, Vera, A., et al. *ApJ*, **373**, L17 (1991).
- [4] Kramer, M., *A&A*, **322**, 846 (1997).
- [5] Kuzmin, A. D., Izvekova, V. A., et al. *Astron. Astrophys. Supp1*, **127**, 355 (1998).
- [6] Chen, J. L., Wang, H. G., Chen W. H., Zhang, H., Liu, Y., *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **7**, 789 (2007).

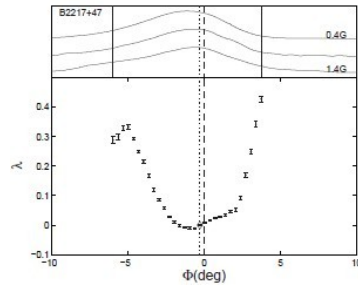
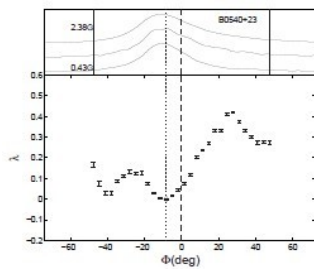
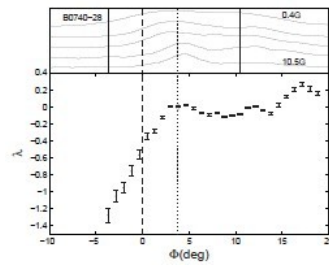


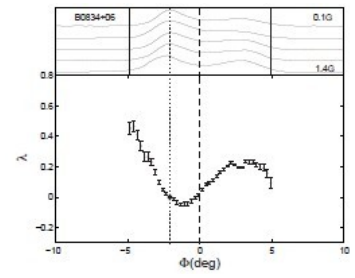
Figure 3: “V”型：中间陡，两边平。



(a) B0540+23



(b) B0740-28



(c) B0834+06

Figure 4: 前后不对称型。

## 再循环演化通道形成毫秒脉冲星双星的前身星

陈文聪 (Chen Wen-Cong)  
商丘师范学院物理学院  
河南 商丘 476000  
Email: chenwc@pku.edu.cn

### 1 引言：再循环演化通道

毫秒脉冲星(Millisecond pulsars, MSPs)和正常脉冲星具有截然不同的观测特征,二者在磁感应强度 vs. 自转周期( $B - P$ )分布图中位于不同区域. 正常脉冲星的自转周期一般为1s左右, 表面磁场约为 $10^{12}$  G. 而对于毫秒脉冲星, 其自转周期 $P < 20$  ms, 自转减慢率(spin-down rate)约为 $10^{-19} - 10^{-21}$   $\text{ss}^{-1}$ , 特征年龄(characteristic age)约为 $10^9 - 10^{10}$  yr, 表面磁场位于 $B \sim 10^8 - 10^9$  G 这个范围. 大约75%的毫秒脉冲星位于双星系统中(通常称为毫秒脉冲星双星, BMSPs), 而对于正常脉冲星, 这个比例只有约1%.

目前, 再循环模型在解释毫秒脉冲星形成上较为成功, 该模型中毫秒脉冲星被认为是中子星低质量X射线双星或中等质量X射线双星的演化产物. 已越过所谓死亡线(death line)的脉冲星通过从伴星中吸积物质和角动量, 进而重新自旋加快并达到毫秒级. 吸积过程中, 中子星的磁场由于物质吸积导致衰减为 $10^8 - 10^9$  G. 质量传输结束时, 由一颗再循环中子星和低质量( $< 0.4M_{\odot}$ )氦白矮星组成的毫秒脉冲星双星即刻形成. 吸积的毫秒X射线脉冲星SAX J1808.4-3658的发现给再循环模型提供强有力的证据. 最近的光学波段观测也证实X射线脉冲星和毫秒射电脉冲星存在着某种联系.

### 2 计算结果

为了探究通过再循环通道形成的毫秒脉冲星双星的前身星特征, 基于恒星演化程序和再循环演化通道的物理过程, 我们计算了大量低质量X射线双星的演化. 初始时伴星的质量范围为 $1.0 - 2.0 M_{\odot}$  (恒星的化学丰度为 $Y = 0.28, Z = 0.02$ ), 中子星的初始质量取典型值 $1.4 M_{\odot}$ . 我们假定中子星是一颗已越过死亡线并停止射电辐射的死亡脉冲星. 死亡脉冲星的自转周期应该满足 $P_s^2 > B/1.7 \times 10^{11}$  并且正常脉冲星的自转周期的上限为11 s. 中子星初始自转周期和表面磁场对其最小的自转周期影响不大. 因此, 我们取中子星的初始自转周期和表面磁场分别为10 s和 $10^{12}$  G. 当伴星已演化成为一颗氦白矮星(Helium white dwarf)且洛希瓣溢不再发生时, 程序停止计算.

图1给出了毫秒脉冲星双星的前身星在伴星质量-轨道周期( $M_d - P_{\text{orb}}$ )图上的分布. 计算结果表明, 几乎所有的低质量X射线双星中的中子星自转周期都有可能通

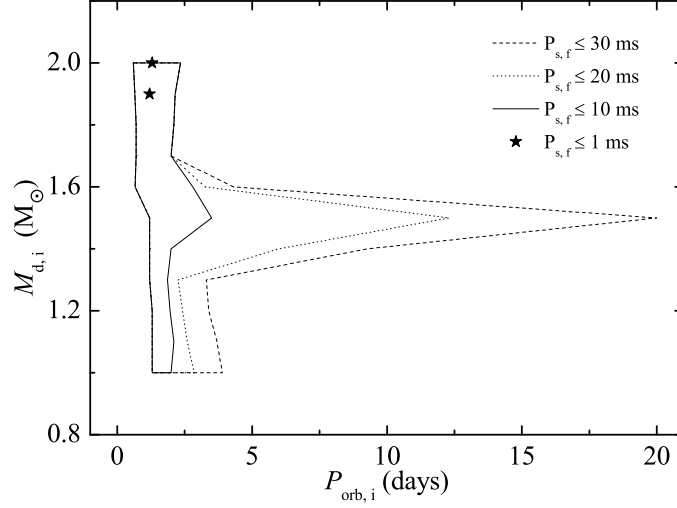


Figure 1: 基于再循环演化通道的毫秒脉冲星双星的前身星—低质量X射线双星的初始轨道周期 $P_{orb,i}$ —初始伴星质量 $M_{d,i}$ 的分布图.

过再循环通道被加速至毫秒周期, 成功与否取决于初始的轨道周期. 当伴星的初始质量介于 $1.3-1.6 M_{\odot}$ 时, 初始轨道周期有一个较宽的范围, 约为 $1.0-20$  d. 当伴星的初始质量介于 $1.0-1.4 M_{\odot}$ 时, 不能形成毫秒量级的毫秒脉冲星双星, 除非其初始轨道周期小于 $2$  d. 超出我们所画的区域, 由于低的自转加速效率或者不稳定的质量传输很难形成毫秒脉冲星双星. 对于伴星质量范围在 $1.4-1.6 M_{\odot}$ 时, 低的质量累计效率和自转加速效率导致了初始轨道周期上限的出现. 当然, 对于质量范围在 $1.7-2.0 M_{\odot}$ 的较大质量伴星, 轨道周期的上限值源自于动力学不稳定的质量传输. 特别地, 计算区域内存在两个双星系统能够形成自转周期约为 $0.9$  ms的亚毫秒脉冲星. 与之对应的两个低质量X射线双星的伴星的质量为 $1.9-2.0 M_{\odot}$ , 轨道周期约为 $1.2-1.3$  d.

### 3 结论

低质量X射线双星演化的最终命运很大程度上取决于初始伴星质量和轨道间距. 当伴星质量介于 $1.0-1.4 M_{\odot}$ 之间时, 只有轨道周期小于 $2.0$  d的低质量X射线双星才能演化成低质量脉冲星双星(自转周期小于 $10$  ms). 然而, 对于更高的伴星质量, 能够形成毫秒脉冲星的前身星轨道周期为 $2.0-3.6$  d. 计算结果表明, 如果中子星吸积的质量大于 $0.1 M_{\odot}$ , 则它很有可能被加速进而形成一颗毫秒脉冲星. 而且, 有极少的毫秒脉冲星的吸积质量超过 $0.5 M_{\odot}$ .

## 用微引力透镜方法测量孤立中子星的质量

代实  
北京大学物理学院  
天文系  
中国 北京 100871  
Email: daishi@pku.edu.cn

### 1 引言

中子星的质量对于我们理解中子星的物态和结构有重要的意义。目前我们对中子星质量的测量主要限制于双星系统中，对于孤立中子星我们仍然没有很好的办法测量质量。而孤立中子星由于不受双星演化的限制，更有可能有超大质量，或者极小质量的个体存在，这样的例子将给中子星的状态方程提出很强的限制，甚至区分中子星和夸克星模型。

微引力透镜效应是一种测量天体质量的强大工具。我们讨论了用微引力透镜效应测量孤立中子星质量的可行性 [1]。我们估算了孤立中子星作为透镜天体，透镜背景天体的事件概率，考虑到未来的射电和光学望远镜将为我们提供更多的脉冲星和背景天体，我们认为很有希望通过微引力透镜效应测量孤立中子星的质量。我们对于中子星微引力透镜事件的持续时间分布的计算表明，中子星将在短持续时间的微引力透镜事件中贡献重要部分，我们有可能在短持续时间的微引力透镜事件中发现中子星，并测量其质量。另外，我们对现有的脉冲星和光学巡天的结果进行了相关，根据中子星的自行，我们预言了一些有希望的脉冲星astrometric microlensing 事件。

### 2 事件率和持续时间分布

我们根据最新的孤立脉冲星分布的模拟结果，考虑脉冲星的kick velocity [2]，同时考虑银河系中恒星在盘和核球的空间和速度分布，计算了中子星作为透镜天体，透镜银河系中背景天体的事件概率，公式如下：

$$\Gamma = \frac{4G^{1/2}}{c} \frac{\int_0^\infty dD_s D_s^2 \rho(D_s) \int_0^{D_s} dD_d \rho(D_d) v [D_d(D_s - D_d)/MD_s]^{1/2}}{\int_0^\infty dD_s D_s^2 \rho(D_s)} \quad (1)$$

我们对全天积分得到，对于核球区的恒星作为背景天体，中子星微引力透镜事件率为  $2.27 \times 10^{-12}/\text{year}/\text{source}$ ，对于银盘上的恒星，微引力透镜事件率为  $3.38 \times 10^{-12}/\text{year}/\text{source}$ ，总的事件率为  $5.65 \times 10^{-12}/\text{year}/\text{source}$ 。对于未来的光学望

望远镜，如LSST，将监测 $10^{11}$ 甚至更多的背景恒星，因此我们将有可能每年发现几个中子星导致的微引力透镜事件。而如果考虑astrometric microlensing，由于发生透镜事件的截面比photometric microlensing大 $\sim 100$ 甚至 $\sim 1000$ 倍，因此未来随着FAST的工作，越来越多的脉冲星被发现，我们将有机会发现大量的astrometric microlensing事件，从而可能测量孤立脉冲星的质量。

我们还计算了中子星对银河系的微引力透镜事件的贡献随着持续时间的分布。我们在计算中考虑了中子星的空间分布和速度分布。我们的计算表明，由中子星导致的微引力透镜事件将主要分布在短持续时间部分，比例达到 $\sim 40\%$ 。这与之前不考虑中子星空间和速度分布的计算结果明显不同，如图1，实线是考虑中子星空间和速度分布的结果，虚线是没有考虑中子星空间和速度分布的结果。我们的结果暗示，当未来发现越来越多的微引力透镜事件后，我们有可能可以在持续时间在 $\sim 15$ 天左右的事件中去寻找脉冲星。一旦能通过这样的策略找到脉冲星，我们还能同时根据引力透镜效应测量中子星的质量。

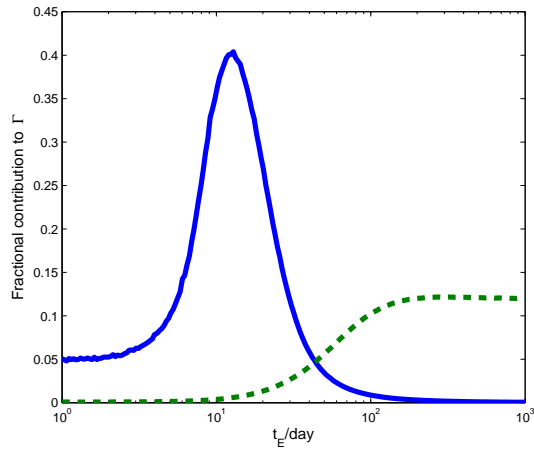


Figure 1: 中子星对银河系微引力透镜事件的贡献。实线是考虑中子星空间和速度分布的结果，虚线是没有考虑中子星空间和速度分布的结果。

### 3 已知脉冲星与光学巡天的位置相关

首先，我们用已知脉冲星的位置与已发现的微引力透镜时间的位置做相关，试图找到由已知脉冲星导致的微引力透镜事件。我们使用的数据包含2008颗脉冲星和11730个可能的微引力透镜事件，相关的结果显示没有已知的微引力透镜事件是由已知脉冲星导致的。

然后，我们用已经测量了自行的脉冲星与SDSS和UKIDSS的巡天结果进行了相关，试图找到角距离很近，有可能表现出微引力透镜效应的脉冲星和背景天



Pulsar	Background source ID	Current centroid shift ( $\mu\text{as}$ )	Maximum centroid shift ( $\mu\text{as}$ )	$t_0$ (yr)
	UKIDSS			
J1910+1256	438685156132	1.5	277(171)	551(9)
B1929+10	438809433778	8.9	216(35)	35(0.03)
J1835-1106	438519400030	1.3	173(151512)	-47(130)
B1829-08	438747104229	0.58	146(8869)	-204(148)
B1952+29	438604464609	15	124(233)	42(13)
B1749-28	438950140975	3.4	55(1453)	-344(288)
B1929+10	438809412007	20	53(15)	14(0.02)
	SDSS			
J2317+1439	1237656495645983397	114	890(13235)	0.070(29)

Table 1: 最大中心移动大于20  $\mu\text{as}$ 的背景天体及其相关的脉冲星。

体。根据脉冲星的自行，我们可以预计脉冲星运动的轨迹，从而预测可能的微引力透镜现象，并且估算效应的强度。表 1展示了我们发现的，预计astrometric microlensing现象的强度大于50  $\mu\text{as}$ 的脉冲星和其对应的背景天体。一颗很有希望的脉冲星是PSR B1929+10，我们的计算表明这颗脉冲星将在未来30年左右的时间，导致一颗背景恒星产生 $\sim 200 \mu\text{as}$ 的中心的移动，这么大的中心移动完全可以被未来的光学望远镜测量，从而测量这颗脉冲星的质量。我们的工作进一步说明，未来FAST发现更多的脉冲星后，我们很有希望发现由脉冲星导致的微引力透镜事件，从而测量脉冲星的质量。

## 4 总结

孤立脉冲星质量的测量目前还是空白，而其对于我们理解中子星的物态和结构有重要的意义。我们讨论了用微引力透镜效应测量孤立中子星质量的可行性，我们计算了事件率和持续时间分布，并进行了位置的相关。考虑到未来的射电和光学望远镜的性能，我们认为用微引力透镜的方法测量孤立中子星的质量是很有希望的。

## References

- [1] S. Dai, R. X. Xu, A. A. Esamdin, MNRAS, **405**, 2754 (2010)
- [2] C. Faucher-Giguère, V. M. Kaspi, ApJ, **643**, 332 (2006).

# Annular Gap Model for Multi-wavelength Pulsed Emission from Young and Millisecond Pulsars

*YuanJie Du (Y. J. Du)*

*National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences*

*NO.1 Nanertiao, Zhongguancun, Haidian district, Beijing 100190, China*

Email: [duyj@nssc.ac.cn](mailto:duyj@nssc.ac.cn)

## 1 Introduction

Pulsars are fascinating astronomical objects in the universe. Many pulsars, including young normal pulsars and millisecond pulsars (MSPs), radiate multi-wavelength pulsed emission, which have not been completely understood.

High energy emission (e.g.  $\gamma$ -ray emission) from pulsars takes away a significant fraction of the rotational energy. Thanks to the launching of Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero (AGILE) and Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST), more than one hundred new  $\gamma$ -ray pulsars have been discovered in the last year, including gamma-ray only pulsars and a new population of millisecond pulsars [1, 2, 10]. From observations, MSPs are analogous to young pulsars, which have multi-wavelength pulsed emission from radio ( $10^{-6}$  eV) to  $\gamma$ -ray band. Do MSPs and young pulsars share a simple model that contains similar emission region and acceleration mechanism to self-consistently explain their multi-wavelength emission?

Some models have been proposed to explain pulsar's multi-wavelength emission, as we will summarize below, differing on the acceleration region of the primary particles and the mechanism for the production of the high energy photons. Initially aiming to explain the high-energy pulsed emission from young pulsars, four traditional physical or geometrical magnetospheric models which have been proposed to explain pulsed  $\gamma$ -ray emission of pulsars: the polar cap model [4], the outer gap model [3], TPC/slot gap model [8]. The distinguishing features of these pulsar models are different acceleration electric field region for primary particles and relevant emission mechanisms to radiate high energy photons [6, 7]. One of the key discrepancy of the mentioned emission models is the one-pole or two-pole emission pattern with two important geometry parameters: the magnetic inclination angle  $\alpha$  and the view angle  $\zeta$ .

The annular gap model is originally proposed by G. J. Qiao [11, 12]. The critical field lines divide the polar-cap region of a pulsar magnetosphere into two distinct parts: the core gap region and the annular gap region [6, 7]. The former gap is located around the magnetic axis and within the critical field lines; the latter is located between the critical field lines and the last open field lines. The width of

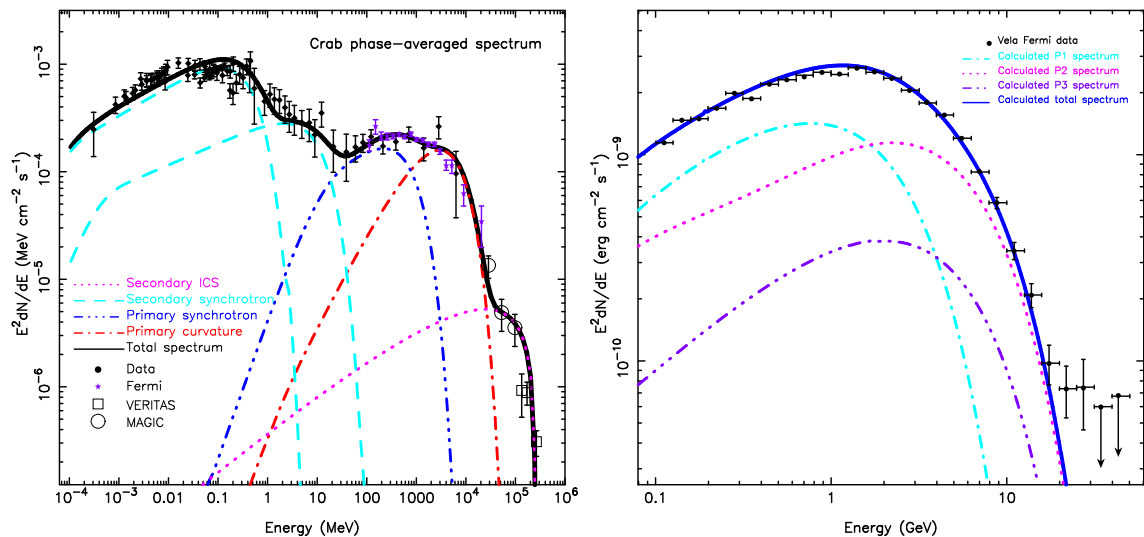


Figure 1: Left panel: the modeled radio-to-TeV phase-averaged spectrum for the Crab pulsar. This figure is adopted from the published work [7]. Right panel: the modeled  $\gamma$ -ray phase-averaged spectrum for the Vela pulsar. This figure is adopted from the published work [6].

the annular gap region is anti-correlated with the pulsar period, it is therefore larger for pulsars with smaller spin periods. The region for high energy emission in the annular gap model is concentrated in the vicinity of the null charge surface, i.e., an intermediate emission height, different from the outer gap model. The annular gap has a sufficient thickness of trans-field lines and a wide altitude range for particle acceleration. This model combines the advantages of the polar gap, the slot gap and the outer gap models, and works well for pulsars with short spin periods. It is a promising model to explain high energy emission from young and millisecond pulsars.

## 2 Modeled Results of Pulse Profiles and Spectra

A convincing model should have simple clear emission geometric picture with reasonable input parameters, which can not only reproduce multi-wavelength light curves for young pulsars but also for MSPs. Here we will briefly introduce our modeled results of pulse profiles and phase-averaged spectrum for the Vela pulsar, Crab pulsar and some millisecond pulsars. The detailed calculations in the annular gap model can be found in the literatures [5, 6, 7].

We can solve the problems of the third peak (P3) in the  $\gamma$ -ray pulse profiles and the emission mechanism of GeV band for the Vela pulsar [6] as shown in right panel of Figure 1), the GeV band emission from the Vela pulsar is originated mainly from

Synchro-curvature radiation [9] from primary particles, while synchrotron radiation from secondary particles have some contributions to the low-energy  $\gamma$ -ray band (e.g., 0.1 – 0.3 GeV). Meanwhile, the total spectrum (thick black solid line in left panel of Figure 1) is calculated in the annular gap model. It is found that the curvature radiation and synchrotron radiation from primary particles is mainly contributed to  $\gamma$ -ray band (20 MeV to 20 GeV); synchrotron radiation from CR-induced pairs and ICS-induced pairs dominates the X-ray band and soft  $\gamma$ -ray band (100 eV to 10 MeV). ICS from the pairs contributes to hard TeV  $\gamma$ -ray band ( $\sim 20$  GeV to 400 GeV).

### 3 Interpretation

The annular gap model is a self-consistent single-pole model not only for young pulsar [6, 7], but also for MSPs (the work is submitted), multi-wavelength pulsed emission can be well explained by this model.

I am grateful to both the pulsar groups of NAOJ and of Peking University for useful conversations. The author was supported by NSFC (10833003), China Postdoctoral Science Foundation (Grant No.: 2012M510047), and partially supported by my institute project of “Fvie Key Foster Directions” (Grant No.: Y22116EA2S).

### References

- [1] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *Science*, 325, 848
- [2] Abdo, A. A., et al. 2010a, *ApJs*, 187, 460
- [3] Cheng, K. S., Ho, C., & Ruderman, M. 1986a, *ApJ*, 300, 500
- [4] Daugherty, J. K., & Harding, A. K. 1994, *ApJ*, 429, 325
- [5] Du, Y. J., Qiao, G. J., Han, J. L., Lee, K. J., Xu, R. X. 2010, *MNRAS*, 406, 2671
- [6] Du, Y. J., Han, J. L., Qiao, G. J., & Chou, C. K. 2011, *ApJ*, 731, 2
- [7] Du, Y. J., Qiao, G. J., & Wang, W. 2011, *ApJ*, 748, 84
- [8] Dyks, J., & Rudak, B. 2003, *ApJ*, 598, 1201
- [9] Zhang, J. L., & Cheng, K. S. 1995, *Physics Letters A*, 208, 47
- [10] Pellizzoni, A., et al. 2009, *ApJ*, 695, L115
- [11] Qiao, G. J., Lee, K. J., Wang, H. G., Xu, R. X., & Han, J. L. 2004, *ApJ*, 606, L49
- [12] Qiao, G. J., Lee, K. J., Zhang, B., Wang, H. G., & Xu, R. X. 2007, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 7, 496

## 脉冲星导航周期模糊度问题的一些思考

高明飞, 王娜, 刘志勇, 袁建平  
中国科学院新疆天文台  
中国 新疆 830011  
Email: gaomf@xao.ac.cn

### 1 脉冲星导航原理

脉冲星是高速自转的中子星, 其自转周期具有很好的稳定性, 研究发现, 某些毫秒脉冲星长期的自转稳定性可以和原子钟相媲美。由于脉冲星的周期辐射特性, Downs在1974年提出了脉冲星自主导航的设想。通过对脉冲星到达时间的长期观测研究, 可以获得脉冲星高精度的自转参数。利用这些自转参数, 可以精确预计脉冲星的到达时间, 给定一个参考时刻 $t_0$ , 就能得到太阳系质心任意时刻 $t$ 的脉冲相位。

$$\Phi_{\text{SSB}}(t) = \Phi(t_0) + \nu \cdot (t - t_0) + \frac{1}{2} \cdot \dot{\nu} \cdot (t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \ddot{\nu} \cdot (t - t_0)^3 + \dots$$

其中 $\nu$ ,  $\dot{\nu}$ ,  $\ddot{\nu}$ 分别为脉冲星在 $t_0$ 时刻的自转频率、频率的一阶导数和二阶导数。

设在 $t$ 时刻, 飞行器接收到脉冲信号, 经过相应的到达时间修正以及时空坐标转换, 得到脉冲信号相位 $\Phi_{\text{SC}}$ 。同一时刻, 脉冲星在太阳系质心相位为 $\Phi_{\text{SSB}}$ , 那么我们就可以得到太阳系质心和飞行器的相位差 $\Delta\phi = \Phi_{\text{SSB}} - \Phi_{\text{SC}}$ 。由相位差, 可以得到脉冲到达太阳系质心和飞行器的时间差,

$$\Delta t = \Delta\phi \cdot \nu(t) = \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}}{c}$$

我们就获得飞行器的一个位置面方程:  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} = c \cdot \Delta t$ , 其中 $\mathbf{r}$ 为飞行器的空间位置坐标向量,  $c$ 为真空中的光速,  $\mathbf{n}$ 为脉冲星的单位方向向量。如果得到三个以上位置面方程, 联立得到一个线性方程组,

$$\mathbf{N} \cdot \mathbf{r} = c \cdot \Delta \mathbf{T}$$

其中 $\mathbf{N}$ 为系数矩阵。当轨道面个数超过三个, 为超定方程组, 利用最小二乘法解此方程, 得到飞行器的空间位置

$$\mathbf{r} = c \cdot (\mathbf{N}^T \cdot \mathbf{N})^{-1} \cdot \mathbf{N}^T \cdot \Delta \mathbf{T}$$

## 2 惯性导航原理

惯性导航是一种自主导航方式，它完全利用机载设备完成导航任务，和外界不发生任何光电联系，是一种比较成熟的自主导航技术。惯性导航的基本原理是以牛顿定律为基础，在载体内部测量载体的加速度，经积分计算获得载体的速度和位置的导航信息。惯性导航的特点是自主导航，技术成熟，短期内的导航精度较高，但是其缺点是，导航误差具有累积性，因此，对于长时间的导航，其导航误差较大。

## 3 周期模糊度问题

脉冲星导航时，飞行器接收到一个脉冲信号，需要经过相应的到达时间修正以及时空转换，得到脉冲信号相位。脉冲相位小数部分一般容易确定，但是整数部分存在不确定性。主要是由于飞行器在可能存在的空间范围中有多个位置面符合条件。我们定义 $\Omega(t)$ 为飞行器在时刻 $t$ 可能的空间范围。定义 $d(x_1, x_2) = \|x_1 - x_2\|$ 为空间两点 $x_1, x_2$ 的距离。定义 $d(\Omega) = \max\{d(x_1, x_2) \mid x_1, x_2 \in \Omega\}$ 为空间区域 $\Omega$ 的直径。不难得到，整周期唯一确定（不存在周期模糊度）的充分条件为：

$$d(\Omega) < \frac{c}{\nu}$$

实际上，导航是利用多颗脉冲星来进行的，每颗脉冲星的自转频率一般并不相同。显然，只要自转频率最大的导航脉冲星满足上式条件，其余脉冲星也可以满足。

## 4 惯性导航解决脉冲星导航周期模糊度的方法

如果我们采用组合导航方法，惯性导航用来确定两次相邻导航之间的相对位移，由于这个时间比较短，根据惯性导航的特点，我们知道，可以达到较高的导航精度。如果误差能控制在导航脉冲星的一个周期范围内，则我们就可以解决周期模糊度问题。

设飞行器在 $t_1$ 时刻的坐标为 $\mathbf{r}_1$ ，在下一个时刻 $t_2$ 的坐标为 $\mathbf{r}_2$ ，设 $\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ ，则

$$\mathbf{s} = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{v}(t) dt$$

其中， $\mathbf{v}(t)$ 为飞行器的速度。如果采用惯性导航来预计 $t_2$ 时刻的坐标，则这段时间的位置误差为 $\delta\mathbf{s}$

$$\delta\mathbf{s} = \int_{t_1}^{t_2} \delta\mathbf{v}(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{t_1}^t \delta\mathbf{a}(t') dt'$$

其中， $\delta\mathbf{a}(t)$ 为惯性导航测定的加速度误差， $\delta\mathbf{v}(t)$ 为积分后的速度误差。如果考虑在 $t_1$ 时刻飞行器的位置误差 $\delta\mathbf{r}_1$ ，我们可以得到

$$d(\Omega(t_2)) = \|\delta\mathbf{s} + \delta\mathbf{r}_1\|$$

由于惯性导航短期的导航精度较高，在连续导航定位中， $\delta\mathbf{s}$ 可以控制的比较小， $\delta\mathbf{r}_1$ 为上一个时刻的导航定位误差，对于连续导航，其可以控制在稳定的范围，因此可以使 $d(\Omega(t_2))$ 控制在较小的值，满足整周期确定性条件。

## 5 结束

本文初步探讨了利用惯性导航技术解决脉冲星导航中的周期模糊度问题，给出了整周期唯一确定的基本条件，这个方法比较适用于连续导航的情况，对这个方法进一步的研究还需要定量的分析计算以及实验的检验。

## 参考文献

- [1] Downs, G. S, *Interplanetary Navigation Using Pulsating Radio Sources*, NASA Technical Reports N74-34150, October 1974, pp.1-12.
- [2] Suneel Ismail Sheikn, *THE USE OF VARLABLE CELESTLAL X-RAY SOURCES FOR SPACECRAFT NAVIGATION*, Doctor of Philosophy ,2005.
- [3] 胡小平, *自主导航理论与应用*,国防科技大学出版社, 2002.

## 简并的相对论电子的费米能

高志福

中国科学院新疆天文台 中国 新疆 830000

Email: zhifu\_gao@xao.ac.cn

### 1 引言

自从脉冲星被发现以来,人们对中子星物理的研究取得了很大的进展,早期和近期的评述分别见文献[1], [2], [3],[4]。本文在“零-磁场近似”的条件下,根据目前流行的、较为可靠的物态方程,通过数值模拟,求出在各个密度区间的电子丰度与密度的关系式;我们在合理的分析、严密的推导的基础上,引入一个理想的混合模型,将由核、自由中子和自由电子组成的混合系统和由电子、中子和质子组成的理想费米气体系统有机地联系起来,使得电子费米能和电子丰度都是密度的连续函数。

### 2 “零-磁场近似”下的电子费米能

根据量子统计理论,在无磁场  $B = 0$  或者磁场很弱  $B \ll B_{cr}$  情况下(以下简称“零-磁场近似”),电子的费米面(在动量空间)呈球对称的。让我们先定义电子的费米动量  $p_F(e)$  :

$$E_F(e) \equiv [p_F^2(e)c^2 + m_e^2c^4]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

根据这个被定义的费米动量,在“零-磁场近似”下的电子能态密度  $N_{pha}$  可以用下式进行计算:

$$N_{pha} = n_e = \frac{g}{h^3} \int_0^{p_F(e)} 4\pi p^2 dp = \frac{8\pi}{3h^3} p_F^3(e) \quad (2)$$

为了方便后面的计算,我们定义一个无量纲的费米动量,  $x_i$ ,  $x_i = p_F(i)/m_i c$  ( $i = e, n, p$ )。经过复杂的推导。最后我们得到电子费米能的新的表达式:

$$E_F(e) = [1 + 1.018 \times 10^{-4}(\rho Y_e)^{\frac{2}{3}}]^{\frac{1}{2}} \times 0.511 \text{ MeV} \quad (3)$$

方程(3)式可以适用于几乎整个中子星内部相对论电子的物质区域,  $\rho \sim (8.3 \times 10^6 - 5.6 \times 10^{14}) \text{ g cm}^{-3}$ 。因为在  $\rho < 8.3 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$  物质区域,电子是非相对论的,在  $\rho > 5.6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  物质区域,一方面,核相互作用变强,不能忽略,另一方面,一些“奇异子”如  $\mu$  介子、 $\pi$  介子的可能出现,“npe”系统不再适用,所以在这样的物质区域,不再讨论电子的费米能问题。在不同的物质区域,  $Y_e$  是



物质密度  $\rho$  的数，电子费米能  $E_F(e)$  的值可以依靠不同的物质模型去求解。在以往的所有的物质模型，较为成功的有：BPS 模型、BBP 模型、NV 模型 [5],[6], [7]，然而每种模型都有它的一定的局限性或者缺点，特别是它们的计算  $E_F(e)$  的方法很复杂。基于将以往模型简化的考虑，我们在不同的相对论电子的物质区域，用数值模拟的方法得到一个关于  $Y_e$  和  $\rho$  的解析式，然后利用方程 (3) 可以求出任意密度下的 电子费米能值。

### 3 数值模拟

在本部分，我们将按照物质密度进行分区，图 1 和图 2 分别是在“零-磁场近似”下，简并的相对论电子 ( $\rho \sim (8.1 \times 10^6 - 5.6 \times 10^{14}) \text{ g cm}^{-3}$ ) 的电子丰度与密度的关系、费米能与密度的关系：

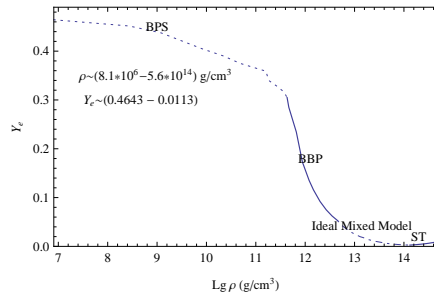


Figure 1: “零-磁场近似”下相对论电子的  $Y_e$  与  $\rho$  的变化关系.

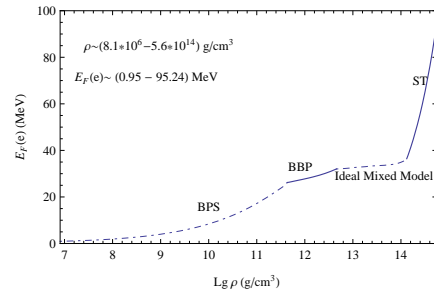


Figure 2: “零-磁场近似”下相对论电子的  $E_F(e)$  与  $\rho$  的变化关系.

由图 1、2 可知：随着中子星深度的增加，密度也在增加，较轻的核被较重的核代替，核内中子的比重增加，从最初的中子滴出原子核到原子核  ${}_{32}^{982}\text{Ge}$ （可能存在的最后一种原子核）完全“融化”，从  $\mu$  介子可能的出现到中/质子变成完全相对论的，中子星的物质系统经历了由晶格模型（原子核+ 电子） $\rightarrow$  混合模型（原

子核+ 中子气 体)  $\rightarrow$  理想 npe 气体模型 这一系列的演化。在这个演化过程中, 电子丰度  $Y_e$  先减小 ( $\sim (0.4643 \sim 0.00267)$ )后增加 ( $\sim (0.00267 \sim 0.0113)$ ), 而电子的费米能始终在增加。

## 4 小结

根据目前流行的、较为可靠的物态方程, 通过数值模拟, 求出在在“零-磁场近似”的条件下各个密度区间的电子丰度与密度的关系式; 不仅如此, 我们还推导出简并的相对论电子费米能统一公式。结合数值模拟所得的电子丰度与密度的关系式, 我们可以求出任意密度下电子费米能的值。与以往其他理论模型相比较, 我们的拟合公式具有算法较简便、准确性较高的特点, 我们的模型可以普遍地适用于毫秒脉冲星和普通的射电脉冲星等。

非常感谢新疆大学物理科学与技术学院吕国梁教授和北京大学天文系徐仁新教授对这次 973 大会的精心组织; 非常感谢北京大学天文系乔国俊教授有益的建议。

## References

- [1] A. G. W. Cameron, *Ann. Rev. Astron. Astrophys*, **8**, 179 (1970)
- [2] V. Canuto, *Ann. Rev. Astron. Astrophys*, **13**, 335 (1970)
- [3] S. Mereghetti, *Astron. Astrophys. Rev*, **12**, 225 (2008)
- [4] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, 1983, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*. (New York: Wiley)
- [5] J. W. Negele, D. Vautherin., *Nuclear Physics A*, **207**, 298 (1973)
- [6] G. Baym, H. A. Bethe, C. J. Pethick., *Nuclear Physics A*, **175**, 225 (1971)
- [7] G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland., *ApJ*, **170**, 299 (1971)

## Discussion

**乔国俊教授 (北京大学):** 可以把电子费米能和中子星外部的辐射机制结合起来用以解释观测现象。)

**高志福:** 谢谢乔老师, 我们会在今后的研究工作中把中子星物态方程与外部观测现象结合起来。)

## 超长周期脉冲星：TZO演化的后裔？

刘雄伟 (Xiongwei Liu)  
北京大学物理学院天文学系  
中国 北京 100871  
Email: xiongwliu@163.com

### 1 引言：超长周期脉冲星

RCW 103被认为是一个年龄约2000年的超新星遗迹，1E1613是它中心的X射线源。1E1613有剧烈的X射线光度变化，但是没有发现可见光和红外对应体。2005年De Luca等人用XMM-Newton卫星对1E1613连续观测了一天，发现它的X射线光度有6.67hour的周期调制。同时也在很大置信度上排除了大于12ms的其它周期的存在。6.67hour不太可能是它的轨道周期，因为很难解释如此密近的伴星能够从超新星爆发中幸存并且还能不被多波段的观测发现。如果是自转周期，其起源将是一个很大的挑战。De Luca等人假设1E1613诞生时是一个周期为300ms的磁星，在回落盘的作用下模拟出现在的周期。他们的解释面临两个主要困难：首先他们假设的初始周期比磁星理论预言的大太多，其次他们不能解释为什么这个“磁星”与其它磁星的周期（全部集中在2-12s）有如此大的差别。另外，在X射线双星中也发现了周期大于1hour的脉冲星。这些超长周期的起源是一个未解之谜。

我们提出一种能够产生超长周期脉冲星的可能途径：TZO的中子星核在其包层内很快减速到与包层共转的周期（大约几小时），在包层瓦解后它们可能成为可观测的超长周期脉冲星。

### 2 什么是TZO？

TZO是Thorne和Zytkow在1975-77年提出的一种天体：具有中子星核的大质量主序星。TZO主要来源于大质量双星的演化，即其中一个演化出中子星后再与其伴星发生并合。TZO在稳定的燃烧阶段表现像一个超大红巨星，其包层通过对流将核燃烧和引力能传递到外面，由于对流充分，其外包层具有极小的转动。

### 3 TZO怎么使其中子星核Spin-down？

因为对流的包层处于吸积半径 $R_a$ 内的粒子会与中心致密核的磁场产生耦合，使粒子有与核共转的趋势，但是磁场最多只能加速粒子到具有动能密度与磁能密度相当的程度。粒子能被加速到的环向速度如图1所示。

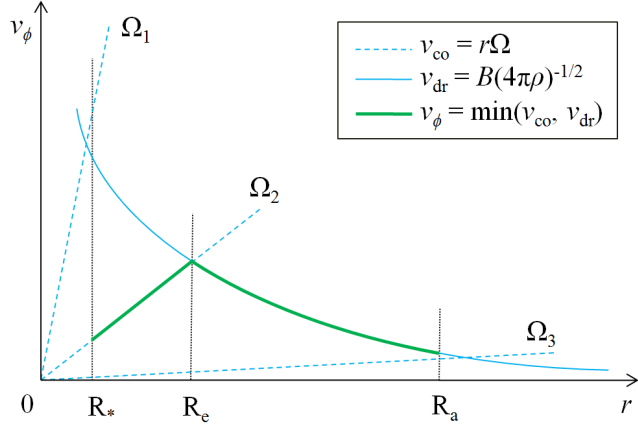


Figure 1: 包层粒子与中心核的磁场耦合，使得粒子在环向上能够被加速到 $v_\phi$ 。

粒子在磁场中被加速，将从中心核获得角动量。其中的一些粒子掉到核表面，将角动量返还给核；另一些粒子通过对流跑回吸积半径外面，再将角动量转移给外面的粒子，从而将获得的角动量带出。由于对流过程在不断地进行，这使得中心核的角动量不断地被对流粒子带走，从而角速度不断地减慢。由于对流带走角动量的效率较高，中心致密核将很快spin-down. 如图2所示，一个普通的中子星核在几百到上万年的时间里就能够spin-down到与包层共转的周期，然后与包层共转。

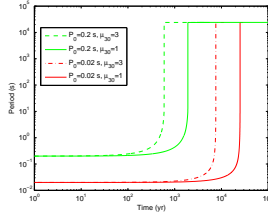


Figure 2: 一个普通中子星核在TZO中的转动演化，假设外包层在吸积半径处转动周期为6.67hour.

## 4 为什么观测上像一个致密天体在超新星遗迹中？

如果在致密核与包层共转的时候，包层因为星风或者一个大的爆发（比如不稳定的核燃烧或者相变产生的爆发）而被瓦解，致密核将暴露在外面，成为可观测的超长周期脉冲星。这时候如果以前产生中子星的超新星遗迹还没有消失，瓦解的包层将会与其混合，观测上仍然像一个超新星遗迹，即RCW 103. 如果这时候以前的

遗迹已经消失，而新的爆发能量足够大（比如夸克新星），将会形成新的类似于超新星遗迹的壳层。由TZO演化来的遗迹会有较高丰度的锂及快中子过程的元素，由此可以通过观测加以区分。

## 5 结论

通过对TZO中包层对流粒子与中子星核磁场的耦合作用的研究，发现对流的外流粒子能够高效地带走核的角动量，从而使中心核很快spin-down. 由此可以产生具有超长自转周期的脉冲星。1E1613的观测现象可以由此得到较好的解释，在双星中发现的超长周期脉冲星也可以由此产生。

由TZO演化出超长周期脉冲星的观测特征模和型细节请见：arXiv:1207.4687v1 [astro-ph.HE]

## 40米天线脉冲星观测

郝龙飞 (Longfei Hao) 汪敏 (Min Wang) 李志玄 (Zhixuan Li) 董江 (Jiang Dong)

中国科学院国家天文台云南天文台  
中国 昆明 650011

Email: haolongfei@ynao.ac.cn; wm@ynao.ac.cn; lzx@ynao.ac.cn; dj@ynao.ac.cn

### 1 引言：40米天线

昆明四十米天线自建成以来，已经圆满的完成了嫦娥一号及嫦娥二号的VLBI精密定轨和数据接收任务。目前仍在进行着嫦娥二号飞往深空的定轨工作以及每周一次的数据接收任务，天线工作稳定，性能正常。在执行任务的间歇期间，我们用四十米天线进行了脉冲星观测方面的探索和试观测，利用国家天文台金乘进研究团组从澳大利亚进口的PDFB终端我们在S波段观测到了126颗脉冲星，并得到了其平均轮廓图，在X波段得到了3颗流量较强脉冲星的平均轮廓图。由此可见，四十米天线在天文观测方面有着不俗的表现。

### 2 脉冲星观测

#### 1, 基于ABBC+Mark5A平台的脉冲星观测

以ABBC作为采样终端，Mark5A作为记录终端，采用相干消色散算法，40米天线在2008年6月11日首次获得了北天最强的脉冲星PSRJ 0332+5434 的平均脉冲轮廓图（图1）。

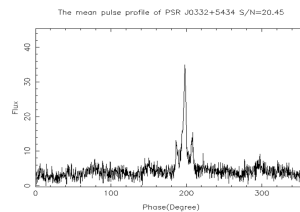


Figure 1: PSRJ 0332+5434的平均轮廓图；8个通道，单通道带宽8MHz，1bit采样，积分时间为30分钟，因未做流量定标，故而纵坐标为相对流量。

## 2, 基于DBBC+Mark5B平台的脉冲星观测

以DBBC作为采样终端, Mark5B作为记录终端, 采用相干消色散算法, 我们得到了21颗脉冲星的平均轮廓图。图3为PSRJ 0332+5434和PSRJ0835-4510 的平均脉冲轮廓图。

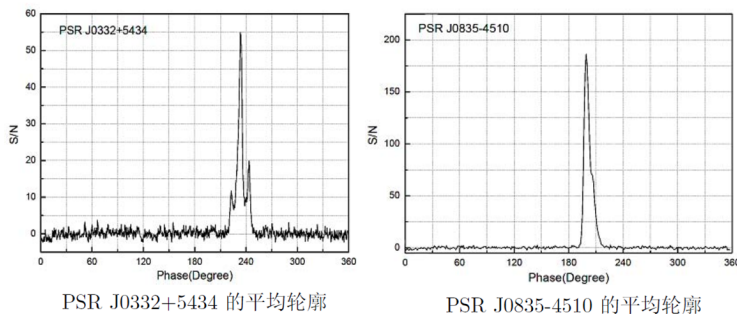


Figure 2: PSRJ 0332+5434和PSRJ 0835-4510的平均轮廓图; 8个通道, 单通道带宽8MHz, 2bit采样, 积分时间为20分钟, 纵坐标为相对流量。

## 3, 基于PDFB平台的脉冲星观测

借用国家天文台金乘进研究团组从澳大利亚购买的PDFB终端, 2011年8月至今, 40米天线已经观测到126颗源的脉冲星的平均脉冲轮廓。积累了一段时间的数据后, 我们对脉冲星PSRJ 0437-4715进行了初步的测时研究, 如图5所示, 结果表明, 对该源来说测时的精度是很高的。

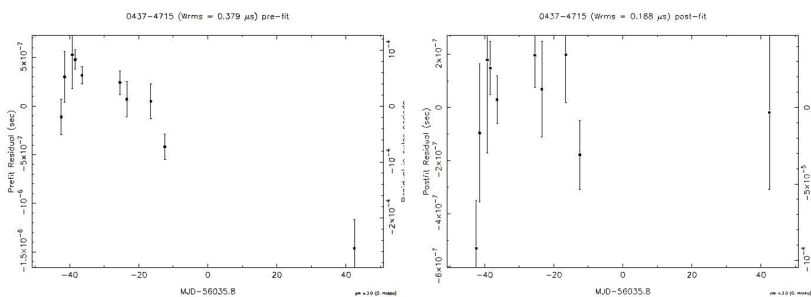


Figure 3: 脉冲星PSRJ0437-4715拟合前后的残差

#### 4, CVN的脉冲星观测

利用中国VLBI网, 我们对脉冲星PSRJ 0332+5434进行了定位观测, 获得了在S波段该脉冲星很好的位置精度 定位结果: 赤经:  $03^h32^m59.3278^s$ , 赤纬:  $54^{\circ}34'43.7320''$  (图6)。相对定位精度好于 $30 \mu\text{as}$ 。

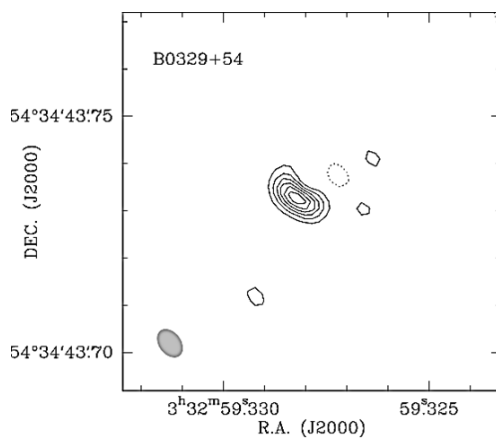


Figure 4: 对源PSRJ 0332+5434的VLBI定位观测。Guo Li,et al. SHAO

### 3 展望

- 1、利用现有的PDFB对新的脉冲星进行观测, 希望能观测到更多的脉冲星。
- 2、馈源改造后, 开展L、C波段的脉冲星观测。
- 3、长期观测某些脉冲星, 细致的开展脉冲星测时的研究工作。



## *Fermi* $\gamma$ -ray Pulsars

Xian Hou (候贤)

*On behalf of the Fermi LAT Collaboration, the Fermi Pulsar Timing Consortium,  
and the Fermi Pulsar Search Consortium*

*CNRS/IN2P3, Centre d'Etude Nucléaire de Bordeaux Gradignan (CENBG)  
Gradignan 33175*

*France*

Email: [houxian2007@gmail.com](mailto:houxian2007@gmail.com)

### 1 Introduction

Launched on 2008 June 11, the *Fermi* satellite provides us an excellent opportunity to study  $\gamma$ -ray pulsars with its Large Area Telescope (LAT). Besides the 7 previously known  $\gamma$ -ray pulsars detected by CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*), the 2<sup>nd</sup> *Fermi*  $\gamma$ -ray pulsar catalog in preparation includes 117  $\gamma$ -ray pulsars after three years of operation [1]. The increasing population of known  $\gamma$ -ray pulsars enables great improvements in the understanding of the  $\gamma$ -ray emission mechanisms and the Galactic population of pulsars through detailed study of their light curves and spectra, and helps to constrain the theoretical pulsar emission models, like Polar Cap (PC), Two Pole Caustic (TPC), Outer Gap (OG), and Annular Gap (AG) [2] (and therein). Radio observations greatly enrich the data interpretation.

### 2 The *Fermi* LAT

The LAT is one of two instruments of the *Fermi* spacecraft which is an international mission dedicated to the high energy astrophysics. It has an effective area of about 8000 cm<sup>2</sup> above 1 GeV and is designed for the energy band of 20 MeV - 300 GeV. It has a field of view (FOV) which covers 20% of the sky at any moment. The LAT is operated in survey mode and sweeps all the sky in three hours. Comparing to EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) on-board CGRO, the LAT has great improvements on the effective area, FOV and reduction in background [3].

The LAT is based on the conversion to the electron-positron pair  $e^\pm$  of an incident photon which interacts with the material of the telescope. The track of the pair is measured by a silicon tracker and their energy by the electromagnetic calorimeter. The anti-coincidence detector tags charged particles to reject the cosmic rays which may come from all directions in the space.

## 3 Detecting Pulsars with the *Fermi* LAT

### 3.1 Using Ephemerides From Radio/X-rays

Since 2007, the LAT collaboration organized a huge pulsar timing campaign [4] for more than 700 pulsars in cooperation with the international radio telescopes of Jodrell Bank (UK), Green Bank (US), Nançay (France), Parkes (Australia), Nanshan (China) and Arecibo (Porto, Rico). For pulsars not detected in radio, but in X-rays, the ephemeris is obtained with the satellite RXTE (*Rossi X-Ray Timing Explorer*) and XMM-Newton (*Multi-Mirror Mission*).  $\gamma$ -ray light curves are constructed by folding photons using the rotation parameters in the ephemeris. 41 young pulsars are thus detected by LAT after three years. With 40 detections, the millisecond pulsars (MSPs) has been established as a class of the  $\gamma$ -ray pulsars. In addition, about 15 globular clusters (GC) [5] have been detected as  $\gamma$ -ray emitters, especially J1823-3021A in NGC 6624A has become the first GC MSP detected which accounts for all of the observed LAT emission from the GC [6].

### 3.2 Blind Search in $\gamma$ -rays

Long, sparse LAT data making traditional epoch folding or FFT searches computationally expensive, a time-differencing technique has been developed within the LAT collaboration prior to the launch of *Fermi* for the searching for pulsars using LAT data only [7]. This has been a great success with 26 new young pulsars discovered the first time ever after 3 years [8] (and therein). Recently, the Max-Planck Hannover group began working with LAT collaboration members, using a novel adapted from a semi-coherent search method originally developed for gravitational wave detection from rapidly spinning neutron stars in LIGO (*Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory*) data. This leads to 14 discoveries of young pulsars with the first 9 published in [9]. The extremely deep radio follow-up undertaken by the *Fermi* Pulsar Search Consortium (PSC) has detected radio pulsations from four of the 35 blind search pulsars [9] (and therein), which provides important information on the pulsar distance from dispersion measure (DM), which is critical to convert measured  $\gamma$ -ray flux into luminosities and then determining the  $\gamma$ -ray efficiency of the pulsar. Additional informations like radio- $\gamma$  peak offset and radio polarization measurements help to study the pulsar emission region and geometry.

### 3.3 Searching For Radio Pulsars in LAT Unassociated Sources

The third technique used in the search for pulsars is to perform radio searches for pulsars powering sources discovered in the LAT sky survey, given that there are about 30% unassociated *Fermi* sources in the 2<sup>nd</sup> *Fermi* LAT Source Catalog [10] and

that most sources are localized with an accuracy  $< 10'$  which is small enough to be covered by a single radio telescope beam. The PSC has performed deep searches for LAT unassociated sources with pulsar-like spectrum and low variability. This has yielded 43 new radio MSPs and 25 now have LAT detections [11]. These discoveries has greatly enriched the MSP population in the Galactic disk and provide potential contributions to the detection of gravitational waves using pulsar timing array.

## 4 *Fermi* $\gamma$ -ray Pulsars

Fig 1 shows the 117 *Fermi*  $\gamma$ -ray pulsars in the  $P - \dot{P}$  diagram divided into 3 different classes: radio-loud pulsars, radio-quiet pulsars and MSPs. They all have  $\dot{E} > 10^{33}$  erg/s and are mostly close to the Earth. In other words, most of them have high effective  $\gamma$  flux defined as  $\sqrt{\dot{E}}/d^2$ . Their light curves generally (but not always) have two peaks separated by 0.5 in rotational phase, and their energy spectra are well described by a power law with an exponential cut-off at some GeV. The  $\gamma$  luminosity increases with the spin down power  $\dot{E}$ . The exact dependence is smeared by beaming effects and distance uncertainties and is under study. MSPs resemble young pulsars, but more likely to have aligned and/or complex  $\gamma$ -ray light curves. While the OG models are in general favoured, it is experiencing challenges from the AG model according to the recent modelling work undertaken by [2].

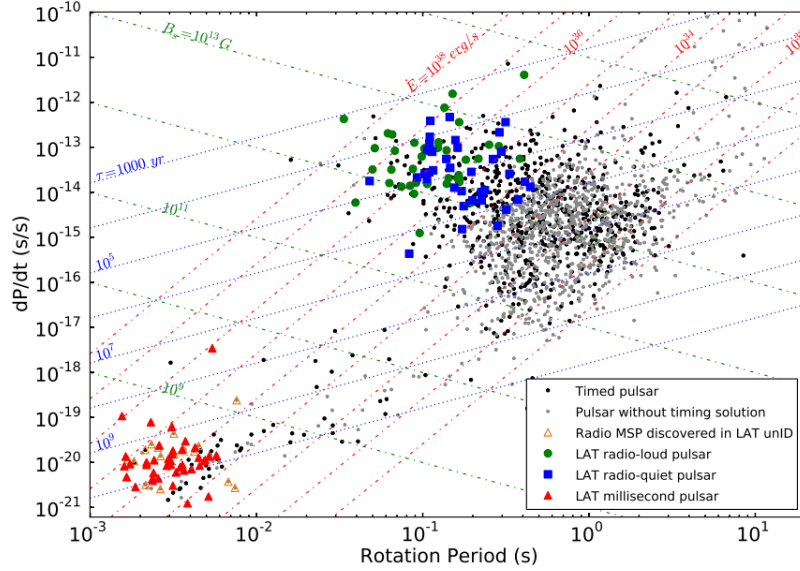


Figure 1:  $P - \dot{P}$  diagram with *Fermi*  $\gamma$ -ray pulsars highlighted

## 5 Conclusions

Over 117 pulsars have been detected in  $\gamma$ -rays after 4 years of the *Fermi* mission. Pulsars are the dominant class of Galactic  $\gamma$ -ray sources. Pulsar emission from the millisecond pulsars in globular clusters is also detected. *Fermi* guides radio telescopes to the discovery of new galactic MSPs, and has increased the number of known MSPs outside of clusters by 50%. The light curve shapes and spectral properties indicate that outer magnetosphere models (OG, TPC, etc.) and intermediate AG model are preferred.

## References

- [1] Fermi Collaboration, to be submitted to Ap J Suppl
- [2] Du Y. J. et al. 2012, ApJ, 748, 84
- [3] Atwood, W. B., et al. 2009, ApJ 697, 1071
- [4] Smith, D. A., et al., 2008, A&A 492, 923
- [5] Tam, P. H. T., et al. 2011, ApJ, 729:90
- [6] Freire, P. C. C., et al. 2011, Science, VOL 334
- [7] Atwood, W. B., et al. 2006, ApJ, 652, L49
- [8] Saz Parkinson, P. M., et al. 2010, ApJ, 725, 571
- [9] Pletsch, H. J., et al. 2012, ApJ 744, 105
- [10] Nolan, P. L., et al. 2012, ApJSS, 199:31(46pp)
- [11] Ransom, S. M., et al. 2011, ApJL, 727, L16

# The Early Science Opportunities for the Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope (FAST)

*Di Li*  
*Division of Radio Astronomy*  
*National Astronomical Observatories of China*  
*Beijing 100012*  
*P. R. China*  
Email: dili@nao.cas.cn

## 1 Introduction

The National Astronomical Observatories of China has started building the largest antenna in the world. Known as FAST, the Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope is a Chinese mega-science project funded by the National Development and Reform Commission (NDRC). FAST also represents part of Chinese contribution in the international efforts to build the square kilometer array (SKA). Upon its finishing around September of 2016, FAST will be the most sensitive single-dish radio telescope in the low frequency radio bands between 70 MHz and 3 GHz. The design specifications of FAST, its expected capabilities, and its main scientific aspirations are described in an overview paper by Nan et al.[1].

In this paper, we briefly review the key science goals of FAST, speculate the likely limitations at the initial stages of FAST operation, and discuss the opportunities for astronomical discoveries in the so-called early science phase.

## 2 Key Science Goals

The origin of the observable universe, the origin of our world with the Sun and the Earth, and the origin of intelligent life are overarching questions of natural sciences. FAST, with its unparalleled collecting area and its state of art receiver systems has a unique window for contribution through precise measurements of matter and energy in the low frequency radio bands.

The key science goals of FAST are based on observables between 70 MHz and 3 GHz, including the 21 cm HI hyperfine structure line, pulsar emission, radio continuum, recombination lines, and molecular spectral lines including masers.

The majority of the normal matter in the universe is in the form of HI gas. Compared with Arecibo, FAST will have three times the scan speed at L band and twice the sky coverage. A key goal for Galactic ISM study will be a systematic study of very cold atomic gas through searching HI Narrow Self-Absorption features (HINSA[2]), which will be analyzed together with CO surveys of comparable resolution. For the local universe, FAST will conduct blind surveys to measure the gas mass especially in optically dark galaxies. Such census of gas will help explain the discrepancy between dark matter simulation and the observable universe, in particular, the "missing satellite problem".

Using the 19 beam L-band focal plane array, FAST aims to discover over 4000 new pulsars[3], about 300 of which should be milli-second pulsars. The followup timing studies of these fast pulsars will be a substantial addition to current pulsar timing arrays. We are looking into the quantitative impact of FAST pulsar studies upon the detectability of gravitational wave, both from the stochastic background and single event.

FAST will perform targeted studies of radio continuum, recombination lines, and molecular lines. These studies aim to enhance our understanding of the galactic structure, ISM content, and planetary physics. We also expect to attempt direct observation of exoplanets in meter wave band.

### 3 Early Science Opportunities

We consider the first 6 months to a year after first light to be the FAST early science phase, during which a few hands-on projects will try to utilize the sensitivity of FAST before the complete suite of receivers and observing modes become available.

The complexity and the innovative nature of the FAST systems pose many challenges. The main foreseeable one is the real-time control. With a total error budget of 2 mm, the FAST systems, including the main active reflectors and the receiver cabin, have to be constrained precisely through a closed feedback loop. The difficulty of realizing this control loop goes up substantially with frequency. Therefore, there exist great motivation in the early science phase to carry out projects in wavelengths longer than the L band. In terms of observing modes, complex scan patterns and driving/ switching which require substantial speed should be avoided.

The two considerations discussed above mean that the early science programs should target point sources with strong signatures below 1 GHz. Spectroscopic lines from the Orion nebular clearly satisfy such requirements. Our plan is to perform deep spectroscopic scan in bands as wide as possible in low frequency ranges. There are  $\lambda$  doubling line of CH, possible  $CH_3OH$  maser, recombination lines, and numerous other lines of more complex species in frequencies lower than 1 GHz. With a comprehensive Orion source model expected from Herschel studies, such a spectral line survey also

holds the potential for discovering new lines.

We have carried out a numerical experiment to identify the optimum frequency for FAST pulsar search in a drift scan mode. Based on an updated version of the pulsar population model[4], our simulations fit the detection rate of the Parkes Multibeam Survey, Parkes 70MHz survey, and the GBT survey simultaneously by altering the spectral index and deviation of spectra index distribution together. Our results show that the maximum detection rate for a drift-scan pulsar search by FAST can be achieved around 500 MHz, with a relatively flat 'plateau' between about 400 MHz and 700 MHz. Pulsar searches, especially toward M31, in that frequency range will thus be of high priority as a FAST early science program.

In the early science phase, FAST should be able to detect compact radio continuum sources, such as the Gigahertz Peaked-Spectrum (GPS) sources. FAST will enlarge the sample to fainter flux end and shed lights into the origin of emission of such sources.

Within the technical constraints of early science operations, there will still be ample opportunities for focused programs of significant impact. Careful consideration of low frequency sources, existing surveys, and feasibility much in advance are required for any key programs in the early science phase of FAST.

## 4 Acknowledgement

This work is supported by China Ministry of Science and Technology under State Key Development Program for Basic Research (2012CB821800).

## References

- [1] Nan, R., Li, D., Jin, C., Wang, Q., Zhu, L., Zhu, W., Zhang, H., Yue, Y. & Qian, L. 2011, THE FIVE-HUNDRED-METER APERTURE SPHERICAL RADIO TELESCOPE (FAST) PROJECT, International Journal of Modern Physics D, Volume No.20, Issue No. 6
- [2] D. Li & P. F. Goldsmith, 2003, ApJ 585, 823.
- [3] R. Smits, D. R. Lorimer, M. Kramer, R. Manchester, B. Stappers, , C. J. Jin, R. D. Nan & D. Li, 2009, A&A, 505, 919
- [4] Lorimer, D. R., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., et al. 2006, MNRAS, 372, 777

# Low-mass X-ray Binaries with Strange Quark Stars

*Guoliang Lü, Chunhua Zhu*  
*Department of Physics*  
*Xinjiang University*  
*Urumqi 830046*  
*P. R. China*  
Email: [guolianglv@gmail.com](mailto:guolianglv@gmail.com)

## 1 Introduction

There are three different kinds of compact stars in the Universe: white dwarfs (WDs), neutron stars (NSs), and black holes. However, Witten (1984) suggested a possible existence of compact objects consisting of strange quark matter[1]. Due to strange quark matter being absolutely stable, Haensel et al. (1986) and Alcock et al. (1986) pointed out that NSs almost would be made of strange matter and not neutrons[2, 3]. However, Alpar (1987) considered that glitching radio-pulsars are NSs and not strange quark stars (SSs)[4]. Madsen (1988) suggested that SSs can not be formed directly in supernovae<sup>1</sup>, or less they would eventually contaminate the entire Galaxy[5]. Kluzniak (1994)suggested that SSs could exist as millisecond pulsars. Due to the fast rotation and thermonuclear bursts[8], Li et al. (1999) suggested that the SAX J1808.4-3658 is a good SS candidate[9]. These SSs can be formed in low-mass X-ray binaries (LMXBs) via an accretion-triggered phase transition of NS matter to SS matter[10].

The phase transition requires the formation of a strange matter seed in the NS. The strange matter is produced through the neutron matter at a critical density. Serot & Uechi (1987) pointed out that the central density of a  $1.4 M_{\odot}$  NS with a rather stiff equation of state is sufficiently lower than the critical density[11]. Based on the modern equations of state in [12], Cheng & Dai (1996) estimated that the NSs with a  $1.4 M_{\odot}$  must accrete matter of  $0.5M_{\odot}$  in order that their central densities reach the deconfinement density[10]. Once the above condition is satisfied, the phase transition occurs.

Olinto (1987) proposed that the process of the strange matter swallowing the neutron matter is a slow mode[13]. However, Horvath & Benvenuto (1988) showed

---

<sup>1</sup>Dai (1995) and Xu (2001) suggested that SSs can be formed directly during or shortly after some supernovae explosion when the central density of the proto-NSs is high enough [6, 7].



that it is hydrodynamically unstable[14]. Cheng & Dai (1996) proposed that the conversion of neutron matter should proceed in a detonation mode and could be accompanied by a gamma-ray burst[10]. Ouyed et al. (2002) suggested that there is a quark-nova when the core of a neutron star (having experienced a transition to an up and down quark phase) shrinks into the equilibrated quark object after reaching strange quark matter saturation density (where a composition of up, down and strange quarks is the favored state of matter)[15]. In their model, the energy released as radiation in a quark-nova is up to  $10^{53}$  ergs. Ouyed et al. (2011) proposed that the quark novae in LMXBs may be the engines of short gamma-ray bursts[16].

Based on the above descriptions, it is possible that SSs originate from the hydrodynamically unstable conversion or the slow conversion in LMXBs. Using standard equation of states of neutron-rich matter, Staff et al. (2006) considered that the density of quark deconfinement is  $\sim 5\rho_0$ , where  $\rho_0 \sim 2.7 \times 10^{14} \text{g cm}^{-3}$  is nuclear saturation density. According to the equation of states in Akmal et al. (1998), the gravitational mass of an NS is  $\sim 1.8M_\odot$  in order to reaching  $5\rho_0$ [18]. Therefore, it is very important for our understanding the formation of SSs to study the mass evolution of NSs in LMXBs. In this work, by simulating the interaction of a magnetized NS with its environment and utilizing a population synthesis code, we focus on the mass change of NSs in LMXBs and the possibility from NSs converting SSs in LMXBs, and investigate the properties of LMXBs with SSs (qLMXBs).

## 2 Models and Results

Assuming that conversion of NS matter to SSs occurs when the core density of accreting NS reaches to the density of quark deconfinement,  $\sim 5\rho_0$ , we investigate LMXBs with SSs (qLMXBs). In our simulations, about 1%—10% of LMXBs can produce SSs, which greatly depends on the masses of nascent NSs and the fraction of transferred matter accreted by the NSs. If the conversion does not affect binaries systems, LMXBs evolve into qLMXBs. We find that some observational properties (spin periods, X-ray luminosities and orbital periods) of qLMXBs are similar with those of LMXBs, and it is difficult to differ them. If the conversion disturbs the binaries systems, LMXBs can produce isolated SSs. These isolated SSs could be submillisecond pulsars, and their birthrate in the Galaxy is  $\sim 5 - 70$  per Myr.

## References

- [1] Witten, E. 1984, *Phy. Rev. D*, 30, 272
- [2] Haensel, P., Zdunik, J. L., & Schaefer, R. 1986, *A&A*, 160, 121
- [3] Alcock, C., Farhi, E., & Olinto, A. 1986, *ApJ*, 310, 261

- [4] Alpar, M. A. 1987, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2152
- [5] Madsen, J. 1988, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 2909
- [6] Dai, Z., Peng, Q., & Lu, T. 1995, *ApJ*, 440, 815
- [7] Xu, R. X., Zhang, B., & Qiao, G. J. 2001, *Astroparticle Physics*, 15, 101
- [8] Kluzniak, W. 1994, *A&A*, 286, L17
- [9] Li, X.-D., Bombaci, I., Dey, M., Dey, J., & van den Heuvel, E. P. J. 1999, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3776
- [10] Cheng, K. S., & Dai, Z. G. 1996, *Physical Review Letters*, 77, 1210
- [11] Serot, B. D., & Uechi, H. 1987, *Annals of Physics*, 179, 272
- [12] Wiringa, R. B., Fiks, V., & Fabrocini, A. 1988, *Phys. Rev. C*, 38, 1010
- [13] Olinto, A. V. 1987, *Phys. Lett. B*, 192, 71
- [14] Horvath, J. E., & Benvenuto, O. G. 1988, *Physics Letters B*, 213, 516
- [15] Ouyed, R., Dey, J., & Dey, M. 2002, *A&A*, 390, L39
- [16] Ouyed, R., Staff, J., & Jaikumar, P. 2011, *ApJ*, 729, 60
- [17] Staff, J. E., Ouyed, R., & Jaikumar, P. 2006, *ApJ*, 645, L145
- [18] Akmal, A., Pandharipande, V. R., & Ravenhall, D. G. 1998, *Phys. Rev. C*, 58, 1804

## 通过X射线偏振来区分中子星与夸克集团星

卢吉光  
北京大学物理学院  
天文系  
中国 北京 100871  
Email: [lujig@sina.com](mailto:lujig@sina.com)

### 1 引言

在天文观测中，X射线探测对于帮助我们理解天体是非常重要的。在X射线领域，X射线偏振技术目前还仍然不完善。不过，X射线偏振探测在帮助我们认识辐射机制、磁场位形与几何信息等方面是一个非常有力的工具。它被认为能够解决脉冲星的诸如磁场、半径、距离以及物态等一系列的相关问题 [1]。

X射线偏振的重要性在X射线天文学刚刚起步的时候就被认识到 [2]。但一直以来，X射线偏振的探测仪器灵敏度非常低，以至于只能观测到X射线辐射非常强的天体的偏振，如蟹状星云。最近，在仪器的灵敏度方面有了新的突破，基于光电效应的仪器能够在相当高灵敏度的条件下提给出信号偏振的相关信息。基于此，提出了很多X射线偏振相关的卫星的提案。

许多有关脉冲星的问题都有希望得到解决。而我们想借此而解决脉冲星组成成分的问题。对于脉冲星的物态，有中子星模型和夸克集团星模型。前者认为脉冲星大部分由简并中子物质构成，后者则认为组成星体的成分为夸克集团物质。

### 2 物理背景

对于脉冲星的X射线偏振问题，要分成两种情况讨论：（1）特征磁场低于临界磁场  $B_q = 4.414 \times 10^{13}$  的脉冲星；（2）反常X射线脉冲星和软伽马射线重复爆。

在第一种情况下，当光在磁场中传播时会分成两种模式：O模和E模，两种模式偏振方向垂直。对于一般的脉冲星表面发出的热辐射，当磁场方向与脉冲星表面法向夹角不非常小时，O模光子的自由程远低于E模光子的自由程 [3]。而一般认为在脉冲星的表面处，由于向外的辐射，因此会存在一个法向上的温度梯度。即脉冲星表面处，越深的地方温度越高。（见图 1）

所以可以认为E模光子出射位置的平均温度较高，所以E模光的强度会高于O模光的强度。由于脉冲星的热辐射主要集中于X射线波段，在太空中传播的时候法拉第旋转效应可以忽略不计，所以在地球附近探测到的偏振度可以认为与出射光的偏振度是相同的。对于脉冲星的中子星模型，已经有计算得出以上效应导致的偏振度大约为10% – 30% [4]。

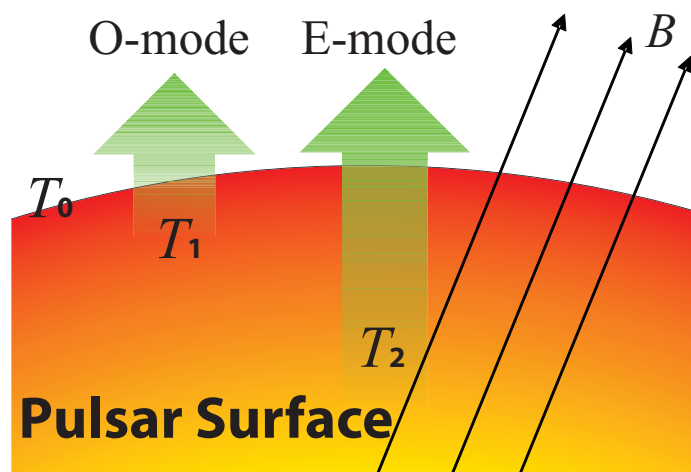


Figure 1: 在磁场作用下，光在传播时分为O模和E模两种模式，且E模光的平均自由程高于O模光的平均自由程。

对于第二种情况，存在磁星与夸克集团星模型。如果考虑磁星模型，脉冲星表面磁场远高于临界磁场，量子效应便不能忽略。量子电动力学计算得出的量子真空效应会造成极化的辐射。这种情况下也会产生较高的偏振 [5]。

### 3 相关分析与讨论

对于脉冲星的两种模型中子星与夸克集团星，中子星表面由普通的原子物质组成，而夸克集团星的表面依然是夸克集团物质。因此夸克集团星表面物质中电子处于强简并态，热传导系数远高于中子星表面的传导物质，所以其温度梯度也更小。也即E模光与O模光出射位置的平均温度差也更低。这会使得夸克集团星热辐射光子的总偏振度远小于中子星热辐射的总偏振度。我们的计算结果在图 2中表现出来。

从图中可以看出，夸克集团星的偏振度非常低，完全没有可以探测的可能性。因此，对于具有干净的热辐射的脉冲星的X射线偏振探测，可以确定脉冲星的组成物质是中子物质还是夸克集团物质。

### References

- [1] Jeremy S. Heyl, Nir J. Shaviv, Don Lloyd, Mon. Not. R. Astron. Soc. **342**, 134 (2002)
- [2] R. Novick, Space Science Reviews **18**, 389 (1975)

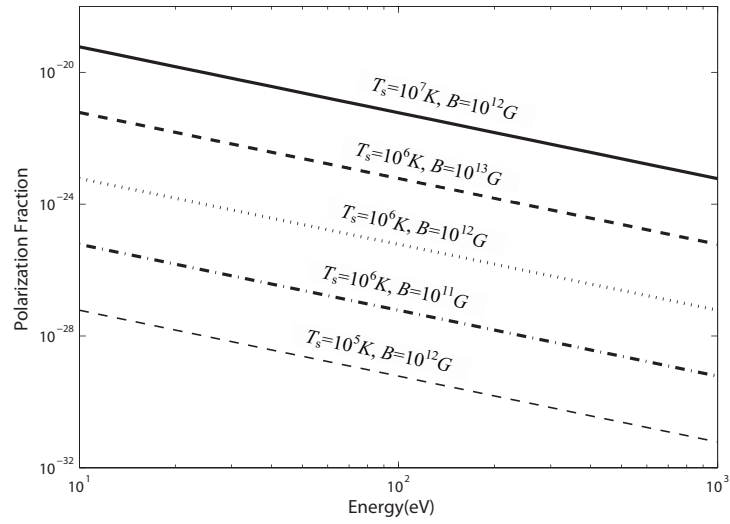


Figure 2: 对于不同温度与磁场强度的夸克集团星发出的热辐射的线偏振度。

- [3] Yu N. Gnedin, R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophysk*, **36**, 379 (1974)
- [4] G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, *Astrophys* **529**, 1011 (2000)
- [5] D. Lai, Wynn. C. G. Ho, *Physical Review Letters* **91**, 1101 (2003)

# Pulsar Searching and Timing

*R. N. Manchester*  
*CSIRO Astronomy and Space Science*  
*P O Box 76, Epping NSW 1710, Australia*  
Email: `dick.manchester@csiro.au`

## 1 Introduction

There are currently 2010 known (published) pulsars.<sup>1</sup> They come in many different flavours or types and include millisecond pulsars, binary pulsars, transient pulsars and magnetars. They have been detected through their pulsed emission at all wavelengths from low radio frequencies to gamma rays and their pulse periods ( $P$ ) range from 1.4 ms to nearly 12 s. Figure 1 shows the distribution of known Galactic disk pulsars (i.e., excluding those in globular clusters and the Magellanic Clouds) in  $P$  and  $\dot{P}$ , the first time-derivative of the period, with different classes of pulsars marked. Most “normal” pulsars are in the central island with periods between 0.3 and 2 s and  $\dot{P} \sim 10^{-15}$ . Millisecond pulsars (MSPs) are in the lower left corner and have  $\dot{P}$  values about five orders of magnitude smaller than normal pulsars. Several interesting classes of pulsars lie in the opposite corner with long periods and rapid slow-down rates.

In this article I briefly describe some of the more recent searches for pulsars and the current pulsar timing array (PTA) projects.

## 2 Recent Pulsar Searches

The benchmark for pulsar searches is the Parkes Multibeam Pulsar Survey (PMPS) [10]. This survey used a 13-beam receiver on the Parkes 64-m radio telescope with a 288-MHz bandwidth centred at 1.4 GHz and covered a  $10^\circ$ -wide strip of the southern Galactic plane from  $l = 260^\circ$  to  $l = 50^\circ$ . The survey was outstandingly successful and has resulted in the discovery of more than 770 pulsars, including RRATs and other pulsars from various reprocessing efforts [8, 4]. A new survey, the High Time Resolution Universe pulsar survey (HTRU) commenced recently [5]. This survey uses the same receiver system as the PMPS but with a new digital filterbank system providing improved time and frequency resolution. At the time of writing, a total of 33 new discoveries have been published, including 12 MSPs, showing the value of the increased resolution [6].

---

<sup>1</sup>See the ATNF Pulsar Catalogue at [www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/](http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/).

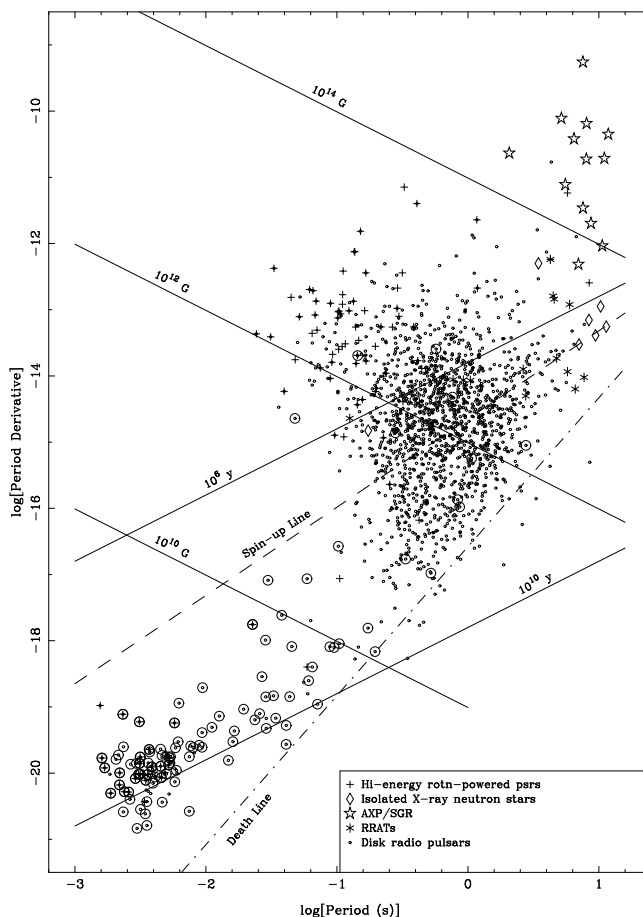


Figure 1: Period – period-derivative diagram for Galactic disk pulsars. Binary pulsars are marked with a circle around the point and several different classes of pulsars are marked with different symbols.

A seven-beam multibeam receiver with similar characteristics to the Parkes system was installed on the Arecibo telescope in 2004. The PALFA survey is using this system to survey low Galactic latitudes accessible from Arecibo [2]. The discovery of 21 pulsars has so far been announced, including an interesting MSP in a high-eccentricity binary system [1].

Somewhat unexpectedly, the Fermi Gamma-ray Space Telescope has been very successful in identifying previously unknown pulsars. Many of these have been found in deep radio searches of unidentified gamma-ray sources [7]. Most of the pulsars found in this way are MSPs with more than 20 discovered so far. Direct searching for periodicities in the gamma-ray data has also been very productive with 33 found so far [11]. Most of these are young normal pulsars as it is computationally difficult

to find previously unknown MSPs in the long Fermi data spans.

### 3 Pulsar Timing Arrays

Although pulsar timing has many applications, here I will just discuss the pulsar timing array (PTA) projects which are a major focus of current pulsar research. PTAs aim to make precision timing measurements of a large sample of MSPs with the aim of detecting correlated fluctuations in the timing residuals of the different pulsars. The main goal of these projects is to directly detect low-frequency gravitational waves passing over the pulsars and the Earth. Such gravitational waves are expected to be emitted by binary super-massive black holes in the cores of distant galaxies.

There are currently three main PTAs: the EPTA in Europe [12], NANOGrav in North America [3] and the PPTA in Australia [9]. In total about 40 MSPs are being regularly monitored by these projects; Figure 2 shows the sky distribution of the PPTA sample. Regularly sampled data spans are now about six years for these PTAs and, although gravitational waves have not yet been detected, the limits are placing important constraints on the source models.

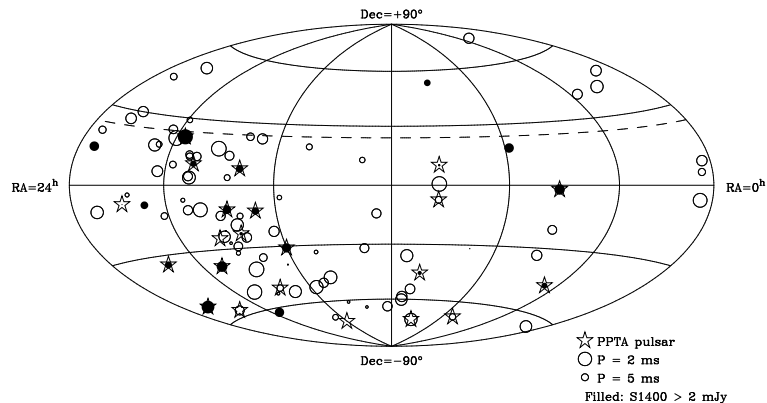


Figure 2: Sky distribution of MSPs suitable for PTA projects. Those being observed by the PPTA are marked with a star. The dashed line is the northern limit of the Parkes telescope.

Data sets from the three PTAs are being combined to form the International Pulsar Timing Array (IPTA). This will increase both the number of pulsars and the number of timing observations, leading to increased sensitivity for the array. We hope that in the future other PTAs will form and join the IPTA. In particular, we hope and expect that FAST and other large radio telescopes in China will form the basis for a Chinese Pulsar Timing Array, and contribute to the goals of the IPTA.



## References

- [1] D.J. Champion et al., *Science*, **320**, 1309 (2008)
- [2] J.M.Cordes et al., *ApJ*, **637**, 446 (2006)
- [3] P.B. Demorest et al., *ApJ*, in press (arXiv:1201.6641) (2012)
- [4] M.J. Keith et al., *MNRAS*, **395**, 837 (2009)
- [5] M.J. Keith et al. *MNRAS*, **409**, 619 (2010)
- [6] M.J. Keith et al. *MNRAS*, **419**, 1752 (2012)
- [7] M. Kerr et al., *ApJ Lett.*, **748**, 2 (2012)
- [8] M.A. McLaughlin, *Nature*, **439**, 817 (2006)
- [9] R.N. Manchester et al., *PASA*, in press (arXiv:1210.6130) (2012)
- [10] R.N. Manchester et al., *MNRAS*, **328**, 17 (2001)
- [11] H.J. Pletsch et al., *ApJ*, **744**, 105 (2012)
- [12] R. van Haasteren et al., *MNRAS*, **414**, 3117 (2011)

## 强磁场下电子气体的Fermi能以及磁星的X-ray光度

彭秋和 (Peng Cui-he)  
 南京大学天文系  
 江苏 南京  
 Email: qhpeng@nju.edu.cn

**摘要:** 我们论证了某些统计物理经典教科书中的一个严重失误,它导致了现有国际上迄今流行的一种错误观念。纠正了这个错误后,我们发现,电子气体的Fermi能随着磁场的1/4次方成比例而上升。由此我们可以很自然地解释磁星非常高的x-ray 光度产生的物理机制。

### 1. 强磁场下Landau能级量子化与中子星内电子气体的Fermi能

当物质密度较低( $\frac{\rho}{10^4 \text{克/厘米}^3} < 2.4(\frac{T}{10^8 \text{K}})^3$ , 电子气体为非相对论性的Boltzmann气体) 和磁场较弱 ( $B \ll B_{cr} = 4.414 \times 10^{13} \text{gauss}$ , 对应的环境下, 人们可以采用非相对论Landau能级量子化理论[1]。当磁场接近或超过Landau临界磁场( $B_{cr}$ )时, 必须采用相对论Landau能级量子化理论[2]。按照Landau能级量子化的观念, 沿着磁场方向运动的自由电子,能量(和动量 $p_z$ )可以连续变化; 而垂直于磁场方向运动的自由电子,能量(和动量 $p_{\perp}$ )却只能取量子化的分立值。在强磁场下, 自由电子的能量可以表述为

$$E^2 = m_e^2 c^4 + p_z^2 c^2 + p_{\perp}^2 c^2, \quad \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c}\right)^2 = (2n + 1 + \sigma) \frac{B}{B_{cr}} \quad (1)$$

其中,  $n$ 为Landau能级量子数,  $\sigma$ 为电子自旋量子数: 当 $n = 0$ 时,  $\sigma = -1/2$ ; 当 $n \geq 1$ 时,  $\sigma = \pm 1/2, n = 0, 1, 2, 3 \dots$ 对于经典理想气体, 关于Landau能级量子数,有如下两个性质: a)。在理论上,  $n$ 可以趋于 $\infty$ ; b) 由于电子处于能量 $E$ 的概率正比于Boltzmann因子  $\exp\{-\frac{E}{kT}\}$ , 所以在超强磁场下, 电子处于高能级(当 $(\frac{E}{kT}) \gg 1$ 时)的概率非常小, 实际上可以忽略。因而在直观上可以认为,在垂直于磁场方向上运动的自由电子几乎完全集中在 $n = 0, 1, 2, 3$ 等极少数几个能量状态上。但是, 对于中子星(以及白矮星)内部几乎完全简并的Fermi电子气体来说, 在强磁场下的性质却大不相同。人们熟知的(无磁场环境下)动量空间中简并电子气体的球对称的Fermi球面在强磁场下实际上成为由一系列Landau柱面 所组成的包络面。对于任何给定的 $p_z$ (它可以取连续变化值), $p_{\perp}$  只能取量子化的数值:

$$\left(\frac{p_{\perp}}{m_e c}\right)^2 = (2n + 1 + \sigma)b, \quad b = \frac{B}{B_{cr}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, n_{max}(p_z, b, \sigma) \quad (2)$$

$$n_{max}(p_z, b, \sigma = +1) \approx n_{max}(p_z, b, \sigma = -1) = n_{max}(p_z, b) = \text{Int}\left\{\frac{1}{2b}\left[\left(\frac{E_F}{m_e c^2}\right)^2 - 1 - \left(\frac{p_z}{m_e c}\right)^2\right]\right\} \quad (3)$$

对于每一个  $p_z$ , 相应的Landau柱面的横截面的半径为  $p_{\perp}(p_z, b, n_{max}(p_z, b))$ 。也就是说, 给定一个(沿着磁场方向连续变化的)纵向动量  $p_z$ , 在Landau柱面的横截面上, 它只有  $n_{max}(p_z, b)$  个量子状态。如果磁场较弱( $b \ll 1$ ),  $n_{max}(p_z, b)$  数目就非常多; 如果磁场很强 ( $b \gg 1$ ),  $n_{max}(p_z, b)$  数目就很少; 因而在超强磁场中, 对每一个(沿着磁场方向连续变化的)纵向动量  $p_z$ , 在Landau柱面的横截面上, 它所能占据的微观量子状态数目( $n_{max}(p_z, b)$ )必定明显地少于弱磁场情形的数目。按照Pauli不相容原理, 每一个微观状态上最多只能被一个电子占据。在中子星内部完全简并的电子气体, 每一个微观状态上都有一个电子占据。中子星内部给定(物质)密度和电子丰度的情形下, 单位体积内电子的数目是确定的。这样, 我们可以推断: 在超强磁场下, 沿着磁场方向(连续运动)的电子动量  $p_z$  的最大值  $p_F$  (Fermi动量)必然被延伸(增大)了, 因而电子的Fermi能  $E_F(e)$  升高了。而且磁场愈强, 电子的Fermi能  $E_F(e)$  愈高。

## 2. 奇怪的矛盾与统计物理经典教科书中的错误

许多天体物理学文献中(例如, 文献[2-5])迄今流行的观念与上述截然相反。我们发现这种差异原因的关键在于几乎所有这些有关文献都直接或者间接地引用了国际上流行的统计物理经典教科书(参看[6]、[7]) 中在有关讨论强磁场下单位体积内电子气体可能的微观状态数目时在计算Landau 能级 $n$ 的简并度时所给出的错误公式。在这些统计物理教科书中, 作者采用了如下方法来计算Landau 能级 $n$ 的统计权重(简并度): 在沿磁场方向动量在  $p_z \rightarrow p_z + dp_z$  间隔内、单位体积内电子气体可能的微观状态数目为

$$N_{\text{phase}}(p_z) = h^{-2} \int dp_x dp_y = h^{-2} \pi (p_{\perp}^2)_n^{n+1} = 4\pi m \mu_B B / h^2 \quad (4)$$

这个结果同非相对论情形下Landau的结论[1]完全一样。如果把它用于计算中子星内几乎完全简并电子气体的可能的微观状态数目, 就必然会导出目前国际流行的观念: 随着磁场的增强, 电子的Fermi能反而下降。理由如下: 按照统计物理的常规方法计算中子星内单位体积内电子气体可能的微观状态数目为  $N_{\text{phase}} = \int_0^{p_F} N_{\text{phase}}(p_z) dp_z = \frac{eB}{4\pi h^2} \frac{E_F}{c^2}$ 。按照Pauli不相容原理, 在完全简并的电子气体内, 单位体积内电子可能的微观状态数目就等于电子的数密度,  $N_{\text{phase}} = n_e = N_A \rho Y_e$ 。其中  $Y_e$  为电子丰度((5-8)%),  $\rho$  为物质质量密度。由此必然得出结论:  $E_F(e) \propto B^{-1}$ 。这同我们前面的论述截然相反。如果认真地推敲, 就会发现: 这些统计物理教科书中的方法实质上是把动量空间中在重垂直于磁场方向(二维平面) 位于能级  $n \rightarrow (n+1)$  之间的Landau园环面的面积都归属于能级 $(n+1)$  的简并度。在强磁场下, 这同Landau能级量子化的观念是不一致、不自洽的。按照Landau能级量子化观念, 在  $p_{\perp}(n) \rightarrow p_{\perp}(n+1)$  之间, 并不存在量子状态。因此, 这些统计物理教科书中的处理方法是人为的, 违背了Landau能级量子化的观念, 因而是错误的。但是, 文[2] p.12明确而且详细地引用了1965年上述统计物理教科书中的上述结果。自1991年Lai & Shapiro 论文([3])以来的所有有关论文也都直接套用上述结果(作为当然的结果)而作为出发点进行他们的深入研究。事实上, 所有的这套理论迄今都没有被天文观测检验过, 即迄今有关磁星或中子星强磁场下的重要观测现象都难以利用这些理论解释。

### 3. 我们的处理方法和结论

我们必须重新审查关于强磁场下单位体积内电子气体可能的微观状态数目的计算方法。为此，我们在数学上引入 Dirac 的  $\delta$ -函数来准确地描述在垂直于磁场方向上 Landau 能级量子化现象 (在上述这些统计物理教科书中,在具体计算电子微观状态数的积分表达式中并未利用 Dirac 的  $\delta$ -函数),可以非常简单直接地计算单位体积内电子气体可能的微观状态数目。我们的处理方法如下：按照统计物理方法，单位体积内在强磁场下总的能级占有状态数目为：

$$N_{\text{phase}} = 2\pi \left(\frac{m_e c}{h}\right)^3 \times \int_0^{\frac{p_F}{m_e c}} d\left(\frac{p_z}{m_e c}\right) \left\{ \sum_{\sigma=\pm\frac{1}{2}}^{n_{\max}(p_z, b, \sigma)} \sum_{n=0} \right. \\ \left. g_n \int_0^{\frac{p_F}{m_e c}} \delta\left[\frac{p_{\perp}}{m_e c} - \sqrt{2\left(n + \frac{1}{2}\right)b}\right] \left(\frac{p_{\perp}}{m_e c}\right) d\left(\frac{p_{\perp}}{m_e c}\right) \right\} \quad (5)$$

$$(6)$$

其中  $g_n$  是电子自旋简并度，当  $n = 0$  时  $g_0 = 1$ ；当  $n \geq 1$  时  $g_n = 2$ 。经过简单计算得出： $N_{\text{phase}} = \frac{\pi^2}{4b} \left(\frac{m_e c}{h}\right)^3 \left(\frac{E_F}{m_e c^2}\right)^4$ 。其中  $\left(\frac{h}{m_e c}\right) = \lambda_e$  是电子的 Compton 波长。按照 Pauli 不相容原理，在完全简并的电子气体内,单位体积内电子可能的微观状态数目就等于电子的数密度： $N_{\text{phase}} = n_e = N_A \rho Y_e$ 。由此得出

$$E_F(e) \approx 42.9 \left(\frac{Y_e}{0.05}\right)^{1/4} \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}}\right)^{1/4} \text{ MeV} \quad (7)$$

即当磁场增强，电子气体的 Fermi 能随着磁场的 1/4 次方成比例而上升。

### 4. 磁星高 x-ray 光度产生的物理机制

由此出发，我们可以很自然地解释磁星非常高的 x-ray 光度产生的物理机制。主要思路如下：对于磁星来说，它们的磁场远远高于 Landau 临界磁场 ( $B_{cr}$ )，由 (7) 式可知，电子的 Fermi 能就会大幅度地升高。当它明显地超过中子的 Fermi 能 ( $E_F > 60 \text{ MeV}$ ) 时，电子系统 Fermi 面附近的电子就会同处于 (质子系统 Fermi 面附近的) 质子结合成中子 (即在自由质子上的电子俘获过程)： $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ 。此时出射的中子的能量 ( $> 60 \text{ MeV}$ ) 远远高于中子星内部各向异性超流区域内的  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对的结合能 ( $0.05 \text{ MeV}$ )。这些出射中子 (通过核力) 同  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对中的中子相互作用，就会拆散 Cooper 对 ( $n + (n \uparrow, n \downarrow) \rightarrow n + n$ )。我们要指出：补偿  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对的结合能是来自上述电子俘获过程中出射的 (高能) 中子的能量。当  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对被拆散的同时，组成  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对的两个中子自旋不再平行 (按无规热运动而混乱排列)。 ${}^3P_2$  中子 Cooper 所具有的磁矩 (为中子反常磁矩能两倍， $2\mu_n$ ) 也随之消失，它所产生的诱导磁场也就消失。原来  ${}^3P_2$  中子 Cooper 的磁矩 (在原有的本底磁场下) 具有逆磁场方向 (有序) 排列的趋势 (而无规的热运动则抗拒或破坏这种有序排列)。当  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对被拆散时，它所对应磁矩的 (有序) 磁能  $2\mu_n B$  就被释放出来，转化为无序的热能。每一个  ${}^3P_2$  中子 Cooper 对被拆散时，它所释放的热能为  $kT = 2\mu_n B \approx 10 B_{15} 5 \text{ keV}$ 。其中， $B_{15} = B/10^{15} \text{ gauss}$ 。这些热

能最后转化为x-射线而向外辐射出去。当所有  ${}^3P_2$  中子Cooper 对都被上述过程拆散时, 总共释放的热能总量为  $E = qN_A m({}^3P_2) \times 2\mu_n B \approx 1 \times 10^{47} \frac{m({}^3P_2)}{0.1m_\odot} \text{ergs}$ 。其中,  $m({}^3P_2)$  为中子星内部各向异性( ${}^3P_2$  中子)超流体区域总质量。q为所有  ${}^3P_2$  中子Cooper 对的中子总数占  ${}^3P_2$  中子超流体中子总数的百分比, 约为 8.7% ([8])。按照目前观测的x-ray光度( $L_x \sim 10^{34} - 10^{36} \text{ergs/sec}$ ), 磁星的活动性持续时间可维持  $\sim 104 - 106$  年。在文[9]中, 我们详细地计算了在上述电子俘获过程中磁星所产生的x-ray光度, 并同现有磁星的观测结果进行了比较。我们发现, 我们根据上述图象获得的有关磁星的x-ray光度同磁星的磁场强度的理论计算曲线同相应的观测曲线基本上是符合的。

## References

- [1] Landau & Lifshitz , Quantum Mechanism112 (pp.458-460)
- [2] V. Canuto and H.Y. Chiu, 1971, Space Science Reviews 12:3-74
- [3] D. Lai, S.L. Shapiro,1991, ApJ., 383: 745-761
- [4] D. Lai, 2001, "Matter in Strong Magnetic Fields" . Reviews of Modern Physics, 73:629-661
- [5] Harding & Lai , 2006, "Physics of Strongly Magnetized Neutron Stars". Rep. Prog. Phys. 69 : 2631-2708)
- [6] R. Kubo, 1965, Statistical Mechanics, North-Holland Publ.Co., Amsterdam, pp.278-280
- [7] R.K. Pathria, 2003, Statistical Mechanics, 2nd ed. Isevier, Singapore)
- [8] Qiu-he Peng & Hao Tong, 2009, "The Physics of Strong Magnetic Fields and Activity of Magnetars". Proceedings of Science (Nuclei in the Cosmos X) 189, 10th Symposium On Nuclei in the Cosmos, 27 July - 1 August 2008, MackinacIsland, Michigan, USA.
- [9] Z.F. Gao, Q.H. Peng, N. Wang and C.K. Chou, 2011, Astrophysics and Space Science (2011) , Volume 336, No.2, pp.427-439 "

## 磁星的制动机制

全号 (*Hao Tong*)  
中国科学院新疆天文台  
新疆乌鲁木齐 830011  
Email: [tonghao@xao.ac.cn](mailto:tonghao@xao.ac.cn)

本人全号，是新疆天文台脉冲星组的成员。我本人一直从事脉冲星方向的理论研究，特别对磁星及相关脉冲星类天体感兴趣。考虑到近来挑战传统磁星模型的观测，我们指出很可能是磁星的制动机制出了问题。考虑到磁星磁能的释放，可能也会伴随一个很强的粒子流，该粒子流带走星体的角动量，提供星体的制动机制。这就是磁星的星风制动。考虑磁星的星风制动，一个重要的后果是，磁星将不再需要强的偶极磁场。在星风制动的框架下，磁星是“中子星+多极磁场”。详细内容请参考我们的文章：[arXiv:1205.1626](https://arxiv.org/abs/1205.1626).

## 利用脉冲星计时阵探测宇宙残余引力波

童明雷  
中国科学院国家授时中心  
中国西安710600  
Email: mltong@ntsc.ac.cn

### 1 引言

残余引力波起源于宇宙早期的真空量子涨落，宇宙暴涨使真空处于压缩态 [1, 2]，暴涨结束后形成了各向同性的随机引力波背景。其频谱非常宽， $10^{-18} - 10^8$  Hz。频率的下限是波长为宇宙视界所界对应的频率，上限取决于宇宙学参数，通常与暴涨和再加热前期的膨胀指数、再加热温度以及密度扰动的谱指数有关。由于残余引力波的频谱特别宽，因而可以作为多种引力波探测器的探测源。除此之外，残余引力波是研究极早期宇宙（复合时期之前）的重要甚至是唯一手段。本文主要讨论脉冲星计时阵（PTA）作为一种天然的引力波探测器，其探测频段在 $10^{-9} - 10^{-7}$  Hz。由于引力波的存在，脉冲星信号到达地球的时间会产生额外的时间延迟，扣除其他产生时间延迟的影响后，通过精确测量脉冲到达时间（TOA），可以限制引力波幅度的大小。目前的脉冲星计时阵主要有PPTA（Parkes Pulsar Timing Array）[3, 4]，EPTA(European Pulsar Timing Array)[5]以及NANOGrav（North American Nanohertz Observatory for Gravitational waves）[6]。由脉冲星计时阵对引力波谱的限制，进而可以得到对宇宙学参数的限制，这有利于更好的认识极早期宇宙。

### 2 残余引力波谱及脉冲星计时阵的限制

残余引力波波谱在脉冲星探测窗口的近似解为 [7]:

$$h_c(f) = \frac{[\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0)r]^{1/2}}{\sqrt{2}} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{1+\beta} \left(\frac{f_0}{f_2}\right), \quad (1)$$

其中， $\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0) = (2.43 \pm 0.11) \times 10^{-9}$  [8] 是密度扰动的功率谱， $r$ 是引起宇宙微波背景辐射各项异性的张量-标量比， $1 + \beta$ 是宇宙暴涨的膨胀指数。由(1)式可以看出残余引力波谱与 $r$ 和 $\beta$ 有关。图1 给出了不同参数的部分残余引力波谱。在PTA的探测频段，不同的 $\beta$ 引力波谱有较明显的区别。不难看出，不同的 $r$ 值会整个频段影响引力波的大小，而不同的 $\beta$ 值会使得波谱在高频端差别越明显。目前，通过数值模拟，不同的PTA组对残余引力波的幅度（或者能量谱密度）大致给出

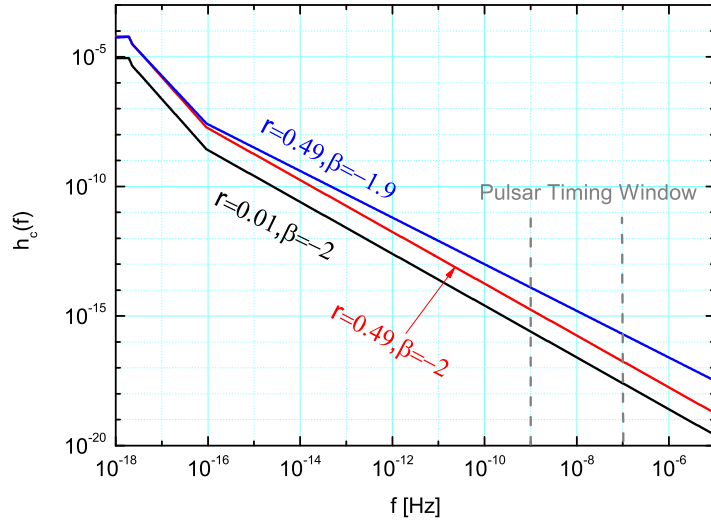


Figure 1: 不同参数的残余引力波谱。这里只画出了较低频部分。

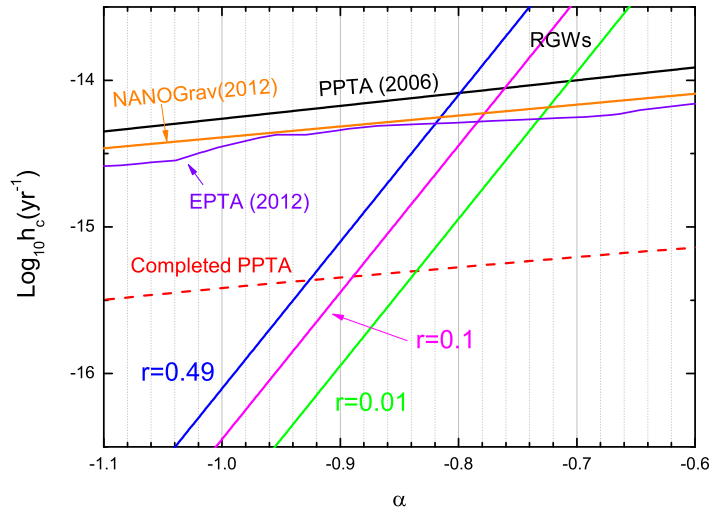


Figure 2: 各PTA对引力波的限制vs理论的残余引力波谱。其中 $\alpha = 1 + \beta$ .

了同量级的限制。各PTA的限制见图2。为了对比，同时我们也画上了理论预言



Table 1: 对于给定的 $r$ 值，不同PTA组给出的对 $\alpha$ 的限制。

PTA groups	$r = 0.49$	$r = 0.01$
PPTA(2006) [4]	$\alpha \leq -0.80$ ( $\beta \leq -1.80$ )	$\alpha \leq -0.71$ ( $\beta \leq -1.71$ )
EPTA(2012) [5]	$\alpha \leq -0.82$ ( $\beta \leq -1.82$ )	$\alpha \leq -0.73$ ( $\beta \leq -1.73$ )
NANOGrav(2012) [6]	$\alpha \leq -0.82$ ( $\beta \leq -1.82$ )	$\alpha \leq -0.72$ ( $\beta \leq -1.72$ )
Completed PPTA [4]	$\alpha \leq -0.93$ ( $\beta \leq -1.93$ )	$\alpha \leq -0.84$ ( $\beta \leq -1.84$ )

的残余引力波谱。显然，PTAs对参数 $\beta$ 的限制依赖于 $r$  的值。表1中，总结了两个 $r$ 值( $r = 0.49$ 为WMAP给出的上限，而下限 $r = 0.01$ 来自精细调节自由度的要求[9])的各PTA对 $\beta$ 的限制。

### 3 讨论

利用脉冲星计时阵对随机引力波背景的限制，可以限制早期宇宙学参数，这对研究早期宇宙具有重要的意义。当然，除了残余引力波，由多个致密双星系统也可以产生随机引力波背景，另外还有宇宙弦模型等。但这些随机背景的谱指数不同。例如残余引力波的谱指数 $\alpha \simeq -1$ ，而双致密星系统产生的随机引力波背景的谱指数为 $\alpha \simeq -2/3$ 。因而我们期望在较宽的探测频带，可以区分出不同的随机引力波背景，给予理论模型更加准确的限制。

## References

- [1] L.P. Grishchuk, Sov.Phys.JETP **40**, 409 (1975); Class.Quant.Grav.**14**, 1445 (1997).
- [2] L.P. Grishchuk, in *Lecture Notes in Physics*, Vol.562, p.167, Springer-Verlag, (2001), arXiv: gr-qc/0002035.
- [3] G. Hobbs, PASA **22**, 179 (2005); Class. Quant. Grav. **25**, 114032 (2008); R.N. Manchester, AIP Conf. Series. Proc. **983**, 584 (2008), arXiv:0710.5026[astro-ph].
- [4] F.A. Jenet, *et al.*, Astrophys. J. **653**, 1571 (2006).
- [5] R. van Haasteren, Mon. Not. R. Astron. Soc. **414**, 3117 (2011).
- [6] P.B. Demorest et al., arXiv:1201.6641.
- [7] M. Tong, Class. Quantum Grav. **29**, 155006 (2012).

- [8] E. Komatsu, *et al*, *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
- [9] L.A. Boyle, P.J. Steinhardt, and N. Turok, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 111301 (2006);  
L.A. Boyle and P.J. Steinhardt, *Phys. Rev. D* **77**, 063504 (2008).

# 利用帕克斯脉冲星计时阵搜寻引力波记忆效应

王晶波 (Jingbo Wang)<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>中国科学院新疆天文台

中国 乌鲁木齐 830011

<sup>2</sup>中国科学院大学

中国 北京 100049

<sup>3</sup>CSIRO Astronomy and Space Science

PO Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

Email: wangjingbo@xao.ac.cn

## 1 引言

毫秒脉冲星的自转周期极其稳定。利用其自转的稳定性，毫秒脉冲星可以作为天文的频率标准<sup>1</sup>。人们认为通过对毫秒脉冲星的观测可以直接的探测到频率在 $10^{-7}$ – $10^{-9}$  Hz范围内的引力波辐射<sup>2,3</sup>。目前，有很多观测项目试图通过对很多具有很高到达时间精度的毫秒脉冲星的观测来直接探测引力波。这样的项目就是所谓的脉冲星计时阵<sup>4</sup>(Pulsar timing array, 简称PTA, Foster 1990)。本文所使用的是帕克斯脉冲星计时阵的数据<sup>5</sup>(Parkes Pulsar Timing Array)。帕克斯脉冲星计时阵已经被用来搜寻由单个，非演化的超大质量双黑洞产生的引力波辐射和引力波背景辐射<sup>6,7</sup>。

本文主要研究引力波记忆效应。已经并和超大质量双黑洞会产生这种引力波<sup>8</sup>。在超大质量双黑洞的并和阶段，时空度规会发生永久的变化。Cordes & Jenet (2012), van Haasteren & Levin (2010) 指出脉冲星计时阵具有探测到这种效应的能力<sup>9,10</sup>。当这样的一个引力波信号经过地球的时候，所有的脉冲星的脉冲频率会同时发生跳变，跳变的幅度取决于引力波源与地球以及脉冲星之间的夹角。所有脉冲星的到达时间残差会具有周期跃变的特征。当这样一个信号经过一个单独的脉冲星时，只会使这个脉冲的到达时间残差具有周期跃变的类似的特征。由这样的引力波引起的到达时间残差可以写为：

$$r(t)_{\text{prefit}} = \frac{1}{2} h^{\text{mem}} (1 - \cos \theta) \cos 2\phi (t - t_0) \Theta(t - t_0), \quad (1)$$

在这个公式中， $\theta$ 是脉冲星矢量（由观测者指向脉冲星）与引力波传播方向之间的夹角。 $\phi$ 是引力波主偏振矢量与脉冲星在偏振面的投影之间的夹角。 $h^{\text{mem}}$ 是引力波的幅度。 $t_0$ 是时间发生的时间， $t$ 是事件到达地球或者脉冲星的时间。因此，由引力波记忆效应引起的到达时间残差会随着时间线性增长。

## 2 观测

我们使用了帕克斯脉冲星计时阵的数据, Manchester et al. (2012)详细的描述了这些数据<sup>5</sup>。这些数据包括了自2005年到2011年对20颗毫秒脉冲星的常规观测, 观测频率为2-3周一次。所用的观测都使用了帕克斯64望远镜。对每颗脉冲星, 典型的积分时间是1小时。不用观测系统之间的偏移已经被去除。然而, 有一部分到达时间模型中任意的偏移被保留了下来<sup>11,12</sup>。色散量的变化通过多频率的观测来进行修正。到达时间残差利用TEMPO2软件和DE421太阳系星表来形成并关联到地球时<sup>13,14</sup>。地球时通过BIPM2011来实现。

## 3 结论

考虑到引力波源的偏振角(PA)是未知的。我们采用了两个拟合,  $PA = 0$  和  $PA = \pi/4$ 。每一次拟合我们得到一个 $h^{\text{mem}}$ 数值 ( $h_1$ 和 $h_2$ 分别对应 $PA = 0$ 和 $PA = \pi/4$ )。我们定义了一个这样的统计量:

$$S = \left(\frac{h_1}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{h_2}{\sigma_2}\right)^2 \quad (2)$$

引力波源的位置,事件发生的时间也是未知的。所以我们要我们利用PPTA的数据来搜寻引力波记忆效应。得到的统计量的数值分布在0到20之间。相比之下,我们在PPTA数据中加入了引力波信号,最大统计量变为126。并且,随着搜寻的日期越来越接近正确的事件日期,统计量的数值变的越来越大。但是在没有加入引力波信号之前,没有发现这样的特征。为了进一步确认我们得到的统计量数值是否显著,当形成公式(1)中角因子的时候,我们随机化了脉冲星的位置,然后再次搜寻引力波信号。如果在数据之中有可以探测到的信号,那么随机化角因子之后的最大统计量的数值会比应该比随机化之前低。我们进行了100次随机化,得到了100个最大统计量的数值,这些数值分布在13到40之间。大约一半大于20。为了对比,我们再次在数据中加入可以探测到的引力波信号,然后再次随机化角因子100次,得到了100个最大统计量的数值。这些数据均小于随机化之前的最大统计量的数值。这说明我们在PPTA的数据中没有探测到显著的引力波记忆信号。

## References

- [1] Hobbs, G., Coles, W., Manchester, R. N., et al. 2012, arXiv:1208.3560
- [2] Hobbs G. 2005, *PASA*, 22, 179
- [3] Jenet F., Hobbs G., Lee K., Manchester R. 2005, *ApJ*, 625, L123
- [4] Foster R.S., Backer D.C. 1990, *ApJ*, 361, 300

- [5] Manchester R., Hobbs, G. B., Bailes, M., et al. 2012, *PASA*, Submitted
- [6] Cordes, J. M., & Jenet, F. A. 2012, *ApJ*, 752, 54
- [7] van Haasteren R., Levin Y., McDonald P., Lu T., 2009, *MNRAS* 395, 1005
- [8] Yardley, D. R. B., Coles, W. A., Hobbs, G. B., et al. 2011, *MNRAS* 414, 1777
- [9] Yardley, D. R. B., Hobbs, G. B., Jenet, F. A., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 669
- [10] Favata M., 2009, *PRD*, 80, 024002
- [11] Verbiest, J. P. W., Bailes, M., van Straten, W., et al. 2008, *ApJ*, 679, 675
- [12] Verbiest J.P.W., Bailes, M., Coles, W. A. et al. 2009, *MNRAS* 400, 951
- [13] Hobbs, G. B., Edwards, R. T., & Manchester, R. N. 2006, *MNRAS*, 369, 655
- [14] Folkner, W.M., Williams, J.G., Boggs, D.H., 2008 *The Planetary and Lunar Ephemeris DE 421. JPL Memorandum IOM 343R-08-003*

## 脉冲星由夸克集团物质构成？

徐仁新 (Renxin Xu)  
 北京大学物理学院天文学系  
 中国 北京 100871  
 Email: r.x.xu@pku.edu.cn

### 1 引言：夸克与脉冲星结构

夸克是粒子物理标准模型中一类粒子，与轻子一起作为基本费米子（其间通过交换规范玻色子而相互作用）。粒子物理标准模型成功地帮助我们理解人们熟悉的物质（暗物质、暗能量除外），其框架内的所有62种基本粒子均得了到实验支持（与质量起源相关的Higgs粒子最近亦为LHC所检验）。脉冲星是超新星爆发后残存的致密天体，其强大的压力将普通物质紧密压缩（compressed baryonic matter）。显然，脉冲星的组成及物态依赖于压缩重子物质内夸克之间的相互作用行为。

有两种思潮左右着人们认识脉冲星内部结构。一种认为像中子、质子的强子仍然未被“压碎”；即通常中子星模型。另一种认为强子内的夸克都被“压出来”而形成自由态；即夸克星模型。而我们提出的“夸克集团”态则介于该两极端之间。

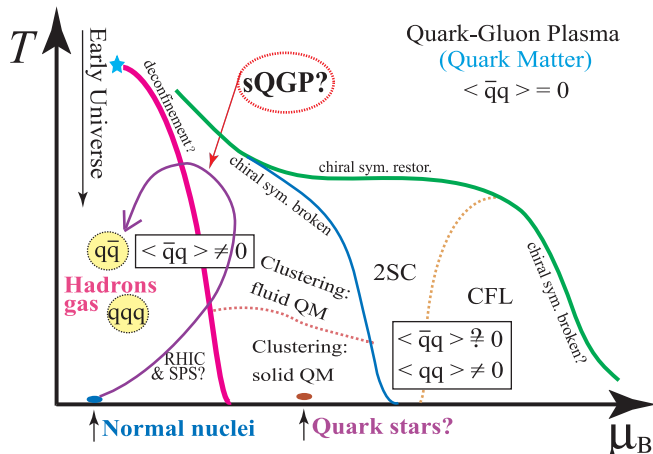


Figure 1: QCD相图；纵坐标为温度，横坐标为重子化学势或重子数密度。在低温和低密时，夸克囚禁在强子内；而足够高温或高密时因渐近自由而形成游离夸克，为夸克物质或夸克胶子等离子体态。在几倍核物质密度下，即现实的致密星内部，夸克之间的耦合可能还很强，从而形成夸克集团。低温夸克集团物质将处于固态。

## 2 存在夸克集团物质吗？

夸克之间相互作用由强作用主导，描述该作用的基本理论是量子色动力学（QCD）。尽管渐近自由使得微扰QCD成功描述若干高能现象，但低能QCD一直挑战粒子物理学者，其根本解决与“世纪奖金问题”之一（Yang-Mills Theory）相关。一些非微扰QCD模型计算表明几倍核物质密度时强耦合参数 $\alpha_s$ 较大（可能 $1 < \alpha_s < 2$ ），然而这并不意味着夸克一定囚禁在强子内以便夸克自由度可以忽略（原因主要有二：1，奇异夸克此时容易激发，2，QCD原则上允许构成多夸克态）。鉴于此，我们认为在致密星内部可能会形成u、d、s三味的夸克集团（图1），集团内部的夸克数目可以为6、12、18等。夸克集团间还存在着剩余的色相互作用，使得它们可看作经典粒子；当温度足够低于集团间作用能时，将形成固体夸克集团物质。

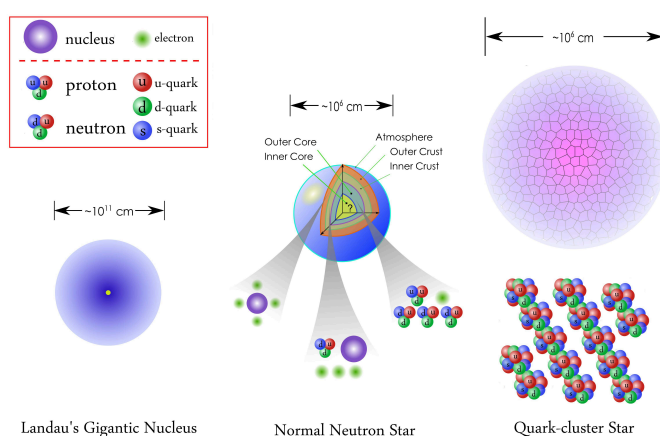


Figure 2: 80年前Landau推测的“中子”星（左）逐渐发展成当今流行的通常中子星（中）；而夸克集团星有别于前两者，是夸克集团的凝聚体（右）。

夸克集团星（图2）物态硬、整体刚性高、表面强自束缚，这些都易于被超新星、伽玛暴、各类脉冲星等甚至宇宙线的观测检验。至今实验未能原则上排除脉冲星类天体为夸克集团星，其与通常中子星间的竞争有望一二十年内被观测裁定。

## 3 结论

简要评述了脉冲星的结构模型，认为脉冲星其实就是由夸克集团所构成的“大铁球”（只需将铁球晶格点阵上的离子换成夸克集团，并代以色作用主导即可）。

作者致力于发展夸克集团星模型及其观测检验；更多的研究进展请浏览个人主页：<http://www.phy.pku.edu.cn/~xurenxin/index.html>。欢迎您的加盟和参与！

## Pulsar Timing at Nanshan with DFB

袁建平 (Jianping Yuan), 王娜 (Na Wang), 刘志勇 (Zhiyong Liu), 王晶波 (Jingbo Wang), 李琳 (Lin Li)  
中国科学院新疆天文台, 中国 新疆 乌鲁木齐 830011  
Email: yuanjp@xao.ac.cn

### 1 引言

脉冲星到达时间 (Time of Arrival, ToA) 观测通常是把几百上千个脉冲叠加起来得到信噪比更高的平均脉冲。跨度为几个月或者几年的观测获得一系列的ToA就可以用来研究脉冲星的自转和其他天体物理现象。脉冲星到达时间观测可以用来研究脉冲星自转的不稳定性 (包括周期跃变和时间噪声)、银河系星际空间电子的分布、脉冲星的运动速度与自行。对脉冲双星的到达时间观测可以用来测量中子星的质量。大多数毫秒脉冲星的自转减慢率很小, 自转很稳定, 而且大多数毫秒脉冲星位于双星系统中, 因此毫秒脉冲星可以看作是很精准的钟, 还可以用来研究双星演化。由于脉冲星是致密的天体, 其伴星也是致密星, 这样的双星系统可以用来检验广义相对论。脉冲星到达时间还可以用来探测引力波、对航天器进行导航、建立以脉冲星自转为基准的时间标准。

新疆天文台从2000年开始使用南山25米射电望远镜进行脉冲星到达时间观测, 2010年开始使用数字式滤波器组 (Digital Filter-Bank, DFB) 作为数据记录终端。本文给出最近两年对毫秒脉冲星、射电噪伽玛射线脉冲星的最新观测结果。

### 2 数据分析与结果

南山25米射电望远镜从2000年1月开始脉冲星到达时间观测, 现在使用的是制冷接收机, 中心频率为1540MHz, 带宽为320MHz, 积分时间为16分钟的系统灵敏度是 $\sim 0.4\text{mJy}$ 。从2010年1月开始采用DFB作为数据记录终端, DFB采用FPGA (Field Programmable Gate Arrays) 技术, 能对观测进行多种配置。我们观测时DFB设置为512MHz、1024个通道, 每个通道的带宽是0.5MHz。依据脉冲星辐射的强弱, 观测积分时间为4 - 16 分钟, 平均大约每十天观测一次。观测后使用软件PSRCHIVE 和TEMPO2进行数据处理。由于DFB具有更好的消色散性能和高速采样, 使得南山25米射电望远镜能观测到300颗脉冲星, 包括9颗毫秒脉冲星。



表 1: 八颗射电噪伽玛射线脉冲星的自转参数

PSR J	$\nu$ (Hz)	$\dot{\nu}$ ( $\times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$ )	$\ddot{\nu}$ ( $\times 10^{-24} \text{ s}^{-3}$ )	Epoch (MJD)	Data range (MJD)	RMS ( $\mu \text{ s}$ )
0534+2200	29.7021756869(3)	-3706.7919(6)	11470(3)	56015	55925-56126	156
0631+1036	3.4745192097(2)	-1264.293(17)	71(6)	55915	55707-56126	1694
0659+1414	2.59794675570(3)	-370.9272(12)	0.12(17)	55650	55202-56126	1196
0742-2822	5.99622971186(11)	-605.240(4)	3.1(7)	55650	55202-56102	1822
1730-3350	7.1685291201(8)	-4354.75(3)	12(3)	55500	55012-56102	8426
1801-2451	8.002654070(3)	-8184.4(4)	472(20)	55650	55666-56127	1620
1835-1106	6.0270662649(6)	-747.87(3)	-42(4)	55750	55307-56129	4730
2043+2740	10.40245141153(15)	-133.408(13)	18.5(12)	55580	55202-56102	1154

## 2.1 毫秒脉冲星

南山25米射电望远镜能观测到九颗毫秒脉冲星：PSRs J1022+1001、J1518+4904、J1713+0747、J1643-1224、J1600-3053、J1744-1134、J1857+0943、J1939+2134、J2145-0750，其中PSRs J1744-1134 和J1939+2134 是单星，其他七颗都位于双星系统中。这九颗脉冲星除了PSR J1518+4904其余八颗都属于PPTA（Parkes Pulsar Timing Array）的观测目标。南山25米射电望远镜观测16分钟得到PSR J1600-3053的信号较弱，脉冲轮廓信噪比大约为10，另外八颗脉冲星的脉冲轮廓信噪比大约在15~50之间。对一年时间内观测得到的ToA进行拟合后的到达时间RMS残差最小为几个微秒。要用这些脉冲星来检验广义相对论和探测引力波，需要更大的望远镜才能探测信噪比更高的轮廓。

## 2.2 射电噪伽玛射线脉冲星

目前已经发现的2000多颗旋转供能脉冲星中，大多数只在射电波段有辐射，有少数脉冲星辐射其他形式的电磁能，包括可见光、X射线和伽玛射线。多国合作的费米伽玛射线太空望远镜于2008年升空，其携带的大面积望远镜（Large Area Telescope, LAT）显著增加了伽玛射线脉冲星的数量，到2012年1月总计探测到101颗，其中36颗是已知的年轻射电脉冲星，27颗是已知的毫秒射电脉冲星，3颗是已知的年轻X射线脉冲星，另外35颗是通过伽玛射线发现的脉冲星。

在发射费米望远镜之前，全球合作的射电脉冲星到达时间联盟建立，主要是对自转能损率大的脉冲星进行到达时间监测，为费米伽玛射线望远镜提供星表。新疆天文台也加入此联盟，对38颗脉冲星进行到达时间监测。表1列出了南山25米射电望远镜观测的其中8颗射电噪伽玛射线脉冲星的自转参数。这八颗脉冲星除了PSR J2043+2740外都探测到它们发生了周期跃变。除了监测它们的自转，我们也同时对它们进行流量和偏振观测，以研究他们的伽玛射线强度与射电流量变化是否具有相关性，更好的理解脉冲星的辐射机制。

## 2.3 周期跃变

周期跃变 (glitch) 是脉冲星自转频率 ( $\nu$ ) 突然增加的一种现象。自转频率相对变化大小一般在  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-9} - 10^{-6}$ , 还有  $10^{-5}$  数量级的大跃变。观测表明周期跃变主要发生在年轻脉冲星。南山25米射电望远镜在过去12年中总计探测到50余次周期跃变事件[1, 2, 3, 4, 5, 6], 显著地增加了周期跃变事件的样本。我们最近还探测到PSR J1740-3015 在MJD 55209(6) 发生一个大的跃变, 频率变化率  $\Delta\nu/\nu \sim 2.668(1) \times 10^{-6}$ , 频率一阶导数的变化率是  $\Delta\dot{\nu}/\dot{\nu} \sim 2.2 \times 10^{-3}$ 。跃变后发生了指数恢复过程, 用TEMPO2拟合得到跃变恢复时标  $\tau_d \sim 150$  天, 恢复指数  $Q = 0.0083(5)$ , 也就是跃变发生后跳变的自转频率只有很小一部分 ( $\sim 0.83\%$ ) 发生了恢复。周期跃变的产生机制还不完全清楚, 较早的研究认为是脉冲星的壳层发生了形变, 现在的主流理论是超流模型。对它们的持续观测以探测更多的周期跃变和恢复过程变有助于研究脉冲星的周期跃变的触发机制, 认识中子星内部的物理过程。

## 3 讨论

年轻脉冲星的自转通常没有毫秒脉冲星稳定, 有些脉冲星还发生周期跃变, 而且有些脉冲星具有较大的自行速度, 因此对脉冲星进行常年的到达时间观测并测量它们的参数是非常有意义的工作。脉冲星到达时间的研究表明很多脉冲星的自转还呈现一种连续的、时标较长的微扰: 即叫做“时间噪声”(timing noise)。大多数的脉冲星时间噪声都不能简单的模拟为理想的“随机行走”过程。目前对于时间噪声的产生机制还不完全清楚。考虑到中子星内部结构和磁层的复杂性, 一些脉冲星的时间噪声可能是不止一种物理过程引起。现在普遍认为中子星内部超流影响脉冲星转动。时间噪声正好是研究脉冲星的探针, 有助于我们探索和研究脉冲星内部结构、物态和物理过程。南山25米射电望远镜观测的300颗脉冲星的数据长达10多年, 很多脉冲星都观测到明显的时间噪声, 为我们提供了很好的研究样本。

## 参考文献

- [1] Wang, N., Manchester, R. N., Zhang, J., et al. 2001, MNRAS, 328, 855
- [2] Zou, W. Z., Wang, N., Wang, H. X., et al. 2004, MNRAS, 354, 811
- [3] Zou, W. Z., Wang, N., Manchester, R. N., et al. 2008, MNRAS, 384, 1063
- [4] Yuan, J. P., Wang, N., Manchester, R. N., & Liu, Z. Y. 2010, MNRAS, 404, 289
- [5] Yuan, J. P., Manchester, R. N., Wang, N., et al. 2010, ApJL, 719, L111
- [6] Wang, J. B., Wang, N., Tong, H., & Yuan, J. P. 2012, ApSS, 340, 307

# Glitches Detected in Southern Radio Pulsars

*Meng Yu*  
*National Astronomical Observatories of China*  
*20A Datun Road, Chaoyang District, Beijing 100012*  
*P. R. China*  
Email: [vela.yumeng@gmail.com](mailto:vela.yumeng@gmail.com)

## 1 Introduction

Glitches are discrete, step-like increments in the rotation rate of neutron stars seen in pulsar timing observations. They have been thought to be probes to the stellar interiors. Observationally, although an entire description on the timing residuals induced by glitches have not been well realised (especially when timing noise contaminates), it has been found that most glitches have shown the features of 1) permanent changes in the pulse frequency  $\nu$  and its time derivatives; 2) post-event exponential recoveries with timescale spanning from a few minutes to a few hundred days; 3) long-term linear recoveries, i.e. a persistent increase in  $\dot{\nu}$ . These, for neutron stars, correspond to the variations of the rotational rate  $\Omega$  and its derivatives.

## 2 Observations

To further explore the distribution of glitch events observationally and the neutron-star interior theoretically, the 64-m radio telescope that locates at the Parkes Observatory, NSW, Australia has been regularly monitoring approximately 200 Galactic pulsars from 1990s up till now. Fig. 1 shows 165 pulsars that are in the sample on the  $P - \dot{P}$  diagram; data for the pulse period and the period derivative are from the ATNF Pulsar Catalogue<sup>1</sup>. A pulse time-of-arrival (TOA) for each of these pulsars was obtained every two to four weeks. Thus, by carrying out the 20-yr observing campaign, an entire neutron-star rotational history of  $\sim 1911$  yr integrated over the pulsar sample was obtained.

---

<sup>1</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

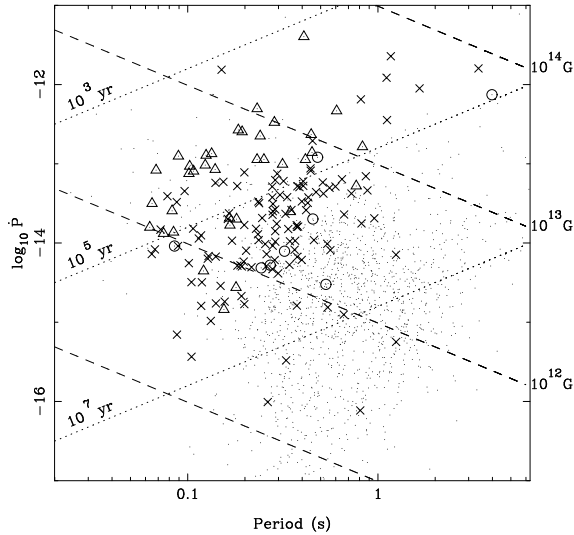


Figure 1:  $P - \dot{P}$  diagram for 165 pulsars in the sample. The various symbols indicate the pulsars where no glitches have been reported ( $\times$ ), glitches were observed in our data sets ( $\Delta$ ) and glitches were reported before our observations ( $\circ$ ).

### 3 Results

Off-line data reduction has shown that 107 glitches in 36 pulsars were captured by our observations and, 46 events have not previously been reported. We found clear evidence for the exponential recoveries following 27 glitches. Moreover, the linear recoveries were seen to follow most of the glitches. Numerical results, including the pre-/post-glitch pulse parameters and the glitch parameters, will be published by Yu et al. in the near future [1].

MY acknowledges the organising committee. The Parkes radio telescope is part of the Australia Telescope, which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by the Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO).

### References

- [1] Yu M., Manchester R. N., Hobbs G., Johnston S., Kaspi V. M., Keith M., Lyne A. G., Qiao G. J., Ravi V., Sarkissian J., Shannon R., Xu R. X., MNRAS, submitted

## Discussion

**Prof. Qiuhe Peng (Nanjing University):**

1. Many years ago, glitches were only reported to occur in short-period pulsars. What is the current distribution of glitches relative to the pulse period?
2. Are magnetar glitches different from normal pulsar glitches or are they similar?
3. For some pulsars, the fractional glitch sizes have been found to show some correlation with the post-glitch intervals. Is this common?

**Meng:**

1. Currently, glitches have been observed in pulsars with a wide range of pulsar period. For instance, PSR J0537–6910 with period 16 ms and magnetar 4U 0142+61 have all been found to glitch.
2. Magnetar glitches were generally observed by X-ray timing and they have shown some interesting features. Pulse shape changes have been observed with the occurrence of magnetar glitches, flux enhancement has also been seen. Moreover, magnetar glitches usually show large recovery fractions for exponential decays. These were not commonly observed in normal pulsar glitches.
3. The correlation between the fractional glitch sizes and the post-glitch intervals were only observed in a few pulsars, e.g. PSRs J0537–6910, B1642–03 and B1338–62, and they are not commonly observed. One of the possible reasons is that most glitching pulsars were only observed with a small number of glitches. It seems that we need to observe more glitches to see whether there will be more pulsars showing such kind of correlation.

## 20颗脉冲星的偏振观测

闫文明<sup>1,†</sup> R. N. Manchester<sup>2</sup> 王娜<sup>1</sup>

<sup>1</sup>乌鲁木齐市新市区科学一街150号中国科学院新疆天文台 830011

<sup>2</sup>CSIRO Astronomy and Space Science, Australia Telescope National Facility, PO Box 76, Epping NSW 1710, Australia

<sup>†</sup>Email: [yanwm@xao.ac.cn](mailto:yanwm@xao.ac.cn)

### 1 引言

脉冲星发现不久，人们就发现脉冲星的射电辐射有很强的偏振性。脉冲星的平均轮廓和偏振性质对于理解脉冲星的辐射机制，辐射束特征和系统的几何结构是非常重要的。作为Parkes脉冲星计时阵（PPTA, Parkes Pulsar Timing Array）项目的组成部分，需要用Parkes64米射电望远镜对20颗毫秒脉冲星进行较为频繁的观测。从2004年中期开始，一般大约每隔三个星期进行一次观测。从那时起，后端的信号处理系统经过了几次升级。进行这些观测的主要目标是通过高精度的脉冲星计时来探测引力波，但也有很多二级目标，包括对所观测脉冲星进行脉冲辐射性质的研究。所有的PPTA数据都是用全偏振（full-polarization）模式记录，不仅可以进行全轮廓定标，还可以进行脉冲辐射性质的详细研究。

### 2 毫秒脉冲星的偏振轮廓

Yan et al. 2011a 展示了20颗毫秒脉冲星的偏振轮廓。观测是利用Parkes天文台64米射电望远镜进行的，这些观测是Parkes脉冲星计时阵（PPTA）项目的组成部分，所用的接收机系统是多波束接收机，中心频率是1369兆赫兹，后端系统是Parkes第二代脉冲星数字消色散系统（PDFB2, Pulsar Digital Filter Bank）。因为这些观测的总积分时间很长，所以最后叠加得到的偏振轮廓有很高的信噪比并且展示出了很多以前未探测到的轮廓特征。有13颗脉冲星的辐射宽度大于脉冲周期的一半。对20颗毫秒脉冲星中的大多数而言，随着轮廓相位的变化偏振的变化是很复杂的，偏振位置角的变化一般不符合旋转矢量模型。然而，毫秒脉冲星的偏振性质与普通脉冲星（非毫秒脉冲星）是相似的，这表明两类脉冲星基本的射电辐射机制是相同的。他们的结果支持毫秒脉冲星的射电辐射起源于距离磁层较高位置的观点，射电辐射区很可能靠近高能的X射线和伽马射线辐射区。他们还得到了20颗脉冲星的法拉第旋转量，其中8颗脉冲星的RM值是首次公开发表。图1是观测到的高信噪比的毫秒脉冲星偏振轮廓的一个示例。

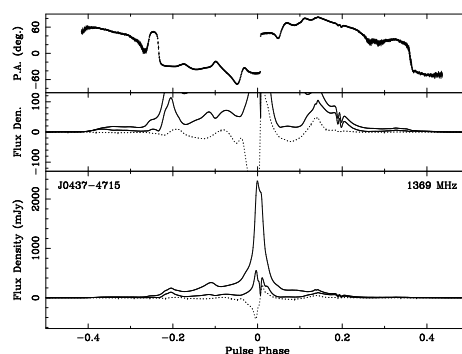


Figure 1: PSR J0437–4715在1369兆赫兹的偏振轮廓。图的下面一部分表示：总强度 $I$ （粗的实线），线偏振强度 $L$ （细的实线）及圆偏振强度 $V$ （点线）的脉冲轮廓。中间部分是对脉冲轮廓的放大。最上面一部分表示线偏振位置角。

### 3 法拉第旋转量RM随时间的变化

脉冲星偏振位置角长时标的变化可能是脉冲星发出的辐射本身的偏振性质发生变化引起的，也可能是辐射传播路径上的RM发生变化引起的。脉冲星自转轴的进动，脉冲星磁场结构的变化都可能引起本征的偏振位置角发生变化。当观测脉冲星的视线穿过不同的星际介质区域，或者地球电离层发生周日变化，以及其他的引起电离层总电子含量变化的效应，都会引起RM的变化。Yan et al. 2011b 报告了在20颗毫秒脉冲星中观测到的平均偏振位置角以及法拉第旋转量RM随时间的变化情况。他们发现地球电离层中电子密度的变化对RM的变化起主导作用。进行地球电离层修正后，RM没有明显的长时标的变化。

### 4 结论

本文简单报告了PPTA项目对20颗毫秒脉冲星的偏振观测结果，由于PPTA项目需要进行频繁的、相对长时间的观测，所以与以前发表的结果相比所得到的偏振轮廓总体来说有很高的信噪比。同时对20颗毫秒脉冲星RM的研究表明，这些RM在近5年的时间内没有明显的长时标的变化趋势。

### References

- [1] Yan W., Manchester R. N., van Straten W., Reynolds J., Hobbs G., Wang N., Bailes M., Bhat R., Burke-Spolaor S., Champion D., Coles W., Hotan A., Khoo J., Osłowski S., Sarkissian J., Verbiest J., Yardley D., 2011a, MNRAS, 414, 2087

- [2] Yan W., Manchester R. N., Hobbs G., van Straten W., Reynolds J., Wang N., Bailes M., Bhat R., Burke-Spolaor S., Champion D., Chaudhary A., Coles W., Hotan A., Khoo J., Oslowski S., Sarkissian J., Yardley D., 2011b, *Ap&SS*, 335, 485



# FAST低频脉冲星巡天

岳友岭  
中国科学院国家天文台  
中国北京100012  
Email: yueyouling(at)gmail.com

## 1 引言

FAST正在施工建设, 将于2016年试运行。Arecibo和GBT等望远镜的建设经验表明, 望远镜需要经过不断改进才能达到优异的性能。FAST也将首先在低频波段开始工作, 需要选择适于低频观测的科学目标, 充分利用调试改进期进行观测, 尽早获得科学产出。考虑脉冲星早期科学的具体需求, 提议在已有9套接收机计划之外研制新的低频7波束接收机, 工作在400MHz–560MHz波段, 进行早期脉冲星巡天。它具有以下两点优势:

- 为低频观测设计, 在早期望远镜精度不高的情况下即可开始观测, 尽早开展低频脉冲星巡天。
- 具有7波束, 巡天速度快。为低频脉冲星巡天优化。进行全天的脉冲星巡天, 为引力波探测提供更多的毫秒脉冲星。在相位阵馈源 (PAF) 应用之前, 它将是进行全天脉冲星巡天最有效的接收机。可在2个月内完成对全天的扫描, 探测到约2300 颗脉冲星。

FAST需另建造低频宽带单波束接收机, 用于早期脉冲星计时观测, 这将在另外的文章中具体介绍。

## 2 7波束接收机

低频7波束接收机用于早期科学研究, 不需要优异的性能, 具有以下优势:

- 工作在低频波段, 对反射面和馈源支撑的精度要求较低。风造成的抖动影响可以接受。
- 在低频波段, 天空背景较L波段高, 所以对致冷要求不严格。馈源部分可不制冷, 仅制冷放大器部分。可用重量较轻的斯特林 (Stirling) 制冷机。
- 主要进行巡天观测, 不需要很好的偏振特性, 对加工精度和LNA的稳定性要求也不高。

- 带宽可达到中心频率的1/3，在低频波段仍有很高的带宽。巡天观测对性能要求不高，有可能增至1/2相对带宽，对于脉冲星观测灵敏度提高约20%。
- 结构相对简单，轻质，容易制造。采用较成熟的技术，可确保按时完成，很快投入观测。甚至在部分铺设反射面时，即可装配进行试观测。Parkes望远镜的13波束和Arecibo的7波束等接收机可做参考。
- 全FAST天区巡天采用中星仪式巡天，对反射面和馈源支撑要求低。同时亦可用于跟踪搜索M31中的脉冲星。
- 为未来研制FAST新的接收机积累经验。

### 3 低频脉冲星巡天模拟

脉冲星巡天有2个重要度量指标，巡天速度和预计发现的脉冲星数量。对于中星仪式巡天，巡天速度反比于频率，低频更有利。而低频银河系背景温度较高，灵敏度降低。所以存在一个最佳频段。下面进行了低频波段脉冲星巡天的模拟，表明最佳中心频率在500MHz附近，可以观测到约2300颗脉冲星。模拟使用PSRPOP<sup>[1]</sup>脉冲星巡天模拟软件。使用了与Lorimer et al. (2006) 和Smits et al. (2009)<sup>[2, 3]</sup>相同的模型。模拟中，带宽取为中心频率的1/3。采用中星仪式巡天，积分时间为源扫过波束的时间，反比于中心频率，在400MHz约40s。中星仪式巡天虽然积分时间短，但有利于搜索双星系统内的脉冲星。不用进行加速度搜索计算，对计算资源依赖小。同时有利于发现自转型暂现射电源（RRAT）和巨脉冲源等瞬变源。中星仪式巡天覆盖FAST的全部可观测天区（ $-15^\circ < \text{赤纬} < 65^\circ$ ），约占全天的58%（ $2.3\pi$ ）。模拟结果见图1和2。

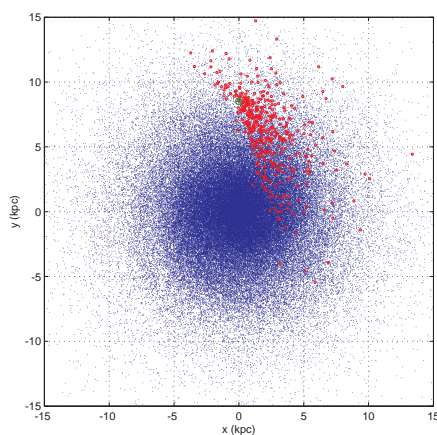


图 1: 400MHz波段脉冲星中星仪式巡天模拟结果。蓝色点为模拟生成的约10万颗脉冲星的分布。红色圈为FAST在400MHz波段可观测到的脉冲星。

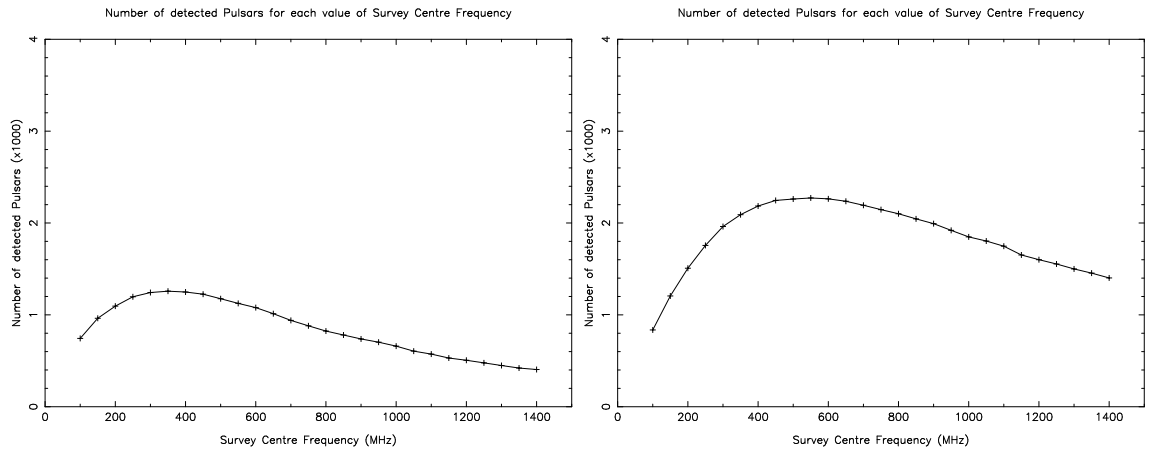


图 2: 各个波段脉冲星中星仪式巡天模拟结果对比。横轴为频率, 纵轴为探测到的脉冲星的数量。左图: 反射面为球面, 有效口径随频率增高而减小,  $D \sim f^{1/4}$ , 在300MHz波段约200米<sup>[4]</sup>。最多可观测到1200 颗脉冲星。右图: 反射面为300米抛物面。最最佳中心频率在500MHz附近, 可观测到约2300颗脉冲星。但400–700MHz波段所探测到的脉冲星数量接变化不大。考虑到FAST 天区内已知脉冲星约800 颗。实际可发现新脉冲星约1500 颗。

## 4 总结

为适应FAST调试和试运行期进行低频脉冲星巡天, 提议制造低频7波束接收机。借助于这台接收机和FAST巨大的接收面积, 将探测到约2300颗脉冲星, 科学产出将是显著的。

## 致谢

NRAO的Jim Condon最初提议建造7波束接收机并给出了很多建议。感谢来自脉冲星学界和FAST组的诸多学者的改进意见。

## 参考文献

- [1] PSRPOP, <http://psrpop.sourceforge.net>
- [2] Lorimer, D. R., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Kramer, M., McLaughlin, M. A. et al., 2006, MNRAS, 372, 777
- [3] Smits, R. et al., 2009, A&A, 505, 919
- [4] Condon, J. J., 1969, CSUAC, 182

## 中子星和伽玛射线暴余辉

俞云伟  
华中师范大学天体物理研究所  
中国 武汉 430079  
Email: yuyw@phy.ccnu.edu.cn

### 1 伽玛暴的中心致密天体

基于近十余年来的观测，人们认识到最可能的两类伽玛射线暴起源是大质量恒星的塌缩和双致密天体的并合[1]，从观测的角度分别对应长暴和短暴（尽管这一简单的分类法仍然存在争议[2]）。

但是，具体是何种机制为伽玛射线的爆发提供了能量仍然是一个悬而未解的问题，即中心能源问题。比较可能的方案是致密天体（黑洞或中子星）对回落物质的超临界吸积[3]或快速旋转的磁星所产生的强暴星风[4]。所以，从更多的途径对伽玛暴中心致密天体的性质进行限制显然是必要的。

伽玛暴余辉辐射中的X射线耀发现象是Swift卫星的重大发现之一。X射线耀发的快速上升和下降以及它们在时间分布上的分立性说明中心能源可以在暴后被不断地重新打开[5]。这种对中心能源持续活动的要求增强了人们对中心致密天体可能是中子星的信心[6]，尽管黑洞模型仍然是不能被排除的。中子星模型的另一个更明显的好处是，中子星能够通过磁偶极辐射（或星风）不断地向外界输出能量，该能量最终以某种方式被伽玛暴外激波所吸收[7]。能量注入效应所导致的自然结果恰恰与Swift观测到的X射线余辉的光变平台（或缓慢衰减甚至上升）现象相吻合[8]。因此使中子星成为伽玛暴中心致密天体的热门候选之一。

### 2 新生中子星的演化

中子星对伽玛暴余辉可能产生的影响主要取决于其能量输出的量、方式以及随时间的演化。能够对伽玛暴余辉造成影响的能量，其最初的形式很可能是电磁波，因而其功率可以由磁偶极辐射的光度来估计。这个功率随时间的演化则取决于星体旋转速率的演化（假如偶极磁场不发生变化的话）。基于这样的逻辑，相关研究工作的出发点首先是要能够准确描述新生中子星的旋转演化，而通常所采用的磁偶极制动机制对于新生的中子星而言可能是过于简单了。比如，最近Dai & Liu就详细考虑了中子星对回落物质的吸积所产生的对中子星旋转演化的影响[9]。在此影响下，新生中子星不仅存在自转减速，也可能出现自转加速的过程。这大大促进了中子星模型对更多Swift X射线余辉样本的解释。

通过拟合Swift X射线余辉数据，可以发现伽玛暴中子星需要具有很高的磁场（ $10^{13-15}$  G）和极快的旋转速率（周期为毫秒甚至亚毫秒量级）[10,11]。而对于接近开普勒旋转极限的中子星，流体力学的一些不稳定性将会变得非常重要，特别是引力波辐射驱动的r模不稳定性[12]。r模在演化到非线性阶段时[13]，将导致星体出现较差旋转。在存在一定强度的偶极磁场的条件下，较差旋转又将导致环形磁场的形成。而当环形磁场达到一定程度时，将迫使星体发生形变从而引发r模引力波辐射之外更强的引力波辐射。因此，我们认为新生中子星的旋转演化可能主要决定于引力波制动而非磁偶极制动。那么，中子星能量输出的时间演化行为可能与原先所考虑的完全不同。

基于引力波制动主导的考虑，如果伽玛暴余辉的能量主要来自于中子星的电磁辐射，那么更大部分的能量将以引力波的形式释放。这对于引力波探测可能是个好消息。另外，新产生的环形磁场在长期时标上的演化也将是一个非常有趣的问题。

### 3 中子星对余辉辐射的影响

在最初的伽玛暴能量注入模型中，中子星所释放的能量被认为以电磁波的形式被伽玛暴外激波直接吸收[7,14]。但是，基于对脉冲星星风的认识，这种单纯的电磁波假设似乎是过于草率了。一种更为可能的情况是，最终作用在伽玛暴外激波上的是正负电子对主导的相对论性粒子流[15]。在这种情况下，星风与伽玛暴抛射物质作用所产生的终止激波将提供一种新的余辉辐射的来源。由于星风初始的磁化程度的不同，星风终止激波和伽玛暴外激波之间存在竞争。在某些条件下，终止激波的辐射可能是占主导的[11,16]，这可被认为是一种内耗散起源（相对于外激波而言）的余辉。

Swift时代以来，内耗散起源的伽玛暴余辉被广为谈论，因为观测到的余辉多样性和复杂性标示着它的存在。因此，作为更进一步的考虑，我们认为余辉辐射还可能直接来源于星风的加速过程，因为那个时候同样有内能的产生和磁场的存在，尽管在具体的辐射机制上还需要做更细化的探讨。

## References

- [1] S. E. Woosley 2010, to be published by Cambridge University Press in the volume "Gamma-Ray Bursts"
- [2] B. Zhang 2012, Invited talk at IAU Symposium 279: "Death of Massive Stars: Supernovae and Gamma-Ray Bursts". To appear in the Proceedings IAU Symposium 279, (eds. P. Roming, N. Kawai, E. Pian)
- [3] R. Narayan, T. Piran, P. Kumar, 2001, ApJ, 557, 949; D. Zhang, & Z. G. Dai 2008, ApJ, 683, 329

- [4] B. D. Metzger, D. Giannios, T.A. Thompson, N. Bucciantini, E. Quataert 2011, MNRAS, 413, 2031
- [5] D. Lazzati, & R. Perna 2007, MNRAS, 375, L46; E. W. Liang, B. B. Zhang, B. Zhang 2007, ApJ, 670, 565
- [6] Z. G. Dai, X. Y. Wang, X. F. Wu, B. Zhang 2006, Science, 311, 1127
- [7] Z. G. Dai, & T. Lu 1998, A&A, 333, L87; Z. G. Dai, & T. Lu 1998, PRL, 81, 4301
- [8] J. A. Nousek, et al. 2006, ApJ, 642, 389; B. Zhang, et al. 2006, ApJ, 642, 354
- [9] Z. G. Dai, & R. Y. Liu 2012, ApJ, accepted [arXiv: 1209.2479]
- [10] N. Lyons, et al. 2010, MNRAS, 402, 705
- [11] Y. W. Yu, K. S. Cheng, X. F. Cao 2010, ApJ, 715, 477
- [12] N. Andersson 1998, ApJ, 502, 708; J. L. Friedman, S. M. Morsink 1998, ApJ, 502, 714
- [13] L. Rezzolla, F. K. Lamb, S. L. Shapiro 2000, ApJ, 531, L139; L. Rezzolla, F. K. Lamb, K. Frederick, D. Markovic, S. L. Shapiro 2001, Phys. Rev. D, 64, 104013; P. M. Sá 2004, Phys. Rev. D, 69, 084001; P. M. Sá, & B. Tomé 2005, Phys. Rev. D, 71, 044007
- [14] Y. Z. Fan, & D. Xu 2006, MNRAS, 372, 19; S. Dall’Osso, et al. 2011, A&A, 526, A121
- [15] Z. G. Dai 2004, ApJ, 606, 1000; Y. W. Yu, & Z. G. Dai 2006, A&A, 470, 119
- [16] Z. Mao, Y. W. Yu, Z. G. Dai, et al. 2010, A&A, 518, A27

# Statistic of Pulsars in Galaxy disks and Globular Clusters

Zhang C.M.<sup>1</sup>, Pan Y.Y.<sup>1,2</sup> and Wang N.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China.*

<sup>2</sup>*Xinjiang Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Xinjiang 830011, China*

Email: zhangcm@bao.ac.cn

## Abstract

Investigating the distributions of binary pulsars in globular clusters (GCs) and galaxy disks (GDs), we find that most of them are located in the millisecond range. The statistic of their spin period, magnetic field, eccentricity and companion mass show their differences. It is deduced that the dynamic mechanism is complicated for forming the BPSRs in GC than in GD.

## 1 Introduction

A binary pulsar (BPSR) is a pulsar (NS) with a companion as a white dwarf (WD), neutron star or massive star in the binary system. A normal NS is always with the magnetic field about  $10^{12-13}G$  and spin period about  $1 - 10s$ . Until now, it has been found 186 BPSRs, whose companions are white dwarfs (170), neutron stars (9), main sequence stars (4) and planets (3); 136 of them are millisecond pulsars (MSPs), whose spin period is always less than 20 millisecond [1]. In a binary system, a MSP with the magnetic field about  $10^{8-9}G$  can be formed with the accretion mass no more than  $0.1 \sim 0.2M_{\odot}$  from its companion [2, 3, 4, 5] during the evolution. When the accretion phase finished, the radio emission can be detected as MSPs [6, 7]. A single MSP can be formed because of the evaporation of companion by the MSP radiation. In the globular cluster, there will be a more complicated case: a companion can be disrupted by encounter with another star. In addition, the BPSRs are significant systems for testing general relativity effects, e.g., the gravitational-radiation-induced orbit shrinking, gravitational red-shift and Shapiro delay [8], based on which the NS mass can be measured with high precision [3].

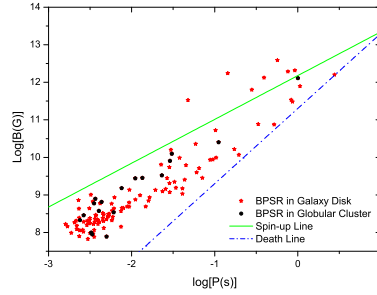


Figure 1: The magnetic field versus spin period for 186 BPSRs (both in GCs and GDs). The stars denote the BPSRs in GDs and the dots denote the BPSRs in GCs. The spin-up line equation is  $P_{eq} = 2.4(ms)B_9^{6/7}(M/M_\odot)^{-5/7}(\dot{M}/\dot{M}_{Edd})^{-3/7}R_6^{16/7}$  [4].

## 2 Distribution of BPSRs in the B-P diagram

There are 2008 PSRs: 143 PSRs are in 27 globular clusters (GCs), and other PSRs are in the galaxy disks (GDs). Among the 143 PSRs in GCs, 75 BPSRs are in the binary systems, others are the isolated ones. Fig. 1 shows the distribution of BPSRs in GCs and GDs in the magnetic field versus the spin period diagram. It also give their positions to the spin-up line and death line in the figure. The majority BPSRs are located near the millisecond range especially for the ones in GCs. We give the histograms of BPSR's spin period, magnetic field, eccentricity and companion mass in Fig. 2. The eccentricities of BPSRs in GCs are larger than the ones in GDs. It is believed that the interaction between binary stars and single stars in GCs is an important impactation on the forming of binary system due to the interaction may provided a substantial source of energy for the GCs., as the binding energies of a few, very close binaries (such as NS binaries) can approach that of a moderately massive host GC. As a dense population of stars, globular clusters are the scene of many interesting close dynamical interactions between stars.

## 3 Discussion

In binary systems, majority PSRs have spin period of about  $30ms$  and magnetic field about  $10^{8.5}$ . A part binary PSRs have the magnetic field of about  $10^{12}G$ . When we statistic the BPSRs in GC and GD, their spin period is the similar distribution whose peak is around  $2.5ms$ . But the magnetic field, companion mass and eccentricity are different. PSRs in GC seem to have low and no apparent peak magnetic field. 90 percent of their companion mass are usually less than  $0.45M_\odot$ . And their eccentricities are higher than the PSR's in galaxy. The average companion mass of BPSRs in GC and GD are  $0.23M_\odot$  and  $0.82M_\odot$ , respectively. The one reasonable interpretation



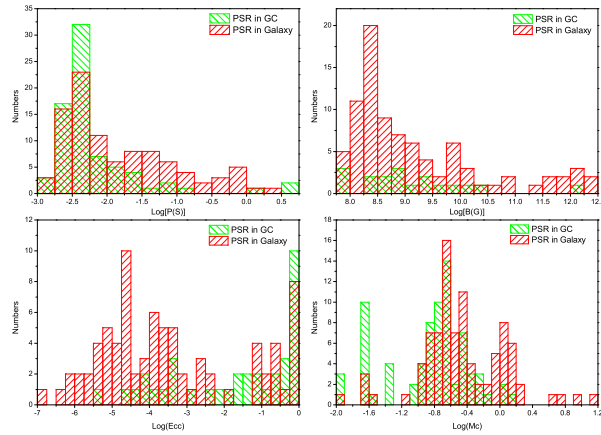


Figure 2: Histogram for BPSR’s spin period, magnetic field, eccentricity and companion mass. It can be seen: for the BPSRs in GCs and GDs, the spin period and companion mass are similar distribution; while for the magnetic field, the statistic of BPSRs in GCs seem more gentle than the ones in GDs, and the eccentricities of BPSRs in GCs are larger than BPSRs in GDs.

for these might be that about 50 percent PSRs are involved in the capture events, science the long-term accretion of recycled PSRs tend to be from the circular orbits with various orbital periods.

## References

- [1] I. H. Stairs, 2004, Science, 304, 23
- [2] Wang J., Zhang C.M., Zhao Y.H., et al., 2011, A&A, 526, 88
- [3] Zhang C. M., Wang J., Zhao Y.H. et al., 2011, A&A, 527, 83
- [4] D. Bhattacharya and E. P. J. van den Heuvel, 1991, Phys. Rep., 203, 1
- [5] R. N. Manchester , G. B. Hobbs , A. Teoh and M. Hobbs, 2005, AJ, 129, 1993
- [6] Alpar et al., 1982, Nature, 300, 728
- [7] Tauris, 2012, Science, 335, 561
- [8] Kramer M., 2006, Science, 314, 97

## 测站参考时间对脉冲星计时影响

赵成仕  
中国科学院国家授时中心  
中国西安710600  
Email: zhaocs@ntsc.ac.cn

### 1 引言

脉冲星钟模型是利用地面脉冲星射电观测数据，通过计时分析建立的。以建立脉冲星钟模型为目的的脉冲星计时观测不仅需要高精度的TOA观测精度，还需要有高精度的时间基准作为参考。参考时间本身的误差会直接影响脉冲星钟模型的精度，因此脉冲星钟模型的建立必须选用最高精度的时间基准。目前一般选用地球时（TT）作为脉冲星计时观测的参考时间基准。而在实际观测中，脉冲星信号到达时间的记录是以测站本地原子钟做参考，在进行计时研究时，为避免本地钟波动的影响，需要将本地钟时间转换到TT。一般而言，时间转换过程为：测站本地原子钟通过远程比对与时间实验室保持的UTC(k)进行同步，然后再通过国际时间比对与世界协调时UTC或国际原子时TAI同步，最后归算到与地球时TT同步。其中Parkes天文台脉冲星计时观测的时间转换链为[1]：Pakes本地原子钟首先比对校准到GPS时间，然后再把GPS时间校准到世界协调时，再将世界协调时UTC转换到国际原子时TAI，最后将国际原子时转换到地球时TT(pks2gps、gps2utc、utc2tai、tai2tt tai)。

### 2 对计时影响分析

本文利用澳大利亚Pakes望远镜公布的脉冲星计时观测数据[2]。通过Tempo2计时数据处理软件对PSR J1713+0747进行相关分析 [1]，其中以太阳系行星历表DE414为参考，分别以测站时间和国际原子时为基准进行计时研究，分析参考时间对其影响。目前Parkes天文台在进行计时观测时，是以本地钟为时间参考，首先将本地钟时间校准到GPS时，然后再把GPS时校准到世界协调时UTC。其中，测站钟与GPS时的偏差大小为1微秒，GPS时间与UTC偏差大小为十几纳秒，图1是Parkes测站钟与UTC的偏差，其最大偏差为两个微秒量级。在计算测站TOA转换到到达SSB处时间过程中，Roemer、Shapiro延迟的计算用到太阳系行星星历，而读取星历要用到参考时间，从而也影响Roemer、Shapiro延迟大小，所以，校准与未校准情况下的TOA偏差不仅仅为时钟偏差，还包括在TOA转换时参考时间不同引起的其他误差。利用前面给出的时间校准链将测站钟时间校准到国际原子时，

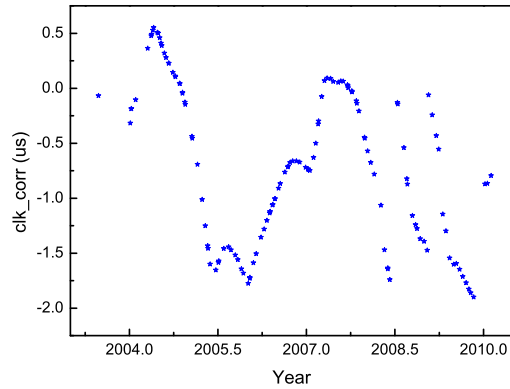


Figure 1: 测站钟与UTC的偏差.

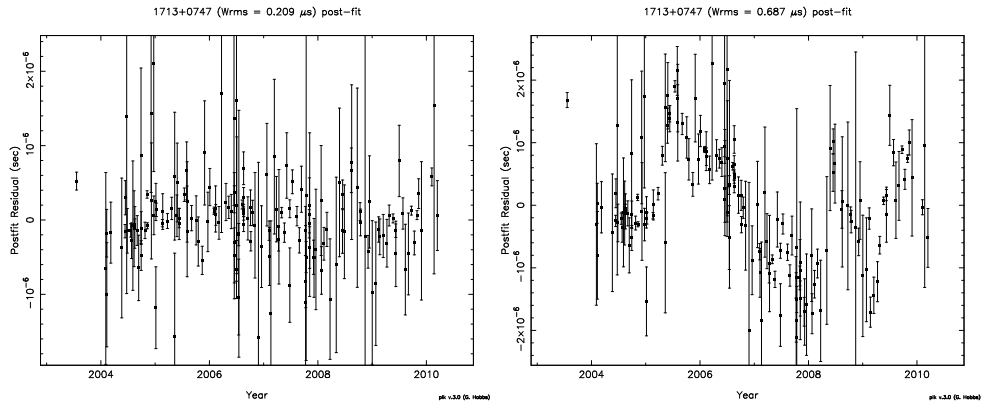


Figure 2: 左图：测站钟校准后的计时残差；右图：测站钟误差未校准计时残差.

以其为参考进行计时处理，得到的计时残非常好。图2左图给出了校准后的计时残差结果，其大小为 $0.209\mu\text{s}$ 。

为了分析时间校准的影响，下面直接以测站钟为参考的情况下进行计时研究，与校准的计时结果比较，分析测站钟误差影响大小。同样利用J1713+0747这颗源，直接以Parkes测站时间为参考进行Timing，利用刚刚校准后计时得到的脉冲星旋转参数作为初值进行拟合。未拟合脉冲星旋转参数给出的计时残差为 $0.858\mu\text{s}$ ，图2右图为拟合后的计时残差(RMS:  $0.687\mu\text{s}$ )。表1：给出了两种不同参考时间拟合的结果，包括位置和旋转参数，以及计时残差大小。从分析结果看，其差别很明显，未校准测站钟误差的计时残差是校准后计时残差的三倍还多，所以测站钟误差影响比较大，在需要高精度脉冲星计时研究时，参考钟误差影响必须考虑。

J1713+0747	UTC(TAI)	UTC(pks)
RA	17:13:49.5325450(9)	17:13:49.532552(2)
DEC	+07:47:37.49987(3)	+07:47:37.49970(6)
F0	218.81184044143622(9)	218.8118404414349(2)
F1	-4.08389(3)e-16	-4.08359(9)e-16
RMS( $\mu$ s)	0.209	0.687

Table 1: 不同参考时间Timing结果.

### 3 总结

本文简要讨论了参考时间对脉冲星计时的影响。通过对实测数据分析，在脉冲星计时研究及其应用，测站参考时间的影响必须考虑。Pakes测站钟相对于UTC的偏差达到微秒量级。通过对J1713+0747计时分析，得知在未进行时间校准情况下其计时残差是校准时的三倍。

### References

- [1] G. B. Hobbs, R. T. Edwards, R. N. Manchester MNRAS(2006)
- [2] G. Hobbs, D. Miller, et. al arXiv:1105.5746v1 (2011)

## 综合脉冲星时

赵书红  
中国科学院国家授时中心  
中国 西安 710600  
Email: zsh@ntsc.ac.cn

### 1 引言

由于单颗毫秒脉冲星定义的脉冲星时间受原子时误差、行星历表的不确定性、星际介质传播、宇宙初始背景 GWB、脉冲星自身的不稳定性等几种噪声源的影响,所有这些影响脉冲星计时稳定度的因素,一般用单颗脉冲星计时观测难以分辨。而脉冲星计时阵(Pulsar Timing Array, PTA)是综合脉冲星时建立和保持的基础,可用来区分和检测影响计时稳定度的各种因素,从而提高脉冲星计时精度。除原子时本身的噪声外,可认为其他的噪声源对不同的脉冲星是独立的,这样就可以通过建立综合脉冲星时间,来削弱各独立噪声源的影响。

综合脉冲星时具有比单脉冲星时更高的频率稳定度,可用于检测原子钟的噪声和地球质心历表误差,以及宇宙初始背景引力波辐射的功率谱密度。

### 2 综合脉冲星时算法

计算综合脉冲星时有多种算法,根据实际的需要,选择合适的算法,主要介绍一下三种算法:

经典加权算法,是对多个单脉冲星定义的脉冲星时进行综合,即对每颗脉冲星定义的单脉冲星时的加权平均,权重的选取以参与计算的每颗脉冲星定义的单脉冲星时的长期稳定度为依据。但是,经典加权算法对参与计算的单个脉冲星时在整个观测时间间隔内只能赋一个权值,这样就无法兼顾到脉冲星时的长期和短期稳定度,因此这种算法存在着一定的缺陷。

小波域的维纳滤波算法,考虑了单个脉冲星在不同的频率范围内的表现,又利用维纳滤波器,消除掉各个频率成分中原子时误差的影响,因此这种算法的短期和长期稳定度都优于经典加权算法。计算的步骤为:首先将计时观测数据分别通过多层 Daubechies 小波分解滤波器后得到各层分解系数;其次将这些系数通过维纳滤波器得到参考钟的残差的小波分解系数的估计值;最后滤除掉参考钟误差的影响。

kalman 滤波算法完全放弃了权重概念,而是从估值理论的观点出发,是统计意义上的最优估计。该算法对单颗脉冲星的计时信号建立一个由状态方程描述的噪声模型块,将多种噪声在相位,频率和频率的变化率三个层次上区分开来,单脉冲星

之间的噪声关系是通过各项噪声系数的大小反映出来。由于最终得到的综合脉冲星时是具有最小均方误差的，它的短期和长期稳定度都优于经典加权算法。

### 3 综合脉冲星时的可能应用

#### 1) 检测原子时误差

PTA 参考原子时误差对计时残差的影响具有单极性，经过对综合脉冲星时的处理，可建立参考原子时的误差模型。

#### 2) 检测地球质心历表误差

地球质心历表误差对脉冲星计时残差的影响具有二极性，利用 PTA 对不同方向的多颗脉冲星进行观测，可检测出地球质心历表误差。

#### 3) 脉冲星与原子钟联合守时

毫秒脉冲星长期稳定度高，而原子钟具有较高的短期稳定度，二者联合守时可产生出更为优异的标准时间尺度。

## References

- [1] P.K. Seidelmann, T.Fukushima.Why new time scale[J].Astronomy and Astrophysics,1992.
- [2] 仲崇霞, 杨廷高. 综合脉冲星时的小波分解算法 [J], 天文学报,2007.

# Scientific Program of FAST Pulsar Symposium 1

August 13-16, 2012, Xinjiang, China

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

## ===== Monday, August 13 =====

10:00 -- 16:00 Registration (Yuanlin Hotel, Changji)

### Conference Opening

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

16:00 -- 16:10: Welcome addresses by Dr. Na Wang

16:10 -- 16:20: LOC message by Dr. Guoliang Lv

16:20 -- 16:50 Di Li: *FAST early science plan and surveys*

16:50 -- 17:20 Na Wang: *The present and prospects of pulsar observation in China*

17:20 -- 17:50 *Coffee Break*

### Session 1: Pulsar observations

**Chair: Chengmin Zhang** (20min = 15+5)

17:50 -- 18:10 Zhiyong Liu: *A technical introduction to the pulsar system in Nanshan*

18:10 -- 18:30 Jianping Yuan: *Pulsar timing at Nanshan with DFB*

18:30 -- 18:50 Wenming Yan: *Polarization observations of pulsars at Nanshan*

18:50 -- 19:10 Ming Wang: *The YNAO 40m radio telescope and pulsar observations*

19:10 -- 19:30 Youling Yue: *FAST low frequency pulsar survey*

19:30 -- 19:50 Kuo Liu: *Profile stability and phase jitter of millisecond pulsars*

## ===== Tuesday, August 14 =====

### Tour to Nanshan

## ===== Wednesday, August 15 =====

### Session 2: Pulsar astronomy and astrophysics I

**Chair: Shuangnan Zhang** (20min = 15+5)

10:00 -- 10:20 Esamdin Ali: *Radiation properties of extreme nulling pulsar J1502–5653*

10:20 -- 10:40 Hubiao Niu: *A study of mode-changing behavior of PSR J1239+2453*

10:40 -- 11:00 Hongguang Wang: *On multi-frequency pulse profiles of radio pulsars*

11:00 -- 11:20 Minglei Tong: *Detecting relic gravitational waves using pulsar timing arrays*

11:20 -- 11:40 Zhigang Wen: *The radiation properties of PSR J2022+2854*

11:40 -- 12:10 *Coffee Break*

### Session 3: Pulsar astronomy and astrophysics II

**Chair: Guoliang Lv** (20min = 15+5)

12:10 -- 12:30 Shuangnan Zhang: *Testing models of magnetic field evolution of neutron stars with the statistical properties of their timing noise*

12:30 -- 12:50 Shuxu Yi: *Replacing the hellings & downs curve for detecting the stochastic gravitational wave background*

12:50 -- 13:10 Chengmin Zhang: *Mass of recycled neutron stars and their evolution implications*  
13:10 -- 13:30 Yi Xie: *On glitches and slow glitches*  
13:30 -- 13:50 Shi Dai: *Microlensing pulsars*  
13:50 -- 14:10 Yuanjie Du: *Multi-wavelength emission from pulsars and timing application*

#### **Session 4: Pulsar astronomy and astrophysics III**

**Chair: Di Li** (30min = 25+5)

16:00 -- 16:30 R. N. Manchester: *Pulsar Searching and Timing Arrays*  
16:30 -- 17:00 J. M. Cordes: *Galactic structure and turbulence from pulsar observations*  
17:00 -- 17:30 G. Hobbs: *Applications of pulsar timing array data sets*

17:30 -- 18:00 *Taking Picture and Coffee Break*

**Special Session** (for the celebration of Dick's 70th birthday)

**Chair: Na Wang** (20min = 15+5)

18:00 -- 18:20 Xinji Wu: *An overview of pulsar science in China*  
18:20 -- 18:40 Guojun Qiao: *A possible pulsar science of FAST*  
18:40 -- 19:00 Jingbo Wang: *Searching for the gravitational wave memory effect with PPTA*  
19:00 -- 19:20 Kejia Lee: *Pulsar searching, opportunity, bottleneck, and possible solution*  
19:20 -- 19:40 Meng Yu: *Glitches detected in southern radio pulsars*  
19:40 -- 20:00 Hao Tong: *Wind braking of magnetars*

**20:00 -- 22:00 Banquet**

===== Thursday, August 16 =====

#### **Session 5: Pulsar astronomy and astrophysics IV**

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

10:00 -- 10:20 Qiuhe Peng: *Fermi energy of electron gas in neutron star with strong magnetic field and a physical mechanism of emission for high x-ray luminosity of magnetars*  
10:20 -- 10:40 Zhifu Gao: *The Fermi energy of degenerate and relativistic electrons*  
10:40 -- 11:00 Guoliang Lv: *Strange quark stars in LMXBs*  
11:00 -- 11:20 Xiongwei Liu: *CCO in RCW 103: a descendant of Thorne-Zytkow object?*  
11:20 -- 11:40 Xian Hou: *Fermi Gamma-ray pulsars*

11:40 -- 12:10 *Coffee Break*

#### **Session 6: Pulsar astronomy and astrophysics V**

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

12:10 -- 12:30 Bing Zhang: *Radio emission from GRBs*  
12:30 -- 12:50 Wencong Chen: *On the progenitors of millisecond pulsars by the recycling evolutionary*  
12:50 -- 13:10 Shuping Yan: *Phase-resolved timing analysis of GRS 1915+105 in its  $\rho$  state*  
13:10 -- 13:30 Xia Zhou: *R-mode instability in LMXB: The physics and observations*  
13:30 -- 13:50 Yanjun Guo: *A corresponding-state approach to quark cluster matter*