

# 长周期脉冲星 J1840-0840 的脉冲消零与子脉冲漂移特性研究\*

王 辉<sup>1</sup> 温志刚<sup>2†</sup> 袁建平<sup>2‡</sup> 王 娜<sup>2</sup> 韩 伟<sup>2</sup> 闫文明<sup>2</sup> 陈建玲<sup>1</sup>

王洪光<sup>3</sup> 王 振<sup>2,4</sup> GAJJAR Vishal<sup>5,6</sup>

(1 运城学院山西省智能光电传感应用技术创新中心 运城 044000)

(2 中国科学院新疆天文台 乌鲁木齐 830011)

(3 广州大学天体物理中心 广州 510006)

(4 中国科学院大学 北京 100049)

(5 SETI Institute, Mountain View, California CA 94043)

(6 Department of Astronomy, University of California, Berkeley CA 94720)

**摘要** 研究基于印度巨型米波射电望远镜和德国 Effelsberg 100 m 射电望远镜对长周期脉冲星 J1840-0840 的双频观测, 系统揭示了它的复杂辐射行为. 该脉冲星的平均脉冲轮廓呈现两个显著分离的辐射成分, 平均轮廓随频率的演化关系符合经典的半径-频率关系的理论预期, 这表明脉冲星的射电辐射高度随观测频率的升高而系统性降低. 单脉冲分析发现该脉冲星具有显著的脉冲消零和子脉冲漂移特性. 在 625 MHz 和 1358 MHz 的消零比分别为  $32.63\% \pm 10.46\%$  和  $28.36\% \pm 7.35\%$ . 脉冲爆发态和消零态的发生率随持续时间的增加呈指数衰减特征. 此外, PSR J1840-0840 表现出准周期性的消零现象, 在 625 MHz 具有两个调制周期, 分别为:  $(50.57 \pm 9.03)$  和  $(21.33 \pm 3.91)$  倍的自转周期, 在 1358 MHz 仅有一个调制周期, 为  $(31.37 \pm 11.90)$  倍的自转周期. 通过对每个漂移带进行建模, 得到了漂移带之间的相位间隔、漂移周期和漂移率随时间的演化关系, 结果显示子脉冲漂移参数具有显著的频率相关性.

**关键词** 脉冲星; 个别: PSR J1840-0840, 射电谱线: 恒星, 方法: 数据分析

中图分类号: P145; 文献标识码: A

## 1 引言

脉冲星作为极端物理条件下的天然实验室, 其辐射机制研究始终是射电天文学的前沿课题.

射电脉冲的稳定性源于中子星超强磁场 ( $10^8 - 10^{14}$  Gs) 与快速自转 (周期为毫秒至秒量级) 共同作用形成的磁层粒子加速机制. 在特定观测频率下, 通过对大量单个脉冲进行叠加平均获得的积分脉

2025-04-15 收到原稿, 2025-05-26 收到修改稿

\*新疆维吾尔自治区重大科技专项(2022A03013-1), 国家重点研发项目(2022YFC2205203), 国家自然科学基金项目(12303053、12133004、12288102), 中国科学院青年创新促进会项目(2023069), 自治区天山英才—青年拔尖人才项目(2023TSYCCX0100)和山西省高等学校科技创新项目(2022L488)资助

<sup>†</sup> wenzhigang@xao.ac.cn

<sup>‡</sup> yuanjp@xao.ac.cn

冲轮廓,能够反映脉冲星的固有特性<sup>[1]</sup>.然而,尽管积分脉冲轮廓在统计上表现出一定的稳定性,脉冲星仍表现出偏离常规的复杂辐射变化,具体表现为消零脉冲<sup>[2]</sup>、模式变换<sup>[3-4]</sup>、巨脉冲爆发<sup>[5-6]</sup>、准周期性的脉冲微结构<sup>[7]</sup>和子脉冲漂移<sup>[8-9]</sup>等特殊现象,这些单脉冲层次的辐射变化现象则揭示了磁层动态过程的复杂性.理论模型指出,极冠加速区或外间隙中相对论性粒子流的非稳态加速、等离子体波的传播不稳定性以及磁层电流片的间歇性重组,可能是导致这些单脉冲辐射现象的物理根源<sup>[10-12]</sup>.然而,由于缺乏多频段、高灵敏度观测数据的系统性验证,这些理论预测与观测特征间的定量关联仍存在显著空白.因此,单脉冲辐射现象为研究脉冲星磁层物理机制和辐射过程提供了重要观测线索<sup>[13]</sup>.

PSR J1840-0840是在澳大利亚Parkes 64 m射电望远镜巡天项目中发现的一颗孤立普通脉冲星<sup>[14]</sup>.该脉冲星的自转周期极长 $P_1 = 5.31$  s,周期一阶导数 $\dot{P} = 2.37 \times 10^{-14}$  s · s<sup>-1</sup>,据此推算其特征年龄 $\tau_c = 3.55 \times 10^6$  yr,暗示其可能处于演化中期阶段,表面磁场强度 $B_s = 1.13 \times 10^{13}$  Gs,处于普通脉冲星典型范围内<sup>[15]</sup>.Burke-Spolaor等人对该脉冲星的单脉冲能量分布和相位分离的调制特征进行了统计分析,指出其可能存在消零脉冲和子脉冲漂移现象<sup>[16]</sup>.Gajjar等人利用印度巨型米波射电望远镜(Giant Metrewave Radio Telescope, GMRT)对该脉冲星进行了2 h的单脉冲观测,仅获得约1260个单脉冲<sup>[17]</sup>.在625 MHz观测频率下,该脉冲星呈现出显著的脉冲消零现象,消零比为 $50\% \pm 6\%$ .脉冲星在不同的轮廓成分表现出不同的子脉冲漂移特性,其前导成分呈现 $(13.5 \pm 0.7)P_1$ 的漂移周期,而较弱的后随成分漂移周期约为 $(18 \pm 1)P_1$ .通过子脉冲建模获取的漂移带斜率分析表明,虽然PSR J1840-0840两成分的漂移带斜率在误差范围内呈现一致性,但是整体上却展现出非稳态、不规则漂移特征.

前人研究虽已初步揭示PSR J1840-0840的消零脉冲与子脉冲漂移特征,但仍存在若干关键问题亟待解决:(1)单次观测数据量有限(如文献<sup>[17]</sup>仅获取1260个单脉冲),难以统计表征其辐射模式

的长期稳定性与瞬变特性;(2)低频观测(625 MHz)受星际介质散射展宽影响,可能模糊微秒量级的子脉冲结构细节<sup>[18]</sup>;(3)缺乏多频联合分析,无法区分频率相关的固有辐射特性与传播效应导致的表观现象;(4)长周期脉冲星因辐射效率较低,通常表现为较弱的射电流量密度,这使得针对其单脉冲层面辐射变化的高信噪比观测面临技术挑战<sup>[19]</sup>.PSR J1840-0840在GMRT (625 MHz)观测中,约50%的观测时间内未检测到射电辐射,表现出显著的脉冲消零现象,这可能与其极冠间隙区火花放电过程的不稳定性有关.PSR J1840-0840同时也是目前唯一一颗脉冲消零和子脉冲漂移高度关联的脉冲星.观测表明,在大多数情况下,PSR J1840-0840在漂移带结束后往往开始脉冲消零;而当辐射恢复时,它又开始一个新的漂移带.这种“开关”行为在现有脉冲星样本中具有独特性,暗示其磁层可能存在特殊的等离子体供给周期或辐射区域记忆机制<sup>[17]</sup>.此外,脉冲星射电信号在穿越星际介质传播至地球的过程中,其传播路径上的电子密度涨落会引起闪烁和散射效应,这些星际传播效应会显著影响脉冲消零和子脉冲漂移的观测特征,低频射电信号更容易受到闪烁和散射的影响.通过双频观测,对比高频与低频的脉冲辐射特性,可分离星际传播效应与脉冲星本征辐射特性,并研究PSR J1840-0840的脉冲消零和子脉冲漂移随频率的演化特性.为了进一步揭示长周期脉冲星PSR J1840-0840复杂的子脉冲漂移和消零辐射现象,本研究采用印度GMRT (625 MHz)与德国Effelsberg射电望远镜(1358 MHz)的双频协同观测策略,通过累积约4000个单脉冲的高灵敏度数据,系统揭示了平均脉冲轮廓的频率演化、消零现象的准周期性以及子脉冲漂移的非稳态特性.这些发现为理解脉冲星磁层动力学和辐射机制提供了新的观测约束.

本论文结构如下:第2节详述观测设备配置及数据处理流程;第3节介绍了脉冲星的平均脉冲轮廓特性;第4节基于单脉冲数据,定量分析了子脉冲漂移及准周期性消零脉冲特征;第5节深入探讨了研究结果的物理意义,并对全文进行了总结和展望.

## 2 数据来源及处理方法

本研究所使用的观测数据分别来自印度的GMRT和德国的Effelsberg 100 m射电望远镜. GMRT观测于2013年1月19日进行<sup>[20]</sup>, 中心频率为625 MHz, 每面天线接收的双极化信号经过数字滤波器组进行相关, 在32 MHz的频率带通内划分为512个频谱通道, 单通道的频率分辨率达62.5 kHz. 14面GMRT天线的数字化信号经过相位校准后, 通过GMRT阵列合成器实现同相叠加<sup>[21]</sup>. 双极化信号在数字后端完成功率合成后, 采用122.88  $\mu\text{s}$ 高时间分辨率采样和16 bit量化后, 数据经过累加压缩后写入输出缓存区. 通过数据采集卡将预处理数据转存至硬盘, 为离线处理建立基础数据集. Effelsberg射电望远镜则于2013年9月19日使用21 cm 7波束接收机(P217-3)的中央波束, 在1358.438 MHz中心频率开展观测. 该观测系统采用Asterix (Arecibo Signal Transport and Recording Interface eXtended)脉冲星记录设备, 可采集带宽达250 MHz的相干消色散信号<sup>[22]</sup>. 原始数据经多相滤波器组处理分割为128个频率通道, 并在总强度模式下按照脉冲星星历表<sup>1</sup>折叠为2048个相位点<sup>[15]</sup>, 最终以PSRFITS (Pulsar Flexible Image Transport System)标准格式存储<sup>[23]</sup>.

在离线数据处理阶段, 本研究采用DSPSR (Digital Signal Processing Software for Pulsar)<sup>[24]</sup>和PSRCHIVE (Pulsar Archive)<sup>[23]</sup>软件套件构建了标准化数据处理流程. 基于Wen等人提出的统计分析方法来识别并剔除射频干扰<sup>[7]</sup>, 我们首先执行带通响应校正, 以2 s为时间窗口计算各频率通道的均值, 将每个时间和频率采样点的强度除以对应通道的均值, 使数据分布归一化至1.0基准值. 在此基础上, 采用ter Veen等人提出的非高斯特征检测法来识别特定频率通道的窄带干扰, 对超过频率通道平均强度12倍标准差的频点标记为干扰通道. 被标记的干扰通道强度被替换为均值为1.0、标准差为0.1的高斯随机噪声, 并通过滑动平均滤波来消除时域的基线波动<sup>[25]</sup>. 随后我们对消

干扰后的数据进行非相干消色散和周期折叠, 采用该脉冲星的色散量 $272.00 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 对频率通道间的色散延迟进行校正, 并按预测的自转周期进行信号折叠, 每个周期包含2048个相位点. 最后将数据在频率通道上进行叠加, 并重构为二维矩阵, 以脉冲经度与脉冲序号为坐标轴表征总功率分布, 为后续分析建立基础数据框架. 本研究中, GMRT观测持续约2 h, 共记录了1260个脉冲周期, Effelsberg观测持续约4 h, 累计获得了2697个单脉冲.

## 3 平均脉冲轮廓

平均脉冲轮廓作为研究脉冲星磁层结构的重要探针, 能够有效表征射电辐射区域的几何特征和辐射束的空间分布特性. 图1展示了利用Effelsberg (1358.438 MHz)和GMRT (625 MHz)获取的双频段平均脉冲轮廓观测数据, 其中通过峰值归一化处理将两频段脉冲强度统一至可比尺度. 基于Kramer建立的辐射束模型理论框架, 采用多高斯分解法对积分轮廓进行建模<sup>[26]</sup>, 其数学表达式为:

$$I(\phi) = \sum_{i=1}^n I_i \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\phi - \phi_i}{w_i} \right)^2 \right], \quad (1)$$

其中,  $\phi$ 为脉冲经度,  $I_i$ 表征第*i*个辐射成分的相对辐射强度, 其值反映磁层特定区域辐射效率.  $\phi_i$ 对应辐射成分中心相位, 表示辐射束在磁层中的空间方位.  $w_i$ 作为半高全宽参数, 量化辐射束在脉冲经度方向的角向展宽, 与辐射高度、磁层曲率等密切相关.

观测结果表明, 平均脉冲轮廓呈现两个显著分离的辐射成分, 这种分离特征在低频轮廓中尤为突出. 通过Levenberg-Marquardt梯度算法, 采用双高斯成分组合可对轮廓实现理想拟合, 拟合结果如图1所示, 具体参数列于表1. 观测数据揭示出显著的频率演化特征: 在625 MHz低频段, 脉冲轮廓呈现双峰结构清晰分离的特征(峰间相位差 $8.78^\circ$ ), 而1358 MHz高频段两成分相位间距缩减至 $6.58^\circ$ , 体现出约 $2.2^\circ$ 的频移效应. 这种成分间距

<sup>1</sup>[www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/](http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/)

随频率增加而减小的现象,可能源于辐射高度随频率升高的系统性降低,符合经典的半径-频率关系的理论预期.其中前导成分在低频段的半高全宽为 $7.80^\circ$ ,较高频的 $7.42^\circ$ 展宽约 $0.38^\circ$ ,其相对展宽率 $5.12\%$ .而后随成分展宽更为显著,低频 $9.46^\circ$ 较高频的 $8.12^\circ$ 增加 $1.34^\circ$ ,展宽率达 $16.50\%$ .这种非对称的谱展宽特性暗示两成分可能起源于磁层中不同尺度的辐射结构,或受到相对论性束流效应差异的影响.对于整体平均脉冲轮廓,在 $W_{50}$ (峰值50%强度处脉冲全宽)指标上,低频段测得为 $16.84^\circ$ 较高频的 $12.57^\circ$ ,展宽率达 $33.97\%$ ;而 $W_{10}$ (峰值10%强度处脉冲全宽)从低频的 $23.66^\circ$ 缩减至高频的 $19.67^\circ$ ,展宽率达 $20.28\%$ .这些观测结果为约束辐射束三维结构、探究磁层粒子加速机制提供了关键诊断参数,后续研究可结合偏振分析和多波段联合观测,进一步揭示频率依赖性的物理本质.

## 4 单脉冲序列

脉冲星单脉冲研究是天体物理学中极具价值的领域,其核心意义在于揭示脉冲星磁层极端物理环境下的动态过程和辐射机制.通过对单个脉冲的精细分析(而非传统的平均脉冲轮廓),我们能够捕捉到磁层中瞬态、非稳态的物理现象,为理解中子星磁层结构、粒子加速机制和等离子体不稳定性提供独特视角.图2展示了利用GMRT(625

MHz)和Effelsberg(1358.438 MHz)射电望远镜观测到的脉冲星J1840-0840的单脉冲序列彩色图,脉冲累积图清晰地展示了子脉冲漂移和准周期性脉冲消零现象的存在.

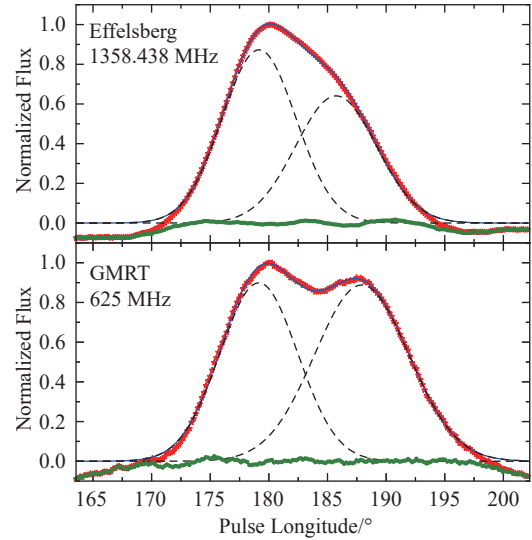


图1 脉冲星PSR J1840-0840在1358.438 MHz(上图)和625 MHz(下图)频段辐射窗口内的平均脉冲轮廓(红色).蓝色实线为基于双高斯成分(黑色虚线表示各独立高斯分量)组合的拟合曲线,绿色曲线为拟合后的残差.

Fig. 1 Observed average pulse profiles (red) across the onpulse region emitted from PSR J1840-0840 at 1358.438 MHz (upper) and 625 MHz (lower). The blue solid curve represents the fitting based on the combination of two Gaussian components (black dashed lines). The post-fit residuals are denoted with green curves.

表1 PSR J1840-0840脉冲星在两个观测频段的轮廓成分拟合参数

Table 1 Parameters of the fitted profile components for PSR J1840-0840 at two observing frequencies

Frequency /MHz	$W_{50}/^\circ$	$W_{10}/^\circ$	Leading Component			Trailing Component		
			$I$	$\phi_1^a/^\circ$	$w_1^a/^\circ$	$I$	$\phi_2^b/^\circ$	$w_2^b/^\circ$
625	$16.84 \pm 0.79$	$23.66 \pm 1.47$	$0.899 \pm 0.005$	$179.14 \pm 0.03$	$7.80 \pm 0.05$	$0.888 \pm 0.003$	$187.92 \pm 0.04$	$9.46 \pm 0.07$
1358.438	$12.57 \pm 0.58$	$19.67 \pm 1.36$	$0.87 \pm 0.03$	$179.16 \pm 0.13$	$7.42 \pm 0.14$	$0.64 \pm 0.02$	$185.74 \pm 0.20$	$8.12 \pm 0.24$

<sup>a</sup>  $\phi_1$  and  $w_1$  are the central phase and full width at half maximum of the leading component, respectively.

<sup>b</sup>  $\phi_2$  and  $w_2$  are the central phase and full width at half maximum of the trailing component, respectively.

### 4.1 脉冲消零

为了系统研究该脉冲星的消零特性,本研究

基于Xu等人的能量分析法<sup>[22]</sup>,对每个单脉冲的开启区(on-pulse)和关闭区(off-pulse)进行能量积分.

图2左上图呈现的时序分析显示, 当开启区能量(蓝色)与关闭区背景(红色)统计无差异时, 可判定该脉冲处于消零状态, 且消零事件呈现准周期性特征. 通过GMRT (625 MHz)和Effelsberg (1358.438 MHz)观测数据构建的开启区/关闭区能量直方图(图3), 采用Kaplan等人提出的高斯混合模型进行双峰分解<sup>[27]</sup>, 测得两频段消零比例NF分别为 $32.63\% \pm 10.46\%$ 和 $28.36\% \pm 7.35\%$ . 该结果验证了Chen等人提出的“磁层全局尺度扰动”假说<sup>[28]</sup>, 两频段NF值在误差范围内一致(均值 $30\% \pm 2\%$ ),

表明消零现象具有宽频带特性. 值得注意的是, 该值较Gajjar等人报告的 $50\% \pm 6\%$ 显著偏低, 究其原因, PSR J1840-0840单脉冲信噪比较低, 其辐射成分强度与背景噪声水平相当, 致使开启区直方图与关闭区分布高度重叠<sup>[17]</sup>. Gajjar等<sup>[17]</sup>通过最小化开启区与缩放关闭区能量分布差异(能量 $\geq 0$ )求解NF值, 其判定阈值基于噪声统计特性确定, 但在低信噪比条件下这种算法会因两类分布的交叠而产生系统性高估.

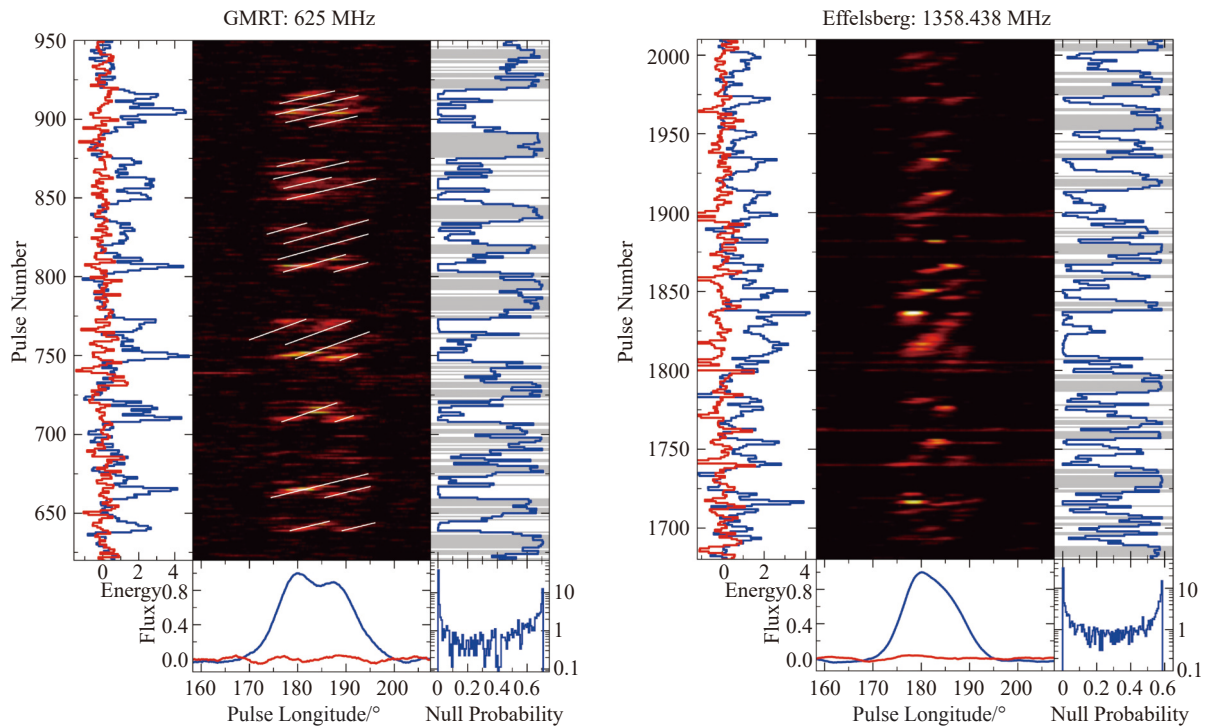


图 2 利用GMRT (左图, 625 MHz)和Effelsberg (右图, 1358.438 MHz)射电望远镜观测到的脉冲星PSR J1840-0840的单脉冲序列彩色图. 上中图呈现了350个连续单脉冲的经度-时间强度变化图, 清晰地展示了子脉冲漂移和周期性脉冲消零现象, 其中虚线表示采用指数衰减漂移率模型拟合的漂移带. 左上图分别展示了脉冲爆发区(蓝色)和非脉冲区(红色)窗口的能量序列. 下中图显示了从爆发脉冲(蓝色)和消零脉冲(红色)分别提取的积分脉冲轮廓. 右上图以灰色条形标记了每个单脉冲的消零概率分布, 其中灰色条带明确标识了消零状态. 右下图展示了消零概率的统计分布, 为爆发脉冲和消零脉冲的存在提供了证据.

Fig. 2 Sections of single pulses for PSR J1840-0840 observed from the GMRT (left) and Effelsberg (right) radio telescopes at 625 MHz and 1358.438 MHz, respectively. The upper middle panel presents a longitude-time diagram showing intensity variations for 350 consecutive pulses, highlighting the phenomena of subpulse drifting and periodic pulse nulling. Dashed lines are the modeled drift bands with an exponentially decaying drift rate. The upper left panel shows the energy sequences for the on-pulse (blue) and off-pulse (red) windows. The integrated pulse profiles obtained separately from burst (blue) and null (red) pulses are shown in the lower middle panel. The upper right panel displays the null probabilities for every single pulse with grey bars indicating the identified null states for clarity. The distribution of null probability is given in the lower right panel to show the evidence for null and burst pulses.

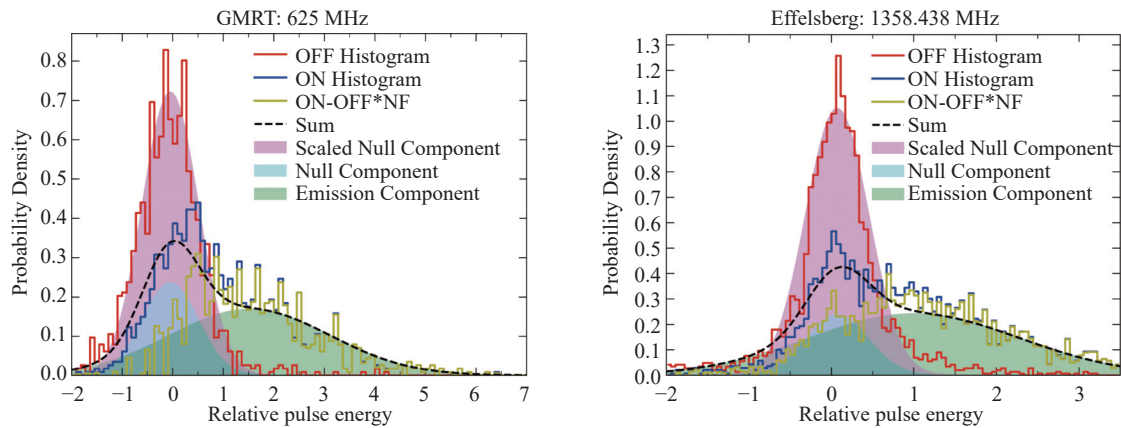


图 3 来自GMRT和Effelsberg观测的脉冲期间(蓝色)和非脉冲期间(红色)能量直方图。脉冲期间的直方图使用双高斯模型(黑色虚线)进行拟合,模型包含一个消零成分(青色填充区域)和一个辐射成分(绿色填充区域)。紫红色填充区域表示非脉冲成分的高斯拟合结果,该成分是消零成分的放大版本。

Fig. 3 On-pulse (blue) and off-pulse (red) energy histograms from the GMRT and Effelsberg observations. The on-pulse histogram is fit with a two-component Gaussian model (black dashed line), composing of a nulling component (cyan-filled region) and an emission component (green-filled region). The magenta-filled region presents the Gaussian fit for the off-pulse component, which is a scaled version of the null component.

为探究脉冲星消零事件的发生与持续是否具有随机性以及不同的消零和爆发状态间是否存在关联性,本研究采用Anumarlapudi等人提出的概率模型<sup>[29]</sup>,对每个单脉冲的消零概率进行定量评估。图2右上子图展示了GMRT和Effelsberg观测序列中各单脉冲的消零概率分布,右下子图则通过概率密度分布揭示出两个显著分离的分布峰,证实存在消零与爆发两类脉冲状态。以0.5为概率阈值对单脉冲进行分类:当消零概率 $\geq 0.5$ 时判定为消零脉冲,反之为爆发脉冲。图2中下图展示的面积脉冲轮廓进一步验证了该分类标准的可靠性,在消零状态下,两个频段均未检测到显著辐射成分(轮廓幅度与噪声基线统计一致),而在爆发状态下则呈现典型的双峰辐射结构。图4展示了消零态与爆发态持续时间的统计分布,其中 $\alpha$ 表示幂律谱拟合的指数,其发生率随持续时间增加呈指数衰减特征。通过指数分布模型拟合,推导出两类状态的特征时间尺度(详见表2)。

结果显示:消零态持续时间在625 MHz和1358.438 MHz频段具有一致性,而高频段爆发态持续时间相较于低频段延长约两个脉冲周期。这种状态持续时间的频段无关性支持了磁层全局状态随机转换模型,而爆发态在高频段的延长现象可

能与辐射区域稳定性增强相关。

为探究消零现象的准周期性特征,本研究基于Wang等人提出的方法<sup>[30]</sup>,对表征消零与爆发状态的二值时间序列实施一维离散傅里叶变换(DFT)。图5展示了625 MHz (GMRT)和1358.438 MHz (Effelsberg)频段消零周期性的时域演化特征。涨落功率谱中显著的调制峰证实了消零行为的周期性本质:在625 MHz频段,平均功率谱在0.02和0.05每周期循环数(cycles per period, cpp)处呈现双峰结构;而Effelsberg高频观测则显示出单一峰,其中心频率位于0.03 cpp (对应周期特性详见表2)。两频段功率谱形态的显著差异表明,消零周期性可能随时间演化或具有频率依赖性,这暗示着磁层动态过程的时间尺度存在多层次调节机制。

#### 4.2 子脉冲漂移

通过高灵敏度射电观测发现,PSR J1840-0840的射电辐射表现出复杂的子脉冲漂移特性。通过目视检查发现,PSR J1840-0840的漂移序列呈现出较为弥散且缺乏规律性的特征。大多数漂移序列持续时间较短,且频繁被消零脉冲打断。通过对单脉冲序列进行相位分离谱和二维涨落谱分析,除准周期性消零外,未检测到其他显著的调制

特征, 这可能是由于观测信噪比较低所致. 为确定子脉冲漂移特性, 本研究采用经验函数对漂移带进行建模, 假设 $D$ 在消零后呈现指数衰减, 具体方法遵循Lyne和Ashworth提出的技术<sup>[31]</sup>:

$$D = D_0 e^{-p/\tau_r} + D_f, \quad (2)$$

其中,  $D_0$ 表示渐近漂移率( $D_f$ )与漂移序列起始漂移率的差值,  $p$ 表示自漂移序列开始以来的脉冲数,  $\tau_r$ 为漂移率弛豫时间(以自转周期为单位). 在拟合过程中, 通过目视检查脉冲堆叠图手动识别漂移

序列和漂移带, 并将超过特定流量密度阈值的峰值识别为子脉冲. 随后, 使用以下公式对子脉冲相位进行拟合<sup>[32]</sup>:

$$\varphi = \tau_r D_0 (1 - e^{-p/\tau_r}) + D_f p + (\varphi_0 + P_2 d), \quad (3)$$

其中,  $\varphi$ 表示子脉冲相位,  $\varphi_0$ 为初始参考相位,  $d$ 为漂移带编号的整数值,  $P_3 = P_2/D$ 计算得出. 图2主图中的白色虚线展示了GMRT和Effelsberg观测数据的漂移带拟合结果, 图6展示了模型预测的 $P_2$ 、 $P_3$ 和 $D$ 值分布.

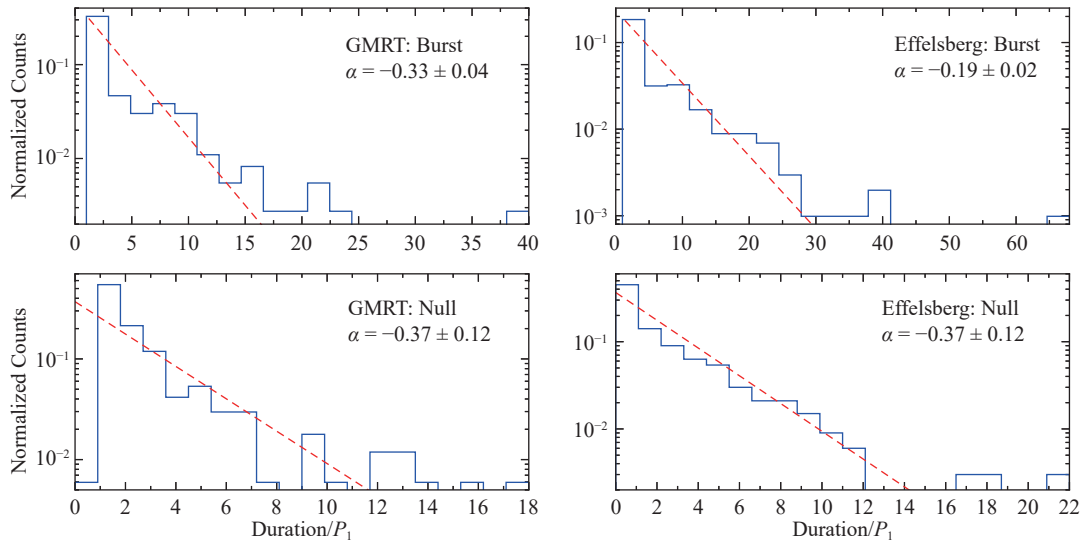


图 4 基于GMRT和Effelsberg观测数据构建的消零态与爆发态持续时间直方图. 红色虚线表示指数衰减模型的最优拟合曲线.

Fig. 4 Histograms of null and burst lengths compiled from GMRT and Effelsberg observations. The red dashed curves represent the best fit with an exponential model.

表 2 PSR J1840-0840脉冲消零和子脉冲漂移参数  
Table 2 Nulling and drifting parameters of PSR J1840-0840

Frequency /MHz	Nulling Fraction (%)	Nulling Periodicity/ $P_1^a$	Null Length/ $P_1$	Burst Length/ $P_1$	$P_2^a / ^\circ$	$P_3^a / P_1$	$D^a / [(^{\circ}) \cdot P_1^{-1}]$
625	$32.63 \pm 10.46$	$50.57 \pm 9.03, 21.33 \pm 3.91$	$2.70 \pm 0.66$	$3.03 \pm 0.33$	$10.18 \pm 0.98$	$12.07 \pm 5.92$	$0.96 \pm 0.46$
1358.438	$28.36 \pm 7.35$	$31.37 \pm 11.90$	$2.70 \pm 0.66$	$5.26 \pm 0.50$	$8.42 \pm 1.27$	$10.86 \pm 4.73$	$0.84 \pm 0.31$

<sup>a</sup>  $P_1$  is the rotational period of PSR J1840-0840,  $P_2$  represents the longitudinal separation between two adjacent drift bands,  $P_3$  is the period of subpulse recurrence at a given pulse longitude, and  $D$  is the drift rate. Their detailed definitions are provided in Section 4.2.

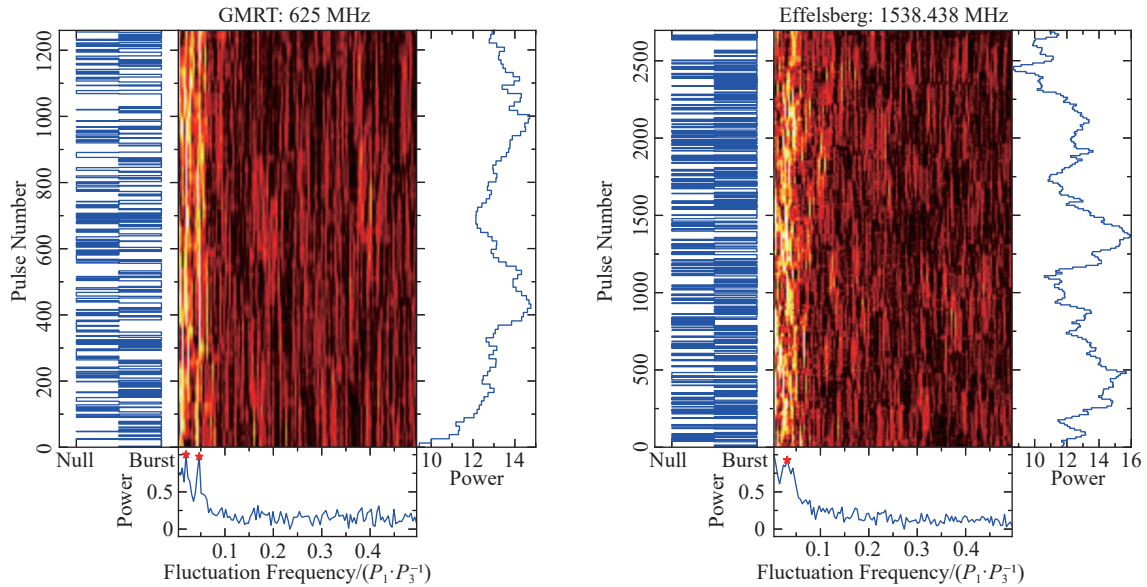


图 5 为研究消零现象的准周期性特征, 基于GMRT和Effelsberg观测数据构建了涨落功率谱。左图展示了PSR J1840-0840消零与爆发脉冲的二值时间序列; 中图为对应时间序列的傅里叶变换时域演化; 右图呈现了时间积分的时变涨落功率谱; 下图展示了整个序列的整体涨落功率谱, 其中显著调制频率用红色星号标注。

Fig. 5 The fluctuation power spectra to scrutinize the quasiperiodicities associated with the nulling phenomena observed with the GMRT and Effelsberg radio telescopes. Left panel: the binary time series representing null and burst pulses of PSR J1840-0840. Middle panel: the temporal evolution of the Fourier transform corresponding to the time series. Right panel: time integrated time-dependent fluctuation power spectra. Lower panel: the overall fluctuation power spectra over the entire sequence. The prominent modulation frequencies are indicated with red stars.

基于GMRT (625 MHz)和Effelsberg (1358.438 MHz)的双频段观测数据, 对PSR J1840-0840的子脉冲漂移参数进行量化分析, 结果显示其辐射特性具有显著频率依赖性, 如图7所示, 展示了基于GMRT和Effelsberg观测数据提取的漂移参数统计分布图。在低频段, 子脉冲漂移带的平均经度间距为 $10.18^\circ \pm 0.98^\circ$ , 而高频段的测量值为 $8.42^\circ \pm 1.27^\circ$ 。  $P_2$ 随频率的升高呈减小趋势。高频辐射比低频辐射高度更低, 因此高频观测得到的子脉冲间隔比低频更窄。两个观测频带内的漂移周期在误差范围内一致, GMRT为 $(12.07 \pm 5.92)P_1$ , Effelsberg为 $(10.86 \pm 4.73)P_1$ , 表明漂移周期在不同的频率内没有显著的变化。观测表明, 低频段和高频段的子脉冲漂移率分别为:  $D_{\text{GMRT}} = (0.96 \pm 0.46)P_1$ 和 $D_{\text{Effelsberg}} = (0.84 \pm 0.31)P_1$ , 由于误差范围的重叠, 二者差异并不具有显著性。

## 5 讨论与总结

本研究通过GMRT (625 MHz)和Effelsberg (1358.438 MHz)的双频段高灵敏度观测, 系统揭示了PSR J1840-0840的复杂辐射行为, 包括平均脉冲轮廓的频率演化、消零现象的准周期性以及子脉冲漂移的非稳态特性。观测发现, 该脉冲星的平均脉冲轮廓呈现两个显著分离的辐射成分, 平均轮廓随频率的演化关系符合经典的半径-频率关系的理论预期, 这表明脉冲星的射电辐射高度随观测频率的升高系统性降低。单脉冲辐射变化揭示出该脉冲星表现出显著的周期性脉冲消零现象, 在两个频率测得的消零比一致, 这表明脉冲消零现象具有宽频带的特性, 脉冲消零是由于磁层的全局尺度扰动引起的。脉冲消零的持续时间在两个频带内的分布具有一致性, 发生率随着持续时间增加呈指数衰减特征。此外, 研究发现脉冲消零

现象具有准周期性, 在625 MHz具有两个调制周期, 分别为  $(50.57 \pm 9.03)P_1$ 、 $(21.33 \pm 3.91)P_1$ , 在1358 MHz仅有一个调制周期, 为 $(31.37 \pm 11.90)P_1$ . 为了研究脉冲星的子脉冲漂移特性, 本文对每个漂移带进行了建模, 得到了漂移带之间的相位

间隔、漂移周期和漂移率随时间的演化关系, 结果显示子脉冲漂移参数具有显著的频率依赖性. 通过长周期脉冲星的平均脉冲轮廓、脉冲消零和子脉冲漂移特性的分析, 为理解脉冲星磁层动力学和辐射机制提供了新的观测约束.

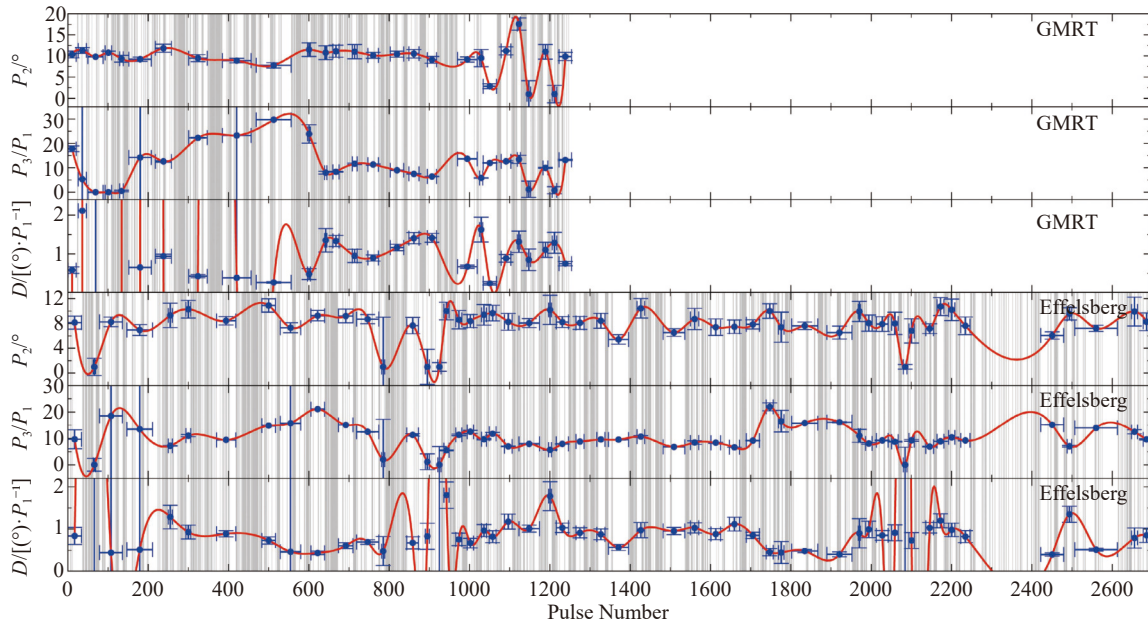


图 6 基于漂移率指数衰减模型, 从GMRT和Effelsberg观测数据中提取的 $P_2$ 、瞬时 $P_3$ 和瞬时漂移率分布图. 垂直误差条表示拟合值的误差范围, 水平误差条表示相关漂移序列的持续时间跨度. 红色曲线为采用3次平滑样条法拟合的 $P_2$ 、 $P_3$ 和漂移率变化趋势. 值得注意的是, 所有子图中的灰色填充区域统一标注了消零态的时间范围.

Fig. 6 The  $P_2$ , instantaneous  $P_3$ , and instantaneous drift rates obtained from the model of exponential decay for the drift rate, for GMRT and Effelsberg observations. The vertical error bars indicate the error on the fitted values, and the horizontal error bars indicate the extent of the associated drift sequences. The red lines present fits to the variations of  $P_2$ ,  $P_3$  and  $D$  using the cubic smoothing spline method. Notably, the vertical grey filled area across all panels indicates the null states.

关于脉冲消零现象, 已经提出了多种理论模型, 包括脉冲星磁层极冠区粒子产生受阻<sup>[33]</sup>、相对论粒子相干性消失<sup>[34]</sup>、辐射机制转换<sup>[35]</sup>、磁场失稳<sup>[36]</sup>、视线偏移<sup>[37]</sup>、轨道伴星干扰<sup>[38]</sup>、磁层构型改变<sup>[39]</sup>以及极冠磁场结构变化<sup>[40]</sup>等. PSR J1840-0840在625 MHz和1358 MHz频段表现出爆发态与消零脉冲态的切换, 而且具有一致的消零比, 表明脉冲消零现象具有宽频带特性. 这种频率无关的脉冲辐射抑制现象揭示, 消零脉冲的产生源于脉冲星磁层的整体性改变<sup>[41]</sup>. 一般认为, 子脉冲漂移现象源于内加速区的物理过程, 与局部“火花放电”区域有关<sup>[11]</sup>. 这些火花结构产生的不稳定电子

—正电子相对论性流出会形成子脉冲, 并与脉冲星磁层中的射电辐射相关联. 当中子星自转时, 由于火花运动滞后于星体旋转, 射电辐射的相位会逐渐变化, 从而在单脉冲叠加图像中呈现子脉冲漂移现象. 由于该现象仅由火花运动决定, 并受极隙电势差和磁场的共同调控<sup>[42]</sup>, 其漂移行为在不同观测频率下应具有相似特征. 通过对PSR J1840-0840在625和1358 MHz的单脉冲序列分析, 研究发现其前导成分和后随成分都存在周期性相位调制, 并且整个辐射轮廓还出现周期性零脉冲. 这些周期性消零脉冲可解释为视线方向穿越子束系统间的空隙所致, 故称为“伪零脉冲”, 以区别于常规消

零脉冲现象. Basu等人指出<sup>[43]</sup>, 周期性零脉冲与幅度调制的物理起源不同于子脉冲漂移: 子脉冲漂移仅出现在锥状辐射成分中, 而幅度调制和周期性零脉冲作为相位稳态行为可贯穿整个辐射轮廓<sup>[44]</sup>.

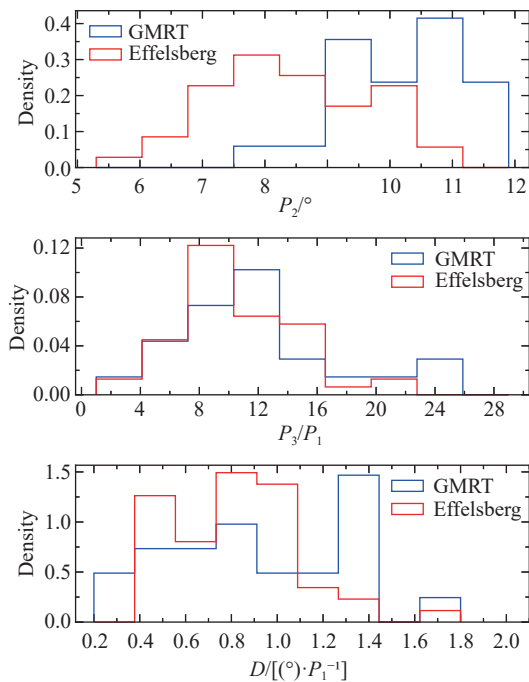


图 7 GMRT和Effelsberg观测数据的漂移参数分布图

Fig. 7 The distributions of drifting parameters for GMRT and Effelsberg observations

为了进一步揭示长周期脉冲星J1840-0840的单脉冲辐射特性, 今后将在多个频带开展长期的偏振观测, 为极端磁场环境下脉冲星磁层动力学研究提供关键限制. 具体而言, 脉冲星的偏振轮廓对于理解脉冲星磁层内部辐射区的几何结构、辐射机制以及传播效应具有重要的意义. 根据脉冲星磁偶极模型的假设, 磁层随着脉冲星共转, 则可通过旋转矢量模型对脉冲星辐射区的几何结构进行描述<sup>[45]</sup>. 当前理论认为, 脉冲星射电辐射源于磁层中沿弯曲磁力线运动的相对论粒子产生的相干辐射. 其中, 曲率辐射是最可能的机制之一, 其辐射具有高度的线偏振特性<sup>[46-47]</sup>. 相对论粒子产生的圆偏振信号可表现为单一符号或符号反转, 这取决于粒子密度梯度和视线与发射磁力线的几何关系. 此外, 磁层中相对论粒子对低频波的逆康普顿

散射亦可产生类似偏振特征<sup>[48]</sup>. 传播效应对偏振特征的影响同样显著, 脉冲星磁层等离子体存在两种正交偏振模式, 任何辐射机制产生的偏振波需经过耦合后才能在磁层中传播<sup>[49]</sup>. 传播过程中会经历“绝热行走”、“波模耦合”、“回旋吸收”和折射等效应. 值得注意的是, 脉冲星自转不仅导致偏振位置角曲线与脉冲轮廓间的相位延迟<sup>[50]</sup>, 还会引发两种正交偏振模式的分离现象<sup>[51]</sup>. 因此, 只有综合辐射区几何结构、辐射机制和磁层中的传播效应, 才能揭示脉冲星在不同频率下的偏振轮廓特征. 中国500 m口径球面射电望远镜(Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST)作为当前全球最大单口径射电望远镜<sup>[52]</sup>, 凭借超高灵敏度( $\sim 16$  K/Jy)与超低系统温度( $\sim 19$  K), 持续主导脉冲星搜寻与偏振特性研究<sup>[53]</sup>. FAST具有超高的偏振参数测量精度, 观测系统的差分增益存在约20%的波动, 差分相位极其稳定, 波动幅度仅维持在数度范围内<sup>[54]</sup>. 利用FAST开展脉冲星的高灵敏度偏振观测研究, 将有望进一步揭示脉冲星辐射区的几何结构和磁层内部的粒子加速机制, 并对脉冲星磁层的传播效应进行更深入的探索.

**致谢** 感谢望远镜GMRT和Effelsberg提供的数据, 感谢北京大学李柯伽教授和德国马克斯普朗克射电天文研究所Ramesh Karuppusamy博士在观测方面的帮助.

## 参考文献

- [1] 陈建玲, 王洪光, 温志刚, 等. 天文学报, 2021, 62: 26
- [2] Wang N, Manchester R N, Johnston S. *MNRAS*, 2007, 377: 1383
- [3] Wen Z G, Wang N, Yan W M, et al. *ApSS*, 2016, 361: 261
- [4] Wen Z G, Yan W M, Yuan J P, et al. *ApJ*, 2020, 904: 72
- [5] 王辉, 温志刚, 王娜, 等. 天文学报, 2024, 65: 19
- [6] Wang H, Wen Z G, Wang N, et al. *ChA&A*, 2024, 48: 506
- [7] Wen Z G, Yuen R, Wang N, et al. *ApJ*, 2021, 918: 57
- [8] Wen Z G, Wang N, Yuan J P, et al. *A&A*, 2016, 592: A127

- [9] Wen Z G, Chen J L, Hao L F, et al. *ApJ*, 2020, 900: 168
- [10] Goldreich P. *PASA*, 1969, 1: 227
- [11] Ruderman M A, Sutherland P G. *ApJ*, 1975, 196: 51
- [12] Melrose D B, Watson P G. *ApJ*, 2006, 647: 1131
- [13] Wen Z G, Yuan J P, Wang N, et al. *ApJ*, 2022, 929: 71
- [14] Lorimer D R, Faulkner A J, Lyne A G, et al. *MNRAS*, 2006, 372: 777
- [15] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, et al. *AJ*, 2005, 129: 1993
- [16] Burke-Spolaor S, Johnston S, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2012, 423: 1351
- [17] Gajjar V, Yuan J P, Yuen R, et al. *ApJ*, 2017, 850: 173
- [18] Bhat N D R, Cordes J M, Camilo F, et al. *ApJ*, 2004, 605: 759
- [19] Lorimer D R, Lyne A G, McLaughlin M A, et al. *ApJ*, 2012, 758: 141
- [20] Swarup G, Ananthkrishnan S, Kapahi V K, et al. *CSci*, 1991, 60: 95
- [21] Subrahmanya C R, Sarun O S, Abhyankar Y, et al. *JAI*, 2020, 9: 2050016
- [22] Xu Y, Wen Z, Yuan J, et al. *ApJ*, 2024, 977: 90
- [23] Hotan A W, van Straten W, Manchester R N. *PASA*, 2004, 21: 302
- [24] van Straten W, Bailes M. *PASA*, 2011, 28: 1
- [25] ter Veen S, Mol J D, Schaap J, et al. *A&A*, 2019, 621: A75
- [26] Kramer M. *AApS*, 1994, 107: 527
- [27] Kaplan D L, Swiggum J K, Fichtenbauer T D, et al. *ApJ*, 2018, 855: 14
- [28] Chen J L, Wen Z G, Duan X F, et al. *MNRAS*, 2023, 519: 2709
- [29] Anumarlapudi A, Swiggum J K, Kaplan D L, et al. *ApJ*, 2023, 948: 32
- [30] Wang H, Wen Z G, Duan X F, et al. *ApJ*, 2023, 950: 166
- [31] Lyne A G, Ashworth M. *MNRAS*, 1983, 204: 519
- [32] McSweeney S J, Bhat N D R, Swainston N A, et al. *ApJ*, 2022, 933: 210
- [33] Jones P B. *MNRAS*, 1981, 197: 1103
- [34] Filippenko A V, Radhakrishnan V. *ApJ*, 1982, 263: 828
- [35] Zhang B, Qiao G J, Han J L. *ApJ*, 1997, 491: 891
- [36] Geppert U, Rheinhardt M, Gil J. *A&A*, 2003, 412: L33
- [37] Herfındal J L, Rankin J M. *MNRAS*, 2007, 380: 430
- [38] Cordes J M, Shannon R M. *ApJ*, 2008, 682: 1152
- [39] Timokhin A N. *MNRAS*, 2010, 408: L41
- [40] Geppert U, Basu R, Mitra D, et al. *MNRAS*, 2021, 504: 5741
- [41] Gajjar V, Joshi B C, Kramer M, et al. *ApJ*, 2014, 797: 18
- [42] Gil J, Melikidze G I, Geppert U. *A&A*, 2003, 407: 315
- [43] Basu R, Mitra D, Melikidze G I. *ApJ*, 2020, 889: 133
- [44] Force M M, Rankin J M. *MNRAS*, 2010, 406: 237
- [45] Radhakrishnan V, Cooke D J. *ApJL*, 1969, 3: 225
- [46] Gangadhara R T. *ApJ*, 2010, 710: 29
- [47] Wang P F, Wang C, Han J L. *MNRAS*, 2012, 423: 2464
- [48] Xu R X, Liu J F, Han J L, et al. *ApJ*, 2000, 535: 354
- [49] Wang C, Lai D. *MNRAS*, 2007, 377: 1095
- [50] Blaskiewicz M, Cordes J M, Wasserman I. *ApJ*, 1991, 370: 643
- [51] Wang P F, Wang C, Han J L. *MNRAS*, 2014, 441: 1943
- [52] Jiang P, Tang N Y, Hou L G, et al. *RAA*, 2020, 20: 064
- [53] Wang P F, Han J L, Xu J, et al. *RAA*, 2023, 23: 104002
- [54] Xu J W, Jiang J C, Xu H, et al. *A&A*, 2025, 695: A173

# Exploration of the Pulse Nulling and Subpulse Drifting Properties from the Long-period Pulsar J1840–0840

WANG Hui<sup>1</sup>   WEN Zhi-gang<sup>2</sup>   YUAN Jian-ping<sup>2</sup>   WANG Na<sup>2</sup>   HAN Wei<sup>2</sup>  
YAN Wen-ming<sup>2</sup>   CHEN Jian-ling<sup>1</sup>   WANG Hong-guang<sup>3</sup>  
WANG Zhen<sup>2,4</sup>   GAJJAR Vishal<sup>5,6</sup>

(1 Shanxi Province Intelligent Optoelectronic Sensing Application Technology Innovation Center, Yuncheng University, Yuncheng 044000)

(2 Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011)

(3 Center for Astrophysics, Guangzhou University, Guangzhou 510006)

(4 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

(5 SETI Institute, Mountain View, California CA 94043)

(6 Department of Astronomy, University of California, Berkeley CA 94720)

**ABSTRACT** This study presents a systematic investigation of the complex radiation behavior of the long-period pulsar J1840–0840 based on dual-frequency observations conducted with the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) in India and the 100-meter Effelsberg radio telescope in Germany. The average pulse profile of this pulsar exhibits two distinct and spatially separated radiation components. The frequency evolution of the average profile is consistent with the theoretical predictions of the classical radius-frequency relation, indicating that the radio emission height of the pulsar systematically decreases with increasing observation frequency. Single-pulse analysis reveals significant pulse nulling and subpulse drifting characteristics in this pulsar. The nulling fractions at 625 MHz and 1358 MHz are  $32.63\% \pm 10.46\%$  and  $28.36\% \pm 7.35\%$ , respectively. The occurrence rates of both pulse burst and nulling states exhibit an exponential decay with increasing duration. Additionally, PSR J1840–0840 shows quasi-periodic nulling behavior, with two modulation periods at 625 MHz, namely  $(50.57 \pm 9.03)$  and  $(21.33 \pm 3.91)$  times the spin period, and one modulation period at 1358 MHz, which is  $(31.37 \pm 11.90)$  times the spin period. By modeling each drifting band, the phase separation, drift period, and drift rate evolution over time were obtained. The results indicate a significant frequency dependence of the subpulse drifting parameters.

**Key words** pulsars: individual: PSR J1840–0840, radio lines: stars, methods: data analysis