

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

華中師範大學

硕士 学位 论文

非重复快速射电暴的统计研究

学位申请人姓名: 张子良

申请学位学生类别: 全日制硕士

申请学位学科专业: 天文学

指导教师姓名: 俞云伟 教授



硕士学位论文
MASTER'S THESIS



硕士学位论文

非重复快速射电暴的统计研究

论文作者：张子良

指导教师：俞云伟 教授

学科专业：天文学

研究方向：天体物理

华中师范大学物理科学与技术学院

2024年5月



硕士学位论文
MASTER'S THESIS



Statistical Study of Non-repeating Fast Radio Bursts

A Thesis

Submitted for full Fulfillment of the Requirements

For the Master's Degree in Astronomy

By

Zi-Liang Zhang

Postgraduate Program

School of Physics and Technology

Central China Normal University

Supervisor: **Yun-Wei Yu**

Academic Titles: **Professor**

Signature

Approved

May, 2023

华中师范大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的研究成果。除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：张子良

日期：2024年6月7日

学位论文版权使用授权书

学位论文作者完全了解华中师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属华中师范大学。学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许学位论文被查阅和借阅；学校可以公布学位论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后遵守此规定）

保密论文注释：本学位论文属于保密，在____年解密后适用本授权书。

非保密论文注释：本学位论文不属于保密范围，适用本授权书。

作者签名：张子良

导师签名：俞云伟

日期：2024年6月7日

日期：2024年6月7日

本人已经认真阅读“CALIS 高校学位论文全文数据库发布章程”，同意将本人的学位论文提交“CALIS 高校学位论文全文数据库”中全文发布，并可按“章程”中的规定享受相关权益。同意论文提交后滞后： 半年； 一年； 二年
发布。

作者签名：张子良

导师签名：俞云伟

日期：2024年6月7日

日期：2024年6月7日



摘要

快速射电暴 (Fast Radio Burst, FRB) 是当前天文学研究热点之一。至今，已发现超过 600 个独立的快速射电暴源，它们展现出多样化的观测特性。这些事件可被分类为重复和非重复快速射电暴，而即便在这两大类中，其观测分布亦有很大不同，暗示着快速射电暴可能有多种不同的起源。

本文聚焦于由加拿大氢强度映射实验 (Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment, CHIME) 发布的 500 多个非重复快速射电暴，目的是探究其潜在的起源及性质。我们发现能量 $E > 2 \times 10^{38}$ erg 的高能快速射电暴 (High Energy FRB, HEFRB) 可以被一个带低能指数截断的幂率能量函数有效描述。而低能快速射电暴 (Low Energy FRB, LEFRB) 的能量分布很难用相同的能量函数描述。高能快速射电暴的空间分布具有三维欧几里得空间特征，与其宇宙学起源一致。双致密星 (双中子星、双白矮星和白矮星-中子星) 并合模型对应的红移分布可以重现高能快速射电暴的观测结果。这说明高能快速射电暴可能来自这些事件本身或这些事件的产物。

另一方面，低能快速射电暴的空间分布趋向于银盘，接近银河系旋转射电暂现源 (Rotational Radio Transients, RRAT) 的银纬分布。低能快速射电暴可能是一类特殊的旋转射电暂现源，它们的能量和色散量超出了一般的旋转射电暂现源的范围。它们在射电暂现源相图上位于蟹状星云脉冲星巨脉冲和旋转射电暂现源之间的位置，暗示它们可能存在一定的联系。

关键词：快速射电暴；中子星；磁星；射电暂现源；能量函数；红移分布；双致密星并合



Abstract

Fast Radio Bursts (FRBs) are currently one of the hotspots in astronomical research. To date, over 600 independent FRB sources have been found, displaying a variety of observational features. These events can be classified into repeating and non-repeating FRBs, and even within these two categories, their distribution appears quite complex, suggesting that FRBs may have diverse origins.

This thesis focuses on the over 500 non-repeating FRBs released by the Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment (CHIME) to explore their distributions and potential origins. We find that the energy distribution of High Energy FRBs (HEFRBs) with $E > 2 \times 10^{38}$ erg can be effectively described by a power-law energy function with a low-energy cutoff. In contrast, the energy distribution of Low Energy FRBs (LEFRBs) is difficult to describe with the same energy function. The spatial distribution of HEFRBs is three-dimensional, consistent with their cosmological origins. The redshift distribution corresponding to the double compact star (binary neutron stars, binary white dwarfs, white dwarf-neutron star) merger model can reproduce the observational results of HEFRBs. This result suggests that HEFRBs may originate from these events themselves or their products.

On the other hand, the spatial distribution of LEFRBs tends towards the galactic plane, closely resembling the galactic latitude distribution of Rotational Radio Transients (RRATs) in the Milky Way. LEFRBs may represent a special class of RRATs, with their energy and dispersion measures exceeding those of typical RRATs.

Keywords: Fast Radio Burst; Neutron Star; Magnetar; Radio Transient; Energy Function; Redshift Distribution; Compact Binary Merger



目 录

摘要	i
ABSTRACT	ii
第一章 快速射电暴简介	1
1.1 快速射电暴的观测	1
1.1.1 快速射电暴的发现	1
1.1.2 主要观测进展	6
1.1.3 宿主星系	12
1.2 起源模型和辐射机制	16
1.3 统计属性	18
1.4 本文的研究动机	22
第二章 CHIME/FRB 统计分布	24
2.1 CHIME/FRB 简介	24
2.2 CHIME/FRB 样本选择	25
2.3 CHIME/FRB 能量函数	28
2.4 宇宙学 FRB 的红移分布	30
2.5 小结	34
第三章 LEFRB 的分布和可能起源	36
3.1 空间分布	36
3.1.1 快速射电暴的空间分布	36
3.1.2 脉冲星的空间分布	39
3.2 物理量分布	42
3.3 LEFRB 的可能起源	46
3.4 小结	48
第四章 总结与展望	50
参考文献	52



攻读学位期间完成的学术成果.....	63
致谢.....	64



第一章 快速射电暴简介

射电天文学起源于 1930 年代,Karl Jansky 在研究越洋短波无线电通讯 (15 MHz) 干扰时发现了来自银河系中心的无线信号^[1]¹。大约五年后,Reber 建造了口径达 9 米的射电望远镜,并首次开展了银河系巡天观测。以观测为基础的天文学科,其每一次大发展几乎都来自于观测能力或技术的提高。二战之后,在战争中获得长足发展的雷达技术被用于天文研究,取得了发现 21 厘米中性氢^[2-3]²、类星体³³、微波背景辐射^[4]⁴ 和射电脉冲星等重要发现。这些成果的取得,无疑是射电观测在灵敏度、空间分辨率、频率分辨率和时间分辨率上不断提高的结果⁵⁵。进入 21 世纪后,计算机算力和算法的提高又一次使观测极限得以扩展,促使了快速射电暴等全新天文现象的发现。

1.1 快速射电暴的观测

1.1.1 发现过程

来自于天体的射电辐射在经过地球电离层和行星际空间的太阳风时会产生闪烁,观测行星际闪烁可以研究射电源角直径、行星际介质和太阳风。1967 年, Jocelyn Bell 和 Antony Hewish 在研究类星体行星际闪烁时意外发现了具有周期的脉冲

¹ 地球电离层或星际介质中的等离子体会对入射电磁波产生类似静电屏蔽的等离子体屏蔽效应,低于等离子体频率的电磁波会被屏蔽(反射)。短波通信的原理是利用地球电离层反射短波信号,从而实现超视距的通信,在第二次世界大战中常被用于国际广播 https://en.wikipedia.org/wiki/Shortwave_radio。地球电离层的等离子体频率在 2-20 MHz 之间,所以 Jansky 的研究中会探测到来自外太空但能穿过电离层的无线信号。

² 类星体是非常明亮的活动星系核心,它们的宿主星系在光学上早在 1900 年以前被很多天文学家观测过。类星体在射电波段也在 1940 年代被观测过^[4-5],但是没有引起重视。1963 年,得益于来自 Parkes 射电望远镜的精确定位^[6],M. Schmidt 获得了类星体 3C 273 的光谱^[7],引起了广泛的兴趣。这段历史详细可见 Shields (1999)^[8]

³ 中性氢谱线的观测对应着频率分辨率;干涉仪技术提高了类星体的定位精度;脉冲星的发现依赖于时间分辨率。基本可以总结为: 大就是好, 好就是大。



信号^[10]。根据信号的周期性特点,脉冲信号的辐射源天体被命名为脉冲星(Pulsar),之后被证认为多年以前物理学家预言的中子星(Neutron Star)。



图 1.1: Parkes 射电望远镜,始建于 1961 年。1962 年, Parkes 对 3C 273 进行了月掩星观测,获得了它的精确位置。图取自 https://en.wikipedia.org/wiki/Parkes_Observatory.

自脉冲星被发现后,人们建造了一系列射电望远镜并开展巡天计划来寻找更多的观测样本,建造于澳大利亚的 Parkes 望远镜是目前发现脉冲星最多的射电望远镜,其中,它所开展的 Parkes 多波束脉冲星巡天 (Parkes Multibeam Pulsar Survey) 项目更是积累了海量的数据。该巡天项目使用了装备有 13 波束接收机的 64 米 Parkes 单碟射电望远镜,包括了 209 次望远镜指向观测,每次观测持续 2.3 小时。在早期研究中,通过对长时间观测数据进行傅里叶变换来识别潜在的周期性信号,是发现脉冲星的主要手段^[11]。不过,随着越来越多脉冲消零(Nulling)现象的发现,这种传统的周期



折叠技术逐渐显示出局限性。而在进入 21 世纪后, 算力和算法的飞速发展则使得在庞大数据集中进行单脉冲搜索成为可能^[12-13,11,14]。2006 年, McLaughlin et al. (2006) 利用单脉冲搜索技术在 Parkes 望远镜的巡天数据库中, 发现了一种具有极端消零现象的脉冲天体, 称为旋转射电暂现源 (Rotation Radio Transient, RRAT)^[15]。

2007 年, Lorimer et al. (2007)^[16] 进一步发现, 在麦哲伦云附近的巡天数据中存在一个具有异常高色散量 (Dispersion Measure, DM) 的单脉冲事件。该事件于 2001 年 7 月 24 日被探测到, 当时 Parkes 望远镜接收机有三个波束产生了记录, 其中接收到最强信号的波束达到了饱和状态, 信号的辐射流量密度高达 30 Jy。其在天球上的位置位于小麦哲伦云 (Small Magellanic Cloud) 南部大约 3 度, 色散量为 $375 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ (图 1.2)。于是, Lorimer et al. (2007)^[16] 又对更早的数据中进行了搜寻, 至少在 2001 年 7 月到 9 月的 50 个小时期间没有其它暴发信号, 同时他们也在 2007 年开展了 40 个小时的后续观测, 同样没有发现新的暴发。为了进一步排除该信号来自于地面人造信号源的可能性, Lorimer et al. (2007)^[16] 检查了总共近 3000 次不同的位置, 没有发现相同的信号。再考虑到望远镜在观测时的指向高达 60 度, 因此, 这个信号来自于自然天体的可能性极高。Lorimer et al. (2007)^[16] 将此单脉冲事件称为明亮的毫秒射电暴 (Bright Millisecond Radio Burst), 后来的文献中将此事件称为 Lorimer 暴 (Lorimer Burst), 正式名称记为 FRB 20010724^{[16] 1}。

对于来自宇宙中的射电信号, 它们在到达地球之前, 会经过各种各样的星际介质乃至星系际介质。这些介质大多处于电离状态, 会导致不同频率的射电信号有不同的群速度, 从而使不同频率的信号到达地球的时间不一致, 这种情况被称为色散。色散在瀑布图 (以频率和时间为变量的信号强度图) 上表现为正比于 ν^{-2} 的特征延迟时间, 比例系数称为色散量, 其物理含义可看作是视线方向上电离电子的柱密度²。如图 1.3 所示, Lorimer 暴的瀑布图完全符合 $\Delta t \propto \nu^{-2}$ 色散特征, 其不同频率的脉冲宽度也符合介质湍流所造成的散射展宽³。对于银河系而言, 其盘状结构使得大部分

¹2013 年, Thorone 等人以 A population of fast radio bursts at cosmological distances 为题将这种暂现源为 FRB^[17]。遵循伽马射线暴的命名方式, 由 Lorimer et al. (2007)^[16] 首次发现的快速射电暴因此被命名为 FRB 20010724, 头四位数字代表年份, 随后每两位数字代表探测到的月日, 如果有字母就代表当天发现的多个快速射电暴, 从大写字母 A 开始。

²在天文学中, 柱密度一般指单位面积为底面的整个柱状区域中物质的量。

³无线电波与等离子的关系相当于太阳光被地球大气散射, 散射的存在延长了光路, 从而增加了脉

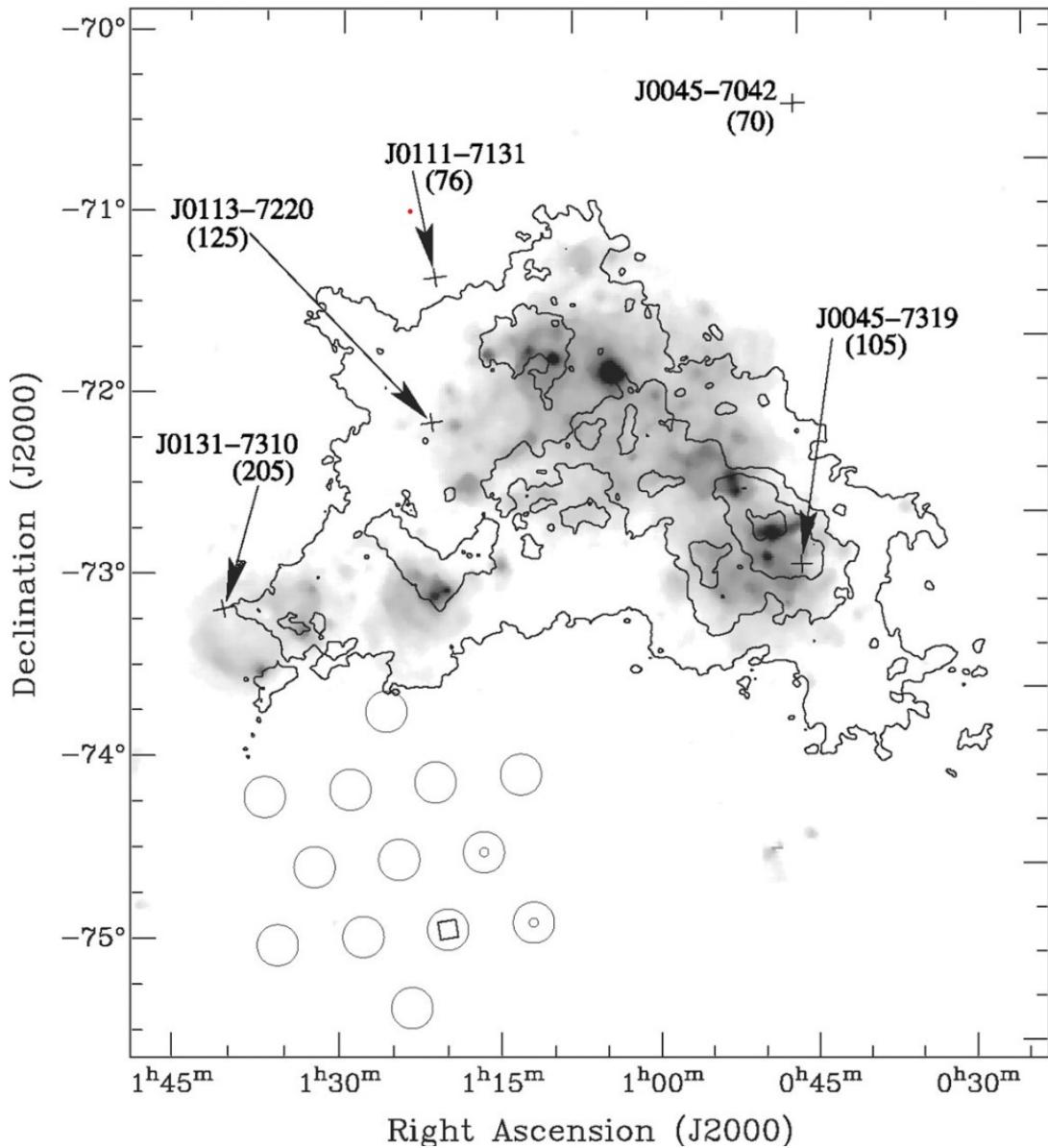


图 1.2: 第一个快速射电暴在天球上。左下的空心圆圈是 Parkes 望远镜 13 波束的观测区域, 其中三个有记号的是探测到信号的波束, 被方框标记的圆圈是探测到最强信号并达到饱和的波束。图中间部分是小麦哲伦云的多波段图像, 小麦哲伦云中脉冲星的位置分布及其对应的 DM。灰度区域是 $\text{H}\alpha$ 的图像, 黑色等高线是 HI 图像。可以看到位于气体丰富环境中的脉冲星有更大的 DM, 而 FRB 20010724 位于远离小麦哲伦云电离氢和中性氢分布的区域。图取自 Lorimer et al. (2007)^[16]。



物质都集中在银盘区域,高银纬区域一般被认为没有太多的物质分布,因此这些方向的色散量也相对较小。对于 FRB 20010724 所处的高银纬 -41.8° 而言,银河系电子密度模型 NE2001^[18] 给出的色散量估计值仅约为 25 pc cm^{-3} ,远小于 FRB 20010724 的色散量 375 pc cm^{-3} 。即使考虑到来自小麦哲伦云星际介质的贡献,小麦哲伦云中脉冲星的最大色散量也只有 $\text{DM} = 205 \text{ pc cm}^{-3}$,且在该脉冲星 (PSR J0131-7310) 处于电离氢区的情况下(图 1.2)。因此,FRB 20010724 的高色散量很可能表明其主要来自于星系际介质的贡献,也就意味着这个源可能位于银河系之外,是一种全新的天文现象。

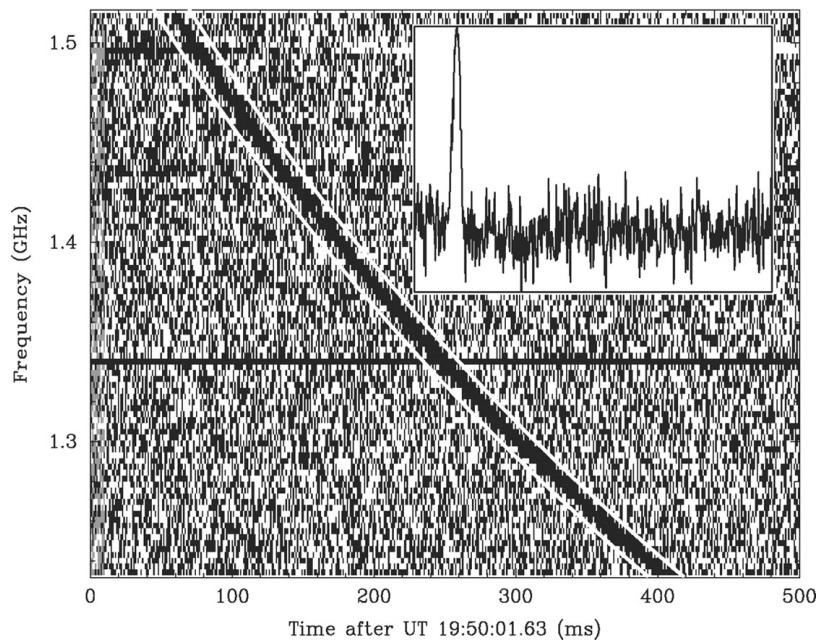


图 1.3: 非饱和波束之一的频率-时间图,又被称为瀑布图 (waterfall plot)。右上角为消色散后对频率积分后的脉冲形状。两条白线代表 $\text{DM} = 375 \text{ pc cm}^{-3}$ 对信号的影响。1.34 GHz 附近的黑线是由于频率通道故障造成的伪影。修正仪器对脉冲宽度造成的影响后,观测脉冲时间宽度与频率的关系为 $W = 4.6 \text{ ms}(f/1.4 \text{ GHz})^{-4.8 \pm 0.4}$ 。该图取自 Lorimer et al. (2007)^[16]。

Lorimer 暴的发现标志着天文学研究范式的一次重要转变,展示了除了通过增加望远镜的口径和视场这类硬件提升外,大数据处理能力和算法创新这种软件实力的增强同样能够带来突破性的新发现。这种方法还揭示了在数据量庞大且复杂的现代脉冲宽度。图 1.3 两条白线中的黑色区域就是不同频率的脉冲宽度,可以看到高频率地方黑色区域在 x 轴方向短一些。



天文学中,数据再利用的巨大价值,重复利用过去的天文数据,并可能揭示新的科学问题和研究方向,为理解宇宙的演化和构成提供新的线索¹²。

1.1.2 主要观测进展

从事后的眼光来看,Lorimer 暴的发现固然具有开创性的历史意义,但在其被发现的最初几年实际上并未受到人们的过多关注³。一方面,在 Lorimer 暴发现后的数年中, Parkes 并没有探测到新的快速射电暴,也没有来自其他望远镜的验证观测。此后,虽然在 Parkes 的历史数据中的确也发现过另外一次类似事件(目前记为 FRB 20010621)^[24-25],但它并不像 Lorimer 暴那样处于高银纬(其银纬为 -4° ,图 1.4 中橙色星号),其所对应的银河系 DM 贡献高达 533 pc cm^{-3} ,仅略小于其观测值 746 pc cm^{-3} 。并且,在 FRB 20010621 的视线方向上还存在一个临近的 HII 区,有比较强的 H α 和 H β 发射线,HII 区可以对 DM 产生明显贡献,这意味着这个源可能起源于银河系。FRB 20010621 和 Lorimer 暴之间的这些区别使得确认快速射电暴的宇宙学起源变得困难^{[26] 4}。而另一方面,人们还在对 Parkes 历史数据的搜索中发现了一些与快速射电暴具有非常类似瀑布图的信号⁵(被命名为 Peryton^[34]),而这些信号具有显著的人造信号的特征(比如在 13 个波束中都有探测、被探测的时间集中在当地的午餐时

¹甚至直到 2020 年后,还能从 Parkes 存档数据中一再发现新的 FRB 候选体^[19-22]。

²除了利用单个望远镜或巡天计划的历史存档数据,多个历史数据库的联合也可能会带来新的发现。以快速射电暴的研究为例,在不同望远镜中被不同算法发现的快速射电暴应该是来自同一个种群,只是被不同的望远镜的选择效应观测而显现出了不一样的分布。Lewis et al. (2023) 提出了使用同一种算法重新检视过去不同望远镜的存档数据寻找射电暂现源^[23]。使用同一种算法在不同望远镜中寻找快速射电暴的意义在于提高了搜索的一致性和效率。由于不同望远镜具有不同的观测特性和灵敏度,采用统一的算法可以确保 FRB 搜索在不同数据集之间具有可比性,有助于识别和校正可能影响 FRB 检测的系统偏差,如频率依赖性和观测策略的差异,从而使得 FRB 事件的发现和分析更加准确和全面。

³每一种新的天体或暂现源现象在研究早期都需要解决两个重要问题:1. 这是否一个真正的天文或天体物理现象?2. 这个现象是起源于银河系还是河外?

⁴由于 Lorimer et al. (2007)^[16] 并没有给出快速射电暴宇宙学起源的决定性证据,像历史上关于仙女座星云^[27-29] 与伽马射线暴^[30-33] 等天体或暂现源起源于银河系内还是银河系外都有过争论一样,关于 FRB 的河内河外起源的争论也出现在 FRB 的早期研究中。

⁵虽然 Peryton 有类似色散造成的扫频效应,但没有在低频率上表现出散射拖尾。



间)¹。这些情况使得人们不禁怀疑快速射电暴是否是真实的天文现象,因而也就无法引起人们广泛的关注和研究兴趣。

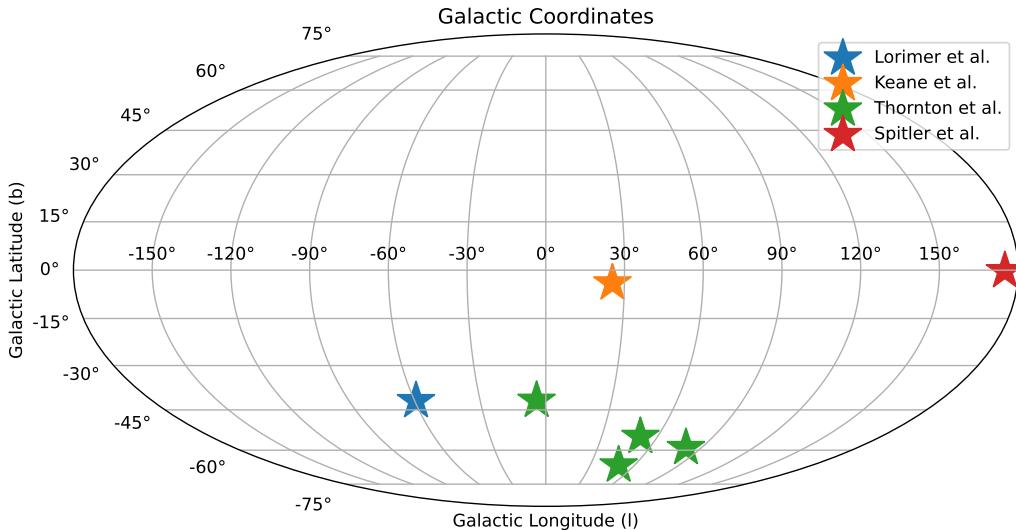


图 1.4: 早期发现的快速射电暴的银道坐标分布。

上述这一尴尬的局面结束于 2013 年。Thornton et al. (2013) 公布了由 Parkes 望远镜 High Time Resolution Universe 巡天项目在高银纬区域新发现的四个 FRB^[17]。这四个 FRB 与 Lorimer 暴有一样的来自于星际介质产生的延时和明显的散射展宽等观测特征,且处于高银纬区域,DM 远大于视线方向可能由银河系星际介质贡献的 DM。重要的是,这 4 个信号并没有像人造信号 Peryton 一样被 Parkes 13 个波束都探测到,且没有集中出现在当地午餐时间。这些发现表明快速射电暴是一种真正的天文现象,打消了其可能属于人造信号的顾虑,从而引起了天文界的极大兴趣,将这个领域带入到了一个新的时代。自 2013 年至今的十年时间中,人们开始利用更多的射电望远镜搜寻和观测快速射电暴,尤其是增加了专门用于快速射电暴观测的 CHIME/FRB 项目(见 2.1 节简介),观测样本数目得到了快速增长,极大丰富了人们对这一奇特天文现象的认识。这一阶段,我国的天眼 (Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST) 望远镜以其所具有的世界最佳灵敏度在快速射电暴观测领域大放异彩,取得了一系列重要的观测发现。此外,人们还进一步针对快速射电暴开展了丰富的多波段和多信使观测,试图更加深入地了解它们背后的天体物理过程。

¹后续的研究证实 Peryton 是由 Parkes 天文台微波炉开关导致的信号^[35]。



随着越来越多的快速射电暴被发现以及时间分辨率的提高,一些非重复快速射电暴展现出复杂的结构,而不仅仅是简单的单峰结构。UTMOST 项目的电压数据显示非重复快速射电暴 FRB 20170827 是一个三峰的脉冲,这三个子成分的频谱是一致的,最短结构可以达到 $30 \mu\text{s}$ ^[36]。在具有子结构的快速射电暴中,最引人注意的是 FRB 20191221A 的子结构之间出现了准周期现象。FRB 20191221A 是一个总脉冲长达 3 秒,子结构之间存在 200 毫秒准周期的非重复快速射电暴,这使得它成为 FRB 族群中的例外,目前只有极少数类似的事件^[37]。这样 200 毫秒的准周期强烈暗示快速射电暴与中子星的联系。时域子结构之间除了一致的频谱,还可以存在频漂现象。FRB 20190711 的瀑布图展现了 Down-drifting (向下漂移),指在消色散处理后两个子结构中高频的先到达,低频的后到达(Day et al. (2020)^[38] 图 2)。FRB 20190711 同时还有高达 90% 的线偏振度,偏振度的出现意味着可以测量法拉第旋转量(Rotation Measure, RM)¹^[38]。非重复快速射电暴的 RM 在 $0 - 10^3 \text{ rad m}^{-2}$,变化范围小于重复快速射电暴一个量级。由于脉冲星旋转的特性,银河系脉冲星一个醒目的特征是它们脉冲的偏振角会发生演化。虽然一些非重复快速射电暴的确表现了偏振角的变化^[39],大多数非重复快速射电暴并没有变化的偏振角。非重复快速射电暴的能谱形状变化无常,例如,能谱幂率指数从 FRB 20010724 的 -4 ^[16] 到 FRB 20110523 的 -7.8 ^[40]。与重复快速射电暴相比,非重复快速射电暴在时域上的特征是脉冲宽度较小,能谱上的特征是带宽较大^[41]。

由于 FRB 的 DM 携带了路径上所经过等离子体的信息,FRB 可以作为一种新的天体物理学或宇宙学探针。DM 所携带的最基本的信息是路径上电子的数目,而这些电子有对应着的质子,这意味着 FRB 可以作为所谓“失踪重子”的探针^[42]。其次,分析经过不同视线方向的 FRB,星系际介质密度的涨落将会暗含在 DM 中,我们可以了解星系际介质的不均匀性^[43]。然后,FRB 还可以作为宿主星系和 FRB 暴源环境的探针。对于有红移定位的 FRB,通过扣除星系际介质贡献的 DM,我们可以估计宿主星系和暴源环境贡献的 DM,这将有助于我们理解星系内部的物质分布和环境。例如,对于几乎没有来自宿主星系星际介质和暴源环境的 DM 贡献的 FRB 20200120E,这符合球状星团中几乎没有气体的认识^[44]。而对于 FRB 20190520B 和 FRB 20220610A,

¹线偏振光穿过具有背景磁场的等离子体时,其偏振方向会发生频率依赖的偏转,偏转角度正比于 RM,这被称为法拉第效应。



其来自宿主星系星际介质和暴源环境的 $\text{DM} \sim 1000 \text{ pc cm}^{-3}$, 这可能意味着暴源位于超新星遗迹或其宿主星系与其他星系存在相互作用等情况^[45-46]。

近十年 FRB 观测最为重大的一个进展是发现了会重复发生的快速射电暴现象。FRB 20121102A 首次于 2012 年被 305 米单天线望远镜 Arecibo PALFA 巡天项目观测^[47], 2015 年被发现 10 次重复爆发^[48]。重要的是, 重复的特性使得后续关于该源的高分辨率甚长基线干涉观测成为可能, 从而发现了其对应的持续射电源(见下文关于快速射电暴多波段对应体的讨论)和宿主星系(1.1.3 节)。FRB 20121102A 的大多数暴发为毫秒量级的单峰脉冲, 但也存在一些不同的脉冲形态。首先, 有少数暴发的持续时间为微秒量级^[49], 另一个存在脉冲宽度有类似量级跨度的是位于球状星团的 FRB 20200120E^[50] 和存在 16 天周期的 FRB 20180916B^[51]。其次, FRB 20121102A 的一些暴发可以有多个子结构¹, 这些子结构之间会存在频漂现象, 其中最为常见的是 Down-drifting(见 Hessels et al. (2019)^[52] Figure 1)。展现这种特征的还有由 CHIME/FRB 发现的第二个重复快速射电暴 FRB 20180814A^[53] 和 FRB 202011024A^[54]。与这种现象相反的 up-drifting 也有出现, 不过比较罕见^[55,54]。FRB 20121102A 的暴发还存在很高的线偏振度和法拉第旋转量^[56]。Feng et al. (2022)^[57] 发现同一个重复快速射电暴源在不同频率观测时, 偏振度与观测频率存在依赖关系, 在低频会出现消偏振效应, 这对重复快速射电暴的辐射机制或传播环境有一定的要求。

对于重复快速射电暴的深度观测使得关于快速射电暴周期性的研究成为可能。然而, 除了有较为公认 16 天周期的 FRB 20180916B^[60], 目前并没有其他重复快速暴有明确的周期。FRB 20121102A 和 FRB 202011024A 是目前探测到暴发次数较多的重复快速射电暴, 它们目前在 Blinkverse 网站上各自收录有超过 2000 个脉冲²。近期发现的 FRB 20240114A 截至 2024 年 5 月已有 8000 多个暴发被观测到^[61-65]。即使有如此多的脉冲, 但关于它们的周期搜索并没有得到类似脉冲星的周期^[66-70]。

对 FRB 20121102A 的后随甚长基线干涉观测发现其周围一角秒范围内存在一个 1-26 GHz 的致密持续射电源^[71](Persistent Radio Source, PRS)(图 1.5)。这个持续射电源并不是来源于恒星形成活动³, 而可能来自于 FRB 源的供能^[71-72]。另一个有成

¹指两个峰之间的信号没有消失, 因此这些连在一起的峰会被认为是一次暴发。

²<https://blinkverse.alkaidos.cn/>

³在恒星形成区, 由大质量恒星电离的气体可以产生韧致辐射, 从而出现射电辐射。可以通过多波段观测例如 H α (示踪电离氢) 观测验证射电辐射产生的原因。图 1.5 右图显示了 H α 中心与 FRB

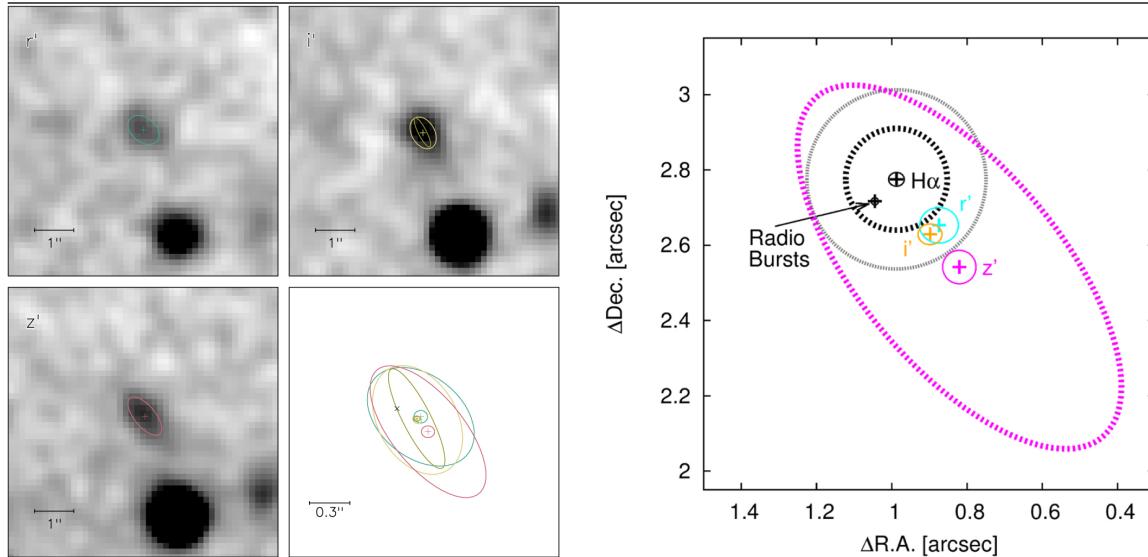


图 1.5: 左图: 来自 Gemini 望远镜 r 、 i 和 z 波段的图像, 绿、黄和红圆圈是对不同波段上 FRB 20121102A 宿主星系形状的估计, 图引自 Tendulkar et al. (2017)^[58]。右图: FRB 20121102A 在宿主星系中的精确定位及其与 $H\alpha$ 标记的恒星形成区中心的偏离。图引自 Kokubo et al. (2017)^[59]。

协持续射电源的快速射电暴是牛晨辉等利用 FAST 望远镜发现的 FRB 20190520B¹, 它有许多与 FRB 20121102A 非常相似的性质, 例如位于矮星系且 RM 很大^[45], 而它的 RM 出现了 FRB 20121102A 所没有的符号翻转现象^[78]。持续射电源是快速射电暴最早被发现的对应体, 它与巨大 RM 的同时出现暗示某些 FRB 可能存在复杂的电磁环境。

目前快速射电暴最重要的多波段对应体是与它成协的磁星² X 射线暴。2020 年, 银河系磁星 SGR 1935+2154 进入活跃期, 地面射电望远镜和空间高能望远镜分别探测到了射电爆发 FRB 20200428 和 X 射线爆发^[79-83], 且它们在时间上成协(图 1.6 的第一幅子图)。虽然这个射电爆发的脉冲形状和其他特征很接近宇宙学 FRB, 但其能量比最弱的宇宙学 FRB 低一个量级(图 3.13), 关于它是否真正属于能被射电望远镜看到的宇宙学 FRB 还仍不清楚。有趣的是, SGR 1935+2154 在 FRB 20200428 后还被发现有普通的射电脉冲^[84]。这些射电脉冲的射电光度接近大多数脉冲星, 与 FRB 20121102A 的偏离。

¹FRB 20201124A 的位置上也有对应的持续射电辐射, 关于这个射电辐射是否起源于附近恒星形成活动尚有争议^[73-77]。

²指 Magnetar。为避免与恒星领域名词混淆, Magnetar 的正式翻译为磁陀星, 本文简称为磁星。磁星简介可见 3.1.2 节。



20200428 有 8 个量级的差距(图 3.13)。射电脉冲与 SGR 1935+2154 的 X 射线辐射的时间相位并不相同(图 1.6 第四个子图),而 FRB 20200428 与 X 射线辐射却是同相的(图 1.6 第一个子图),这说明 FRB 和射电辐射的辐射区域可能不一致。有趣的是,SGR 1935+2154 是有明确自转周期的磁星,而在 FRB 20200428 上并没有发现这样的周期,这一现象背后的机制可能可以解答为什么我们在更活跃的 FRB 20121102A 和 FRB 20201124A 上没有发现任何脉冲星周期。

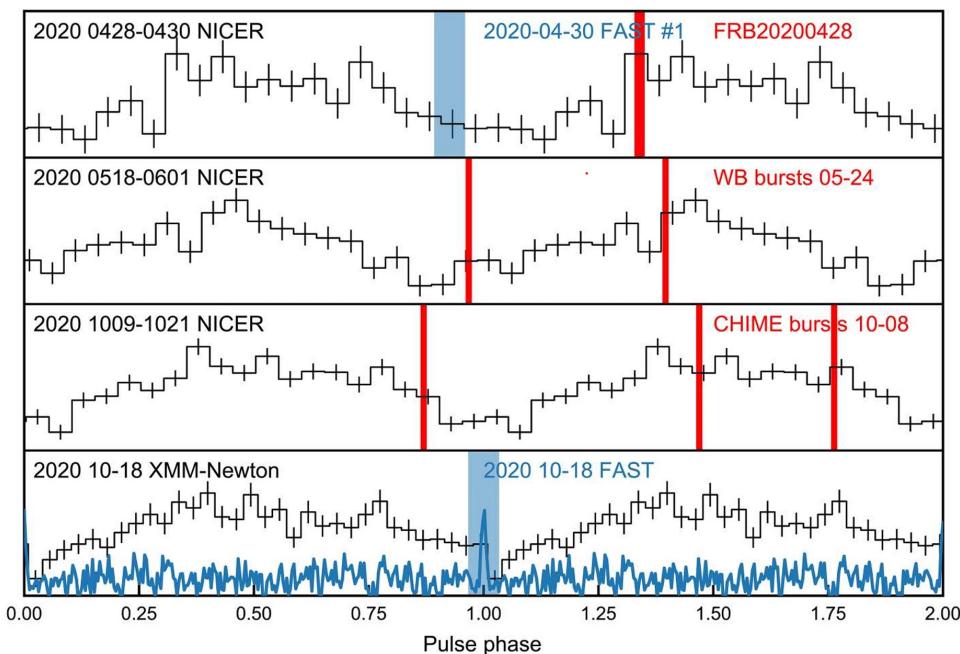


图 1.6: 来自 SGR 1935+2154 的 X 射线爆发和射电辐射。黑色直方图表示来自 X 射线卫星 NICER 或 XMM—Newton 的观测,红色区域表示不同射电望远镜探测到射电爆发的时间,蓝色区域表示 FAST 观测的时间。第一幅子图中的 FRB 20200428 暴发与磁星 X 射线暴在时间上是成协的,存在毫秒量级的延迟,蓝色区域表示 FAST 观测的时间内并没有看到射电信号^[85]。第四幅子图中的蓝色区域为 FAST 观测的 SGR 1935+2154 的射电脉冲。图引自 Zhu et al. (2023)^[84]。

关于快速射电暴的其他多波段或多信使对应体观测一直有在进行。可惜无论是在 FRB 事件前、事件发生时,还是事件后,来自光学的^[86-87]、来自空间高能卫星的^[88-91,75,92-93,70]、来自引力波探测器的^[94-95]和来自中微子探测器的观测^[96-99]截至目前并没有得到明确的成协信号。不过这些探测也能够对 FRB 的辐射机制做出一定的限制。受引力波事件 GW170817 与短伽马暴 GRB 170818A 多波段和多信使观测的鼓舞,人们也一直希望找到与快速射电暴成协的其他暂现源事件,特别是可能的双致密



星并合引发的短伽马暴事件。如果考虑到引力波事件与快速射电暴之间可能存在一定的时间延迟,在双中子星并合事件 GW190425 发生后的 2.5 小时, FRB 20190425A 被发现位于同一片引力波定位天区, FRB 有可能产生于并合事件产生的超大质量中子星塌缩为黑洞时抛射的磁层^[100]。GW190425 没有观测到对应的伽马射线暴, 可能是由于伽马暴喷流没有朝向地球。近期, 一个相干射电闪(Coherent radio flash)在短伽马射线暴 GRB 201006A 之后 76 分钟被发现^[101]。可惜由于观测到此事件的 LOFAR (The Low-Frequency ARray) 采用的是 10 秒一次的成像观测模式, 不知道这次射电暴发的准确脉冲时长, 他们估计为 7-8 秒, 远大于一般快速射电暴的脉冲时长(最为接近的是有 200 毫秒准周期子结构的 FRB 20191221A)。前者可惜于没有伽马射线暴被观测到, 后者遗憾于没有引力波事件观测到, 期待未来能有射电、高能和引力波同时观测的快速射电暴事件, 这将给出快速射电暴的起源决定性的证据。

1.1.3 宿主星系

暂现源的宿主星系观测可以给出暂现源是否为宇宙学现象的决定性证据, 且能提供暂现源起源的关键信息。在早期研究中, 由于快速射电暴毫秒量级的持续时间且为单次事件, 通常使用高灵敏度和较大视场但空间分辨率不足的单碟射电望远镜进行搜寻, 因此无法精确定位快速射电暴的宿主星系。重复快速射电暴的出现极大地推动了这一问题的解决。利用 FRB 20121102A 重复的特性, Chatterjee et al. (2017)^[71] 使用综合孔径望远镜 Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) 和 Arecibo 望远镜对 FRB 20121102A 进行了联合后续观测, VLA 成功观测到九个爆发并将其定位精度提高到亚角秒量级。后续 Gemini 望远镜的光学观测发现了它的宿主星系是一个红移为 0.19 的低金属丰度恒星形成矮星系, 见图 1.5^[58]。这是第一个被证认的快速射电暴宿主星系, 提供了快速射电暴宇宙学起源的决定性证据¹。此后澳大利亚平方公里阵列探路者 (Australian Square Kilometre Array Pathfinder, ASKAP) 等高分辨率射电望远镜的加入极大地扩充了快速射电暴宿主星系的样本。

¹虽然 FRB 20121102A 位于背离银心的低银纬区域(图 1.4), 它的观测色散量 DM 两倍超出于银河系星际介质所能贡献 DM, 且关于这个方向的多波段研究并没有发现明显的银河系电离结构^[47,102], 这些证据都支持其宇宙学起源。然而, 由于 Arecibo 的亚角分辨率有限, FRB 20121102A 的早期观测并不足以将其精确定位到一个宿主星系, 因此仍然存在其起源于银河系的可能性。



矮星系 (Dwarf galaxy) 是一类年轻的不规则星系, 其诞生和演化可能受到其与大质量星系相互作用的影响。矮星系的质量和恒星数量一般比银河系的低一个数量级以上, 恒星形成活动较为活跃 (比恒星形成率较大)¹, 金属丰度低, 一般认为矮星系是较为年轻的星系。核塌缩型超新星、超亮超新星和长伽马暴些目前公认与年轻大质量恒星死亡相关 (即年轻环境) 的暂现源经常被发现位于矮星系中^[103]。FRB 20121102A 位于矮星系中, 并且有一个需要持续供能的持续射电源, 这暗示着其中心天体可能是与大质量恒星死亡相关的致密天体, 特别是中子星。

FRB 20200428 和磁星活动成协的发现使得 FRB 起源于中子星的理论得到了进一步的认可。目前关于中子星的主流共识是其产生于大质量恒星演化到晚期核塌缩的产物。磁星 SGR 1935+2154 与超新星遗迹 G57.2+0.8 成协^[104-107], 见图 1.7, 这表明它源自核塌缩超新星事件。由于大质量恒星寿命很短 (相比于中等质量恒星有几个数量级的差距), 且年轻的中子星应该有更多的能量储备, 所以一个自然的推论是 FRB 应该位于恒星形成率较高的星系, 这与 FRB 20121102A 和 FRB 20190520B 位于矮星系的认识是一致的。一个直接的想法, FRB 来自于核塌缩超新星事件产生的中子星或磁星。

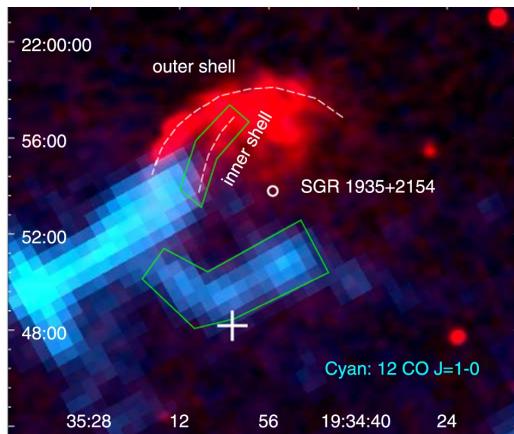


图 1.7: 超新星 G57.2+0.8, 红色表示 1.4 GHz 的射电连续谱观测, 青色部分来自 12 CO J=1-0。图引自 Zhou et al. (2020)^[107]。

¹一般用恒星形成率 (Star Formation Rate, SFR) 衡量整个星系的恒星形成率, 比恒星形成率 (specific Star Formation Rate, sSFR) 衡量星系质量平均的恒星形成率。以银河系为例, 银河系质量 $M_\star \sim 10^{12} M_\odot$, $SFR \sim 1 M_\odot \text{yr}^{-1}$, $sSFR = SFR/M_\star \sim 10^{-12} \text{yr}^{-1}$ 。由于矮星系的质量数个量级小于银河系, 其比恒星形成率很大。

然而也有许多与这个简单图像相反的证据出现。宇宙学快速射电暴的宿主星系呈现了十分广泛的类型,包括矮星系、大质量棒旋星系、棒旋星系中的球状星团、恒星形成星系,见图 1.8。甚至在宿主星系内部的位置也没有统一的趋势(位于恒星形成区、离恒星形成区有一定距离、远离恒星形成区、位于星系外围)^[108-113]。

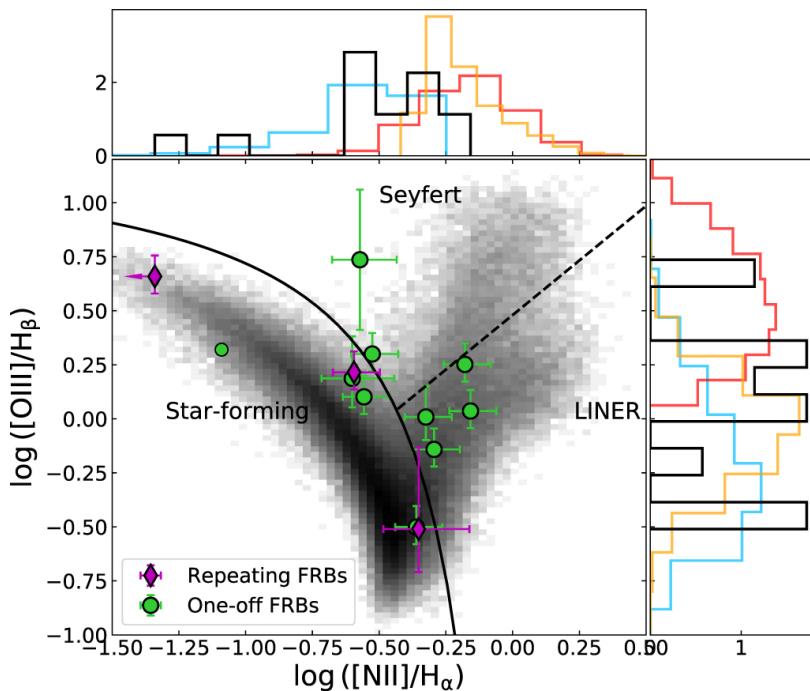


图 1.8: FRB 宿主星系在 BPT 星系分类图中的位置分布。顶部和右边的直方图插图显示了 FRB 宿主星系和其他星系在 BPT 星系分类图中的分布比较,黑色为 FRB 的分布,红色为 AGN 的分布,亮蓝色为恒星形成星系的分布,橙色为低电离星系核。图取自 Bhandari et al. (2022)^[112]。

FRB 20190520B 和 FRB 20220610A 具有极高的来自宿主星系或暴周环境的色散量 DM_{host} , 意味着它们可能具有致密的复杂环境^[45-46,114]。关于 FRB 20121102A 和 FRB 20190520B 的偏振研究显示它们的 RM 高达 10^5 rad m^{-2} 以及伴随着持续射电源的出现,意味着它们周围具有复杂的电磁环境^[56,45,78]。FRB 20121102A 和 FRB 20190520B 都位于超亮超新星和长伽马暴发生比较多的矮星系,加上它们复杂的电磁环境,这支持了 FRB 来自于超亮超新星和长伽马暴产生的年轻中子星^[115]。图 1.5 展示了 FRB 20121102A 的宿主星系及其在宿主星系中的位置,虽然这是一个恒星形成率高的矮星系,FRB 还是与恒星形成率最高的地方有一定的偏离。来自哈勃望远镜的观测表明非重复快速射电暴 FRB 20220610A 位于一个可能存在相互作用的星系群中^[114],



这是一种在 FRB 研究领域中前所未有的星系环境,当然这也有可能意味着星系相互作用激发了恒星形成,然而,这与非重复快速射电暴大多位于星系外围的观测结果不一致。

图 1.9 展示了一些 FRB 被定位在距离宿主星系相当远的地方(投影距离大于 5 kpc),这与短伽马暴或 Ia 型超新星这种需要相对恒星形成时间有明显延迟的暂现源相像。然而 FRB 20200120E 居然位于近邻星系 M81 中距离星系中心很远的一个球状星团上^[16,44],图 1.10,而球状星团一般认为没有大质量恒星,从而也没有通过大质量恒星核塌缩产生的中子星^[17]。关于这个球状星团的光谱观测显示,没有大质量恒星贡献的紫外超和气体发射线,这证实了这里没有大质量恒星^[44],如果这个 FRB 也来自于中子星,这个中子星的形成通道可能是白矮星吸积塌缩或双致密星并合^[118-122]。

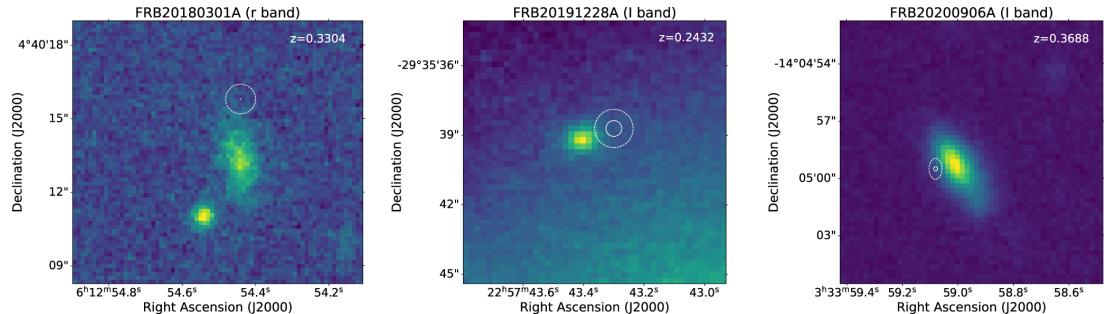


图 1.9: FRB 20180301A, FRB 20191228A, FRB 20200906A 及其宿主星系。这些 FRB 距离最亮的星系中心有明显的偏离。图引自 Bhandari et al. (2022)^[112]。

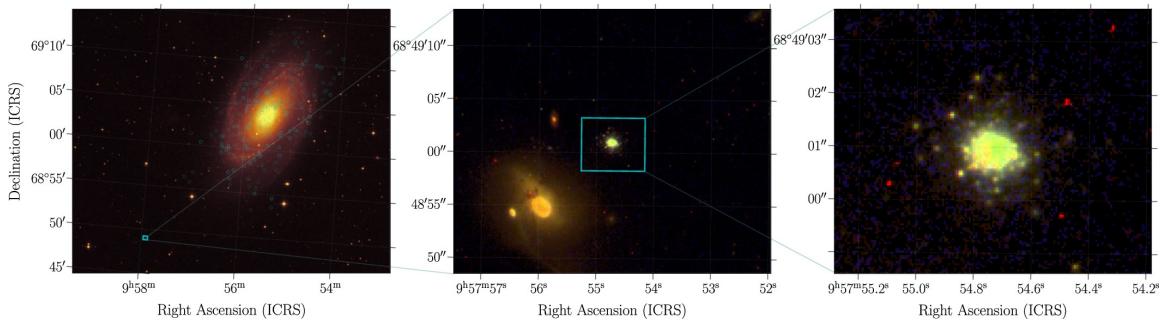


图 1.10: FRB 20200120E 宿主星系 M81 及其球状星团。左图来自 Digital Sky Survey (DSS) 的 R 波段,右上角的星系为 M81,左下角青色方框内为 FRB 所在球状星团。中图及右图来自哈勃望远镜,右图是中图青色框的放大版。图引自 Dage et al. (2023)^[122]。



1.2 起源模型和辐射机制

FRB 的观测特征为毫秒量级的持续时间, 央斯基量级的辐射流量密度以及高于银河系星际介质所能贡献的色散量。根据典型持续时间可以计算发光区域特征尺度, $l \sim c \times \Delta t = 3 \times 10^7 \text{ cm}$, 与中子星的特征半径 10 km 非常接近, 在这样短的时标内释放如此之大的能量 (10^{40} erg) 以及这个脉冲本身与脉冲星信号的相像让人们怀疑 FRB 来自与致密天体有关的剧烈活动。

如果 FRB 是来自宇宙学距离上的暴发, 即使观测的流量密度通量与普通的河内脉冲星接近, 单脉冲形状上也没有巨大的差别, 由于在距离上有几个数量级的差距, FRB 实际所释放的能量必将远远超过脉冲星, 从而应该来自一种新的机制。由于 FRB 是如此短时标的单次暴发, 一般来说射电望远镜很难将 FRB 的定位精度提高到能确认其宿主星系的情况¹。确认 FRB 的距离可以借助类似于估计河内脉冲星距离的 DM 估计方法。由于 DM 与射电信号穿过的距离有关, 如果我们能对其路径上的电子密度有足够的了解, 我们可以通过 DM 估计 FRB 的距离。在最一般的情况下, DM 的贡献可以分成以下几个部分: 银河系内星际介质、银河系银晕中的星际介质、星系周围的星际介质、星系间的星际介质、宿主星系内的星际介质以及 FRB 源周围的环境。我们在建立了每个部分的模型后, 就可以估计 FRB 的距离从而估计 FRB 的能量。

以第一个快速射电暴 FRB 20010724 为例, 对 FRB 的能量做一简单估计^[16](详细计算可见 2.2 节)。考虑 DM 贡献来自于银河系内星际介质 $\text{DM}_{\text{MW}} = 25 \text{ pc cm}^{-3}$, 星系际介质 DM_{IGM} , 宿主星系星际介质 $\text{DM}_{\text{host}} = 100 \text{ pc cm}^{-3}$ 。假设星系间的星系际介质是各向同性且完全电离的, 那么红移 z 与色散量 DM 的关系可以近似为 $\text{DM}_{\text{IGM}} \sim 1200z \text{ pc cm}^{-3}$ ^[123-124], 得到 FRB 20010724 的红移 $z \sim 0.2$, 对应的距离约为 1000 Mpc。做一保守估计取距离为 500 Mpc, $E \sim 4\pi r^2 F_\nu \nu W \approx 10^{40} \text{ erg}$, 远大于脉冲星的典型能量 10^{28} erg , 甚至是 Crab 脉冲星的巨脉冲 10^{31} erg ^[125]。如此大的能量差距意味着 FRB 应该是有别于 RRAT 和巨脉冲的一种全新射电暂现源。如果把 FRB 认为是来自于脉冲星及其罕见的巨脉冲, 即把脉冲星脉冲的能量分布延伸到 10^{40} erg , 这看起来也不是不能解释如此之大的能量。但是高能量脉冲的事件率是与能量成幂率关系的, 如此之大的能量意味着非常罕见的概率, 且会存在大量的低能脉冲, 而实际观测

¹ 目前有宿主星系红移定位的 FRB 源约为 21 个。



中又没有看到这些低能脉冲。

Lorimer et al. (2007)^[16] 简要讨论过 FRB 的可能起源, 他们根据上述的思路以及认为 FRB 20010724 在 90 个小时的后续观测中没有再次发现爆发, 他们认为 FRB 可能产生于双中子星并合^[126] 或黑洞蒸发^[127] 这样的一次性灾难性事件。假设 FRB 在天空中是各向同性分布的, 且总的观测时间是 20 天, 能够估计 FRB 的事件率约为 $90 \text{ day}^{-1} \text{ Gpc}^{-3}$, 大于双中子星系统和伽马射线暴的事件率, 但远小于核塌缩型超新星的事件率。

对于 Lorimer 暴, Popov & Postnov (2007)^[128] 从能量和事件率的角度提出了磁星巨耀发作为起源模型, 但是没有讨论具体的辐射机制。虽然磁星起源模型被 FRB 20200428 和磁星 X 射线暴的关联证实了, 但是 FRB 20200428 的能量低于宇宙学 FRB 一个量级, 且主流认为磁星产生于大质量恒星核塌缩的图像和 FRB 宿主星系及在宿主星系位置的观测有矛盾。

2014 年, Thornton et al. (2013)^[17] 新发现的四个非重复快速射电暴引起了更多理论天文学家的关注, 提出了更多的理论模型。Lyutikov (2013)^[129] 和 Totani (2013)^[130] 讨论了作为双中子星并合并阶段的相互作用可能导致曲率辐射从而产生 FRB。Kashiyama et al. (2013)^[131] 讨论了双白矮星并合产生高度磁化白矮星通过类似脉冲星的过程产生 FRB, 这个模型能够比较安全地解释 FRB 的事件率。Falcke & Rezzolla (2014)^[132] 提出 FRB 来自于双中子星并合产生的超大质量中子星塌缩成黑洞时抛射的磁层。Zhang (2014)^[133] 接着讨论在这种情况下 FRB 与 GRB 的可能联系以及 FRB 的可能的机制。涉及到双中子星的模型虽然没有能量需求的问题, 但是都不免遇到解释 FRB 事件率低于双中子星系统事件率的困难。Loeb et al. (2014)^[134] 提出了恒星星冕物质抛射模型解释 FRB, 由于星冕物质由等离子体构成, 可以贡献一部分色散量, 这种图像 FRB 不需要位于宇宙学距离, 从而不需要致密天体作为能量来源。

重复快速射电暴 FRB 20121102A 的发现打破了使用灾难性一次性事件解释所有 FRB 的可能^[47-48]。重复暴中几乎不变的色散量 DM 还排除了星冕物质抛射模型, 因为很难想象这个模型每次会产生一样的电子密度物质。FRB 20121102A $\sim 10^5 \text{ rad m}^{-2}$ 的法拉第旋量^[56] 及其持续射电源^[71] 的性质可以比较好的由中子星或磁星诞生时的抛射物与环境相互作用解释^[115,135-138], 然而这些模型预言的色散量和法拉第旋转量的长期演化并没有与后续观测一致。由于这种模型涉及刚诞生的中子星以及致密的环



境介质,这种模型还倾向于认为 FRB 产生于恒星形成区,但前文关于宿主星系的讨论中,这样的环境并没有占主导地位。

另一方面,一些来自偏振角变化和准周期的证据也支持 FRB 来自中子星。Luo et al. (2020)^[139] 发现重复快速射电暴 FRB 20180301 的偏振角在不同的暴发中会发生变化,这种现象与脉冲星极为相似。FRB 20191221A 在一个脉冲中展现了一个 200 毫秒的准周期结构^[37],这是第一次在 FRB 中发现如此接近脉冲星的周期。

FRB 20200428 与磁星活动成协的发现^[79-81]使得人们更相信 FRB 来自于中子星,Xie et al. (2023)^[140] 提出使用磁重联和逆康普顿散射解释磁星的 X 射线光变曲线和能谱,但是没有关于射电辐射很好的解释。

综上所述,目前关于 FRB 的主流认识是 FRB 最有可能来自中子星或磁星,Platts et al. (2019)^[141] 总结了各种不同的起源模型和辐射机制¹。然而宿主星系分布和统计分布告诉我们产生 FRB 的中子星可能有多种起源,不像是都来自于大质量恒星核塌缩图像。

1.3 统计属性

参照伽马射线暴早期的统计研究²,在每个不同的快速射电暴观测给出的多种多样的性质时,对整个快速射电暴群体做统计研究有助于寻找它们的规律。Yu et al. (2014) 讨论了 4 个 Thorone FRB 的红移(通过色散量计算的伪红移)分布,将统计学

¹https://frbtheorycat.org/index.php?title>Main_Page

²伽马射线暴是天空中一种在伽马射线波段突然增亮的暂现源,快速射电暴的研究发展过程与伽马射线暴类似^[142],我们希望从伽马暴的研究领域中借鉴一些方法。

在伽马射线暴的早期研究中,由于伽马暴瞬时辐射在秒量级的暂现特点,当时的研究很难发现它们的多波段对应体,很难得到关于伽马暴起源星体或前身星的信息。在伽马暴的余晖和宿主星系定位发现前,其宇宙学起源已被来自空间分布和数量-流量统计研究所侧面支持^[143]。

另一方面,统计研究还揭示了伽马暴的起源多样性。在 1993 年对康普顿伽马射线天文台(Compton Gamma-Ray Observatory, CGRO)上的暴和暂现源实验(Burst and Transient Source Experiment, BATSE)探测到的 260 个伽马暴进行统计学研究发现它们在时间长度上有潜在分为两类的可能性,将伽马暴分为短暴和长暴两种类型^[144]。这种分类在后续的研究中被证实对应着两种不同的起源,与超新星事件成协的长伽马暴和与双致密星并合引力波事件成协的短伽马暴。关于伽马射线暴的讨论可见 Zhang (2018)^[145]。



方法引入到 FRB 的研究中^[146]。随着越来越多的 FRB 被发现, 用统计方法研究 FRB 的各种物理量分布有助于增加我们对 FRB 的了解^[147-159]。例如, 在出现 FRB 宿主星系直接观测定位之前, 大致符合宇宙学三维空间分布的-1.5 幂率的 FRB 数量-流量统计分布从间接的方式支持了 FRB 的宇宙学起源^[148-149,152](图 1.11)。

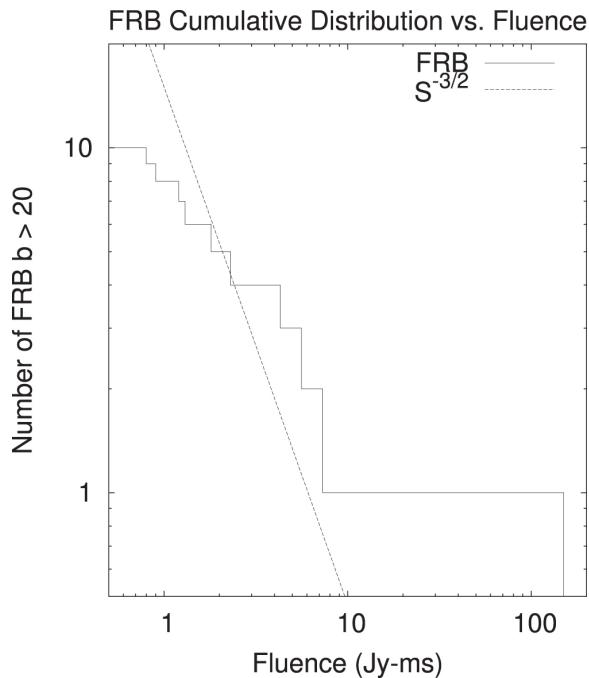


图 1.11: 10 个早期 FRB 的 log N-log F(数量-流量) 分布。阶梯线是观测数据, 虚线是均匀三维空间分布对应的-1.5 幂率。150 Jy ms 的点对应的是 Lorimer 暴。图引自 Katz (2016)^[148]。

暂现源统计研究的一个经典主题是暂现源的红移分布, FRB 的红移分布蕴含着关于它们起源的信息。还是以伽马暴为例, 长伽马暴的红移分布(在不同红移出现的频率或概率)接近宇宙恒星形成率(Cosmic Star Formation Rate, CSFR)^[160-166], 这与它们来自于大质量恒星晚期核塌缩有关。宇宙恒星形成率表示在不同红移处恒星诞生的多少, 由于大质量恒星的寿命很短, 简单地说, 可以认为它们在宇宙学时间上刚诞生就死亡, 从而与大质量恒星相关的长伽马暴的红移分布会接近宇宙恒星形成率。因为双致密星形成本身的演化和双致密星通过引力波消耗角动量缩短轨道并合需要 Gyr 量级的时间, 来自与双致密星相关的短伽马暴则严重偏离宇宙恒星形成率^[167-172]。

2018 年, Cao et al. (2018) 研究了 Parkes 探测到的 22 个 FRB 的红移分布和能量函数^[173], 发现这些 FRB 的红移分布可以很好的用双致密星并合模型拟合, 见图 1.12,



并提出 FRB 可能来自双致密星并合的产物而不是并合事件本身, 这有可能解释后来的 FRB20200120E。2021 年, Zhang et al. (2021) 用 27 个 Parkes FRB 和 ASKAP FRB 重新限制了红移分布和能量函数, 他们发现大质量恒星塌缩对应的宇宙恒星历史形成模型和双致密星并合模型红移分布都可以重现来自两个不同望远镜的观测分布^[158]。这些早期的统计研究受限于较小的样本容量, 很难给出明显的限制。

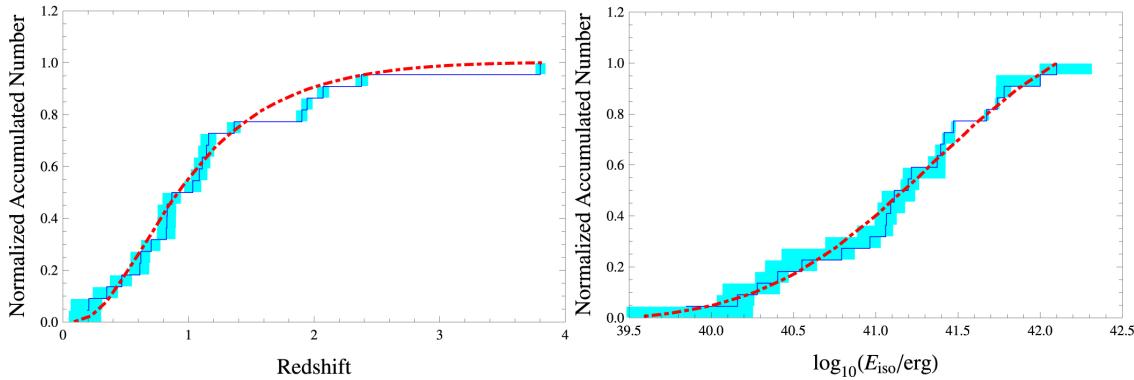


图 1.12: 左图为根据 Parkes FRB 色散量推算的红移累积密度分布, 误差范围来自对 DM_{host} 的假设, 红色为双致密星并合模型预测的分布。右图为能量累积密度分布。图引自 Cao et al. (2018)^[173]。

CHIME/FRB 在 2021 年发布了包含 500 多个源的 FRB 源表^[5], 使得利用来自单一望远镜均一观测的大样本统计研究成为可能。来自 CHIME/FRB 团队根据分析对不同银纬曝光时间和探测 FRB 数量的比较, 发现快速射电暴整体在天球上符合宇宙学起源的各向同性分布(图 2.2), 再一次间接确认了快速射电暴整体的宇宙学起源^[174]。关于色散量和散射时间的分布研究倾向于支持 FRB 来自类似于短伽马暴那样偏离星系中心或者拥有相对于银河系银盘脉冲星更复杂的环境^[175]。被学界热烈讨论的研究是, CHIME FRB 出现了重复暴和非重复暴有不同统计分布的趋势, 重复快速射电暴相比非重复快速射电暴在整体上有更大的脉冲宽度和更小的频率带宽(图 1.13)^[41]。使用机器学习的方法也支持了重复暴与非重复暴在某些性质上存在差异^[176-178]。

就本文所关心的 FRB 的红移分布而言, Zhang & Zhang (2022) 将他们在 2021 年的分析方法运用到 CHIME FRB 中, 发现宇宙恒星形成历史所对应的红移分布很难解释 CHIME 的观测分布, 他们发现使用双致密星并合模型可以比较好的解释, 但是需要的 100 亿年的延迟时间, 这与来自双致密星并合主流认识(10 亿年量级)有所矛盾^[179]。CHIME FRB 的红移分布不能被宇宙恒星形成历史所解释也被其他使用不同

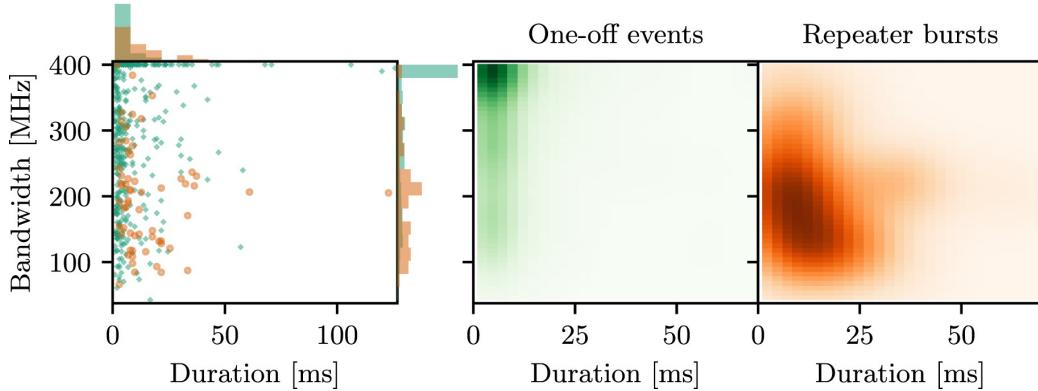


图 1.13: CHIME FRB 的频率带宽-脉冲宽度散点分布。红色点表示重复暴, 绿色点表示非重复暴。重复暴和非重复的频率带宽和脉冲宽度分布呈现了不一样的聚集。图引自 Pleunis et al. (2021)^[41]。

方法或样本选择的研究所支持^[180-182]。Shin et al. (2023) 发现 CHIME FRB 的红移分布符合恒星形成历史^[183], 但是这个结果可能源于他们去掉了低色散量和低信噪比的 FRB^[184], 从而距离较近的 FRB 被去掉了(距离较近的 FRB 可能来自于相对恒星形成历史有明显延迟的天体)。

除了重复暴与非重复暴在统计上存在差异, 非重复暴本身可能也有亚型快速射电暴存在的迹象。Guo & Wei (2022)^[185]发现 CHIME 的非重复暴可能可以被分为两类, 一类的红移分布趋近宇宙恒星形成历史, 另一类与恒星形成历史有明显的延迟, 两类非重复快速射电暴在光度, 亮温度和带宽上有不一样的依赖关系。Bhattacharyya et al. (2022)^[186]发现 CHIME 的低能 FRB 可能存在与高能 FRB 不一样的起源¹。Tang et al. (2023)^[187]发现 CHIME FRB 中低红移 FRB 存在超出, 且不能用选择效应解释。

除了对多个不同的 FRB 做统计研究, 对一些特别活跃的重复快速射电暴做统计研究也有助于加深我们对 FRB 的理解。我国的 FAST 望远镜借助于其遥遥领先的灵敏度在对单个源进行深度观察上做出了重要的贡献^[188,139,85,67,45,57,70,84]。FAST 在 2019 年 8 月至 10 月间对 FRB 20121102A 进行了深度观测, 探测到 1652 次独立暴发。Li et al. (2021)^[67]发现这些暴发的能量和等待时间 (Waiting time) 呈现双峰分布见图 1.14, 暗示着可能存在多种辐射机制或辐射区。这个例子说明即使在单个 FRB 源中都可能存在暴发的起源多样性。

¹他们估计能量时使用的是 NE2001 电子密度模型



(UT)2019/08/29-2019/10/29

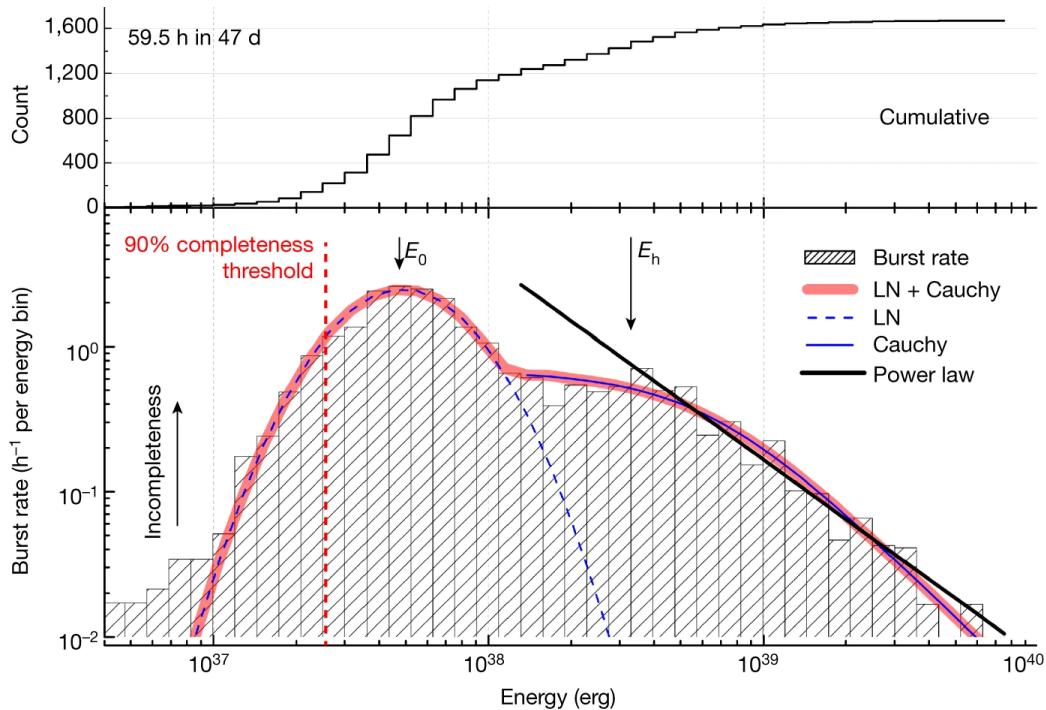


图 1.14: 上图: 47 天内的累积暴发分布。下图: 由对数正态分布(蓝色虚线)和柯西分布(蓝色实线)构成的双峰能量分布。黑色实线展示了对于能量 $> 2 \times 10^{38}$ erg 的暴发做单幂率拟合。图引自 Li et al. (2021)^[67]。

1.4 本文的研究动机

快速射电暴是一种短暂而剧烈的射电暂现源, 具有异常高的色散量, 这意味着宇宙学距离和巨大的能量释放。FRB 的能量特性和毫秒级的持续时间指向了它们可能源自致密天体, 如高度磁化的中子星, 的剧烈活动。此外, 一些 FRB 的重复性和与之相关联的持续射电源的发现进一步强化了中子星活动模型。近期, 从银河系磁星 SGR 1935+2154 观测到与其 X 射线暴成协的的 FRB 20200428, 提供了迄今为止最强的证据, 支持 FRB 与中子星之间的联系。然而, 鉴于 FRB 20200428 与其他宇宙学 FRB 相比能量显著较低, 我们仍不确定银河系内的 FRB 是否能完全代表宇宙中的 FRB。

无论快速射电暴是来自宇宙还是银河系, FRB 中子星起源和形成通道始终是一个重要的问题。我们在 1.1 节中介绍了 FRB 多种多样的观测性质和宿主星系分布。例如, 磁星 SGR 1935+2154 与超新星遗迹 G57.2+0.8 有关联, 这表明它源自核塌缩超新星事件。然而, 与超新星遗迹 G57.2+0.8 有关的 SGR 1935+2154 磁星, 提示其可能



源自核塌缩超新星事件。而重复 FRB 20200120E 被定位在 M81 银河的一个老年球状星团中, 表明其可能与老年恒星群体相关, 展现了 FRB 起源的复杂性。此外, 还有观测发现 FRB 靠近或远离恒星形成区, 以及有的位于宿主星系边缘的情况, 均指向了 FRB 或产生它们的中子星可能存在多种形成通道。

我们在 1.3 节介绍了将快速射电暴作为一个群体的统计研究也出现了多起源的证据。快速射电暴在能量和红移分布上显示的不一致性, 重复与非重复快速射电暴在频率带宽和脉冲宽度上的分布差异, 都支持多起源假设。以往的统计研究受限于有限的样本容量, 没有给出关于快速射电暴能量函数和红移分布很强的限制。关于非重复快速射电暴的研究大多假设他们来自于同一种起源。因此, 本文的目的是研究 CHIME FRB catalog 中非重复快速射电暴的能量函数, 多起源的可能以及他们的产生通道。

按时间顺序, 不同时期的快速射电暴综述可见 Katz (2016)^[189], Rane & Lorimer (2017)^[190], Lorimer (2018)^[11], Katz (2018)^[191], Keane (2018)^[192], Petroff et al. (2019)^[193], Cordes & Chatterjee (2019)^[194], Zhang (2020)^[142], Chatterjee (2021)^[195], Bhandari & Flynn (2021)^[196], Lyubarsky (2021)^[197], Nicastro et al. (2021)^[198], Caleb & Keane (2021), Pilia (2021)^[199], Xiao et al. (2021)^[200], Xu (2021)^[188], Petroff et al. (2022)^[201], Bailes (2022)^[202], Zhang (2023)^[184], Zhang (2023)^[203] 和 Ng (2023)^[204]。其中 Zhang (2023)^[184] 和 Petroff et al. (2022)^[201] 分别总结了最新主流的理论模型和主要观测进展。

我们将在第二章中讨论 CHIME FRB 的能量函数, 展现低能 FRB 的超出以及宇宙学 FRB 的红移分布和起源, 在第三章中讨论低能 FRB 与高能 FRB 更多的差异和低能 FRB 的起源, 在第四章中做出总结。



第二章 CHIME/FRB 统计分布

2.1 CHIME 简介

加拿大氢强度映射实验 (Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment, CHIME)^[205-206] 是位于加拿大 Penticton 自治领射电天文台 (Dominion Radio Astrophysical Observatory, DRAO) 的 $20\text{ m} \times 100\text{ m}$ 柱面天线干涉阵列, 见图 2.1。正如它的名字所暗示的一样, CHIME 原计划开展宇宙学研究, 在 $400 - 800\text{ MHz}$ 观测 $z \sim 0.8 - 1.5$ 中性氢, 通过重子声波震荡研究暗能量。由于宇宙学研究不需要关注特殊角度的天空, CHIME 没有安装可动结构, 只向上瞄准天顶位置的天空 (天顶式望远镜, transit telescope), 依靠地球自转实现不同角度的观测, 降低了建造成本。



图 2.1: 夜空下的 CHIME 望远镜。图取自 https://chime-experiment.ca/images/gallery/Full_chime_night_1.jpg。



在 2014 年左右建设的 CHIME 正好赶上了 FRB 领域的快速发展时期, 它合适的波段, 高灵敏度和超大视野使得它在 FRB 研究领域一枝独秀, 有力的推动了这个领域的发展^[207]。2018 年左右, CHIME 增加了专为 FRB 探测的 CHIME/FRB 后端^[208] 和专为脉冲星探测的 CHIME/Pulsar 后端^[209]。2018 年试运行期间, CHIME/FRB 成功第一次在 400-800 MHz 探测到 13 个 FRB^[210-211], 其中包含第二个重复快速射电暴^[212], FRB 180814.J0422+73(FRB 20180814A), 发现了快速射电暴的子脉冲结构和频漂现象。CHIME/FRB 连续在 2019 和 2020 报道多个重复 FRB^[213-214], 极大的增加了 FRB 的样本。2020 年 4 月 28 日, CHIME/FRB 和 Stare2 同时观测到与银河系磁星 SGR 1935+2154 的 X 射线暴成协的 FRB 20200428, 确认了 FRB 与中子星的重要联系^[79-81]。2020 年 6 月公布了第一个有 16.35 天周期的重复快速射电暴 FRB 20180916B^[60], 引发了众多关于 FRB 来自双星系统的讨论^[215-217]。2022 年, CHIME 发现 FRB 20191221A 在一个脉冲中展现出 216 ms 准周期现象^[37], 这个周期非常接近脉冲星的周期。

CHIME/FRB 在 2021 年公布了 CHIME/FRB Catalog 1^[55], 包含来自 2018 年 7 月至 2019 年 7 月的 536 个 FRB, 将当时独立 FRB 样本几乎提升了一个数量级, 除了来自这个团队自身的统计分析^[41,174,218,175,183], 还推动了众多来自别的团队的统计研究^[219,181,220,180,186,221-223,176,224,185,177-178,225-229,187,230-231,179,184]。一个直接且重要的发现是, 非重复快速射电暴和重复射电暴在脉冲宽度和带宽上有统计学上的区别, 重复快速射电暴的脉冲宽度更大且宽带更小。CHIME/FRB 团队分析的结果认为 FRB 的分布在天空中是各向同性的, 再一次确认了 FRB 整体是一种来自宇宙学距离上的暂现源。

2.2 CHIME/FRB 样本选择

来自 CHIME/FRB first catalog¹ 的数据包含 536 个事件^[55], 图 2.2 展现了这些 FRB 在银道坐标的分布及 CHIME 对不同天区的灵敏度。其中, 属于 18 个重复 FRB 的 62 个事件在本文中未予考虑。我们进一步排除了 “Fluence = 0” 的事件以及在软件升级期间被标记为 “excluded_flag” 的事件。因此, 样本中剩余 434 个事件。

假设所有选定的 FRB 均有宇宙学起源, 我们可以将它们的观测 DM 分解如下

¹<https://www.chime-frb.ca/catalog>

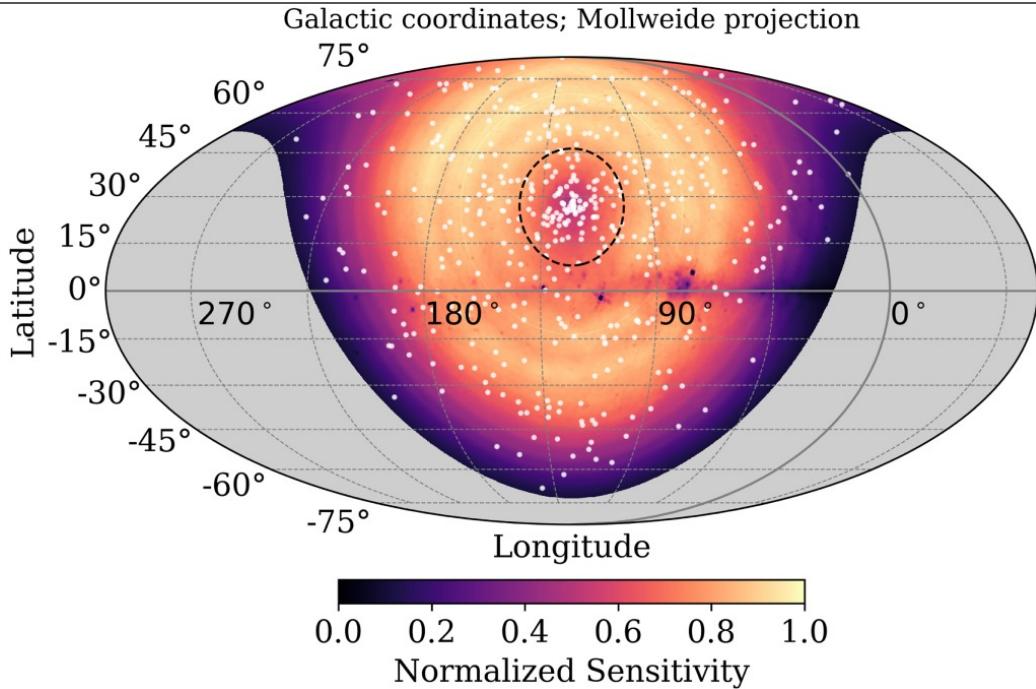


图 2.2: CHIME 视场的归一化灵敏度及探测的 FRB 在银道坐标中的分布。图引自 Josephy et al. (2021)。
[174]

[158,180] :

$$DM = DM_{MW} + DM_{halo} + DM_{IGM} + \frac{DM_{host}}{1+z} + \frac{DM_{sr}}{1+z}, \quad (2.1)$$

其中, DM_{MW} 和 DM_{halo} 代表来自银河系及银晕的贡献, DM_{IGM} 来自视线上星系际介质 (Intergalactic medium, IGM) 的贡献, DM_{host} 和 DM_{sr} 来自 FRB 宿主星系和源环境的贡献, $(1+z)$ 因子来自于宇宙学效应¹ 通过观测可以得到 DM , 如果我们建立模型估计 DM_{halo} , DM_{IGM} , DM_{host} 和 DM_{sr} , 则这个方程是仅关于红移 z 的方程, 由此我们可以估算 FRB 的红移。从 CHIME/FRB catalog 中, 我们可以直接找到 FRB 的 $DM_{ex} = (DM - DM_{MW})$ 值, 即 dm_exc_ymw16 , 其中 DM_{MW} 的值使用 YMW16 电子密度模型给出^[232]。根据前人对各个部分 DM 贡献的讨论^[158,179-181], 我们进一步采用 $DM_{halo} = 30 \text{ pc cm}^{-3}$ ^[233-234] 和 $DM_{host} = 107 \text{ pc cm}^{-3}$ ^[235]。最后, 忽略源环境的 DM 贡献, 我们将剩余的 DM 全部归因于 IGM 的贡献, 其表达式为^[236,42]:

$$DM_{IGM}(z) = 822 \int_0^z \frac{1+z'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} dz' \text{ pc cm}^{-3}, \quad (2.2)$$

¹在观测者系中 $\Delta t_{\text{obs}} \propto \nu_{\text{obs}}^{-2} DM_{\text{obs}}$, 由于宇宙学效应 $\Delta t_{\text{obs}} = (1+z)\Delta t_0$, $\nu_{\text{obs}} = \nu_0/(1+z)$, 带入得到 $\Delta t_0 \propto \nu_0^{-2}(1+z)DM_{\text{obs}}$, 从而 $DM_0 = (1+z)DM_{\text{obs}}$ 。



其中宇宙学参数取为 $\Omega_M = 0.315$ 和 $\Omega_\Lambda = 0.685^{[237]}$ 。需要注意的是, 对于 20 个 $DM_{\text{ex}} < DM_{\text{halo}} + DM_{\text{host}} = 137 \text{ pc cm}^{-3}$ 的 FRB, 上述计算会导致它们的 DM_{IGM} 值为负, 这显然是不正确的。这些结果可能是由于对宿主星系 DM 贡献的高估, 或者这些 FRB 实际上并非宇宙学起源。因此, 为了避免这种不确定性, 我们在本节的统计中排除了这 20 个低 DM 的 FRB。

根据公式 (2.2), 我们可以估计 FRB 的红移, 然后根据 Zhang (2018)^[238] 计算等效各向同性能量:

$$E = \frac{1}{1+z} 4\pi d_L^2 F_\nu \nu_c, \quad (2.3)$$

其中, 光度距离 d_L 由以下公式给出:

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z \frac{1}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} dz', \quad (2.4)$$

其中 $H_0 = 67.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, F_ν 是 FRB 的射电流量, $\nu_c = 600 \text{ MHz}$ 是 CHIME 望远镜的中心频率。FRB 能量的更精确估计需要对它们的能谱有足够的了解^[239-240], 才能修正宇宙学红移带来的影响。然而, 由于对 FRB 能谱实际上不清楚, 我们只能使用公式 (2.3) 给出的近似值, 前人的讨论认为这是可以接受的^[238]。

通过获得的 FRB 红移和能量的估计 (z, E) , 我们可以约束这些 FRB 的能量函数 (Enger Function, EF), 即不同能量出现的概率 $\Phi(E)$ 和红移分布 $\dot{R}(z)$, 即 FRB 出现在红移 z 的概率。能量大小和距离远近都会影响观测流量, 从而影响望远镜能否看到这些事件, 因此这两个因素是高度耦合的^[241,173,242,158-159,181,179]。幸运的是, CHIME FRB 的数量足够多, 使我们能够将它们分到几个狭窄的红移区间。具体来说, 采取五个红移区间分别为 $0 < z < 0.27$, $0.19 < z < 0.46$, $0.27 < z < 0.68$, $0.46 < z < 1.00$ 和 $0.68 < z < 3.30$, 对应的 FRB 数量分别为 100, 130, 160, 141 和 123。这里相邻区间有所重叠, 以保证充分使用所有样本。不同红移区间的子样本能量分布以直方图形式在图 2.3 中展示。由于红移范围相对较窄, 当我们对能量函数进行建模时, 可以近似地在每个区间内取一个恒定的 FRB 红移事件率。通过比较不同红移区间的能量函数参数值, 可以直接获得 FRB 率甚至 EF 的潜在红移演化。换句话说, 利用这种方法可以自然地解决能量函数 $\Phi(E)$ 和红移分布 $\dot{R}(z)$ 之间的耦合问题。



2.3 CHIME/FRB 能量函数

根据图 2.3 所展示的能量分布的直观印象, 它们的高能部分 (>40 erg) 均呈现出简单的幂律分布。由于这个能量范围倾向于不受望远镜阈值效应的影响, 观测到的幂律分布可能表明 FRB 具有内禀的幂律能量函数。由于能量函数在低能量处不应发散, 我们假设幂律将在特征能量 E_c 处被指数函数截断, 如下所示:

$$\Phi(E) \propto \left(\frac{E}{E_c}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E_c}{E}\right). \quad (2.5)$$

然后, 通过引入望远镜探测效率(探测概率) ϑ , 可以给出观测 FRB 的能量分布:

$$\frac{dN}{dE} \propto \Phi(E) \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \vartheta[F_\nu(E, z'), \text{DM}(z')] \frac{dV(z')}{1+z'}, \quad (2.6)$$

其中 (z_{\min}, z_{\max}) 对应红移区间的范围, $dV(z) = 4\pi d_c(z)^2 c H(z)^{-1} dz$ 是共动体积元, $d_c(z) = c \int_0^z H(z')^{-1} dz'$ 是共动距离, 因子 $(1+z')$ 代表观测者时间的宇宙学膨胀。探测效率可以分解成关于 FRB 的流量和 DM 的函数, 因此我们可以如下表达:

$$\vartheta(F_\nu, \text{DM}) = \zeta(F_\nu) \eta(\text{DM}). \quad (2.7)$$

一方面, CHIME/FRB Collaboration (2021)^[55] 和 Hashimoto et al.^[180] 给出了

$$\eta(\text{DM}) = 0.8959[-0.7707(\log \text{DM})^2 + 4.0561(\log \text{DM}) - 5.6291],$$

其中系数 0.8959 用于关于 DM 探测效率的归一化。另一方面, 如 Zhang & Zhang (2022)^[179] 所讨论, 关于 CHIME 望远镜的阈值很可能存在一个“灰色区域”, 而不是以往工作中经常简化假设的固定值。这意味着, 当流量低于阈值 $F_{\nu,\text{th}}^{\max}$ 时, 探测效率应随着流量的减少而逐渐降低。探测效率可以经验性地表示为:

$$\zeta(F_\nu) = \begin{cases} 0, & F_\nu \leq F_{\nu,\text{th}}^{\min} \\ \left[\frac{\log(F_\nu/F_{\nu,\text{th}}^{\min})}{\log(F_{\nu,\text{th}}^{\max}/F_{\nu,\text{th}}^{\min})} \right]^3, & F_{\nu,\text{th}}^{\min} < F_\nu < F_{\nu,\text{th}}^{\max} \\ 1, & F_\nu \geq F_{\nu,\text{th}}^{\max} \end{cases}. \quad (2.8)$$

根据观测数据, 我们可以直接取 $F_{\nu,\text{th}}^{\min} = 0.3$ Jy ms(没有低于这个值的 FRB 被观测到), 而 $F_{\nu,\text{th}}^{\max}$ 作为一个自由参数。

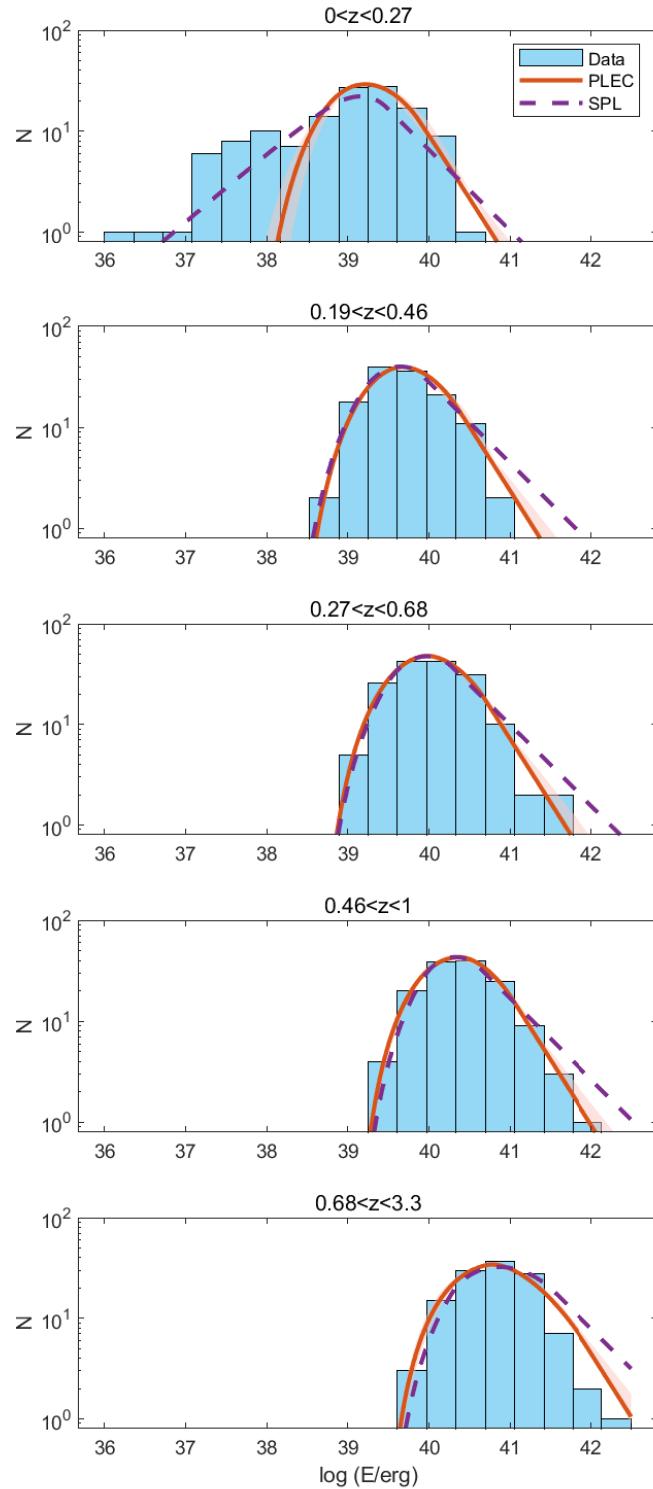


图 2.3: FRB 在不同红移区间内的能量分布。红色实线核紫色虚线分别代表在方程 (2.6) 使用 SPL 和 PLEC 能量函数对 $E > 2 \times 10^{38}$ erg 能量的样本进行拟合。阴影区域代表拟合的 95 置信区间, 拟合参数可见表 2.1。



表 2.1: 能量函数的参数

Model	$F_{\nu, \text{th}}^{\max} / (\text{Jy ms})$	α	$\log E_c / (\text{erg})$
SPL	$2.63^{+0.93}_{-0.67}$	$1.80^{+0.12}_{-0.12}$	—
PLEC	$6.73^{+6.61}_{-3.21}$	$2.27^{+0.17}_{-0.26}$	$38.71^{+0.23}_{-0.27}$

对 FRB 的观测能量分布的拟合在图 2.3 中展示, 相应的参数列在表 2.1 中。首先, 如果考虑低能截止可能远低于最小观测能量, 尝试了一个无指数函数截止的单幂律 (Single Power Law, SPL) 能量函数进行拟合。然而, 在这种情况下, 即使我们放弃最低能量样本 $E \lesssim 2 \times 10^{38} \text{ erg}$, 几乎不可能调和低能部分和高能部分的拟合, 其中低能部分明显出现了超出。只有考虑能量函数包括其指数可以随红移演化, SPL 模型的这一困难才能减轻。相反, 除低能超出外, 引入低能截止可以轻松地在所有红移范围内的分布都能得到统一且良好的拟合。一方面, 引入带有低能指数截断的幂律能量函数 (Power Law Exponential Cutoff, PLEC) 可以为高能 FRB (High Energy FRB, HEFRB) 的能量分布提供一个有效的描述, 并且不需要额外的红移演化。另一方面, 这从 HEFRB 推断出的 EF 不能扩展到低能量范围, 低能量过剩可能是真实的。这可能表明, 如果所有的非重复 FRB 仍然有一个共同的起源, 那么 (i) 低能 FRB (Low Energy FRB, LEFRB) 需要第二个 EF 组成部分, 且 (ii) 低能量范围内探测效率的抑制被高估了。尽管考虑了这些模型修正, 仍然难以解释相对较高红移 ($z \gtrsim 0.27$) 时 LEFRB 的突然消失。可能的解释是, LEFRB 可能有与 HEFRB 完全不同的起源, 且 LEFRB 只能在近距离观测到。

应强调的是, 这里设定的 HEFRB 和 LEFRB 之间的分界线大约在 $2 \times 10^{38} \text{ erg}$ 附近, 实际上并不严格, 某种程度上取决于 DM_{halo} 、 DM_{host} 和 DM_{sr} 值的假设。尽管如此, 这个分界线的可能移动并不会消除 LEFRB 的特殊性。我们将在下一章深入讨论 LEFRB。

2.4 宇宙学 FRB 的红移分布

根据 HEFRB 的红移分布与宇宙恒星形成率 (Cosmic Star Formation Rate, CSFR) 之间的差别可以推断出 HEFRB 的起源线索, 这一点在以前的研究中已经多次被讨



论^[241,173,158-159,181,179]。红移分布与暂现源起源的关系可见 1.3 节。在此, 我们考虑加入前文所讨论的新因素, 包括 CHIME 的选择效应、能量函数与红移分布的解耦和 LEFRB 样本的剔除, 重新讨论这一问题。具体来说, 我们使用蒙特卡罗方法模拟 HEFRB 的红移和能量分布, 如之前的研究所用^[158,179,181]。简而言之, 我们通过蒙特卡洛方法产生了带有 (E, z) 的模拟 FRB, 并使用选择效应公式 (2.7) 来决定这些模拟 FRB 是否可以被“观测”到。这一模拟的关键输入是 HEFRB 的能量 E 和红移 z 的概率密度, 分别可以通过公式 (2.6) 和

$$p(z) \propto \dot{R}_{\text{HEFRB}}(z) \frac{1}{1+z} \frac{dV}{dz}, \quad (2.9)$$

来描述, 其中 $\dot{R}_{\text{HEFRB}}(z)$ 是 HEFRB 的红移分布。

我们考虑了两种代表性的事件率类型:

情形 I: HEFRB 由大质量恒星核塌陷产生的年轻中子星产生。那么, 它们的红移分布与大质量恒星的 CSFR 成正比。对于正常的 NS, 我们取 $m_1 = 8 M_{\odot}$ 和 $m_2 = 30 M_{\odot}$ 。然后, 我们有:

$$\dot{R}_{\text{HEFRB}}(z) \propto f_m \dot{\rho}_*(z), \quad (2.10)$$

其中 CSFR 由 Yuksel et al. (2008)^[243] 给出,

$$\dot{\rho}_*(z) \propto \left[(1+z)^{a\eta} + \left(\frac{1+z}{B}\right)^{b\eta} + \left(\frac{1+z}{C}\right)^{c\eta} \right]^{1/\eta}, \quad (2.11)$$

带有 $a = 3.4, b = -0.3, c = -3.5, B \simeq 5000, C \simeq 9$, 和 $\eta = -10$ 。前身星质量要求的分数表示为:

$$f_m = \frac{\int_{m_1}^{m_2} \xi(m, z) dm}{\int_{m_{\min}}^{m_{\max}} m \xi(m, z) dm}, \quad (2.12)$$

恒星初始质量函数 (Initial Mass Function, IMF) 采用 Dave (2008)^[244]:

$$\xi(m, z) \propto \begin{cases} m^{-1.3} & m < \hat{m}(z) \\ m^{-2.3} & m \geq \hat{m}(z) \end{cases}. \quad (2.13)$$

从普遍性考虑, 我们假设 IMF 的断点可能随红移演化为 $\hat{m}(z) = 0.5(1+z)^{\beta} M_{\odot}$, 这导致 HEFRB 率的额外演化。这种考虑以前被 Wang & Dai (2011)^[165] 采用来解释长伽玛射线暴的红移演化。



情形 II: 产生 HEFRB 的年轻 NS 是由致密双星合并 (例如, 双 NS、NS-WD 和双 WD 等) 形成的。在这种情况下, HEFRB 的红移分布通过延迟时间 τ 与 CSFR 连接, 这在一些研究领域被普遍使用^[245-248] :

$$\begin{aligned}\dot{R}_{\text{HEFRB}}(z) &\propto (1+z) \int_0^{t-t_b} \frac{\dot{\rho}_*(t-\tau)}{1+z(t-\tau)} P(\tau) d\tau, \\ &\propto (1+z) \int_{z(t)}^{z_b} \frac{\dot{\rho}_*(z')}{1+z'} P(t-t') \frac{dt}{dz'} dz',\end{aligned}\quad (2.14)$$

我们设定 $z_b = 8$ 。 $P(\tau)$ 是延迟时间的概率分布, 通常假设为^[249-250] :

对数正态分布 (Lognormal function),

$$P(\tau) \propto \exp \left[-\frac{(\ln \tau - \ln \tau_{\text{LN}})^2}{2\sigma_{\text{LN}}^2} \right]. \quad (2.15)$$

幂率分布 (Power-law function),

$$P(\tau) \propto \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^{-1} e^{-\tau_c/\tau}. \quad (2.16)$$

表 2.2: HEFRB 的参数

Model	Parameter	$p_{\text{KS},E}$	$p_{\text{KS,DM}_E}$
A	$\beta = -3.89$	0.0072	e-4
B	$\tau_{\text{LN}} = 0.23 \text{ Gyr}$	0.98	0.87
	$\sigma_{\text{LN}} = 1.52 \text{ Gyr}$		
C	$\tau_c = 0.29 \text{ Gyr}$	0.82	0.25

我们探讨了三种不同模型产生模拟样本并与观测的 HEFRB 进行比较, 包括质量恒星核塌陷起源模型 (考虑带有演化的初始质量函数, 模型 A)、具有对数正态分布时间延迟的并合起源模型 (模型 B) 和具有幂律分布时间延迟的并合起源模型 (模型 C)。最佳拟合的参数及其对应的 p_{KS} 值列在表 2.2 中。首先, 如 Cao et al. (2017)^[241] 和 Zhang & Zhang (2022)^[179] 之前发现的, 我们的图 2.4 (a) 显示, 无论是否引入演化的 IMF, 核塌陷起源模型明显偏离观测分布。相反, 如我们在图 2.4 (b) 和图 2.4 (c) 中展示的, 通过引入时间延迟, 无论是对数正态情形还是幂律情形, 分布的拟合都可以显著改善。特征延迟时间的限制值基本上与 Cao et al. (2018)^[173] 和 Zhang & Zhang (2022)^[158] 的结果一致, 但小于 Zhang & Zhang(2022)^[179] 的结果。

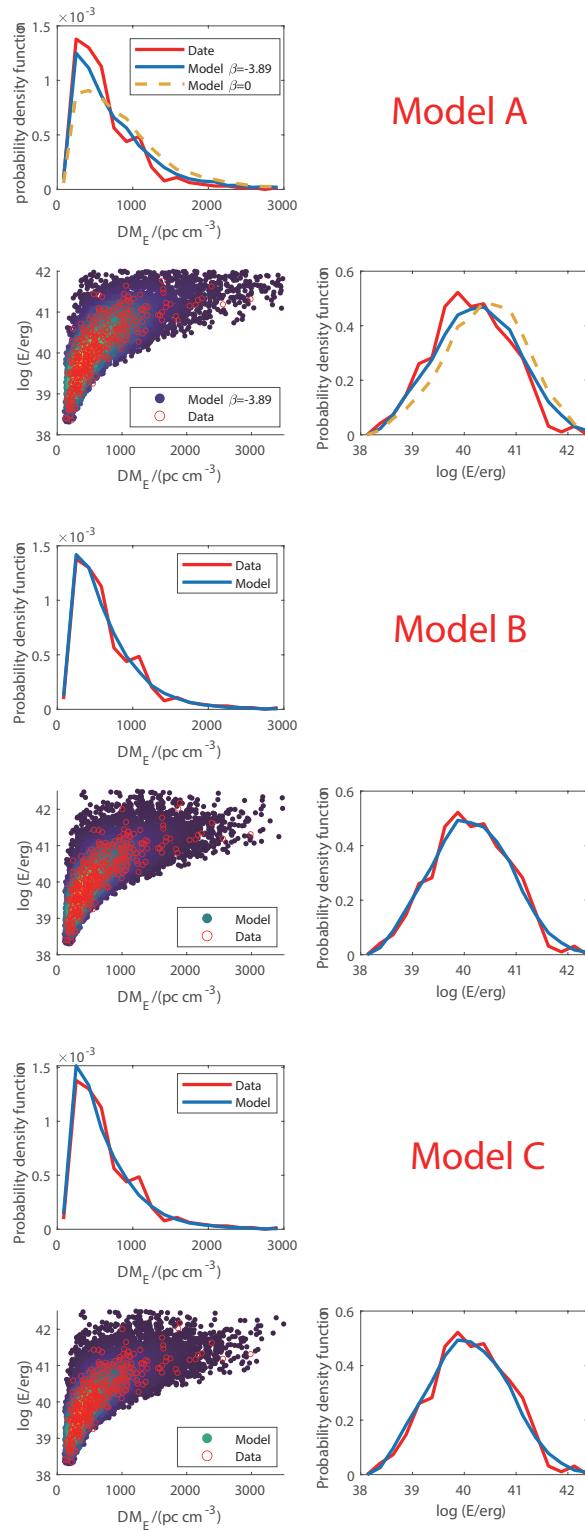


图 2.4: 蒙特卡洛模拟样本与实际观测 HEFRB 比较。每一个模型, 左上和右下子图分别代表 $DM_E = DM_{\text{IGM}} + DM_{\text{host}}/(1+z)$ 和能量分布。



我们只能大致讨论哪些致密双星并合对应于这个特征延迟时间,因为在这种星族模拟中存在不确定性。考虑到洛希瓣溢流和共同包层演化,在 Ia 型超新星的单简并场景和双简并场景中, Mennekens et al. (2010)^[251] 给出了一个在大约 0.1 Gyr 达到峰值的双 WD 并合的延迟时间分布。考虑到广泛的初始条件和不同的 NS 出生踢速度分布, Toonen et al. (2018)^[252] 发现 NS 和 WD 的并合通常在 0.01 – 1 Gyr 内发生。最近, Kobayashi et al. (2023)^[253] 表明, 以前的二元星族合成模型难以解释银河系中观测到的元素丰度, 双 NS 并合需要一个大约 0.1 Gyr 的较短延迟时间分布。大致而言, 我们的特征延迟时间大约在 0.2 – 0.3 Gyr 左右, 接近于 NS-WD、双 NS 和双 WD 并合的延迟时间。

最后, 我们可以估计 HEFRB 的局部事件率如下。为了获得与观测分布相同的 383 个可检测 HEFRB, 我们需要生成大约 61,000 个模拟样本, 其中大约 181 个样本位于 1 Gpc 的距离内。因此, HEFRB 的局部事件率可以估计为:

$$\begin{aligned}\dot{R}_{\text{HEFRB}}(0) &\sim \dot{R}_{\text{sky}} \cdot \frac{380\text{HEFRB}}{600\text{FRB}} \cdot \frac{61000}{380} \\ &\quad \times \frac{181\text{ Gpc}^{-3}}{61000\text{ sky}^{-1}} \cdot \frac{365\text{day}}{\text{yr}} \\ &= 9 \times 10^4 \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1},\end{aligned}\tag{2.17}$$

其中 $\dot{R}_{\text{sky}} \sim 820 \text{ sky}^{-1}\text{day}^{-1}$ 是 CHIME/FRB Collaboration (2021)^[55] 给出的 FRB 的全天事件率。

2.5 小结

本章讨论了 CHIME FRB 的统计分布。[2.1](#) 节介绍了 CHIME 望远镜的性能指标。[2.2](#) 节介绍了 CHIME 对不同天区的探测灵敏度及本文所使用的样本选择。[2.3](#) 节讨论了 CHIME FRB 的能量函数, 我们发现高能 FRB 可以用带有低能指数截断的幂率的能量函数描述, 其幂率为 2。我们发现低能 FRB 存在一定的超出, 与高能 FRB 表现出不一样的性质, 我们将在下一章继续讨论低能 FRB 存在的可能性及其与高能 FRB 的统计学差异。[2.4](#) 节讨论了高能 FRB 的红移分布, 发现它们不能用宇宙恒星形成率对应的红移分布再现观测结果, 说明宇宙学 FRB 中的很大一部分也许不是来自超新星爆发。相对宇宙恒星形成率有对数正态分布或幂率分布的时间延迟可以很好的重



现 CHIME 的观测结果, 这意味着高能 FRB 可能来自于双致密星并合 (中子星-中子星, 中子星-白矮星, 白矮星-白矮星) 事件或这些事件的产物。



第三章 LEFRB 的可能起源

3.1 空间分布

3.1.1 快速射电暴的空间分布

除了根据能量 $E \lesssim 2 \times 10^{38}$ erg 定义的 29 个 LEFRB 外, 我们还将 2.2 节统计中排除的 20 个低 DM FRB 分类为 LEFRB, 考虑到它们潜在的近距离和低能量。所涉及的每种天体样本大小可见表 3.1。为了澄清 LEFRB 和 HEFRB 之间的差别, 我们在图 3.1 中绘制了它们的空间分布。图 3.1 的直观印象是 LEFRB 好像有一些倾向于聚集银盘的趋势。根据图 2.2 所展示的, 由于 CHIME 的观测主要集中在银经 ($40^\circ - 200^\circ$), 下面的数据和讨论将只考虑在这个区域内。

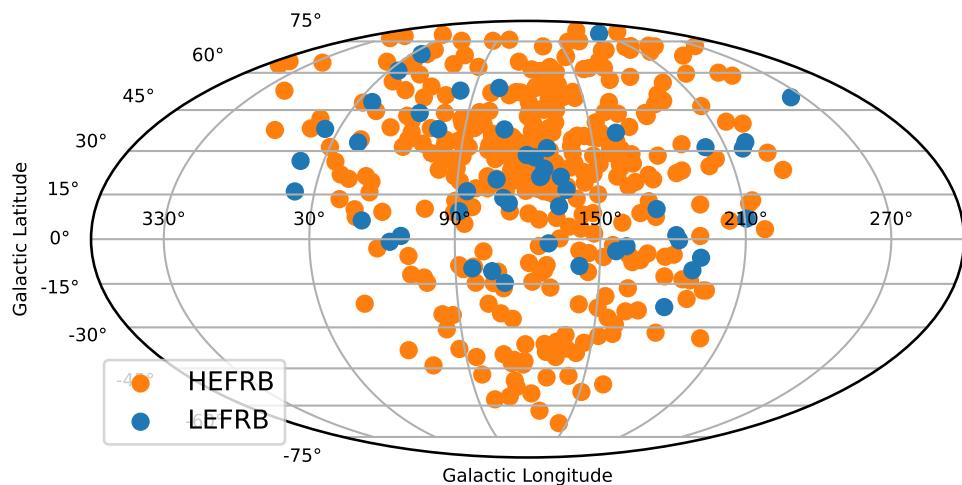


图 3.1: Mollweide 投影下的 LEFRB 和 HEFRB 的银道坐标分布。

根据直接观测数据可以绘制 LEFRB 和 HEFRB 的银经分布和银纬分布, 见图 3.2。从左下的二维概率分布来看蓝色等高线图代表的 LEFRB 更接近银盘。左上的



Range/Type	LEFRB	HEFRB	Psr	SGR/AXP	Glo	MSP	RRAT
(0°, 360°)	49	385	2912	31	157	503	211
(40°, 200°)	37	344	910	7	20	153	86

表 3.1: Psr, MSP, RRAT 数据来自 ATNF catalog^[254]。Psr 为所有周期大于 0.01s 的脉冲星, MSP 为所有周期小于 0.01s 的脉冲星, RRAT 为 'PSR' 标记为 RRAT 的脉冲星。球状星团 Glo 数据来自 Harris (1996)^[255]。磁星 SGR/AXP 数据来自 Olausen & Kaspi (2014)^[256]。

银经的分布好像差别不大, 而右下银纬的分布确实如图 3.1 的直观印象一样, LEFRB 分布趋向于银盘。为了定量描述两种分布有多大差别, 我们根据累积密度函数计算

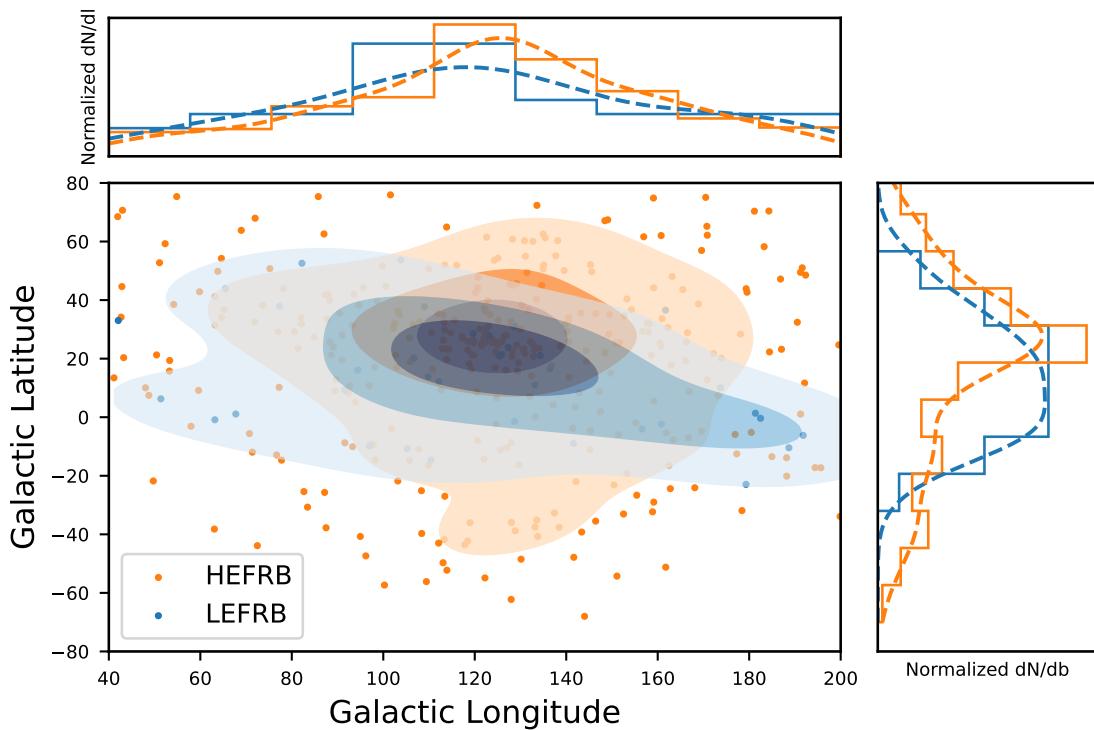


图 3.2: 左下:LEFRB 和 HEFRB 的坐标散点分布, 等高线部分是二维核密度估计 (2D Kernel Density Estimation, 使用 `scipy.stats.gaussian_kde` 计算^[257]) 给出的概率分布。左上: 实线银经坐标的直方图分布, 对应颜色虚线核密度估计给出的概率分布。右下: 实线银纬坐标的直方图分布, 对应颜色虚线核密度估计给出的概率分布。

Kolmogorov-Smirnov (KS) 检验 p 值, p 值越小, 代表两种分布越不可能来自同一种母分布。如图 3.3 所示, LEFRB 和 HEFRB 的经度分布大体相同, Kolmogorov-Smirnov (KS) 检验返回的 p_{KS} 值为 0.43。然而, 纬度分布的结果为 $p_{KS} = 0.009$, 两种 FRB 可

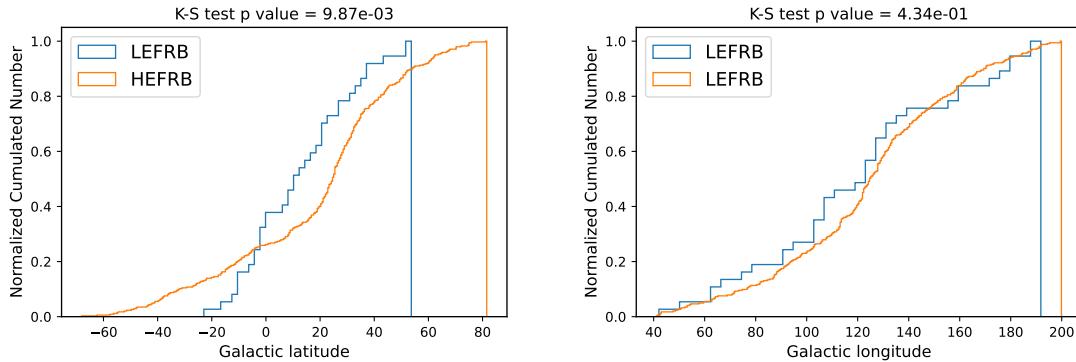


图 3.3: LEFRB 和 HEFRB 银纬累积密度分布 (左) 和银经累积密度分布 (右), 标题为 KS 检验 p 值。

能不是来自同一分布。

望远镜的观测结果受选择效应的影响很大, CHIME 也不例外。以上讨论的纬度分布不同有可能是选择效应的结果, 为此我们需要修正选择效应带来的影响。在 1.2 节和 1.3 节已经讨论过 HEFRB 的宇宙学起源, 从而 HEFRB 在天球上的内禀分布应该是均匀各向同性的。因此, HEFRB 的在天球上内禀分布是均匀的, 图 3.1 的观测空间分布是 CHIME 探测效率方向依赖性 (例如对不同天区的曝光时间等) 的结果。根据这一考虑, 我们可以唯像地定义 CHIME 对银经和银纬的探测效率 $f(l, b)$:

$$\rho_{\text{HEFRB}} f(l, b) = \frac{dN_{\text{HEFRB}}^{\text{obs}}}{dA} = \frac{dN_{\text{HEFRB}}^{\text{obs}}}{\cos b db dl}, \quad (3.1)$$

其中 $\rho_{\text{HEFRB}} = \frac{dN_{\text{HEFRB}}}{dA}$ 是 HEFRB 在天球上单位面积的内禀分布, 根据前面的讨论, 它应该是一个常数, l 和 b 是银河经度和纬度, $\cos b$ 表示来自于球面坐标对不同纬度面积元的修正。公式 3.1 表示 FRB 的真实分布是均匀的, 受到 CHIME 探测效率 $f(l, b)$ 的影响, 产生了观测到的分布。根据上述表达式, 我们可以通过以下方式推导出 LEFRB 在天球上的内禀密度:

$$\rho_{\text{LEFRB}}(l, b) = \frac{dN_{\text{LEFRB}}^{\text{obs}}}{\cos b db dl} / f(l, b) = \frac{dN_{\text{LEFRB}}^{\text{obs}}}{db dl} / \frac{dN_{\text{HEFRB}}^{\text{obs}}}{db dl}。 \quad (3.2)$$

图 3.4 展示了 $\rho_{\text{LEFRB}}(l, b)$ 的分布, 可以看到 LEFRB 确实趋向于低银纬。

如果这个集中趋势不是来自于数据不够的统计涨落, 而是真实的内禀分布, 那么 LEFRB 可能起源于银河系内。

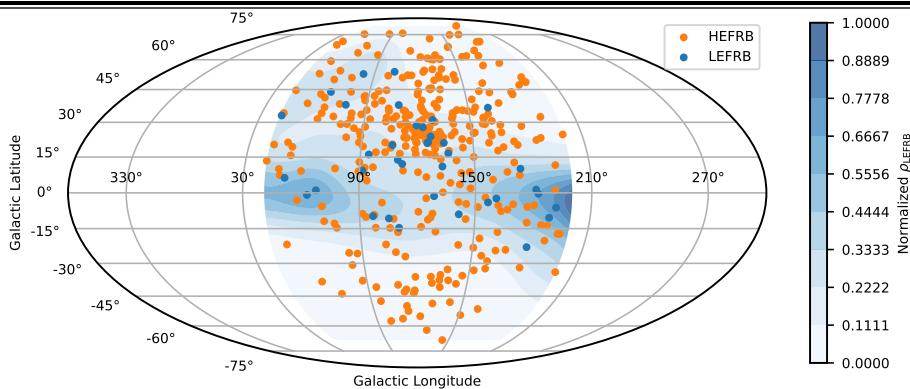


图 3.4: Mollweide 投影下的观测 LEFRB 和 HEFRB 的银道坐标分布。蓝色阴影区域是公式 3.2, 最大值归一化到 1。

3.1.2 脉冲星的空间分布

如果 LEFRB 起源于银河系内, 它们与目前已知的银河系脉冲星族群关系如何?

至今有 3000 多个脉冲星被观测到, 图 3.5 展示了澳大利亚望远镜国家设施(ATNF)网站下载的脉冲星源表¹。根据观测特性或所在位置, 脉冲星可以被分为普通脉冲星, 毫秒脉冲星, 球状星团中的脉冲星, 旋转射电暂现源, 磁星等, 下面简要介绍部分后文中会涉及到的脉冲星概念。关于脉冲星的更多细节可见 Yu (2022)^[258], Wu et al. (2018)^[259], Lorimer & Kramer (2012)^[260] 和 Lyne et al. (2022)^[261]。

普通脉冲星 (Normal Pulsar): 周期大于 30 ms 左右的脉冲星。

毫秒脉冲星 (Millisecond Pulsar): 周期低于 30 ms 左右的脉冲星。

有超新星遗迹 (Supernova Remnant, SNR) 的脉冲星: 目前脉冲星被广泛认为是来自大质量恒星晚期核塌缩的产物, 大质量恒星的死亡会伴随大量抛射, 产生超新星爆发 (Supernova)。超新星抛射物经过长时间的辐射慢慢冷却和减速, 最终形成了超新星遗迹。

旋转射电暂现源 (Rotation Radio Transient, RRAT): 2006 年通过单脉冲搜索技术发现的新型天体, 目前广泛被认为是具有偶发脉冲的脉冲星。

反常 X 射线脉冲星 (Anomalous X-ray Pulsars, AXPs) 和软伽马重复暴 (Soft Gamma Repeaters, SGR): 不能由通常中子星自转能量解释, 在 X 射线波段或伽马射线波段有脉冲的脉冲星, 能量来源可能是脉冲星的磁场, 所以被统称为磁星 (Magnetar)。

¹<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

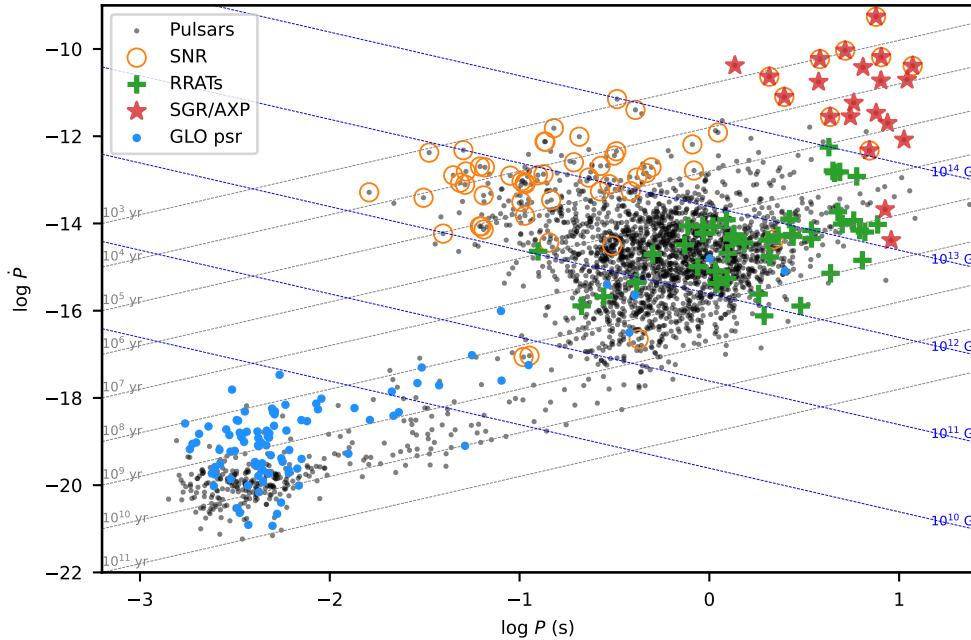


图 3.5: 脉冲星的周期-周期导数图。黑色点代表有周期和周期导数的所有脉冲星, 橙色空心圆圈代表有脉冲星遗迹的脉冲星, 绿色十字代表旋转射电暂现源, 红色星号代表磁星, 蓝色圆点代表球状星团中的脉冲星。

球状星团 (Globular Cluster) 脉冲星: 位于球状星团中的脉冲星, 大部分是毫秒脉冲星以及在双星系统中。由于球状星团年老和高恒星密度的特性, 球状星团中的脉冲星可能通过动力学方式组成双星并吸积物质, 从而自转加快到变成毫秒脉冲星。

图 3.6 展示了 LEFRB 与银河系脉冲星在银道坐标上的分布。考虑到关于经度分布的对称性, 我们更关心 LEFRB 在银河纬度上的数量分布, 可以表示为:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{LEFRB}}}{db} &\propto \cos b \cdot \rho_{\text{LEFRB}}(l, b), \\ &\propto \cos b \frac{dN_{\text{LEFRB}}^{\text{obs}}/db}{dN_{\text{HEFRB}}^{\text{obs}}/db}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

而 HEFRB 的情况可以简单写为:

$$\frac{dN_{\text{HEFRB}}}{db} \propto \cos b. \quad (3.4)$$

使用这些表达式, 我们可以在图 3.7 中以实线绘制 LEFRB 和 HEFRB 的被 $f(l, b)$ 修正后纬度分布。

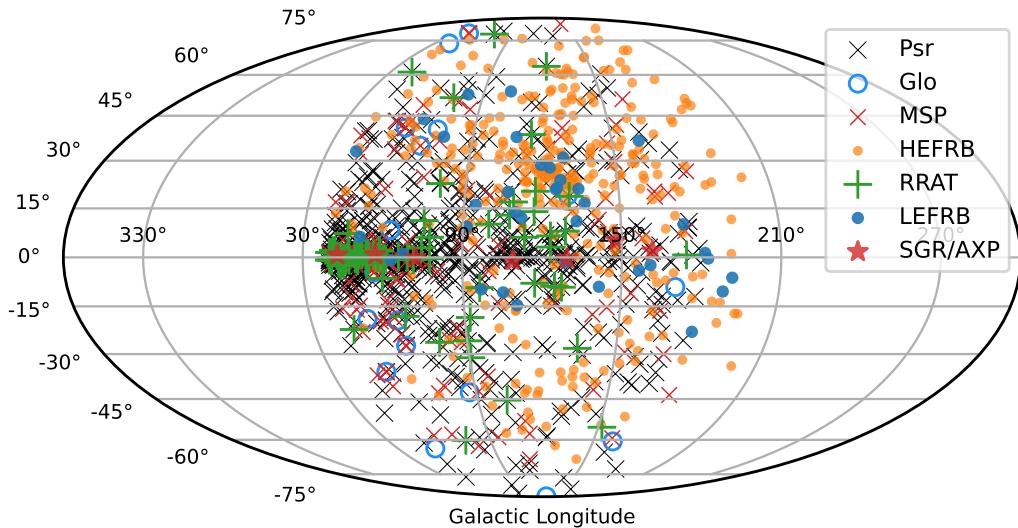


图 3.6: HEFRB(橙色实心圆点) 和 LEFRB(蓝色实心圆点) 的空间分布。银河系天体包括 SGR/AXP、Glo、MSP、Psr 和 RRAT。普通脉冲星 Psr 由黑色 X 代表, 球状星团 Glo 由蓝色空心圆圈代表, 毫秒脉冲星 MSP 由红色 X 代表, 旋转射电暂现源 RRAT 由绿色+代表, 磁星 SGR/AXP 由红色星号代表。根据 CHIME/FRB 的观测灵敏度, 经度范围限制在 $(40^\circ - 200^\circ)$ 。各种天体的样本大小可见表 3.1。

LEFRB 的校正纬度分布显著偏离均匀情况, 趋向集中于银盘, 分布在银盘的半宽度约为 20° 。这种集中趋势暗示 LEFRB 可能源自银河系。作为比较, 我们还在图 3.7 中绘制了一些典型银河系天体的纬度分布。普通脉冲星和磁星的纬度分布符合他们产生于大质量恒星核塌缩的认识, 在银纬上弥散分布的大小也符合他们的辐射需要距离诞生不久处于活跃时期的认识。球状星团在这个背离银心的经度方向的分布接近于均匀分布, 这与它们的处于银晕中的认识是一致的。由于毫秒脉冲星中很大一部分是来自于球状星团, 所以它们的分布接近球状星团的均匀分布, 偏离可能来自于银盘双星中的毫秒脉冲星。通过比较, 由于样本数量非常有限, 尽管分布呈现处一定波动, 我们可以发现球状星团的纬度分布比 LEFRB 的更为分散, 而普通脉冲星和磁星的分布过于狭窄。最接近 LEFRB 的分布是旋转射电暂现源和毫秒脉冲星。

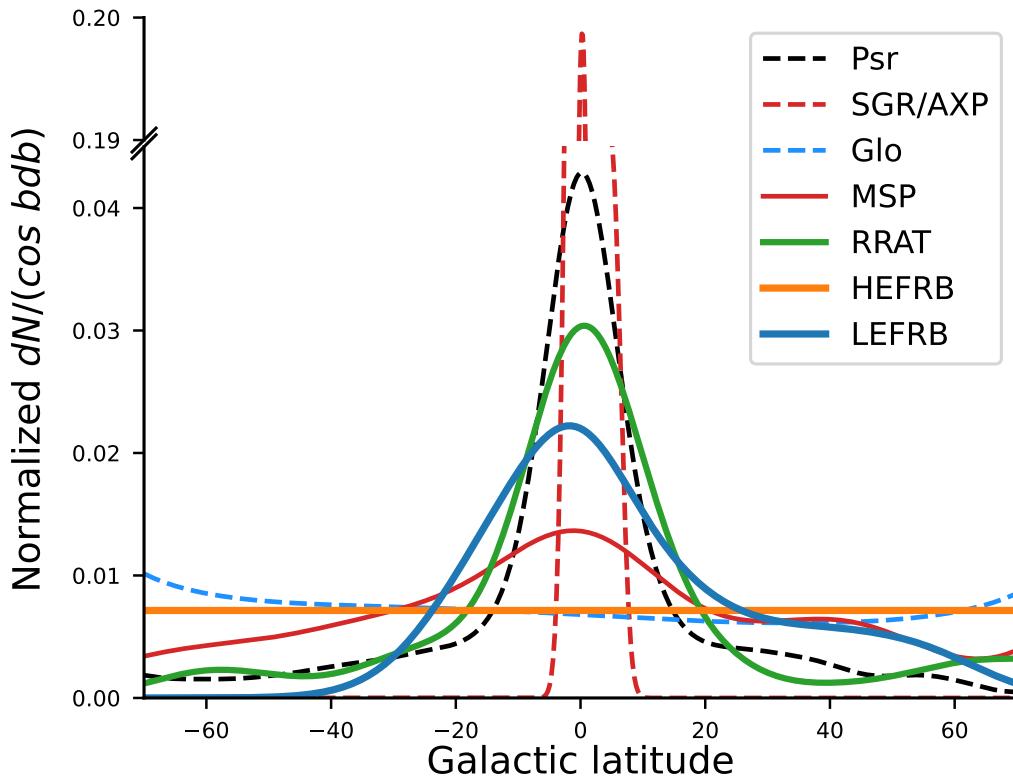


图 3.7: 修正后的 LEFRB 内禀银纬分布。其他天体的分布使用 $(40^\circ - 200^\circ)$ 经度范围内的数据进行核密度估计, 并根据 $\cos b$ 修正。由于磁星 (红色虚线) 分布过于集中, 为了更好的表现其他天体的相对分布, 本图在 y 轴 0.045-0.19 处有跳跃。黑色虚线代表普通脉冲星 Psr 分布, 红色虚线代表磁星 SGR/AXP 分布, 蓝色虚线代表球状星团 Glo 分布, 红色实线代表毫秒脉冲星 MSP 分布, 绿色实线代表旋转射电暂现源 RRAT 分布, 橙色实线代表 HEFRB 分布, 蓝色实线代表 LEFRB 分布。用于核密度估计的天体的样本大小可见表 3.1。

3.2 物理量分布

除了能量和空间分布外, 我们还希望从别的观测性质上获得 LEFRB 存在的证据, 为此我们再图 3.8 中绘制色散量 DM, 河外色散量 DM_{ex} , 散射时间 scat time, 脉冲宽度 width, 单色峰值通量 flux, 单色流量 fluence, 频率带宽 bandwidth 和峰值频率 peak_freq, 8 个主要观测物理量的分布和彼此之间的二维核密度估计概率。

可以看到第六列的单色流量从整体分布上来说并无太大区别。但是天体的数量-流量分布关系, 即 $\log N$ - $\log F$ 中其实蕴含着它们在三维空间上分布的信息^[145]。下面

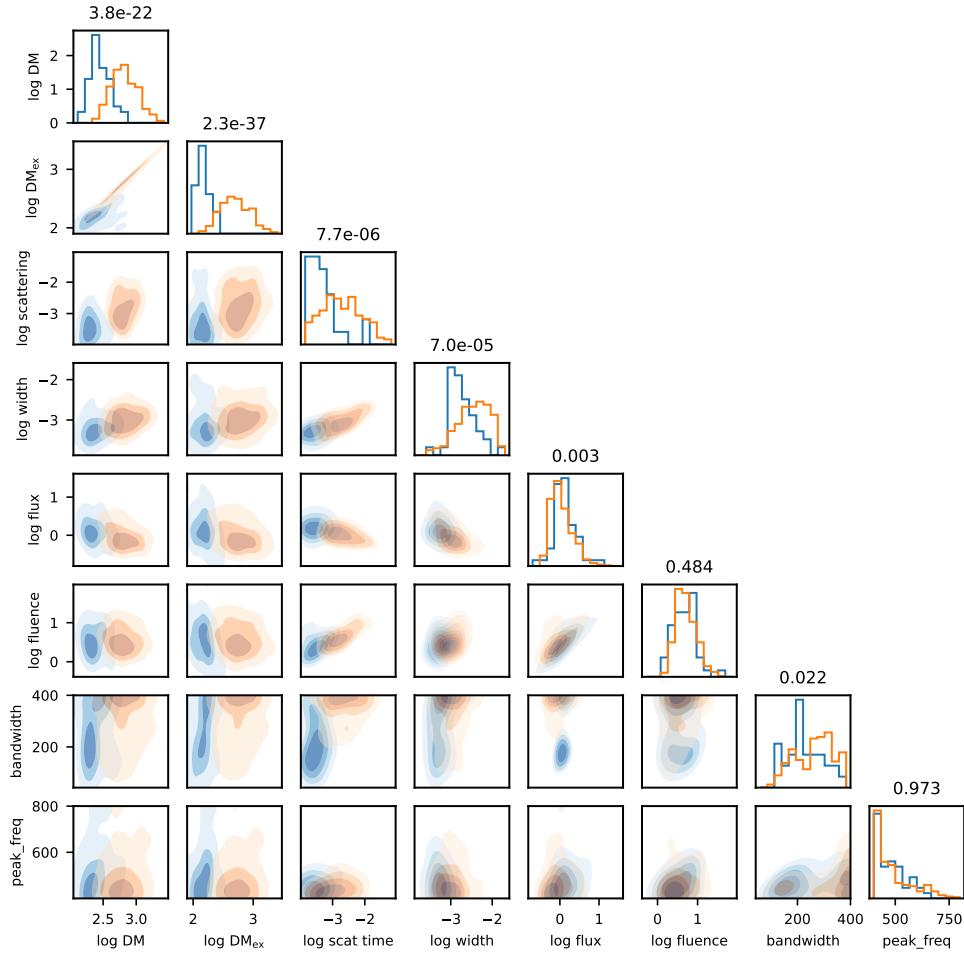


图 3.8: 对角线为色散量 DM, 河外色散量 DM_{ex} , 散射时间 scat time, 脉冲宽度 width, 单色峰值通量 flux, 单色流量 fluence, 频率带宽 bandwidth 和峰值频率 peak_freq 的直方图分布。对角线每个子图的标题为对应物理量 LEFRB 分布和 HEFRB 分布的 KS 统计 p 值。对角线左下的每个子图为对应坐标标签的二维核密度估计概率。

可做一巧妙讨论, 系统讨论见脚注¹。考虑一类在三维空间中有均匀分布的天体, 则

¹对于在空间中均匀分布的天体,

$$N_{>F} \propto \int_0^{r_{\max}} dV(r) \int_{4\pi r^2 F}^{E_{\max}} \Phi(E) dE,$$

其中 $r_{\max} = (E_{\max}/(4\pi F))^{1/2}$ 是能量最大的天体 E_{\max} 位于流量阈值 F 可观测的最远距离。对于三维均匀分布的天体 $dV(r) = 4\pi r^2 dr$, 对于二维盘均匀分布的天体 $dV(r) = 2\pi r dr$, 下面以三维均匀的情况为例讨论。上式关于能量的积分可以写成 $f(r^2 F) = \int_{4\pi r^2 F}^{E_{\max}} \Phi(E) dE$ 的形式, 则

$$N_{>F} \propto \int_0^{(E_{\max}/(4\pi F))^{1/2}} r^2 f(r^2 F) dr,$$



其在半径 r 内的数量为 $N \propto r^3$, 而天体的流量 F 与距离的关系为 $F \propto r^{-2}$ 。对于能量为 E_1 的这类天体, 流量阈值为 F , 则最远可以看到 $r_{\max} = (E_1/(4\pi F))^{1/2}$ 处, 观察到的天体数目为 $N_{E_1,>F} = n_{E_1} 4\pi / 3r_{\max}^3 = n_{E_1} 4\pi / 3(\frac{E_1}{4\pi F})^{3/2}$, 即 $N_{E_1,>F} \propto F^{-3/2}$ 。把所有能量的天体数目加起来有 $N_{>F} = N_{E_1,>F} + N_{E_2,>F} + N_{E_3,>F} + \dots \propto F^{-3/2}$, 即 $\log N \propto -3/2 \log F$, 天体的能量分布或者能量函数的形状不会改变这里的讨论。注意, 这个结论需要在欧式空间中, 且天体的数量分布和能量分布都不随距离(红移)改变。如果是像脉冲星这类分布于银盘的天体, 由于 $N \propto r^2$, 重复上述的讨论会变成 $N_{>F} \propto F^{-1}$, 即 $\log N \propto -1 \log F$ 。

图 3.9 展示了脉冲星的 $\log N - \log F$ 分布, 可见银河系中正常脉冲星的分布确实趋近于-1 的幂率。图 3.10 展示了 HEFRB 和 LEFRB 的 $\log N - \log F$ 分布, 可见宇宙学起源的 HEFRB 有-1.5 的幂率, 而 LEFRB 的幂率分布更接近于-1, 暗示了它们可能的银河系起源。这两幅图中还可见在低流量处和高流量处幂率的偏离。低流量处的幂率偏离可能来自望远镜的流量阈值带来的选择效应, 由于望远镜在低流量处的探测概率不高, 流量越低探测效率越低, 大量的低流量天体被望远镜忽略, 造成了低流量处的偏低幂率。高流量的样本代表着两种可能, 距离很近或能量很大, 这两种可能性都不高, 从而造成了高流量处偏高的幂率。

FRB 的能量估计与其距离的二次方成正比, 而 FRB 又是根据色散量(公式 2.1 和 2.2)估计其距离, 且 LEFRB 又是根据其能量小而被分类, DM 和 DM_{ex} 在各个图中的分布差异是人为选择的结果。除此之外, LEFRB 和 HEFRB 在散射时间, 脉冲宽度, 单色峰值通量, 频率带宽的分布上有明显的不同。对于散射时间而言, LEFRB 的受到散射影响小与它们可能来自银河系的假设是一致的。在带宽-散射时间二维分布上, LEFRB 和 HEFRB 有显著的分离, LEFRB 的频率带宽窄且散射时间小, HEFRB 的频率带宽大且散射时间长。在带宽-脉冲宽度二维分布上, LEFRB 和 HEFRB 也有显著的分离, LEFRB 的频率带宽窄且脉冲宽度小, HEFRB 的频率带宽大且脉冲宽度小, 这种情况类似于 Pleunis et al. (2021)^[41] 报道的重复暴带宽小且时间长, 非重复暴带宽

做积分变换 $x = r^2 F$ 和 $dx = 2rFdr$ 带入积分号上限和被积函数部分, 得

$$N_{>F} \propto \int_0^{E_{\max}/(4\pi)} \frac{x}{F} f(x) \frac{1}{2} (xF)^{-1/2} dx \propto F^{-3/2},$$

$F^{-3/2}$ 可以带出积分, 剩下部分与 F 无关, 二维情形可类似证明。

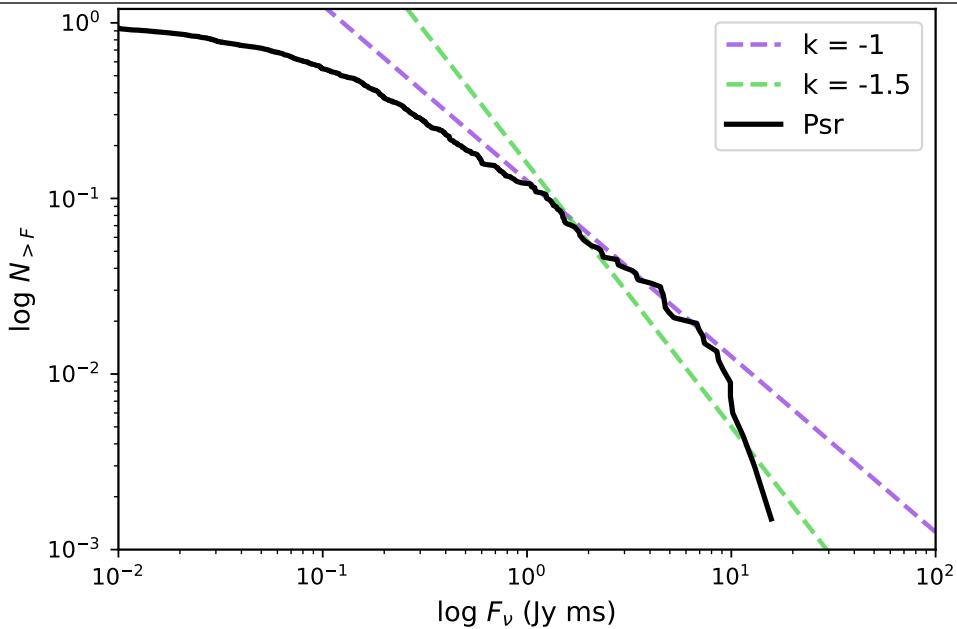


图 3.9: 脉冲星 Psr 的 $\log N - \log F$ 分布。黑色实线代表正常脉冲星的分布, 紫色和绿色虚线分别为幂率 -1 和 -1.5 的参考线。数量 $\log N$ 做了归一化, 最大值为 1。数据来源于表 3.1 中 2912 个周期大于 0.01s 脉冲星中有在 400 MHz 频段有单色通量 'S400' 和脉冲宽度 'W50' 的数据, 样本大小为 669。

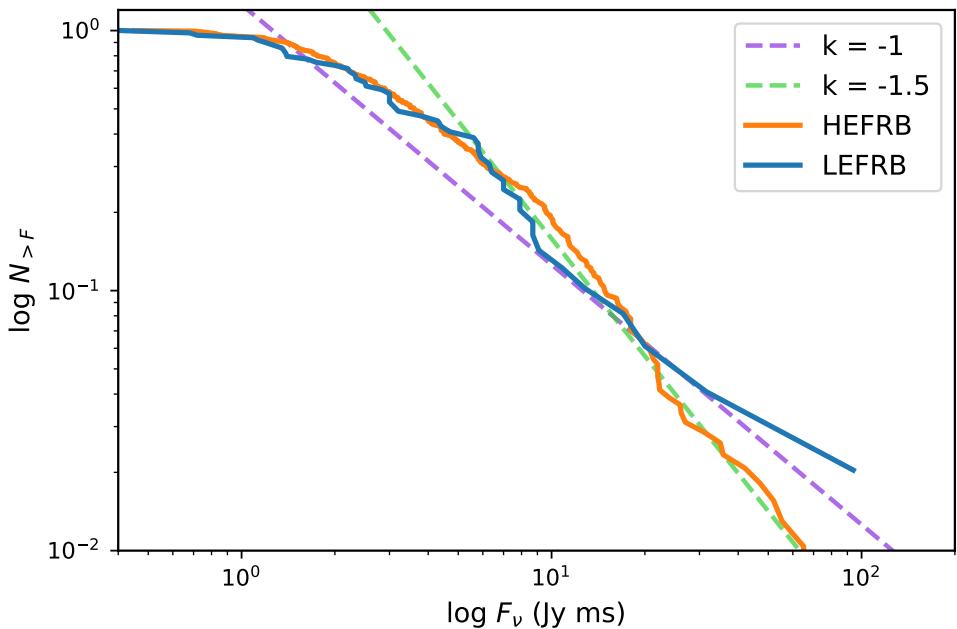


图 3.10: HEFRB 和 LEFRB 的 $\log N - F$ 分布。橙色和蓝色实线分别代表 HEFRB 和 LEFRB, 紫色和绿色虚线分别为幂率 -1 和 -1.5 的参考线。数量 $\log N$ 做了归一化, 最大值为 1。数据来源于表 3.1 中第一行全经度范围的样本。



大且时间小。

3.3 LEFRB 的可能起源

RRAT 是一种间歇性脉冲源, 被认为是一种特殊的脉冲星, 它们间歇性发射可探测的脉冲^[15,12,24,262]。除了色散量 DM 不同, RRAT 与 FRB 从脉冲形状上无法区分^[262], 这两种现象的分类存在一个“灰色区域”^[262-264]。因此, 怀疑一些被分类为 RRAT 的单脉冲实际上是 FRB 是合理的。Rane et al. (2017) 在 2017 年试图寻找一些 RRAT 的宿主星系, 结论是无法确定, 从而不支持这种猜测^[263]。反过来考虑, 一些现在被标记为 FRB 的单脉冲事件实际上可能属于银河系也是一种可能的猜测。事实上, CHIME/FRB 通过单脉冲搜寻能并且已经看到了一些银河系内的脉冲星, 甚至有一些 RRAT 就是通过这种方式被发现的^[264,14]。CHIME/FRB 的单脉冲是通过 DM 判断是否属于银河系内^[264]。因此存在这样一种可能性, 我们前面讨论的可能存在的 LEFRB 实际上是属于银河系的。如果这一假设成立 (并且由于 LEFRB 的 DM 可以超过银河系电子密度模型的预测, 如图 3.11 所示), 我们可以得出以下推论: (i) LEFRB 的环境可能比普通 RRAT 的更致密; (ii) 当前的银河系电子密度模型可能遗漏了一些电离气体; 或 (iii) LEFRB 位于银河系晕中, 银晕可能对 DM 有显著的贡献。无论哪种情况, 图 3.11 表明, RRAT 的 DM 分布可以自然地扩展到 LEFRB 的 DM 范围, 尽管在 $DM \sim 100 \text{ pc cm}^{-3}$ 附近似乎有一个间隙。未来, 搜索 $\sim 100 \text{ pc cm}^{-3}$ 附近的源将非常有助于澄清 RRAT 和 LEFRB 之间的关系。

虽然 NE2001 及 YMW16 银河系电子密度模型被广泛使用^[265], 关于它们的不完善之处也被广泛讨论。FAST 关于银盘的脉冲星巡天发现了一些超出银河系电子密度模型 DM 的脉冲星^[266]。蜘蛛脉冲星伴星光学的限制与来自银河系电子密度模型估计的脉冲星距离在某些视线方法可能有矛盾^[267]。关于 FRB 20010621 就有 DM 超出银河系电子密度模型估计但又可以被视线方向上银河系 HII 区的讨论^[26]。已经确定银河系起源的 FRB 20200428, 可以用 DM 推测它的距离, 但是关于与 SGR 1935 成协的超新星遗迹 SNR G57.2 的距离通过不同波段不同方法的得到的结果差异挺大 (2-12 kpc)^[268-270,105,105,271-272,107,106]。

考虑到 LEFRB 可能的银河系起源, 且 LEFRB 源本身贡献的 DM 可能很大, 我们

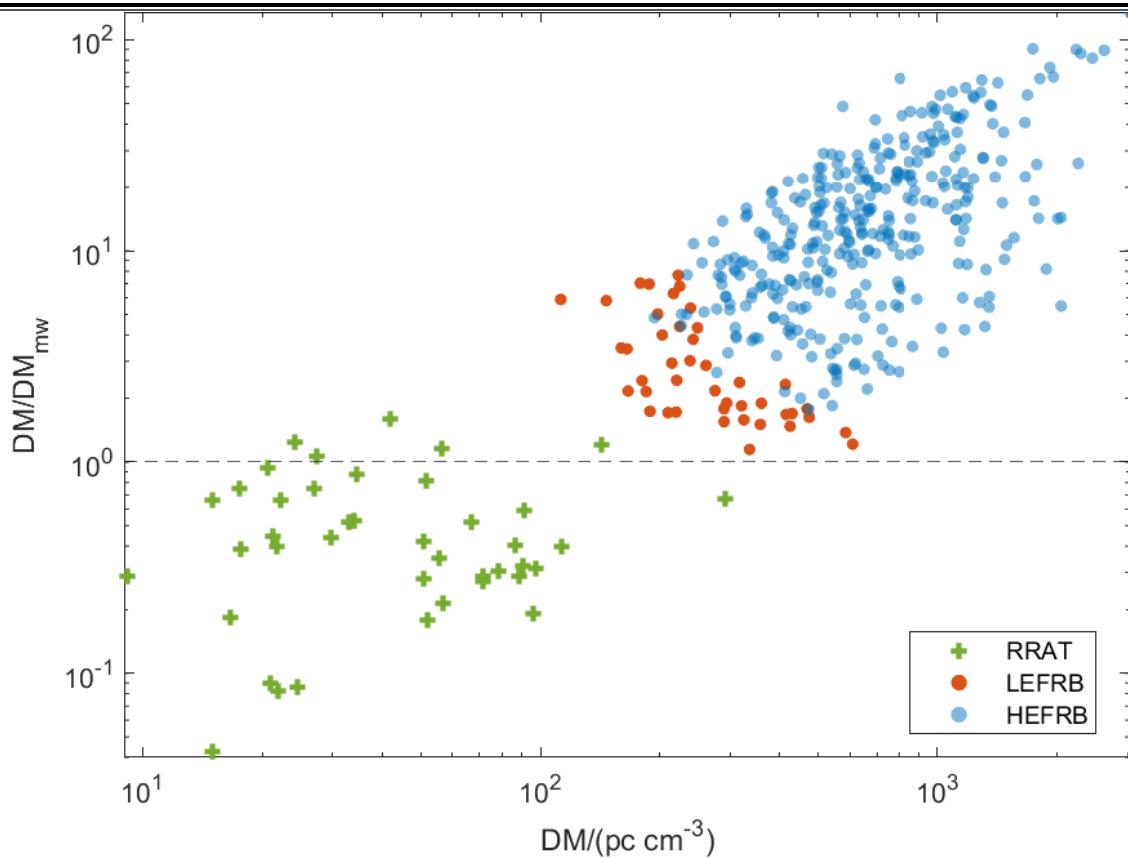


图 3.11: LEFRB 与 HEFRB 总色散量 DM 与河内 DM 占总 DM 比值 DM/DM_{mw} 的分布。

不能通过它们的 DM 及银河系电子密度模型估计它们的距离。通过取参考银河系大小 $d = 10 \text{ kpc}$, 我们可以重新计算 LEFRB 的等效各向同性能量, 如图 3.12 所示, 范围大约在 $\sim 10^{28} - 10^{31} \text{ erg}$ 。这些能量比银河系 FRB 20200428 的能量 $\sim 10^{34} - 10^{35} \text{ erg}$ 低得多。使用公式 (2.7), 我们在图 3.12 中校正了 LEFRB 的能量分布, 并发现校正后的分布可以很好地用指数为 -1.1 的幂律拟合, 这比 HEFRB 的分布要平坦得多。如果我们将这个幂律分布延伸到 FRB 20200428 的能量范围, 那么将获得极低的事件数量, 这表明 LEFRB 不太可能是磁星产生 FRB 的低能表亲。

与其他射电暂现源的比较有助于我们分析不同暂现源之间的关系, 单色光度-脉冲宽度的相图可以区分不同的暂现源, 见图 3.13。蓝色星号代表的 LEFRB 似乎把 RRAT 与 Crab giant pulse 在相图上联系起来了。

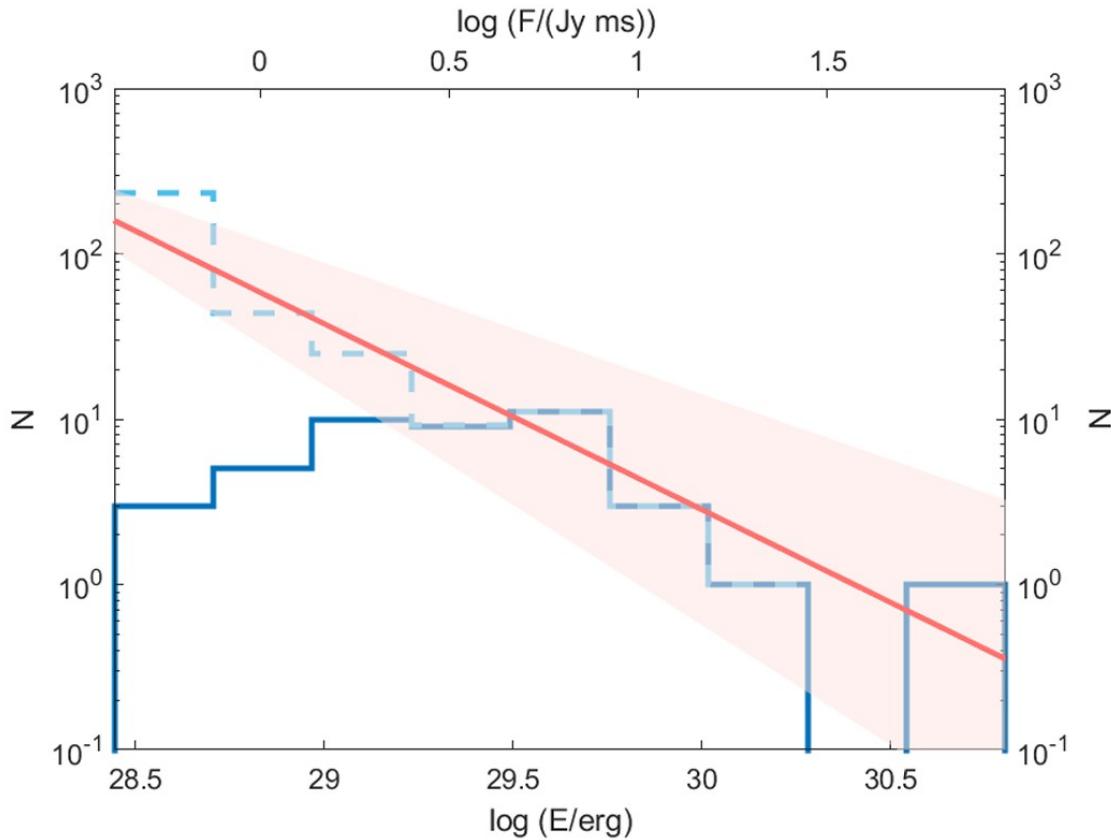


图 3.12: 取 $d = 10$ kpc 距离, 有考虑 CHIME 流量选择效应 (蓝色虚线) 和不考虑流量选择效应 (蓝色实线) 的 LEFRB 能量分布。红色实线是对考虑考虑 CHIME 流量选择效应的能量分布的最佳拟合, 斜率为-1.1。红色区域为对应 95% 置信区间。

3.4 小结

本章我们讨论了 LEFRB 的统计分布及其可能的起源。在 3.1 节中我们讨论了 LEFRB 的空间分布。我们发现 LEFRB 的银经分布与 HEFRB 并无统计上的差别, 而银纬分布有很大概率不是来自同一分布。由于 CHIME 望远镜的特性, 我们需要考虑修正其对不同区域灵敏度不同带来的选择效应。在利用 HEFRB 修正 CHIME 的选择效应后, LEFRB 的内禀分布趋向于银盘, 暗示它们有可能起源于银河系。我们将银河系内的不同类型脉冲星与 LEFRB 进行比较, 发现 LEFRB 的纬度分布与 RRAT 接近。因此我们在 3.2 节继续讨论 LEFRB 和 HEFRB 物理量的统计学差异。通过比较 CHIME FRB 和脉冲星的 $\log N$ - $\log F$ 分布, 我们发现 HEFRB 的分布展现三维空间分布对应空间数量增长与流量分布的关系所具有-1.5 幂率, 而 LEFRB 和脉冲星的分布

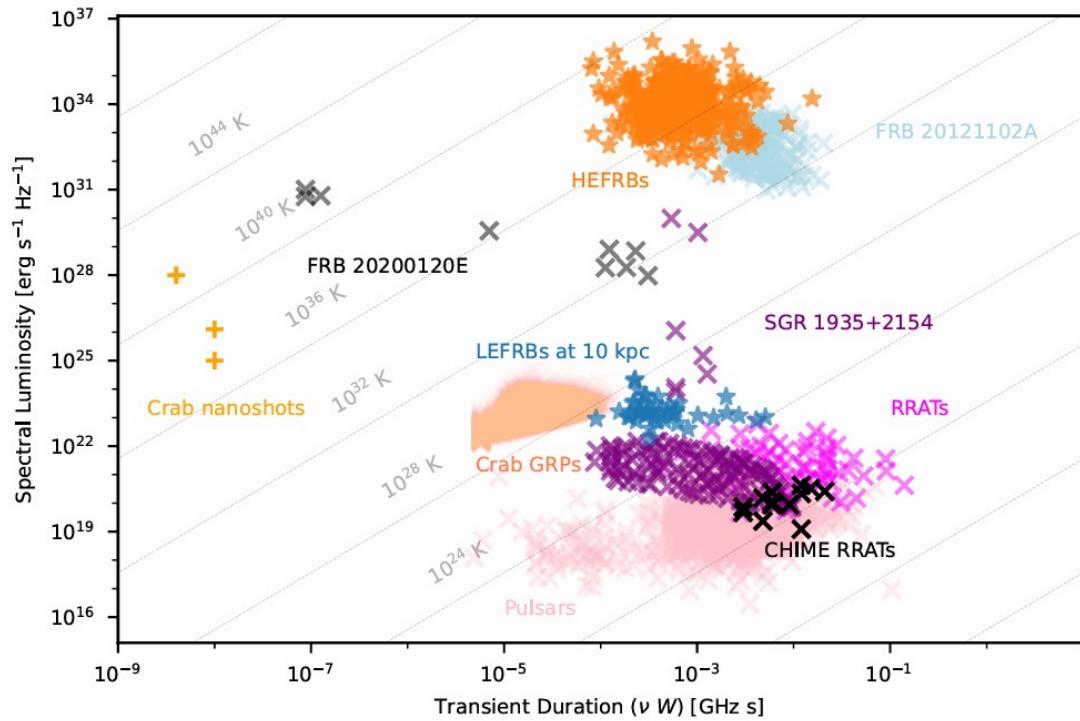


图 3.13: 射电暂现源相图。SGR1935+2154 的数据中包含了 FRB 20200428 以及射电脉冲。Crab nanoshots, Crab GRPs, FRB 121102A, FRB 20200120E, Pulsars, RRATs 和 SGR 1935+2154 高于 $10^{22} \text{ ergs}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ 的数据点来自 Nimmo et al. (2022)^[50] (https://github.com/KenzieNimmo/FRB2020_0120E_timescales)。SGR 1935+2154 射电暴发的数据来自 Zhu et al. (2023)^[84]。CHIME RRATs 数据来自 Dong et al. (2023)^[14]。

则表现处二维空间分布具有的-1 幂率。我们在 3.3 中讨论了 LEFRB 可能起源于银河系的原因，并将 LEFRB 与其他射电暂现源做了一些简单的比较。



第四章 总结与展望

快速射电暴的起源是当前天文学研究的热点问题之一。快速射电暴展现出多样化的观测特征和丰富的宿主星系类型。即使在将快速射电暴按重复性分为两类的情况下,无论是重复还是非重复快速射电暴内部,都出现了不一致的迹象,这暗示了它们可能拥有多种不同的起源。

本文聚焦于 CHIME 望远镜观测到的非重复快速射电暴。我们仔细考虑了 CHIME 望远镜的选择效应。图 2.3 揭示了 CHIME FRB 在能量分布上存在显著的低能超出现象,指出 HEFRB 与 LEFRB 难以通过同一种能量函数来描述,可能意味着存在两种不同的成分。HEFRB 的能量函数为带有低能指数截断的-2 幂率分布。图 3.10 展示了 HEFRB 在 log N-log F 分布具有三维分布天体特征的-1.5 幂率,与其宇宙学起源一致。图 2.4 表明,HEFRB 的观测分布无法通过宇宙恒星形成率重现,表明核塌缩超新星事件本身或其产物并非 HEFRB 的主导来源。与宇宙恒星形成率相比,具有约数 Gyr 时间延迟的双致密星并合模型能够很好地复现观测结果,这表明 HEFRB 可能来源于双中子星,双白矮星或中子星-白矮星并合事件或其产物。

另一方面,图 3.2 和图 3.3 显示 LEFRB 和 HEFRB 的银纬分布存在明显的统计差别,表明它们可能来源于不同的空间分布。在修正了 CHIME 望远镜的选择效应后,图 3.7 显示 LEFRB 的趋向于集中于银盘,它们的 log N-log F 分布也显示出和银河系脉冲星一样的-1 幂率特征(图 3.9 和图 3.10),说明 LEFRB 可能起源于银河系。LEFRB 和脉冲星中的 RRAT 在银纬分布上最为接近,图 3.11 展示了 LEFRB 位于 RRAT 和 HEFRB 之间的区域,说明 LEFRB 可能是一类特殊的 RRAT,它们的能量和 DM 大于超过一般 LEFRB 的范围。在射电暂现源相图 3.13 中,LEFRB 填补蟹状星云脉冲星巨脉冲与正常脉冲星之间的空隙,这几类射电暂现源之间可能存在某些共通的机制。

我们将进一步研究 FRB 本身不同物理量之间的物理联系,尝试建立一个能将时间宽度,频率带宽,能量和光度联系在一起的模型,并考虑 FRB 源环境的传播效应与辐射机制之间的关系。更进一步地说,FRB 和其他射电暂现源的起源差别和它们在相图上的紧密联系显示它们存在对立统一的关系,寻找这些关系背后的物理将是非



常有趣的事情。

天文学是建立在观测基础上的学科。CHIME 望远镜的一年观测就能使得独立快速射电暴源的数量增加几乎一个量级。未来, 随着以平方公里阵列 (Square Kilometre Array, SKA) 为代表的下一代射电望远镜投入运行, 除了快速射电暴的样本会有数量级上的提高^[273], 还可能在时间分辨率和频率分辨率上发现新的射电暂现源。随着快速射电暴的研究进入大样本时代, 通过统计方法研究快速射电暴将会变得更有说服力。大样本的统计研究会使得我们对快速射电暴这一现象本身的起源和物理机制理解更深, 还可能将其作为新的星际介质和宇宙学探针, 帮助我们更好地理解宇宙的演化和构成。



参考文献

- [1] Jansky K G. Nature, 1933, 132(3323): 66.
- [2] Ewen H I, Purcell E M. Nature, 1951, 168(4270): 356.
- [3] Muller C A, Oort J H. Nature, 1951, 168(4270): 357-358.
- [4] Reber G. ApJ, 1944, 100: 279.
- [5] Hey J S, Parsons S J, Phillips J W. Nature, 1946, 158(4007): 234.
- [6] Hazard C, Mackey M B, Shimmins A J. Nature, 1963, 197(4872): 1037-1039.
- [7] Schmidt M. Nature, 1963, 197(4872): 1040.
- [8] Shields G A. PASP, 1999, 111(760): 661-678.
- [9] Penzias A A, Wilson R W. ApJ, 1965, 142: 419-421.
- [10] Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, et al. Nature, 1968, 217(5130): 709-713.
- [11] Lorimer D R. Nature Astronomy, 2018, 2: 860-864.
- [12] Keane E F, McLaughlin M A. Bulletin of the Astronomical Society of India, 2011, 39(3): 333-352.
- [13] Burke-Spolaor S van Leeuwen J. Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years: Vol. 291. 2013: 95-100.
- [14] Dong F A, Crowter K, Meyers B W, et al. MNRAS, 2023, 524(4): 5132-5147.
- [15] McLaughlin M A, Lyne A G, Lorimer D R, et al. Nature, 2006, 439(7078): 817-820.
- [16] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. Science, 2007, 318(5851): 777.
- [17] Thornton D, Stappers B, Bailes M, et al. Science, 2013, 341(6141): 53-56.
- [18] Cordes J M, Lazio T J W. 2002: astro-ph/0207156.
- [19] Zhang S B, Hobbs G, Dai S, et al. MNRAS, 2019, 484(1): L147-L150.
- [20] Zhang S B, Hobbs G, Russell C J, et al. ApJS, 2020, 249(1): 14.
- [21] Yang X, Zhang S B, Wang J S, et al. MNRAS, 2021, 507(3): 3238-3245.
- [22] Crawford F, Hisano S, Golden M, et al. MNRAS, 2022, 515(3): 3698-3702.
- [23] Lewis E F, Burke-Spolaor S, McLaughlin M, et al. 2023: arXiv:2308.12432.



-
- [24] Keane E F, Kramer M, Lyne A G, et al. MNRAS, 2011, 415(4): 3065-3080.
 - [25] Keane E F, Stappers B W, Kramer M, et al. MNRAS, 2012, 425(1): L71-L75.
 - [26] Bannister K W, Madsen G J. MNRAS, 2014, 440(1): 353-358.
 - [27] Shapley H. Bulletin of The National Research Council, 1921, 2(11): 171.
 - [28] Curtis H D. Bulletin of The National Research Council, 1921, 2(11): 194.
 - [29] Trimble V. PASP, 1995, 107: 1133.
 - [30] Paczynski B. PASP, 1995, 107: 1167.
 - [31] Lamb D Q. PASP, 1995, 107: 1152.
 - [32] Nemiroff R J. PASP, 1995, 107: 1131.
 - [33] Rees M J. PASP, 1995, 107: 1176.
 - [34] Burke-Spolaor S, Bailes M, Ekers R, et al. ApJ, 2011, 727(1): 18.
 - [35] Petroff E, Keane E F, Barr E D, et al. MNRAS, 2015, 451(4): 3933-3940.
 - [36] Farah W, Flynn C, Bailes M, et al. MNRAS, 2018, 478(1): 1209-1217.
 - [37] Chime/Frb Collaboration B C, Andersen, Bandura K, Bhardwaj M, et al. Nature, 2022, 607(7918): 256-259.
 - [38] Day C K, Deller A T, Shannon R M, 等. MNRAS, 2020, 497(3): 3335-3350.
 - [39] Cho H, Macquart J P, Shannon R M, et al. ApJL, 2020, 891(2): L38.
 - [40] Masui K, Lin H H, Sievers J, et al. Nature, 2015, 528(7583): 523-525.
 - [41] Pleunis Z, Good D C, Kaspi V M, et al. ApJ, 2021, 923(1): 1.
 - [42] Macquart J P, Prochaska J X, McQuinn M, et al. Nature, 2020, 581(7809): 391-395.
 - [43] McQuinn M. ApJL, 2014, 780(2): L33.
 - [44] Kirsten F, Marcote B, Nimmo K, et al. Nature, 2022, 602(7898): 585-589.
 - [45] Niu C H, Aggarwal K, Li D, et al. Nature, 2022, 606(7916): 873-877.
 - [46] Ryder S D, Bannister K W, Bhandari S, et al. Science, 2023, 382(6668): 294-299.
 - [47] Spitler L G, Cordes J M, Hessels J W T, et al. ApJ, 2014, 790(2): 101.
 - [48] Spitler L G, Scholz P, Hessels J W T, et al. Nature, 2016, 531(7593): 202-205.
 - [49] Snelders M P, Nimmo K, Hessels J W T, et al. Nature Astronomy, 2023, 7: 1486-1496.



-
- [50] Nimmo K, Hessels J W T, Kirsten F, et al. Nature Astronomy, 2022, 6: 393-401.
 - [51] Nimmo K, Hessels J W T, Keimpema A, et al. Nature Astronomy, 2021, 5: 594-603.
 - [52] Hessels J W T, Spitler L G, Seymour A D, et al. ApJL, 2019, 876(2): L23.
 - [53] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. Nature, 2019, 566(7743): 235-238.
 - [54] Zhou D J, Han J L, Zhang B, et al. Research in Astronomy and Astrophysics, 2022, 22(12): 124001.
 - [55] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Andersen B C, et al. ApJS, 2021, 257(2): 59.
 - [56] Michilli D, Seymour A, Hessels J W T, et al. Nature, 2018, 553(7687): 182-185.
 - [57] Feng Y, Li D, Yang Y P, et al. Science, 2022, 375(6586): 1266-1270.
 - [58] Tendulkar S P, Bassa C G, Cordes J M, et al. ApJL, 2017, 834(2): L7.
 - [59] Kokubo M, Mitsuda K, Sugai H, et al. ApJ, 2017, 844(2): 95.
 - [60] Chime/Frb Collaboration, Amiri M, Andersen B C, et al. Nature, 2020, 582(7812): 351-355.
 - [61] Shin K, CHIME/FRB Collaboration. The Astronomer's Telegram, 2024, 16420: 1.
 - [62] Uttarkar P A, Kumar P, Lower M E, et al. The Astronomer's Telegram, 2024, 16430: 1.
 - [63] Ould-Boukattine O S, Hessels J W T, Kirsten F, et al. The Astronomer's Telegram, 2024, 16432: 1.
 - [64] Zhang J, Zhu Y, Cao S, et al. The Astronomer's Telegram, 2024, 16433: 1.
 - [65] Zhang J, Wu Q, Cao S, et al. The Astronomer's Telegram, 2024, 16505: 1.
 - [66] Zhang Y G, Gajjar V, Foster G, et al. ApJ, 2018, 866(2): 149.
 - [67] Li D, Wang P, Zhu W W, et al. Nature, 2021, 598(7880): 267-271.
 - [68] Hewitt D M, Snelders M P, Hessels J W T, et al. MNRAS, 2022, 515(3): 3577-3596.
 - [69] Niu J R, Zhu W W, Zhang B, et al. Research in Astronomy and Astrophysics, 2022, 22(12): 124004.
 - [70] Xu H, Niu J R, Chen P, et al. Nature, 2022, 609(7928): 685-688.
 - [71] Chatterjee S, Law C J, Wharton R S, et al. Nature, 2017, 541(7635): 58-61.
 - [72] Chen G, Ravi V, Hallinan G W. ApJ, 2023, 958(2): 185.



-
- [73] Fong W F, Dong Y, Leja J, et al. ApJL, 2021, 919(2): L23.
 - [74] Ravi V, Law C J, Li D, et al. MNRAS, 2022, 513(1): 982-990.
 - [75] Piro L, Bruni G, Troja E, et al. A&A, 2021, 656: L15.
 - [76] Bruni G, Piro L, Yang Y P, et al. 2023: arXiv:2312.15296.
 - [77] Dong Y, Eftekhar T, Fong W F, et al. ApJ, 2024, 961(1): 44.
 - [78] Anna-Thomas R, Connor L, Dai S, et al. Science, 2023, 380(6645): 599-603.
 - [79] Bochenek C D, Ravi V, Belov K V, et al. Nature, 2020, 587(7832): 59-62.
 - [80] CHIME/FRB Collaboration, Andersen B C, Bandura K M, et al. Nature, 2020, 587 (7832): 54-58.
 - [81] Li C K, Lin L, Xiong S L, et al. Nature Astronomy, 2021, 5: 378-384.
 - [82] Dong F A, CHIME/FRB Collaboration. The Astronomer's Telegram, 2022, 15681: 1.
 - [83] Wang C W, Xiong S L, Zhang Y Q, et al. The Astronomer's Telegram, 2022, 15682: 1.
 - [84] Zhu W, Xu H, Zhou D, et al. Science Advances, 2023, 9(30): eadf6198.
 - [85] Lin L, Zhang C F, Wang P, et al. Nature, 2020, 587(7832): 63-65.
 - [86] Niino Y, Doi M, Sako S, et al. ApJ, 2022, 931(2): 109.
 - [87] Hiramatsu D, Berger E, Metzger B D, et al. ApJL, 2023, 947(2): L28.
 - [88] Zhang B B, Zhang B. ApJL, 2017, 843(1): L13.
 - [89] Cunningham V, Cenko S B, Burns E, et al. ApJ, 2019, 879(1): 40.
 - [90] Yang Y H, Zhang B B, Zhang B. ApJL, 2019, 875(2): L19.
 - [91] Guidorzi C, Orlandini M, Frontera F, et al. A&A, 2020, 642: A160.
 - [92] Laha S, Wadiasingh Z, Parsotan T, et al. ApJ, 2022, 929(2): 173.
 - [93] Laha S, Younes G, Wadiasingh Z, et al. ApJ, 2022, 930(2): 172.
 - [94] Abbott R, Abbott T D, Acernese F, et al. ApJ, 2023, 955(2): 155.
 - [95] Wang Y F, Nitz A H. ApJ, 2022, 937(2): 89.
 - [96] Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. ApJ, 2018, 857(2): 117.
 - [97] Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. ApJ, 2020, 890(2): 111.



-
- [98] Luo J W, Zhang B. 2021: arXiv:2112.11375.
 - [99] Abbasi R, Ackermann M, Adams J, et al. ApJ, 2023, 946(2): 80.
 - [100] Moroianu A, Wen L, James C W, et al. Nature Astronomy, 2023, 7: 579-589.
 - [101] Rowlinson A, de Ruiter I, Starling R L C, et al. 2023: arXiv:2312.04237.
 - [102] Kulkarni S R, Ofek E O, Neill J D. 2015: arXiv:1511.09137.
 - [103] Taggart K, Perley D A. MNRAS, 2021, 503(3): 3931-3952.
 - [104] Gaensler B M. GRB Coordinates Network, 2014, 16533: 1.
 - [105] Kothes R, Sun X, Gaensler B, et al. ApJ, 2018, 852(1): 54.
 - [106] Zhong S Q, Dai Z G, Zhang H M, et al. ApJL, 2020, 898(1): L5.
 - [107] Zhou P, Zhou X, Chen Y, et al. ApJ, 2020, 905(2): 99.
 - [108] Li Y, Zhang B. ApJL, 2020, 899(1): L6.
 - [109] Bhandari S, Sadler E M, Prochaska J X, et al. ApJL, 2020, 895(2): L37.
 - [110] Heintz K E, Prochaska J X, Simha S, et al. ApJ, 2020, 903(2): 152.
 - [111] Mannings A G, Fong W F, Simha S, et al. ApJ, 2021, 917(2): 75.
 - [112] Bhandari S, Heintz K E, Aggarwal K, et al. AJ, 2022, 163(2): 69.
 - [113] Gordon A C, Fong W F, Kilpatrick C D, et al. ApJ, 2023, 954(1): 80.
 - [114] Gordon A C, Fong W F, Simha S, et al. ApJL, 2024, 963(2): L34.
 - [115] Metzger B D, Berger E, Margalit B. ApJ, 2017, 841(1): 14.
 - [116] Bhardwaj M, Gaensler B M, Kaspi V M, et al. ApJL, 2021, 910(2): L18.
 - [117] Carroll B W, Ostlie D A. An introduction to modern astrophysics, Second Edition. 2017.
 - [118] Kremer K, Piro A L, Li D. ApJL, 2021, 917(1): L11.
 - [119] Lu W, Beniamini P, Kumar P. MNRAS, 2022, 510(2): 1867-1879.
 - [120] Kremer K, Li D, Lu W, et al. ApJ, 2023, 944(1): 6.
 - [121] Kremer K, Fuller J, Piro A L, et al. MNRAS, 2023, 525(1): L22-L27.
 - [122] Dage K C, Bahramian A, James C W, et al. ApJL, 2023, 957(2): L17.
 - [123] Ioka K. ApJL, 2003, 598(2): L79-L82.



-
- [124] Inoue S. MNRAS, 2004, 348(3): 999-1008.
 - [125] Cordes J M, Bhat N D R, Hankins T H, et al. ApJ, 2004, 612(1): 375-388.
 - [126] Hansen B M S, Lyutikov M. MNRAS, 2001, 322(4): 695-701.
 - [127] Rees M J. Nature, 1977, 266(5600): 333-334.
 - [128] Popov S B, Postnov K A Harutyunian H A, Mickaelian A M, Terzian Y. Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity. 2007: 129-132.
 - [129] Lyutikov M. ApJ, 2013, 768(1): 63.
 - [130] Totani T. PASJ, 2013, 65: L12.
 - [131] Kashiyama K, Ioka K, Mészáros P. ApJL, 2013, 776(2): L39.
 - [132] Falcke H, Rezzolla L. A&A, 2014, 562: A137.
 - [133] Zhang B. ApJL, 2014, 780(2): L21.
 - [134] Loeb A, Shvartzvald Y, Maoz D. MNRAS, 2014, 439: L46-L50.
 - [135] Margalit B, Metzger B D. ApJL, 2018, 868(1): L4.
 - [136] Piro A L, Gaensler B M. ApJ, 2018, 861(2): 150.
 - [137] Yang Y P, Zhang B. ApJ, 2017, 847(1): 22.
 - [138] Metzger B D, Margalit B, Sironi L. MNRAS, 2019, 485(3): 4091-4106.
 - [139] Luo R, Wang B J, Men Y P, et al. Nature, 2020, 586(7831): 693-696.
 - [140] Xie Y, Geng J J, Zhu X W, et al. Science Bulletin, 2023, 68(17): 1857-1861.
 - [141] Platts E, Weltman A, Walters A, et al. Physics Reports, 2019, 821: 1-27.
 - [142] Zhang B. Nature, 2020, 587(7832): 45-53.
 - [143] Meegan C A, Fishman G J, Wilson R B, et al. Nature, 1992, 355(6356): 143-145.
 - [144] Kouveliotou C, Meegan C A, Fishman G J, et al. ApJL, 1993, 413: L101.
 - [145] Zhang B. The Physics of Gamma-Ray Bursts. 2018.
 - [146] Yu Y W, Cheng K S, Shiu G, et al. JCAP, 2014, 2014(11): 040.
 - [147] Bera A, Bhattacharyya S, Bharadwaj S, et al. MNRAS, 2016, 457(3): 2530-2539.
 - [148] Caleb M, Flynn C, Bailes M, et al. MNRAS, 2016, 458(1): 708-717.
 - [149] Katz J I. ApJ, 2016, 818(1): 19.



-
- [150] Li L B, Huang Y F, Zhang Z B, et al. RAA, 2017, 17(1): 6.
 - [151] Lu W, Kumar P. MNRAS, 2016, 461(1): L122-L126.
 - [152] Oppermann N, Connor L D, Pen U L. MNRAS, 2016, 461(1): 984-987.
 - [153] Vedantham H K, Ravi V, Hallinan G, et al. ApJ, 2016, 830(2): 75.
 - [154] Fialkov A, Loeb A. ApJL, 2017, 846(2): L27.
 - [155] Lawrence E, Vander Wiel S, Law C, et al. AJ, 2017, 154(3): 117.
 - [156] Cao X F, Yu Y W. PRD, 2018, 97(2): 023022.
 - [157] Macquart J P, Ekers R D. MNRAS, 2018, 474(2): 1900-1908.
 - [158] Zhang R C, Zhang B, Li Y, et al. MNRAS, 2021, 501(1): 157-167.
 - [159] James C W, Prochaska J X, Macquart J P, et al. MNRAS, 2022, 510(1): L18-L23.
 - [160] Totani T. ApJL, 1997, 486(2): L71-L74.
 - [161] Kommers J M, Lewin W H G, Kouveliotou C, et al. ApJ, 2000, 533(2): 696-709.
 - [162] Schaefer B E, Deng M, Band D L. ApJL, 2001, 563(2): L123-L127.
 - [163] Natarajan P, Albanna B, Hjorth J, et al. MNRAS, 2005, 364(1): L8-L12.
 - [164] Le T, Dermer C D. ApJ, 2007, 661(1): 394-415.
 - [165] Wang F Y, Dai Z G. ApJL, 2011, 727(2): L34.
 - [166] Tan W W, Cao X F, Yu Y W. ApJL, 2013, 772(1): L8.
 - [167] Nakar E, Gal-Yam A, Fox D B. ApJ, 2006, 650(1): 281-290.
 - [168] Hopman C, Guetta D, Waxman E, et al. ApJL, 2006, 643(2): L91-L94.
 - [169] Belczynski K, Perna R, Bulik T, et al. ApJ, 2006, 648(2): 1110-1116.
 - [170] O'Shaughnessy R, Belczynski K, Kalogera V. ApJ, 2008, 675(1): 566-585.
 - [171] Wanderman D, Piran T. MNRAS, 2015, 448(4): 3026-3037.
 - [172] Ghirlanda G, Salafia O S, Pescalli A, et al. A&A, 2016, 594: A84.
 - [173] Cao X F, Yu Y W, Zhou X. ApJ, 2018, 858(2): 89.
 - [174] Josephy A, Chawla P, Curtin A P, et al. ApJ, 2021, 923(1): 2.
 - [175] Chawla P, Kaspi V M, Ransom S M, et al. ApJ, 2022, 927(1): 35.
 - [176] Chen H Y, Gu W M, Sun M, et al. ApJ, 2022, 939(1): 27.



-
- [177] Luo J W, Zhu-Ge J M, Zhang B. MNRAS, 2023, 518(2): 1629-1641.
 - [178] Zhu-Ge J M, Luo J W, Zhang B. MNRAS, 2023, 519(2): 1823-1836.
 - [179] Zhang R C, Zhang B. ApJL, 2022, 924(1): L14.
 - [180] Hashimoto T, Goto T, Chen B H, et al. MNRAS, 2022, 511(2): 1961-1976.
 - [181] Qiang D C, Li S L, Wei H. JCAP, 2022, 2022(1): 040.
 - [182] Zhang Z L, Yu Y W, Cao X F. A&A, 2023, 675: A66.
 - [183] Shin K, Masui K W, Bhardwaj M, et al. ApJ, 2023, 944(1): 105.
 - [184] Zhang B. Reviews of Modern Physics, 2023, 95(3): 035005.
 - [185] Guo H Y, Wei H. JCAP, 2022, 2022(7): 010.
 - [186] Bhattacharyya S, Bharadwaj S, Tiwari H, et al. MNRAS, 2023, 522(3): 3349-3356.
 - [187] Tang L, Lin H N, Li X. Chinese Physics C, 2023, 47(8): 085105.
 - [188] XU R. National Science Review, 2021, 8(12): nwab204.
 - [189] Katz J I. Modern Physics Letters A, 2016, 31(14): 1630013.
 - [190] Rane A, Lorimer D. Journal of Astrophysics and Astronomy, 2017, 38(3): 55.
 - [191] Katz J I. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2018, 103: 1-18.
 - [192] Keane E F. Nature Astronomy, 2018, 2: 865-872.
 - [193] Petroff E, Hessels J W T, Lorimer D R. A&ARv, 2019, 27(1): 4.
 - [194] Cordes J M, Chatterjee S. ARA&A, 2019, 57: 417-465.
 - [195] Chatterjee S. Astronomy and Geophysics, 2021, 62(1): 1.29-1.35.
 - [196] Bhandari S, Flynn C. Universe, 2021, 7(4): 85.
 - [197] Lyubarsky Y. Universe, 2021, 7(3): 56.
 - [198] Nicastro L, Guidorzi C, Palazzi E, et al. Universe, 2021, 7(3): 76.
 - [199] Pilia M. Universe, 2021, 8(1): 9.
 - [200] Xiao D, Wang F, Dai Z. Science China Physics, Mechanics, and Astronomy, 2021, 64(4): 249501.
 - [201] Petroff E, Hessels J W T, Lorimer D R. A&ARv, 2022, 30(1): 2.
 - [202] Bailes M. Science, 2022, 378(6620): abj3043.



-
- [203] Zhang B. Universe, 2023, 9(8): 375.
 - [204] Ng C. 2023: arXiv:2311.01899.
 - [205] Newburgh L B, Addison G E, Amiri M, et al. Stepp L M, Gilmozzi R, Hall H J. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series: Vol. 9145 Ground-based and Airborne Telescopes V. 2014: 91454V.
 - [206] CHIME Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. ApJS, 2022, 261(2): 29.
 - [207] Lorimer D. Nature Astronomy, 2021, 5: 870-872.
 - [208] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. ApJ, 2018, 863(1): 48.
 - [209] CHIME/Pulsar Collaboration, Amiri M, Bandura K M, et al. ApJS, 2021, 255(1): 5.
 - [210] Boyle P C, Chime/Frb Collaboration. The Astronomer's Telegram, 2018, 11901: 1.
 - [211] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. Nature, 2019, 566(7743): 230-234.
 - [212] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. Nature, 2019, 566(7743): 235-238.
 - [213] CHIME/FRB Collaboration, Andersen B C, Bandura K, et al. ApJL, 2019, 885(1): L24.
 - [214] Fonseca E, Andersen B C, Bhardwaj M, et al. ApJL, 2020, 891(1): L6.
 - [215] Ioka K, Zhang B. ApJL, 2020, 893(1): L26.
 - [216] Lyutikov M, Barkov M V, Giannios D. ApJL, 2020, 893(2): L39.
 - [217] Yang H, Zou Y C. ApJL, 2020, 893(2): L31.
 - [218] Rafiei-Ravandi M, Smith K M, Li D, et al. ApJ, 2021, 922(1): 42.
 - [219] Xu S, Weinberg D H, Zhang B. ApJL, 2021, 922(2): L31.
 - [220] Zhong S Q, Xie W J, Deng C M, et al. ApJ, 2022, 926(2): 206.
 - [221] Cordes J M, Ocker S K, Chatterjee S. ApJ, 2022, 931(2): 88.
 - [222] Zhang K, Li L, Zhang Z, et al. Universe, 2022, 8(7): 355.
 - [223] Kim S J, Hashimoto T, Chen B H, et al. MNRAS, 2022, 514(4): 5987-5995.
 - [224] Cui X H, Zhang C M, Li D, et al. Ap&SS, 2022, 367(7): 66.
 - [225] Wang Z H, Sang Y, Zhang X. Research in Astronomy and Astrophysics, 2023, 23 (2): 025002.



-
- [226] Mamidipaka P, Desai S. Astroparticle Physics, 2023, 144: 102761.
 - [227] Zhang J, Zhang C, Li D, et al. Astronomy Reports, 2023, 67(3): 244-249.
 - [228] Li Y, Zou J M, Zhang J G, et al. 2023: arXiv:2303.16775.
 - [229] Zhu Y, Niu C, Cui X, et al. Universe, 2023, 9(6): 251.
 - [230] James C W. PASA, 2023, 40: e057.
 - [231] Lin H N, Zou R. ApJ, 2024, 962(1): 73.
 - [232] Yao J M, Manchester R N, Wang N. ApJ, 2017, 835(1): 29.
 - [233] Dolag K, Gaensler B M, Beck A M, et al. MNRAS, 2015, 451(4): 4277-4289.
 - [234] Prochaska J X, Zheng Y. MNRAS, 2019, 485(1): 648-665.
 - [235] Li Z, Gao H, Wei J J, et al. MNRAS, 2020, 496: L28-L32.
 - [236] Deng W, Zhang B. ApJL, 2014, 783(2): L35.
 - [237] Planck Collaboration, Aghanim N, Akrami Y, et al. A&A, 2020, 641: A6.
 - [238] Zhang B. ApJL, 2018, 867(2): L21.
 - [239] Houben L J M, Spitler L G, ter Veen S, et al. A&A, 2019, 623: A42.
 - [240] Beniamini P, Kumar P. MNRAS, 2020, 498(1): 651-664.
 - [241] Cao X F, Xiao M, Xiao F. RAA, 2017, 17(2): 14.
 - [242] Luo R, Men Y, Lee K, et al. MNRAS, 2020, 494(1): 665-679.
 - [243] Yüksel H, Kistler M D, Beacom J F, et al. ApJL, 2008, 683(1): L5.
 - [244] Davé R. MNRAS, 2008, 385(1): 147-160.
 - [245] Regimbau T, Hughes S A. PRD, 2009, 79(6): 062002.
 - [246] Zhu X J, Howell E J, Blair D G, et al. MNRAS, 2013, 431(1): 882-899.
 - [247] Regimbau T, Siellez K, Meacher D, et al. ApJ, 2015, 799(1): 69.
 - [248] Tan W W, Yu Y W. ApJ, 2020, 902(1): 83.
 - [249] Zevin M, Nugent A E, Adhikari S, et al. ApJL, 2022, 940(1): L18.
 - [250] Luo J W, Li Y, Ai S, et al. MNRAS, 2022, 516(2): 1654-1661.
 - [251] Mennekens N, Vanbeveren D, De Greve J P, et al. A&A, 2010, 515: A89.
 - [252] Toonen S, Perets H B, Igoshev A P, et al. A&A, 2018, 619: A53.



-
- [253] Kobayashi C, Mandel I, Belczynski K, et al. ApJL, 2023, 943(2): L12.
 - [254] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, et al. AJ, 2005, 129(4): 1993-2006.
 - [255] Harris W E. AJ, 1996, 112: 1487.
 - [256] Olausen S A, Kaspi V M. ApJS, 2014, 212(1): 6.
 - [257] Virtanen P, Gommers R, Oliphant T E, et al. Nature Methods, 2020, 17: 261-272.
 - [258] 俞云伟. 中子星物理导论. 北京: 科学出版社, 2022.
 - [259] 吴鑫基, 乔国俊, 徐仁新. 脉冲星物理. 北京: 北京大学出版社, 2018.
 - [260] Lorimer D R, Kramer M. Handbook of Pulsar Astronomy. 2012.
 - [261] Lyne A, Graham-Smith F, Stappers B. Cambridge astrophysics: Pulsar astronomy. 5th ed. Cambridge University Press, 2022.
 - [262] Keane E F. MNRAS, 2016, 459(2): 1360-1362.
 - [263] Rane A, Loeb A. MNRAS, 2017, 467(1): L11-L15.
 - [264] Good D C, Andersen B C, Chawla P, et al. ApJ, 2021, 922(1): 43.
 - [265] Price D C, Flynn C, Deller A. PASA, 2021, 38: e038.
 - [266] Han J L, Wang C, Wang P F, et al. Research in Astronomy and Astrophysics, 2021, 21(5): 107.
 - [267] Koljonen K I I, Lindseth S S, Linares M, et al. MNRAS, 2024, 529(1): 575-586.
 - [268] Pavlović M Z, Urošević D, Vukotić B, et al. ApJS, 2013, 204(1): 4.
 - [269] Kozlova A V, Israel G L, Svinkin D S, et al. MNRAS, 2016, 460(2): 2008-2014.
 - [270] Surnis M P, Joshi B C, Maan Y, et al. ApJ, 2016, 826(2): 184.
 - [271] Ranasinghe S, Leahy D A, Tian W. Open Physics Journal, 2018, 4: 1-13.
 - [272] Mereghetti S, Savchenko V, Ferrigno C, et al. ApJL, 2020, 898(2): L29.
 - [273] Hashimoto T, Goto T, On A Y L, et al. MNRAS, 2020, 497(4): 4107-4116.



攻读学位期间完成的学术成果

1. Zhang Zi-Liang, Yu Yun-Wei, Cao Xiao-Feng, Diverse origins for non-repeating fast radio bursts: Rotational radio transient sources and cosmological compact binary merger remnants, *Astronomy & Astrophysics*, 2023, 675, A66.



致 谢

桂子山七载将尽，追忆初涉此地。经一夜火车铁轨之哐当，晨至武昌。东门入，离喧嚣繁华，入温馨静谧之校园，今感依旧。此亦余物理启蒙第十年矣。寄蜉蝣于星空，渺星海之一粟。以有涯随无涯，追宇宙之无穷，愿此道长行。

引余入天文学之巨坑者，俞云伟也。初识俞师于大一夹竹桃盛开之季，俞师平易近人，温文儒雅，幽默风趣，改余对教师之刻板印象。幸得俞师引领，始知天文学研究为生动有趣之冒险。虽浅涉此领域数载，然自觉愚笨，与师交流每不能即悟，辄需数时方解深意。感念俞师之耐心，答琐屑问题。俞师无条件之支持与鼓励，使余变得自信开朗。

与天体所老师们的交往，亦为难忘时光。感念郑小平老师对物理及科普之热爱，令余向往。初见刘良端教授，适逢初次参加学术会议，彼时瑟瑟发抖，会场如坐针毡，见刘师倍感亲切，同餐讨论，收获良多。刘师对职业发展之观点与学习研究之经历，深有启发。感谢杨书华、程泉、邱涛涛诸师之帮助与鼓励。回忆与牛晨辉讨论射电观测之趣，令余不再畏惧。

I would like to express my sincere gratitude to Prof. Taishi Katsuragawa for his care and support. Sharing barbecue, drinking wine, and discussing physics with him has provided me with invaluable opportunities to learn more and, importantly, to improve my English. He is the most interesting Japanese and the best English speaker I have ever encountered.

感谢袁乐融、谌燕、过颤璟、邓晓芒、Maslow、Fromm、Ben-Shahar、Marx、Engels、Rogers，诸内心闪光之人，使我更深入了解与认识自我。感谢天体所同学们：陈阿明、李少泽、刘建峰、赵文昌、倪光磊、施加明、李永森、陈华、郭昱镝、郑瑞丰、吴光磊、彭奕川、杨鸿、魏芳、汪汶艺、柴园、胡堃、魏昌伊、沈俊、李京谣、舒杰、徐远层、谢升伦、刘学智、叶家豪、谢嘉辰、秦至臻、栾泽、肖明燕、朱慧、高明、张家恒、俞肖粤、张浩辉、潘兴恒、龙韦成、张宇浩、郑见和、华昭淇等。永怀与 Agi 天道格斗、月亮不花便土、JanyOz、711KS、麦麦肯、奉行着、Garen、Malphite、Aatrox 和 Sion 共度之美妙夜晚。

硕研三年，见证天体所十一楼之建设与变化。廿一年装修之际，得俞师允，居



毛坯房自习，后成办公室。十一楼阳台观夕阳、看星星之时光，乃余难忘之乐事。走廊四树，时有照料，郁郁葱葱，盼再有缘相见。

张子良¹
2024年5月于桂子山天体所

¹本学位论文应该估计可能会在个人网站上公开高清电子版，这段致谢是在 ChatGPT 4o 帮助下完成的。以后的我也许会嘲笑这段仿古文字的幼稚矫情，但此时我并不想担忧这些问题。