

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2015.03.03

Crab 脉冲星巨脉冲研究进展

吴理歌¹, 闫 振¹, 沈志强¹, 龚奥博^{1,2}, 韩发新^{1,3}

(1. 中国科学院 上海天文台, 上海 200030; 2. 北京师范大学, 北京 100875; 3. 上海市应用技术学院, 上海 200030)

摘要: 巨脉冲是一种持续时间很短的射电爆发现象, 它们的流量密度往往比平均脉冲大几十倍、百倍, 甚至千倍以上, 成为脉冲星射电辐射中最显著、最突出的现象。Crab 脉冲星自发现以来一直受到广泛关注, 它是极少数能够发射巨脉冲的脉冲星之一。射电巨脉冲轮廓形状、微结构、能量分布的充分研究, 对揭示脉冲星辐射机制和具体辐射过程有重要意义。

关 键 词: Crab 脉冲星; 巨脉冲; 脉冲微结构; 等离子体扰动

中图分类号: P145.6 **文献标识码:** A

1 引 言

脉冲星是 20 世纪 60 年代天文学四大发现之一。脉冲星自身极端物理环境和其表现出的不同于大多数恒星的物理性质吸引了众多天文学家对其进行细致深入的研究。从 1967 年发现脉冲星至今, 与脉冲星相关的研究成果已经荣获两次诺贝尔奖。

脉冲星是一种高速旋转, 具有极强磁场的中子星, 其典型半径仅有几十千米, 甚至更小。中子星表面的带电粒子被加速接近光速并产生曲率辐射, 这种辐射从脉冲星的磁极处以强辐射束形式释放出去。而脉冲星磁轴和自转轴并不重合, 每自转一周, 辐射束便会有规则地扫过地球, 这时地面望远镜即可检测出一系列间断的脉冲信号, 这种辐射模型被形象地称作“灯塔模型”。

对脉冲星的研究主要基于其积分轮廓和单脉冲的特性。脉冲星的积分轮廓十分稳定, 反映出脉冲星辐射区的几何结构和辐射强度。但对于脉冲星的单个脉冲而言, 它的强度、轮廓以及偏振特性等在不同的周期上都有很大的变化, 短时标内几乎杂乱无章。单脉冲的观测结果更能够直接反映出脉冲星的物理本质。在射电频段中, 每个周期的单脉冲是由子脉冲构成, 其时标在微秒量级。这种强度在微秒级别上发生变化的子脉冲结构被认为是脉冲星射

收稿日期: 2015-04-20; 修回日期: 2015-06-26

资助项目: 国家自然科学基金 (1117304b, 11403073); 上海市自然科学基金 (13ZR1464500)

通讯作者: 闫振, yanzhen@shao.ac.cn

电辐射基本特征的表现。巨脉冲是子脉冲结构中极为特殊的一种,它具备三个最主要的特征:(1)流量密度极大,有些甚至达到数百万央斯基,B1937+21的最强巨脉冲亮温度高达 $5 \times 10^{39} \text{ K}^{[1]}$;(2)持续时间极为短暂,2003年Hankins^[2]发现竟存在持续时间短于2 ns的巨脉冲,持续时间越短的巨脉冲流量密度往往越大,2 ns级别的巨脉冲亮温度高达 10^{57} K 数量级,成为宇宙中最高亮温度的射电辐射过程;(3)具有十分显著的偏振特性,比如Crab脉冲星在中间脉冲相位上观测到的巨脉冲差不多是完全线偏振^[28]。

在发现蟹状星云脉冲星之前,人们一直认为在这片星云中有一颗自转极快的脉冲星。在利用射电、光学和X射线观测进行搜寻过程中都未发现脉冲星的踪影。直到1968年,美国绿岸的92 m望远镜在射电波段意外地探测到Crab脉冲星的巨脉冲^[6],进一步观测后发现其33 ms周期性脉冲的存在,以巨脉冲为线索终于发现了这颗期待已久的脉冲星。同时这也让天文学家认为在年龄小、磁场强度高的脉冲星中更可能发现巨脉冲。实际结果却不尽人意,反而在数颗年老的毫秒脉冲星中陆续发现巨脉冲。

巨脉冲最初只是在Crab脉冲星^[6, 7, 24]和毫秒脉冲星PSR B1937+21^[41]中被发现。在其后的30多年中又在一些脉冲星中发现了巨脉冲,这些脉冲星分别是PSR B1821-24^[43], PSR B1112+50^[45], PSR B0540-69^[42], PSR B0031-07^[44], PSR J0218+42, PSR B1957+20^[46], PSR J1752+2359^[47], PSR J1823-3021A^[48], PSR B0656+14^[49]等。存在巨脉冲的脉冲星主要是射电光度非常强的年轻脉冲星和转动能量损失非常大的毫秒脉冲星。其中Crab脉冲星巨脉冲的性质更为特殊,在射电多个频率范围内有不同表现,而且各个脉冲窗口处巨脉冲特性也存在诸多差异。

由于射电望远镜灵敏度等的限制,到目前为止,能够观测到周期连续的普通单个脉冲的脉冲星仅占所发现2000余颗脉冲星中的极小一部分。而相对平均轮廓而言,单个强脉冲对揭示脉冲星的辐射机制以及相关的等离子体物理机理意义重大。作为强脉冲的一种特殊种类,巨脉冲的研究意义正在于此。通过对巨脉冲观测数据的分析,天文工作者可以从分析脉冲星辐射信号的产生环境、传播过程中高等离子体密度、强磁场的复杂环境,通过观测巨脉冲轮廓的变化可以对星际介质在微观尺度上进行研究。同时巨脉冲秉性、偏振的特异性,为脉冲星的分类提供参考。

本文第2章介绍从Crab脉冲星巨脉冲发现以来的观测研究,主要分为巨脉冲在不同辐射窗口中的特性、巨脉冲的传播、巨脉冲与非射电频率信号之间的相关性以及巨脉冲能量分布与普通脉冲之间的差异等几个方面来探讨巨脉冲与众不同的物理特征。第3章主要介绍目前Crab脉冲星巨脉冲理论模型建立所面临的困难,和人们对Crab脉冲星巨脉冲充分研究之后,所提出的一些理论假设和论证。第4章进行简单的总结,并简述今后上海65 m射电望远镜对Crab脉冲星巨脉冲观测的研究条件和方向。本文主要论述对象是Crab脉冲星,所以以下提及的巨脉冲均指Crab脉冲星发射的巨脉冲。

2 Crab 脉冲星巨脉冲观测进展

2.1 Crab 脉冲星巨脉冲观测进展概述

1968 年, Staelin 等人在射电波段意外地探测来自蟹状星云的巨脉冲, 进一步确认后发现星云内存在一颗脉冲星 (取名为 Crab 脉冲星), 从而解决了蟹状星云能源之谜。Heiles^[52] 和 Gower^[24] 验证出巨脉冲强度的幂律分布本质。1995 年 Lundgren 等人^[19] 对 Crab 脉冲星巨脉冲进行多波段观测, 提出在射电波段可能存在不同于普通脉冲的辐射区域, 但由于当时灵敏度的不足, 问题未能彻底解决。1999 年 Sallmen 等人^[5] 发现 Crab 脉冲星巨脉冲在射电波段具有宽带特性, 同时他们利用多个间隔观测波段的数据拟合出巨脉冲的谱指数在 $-2.2\sim-4.9$ 之间。

近年来, 随着天文技术和设备的革新, 我们对巨脉冲隐含的物理性质了解得更加深入。Hankins 等人^[2] 在 2003 年进行的观测中, 发现在 5.5 GHz 频率上巨脉冲包含多个持续时间在纳秒级的子脉冲, 细窄轮廓的存在与 Weatherall^[13] 提出的等离子体扰动模型相符合。Crab 脉冲星射电辐射特征在射电中高频上 (4 ~8 GHz) 发生了改变, 中间脉冲逐渐成为主导。随后一年, Cordes^[3] 首次探讨了星际闪烁在整个多波段宽带 (0.43~8.8 GHz) 范围内对巨脉冲信号所带来的影响。Popov 等人^[21] 和 Eilek 等人^[53] 在 2007 年通过探究脉冲宽度分布发现, 持续时间越短的脉冲, 强度往往更强。Bhat 等人^[51] 于 2008 年提出星云中散射和色散相关的分析。还有许多尚未提及的观测研究, 所有的这些都是为了揭示 Crab 脉冲星的本质特征和它扑朔的辐射机制, 另外也激励着人们对 Crab 脉冲星巨脉冲做出更进一步的探索。

表 1 中记录了近年来对 Crab 脉冲星巨脉冲数次观测的状况。

这些观测记录中, Cordes 等人在 2004 年利用 Arecibo 望远镜的观测占了大部分。观测中他们分别在 10 个波段对 Crab 脉冲星巨脉冲做了详尽的统计, 并描绘出所有脉冲平均轮廓和对应波段巨脉冲平均轮廓的比较图, 如图 1 所示。当时 Cordes 等人发现巨脉冲仅在主脉冲和中间脉冲的相位处出现, 在其他几个轮廓成分相位处未发现巨脉冲。

因为巨脉冲持续时间很短, 单脉冲中存在独特的精细结构, 星际介质散射作用在低频范围内干扰较为强烈, 脉冲出现明显展宽, 从而使观测数据中巨脉冲固有特性被掩盖掉。选用较高的观测频率能够在很大程度上减轻星际介质散射作用带来的展宽影响。近年来的观测参数愈渐向高频波段和极小时间分辨率努力。2007 年 Hankins 等人^[12] 利用 Arecibo 观测 Crab 脉冲星巨脉冲, 其时间分辨率达到 0.4 ns, 比他在 2003 年所得 2 ns 的分辨率还要高。图 2 是此次观测中心频率为 9.25 GHz 上探测到的纳秒级巨脉冲结构。

2007 年 Jessner 等人^[28] 利用德国 Effelsberg 射电望远镜在 15.1 GHz 和 8.5 GHz 频率上进行观测, 其中 15.1 GHz 的高频观测尚属首例, 良好的实验结果进一步拓宽了巨脉冲宽频特性的最大频率宽度。并且 Jessner 等人在高频成分 HFC1、HFC2 相位处观测到了巨脉冲。在低频波段, 脉冲信号的幅度受到星际闪烁的调制, 信号幅度因不同频率而异。但当观测频率高于 10 GHz 的时候, 脉冲信号的色散展宽效应非常弱, 从良好的轮廓中可以更清楚地认识脉冲星的本质特征。

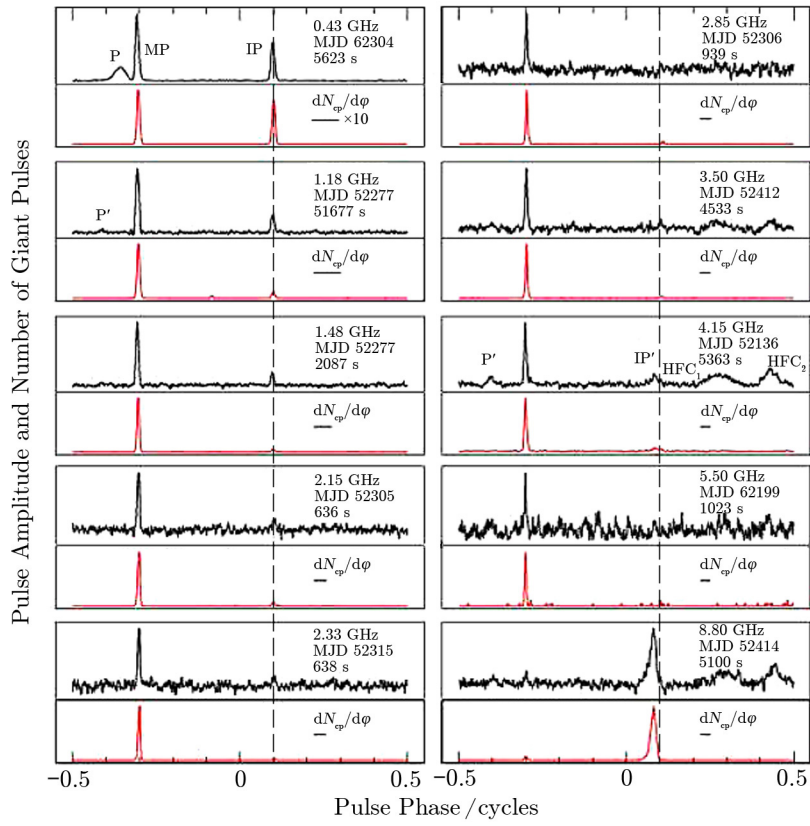


图 1 10 个波段巨脉冲和平均轮廓比较图^[3]

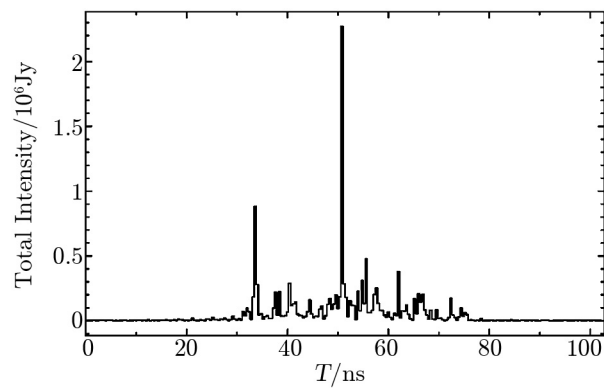


图 2 利用 Arecibo 观测到的纳秒级巨脉冲结构^[12]

表 1 Crab 脉冲星巨脉冲观测记录^[50]

ν/GHz	Epoch/MJD	T/h	BW/MHz	$\delta T/\mu\text{s}$	$SEFD/\text{Jy}$	N_{det}	Telescope	Ref.
0.1~0.2	53635	—	6	1024~256	1100	31	MWA-LFD	[55]
0.430	52304	1.0	12.5	128	1262	11880	Arecibo	[3]
0.6/1.4	50224	—	50	1	—	29	VLA	[5]
0.812	48433	100	20	200~300	13.5	30000	GB 43m	[19]
1.18	52277	0.47	100	100	309	863	Arecibo	[3]
1.197	52944	3.5	20	4	215	17869	WSRT	[21]
1.475	52277	0.58	100	100	291	647	Arecibo	[3]
1.3~1.47	53736	3	64	0.5	1100	706	ATCA	[51]
1.7	54618	3	32	0.1	865	2500	Goldstone	[50]
2.15	52304–52306	0.15	100	32	79	135	Arecibo	[3]
2.33	52315	0.15	100	32	78	92	Arecibo	[3]
2.85	52306	0.26	100	32	74	103	Arecibo	[3]
3.5	52398–52412	1.27	100	64	41	549	Arecibo	[3]
4.15	52295–52337	1.49	100	32	20	1663	Arecibo	[3]
4.5~10.5	53005–53736	—	2200	0.0004	—	380	Arecibo	[12]
5.5	52336–52411	0.3	100	32	20	22	Arecibo	[3]
8.8	52398–52414	1.42	100	16	22	2249	Arecibo	[3]
1.54	54232	4.66	320	323	—	2854	Nanshan	[63]
15.1	54438	11	500	0.0025	150	43	Effelsberg	[28]
8.5	54443	10	400	0.0055	150	29	Effelsberg	[28]

2.2 巨脉冲多频观测特征

2.2.1 各频段巨脉冲在辐射窗口中的位置特征

Crab 脉冲星射电辐射模式是独一无二的, 根据独特的光谱和偏振特性, 整个脉冲轮廓随频率的演化可以区分出七个明显不同的辐射组成。分别被称为主脉冲 MP、中间脉冲 IP、先导成分 PR、低频成分 LFC、高频成分 HFC1 和 HFC2, 在中高频出现的相位偏移的中间脉冲 IP'。

最早发现 Crab 脉冲星巨脉冲时, 由于观测条件限制, 仅在主脉冲相位中探测到巨脉冲。1972 年, Gower 和 Argyle^[24]发现巨脉冲不只存在于主脉冲的辐射窗口中, 同样存在于中间脉冲的辐射窗口中。Lundgren 等人^[19]、Sallmen 等人^[5]、Cordes 等人^[3]都认为, 巨脉冲只存在于主脉冲和中间脉冲辐射窗口中, 而其他成分相位内无巨脉冲存在。Shauna 认为脉冲轮廓的多重成分是脉冲星辐射的本质特征, 并非是各个单脉冲受星云附近的等离子体扰动影响而出现的多样图像, 对于巨脉冲产生原因, 目前比较合理的理论预言是等离子体扰动造成脉冲能量突变, 以此可以预见巨脉冲和普通脉冲之间存在本质上的差异。

Popov 等人^[38]用 Kalyazin 的 64 m 射电望远镜在 600 MHz 频率上对蟹状星云脉冲星进行观测, 发现先导脉冲中同样没有巨脉冲存在。先导脉冲的宽度和线偏振都比主脉冲和中间

脉冲要宽和强。根据这些观测结果,可以预计在整个射电频率上都应存在巨脉冲,但它仅出现在主脉冲相位和中间脉冲相位窗口。这两种成分对应从红外到伽马射线非热辐射的更高频段上,图3是从射电到伽马射线波段 Crab 脉冲星的平均轮廓,可见其他频率范围的轮廓仅有 MP 和 IP,与射电波段的轮廓相异。MP 和 IP 被认为与脉冲星磁层外间隙辐射之间有密切的关系。射电轮廓中的先导成分并未观测到巨脉冲,很可能是因为射电先导成分象征的是传统脉冲星(不发射巨脉冲的脉冲星)典型的脉冲,并且它来自磁极。如果先导成分被验证是来自磁极的典型脉冲,那么 Crab 脉冲星巨脉冲的相位将与其余脉冲星一致,其余脉冲星巨脉冲在普通脉冲之后出现。图4是毫秒脉冲星 B1937+21 巨脉冲的到达情况。

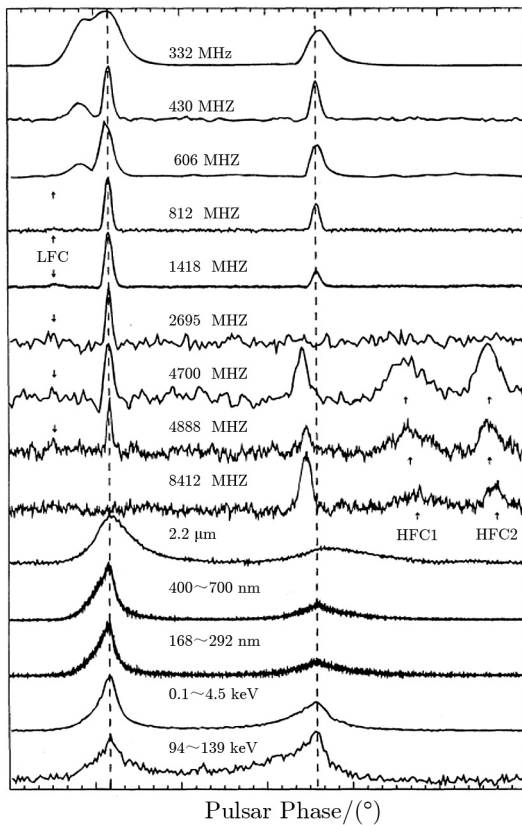


图3 Crab 脉冲星多频段的平均轮廓差异^[4]

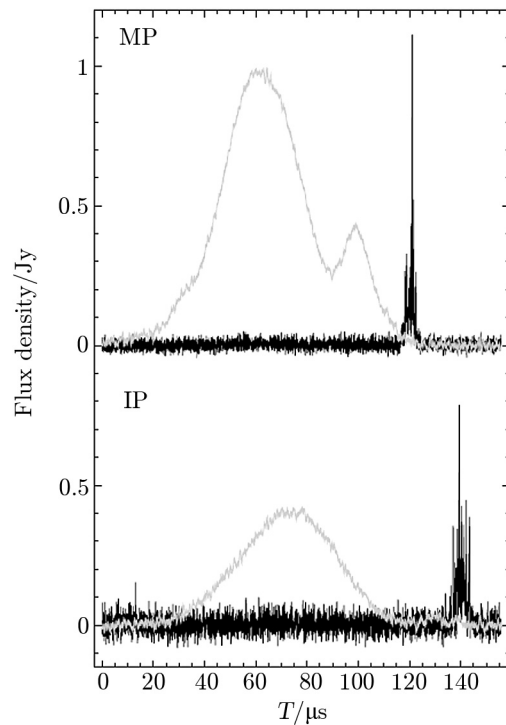


图4 毫秒脉冲星 B1937+21 巨脉冲的到达相位^[1]

Jessner 等人^[27, 28]和 Mickaliger 等人^[57]在射电高频上进行观测,与以往观测结果不同的是,他们发现 Crab 脉冲星在 HFC1 和 HFC2 相位处有巨脉冲,但数量只占相应巨脉冲观测记录总数的极小部分,因此 Jessner 等人猜测以往之所以没有观测到 HFC 处的巨脉冲可能由于统计上巨脉冲出现在 HFC 相位处的概率小,在短期观测中难以观测到 HFC 巨脉冲。Jessner 等人 2010 年发表的文章中还提到他们观测到一个中间脉冲相位处的巨脉冲并未出现在平均轮廓中的 IP' 处,而是在低频平均轮廓的 IP 相位处。这样看来巨脉冲随频率的演化特性与普通脉冲之间也存在不同。

在概率统计中, 相互独立事件是指事件 A 发生的概率与事件 B 发生的概率之间没有任何影响, A, B 同时发生的概率为两事件独立发生概率的乘积。2010 年, Karuppusamy^[22] 将同一脉冲周期内同时出现 MPGP 和 IPGP 的事件称为双巨脉冲, 利用两独立事件同时出现的概率分析得出双巨脉冲出现的个数与当时观测结果相当符合, 并且双巨脉冲的性质与单个出现的巨脉冲之间没有区别。虽然这并非是 MPGP 和 IPGP 相互独立的充分条件, 但也在很大程度上证明它们之间的性质存在很大差异。

2.2.2 MPGP 和 IPGP 性质上的差异

随着观测分辨率的提高, 对单脉冲的分析愈来愈充分。人们发现巨脉冲包含多个持续时间 $10 \mu\text{s}$ 左右短暂的微小爆发 (microbursts), 而这样的爆发在 4.9 GHz ^[2] 时更为短暂。这些微小的爆发总的来看, 无论在幅度还是相位上都表现出相当显著的随机性, 预示它们是独立于射电辐射区域的发光现象。在大于 5 GHz 的射电观测频率范围内, 主脉冲相位处的巨脉冲 (MPGP) 与中间脉冲相位处的巨脉冲 (IPGP) 结构上表现出诸多区别。两种巨脉冲均含有微小的爆发, 但只有 MPGP 可以分解为更细小的成分 (nanoshots)。Jessner 等人^[28] 对巨脉冲这种 nanoshots 做了统计研究, 发现这种纳秒级现象的产生表明 MPGP 由众多独立成分组成。

关于微脉冲的形成机制众说纷纭。有人认为, 微脉冲是由带电粒子沿着磁力线细流管流动所产生的辐射, 微结构的宽度由辐射束的角宽度决定, 微脉冲短的时间结构意味着辐射结构的尺度也很小^[58]。也有人认为, 微脉冲起因于射电发射激发过程的不稳定性, 可能是极冠区间隙火花放电的不稳定性产生的。或许这种不稳定性在靠近发射区的高能粒子流中产生。Cheng 和 Ruderman^[60] 指出, 经典的双流不稳定性可以为产生相干射电发射的粒子成簇提供有效机制。Asseo^[61] 指出, 双流不稳定性可以产生移动的 Langmuir 湍流的栅格结构。这种栅格的准周期结构可能产生连续出现的微脉冲。微脉冲很难通过增加一些分立发射子源来完全解释, 其理论解释必须涉及到辐射相干性的变化。

图 5 分别是 MPGP 和 IPGP 宽频段相位轮廓, 它们反映出典型的 MPGP 和 IPGP 之间存在的明显差别, MPGP 的轮廓显得更为尖锐, IPGP 的脉冲轮廓往往平滑并且不对称。在宽带范围内 MPGP 连续性强于 IPGP, 从图中可以看出 IPGP 在一些频率上有不衔接处, 总体上来说两个不同辐射窗口中的巨脉冲都表现出显著的宽带特性。

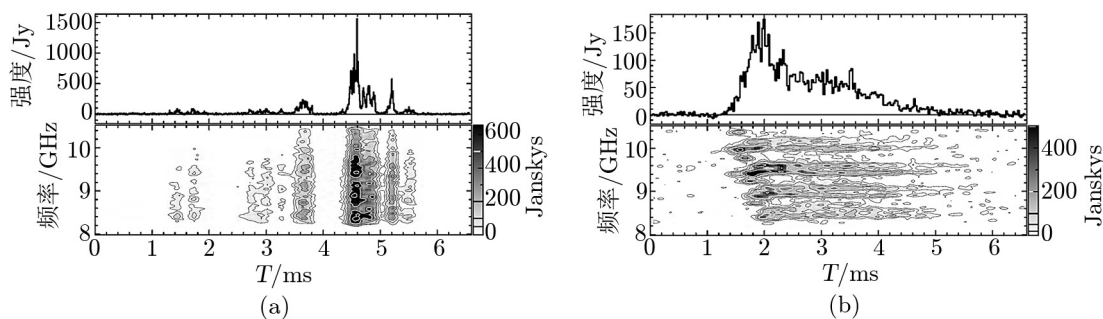


图 5 MPGP (图 (a)) 和 IPGP (图 (b)) 频域和轮廓上特性差异^[12]

高分辨率的偏振测量是理解脉冲星辐射的重要方法, 波的极化特征包含了辐射几何构造的所有信息, 同时也直接反映了脉冲星辐射传播的物理机制。观测表明, 大多数脉冲星平均脉冲的线偏振度比较高, 偏振位置角 (PA) 随平均脉冲的经度平滑地变化, 呈现字母 S 的形状; 但有些脉冲星的偏振位置角在某个经度发生 90° 的跳跃, 称为正交模式。圆偏振通常比较弱, 有些脉冲星的圆偏振方向常常发生一次或多次变化。Crab 脉冲星 MP 巨脉冲和普通脉冲的偏振特性较为类似, 但是 IPGP 的偏振特性却与普通脉冲大相径庭。

Jessner 等人^[28]详细记录了 MPGP 与 IPGP 偏振之间的差异, 如图 6 所示: 典型的 IPGP 轮廓强度增强的持续时间小于下降时间, 显示出极为不对称的轮廓。在其巨脉冲爆发时间内, 信号是强线偏振, 而圆偏振度接近于 0; 但 MPGP 在爆发的时间内, 圆偏振度与线偏振度所占各半。从图中还可以看到在巨脉冲爆发期间, MPGP 的偏振位置角变化呈现出明显的减小趋势, 减小幅度在 20° 到 40° , 如果根据旋转矢量模型 (RVM) 来拟合磁轴间的夹角大小, 那么仅仅只有 $0.1''\sim 20''$, 相对于星体表面 $1\sim 20$ mm, 光速圆柱上的 $1\sim 100$ m, 尺度上极为不合理。所以必须得对旋转矢量模型作出修正。因为传统的 RVM 没有考虑到兰斯-蒂林效应, 即广义相对论预言转动状态的质量会对其周围时空产生拖曳现象, 从而造成磁层磁场线扭曲。还有人认为偏振位置角的变化并非相对于旋转的中子星而是快速移动的巨脉冲发射单元, 但巨脉冲发射位置与磁轴距离的不同朝向有较大差异, 从而导致观测到的偏振位置角变化比预想的大很多。

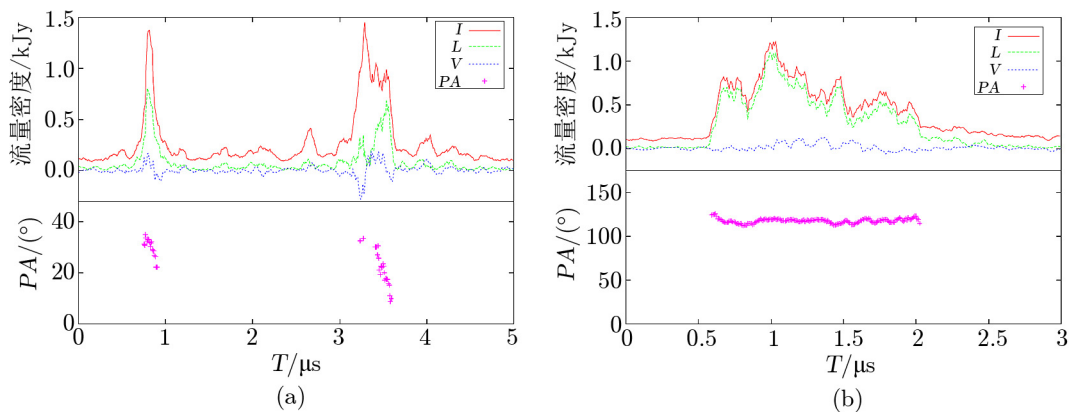


图 6 MPGP (图 (a)) 和 IPGP (图 (b)) 偏振特性差异^[28]

与主脉冲中观测到的巨脉冲不同的是, 中间脉冲处的巨脉冲偏振位置角变化显得十分平稳, 角度维持在 $100^\circ\sim 150^\circ$ 之间。这些偏振特性上的极大差异反映出主脉冲与中间脉冲所处磁场环境极大不同。MPGP 和 IPGP 脉冲轮廓和偏振特性之间的这些差异证实它们在磁层中的传播路径可能存在差异, 也为 Crab 脉冲星主脉冲和中间脉冲是否产生自不同磁极提供了科学的探究依据。

2.3 巨脉冲和脉冲星磁层的相互作用

对于射电波段脉冲星巨脉冲的传播路径, 目前的研究主要从 Crab 脉冲星在不同射电波

段所出现的 7 个不同轮廓成分出发。Crab 脉冲星所有的反向散射成分 (components) IP、IP' 和 HFC 都有相对少量的巨脉冲出现, 它们究竟是脉冲星直接辐射产生还是在磁层反射产生已经初见端倪。

Petrova 等人^[34] 2009 年的文章中对 Crab 脉冲星普通脉冲成分射电频率范围内的演化过程做出了合理的解释。他们提出高频成分的 IP、IP'、HFC1 和 HFC2 是低频成分在磁层内通过逆康普顿散射形成的。因为散射效率由入射强度决定, 巨脉冲散射的强度比普通脉冲大, 而且大部分的能量可能会传递给被散射的分量, 由此产生了 IP、PR、LFC 巨脉冲; 此后, PR、LFC 巨脉冲又再次散射成为 IP' 和 HFC, 将大部分的能量注入其中, 从而产生了 IP'、HFC 巨脉冲。因此, 散射过程让 MP 巨脉冲的能量在不同的轮廓分量中转移, 这些能量不会长期停留在 PR 和 LFC 分量, 从而造成到目前为止 LFC 和 PR 相位处并未观测到任何巨脉冲。对于巨脉冲传播路径的观测难度较大, Petrova 等人的解释有待进一步验证。

Mickaliger^[57] 于 2013 年利用美国绿岸的两个射电望远镜 (100 m 和 43 m 射电望远镜) 进行联合观测, 发现 Petrova 的结论有一定的证据验证。这次联合观测中共观测到接近 10 万个 Crab 脉冲星脉冲信号。由于具备充足的样本数目, 此次观测得出 MP 脉冲强度与 IP 脉冲强度存在十分明显的线性关系, 如图 7, 证明 IP 很可能是由 MP 反射产生, 同时也能证明 IPGP 可能由 MPGP 反射产生。

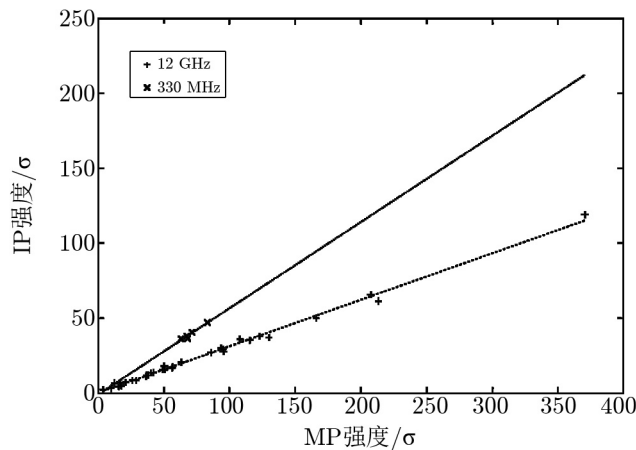


图 7 MP 和 IP 强度的线性关系^[57]

Crossley 等人^[40] 指出, 他们通过将 VLA 分为两个子阵列在 1.4 GHz 和 4.9 GHz 对 Crab 脉冲星进行同时观测, 探测到巨脉冲存在一种类似地球上声波的“回声现象”。在这次观测中的其中两天均出现了巨脉冲“回声”, 观测结果见图 8。在真正的脉冲到达之后的 50 μ s 左右, 又有一个更宽更弱的脉冲到达, 这种现象仅发生在 1.4 GHz, 4.9 GHz 的频率并未探测到。

Crossley 等人假设这种时延是由色散引起的, 那么根据色散公式, 在 1.4 GHz 上出现的回声会在 4.9 GHz 上早大约 4 μ s 左右出现, 而事实并非如此。据此 Crossley 判断, 这是一种几何上的时延, 巨脉冲回声比真实脉冲的传播路径要长 15~30 km。他们猜想这是一种在扰

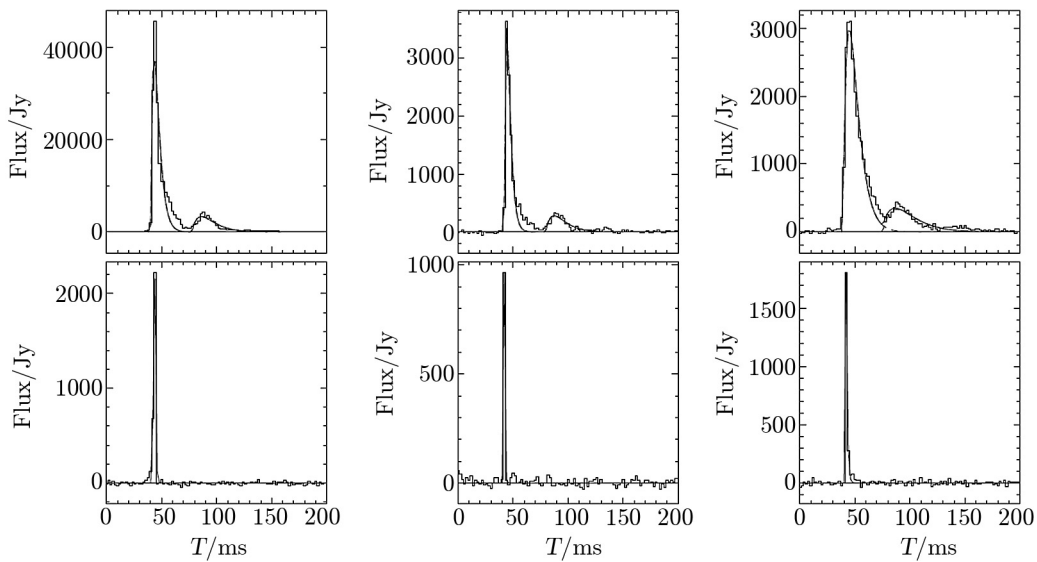


图 8 巨脉冲在低频波段可能存在回声现象^[40]

动区域内的一片致密等离子聚集，或是伴有磁场束的致密等离子造成的一种反射现象。这种几何上的反射是全反射，当信号往更致密的等离子体传播时产生。而之所以在 4.9 GHz 没有测到回声，说明此等离子体结构的致密程度还没有达到能够完全反射较高频率的脉冲信号。

Crab 脉冲星巨脉冲所携带的物理量与平均轮廓成分位置之间存在着特定的关系。这些特性表明，巨脉冲同样是脉冲星基本辐射组成元素，它为揭示脉冲星辐射机制提供了充足的证据。从众多单脉冲观测结论推测出如以上所描述的传播路径中的复杂特性，都为我们审视 Crab 脉冲星多个辐射成分和辐射束组成带来更大的挑战。

2.4 巨脉冲与光学波段脉冲的相关性

2013 年 Strader 等人^[33]在光学波段和射电波段对 Crab 脉冲星进行联合观测，此次观测在光学波段采用目前唯一配备有超导能量分辨光子技术设备——ARCONS 高时间分辨率望远镜，以此确保能够观测到当射电巨脉冲发生时 Crab 脉冲星单个脉冲在光学波段的流量、频谱和相位。

这次光学波段和射电波段的联合观测与 2003 年 Shearer 等人^[30]的观测结果相一致，射电波段的巨脉冲与光学波段脉冲具有一定的相关性。在 Strader 等人的文章中，他们指出存在一个光学波段的主脉冲，在与一个射电巨脉冲几乎同时到达时，波峰强度上涨了 11.3%。与此相似的是，还存在一个光学脉冲，当一个巨脉冲紧随其后到达时，波峰上涨了 3.2%。如图 9 所示，排除了有巨脉冲相伴的光学平均轮廓（红色）强度要低于伴随巨脉冲的光学平均轮廓（黑色）。

另外，当巨脉冲出现在光学波段的中间脉冲相位窗口时，光学波段的主脉冲波峰也提高了 2.8%，但是 Strader 等人并没有发现光学频谱有统计意义上的变化。

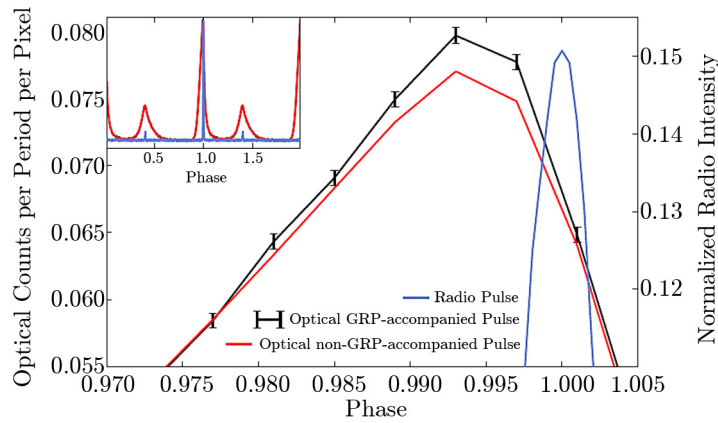


图9 Strader 证实巨脉冲与光学脉冲之间的相干性^[33]

2.5 巨脉冲与高能辐射粒子的相关性

对射电脉冲星而言, 脉冲的持续时间和脉冲周期之比在 2%~10% 之间, 典型值为 3%~4%, 即相当于约 $10^\circ \sim 20^\circ$ 的辐射“窗口”。针对这一观测事实, 射电模型中讨论的辐射区在中子星极冠区。加上射电偏振观测给出的偏振位置角的“S”型变化、子脉冲的漂移现象等, 射电模型的辐射区集中锁定在中子星极冠区。与此形成明显对照的是, 多数 (75%) γ 射线脉冲星光变曲线呈双峰结构, 部分 γ 射线脉冲星双峰间距可达一个周期的 50%, 所以 γ 射线辐射模型主要针对的是宽辐射束, 通常认为射电和 γ 射线辐射产生于不同的区域。

2011 年, Bilous 等人^[25]为了验证 Lyutikov^[14]于 2007 年提出的理论模型, 利用费米望远镜和美国绿岸望远镜在 8.9 GHz 射电波段和射电波段上对 Crab 脉冲星进行同时观测; 但未能观测到预期的相关性, 或是相关性极小。

对于射电巨脉冲和 γ 射线的非相关性有许多很自然的解释, 巨脉冲的产生依赖于非平稳变化的一致性条件, 在极为近似的磁层粒子密度条件下仍可能变化很大的角度。另一种可能性则是巨脉冲和高能光子的辐射束之间有很大的不同, 导致巨脉冲和 γ 射线辐射方向存在较大的偏差。

从这次观测结果来看, 8.9 GHz 频率上射电巨脉冲与 γ 射线的非相关性与 Lyutikov 提出的模型预期在 4~10 GHz 频率应存在相关性不符。这样看来, 除非模型支持的相关性前提是 γ 射线能量大于 100 GeV。可是在如此极端的能量阈值范围, 费米望远镜能够观测到的光子数量很少, 不足以进一步验证相关理论。

2012 年, Bilous 等人^[62]提出, X 射线和 γ 射线在 8.9 GHz 射电相位范围与巨脉冲一致, 他们认为巨脉冲和高能光子产生自相同的磁场区域^[39]。

2.6 巨脉冲的能量累计分布

巨脉冲的能量累计分布情况, 对巨脉冲爆发率的估计有重要作用。脉冲星普通脉冲的能量累积分布一般呈现为高斯分布的特征, 但巨脉冲的则不同, 它往往是一种幂律分布, 可以

描述为^[5]:

$$P(E_{\text{GP}} > E_0) \propto f_0 \left(\frac{E_0}{E_{\text{min}}} \right)^\alpha \quad (1)$$

这里, P 是单位时间内大于能量 E_0 的巨脉冲个数, 幂指数 α 在 $-2 \sim -4$ 之间。0.8 GHz 能量分布的指数 α 约为 -2.3 , 在 0.146 GHz 时的谱指数取 -2.5 , 1.4 GHz 和 0.43 GHz 粗略近似的情况下也等同于以上的值, 但并非在所有的频率上 α 都接近 -2.5 ^[18, 37]。如果选定 α 等于 -2.5 , 那么大于 20 倍平均脉冲能量的巨脉冲所占比例在小于 0.8 GHz 的各个不同频率均有不同, 在 0.8 GHz 上是 89%^[19], 而在 0.43 GHz 骤减为 9%^[18], 在 0.146 GHz 时已经只剩下 1%^[7]。

巨脉冲幂律的能量累积分布特点表明它和普通脉冲的辐射机制存在不同, 而和近几年新发现的一种旋转射电暂现源 (RRAT) 更为接近, 该特征值得关注。另外一个不同于普通脉冲的是, 没有证据证明在巨脉冲附近的脉冲有流量的增强^[32], 同时各个观测到的巨脉冲之间也没有联系。相反, 许多脉冲星普通脉冲的单个脉冲之间存在相关性, 现象显示在一段包含多个观测周期的时间内, 脉冲是一种记忆过程, 以此也能推测, 巨脉冲持续时间小于一个观测周期。1994 年 Lundgren 等人^[32]指出, 巨脉冲相隔时间与泊松分布十分相符。

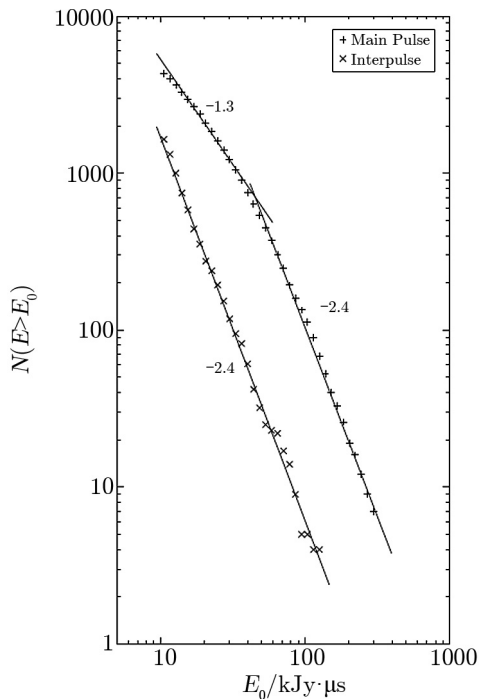


图 10 巨脉冲能量分布存在转折点^[64]

Popov 等人^[38]在 600 MHz 上使用一个谱指数对观测到的巨脉冲能量分布做拟合, 推导出巨脉冲峰值流量截止于 100 Jy, 考虑到观测系统的影响因素, 在 600 MHz 的截止能量为 5 kJy· μ s, 但由于当时观测系统的限制, 所测到的能量截止为 20 kJy· μ s, 在此情况下不可能探测到巨脉冲能量分布的转折效应。Popov 等人^[64]2009 年提出, 在主脉冲相位处的巨脉冲能量分布在 45 kJy· μ s 左右存在转折点, 需要用两个谱指数来做拟合, 如图 10 所示。

近几年来, 我国对于巨脉冲的能量分布研究取得了不少成果, 孔令军等人^[63]于 2007 年利用乌鲁木齐南山站 25 m 射电望远镜在 1540 MHz 对 Crab 脉冲星进行了长达 4.66 h 的观测, 共观测到 2854 个巨脉冲, 平均每 120 个脉冲周期 (约 4 s) 探测到一个巨脉冲, 通过此次观测的数据处理, 得到如图 11 所示巨脉冲的能量累积分布统计图。通过对直方图用幂律规则做拟合, 得到谱指数大约为 -3.06 , 这与目前国际上所做的大量观测结果相符。

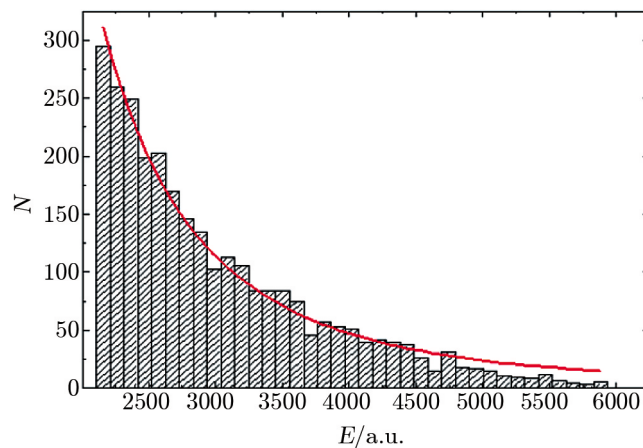


图 11 2007 年南山站观测巨脉冲能量分布^[63]

3 Crab 脉冲星巨脉冲相关理论

3.1 巨脉冲的辐射模型

虽然我们已经从多个波段对 Crab 脉冲星进行了充分研究, 但仍有很多新的观测现象难以解释。Crab 脉冲星在射电波段范围内的辐射结构极为复杂, 而且它的许多特性不同于其他常规的脉冲星。对于 Crab 脉冲星, 理论模型应该能对目前已有的一些不常见的观测结果进行解释:

- (1) 单个脉冲中存在持续时间极短 (0.4 ns), 等效亮温度高达 10^{42} K 的子成分;
- (2) 射电频域中具有宽带辐射特征, 至少为 0.02 GHz~46 GHz;
- (3) 射电高频 (大于 5 GHz) 范围内, 中间脉冲的相位发生显著变化;
- (4) 脉冲信号复杂的偏振特征;
- (5) 辐射产生相位的差异。

其中最亟待解决的问题是, 在射电低频范围内, 主脉冲窗口中的巨脉冲数量高于中间脉冲; 但当频率大于 5 GHz 时, 这种情况却反过来。然而当它们同时出现在高频范围内时, 落在主脉冲窗口内的巨脉冲强度要远远大于落在中间脉冲中的强度。

脉冲星的射电辐射是相干辐射过程, 辐射束截面的不同点之间存在一定的相位关系。巨脉冲和普通脉冲辐射起源、传播路径相同与否并没有十分准确的结论。巨脉冲的宽带特性为研究其辐射起源提供了有力的参考因素。Melrose 等人^[65]认为, 这种宽带特性与极冠上方正负电子对产生率有密切联系, 也可能是一类由共转充电与光速圆柱外等离子体分布产生的 Schott 辐射^[67], 辐射过程本身也受到等离子体不稳定的影响^[60]。这样看来, 脉冲星的巨脉冲信号作为一种辐射瞬时变化的现象, 可能是少数相干辐射区域流量数据的非相干叠加或者单个辐射相干增长。

20 世纪 70 年代, Rickett 和 Cordes^[9]提出一个经验模型, 他们认为巨脉冲信号是由白噪声和很多夹杂在其中的细小脉冲组成。Weatherall^[13]预言, 磁层中正在瓦解的光孤子会

产生持续几纳秒,并且频率接近产生处等离子体频率的爆发式脉冲(shot pulses)。这种短暂的时间尺度与通常认为的电子聚束(bunches)或是脉泽导致的相干曲率辐射理论不相容,Weatherall提出的等离子体扰动理论与目前的观测结果更为契合。Hankins和他的学生共同完成了对Weatherall所提出理论模型的拟合,发现确实应当存在极为短暂的爆破样脉冲,这与他2007年的观测结果^[12]相符合。Weatherall的模型不仅对Crab脉冲星的主脉冲,同时对其他许多脉冲星而言都是正确的。虽然在容许很多限制条件的情况下,Weatherall的等离子体扰动模型能够与主脉冲的特性吻合,但Crab脉冲星的中间脉冲是另外一种情形。频谱中成比例的频率间隔预示:它很可能是受到奇异磁场影响下产生的一种干涉现象。

2007年,Lyutikov等人^[14]提出异常回旋共振(anomalous cyclotron resonance)模型来解释中间脉冲,但该模型预示的带宽间隔与实际测量的 $\delta f/f = 0.06$ 并不相符。与此类似,根据太阳射电频谱中条纹频带(zebra bands)所提出的一些模型,难以验证在很宽频率范围内频率间隔(band spacing)的线性关系。2008年,Ardavan等人^[15]利用贝塞尔方程对Crab脉冲星频率进行拟合,同样也没有得到频率间隔的线性关系。很遗憾,目前难以找到一个理想的模型来解释Crab脉冲星的中间脉冲。

3.2 巨脉冲产生环境的推测

Istomin等人^[71]2004年提出,巨脉冲来自发生在光速圆柱附近磁重联事件过程中的Alfvén波,Alfvén波是磁流体中沿背景磁场方向传播的甚低频磁流体力学波。处在磁场中的等离子体在垂直于磁场方向受到局部扰动时,沿着磁感应线方向的磁张力提供恢复力,就会激发Alfvén波。Alfvén波的频率远低于等离子体的回旋频率,它与一般的电磁波相似,也具有横波的特性,只是速度远小于电磁波,并且速度不随波的频率不同而变化。Alfvén波作为一种磁流体波,通常认为其是引起恒星大气加热机制的重要途径。2006年,Popov等人^[38]利用观测证实,主脉冲窗口处的巨脉冲往往十分靠近窗口边缘,Cognard等人^[66]认为,光速圆柱处的强磁场环境是脉冲星能够产生巨脉冲的必要条件,他们将存在巨脉冲的脉冲星和部分强磁场的脉冲星标记在光速圆柱磁场强度与自转周期的关系(如图12所示)中,可见已发现巨脉冲的脉冲星光速圆柱附近磁场要强于其他脉冲星,尤其是Crab脉冲星和B1937+21这两颗,这些观测结论为巨脉冲产生自光速圆柱附近提供了有力证据。支持巨脉冲产生在光速圆柱附近的还有Lyutikov提出的模型,不过此模型需要比Goldreich-Julian标准模型高的等离子体密度。与常规脉冲不同的是,模型中巨脉冲通过重联事件(Reconnection events)产生自近闭合磁场线处,而重联事件则是由一束高能洛伦兹束产生,初始能量来自于脉冲星的强磁场,此后洛伦兹束因曲率辐射逐渐消失。

关于巨脉冲产生地点的说法一直备受争议。2011年,Lewandowska等人^[72]发现巨脉冲是单个独立的事件,通过对它和常规脉冲到达时间的比较,发现在到达时间上没有不同,这说明常规脉冲和巨脉冲的产生地点也可能相同,目前对巨脉冲究竟产生自何处尚无定论。

2002年,Eilek等人^[53]通过对相干消色散后的动态谱进行研究发现,中间脉冲的DM总是比主脉冲的高约0.05%。这意味着,中间脉冲起源于比主脉冲更深的环境,因而在传播过程中遭受了额外的色散效应。

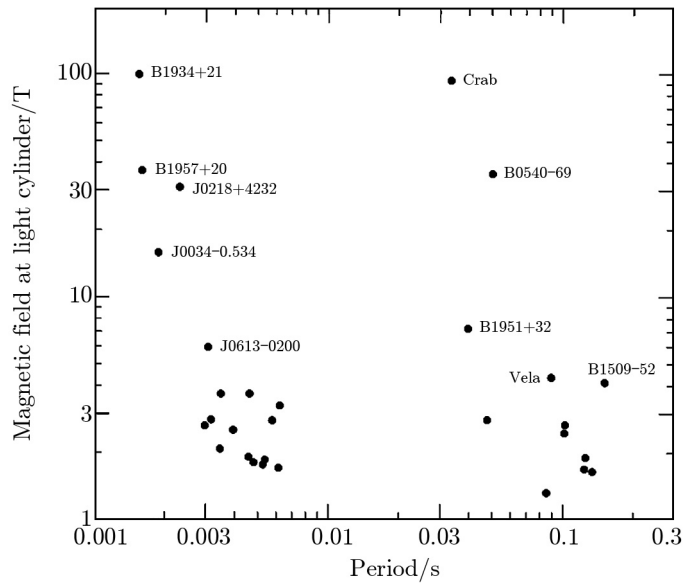


图 12 存在巨脉冲的脉冲星周围光速圆柱磁场强度^[66]

4 总结与展望

巨脉冲是一种流量密度极高、持续时间短暂、偏振特性显著的射电辐射现象。来自蟹状星云的巨脉冲不仅是发现星云中存在一颗年轻脉冲星的直接观测依据,更为此后探究 Crab 脉冲星复杂而极端的物理环境提供了有利线索,对脉冲星巨脉冲的研究意义非凡。在天线灵敏度达不到观测普通单个脉冲时,巨脉冲信号仍然十分显著,利用这些巨脉冲携带的流量、轮廓以及偏振信息,我们可以更有效地研究脉冲星的自转周期、辐射束结构与周围磁场环境变化。目前已经发现 10 余颗存在巨脉冲的脉冲星,它们主要是年轻的脉冲星和转动能量损失非常大的毫秒脉冲星,其中对 Crab 脉冲星的研究资料最多。Crab 脉冲星的辐射特性十分突出,并非在所有的射电平均轮廓处出现,主要出现在 MP、IP 相位处,在 HFC 成分中有少量巨脉冲出现,并且 MPGP 和 IPGP 之间的性质存在显著差异;在大于 5 GHz 后,出现在 MP、IP 的巨脉冲数量上出现逆转,较高频率下 MPGP 的数量要远小于 IPGP;巨脉冲的到达相位在辐射窗口之内,而其余脉冲星发射巨脉冲的相位落点要迟于普通脉冲;能量累积分布不同于普通脉冲的高斯分布,呈现一种和 RRAT 相似的幂律分布。

普通脉冲的周期占比往往在 5% 左右,而巨脉冲的持续时间比普通脉冲还要短,持续时间在数纳秒到微秒之间,这要求望远镜有较高的时间分辨率。Hankins 在 2003 年和 2007 年对 Crab 脉冲星巨脉冲的两次观测中,时间分辨率分别达到 2 ns 和 0.4 ns,并且探测到纳秒级别的单个巨脉冲和巨脉冲自身的微结构 (nanoshots)。Crab 脉冲星在射电波段共出现 7 个脉冲成分, Petrova 等人认为,并非所有成分均直接来自辐射束,部分成分是由 Crab 脉冲星主脉冲经过一系列的逆康普顿散射产生,可以通过巨脉冲在不同相位处的分布来推测主脉冲

的传播。在 2006 年 Crossley 等人的文章中,他们指出射电低频的巨脉冲确实存在一种类似地球上的“回声”现象。

巨脉冲的起源不同于普通脉冲,从众多观测结果来看,其与光学波段的单个脉冲之间存在一定相关性,与高能辐射 X 射线、 γ 射线之间的相关性还没有定论,更倾向于无关。目前较为认同的观点是,光速圆柱附近的磁重联事件导致巨脉冲的产生,并且强度受到周围等离子体密度的影响。目前已经验证存在巨脉冲的脉冲星光速圆柱附近的磁场强度比常规脉冲星要强至少 1 个量级。

2013 年 10 月,上海 65 m 射电望远镜已经配备既有相干消色散功能又有非相干消色散的数字化终端 DIBAS。该系统既支持搜寻模式又支持在线叠加模式的脉冲星观测^[54],搜寻观测模式对于研究脉冲星的巨脉冲和 RRAT 现象具有重要意义。终端最高分辨率达到 20 μ s 左右,足够观测到大多数的巨脉冲。在今后的研究工作中,我们准备利用上海 65 m 射电望远镜对 Crab 脉冲星和毫秒脉冲星 B1937+21 进行观测,将在 S、C 等多个波段得到其观测数据。根据目前已有的观测结果与理论预期,对我们所得到的资料进行统计分析。

参考文献:

- [1] Soglasnov V A, Popov M V, Bartel N, et al. *ApJ*, 2004, 616: 439
- [2] Hankins T H, Kern J S, Weatherall J C, Eilek J A. *Nature*, 2003, 422: 141
- [3] Cordes J M, Bhat N D R, Hankins T H, et al. *ApJ*, 2004, 612: 375
- [4] Moffett D A, Hankins T H. *ApJ*, 1996, 468: 779
- [5] Sallmen S, Backer D C, Hankins T H, et al. *ApJ*, 1999, 517: 460
- [6] Staelin E L, Reifenstein E C. *Science*, 1968, 162: 148
- [7] Argyle E, Gower J F R. *BAAS*, 1972, 4: 216
- [8] Bhat N D R, Cordes J M, Chatterjee S. *ApJ*, 2003, 584: 782
- [9] Cordes J M, Hankins T H. *ApJ*, 1979, 233: 981
- [10] Cordes J M, McLaughlin M A. *astro-ph*, 2003, arXiv:astro-ph/0304364
- [11] Friedman F J, Borkiakoff V. *BAAS*, 1985, 17: 751
- [12] Hankins T H, Eilek J A. *ApJ*, 2007, 670: 693
- [13] Weatherall J C. *ApJ*, 1998, 506: 341
- [14] Lyutikov M. *MNRAS*, 2007, 381: 1190
- [15] Ardavan H, Ardavan A, Singleton J, Perez M R. *MNRAS*, 2008, 388: 873
- [16] Rickett B J. *ApJ*, 1975, 197: 185
- [17] Chian A C, Kennel C F. *Ap&SS*, 2005, 437: 1047
- [18] Friedman J, Borkiakoff V. *BAAS*, 1990, 22: 748
- [19] Lundgren S C, Cordes J M, et al. *ApJ*, 1995, 453: 433
- [20] Popov M V, Stappers B W. *A&R*, 2003, 47: 660
- [21] Popov M V, Stappers B W. *A&A*, 2007, 470: 1003
- [22] Karuppusamy R, Stappers B W. *A&A*, 2010, 515: 36
- [23] Petrova S A. *A&A*, 2004, 424: 227
- [24] Gower J F R, Argyle E. *ApJ*. 1972, 171: L23
- [25] Bilous A V, Kondratiev V I, McLaughlin M A, et al. *ApJ*, 2011, 728: 110
- [26] Crossley J H, Eilek J A, Hankins T H, Kern J S. *ApJ*, 2010, 722: 1908

- [27] Jessner A, Popov M V, et al. *Advances in Space Research*, 2005, 35: 1166
- [28] Jessner A, Popov M V, et al. *A&A*, 2010, 524: A60
- [29] Kuzmin A D. *Ap&SS*, 2007, 308: 563
- [30] Shearer A, Stappers B, et al. *Science*, 2003, 301: 493
- [31] Abdo A A, Ackermann M, et al. *ApJ*, 2010, 708: 1254
- [32] Lundgren S C. PhD Thesis, Cornell Univ. 1994
- [33] Strader M J, Johnson M D, et al. *ApJ*, 2013, 779: L12
- [34] Petrova S A. *MNRAS*, 2009, 395: 1723
- [35] Slowikowska A, et al. *MNRAS*, 2009, 397: 103
- [36] Sutton J M, Staelin D H, Price R M. *IAUS*, 1971, 46: 97s
- [37] Moffett D A. PhD Thesis, New Mexico Institute of Mining and Technology, 1997, 29
- [38] Popov M V, et al. *A&R*, 2006, 55: 61
- [39] Knight H S. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysic Supplement*, 2006, 6: 41
- [40] Crossley J H, Eilek J A, Hankins T H. *ASP Conference Series*, 2006, 365: 271
- [41] Backer D C. *A&A*, 1984, 5: 187
- [42] Johnston S, Romani R W. *ApJ*, 2003, 590: L95
- [43] Romani R W, Johnston S. *ApJ*, 2001, 557: L93
- [44] Kuzmin A D, Ershov A A. *A&A*, 2004, 575: 579
- [45] Ershov A A, Kuzmin A D. *Astronomy Letters*, 2003, 111: 115
- [46] Joshi B C, et al. *IAUS*, 2004, 218: 319
- [47] Ershov A A, Kuzmin A D. *A&A*, 2005, 593: 597
- [48] Knight H S, Bailes, M, Manchester, R N, et al. *ApJ*, 2005, 625: 951
- [49] Kuzmin A D, Ershov A A. *Astronomy Letters*, 2006, 583: 587
- [50] Majid W A, et al. *ApJ*, 2011, 741: 53
- [51] Bhat N D R, Tingay S J, Knight H S. *ApJ*, 2008, 676: 1200
- [52] Heiles C, *Nature*, 1970, 228: 1074
- [53] Eilek J A, et al. *Neutron Stars Pulsars and Supernova Remnants*, 2002, 278: 249
- [54] 闫振, 沈志强, 吴鑫基. *FPS*, 2013, 48: 50
- [55] Bhat N D R, Wayth R B, Knight H S, et al. *ApJ*, 2007, 665: 618
- [56] Lorimer D, Kramer M. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge: Cambridge University Press, 2004: 311
- [57] Mickaliger. PhD Thesis. US: West Virginia University, 2013: 29
- [58] Benford G. *MNRAS*, 1977, 179: 311
- [59] Cordes J M. *IAUS*, 1981, 26: 115
- [60] Cheng A F, Ruderman M A. *ApJ*, 1977, 218: 800
- [61] Asseo E. *MNRAS*, 1993, 264: 940
- [62] Bilous A V, et al. *ApJ*, 2012, 749: 24
- [63] 孔令军. 硕士论文. 新疆: 新疆天文台, 2007
- [64] Popov M V, et al. *PASJ*, 2009, 1197: 1209
- [65] Melrose D B, et al. *IAU Colloq*, 1996, 160: 139
- [66] Cognard I, et al. *ApJ*, 1996, 457: 81
- [67] da Costa A A, Kahn F D. *MNRAS*, 1985, 215: 701
- [68] Ardavan H. *MNRAS*, 1994, 268: 361
- [69] Melrose D B. *ApJ*, 1978, 225: 557
- [70] Luo Q, Melrose D B. *MNRAS*, 1992, 258: 616
- [71] Istomin Ya N. *IAU Symposium*, 2004, 218: 369
- [72] Lewandowska N. *astro-ph*, 2011, arXiv: 1111.0323

Research Progress of Giant Pulses from the Crab Pulsar

WU Li-ge¹, YAN Zhen¹, SHEN Zhi-qiang¹,
GONG Ao-bo^{1,2}, HAN Fa-xin^{1,3}

(1. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. Beijing Normal University, Beijing, 100875; 3. Shanghai Institute of Technology, Shanghai 200030, China)

Abstract: In 1968, astronomers serendipitously detected giant pulses from the Crab nebula, which is theoretically expected for a long period of time. Giant pulse is an astonishing and remarkable phenomenon in radio pulsar emission. It is a short-term radio burst, with flux density that can reach tens, hundreds or thousands times of average pulse. Crab pulsar attracted extensive attention from its discovery, as it is one of the rarest pulsars that could emit giant pulses, It allows us to study giant pulse profile, microstructure, and energy distribution. Although the physical mechanism and generating condition of the giant pulses are still not well understand, the accumulating observational results and theoretical predictions will help us to build a consistent picture of these giant pulsars.

Key words: Crab pulsar; Giant pulse; micro pulse; turbulence of plasma