

PSR B1237+25的强脉冲辐射特性的 观测与研究*

麦麦提艾力·米吉提^{1,2} 温志刚^{2,3,4†} 王 娜^{2,3} 王兆军¹

袁建平^{2,3} YUEN Rai² 闫文明^{2,3}

(1 新疆大学物理科学与技术学院 乌鲁木齐 830046)

(2 中国科学院新疆天文台 乌鲁木齐 830011)

(3 中国科学院射电天文重点实验室 南京 210023)

(4 贵州省射电天文数据处理重点实验室 贵阳 550001)

摘要 强脉冲是一种特殊的单脉冲辐射, 表现为较强的射电爆发. 利用新疆天文台南山25 m射电望远镜研究了PSR B1237+25的强脉冲辐射特性. 发现探测到的793个强脉冲出现在积分轮廓的所有辐射成分中, 峰值流量密度是平均脉冲的10.2至82.5倍. 用对数正态分布对强脉冲的峰值流量密度比、信噪比和脉冲宽度的分布进行了拟合. 在1540 MHz频率下首次发现PSR B1237+25有新的、微弱的辐射成分. 新发现的最内锥辐射属于部分锥, 前导成分非常微弱, 因此很难被探测到. 对3层锥结构进行的详细研究发现新成分非常靠近核区, 辐射区高度以约300 km为步长逐步升高, 中心锥和外锥辐射可能来自同一套磁力线.

关键词 脉冲星: 个别: PSR B1237+25, 脉冲星: 强脉冲, 方法: 观测, 方法: 数据分析
中图分类号: P145; **文献标识码**: A

1 引言

将成百上千个单脉冲按周期折叠后可得到脉冲星的积分轮廓, 大部分射电脉冲星的积分轮廓极度稳定. 目前关于脉冲星的大部分信息来自积分轮廓的研究. 然而, 脉冲星的射电辐射机制和几何结构有关的详细信息隐藏在脉冲星的单脉冲信号中. 由于单脉冲辐射非常微弱, 因此大部分脉冲星的单脉冲很难被探测到. 巨脉冲是脉冲星辐射中最突出的射电爆发现象. 一般认为能量超过平均脉冲能量10倍及以上的单脉冲被定义为巨脉冲^[1-3], 然而Kazantsev等^[4]认为峰值流量密度比超过30的爆发可认为是巨脉冲. 虽然巨

2020-05-11收到原稿, 2020-08-19收到修改稿

*国家自然科学基金项目(U1838109、U1731238、U1831102、U1631106、11873080), 中国科学院西部之光青年学者B类项目(WLFC 2016-QNXZ-B-24), 贵州省射电天文数据处理重点实验室开放基金项目资助

†wenzhigang@xao.ac.cn

脉冲目前还没有普遍接受的定义,但是它具有与其他普通单脉冲不同的特征,其中公认的特征如下:

(1)巨脉冲的能量非常高,超过平均脉冲能量的成百上千倍^[5-6],而普通单脉冲的能量不会超过平均脉冲的10倍^[7-8];

(2)巨脉冲的持续时间特别短,亮温度特别高.蟹状星云脉冲星的巨脉冲持续时间仅为纳秒量级^[9],毫秒脉冲星PSR B1937+21的巨脉冲亮温度超过 5×10^{39} K^[10];

(3)巨脉冲的能量分布严格服从幂律形式^[5, 11-12],然而普通单脉冲的能量分布是对数正态分布或高斯分布^[13-15];

(4)巨脉冲辐射发生在辐射窗口内非常窄的特殊相位上,与非热X射线辐射相关,对平均脉冲轮廓几乎没有贡献^[11, 16].

有两类脉冲星具有巨脉冲辐射.第1类是光速圆柱处的磁场很强(大于 10^5 Gs)的7颗脉冲星,包括5颗毫秒脉冲星(PSR B1937+21^[17]、B1821-24^[11]、J1823-3021 A^[18]、B1957+20^[19]、J0218+4232^[19])和2颗年轻脉冲星(蟹状星云脉冲星PSR B0531+21^[20]、大麦哲伦云内的脉冲星PSR B0540-69^[6]).第2类是光速圆柱处的磁场较弱(小于1000 Gs)的7颗正常脉冲星(PSR B0031-07^[21]、J1752+2359^[22]、B1112+50^[23]、B0656+14^[24]、B0950+08^[3]、B1133+16^[25]、B0301+19^[26]).由于巨脉冲能量比平均脉冲强至少10倍,因此小型射电望远镜也能探测到巨脉冲辐射.

Kuzmin等^[21]在40 MHz和111 MHz频率下对PSR B0031-07进行研究,发现巨脉冲和平均脉冲的峰值流量密度比与观测频率成反比.在后来的研究中,人们将峰值流量密度比10及以上的单脉冲定义为强脉冲^[27-28].前人在具有巨脉冲辐射的第2类脉冲星中已经探测到了强脉冲.Tao等^[27]对PSR B0656+14进行长达44 h的观测研究中探测到了67个强脉冲.研究显示强脉冲宽度比典型的巨脉冲宽很多,能量分布遵从对数正态分布.Tuoheti等^[28]对PSR B0031-07的强脉冲研究中共探测到了两个强脉冲辐射区域.Lyne等^[29]对PSR J1819-1458的到达时间分析中发现强脉冲到达时间残差具有3带分布,并且有两次显著的周期跃变现象.尽管如此,目前关于强脉冲辐射还没有一个完整的、令人满意的理论解释.

PSR B1237+25的积分轮廓是由5个辐射成分构成的,这是由于观察者视线扫过核成分和两个同心锥成分造成的^[30].这颗源的色散量为 $DM = 9.242 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$,相对比较小.它的自转周期为 $P = 1.38 \text{ s}$,周期的一阶导数为 $\dot{P} = 9.6 \times 10^{-16} \text{ s/s}$,对应的特征年龄为 $2.1 \times 10^7 \text{ yr}$ ($\tau = P/2\dot{P}$),在光速圆柱处的磁场强度为4 Gs^[31]:

$$B_{\text{LC}} = 9.2 \left(\frac{P}{\text{s}} \right)^{-5/2} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ s/s}} \right)^{1/2} \text{ Gs}. \quad (1)$$

PSR B1237+25还具有模式变换、频繁的脉冲缺失和周期性的子脉冲漂移等现象.最近,Kazantsev等^[32]利用大型相控阵(Large Phased Array),在111 MHz频率下从PSR B1237+25的辐射中探测到了巨脉冲.探测到的巨脉冲峰值流量密度具有双峰分布,最强的巨脉冲流量高达 $(900 \pm 600) \text{ Jy}$.目前还没有关于PSR B1237+25强脉冲辐射的研究.考虑到上述原因,在L波段对PSR B1237+25的强脉冲进行搜寻与研究,这将有助于理解强脉冲与不同频率上观测到的巨脉冲和正常脉冲是否有相同的辐射机制.

研究强脉冲是南山25 m射电望远镜单脉冲观测项目的主要科学目标. 本文用南山25 m射电望远镜, 在1540 MHz频率下研究了PSR B1237+25的强脉冲辐射特性和辐射区的结构. 本文第2节描述了数据处理方法. 第3、第4节分别给出了研究结果和讨论. 最后一节对研究工作进行了总结.

2 观测与数据处理

本文所用的数据来自南山25 m射电望远镜于2012年10月13日的观测. 本次观测的采样时间为0.5 ms, 中心频率为1540 MHz, 观测长度约为7 h. 该观测采用双通道制冷接收机系统, 它包含两路相互垂直的线偏振通道, 每个偏振通道由128个带宽为2.5 MHz的子通道组成. 关于观测系统的详细描述请见Wang等^[33]2001年的文章.

数据后期用开放、开源的脉冲星信号处理软件包SIGPROC¹进行处理. 首先对每个带宽为2.5 MHz的子通道进行时间延迟的消除. 消除星际介质色散效应之后, 从星历表获得PSR B1237+25目前的自转周期. 然后按此周期进行折叠后得到单脉冲时间序列. 为了确定探测到的强脉冲信号确实来自PSR B1237+25, 采用Esamdin等^[34]2008年相似的强脉冲探测方法. 所有信噪比(signal-to-noise ratio, S/N)大于5并且峰值流量密度超过平均脉冲峰值流量10倍的单脉冲作为候选体, 通过观测的起始时间就可以获取所有候选体的到达时间. 采用到达时间模型来排除非真实的强脉冲信号. 通过比较实测和预测的到达时间的差别就可以得到所有候选体的到达时间残差(Residual). 大部分候选体的到达时间残差都介于-21.0-25.5 ms的5条带内, 到达时间残差超出这个范围的脉冲则认为是射频干扰而被排除掉. 如图1所示, 强脉冲的到达时间残差都集中在脉冲周期的3.36%范围内.

运用以上的搜寻方法, 在长达7 h的连续观测中, 总共探测到793个信噪比大于5并且峰值流量密度比大于10的强脉冲.

3 结果

3.1 强脉冲信号在时间和相位上的分布

如图1所示, 793个强脉冲的到达时间残差呈现出5条带, 5条带分别落于积分轮廓的5个辐射成分. 平均脉冲轮廓(average profile, AP, 为任意单位a.u.)是由18096个单脉冲叠加组成的, 如右下图所示. 793个强脉冲辐射的峰值流量密度是平均脉冲的10.2倍到82.5倍. 为了证明强脉冲到达时间残差的5条带与积分轮廓的5个辐射成分相成协, 用阿拉伯数字来标注积分轮廓的5个辐射成分, 到达时间残差的5条带也用实线来分隔. 积分轮廓5个辐射成分的峰值落入-15°到18°之间. 值得注意的是, 在积分轮廓前导成分和后随成分处(对应于到达时间残差的第1条带和第5条带)的强脉冲分布最多, 大约分别占总数的42%和38%. 然而, 在第3和第4条带内强脉冲均匀地分布, 大约占总数的10%和6%. 除此之外, 对应于第2条带的辐射区域内(第2个辐射成分)强脉冲分布是最少的, 7 h的观测只探测到了十几个强脉冲.

脉冲序列中强脉冲的特征可从随时间的分布研究中获取. 从图1最上面子图可

¹<http://sigproc.sourceforge.net>

以看出, 在两个时间间隔(MJD 56213.140—MJD 56213.170、MJD 56213.381—MJD 56213.423)内有大量的强脉冲发出. 与图1最下左边子图(到达时间残差随时间分布)相比较, 容易发现大量的强脉冲来自第1条带和第5条带; 第2条带内的大多数强脉冲都发生在第1个时间间隔内(MJD 56213.140—MJD 56213.170); 第3条带和第4条带内强脉冲随时间均匀分布.

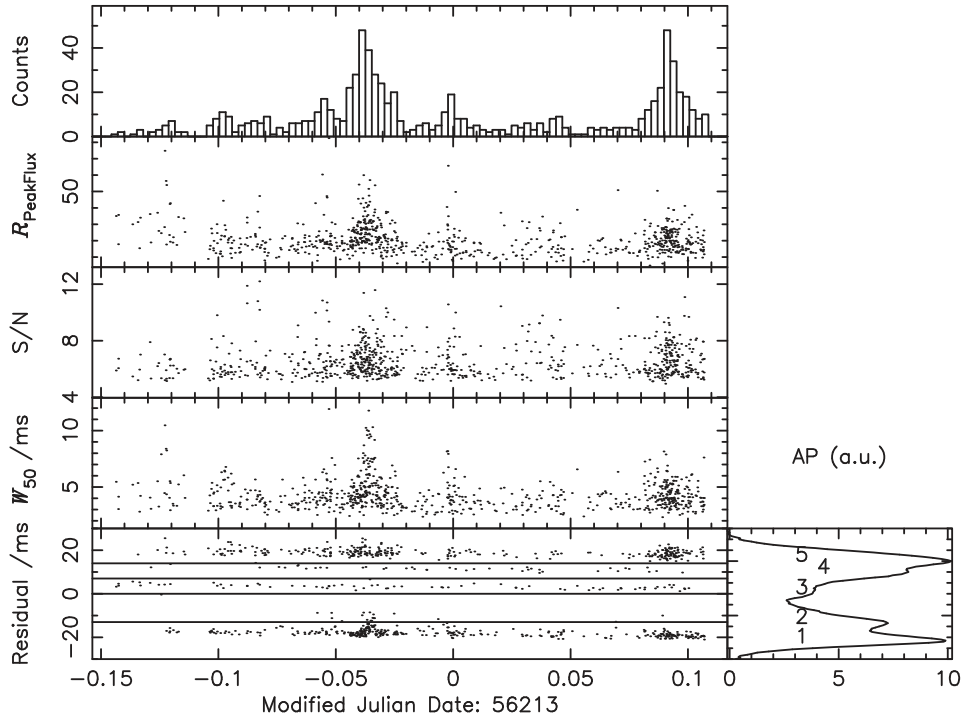


图 1 最上子图是793个强脉冲随时间的分布. 最下左边子图是793个强脉冲到达时间残差随时间的分布. 强脉冲的到达时间残差呈现出5条带分布, 4条实线区分5条带, 每一条带分别对应于积分轮廓(最下右边子图)的一个辐射成分并且积分轮廓的5个辐射成分都用阿拉伯数字来标注. 中间3幅子图从上到下依次为强脉冲的峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 随简化儒略日(modified julian date, MJD)的变化情况.

Fig. 1 The distribution of the 793 strong pulses with time is shown in the top panel. A five-band distribution for timing analysis of the 793 strong pulses is shown in the bottom left panel. Bands are divided by solid lines with each band associated with a distinct component in the pulse profile signified by an Arabic numeral, as shown in the bottom right panel. Variations in the peak flux density, S/N and W_{50} plotted against MJD are shown in the second, third and fourth panels, respectively.

图1中间的3幅子图从上到下分别表示强脉冲的峰值流量密度比(R_{PeakFlux})、S/N和半高全宽(full width of half maximum, FWHM, 本文中用 W_{50} 来表示)随时间的分布. 本次探测到的强脉冲峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 的平均值(\pm 标准误差)分别为: 22.25 ± 0.33 、 6.62 ± 0.04 、 (4.45 ± 0.05) ms. 值得注意的是, 在大量强脉冲被探测到的两个时间间隔内(MJD 56213.140—MJD 56213.170、MJD 56213.381—MJD 56213.423), 峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 并没有发生显著的变化.

上述特征表明, 在脉冲星磁层内, 某种物理机制触发导致了在积分轮廓的前导和后随成分处有大量的强脉冲爆发. 除此之外, 由于在传播过程中积分轮廓的5个辐射成分都

会发生调制, 因此强脉冲在星际介质中的传播效应可以忽略.

探测到的793个强脉冲随到达时间残差的演化如图2所示. 其中第2个子图展示了强脉冲到达时间残差的直方分布情况. 这确认了5条带分布中的第2条带内只有十几个强脉冲爆发; 第3条带和第4条带内的强脉冲数目远远小于第1条带和第5条带; 由于辐射区磁层随中子星共转, 光行差效应会导致辐射束变形. 此外, 不同辐射区域的辐射到达射电望远镜的路径差将导致延迟效应. 在脉冲星积分轮廓中可以观察到光行差和延迟效应, 即表现为锥成分的相位相对于核成分往前移动^[35]. 从图2发现, 第1条带和最后一条带内大部分强脉冲的相位分别提前或滞后于积分轮廓中的前导成分和后随成分, 并没有对称于中心带; 积分轮廓中第1、2、4、5峰值到核成分(第3峰峰值)之间的间距分别为: 7.4、14、9.3、6.5 ms, 也就是说内外锥的后随成分比前导成分更靠近于核成分. 这与锥辐射束的延迟和光行差效应相吻合. 即为内外锥后随成分离核成分近一点, 导致相位偏移比前导成分小一些. 图2的下面部分是强脉冲的峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 随到达时间残差的分布情况. 强脉冲中峰值流量密度比最高的(82.5)、S/N最大的(12.2)、脉冲半高全宽最宽的(13.94 ms)强脉冲都是来自中心带(第3条带).

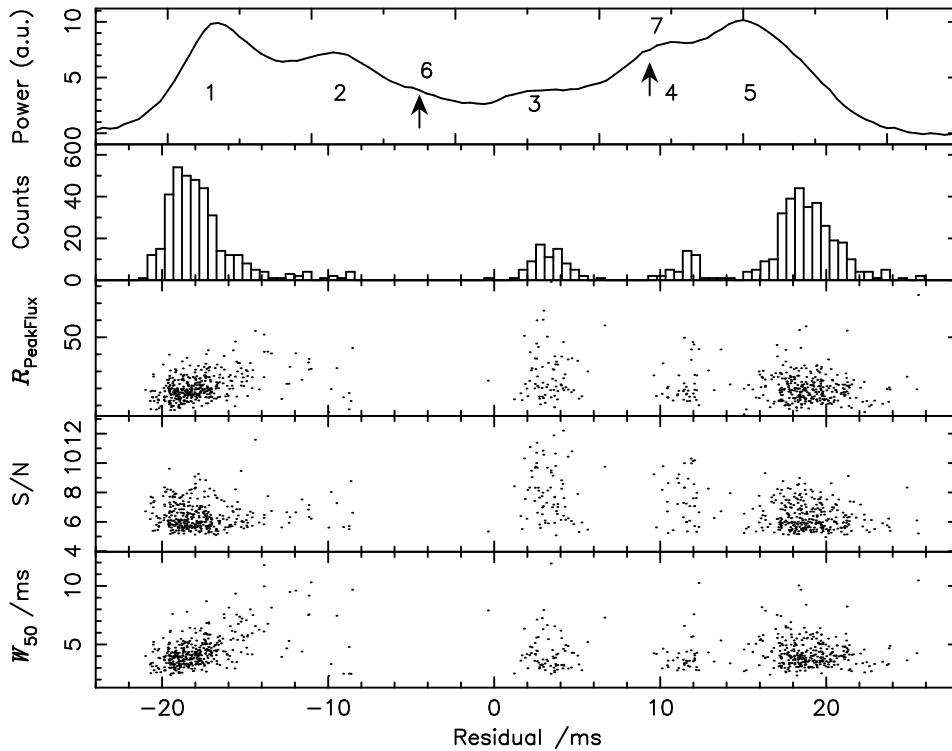


图2 最上两个子图分别是PSR B1237+25的积分轮廓强度(Power, 为任意单位a.u.)和793个强脉冲计时残差的直方分布. 最下面的3幅子图从上到下依次为峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 跟到达时间残差的关系. 在1540 MHz频率下探测到的新辐射成分的相位用箭头指出.

Fig. 2 The power of integrated average profile in an arbitrary unit (a.u.) and histogram for the timing residual distribution of 793 strong pulses detected from PSR B1237+25 are shown in the top two panels. The plots of peak flux density, S/N, and W_{50} versus timing residuals are presented in the bottom three panels. The phases hosting the new components at 1540 MHz are marked with arrows in the top panel.

3.2 强脉冲的S/N、 W_{50} 和峰值流量密度比的统计分布

图3是793个强脉冲信噪比的统计分布. 通过研究发现本次探测到的强脉冲峰值流量密度比、S/N和 W_{50} 的分布可用对数正态(Lognormal)和幂律(Powerlaw, 仅限于较强脉冲)曲线进行拟合. 对数正态分布的拟合方程为:

$$P_{\text{lognormal}}(X) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}X} \exp\left[-\frac{(\lg X - \mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

其中的 X 分别代表S/N、 W_{50} 和 R_{PeakFlux} 值, A 、 σ^2 和 μ 分别表示对数正态分布的幅值、方差和均值. 表1第3、第4列是两种拟合的最佳拟合参数以及误差, 第5列是两种拟合的R-square值. 当强脉冲的S/N比较大的时候($S/N > 5.75$), 信噪比的分布可以用一个幂指数为 $\alpha = -5.1 \pm 0.3$ 的幂律分布来很好地进行拟合(图3实线). 但是当考虑所有强脉冲时 $S/N > 5.75$ 的所有强脉冲时, 它不太符合幂律分布, 而是符合对数正态分布(图3中点虚线), 尽管在较高信噪比一侧拟合没有幂律分布好. 本次探测到的强脉冲信噪比的范围是5–12.2, 平均值为6.6.

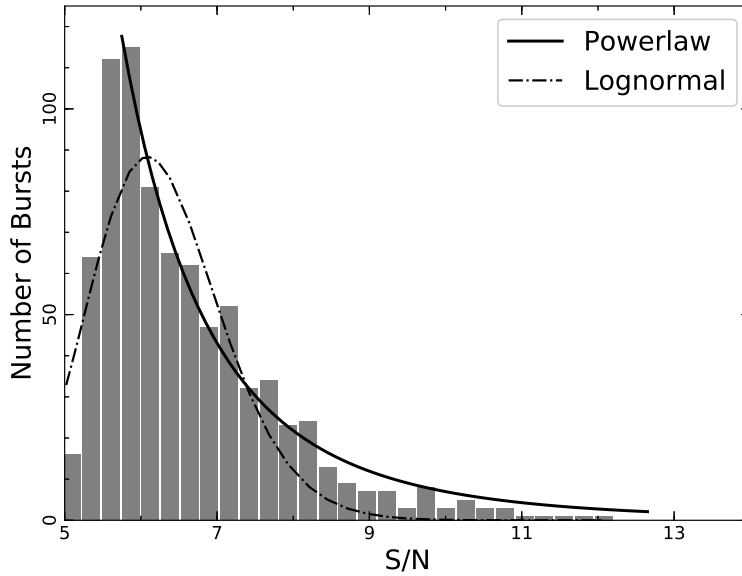


图3 793个强脉冲信噪比的统计分布

Fig. 3 Statistical distribution of the S/N values for the 793 strong pulses

图4是793个强脉冲脉冲宽度的统计分布. 当脉冲宽度比较宽($W_{50} > 4$ ms)的时候, 脉冲宽度的分布更符合幂律分布(实线), $\alpha = -4.9 \pm 0.4$. 当脉冲宽度比较窄时, 对数正态分布(点虚线)能很好地反映脉冲宽度的分布情况. 本次探测到的强脉冲半高全宽的范围是2.3–13.9 ms, 平均值为4.4 ms. 相对于平均脉冲轮廓的半高全宽($W_{50} = 51.1$ ms), 这些强脉冲的宽度远远小于平均轮廓宽度.

按照研究强脉冲的惯例, 同样对PSR B1237+25的强脉冲进行了峰值流量密度比的统计分布研究. 如图5所示, 当峰值流量密度比大于20的时候, 统计分布可以用一个 $\alpha = -3.2 \pm 0.6$ 的幂律分布来很好地进行拟合(实线). 当这些强脉冲的峰值流量与平

均脉冲流量的比值比较小时, 观测结果与拟合结果存在比较大的偏差. Tao等^[27]对PSR B0656+14的强脉冲研究结果显示, 这颗源的强脉冲峰值流量密度比的概率分布服从对数正态分布, 因此PSR B1237+25的强脉冲峰值流量密度比的分布同样不是一个幂律分布, 而是一个对数正态分布(点虚线). 对数正态分布的拟合方程与(2)式一样, 最佳拟合曲线的参数分别为 $A = 51.57 \pm 1.55$ 、 $\mu = 1.236 \pm 0.006$ 、 $\sigma = 0.172 \pm 0.005$.

表 1 PSR B1237+25的强脉冲信噪比、 W_{50} 和峰值流量密度比的统计分布以及最佳拟合参数
Table 1 Statistical distributions and the best fit parameters for S/N, W_{50} and peak flux density ratio of the SPs (strong pulses) from PSR B1237+25

Item	Mean value	Lognormal	Powerlaw	R-square
S/N	6.62 ± 0.04	$A = 13.17 \pm 0.93$		0.845 (Lognormal)
		$\sigma = 0.059 \pm 0.005$	$\alpha = -5.1 \pm 0.3$	0.975 (Powerlaw)
W_{50}	4.45 ± 0.05 ms	$\mu = 0.784 \pm 0.004$	(S/N > 5.75)	0.970 (Lognormal)
		$A = 32.15 \pm 1.41$	$\alpha = -4.9 \pm 0.4$	0.988 (Powerlaw)
R_{PeakFlux}	22.25 ± 0.33	$\mu = 0.580 \pm 0.005$	($W_{50} > 4$ ms)	0.989 (Lognormal)
		$A = 51.57 \pm 1.55$	$\alpha = -3.2 \pm 0.6$	0.982 (Powerlaw)
		$\mu = 1.236 \pm 0.006$	($R_{\text{PeakFlux}} > 20$)	

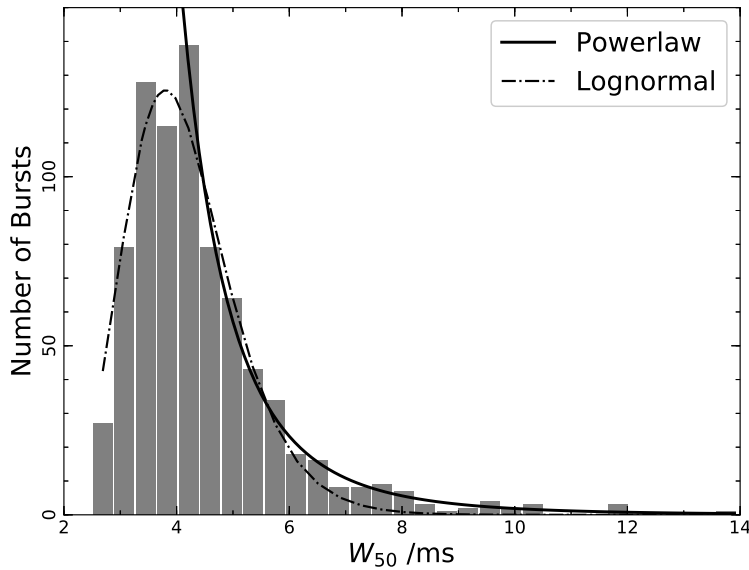


图 4 793个强脉冲的 W_{50} 统计分布

Fig. 4 W_{50} distribution of the detected 793 strong pulses

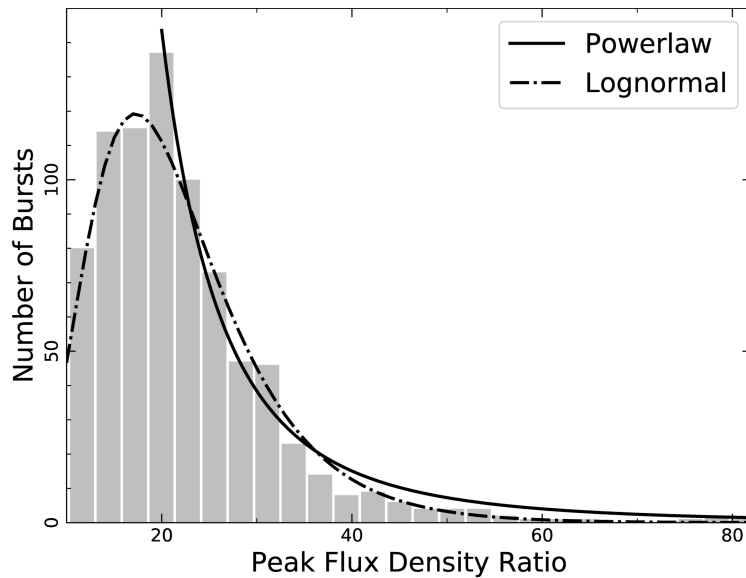


图 5 793个强脉冲峰值流量密度比的统计分布

Fig. 5 Statistical distribution of the peak flux density ratios for the 793 strong pulses

3.3 辐射几何的分析

PSR B1237+25是一颗典型的具有5个辐射成分的脉冲星,这是因为视线扫过核辐射成分和两个同心锥成分所导致的^[30]. Gupta等^[36]用“窗口阈值技术”研究发现,在中心频率为318 MHz时,PSR B1237+25的核成分两侧有额外的新辐射成分.因此认为这颗源存在3个同心锥辐射和一个中心核辐射. Gangadhara等^[35]研究发现,运用延迟和光行差效应加上极冠几何模型就可以获得3个辐射锥的详细信息,包括辐射区的高度和磁层内的横向位置.

根据强脉冲在辐射窗口中出现的相位和形状,对具有单峰结构的强脉冲叠加后得到了5组积分轮廓(图6),对具有双峰结构的强脉冲叠加后得到了4组积分轮廓(图7).对平均脉冲轮廓进行仔细的检查之后发现,在脉冲相位189.5°和193.7°处有两个微弱的、额外的辐射成分(图2最上面子图带箭头位置,图6和图7竖直的虚线处).本文中新发现的两个辐射成分被称之为最内锥的前导和后随成分.从图6和图7可以看到,193.7°相位上的新成分比较明显,而189.5°处的成分不够明显.这可能是由于新发现的最内辐射锥属于部分锥(partial cone)范畴,而且前导成分非常微弱,因此不管是在低频还是高频都很难探测到.

PSR B1237+25强脉冲的结构特别有趣,对于辐射区特征的研究也特别重要.为了区分强脉冲的相位,平均脉冲轮廓图中用虚线表示.对这9类脉冲轮廓进行仔细的分析后发现,在相位193.7°处有一个显著的新辐射成分(图6和7用竖直的点虚线来表示).然而,位于中心核和中心锥后随成分之间的新成分只能在它周围有强脉冲辐射时才能被探测到(图6从上至下数第2、3幅子图,图7上面两个子图).

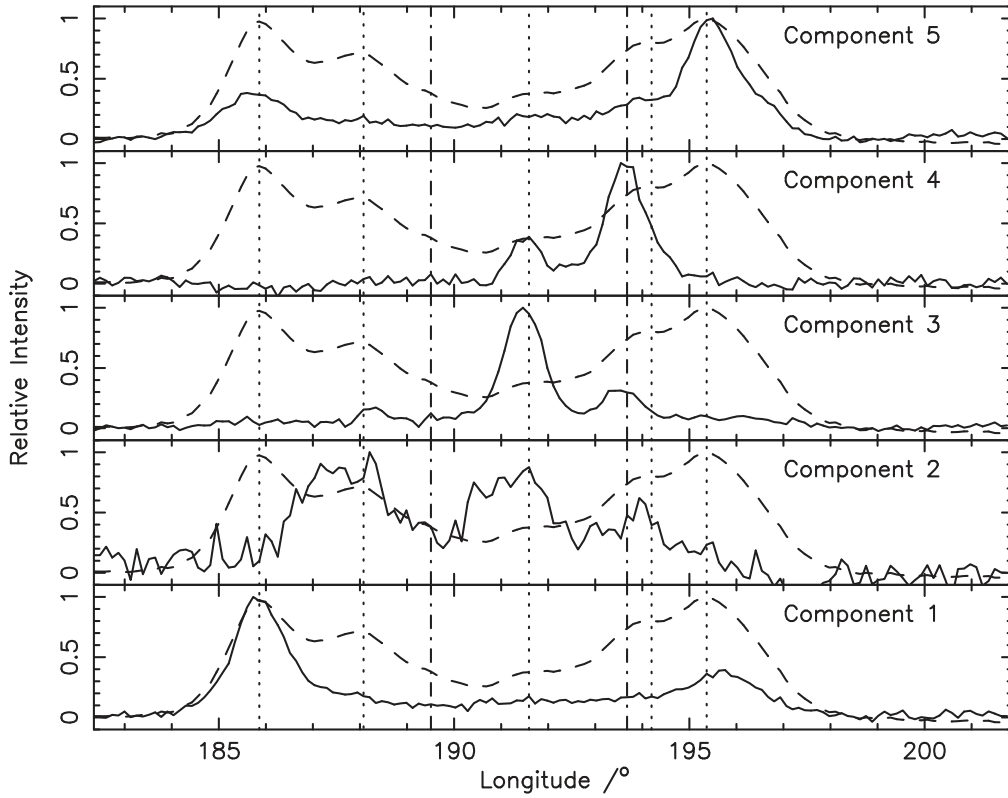


图6 具有单峰结构, 并且位于相同的辐射成分处的强脉冲的积分轮廓图(如实线所示). 为了区分强脉冲相位, 所有单脉冲叠加后的积分轮廓用虚线来表示. 竖直的5条点线表示积分轮廓的5个辐射成分的峰值相位. 两条竖直的点虚线表示额外的两个辐射成分的相位.

Fig.6 Averaged pulse profiles of five typical unimodal strong pulses within the same emission component are indicated with solid lines. To distinguish the phases of the strong pulses, the normalized average pulse profile integrated from all single pulses are also included as dashed lines in each plot. The five vertical dotted lines indicate the peaks of the five well-known components. The two additional components locating around the core component are represented by two vertical dot-dashed lines.

根据脉冲星磁极冠模型, PSR B1237+25的自转轴与磁轴之间的夹角为^[37] $\gamma = 53^\circ$, 视线与磁轴之间的夹角为^[37] $\beta = 0^\circ$ (表示视线扫过核辐射成分). Gangadhara等^[35]给出辐射锥的半角宽度的余弦为:

$$\cos \Gamma = \cos \gamma \cos \xi + \sin \gamma \sin \xi \cos \phi, \quad (3)$$

其中 $\xi = \gamma + \beta$, 表示视线与自转轴之间的夹角, ϕ 是指轮廓中某个表征脉冲宽度的相位. 积分轮廓中的第3峰(核成分)峰值对应的相位取为0相位, 因此3个锥的前导和后随成分的峰值分别用“-”和“+”表示. 表2给出了PSR B1237+25在两个不同频率下的辐射区几何结构的计算结果. 3个锥前导和后随成分的峰值相对于核成分的值如第3、第4列所示, 单位是度. 由于光行差和高度差效应引起的相位偏移量 $\eta = \eta_{ab} + \eta_{ret}$, 其中 η 是指相对于0相位的偏移量, 以度为单位, η_{ab} 指由于光行差效应导致的相位偏移, η_{ret} 指延迟效应

导致的相位偏移. 则辐射高度为:

$$r_{\text{em}} \approx \frac{r_{\text{LC}}\eta}{1 + \sin \xi}, \quad (4)$$

其中, r_{LC} 为光速圆柱的半径, $r_{\text{LC}} = c/\omega$; c 为光速, $\omega = 2\pi/P$; ω 为自转角速度, P 为自转周期. (4)–(5)式同样来自Gangadhara等^[35]2001年的工作. 表2中第3、第4列是相对于中心核成分计算出来的3个辐射锥前导和后随成分的峰值相位. 第1、2、3锥的前导和后随成分的峰值相位 ϕ_1^i 和 ϕ_t^i 分别对应于图2积分轮廓中的第6和7、2和4以及1和5峰. 其中 i 是锥数($i = 1, 2, 3$). 则推导出来的相位偏移为 $\eta^i = (\phi_1^i + \phi_t^i)/2$, 即为表中的第5列. 辐射锥的半角宽度为 Γ^i , 其中 $\phi^i = (\phi_t^i - \phi_1^i)/2$. 表中的第7列为我们计算出来的3个辐射锥的高度. 与磁力线成协的极冠区的位置为:

$$S_{\text{L}}^i \simeq \sqrt{\frac{r_{\text{LC}}}{r_{\text{em}}^i}} \sin \theta_{\text{em}}^i, \quad (5)$$

其中 $S_{\text{L}}^i = s^i/s_1$, 表示开放磁力线在极冠区表面的脚点距离磁轴距离与极冠区角半径的比例. 靠近磁轴的辐射区域的 $\theta_{\text{em}}^i \approx 2/3\Gamma$. 表2中318 MHz的数据来自Gupta等^[36]于2003年的研究结果. 根据以上的分析, 关于PSR B1237+25的辐射区几何结构得到了以下重要结果:

表 2 PSR B1237+25在两个不同频率下的辐射区几何结构的研究结果
Table 2 Emission geometry for PSR B1237+25 at two frequencies

Cone No.	Frequency /MHz	$\phi_1^i / ^\circ$	$\phi_t^i / ^\circ$	$\eta^i / ^\circ$	$\Gamma^i / ^\circ$	r_{em}^i (% r_{LC}) /km	S_{L}^i
1	318	-2.12	1.56	-0.28	1.47	180 (0.3%)	0.33
1	1540	-2.08	2.08	0.00	1.66	—	—
2	318	-4.41	2.98	-0.72	2.95	460 (0.7%)	0.41
2	1540	-3.52	2.60	-0.46	2.44	291.96 (0.44%)	0.43
3	318	-6.97	5.11	-0.93	4.82	600 (0.9%)	0.59
3	1540	-5.73	3.78	-0.98	3.80	625.65 (0.95%)	0.45

(1)在1540 MHz频率下, 对于新发现的、微弱的新成分, 因其辐射区离核成分非常近, 延迟和光行差效应可以忽略不计;

(2)从最内层辐射锥到最外层辐射锥, 辐射区的高度以步长约300 km逐步升高. 这与Gangadhara等^[35]和Yuen等^[38]提出的、在脉冲星磁层中从内向外辐射锥高度逐渐升高的理论吻合;

(3)中心锥和外锥辐射来自比较靠近的磁力线, 位于极冠区0.41到0.45, 因此认为这两个辐射锥来自同一套磁力线;

(4)对于最外层辐射锥而言, 由于辐射锥高度是通过相位偏移算出来的, 因此在高频偏移量大, 现象更显著. 然而, Gupta等^[36]认为相对于相同的辐射锥, 延迟和光行差效应应该在低频更显著一些.

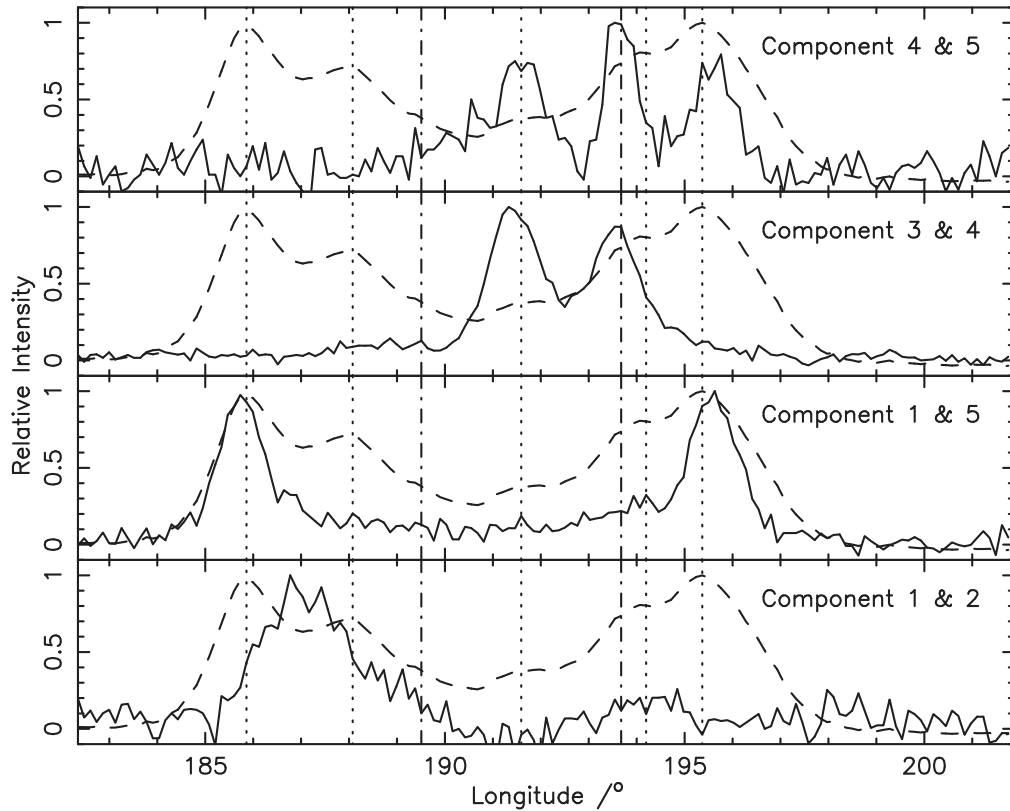


图 7 具有双峰结构的4种强脉冲积分轮廓图. 这些双峰结构的强脉冲在1 & 2、1 & 5、3 & 4和4 & 5成分处被探测到. 不同线型含义跟图6一样.

Fig. 7 The average pulse profiles of SPs due to the bimodal bursts in components 1 & 2, 1 & 5, 3 & 4, and 4 & 5 are shown with solid lines, respectively. The definition for different lines are identical to that given in Fig. 6.

4 讨论

核双锥模型可以解释到达时间残差的5条带分布. PSR B1237+25的强脉冲辐射到达时间残差具有5条带分布, 说明它的辐射区包含双锥和核成分, 与平均脉冲轮廓一致. 这验证了强脉冲和平均脉冲同样来自磁层内相同的区域. 尽管如此, 不同带内的单个强脉冲的信噪比、脉冲宽度和峰值流量密度比之间有偏差, 各个带之间的这种偏差需要多频、高灵敏度的观测研究. 因为核区的谱通常比其他锥成分的谱要陡^[39].

PSR B1237+25的峰值流量密度比、 W_{50} 和S/N的统计分布都可以用对数正态分布来进行拟合. 从图5可以看到, 当峰值流量密度比大于20的时候, 在1540 MHz频率下PSR B1237+25的峰值流量密度比的分布符合幂律分布, $\alpha = -3.25$, 光速圆柱处的磁场强度 $B_{LC} = 4$ Gs. 这与PSR B1112+50在111 MHz频率下得到的值相似. Ershov等^[23]在111 MHz频率下发现, 当PSR B1112+50的峰值流量密度比小于30时符合对数正态分布, 大于30时符合幂律分布, $\alpha = -3.6$. 这表明两颗脉冲星的强脉冲辐射机制可能是相似的, 而且这两颗源具有相同的特征年龄. 与毫秒脉冲星PSR J1823-3021相比, 这

两颗脉冲星的强脉冲峰值流量密度比具有相同的幂指数, 但是PSR J1823-3021在光速圆柱处的磁场强度 B_{LC} 比PSR B1237+25要高很多. 在不同频率观测得到的强脉冲峰值流量密度比的幂指数是相同的, 表明强脉冲的辐射机制可能与观测频率无关. 从图8很明显可以看出, 对光速圆柱处磁场强度比较低的脉冲星(RRAT J1819-1458除外)而言, 峰值流量密度比的幂指数分布比较广, 范围在-2.0到-4.5之间. 然而对于在光速圆柱处磁场强度比较大的脉冲星(毫秒脉冲星PSR J1823-3021除外), 峰值流量密度比的幂指数分布比较平, 而且值基本相似, 在-2左右. 两类脉冲星峰值流量密度比的幂指数差异表明, 它们的辐射机制可能是不同的. 巨脉冲的能量分布严格遵从幂律分布^[5, 11-12], 然而强脉冲的能量分布服从对数正态分布^[27]. 强脉冲和巨脉冲能量分布不同可能是它们辐射机制不同导致的.

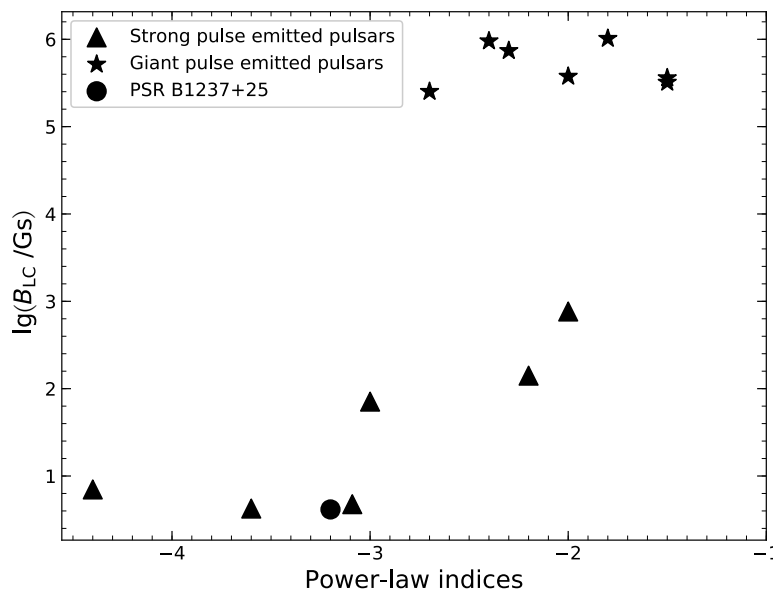


图 8 具有强脉冲辐射(三角形)和巨脉冲辐射的(五角星)脉冲星的幂律指数跟光速圆柱处的磁场强度的关系

Fig. 8 The power-law indices versus B_{LC} for strong pulse emitted pulsars and giant pulse emitted pulsars

如图4所示, 在1540 MHz频率探测到的强脉冲脉冲宽度的范围是在2.32-13.94 ms之间, 比典型的巨脉冲脉冲宽度要宽很多, 但比平均脉冲宽度窄得多. PSR B1237+25的色散量比较小, 观测采样时间也比较小, 只有0.5 ms. 因此由于闪烁、散射和采样率对脉冲展宽的影响可以忽略^[28]. 巨脉冲因其强大的射电爆发而有名, 巨脉冲的峰值流量密度是平均脉冲峰值流量密度的几百倍到几千倍, 甚至更多. 从图5可以看到, 探测到的强脉冲峰值流量密度是平均脉冲峰值流量的10.2倍到82.5倍, 比典型的巨脉冲弱很多, 说明强脉冲是单脉冲辐射的另一种特殊形式, 不同于正常脉冲和巨脉冲^[27]. 强脉冲也有可能是巨脉冲在高频处的一种表现形式.

值得注意的是, 以上提到的具有巨脉冲辐射的5颗正常脉冲星同时伴有脉冲缺失现象. 用缺失率(Nulling Fraction, NF)来衡量缺失程度. PSR B0031-07的NF约为 $44.6\% \pm 1.3\%$ ^[40], PRS B1112+50的NF为60%^[41], PSR J1752+2359的NF大约为70%-80%^[42], PSR B0950+08的NF约为20%^[3]. 除此之外, 脉冲缺失现象和模式变换现象被

认为是同一个现象的不同表现形式, 触发机制可能是相同的^[43]. 因此巨脉冲辐射与模式变换之间也可能有一定的相关性. PSR B1237+25的爆发态与脉冲缺失态之间的变化非常地频繁, 计算出来的NF大约为 $6\% \pm 1\%$ ^[44], 是研究以上关系的极佳候选体. 单脉冲的研究对灵敏度的要求特别高, 这使研究工作受到限制. 因此希望通过一些大型射电望远镜来对它进行单脉冲观测研究.

巨脉冲结构的研究非常有趣, 并且在一些脉冲星中被研究过. 如蟹状星云脉冲星 PSR B0531+21^[45]、位于大麦哲伦云内的年轻脉冲星 PSR B0540-69^[6]、PSR B0031-07^[21]和旋转射电暂现源 RRAT J1819-1458^[46]等脉冲星的巨脉冲都有双峰结构. 然而, 到目前为止还没有探测到3峰结构或更多成分的巨脉冲. PSR B1237+25的强脉冲有5种单峰结构(图6)和4种双峰结构(图7), 同样没有探测到3峰或更多成分的强脉冲. 在其他相位上强脉冲与正常脉冲重合. 由于第1和第5个辐射成分的双峰爆发, 它的积分轮廓具有对称性, 说明这两个成分可能都来自同一个外锥, 而且辐射区域基本一样.

PSR B1237+25的辐射区由3个辐射锥构成, 如图9所示. 当 $\beta = 0^\circ$ 时, PSR B1237+25具有7个辐射成分, 其中位于核和中心锥之间的两个新成分首次在1540 MHz频率下被探测到. 多个辐射成分表明辐射区的几何结构非常复杂. 由于PSR B1237+25的磁倾角比较大, 我们选取的积分轮廓中心可能不是这颗脉冲星的基准点. 如果这个观点成立, 根据与Gould等^[47]在408 MHz、925 MHz和1642 MHz频率观测得到的积分轮廓做比较发现, 在1540 MHz频率下探测到的部分锥两个成分与Gupta等^[36]在318 MHz利用“窗口阈值技术”探测到的两个辐射成分相符合. 这说明PSR B1237+25的辐射区是由3个同心辐射锥和一个核成分组成. 最内锥的后随辐射成分只有当它的周围有强脉冲辐射时才能被探测到. 然而, 在9类强脉冲轮廓的前导锥区域并没有探测到明显的辐射成分, 这可能是由最内锥属于部分锥范畴并且前导成分很微弱所导致的.

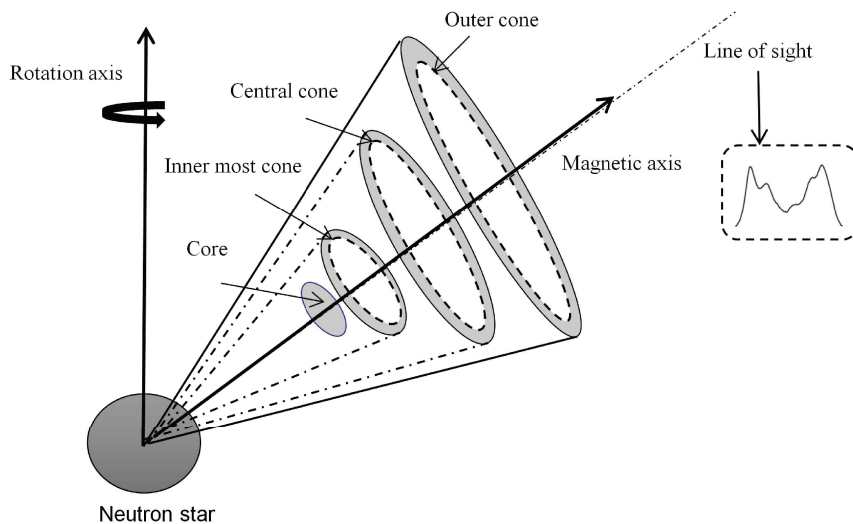


图9 PSR B1237+25的最内辐射锥相对于核锥和其他辐射锥的位置示意图

Fig.9 Illustration for the location of the inner most cone relative to the core and other cones of PSR B1237+25

由于脉冲星光度的幂律分布特性, 脉冲星信号的大部分淹没在噪声中. 因此, 用单脉冲数据在高频处探测微弱的新辐射成分非常困难. 如果我们关于PSR B1237+25的辐射区几何结构的结果正确的话, 将为理解脉冲星辐射机制提供了珍贵的线索. 因此希望未来可以通过多频段、高灵敏度的观测来进行验证.

5 总结与展望

本文介绍了对脉冲星PSR B1237+25长达7 h连续观测的研究结果. 7 h的观测总共探测到了793个强脉冲信号. 这些强脉冲信号的到达时间残差呈现出5条带分布. 对强脉冲的峰值流量密度比、信噪比和半高全宽的统计分布进行了详细的分析. 强脉冲随时间的分布展现出在两段时间内有大量强脉冲爆发被探测到, 这可能是由某种物理机制所导致的.

对强脉冲的峰值流量密度比、脉冲半高全宽和信噪比的分布进行详细研究并找出了最佳拟合曲线. 在一定的条件下都符合用幂律曲线来进行拟合, 对应的幂指数分别为: -3.2 、 -4.9 和 -5.1 . 研究表明对数正态分布更好地描述峰值流量密度比、脉冲半高全宽和信噪比的分布情况. 与巨脉冲和正常脉冲的 W_{50} 、峰值流量密度比做比较提出了强脉冲辐射的潜在解释. 根据在光速圆柱处的磁场强度和峰值流量密度比的分布, 提出了强脉冲辐射属于不同于巨脉冲辐射和正常脉冲辐射的特殊辐射类型, 脉冲星PSR B1237+25属于光速圆柱处磁场强度比较低并且能发射强脉冲、峰值流量密度比的幂律指数大于2的特殊脉冲星.

在1540 MHz频率下首次探测到了位于最内锥的两个额外辐射成分, 这验证了在低频(318 MHz)观测的研究结果^[36]. 最内锥的前导成分不够明显, 这可能是由于新发现的最内辐射锥属于部分锥并且前导成分微弱导致的. 因此认为这颗源具有3个同心锥辐射和核辐射并有7个辐射成分. 同时用光行差和高度差效应引起的相位偏移量计算出了3个锥辐射的相对高度以及横向位置, 并且对3个同心锥的几何结构进行了详细的讨论.

致谢 感谢新疆天文台脉冲星小组成员对本论文提供的帮助.

参 考 文 献

- [1] Johnston S, van Straten W, Kramer M, et al. *ApJ*, 2001, 549: L101
- [2] Karuppusamy R, Stappers B W, van Straten W. *A&A*, 2010, 515: A36
- [3] Singal A K, Vats H O. *AJ*, 2012, 144: 155
- [4] Kazantsev A N, Potapov V A, Safronov G B. *ARep*, 2019, 63: 134
- [5] Cognard I, Shrauner J A, Taylor J H, et al. *ApJ*, 1996, 457: L81
- [6] Johnston S, Romani R W. *ApJ*, 2003, 590: L95
- [7] Hesse K H, Wielebinski R. *A&A*, 1974, 31: 409
- [8] Ritchings R T. *MNRAS*, 1976, 176: 249
- [9] Jessner A, Popov M V, Kondratiev V I, et al. *A&A*, 2010, 524: A60
- [10] Soglasnov V A, Popov M V, Bartel N, et al. *ApJ*, 2004, 616: 439
- [11] Romani R W, Johnston S. *ApJ*, 2001, 557: L93
- [12] Kong L J, Esamdin A, Zhao C S, et al. *ChJAA*, 2008, 8: 277
- [13] Cairns I H, Johnston S, Das P. *ApJ*, 2001, 563: L65

- [14] Cairns I H, Johnston S, Das P. *MNRAS*, 2004, 353: 270
- [15] Burke-Spolaor S, Johnston S, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2012, 423: 1351
- [16] Knight H S, Bailes M, Manchester R N, et al. *ApJ*, 2006, 640: 941
- [17] Backer D C. *JApA*, 1995, 16: 165
- [18] Knight H S, Bailes M, Manchester R N, et al. *ApJ*, 2005, 625: 951
- [19] Joshi B C, Kramer M, Lyne A G, et al. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 2004, 218: 319
- [20] Hankins T H, Kern J S, Weatherall J C, et al. *Nature*, 2003, 422: 141
- [21] Kuzmin A D, Ershov A A. *A&A*, 2004, 427: 575
- [22] Ershov A A, Kuzmin A D. *A&A*, 2005, 443: 593
- [23] Ershov A A, Kuzmin A D. *AstL*, 2003, 29: 91
- [24] Weltevrede P, Stappers B W, Rankin J M, et al. *ApJ*, 2006, 645: L149
- [25] Karuppusamy R, Stappers B W, Serylak M. *A&A*, 2011, 525: A55
- [26] Kazantsev A N, Potapov V A, Safronov G B. *Astronomicheskii Tsirkulyar*, 2017, 1638: 1
- [27] Tao G C, Esamdin A, Hu H D, et al. *RAA*, 2012, 12: 1649
- [28] Tuoheti A, Esamdin A, Hu H D, et al. *RAA*, 2011, 11: 974
- [29] Lyne A G, McLaughlin M A, Keane E F, et al. *MNRAS*, 2009, 400: 1439
- [30] Rankin J M. *ApJ*, 1993, 405: 285
- [31] Lorimer D R, Kramer M. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012
- [32] Kazantsev A N, Potapov V A. *ARep*, 2017, 61: 747
- [33] Wang N, Manchester R N, Zhang J, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 855
- [34] Esamdin A, Zhao C S, Yan Y, et al. *MNRAS*, 2008, 389: 1399
- [35] Gangadhara R T, Gupta Y. *ApJ*, 2001, 555: 31
- [36] Gupta Y, Gangadhara R T. *ApJ*, 2003, 584: 418
- [37] Rankin J M. *ApJS*, 1993, 85: 145
- [38] Yuen R, Melrose D B. *PASA*, 2014, 31: e039
- [39] Lyne A G, Manchester R N. *MNRAS*, 1988, 234: 477
- [40] Vivekanand M. *MNRAS*, 1995, 274: 785
- [41] Wright G A E, Sieber W, Wolszczan A. *A&A*, 1986, 160: 402
- [42] Lewandowski W, Wolszczan A, Feiler G, et al. *ApJ*, 2004, 600: 905
- [43] Wang N, Manchester R N, Johnston S. *MNRAS*, 2007, 377: 1383
- [44] Herfindal J L, Rankin J M. *MNRAS*, 2009, 393: 1391
- [45] Sallmen S, Backer D C, Hankins T H, et al. *ApJ*, 1999, 517: 460
- [46] Hu H D, Esamdin A, Yuan J P, et al. *A&A*, 2011, 530: A67
- [47] Gould D M, Lyne A G. *MNRAS*, 1998, 301: 235

The Detection and Investigations of Strong Pulses from PSR B1237+25

MIJIT Mamatali^{1,2} WEN Zhi-gang^{2,3,4} WANG Na^{2,3} WANG Zhao-jun¹
YUAN Jian-ping^{2,3} YUEN Rai² YAN Wen-ming^{2,3}

(1 School of Physical Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046)

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

(3 Key Laboratory of Radio Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(4 Guizhou Provincial Key Laboratory of Radio Astronomy and Data Processing, Guiyang 550001)

ABSTRACT Strong pulse is a special kind of single pulse that manifests as strong radio bursts. We present the strong pulse emission properties from PSR B1237+25 at 1540 MHz using the Nanshan 25 m radio telescope. Their peak flux densities range from 10.2 to 82.5 times that of the average pulse profile. We perform fit for the statistical distributions for the peak flux density ratio, S/N (signal-to-noise ratio) and W_{50} with lognormal curves. We first discover a weak innermost cone around the core at 1540 MHz. The new discovered cone belongs to the partial cone categories and its leading edge is too weak to detect. Our analysis of the structures of the three cones show that the new innermost cone is located close to the core component, and the emission height increases from innermost to outermost cones at a step of 300 km.

Key words pulsars: individual: PSR B1237+25, pulsars: strong pulse, methods: observational, methods: data analysis