

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.04.08

FAST 漂移扫描观测：快速射电暴信号 模拟与模拟样本

王远明^{1,3}, 余文飞¹, 潘之辰², 王 培², 李 荫^{2,3}

(1. 中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 3. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要：快速射电暴 (fast radio burst, FRB) 是一种发生在毫秒时标的射电爆发现象。观测发现, 它们很可能来自银河系外, 对研究致密天体并合、星际介质、宇宙大尺度结构等有着重要意义。中国新近建成的 500 m 口径球面射电望远镜 (Five-hundred-meter Aperture Spherical Telescope, FAST) 是世界上最大的单天线射电望远镜, 其多波束漂移扫描观测有望在快速射电暴观测方面作出贡献。针对 FAST 的漂移扫描观测模式, 开展了多种参数和分布下的快速射电暴模拟, 构建了下述快速射电暴的样本: 一个是对快速射电暴在射电观测参数空间进行模拟获得的样本; 一个是根据快速射电暴本身距离 (红移) 与色散之间可能存在的关系, 进行物理参数空间模拟获得的样本。每个样本均有 50 000 个模拟的快速射电暴信号, 它们不仅可用于检验应用于 FAST 巡天扫描观测的快速射电暴搜寻算法的探测效率, 还可以用来研究 FAST 漂移扫描观测和各类快速射电暴搜寻算法的选择效应, 从而有可能从实际快速射电暴探测结果反推快速射电暴的内禀物理性质和分布。获得的快速射电暴样本对重复快速射电暴观测和数据分析具有借鉴意义。

关键词：FAST; 漂移扫描巡天; 模拟; 快速射电暴

中图分类号：P145.2 **文献标识码：**A

1 引 言

快速射电暴是 Lorimer 等人^[1]在 2007 年发现的一种射电暂现源, 它有着强度高 ($0.039 \sim 128$ Jy)、时标短 ($0.08 \sim 21$ ms)、色散量大 ($110 \sim 2600$ pc · cm⁻³) 等特点^[2], 通常被认

收稿日期: 2019-04-01; 修回日期: 2019-04-10

资助项目: 科技部国家重点研发计划项目 (2016YFA0400804); 国家自然科学基金重点项目 (11333005, 11703047, 11773041); 中国科学院国际合作伙伴项目 (114A11KYSB20160008); 中国科学院战略先导项目 (XD-B23000000); 国家自然科学基金空间科学卫星科学研究联合基金项目 (U1838203); “西部之光”人才计划; 中国科学院天文大科学研究中心 FAST Fellowship 高端用户专项经费

通讯作者: 王远明, wangyuanming16@mails.ucas.ac.cn; 余文飞, wenfei@shao.ac.cn

为来自银河系外。尽管至今人们对它们的物理起源仍不十分了解,但人们根据大多数理论认为,它们与中子星或黑洞有关,例如,它们可能来自年轻脉冲星的巨脉冲辐射^[3-5]、磁星的巨型闪耀^[6, 7]、高速旋转脉冲星的高能辐射^[8]、中子星与小行星的碰撞^[9, 10];或者它们可用其他一些灾变模型来描述,如中子星的并合^[11, 12]、超大质量中子星与黑洞的碰撞^[13]等。因此,研究快速射电暴对于致密天体的并合、形成和演化,以及对基础物理和极端物理方面的研究^[14]有重要的科学意义。如果有更多的快速射电暴被探测到,并且其红移被准确测量,我们还可以通过其红移和色散量研究宇宙中的重子数,从而有望解决宇宙中丢失的重子问题^[15]。天文学家估算,一天中可能出现上千次可被探测到的快速射电暴事件^[16]。经过 Parkes 射电望远镜、Arecibo 射电望远镜、澳大利亚平方公里阵列探路者 (Australian Square Kilometre Array Pathfinder, ASKAP) 和加拿大 H 强度测绘实验 (Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment, CHIME) 等单天线和阵列射电望远镜的搜寻,至今人们已发现至少几十个快速射电暴^①。CHIME/FRB 研究组估计,CHIME 每天可探测到 2~42 个快速射电暴信号^[17],且近期发现的快速射电暴数目在急剧增长^[18, 19]。

FAST 是目前世界上最大的单天线射电望远镜,其有效口径达 300 m,坐落在中国西南部的贵州省。FAST 装载了 L 波段多波束接收机系统,其视场达 0.15 deg^2 ^[20-22]。结合其好于毫央级的探测灵敏度,FAST 有望在研究快速射电暴方面作出贡献。人们将利用 FAST 进行多波束漂移扫描多目标射电天文巡天计划 (Commensal Radio Astronomy FAST Survey, CRAFTS)。该巡天计划的覆盖频段为 1050~1450 MHz,大约需要 220 d 完成对赤纬范围为 $-14^\circ \sim +66^\circ$ 的天区的扫描^[22],以搜寻快速射电暴^[23]。此外,FAST 还可以跟踪重复快速射电暴进行观测,以大大增加探测到快速射电暴的可能性。

射电波段实测数据常常受干扰信号影响。每一个真实的快速射电暴信号可能都伴随着数以千计的干扰信号。排除干扰的传统方式 (如人眼筛选方法) 对于快速射电暴的搜寻效率很低^[17, 24-26]。近年来人们提出的一些基于机器学习的算法,可以自动辨识出真实快速射电暴信号,从而提高了快速射电暴的搜寻效率^[26-28]。不过要训练机器学习算法需要大量快速射电暴样本,而当前探测到的快速射电暴数目较少,公开数据有限,无法满足机器学习的训练需求,因此,人们通常用快速射电暴样本模拟来研究快速射电暴搜寻方法。此外,一个基于物理参数空间的快速射电暴样本还可以用来检验观测设备和搜寻算法的选择效应,甚至从实测样本反推出原始快速射电暴的性质及其分布。

本研究工作是在模拟 FAST 扫描巡天观测的基础上,增加了对大量性质特征不同的快速射电暴的模拟,并依此得到快速射电暴的模拟样本。我们依据现有的快速射电暴观测能流分布函数^[23],模拟了观测量空间的快速射电暴样本。此外,我们依据快速射电暴红移遵循恒星形成史 (star formation history, SFH) 的分布这一特点^[29],模拟了考虑空间分布和距离色散关系的物理量空间样本。本文结构安排如下:第 2 章介绍模拟方法,包括快速射电暴信号的模拟、FAST 望远镜接收机的模拟以及射电干扰的模拟;第 3 章介绍快速射电暴样本的产生方法,包括观测参数空间模拟样本的产生方法以及物理参数空间模拟样本的产生方

^①数据来源于 <https://frbcat.org/>。

法; 第 4 章对模拟样本的性质进行总结, 并对其在未来的应用前景进行展望。

2 FAST漂移扫描观测和数据模拟

我们的模拟程序一共分为几个部分: 首先是观测噪声模拟, 主要模拟了系统噪声; 其次是信号模拟, 不仅模拟了快速射电暴信号, 也对望远镜可能接收到的射频干扰信号进行了模拟; 最后是观测模拟, 主要是根据FAST波束形状模拟望远镜扫描指向的不同造成的增益变化。在模拟中我们考虑了接收机的带宽、通道数、采样时间和系统温度等因素。

2.1 FAST系统噪声模拟

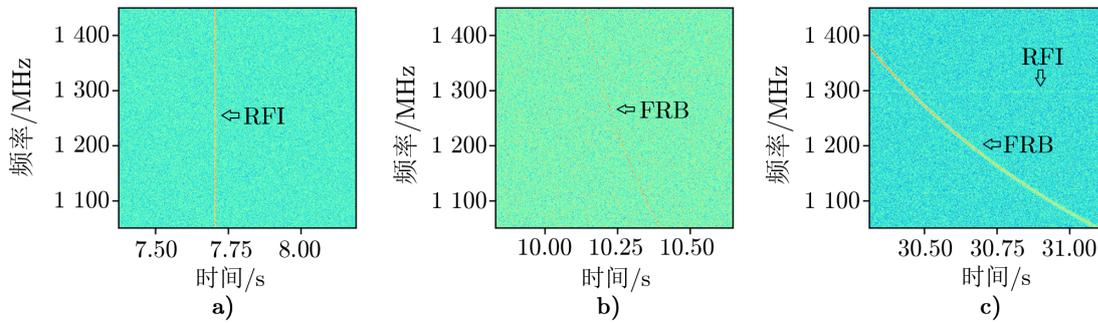
根据辐射计算公式模拟的系统噪声^[30, 31]是一个标准差为 ΔT_{sys} 的高斯分布, 即

$$\Delta T_{\text{sys}} = \frac{T_{\text{sys}}}{\sqrt{n_p t \Delta f}}, \quad (1)$$

其中, T_{sys} 为望远镜的系统温度, Δf 为望远镜的带宽, t 为观测的积分时间, n_p 为偏振数。如果两个正交偏振通道相加, 则 $n_p = 2$ 。对于一个采样时间为 $200 \mu\text{s}$, 观测带宽为 400 MHz , 系统温度为 20 K 的接收机来说 (这是 FAST 望远镜的基本参数), 它的噪声分布 $\Delta T_{\text{sys}} \approx 0.05 \text{ K}$ 。

2.2 射频干扰信号模拟

射频干扰 (radio frequency interference) 可来自望远镜接收机自身, 也可来自手机等地球上的物体, 还可来自飞机等与望远镜有相对运动的物体。本质上来说, 射频干扰信号十分复杂, 不同来源的射频干扰有不同的形状。我们模拟了两种相对简单的干扰形式, 即宽带干扰和窄带干扰 (见图 1)。



注: a) 模拟的宽带干扰信号; b) 和 c) 模拟的快速射电暴信号。b) 中的色散量为 $150 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$, 能流为 $0.1 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$, 脉冲宽度为 1 ms ; c) 中的色散量为 $500 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$, 能流为 $1.0 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$, 脉冲宽度为 4 ms , 且 c) 中同时包含模拟的窄带干扰信号。

图 1 FAST 漂移扫描巡天模拟中的干扰信号以及快速射电暴信号

由图 1 可以看出, 它们的形状类似, 都是一个方形的脉冲轮廓加上很短的脉冲宽度。宽带干扰出现在时域上, 窄带干扰出现在频域上。考虑到射频干扰出现的原因多种多样, 且在

不同的时间范围可能有不一样的特性，我们主要采用随机的方式对干扰进行模拟。我们在随机频率通道内，模拟了在随机观测时间出现的随机持续时长的窄带干扰。宽带干扰出现的时间同样是随机的。这两种射频干扰的强度被设置为在信噪比范围 $1 \sim 100$ 内随机抽取。关于射频干扰的出现频次，我们根据 FAST 望远镜 19 波束实测数据，设置宽带干扰的出现频次约为 7 h^{-1} 。由于干扰出现的原因多变，且少量 FAST 观测数据不能代表 FAST 实际运行时的干扰信号，因此，当前我们采用的模拟方法是相对合理可行的。

2.3 快速射电暴信号模拟

我们用两种不同的方式模拟了快速射电暴信号 (见图 1)，一种是通过设置它的观测能流 (fluence)、色散量 (dispersion measure, DM) 和观测脉冲宽度 (pulse width) 等观测参数来模拟；另一种是通过设置它的本征能量 (intrinsic energy)、红移 (redshift)、本征脉冲宽度 (intrinsic pulse width)，以及宿主星系造成的色散量，再结合宇宙学模型和银河系介质分布模型来模拟。

2.3.1 快速射电暴观测量参数空间模拟

对于第一种模拟方式，我们参考了 Connor 和 van Leeuwen^[27] 的模拟。我们假设 FRB 信号是一个理想的高斯轮廓的脉冲，并通过设置不同的能流和脉冲宽度来控制它的脉冲轮廓。由于一个宽频的脉冲在通过等离子体时，会与其中的自由电子发生作用，产生色散，导致高频的脉冲辐射更早到达，而低频信号则会延迟^[31]。这种时间延迟通常与频率有关，即 $\Delta t \approx DM \Delta \nu^{-2}$ ，其中， DM 是色散量 (dispersion measure)，即电子数密度在视向路径上的积分； $\Delta \nu$ 代表高频与低频间的频率差。我们通过设置色散量，来使模拟的高斯脉冲信号在宽频内产生时间延迟。此外，由于散射，我们模拟的脉冲轮廓在每一个频率通道内的脉冲宽度为 $\tau_\nu = \tau_0 (\nu/\nu_c)^{-4}$ ^[32]，其中， ν_c 为中心频率， τ_0 为设置的中心频率的脉冲宽度。我们可以通过设置谱指数 γ 来模拟不同频段的观测能流 F_ν ，使 $F_\nu \approx \nu^{-\gamma}$ 。

2.3.2 快速射电暴本征量参数空间模拟

第二种模拟方式与第一种类似，只是用本征能量 E_{int} 、红移 z 、本征脉冲宽度 τ_{int} 和宿主星系内介质导致的色散量 DM_{host} 这 4 个参数计算出它的观测能流 F_{obs} 、总色散量 DM_{tot} 和观测脉冲宽度 W ，再利用类似第 2.3.1 节中所描述的方法来模拟。

关于上述参数的计算，我们主要参考 Caleb 等人^[29, 33] 的计算方式，其中观测能流 F_{obs} 主要根据快速射电暴的本征能量 E_{int} ，以及 Λ CDM 模型中的光度距离来计算，即

$$F_{\text{obs}} = \frac{E_{\text{int}}(1+z)}{4\pi D_L^2(z)\Delta f} \times 10^{26} \quad , \quad (2)$$

其中， D_L 代表光度距离 (可通过红移 z 计算^[34])， Δf 为接收机系统的带宽。

对于一个快速射电暴信号，色散量主要有三个部分：银河系星际介质 (interstellar medium, ISM) 导致的色散 DM_{ISM} ，宿主星系内星际介质导致的色散 DM_{host} ，以及星系际介质 (intergalactic medium, IGM) 导致的色散 DM_{IGM} ，即

$$DM_{\text{tot}} = DM_{\text{ISM}} + DM_{\text{host}} + DM_{\text{IGM}} \quad , \quad (3)$$

其中, 星系际介质导致的色散量被认为与源的红移相关, 即 $DM_{\text{IGM}} = 1200z \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ ^[35, 36]; 银河系内介质导致的色散量 DM_{ISM} 可以根据 NE2001 模型^[37] 和源所在的方向来计算。

在星际介质里传播的脉冲信号, 它的脉冲宽度会因为散射而变宽 τ_{sc} 。 τ_{sc} 主要包括两部分: 因宿主星系和银河系的星际介质散射引起的脉冲变宽量 τ_{ISM} , 以及因星系际介质散射引起的脉冲变宽量 τ_{IGM} , 即 $\tau_{\text{sc}}^2 = \tau_{\text{ISM}}^2 + \tau_{\text{IGM}}^2$ 。 尽管星际介质中有许多可以导致散射的物质, 但在宇宙学距离下, 这部分散射的影响较小, 可以忽略^[38]。 对于星系际介质造成的影响, Lorimer 等人^[38] 根据 Bhat 等人^[39] 在 2004 年计算出的脉冲信号在星系际介质中传播引起的宽度变化公式, 可以得出:

$$\lg \tau_{\text{sc}} \approx -9.46 + 0.154 \lg DM_{\text{IGM}} + 1.07(\lg DM_{\text{IGM}})^2 - 3.86 \lg \nu, \quad (4)$$

其中, ν 为观测频率, τ_{sc} 的单位为毫秒。此外, 由于色散引起的不同频率间的时间延迟也会对脉冲宽度有影响(拖尾效应), 即 $\tau_{\text{DM}} = 8.3 \Delta\nu DM \nu^{-3} \mu\text{s}$ ^[40], 其中, $\Delta\nu$ 的单位为兆赫兹, ν 的单位为吉赫兹。于是, 快速射电暴的观测脉冲宽度 W 的计算公式为^[41]:

$$W^2 = \tau_{\text{int}}^2 + \tau_{\text{sc}}^2 + \tau_{\text{DM}}^2. \quad (5)$$

2.4 FAST 漂移扫描观测模拟

漂移扫描 (drift scan) 观测是将望远镜对准天空中某特定位置处, 等待源通过波束时, 观测其强度。在漂移扫描过程中, 由于望远镜的调制影响, 点源的波束强度会随点源与望远镜方向的夹角而变化。此外, 在不同的观测频率下, 观测到的波束形状也会发生变化。对于 FAST 来说, 采用漂移扫描观测可以降低系统控制的复杂度和减少部分射频干扰的数量, 是一种有效的观测模式^[22]。与刘鹏等人^[42] 模拟的 FAST 19 波束脉冲星漂移扫描巡天类似, 我们假设望远镜的波束增益 $G(\lambda, \theta)$ 与观测波长 λ 和 θ (点源与望远镜方向的夹角) 的变化关系为:

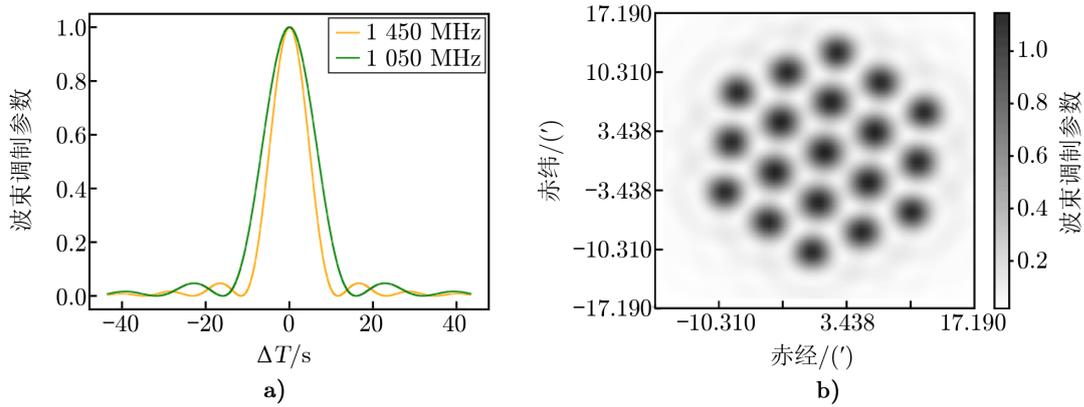
$$G(\lambda, \theta) = \text{sinc}^2 \left(\frac{\theta}{1.22\lambda/D} \right), \quad (6)$$

其中, D 为望远镜的口径。根据此公式, 我们模拟了 FAST 单波束形状对于观测时间以及观测频率的依赖性 (如图 2a) 所示)。根据 FAST 理想波束形状和 19 波束的分布, 我们模拟了 19 波束系统的波束方向图 (如图 2b) 所示)。

在观测频率为中心频率 1250 MHz 时, 波束的半高全宽约为 $2.9'$ 。从图 2b) 可以看出, FAST 的波束之间有空隙, 仪器探测响应不均匀, 这会影响 FAST 对于射电源的探测灵敏度。由于 FAST 的 19 波束具有相似的性能, 我们可以通过模拟其中一个波束的漂移扫描观测, 来研究和产生快速射电暴的模拟样本。在漂移扫描观测中, 对于不同的时间采样点 j 和观测通道 i , 原始信号 F_{ij} 会受到望远镜的调制, 即观测信号为:

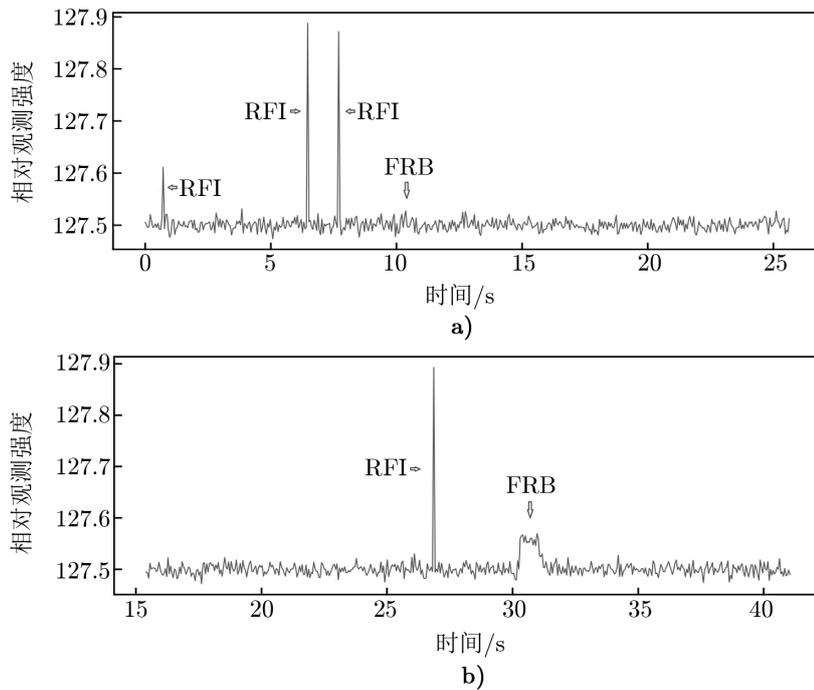
$$P_{ij} = F_{ij} G(\nu_i, \theta_j), \quad (7)$$

其中, 观测频率 $\nu = c/\lambda$, c 为光速, λ 为观测波长。我们利用设置的采样时间以及观测频率通道计算了实测强度在每一次采样时间时的变化, 得到了模拟观测数据 (见图 3)。FAST 模拟参数见表 1。



注: a) 不同观测频率下的单波束形状, 以及它们对于漂移扫描观测时间 ΔT 的依赖性。可以看出, 高频时波束形状更窄。b) 中心频率 1 250 MHz 时 FAST 的 19 波束方向图。可以看出, 视场内不同位置的响应不均匀, 这可能会影响对快速射电暴的探测。

图 2 FAST 单波束形状与 19 波束方向图



注: a) 7 s 处对应图 1a), 10 s 处对应图 1b)。快速射电暴信号出现在 10 s 左右, 能流为 $0.1 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 。b) 30 s 处对应图 1c)。快速射电暴信号出现在 30 s 左右, 能流为 $1.0 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 。此图未进行消色散及去干扰处理。

图 3 FAST 漂移扫描巡天模拟光变曲线中的干扰信号以及快速射电暴

表 1 FAST 漂移扫描观测模拟参数

| 有效口径/m | 观测模式 | 系统温度/K | 天线增益/ $K \cdot Jy^{-1}$ | 观测频段/MHz | 采样时间/ μs | 通道数 |
|--------|------|--------|-------------------------|---------------|---------------|-------|
| 300 | 漂移扫描 | 20 | 16 | 1 050 ~ 1 450 | 200 | 4 096 |

3 快速射电暴样本的产生

通过模拟快速射电暴, 我们产生了两个不同性质特征的快速射电暴样本: 一个是观测量空间的快速射电暴模拟样本, 它是依据现有观测数据建立的分布函数来构建的^[23]; 另一个是物理本征量空间的快速射电暴模拟样本, 它是依据快速射电暴产生率与恒星形成史的关系, 以及距离-色散关系构建的^[29]。每个样本中均有 50 000 个模拟的快速射电暴, 这些模拟都基于 FAST 望远镜的漂移扫描观测。我们随机模拟了快速射电暴的位置和爆发时间, 并使它们在观测时均匀分布在 FAST 望远镜的波束形状内。由于 FAST 多波束系统的相邻波束覆盖范围不完全重合(如图 2b)所示), 所以, 实际上我们模拟的信号均匀分布在以波束中心为圆心, 相邻两个波束间距的一半为半径的圆内。

观测量空间样本的产生参考了 Li 等人^[23]在 2017 年建立的快速射电暴观测能流分布, 它可以反映现有的快速射电暴的观测性质。我们可以利用这个样本估算出现在 19 波束视场内的快速射电暴信号被探测到的概率, 以及在视场内不同位置处的探测效率。它适用于评估快速射电暴搜寻算法的性能, 检验 FAST 对于快速射电暴的探测效率等。与观测量空间样本不同的是, 物理量空间样本反映了宇宙中存在的快速射电暴的数目、能流以及距离分布等, 因此它不仅可以用来测试包括机器学习在内的快速射电暴搜寻算法, 还可以用来检验望远镜及其观测方法对快速射电暴探测的选择效应, 解决 FAST 能够探测到的快速射电暴最大红移的值等物理问题。

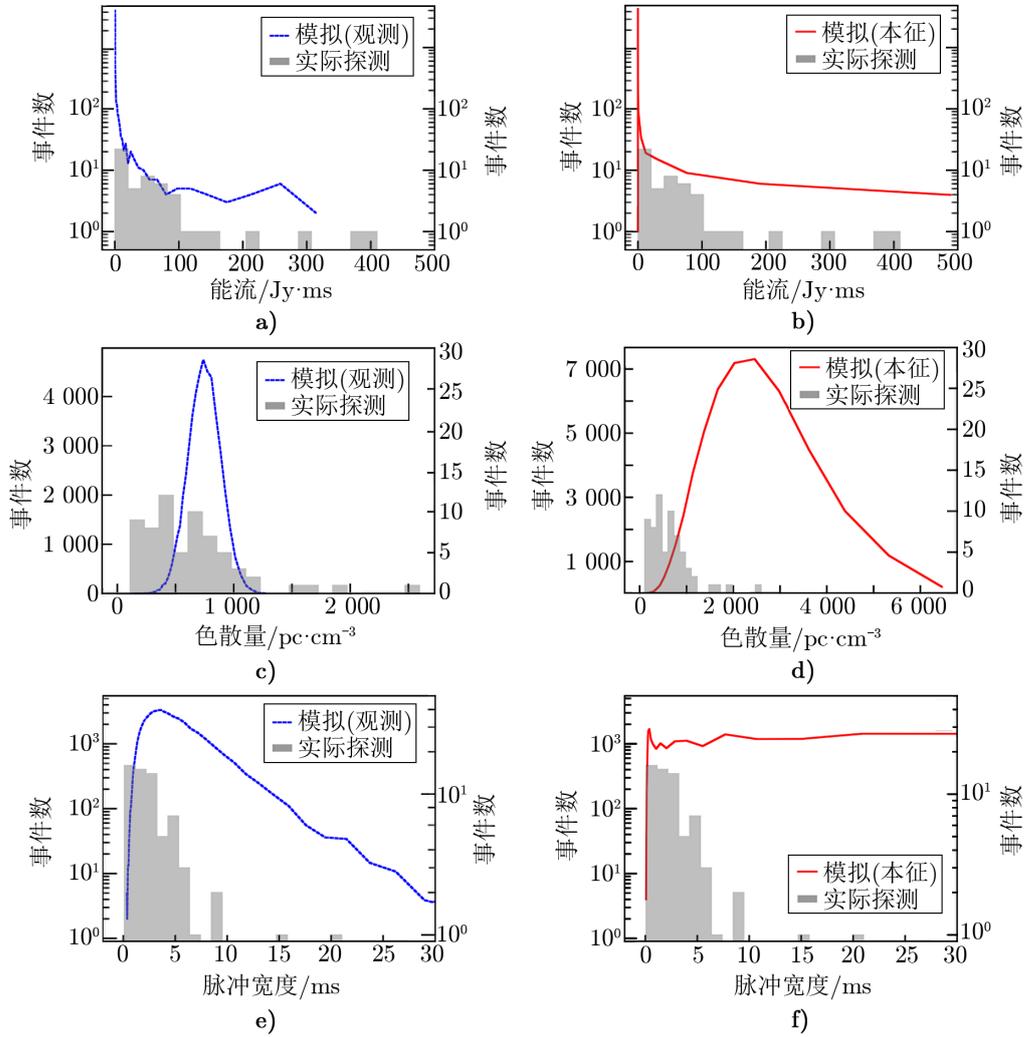
3.1 观测量参数空间的快速射电暴模拟

我们基于观测信号建立的这个样本中, 快速射电暴的模拟能流分布被假设为遵循 Li 等人^[23]根据 Parkes 望远镜和绿岸射电望远镜 (Green Bank Telescope, GBT) 探测到的 16 个非重复快速射电暴建立的快速射电暴的能流分布函数(如图 4a)所示), 即

$$\frac{dN}{dF_{\text{obs}}} = (4.14 \pm 1.30) \times 10^3 F_{\text{obs}}^{-1.14 \pm 0.20} . \quad (8)$$

快速射电暴的模拟色散量分布同样遵循 Li 等人建立的一个峰值在 $723 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的高斯分布(见图 4c), 柱状图是目前探测到的快速射电暴的分布^①。这个分布是他们在 2017 年建立的, 与最新的探测结果并不完全一致, 但这对于进行快速射电暴搜寻算法测试, 以及 FAST 漂移扫描巡天的探测效率评估影响不大。在这个样本模拟中, 快速射电暴的观测能流和色散量被设置为相互独立的随机量。对于快速射电暴的脉冲宽度模拟, 我们假设它是一个平均值为 $200 \mu s$ 的对数正态分布 (FAST 扫描观测的采样时间为 $200 \mu s$), 最终产生的脉冲宽度范

^①数据来源于 <http://frbcat.org/>。



注: a) 观测量参数空间的快速射电暴样本的观测能流分布, 其中灰色柱状图表示实际探测到的快速射电暴的能流分布。b) 物理量参数空间的快速射电暴样本的观测能流分布, 它由式 (2) 计算得出。c) 观测量参数空间的快速射电暴样本的色散量分布。d) 物理量参数空间的快速射电暴样本的色散量分布。可以看出在高色散量时, 它的数目比例高于实际探测到的快速射电暴数目比例。e) 观测量参数空间的快速射电暴样本的观测脉冲宽度分布。f) 物理量参数空间的快速射电暴样本的观测脉冲宽度分布。由于受到IGM散射的影响, 模拟样本中有大量高脉冲宽度信号存在。

图 4 快速射电暴模拟样本分布图

围为 $0.2 \sim 46$ ms, 这与目前的观测结果大致相符 (见图 4e))。由于快速射电暴的谱指数波动范围较大^[43], 我们模拟的快速射电暴信号的谱指数 γ 被假设为一个在 $-4 \sim +4$ 范围的均匀分布。我们模拟了 FAST 单波束的漂移扫描观测。在扫描过程中, 快速射电暴的位置被设定为均匀分布在一个以相邻两个波束间距的一半为半径的圆内。我们可以根据这个模拟计算出现在 19 波束视场内的快速射电暴信号被探测到的概率。在这个样本中, 我们随机产生了共 50 000 个快速射电暴模拟信号。

3.2 物理本征量参数空间的快速射电暴模拟

许多观测结果支持快速射电暴是宇宙起源的观点。我们采用 Caleb 等人^[29, 33] 的模拟方式, 并假设快速射电暴的共动数目密度分布与 SFH 成正比。基于 Hopkins 和 Beacom^[44] 在 2006 年发表的一篇关于 SFH 的文章, 我们得出恒星形成率 (star formation rate, SFR) 计算公式:

$$\dot{\rho}_* = \frac{(a + bz)h}{[1 + (z/e)^d]}, \quad (9)$$

其中, $h = 0.7$, $a = 0.0170$, $b = 0.13$, $e = 3.3$, $d = 5.3$ 。再结合 $dt/dz = \{H_0(1+z)[\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}\}^{-1}$ 来计算 SFH^①。根据 Λ CDM 模型, 哈勃常数 $H_0 = 71 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 物质密度 $\Omega_M = 0.27$, 真空密度 $\Omega_\Lambda = 0.73$ ^[34]。我们的红移模拟到 $z = 5$ 。

在模拟中, 我们假设一个遵循幂律分布的快速射电暴本征能量, 即 $dN/dE_{\text{int}} \approx E_{\text{int}}^\gamma$ 。根据 Luo 等人^[45] 建立的快速射电暴的光度方程, 我们采用 $\gamma = -1.57$, 能量范围为 $10^{28} \sim 10^{36}$ J。同时, 我们在 $-1.8 < \gamma < -1.2$ 范围内改变 γ 的值, 发现快速射电暴模拟样本的观测能流分布有 70% 的区域一致, 分布峰值所处的观测能流值无变化, 分布形状表现为向峰值所处的位置略微聚拢或发散, 这对观测能流统计性质无显著影响。关于本征脉冲宽度, Bera 等人^[40] 发现在 $z \approx 0.5$ 以后, 观测脉冲宽度由散射主导, 本征脉冲宽度的改变对其影响不大。因此我们模拟了一个遵循对数正态分布的本征脉冲宽度, 均值为 0.04 ms。我们发现, 对于不同的本征脉冲宽度模拟分布, 红移 $z > 0.8$ 的快速射电暴模拟样本的观测脉冲宽度分布几乎完全不变, 而对于红移较小的快速射电暴模拟样本, 其观测脉冲宽度分布与输入的本征脉冲宽度分布相似。对于观测脉冲宽度大于 2 ms 的快速射电暴模拟样本, 改变本征脉冲宽度分布对于其结果无影响。因宿主星系的星际介质引起的色散量 DM_{host} 与宿主星系的类型有关。Xu 和 Han^[46] 根据银河系的 NE2001 模型, 模拟了不同类型的宿主星系可能的色散分布。根据这些结果, 并参考 Caleb 等人^[29] 的模拟, 我们假设 DM_{host} 是一个均值在 $100 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的正态分布。同时, 我们在均值为 $60 \sim 140 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的范围改变此分布, 发现快速射电暴模拟样本总色散分布有 90% 的区域始终一致, 分布的峰值以及峰值处的总色散量无变化, 说明在宇宙学起源假设下, 改变宿主星系引起的色散量分布对于快速射电暴样本的总色散量分布无显著影响。我们模拟的快速射电暴随机分布在赤纬范围为 $-14^\circ \sim +66^\circ$ 的天区中, 这与 FAST 的 CRAFTS 巡天的天区范围一致。模拟中银河系的星际介质引起的色散量 DM_{ISM} 的大小由快速射电暴所处的位置和 NE2001 模型而定^[37]。

①计算参考 <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>。

利用上述模拟的本征参数的分布,结合在第 2.3.2 节中介绍的模拟方法,我们得出了它们的观测能流、色散量以及脉冲宽度分布图(见图 4)。它们的位置被设定为均匀分布在望远镜的波束范围内,我们可以据此计算出一个出现在 FAST 视场内不同红移的快速射电暴信号的探测率。该方法适用于检验快速射电暴搜寻算法的选择效应,也可以从观测数据反推出它们的内禀分布。

3.3 快速射电暴模拟样本统计性质的介绍与分析

在漂移扫描观测模拟中,我们使用 FAST 19 波束接收机,对其中一个波束进行了扫描观测模拟,其中,观测频段为 1 050 ~ 1 450 MHz,采样时间为 200 μ s,增益为 16 K \cdot Jy⁻¹,系统温度为 20 K。在两个样本模拟中,我们均模拟了 50 000 次漂移扫描观测,每次扫描观测时长为 60 s(低频时波束全宽约为 40 s),覆盖一个完整的随机快速射电暴信号。此外,在 FAST 漂移扫描过程中,我们使快速射电暴样本位置均匀分布在一个以相邻两波束间距的一半为半径的圆内。

图 4a) 是观测量空间快速射电暴样本的能流分布图。在我们模拟的 50 000 个快速射电暴中,最弱的快速射电暴信号的观测能流为 $F_{\text{obs}} \approx 0.02$ Jy \cdot ms,最亮的快速射电暴的观测能流为 $F_{\text{obs}} \approx 346$ Jy \cdot ms。不过,由于我们的模拟使快速射电暴随机分布在波束范围内,因此,它可能位于增益较差的位置,以致有些强信号可能在搜寻过程中未被探测到。图 4b) 是物理量空间快速射电暴样本的能流分布图,其中最弱的快速射电暴信号的观测能流为 $F_{\text{obs}} \approx 2 \times 10^{-17}$ Jy \cdot ms。该能流分布的峰值在 $F_{\text{obs}} \approx 1 \times 10^{-5}$ Jy \cdot ms 处,表明宇宙中存在大量低能流快速射电暴。在观测能流 $F_{\text{obs}} > 0.01$ Jy \cdot ms 时,该能流分布与实际探测到的快速射电暴分布基本一致。

图 4c) 是观测量空间快速射电暴样本的色散量分布图。在我们模拟的 50 000 个快速射电暴中,最低色散量为 $DM \approx 136$ pc \cdot cm⁻³,最高色散量为 $DM \approx 1\,300$ pc \cdot cm⁻³。图 4d) 是物理量空间快速射电暴样本的色散量分布图,其中最低色散量为 $DM \approx 149$ pc \cdot cm⁻³。由于我们模拟产生的快速射电暴的最高红移为 5,所以相应的最高色散量较大,为 $DM \approx 7\,100$ pc \cdot cm⁻³。尽管考虑了银河系以及宿主星系的可能色散量的影响,物理量空间样本的色散量-事件数分布基本与红移-事件数分布一致,说明在宇宙学起源假设下,快速射电暴的色散量基本上由 IGM 主导,与源的距离相关度较高。因此,如果利用 FAST 能够探测到更弱的快速射电暴,那么就可能得到红移更大的样本。

图 4e) 是观测量空间快速射电暴样本的脉冲宽度分布图。在我们模拟的 50 000 个快速射电暴中,最小脉冲宽度为 $\tau \approx 0.3$ ms,最大脉冲宽度为 $\tau \approx 45$ ms,基本与实际观测的结果相符。图 4f) 是物理量空间快速射电暴样本的脉冲宽度分布图,该分布的峰值在 $\tau \approx 0.33$ ms 处,与实际观测的结果基本吻合。但在脉冲宽度较大时,该分布与实际观测的结果有所偏差,表现为存在大量高脉冲宽度的快速射电暴。如果进行后续的搜寻分析,我们可以得出不同样本下快速射电暴的探测结果,并进一步分析和研究目前的探测方法以及望远镜和观测模式的选择效应。

4 总结与展望

我们通过模拟 FAST 漂移扫描观测, 引入了对快速射电暴的模拟, 生成了 FAST 扫描观测中快速射电暴的模拟样本。其中一个为 FAST 观测量空间的快速射电暴样本, 它是基于观测能流函数以及色散分布的模拟得到的^[23]; 在这个样本中, 观测能流 F_{obs} 被假设为与色散量 DM 无关。另一个为 FAST 物理量空间的快速射电暴样本, 它是基于快速射电暴是宇宙学起源, 并依据恒星形成史 (SFH) 得到的红移-事件数关系, 再结合本征能量假定的模拟得到的。这两个模拟样本总数均各为 50 000 个。

根据模拟的两个样本, 以及目前已有的快速射电暴观测结果, 我们可以发现在目前探测结果中存在显著的选择效应迹象。在能流分布图 4a) 和图 4b) 中, 当 $F_{\text{obs}} > 0.01 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 时, 不论是物理量空间样本, 还是观测量空间样本, 其分布都与实际探测到的快速射电暴分布基本一致。不过, 在同样为 50 000 个快速射电暴样本的情况下, 物理量空间模拟样本存在大量低能流源, 这对于有效面积几乎是 Arecibo 望远镜的 2 倍, 具有较高灵敏度的 FAST 望远镜, 可能有很大的发现窗口。对于色散分布图 4c) 和图 4d), 物理量空间模拟样本在高色散量时, 其分布高于观测量空间样本和实际探测到的快速射电暴色散量分布。这可能是由于快速射电暴在高红移时, 信号在到达地球时会被显著削弱; 也可能是在高色散时, 由 IGM 导致的散射效应变强, 因此信号的脉冲宽度变宽, 以致难以被探测到。这也体现在脉冲宽度分布图 4e) 和图 4f) 中, 表现为物理量空间模拟样本中宽脉冲暴的分布高于实际探测到的源的分布。因此, 我们今后应利用 FAST 搜寻更多快速射电暴。此外, 如果将信噪比为 10 以上的观测数据作为可信的快速射电暴探测结果^[47], 根据式 (1) 以及我们使用的模拟参数 (见表 1), 可估算出, FAST 望远镜对于快速射电暴探测的理论极限积分能流 (灵敏度) 约为 $0.024 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 。此外, 根据 FAST 19 波束漂移扫描实测数据的统计噪声, 我们也估算出, 信噪比为 10 时的快速射电暴观测能流约为 $0.036 \text{ Jy} \cdot \text{ms}$ 。这是未考虑 FAST 系统误差, 仅考虑统计涨落估算出的 FAST 望远镜对于快速射电暴的探测极限积分能流。目前第一个重复快速射电暴 (FRB121102) 的爆发观测能流均在这两个估算出的极限积分能流之上, 说明 FAST 有能力通过扫描观测探测到重复快速射电暴, 而本研究获得的快速射电暴模拟样本有助于研究 FAST 在漂移扫描观测模式下的重复快速射电暴探测能力。重复快速射电暴的定点观测在仪器系统控制和射频干扰方面较为复杂, 因此, 本研究对 FAST 的重复快速射电暴的定点观测研究仅具有借鉴意义。除此之外, 重复快速射电暴的重复爆发率 (repetition rate) 也影响 FAST 对于重复快速射电暴的探测结果。Oppermann 等人^[48]提出, 由于重复快速射电暴的爆发有集聚特性 (cluster), 在同样总观测时长下, 相比于连续观测, 一个中间有较长间隙的短时分散观测有更多机会探测到重复快速射电暴的爆发。

目前, 由于实际观测到的快速射电暴数目较少, 因此, 我们的模拟可以用来研究包括机器学习等快速射电暴搜寻算法在 FAST 巡天漂移扫描观测中的应用价值。在我们的两个样本中, 基于观测参数模拟的观测量空间的快速射电暴样本可以用来评估快速射电暴搜寻算法的性能和探测率。依据恒星演化史以及宇宙学模型和本征物理量模拟得到的物理量空间

样本,可以用来研究 FAST 观测和各种搜寻算法的选择效应,并有可能通过实际探测信号,反推出快速射电暴的内禀分布。

我们期望将来能利用我们产生的 FAST 快速射电暴模拟样本,训练快速射电暴搜寻方法,并最终应用于 FAST 实测数据中快速射电暴的搜索。在完成设备调试,并进入正式科学运行后,FAST 有可能对快速射电暴的探测作出贡献,我们产生的模拟样本也可望有助于 FAST 未来对于快速射电暴的观测研究。这些模拟样本可用于 FAST 探测快速射电暴,以评估和研究针对 FAST 多波束漂移扫描巡天的快速射电暴搜寻算法。

FAST 望远镜在 2019 年 8 月底至 9 月初已经通过跟踪观测而探测到一批来自重复快速射电暴 FRB121102 的脉冲信号^[49],证明了 FAST 望远镜具有探测重复 FRB 脉冲的能力,这与我们的模拟研究给出的结论一致。

致谢

感谢澳大利亚的 George Hobbs 为本项目提供可用的模拟程序。感谢本论文审稿人,他们提出的宝贵意见使得本文得到显著改进和提升。

参考文献:

- [1] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. *Science*, 2007, 318: 777
- [2] Petroff E, Barr E D, Jameson A, et al. *PASA*, 2016, 33: e045
- [3] Connor L, Sievers J, Pen U L. *MNRAS*, 2016, 458: L19
- [4] Cordes J M, Wasserman I. *MNRAS*, 2016, 457: 232
- [5] Lyutikov M, Burzawa L, Popov S B. *MNRAS*, 2016, 462: 941
- [6] Thornton D, Stappers B, Bailes M, et al. *Science*, 2013, 341: 53
- [7] Pen U L, Connor L. *ApJ*, 2015, 807: 179
- [8] Xiao D, Dai Z G. *ApJ*, 2017, 846: 130
- [9] Dai Z G, Wang J S, Wu X F, et al. *ApJ*, 2016, 829: 27
- [10] Bagchi M. *ApJ*, 2017, 838: L16
- [11] Totani T. *PASJ*, 2013, 65: L12
- [12] Wang J S, Yang Y P, Wu X F, et al. *ApJ*, 2016, 822: L7
- [13] Falcke H, Rezzolla L. *A&A*, 2014, 562: A137
- [14] Wei J J, Gao H, Wu X F, et al. *Physical Review Letters*, 2015, 115(26): 261101
- [15] Macquart J P. *Nature Astronomy*, 2018, 2: 836
- [16] Spitler L G, Cordes J M, Hessels J W T, et al. *ApJ*, 2014, 790: 101
- [17] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. *ApJ*, 2018, 863: 48
- [18] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. *Nature*, 2019, 566: 230
- [19] CHIME/FRB Collaboration, Amiri M, Bandura K, et al. *Nature*, 2019, 566: 235
- [20] Nan R, Li D, Jin C, et al. *IJMPD*, 2011, 20: 989
- [21] Li D, Pan Z. *Radio Science*, 2016, 51: 1060
- [22] Li D, Wang P, Qian L, et al. *IEEE Microwave Magazine*, 2018, 19: 112
- [23] Li L B, Huang Y F, Zhang Z B, et al. *RAA*, 2017, 17: 6
- [24] Masui K, Lin H H, Sievers J, et al. *Nature*, 2015, 528: 523
- [25] Caleb M, Flynn C, Bailes M, et al. *MNRAS*, 2017, 468: 3746

- [26] Foster G, Karastergiou A, Golpayegani G, et al. MNRAS, 2018, 474: 3847
- [27] Connor L, van Leeuwen J. ApJ, 2018, 156: 256
- [28] Michilli D, Hessels J W T, Lyon R J, et al. MNRAS, 2018, 480: 3457
- [29] Caleb M, Flynn C, Bailes M, et al. MNRAS, 2016, 458: 708
- [30] Lorimer D R, Kramer M. Handbook of Pulsar Astronomy. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005
- [31] Condon J J, Ransom S M. Essential Radio Astronomy. Princeton, NJ: Princeton University Press, 2016
- [32] Katz J I. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2018, 103: 1
- [33] Caleb M, Stappers B W, Rajwade K, et al. MNRAS, 2019, 484: 5500
- [34] Wright E L. PASP, 2006, 118: 1711
- [35] Ioka K. ApJ, 2003, 598: L79
- [36] Inoue S. MNRAS, 2004, 348: 999
- [37] Cordes J M, Lazio T J W. arXiv astro-ph/0207156, 2002
- [38] Lorimer D R, Karastergiou A, McLaughlin M A, et al. MNRAS, 2013, 436: L5
- [39] Bhat N D R, Cordes J M, Camilo F, et al. ApJ, 2004, 605: 759
- [40] Bera A, Bhattacharyya S, Bharadwaj S, et al. MNRAS, 2016, 457: 2530
- [41] Cordes J M, McLaughlin M A. ApJ, 2003, 596: 1142
- [42] 刘鹏, 王培, 李葭, 等. 天文学进展, 2018, 36(2): 173
- [43] Macquart J P, Shannon R M, Bannister K W, et al. ApJ, 2019, 872: L19
- [44] Hopkins A M, Beacom J F. ApJ, 2006, 651: 142
- [45] Luo R, Lee K, Lorimer D R, et al. MNRAS, 2018, 481: 2320
- [46] Xu J, Han J L. RAA, 2015, 15: 1629
- [47] Champion D J, Petroff E, Kramer M, et al. MNRAS, 2016, 460: L30
- [48] Oppermann N, Yu H R, Pen U L. MNRAS, 2018, 475: 5109
- [49] Di L, Zhang X, Qian L, et al. The Astronomer's Telegram, 2019, 13064

Simulation of FRBs in FAST Drift-scan Observations

WANG Yuan-ming^{1,3}, YU Wen-fei¹, PAN Zhi-chen², WANG Pei², LI Di^{2,3}

(1. Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Fast radio bursts (FRB), characterized by bright, single pulse with millisecond timescale, are thought to originate from cosmological distance, and thus can be applied to study the merger of compact objects, interstellar medium, large-scale structure of the universe and fundamental physics. The limited number of discovered FRBs bring difficult on research in their physical mechanism and the tests for searching algorithms. Five-hundred-meter Aperture Spherical Radio Telescope (FAST) is currently the largest single-dish radio telescope in the world. With a good sensitivity and a moderate field of view (FOV) which was boarded by the 19-beam system, it has the ability to discover FRBs in its drift-scan

observations. Based on the simulation of FAST drift-scan observations with FRBs, we have established two samples for FRBs: one is based on observational parameters (e.g. observational fluence, dispersion measure and observational pulse width), and another is based on the potential relationship between the redshift and the dispersion measure (with parameters of intrinsic energy, redshift, dispersion measure contributed by host galaxy and intrinsic pulse width). Both samples can be applied to test searching algorithms of FRBs in FAST drift-scan observations, with the potential to derive the intrinsic distribution or physical nature of FRBs from real detections after possible selection effects are identified.

Key words: FAST; drift-scan survey; simulation; fast radio burst