

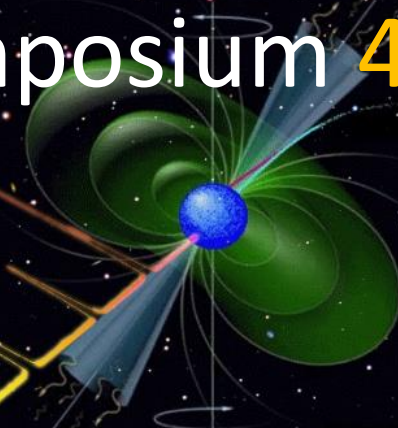
五百米口径球面射电望远镜脉冲星研讨会(4)

Local organizers

Zhaosheng Li (PKU)
Hongxia Nie (NAOC)
Baolin Tan (NAOC, chair)
Yin Zhang (NAOC)

FAST Pulsar Symposium 4

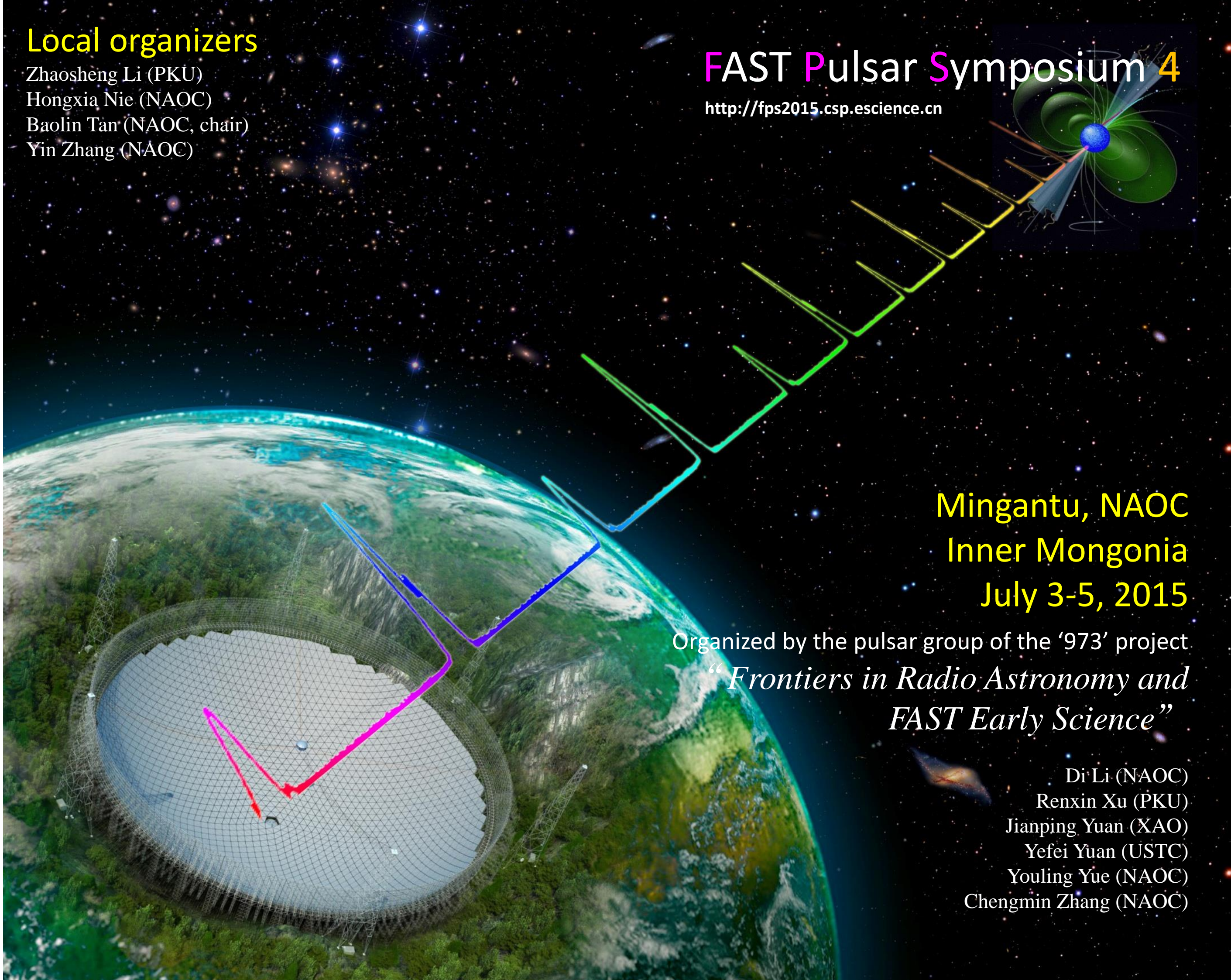
<http://fps2015.csp.escience.cn>



Mingantu, NAOC
Inner Mongolia
July 3-5, 2015

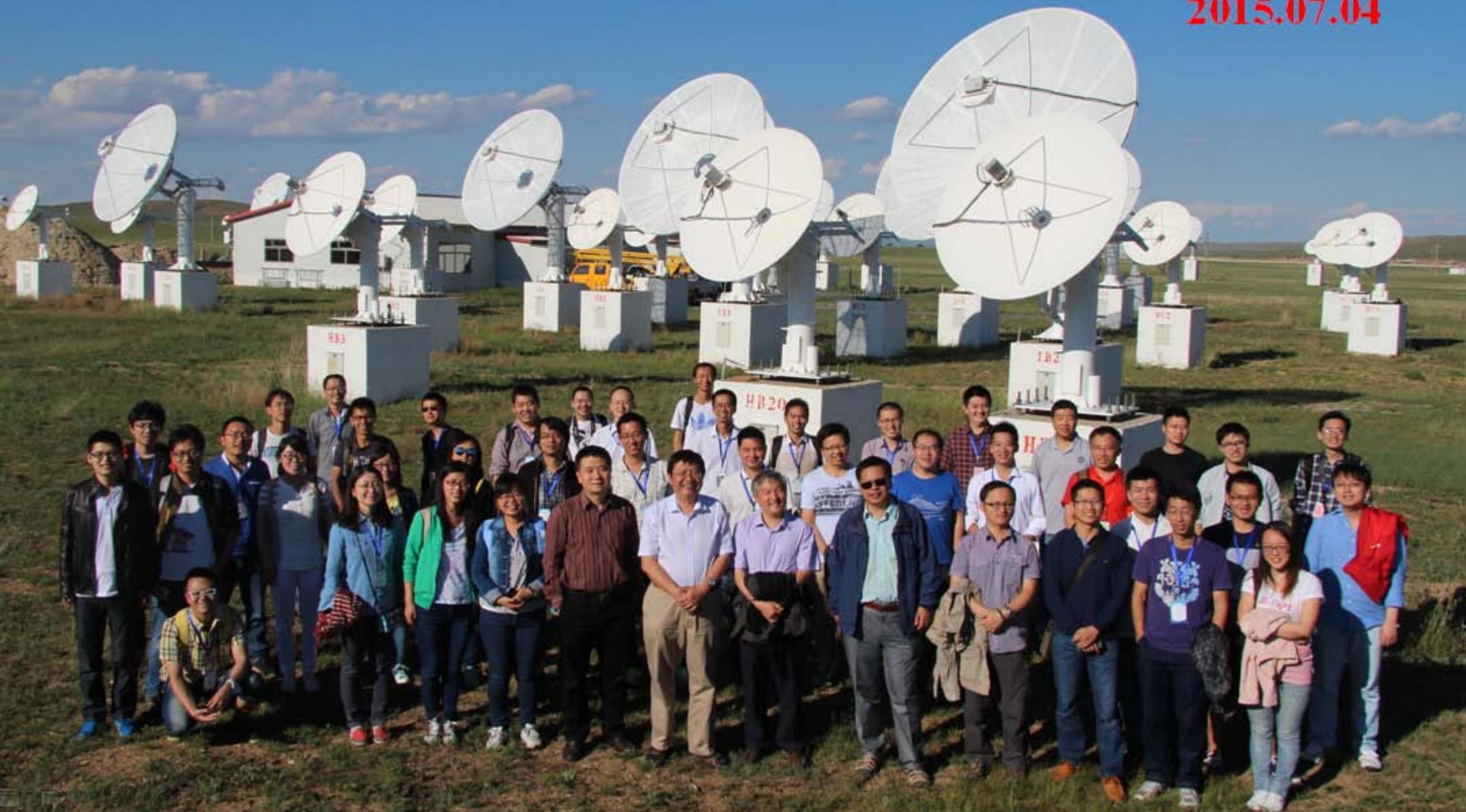
Organized by the pulsar group of the '973' project
“Frontiers in Radio Astronomy and
FAST Early Science”

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



FAST-脉冲星研讨会代表参观明安图观测站

2015.07.04



500 米口径球面射电望远镜脉冲星专题研讨会

第四次会议

脉冲星类天体所提供的极端物理环境能够帮助人们更好地认识重力和强力的本质，且作为工具可用于探测宇宙空间纳赫兹引力波、星际介质属性等。鉴于这些及其他方面的科学和工程意义，脉冲星研究是包括 FAST 等在内的地面和空间望远镜的核心科学目标。这一系列会议的宗旨就是为了有效地推动国内脉冲星同行之间的交流、了解国际研究动态、培育未来脉冲星研究骨干，以便在 2016 年 FAST 建成后取得理想的学术成果。

作为“973 计划”项目的一部分，脉冲星组（“课题 1”）组织的每年一次 FPS 会议以中国脉冲星学者为主，并邀请部分国际同行参加。第一次会议于 2012 年 8 月 13 日至 16 日在新疆昌吉园林宾馆举行。第二次会议，于 2013 年 7 月 1 日至 3 日在云南昆明滇池宾馆召开。第三次会议，于 2014 年 7 月 2 日至 4 日在上海天文台召开。这次是第四次会议，于 2015 年 7 月 3 日至 5 日在内蒙古明安图召开，近 70 位来自高校和科学院的学者和研究生参加了此次会议。FPS4 会议期间，与会者还有幸参观了明安图站的太阳射电观测阵。

此外，为了更好地加强会后的学术交流，我们每次 FPS 系列会议之后都编辑文集。所有与会学者（包括做口头报告和没有做口头报告的）都被邀请撰写一两页以作为我们共同的“历史记忆”。提供已有 FPS 文集电子版网址如下；作者撰文风格各异，非常适合大家在紧张科研工作闲暇之余“消遣”、明理。

<http://www.phy.pku.edu.cn/~xurenxin/Proceedings/FPS1.pdf>

<http://www.phy.pku.edu.cn/~xurenxin/Proceedings/FPS2.pdf>

<http://www.phy.pku.edu.cn/~xurenxin/Proceedings/FPS3.pdf>

<http://www.phy.pku.edu.cn/~xurenxin/Proceedings/FPS4.pdf>

科学组委会：

“973”项目脉冲星组

地方组委会：

国家天文台 聂红霞，谭宝林（主席），张印
北京大学 李兆升

公元贰零壹陆年贰月贰日

目 录

1. Mult-frequency Polarization Pulse Profiles of Millisecond Pulsars	代实.....	1
2. 脉冲星与空间科学探测任务	杜源杰.....	3
3. Numerically Simulating $E_F(e)$ and Y_e in relativistic-mean-field (RMF) theory	高志福.....	4
4. 奇异物质团块对脉冲星 glitch 的影响	来小禹	6
5. 雷达方程的拓展	李柯伽.....	8
6. X 射线双星 Aql X-1 的研究进展	李兆升	9
7. Detecting Relic Gravitational Waves by Pulsar Timing Arrays: Effects of Cosmic Phase Transitions and Relativistic Free-Streaming Gases	刘小金.....	10
8. 通过分析 PSR B1133+16 的多频轮廓来得到辐射位置与发出辐射的粒子的能量	卢吉光.....	13
9. 银河系中心黑洞模型失效和磁单极存在的天文观测证据	彭秋和.....	15
10. FAST 多波束馈源像场旋转	钱磊, 岳友岭.....	22
11. “传统假定”给我们带来的思考和“启迪”	乔国俊.....	24
12. 从○到一	邵立晶.....	27
13. Wind braking of pulsars and magnetars	仝号.....	29
14. A New Fan-beam Model for Radio Pulsars	王洪光.....	30
15. 脉冲星磁层中的偏振射电辐射	王鹏飞.....	32

16. 星际和星系际空间的法拉第旋转效应	徐钧.....	34
17. “Bigger Is Different”	徐仁新	36
18. Developing a software package for individual pulse and scintillation researches using PSRCHIVE libraries	于萌, 郝巧莉	37
19. 佳木斯 66 米天线快速射电暴搜寻	喻业钊, 韩金林.....	39
20. 河外射电暂现源讨论	俞云伟.....	42
21. 南山 25 米射电望远镜对 5 颗 PMPS 脉冲星的计时观测	袁建平, 李琳, 王晶波, 刘志勇, 王娜.....	44
22. FAST 脉冲星早期科学准备	岳友岭.....	46
23. Pulsar Magnetospheres of Multiple States	R. Yuen, D. B. Melrose, Z. Y. Tu, M. A. Samsuddin	48
24. 会议日程.....		51

Mult-frequency Polarization Pulse Profiles of Millisecond Pulsars

代实 (Shi Dai)

CSIRO Astronomy and Space Science, Australia

Email: shi.dai@csiro.au

毫秒脉冲星 (millisecond pulsars, MSPs) 是一类特殊的射电脉冲星。和常规脉冲星 (normal pulsars) 相比, 毫秒脉冲星的自转周期更短、自转减慢的速率也更小。因此, 毫秒脉冲星有更长的特征年龄和更弱的偶极磁场。毫秒脉冲星极短的自转周期和高度稳定的脉冲轮廓使得它们成为研究多种天体物理现象的强有力工具。特别的, 现在脉冲星研究的一个热点是用毫秒脉冲星测时阵列 “Pulsar Timing Array (PTA)” 来探测宇宙中的背景引力波辐射。Parkes Pulsar Timing Array (PPTA) 项目目前常规地监测着24颗毫秒脉冲星。

目前为止, 我们还没用使用脉冲星测时阵列成功地探测到引力波。要探测引力波我们需要监测大量的毫秒脉冲星、延长数据的长度, 同时提高脉冲星测时的精度。要明确能不能提高脉冲星测时的精度, 以及能把精度提高多少, 依赖于我们对于毫秒脉冲星脉冲轮廓的稳定性的理解, 也依赖于我们对于脉冲轮廓随频率的演化以及其偏振特性的了解。我们使用PPTA项目的数据, 研究了一大批经过精确校准的、高信噪比 (signal-to-noise ratio, S/N) 的毫秒脉冲星的多波段偏振脉冲轮廓。我使用的数据来自PPTA项目 (Dai et al. 2015)。

通过对24颗毫秒脉冲星的多波段偏振脉冲轮廓的研究, 我们得出以下结论:

- 我们的样本中的大部分毫秒脉冲星都有很宽的脉冲轮廓, 并且有多个脉冲成分。这与之前人们对毫秒脉冲星的脉冲轮廓的研究结论是一致的。我们的结果显示, 24颗脉冲星中有18颗的辐射宽度超过了半个脉冲周期, 而且对那些高信噪比的脉冲星, 总脉冲轮廓宽度在三个波段的变化不大, 基本是常值。不同于常规脉冲星, 我们的样本中的脉冲星并没有明显的脉冲轮廓成分的间隔随频率的演化。
- 我们的样本中的一些毫秒脉冲星的谱在不同波段之间以及波段内明显偏离幂律谱。我们发现了谱在高频变陡的现象, 在一些脉冲星中, 我们在50 cm波段观测到了正的谱指数。在PSRs J1022+1001和J2241-5236中, 我们还发现了谱在高频变平的现象。脉冲星的谱变陡和拐折的现象在常规脉冲星中已经被发现过。谱变平或者向上拐折的现象之前只在常规脉冲星的极高频率 (~ 30 GHz) 观测到过, 并且被解释为由折射效应导致的。然而这样的谱的特征之前在毫秒脉冲星中并没有发现过, 并且之前的在很宽的频率范围内对毫秒脉冲星流量密度的测量并没有发现谱的拐折或者不连续现象。

- 我们的样本中的大多数毫秒脉冲星的偏振位置角在三个波段均随脉冲相位有极为复杂的演化，并且无法被RVM模型拟合。我们的高信噪比的偏振脉冲轮廓展示了几颗脉冲星更多的偏振位置角的细节（PSRs J1024-0719、J1600-3053、J1744-1134、J2124-3358），这些脉冲星的偏振位置角之前被认为较为平滑，但是我们的结果显示它们也有复杂的结构。跨越三个波段，偏振位置角可以有非常剧烈的演化（例如 PSRs J0437-4715、J0711-6830、J1603-7202、J1730-2304）。一个特殊的例子是PSR J1022+1001。除了在靠近零脉冲相位的位置有一个不连续跳变，PSR J1022+1001的偏振位置角在三个波段都很光滑。在10 cm波段，偏振位置角能较好地用RVM模型来拟合。然而随着频率的降低，偏振位置角逐渐偏离RVM模型。一种解释这种现象的模型是，在较高频率，辐射高度比较低，磁场位形更接近于一个偶极场。随着频率的降低，磁场位形逐渐偏离简单的偶极场。值得注意的是PSR J1022+1001是我们的样本中脉冲周期最长的一颗毫秒脉冲星。
- 我们观察到了RM随着脉冲相位的系统变化，并且与脉冲轮廓的结构有关。这暗示RM的变化很可能来自脉冲星的磁层。我们的结果也显示一些脉冲星的偏振位置角随频率的演化关系并不符合 λ^2 。如Noutsos et al. (2009)中讨论的，这些现象的可能的物理解释包括脉冲星磁层中的法拉第旋转、准90度正交的偏振模式的叠加，以及星际介质的散射。
- 我们发现不同的脉冲轮廓成分往往有不同的谱指数、线偏振度以及RM。一些脉冲星的谱偏离幂律谱，并且不同脉冲轮廓成分的谱的形状也明显地偏离平均的谱形。我们发现在大多数情况下，脉冲轮廓成分的峰与相位分离谱指数的峰或者谷对应。一些脉冲轮廓成分的线偏振度随频率的升高而升高，而另一些则是降低。这些结果说明，在脉冲星的磁层中有多个辐射区或者结构，并且脉冲轮廓的成分来自磁层内不同的区域。

我们的工作的主要目标是通过发表高信噪比的、多波段的偏振脉冲轮廓，激发和促进对于毫秒脉冲星的辐射机制的研究和理解。所有的原始数据和最终的偏振脉冲轮廓都是公开的。要构建一个模型来解释所有的观测现象是极为困难的，而且目前Parkes望远镜只能提供三个有很大间隔的波段。为了解决这个问题，我们正在研发一个极宽波段的接收机系统，提供从大约0.7到4 GHz的频率范围。随着望远镜灵敏度的提高，我们发现毫秒脉冲星的脉冲轮廓越来越复杂，而且似乎还有更弱的辐射成分的存在。要更全面地理解脉冲星的辐射机制，我们需要未来的望远镜（比如FAST和SKA）提供更高的灵敏度。

脉冲星与空间科学探测任务

杜源杰
钱学森空间技术实验室
北京海淀区友谊路104号 100094
Email: duyuanjie@qxslab.cn

本人的研究方向主要围绕脉冲星的观测与理论研究展开，未来还可能扩展到行星、小行星的研究，为将来的深空探测打下基础。还将积极打造一些空间科学探测项目，例如：物理/天文项目，如即将主持开展的 X 射线望远镜项目，参与一些深空探测项目（如火星探测）。未来还想打造中国空间天文旗舰型的项目——大型高轨多波段天文台（MAO），它是一个低频射电、红外、紫外、X射线、伽玛射线望远镜所组成大卫星星座，其核心科学指标领先世界，可以同时对一个或多个天体进行多波段观测。希望 MAO 可以回答一些重大的物理学、天文学问题。

若大家有以下方面好的想法：

- (1) X 射线、红外、紫外波段等观测领域：好的科学想法、有价值的观测源、待验证的模型等；
- (2) X 射线、红外、紫外波段等望远镜技术领域：X 射线聚焦光学系统、基于新原理的 X 射线、红外探测器等方面新的idea；
- (3) 深空探测任务：火星、木星的研究方面的热点和难点；
- (4) 深空探测任务：研究火星和木星的大气成份、引力、磁场等目标的小型高集成度的各类载荷；

可以与我联系，希望咱们同力合作，把“梦想”变为现实。希望经过脉冲星人的努力，重现脉冲星以往的辉煌。

Numerically Simulating $E_F(e)$ and Y_e in relativistic-mean- field (RMF) theory

Zhi Fu Gao

Xinjiang Astronomical Observatory, CAS, Urumqi, Xinjiang, 830011 China

Email: zhifugao@xao.ac.cn

1 Introduction

Pulsars are universally recognized as neutron stars (NSs). For degenerate and relativistic electrons in β -equilibrium, the distribution function $f(E_e)$ obeys Fermi-Dirac statistics: $f(E_e) = 1/(e^{(E_e - \mu_e)/kT} + 1)$, where k represents Boltzmann's constant, and μ_e is the electron chemical potential. If $T \rightarrow 0$, μ_e is also called the electron Fermi energy, $E_F(e)$, which presents the energy of highest occupied states for electrons. By simulating, We obtain a special solution to $E_F(e)$ (Li et al. 2015)

$$E_F(e) = 60 \times \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Y_e}{0.005647}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{MeV}), \quad (1)$$

in tweak-magnetic field limit. The equation above is suitable for relativistic electron matter region in a NS.

2 Simulating $E_F(e)$ and Y_e in RMF model

Dutra et al. (2014) considered the four-meson-exchange baryonic interactions, and divided the relativistic-mean- field (RMF) models into seven types regarding their lagrangian density structures: In this paper, we will choose Type-2 in Dutra et al. (2014) as a representative RMF theoretical work. The main merit of Type-2 lies in that it describes well the properties of EoS of a NS in the vicinity of the saturated nuclear density ρ_0 .

From Eq.(1) of Dutra et al. (2014), we get the effective lagrangian of Type-2 as

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - g_{\rho B} \gamma_\mu \tau_i \rho_i^\mu] \psi_B \\ & + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{4} c_3^2 W^4 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \\ & - \frac{1}{4} R_{i\mu\nu} R_i^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{i\mu} \rho_i^\mu + \sum_l \bar{\psi}_l [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_l] \psi_l, \end{aligned} \quad (2)$$

where the baryon species are marked as B, and the sum on l is over electrons and muons (e^- and μ^-). In the RMF models, the meson fields are treated as classical fields, and the field operators are replaced by their expectation values. We obtain a set of analytical expressions of

$$\begin{aligned} Y_e &= -0.000012 + 1.213 \times 10^{-9} e^{\text{Log}_{10}\rho} - 2.51 \times 10^{-15} e^{2\text{Log}_{10}\rho} + 8.19 \times 10^{-21} e^{3\text{Log}_{10}\rho}, \\ Y_e &= 0.0644 - 1.506 \times 10^{-7} e^{\text{Log}_{10}\rho} + 1.11 \times 10^{-13} e^{2\text{Log}_{10}\rho} + 1.84 \times 10^{-20} e^{3\text{Log}_{10}\rho}, \\ Y_e &= -0.188 + 1.85 \times 10^{-7} e^{\text{Log}_{10}\rho} - 3.59 \times 10^{-14} e^{2\text{Log}_{10}\rho} + 2.54 \times 10^{-21} e^{3\text{Log}_{10}\rho}, \end{aligned} \quad (3)$$

for $\rho \sim 6.92 \times 10^{11} - 6.07 \times 10^{13}$, $6.07 \times 10^{13} - 6.9 \times 10^{14}$, and $6.9 \times 10^{14} - 2.56 \times 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$, respectively. Here we select the parameter set TMA (Geng, et al. 2005) for the mean-field Lagrangian density, The maximum stellar mass of $1.9916 M_{Sun}$ is very close to the observational NS mass limit of $\sim 1.97 M_{Sun}$ for PSR J1614-2230 (Demorest et al. 2010). I thank the Strategic Priority Research Program ‘‘The Emergence of Cosmological Structures’’ of CAS through No.XDB09000000.

References

- [1] X.H. Li, Z.F. Gao, X.D. Li, et al., Int. J. Mod. Phys. D **25**(1), 1650002 (2015)
- [2] M. Dutra, O. Lourenco, S.S. Avancini and et al., Phys. Rev. C. **90**, 055203 (2014)
- [3] L. Geng, et al. Progress of Theoretic Physics **113** 785 (2005)
- [4] P. B. Demorest, et al., Nature (London) **467**, 1081 (2010)

Discussion

Yang Chen (Nanjing University): The result is very interesting, what would you do in the future?

Zhifu Gao: I will take the magnetic effects into consideration, thank you!

奇异物质团块对脉冲星glitch的影响

来小禹
新疆大学 物理学院
中国 新疆 乌鲁木齐 830046
Email: laixy@pku.edu

1 引言

根据宇宙学标准模型，我们现在的宇宙是从其早期的一个高温高密状态逐渐冷却而来的。早期宇宙的冷却过程，从其组成来讲也是一系列的相变过程。我们这里关注的所谓宇宙QCD相变，发生在温度约200 MeV，宇宙年龄约1微秒时。宇宙QCD相变之前，强作用物质处于夸克-胶子等离子体相，而宇宙QCD相变之后，强子（比如质子和中子）出现，夸克被囚禁在强子内部。从相变本身的性质来说，宇宙QCD相变的阶数仍然不清楚，它到底是一阶相变还是连续相变目前仍然是一个有争论的话题。我们假设宇宙QCD相变为一阶相变，在这种情形下，相变会有丰富的天体物理后果，其中之一就是可能会产生密度与核物质密度相当的、具有奇异数的奇异夸克物质团块，strange nuggets (SNs)，它们可能会残留下来并且其总质量甚至与普通重子物质相当。这些SNs由于单位重子的带电量非常低（ $\sim 10^{-5}$ ），它们与普通物质的电磁作用（与引力作用相比）非常弱。

另一个方面，我们的银河系中存在大量脉冲星，它们的引力场很强。如果银河系中存在大量SNs，它们不可避免地会被脉冲星吸引甚至捕获，那么会对脉冲星的观测现象产生什么影响呢？许多射电脉冲星都看到了glitch现象，虽然glitch的发生机制仍然不清楚，但一致的认识是glitch与脉冲星的内部发生的复杂变化有关。不过，作为一种可能的外部触发机制，SNs与脉冲星的碰撞是否可以影响glitch现象呢？我们利用银河系中已经测到的脉冲星glitch数据，并且假设银河系中SNs的分布与暗物质的分布相似，发现银河系中不同位置的脉冲星的glitch行为确实与SNs与脉冲星的碰撞有关。

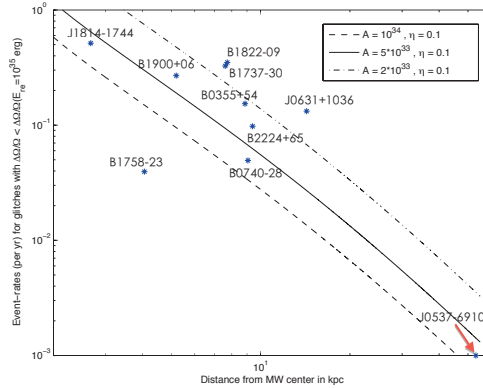
2 SNs和glitches

Glitch行为与脉冲星的内部结构有关，这里我们认为脉冲星是固态夸克星，固态夸克星的glitch可以用星震模型来解释 [1]。在此模型下，可以计算出glitch的幅度 $\Delta\Omega/\Omega$ 与glitch过程中释放的能量 E_{re} 之间的关系为 $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \simeq 10^{-6} \left(\frac{E_{re}}{10^{34} \text{ erg}} \right) \left(\frac{10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2}{I_0} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^3 \left(\frac{10^{-15}}{P} \right) \left(\frac{10^7 \text{ s}}{\Delta t} \right)$ ，其中 $P = 2\pi/\Omega$ 是自转周期， Δt 是两次相邻glitches之间的时间间隔。另一方面，如果在某个时刻这颗脉冲星被一个SN撞击了，这个SN在脉

冲星内部能够行走的距离 d 可以估计为 $d \sim 10 \text{ km} \cdot (A/10^{33})^{1/3} \cdot (10^{-6} \text{ MeV}/V)$ ，其中 A 为这个SN的重子数， V 为每个晶格获得的能量，而如果一个晶格获得 10^{-6} MeV 的能量这个晶格就可能被破坏 [2]。这样看来，每个SN有足够的能量使得一个固态夸克星发生碎裂。而这种由于SN触发的glitches，发生的时候星体内部聚集的弹性能不够多，所以对应的能量释放会比较小，使得这种类型的glitches的幅度 $\Delta\Omega/\Omega$ 相对比较小。

与观测的比较：结合ATNF和Jodrell Bank的glitch数据，我们把脉冲星发生小幅度的glitches（即 $\Delta\Omega/\Omega < \Delta\Omega/\Omega(E_{\text{re}} = 10^{35} \text{ erg})$ ）的发生率和它们到银河系中心的距离 r 的观测值在图 2中用蓝色的点来表示，而图中的曲线是脉冲星被SNs碰撞的几率与它们到银河系中心距离的理论值（ A 为每个SN的重子数， η 为SNs 占暗物质总量的百分比）。其中我们选取的脉冲星是那些glitches的数目大于5次的脉冲星，并且图 2中只画出了那些观测值（即发生小幅度glitches的发生率）不为零的脉冲星数据（例外：J0537-6910 对应的观测值也为零，但为了让图看上去更符合我们的预期，我们也把它画在了图上）。我们也比较了所有glitches次数大于5次的脉冲星数据中，观测值为零和不为零的脉冲星的区别，发现观测值为零的脉冲星的年龄都偏小，所以它们的观测值为零的原因可能是由于这些比较年轻的脉冲星在glitches中释放的能量 E_{re} 都相对偏大，使得我们对于小幅度glitches的定义 $\Delta\Omega/\Omega < \Delta\Omega/\Omega(E_{\text{re}} = 10^{35} \text{ erg})$ 可能不适用于它们。

结论：除了J0537-6910，其它数据中横纵坐标的线性相关系数约为 -0.5 ，所以图中脉冲星发生小幅度的glitches的发生率和它们到银河系的距离确实具有反相关性，证实了我们的预期，即SNs与脉冲星的碰撞可能是glitches的一种外部触发机制。



References

- [1] G. Baym, D. Pines, *Annals of Physics*, 66, 816 (1971)
- [2] X. Y. Lai, R. X. Xu, arXiv:1506.04172, (2015)

雷达方程的拓展

李柯伽

北京大学科维理天文与天体物理研究所
北京 100871

Email: kjlee@pku.edu

背景

我们知道，雷达方程是射电天文学中最重要的核心概念之一。从观测上，正确地运用雷达方程可以帮助研究人员预估观测结果的信噪比，而计算出预计的相关实验精度；从理论上，雷达方程的建立则是对实际观测和信号的抽象，有必要探明其适用范围。

内容

在口头报告里，我们探讨了在P-ALFA脉冲星巡天中，真实探测到的脉冲星小于预期探测到的脉冲星数量的问题，并尝试进行解决。通过分析雷达方程的基本假设，我们提出，这个问题是系统噪声相干性导致的。由于存在背景射电干扰，雷达方程的基本假设被破坏，即噪声不再是白色噪声，而具有某种相干性。通过对真实观测数据处理，噪声基本上确定是幂率谱，在较低频率时具有较高贡献。这种弥散的射电干扰，大大降低了（ 10^2 - 10^3 倍！）色散量DM较低，周期较长脉冲星的搜索灵敏度。由于射电干扰的弥散性，这种射电干扰无法通过简单的频谱仪测量获得。

结论

中国目前正在建造世界上最大的射电望远镜，还有可能建成110米全可动的射电望远镜。脉冲星皆是两者的重要科学目标。我们看到，**弥散射电干扰对于脉冲星搜寻是致命的！我们迫切需要监测相关台址处的射电环境，并对此环境进行保护；另外设计，建造望远镜时，也必须考虑到相关设备的射电干扰情况，并进行细致的测量。**

X射线双星Aql X-1的研究进展

李兆升
湘潭大学物理与光电工程学院
物理系
中国 湖南 411105
Email: lizhaosheng@xtu.edu.cn

1 引言

人们对极端致密物质的状态不甚清楚,而中子星丰富的辐射特性为这一难题提供了理想的实验平台.精确测量中子星的质量和半径,从而判断脉冲星类致密天体的物态(传统中子星抑或奇异星),这是未来X射线时变与偏执望远镜(eXTP)的主要科学目标之一.

2 观测

中子星的半径的测量与质量的测量相比要困难的多,现有的测量手段,例如X射线暴,引力红移,脉冲轮廓的拟合,宁静态X射线双星的能谱,准周期震荡等,都或多或少有些不确定的因素存在.因此,准确的测量中子星的半径面临诸多挑战.可能的解决手段有:(1)通过未来更强大的高能望远镜,充分了解X射线双星的辐射和爆发机制,减少不确定的参数;(2)从射电观测中,测量中子星的转动惯量;(3)通过多种方法联合限制同一个中子星的质量和半径,从而间接消除不确定因素引入的测量误差.

3 目前工作

我们利用目前已有的高能X射线观测数据,从X射线暴和宁静态时的能谱中,独立的测量了低质量X射线双星Aql X-1中的致密星的质量和半径,因这两种方法完全独立,因此可以同时给出质量,半径,距离等信息.目前的工作结果表明,我们通过这两种方法能将中子星的质量和半径限制的更加准确.相关论文正在准备之中.

另外,本人从2015年7月开始,加入湘潭大学物理系,欢迎各位来湘潭大学参观,访问.

Detecting Relic Gravitational Waves by Pulsar Timing Arrays: Effects of Cosmic Phase Transitions and Relativistic Free-Streaming Gases

Xiaojin Liu

Department of Astronomy, University of Science and Technology of China,
Hefei 230026, P. R. China

Email: xiaoking@mail.ustc.edu.cn

1 Introduction

Various inflation models predict Relic Gravitational Waves (RGWs). Pulsar Timing Arrays (PTAs) provide an approach to detect RGWs in the nHz band. Several effects damp the energy density spectrum of RGWs. Previous research only studied the damping effects of cosmic expansion. But cosmic phase transitions could damp the spectrum by amount of 60% in nHz band. Here, we study the effect of cosmic phase transitions on the $r - n_t$ space. We also consider the detection ability of future PTAs.

2 RGW spectrum and Cosmic phase transitions

The present energy-density spectrum of RGW, $\Omega_{\text{gw}}(k, \tau_0) = rk^2 A_R(k_0)/(12H^2(\tau_0)) \times (k/k_0)^{n_t} \times T^2(k, \tau_0)$, is determined by the initial spectrum (i.e. r and n_t) and the damping effects (i. e. $T^2(k, \tau_0)$) in the propagation.

The newest constraints on r comes from Cosmic Microwave Background (CMB): $r < 0.11$ with 95% confidence[1], but no constraint on n_t . The slow-roll model predicts $n_t < 0$ [2], but non-canonical inflation models may predict $n_t > 0$ [3].

The transfer function is usually splited into several parts, $T(k, \tau) = T_z(k, \tau) \times T_{\text{PT}}(k, \tau) \times T_\nu(k, \tau)$, to consider different damping effects: cosmic expansion, cosmic phase transition and free-streaming gases.

The expansion of the Universe damps RGWs through $T_z(k, \tau) = 1/a(\tau)$. In the radiation dominated era, massive particles became less relativistic and contributed less to the total energy, changing the expansion rate thus affecting RGWs [4].

Fig. 1 shows the transfer function of cosmic phase transitions. The annihilation of e^+e^- reduces the spectrum by 20%, while QCD transition damps the spectrum as much as 60%. If we take Supersymmetry (SUSY) particles into account, the spectrum will be damped by amount of 70%.

The energy density spectrum of RGWs is shown in Fig. 1. In the sensitive band of PTAs, cosmic phase transition from QCD damps the spectrum as much as 60%, while the effects of dark fluids are quite small.

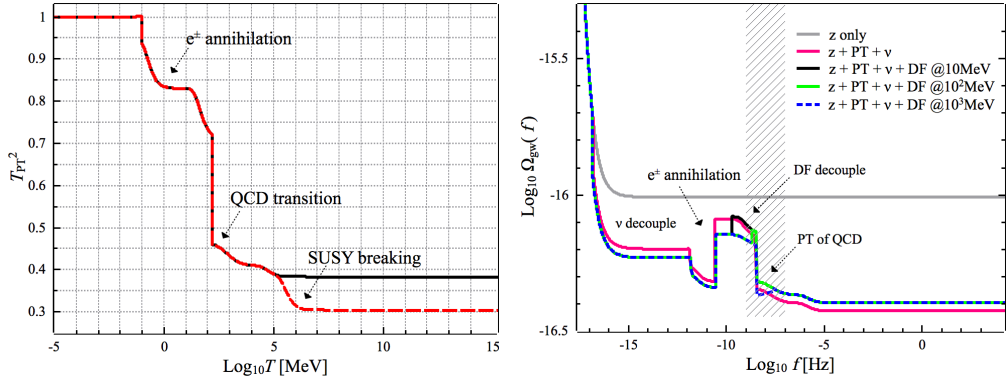


Figure 1: *Left*: The transfer function of cosmic phase transitions. *Right*: The energy density spectrum of RGWs. We choose $r = 0.1, n_t = 0$. The shaded area is the PTAs band.

3 Current and future constraints on $r - n_t$

Three groups (PPTA, EPTA and NANOGrav) working on the detection of RGWs through PTAs have released their newest data. No RGWs are detected, but the upper limit on the strain amplitude is achieved. We adopt the relatively complete data from EPTA [5] and NANOGrav [6] to constrain the $r - n_t$ space. Fig. 2 shows the constraints on $r - n_t$ space. We see that NANOGrav is a bit more stringent in constraining $r - n_t$ space. For all indices in $(0, 1)$, when we consider cosmic phase transitions, the upper limit on r will raise by a factor of 2.3.

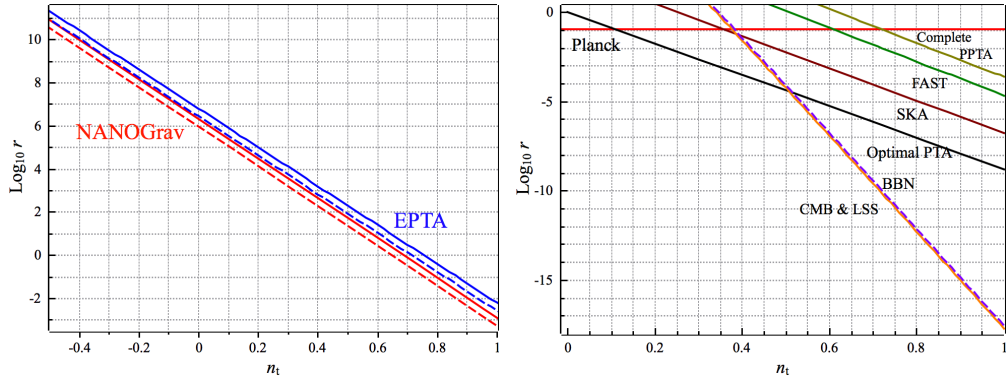


Figure 2: *Left*: The constraints on $r - n_t$ by use of EPTA [5] and NANOGrav [6]. The dotted lines consider cosmic expansion only, while the solid include cosmic phase transitions. *Right*: The constraints on $r - n_t$ with 95% from current CMB, present BBN and future PTAs. All the bounds consider cosmic expansion $T_z(k, \tau_0)$ and phase transitions $T_{PT}(k, \tau_0)$.

The proposed PTA projects [7] will observe much more quiet pulsars with longer span. We follow [7, 8] to construct the signal-to-noise ratio for PTAs and set $\text{SNR}=2$ to give constraints on $r - n_t$ space with 95% confidence level.

Fig. 2 shows the constraints of future PTAs. Near $n_t = 0.38$, SKA is competitive with the current CMB observations. In $n_t \in (0.36, 0.38)$, SKA is a factor of 1.3 better than BBN and CMB. We see that optimal PTA become the most sensitive detector for $n_t \in (0.11, 0.5)$, restricting $n_t < 0.23$ for $r = 0.01$ and $n_t < 0.34$ for $r = 0.001$.

When n_t is fixed, CMB is still the most stringent near $n_t = 0$, but for the larger n_t , e.g. $n_t = 0.2$, the optimal PTA requires $r < 0.02$. Therefore, the future constraints could be much more stringent than the present ones if the spectral index is positive.

4 Conslusion

The energy density spectrum of RGWs could be damped by cosmic phase transitions, such as e^+e^- annihilation, QCD transition and SUSY breaking, in the frequency range $f > 10^{-10}\text{Hz}$, well in the sensitive range of PTAs. By considering the damping effects of cosmic phase transitions, we find that, for a given spectral index n_t , the upper limit of the tensor-to-scalar ratio r increases by a factor ~ 2 .

References

- [1] P. A. R. Ade *et al.*, arXiv:1502.01589; P. A. R. Ade *et al.*, arXiv:1502.02114.
- [2] D. Baumann and L. McAllister, arXiv: 1404.2601
- [3] Y. S. Piao, Phys. Rev. D **73**, 047302 (2006); T. Biswas and A. Mazumdar, Classical Quantum Gravity **31**, 025019 (2014); E. J. Copeland, N. J. Nunes and M. Shaeri, Phys. Rev. D **77**, 023510 (2008), Phys. Rev. D **79**, 023508 (2009); F. Briscese, A. Marciano, L. Modesto and E. N. Saridakis, Phys. Rev. D **87**, 083507 (2013); D. Cannone, G. Tasinato and D. Wands, JCAP **1501**, 029 (2015); Y. Cai, J. Gong, S. Pi, E. N. Saridakis and S. Wu, arXiv: 1412.7241
- [4] Y. Watanabe and E. Komatsu, Phys. Rev. D **73**, 123515 (2006).
- [5] L. Lentati *et al.*, Mon. Not. Astron. Soc. **453**, 2576 (2015).
- [6] Z. Arzoumanian *et al.*, arXiv:1508.03024.
- [7] W. Zhao, Y. Zhang, X. P. You and Z. H. Zhu, Phys. Rev. D **87**, 124012 (2013).
- [8] F. A. Jenet, G. B. Hobbs, K. J. Lee and R. N. Manchester, Astrophys. J. **625**, L123 (2005)

通过分析PSR B1133+16的多频轮廓来得到辐射位置 与发出辐射的粒子的能量

卢吉光
北京大学物理学院
天文系
中国 北京 100871
Email: lujig@pku.edu.cn

PSR B1133+16的脉冲轮廓有两个峰，但是在用高斯函数进行拟合时会发现，用两个高斯峰无法很好地拟合它，在两峰中间的桥接处有很大的残差。用三个高斯峰进行拟合时会得到比较好的残差，不过这时拟合得到的中间的峰会很宽，不像一个独立的辐射成分。现在不把轮廓视为由多峰组成，而是直接将它视为一个空心的辐射锥被视线扫过时的截面（如图1左图所示）。通过对这种锥截面的多峰拟合可以发现，它也具有以上特点：用两峰难以拟合，用三峰拟合时中央峰非常宽。这表明PSR B1133+16的辐射束很有可能是一个空心锥形的。

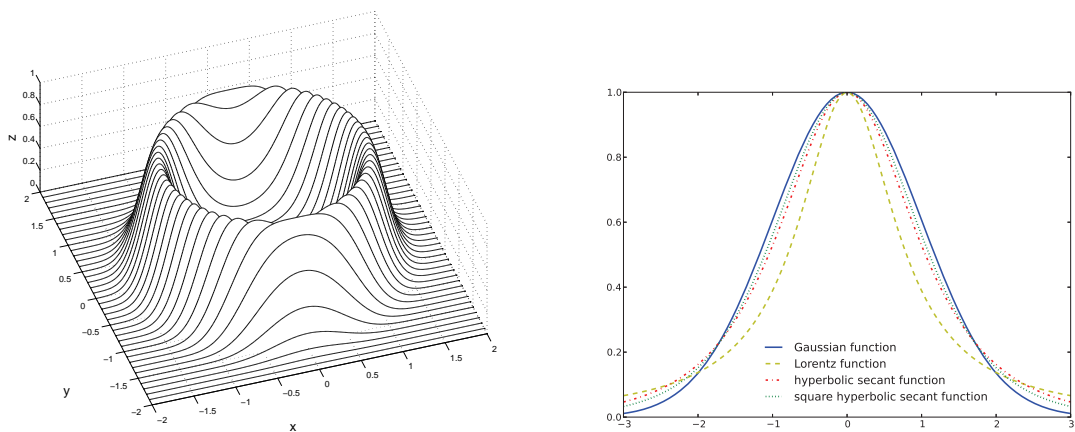


Figure 1: 左图：空心锥在不同位置处的切面；右图：四种不同的函数的对比图。

另一方面，在拟合轮廓时，由于高斯函数的边缘下降速度过快，高斯函数对于峰的边缘处的拟合效果并不是很好。采用其它形状像是峰的函数（如图1右图所示）测试对轮廓的拟合效果时，在对PSR B1133+16从116.75 MHz到8600 MHz的桥接部分比较明显的8个频率的数据进行三峰拟合分析后可得出结论：双曲正割函数的平方函数对于脉冲成分的边缘处的拟合效果更好，更适合作为峰函数进行轮廓拟合。这也说明PSR B1133+16的轮廓边缘更接近于指数下降。

使用双曲正割函数的平方函数作为锥的基本形状，得出的锥的函数为

$$I = A \operatorname{sech}^2\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\theta_\mu - \theta_{\mu 0}}{\sigma}\right) \times (1 + k \cdot (\phi - \phi_0)),$$

其中 A ， ϕ_0 表征轮廓的高度和中心位置， θ_μ 是辐射点到锥中心的夹角， $\theta_{\mu 0}$ 是锥的张角， σ 表征空心锥的壁的厚度， k 表征锥两侧的不对称程度。按这一函数对PSR B1133+16的归一化的轮廓进行拟合，除去没有实际物理意义的轮廓的高度和中心位置外，拟合可得出锥的张角，锥壁的厚度以及锥的不对称度。拟合的结果表明，锥的张角以及锥壁的厚度都会随着频率的增加而减小。在偶极场假设下，如果事先假设了发出辐射的粒子所在的磁场线，那么通过辐射锥的张角可以计算出辐射的高度，并因此可以得出辐射频率随高度而降低的结论。

按照逆康普顿散射模型和曲率辐射模型，在同一频率上，辐射锥的张角与发出辐射的粒子的能量有关，因此，可以推断：锥壁的厚度会与粒子的能谱宽度有一定关系，峰的边缘的下降速度与粒子能谱结构相关。可以计算出粒子能量及粒子能谱宽度随高度的变化，此相关关系可以在图2中看出。其中，核区代表辐射粒子位于临界磁力线靠近磁轴一侧，环区代表辐射粒子位于临界磁力线与最外开放磁力线之间。由于环区给出的辐射高度更低，那么按粒子能量的衰减速度反推到极冠区时，给出的粒子能量更接近于极冠区间隙理论给出的结果，因此辐射粒子更有可能来自环区。另一方面，由于边缘的下降速度与粒子能谱结构有关，通过比较各种峰函数的拟合结果，可以推测粒子的能谱可能为指数谱。

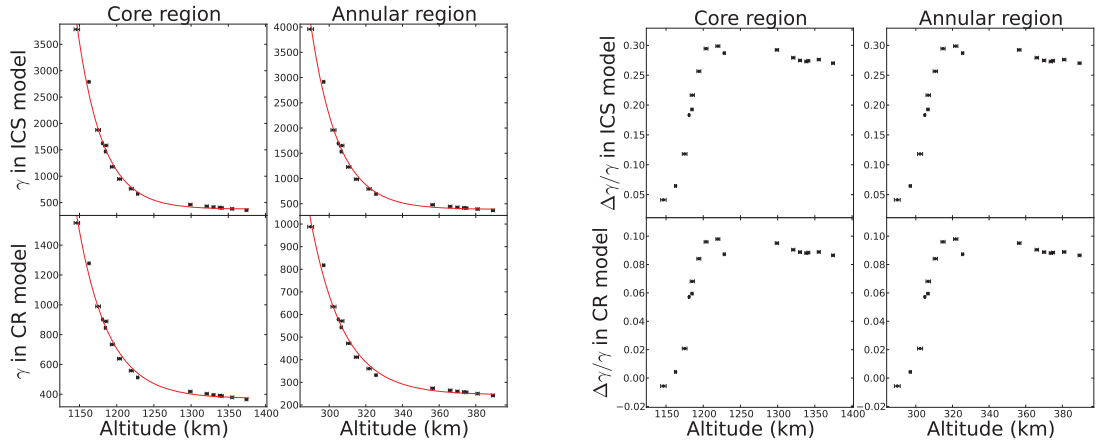


Figure 2: 左图：粒子能量随高度的变化，这些点已被一含本底的指数函数拟合（红色线）；右图：粒子能谱宽度随高度的变化。

锥的不对称性随着频率也有着连续的变化（左峰与右峰的高度之比随着频率逐渐增加），这可能与因脉冲星转动所产生的某些效应相关。

银河系中心黑洞模型失效和磁单极存在的天文观测证据

彭秋和 (qhpeng@nju.edu.cn)
(南京大学天文系)

摘要

2013 年<Nature>文章中报导了在银心附近发现反常强的径向磁场。它可能具有两个重大意义:1) 银河系中心的黑洞模型是非物理的; 2)它可能是(粒子物理学预言的)磁单极存在的强烈天文观测证据。这些天文观测结果似乎表明: 必须寻找新的有效模型。而这些天文观测却正好同我们在十多年前在 ApJL, 551(2001) L23-L26 文章<含磁单极超巨质量的活动星系核模型>文章中的(而且是定量的)预言基本相吻合。这是目前唯一给出定量预言的模型。

关键词: 银河系中心天体、磁场、黑洞模型、磁单极。

§I 近年来天文观测新进展

近年来人们在银河系中心方向天文观测的最重要的新进展如下:

- 1) 2013 年在<Nature>的一篇文章^[1] 报导了对紧密靠近银心区域新近发现的脉冲星 (PSRJ1745-2900), 它是一颗周期为 3.76s 的磁星、发现时它呈现明亮的 X-ray 闪耀)的多波段射电测量。显示了脉冲星的反常大的 Faraday 旋转(在外磁场下, 射电辐射的偏振面的旋转), 它表明在中心“黑洞”附近存在着在动力学上重要的磁场。经过详细的分析后, 该文主要的观测与分析的结果是: 在离银心距离为 0.12 pc (秒差距)处), 探测到反常强的径向磁场 :下限为 8 mG

$$B \geq 8 \left[\frac{RM}{66,960m^{-2}} \right] \left[\frac{n_e}{26cm^{-3}} \right]^{-1} mG \quad (1)$$

- 2) 2013 年的综述文章^[2]对来自银心方向各种辐射的最新天文观测研究进展进行了报导:
 - a)在银心 (5-50) R_g (相应黑洞的引力半径)区域内探测到从射电波区连续辐射一直延伸到近红外的亚毫米波段。对应的热成分连续辐射的峰值位于亚毫米波区的 10^{12} Hz 处。随后因星际介质吸收而突然截断。
 - b) Chandra 空间 X-ray 望远镜意外地探测到 SgrA*(银心方向)是一个微弱的 X-ray 源, 而且探测到时标约为 1 小时的 X-ray flare 和近红外辐射(NIR)的 flare。这表明了这些辐射是从银心的 $10R_g$ 区域内发射出来的。

§II. 银心附近反常强磁场发现的重大意义

从这些最近的天文观测现象出发, 我们可以推断出两个极为重大的惊人矛盾与科学论断:

- 1) 银心附近如此强大磁场的天文观测事实的直接物理后果是: 现有流行的银河系中心黑洞模型失效。论据如下:

通常, 星系核的“黑洞模型”是依靠星系核外围的吸积盘物质流入黑洞邻近, 从释放出来的引力势能转化为动能, 而粒子间这种动能(通过相互碰撞)转化为热能再转化为向外的辐射能。而黑洞本身是不会向外发出任何辐射的(除了理论上极其微弱的 Hawking 辐射)。但是, 根据(磁流体力学中的)“磁冻结”效应, 当径向磁场足够强大, 使得磁能密度大于等离子体

吸积盘气体(及尘埃)的动能密度 $(\frac{B^2}{8\pi}) > (\rho v^2)/2$ 或 $B > \sqrt{4\pi\rho v^2}$ 时, 等离子体气流就会被磁场阻挡在外面。我们设想在距离银心大约 $r = 0.12 pc$ 处有一个围绕银心旋转的等离子体吸积盘。位于银河系中心的超巨质量天体("黑洞")的质量为 $4.6 \times 10^6 m_{Sun}$, 围绕它旋转的开普勒运动速度为 $v_{rot}/c = \sqrt{R_S/r} \approx 10^{-3}$, 因而

$$B_{Alfvén} = \sqrt{4\pi\rho v^2} = \left(\frac{4\pi mc^2}{N_A}\right)^{1/3} \left(\frac{R_S}{r}\right)^{1/2} \approx 1.3 \left(\frac{n_e}{26cm^{-3}}\right)^{1/2} mG \quad (2)$$

由于前述的天文观测在 $r = 0.12 pc$ 处发现的径向磁场的下限(见(1)式)为 $8mG$, 由此推论: 等离子体的吸积盘将被磁场阻挡在离银心相当远的距离(至少 $r > 0.15 pc \approx 4.6 \times 10^{17} cm$) 以外。即等离子体吸积盘的气体(及尘埃)物质流将无法进入银心的内区(注:对于 $4.6 \times 10^6 m_{\odot}$ 的黑洞而言, 黑洞视界半径(Schwarzschild 半径 R_S) 约为 $1.4 \times 10^{12} cm \approx 0.1 a.u.$ (天文单位), 等离子体吸积盘物质流被阻挡在 $3 \times 10^5 R_S$ 以外。

那末, 近年来人们探测到来自银心 $(5-50)R_S$ 范围内从射电波区一直延伸到近红外的辐射和 X-ray^[2] 都不可能是银心外围的吸积盘物质产生的。因此, 已经流行了半个世纪的传统的“银河系中心大质量黑洞模型”是非物理的、不真实的。它无法解释上述来自银心方向各种辐射的最新天文观测现象。也就是说, **银河系中心不可能是通常的黑洞。这是对现代物理学和天体物理学的第一个严峻的挑战。**

2) 重大疑惑: 在距离银河系中心 $r=0.12 pc$ 处反常强磁场 ($B > 8mG$) 的源泉是什么?

利用目前已知的常规物理学, 人们完全不知道如此强的磁场来自何方? 利用人们熟悉的产生磁场的最有效的机制(所谓“发电机理论”)都无法在银河系中心附近($r=0.12 pc$ 处)产生如此反常强大的磁场。具体论述如下:

迄今为止, 已知产生磁场的最有效的机制是太阳内部对流层产生黑子少磁场的 MHD (磁流体力学) 的“ α -湍流发电机”理论。它是 1953 年由 Parker 提出来的。它的关键观念^{[3][4][5]} 是: 湍动的电磁流体内, 脉动的流体速度和脉动的磁场将会诱发产生感生电动势, 它的(湍动)平均的感应电动势不仅正比于磁场强度, 而且它方向也平行于磁场方向。

$$\vec{\varepsilon} = \alpha \vec{B}, \quad \alpha \equiv \alpha(\sigma_c, \vec{v} \cdot \vec{\omega}) = -\frac{\sigma_c}{3c} \overline{\vec{v} \cdot \nabla \times \vec{v}} = -\frac{\sigma_c}{3c} \overline{\vec{v} \cdot \vec{\omega}} \quad (3)$$

其中 σ 是物质电导率, t_c 是湍流的特征时标, \vec{v} 为湍流速度, $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ 为湍流的涡旋强度。

系数 α 的大小至今仍在研究中^[6], 其不确定性可能达到 1-2 个数量级。

根据(3)式, 纬向磁场诱发而产生纬向电动势, 而纬向电动势产生纬向电流, 按照 Faraday 定律, 纬向电流产生经向磁场; 再根据(3)式, 经向磁场诱发而产生经向电动势, 而经向电动势产生经向电流, 再按照 Faraday 定律, 经向电流产生纬向磁场; 这种循环过程导致磁场不断地增强放大。这就是 MHD 中“ α -湍流发电机”机制的原理。

按照“ α -湍流发电机”机制，它产生的

磁场的能量密度=感应电流的能量密度=等离子体电荷密度 \times 感应电动势，

$$\text{即} \quad \frac{B^2}{8\pi} = yne\varepsilon = yne\alpha(\sigma_c, \overline{\vec{v} \cdot \vec{\omega}})B$$

其中 y 为电离度， n 为等离子体物质数密度。由此可得按照“ α -湍流发电机”机制产生的磁场为

$$B = 8\pi e\alpha(\sigma_c, \overline{\vec{v} \cdot \vec{\omega}})yn \quad (4)$$

对于太阳黑子的磁场，通常观测为几千 Gauss, 估计最大磁场可达 10^5 Gauss 。太阳黑子磁场被认为产生于太阳对流层内, 是通过“ α -湍流发电机”机制产生的。太阳对流层内相应的物质密度约为 8 g/cm^3 (有关太阳内部对流层及其较差自转的数据可由如下网页读出:

http://www.aip.de/image_archive/images/howe_solar_rotation.jpg

我们假定星际气体和气体云产生磁场的机制与太阳对流层内产生黑子磁场的机制都是类似的, 即都是“ α -湍流发电机”机制。这样, 我们将(4)式同时应用于太阳和星际气体云(取二者的比值), 可以得出:

$$\begin{aligned} B &= B_{Sun, \max} \frac{n}{n_{Sun}} r(\sigma_c, \vec{v}_{turb}) \\ &= 10^{-19} \left(\frac{n}{5 \text{ cm}^{-3}} \right) r(\sigma_c, \vec{v}_{turb}) \text{ Gauss} \end{aligned} \quad (5)$$

$$r(\sigma_c, \vec{v}_{turb}) = \frac{y}{y_{Sun}} \frac{\alpha(\sigma_c, \overline{\vec{v} \cdot \vec{\omega}})}{\alpha(\sigma_c, \overline{\vec{v} \cdot \vec{\omega}})_{Sun}} \quad (6)$$

上述待定因子 $r(\sigma_c, \vec{v}_{turb})$ 可能有 1-2 个数量级的不确定性。我们可以利用近年来人们对某些正在坍缩(将要形成恒星)的致密气体分子云的有关观测资料来估算它。例如:

1) 2012 年人们观测到较为致密星云的迄今最强磁场是正在坍缩的 W51 e2 核心附近(Koch et al.2012), $B_{\max} \approx 19 \text{ mG}$ (平均值约为 10 mG), 对应的星云密度为

$n = 2.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, 由(5)式估算, $r(\sigma_c, \vec{v}_{turb}) \sim 3.7 \times 10^{10}$ 。

2) 2014 年邱科平等测定了大质量恒星形成区的 H_2 分子云 G240.31+0.07 的磁场, 约为

1 mG , 对应的物质数密度为 $n = 2.7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Qiu et al. 2014)。由(5)式估算,

$r(\sigma_c, \vec{v}_{turb}) \sim 1.85 \times 10^{11}$ 。

上述对两个星云的测量估算的 $r(\sigma_c, \vec{v}_{turb})$ 相差 5 倍, 在上述不确定性范围之内。利用这里

估算的 $r(\sigma_c, \vec{v}_{turb})$ 值, 对于距离银河系中心 0.12 pc 处的星际气体电子数密 $n_e \approx 26 \text{ cm}^{-3}$

(见(1)式)^[1], 由(5)式可知, 通过“ α -湍流发电机”机制能够产生的磁场 $B < 0.1\mu G$, 同 2013 年人们观测到的磁场下限 $8mG$ ^[11]相比较, 它至少要低 10^5 倍。

这样, 我们由此得出结论: 人们在距离银心 $0.12pc$ 处发现下限为 $8mG$ 的反常强的磁场是不可能通过“ α -湍流发电机”机制产生的。也就是说, 迄今人们熟悉的通常物理学(电磁理论与磁流发电机理论)都远远不可能产生如此强大的径向磁场。这个矛盾也明显地是对现代物理学的另一个严峻挑战。

这些天文观测与分析结果显示的两大物理学矛盾表明: 必须寻找新的在银河系中心即能够产生如此强大的径向磁场, 又能够产生同最近几年在银心方向观测到的非常丰富的辐射的有效物理模型。

§III. 类星体与活动星系核的含磁单极的非黑洞模型

实际上, 在 30 年前,我们就开始了关于<含磁单极的活动星系核模型>及其性质的研究(参考文献[6-15])。其中, 1985 年同年发表了有关论文 6 篇[6-11]。后来我们于 2001 年在 ApJL 上发表了一篇这个模型简要总结性论文[14]。并提出了有关的五个理论预言。这五个理论预言都同近年来的天体物理观测惊人地相吻合。我们的模型主要思路如下:

我们接受粒子物理学在 1970 年代提出的超重磁单极观念[6-11]。特别是利用下述性质:

- 1) 我们利用粒子物理学中的 Rubakov-Callan 效应(RC 效应): 磁单极催化核子衰变为轻子(重子数不守恒)作为类星体、活动星系核的主要能源。替代黑洞模型(周围的吸积流模型只是作为次要能源)
- 2) 星系核心的超巨质量天体在其周围附近区域的引力效应类似于黑洞。但是, 含有足够数量磁单极的超巨质量天体既无黑洞视界、也无中心奇异性, 这是由于磁单极催化核子衰变反应的速率正比于物质密度的平方。衰变出来的轻子与光子向外发射, 因此中心密度不可能趋向无穷大。结合粒子物理学中的 RC 效应,避免了经典广义相对论的黑洞理论呈现的中心奇异性问题。使自然界物理理论变得完全自洽与和谐。

对于银河系中心超巨质量天体, 我们模型的主要预言如下^[14]:

- 1) 产生并发射大量正电子^[9]。产生率约为 。在银心方向呈现非常强的正、负电子湮灭谱线。其流量同高能天体物理的观测相吻合。
- 2) 同时发射能量高于 $0.511MeV$ 的高能辐射, 其积分总能量不仅远远高于正、负电子湮灭谱线的总能量, 而且也远远高于中心天体的热光度。这个预言也同观测相吻合^[14]。
- 3) 聚集在银心的超巨质量天体区域内的磁单极将产生强大的径向磁场, 在天体表面(半径约为 $50 a.u.$)处磁场强度约为 $(20-100) Gauss$ ^[14]。由于径向磁场强度随着距离平方成反比衰减,因此在 $r = 0.12pc \approx 3.7 \times 10^{17} cm$ 错误!未找到引用源。处, 错误!未找到引用源。。

这个预言同 2013 年测量的磁场下限值($8mG$)在定量上相当吻合。

我们在 2001 年 ApJL 的论文^[14]中明确地声明:这个预言是可以在不久的将来被天文观测检验的关键性预言。这里我们强调的是: 我们的这个预言是排它性的预言。即如果天文观测果真观测到如此强大的径向磁场, 它就只有我们的模型才能够产生, 其它任何模型都将被排斥与否定。

- 4) 如果我们假设在离地球 $50Mpc$ 范围内所有活动星系核中心都是这类含有饱和磁单极的超巨质量天体, 则它们可能是观测到的极端超高能(能量达到)宇宙线的源泉(详细请参看 [15])。

5) 我们预言了在银心的超巨质量天体表面温度约为**错误!未找到引用源。** K **错误!未找到引用源。**。同它相应的热辐射能谱的峰值约为 10^{13} Hz [14] (位于亚毫米波段),同近年来的(前述)天文观测结果(10^{12} Hz) [2]相当接近。(注:当年估计的银心超巨型天体的质量为**错误!未找到引用源。**,而目前估计的质量为**错误!未找到引用源。**)

这里我们必须强调:由于银心外围的等离子体的吸积盘被强大的磁场阻挡在相当远的距离以外,不可能到达(5-50) R_g 的内部区域。“银河系中心大质量黑洞模型”是不真实的。我们的“含磁单超巨质量天体模型”不仅是迄今唯一能够提供银心方向的模型,而且关于热辐射能谱的峰值位置,我们模型的预言同近年的天文观测是相当吻合的。上述预言 3)和预言 5)是两个完全独立的、排它性的关键预言。

§IV. 结论与讨论

本文结论如下:

- 1) 银河系中心的黑洞模型是非物理的。
- 2) 银河系中心附近发现反常强磁场的事实可能是(粒子物理学预言的)磁单极存在的强烈天文观测证据。
- 3) 我们的<含磁单极活动星系核模型>有可能是(目前已经提出的唯一的)一种合理模型。

讨论:

本文只是根据近年来的天文观测进展来论证银河系中心的黑洞模型是非物理的。本文并未直接涉及其它的星系核(特别是活动星系核)和类星体的中心天体的“黑洞模型”问题。

我们在这里只是强调指出,虽然有关类星体与活动星系核的天文观测资料非常丰富,但是,在这大量的观测资料中,只有关于来自银河系中心天体(被普遍认为是“黑洞”)引力性质与辐射性质的观测资料最为丰富而且最为可靠。

至于对于其它的活动星系核和类星体的中心天体(被普遍认为是“黑洞”)的问题,近年来也出现了某些不利于“黑洞模型”的文章。例如:

1) 类星体近红外辐射的观测证据:

黑洞由一个尘埃组成的吸积盘环绕着。类星体发出的紫外和光学辐射的很大部分都被这些尘埃吸收,然后再重新以红外波段向外辐射。而且,最热的尘埃被中心能源所加热发射近红外辐射。这些热的尘埃发出的辐射被观测到几乎被认为是普遍的,而且被当作活动星系核的统一模型的强烈观测证据。

为了研究在高红移处热尘埃的性质,文[17]作者们通过 Spitzer 空间望远镜,

获得了 21 个高红移(红移 $Z \approx 6$ 左右)类星体的深度(Deep)红外光度。在这 21 个高红移类星体中,他们观测发现:有两个类星体没有探测到热尘埃发射的红外辐射。文章作者们解释为:可能这两个无热尘埃发射的类星体很可能是无尘埃环境下形成的第一代类星体。它们太年轻,在它们周围吸积的热尘埃数量太少,还无法观测到。可是,既然它的周围还没有吸积盘物质的流入,那末它的非常高的光度难以利用“黑洞模型”来解释。我们认为,这个天文观测现象再次有利于我们的 <含有磁单极星系核的非黑洞模型> [8,13,14]。

2) 关于活动星系核的喷流(Jet)问题

现有流行的观念是:活动星系的喷流是从活动星系核心的超大质量黑洞外围的吸积盘(在黑洞邻近)两极形成的喷流。它同中心黑洞的性质(特别是质量)密切相关。天文观测发现的最典型的喷流是 M87(它的中心“黑洞”质量被估算为 $3 \times 10^9 m_{\odot}$)。

虽然关于这些巨大的高速喷流物、高度的准直性(直到 Mpc 的遥远距离内喷流也保持集中在非常小的立体角内)的性质、喷流形成原因和喷流行程中往往呈现某些结点现象等问题在

理论上迄今仍然是茫然无知的谜。但是, 由于 80 年代初, Rees 和 Blandford 等人提出的活动星系核黑洞的吸积盘新模型(内区增厚、两极呈现某种烟囱), 描绘出了一个可能产生由两极向外喷射物质流的图像。自此以后, 活动星系的喷流(Jet)的存在被公认为活动星系核黑洞模型的强有力的天文观测证据。

但是 2014 年, Sell 等人对 12 个具有中等红移($Z \approx 0.6$)、而且呈现高速($v > 1000 \text{ km/s}$)的电离气体外流现象的致密星系进行了多波段观测以及快速的恒星形成过程的分析、研究^[18]。该文作者的结论是: 他们发现: 这些星系的电离气体外流速度同 AGN 的活动性没有相关性, 而它们的能源是由新近发生的极端致密的星暴(extremely compact starbursts)提供的。这篇文章明确表明了不同于“黑洞模型”的观念。

3) 类星体质量随红移增大而增加的问题

众所周知, 黑洞质量只能(由于吸积而)增长, 黑洞的质量不能减少(Hawking 辐射效率太低, 可以忽略)。可是, 非常奇怪而难以解释的现象是: 高红移的类星体中心天体质量普遍认为是 $10^8 - 10^{10} m_{\text{Sun}}$, 而低红移的类星体与活动星系核的中心天体质量普遍认为是

$10^6 - 10^8 m_{\text{Sun}}$ (近红移区域最大的活动星系核中心质量是 M87, 它的中心“黑洞”质量被估算为 $3 \times 10^9 m_{\odot}$)。

如何理解这个“类星体质量随红移增大而增加”的现象?

可能有两种似是而非的解释: 1) 这个现象是一种观测选择效应: 低质量的类星体(及活动星系核)光度较低。距离太遥远的高红移处在 2) 宇宙早期(高红移处)星系空间数密度很大, 很容易相互碰撞而并合, 容易形成质量非常大的黑洞。

这两种解释都难以说明为什么在 $Z < 1$ 的中低红移处除了 M87 的中心天体可能

$m \sim 3 \times 10^9 m_{\text{Sun}}$ 外, 其它已知的类星体与活动星系核的中心天体质量都低于

$m < 1 \times 10^9 m_{\text{Sun}}$ 。而 $Z \sim 6$ 的类星体质量可达 $m \sim 1 \times 10^{10} m_{\text{Sun}}$ 以上

如果利用我们的<含有磁单极星系核的非黑洞模型>^[8,13,14], 则很自然地容易解释: 我们利用粒子物理学中的 Rubakov-Callan 效应(RC 效应): 磁单极催化核子衰变为轻子(重子数不守恒)作为类星体、活动星系核的主要能源。这种超巨质量天体内部的核子连续不断地衰变为轻子, 最后转化为辐射, 使得中心天体的质量不断地减少。这自然地解释“类星体与活动星系核的质量随着红移的减少低而降低”的趋势。

前述内容只是表明了对于类星体与活动星系核的中心天体“黑洞模型”的一些挑战, 但是, 我们还无法类似于银河系中心那样, 明确地观测到反常强的径向磁场而排斥银心黑洞模型。但是, 2014 年 6 月<Nature>的文章^[16]却直接涉及这个问题。

4) 某些射电噪的活动星系中心也可能存在很强的径向磁场。

2014 年 6 月<Nature>的文章^[16]对 76 个射电噪的活动星系进行了统计分析, 结论推断出在这些活动星系中心处也存在很强的径向磁场, 而且它阻止气体的下落。文章明确指出, 这使得活动星系核<黑洞的标准吸积盘模型>基本假设可能失效。

本文作者非常感谢王青德教授、韩金林教授、黄永丰教授和陈鹏飞教授的热情帮助, 是他们向我提供了关键性的有关天文观测信息。本项目研究感谢中国国家自然科学基金委员会编号为 No. 10773005 和 No. 11273020 项目基金的资助。

!∨

参考文献:

[1] Eatough R.P. et al., 2013, “A strong magnetic field around the supermassive black hole at the

- centre of the Galaxy”, <Nature>, Vol.591, 391.
- [2] Falcke H., and Marko S. B., 2013, “Towards the event horizon - the supermassive black hole in the Galactic Center”, arXiv:1311.1841v1 [astro-ph.HE], 7 Nov. 2013
- [3] Priest, E. R., 1984, Solar magnetohydrodynamics, D. Reidel Publishing Company
- [4] Mestel, L., 1999, Stellar magnetism, Oxford
- [5] Charbonneau P., 2010, “Dynamo models of the solar cycle”, Living Rev. Solar Phys., 7, (2010), 3 . <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-3>
- [6]. 彭秋和,王永久, 1985, “一种新型超巨质量(非黑洞)致密天体.”
科学通报,30,418,1985. Kexue Tongbao, 30,1586,1985(英文版)
- [7]. Q. Peng, Z. Lie and D. Wang, 1985,
“Monopole Content in Celestial Bodies (Quasar ,Galactic Nuclei and Stars) and its Effect”.
Scientia Sinica (Series A) X X VIII,970,1985(in English)
- [8]. Q. Peng, D. Wang and Z. Lie , 1985, “A Monopole Model For The Galactic Nucle”,
Kexue tongbao,30,1056,1985. (in English)
- [9]. D. Wang , Q. Peng and Z. Lie , 1985, “Annihilation line of from the Galactic Center
and the Galactic Nucleus Model with Magnetic Monopoles”.
Kexue Tongbao,30,210,1985(in English).
- [10]. Qiuhe Peng, 1985,
“A Relativistic Rotating Massive Object With Saturation of Magnetic Monopoles”.
Proc.ESA workshop:cosmic X-ray spectroscopy mission, p.127,1985.
(ESA SP-239 September 1985)
- [11] .Qiuhe Peng, 1985,
“Forces Exerting On a Test Particle outside a Relativistic Rotating Massive Object With
Saturation of Magnetic Monopoles and Jet From The Object”
1985. *Proceeding of ESA Workshop Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, p.129,1985
(ESA,SP-239,September,1985.)
- [12] Qiuhe Peng, 1989, “The Critical and Saturation Content of Magnetic Monopoles In Rotating
Relativistic Objects.” *Ap.S.S.*154,271,1989.
- [13] Q. Peng and C. Chou, 1998, “A Model of Quasars and AGNs With Magnetic Monopoles”
Astrophysics and Space Science, 257(1998)149
- [14] . Qiu-He Peng and Chi-Kang Chou, 2001,
“High-Energy Radiation From a Model of Quasars, Active Galactic Nuclei, And the
Galactic Center With Magnetic Monopoles”, *ApJ.*, 551(2001) L23-L26
- [15] 彭秋和, 2002, “极端超高能宇宙线的天体起源(含磁单极的活动星系核模型)”
高能物理与核物理, 26(2002)104
- [16] Zamaninasab et al., 2014, “Dynamically important magnetic fields near accreting
supermassive black holes”, < Nature >, Vol. 510, 126.
- [17] Jiang L., et al., 2010, “Dust-free quasars in the early Universe”
<Nature>, Vol. 464, Issue 7287, pp. 380-383 (2010).
- [18] Sell et al., 2014, "Massive compact galaxies with high-velocity outflows morphological
analysis and constraints on AGN activity"
Apr. arX iv:1404.0677[astro=ph.GA] 2 Apr. 2014

FAST多波束馈源像场旋转

钱磊
国家天文台
FAST工程
中国 北京 100012
Email: lqian@nao.cas.cn

岳友岭
国家天文台
FAST工程
中国 北京 100012
Email: ylyue@nao.cas.cn

1 引言

对于地平式望远镜而言，由于馈源姿态以天顶为基准，所以跟踪过程中像场（馈源平面）相对于天平面有转动。这个角度可以用视差角（parallactic angle，实际和视差没有关系）计算。视差角定义为通过源与北极的大圆与通过源与天顶的大圆的夹角[1]，见图1。计算视差角的变化就可以得到像场旋转角。

由于其柔性结构，FAST望远镜的馈源舱与瞬时抛物面间的相对姿态不一定满足传统地平式望远镜的情形。通过实际测量，可以得到FAST望远镜相对地平望远镜馈源舱旋转角度的改正量。本文假定已经进行了此项改正，故以下将FAST望远镜多波束像场旋转问题变为地平式望远镜像场旋转问题。

2 推导

设S的赤纬为 δ ，则 $PS = \frac{\pi}{2} - \delta$ 。设望远镜的地理纬度为 ϕ ，则 $PZ = \frac{\pi}{2} - \phi$ 。设源的在地平坐标中的方位角（北为0度，北偏东为正）为 A ，则 $\angle PZS = 2\pi - A$ （图1）。源在PZ以东时，视差角为正；源在PZ以西时，视差角为负。

使用球面三角中的正弦公式[2]

$$\frac{\sin q}{\sin PZ} = \frac{\sin(2\pi - A)}{\sin PS}, \quad (1)$$

图1中 q 为负，所以在上式中加了一个负号得到

$$\sin q = \frac{\sin A \cos \phi}{\cos \delta} \quad (2)$$

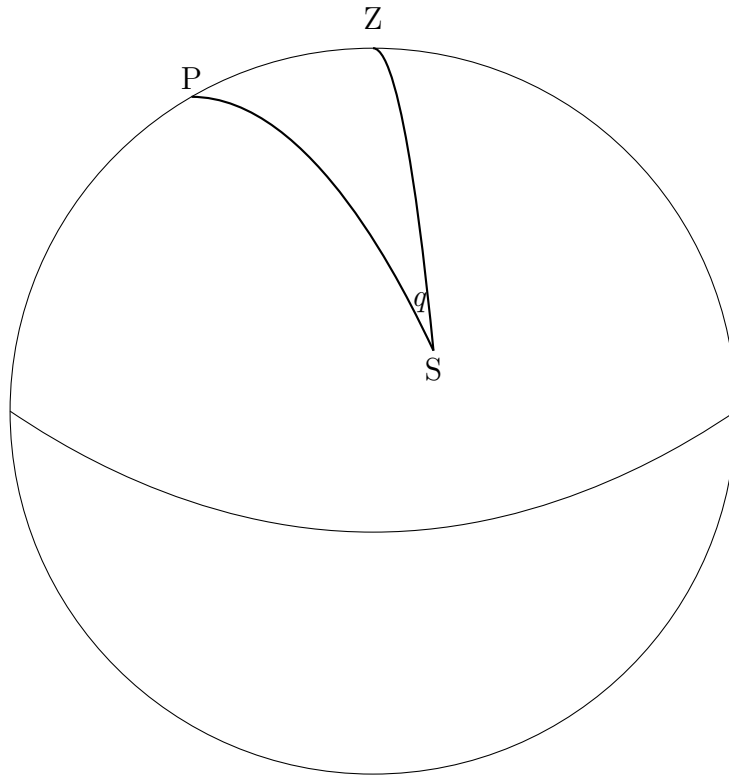


Figure 1: 视差角在天球面上的图示。P是北极，Z是地平坐标中的天顶，S是源的位置。图中角 q 即为视差角。

故视差角

$$q = \begin{cases} \arcsin \left[\frac{\sin A \cos \phi}{\cos \delta} \right], & \text{若源的赤纬小于等于望远镜地理纬度} \\ \text{sign}[\sin A]\pi - \arcsin \left[\frac{\sin A \cos \phi}{\cos \delta} \right], & \text{若源的赤纬大于望远镜地理纬度} \end{cases} \quad (3)$$

可以看到，当源的赤纬和望远镜地理纬度相等时，视差角始终为 ± 90 度。像场没有旋转。

References

- [1] https://en.wikipedia.org/wiki/Parallactic_angle
- [2] https://en.wikipedia.org/wiki/Spherical_trigonometry

“传统假定”给我们带来的思考和“启迪”

乔国俊 (gjin@pku.edu.cn)
(北京大学天文系)

脉冲星发现近五十年来，各个波段的观测提供了大量的观测事实。为解释有关的观测现象，理论工作者提出过各种假定。一些假定，被广泛应用，几乎成为毋庸置疑、理所当然的“传统假定”。面对新的观测，我们会发现，有些“传统假定”误导性很强，以致一些人现在还被“蒙在鼓里”。下面我们举几个例子。

1、中子星表面流出的粒子流等于当地（中子星表面）的静态 GJ 电荷密度。

如果中子星表面粒子可以自由流出，在上述假定情况下，粒子加速和辐射区域靠近自转轴，在“Favorably curved B field”区域；“Unfavorably curved B field”区域不能加速粒子并产生辐射（Arons 1983）。

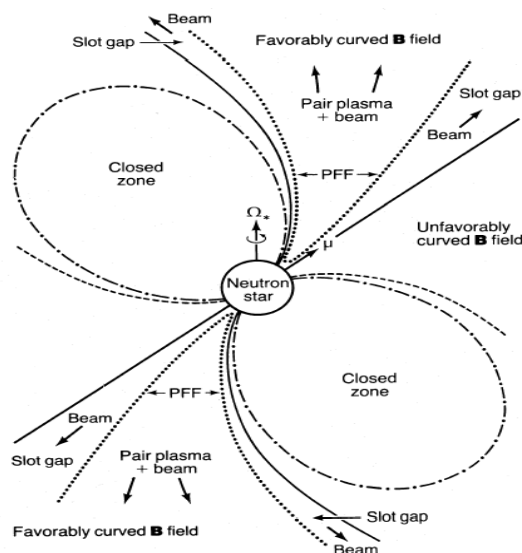


图 1. 在中子星表面流出的粒子流等于当地（中子星表面）的静态 GJ 电荷密度的情况下，粒子加速和辐射区域靠近自转轴，在“Favorably curved B field”区域（Arons, J. 1983）。“Unfavorably curved B field”区域不能加速粒子并产生辐射。

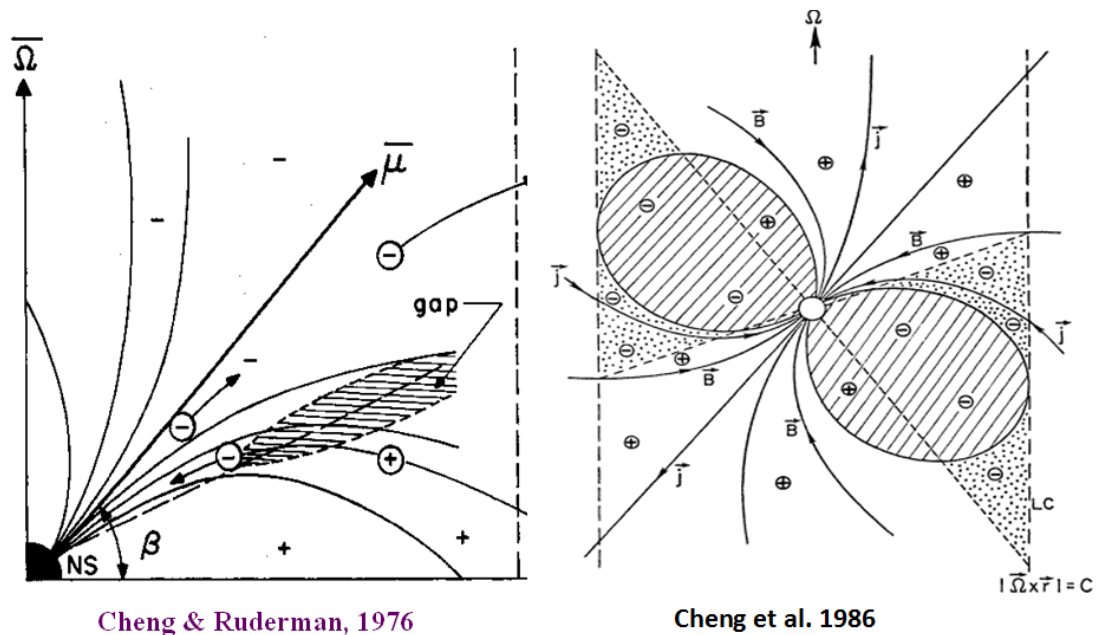
问题：为什么中子星的粒子会流出？

事实上中子星表面粒子的流出是因为光速圆柱附近有粒流出导致的。中子星表面粒子的流出是“果”，由光速圆柱附近流出的粒子是“因”。不能“因”、“果”倒置。考虑到这一点，结果恰巧相反：“Favorably curved B field”区域和“Unfavorably curved B field”区域互换。有关结果，请见下面。

2、外间隙（Outer gap）产生于零电荷面的外边？

射电脉冲星的脉冲宽度比较窄，伽玛射线脉冲星的脉冲宽度大。于是提出射电产生于中子星表面附近靠近极轴的地方；而伽玛射线则产生于外间隙。这样的解释可以说“理所当然”。

外间隙是怎么产生的？假定：1) 中子星的磁层是完全电荷分离的（有正电荷的地方没有负电荷，有负电荷的地方没有正电荷）；2) 在磁轴和自转轴“平行”的情况下（图 2 左图），由光速圆柱跑出一个正电荷，而中子星表面附近的正电荷不能通过负电荷区域流出，于是零电荷面的边间外就少了一个正电荷，相当于多了一个负电荷，在该负电荷排除力的作用下，就有一个负电荷由零电荷面内边界流回中子星，于是零电荷面的附近形成了真空外间隙（Outer gap）（Cheng et al. 1976）。



Cheng & Ruderman, 1976

Cheng et al. 1986

图2. 外间隙模型 (Cheng et al. 1976; Cheng et al. 1986)。图中虚线是零电荷面，零电荷面和最外闭合磁力线之间是外间隙。

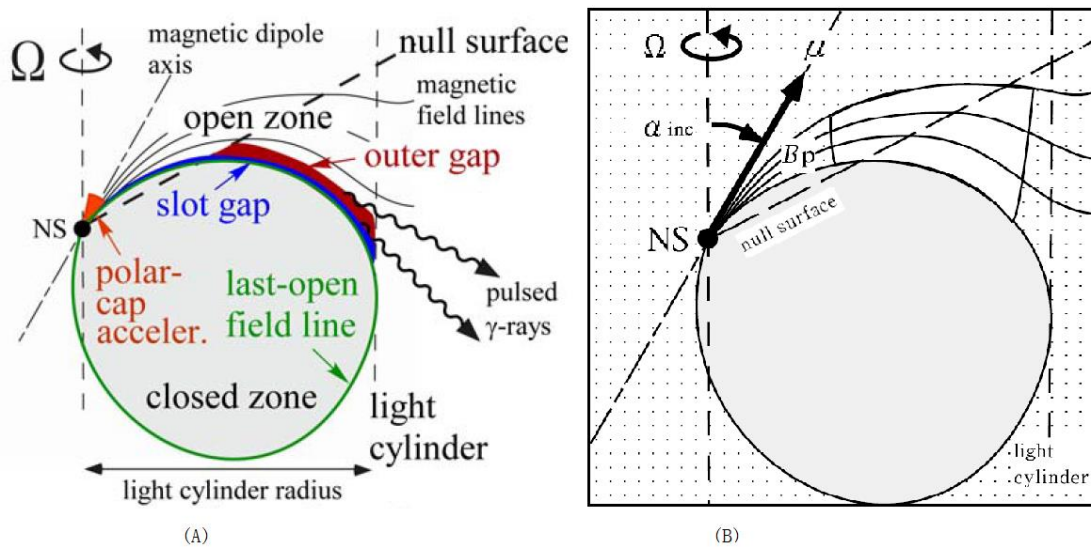


图3. 外间隙模型(A)(Hirota 2008), 修改的外间隙模型(B)(Hirota & Shibata, 2001)。

面对新的观测事实，外间隙模型进行了修改，如图3. 所示。在没有粒子流入时，外间隙位于零电荷面附近，当有粒子由外间隙内边界流入时，外间隙的内边界就会向内移动，如图3. (B) 所示 (Hirota & Shibata, 2001)。

问题：外间隙的形成和“粒子流”流入内边界相矛盾？

已经形成外间隙，哪里来的粒子流会流入外间隙，这与外间隙的形成相矛盾。

事实上：在外间隙形成的过程中就有电荷流回中子星，这些粒子流会在中子星附近的环区内产生加速和辐射，形成“环间隙” (Annular gap) (Qiao et al. 2004, 2007)。环间隙模型可以很好地解释“年轻”的和毫秒脉冲星的伽玛辐射以及射电辐射 (Du et al. 2011, 2015)。

3、 内间隙 (Polar gap) 模型遇到的问题和寻找出路的历程

伽玛射线内间隙模型，在解释宽辐射束时遇到很大困难：要求磁倾角小于 20° 。为解脱困境，做了多种尝试。最后引入“Slot gap”(图 4)，但依然无法解释射线宽辐射束。

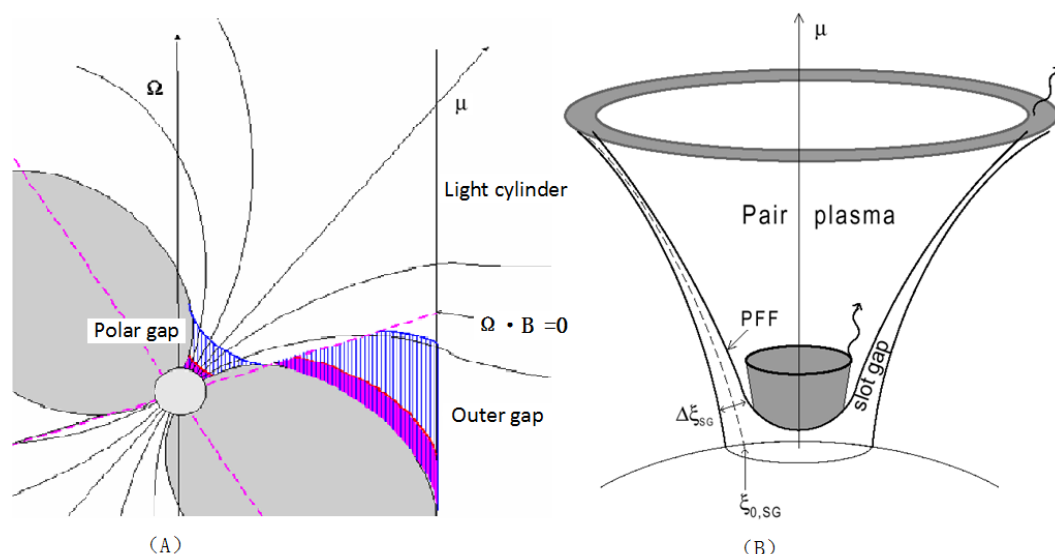


图 4. 内间隙 (Polar gap) 模型和 “Slot gap”模型(Muslimov & Harding, 2003)。

射电脉冲星的内间隙模型（如 RS 模型），限制在曲率辐射的框架内，无法给出脉冲轮廓随频率变化的多样性 (Qiao et al. 2001, Zhang et al. 2007)。内间隙模型也没有考虑零电荷面对应的内间隙（即环间隙，Annular gap），和伽玛射线内间隙模型一样，无法给出观测到的射电和伽玛射线的宽辐射束（如 Ravi et al. 2010）。环间隙 (Annular gap) 可以给出子脉冲双向漂移等多种观测事实的理论解释 (Qiao et al. 2004a,b)。

传统假定的误导及克服困难的艰辛：为解释观测，外间隙模型想向里延伸；极冠模型想向外延伸。路漫漫，太艰辛！

感谢：感谢合作者们多年来的共同努力，感谢基金项目（11373011）的支持。

参考文献

- Cheng, A., Ruderman, M. & Sutherland, P., 1976, ApJ., 203, 205
 Cheng, K. S., Ho, C. & Ruderman, M., 1986, ApJ. 300, 500
 Du, Y. J., Han, J. L., Qiao, G. J. and Chou, C. K., 2011, ApJ., 731, 2
 Du, Y. J., Qiao, G. J. et al., 2015, ApJ., 801, 131
 Hirotani, K. and Shibata, S., 2001, MN., 325, 1228
 Hirotani, K., 2008, ApJ., 203, 209
 Muslimov, A. G. and Harding, A. K., 2003, ApJ., 588, 430
 Qiao, G. J., Liu, J. F., Zhang, B. & Han, J. L., 2001, A&A. 377, 964
 Qiao, G. J., Lee, K. J., Wang, H. G., Xu, R. X., & Han, J. L., 2004a, ApJ., 606, L49
 Qiao, G. J., Lee, K. J., Zhang, B., Xu, R. X., & Wang, H. G., 2004b, ApJ., 616, L127
 Qiao, G. J., Lee, K. J., Zhang, B., Wang, H. G., Xu, R. X., 2007, Chin. J. A&A., 7, 496
 Ravi, V.; Manchester, R. N.; Hobbs, G. 2010 ApJ. 716L, 85
 Zhang, H., Qiao, G. J., Han, J. L., Lee, K. J., & Wang, H. G., 2007, A&A. 465, 525

从〇到一

邵立晶
北京大学物理学院
理论物理研究所
中国 北京 100871
Email: lshao@pku.edu.cn

马南邨先生在《燕山夜话》里写过一篇《从三到万》，说的是有个年轻人初学写字，刚学了“一字书一画，二字书二画，三字书三画”，便自以为是，认为“得矣”，直到写“万”字的时候闹了个大笑话 [1]。这个故事告诫我们一要虚心，二要创新。我这里东施效颦，写个《从〇到一》，揶揄一下博士期间的“零结果”科研工作，另外也是对多次学术报告中听众的相关提问作个答复。

1 〇

物理学史上最著名的“零结果”实验当算是1887年Albert Michelson和Edward Morley 在Cleveland Ohio做的干涉仪测光速实验 [2]。当时学术界流行的看法是，在牛顿力学的“绝对时空”中充斥着一种叫做“以太”的介质。那么，当地球绕太阳做圆周运动的时候，会导致“以太风”效应，从而测到的光速在不同季节将会不一样。可是，Michelson和Morley精密的实验测量发现，光速并没有变化，这令他们非常沮丧。后来，Albert Einstein提出了“光速不变原理”，革命性地颠覆了人们对于时空的认识。

另一个“零结果”实验的故事包括很多科研工作者，他们想要测量引力质量与惯性质量的差别。由于不同物体的组分不一样，它们不同的能量成分（如化学能、电磁能、核能等）没有先验的理由来同等地贡献给惯性质量和引力质量。可是Newton、Bessel、Potter等人使用单摆实验，Eötvös、Dicke、Braginsky等人使用扭矩平衡实验在很高的精度上（ $\sim 10^{-13}$ ）都没有发现两者的不同 [3]。如今，有MicroSCOPE、Galileo-Galilei、STEP、STE-QUEST等卫星实验正试图在更高的精度上检验等效原理。所有这些努力是因为，等效原理是如此重要，它直接决定了我们是否应该把引力与几何等价起来、以及量子层次上的能动量如何在宏观的引力行为中表现出差异等基本物理问题。

在一系列工作中，我们用射电脉冲星的精确计时来限制时空的局域洛伦兹不变性和局域位置不变性。这些工作上得到的“零结果”在更高的精度上、第一次用脉冲星计时的方法给出了最高精度的对于时空对称性的限制 [4]，也大概能算作是对基本物理学的实质性贡献了。

2 一

老子在《道德经》第四十二章中有句话，“道生一，一生二，二生三，三生万物。”我们可以把“道”理解为“○”，那么，我们如何生出“一”来、做到“从○到一”呢？这里，我借用欧几里得回答托勒密王的话，“没有专门为国王铺设的大道”。我们作为科研工作者做到能以科学的态度、用科学的方法、如实地分析问题、诚实地报告结果，那么，在科学的领域中，我们的“○”又何尝不是“一”呢，我们的“一”又何愁生不出“万物”来呢！？更何况，在不远的将来，我们有大型射电天文望远镜FAST即将上线，届时将有更多的脉冲双星系统、有更精准的射电计时数据，必将对基本物理学有更进一步的贡献。

References

- [1] 马南邨，《燕山夜话》，作家出版社，2000年。
- [2] A. A. Michelson and E. W. Morley, *American Journal of Science* 34 (1887) 333.
- [3] I. Newton, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* (London), 1686; F. W. Bessel, *Ann. der Physik und Chemie* 25 (1832) 401; H. H. Potter, *Proc. Roy. Soc.* 104 (1923) 588; R. V. Eötvös *et al.*, *Annalen der Physik* 68 (1922) 11; R. H. Dicke, *Am. J. Phys.* 28 (1960) 344; V. B. Braginsky, in *Experimental Gravitation* (ed. B. Bertotti), p. 235.
- [4] Shao and Wex, *Class. Quantum Grav.* 29 (2012) 215018; Shao *et al.*, *Class. Quantum Grav.* 30 (2013) 165019; Shao and Wex, *Class. Quantum Grav.* 30 (2013) 165020; Shao, *Physical Review Letters* 112 (2014) 111103; Shao, *Physical Review D* 90 (2014) 122009.

Wind braking of pulsars and magnetars

Hao Tong

*Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences,
Urumqi, Xinjiang 830011, China*

Email: tonghao@xao.ac.cn

Pulsars are good clocks in the Universe. We are mainly focusing on: why they are good clocks. This is related to the spin-down mechanism of pulsars. Pulsars and magnetars must have magnetospheres which is a system of particles surrounding the central neutron star. The charged particles are accelerated in the magnetosphere. They are responsible for the multiwave emissions of pulsars and magnetars (radio, X-ray, gamma-ray etc). At the meantime, when these particle flow out to infinity they will also carry away some angular momentum and rotational energy of the central neutron star. Therefore, the particle wind will also contribute to the braking of pulsars and magnetars.

It is a pity that this effect is not taken into consideration in the magnetic dipole braking assumption of pulsars and magnetars. The magnetic dipole braking is for neutron stars rotating in vacuum, which is certainly untrue for real pulsars and magnetars. In the past few years, we are proposing that this particle wind component may be responsible for the variable and interesting timing events of pulsar and magnetars. This is summarized in our recent review article: “Pulsar braking: magnetodipole vs. wind” (arXiv:1506.04605).

A New Fan-beam Model for Radio Pulsars

王洪光
广州大学天体物理中心,
广州 510006
Email: hgwang@gzhu.edu.cn

The conventional conal beam model is facing growing challenges. It usually involves the radius to frequency mapping (RFM), an assumption of narrowband emission, but it can not account for the frequency dependent behaviors of many non-RFM pulsars (Chen & Wang 2014). The radio beam structures of two precessional binary pulsars J1141-6545 (Manchester et al. 2010) and J1946+0746 (Desvignes et al. 2013) are patchy rather than conal. A key prediction of conal beam model, i.e. the pulse width keeps narrowing as the impact angle increases, has not been tested. But now, more pulsars with impact and inclination angles being determined by rotating-vector-model (RVM) fitting are available in literature, making the test viable. Recently we published a new fan-beam model based on assumptions of broadband emission, and found evidence for this model.

The major assumptions of the model include the following points.

- (1) The emission is assumed to be broadband and coherent, starting from the top of polar gap and extending to very high altitudes. Flux tubes are originated from the polar cap, and each flux tube will then form a slot-like sub beam. The whole beam may consist of several or more such sub beams, looking like a fan.
- (2) The bell-shaped distribution of plasma density across the cross section of the flux tube, e.g. Gaussian distribution, is assumed, which will result in the transverse limb-darkening feature.

The main features and predictions of the mode are summarized as follows.

- (1) The main structure of radio beam is determined by secondary charges streaming from the polar cap along several or more flux tubes. The cross section of a flux tube, probably related to some local non-dipolar magnetic field structure, could be larger than that of a canonical spark. The activity of pair production or emission may be quite different between the flux tubes, leading to asymmetrical beam pattern.
- (2) The decreasing density of secondary plasma due to field line divergence results in a pattern of decreasing emission intensity as altitude increases, thus accounting for the radial limb-darkening feature in the outer part of beam. In the inner part of beam the intensity increases with beam radius due to more parts of open field lines contribute to the emission as the angular distance from the beam center increases.
- (3) The predicted radial and transverse intensity distributions in the case of transverse Gaussian distribution of plasma density are derived in Wang et al. 2014.
- (4) The pulse width increases with the impact angle in the outer part of beam, while it may not follow a simple relationship with the impact angle in the central part.

(5) The beam is quite extended, not circular or elliptical. Actually, no boundary exists if we can see dimmer and dimmer emission.

We found four pieces of evidence for the new model

(1) Relationship between pulse width and impact angle.

The predictions on pulse-width-impact-angle relationship of our model and canonical conal beam model are opposite, thus they can be tested by the data collected from literature, which include 64 pulsars whose impact and inclination angles are mostly determined by RVM fitting. Among them, 12 pulsars have interpulses, contributing information of viewing geometry for double poles. So there are totally 76 beams. It is found that our model is consistent with observational data while canonical conal beam model is not.

(2) Radial limb-darkening relation

Our model predicts a radial limb-darkening relation while conal beam model does not. This can be tested by examining the distribution of intensity and angular distance from the beam center. The data show that there is a correlation between the intensity and the impact angle for both 400MHz and 1400MHz, although the data are scattered.

(3) Impact angle vs. pulsar distance

Interestingly, we found a likely upper boundary on the plot of the impact angle and the pulsar distance. In the conal beam model, there should be no such a relation. In our model, it is easy to understand, because one expects to see more luminous emission at smaller impact angles, as per the limb-darkening relation. The pulsars from Magellanic Clouds do show narrower pulse widths statistically than Galactic population, implying that their impact angles (in absolute value) are probably smaller than 10 deg. Combining with the Magellanic and Galactic populations, the plausible upper boundary is generally consistent with our model. The selection effect that narrower profiles are easier to reach high signal to noise ratio and to be detected for distant pulsars predicts a much sharper upper boundary, thus it can not account for the apparent upper boundary.

(4) Beam structure of precessional binary pulsars

The limb-darkening patchy beams derived from long-term observations for two precessional binary pulsars, PSR J1141?6545 and J1906+0746, provide direct and strong evidence.

References

- Chen J.L. & Wang H.G., *ApJS*, 2014, 215, 11
Desvignes, G., Kramer, M., Cognard, I., et al. 2013, in *IAU Symp. 291, Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, ed. J. van Leeuwen (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 199
Manchester, R. N., Kramer, M., Stairs, I. H., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1694
Wang H.G, Pi F.P. Zheng X.P. et al. 2014, *ApJ*, 789, 73

脉冲星磁层中的偏振射电辐射

王鹏飞
中科院国家天文台
北京市朝阳区大屯路甲20号 100012
Email: pfwang@nao.cas.cn

1 引言

脉冲轮廓和偏振蕴含了大量的反映各颗脉冲星特征的基本信息，其可用于确定脉冲星的辐射几何、不同频率的辐射区域，辨认辐射模式等。这些偏振信息复杂多样，包括高度的线偏振、单号和变号的圆偏振、非标准“S”形的偏振位置角曲线、正交模式以及偏振度随频率的演化等。为了理解这些观测现象，人们发展了一系列与偏振射电辐射和传播过程相关的理论模型。每种模型都可以成功解释部分观测特征，但是，辐射和传播的联合研究很少，很多偏振现象的起源仍然不完全清楚。在工作中，我们联合研究脉冲星磁层中相对论粒子的偏振曲率辐射及辐射波的传播过程，并将研究结果用于解释极强线偏振、多样性的圆偏振以及线偏振度随频率演化等特征。

2 理论基础

偏振曲率辐射 曲率辐射是脉冲星磁层中极可能存在的辐射机制。磁层中的相对论粒子在沿弯曲的开放磁力线外流的同时也随磁层共转。前人忽略或很少研究共转过程对辐射状态的影响。在工作中，我们详细呈现了偏振曲率辐射过程的细节。共转显著影响着粒子的轨迹、加速和辐射过程，以及辐射波的偏振状态。对三种（核形、锥形和补丁形）粒子密度分布，我们计算了给定高度以及整个开放磁层中相对论粒子的偏振辐射，得到磁层中不同部位的偏振强度分布和偏振脉冲轮廓，自然解释了单号、变号的圆偏振及其与磁层中粒子密度分布间的关系 [4]。

辐射波传播 脉冲星磁层的物理图像为：一个转动的磁偶极，在其中相对论性的正负电子（ γ 约等于几百）等离子体（密度为GJ电荷密度的几百倍）沿弯曲的开放磁力线外流。偏振辐射波在较低的磁层区域产生后需要传播出磁层才可以被探测到。在传播过程中，辐射波会经历O模折射、绝热演化、波模耦合、回旋吸收等物理过程。我们联合研究了相对论粒子的偏振曲率辐射及辐射波的传播过程，着重指出共转过程对辐射波偏振状态的影响。该工作成功解释了高度线偏振、圆偏振旋向和偏振位置角之间的关系等特征 [2]。

3 观测现象解释

脉冲辐射束张角随频率演化 脉冲轮廓随频率的演化是一个很重要的射电观测特征。随观测频率升高脉冲轮廓宽度通常逐渐变窄，可以用 $a\nu^k + \theta_0$ 表示。在锥形辐射束主导的脉冲星中，这一关系尤其明显。对该现象的直观理解为：低频辐射来自于较高的磁层区域，因而具有较宽的脉冲轮廓；高频辐射区域较低，脉冲轮廓较窄。目前已有观测给出的幂指数 k 的范围为 -0.1 和 -0.9 ， θ_0 介于 1° 和 6° 。然而，已有理论没能预言如此宽范围的幂指数 k ，并且没理论解释 θ_0 。我们考虑磁层中相对论粒子的能量和密度分布，模拟曲率辐射机制下各个频率的脉冲轮廓及其随频率的演化。该工作明确了粒子能量和密度分布对脉冲轮廓随频率演化关系的影响，自然解释了高频极限 θ_0 ，并且支持曲率辐射机制下的补丁形密度模型 [3]。

脉冲星线偏振度随频率演化 在脉冲轮廓宽度随频率升高而降低的同时，部分脉冲星还伴随着线偏振度下降。该现象的物理起源及其与脉冲轮廓变化的关系还不完全清楚。在联合研究偏振射电辐射和传播过程的基础上，我们计算了脉冲星辐射束中的模式分布、偏振脉冲轮廓及其随频率的演化。该工作明确了辐射束中的模式分布特征（如图 1所示）和消偏振机制，指出了共转效应、折射、绝热演化等过程对辐射模式分布的影响，并且成功解释了部分脉冲星所呈现的线偏振度随频率的演化规律 [1]。

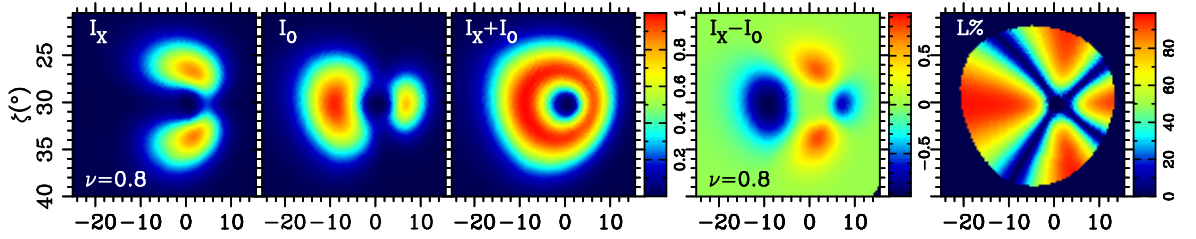


Figure 1: 800MHz辐射模式、总强度和线偏振强度分布。

非常感谢国家自然科学基金（11403043）对工作的支持。

References

- [1] P. F. Wang, C. Wang, J. L. Han, MNRAS, **448**, 771 (2015)
- [2] P. F. Wang, C. Wang, J. L. Han, MNRAS, **441**, 1943 (2014)
- [3] P. F. Wang, J. L. Han, C. Wang, ApJ, **768**, 114 (2013)
- [4] P. F. Wang, C. Wang, J. L. Han, MNRAS, **423**, 2464 (2012)

星际和星系际空间的法拉第旋转效应

徐钧
中国科学院国家天文台
中国 北京 100012
Email: xujun@nao.cas.cn

1 引言

磁场在宇宙中普遍存在，与各种天体物理过程紧密联系并发挥着重要的作用。在磁化的等离子体中，偏振的射电辐射在其间传播时偏振面发生旋转，这就是由法拉第于1844年发现的法拉第旋转效应。旋转的角度与频率（波长）有关，而其系数被定义为法拉第旋率（Rotation Measure），

$$RM = 0.81 \int_{\text{source}}^{\text{us}} n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (1)$$

法拉第旋转效应是探测星际和星系际磁场的最重要手段。

2 银河系的法拉第旋转效应

银河系的法拉第旋转效应可用于研究银河系内天体的磁场，例如超新星遗迹、HII区等。扣除银河系的RM前景是研究河外天体磁场的前提，可以揭示星系团和邻近星系的磁场。河外射电源被用作法拉第旋转效应的探针。观测到的河外源RM包括射电源本身的RM贡献，星系际空间的RM贡献和银河系星际介质的RM。前两项贡献是随机不相关的；第三项就是银河系的RM前景，在几十度范围内是相关的。因此用一组相邻射电源的RM的平均值可以很好的描述银河系的RM前景。我们编辑了一个多波段测量的河外源的RM源表（4553个源），并结合NVSS的RM源表（37543个源，双频），计算得到了银河系的RM前景。

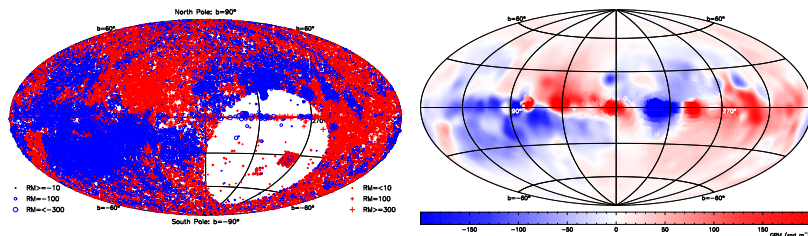


Figure 1: 法拉第旋率天空（左）和银河系的RM前景（右）。

3 河外法拉第旋转效应研究

河外法拉第旋转效应研究主要是揭示河外星系及星系际介质的磁场。我们主要研究星系际介质中的磁场随红移的演化。由于星系际空间的磁场微弱，电子密度很小，星系际介质的RM贡献很难探测。为了研究河外RM的红移演化，需要扩大高红移精测的RM样本，降低残余法拉第旋率（Residual Rotation Measure, RRM）的误差。近年来前人在扩大样本方面做了努力，然而同样的数据给出矛盾的结果。主要原因是样本不纯，另外银河系的RM前景扣除不理想。我们利用最大类星体样本研究了RRM随红移的演化，揭示了河外的RRM随红移的微弱演化迹象，并分离出星系团的RM贡献，但是还不能约束星系晕和cosmic web的贡献，需要更大样本更高精度的数据。

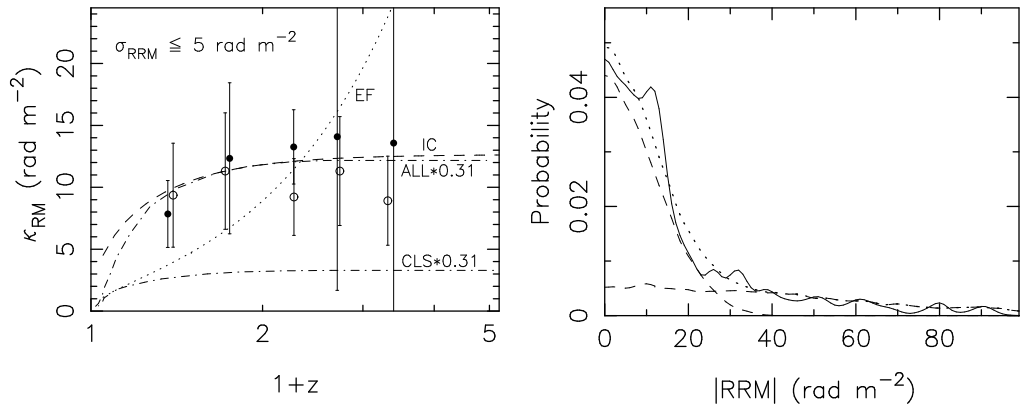


Figure 2: RRM弥散随红移的微弱演化（左）和河外RM贡献成分的分离（右）。

4 展望

宇宙磁场研究是国际上的前沿领域。国际上的大设备项目（如SKA）把宇宙磁场研究摆在非常重要的位置，突显其研究意义十分重大。将来这些大设备投入观测，预计将获得数万颗脉冲星和几千万个河外源的RM，使射电源的RM源数据量增加三个量级，为磁场研究带来一系列突破。在SKA时代到来之前，我们在磁场研究方面可以推进一系列工作，一是用Effelsberg的RM巡天观测改善法拉第旋率的天空覆盖，二是用VLA的高精度观测研究星系际的磁场，三是结合脉冲星和河外源的RM数据构建银河系晕的磁场模型。这些工作为今后SKA进行河内和河外的磁场研究做准备。

“Bigger Is Different”

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

P. W. Anderson于1972年发表了一篇富有哲理的短文“More Is Different” (*Science*, **177**, 393-396), 试图从对称性破缺的角度理解自然界不同层次的现象。作者在文中强调: “将万事万物还原为简单基本定律并非意味着能够据此重建整个宇宙”, 因为对称性在越来越复杂的系统中自发破缺 (作者从氨分子存在电偶极矩出发阐明对称性的逐渐破缺)。那里论述了“多”导致对称度的降低。

不过, 我们这里拟讨论: “大”可能导致对称性的恢复。在FPS2会议文集46页曾经谈及核物理中的对称能。因为核物质涉及能标远大于 s 夸克与 u/d 夸克的质量差, 人们并不能轻易地理解原子核的两味对称性。如果低能强作用物质稳定态倾向于味数最大化 (最近似乎有这样的实验迹象) 的话, 那么小块物质应该是两味的 (伴随电子因弥散在外而几乎不贡献能量), 但大块物质中轻味对称性可能得到恢复 (还可有效地减少电子)。我们将后者称为广义的Bodmer-Witten (BW) 猜想。

让我们通过一个科幻故事来体会广义BW猜想。我们的主角是一位小精灵。她很熟悉高能量尺度下的强作用 (即微扰QCD) 知识, 但对QCD丰富的非微扰效应知之甚少。这位小精灵 (F) 跟上帝 (G) 有一次对话, 讨论了强相互作用物质。

G: 我知道总共有六味夸克, 但在稳定的强作用物质中会出现几味呢?

F: 这个可不确定呀, 取决于您考虑的强作用物质密度有多高啊。 (旁白: 饱和核物质密度跟核力在短距离上的排斥芯有关, 属于一种非微扰QCD效应所导致的后果; 小精灵对此了解不多。)

G: 嗯...我听说那里夸克的数密度大约 0.5 fm^{-3} (即核物质密度左右)。

F: 哦, 在这种 0.5 GeV 左右的能标下, 如果夸克是自由的, 应该只有轻味夸克 (即 u , d 和 s) 起主要作用。

G: 到底是两味 (u 和 d) 还是三味 (u , d 和 s) 呢?

F: 如果强相互作用物质较小, 尺度远小于电子Compton波长 ($\sim h/m_e c \simeq 0.024 \text{ \AA}$) 的话, 这些物质应该是两味的; 但大块的强作用物质很可能是三味的 (旁白: 此乃人们常常所言BW猜想)。

G: 小块两味强作用物质是非常有用的, 我可以用无数这些小碎片创造出生命和人类。我们就把这些小块物质称为原子吧。

F: 谢谢上帝! 我将努力帮助人类过上美好的生活。

G: 可是...那里的夸克真的自由吗?

F: 喔...如果夸克之间的相互作用确实很强的话, 无论是在两味还是三味 (旁白: 这就是广义的BW猜想) 的情况下, 夸克都可能不会游离而是纠缠成团。您将两味的小块物质称为原子, 那三味的大块物体该叫什么名字呢?

G: 噢...那里有可观的奇异数, 就简单地称之为奇异物质吧!

Developing a software package for individual pulse and scintillation researches using PSRCHIVE libraries

Meng Yu¹ and Qiaoli Hao^{2,1}

¹*National Astronomical Observatories of China*

20A Datun Road, Chaoyang District, Beijing 100012, P. R. China

²*College of Computer Science and Technology, Guizhou University*

Huaxi District, Guiyang 550025, P. R. China

E-mail: vela.yumeng@gmail.com

We are developing a software package for observational researches on pulsar individual pulse and scintillation. At the moment, the package includes routines PEM (Pulse Energy Measurer), which measures normalised on/off-pulse energy of each sub-integration for a given pulse stack, PDA (Pulse Drifting Analyser), which analyses the periodicities in both pulse phase and time dimensions embedded in a drifting pattern, and PSA (Pulsar Scintillation Analyser), which creates dynamic spectrum and analyses the scintillation time scale and bandwidth. These routines are written in C++ and are run under UNIX platforms. To read and pre-process raw PSRFITS fold-mode data, PSRCHIVE shared libraries are used. For the algorithms, we have referenced Ritchings (1976)[5] and Burke-Spolaor et al. (2012)[1] for PEM, Huguenin & Taylor (1970)[3], Sieber & Oster (1975)[6] and Wright & Fowler (1981)[7] for PDA, Cordes (1986)[2], Wang et al. (2005)[8] and Keith et al. (2013)[4] for PSA.

To complete the algorithm studies and the programmes, we have further planned to 1) explore a two-dimensional Fourier transform method to analyse drifting sub-pulse parameters; 2) compare the scintillation parameters derived from a dynamic spectrum constructed by the pulse signal-to-noise ratio and a dynamic spectrum constructed by the pulse energy and 3) produce the secondary spectrum for a dynamic spectrum and measure the curvature of the present arcs to derive the scintillation speed.

We welcome comments and collaborations on this project.

MY acknowledges Dr. Ming Zhu for his support for this project.

References

- [1] Burke-Spolaor S., 2012, MNRAS, 423, 1351
- [2] Cordes J. M., 1986, ApJ, 311, 183

- [3] Huguenin G. R., Taylor J. H., 1970, *ApJ*, 162, 727
- [4] Keith M. J. et al., 2013, *MNRAS*, 429, 2161
- [5] Ritchings R. T., 1976, *MNRAS*, 176, 249
- [6] Sieber W., Oster L., 1975, *A&A*, 38, 325
- [7] Wright G. A. E., Fowler L. A., 1981, *A&A*, 101, 356
- [8] Wang N., Manchester R. N., Johnston S., 2005, *MNRAS*, 358, 270

佳木斯66米天线快速射电暴搜寻

喻业钊 (Yezhao Yu) 韩金林 (Jinlin Han)
中国科学院国家天文台
中国 北京 100012
Email: yzyu@nao.cas.cn

1 引言

快速射电暴 (Fast Radio Burst, FRB) 是2007年由Lorimer等人新发现的一类奇特的天文现象 [1]。它在观测上表现为一个不复现的、高色散值的短时射电脉冲。由于FRB具有明显高出银河系贡献的色散量, 人们普遍认为它起源于河外天体。已观测到的FRB仅有10颗, 其中9颗为澳大利亚的Parkes望远镜发现的 [1, 2, 3, 5, 6, 7], 另外一颗为美国的Arecibo望远镜发现的 [4]。如果我们能够使用其他的望远镜, 观测到更多的FRB样本, 将有利于人们理解FRB的本质。立足国内现状, 我们利用佳木斯66米深空天线和东南大学为国家天文台研制的脉冲星数字后端作为硬件基础, 配合自主编写的单脉冲搜寻软件, 建立起一个FRB 搜寻系统, 期望找到更多的FRB样本。

2 快速射电暴搜寻系统

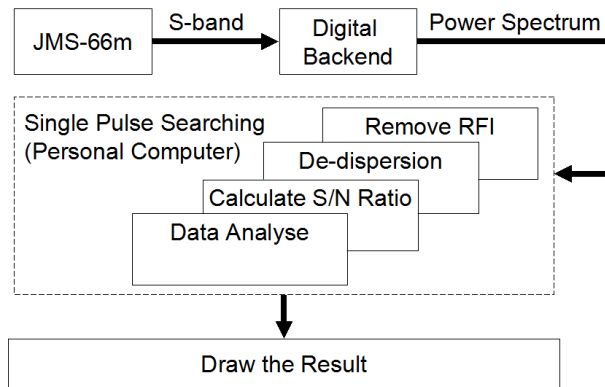


Figure 1: 快速射电暴搜寻系统框架.

我们使用佳木斯66米天线在S波段进行观测, 数据记录使用东南大学研制的脉冲星数字后端。数字后端带宽150MHz, 划分为256个频率通道, 频率分辨

率约为0.586MHz，采样时间为0.2ms。结合天线参数计算得到系统的灵敏度约为0.437Jy。若以 7σ 为阈值筛选FRB候选体，需要FRB的峰值流量密度大于3.059Jy才能被探测到。考虑到已有FRB样本的脉冲宽度至少也有1ms左右，在进行脉冲搜寻的时候，可以通过增大采样时间的方式提高系统灵敏度，例如：当采样时间增大到1.6ms的时候，系统灵敏度提升为0.146Jy，以 7σ 为阈值可以探测到峰值流量大于1.082Jy的脉冲信号，可以进行FRB的搜寻。

对FRB进行搜寻，参考的是McLaughlin和Cordes于2003年提出的单脉冲搜寻方法[8, 9]，先对数据进行去干扰，然后计算信噪比，筛选出大于阈值的脉冲。FRB搜寻系统整体架构如图1所示。

3 实验结果

我们使用上述搜寻系统分别对已知脉冲星B0355+54和B0525+21进行观测及单脉冲搜寻，以测试系统的可行性。

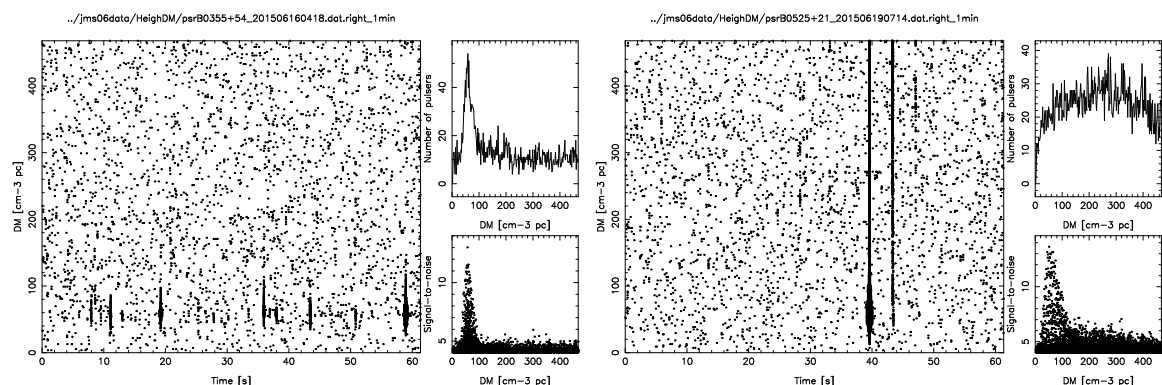


Figure 2: 使用脉冲星B0355+54观测数据进行单脉冲搜寻得到的结果图。 Figure 3: 使用脉冲星B0525+21观测数据进行单脉冲搜寻得到的结果图。

图2是对脉冲星B0355+54的搜寻结果图。左边的大图为时间/色散图，图中用大小不同的圆圈标志出搜寻到的，信噪比大于 4σ 的脉冲；右上是色散/脉冲数量图，统计了不同色散量搜寻得到的信噪比大于 4σ 的脉冲数量；右下为色散/信噪比图，统计了信噪比大于 4σ 的脉冲的信噪比随色散值的分布情况。

图3是对脉冲星B0525+21的搜寻结果图。对比图2和图3，我们可以看出，对于有多次复现的脉冲信号，右侧的色散/脉冲数量图和色散/信噪比图在相应色散值处都会达到峰值。而对于出现次数很少，甚至完全不复现的脉冲信号，仅会在色散/信噪比图中看出对应色散值处能探测到一些高信噪比的信号。后期进一步筛选候选体的时候可以利用这个区别。

4 结论

搜寻更多的FRB样本，有利于揭示其物理成因，有可能带来新的物理机遇。我们利用佳木斯66米天线，配合合适的数字后端及搜寻软件，建立起一套FRB搜寻系统。使用该搜寻系统对已知脉冲星B0355+54和B0525+21进行观测及单脉冲搜寻，验证了系统的可行性。

非常感谢佳木斯测控站全体工作人员的大力支持。

References

- [1] D.R. Lorimer, M. Bailes, M.A. McLaughlin, D.J. Narkevic, F. Crawford, *Science*, **318**, 777 (2003)
- [2] E.F. Keane, M. Kramer, A.G. Lyne, B.W. Stappers, M.A. McLaughlin, *MNRAS*, **415**, 3065 (2011).
- [3] D. Thornton, B. Stappers, M. Bailes, B. Barsdell, S. Bates, N. D. R. Bhat, M. Burgay, S. Burke-Spolaor, D. J. Champion, P. Coster, N. D'Amico, A. Jameson, S. Johnston, M. Keith, M. Kramer, L. Levin, S. Milia, C. Ng, A. Possenti, W. van Straten, *Science*, **341**, 6141 (2013)
- [4] L. G. Spitler, J. M. Cordes, J. W. T. Hessels, D. R. Lorimer, M. A. McLaughlin, S. Chatterjee, F. Crawford, J. S. Deneva, V. M. Kaspi, R. S. Wharton, B. Allen, S. Bogdanov, A. Brazier, F. Camilo, P. C. C. Freire, F. A. Jenet, C. Karako-Argaman, B. Knispel, P. Lazarus, K. J. Lee, J. van Leeuwen, R. Lynch, S. M. Ransom, P. Scholz, X. Siemens, I. H. Stairs, K. Stovall, J. K. Swiggum, A. Venkataraman, W. W. Zhu, C. Aulbert, H. Fehrmann, *ApJ*, **790**, 101 (2014)
- [5] Sarah Burke-Spolaor, Keith W. Bannister, *ApJ*, **792**, 19 (2014)
- [6] E. Petroff, M. Bailes, E. D. Barr, B. R. Barsdell, N. D. R. Bhat, F. Bian, S. Burke-Spolaor, M. Caleb, D. Champion, P. Chandra, G. Da Costa, C. Delvaux, C. Flynn, N. Gehrels, J. Greiner, A. Jameson, S. Johnston, M. M. Kasliwal, E. F. Keane, S. Keller, J. Kocz, M. Kramer, G. Leloudas, D. Malesani, J. S. Mulchaey, C. Ng, E. O. Ofek, D. A. Perley, A. Possenti, B. P. Schmidt, Yue Shen, B. Stappers, P. Tisserand, W. van Straten, C. Wolf, *MNRAS*, **447**, 246 (2015)
- [7] V. Ravi, R. M. Shannon, A. Jameson, *ApJ*, **799**, L5 (2015)
- [8] J.M. Cordes, M.A. McLaughlin, *ApJ*, **596**, 1142 (2003)
- [9] M.A. McLaughlin, J.M. Cordes, *ApJ*, **596**, 982 (2003)

河外射电暂现源讨论

俞云伟 (Yun-Wei Yu)
华中师范大学天体物理研究所
武汉 430079
Email: yuyw@mail.ccnu.edu.cn

以近年来颇受关注的快速射电暴现象为例，我们可以认识到对射电暂现源的搜寻和观测，很可能蕴含着非常重大的天文发现，这将是未来射电天文观测的一个重要方向和宝库。

在宇宙学的尺度上，各种各样的暂现源辐射往往都标示着一次极为剧烈的天体爆发过程，其巨大的能量释放使其在如此遥远的距离上被观测到。具体而言，这种爆发过程往往是由于恒星级天体的雪崩式瓦解造成的，比如大质量恒星或致密天体的塌缩或爆燃、致密双星系统的并合以及超大质量黑洞对恒星的潮汐捕获（TDE）。对于最后一种情况，目前据信已有相应的明亮射电信号被观测到，该辐射被认为可能来自于TDE过程中产生的喷流。而对于前两种天体物理过程，从天文观测的角度常常是以超新星和伽玛射线暴的面目而被人们所熟知。当然，对于伽玛暴而言，它们具有可观测的射电余辉辐射的特点也是众所周知的。

从以上我们熟知的这些知识不难概括出，对河外各种射电暂现源的研究，实际上可以总结为一个总体的图像。那就是，每次剧烈的恒星级天体爆发过程总是可以导致一定质量的高速运动抛射物，这团抛射物在环境介质的激波作用所导致的同步辐射是产生射电辐射的主要原因。因此，当我们需要对射电暂现源观测进行理论指导或解释的时候，最重要的无非就是要确定这各种可能抛射物的质量、速度以及环境密度。从这个角度讲，一方面，射电观测将是一种非常有效的观测，它能够为一些模型参数提供非常干净的限制（这明显体现出了射电观测的重要性）。另一方面，对于理论建模而言，我们需要尽可能地分析清楚这些参数的可能取值，以为未来的观测提供有价值的参考。就此，我打算在这里着重谈两个我们最近思考比较多的问题。

一个问题是，从形态而言，抛射物一般可以分为相对论性的准直性喷流（如伽玛暴和TDE的喷流）和非相对论性的各向同性外流（如各种超新星的抛射物）两种。后者由于可观测机会更大理应更受欢迎，但对于一般的超新星而言却又总是不够明亮。这是之前人们所面对的一个窘境。但是，如果我们把目光聚焦到双中子星的并合（NSM）和白矮星的吸积诱导塌缩（AIC）过程时，情形可能大为改观。因为这些过程中，既能产生出一团近似各向同性的抛射物，又由于抛射物质量较小而可具有很高的运动速度。因而，其导致的射电辐射将很有可能被观测到。特别是，另一个问题的引入，即抛射物是否会被持续地注入新的能量，将使这种射电辐射变得更可期待。无论是NSM还是AIC，早先人们总是认为中心会马上形成一个黑洞，从而不再对抛射物造成影响。然而，实际上并没有任何理由能够排除一个大质量中子星的存在。相反，中子星的引入常常能够帮助我们有效地理解很多短时标伽玛暴

的观测特征（如延展辐射、X射线耀发和平台辐射等）。不同于和黑洞，这样一颗新生的中子星，将能够为抛射物持续注入能量，这种效应至少在超亮超新星和伽玛暴余辉中得到了很好的验证。

总结而言，对于河外射电暂现源的观测，一方面我们当然可以以伽玛暴和TDE的射电余辉为保守目标，另一方面我们更当以搜寻由新生中子星驱动的NSM和AIC射电余辉为更高追求。这将有几个方面的好处，一是将有助于发现和证认NSM和AIC过程中产生的全新的类超新星辐射现象（e.g. Yu et al. 2013, 2015; Li & Yu 2016），二是能够有效地限制中子星的物态，三是对引力波的探测具有潜在的帮助。

最后，让我们回到本文开头提到的快速射电暴。尽管上面谈了很多可能的河外射电暂现源起源，但这些常规的天体物理图像对于理解快速射电暴而言都是捉襟见肘的。所以不妨把思路放得更开阔一些，涉及一些新的物理或许也值得尝试。比如，我们就曾试图用现有的为数不多的几个快速射电暴样本检验超导宇宙弦产生射电暴的模型，发现至少在一些基本参数上面模型和观测还是可以符合得不错（Yu et al. 2014）。这些工作的路当然还很漫长，但至少给了我们一点启示，那就是将来对诸如快速射电暴等河外射电暂现源的观测将是一件十分有价值甚至会是激动人心的工作。

南山25米射电望远镜对5颗PMPS脉冲星的计时观测

袁建平 李琳 王晶波 刘志勇 王娜
 中国科学院新疆天文台 中国, 新疆, 乌鲁木齐830000
 Email: yuanjp@xao.ac.cn

澳大利亚64米射电望远镜的帕克斯多波束脉冲星巡天 (Parkes Multibeam Pulsar Survey, PMPS) 新发现742颗。过去几年对数据进行重新分析, 又发现了53颗脉冲星和1次快速射电暴, 10颗旋转射电暂现源。而且全世界的普通大众加入Einstein@Home项目, 通过使用个人电脑参与分析巡天数据, 发现了23颗脉冲星[1]。帕克斯多波束脉冲星巡天项目显著地增加了脉冲星样本数量, 进一步使我们认识到脉冲星的多样性。我们使用南山25米射电望远镜对赤纬 (DECJ) 高于 -38° 、并且在1400 MHz的流量密度 (S1400) 大于0.5 mJy的普通脉冲星进行计时观测。接收机的带宽320 MHz, 中心频率1540 MHz, 射频信号经降频转换后变成80 - 400 MHz的中频信号。数据记录终端是模拟滤波器组 (Analog Filter Bank, AFB) 和数字滤波器组 (Digital Filter Bank, DFB)。在这里, 我们报告5颗脉冲星的计时观测结果, 表格1列出了它们的位置和自转参数。

PSR J1751-3323的周期0.548227 s, 周期变化率 $8.83 \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$, 特征年龄 $9.84 \times 10^5 \text{ yr}$, 自转能损率 $2.1 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ 。它在MJD 53004(6)和MJD 54435(8)发生了两个小的跃变, 自转频率相对变化大小分别是 $\Delta\nu/\nu \sim 2.3(3) \times 10^{-9}$ 和 $\Delta\nu/\nu \sim 3.0(10) \times 10^{-9}$ [2], 在2008年1月至2014年3月之间, 没有探测到周期跃变。从残差图1可以看出, 它有明显的时间噪声 (timing noise)。

PSR J1812-2102的周期1.223352 s, 周期变化率 $13.893 \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$, 特征年龄 $8.11 \times 10^5 \text{ yr}$ 。从到达时间残差图可以看出, 有明显的红噪声。目前没有探测到周期跃变。与它具有相近特征年龄的PSR J1123-6259发生了跃变 ($\Delta\nu/\nu \sim 0.75 \times 10^{-6}$)。继续监测J1812-2102有可能探测到周期跃变。

PSR J1845-0743自转周期0.104694 s, 周期变化率是 $0.3666 \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$, 特征年龄 $4.52 \times 10^6 \text{ yr}$, 表面磁场 1.98×10^{11} 高斯。它的自转能损率 $1.3 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ 比较大, 使得它成为费米伽玛射线望远镜的观测目标, 目前还没有观测到伽玛射线辐射。从图中可以看出, 它的自转比J1751-3323和J1812-2102要稳定些。

PSR J1852-0635自转周期0.524151 s, 周期变化率 $14.64 \times 10^{-15} \text{ s}^{-2}$, 特征年龄5.67

Table 1: 南山25米射电望远镜观测的5颗PMPS脉冲星自转参数

PSR	RA (h:m:s)	DECJ (d:m:s)	ν (Hz)	$\dot{\nu}$ (10^{-15} s^{-2})	$\ddot{\nu}$ 10^{-25} s^{-3}	Epoch (MJD)	data span (MJD)
J1751-3323	17:51:32.75	-33:23:39	1.82405905627(8)	-29.7497(13)	-2.4(8)	55483	54341 - 56626
J1812-2102	18:12:20.930	-21:02:36.00	0.817421230459(17)	-15.97375(18)	0.36(6)	54591	52540 - 56644
J1845-0743	18:45:57.18	-07:43:38.4	9.551587909763(8)	-33.45330(8)	0.143(18)	54813	52497 - 57130
J1852-0635	18:52:57.453	-06:36:00.36	1.90783433397(3)	-53.2249(7)	1.1(6)	55354	54620 - 56088
	18:52:57.453	-06:36:00.36	1.90783166216(7)	-53.308(4)	8(8)	56409	56102 - 56718
J1901-0906	19:01:53.015	-09:06:10.8	0.5611898112506(10)	-0.515902(17)	-	54592	52467 - 56718

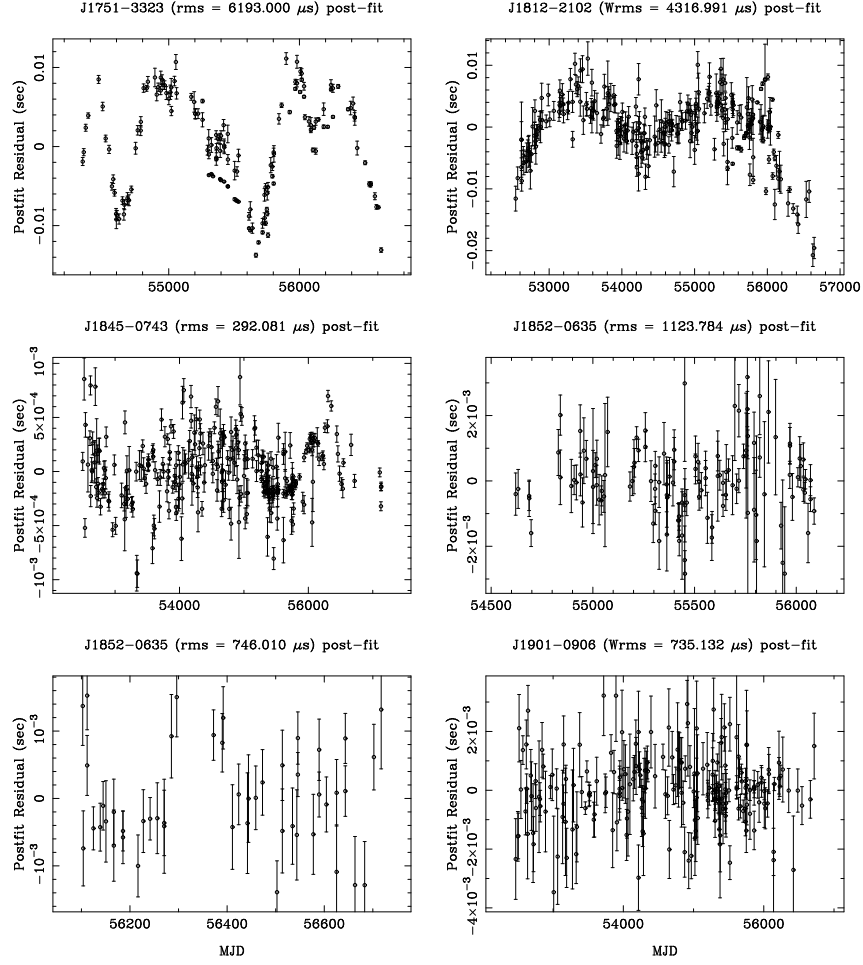


Figure 1: PSR J1751–3323等5颗脉冲星的到达时间残差。

$\times 10^5$ yr。南山25米射电望远镜观测到它在MJD 56095(8)（2012年7月）发生了一次周期跃变（glitch），外推法测得自转频率的相对变化大小是 $\Delta\nu/\nu \approx 1.14376(19) \times 10^{-6}$ 。

PSR J1901–0906的周期1.781928s，特征年龄 1.72×10^7 yr。南山25米射电望远镜没有探测到周期跃变，也没有观测到明显的时间噪声。

感谢国家自然科学基金（NSFC, No. 11173041）国家重点基础研究发展计划（973, 2012CB821801）的支助。

References

- [1] D. R. Lorimer, P. Esposito, R. N. Manchester, et al. 2015, MNRAS, **450**, 2185
- [2] J. P. Yuan, N. Wang, R. N. Manchester, Z. Y. Liu, 2010, MNRAS, **404**, 289

FAST脉冲星早期科学准备

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

1 引言

FAST正在紧张施工，目前反射面板已经铺设过半，正式馈源仓也已开始建造。工程将于2016年9月竣工。FAST正式竣工之前，即可使用早期科学接收机进行调试和观测。

脉冲星由于其严格的周期特征，本身对干扰就有一定的抑制作用，是早期科学的首要目标之一。早期科学阶段，不能进行大规模的巡天，以单个源观测和中星仪式扫描（drift scan）巡天为主。优先进行单个脉冲、间歇（Intermittent）脉冲星、RRAT (rotating radio transient)、巨脉冲、快速射电暴（FRB）、M31和球状星团等几类特殊源的观测和搜寻。

2 接收机

为配合调试和早期科学，除原有接收机外，增加了一套宽带接收机。频率覆盖270-1620MHz，可扩展至1750MHz覆盖OH谱线。系统温度典型值为35K。由于其带宽覆盖原来3个接收机的波段，几乎完全覆盖了脉冲星辐射最强的部分，可以说是研究脉冲星多波段辐射的最优接收机。

3 数字终端

配合超宽带接收机，研制了数字终端。具备1GHz带宽。分两段270-800MHz和950-1620MHz覆盖宽带接收机。非相干消色散搜索和折叠模式可使用1k、2k、

4k和8k通道。搜索模式时间分辨率一般使用50微秒。最快可达3微秒，受存到储速率的限制。相干消色散模式使用256个4MHz通道。

数据将使用PSRFITS格式，可用PRESTO、PSRCHIVE、DPSR、TEMPO2和TEMPO等脉冲星软件处理。

4 总结

FAST将于2016年9月竣工，2016年6月即可使用超宽带接收机进行调试和脉冲星试验观测。观测结果是十分值得期待的。

致谢

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

参考文献

- [1] <http://fast.bao.ac.cn>

Pulsar Magnetospheres of Multiple States

R. Yuen^{1,2,3}, D. B. Melrose³, Z. Y. Tu¹ and M. A. Samsuddin⁴

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

²*Key Laboratory of Radio Astronomy, Chinese Academy of Sciences*

³*School of Physics, The University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia*

⁴*University of Malaya, Malaysia*

Email: ryuen@xao.ac.cn

1 Introduction

Recent observations at radio bands revealed that pulsar magnetospheres exist in multiple configuration states (Stairs et al., 2000; Smits et al., 2005; Kramer et al., 2006; Lyne et al., 2010) contrary to the understanding of singular distinct emission state per pulsar predicted in traditional models. Traditional description of the electro-dynamics of a pulsar magnetosphere is based on a vacuum-dipole model, in which the plasma is neglected, and the Goldreich and Julian (1969) model in which the rotation and magnetic axes are aligned (or anti-aligned) and the plasma is corotating with the star. Although these assumptions have been relaxed in various ways, existing models for the electro-dynamics encounter difficulties in accounting for intrinsically time-dependent phenomena, such as drifting subpulses of multiple drift modes (Smits et al., 2005) and multiple spin-down rates (Kramer et al., 2006). In particular, sudden switches between different emission modes observed in some pulsars indicate that jumping between different rotation states of the magnetospheres can take place abruptly. There is no widely accepted model for such multiple states. Two limiting models for the electric field, \mathbf{E} , around an obliquely rotating pulsar are the vacuum dipole model and an oblique generalization of the corotation model of Goldreich and Julian (1969). The difference in the electric field in these two models is a potential field, which is absent in the former and provided by the Goldreich-Julian charge density in the latter. A simple model (Melrose and Yuen, 2014) involves a linear combination of these two models, with the electric field equal to y times the vacuum \mathbf{E} plus $1 - y$ times the corotation \mathbf{E} . The charge density, ρ , is determined by the divergence of the potential \mathbf{E} . In this model, a pulsar magnetosphere can exist in a continuous set of rotation states defined by $\mathbf{E}(y)$ or $\rho(y)$, and a switch in rotation states corresponds to an abrupt change in the value of y .

2 State switching

The parametrization of rotation states by y provides a testable model for the switching between states. We identify two time-dependent effects that are attributed to reversible switching between different rotation states.

Multiple subpulse drift modes: The allowed plasma motion across magnetic field lines in the magnetosphere is of the form $y\mathbf{v}_{\text{ind}} + (1 - y)\mathbf{v}_{\text{cor}\perp}$, where \mathbf{v}_{ind} is the electric drift velocity in the vacuum model ($y = 1$) and $\mathbf{v}_{\text{cor}\perp}$ is the component of the corotation velocity across the field lines. The subpulse drift rate is an observable phenomenon that changes when the plasma motion changes, and hence may be parameterized by a change in y .

Multiple spin-down rates: Changes in the slowing down of the spin rate of a pulsar results from changes in the torque on the star. The torque imposed on the star by the magnetosphere is due to a change in the magnetospheric current or a change in the location of its closure across the stellar surface. The current is related to $J_{\parallel}(y) = c\rho(y)$, and hence changes as y changes. This provides a parametrization in terms of y of the change in the slowing down rate when the magnetosphere switches rotation states.

3 Investigating rotation states with FAST

The physics of rotation states is hidden in the moment of switching from one state to another. The expected range of transition in longitudinal phase is small per pulsar period as seen in drifting subpulses (Smits et al., 2005) requiring high resolution to reveal detailed variations in the emission pattern. High resolution observations may also discover previously undetected switching observables from the same pulsar, which can be used to restrict on determination of the allowed y in the magnetosphere. With prediction of several thousand new pulsars discovered with the 19-beam receiver (Nan et al., 2011), a more complete understanding on the physical properties of rotation states can be gained from study of a wider class of phenomena associated with multiple states from a larger sample.

Acknowledgments

RY acknowledges supports from National Natural Science Foundation of China project 11573059; the Technology Foundation for Selected Overseas Chinese Scholar, Ministry of Personnel of China; the West Light Foundation of the Chinese Academy of Sciences project XBBS-2014-21; and the Strategic Priority Research Program “The Emergence of Cosmological Structures” of the Chinese Academy of Sciences, Grant No. XDB09000000.

References

- Goldreich, P. and Julian, W. H.: 1969, *ApJ* **157**, 869
- Kramer, M., Lyne, A. G., O'Brien, J. T., et. al.: 2006, *Science* **312**, 549
- Lyne, A. G., Hobbs, G., Kramer, M., et. al.: 2010, *Science* **329**, 408
- Melrose, D. B. and Yuen, R.: 2014, *MNRAS* **437**, 262
- Nan, R. D., Li, D., Jin, C., et. al.: 2011, *Int. J. Mod. Phys. D* **20**, 989
- Smits, J. M., Mitra, D., and Kuijpers, J.: 2005, *A&A* **440**, 683
- Stairs, I. H., Lyne, A. G., and Shemar, S. L.: 2000, *Nature* **406**, 484

Scientific Program of FAST Pulsar Symposium 4

July 3-5, 2015, Inner Mongolia, China

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

===== Friday, July 3 =====

13:00 -- 14:00 Registration (Lobby of Baiqi Hotel)

Conference Opening (at the *Conference Center of Zhengxiangbaiqi government*)

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

14:00 -- 14:10: Welcome addresses by Prof. Yihua Yan

14:10 -- 14:20: LOC message by Dr. Baolin Tan

14:20 -- 14:50 Xinji Wu : *My Astronomical Life*

14:50 -- 15:20 Guojun Qiao: *Pulsar Research and my Colleagues*

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

Session 1: Pulsar Study General

Chair: Jifeng Liu (20min = 15+5)

16:00 -- 16:20 Jilin Han: *Pulsar Observations with Jiamusi-66m radio telescope*

16:20 -- 16:40 Kejia Lee: *Pulsar Radiometer equation revisited*

16:40 -- 17:00 Hao Tong: *Wind braking of pulsars and magnetars: a review*

17:00 -- 17:20 Lijin Shao: *New limits on the gravity sector of SME with radio pulsars*

17:20 -- 17:40 Shi Dai: *Multi-frequency polarization pulse profile of millisecond pulsars*

18:00 -- 21:00 Banquet, to share pulsar life with Prof. Wu and Prof. Qiao

===== Saturday, July 4 =====

Session 2: Pulsar observations

Chair: Jinlin Han (20min = 15+5)

08:00 -- 08:20 Wenming Yan: *Polarization mode changing of PSR J0332+5434*

08:20 -- 08:40 Pengfei Wang: *Observational test at Jiamusi-66m radio telescope*

08:40 -- 09:00 Yizhao Yu: *Searching FRBs with Jiamusi-66m radio telescope*

09:00 -- 09:20 Youling Yue: *Preparation for FAST pulsar early science*

09:20 -- 09:40 Meng Yu: *Developing a PSRCHIVE-based software for single-pulse/scintillation*

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

Session 3: Pulsar astronomy and astrophysics I

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

10:20 -- 10:40 Xiaopeng You: *The properties of the eclipsing pulsars*

10:40 -- 11:00 Lin Li: *Proper motions of 11 pulsars*

10:00 -- 11:20 Jumei Yao: *A new model for Galactic free electron density*
11:20 -- 11:40 Jun Xu: *Interstellar and Intergalactic Magnetic fields*
11:40 -- 12:00 Jiguang Lu: *Multi-frequency Radio Profile of PSR B1133+16*

----- Lunch time -----

Session 4: Pulsar astronomy and astrophysics II

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

14:00 -- 14:20 Yuanjie Du: *Multi-wavelength pulse profiles of millisecond pulsar B1821-24*
14:20 -- 14:40 Xiaomin Bi: *Research on the parallel electric field of the pulsar*
14:40 -- 15:00 Zhifu Gao: *The Effects of Superhigh Magnetic Fields on EoS of Neutron Stars*
15:00 -- 15:20 Xiaoyu Lai: *Small glitches: the role of quark nuggets?*
15:20 -- 15:40 Zhaosheng Li: *Constraints on the mass and radius of neutron star in Aql X-1*
15:40 -- 16:00 Xiaojin Liu: *To probe cosmic phase-transition with PTA*

16:00 – to the site of radio telescope array (getting together at front gate of Baiqi Hotel)

===== Sunday, July 5 =====

Session 6: Pulsar astronomy and astrophysics III

Chair: Xiaoping Zheng (20min = 15+5)

08:00 -- 08:20 Biping Gong: *Ultra-compact binary with orbital period of ~ 10 min*
08:20 -- 08:40 Hongguang Wang: *A Fan Beam Model for Radio Pulsars*
08:40 -- 09:00 Feifei Kou: *Towards a more perfect pulsar wind model*
09:00 -- 09:20 Hao Shan: *A novel fast de-dispersion algorithm*
09:20 -- 09:40 Yanjun Guo: *Massive Pulsars and Ultraluminous X-ray Sources*

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

Session 7: Free Discussions: Pulsar Sciences and Observations

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

10:20 -- 10:40 Renxin Xu: *An introduction of pulsar study for the discussion*
10:40 -- 12:00 Free Discussions

----- Lunch time -----

13:00 To leave from Mingantu to Beijing (getting together at front gate of Baiqi Hotel)

NOTE for *Dining Service* at the first floor of Baiqi Hotel

Buffet Breakfast: 07:00—08:00
Buffet Lunch: 12:00—13:00
Buffet Dinner: 18:00—19:00