

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2017.04.04

快速射电暴的观测及理论研究进展

李龙彪, 黄永锋, 耿金军

(南京大学 天文与空间科学学院, 南京 210046)

摘要: 快速射电暴是近几年观测到的一种在射电波段短暂出现的高能天体物理爆发现象。它们的光变曲线通常表现为单个脉冲轮廓, 持续时间一般为若干毫秒, 大部分峰值流量密度可达到央斯基量级。对快速射电暴研究概况进行了评述, 系统描述了快速射电暴的观测进展, 介绍了已提出的快速射电暴前身星物理模型及快速射电暴在天体物理领域中的应用等, 也对快速射电暴的未来研究进行了展望。

关键词: 辐射机制; 快速射电暴; 色散量; 致密星

中图分类号: P162 **文献标识码:** A

1 引 言

快速射电暴 (fast radio burst, 简称 FRB) 是近几年观测到的一种在射电波段上短暂出现的爆发现象。它们的持续时间通常只有几毫秒, 流量密度可以达到央斯基量级。快速射电暴的光变曲线通常为单脉冲结构, 其信号的到达时间延迟和频率之间的相关性通常表现为 $\Delta t \propto \nu^{-2}$, 不同频率的脉冲宽度则满足 $W \propto \nu^{-4}$ 关系。

2007 年, Lorimer 等人^[1]在 Science 上公布了第一个被发现的快速射电暴 (FRB 010724), 其观测位置和脉冲形状如图 1 所示。它是在分析已存档的脉冲星巡天数据时被发现的, 该射电暴被澳大利亚 64 m 帕克斯射电望远镜 (Parkes Radio Telescope, 简称 Parkes) 接收机上的 3 个相邻波束同时观测到, 其空间位置距离小麦哲伦星云约 3° (见图 1a)), 色散量 (dispersion measure, 简称 DM) 是 $375 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。虽然 FRB 010724 的银纬比较高, 但由于信噪比不高, 它曾被认为可能来自人工信号的干扰。Keane 等人^[2]在 2012 年发现了第二个快速射电暴 FRB 010621, 其观测数据虽然更符合天文学起源, 但其银纬较低 ($b = -4.003^\circ$)。随后, Thornton 等人^[3]报道了 4 个新的快速射电暴样本, 标志着快速射电暴的研究正式成为高能天

收稿日期: 2016-11-28; 修回日期: 2017-02-17

资助项目: 国家自然科学基金 (11473012); 973 项目 (2014CB845800); 中国科学院引力波先导 B 项目 (XDB23040000); 博士后创新人才支持计划 (BX201700114115)

通讯作者: 黄永锋, hyf@nju.edu.cn

体物理学和时域天文学的一个重要新方向。

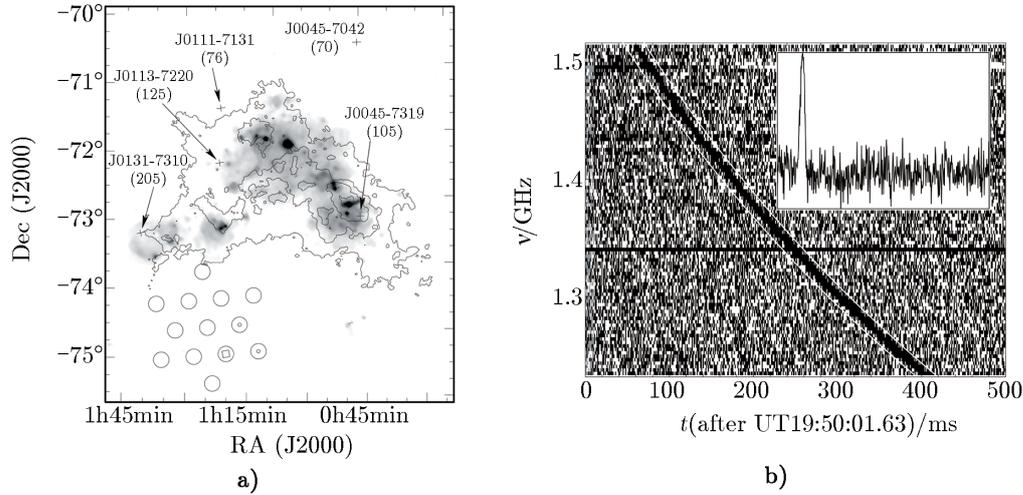


图 1 a) FRB 010724 的 Parkes 观测图像^[1]; b) FRB 010724 的频率演化和脉冲形状^[1]

本文结构安排如下：第 2 章介绍快速射电暴的观测进展；第 3 章阐述快速射电暴的前身星模型；第 4 章描述快速射电暴在相关天体物理领域中的可能应用；最后，在第 5 章，我们对快速射电暴未来的观测和理论研究进行展望。

2 观测概况

综合各射电望远镜的观测数据，截止到 2017 年 1 月，共有 17 个非重复快速射电暴和 1 个重复快速射电暴 (FRB 121102) 被探测到^[1-14]。对于非重复快速射电暴，除了 FRB 110523 是在 800 MHz 波段被美国绿岸望远镜 (Green Bank Telescope, 简称 GBT) 观测到之外，其他 16 个非重复暴均在 1 400 MHz 波段被 Parkes 观测到。而对于重复快速射电暴 FRB 121102，自 2012 年它被美国阿雷西博射电望远镜 (Arecibo Radio Telescope, 简称 Arecibo) 探测到 1 次爆发后，在 2015 年和 2016 年又被 GBT 和美国甚大天线阵 (Very Large Array, 简称 VLA) 先后探测到 25 次爆发。其中 12 次爆发是在 1 400 MHz 波段被 Arecibo 观测到，5 次爆发是在 2 000 MHz 波段被 GBT 观测到，而 VLA 在 3 000 MHz 波段观测到了其余 9 次爆发事件 (在这 9 次爆发中，有 3 次同时也被 Arecibo 观测到)。表 1 列出了 17 个非重复快速射电暴的相关物理参数^[15]，其中第 1—3 列分别给出各个快速射电暴的名称、所对应的观测望远镜以及观测波段；第 4—6 列分别表示观测脉冲宽度 (W)、峰值流量密度 (S_{peak}) 和观测流量 (F_{obs})，其中 $F_{\text{obs}} = W \times S_{\text{peak}}$ ，单位为央斯基毫秒；第 7 列和第 8 列是各个快速射电暴的银经 (l) 和银纬 (b)；第 9—11 列给出快速射电暴的色散量 (DM)、银河系所贡献的色散量 (DM_{Galaxy}) 和对应的 DM_{excess} ，其中 $DM_{\text{excess}} = DM - DM_{\text{Galaxy}}$ ；第 12—14 列是以 DM_{excess} 为基础推导出的红移 (z)、光度距离 (D_L) 和在射电波段所释放的能量 (E_{FRB} ，假设辐射张角为 1 个

表 1 截止到 2017 年 1 月已观测到的 17 个非重复快速射电暴样本^[15]

FRB 名称	望远镜	观测波段 /MHz	W /ms	S_{peak} /Jy	F_{obs} /Jy · ms	l /($^{\circ}$)	b /($^{\circ}$)	DM /pc · cm $^{-3}$	DM_{Galaxy} /pc · cm $^{-3}$	DM_{excess} /pc · cm $^{-3}$	z	D_L /Gpc	$E_{\text{FRB}} /10^{32}$ J
010125	Parkes	1 400	$10.60^{+2.80}_{-2.50}$	$0.54^{+0.11}_{-0.07}$	$5.72^{+2.99}_{-1.92}$	356.641	-20.020	790.3 ± 0.3	110	680.3	0.57	3.35	2.77
010621	Parkes	1 400	$8.00^{+4.00}_{-2.25}$	$0.53^{+0.26}_{-0.09}$	$4.24^{+5.24}_{-1.71}$	25.433	-4.003	748 ± 3	523	223	0.19	0.93	0.12
010724	Parkes	1 400	$20.00^{+0.00}_{-0.00}$	$1.57^{+0.00}_{-0.00}$	31.48	300.653	-41.805	375 ± 3	44.58	330.42	0.28	1.45	2.31
090625	Parkes	1 400	$1.92^{+0.83}_{-0.77}$	$1.14^{+0.42}_{-0.21}$	$2.19^{+2.10}_{-1.12}$	226.443	-60.030	899.55 ± 0.1	31.69	867.86	0.72	4.46	2.42
110220	Parkes	1 400	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$	$1.30^{+0.00}_{-0.00}$	$7.28^{+0.13}_{-0.13}$	50.828	-54.766	944.38 ± 0.05	34.77	909.61	0.76	4.77	9.39
110523	GBT	800	$1.73^{+0.17}_{-0.17}$	0.60	1.04	56.119	-37.819	623.30 ± 0.06	43.52	579.78	0.48	2.73	0.22
110626	Parkes	1 400	$1.41^{+1.22}_{-0.45}$	$0.63^{+1.22}_{-0.12}$	$0.89^{+3.98}_{-0.40}$	355.861	-41.752	723.0 ± 0.3	47.76	675.54	0.56	3.28	0.48
110703	Parkes	1 400	$3.90^{+2.24}_{-1.85}$	$0.45^{+0.28}_{-0.10}$	$1.76^{+2.73}_{-1.04}$	80.997	-59.019	1103.6 ± 0.7	32.33	1 071.27	0.89	5.80	3.59
120127	Parkes	1 400	$1.21^{+0.64}_{-0.25}$	$0.62^{+0.35}_{-0.10}$	$0.75^{+1.04}_{-0.25}$	49.287	-66.203	553.3 ± 0.3	31.82	521.48	0.43	2.39	0.20
121002	Parkes	1 400	$5.44^{+3.50}_{-1.20}$	$0.43^{+0.33}_{-0.06}$	$2.34^{+4.46}_{-0.77}$	308.219	-26.264	1629.18 ± 0.02	74.27	1 554.91	1.30	9.28	14.94
130626	Parkes	1 400	$1.98^{+1.20}_{-0.44}$	$0.74^{+0.49}_{-0.11}$	$1.47^{+2.45}_{-0.50}$	7.450	27.420	952.4 ± 0.1	66.87	885.53	0.74	4.62	1.75
130628	Parkes	1 400	$0.64^{+0.13}_{-0.13}$	$1.91^{+0.29}_{-0.23}$	$1.22^{+0.47}_{-0.37}$	225.955	30.655	469.88 ± 0.01	52.58	417.3	0.35	1.87	0.19
130729	Parkes	1 400	$15.61^{+9.98}_{-6.27}$	$0.22^{+0.17}_{-0.05}$	$3.43^{+6.55}_{-1.81}$	324.787	54.744	861 ± 2	31	830	0.69	4.24	3.35
131104	Parkes	1 400	$2.37^{+0.89}_{-0.45}$	$1.16^{+0.35}_{-0.13}$	$2.75^{+2.17}_{-0.76}$	260.549	-21.925	779 ± 3	71.1	707.9	0.59	3.50	1.72
140514	Parkes	1 400	$2.80^{+3.50}_{-0.70}$	$0.47^{+0.11}_{-0.08}$	$1.32^{+2.34}_{-0.50}$	50.841	-54.611	562.7 ± 0.6	34.9	527.8	0.44	2.46	0.37
150418	Parkes	1 400	$0.80^{+0.30}_{-0.30}$	$2.20^{+0.60}_{-0.30}$	$1.76^{+1.32}_{-0.81}$	232.665	-3.234	776.2 ± 0.5	188.5	587.7	0.49	2.79	0.66
150807	Parkes	1 400	$0.35^{+0.05}_{-0.05}$	$128.00^{+5.00}_{-5.00}$	$44.80^{+8.40}_{-7.90}$	336.710	-54.400	266.5 ± 0.1	70	196.5	0.16	0.77	1.00

注: 数据取自 <http://astronomy.swin.edu.au/pulsar/frbcat/>。

单位立体角)。

2.1 色散量

色散量是快速射电暴最重要的观测信息之一, 某种程度上表征快速射电暴的距离。色散量的物理定义是电子数密度在视向路径上的积分, 表示为:

$$DM = \int_0^D n_e dl_{//} = \langle n_e \rangle D, \quad (1)$$

其中, n_e 是电子数密度, $l_{//}$ 表示视向路径, D 为快速射电暴的距离。观测发现快速射电暴的色散量主要分布在 $200 \sim 1700 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 之间, 大部分超出银河系所贡献的色散量 $10 \sim 20$ 倍。

当电磁波在等离子体中传播时, 会与等离子体中的自由电子相互作用, 产生色散, 因此电磁波的群速度依赖频率有所不同, 导致较高频率的脉冲辐射更早到达, 而低频信号会被延迟。理论上容易得到, 这种时间延迟通常与频率成平方反比关系^[1, 3, 16], 即

$$\Delta t \propto DM \cdot \nu^{-2}. \quad (2)$$

因此, 通过测量脉冲信号在较高频率 (ν_h) 和较低频率 (ν_l) 之间的时间延迟 (Δt), 可以得到源的色散量^[17], 即

$$DM = \Delta t \frac{2\pi m_e c^2 (\nu_l \nu_h)^2}{e^2 (\nu_h^2 - \nu_l^2)}. \quad (3)$$

式 (3) 即是快速射电暴色散量的测量原理。

2.2 脉冲形状

电磁辐射在等离子体中传播, 受到等离子体的色散作用的同时, 由于视线方向上电子密度的涨落, 它们还会被电子散射, 从而形成多路径传播^[16]。在射电波段, 散射会使脉冲展宽, 同时削弱峰值流量。随着观测频率的不同, 快速射电暴的脉冲宽度会有明显的变化, 和频率的四次方成反比^[1, 3], 即

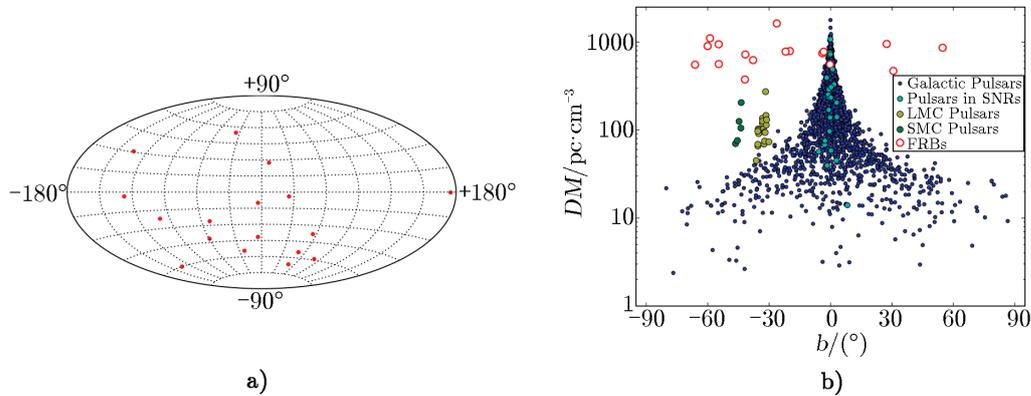
$$W \propto DM^2 \cdot \nu^{-4}. \quad (4)$$

快速射电暴的光变曲线多为单脉冲结构, 脉冲宽度一般为几毫秒。但是 Champion 等人^[9]展示了一个双峰结构的快速射电暴 FRB 121002。FRB 121002 有着所有快速射电暴样本中最大的色散量 ($1629 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$)。通过两个高斯函数的拟合, 人们发现它的两个脉冲成分有着同样的特征宽度和散射时标。两个峰之间的时间相差 (2.4 ± 0.4) ms, 振幅的比值约为 0.91 ± 0.2 ^[9, 18]。此外, FRB 010724, FRB 110220 和 FRB 130729 的脉冲轮廓中可能也存在多成分结构, 但在观测上表现不明显^[9]。

2.3 空间分布和天文学起源

快速射电暴的到达时间延迟 Δt 和脉冲宽度 W 随频率的不同而有所不同, 它们之间的关系和射电脉冲辐射在冷等离子体中传播时的特征是一致的, 这个事实支持了快速射电暴的天文学起源。

快速射电暴的银纬通常比较高(范围为 $20^\circ \sim 70^\circ$)。虽然也有 3 个快速射电暴的银纬在 5° 以下, 非常接近银道面, 但对低银纬区域的更多巡天观测并没有发现新的快速射电暴^[19]。目前观测到的快速射电暴在天球上的位置分布如图 2a) 所示。通过分析偶极距 $\langle \cos \theta \rangle$ 和四极距 $\langle \sin^2 b - 1/3 \rangle$, 研究者认为, Parkes 观测到的快速射电暴在空间上的分布可能各向同性^[20]。



注: 图中同时给出了一些其他类型的射电源的分布情况, 以作对比。

图 2 a) 目前观测到的全部快速射电暴在银河系坐标中的分布; b) 除 FRB 150807 之外的 16 个非重复快速射电暴及 FRB 121102 的色散量和银纬的分布^[21]

图 2b) 表明较高银纬 ($|b| > 5^\circ$) 处的快速射电暴的色散量要高于同纬度的脉冲星。Lorimer 等人^[1]和 Thornton 等人^[3]认为, 如此高的色散量主要来自于星系际介质的贡献。Li 等人^[22]通过分析 16 个非重复暴的色散量, 发现 DM 和 DM_{excess} 大致服从高斯分布。用高斯函数拟合后, DM_{excess} 的峰值在 $660 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$, 约占总色散量峰值的 90%。这些事实均表明快速射电暴有可能是河外起源, 甚至是宇宙学起源^[3, 23-27]。目前的色散量观测暗示快速射电暴的红移 z 可能主要分布在 $0.5 \sim 1.3$ ^[3, 9]。有趣的是, 最近针对 FRB 121102 光学对应体的直接光谱观测给出, 其红移 $z = 0.19273 \pm 0.00008$ ^[28], 确认了该暴的河外起源。

2.4 强度分布函数

建立一个有效的光度函数可以帮助研究者了解快速射电暴的本质^[29]。但目前大部分快速射电暴的红移尚不能被精确地测定, 而根据色散量估算出来的光度或能量(见表 1) 还存有争议^[30-32], 所以快速射电暴的真实光度函数目前尚不可得。值得注意的是, 在伽马射线暴领域, 在它们的红移没有被精确测定之前, Tavani^[33]早在 1998 年就通过分析伽马射线暴的峰值流量密度的累计分布, 即当 $S > S_{\text{peak}}$ 时, $N \propto S_{\text{peak}}^{-3/2}$, 得出伽马射线暴发生于宇宙学距离的结论。受此启发, 我们也可以考虑对快速射电暴开展类似研究。但是快速射电暴的峰值流量密度由于受到星系际介质的散射和闪烁的影响会发生起伏变化, 因此一些研究者选择快速射电暴的观测流量 (F_{obs}) 的累计分布, 即当 $F > F_{\text{obs}}$ 时, $N \propto F_{\text{obs}}^{-a}$, 来进行分析^[29, 34-36]。

Li 等人^[22]通过分析 16 个非重复快速射电暴的观测流量建立了一个快速射电暴的强度分布函数。他们假设快速射电暴的爆发率随观测流量成幂律分布, 即 $dN/dF_{\text{obs}} = A F_{\text{obs}}^{-a}$, 其中 a 是幂律指数, A 是快速射电暴在全地球上每天的爆发数目的常数系数。Li 等人^[22]将 16

个非重复快速射电暴按照不同的组距 (ΔF) 划分为不同的小区间, 然后根据每个小区间内的快速射电暴样本数目和该小区间所对应的流量中值进行幂律拟合。图 3a) 描述了当 ΔF 取 $2.0 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 时通过拟合得到的幂律关系, 其幂律指数值为 $a = 0.86 \pm 0.15$ 。

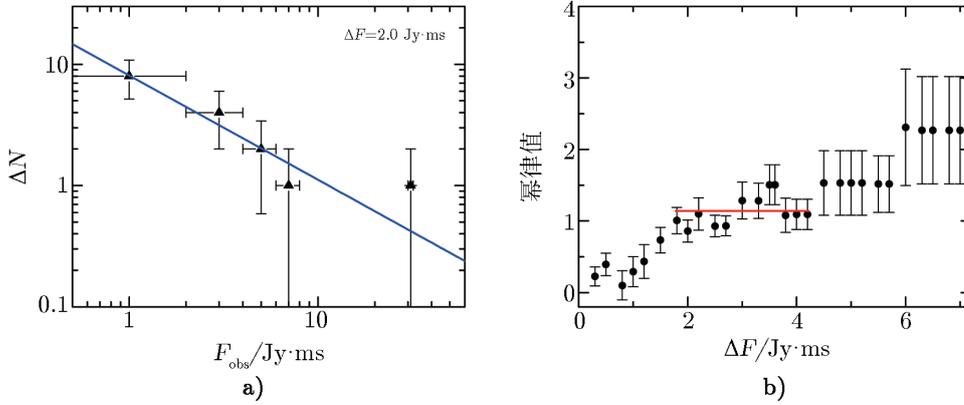


图 3 非重复快速射电暴的强度分布情况^[22]

受样本数目较少的限制, 不同的组距会影响拟合结果, 因此 Li 等人^[22]同时对 ΔF 在 $0.3 \sim 7.0 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 范围内取不同的值。图 3b) 展示了不同的 ΔF 所对应的拟合幂律值。值得注意的是, 当组距取较小值 ($\Delta F < 1.8 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$) 时, 一般只有 3 个或更少的快速射电暴落在同一个小区间内, 因而随着 ΔF 的变化, 快速射电暴的分布会明显不同, 拟合得到的幂律指数值也会随 ΔF 有明显涨落。而当 $\Delta F > 4.2 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 时, 样本因受总数限制而只落在 3 个或更少的小区间内, 拟合得到的幂律指数值会再次随 ΔF 出现明显涨落且误差较大。Li 等人^[22]发现, 当 ΔF 在 $1.8 \sim 4.2 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 范围内取值时, 拟合得到的幂律指数值较为稳定。因此他们取 $1.8 \text{ Jy} \cdot \text{ms} \leq \Delta F \leq 4.2 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 时拟合得到的 12 个幂律指数值的算术平均值作为强度分布函数中最终的幂律指数值, 得到 $a = 1.14 \pm 0.20$ 。

对于强度分布函数中的常数系数 A , 可以通过快速射电暴的观测爆发率^[3, 9, 37-40]进行估算。当 $F > F_{\text{limit}}$ 时, 对强度分布函数进行积分, 快速射电暴的爆发率可表示为^[22]:

$$R = A \int_{F_{\text{limit}}}^{F_{\text{max}}} F_{\text{obs}}^{-a} dF_{\text{obs}}, \quad (5)$$

其中, F_{limit} 是射电望远镜的灵敏度, F_{max} 是快速射电暴观测流量的上限。利用不同的观测爆发率, Li 等人^[22]所估算的常数系数为 $A = (4.14 \pm 1.30) \times 10^3$ 。因此, 他们给出的完整强度分布函数可表示为^[22]:

$$\frac{dN}{dF_{\text{obs}}} = (4.14 \pm 1.30) \times 10^3 F_{\text{obs}}^{-1.14 \pm 0.20}. \quad (6)$$

针对大于 $50 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 的极强射电暴, 式 (6) 给出的爆发率与最近 Ravi 等人^[11]给出的观测结果在数量级上一致。但值得注意的是, 式 (6) 给出的结果仍偏高约 8 倍, 因此对于这类比较极端的快速射电暴, 还需要更多的观测和理论研究。

2.5 重复快速射电暴

FRB 121102 是目前唯一一个被观测到有重复爆发现象的快速射电暴。2012 年, FRB 121102 第一次被 Arecibo 观测到时, 其脉冲宽度是 3.0 ms, 流量是 $1.2 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$, 色散量是 $557 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。而在 2015 年和 2016 年, FRB 121102 先后又被探测到有 25 次重复爆发, 其色散量如表 2 所示。在扣除了银河系的色散量贡献 ($188 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$) 后, Chatterjee 等人^[14]认为其可能的最大红移为 0.32。随后, Tendulkar 等人^[28]根据对 FRB 121102 的对应体的光学观测证认出了 FRB 121102 的宿主星系, 并测定其红移为 $z = 0.19273 \pm 0.00008$ 。这是人们首次直接测出快速射电暴的红移和距离, 是这一领域的重大进展。

表 2 截至 2017 年 1 月 FRB 121102 的 26 次重复爆发概况^[5, 12-15, 40]

望远镜	观测波段 /MHz	峰值时间 /UTC	W /ms	S_{peak} /Jy	F_{obs} /Jy · ms	DM /pc · cm ⁻³
Arecibo	1 400	2012-11-02 06:35	3.00 ± 0.50	$0.40^{+0.40}_{-0.10}$	$1.20^{+1.60}_{-0.45}$	557 ± 2
Arecibo	1 400	2015-05-17 17:42	3.80 ± 0.40	0.03	0.11	560 ± 4
Arecibo	1 400	2015-05-17 17:51	3.30 ± 0.40	0.03	0.10	566 ± 10
Arecibo	1 400	2015-06-02 16:38	4.60 ± 0.30	0.04	0.18	555 ± 3
Arecibo	1 400	2015-06-02 16:47	8.70 ± 1.50	0.02	0.17	558 ± 10
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:49	2.80 ± 0.40	0.02	0.06	559 ± 10
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:49	6.10 ± 1.40	0.02	0.12	—
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:50	6.60 ± 0.10	0.14	0.92	556.5 ± 3.7
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:53	6.00 ± 0.30	0.05	0.30	557.4 ± 3.7
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:56	8.00 ± 0.50	0.05	0.40	558.7 ± 4.9
Arecibo	1 400	2015-06-02 17:57	3.06 ± 0.04	0.31	0.95	556.5 ± 1.1
GBT	2 000	2015-11-13 08:32	6.73 ± 1.12	0.04	0.27	559.9 ± 7.1
GBT	2 000	2015-11-19 10:44	6.10 ± 0.57	0.06	0.37	565.1 ± 5.2
GBT	2 000	2015-11-19 10:51	6.14 ± 1.00	0.04	0.25	568.8 ± 6.6
GBT	2 000	2015-11-19 10:58	4.30 ± 1.40	0.02	0.09	—
GBT	2 000	2015-11-19 11:05	5.97 ± 0.35	0.09	0.54	560.0 ± 6.4
Arecibo	1 400	2015-12-08 04:54	2.50 ± 0.23	0.03	0.08	558.6 ± 1.7
VLA	3 000	2016-08-23 17:51	—	0.12	—	—
VLA	3 000	2016-09-02 16:19	—	0.67	—	—
VLA	3 000	2016-09-02 16:41	—	0.03	—	—
VLA	3 000	2016-09-07 11:59	—	0.06	—	—
VLA	3 000	2016-09-12 10:58	—	0.33	—	—
VLA	3 000	2016-09-14 10:18	—	0.04*	—	—
VLA	3 000	2016-09-15 11:11	—	0.05	—	—
VLA	3 000	2016-09-17 10:29	—	0.09*	—	—
VLA	3 000	2016-09-18 10:50	—	0.16*	—	—

注: * 表示同时被 Arecibo 在 1 400 MHz 波段观测到的重复爆发事件。

Spitler 等人^[13]在 FRB 121102 第一次被探测到约 2.5 a 后, 观测到了 10 次快速射电暴脉

冲。与在 2012 年探测到的快速射电暴脉冲相比,它们有着同样的色散量和空间位置,因而被认为是来自 FRB 121102 的天体源的重复爆发。随后 Scholz 等人^[12]再次探测到 6 次重复爆发现象。这 16 次重复爆发事件的能谱各不相同,不能很好地通过一个幂律函数来拟合得到。2017 年 1 月,Chatterjee 等人^[14]报告了在该天体源位置观测到的 9 次新的重复爆发事件。它们都是被 VLA 在 3 000 MHz 波段观测到的,信噪比范围是 10 ~ 150,定位精度约为 0.1",且其中 3 次爆发同时也被 Arecibo 在 1 400 MHz 波段探测到^[14]。表 2 中列出了 FRB 121102 的 26 次重复爆发的主要物理参数。可以看到,它们的峰值流量密度普遍较低,主要分布在 0.02 ~ 0.67 Jy,比其他非重复暴的峰值流量密度低约一个数量级^[13]。需要提到的是,其中一些重复暴的流量密度在 Parkes 的灵敏度以下,因而并不能被 Parkes 观测到。这也可能是其他快速射电暴没有观测到重复现象的原因之一。

这些重复爆发现象说明 FRB 121102 可能与其他非重复暴并不相同,代表了快速射电暴的新类别。人们认为重复快速射电暴可能起源于软伽马重复暴^[25]、脉冲星穿过小行星带^[41],或者中子星-白矮星双星系统^[42]等。Chatterjee 等人^[14]利用 VLA 对 FRB 121102 的观测表明,其辐射并非来自于延展星系或者恒星形成区域^[43],同时观测亮温度限制也不要求辐射必须是相干的。Spitler 等人^[13]提出年轻脉冲星的巨型脉冲是一个可能的理论模型^[44, 45];但在 9 次新的重复爆发事件被观测到后,Lyutikov^[46]指出,这一模型可能并不能解释快速射电暴的重复爆发现象。

2.6 对应体观测

证认快速射电暴的多波段对应体或宿主星系对于了解它们的起源和物理机制非常关键。非重复快速射电暴的实时观测较难实现,其位置也难以被精确地测定,这就导致实施快速跟踪观测以探测多波段对应体或宿主星系非常困难。但对于重复快速射电暴,这方面则相对容易得多。

Keane 等人^[10]首先发现了快速射电暴 FRB 150418,他们随即使用澳大利亚望远镜致密阵列 (Australia Telescope Compact Array, 简称 ATCA) 对其进行跟踪观测,并于爆发 2 h 后在 5.5 GHz 和 7.5 GHz 波段处观测到一个较为暗弱的射电暂现源。该射电源在 5.5 GHz 波段处持续约 6 d 后从 200 ~ 300 μ Jy 迅速衰减到约 100 μ Jy,光变行为同短伽马射线暴的射电余辉较相似^[47],他们因此认为该暂现源是 FRB 150418 的射电余辉。Keane 等人^[10]通过该疑似余辉找到一个宿主星系,发现它是一个椭圆星系,其红移为 $z = 0.492 \pm 0.008$ 。这曾被认为是第一个观测到射电余辉和证认了宿主星系的快速射电暴。

遗憾的是,该射电暂现源很快被发现可能只是一个活动星系核 (AGN) 的耀发,并不是 FRB 150418 的射电余辉^[48, 49]。尤其是在 FRB 150418 爆发 300 多天后,VLA 在同一位置观测到一次类似的射电波段耀发事件,观测数据如图 4a) 所示。Akiyama 和 Johnson^[50]也认为该射电耀发可能是由活动星系核的射电辐射闪烁引起的。而 Li 和 Zhang^[51]通过统计分析认为,并不能完全排除当初观测到的射电信号是 FRB 150418 的射电余辉的可能性。Giroletti 等人^[52]和 Johnston 等人^[53]分析了欧洲甚长基线干涉网 (European Very Long Baseline Radio Interferometry Network, 简称 EVN)、印度巨型米波射电望远镜 (Giant Metre-wave Radio Telescope), ATCA 和 VLA 等的跟踪观测后,认为 FRB 150418 并不与 Keane 等人^[10]提出的

宿主星系相关联。

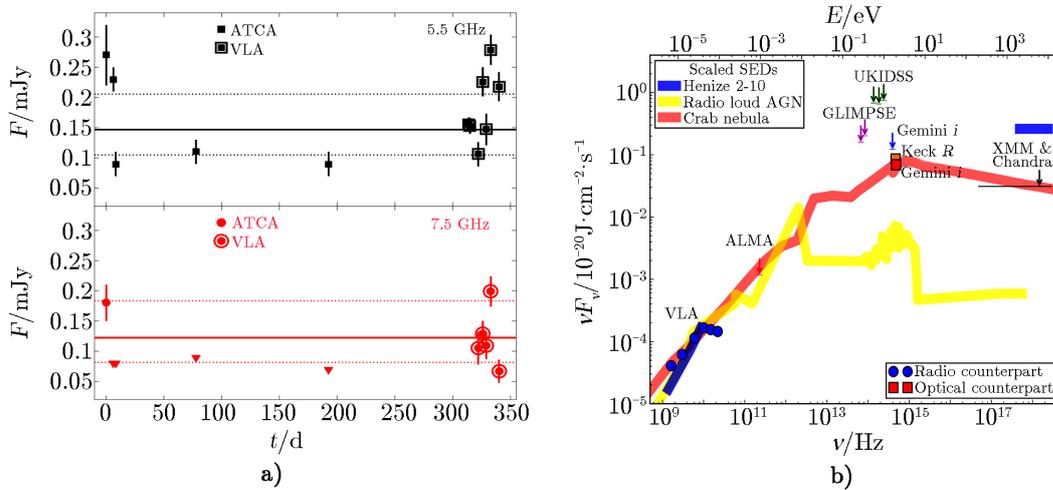


图 4 a) FRB 150418 源方向的持续射电辐射变化情况 (5.5 GHz 和 7.5 GHz)^[48]; b) FRB 121102 对应体的宽波段能量分布^[14]

另一方面, DeLaunay 等人^[54]声称, 在 Swift 卫星的观测数据中找到了 FRB 131104 在伽马波段的对应体, 置信度为 3.2σ 。该伽马暂现源的持续时标为 377 s, 流量约为 $S_\gamma = 4 \times 10^{-13} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。如果红移是 $z \approx 0.55$, 该暂现源在伽马波段所释放的各向同性能量为 $E_\gamma \approx 5 \times 10^{44} \text{ J}$, 比 FRB 131104 在射电波段所释放的能量要高出约 10 个数量级^[55, 56]。Shannon 和 Ravi^[57]在 FRB 131104 爆发后的 2.5 a 时间内, 通过 ATCA 观测到一个射电变源。该射电变源的空间位置与 DeLaunay 等人^[54]所观测的伽马暂现源的空间位置并不一致, 而光学和红外波段的观测表明该源应该是一个射电活动星系核。因此, 该伽马暂现源是否与 FRB 131104 成协有待确认。

2017 年 1 月, Chatterjee 等人^[14]报告了利用 VLA 对 FRB 121102 进行的跟踪观测数据, 他们对该重复快速射电暴的定位精度达到了亚角秒量级, 同时在 3 000 MHz 波段观测到一个较为暗弱 (约 180 mJy) 的射电持续源, 其流量密度在天的时标上有约 10% 的涨落。VLA 在 1 ~ 26 GHz 波段的跟踪观测表明, 该源的光谱是非热谱和非单一幂律谱。EVN 和超长基线阵列 (Very Long Baseline Array) 的观测表明, 该持续源的尺度约小于 $0.0017''$, 亮温度下限为 $8 \times 10^6 \text{ K}$ 。此外, Chatterjee 等人^[14]还使用凯克望远镜 (Keck Telescope) 和双子望远镜 (Gemini Telescope) 观测到一个 AB 星等约 25 mag 的暗弱光学对应体, 但在 230 GHz 波段、红外波段和 X 射线波段并没有探测到辐射。图 4b) 给出了该持续源的光谱能量分布, 它和低光度活动星系核、射电噪活动星系核以及蟹状星云的能谱结构都不相同^[14]。Chatterjee 等人^[14]指出, FRB 121102 的对应体不在银河系内, 可能与一个低光度活动星系核或未知类型的河外源相关联, 还可能是相互独立或成协的中子星和活动星系核等。

Tendulkar 等人^[28]通过双子望远镜确认该光学对应体是 FRB 121102 的宿主星系。这是

一个低金属丰度、富恒星形成的矮星系，红移 $z = 0.19273 \pm 0.00008$ ，对应的光度距离和角直径距离分别为 972 Mpc 和 683 Mpc^[55]。因此，假设 FRB 121102 的喷流张角为 $\delta\Omega$ ，当观测流量为 0.1 Jy·ms，观测带宽为 1.0 GHz，光度距离为 1 Gpc 时，其所释放的能量约为 10^{31} J ^[14, 28]。Marcote 等人^[55]使用 EVN 对 FRB 121102 和持续源进行定位观测，发现两者在垂直于视线方向上的距离约 40 pc。这为它们之间的内在物理关联提供了有力证据。基于这些观测事实，低光度 AGN 和年轻的超新星遗迹也成为 FRB 121102 的两个可能的产生机制^[55, 56]。

2.7 偏振观测

截止到 2017 年 1 月，有 3 个快速射电暴观测到偏振特征。第一个观测到偏振信号的快速射电暴是 FRB 140514^[7]，它的色散量为 $DM = 562.7 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，对应的红移上限为 0.5。FRB 140514 在和 FRB 110220 几乎在相同的方向上被探测到，但两者的色散量并不相同，因而被认为是不同的源产生的暴。FRB 140514 在 3σ 置信度内探测到 $(21 \pm 7)\%$ 的圆偏振度，同时没有探测到明显的线偏振。电磁波辐射在磁化等离子体中传播时，它的偏振性质会产生变化。通过线偏振信号，可以估算法拉第旋转效应和旋转量 (rotation measure, 简称 RM)，即 $RM \propto \int_0^D n_e B_{\parallel} dl_{\parallel}$ ，其中 B_{\parallel} 是平行于视线方向上的磁场分量。但 FRB 140514 的线偏振没有被探测到，因此不能给出旋转量^[7]。

Masui 等人^[6]报告了 GBT 在 800 MHz 波段观测到的第一个快速射电暴 FRB 110523。它的峰值流量密度约为 0.6 Jy，脉冲宽度为 1.74 ms，和其他快速射电暴的脉冲宽度相似。FRB 110523 有高达 44% 的线偏振度 (见图 5)，估算得到的旋转量为 $186.1 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，比银河系或者星系际介质所贡献的旋转量要高出约 10 ~ 30 倍。假定色散延迟和法拉第效应是由同一团等离子体产生的，通过旋转量和色散量，就可以给出等离子体在视线方向上的平均磁场强度。对 FRB 110523 的观测表明，其视线方向上的平均磁场强度约 $3.8 \times 10^{-11} \text{ T}$ ，这与旋涡星系的大尺度磁场的磁场强度 (约 $1.0 \times 10^{-9} \text{ T}$) 相当^[6]。FRB 110523 的附近存在着致密的磁化等离子体，那么一些涉及到致密星并合的理论模型可能会被排除。而磁星耀发^[58]、大质量中子星坍缩成黑洞^[59]、年轻脉冲星的巨型耀发^[44]等和年轻星族相关的模型可比较容易地解释 FRB 110523 的观测性质。

FRB 150807 是第 3 个观测到偏振的快速射电暴，其色散量是 $(266.5 \pm 0.1) \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，峰值流量密度高达 $(120 \pm 30) \text{ Jy}$ ，是目前观测到的色散量最低、流量密度最高的快速射电暴^[11]。它的线偏振度是 $(80 \pm 1)\%$ ，旋转量仅有 $(12.0 \pm 0.7) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ ，因此在 95% 的置信度内，视线方向上的磁场强度很弱，仅有 $2.1 \times 10^{-12} \text{ T}$ 。这意味着 FRB 150807 的源可能不在星系中心，且不支持年轻中子星的巨型脉冲^[44, 45, 58]等理论模型，因为该类模型难以满足如此低的旋转量要求。

3 前身星模型

快速射电暴可能存在着不同的分类，如重复暴和非重复暴，不同类别的快速射电暴的物

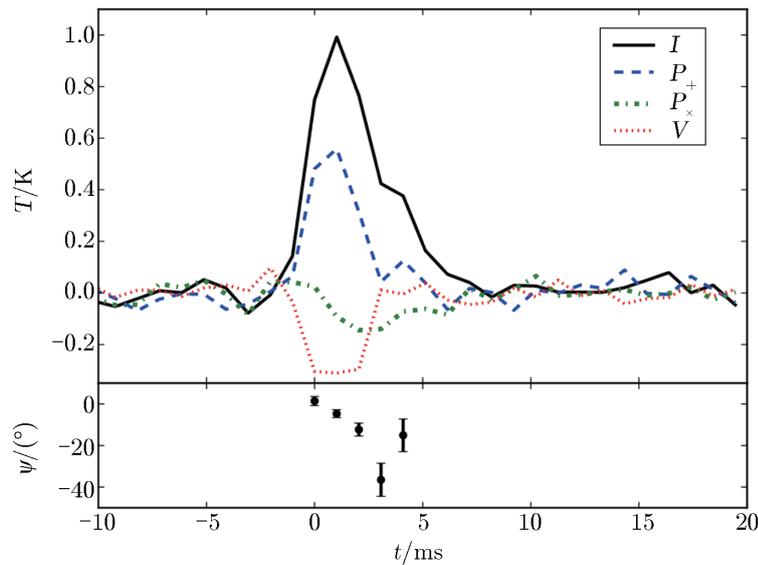


图 5 FRB 110523 的脉冲强度 (I)、线偏振度 (P_+ 和 P_x)、圆偏振度 (V) 以及偏振角 (ψ) 的演化情况^[6]

理机制可能完全不同。目前只有 FRB 121102 被观测到重复爆发现象, 这意味着它的各次爆发事件并不会摧毁其前身星。FRB 121102 的重复爆发使得人们可以有针对性地监测该天区, 从而最终成功地证认出了宿主星系并确认了其河外起源。但是, 其他非重复快速射电暴究竟是河内源还是河外源, 仍未被完全确认。这些非重复快速射电暴一般在高银纬处被观测到, 它们的色散量也远远超出银河系所贡献的色散量, 因此, 人们更倾向于它们是河外起源, 甚至是宇宙学起源的观点。如果表 1 中的红移估算可靠, 那么快速射电暴的爆发率约为每个星系每 1 000 年爆发一次, 大致是伽马射线暴爆发率的 10^3 倍^[3], 和软伽马重复暴及核坍缩超新星的爆发率相当^[60, 61]。

快速射电暴的脉冲展宽仅有几毫秒, 这意味着中心引擎的空间尺度可能比较小 (为 $3 \times 10^7 W^{-3} \Gamma^2 \text{ cm}$, Γ 表示中心引擎的体洛伦兹因子)^[62]。因此, 快速射电暴的前身星应该是致密天体, 如中子星、黑洞^[60]或者白矮星^[42, 63]等。快速射电暴的流量一般为几央斯基毫秒, 如此高的辐射强度对应着极高的亮温度 (约 10^{37} K), 所以快速射电暴的辐射机制极有可能是相干的^[31, 62]。假设色散量主要来自于星系际介质的贡献, 快速射电暴的红移主要分布在 $0.5 \sim 1.3$ ^[3, 9], 那么其在射电波段所辐射的能量高达 $10^{31} \sim 10^{33} \text{ J}$, 峰值光度可以达到 $10^{36} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

快速射电暴的物理起源尚不清楚, 目前已提出的理论模型包括: 年轻脉冲星的强脉冲耀发^[44]、磁星耀发^[58, 64]、超大质量中子星坍缩成黑洞^[59, 61]、双白矮星并合^[63]、双中子星并合^[65]、Kerr-Newman 黑洞磁层的坍缩^[66]、中子星和小行星碰撞^[67]、软伽马重复暴^[68]、邻近恒星的耀发^[69]等。而可重复的快速射电暴还可能由其他物理机制产生, 如中子星穿过小行星带^[41]、中子星-白矮星双星系统^[42]、活动星系核的活动、年轻超新星遗迹等。年轻脉冲星

的巨型脉冲^[44, 45]也被认为是一个可能的理论模型^[13], 但 Lyutikov^[46]指出, FRB 121102 不太可能用这一模型来解释。此外, 一些理论模型, 如双中子星的绕转^[70]和带电荷的黑洞的并合^[71]等, 预言快速射电暴可能与伽马射线暴、引力波暴等成协, 值得予以关注。下面重点介绍两个与中子星相关的典型模型。

3.1 双中子星并合模型

Totani^[65]提出, 双中子星并合是一个可能的快速射电暴理论模型。在并合的最后阶段, 两个中子星的自转周期会因为潮汐锁定而与轨道周期相同^[72], 中子星磁场位形的改变也与绕转周期同步。偏轴磁偶极场的磁制动/磁能耗散及磁层里面的等离子体效应将激发强烈的相干射电辐射。

磁场制动能量损失率和旋转周期之间的关系是 $\dot{E} \propto P^{-4}$, 这意味着随着磁场的同步化, 光度会剧烈增加, 产生类似爆发的现象。相干辐射会持续到双中子星并合成黑洞为止, 可以满足快速射电暴的毫秒时标要求。如果取磁场强度 $B = 10^{8.5}$ T, 中子星半径 $R = 10$ km, 双星并合轨道周期 $P = 0.5$ ms, 通过标准磁偶极子辐射公式, 可估算磁场制动能量损失率^[65]:

$$\dot{E} = -6.2 \times 10^{38} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} . \quad (7)$$

Thornton 等人^[3]提出快速射电暴的爆发率约为 $1.0_{-0.5}^{+0.6} \times 10^4$ 。如果假设快速射电暴的最大红移为 $z = 1$, 对应的共动距离是 $D_{\text{comv}} = 3.3$ Gpc, 则该爆发率大致对应于 $2.3_{-1.2}^{+1.4} \times 10^4 \text{ Gpc}^{-3} \cdot \text{a}^{-1}$ 。而中子星并合事件的发生率约为 $10^4 \text{ Gpc}^{-3} \cdot \text{a}^{-1}$ ^[73], 与上述快速射电暴的爆发率相当, 这要求几乎所有的中子星并合事件都产生快速射电暴^[65]。

Totani^[65]同时估算了快速射电暴在 $\nu_{\text{obs}} = 1.4$ GHz 处的流量密度:

$$F_{\nu} = \frac{1}{\nu_{\text{obs}}} \frac{\epsilon_r |\dot{E}|}{4\pi D_L^2} , \quad (8)$$

其中, ϵ_r 是射电辐射效率, 即射电光度 (νL_{ν}) 与全部能量损失率 (\dot{E}) 之间的比值。对于一个红移 $z = 0.75$ 的源, 当取 $\epsilon_r = 10^{-4}$ ^[74, 75], $B = 10^{8.5}$ T 时, 对应的快速射电暴的流量密度为 0.02 Jy。而对于较大的射电辐射效率 $\epsilon_r = 10^{-3}$, 或较强的磁场强度 $B \approx 10^9$ T, 流量密度可以达到 0.5 Jy。

3.2 小行星与中子星碰撞模型

Geng 和 Huang^[67]提出小行星与中子星的碰撞可能是快速射电暴的一个产生机制。小行星在靠近中子星时, 会被其潮汐撕裂而变成长条状。该物质长条进入中子星磁层后, 被磁场挤压, 同时受到中子星引力的加速, 进一步变成致密的物质柱, 最后撞击到中子星表面。在碰撞过程中, 引力势能的释放会加热小行星物质 (期间也有可能触发中子星局部磁场的重联), 从而形成一个热等离子体火球。火球内的等离子体沿着磁力线膨胀, 电子被加速, 演化成一个薄壳层。当壳层到达磁层内某一高度时, 其内的电子会产生相干曲率辐射, 从而产生快速射电暴。

正如 Colgata 和 Petschek^[76]所描述的, 当质量为 m 的小行星落入一个质量为 M 的孤立中子星的引力场时, 它在径向方向上会被拉长。当小行星的距离小于潮汐瓦解半径时, 将会

被撕裂, 如图 6 所示。随后, 小行星由于继续受到来自中子星的引力吸积和磁场作用, 会被压缩。考虑一个由 Fe-Ni (铁-镍) 组成的小行星, 其密度为 ρ , 半径为 r_0 , 剪切强度为 s , 则撕裂半径可表示为:

$$R_b = (\rho_0 r_0^2 M G / s)^{1/3}, \quad (9)$$

其中, G 是引力常数。当设定 $m = 10^{18}$ g, $\rho_0 = 8$ g · cm⁻³, $r_0 = 3 \times 10^5$ cm, $s = 10^9$ Pa 以及 $M = 1.4M_\odot$ 时, 对应的潮汐瓦解半径是 2.4×10^9 cm, 约为地球半径的 4 倍。

当小行星中心在半径 R_b 处时, 假设在半径 $R_b - r_0$ 处和在半径 $R_b + r_0$ 处的小行星碎片有着相同的速度 v_b 。当两个碎片开始做自由落体运动后, 前一碎片和后一碎片的速度 (v_- 和 v_+) 为:

$$\frac{1}{v_\pm} \approx \left(\frac{2GM}{R}\right)^{-1/2} (1 \pm \frac{r_0 R}{2R_b^2}). \quad (10)$$

因此最终它们在中子星表面上的碰撞时间相差为:

$$\delta t = \int_{R_{NS}}^{R_b+r_0} \frac{dR}{v_+} - \int_{R_{NS}}^{R_b-r_0} \frac{dR}{v_-} \approx \frac{2r_0}{v_b} = 2r_0 \left(\frac{2GM}{R_b}\right)^{-1/2} = 1.58 \times 10^{-3} \text{ s}. \quad (11)$$

其中, R_{NS} 表示中子星半径。这一碰撞时标刚好是毫秒量级, 可以解释快速射电暴的短时标特征。

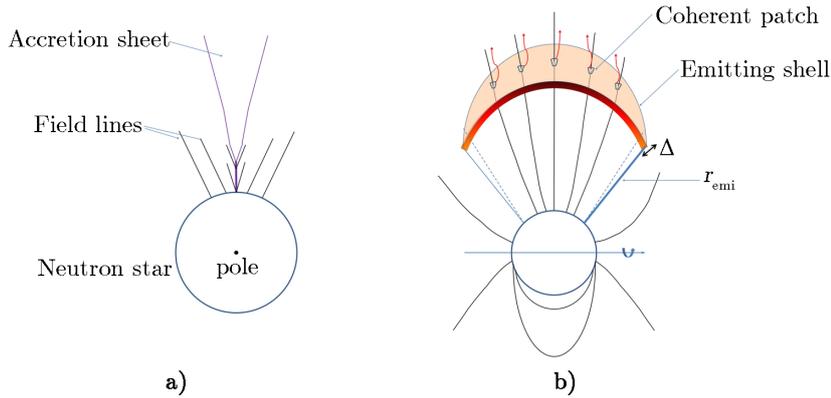
小行星落到中子星表面后, 动能转化为热能, 会沿着磁力线方向产生一个快速膨胀的等离子体火球。在磁层里, 该火球占据一个扇形区域, 如图 6 所示。该区域内, 大量电子被碰撞或者磁重联机制加速到极端相对论速度。碰撞产生的电子束将在距离中子星 r_{emi} 处形成一个薄壳层, 当这些电子产生相干曲率辐射时, 即表现为快速射电暴。快速射电暴所释放的能量本质上来自于小行星的引力势能, 即^[67]

$$f E_{\text{FRB}} = \eta_R \frac{GMm}{R_{NS}}, \quad (12)$$

其中, E_{FRB} 表示快速射电暴所释放的能量, $f = \Omega/4\pi$, 通常取为 10^{-3} , Ω 是壳层所张的立体角, η_R 是引力势能转化为射电辐射能量的效率, 一般估计约为 10^{-2} 。为产生快速射电暴, 小行星的质量需要达到 10^{18} g, 这个质量在小行星的正常质量范围之内。

在小行星和中子星碰撞模型中, 热化的中子星壳层会在暴后迅速冷却, 产生相应的 X 射线余辉。不过 X 射线余辉主要只出现在早期 ($\leq 10^6$ s), 随后按 $\propto t^{-0.7}$ 规律衰减^[77]。假设中子星壳层的辐射是热辐射, 对于一个光度距离为 D_L 的快速射电暴, 其 X 射线余辉的光变曲线为 $F_{\text{X-ray}} \approx \sigma T^4 (R_{NS}/D_L)^2$, 其中 T 是中子星表面温度, 可以达到 100 keV, 而 σ 是斯特潘-玻尔兹曼常量。此模型下的 X 射线辐射总体上比较暗弱, 在 Swift 卫星搭载的 X 射线望远镜 (X-Ray Telescope, 简称 XRT) 的探测极限^[78] 以下, 所以难以被观测到。

需要提到的是, 该碰撞模型也可解释发生在银河系内或附近的快速射电暴^[67]。例如, 如果快速射电暴的光度距离为 100 Mpc, 在射电波段释放能量约为 10^{30} J, 那么对应的小行星质量将只需要 10^{15} g。同时, 因为小行星的引力势能会明显减少, 其在 X 射线波段所释放的能量也相应减少, 因此 X 射线余辉的流量仍在 XRT 的灵敏度以下。有趣的是, Dai 等人^[41] 进一步提出, 中子星与小行星带中众多小天体的碰撞也可产生重复爆发的快速射电暴。



注: a) 描述碰撞前小行星被中子星撕裂成长条状; b) 表示碰撞后的快速膨胀的等离子体火球。

图 6 小行星与中子星碰撞过程示意图^[67]

4 快速射电暴的其他相关研究

4.1 快速射电暴宇宙学

目前的观测暗示部分快速射电暴可能与伽马射线暴成协^[61, 79], 那么通过测定伽马射线暴的红移和快速射电暴的色散量, 有望打开宇宙学研究的新窗口。

假定快速射电暴起源于河外源, 则总的色散量 DM 一般由三部分构成, 分别是宿主星系贡献的色散量 DM_{host} 、银河系贡献的色散量 DM_{Galaxy} 以及宿主星系和银河系之间的星系际介质的贡献 DM_{IGM} 。而对于快速射电暴—伽马射线暴成协的事件, 色散量还应该包括第四个成分: 伽马射线暴冲击波的贡献 DM_{GRB} ^[23]。

DM_{Galaxy} 可以通过脉冲星数据很好地得到限制^[80], 并随着银纬的增加而递减。快速射电暴有着较高的银纬, 通过 Cordes 和 Lazio^[81] 提出的 NE2001 模型所估算的 DM_{Galaxy} 相对较低 ($20 \sim 80 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$)。宿主星系所贡献的色散量的信息比较少, 但考虑到红移修正以及伽马射线暴的宿主星系尺度通常比银河系小, 假设 $DM_{\text{host}} \leq DM_{\text{Galaxy}}$ 应该是合理的, 因此 Deng 和 Zhang^[23] 认为伽马射线暴所贡献的色散量远小于 DM , 主要分布在 $0.1 \sim 10 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。

综上, 总的色散量被认为主要来自星系际介质的贡献, 即 $DM_{\text{IGM}} = \int (n_e / (1+z)) dl$ 。Ioka^[82] 和 Inoue^[83] 假设星系际介质中的自由电子是均匀分布, 同时重子是完全电离的, 提出星系际介质所贡献的色散量和红移有关: 当红移 $z \leq 2$ 时, $DM_{\text{IGM}} \approx 1200z \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。Deng 和 Zhang^[23] 重新分析了自由电子的分布后, 将 DM_{IGM} 与 H_0 , Ω_M , Ω_Λ , Ω_b 和 f_{IGM} 等宇宙学参量联系起来。 H_0 , Ω_M 和 Ω_Λ 可以通过宇宙微波背景以及 Ia 型超新星的数据得到, 因此, 通过伽马射线暴的红移和快速射电暴的色散量, 就可以限制 $\Omega_b f_{\text{IGM}}$, 进而研究宇宙的再电离, 或者限制暗物质模型^[24, 26, 27, 40, 84, 85]。不过, 快速射电暴的宇宙学应用通常需要大量具有红移测量的样本来进行, 因此目前暂时仍无法单独从快速射电暴中得到宇宙学新线索。

4.2 检验爱因斯坦等效原理

爱因斯坦等效原理是广义相对论和其他许多引力理论的基本原理之一。根据爱因斯坦等效原理, 无静止质量或者静止质量很小的粒子在引力场中传播时, 它的传播时间和没有引力场时并不一样, 两者之间的时间差别也叫做 Shapiro 时间延迟。另一方面, 根据弱等效原理, 任何中性粒子在真空中的运动轨迹是相同的, 不同粒子的后牛顿参数 γ 也是相同的。对于同时出发的不同粒子, 当它们穿过一个引力场后, Shapiro 时间延迟应该是相同的。而对于宇宙学起源的暂现源, 不同粒子在到达地球之前都会受到银河系引力场的影响从而产生 Shapiro 时间延迟。因此, 通过比较同时发射的不同能量的光子的 Shapiro 时延, 即比较它们对应的后牛顿参数 γ 是否相等, 就可以检验爱因斯坦等效原理。

快速射电暴可能是宇宙学起源, 且其光变曲线多为简单的单脉冲结构, 所以不同频率光子的时间延迟观测很容易就可以实现。利用 FRB 110220 和两个可能的快速射电暴与伽马暴成协事件 (FRB/GRB 101011A 和 FRB/GRB 100704A), Wei 等人^[86]精确地验证了弱等效原理。在图 7 中, 后牛顿参数 γ 之间的差值上限被限制到 $\Delta\gamma < 2.52 \times 10^{-8}$, 比之前利用 SN 1987A 和伽马射线暴得到的限制结果提高了 $1 \sim 2$ 个数量级。在观测到 FRB 150418 可能的宿主星系后, Tingay 和 Kaplan^[87]利用 FRB 150418 的数据对爱因斯坦等效原理作出新的限制, 将上限提高到 $(1 \sim 2) \times 10^{-9}$ 。

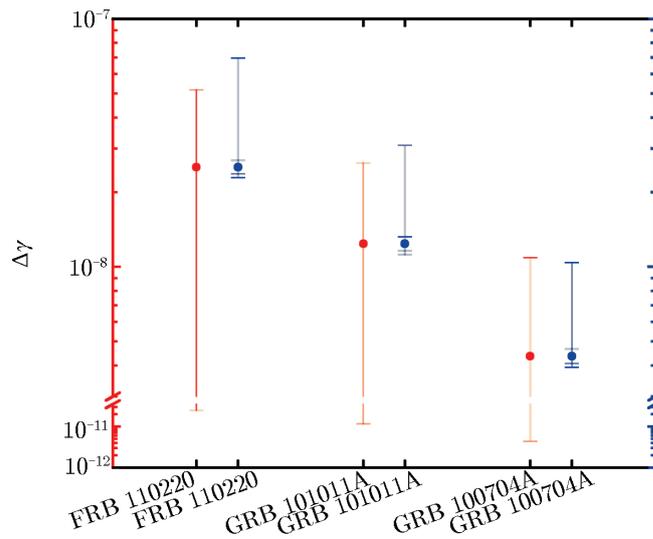


图 7 利用 FRB 110220, FRB/GRB 101011A 和 FRB/GRB 100704A 对弱等效原理进行检验^[86]

4.3 限制光子静止质量

麦克斯韦方程组和爱因斯坦狭义相对论给出任何频率的电磁波在真空中的传播速度是恒定不变的, 其直接推论就是光子的静止质量为零。但根据不确定性原理, 光子静止质量的精度上限是 $m_\gamma \leq \hbar/(\Delta T c^2) \approx 10^{-66}$ g, 其中 ΔT 取宇宙年龄 10^{10} a。因此, 将光子静止质量绝对地定为零是不可能的。

最近, Wu 等人^[88]利用 FRB 150418 可能的红移 ($z = 0.492$), 限定光子静止质量上限为 5.2×10^{-47} g, 比电子静止质量的值要小 20 个数量级, 比其他天体物理源的限制结果提高了 3 个数量级。Bonetti 等人^[89]也得到了类似的结果。在未来, 如果可以测定更多的快速射电暴的红移, 光子静止质量的限制会进一步得到改进。

5 展 望

快速射电暴是人们观测到的最神秘的天体爆发现象之一, 也是进展很快的领域。从 2007 年第一个快速射电暴被发现之后, 截至 2017 年 1 月, 已有 17 个非重复快速射电暴和 1 个重复暴被观测到。对于重复快速射电暴 FRB 121102, 人们已经观测到其多波段对应体, 并将定位精度提高到亚角秒量级, 证认出宿主星系, 并精确测定其红移。但遗憾的是, 其他大量非重复暴的宿主星系和红移并没有得到严格证认, 因此, 快速射电暴的起源和物理本质尚不清楚。如果快速射电暴的确起源于河外, 那么其在射电波段释放的能量可以达到 $10^{31} \sim 10^{33}$ J。这么巨大的能量和光度, 使之有望成为研究宇宙学的一个有力工具, 如有助于测定宇宙中天体的距离、测量宇宙中的电子密度, 甚至检验爱因斯坦等效原理, 乃至检验光子静止质量非零假设等。此外, 还可以通过色散延迟空间的畸变分析宇宙物质分布的成团性, 测量宇宙大尺度结构。快速射电暴的毫秒时标和强流量暗示它们的前身星可能是致密天体。而一些可能的前身星模型中, 如双中子星碰撞^[70]或者带电黑洞的并合^[71], 可能会伴随着伽马射线暴和引力波辐射^[90]。最新的观测结果表明, FRB 110314 存在一个可能的伽马波段的对应体, 其在爆发时的各向同性能量可高达 5×10^{44} J^[54]。针对这些关联爆发的观测和理论研究有可能是快速射电暴研究的下一个突破口, 将是未来关注的重点。

作为世界上最大的单口径射电望远镜, 中国的 500 m 口径球面射电望远镜 (Five-hundred-meter Aperture Spherical Radio Telescope, 简称 FAST)^[91]已于 2016 年 9 月初步建成。FAST 的有效口径为 300 m, 天顶角可以达到 40° , 目前可开展低频射电波 (70 MHz \sim 0.5 GHz) 和中频射电波 (0.5 \sim 3 GHz) 的观测, 覆盖了目前快速射电暴的主要观测波段 (1 400 MHz 波段)。因此, FAST 对快速射电暴的观测十分值得期待。Li 等人^[22]分析了 FAST 对快速射电暴的观测率, 他们预计在 1 000 h 的观测时间内, FAST 可以观测到 5 ± 2 个快速射电暴。我们期待 FAST 尽快开展相关观测, 为人们提供更多的快速射电暴样本。

总之, 尽管快速射电暴的研究已经取得一些初步进展, 但目前的观测资料依然非常缺乏。许多基本的问题, 如起源、喷流效应、辐射机制等, 都没有得到解决。而随着新的观测结果不断出现, 一些新的问题, 比如快速射电暴的分类、重复爆发现象、伽马波段对应体、引力波辐射等, 也在不停出现。我们期待更多的仪器能够投入到相关观测中来, 以便观测到更多的快速射电暴样本及它们的多波段对应体, 从而证认宿主星系和准确测定红移, 提供可靠的观测证据。随着对快速射电暴的观测和理论研究的不断深入, 人们将逐步揭开快速射电暴的本质, 同时也为更多天体物理学的研究提供新的手段。

参考文献:

- [1] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. *Science*, 2007, 318: 777
- [2] Keane E F, Stappers B W, Kramer M, et al. *MNRAS*, 2012, 425: L71
- [3] Thornton D, Stappers B, Bailes M, et al. *Science*, 2013, 341: 53
- [4] Burke-Spolaor S, Bannister K W. *ApJ*, 2014, 792: 19
- [5] Spitler L G, Cordes J M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2014, 790: 101
- [6] Masui K, Lin H, Sievers J, et al. *Nature*, 2015, 528: 523
- [7] Petroff E, Bailes M, Barr E D, et al. *MNRAS*, 2015, 447: 246
- [8] Ravi V, Shannon R M, Jameson A. *ApJ*, 2015, 799: L5
- [9] Champion D J, Petroff E, Kramer M, et al. *MNRAS*, 2016, 460: L30
- [10] Keane E F, Johnston S, Bhandari S, et al. *Nature*, 2016a, 530: 453
- [11] Ravi V, Shannon R M, Bailes M, et al. *Science*, 2016, 354: 1249
- [12] Scholz P, Spitler L G, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2016, 833: 177
- [13] Spitler L G, Scholz P, Hessels J W T, et al. *Nature*, 2016, 531: 202
- [14] Chatterjee S, Law C J, Wharton R S, et al. *Nature*, 2017, 541: 58
- [15] Petroff E, Barr E D, Jameson A, et al. *Proc Astron Soc Aust*, 2016, 33: e045
- [16] Hassall T E, Keane E F, Fender R P. *MNRAS*, 2013, 436: 371
- [17] Wilson T L, Rohlfs K, Huttemeister S, eds. *Tools of Radio Astronomy*. 5th ed. Berlin: Springer, 2009
- [18] Thornton D. PhD Thesis. Manchester: University of Manchester, 2013
- [19] Petroff E, van Straten W, Johnston S, et al. *ApJ*, 2014, 789: 26
- [20] Keane E F, SUPERB Collaboration. <https://arxiv.org/pdf/1602.05165.pdf>, arXiv:1602.05165, 2016b
- [21] Cordes J M, Wharton R S, Spitler L G, et al. <https://arxiv.org/pdf/1605.05890.pdf>, arXiv:1605.05890, 2016
- [22] Li L B, Huang Y F, Zhang Z B, et al. *RAA*, 2017, 17: 6
- [23] Deng W, Zhang B. *ApJ*, 2014, 783: L35
- [24] Gao H, Li Z, Zhang B. *ApJ*, 2014, 788: 189
- [25] Kulkarni S R, Ofek E O, Neill J D, et al. *ApJ*, 2014, 797: 70
- [26] Zheng Z, Ofek E O, Kulkarni S R, et al. *ApJ*, 2014, 797: 71
- [27] Zhou B, Li X, Wang T, et al. *Phys Rev D*, 2014, 89: 107303
- [28] Tendulkar S P, Bassa C G, Cordes J M, et al. *ApJ*, 2017, 834: L7
- [29] Bera A, Bhattacharyya S, Bharadwaj S, et al. *MNRAS*, 2016, 457: 2530
- [30] Katz J I. <https://arxiv.org/pdf/1409.5766.pdf>, arXiv:1409.5766, 2014a
- [31] Luan J, Goldreich P. *ApJ*, 2014, 785: L26
- [32] Pen U-L, Connor L. *ApJ*, 2015, 807: 179
- [33] Tavani M. *ApJ*, 1998, 497: L21
- [34] Caleb M, Flynn C, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2016, 458: 708
- [35] Katz J I. *ApJ*, 2016a, 818: 19
- [36] Wang F Y, Yu H. *J. Cosmol Astropart Phys*, 2017, 03: 023
- [37] Keane E F, Petroff E. *MNRAS*, 2015, 447: 2852
- [38] Law C J, Bower G C, Burke-Spolaor S, et al. *ApJ*, 2015, 807: 16
- [39] Rane A, Lorimer D R, Bates S D, et al. *MNRAS*, 2016, 455: 2207
- [40] 杨元培. 博士论文. 南京: 南京大学, 2016: 73
- [41] Dai Z G, Wang J S, Wu X F, Huang Y F. *ApJ*, 2016, 829: 27
- [42] Gu W M, Dong Y Z, Liu T, et al. *ApJ*, 2016, 823: L28
- [43] Condon J J. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1992, 30: 575
- [44] Connor L, Sievers J, Pen U-L. *MNRAS*, 2016, 458: L19
- [45] Cordes J M, Wasserman I. *MNRAS*, 2016, 457: 232
- [46] Lyutikov M. *ApJ*, 2017, 838: L13
- [47] Zhang B. *ApJ*, 2016a, 822: L14

- [48] Williams P K G, Berger E. *ApJ*, 2016, 821: L22
- [49] Vedantham H K, Ravi V, Mooley K, et al. *ApJ*, 2016, 824: L9
- [50] Akiyama K, Johnson M D. *ApJ*, 2016, 824: L3
- [51] Li Y, Zhang B. <https://arxiv.org/pdf/1603.04825.pdf>, arXiv:1603.04825, 2016
- [52] Giroletti M, Marcote B, Garrett M A, et al. *A&A*, 2016, 593: L16
- [53] Johnston S, Keane E F, Bhandari S, et al. *MNRAS*, 2016, 465: 2143
- [54] DeLaunay J J, Fox D B, Murase K, et al. *ApJ*, 2016, 832: L1
- [55] Marcote B, Paragi Z, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2017, 834: L8
- [56] Murase K, Kashiyama K, Mészáros P. *MNRAS*, 2016, 461: 1498
- [57] Shannon R M, Ravi V. *ApJ*, 2016, 837: L22
- [58] Lyubarsky Y. *MNRAS*, 2014, 442: L9
- [59] Falcke H, Rezzolla L. *A&A*, 2014, 562: A137
- [60] Diehl R, Halloin H, Kretschmer K, et al. *Nature*, 2006, 439: 45
- [61] Zhang B. *ApJ*, 2014, 780: L21
- [62] Katz J I. *Phys Rev D*, 2014b, 89: 103009
- [63] Kashiyama K, Ioka K, Mészáros P. *ApJ*, 2013, 776: L39
- [64] Popov S B, Postnov K A. *Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*. Yerevan: "Gitutyun" Publishing House of NAS RA, 2010: 129
- [65] Totani T. *PASJ*, 2013, 65: 12
- [66] Liu T, Romero G E, Liu M-L, Li A. *ApJ*, 2016, 826: 82
- [67] Geng J J, Huang Y F. *ApJ*, 2015, 809: 24
- [68] Katz J I. *ApJ*, 2016b, 826: 226
- [69] Loeb A, Shvartzvald Y, Maoz D. *MNRAS*, 2014, 439: L46
- [70] Wang J S, Yang Y P, Wu X F, et al. *ApJ*, 2016, 822: L7
- [71] Zhang B. *ApJ*, 2016b, 827: L31
- [72] Bildsten L, Cutler C. *ApJ*, 1992, 400: 175
- [73] Abadie J, Abbott B P, Abbott R, et al. *Classical and Quantum Gravity*, 2010, 27: 3001
- [74] Taylor J H, Manchester R N, Lyne A G. *ApJS*, 1993, 88: 529
- [75] Manchester R N, Hobbs G B, Teoh A, et al. *AJ*, 2005, 129: 1993
- [76] Colgate S A, Petschek A G. *ApJ*, 1981, 248: 771
- [77] Lyubarsky Y, Eichler D, Thompson C. *ApJ*, 2002, 580: L69
- [78] Moretti A, Pagani C, Cusumano G, et al. *A&A*, 2009, 493: 501
- [79] Bannister K W, Murphy T, Gaensler B M, et al. *ApJ*, 2012, 757: 38
- [80] Taylor J H, Cordes J M. *ApJ*, 1993, 411: 674
- [81] Cordes J M, Lazio T J W. <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0207156.pdf>, astro-ph/0207156, 2002
- [82] Ioka K. *ApJ*, 2003, 598: L79
- [83] Inoue S. *MNRAS*, 2004, 348: 999
- [84] Muñoz J B, Kovetz F D, Dai L, et al. *Physical Review Letters*, 2016, 117: 091301
- [85] Yang Y P, Zhang B. *ApJ*, 2016, 830: L31
- [86] Wei J J, Gao H, Wu X F, Mészáros P. *Physical Review Letters*, 2015, 115: 261101
- [87] Tingay S J, Kaplan D L. *ApJ*, 2016, 820: L31
- [88] Wu X F, Zhang S B, Gao H, et al. *ApJ*, 2016, 822: L15
- [89] Bonetti L, Ellis J, Mavromatos N E, et al. *Physics Letters B*, 2016, 757: 548
- [90] Callister T, Kanner J, Weinstein A. *ApJ*, 2016, 825: L12
- [91] Nan R D, Li D, Jin C J, et al. *Int J Mod Phys D*, 2011, 20: 989

Progress in the Researches of Fast Radio Bursts

LI Long-biao, HUANG Yong-feng, GENG Jin-jun

(School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210046, China)

Abstract: Fast radio bursts (FRBs) are intense radio pulses with millisecond-duration and Jansky-level intensity from the sky. Currently, 17 non-repeating FRBs and 1 repeating FRB have been discovered. Most FRBs have high dispersion measures and high Galactic latitudes, thus are believed to be of extragalactic origin. For the only known repeating burst source, i.e. FRB 121102, 26 repeating events have been observed. A sub-arcsecond position accuracy has been obtained for this source and its host galaxy has been identified, with the redshift being determined as 0.19273 ± 0.00008 . However, no counterparts have been identified for all the non-repeating FRBs till now, making these events even more enigmatic at this stage. Various mechanisms have been suggested for FRBs, such as merging binary compact stars, collisions of asteroids with neutron stars, collapses of massive white dwarfs or neutron stars, giant pulses from pulsars, flares from normal stars or magnetars or even active galactic nuclei, etc. Although still quite unclear in their nature, FRBs may provide valuable probes for the Universe and may be useful tools for studying the Einstein's Principle of Equivalence and for constraining the static mass of photons. In this article, the recent observational and theoretical progress in FRB studies is systematically reviewed. Firstly, a detailed description on the observational characteristics and progress is presented. Possible models of FRBs' progenitors are then introduced, followed by a brief discussion on the applications of FRBs in various astrophysical fields. A short prospect on future FRB studies is given at the end.

Key words: radiation mechanism; fast radio burst; dispersion measure; compact star