

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.02.02

正常脉冲星计时噪声的研究进展

高旭东^{1,2}, 张双南^{2,3}, 付建宁¹

(1. 北京师范大学 天文系, 北京 100875; 2. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 3. 中国科学院 高能物理研究所, 北京 100049)

摘要: 脉冲星自转的稳定性是其最显著的特征之一, 利用这种特征可以提供脉冲星自身自转减慢的精确信息, 研究强引力场中的广义相对论效应, 检验引力波, 探测太阳系外行星, 以及提供计时标准。然而, 在脉冲星自转的长期观测中, 两种有趣的不规则性被观测到, 这其中把广泛存在于脉冲星中且最为普遍的现象称为“计时噪声”, 多表现为相当连续且不稳定的行为, 并且多由低频结构组成。对于具有较大周期导数的脉冲星而言, 通常会具有更加明显的计时噪声。全面地研究计时噪声有助于深入了解中子星的内部结构。在回顾分析脉冲星自转减慢模型的基础上, 对近年来脉冲星计时噪声的观测进展进行了概述。针对现有的观测数据, 讨论了目前关于计时噪声分类以及观测制动指数中存在的问题。另外, 介绍和评述了脉冲星计时噪声的相关理论模型。最后, 展望了未来观测方面的发展方向 and 前景。

关键词: 脉冲星; 计时噪声; 跃变

中图分类号: P145.6 **文献标识码:** A

1 引言

脉冲星的命名源于星体本身连续发出周期性的射电辐射, 目前对于这种现象普遍认可的解释为灯塔模型^[1], 即辐射来自于星体的磁极处。而由于脉冲星磁轴与自转轴存在一定的角度, 如果地球处于脉冲星辐射束范围内, 随着脉冲星自转, 便会接收到一系列具有周期性间断的脉冲信号。而在这其中毫秒脉冲星具有最高的长期稳定度。1994 年 Kaspi 等人^[2] 发表了 PSR B1855+09 和 PSR B1937+21 两颗毫秒脉冲星的稳定度, 表明其长期稳定度可以达到原子钟水平。近年来, 国际脉冲星计时阵 (pulsar timing array project) 取得了快速发展, 不仅可以用来建立脉冲星时间标准, 并且还能应用于引力波探测研究。

收稿日期: 2015-03-25; 修回日期: 2015-10-23

资助项目: 973 项目 (2014CB845802, 2014CB845700, 2013CB834900); 国家自然科学基金 (11133002, 11373036); 国家千人计划启动基金 (292012312D1117210); 中国科学院战略先导专项 (XDB09000000); 国家自然科学基金委员会和中国科学院天文联合基金重点项目 (U1231202)

通讯作者: 张双南, zhangsn@ihep.ac.cn

来自于磁极处的辐射机制并没有得到合理的解释, Ruderman 与 Cutherland^[3] 在 Goldreich 和 Julian^[4] 提出的理想情况下 (即磁层与中子星共转, 磁轴和自转轴重合) 的标准模型的基础上, 认为在极区和光柱面之间会存在电势差, 使得正电子从极区沿着开放的磁场线逃逸到光柱外 (如图 1 所示)。在极冠上方 10^4 cm 处会形成“间隙”(gap), 并且在间隙中 $E \cdot B \neq 0$, 其中 E 为电场, B 为磁场。随着在间隙中累积的电势差达到 10^{12} V, 将会导致真空击穿并产生正负电子对, 也就是“放电”(sparking) 现象。间隙中的电场会分别加速正负电子对: 正电子沿场线逸出, 电子流向星体表面。电子在间隙中弯曲场线运动中会释放高能的光子, 辐射的高能光子继续产生正负电子对, 从而产生电子对的级联过程。逸出间隙的正电子在磁场中沿磁力线运动发生曲率辐射, 产生的 γ 光子进而产生次级正负电子对, 最终导致产生相干的射电辐射。

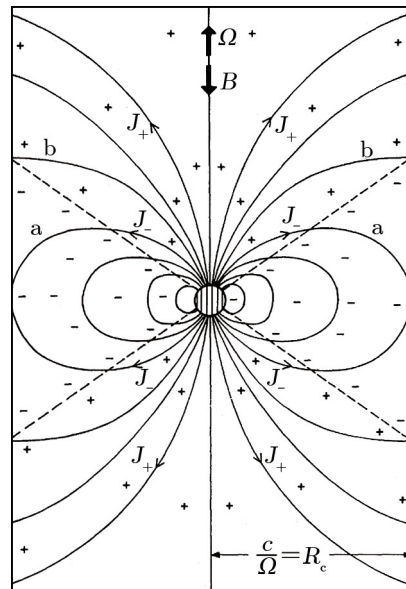


图 1 脉冲星标准模型^[3]

带电粒子在逸出并产生辐射的过程中会与磁场产生相互作用, 从而对自转的星体产生一个制动力矩, 因此辐射束造成的能量损失大部分由转动能提供。所以理论上脉冲星必然会随着时间的增长而自转减慢, 但是目前仍没有找到完美的模型去准确描述脉冲星的演化过程。而现在普遍接受的理论是力矩会衰减, 比如磁场衰减^[5, 6]和磁倾角衰减^[7, 8], 但是仍然缺乏可靠的观测证据和理论模型。脉冲星的计时观测不仅可以提供星体自转减慢的准确信息, 探寻脉冲星内部的物理过程, 还可以用来检验广义相对论和引力辐射, 以及获取脉冲传播过程中通过的星际介质的相关信息, 等等。

脉冲星计时观测的本质是通过定期追踪射电脉冲的到达, 从而检测中子星的自转行为以及演化。尽管单个脉冲形状可以变化很大, 但是经过叠加后产生的平均脉冲轮廓的形状却相当稳定。脉冲星到达时间 (TOA) 是由多个单独的脉冲叠加后乘以瞬时的脉冲周期所获得。

脉冲到达时间的精度近似等效于脉冲宽度的持续时间除以平均脉冲轮廓的信噪比, 所以, 对于具有窄脉冲轮廓且快速转动的脉冲星得到的脉冲计时精度更高。在太阳系质心的惯性坐标系下, 脉冲星的旋转周期近似恒定, 所以脉冲抵达的位相 $\phi(t)$ 可以被近似表达为泰勒展开:

$$\phi(t) = \phi_0 + \nu(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu}(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}(t - t_0)^3 + \dots, \quad (1)$$

其中 ϕ_0 和 t_0 是脉冲星初始任意的参考位相和时间, ν 代表脉冲频率。在这种理想情况下, 任意两个不同时刻观测得到的脉冲位相都应该相差自转数的整数倍。此外, 为了得到这种形式下自转位相的表达式, 首先需要对实际观测得到的 TOAs 进行修正。即,

$$t = t_t - t_0 + \Delta_{\text{clock}} - \Delta_{\text{DM}} + \Delta_{\text{R}\odot} + \Delta_{\text{E}\odot} + \Delta_{\text{S}\odot} + \Delta_{\text{R}} + \Delta_{\text{E}} + \Delta_{\text{S}}, \quad (2)$$

其中 t_t 代表实际在地球上观测到的脉冲到达时间, t 代表修正后的处于脉冲星共动坐标系下的时间, t_0 代表参考历元, Δ_{clock} 代表时钟修正, 也就是观测台的时钟相对于地球标准时钟的修正, 不同频率的脉冲信号在星际介质 (ISM) 的传播过程会产生色散延迟效应, 并且与自身频率的二次方成正比^[9-11], 所以还要对此做相应修正 Δ_{DM} 。为了不受地球公转运动的影响, 需要把观测的 TOAs 修正到太阳系质心坐标系下, 也就是所谓的 Roemer 延迟修正 $\Delta_{\text{R}\odot}$ ^[12]。 $\Delta_{\text{E}\odot}$ 代表太阳系中大质量行星和太阳引起的引力红移和引力膨胀所做的相应修正^[13], 脉冲信号在经过太阳系曲率时空时还会造成额外的 Shapiro 延迟 $\Delta_{\text{S}\odot}$ ^[14]。如果脉冲星处于双星系统中, 那么还需考虑伴星系统对其造成相对应的 Roemer 修正 Δ_{R} 、Einstein 修正 Δ_{E} 和 Shapiro 修正 Δ_{S} 。此外, 处于球状星团中的脉冲星还会受到中心引力场的加速效应^[15], 以及大部分脉冲星被发现存在足够大的自行^[11], 同样会影响脉冲星到达时间。基于当前的计时模型和这些参数的误差, 把实际观测到的 TOAs 与模型预测的 TOAs 的位相差再除以自转频率, 称为计时残差 (timing residuals)。需要强调的是, 以上的计时模型都只限于外在因素对脉冲信号造成的影响, 同样脉冲星自身的演化也会对脉冲星到达时间产生影响, 包括脉冲星进动和制动机制对自转频率和其导数造成的影响, 从而没有被计时模型修正而体现在计时残差中。

理论上不考虑物质外流以及吸积带来的影响, 对于孤立的射电脉冲星而言, 可以认为脉冲星的自转减慢主要受磁偶极辐射主导, 从而可以从观测上很好地预测射电脉冲星的射电到达时间。然而, 经过长期的观测, 发现事实并非如此, 脉冲星的到达时间并不能被自转减慢模型很好地预测, 反映为观测到的脉冲星自转的不规则性。通常而言, 脉冲计时的不规则性分为两类: 1) “跃变” (glitches), 这种现象的发生比较随机, 多发生在年轻的脉冲星上, 而对于年龄较老、自转更稳定的毫秒脉冲星而言, 发生的几率很小。跃变的表现多为自转速率的突然增加, 其跃变幅度一般在 $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-9} \sim 10^{-6}$, 随后伴随很长的恢复过程。Espinoza 等人在 2011 年列出了 102 个长期观测的脉冲星所发生的 315 次跃变事件^[16]。最近发现的反跃变^[17] 现象更是对解释原来跃变现象的超流涡流模型提出了挑战。2) “计时噪声” (timing noise), 这是一种更为普遍的相对简单的自转减慢模型的位相漂移现象, 并在 Crab 和那些具有较大的周期导数的脉冲星中更为显著^[18], 其特点是连续的, 具有不可预测性, 而其结构特征也随着观测数据的增加而改变, 对于长时期的观测, 大部分计时噪声展现为准周期特征^[1]。

理解这些观测特征产生的机制不仅有助于了解中子星内部的物理演化过程,而且对于利用脉冲星探测引力波也非常有帮助。

本文第 2 章将简单回顾脉冲星的自转减慢模型以及制动指数,第 3 章介绍脉冲星计时噪声在观测方面的研究进展,第 4 章主要介绍几种用于解释脉冲星计时噪声的理论方面的模型,第 5 章给出简要的总结和展望。

2 脉冲星自转减慢模型

在讨论脉冲星偏离常规的自转减慢现象前,首先简单回顾脉冲星的这种单调的演化行为。脉冲星一般被认为以低频的电磁波或者高能粒子辐射的形式,带走星体自身的转动能,从而使得脉冲星自转逐渐减慢。

通常的自转减慢情况,制动力矩正比于自转角速度的 n 次幂,表达式如下:

$$\dot{\Omega} = -k\Omega^n, \quad (3)$$

其中 k 是常数, n 代表制动指数,其数值依赖于不同的制动机制。对于偶极磁场情况,考虑磁偶极矩 M 垂直于自转轴,偶极辐射在角频率为 Ω 的情况下,总功率为 $\frac{2}{3}M^2\Omega^4c^{-3}$,其中 c 为光速。脉冲星的转动能为 $\frac{1}{2}I\Omega^2$,其中 I 为转动惯量。故其磁制动力矩表现为如下形式:

$$N_{\text{Torque}} = I\dot{\Omega} = -\frac{2}{3}M^2\Omega^3c^{-3}. \quad (4)$$

此时再与式 (3) 对比可以看出 $n = 3$ 。Goldreich 和 Julian^[4]于 1969 年提出标准脉冲星模型,粒子从磁轴与自转轴重合的旋转脉冲星中损失的情况,其 n 值同样期待等于 3。星体半径为 R 的表面的磁场强度可以表示为 $B_0 = MR^{-3}$,自转周期可以表示为 $P = 2\pi/\Omega$,因此磁场的表达式可以写为:

$$B_0 = \sqrt{3Ic^3P\dot{P}/8\pi^2R^6} = 3.3 \times 10^{19}(P\dot{P})^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

其中,中子星的半径取 $R = 10 \text{ km}$,转动惯量 $I = 10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ 。通过对式 (2) 进行积分,可以给出演化的时间间隔:

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_i} \right)^{n-1} \right], \quad (6)$$

其中, Ω_i 为初始的自转角速度。对于初始角速度非常高的情况,即 $\Omega_i \gg \Omega$,可由式 (5) 近似得到特征年龄:

$$\tau_c = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}}. \quad (7)$$

对于磁偶极制动的情况,即 $n = 3$,特征年龄为 $\tau_c = P/2\dot{P}$ 。Crab 脉冲星得到的特征年龄为 1 250 a,与从超新星事件中估计出的真实年龄 950 a 比较接近。由于初始的周期一定是有限的,所以特征年龄通常被当作真实年龄的上限。此外,磁场的衰减将会造成对真实年龄的过高估计^[19, 20]。

3 脉冲星计时噪声的观测进展

3.1 脉冲星计时观测进展概述

脉冲星是非常稳定的时钟, 考虑由于自转减慢造成的周期稳定的增长, 其稳定度可以达到 10^{-11} 或更高^[1]。然而在这种精度下, 观测上许多脉冲星仍然会显示出随机的位相偏差。这些明显的随机偏差便是脉冲星计时噪声, 图 2 展示的是扣除最佳拟合的自转周期和其一阶导数后, 得到的残差图, 也就是位相偏差的长期时间序列, 数据来源于 Jodrell Bank 天文台。从观测上来看, 大部分计时噪声都包含接近观测时间长度的周期成分, 对此只有持续延长观测的时间才能揭露其本质。

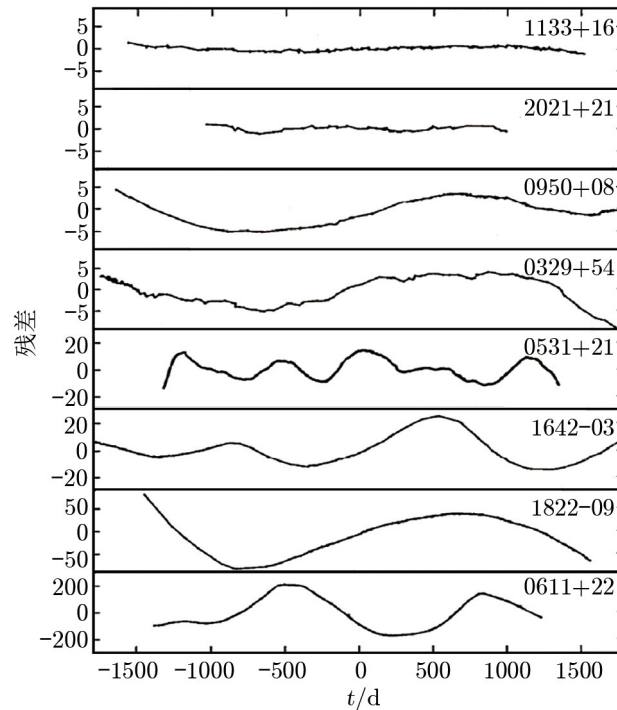


图 2 8 颗来自于 Jodrell Bank 天文台超过 10 a 的计时噪声^[21]

Deeter 和 Boynton^[22]在 1982 年、Deeter^[23]在 1984 年提出并讨论了利用频域方法进行相关研究, 即根据位相或是一阶导数的波动所得到的功率谱来描述计时噪声。随后 1986 年他们^[24]通过这种方法获得了 Cordes 和 Downs^[25]所研究样本中脉冲星的计时噪声功率谱。计时噪声功率谱的研究方法在以后的数据分析以及理论模型验证中得到了广泛的应用。

之前关于脉冲星大样本计时噪声的分析, 受到相对较短的数据跨度的限制。而长期数据的分析只在很少的文献中出现, 并且仅针对少数的脉冲星。1995 年 Shabanova^[26]对 PSR B0329+54 进行了长期的计时分析, 发现在计时残差中存在周期为 16.9 a 的类正弦调制, 他把这种周期性解释为存在一个类行星体绕该脉冲星做周期为 16.9 a 的轨道运动。Baykal 等人^[27]结合早期的观测数据^[28-30]对 4 颗脉冲星 (PSR 0823+26, 1706-16, 1749-28 和 2021+51)

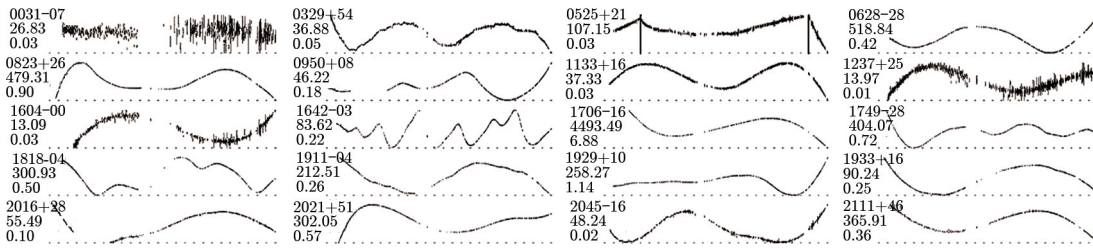
进行了首次数据跨度达 30 a 的脉冲计时分析。他们挑选的这 4 颗脉冲星脉冲频率具有显著的二次趋势，以此来研究频率二阶导数 $\ddot{\nu}$ 的稳定性以及是否是长期引起噪声过程的一部分；最后他们认为这些源的 $\ddot{\nu}$ 引起的脉冲频率导数 $\dot{\nu}$ 的波动，可能由于脉冲星磁层的力矩所造成。Shabanova 等人^[31]分析了 PSR B1642-03 长达 30 a 的数据，并发现其存在变化幅度从 15 ms 到 80 ms，变化间隔从 3 a 到 7 a 的周期改变，他们以摆动角度大约为 0.8° 的自由进动来解释这种现象。Livingstone 等人^[32]在 2005 年基于 21.3 a 的射电数据和 7.6 a 的 X 射线数据，对年轻的脉冲星 PSR B1509-58 进行了分析，结果显示并没有像其他年轻脉冲星一样发生频繁的跃变现象；相反在整个的时间跨度内并没有发生跃变现象；并且由于计时噪声的污染，他们所测量的制动指数 n 在 21.3 a 的时间跨度上改变了 1.5%。

脉冲星从发现至今已经被全世界的天文台观测了 36 a 以上，而这其中 Jodrell Bank 天文台提供最长的数据跨度用以研究脉冲星计时噪声。数据跨度超过 10 a 以上的 374 颗脉冲星的基本观测参数，Hobbs 等人^[33]在 2004 年对其进行研究并发表。并且一种新的数据处理方法得到应用，在进行标准的拟合程序前，通过白化脉冲星的计时残差来移除计时噪声的影响，从而使得到的参数解更加精确。随后 2005 年 Hobbs 等人^[34]利用脉冲星计时方法和干涉仪，对其中 233 颗脉冲星进行了自行测量，他们认为脉冲星的平均出生速度 (birth velocity) 为 $(400 \pm 40) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ，而并没有证据表明具有双峰的出生速度分布^[35]。此外，新疆南山天文台取得了大约 284 颗超过 10 a 数据跨度的计时观测，Haartebeestoeck 有 30 颗超过 15 a 数据跨度的脉冲星，Parkes 有大约 110 颗超过 10 a 数据跨度的脉冲星。当前大部分计时噪声的信息来自于对年轻脉冲星的研究，而最近高精度的毫秒脉冲星的计时观测也展示了计时噪声的影响。Parkes, Arecibo, Green Bank 以及 Nancy 天文台用最好计时精度对这类脉冲星观测了 10 a 以上。当前来自于脉冲星计时阵列项目的 PSRs J0437-4715, J1909-3715 和 J1713+0747 的计时残差的均方根 (rms) 极限为 $0.1 \mu\text{s}$ ，而大约 15 颗毫秒脉冲星为 $1 \mu\text{s}$ 。相信随着设备和校准程序的改进，计时残差的 rms 能得到改善。

3.2 关于脉冲星计时噪声的分类

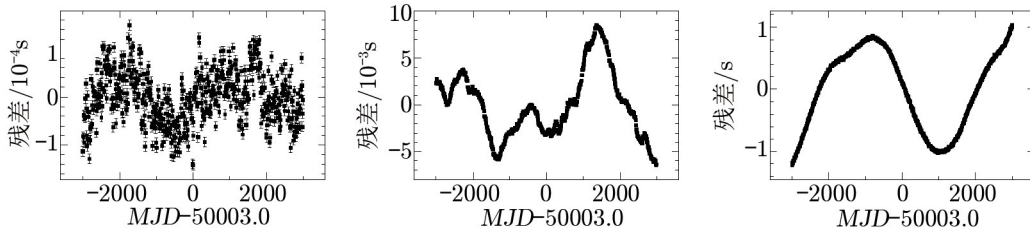
图 3 展示的为超过 36 a 观测时间的计时残差的不同特征^[36]。这些计时残差的特征通常用解析的谐波相关的正弦函数的最小二乘法拟合来描述^[33]。这些建模的函数随后可以被用于：1) 形成相应的功率谱；2) 搜寻残差局域最大和最小；3) 从自相关函数获取主导计时噪声的时标；4) 决定残差的局域梯度和曲率半径。但是这种方法不能解释计时残差中特别离散的变化，比如跃变事件。

随后他们利用许多具有随机相位的正弦函数叠加而成的“红噪声”模拟器，可以重现大部分脉冲星计时噪声的观测特征，其中幅度由幂律谱 $P(f) = Af^{-\alpha}$ 所决定。图 4 是模拟残差的例子。然而，由于样本采集的非均匀性以及陡峭红噪声的存在，给功率谱分析造成了很大的困难。Scott 等人^[37]在 2003 年用 Deeter 多项式的方法对 Crab 脉冲星进行了功率谱分析，其中全面地处理红噪声的数学方法由 Kopeikin^[38]提供。但是目前为止还很难找到很好的技术方法应用到所有的脉冲星中。由此可以看出，无论是利用谐波相关的正弦函数的最小二乘法去拟合，还是用许多具有随机相位的正弦函数叠加形成的“红噪声”模拟器，都很难描述当前脉冲星计时残差的所有特征，以致很难做进一步的分析或是分类。



注: 来自用 Jodrell Bank 数据跨度超过 30 a 的脉冲星计时残差, 每个子图左边的三个标签分别代表脉冲星的名字, 残差 (ms) 从最小到最大的范围, 以及在相同范围尺度下脉冲星的自转周期。

图 3 超过 36 a 观测时间的计时残差的不同特征^[36]



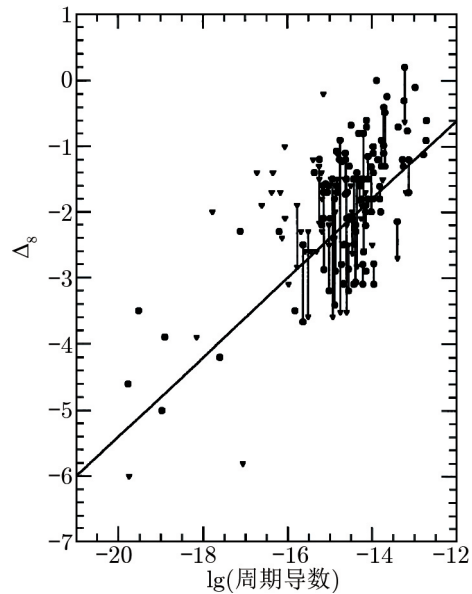
注: 子图从左到右对应幅度的幂律指数分别为 -1, -3 和 -5。

图 4 由红噪声模拟产生的计时残差^[36]

Arzoumanian 等人^[30]在 1994 年发表了对 96 颗射电脉冲星计时行为的研究, 对其时间数据进行拟合, 获取并修正了每个脉冲星的参数, 包括位置、周期、周期导数以及色散测量。他们认为 Dewey 等人^[39]在 1988 年对 PSR B1935+25 以及 Backus 等人^[40]在 1982 年对 PSR B2324+60 的计时解存在问题。随后他们试图提取计时噪声中的特征参量用以区分和描述计时噪声的行为, 于是他们重新定义了新的“活跃参数”(activity parameter) Δ_s 用来代表计时噪声的大小, 计时噪声相对于简单的自转减慢模型通常由式 (1) 中的立方项主导, 也就是周期或频率的二阶导数, 即方程中第四项代表在一定的时间跨度内 (通常 10^8 s), 从预期的自转和自转减慢率的偏离, 所以活跃参数被定义为如下形式:

$$\Delta_s = \lg \left(\frac{1}{6\nu} |\ddot{\nu}| t^3 \right). \quad (8)$$

图 5 展示的是相应的 139 颗脉冲星 Δ_s 的关系图, 可以看出计时噪声参数 Δ_s 与周期导数存在相关性, 表现为年轻的脉冲星总是展现更大的噪声,



注: 倒三角表示其活跃参数的上限, 当得到 Δ_s 的两个或更多的估计时, 用垂线连接。

图 5 Δ_s 与对应的周期导数的分布图^[30]

而对于年老的具有很小的周期导数的毫秒脉冲星而言,则表现得更为稳定。这使得根据参数 Δ_s 可以初步区分脉冲星的年龄。然而 1994 年 Kaspi 等人^[2]发现,具有较高周期导数的毫秒脉冲星 PSR B1937+21,也存在很明显的计时噪声。

考虑到更长时期的观测,需要做进一步的改进。Matsakis 等人^[41]在 1997 年通过遵循用于测量原子钟稳定性的阿伦方差 (Allan variance) 原则,定义了用以在不同的时间尺度上表示脉冲星稳定性的一个统计量,其表达式如下:

$$\sigma_z(\tau) = \frac{\tau^2}{2\sqrt{5}} \langle c^2 \rangle^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Hobbs 等人^[42]在 2010 年通过 Jodrell Bank 天文台超过 36 a 的脉冲星计时数据,发表了对 366 颗脉冲星计时不规则性的分析。他们以 10 a 为时标得到的 $\sigma_z(10 \text{ a})$ 分别对自转频率、自转减慢率、特征年龄、表面偶极磁场、转动能以及时间跨度做相关分析,发现 σ_z 与自转减慢率存在很好的相关,如图 6 所示。

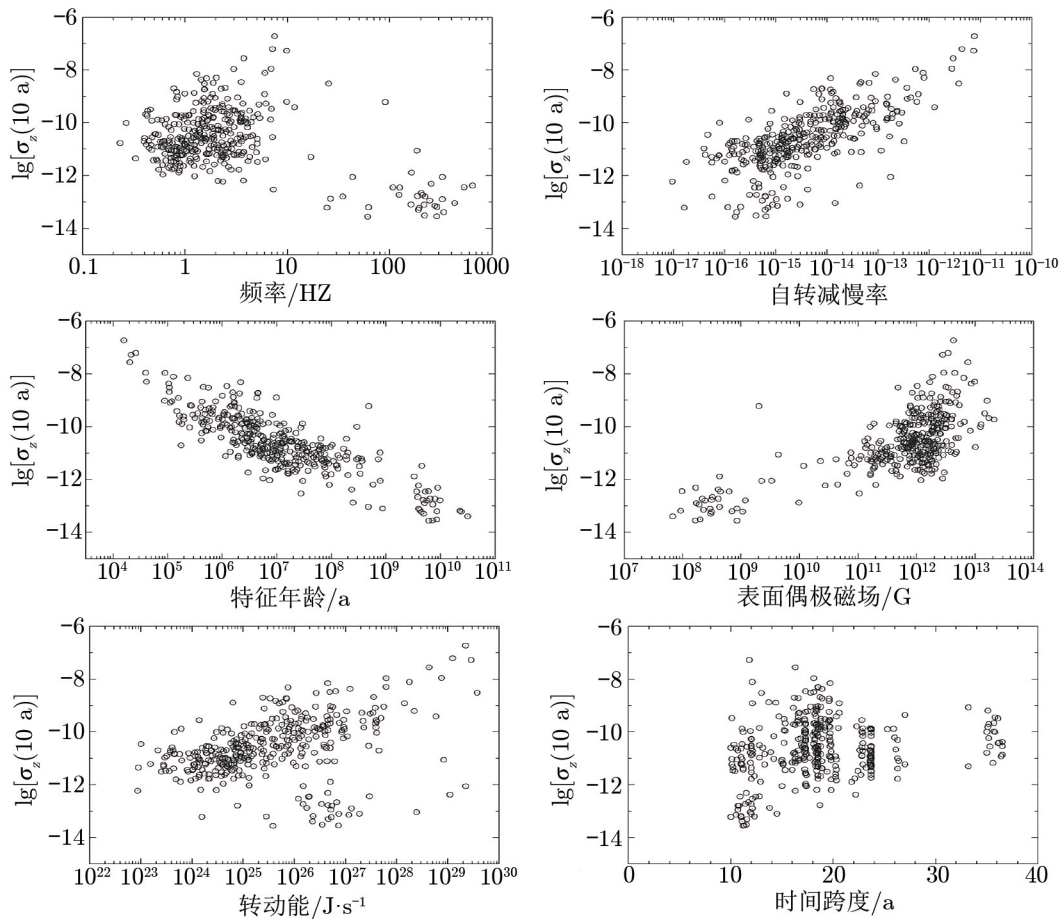
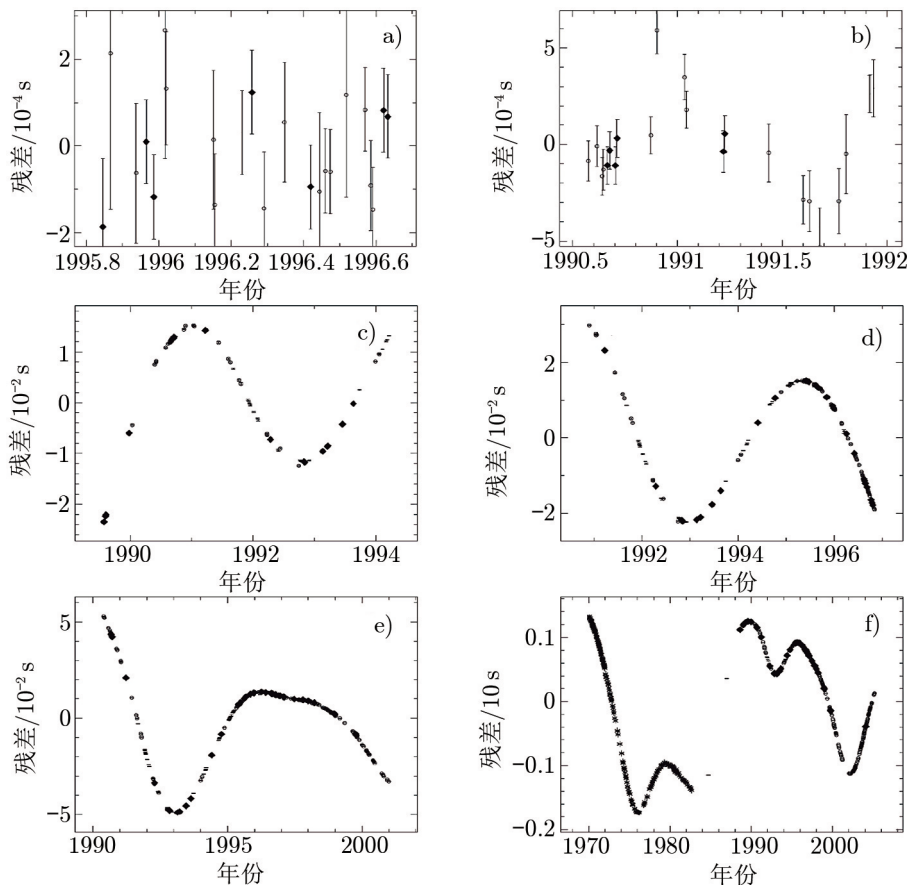


图 6 $\sigma_z(10 \text{ a})$ 分别相对于自转频率、自转减慢率、特征年龄、表面偶极磁场、转动能以及时间跨度作图^[42]

随后 Hobbs 等人首次尝试从残差的结构对其进行分类, 理论上自转频率的二阶导数 $\ddot{\nu}$ 根据式 (1) 可以建模为立方项被拟合掉, 但是从 $\ddot{\nu}$ 得到的制动指数取值范围为 $(-2.6 \sim +2.5) \times 10^8$ ^[36]; 因此, 他们认为立方项并不是由脉冲星固有的偶极制动主导, 所以仅拟合到频率的一阶导数, 而把剩余的特征看作为计时噪声。他们把占样本大概 37% 的没有明显特征和结构并由测量误差主导的分为一类; 20% 的样本的残差对应 $\ddot{\nu} > 0$ 为一类; 16% 的样本的残差对应 $\ddot{\nu} < 0$ 为一类; 最后样本的 27% 具有更加复杂的残差结构。然而 Hobbs 认为, 这样简单地分类存在两个问题: 1) TOA 可以达到的精度, 也就是说一些脉冲星比起其他的脉冲星得到的测量更加精确, 例如对于 PSR B1900+01 的残差可以看到很详细的结构, 而对于 PSR B1745-20, 由于更大的 TOA 不确定性, 看不到任何明显的残差结构; 2) 对于单独的脉冲星, 随着更多观测数据的积累, 其结构可能发生变化。如图 7 所示, 对于 PSR B1818-04 采取不同的数据跨度, 所得到的残差结构也会相应地发生变化。所以目前计时噪声的分类还存在很多需要解决的问题。



注: 在每个残差图中脉冲星的自转频率和其一阶导数被拟合掉。数据跨度分别对应 a) 1 a, b) 1.5 a, c) 5 a, d) 6 a, e) 11 a, f) 35 a。

图 7 取不同数据跨度得到的 PSR B1818-04 的计时残差^[42]

3.3 观测制动指数的问题

对式 (3) 求导可以得到制动指数 n 的表达式, 并且根据自转频率为 $\nu = \Omega/2\pi$ 可得:

$$n = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} = \frac{\nu \ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2}. \quad (10)$$

从观测上来说, 如果可以得到自转频率二阶导数 $\ddot{\nu}$ 的测量值, 便可以确定制动指数 n 。目前对于大部分脉冲星而言, 只有短期或是长期离散的观测数据。通常利用式 (1) 对观测数据进行拟合, 从立方项中得到 $\dot{\nu}$, 从而确定制动指数的数值。根据 Hobbs 等人^[42] 在 2010 年公布的超过 36 a 的 366 颗脉冲星 $\dot{\nu}$ 的数据, 其对应制动指数的取值范围为 $(-2.6 \sim +2.5) \times 10^8$ 。并且 Hobbs 等人还发现, 对于同一颗脉冲星而言, 随着观测数据跨度的变化, 其得到的制动指数的数值和符号都会发生变化。张双南和谢祎^[20] 在 2012 年通过他们建立的磁场演化模型很好地解释了这种现象。

表 1 脉冲星制动指数

脉冲星	n	参考文献
B0531+21	2.51(1)	[44]
J0537-6910	-1,5	[46]
B0540-69	2.140(9)	[47]
B0833-45	1.4(2)	[45]
J1119-6127	2.91(5)	[48]
B1509-58	2.839(1)	[47]
J1846-0258	2.65(1)	[47]

此外, 有 7 颗年轻的脉冲星进行了长期连续的观测, 通过消除计时噪声和跃变的影响后, 可以得到 $\dot{\nu}$ 随时间的变化, 从而确定 $\dot{\nu}$ 的数值, 表 1 给出这 7 颗脉冲星对应的制动指数值。

从表 1 可以看出, 这些年轻脉冲星的制动指数都小于 3, 偏离于磁偶极辐射模型预期的 $n = 3$, 这可能意味着式 (3) 中的 k 不是常数。由此得到观测制动指数为:

$$n_{\text{obs}} = \frac{\nu \ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2} = n + \frac{\dot{k}}{k} \frac{\nu}{\dot{\nu}}. \quad (11)$$

如果假定磁偶极辐射是正确的, 那么 k 的变化可能来自于转动惯量 (I), 偶极磁场 (B) 或磁倾角 (α) 的改变, 即

$$n = n_{\text{obs}} + 2 \frac{\nu}{\dot{\nu}} \left(\frac{\dot{I}}{I} + 2 \frac{\dot{\alpha}}{\tan \alpha} + \frac{\dot{B}}{B} \right). \quad (12)$$

然而, 对于 Crab 脉冲星 (PSR B0531+21) 和 Vela 脉冲星 (PSR B0833-45) 需要较高的变化率, 如果这种变化在脉冲星中长期存在, 那么就不可能来自于转动惯量和磁倾角的贡献, 而仅有可能是由于磁场的增长所导致。这种较低的制动指数也有可能表明简单的磁偶极辐射模型是不适用于脉冲星的。

4 脉冲星计时噪声的相关理论模型

理论上, 脉冲星的计时噪声可以被区分为三种类型, 它们分别是位相噪声、自转频率噪声以及频率一阶导数或自转减慢率噪声。每种噪声都代表了测量参数 ϕ , ν 和 $\dot{\nu}$ 的随机游走行为。位相噪声将导致在脉冲星表面的辐射源的随机移动, 以及脉冲形状的改变; 频率噪声将导致星体转动惯量的随机波动, 例如椭率的随机改变, 使自转频率产生很大的跃变; 自转减慢噪声将导致脉冲星磁场或磁层结构的随机变化。

4.1 随机游走模型

Boynton 等人^[49]在 1972 年首次提出, 这种旋转的不规则性可能是由于三种随机游走模型中的一个造成的, 它们分别为: 位相噪声 (PN), 频率噪声 (FN), 自转减慢噪声 (SN)。在位相中的第 k 阶导数的一个随机游走被定义为如下形式:

$$\frac{d^k \phi(t)}{dt^k} = \sum_j a_j H(t - t_j) \quad , \quad (13)$$

其中, a_j 代表零均值附近的随机幅度, H 是单位步长函数, 其步长发生在 t_j 处。 $k = 0, 1, 2$ 分别对应 PN, FN, SN 随机游走类型。通过定义可以清楚表明, 如果位相的 k 阶导数存在随机游走, 那么便等效于位相的 $k+1$ 阶导数为静态统计, 也就是白噪声的功率谱。随后他们发现 Crab 脉冲星的计时噪声与脉冲频率的随机游走相一致^[49, 50]。

Cordes 和 Helfand^[18]在 1980 年对 50 颗脉冲星的这种低频结构进行了研究, 他们发现计时噪声广泛存在于脉冲星之中, 并且其强度与周期导数之间具有相关性, 而与周期呈现弱相关, 同时他们考虑了脉冲星的其他参数, 包括射电光度、位于银河系盘面高度和脉冲形状的改变, 但并没有发现与计时噪声存在相关。随后他们尝试利用三种随机游走模型去描述计时噪声。然而他们只能解释样本中 11 颗脉冲星的计时噪声, 却不能很好地描述其余大部分脉冲星的时间行为。Cordes 和 Downs^[25]对 24 颗脉冲星做了详细的时域分析, 表明理想化的随机游走模型太过简单, 他们认为计时噪声可能是一个或多个随机游走模型叠加的离散事件 (micro-jumps) 造成的, 而对于这些离散事件幅度的改变和速率的变化则因不同个体而异。1995 年 D'Alessandro 等人^[51]分析了由 Mt Pleasant 天文台观测, 跨度达 7 a 的 45 颗南天脉冲星的时间残差数据, 他们发现在样本中有 19 颗脉冲星计时噪声非常弱, 以至于得不到有意义的结果; 7 颗脉冲星的时间行为可以由单纯的随机游走过程所解释, 14 颗脉冲星可以由 microjumps 叠加在随机游走过程上所解释, 而剩下的 5 颗脉冲星的行为却不能得到很好的解释。由以上研究可知, 自转变量的随机游走并不能很好地解释观测到的计时噪声现象。

4.2 涡流模型

Tkachenko^[52]在 1966 年指出, 在旋转的超流体中, 涡流一定会以规则的晶格结构排列。此外, 在此结构下任意的位移都会导致由横波或剪切波组成的波的运动。1970 年 Ruderman^[53]提出, 在 Crab 脉冲星的计时残差中存在大约以 4 个月为周期的振荡, 这是由星体内部的 Tkachenko 振荡所造成。图 8 是 Lyne 等人^[54]1988 年展示的 Crab 脉冲星超过 6 a 的计时残差, 他们表明存在一个更长周期的振荡 (20 个月), 而振荡主要来自于脉冲星内部的中子超流的贡献。

Tkachenko 理论给出在涡流晶格中剪切波的速度依赖于涡流的密度, 也就是转动的速率。而对于半径为 10 km 的中子星内部, 该理论预测其振荡周期为 $20P^{1/2}$ 月, 其中 P 是以秒为单位的中子星的自转周期。正如 Ruderman^[53]提出的, 以此给出的 Crab 脉冲星 4 个月的振荡周期与在 1970 年看到的明显的振荡相一致。但是, 如果 Lyne 观测到的 20 个月的振荡也以此理论来解释, 就会导致不同的振荡模式。例如, 在中子星中心也许是固体核, 而此时的振荡不是流体中的晶格振荡, 而可能是核与壳之间的相对运动导致。如果振荡是以如图

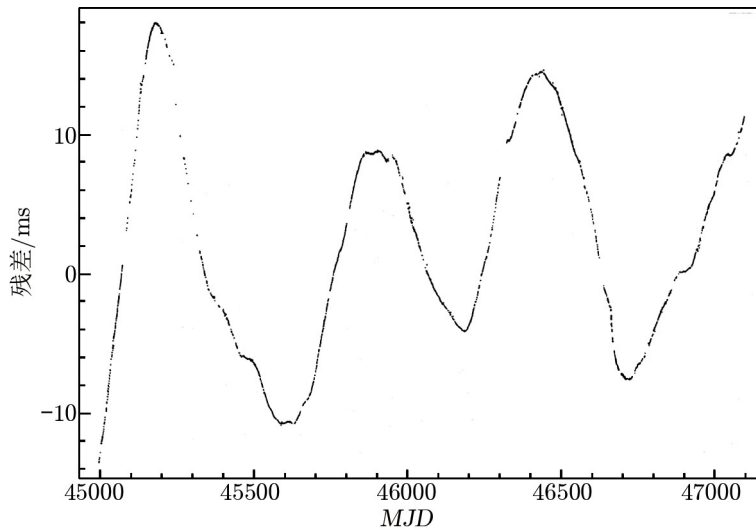


图 8 Crab 脉冲星的计时残差^[42]

8 瞬时衰减形式出现，它可能是由于受跃变的激发导致。

此外，1984 年 Alpar 等人^[55]提出的涡流爬行 (vortex creep) 理论 (pinned 的涡流的热运动) 成功解释了 Vela 脉冲星 PSR B0833-45^[56]，Crab 脉冲星 PSR B0531+21 和 PSR B0525+21^[57] 发生跃变后的行为；其研究结果也表明，在这些脉冲星中，大尺度的跃变行为主要由中子星超流壳层中的涡流行为来主导。超流涡流对壳层核子的钉扎 (pinning) 和脱钉 (unpinning) 会引起大量内部力矩的变化，所以很自然地推测，由钉扎的壳层超流引起的小尺度的内部力矩的波动是造成观测上计时噪声的原因。Alpar 等人^[58]1986 年便开始研究涡流爬行造成的力矩波动对计时噪声的贡献，他们通过构建三种形成计时噪声的物理模型：1) 涡流脱钉的情况；2) 涡流脱钉并伴随其他的一些物理过程；3) 钉扎区域外部频率的跳变造成的噪声。随后对他们构建好的噪声模型分别作功率谱，并与 Boynton 和 Deeter^[24] 对 25 颗脉冲星所得到的功率谱相比较，但是一些预期的结构并没有在 Crab 和 Vela 脉冲星观测的功率谱中看到，换句话说，这些脉冲星的计时噪声可能不是由内部机制造成的。

4.3 自由进动模型

脉冲星发现后不久，Davis 和 Goldstein^[59]，以及 Goldreich^[60] 在 1970 年便提出脉冲星自转长期的变化是由于自由进动导致，并且子脉冲漂移也可能与进动效应有关。随后 Pines 等人^[61] 提出，如果中子星是刚体或是半刚体，星体将以 P/ϵ 为周期进动，其中 P 是脉冲星的自转周期， ϵ 代表星体转动惯量的分数差分。然而，Shaham^[62] 在 1977 年指出，一旦中子星的超流涡流线钉扎在壳层上，将不会产生缓慢持久的进动。随后他根据其他人对外壳和内核耦合时标的估计^[63, 64]，证明出脉冲星的进动将会迅速衰减。由于 Shaham 提出的悲观结论，此后几乎很少有关于脉冲星进动的理论研究。

Stairs 等人^[65] 在 2000 年对 PSR B1828-11 进行长期监测后发现，其自转减慢率与脉冲

形状的变化相关。经过分析, 这种变化可以由谐波相关的正弦函数描述, 由近似 500 d 的周期主导, 并伴随约 1300 d 和 2500 d 的周期。他们认为这种现象可能是由于中子星经历自由进动所导致。此外, 这也对在星体内部超流涡流情况下, 孤立脉冲星的自由进动力矩将会阻尼衰减的理论提出了新的挑战。

4.4 磁层模型

由于脉冲星具有很强的磁场, 在脉冲星外磁层的力矩的变化可能会导致自转频率的随机游走。Cheng 等人^[66]在 1986 年为了解释来自于 Crab 和 Vela 脉冲星的高能辐射, 提出快速旋转脉冲星的外磁层间隙模型 (outer magnetosphere gap model)。随后 Cheng^[67]在 1987 年展示, 即使对于具有稳定磁层的脉冲星, 其计时噪声的低频成分可能来自于微跃变引起的制动力矩的变化。而且力矩变化的时标要远小于星体外壳和内核之间耦合的时标, 以至于只有外壳才能响应这种快速的力矩变化。因此, 这不仅可以提高噪声的强度, 而且有助于检验哪种状态方程更适合描述中子星的结构。

近些年, 发现在一些脉冲星的计时观测中, 经常导致两个不同的自转减慢率 (spin-down rate), 并且会在这两种状态下作准周期性的转换。这种现象首次在 PSR B1931+24 中发现, 它会定期在两种射电模式间转换, 正常的脉冲在 5 到 10 d 内被观测到, 随后伴随约 25 d 不会检测到脉冲。Kramer 等人^[68, 69]发现这两种模式的自转减慢率相差 50%, 而对于较大自转减慢率的模式与正常的射电模式相一致。Lyne 等人^[70]随后在 2010 年发现, 6 颗具有这类现象的脉冲星的自转减慢率的改变与脉冲形状的变化相关 (见图 9)。并且他们把这种现象归因为磁层的改变, 从而可以把脉冲星的许多现象, 包括模式变化、消零现象 (nulling)、间歇性 (intermittency)、脉冲形状的变化以及计时噪声相联系起来。但是现在不能确定的是, 这种相关性是普遍存在还只是特殊情况。同年, Timokhin^[71]提出在一些脉冲星的磁层中所存在的态: 不同的几何形态或是不同的电流分布, 不同的态对应不同的自转减慢率和辐射束, 而且有的态下不会产生射电辐射。星体会在这些态间转换, 也就是说由某些物理机制引起的磁层的重构, 相应地会产生不同的观测现象。他们同时证明, 辐射束形状适当的变化会伴随脉冲星自转减慢率的改变。

4.5 磁场演化模型

2012 年张双南和谢祎^[43]对 Hobbs 等人^[42]两年前公布的样本进行了分析。首先对具有恒定磁场的标准偶极辐射模型进行检验, 发现其预测的自转频率的二阶导数 $\ddot{\nu}$ 的值要比大部分观测脉冲星的 $\ddot{\nu}$ 低几个量级, 并且标准偶极辐射模型不能解释约一半的年老脉冲星中普遍存在的 $\ddot{\nu} < 0$ 的现象。随后他们发现, 除去几颗年轻脉冲星显示磁场衰减外, 其余特征年龄大于 $10^5 a$ 的脉冲星, 磁场衰减和增加的脉冲星数量几乎各占一半, 并且磁场的演化时标要显著小于它们的特征年龄。于是他们尝试构建一个磁场演化的唯象模型, 通过比较磁场的指数衰减以及幂律衰减, 发现只有磁场的幂律衰减能够很好地解释关于观测 $\ddot{\nu}$ 的统计属性。最终他们构建了磁场长期幂律衰减并伴随短期振荡的演化模型, 其表达形式如下:

$$B(t) = B_L(t) \left[1 + \sum k_i \sin \left(\phi_i + 2\pi \frac{t}{T_i} \right) \right], \quad (14)$$

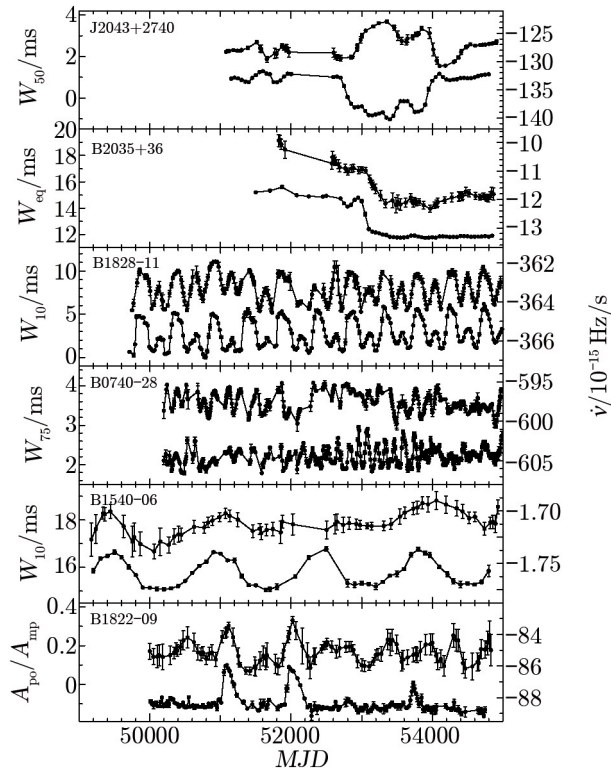
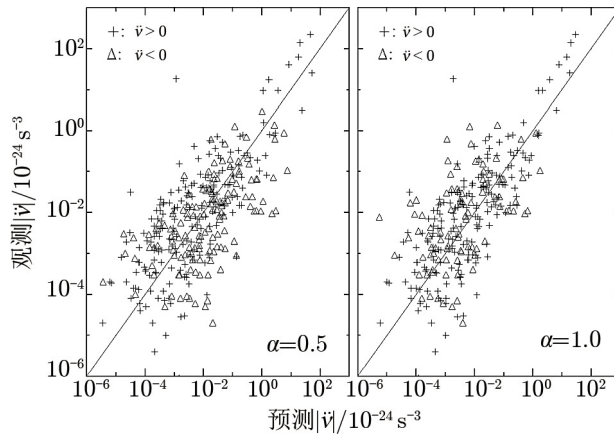


图 9 6 颗脉冲星脉冲轮廓宽度以及对应自转减慢率 $\dot{\nu}$ 的变化^[70]

其中 t 代表脉冲星的年龄, $k_i \ll 1$, ϕ_i , T_i 分别代表振荡项的振幅、相位以及振荡周期。其衰减项为 $B_L = B_0(t/t_0)^{-\alpha}$, B_0 代表初始年龄 t_0 时刻的偶极磁场强度。图 10 展示的是由式 (14) 推导出的 $\dot{\nu}$ 的解析表达式与观测 $\dot{\nu}$ 之间的比较。



注: 两图分别代表衰减指数 α 取不同数值的情况。

图 10 观测 $\dot{\nu}$ 与由磁场演化模型推导出的 $\dot{\nu}$ 之间的比较^[43]

随后他们尝试对 Hobbs 样本中制动指数跨度超过正负 8 个量级的结果做出解释^[20]。首先他们发现, Hobbs 样本中脉冲星的制动指数与特征年龄之间存在很好的相关性; 基于之前提出的磁场演化模型, 他们推导出制动指数解析的表达式。通过解析计算所得的制动指数和特征年龄之间的相关性很好地重现了观测之间的相关性。他们还发现通过拟合得到的“平均”制动指数随着数据跨度的增加会明显偏离“瞬时”制动指数, 只有在时间跨度小于或与磁场振荡周期相当时, 两者才比较接近。采用这种方法可以得到每颗脉冲星在磁场演化模型中的所有参数, 从而可以消除计时残差中的红噪声成分, 对于利用脉冲星长期计时数据探测引力波很有帮助。

5 总结与展望

脉冲星计时技术的发展使得人们可以对脉冲星的自转、星体的位置以及双星系统的参数进行高精度的测量。然而, 脉冲星在短时标内计时仍然受到测量精度的限制。随着新一代宽波段相干消色散系统在射电望远镜上的广泛应用, 将使观测精度进一步提高。以前关于脉冲星的理论研究受到观测时间短以及脉冲星数量的限制, 随着未来观测时间的累积, 以及观测设备的发展 (Square Kilometre Array, SKA), 相信在不久的将来一定会在该领域产生重大的突破。Hobbs 等人^[42]在 2010 年公布了迄今为止最全面的 366 颗脉冲星的计时残差, 这将能够对大样本并且具有长时间跨度 (大于 10 a) 的脉冲星进行分析。但是, 至今仍没有物理上自洽的模型可以合理解释大部分观测到的脉冲星计时噪声。

未来的脉冲星观测, 首先要增加脉冲星样本的数量, 从而可以获取脉冲星噪声功率谱在一些特征上缺失的统计, 并且获取足够的数据有助于检验噪声强度对于自转周期以及自转减慢率的依赖。其次还要尽可能扩展功率谱低频和高频部分的范围, 理论上, 功率谱的高频组分有助于了解具有短弛豫时间 (小于 1 d) 的涡流脱钉事件是否对计时噪声有贡献; 而低频组分有助于了解具有长弛豫时间 (大于 2000 d) 的纯涡流脱钉或者混合事件是否为计时噪声的主要来源。

对脉冲星计时噪声进行更加全面的研究, 有助于人们更加深入了解中子星的内部结构以及演化情况。因此, 未来深入进行理论和观测的比较是非常必要的。

参考文献:

- [1] Lyne A G, Francis G S. *Pulsar Astronomy*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998
- [2] Kaspi V M, Taylor J H, Ryba M F. *ApJ*, 1994, 428: 713
- [3] Ruderman M A, Sutherland P G. *ApJ*, 1975, 196: 51
- [4] Goldreich P, Julian W H. *ApJ*, 1969, 157: 869
- [5] Baym G, Pethick C J, Pines D. *Nature*, 1969, 224: 674
- [6] Ostriker J P, Gunn J E. *ApJ*, 1969, 157: 1395
- [7] Jones P B. *ApJ*, 1976, 209: 602

-
- [8] Tauris T M, Manchester R N. *MNRAS*, 1998, 298: 625
- [9] Manchester R N, Taylor J H, Van Y Y. *ApJ*, 1974, 189: L119
- [10] Helfand D J, Taylor J H, Manchester R N. *ApJ*, 1977, 213: L1
- [11] Hobbs G, Lyne A G, Kramer M. *ASP Conf*, 2003, 302: 215
- [12] Splaver E M, Nice D J, Stairs I H, et al. *ApJ*, 2005, 620: 405
- [13] Clemence G M, Szebehely V. *AJ*, 72, 1324: 1326
- [14] Shapiro I I. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, 13: 789
- [15] Phinney E S. *Philos. Trans. Roy. Soc A*, 1992, 341: 39
- [16] Espinosa C M, Lyne A G, Stappers B W, et al. *MNRAS*, 2011b, 414: 1679.
- [17] Archibald R F, et al. *Nature*, 2013, 497: 591
- [18] Cordes J M, Helfand D J. *ApJ*, 1980, 239: 640
- [19] Tauris T M, Konar S. *A&A*, 2001, 376: 543
- [20] Zhang S N, Xie Y. *ApJ*, 2012, 761: 102
- [21] Lyne A G, et al. *Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Star*. Amsterdam: Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschap, 1999: 141
- [22] Deeter J E, Boynton P E. *ApJ*, 1982, 261: 337
- [23] Deeter J E. *ApJ*, 1984, 281: 482
- [24] Boynton P E, Deeter J E. *ApJ*, 1986, 307: 545
- [25] Cordes J M, Downs G S. *ApJS*, 1985, 59: 343
- [26] Shabanova T V. *ApJ*, 1995, 453: 779
- [27] Baykal A, Ali Alpar M, Boynton P, et al. *MNRAS*, 1999, 306: 207
- [28] Downs G S, Reichley P E. *ApJS*, 1983, 53: 169
- [29] Siegman B C, Manchester R N, Durdin J M. *MNRAS*, 1993, 262: 449
- [30] Arzoumanian Z, Nice D J, Taylor J H, et al. *ApJ*, 1994, 422: 671
- [31] Shabanova T V, Lyne A G, Urama J O. *ApJ*, 2001, 552: 321
- [32] Livingstone M A, Kaspi V M, Gavriil F P, et al. *ApJ*, 2005, 619: 1046
- [33] Hobbs G, Lyne A G, Kramer M, et al. *MNRAS*, 2004, 353: 1311
- [34] Hobbs G, Lorimer D R, Lyne A G, et al. *MNRAS*, 2005, 360: 974
- [35] Arzoumanian Z, Chernoff D F, Cordes J M. *ApJ*, 2002, 568: 289
- [36] Hobbs G, Lyne A G, Kramer M. *CHAA*, 2006, 169: 175
- [37] Scott D M, Finger M H, Wilson C A. *MNRAS*, 2003, 344: 412
- [38] Kopeikin S M. *MNRAS*, 1997, 288: 129
- [39] Dewey R J, Taylor J H, Maguire C M, et al. *ApJ*, 1988, 288: 221
- [40] Backus P R, Taylor J H, Damashek M. *ApJ*, 1982, 255: L63
- [41] Matsakis D N, Taylor J H, Eubanks T M, et al. *A&A*, 1997, 326: 924
- [42] Hobbs G, Lyne A G, Kramer M. *MNRAS*, 2010, 402: 1027
- [43] Zhang S N, Xie Y. *ApJ*, 2012, 757: 153
- [44] Lyne A G, Pritchard R S, Smith F G. *MNRAS*, 1993, 265: 1003
- [45] Lyne A G, et al. *Nature*, 1996, 381: 497
- [46] Middleditch J, Marshall F E, Wang Q D, et al. *ApJ*, 2006, 652: 1531
- [47] Livingstone M A, Kaspi V M, Gavriil F P, et al. *Ap&SS*, 2007, 308: 317
- [48] Weltevrede P, Johnston S, Espinoza C M. *MNRAS*, 2011, 411: 1917
- [49] Boynton P E, Groth E J, Hutchinson D P, et al. *ApJ*, 1972, 175: 217
- [50] Groth E J. *ApJS*, 1975, 29: 443
- [51] D'Alessandro F, McCulloch P M, Hamilton P A, et al. *MNRAS*, 1995, 277: 1033
- [52] Tkachenko K. *Soviet Phys. JETP*, 1966, 23: 1049
- [53] Ruderman M A. *Nature*, 1970, 225: 619
- [54] Lyne A G, Pritchard R S, Smith F G. *MNRAS*, 1988, 233: 667
- [55] Alpar M A, Anderson P W, Pines D, et al. *ApJ*, 1984a, 276: 325

- [56] Alpar M A, Anderson P W, Pines D, et al. ApJ, 1984b, 278: 791
- [57] Alpar M A, Nandkumar R, Pines D. ApJ, 1985, 282: 533
- [58] Alpar M A, Nandkumar R, Pines D. ApJ, 1986, 311: 197
- [59] Davis L, Goldstein M. ApJ, 1970, 159: L81
- [60] Goldreich P. ApJ, 1970, 160: L11
- [61] Pines D, Shaham J. Phys. Earth and Planetary Interiors, 1972, 6: 103
- [62] Shaham J. ApJ, 1977, 214: 251
- [63] Alpar M A, Sauls J. ApJ, 1988, 327: 723
- [64] Sedrakian A D, Sedrakian D M. ApJ, 1995, 447: 305
- [65] Stairs I H, Lyne A G, Shemar S. Nature, 2000, 406: 484
- [66] Cheng K S, Ho C, Ruderman M A. ApJ, 1986a, 300: 500
- [67] Cheng K S. ApJ, 1987, 321: 799
- [68] Kramer M, Lyne A G, O'Brien J T, et al. Science, 2006, 312: 549
- [69] Kramer M, Stairs I H, Manchester R N, et al. Science, 2006, 314: 97
- [70] Lyne A G, Hobbs G, Kramer M, et al. Science, 2010, 329: 408
- [71] Timokhin A N. MNRAS, 2010, 408: L41
- [72] Wolszczan A, Frail D A. Nature, 1992, 355: 145
- [73] Ransom S M, Stairs I H, Archibald A M, et al. Nature, 2014, 505: 520
- [74] Bailes M, Lyne A G, Shemar S L. ASPCS, 1993, 36: 19
- [75] Cordes J M. ASPCS, 1993, 36: 43
- [76] Shannon R M, Cordes J M, Metcalfe T S, et al. ApJ, 2013, 766: 5
- [77] Brook J A, Karastergiou A, Buchner S, et al. ApJ, 2014, 780: 5

Research Progress of Timing Noise of Normal Pulsar

GAO Xu-dong^{1,2}, ZHANG Shuang-nan^{2,3}, FU Jian-ning¹

(1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. Key Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: One of the most remarkable features of pulsars is their rotational stability. Through measuring the times of arrival of pulsars, a surprisingly large amount of information can be obtained, such as, providing precise information on rotational slowdown of pulsars, testing the general relativity and gravitational waves, detecting exoplanets, determining fundamental parameters of binary systems, and also providing time standard with stabilities comparable to that of the best atomic clocks. The angular momentum of an isolated pulsar only changes through the braking torque of the magnetic dipole radiation; therefore, the effect on the pulse times of arrival would be usually predictable and smooth. However, two interesting irregularities in pulsar rotation have been observed. The first kind is 'glitches' which sudden increases in their rotation rates followed by a period of relaxation. Glitches

occur more frequently in younger pulsars, but have also been observed in millisecond pulsars. The other behavior is known as ‘timing noise’, which is a continuous but erratic behaviour relative to a simple slow down model and consists of low-frequency structures. The pulsars have large period derivatives generally show more prominent timing noise. A more complete understanding of pulsar timing noise will provide us an insight into the interior structure of neutron stars. In this paper, the pulsar spin-down model is reviewed and analyzed. An overview of observational progress of timing noise of pulsars in recent years is provided, in light that many observatories worldwide have been developed and operated. On the basis of existing observation data, some problems of classification of timing noise and observational braking index, which can not be explained by the simple spin-down model, are discussed in detail. Moreover, many models for timing noise are introduced, including physical and phenomenological models. In the last, further developments and prospects in this area are also outlooked.

Key words: pulsars; timing noise; glitches